

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ, НАУКИ, МОЛОДЕЖИ И СПОРТА УКРАИНЫ
ОДЕССКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ И.И. МЕЧНИКОВА

Физика аэродисперсных систем

ВЫПУСК 48

МЕЖВЕДОМСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ СБОРНИК

Основан в 1969 г.

**О д е с с а
«Одесский национальный
университет»
2011**

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. | |
| д.р. физ.-мат. наук, проф. | Ассовский И.Г. | |
| 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); |
| канд. физ.-мат. наук | Черненко А.С. | (техн. секретарь) |
| | Каримова Ф.Ф. | (техн. секретарь) |

Друкується за рішенням Вченої Ради ОНУ.

Адрес редакционной коллегии:

65026, Одесса, ул. Пастера, 27,
Национальный университет имени И.И. Мечникова, кафедра теплофизики,
тел. 048 / 723-12-03, 723-62-27

Ред. коллегия «Физика аэродисперсных систем»

E-mail: teplophys@onu.edu.ua, chernalex@ukr.net.

СОДЕРЖАНИЕ

ТЕПЛОМАССОБМЕН

- Дорошенко А.В., Хусейн Дж.К., Ибрагим Х. С., Глауберман М.А.*
Теплофизические основы многофункциональных солнечных систем. Часть I.....5
- Дорошенко А.В., Хусейн Дж.К., Ибрагим Х. С., Глауберман М.А.*
Теплофизические основы многофункциональных солнечных систем. Часть II.....16
- Сагала Т.А., Кологривов М.М.*
Влияние температуры стенки полувагона и наличия зоны протаивания в материале на процесс размораживания сыпучего груза.....28
- Рокицький М.О., Левандовський В.В., Малезжик П.М., Шут А.М., Рокицька Г.В.*
Термічно стимульовані коливання лінійних розмірів у матрично-дисперсійній системі пентапласт - AgI37
- Дорошенко А.В., Антонова А.Р., Глауберман М.А.*
Альтернативные энергетические системы на основе газо-жидкостных солнечных коллекторов-регенераторов.....44

ФИЗИКА ГОРЕНИЯ

- Аль-Хусбан Ясин Юсиф*
Горючесть низкокалорийных топлив органического происхождения.....54
- Головко В.В., Баронецкий В.К.*
Разогрев подложки при распространении пламени по пленке горючего.....62
- Калинчук В.В., Черненко А.С., Шанюк С.А., Михалев В.В.*
Зажигание, высокотемпературное окисление и самопроизвольное погасание металлических частиц69

ГИДРОГАЗОДИНАМИКА

- Дорошенко А.В., Антонова А.Р., Глауберман М.А.*
Изучение течения тонкого слоя вязкой жидкости по наклонной поверхности в канале с газовым потоком.....81

ФИЗИКА АЭРОЗОЛЕЙ

| | |
|---|-----|
| <i>Вишняков В. И., Киро С. А., Эннан А. А.,</i> Образование твердой составляющей сварочного аэрозоля. 1. Конденсация ненасыщенных паров..... | 91 |
| <i>Вишняков В. И.</i> Взаимодействие ионизирующего излучения с аэрозолем..... | 106 |
| <i>Калугин В.В., Контуш С.М., Гимп А.В., Машиненко К.П.</i> Измерение дисперсности порошков с помощью автоматизированной системы определения дисперсности АСОД–300..... | 118 |
| Персоналии | |
| <i>Гавдзик Анджей.....</i> | 125 |
| <i>Именной указатель</i> | 126 |
| <i>Правила для авторов.....</i> | 127 |

УДК 536.248.2:532.529.5

*Дорошенко А. В.¹, Джамал Камал Хусейн², Хассан Сади Ибрагим¹,
Глауберман М.А.³*

¹Одесская государственная академия холода, 65082, г. Одесса, ул. Дворянская, 1/3,

²Ministry of Higher Education & Scientific Research – KRG

³ННВЦ при ОНУ им И. Мечникова, 65082, г. Одесса, ул. Дворянская, 2.

Теплофизические основы многофункциональных солнечных систем. Часть I.

Разработаны теплофизические основы создания многофункциональных солнечных систем тепло-хладоснабжения и кондиционирования воздуха. Тепломассообменные аппараты осушительной и охладительной части схем основаны на пленочном поперечном взаимодействии потоков газа и жидкости и в них используются, для создания насадки, многоканальные многослойные структуры высокой плотности из полимерных материалов. Разработаны основные модификации плоских солнечных коллекторов для солнечной части систем

Введение. Интерес к возможностям испарительных охладителей сред в последние годы неуклонно возрастает, что обусловлено их малым энергопотреблением и экологической чистотой [1-4]. Испарительные охладители могут использоваться как в автономном варианте, так и в комбинированных системах, например в составе солнечных осушительно-испарительных охладителей, где предварительное осушение воздуха обеспечивает высокую эффективность последующего испарительного охлаждения [3, 6-8]. Разработаны основные схемные решения для осушительно-испарительных холодильных и кондиционирующих систем с непрямой регенерацией абсорбента. В рамках этой темы разработана современная тепломассообменная аппаратура для альтернативных систем (жидкостные солнечные коллекторы, абсорбер, десорбер, испарительные охладители) на основе полимерных многоканальных и многослойных структур. В основу разработок положены результаты многолетних исследований авторов в области разработки и создания компактной аппаратуры пленочного типа.

I. Разработанные схемные решения для многофункциональных солнечных систем. Универсальный характер разработанных решений позволяет использовать солнечные системы горячего водоснабжения и испарительные охладители сред в автономном виде, а также в виде осушительно-испарительных систем, в которых солнечная энергия обеспечивает процесс восстановления абсорбента и поддерживает непрерывность цикла.

Требования к солнечным системам и параметрам комфортности в помещении. Выполненный аналитический обзор работ в области солнечных холодильных систем, позволил выделить, в качестве перспективного направления разработок, следующие принципы: солнечные абсорбционные системы с использованием жидких растворов абсорбентов, обеспечивающие простое решение для поддержания непрерывности цикла и минимизацию энергозатрат на организацию движения теплоносителей; широкое использование полимерных материалов в конструкции всех основных элементов осушительного и охладительного контуров систем, в солнечных коллекторах и тепломасообменных аппаратах. Анализ позволил выделить в качестве основного направления разработок солнечные абсорбционные системы с непрямой регенерацией абсорбента, позволяющие, применительно к солнечным системам кондиционирования воздуха (ССКВ) проводить термовлажностную обработку воздушного потока, поступающего в помещение, а применительно к солнечным холодильным системам (СХС) проводить охлаждение сред. Такие системы базируются на использовании испарительных охладителей воды в охладительном блоке, поступающей затем в водо-воздушные теплообменники.

Основными элементами ССКВ и СХС являются солнечные коллекторы, абсорберы-осушители воздуха АБР, десорберы-регенераторы ДБР и испарительные охладители воздуха и воды.

На рис. 1 и рис. 2 приведены основные варианты разработанных альтернативных систем (в приложении к задачам кондиционирования воздуха ССКВ и охлаждения СХС) на основе открытого абсорбционного цикла и солнечной регенерации абсорбента. Схемы включают два основных блока: блок предварительного осушения воздуха и блок испарительного охлаждения. В качестве основных элементов осушительный блок включает: абсорбер (1) (осушитель воздуха); солнечную систему регенерации абсорбента, состоящую из десорбера-регенератора (3), набора требуемого числа солнечных коллекторов СК/П (6) и бак-теплоаккумулятора (7); теплообменники (4) (внутренняя рекуперация тепла «слабого» холодного и «крепкого» горячего растворов абсорбента) и (4") (охлаждение крепкого раствора абсорбента перед его поступлением в абсорбер; в схеме охлаждения используется «технологическая» градирня). Тепло, необходимое для регенерации абсорбента обеспечивается солнечной системой (гелиосистемой), а охлаждение абсорбера – автономной вентиляторной градирней ГРН/т (градирня технологического назначения, (5). Охлаждение абсорбера, в котором, в процессе поглощения влаги из осушаемого воздуха, выделяется тепло, обеспечивает приближение к изотермичности процесса абсорбции и повышает эффективность всей схемы в целом [1 – 2]. В схеме охлаждения абсорбера может использоваться вынесенный теплообменник (4"), либо это может быть специальный водоохлаждаемый абсорбер, в котором теплообменник расположен непосредственно в объеме насадки.

Охладительный блок ССКВ включает испарительный охладитель воды, – продуктовую градирню (5А). Воздух, осушенный в абсорбере (1) и имеющий низкую температуру точки росы, поступает в градирню ГРД, где обеспечивается глубокое охлаждение воды, которая может использоваться в вентилируемых

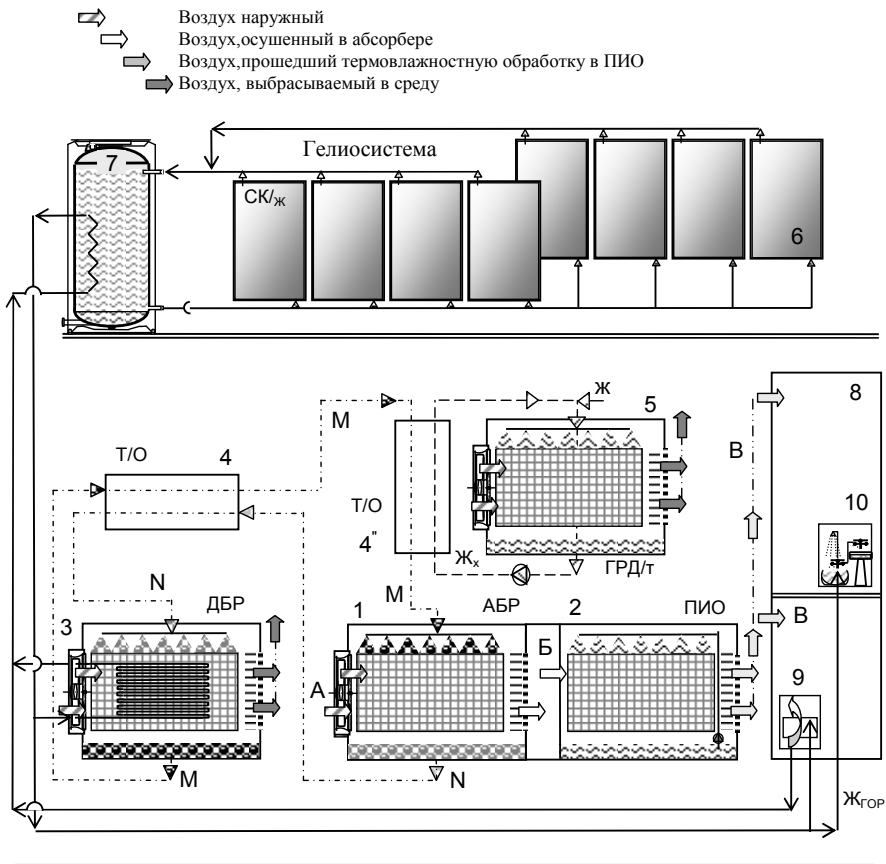


Рис. 2. Принципиальная схема солнечной системы кондиционирования воздуха с использованием испарительного воздухоохладителя прямого типа ПИО в охлаждающем контуре.

1 – абсорбер; 2 – испарительный охладитель; 3 – десорбер; 4, 4'' – теплообменники; 5 – радиатор; 6 – солнечный коллектор; 7 – бак-теплоаккумулятор; 8 – помещение; 9 – водо-воздушный теплообменник; 10 – санузел, А – наружный воздух; Б – осушенный в абсорбере воздух; В – воздушный поток после термовлажностной обработки в ИО; М, N – крепкий и слабый растворы абсорбента.

теплообменниках-охладителях (9), устанавливаемых непосредственно в кондиционируемых помещениях (8), либо холодильных камерах. Охладительный блок в этом случае может располагаться вне кондиционируемых помещений и здания. Одновременная подача в помещении воздушного потока, прошедшего термовлажностную обработку и холодной воды из ГРД сегодня самое распространенное решение применительно к системам СКВ.

Особый интерес представляют схемные решения альтернативных систем с использованием градирни ГРД в охлаждающем контуре [5]. Такие решения делают открытые системы охлаждения, к которым принадлежат испарительные охладители сред, безопасными с точки зрения загрязнения «продуктовой» воды, поступающей в теплообменники-охладители.

II. Разработанные модификации полимерных солнечных коллекторов для альтернативных систем. Ранее, в ОГАХ были выполнены исследования, посвященные созданию плоских солнечных коллекторов из полимерных материалов. Впервые были подтверждены высокие характеристики полимерных СК, сравнительно с традиционным типом СК с абсорбером, выполненным из цветных металлов в виде оребренного трубного регистра. Это позволяет устранить негативное влияние термического сопротивления в месте «сшивки» труб и ребер и значительно, при неизменных габаритах СК (при неизменной площади приема солнечной энергии), увеличить суммарную площадь каналов абсорбера. Были показаны и серьезные экологические преимущества перехода на полимерные материалы. В работе В. Костенюка [5] была показана целесообразность устранения воздушного зазора, без сколь либо существенного снижения эффективности полимерного СК. Это позволяет не только уменьшить высоту полимерного солнечного коллектора СК/П, но, главное, повысить жесткость и надежность структуры солнечного коллектора. При этом было показано, что такой эффект достижим только при переходе на двухъярусный моноблок в конструкции полимерного СК (рис. 3, позиция Г), что позволяет избежать дополнительного термического сопротивления и потери оптических свойств структуры СК в целом. На основании этого анализа, в качестве исходных принципиальных решений для совершенствования полимерного солнечного коллектора, было принято: модель СК/П без воздушного зазора между абсорбером и прозрачным покрытием (рис. 4, позиции Б и Г); использование прозрачного покрытия с шагом (расстоянием между вертикальными перегородками) не менее 25 мм.

Выполнено математическое моделирование СК из полимерных многоканальных плит, имеющих сотовую структуру, причем такие многоканальные плиты (рис. 4) используются в качестве теплоприемника (абсорбера), так и в качестве прозрачного покрытия (ПП). Такая плита может рассматриваться как обычное двойное прозрачное покрытие ПП с воздушным зазором между ними, а сам СК представляет собой коллектор с двойным прозрачным покрытием. Хорошо известно, что использование двойного ПП существенно снижает величину суммарного коэффициента потерь в СК [5], но обычно применяемое ПП в виде двойного остекления приводит к росту веса и габаритов СК. Использование же полимерной многоканальной плиты практически не изменяет эти пока-

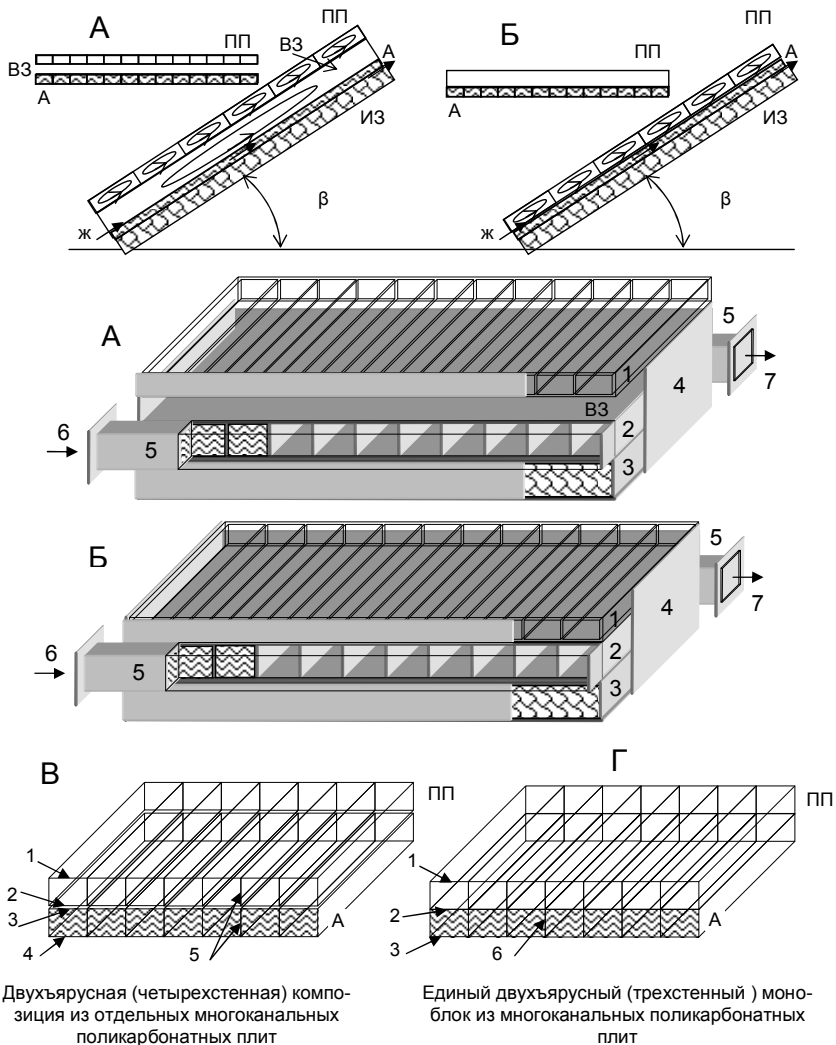


Рис. 3. Разработанные типы плоских жидкостных солнечных коллекторов СК/П из полимерных материалов.

АБ – Варианты компоновки полимерных коллекторов, ВГ – Варианты компоновки абсорбера (теплоприемников), А (2) – абсорбер (теплоприемник); ПП (1) – прозрачная изоляция; ИЗ (3) – теплоизоляция; ВЗ – воздушный зазор; 4 – корпус СК; 5 – гидравлические коллекторы СК; 6, 7 – теплоноситель.

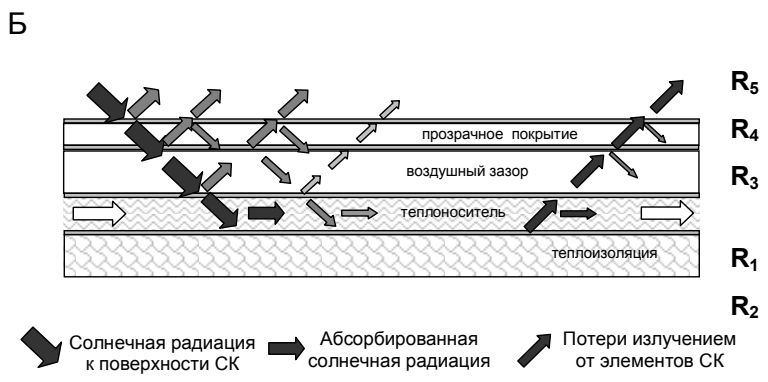
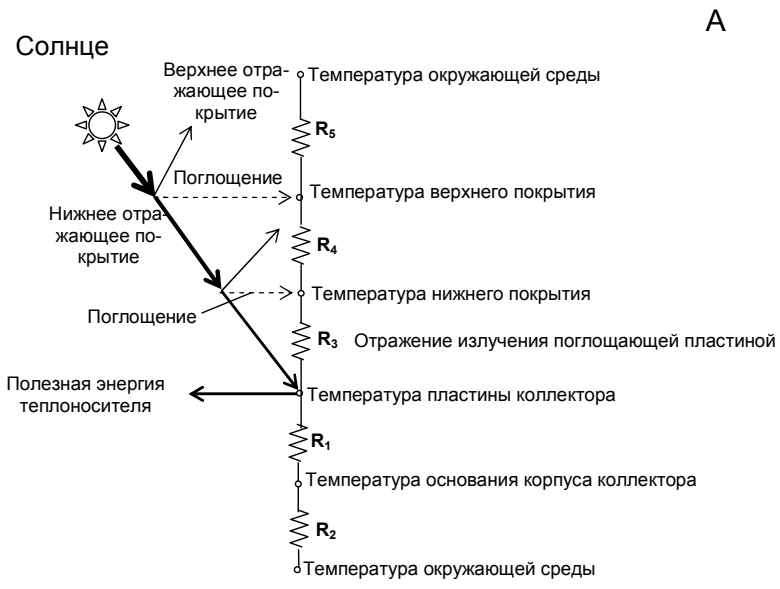


Рис. 4. Характерная тепловая цепь для полимерного солнечного коллектора СК-II с воздушным зазором между нижней пластиной прозрачного покрытия и верхней пластиной теплоприемника

затели, играя в то же время роль «двойного остекления». В качестве абсорбера в полимерном СК используется такая же полимерная плита другого размера; внутренние ребра-перегородки абсорбера расположены перпендикулярно ребрам прозрачного покрытия, что определяется требованиями жесткости. Распределения температур каждого элемента СК, включая теплоноситель, определяли на основании уравнений теплового баланса. При выводе уравнений были сделаны следующие допущения: режим работы солнечного коллектора стационарный; градиентом температуры теплоносителя по периметру канала можно пренебречь; температура каждого покрытия (элемента СК/П) изменяется только по направлению движения теплоносителя и свойства материала полимерных панелей и теплоносителя не зависят от температуры; поглощение солнечной энергии покрытиями коллектора не влияет на тепловые потери коллектора в целом.

В рассматриваемой конструкции полимерного СК черновое покрытие нанесено на нижнюю сторону теплоприемника (абсорбера), поэтому над плитой абсорбера находится еще три полимерные плиты: 1 – прозрачная сторона (пластина) абсорбера, 2 и 3 – стенки прозрачного покрытия (ПП). В первом приближении, тепловой расчёт полимерного коллектора определяется следующей системой уравнений (рис.4):

$$\begin{cases} U_{30} \cdot (T_3 - T_0) = U_{23} \cdot (T_2 - T_3); \\ U_{23} \cdot (T_2 - T_3) = U_{12} \cdot (T_1 - T_2); \\ -\alpha_{1ж} \cdot (T_1 - T_{ж}) = U_{12} \cdot (T_1 - T_2); \\ -\alpha_{A1}^p \cdot (T_A - T_1) - \alpha_{A1}^k \cdot (T_A - T_{ж}) + J = -U_A^{нз} \cdot (T_0 - T_A); \\ c_{ж} \cdot \delta_A \cdot \rho_{ж} \cdot V_{ж} \frac{dT_{ж}}{dx} = \alpha_{ж}^- (T_1 - T_{ж}) + \alpha_A^+ (T_A - T_{ж}); \\ \text{при } x = 0, T_{ж} = T_{ж}^0. \end{cases}$$

Решением этой системы является система

$$T_{ж}(x) = \frac{b_0 T_0 + I}{b_{ж}} \left(\exp\left(\frac{b_{ж}}{a_{ж}} x\right) - 1 \right) + T_{ж}^0,$$

$$\begin{cases} a_{ж} = \frac{c_{ж} \cdot \delta_A \cdot \rho_{ж} \cdot V_{ж}}{\alpha_{ж}^k}; \\ b_{ж} = \chi_{ж} K_A - 2K_A + \alpha_A^p \cdot \chi_{ж} + \alpha_{A1}^k; \\ b_0 = \chi_0 K_A + \alpha_{A1}^p \cdot \chi_0 + U_A^{нз}; \\ \chi_{ж} = \frac{K_{ж}}{K_{ж} + K_0}; \\ \chi_0 = \frac{K_0}{K_{ж} + K_0}; \\ K_{ж} = \alpha_{1ж} \cdot (U_{23} \cdot U_{30} + U_{12} \cdot U_{30} + U_{12} \cdot U_{30}); \\ K_0 = U_{12} \cdot U_{30} \cdot U_{23}; \\ K_A = \alpha_{A1}^p + \alpha_{A1}^k + U_A^{нз}; \end{cases}$$

описывающая изменение температуры жидкости по длине канала полимерной плиты абсорбера.

Здесь U – величина коэффициента суммарных потерь тепла ($\text{Вт}/\text{м}^2\text{К}$), на каждом рассматриваемом участке (элементе) СК; α – коэффициент теплоотдачи ($\text{Вт}/\text{м}^2\text{К}$); T – температура ($^{\circ}\text{C}$, K); J – суммарная интенсивность потоков прямой и рассеянной солнечной радиации ($\text{Вт}/\text{м}^2$); $c_{\text{ж}}$ – теплоемкость жидкостей; $\rho_{\text{ж}}$ – плотность ($\text{кг}/\text{м}^3$); $V_{\text{ж}}$ – расход жидкости; x – влагосодержание ($\text{г}/\text{кг}$), $\lambda_{\text{ж}}$ – коэффициент теплопроводности жидкости, $\text{Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$; $d_{\text{э}}$ – эквивалентный диаметр канала абсорбера, мм ; $\alpha_{\text{A1}}^{\text{P}}$, $\alpha_{\text{A2}}^{\text{P}}$, $\alpha_{\text{23}}^{\text{P}}$, $\alpha_{\text{30}}^{\text{P}}$ – радиационная составляющая тепловых потерь с нижней поверхности абсорбера к верхней, в воздушном зазоре, с нижней поверхности прозрачного покрытия к верхней, с поверхности прозрачной изоляции (поликарбонатной плиты) в окружающую среду соответственно, $\text{Вт}/(\text{м}^2\cdot\text{К})$; $\alpha_{\text{A1}}^{\text{K}}$, $\alpha_{\text{Aж}}^{\text{K}}$, $\alpha_{\text{12}}^{\text{K}}$, $\alpha_{\text{23}}^{\text{K}}$, $\alpha_{\text{30}}^{\text{K}}$ – конвективная составляющие теплоотдачи от верхней и нижней поверхности абсорбера жидкости, тепловых потерь в воздушном зазоре, между нижней и верхней поверхностью прозрачного покрытия и с поверхности прозрачного покрытия, $\text{Вт}/(\text{м}^2\cdot\text{К})$; $\delta_{\text{ВЗ}}$, $\delta_{\text{ПИ}}$, $\delta_{\text{А}}$ – толщины (высоты) воздушного зазора между теплоприемником и прозрачным покрытием, прозрачного покрытия из многоканальной плиты, жидкостного канала теплоприемника, соответственно, мм .

В дальнейшем, при разработке солнечных систем, основным принятым решением был СК/П на основе трехстенной моноблоковой композиции без воздушного зазора между абсорбером и прозрачным покрытием, что, наряду со снижением тепловых потерь, обеспечивает высокую прочность и надежность конструкции коллектора в целом.

Выводы:

1. Разработаны солнечные многофункциональные системы, основанные на принципе предварительного осушения наружного воздуха и последующего испарительного охлаждения продуктовых сред (воды или воздуха);
2. Разработаны солнечные коллекторы с теплоприемником и прозрачным покрытием из полимерных материалов (с насадкой в виде единого двухъярусного (трехстенного) моноблока из многоканальных поликарбонатных плит.
3. Переход на моноблоковую полимерную композицию обеспечивает снижение уровня тепловых потерь до уровня потерь в СК/П с воздушным зазором; рост высоты верхнего яруса моноблока, выполняющего роль воздушного зазора в традиционной компоновке СК обеспечивает снижение уровня тепловых потерь (рис. 5);
4. Переход от четырехстенной к трехстенной моноблоковой композиции (рисунок 5, позиция Б) обеспечивает существенное снижение уровня тепловых потерь, благодаря снижению величины термического сопротивления на стыковке двух полимерных пластин.

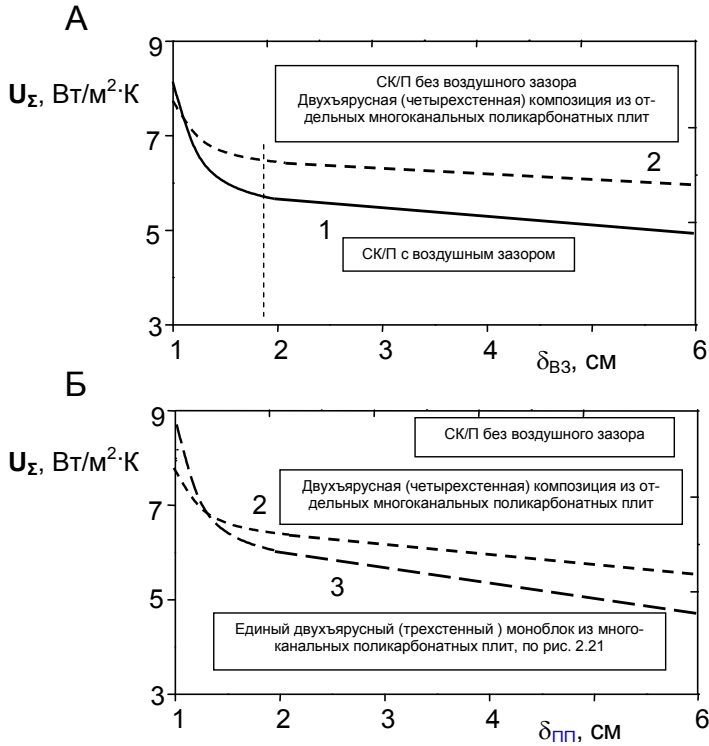


Рис. 5. Зависимость коэффициента суммарных тепловых потерь U_{Σ} :

А – от ширины воздушного зазора $\delta_{\text{вз}}$; (1 – SK/П с воздушным зазором; 2 – SK/П без воздушного зазора; двухъярусная (четырёхстенная) композиция из отдельных многоканальных поликарбонатных плит).

Б – от высоты прозрачного покрытия $\delta_{\text{пп}}$; варианты SK/П без воздушного зазора.

Литература:

1. Горин А.Н., Дорошенко А.В., Глауберман М.А. Солнечная энергетика. (Теория, разработка, практика) – Донецк: Норд-Пресс, 2008. – 374 с.
2. Горин А.Н., Дорошенко А.В. Альтернативные холодильные системы и системы кондиционирования воздуха. – Донецк.: Норд-Пресс, 2007. – 362 с.
3. Дорошенко А. Компактная теплообменная аппаратура для холодильной техники (теория, расчет, инженерная практика). Докторская диссертация,

- Одесский институт низкотемпературной техники и энергетики. Одесса. – 1992. – Т. 1. – 350 с.; Т. 2. – 260 с.
4. Шервуд Т., Пизфорд Р., Уилки Ч. Массопередача. – М. Химия, 1982. – 696 с.
 5. Костенюк В.В. Дорошенко А.В. Тепловые испытания полимерных солнечных коллекторов. // Холодильна техніка та технологія. – 2010. – №4. – С. 54-59.
 6. Дорошенко А.В., Франко Ю.А., Хасан Сади Ибрагим, Глауберман М.А. Процессы совместного тепломасообмена в испарительных охладителях прямого типа. // Холодильна техніка і технологія. – 2010. – №.1 (123). – С.46-54.
 7. Foster R.E., Dijkstra E. Evaporative Air-Conditioning Fundamentals: Environmental and Economic Benefits World Wide. International Conference of Applications for Natural Refrigerants' 96, September 3-6, Aarhus, Denmark, IIF/IIR, 1996. – P. 101-109.
 8. John L., McNab, Paul McGregor Dual Indirect Cycle Air-Conditioner Uses Heat Concentrated Dessicant and Energy Recovery in a polymer Plate Heat Exchanger // 21^h International Congress of Refrigeration IIR/IIF, Washington, D.C, ICR0646. – 2003.

Doroshenko A.V., Jamal Kamal Husain, Hassan Sadi Ibrahim, Glauberman M.A.

Thermophysical foundations of multi-function solar systems. Part I.

SUMMARY

The circuit decisions of multifunctional solar systems of heating, cooling and air conditioning are developed. Heat-mass-transfer devices are based on film interaction of flows of gas and liquid and in them are used for creation apparatus multichannel of structure of high density from polymeric materials. The basic updatings of flat solar collectors for a solar part of systems are developed.

Дорошенко О. В., Jamal Kamal Husain, Хасан Саді Ібрагим, Глауберман М.А.

Теплофізичні основи багатофункціональних сонячних систем. Частина I.

АНОТАЦІЯ

Розроблені теплофізичні основи створення багатофункціональних сонячних систем тепло-хладоснабження і кондиціонування повітря. Тепломасообмінні апарати осушної і охолоджувальної частини схем засновані на плівковій поперечноточном взаємодії потоків газу і рідини і в них використовуються, для створення насадки, багатоканальні багатощарові структури високої щільності з полімерних матеріалів. Розроблені основні модифікації плоских сонячних колекторів для сонячної частини систем

**Дорошенко А. В.¹, Джамал Камал Хусейн², Хасан Сади Ибрагим¹,
Глауберман М.А.³**

¹Одесская государственная академия холода, 65082, г. Одесса, ул. Дворянская, 1/3,

²Ministry of Higher Education & Scientific Research – KRG

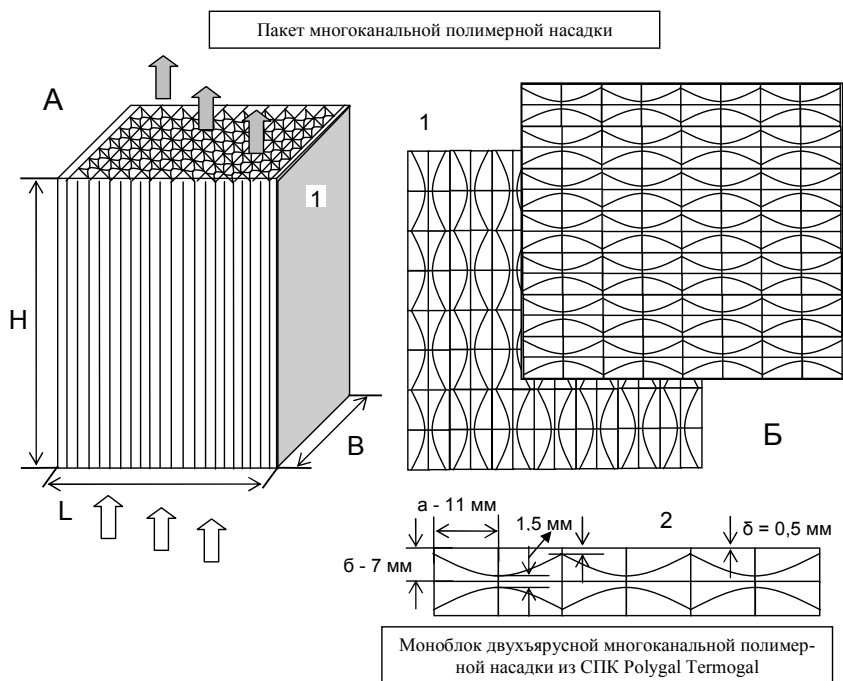
³ННВЦ при ОНУ им И. Мечникова, 65082, г. Одесса, ул. Дворянская, 2.

Теплофизические основы многофункциональных солнечных систем. Часть II.

Тепломасообменные аппараты осушительной и охладительной части схем многофункциональных солнечных систем основаны на пленочном поперечноточном взаимодействии потоков газа и жидкости и в них используются, для создания насадки, многоканальные многослойные структуры высокой плотности из полимерных материалов. Приведены результаты анализа процессов совместного тепломасообмена в аппаратах и рассмотрена проблема реконденсации в испарительных охладителях.

Введение. Разработаны основные схемные решения для осушительно-испарительных холодильных и кондиционирующих систем с непрямой регенерацией абсорбента и современная тепломасообменная аппаратура для альтернативных систем на основе полимерных многоканальных и многослойных структур. В основу разработок положены результаты исследований авторов в области разработки и создания компактной аппаратуры пленочного типа.

I. Тепломасообменная аппаратура для систем охладительного и осушительного контуров солнечных систем. Общим требованием к тепломасообменной аппаратуре (ТМА) для разрабатываемых альтернативных систем являются: высокая интенсивность протекающих процессов и малое аэродинамическое сопротивление при транспорте воздушных и жидкостных потоков, поскольку количество ТМА и теплообменников, используемых в системах, многочисленно; достаточно широкий диапазон рабочих нагрузок по газу и жидкости, в котором работа ТМА является устойчивой; отсутствие загрязнений рабочих поверхностей, или их разрушения в процессе длительной эксплуатации. Авторами был выбран, в качестве основного универсального решения для всех ТМА альтернативных систем, пленочный тип аппарата, обеспечивающий раздельное движение потоков газа и жидкости при малом аэродинамическом сопротивлении и поперечноточная схема контактирования потоков газа и жидкости, как наиболее приемлемая в случае необходимости совместной компоновки многочисленных ТМА в едином блоке аппаратуры. Новым в настоящем исследовании является использование полимерных материалов для организации насадочного слоя ТМА и тип каналов насадки. Насадка пленочных поперечноточных ТМА (рис.1) образована вертикально установленными элементами в виде многоканальных двухъярусных плит из тонкостенного поликарбоната.



| п/п | Характеристика материала | а | б |
|-----|---|-------|-------|
| 1 | СПК Polygal Termogal прозрачный, 32мм (1,05*12,0)м | 16 мм | 16 мм |
| 2 | Сотовый поликарбонат Polygal прозрачный. 16мм (2,1*12)м | 8 мм | 8 мм |
| 3 | Сотовый поликарбонат Polygal прозрачный. 10мм (2,1*12)м | 5 мм | 5 мм |
| 4 | Сотовый поликарбонат Polygal прозрачный. 8мм (2,1*12)м | 4 мм | 4 мм |
| 5 | Сотовый поликарбонат Polygal прозрачный. 6мм (2,1*12)м | 3 мм | 3 мм |
| 6 | Сотовый поликарбонат Polygal прозрачный. 4мм (2,1*12)м | 2 мм | 2 мм |

Рис. 1. Насадка тепломасообменного аппарата.

1 – многоканальная многоярусная насадка; 2 – моноблок двухъярусной многоканальной полимерной насадки; а, б – основные размеры канала насадки

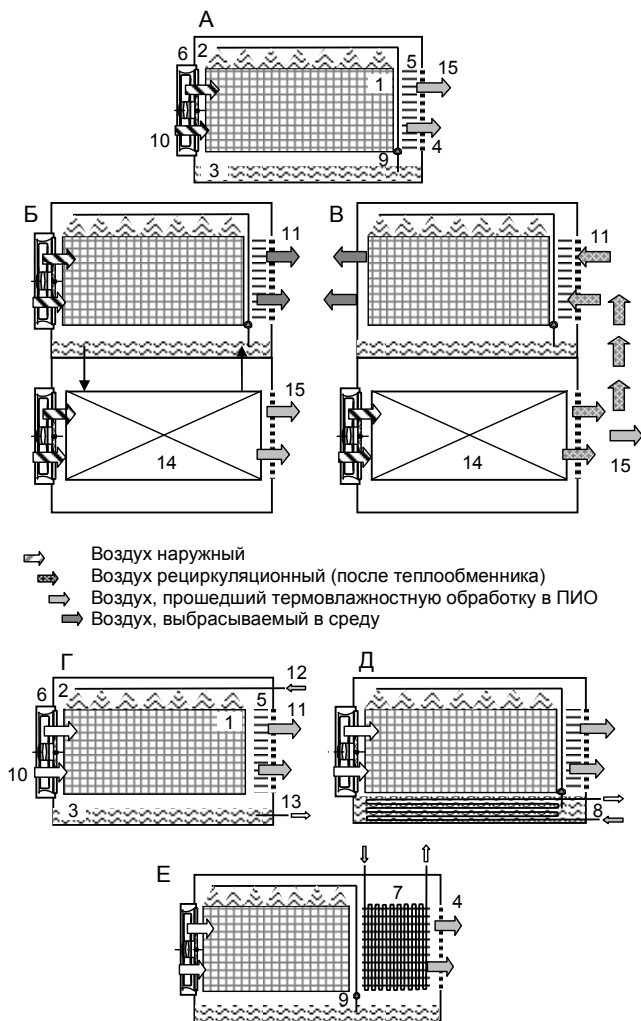


Рис. 2. Испарительные охладители.

A-B – Испарительные воздухоохладители поперечноточного типа (A – воздухоохладитель; B и В – воздухоохладители непрямого типа (раздельная схема) Г-Е – Испарительные водоохладители- градирня (Г- градирня , Е и Д – двухконтрольная градирня).

1 – насадка ТМА; 2 – водораспределитель, 3 – емкость для воды (танк), 4 – воздухопрямные окна, 5 – сепаратор капельной влаги, 6 – вентилятор, 7 – теплообменник из оребренных труб; 8 – теплообменник из гладких труб; 9 – водяной насос; 10 – поступающий свежий воздух, 11 – удаляемый воздух; 12 – горячая вода; 13 – охлажденная вода; 14 – водо-воздушный теплообменник; 15 – охлажденный воздух.

Плиты установлены эквидистантно друг другу и их каналы сложной формы расположены вертикально. Оптимальное значение плотности слоя насадки (расстояние между листами в элементе насадки и между элементами в слое насадки) было определено ранее в рамках теоретического и экспериментального изучения проблемы устойчивости пленочных двухфазных течений [1-2] и составляет: эквивалентный диаметр каналов насадки сложной формы – 20-30 мм.

Конструктивное оформление всех ТМА, входящих в разрабатываемые альтернативные системы унифицировано (абсорбер АБР, десорбер ДБР, градирня ГРД и двухконтурный ее вариант ГРД/Д, испарительный охладитель прямого ПИО и непрямого типа НИО). Они решены в виде пленочных поперечноточных аппаратов, в которых, в качестве основного элемента насадки используется вертикальная двухъярусная поликарбонатная многоканальная плита с нанесенной на ее внешнюю поверхность регулярной шероховатостью, в качестве основного метода интенсификации [5]. По внутренним каналам насадочных элементов стекает жидкостная пленка (вода в испарительных охладителях, или раствор сорбента в абсорбере), взаимодействуя с газовым потоком.

На рис. 2 показаны принципиальные схемы разработанных воздухо- и водоохладителей (градирен). Интерес представляют варианты градирен с бесконтактным охлаждением «продуктовой» воды (рис. 2, позиции Д и Е), что обеспечивает практическую независимость работы открытой системы, какой является градирня, при любых возможных внешних загрязнениях контактирующих потоков газа и жидкости (запыленность воздуха, высокая минерализация воды и др.). Это вариант двухконтурной «влажно-сухой» градирни, в которой, в зависимости от климатических условий и времени года, возможна реализация как процесса «сухого» охлаждения воды (так называемая «сухая» градирня), так и «влажного» испарительного ее охлаждения. Отметим, что при таком подходе к реализации процесса, может существенно снижаться необходимый расход подпиточной воды, как в результате уменьшения доли испарительного охлаждения, так и снижения каплеуноса воды в системе. В условиях интеграции градирен в составе альтернативной системы появляется также возможность использования выбрасываемых воздушных потоков для снижения, например, температуры осушенного в абсорбере воздушного потока, либо в иных задачах внутри системы (отметим, что в продуктовой градирне, благодаря предварительному осушению воздушного потока, температурный уровень охлаждения сред существенно понижается). Это касается различных возможностей вариантной проработки принципиальных схем [1 – 2].

На рис. 3 представлены решения для тепломасообменных аппаратов осушительного контура: позиции А, Б – абсорберы-осушители воздуха; позиции В, Г – десорберы-регенераторы. Все тепломасообменные аппараты, входящие в состав солнечных систем унифицированы конструктивно и в них используется единая элементная база.

II. Метод энтальпийного потенциала в применении к анализу и расчету процессов в испарительных охладителях воды и воздуха. На рис.4 показаны основные схемы взаимодействия воды и воздуха при испарительном охлажде

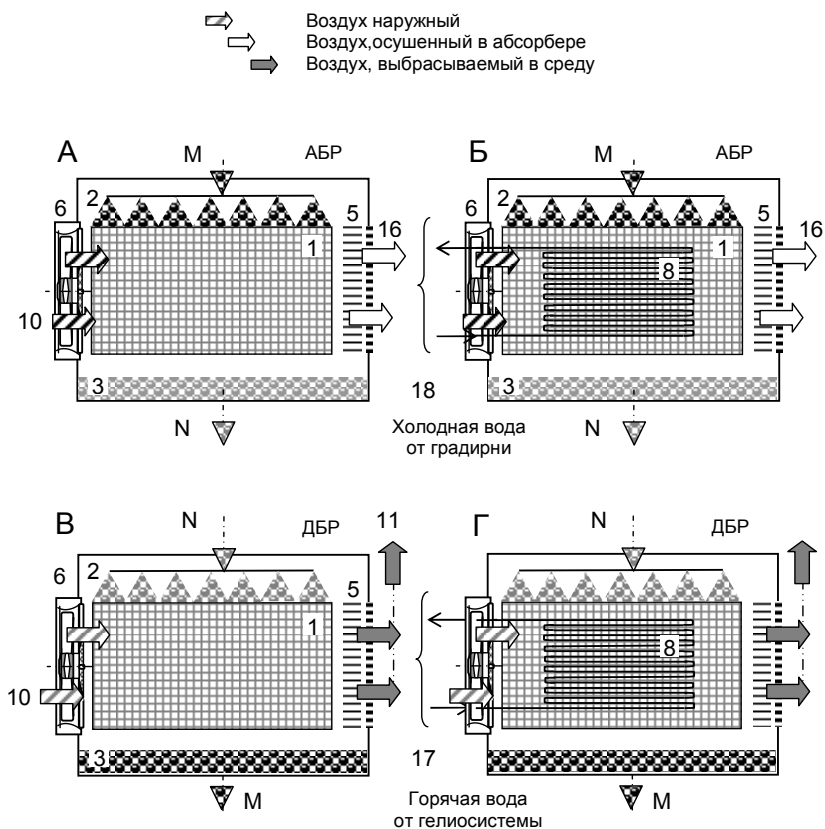


Рис. 3. Теплообменные аппараты осушительного контура.

Обозначения по рис. 2, дополнительно: 16 – осушенный воздух; 17 – горячая вода от ССГВ; 18 – холодная вода от градирни.

А, Б – абсорберы-осушители воздуха;

В, Г – десорберы-регенераторы.

нии. В адиабатическом процессе (рис. 4А), температура воды, рециркулирующей через испарительный охладитель (ИО) постоянна и равна температуре воздуха по мокрому термометру на входе в аппарат, а изменение состояния воздушного потока протекает при постоянном значении энтальпии. В политропическом процессе охлаждения воды в градирне (рис. 4Б) вода охлаждается, а энтальпия и влагосодержание воздушного потока возрастают, при этом температура воздушного потока может снижаться, возрастать или оставаться неизменной, в зависимости от начальных условий процесса и соотношения расходов воды и воздуха.

Рассмотрим процесс испарительного охлаждения, реализуемый в прямом

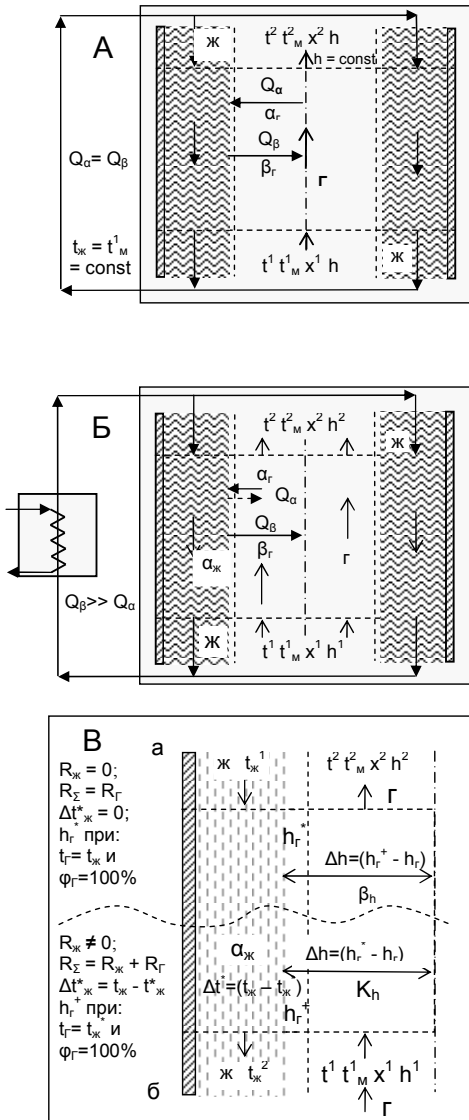


Рис. 4. К моделированию процессов совместного теплообмена при испарительном охлаждении газов и жидкостей (по работам [5]).

контакте воды и воздуха, на примере испарительного охлаждения воды в условиях противоточного пленочного охлаждения. При испарительном охлаждении воды в градирне результирующее снижение ее температуры достигается совместным действием следующих процессов: 1) теплоотдачей соприкосновением (перенос теплоты путем теплопроводности и конвекцией); 2) теплообмен излучением; 3) поверхностным испарением воды в поток воздуха. Преобладающую роль здесь играет поверхностное испарение (70-90 % теплоты, отдаваемой водой, в зависимости от влагосодержания исходного воздушного потока). Суммарное количество теплоты ($Вт$), отдаваемой водой:

$$dQ_{\Sigma} = dQ_{\alpha} + dQ_{\beta}, \quad (1)$$

$$dQ_{\alpha} = \alpha_r (t_{ж} - t_r) dF_{\alpha}. \quad (2)$$

Здесь $Q_{\alpha}, Q_{\beta}, Q_{\Sigma}$ – количество теплоты за счет теплообмена и массообмена; суммарное количество теплоты, $Вт$; α_r – коэффициент теплоотдачи для газа, $Вт/(м^2К)$; F_{α}, F_{β} – поверхности теплообмена и массообмена; t – температура, $К$.

При этом полагают, что отсутствует градиент температур по глубине водяной пленки. Количество испарившейся жидкости:

$$dG_{\beta} = \beta_p (p_n^* - p_n) dF_{\beta}, \quad (3)$$

где β_p – коэффициент массоотдачи, отнесенный к полной разности парциальных давлений водяного пара, $кг/(м^2с)$; p_n^* – парциальное давление пара в насыщенном воздухе, $Па$; p_n – парциальное давление водяного пара в воздухе, $Па$. Количество теплоты, затраченное на испарение, и суммарно переносимое количество теплоты:

$$dQ_{\beta} = r \cdot dG_{\beta} = r \cdot \beta_p (p_n^* - p_n) dF_{\beta}, \quad (4)$$

$$dQ_{\Sigma} = \alpha_r (t_{ж} - t_r) dF_{\alpha} + r \beta_p (p_n^* - p_n) dF_{\beta}. \quad (5)$$

Используем, в качестве движущей силы процесса переноса массы, вместо разности парциальных давлений разность влагосодержаний $\Delta x = (x_r^* - x_r)$

$$dQ_{\beta} = r \cdot \beta_x (x_r^* - x_r) dF_{\beta}, \quad (6)$$

$$dQ_{\Sigma} = \alpha_r (t_{ж} - t_r) \cdot dF + r \cdot \beta_x (x_r^* - x_r) dF, \quad (7)$$

где β_x – коэффициент массопереноса, отнесенный к разности влагосодержаний, $кг/(м^2с)$; r – скрытая теплота парообразования при испарении, $Дж/кг$.

Здесь полагаем, что $F_{\alpha} = F_{\beta} = F$. Равенство поверхностей переноса тепла и массы определяется степенью смоченности поверхности пленконосителя и представляется весьма проблематичным [2]. Это становится особенно важным в случае аппаратов пленочного типа с многоканальной насадкой и высокой плотностью насадочного слоя. Энтальпия влажного воздуха определяется соотношением:

$$h_r = c_p^* t_r + r_0 x_r, \quad (8)$$

где h_r – энтальпия влажного воздуха, $Дж/кг$; c_p^* – теплоемкостью влажного воздуха, $(кДж/кг \cdot К)$; r_0 – удельная теплота парообразования, $(кДж/кг)$; x_r – влагосодержание, $(г\text{ влаги}/кг\text{ сухого воздуха})$.

$$dQ_{\Sigma} = \beta_x \left[\frac{\alpha_r}{\beta_x} \cdot (t_{ж} - t_r) + r \cdot (x_r^* - x_r) \right] dF. \quad (9)$$

Для системы вода-воздух отношение коэффициентов тепло- и массоотдачи является величиной постоянной. Это является выражением аналогии процессов теплообмена, протекающих в едином динамическом поле температур и влагосодержаний. На самом деле, наличие аналогии, выражаемое эмпирическим соотношением Льюиса $[Le = \alpha_r / \beta_x \cong c_p^*]$ (9), зависит от реальности протекающих процессов в системе и от соотношения поверхностей тепло- и массообмена, оно не распространяется на ситуацию насыщенного влажного воздуха, когда в районе равновесной кривой могут иметь место процессы реконденсации, о чем будет идти речь ниже.

$$dQ_{\Sigma} = \beta_x [c_p^* \cdot (t_{ж} - t_r) + r \cdot (x_r^* - x_r)] dF. \quad (10)$$

Пренебрегая зависимостью r от температуры, получим:

$$dQ_{\Sigma} = \beta_h \cdot (h_r^* - h_r) \cdot dF, \quad (11)$$

где β_h – общий коэффициент теплообмена, отнесенный к разности энтальпий, кг/(м²с). Уравнение (11) – это основное уравнение метода энтальпийного потенциала. Оно позволяет существенно упростить расчет процессов теплообмена, поскольку вместо двух движущих сил используется одна – энтальпийный напор, вместо коэффициентов переноса α_r и β_x – один коэффициент переноса суммарного тепла в системе, K_h . Применение уравнения (11) к расчету процессов теплообмена в системе вода-воздух наглядно иллюстрируется графическими построениями на Н-Т диаграмме влажного воздуха (рис. 5).

$$G_{ж} c_{ж} dt_{ж} = G_r dh_r. \quad (12)$$

Здесь $G_{ж}$ – расход жидкости, (кг/с); $c_{ж}$ – теплоемкость жидкости; G_r – расход потока газа, (кг/с).

Это уравнение рабочей линии процесса в градирне (серия линий 1-1 – 7-7 на рис. 5). Таким образом, $t_{ж}$ линейно зависит от h_r , причем угол наклона линии определяется соотношением расходов газа и жидкости. В основе уравнения (11) лежит равенство $t_{жс} = t_{жс}''$. Поскольку, в действительности $t_{жс} > t_{жс}''$, можно записать:

$$-\frac{\alpha_{ж}}{\beta_h} = \frac{(h_r'' - h_r)}{(t_{ж}'' - t_{ж})}. \quad (13)$$

Здесь $\alpha_{ж}$ – коэффициент теплоотдачи для жидкости.

Задача построения кривой состояния воздушного потока решается методом последовательных приближений: выбираем значение $\alpha_{ж}/\beta_h$, определяем графическим путем $t_r^{2\text{расчет}}$ и сопоставляем ее значение с экспериментально установленной величиной $t_r^{2\text{экс}}$. При этом диапазон $\Delta t_{ж}$ (Δh_r) делится на n равных частей, причем с ростом n точность метода повышается. Равенство температур $t_r^{2p} = t_r^{2э}$ свидетельствует о правильности выбора указанного выше соотношения, определяющего окончательное положение линии изменения состояния воздуш-

ного потока по высоте аппарата. Метод справедлив для системы вода-воздух в процессах, как испарения, так и конденсации.

III. Анализ процессов тепломассообмена при противоточном взаимодействии воды и воздуха. Наибольшую трудность при обработке опытных данных при помощи пленочной теории вызывает определение параметров на границе раздела, которые практически не поддаются измерению. Графоаналитическая расчетная процедура определения частных коэффициентов обмена нашла широкое применение в англоязычной периодике [1, 2, 4]. С целью повышения точности и устранения громоздкости графических процедур, нами разработан аналитический вариант расчетной процедуры с соответствующим программным обеспечением. Расчетный метод предназначен для обработки экспериментальных данных, полученных для политропических процессов в системе вода-воздух. Он обеспечивает расчет кинетических характеристик (движущих сил и коэффициентов обмена в фазах), на основе которых можно конкретизировать выбор направления интенсификации процессов при разработке структуры поверхности и определении оптимальных режимных параметров. В качестве граничных условий здесь используются опытные значения параметров на концах экспериментального модуля. Сопротивление поверхности раздела принимается пренебрежительно малым, что соответствует термодинамическому равновесию фаз поверхности их соприкосновения. Использование коэффициентов тепло- и массоотдачи $\alpha_{ж}, \beta_{н}$ – позволяет вскрыть проблемы, имеющие место при интенсификации процессов в системе. Алгоритм этого метода положен в основу компьютерной программы, которая позволяет, зная расходы материальных потоков, начальные параметры воды и воздуха и требуемый перепад температур, определить параметры воздуха на выходе из ТМА, характер кривой $h_r = f(t_r)$, то есть учесть изменение состояния воздуха по всей высоте рабочей зоны аппарата, что существенно влияет на эффективность работы пленочной испарительного охладителя в целом.

Характер протекания процесса изменения состояния воздушного потока по высоте аппарата показан на рис. 5 для противоточной схемы контактирования потоков газа и жидкости. Видно, что линия изменения состояния воздушного потока $h_r = f(t_r)$ всегда криволинейна, причем ее кривизна определяется начальными параметрами воды и воздуха на входе в охладитель и величиной соотношения расходов контактирующих потоков $l = G_r / G_{ж}$. При определенных соотношениях расходов газа и жидкости линия изменения состояния воздушного потока $h_r = f(t_r)$ вплотную приближается к линии полного насыщения воздуха $\phi = 100\%$. Поскольку экспериментально удастся определить только параметры воздуха на выходе из модуля, то всегда остается неясным, где именно по высоте модуля реально произошло полное насыщение воздушного потока. Это важно, поскольку дальнейшее контактирование полностью насыщенного воздуха с водой может приводить к реконденсации и значительному снижению эффективности процесса. Это отмечалось в ряде исследований, посвященных

изучению проблемы реконденсации [4]. Расчетная процедура позволяет выявить опасность полного насыщения воздуха и выработать рекомендации к проектированию испарительных охладителей, исключая опасность явления реконденсации. Рост начальной температуры жидкости однозначно усугубляет рассматриваемую проблему, и опасность реконденсации возрастает со снижением начальной температуры воздушного потока (рис.5А). На рис.5Б видно, как снижение начальной температуры воздушного потока, при неизменной начальной температуре жидкости, усугубляет опасность реконденсации.

Таким образом, можно отметить, что опасность реконденсации, при противоточном контактировании потоков воды и воздуха, возрастает при высоких значениях начальной температуры жидкости ($t_{ж}^1 \geq 40^{\circ}\text{C}$), усугубляясь при возрастании различия в начальных температурах воды и воздуха. Этими рекомендациями следует пользоваться при проектировании реальных испарительных охладителей газов и жидкостей

Выводы.

1. Разработана компактная тепломасообменная аппаратура для осушительного контура (абсорберы-осушители и десорберы-регенераторы) и охладительного контура (воздухоохладители; одно- и двухконтурные градирни) солнечных систем с насадкой из многослойных и многоканальных полимерных структур;
2. Выполнено моделирование процессов совместного тепломассообмена при испарительном охлаждении воды в испарительном охладителе с учетом реальных представлений о фазовых термических сопротивлениях, величинах поверхности тепло- и массообмена и отклонении величины соотношения Льюиса от принятого значения, определяемого известной аналогией процессов переноса теплоты и массы в единой системе координат;
3. Предложен расчетный метод определения состояния воздушного потока по высоте (в противоточных ТМА) насадки испарительных охладителей, позволяющий установить возможность нежелательного полного насыщения влагой газового потока еще до выхода из насадки аппарата, для принятия мер по предотвращению резкого снижения эффективности процесса; проанализированы условия, при которых такая опасность возникает, что особенно важно для аппаратов пленочного типа с высокой плотностью насадочного слоя из полимерных материалов (высокой компактностью многоканальной многослойной насадки); при этом отмечено, что опасность реконденсации, при противоточном контактировании потоков воды и воздуха, возрастает при высоких значениях начальной температуры жидкости ($t_{ж}^1 \geq 40^{\circ}\text{C}$), усугубляясь при возрастании различия в начальных температурах воды и воздуха; этими рекомендациями следует пользоваться при проектировании реальных испарительных охладителей газов и жидкостей.

Литература:

1. Горин А.Н., Дорошенко А.В., Глауберман М.А. Солнечная энергетика. (Теория, разработка, практика) – Донецк: Норд-Пресс, 2008. – 374 с.

2. 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.
3. А. да Роза. Возобновляемые источники энергии (физико-технические основы). Долгопрудный-Москва.: Изд. Дом «Интеллект» и изд. Дом «МЭИ», 2010. – 704 с.
4. Шервуд Т., Пизфорд Р., Уилки Ч. Массопередача. – М. Химия, 1982. – 696 с.
5. Дорошенко А.В., Франко Ю.А., Хасан Сади Ибрагим., Глауберман М.А. Процессы совместного теплообмена в испарительных охладителях прямого типа // Холодильна техніка і технологія. – 2010. – №.1 (123). – С.46-54.
6. Foster R.E., Dijkstra E. Evaporative Air-Conditioning Fundamentals: Environmental and Economic Benefits World Wide. International Conference of Applications for Natural Refrigerants' 96, September 3-6, Aarhus, Denmark, IIF/IIR, 1996. – P. 101-109.
7. John L., McNab, Paul McGregor Dual Indirect Cycle Air-Conditioner Uses Heat Concentrated Dessicant and Energy Recovery in a polymer Plate Heat Exchanger // 21st International Congress of Refrigeration IIR/IIF, Washington, D.C, ICR0646. –2003.

Doroshenko A.V., Jamal Kamal Husain, Hassan Sadi Ibrahim, Glauberman M.A.

Thermophysical foundations of multi-function solar systems. Part II.

SUMMARY

Heat-mass-transfer devices are based on film interaction of flows of gas and liquid and in them are used for creation apparatus multichannel of structure of high density from polymeric materials.

Дорошенко О. В., Jamal Kamal Husain, Хасан Саді Ібрагим, Глауберман М.А.

Термофізичні основи багатофункціональних сонячних систем. Частина II.

АНОТАЦІЯ

Тепломасообмінні апарати осушної і охолоджувальної частини схем багатофункціональних сонячних систем засновані на плівковій поперечноточній взаємодії потоків газу і рідини і в них використовуються, для створення насадки, багатоканальні багатошарові структури високої щільності з полімерних матеріалів. Наведені результати аналізу процесів спільного тепломасообміну в апаратах і розглянута проблема реконденсації в випарних охолоджувачах.

Сагала Т.А., Кологривов М.М.

Одесская государственная академия холода, г. Одесса

Влияние температуры стенки полувагона и наличия зоны протаивания в материале на процесс размораживания сыпучего груза

Рассмотрена проблема достоверности расчётов "пленочного" размораживания мерзлых сыпучих грузов в железнодорожных полувагонах по известным математическим моделям. Представлены результаты экспериментальных исследований по изучению изменения температуры стенки полувагона (поверхности материала). С учётом результатов экспериментальных исследований рекомендовано введение поправочного коэффициента в наиболее адекватную математическую модель для определения толщины талой зоны размораживаемого материала. Это позволило существенно повысить достоверность результатов расчётов в начальный период размораживания сыпучего груза.

Влажные сыпучие грузы (уголь, песок, железорудный концентрат и др.) поставляются на многие промышленные предприятия и порты Украины в основном в открытых железнодорожных полувагонах. При отрицательных температурах наружного воздуха груз часто приходит мерзлым. Из-за невозможности дальнейшей выгрузки требуется его тепловая обработка – размораживание [1]. Задача «пленочного» размораживания сыпучих грузов имеет большое практическое значение. Под «пленочным» размораживанием следует понимать восстановление сыпучести груза на глубину до 100 мм, а не всего массива груза (рис. 1). Продолжительность «пленочного» размораживания обычно составляет несколько десятков минут, в связи с этим следует подробно рассмотреть температурное поле груза в начальный период процесса.

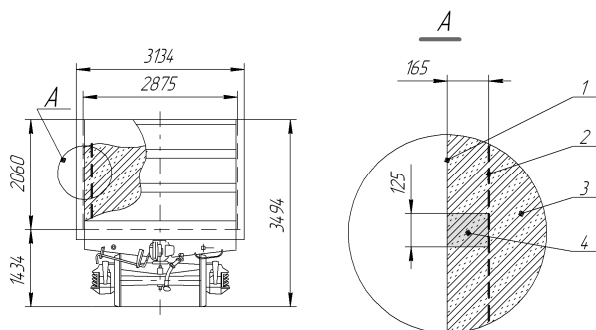


Рис. 1. Полувагон грузовой с сыпучим грузом: 1 – стенка полувагона, 2 – граница «пленочного» размораживания, 3 – сыпучий груз, 4 – экспериментально исследуемый образец груза

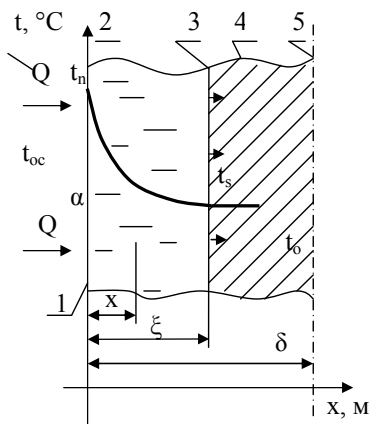


Рис. 2. Общая схема распределения температуры в разрезе размораживаемого массива: 1 – поверхность массива, 2 – талая зона, 3 – граница раздела мерзлой и талой зон, 4 – мерзлая зона, 5 – центр массива, Q – подводимая теплота.

Размораживание сыпучих материалов, в отличие от размораживания однородных материалов, это процесс нестационарной теплопроводности с изменением агрегатного состояния *одного* из компонентов материала (фазовый переход лед – вода). Известно несколько математических моделей [2] и одна инженерная методика [3], с помощью которых описывается процесс размораживания сыпучих материалов. Последний заключается в определении глубины талой зоны материала в зависимости от продолжительности процесса и от исходных характеристик материала (теплофизических свойств, начальной температуры материала, температуры обогревающей среды и др.). В литературе эта задача первоначально была известна как задача Стефана.

В работе Лыкова А.В. [4] на базе балансовых уравнений представлено решение задачи Стефана. В этой модели нестационарного процесса размораживания дисперсных материалов на поверхности массива устанавливается некоторая температура t_n , которая выше температуры таяния льда t_s (рис. 2).

В результате образуется талый слой ξ . На границе происходит переход компонента сыпучего материала из одного состояния в другое (лед-вода), при этом поглощается теплота фазового перехода γ . Принято допущение, что t_s есть величина постоянная. В размораживаемом материале имеется две зоны – мерзлая с температурой t_1 и талая с температурой t_2 . Изменение температуры в этих зонах описывается уравнениями теплопроводности:

$$\frac{\partial t_1}{\partial \tau} = a_1 \frac{\partial^2 t_1}{\partial x^2}, \quad \frac{\partial t_2}{\partial \tau} = a_2 \frac{\partial^2 t_2}{\partial x^2}, \quad (1)$$

где t_1 , t_2 – температура мерзлой и талой зон, соответственно, °С; a_1 , a_2 – коэффициент температуропроводности мерзлой и талой зон, соответственно, м²/с; x – текущая координата, м; τ – продолжительность процесса, с.

На границе раздела фаз:

$$\lambda_2 \frac{\partial t_2}{\partial x} - \lambda_1 \frac{\partial t_1}{\partial x} = \gamma w \rho_1 \frac{d\xi}{dt}, \quad (2)$$

где λ_1, λ_2 – коэффициент теплопроводности мерзлой и талой зон, соответственно, Вт/(м·°С); w – влажность материала, кг влаги /кг сухого материала; ρ_1 – плотность мерзлого материала, кг/м³; ξ – толщина талой зоны, м.

Полученное решение имеет вид (решение Стефана):

$$t_1 = t_n - (t_n - t_s) \frac{\operatorname{erf} \frac{x}{2\sqrt{a_1\tau}}}{\operatorname{erfc} \frac{\beta}{2\sqrt{a_1}}}; \quad t_2 = t_{oc} + (t_s - t_{oc}) \frac{\operatorname{erf} \frac{x}{2\sqrt{a_2\tau}}}{\operatorname{erf} \frac{\beta}{2\sqrt{a_2}}}, \quad (3)$$

где t_{oc}, t_s, t_n – температуры обогревающей среды, таяния льда, поверхности материала (стенки полувагона), °С; $\operatorname{erf}(z)$ – функция ошибок Гаусса; β – коэффициент пропорциональности, определяемый из уравнения (4).

Функция $\operatorname{erf}(z)$ определяется выражением, в котором интеграл решается разложением в ряд, например:

$$\operatorname{erf}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-z^2} dz = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(z - \frac{z^3}{3} + \frac{1}{2!} \cdot \frac{z^5}{5} - \frac{1}{3!} \cdot \frac{z^7}{7} \pm \dots \right).$$

Коэффициент β определяется из следующего характеристического уравнения:

$$\frac{\lambda_2(t_s - t_{oc})}{\sqrt{a_2} \operatorname{erf} \left(\frac{\beta}{2\sqrt{a_2}} \right)} \exp \left(-\frac{\beta^2}{4a_2} \right) + \frac{\lambda_1(t_n - t_s)}{\sqrt{a_1} \operatorname{erfc} \left(\frac{\beta}{2\sqrt{a_1}} \right)} \exp \left(-\frac{\beta^2}{4a_1} \right) = \frac{\gamma w \rho_1 \sqrt{\pi}}{2} \beta. \quad (4)$$

Зависимость величины талой зоны от времени по модели, описанной Лыковым А.В., имеет вид:

$$\xi = \beta \sqrt{\tau}. \quad (5)$$

Для достоверных результатов расчетов по модели необходимо знать теплофизические характеристики сыпучих материалов. Такие свойства для различных грузов и строительных материалов при положительных и отрицательных температурах были получены ранее в Якутском филиале АН СССР. Результаты исследований удельной теплоемкости, коэффициентов теплопроводности и температуропроводности многочисленных материалов представлены виде графиков, а также рекомендован аналитический вид – формулы для их расчета [5]. На рис. 3 – 5 для наглядного примера показаны графические зависимости коэффициентов теплопроводности, температуропроводности и теплоемкости кварцевого песка в зависимости от его влажности и плотности.

Из представленных графиков видно, что изменение теплофизических свойств песка в зависимости от влажности и плотности имеет сложный характер.

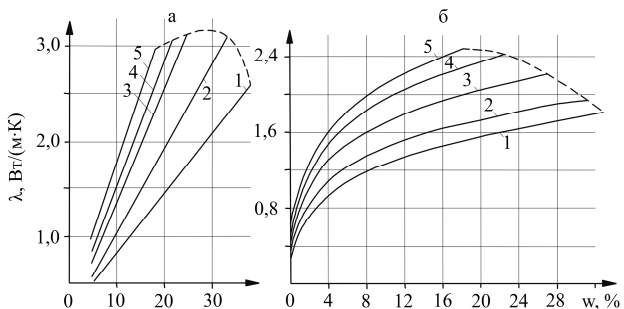


Рис. 3. Зависимость коэффициента теплопроводности от влажности и плотности песка в мерзлом (а) и талом (б) состояниях:

1 – плотность 1300 кг/м³, 2 – 1400 кг/м³, 3 – 1600 кг/м³, 4 – 1700 кг/м³, 5 – 1800 кг/м³.

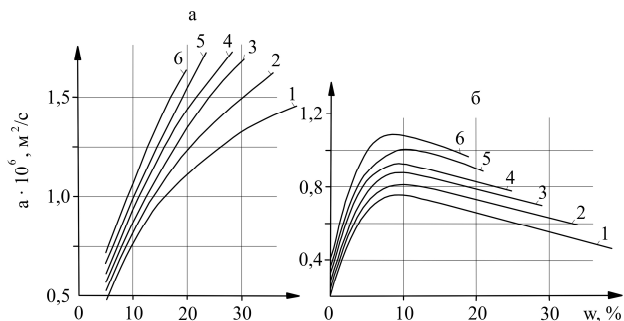


Рис. 4. Зависимость коэффициента температуропроводности от влажности и плотности песка в мерзлом (а) и талом (б) состояниях:

1 – 1300 кг/м³, 2 – 1400 кг/м³, 3 – 1500 кг/м³, 4 – 1600 кг/м³, 5 – 1700 кг/м³, 6 – 1800 кг/м³.

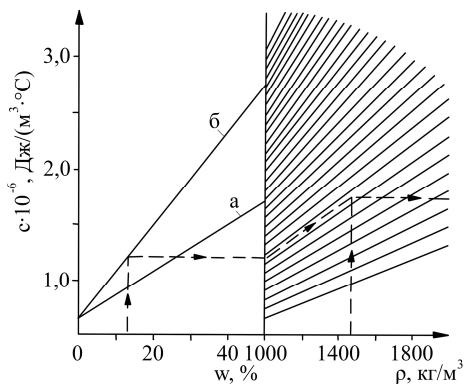


Рис. 5. Зависимость объемной теплоемкости от влажности и плотности песка в мерзлом (а) и талом (б) состояниях:

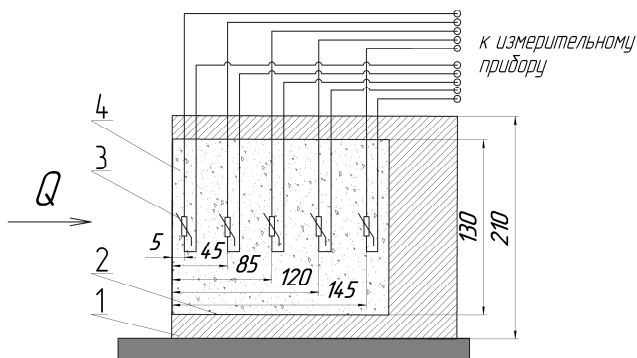


Рис. 6. Условная схема экспериментальной емкости:
 1 – изоляционный материал ($\lambda=0,029 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$); 2 – экспериментальная емкость;
 3 – терморезисторы сопротивления с отрицательным температурным коэффициентом; 4 – насыпной материал (кварцевый песок)

Помимо математической модели процесса размораживания дисперсных материалов, описанной Лыковым А.В. нами были проанализированы другие аналогичные модели и инженерная методика по определению глубины талой зоны. Полученные результаты расчетов по разным методикам дали несопоставимо большое расхождение по времени размораживания материала при одних и тех же исходных условиях. Это привело нас к дополнительному экспериментальному исследованию процесса размораживания мерзлого сыпучего материала. В соответствии с описанной физической моделью процесса размораживания сыпучего груза в полувагоне (рис. 1) была создана экспериментальная установка для определения температурных полей материала, а также толщины талой зоны в зависимости от времени размораживания. Основу экспериментальной установки составляет экспериментальная емкость (рис. 6).

В качестве исследуемого материала был взят кварцевый песок. Размер твердой фракции песка составляет 0.2-0.5 мм, плотность $2200 \text{ кг}/\text{м}^3$. Насыпная плотность влажного песка лежит в диапазоне $1450 - 1550 \text{ кг}/\text{м}^3$. Расчетная порозность материала составляет $0.38 - 0.42$.

Проведены измерения температурных полей мерзлого песка при размораживании в широких диапазонах его исходного влагосодержания ($0 - 0.2 \text{ кг}$ влаги / кг сухого материала), и его исходной температуры ($(-14^\circ\text{C} - (-22^\circ\text{C}))$). Погрешность измерений составляет не более 5 %.

В результате исследований получены температурные поля талой и мерзлой зон материала, а также зависимость величины талой зоны от времени процесса размораживания.

На рис. 7 представлено сопоставление данных по толщине талой зоны полученных экспериментально и рассчитанных по математической модели [4] для

случая размораживания кварцевого песка влажностью 10 %, с начальной температурой (-18 °С) при температуре обогревающей среды 30 °С.

Кривые на рис.7 характеризуют зависимость толщины талой зоны от времени процесса размораживания $\xi = f(\tau)$ сыпучего материала. Кривая 1 (рис.7) описывает зависимость $\xi = f(\tau)$ рассчитанную по модели [4] с принятыми допущениями о постоянстве температуры стенки (поверхности материала), которая равна температуре обогревающей среды $t_n = t_{oc} = \text{const}$. Нами экспериментально доказано, что температура стенки (поверхности материала) не приобретает значение температуры обогревающей среды мгновенно, а изменяется постепенно (рис.8).

Из рис.8 видно, что экспериментально полученная кривая изменения температуры поверхности стенки при размораживании влажного песка иллюстрирует линейный характер её изменения в двух временных диапазонах. Имеется перелом в области фазового перехода лед-вода при $t = 0$ °С.

Кривая 2 (рис.7) также рассчитана по модели [4], учитывая полученную экспериментально зависимость $t_n = \varphi(\tau)$ (рис.8). Учет изменения температуры поверхности t_n приближает расчетные значения толщины талой зоны ξ к опытным данным (кривая 3 рис.7). При этом продолжительность процесса размораживания до требуемого значения толщины талой зоны увеличивается практически в 2 раза.

Существенное расхождение кривых 2 и 3 (рис.7) в начальный период вызвано тем, что при сравнительно небольшой толщине талой зоны лимитирующую роль в скорости движения границы раздела играет процесс фазового перехода. Этот эффект не учитывается известной моделью. С увеличением толщины талой зоны эта роль нивелируется увеличением теплоты, расходуемой на нагрев массива растаявшего материала. Экспериментальная и расчетная кривые при этом сближаются. Известно, что задача о размораживании сформулирована как задача о сопряжении двух температурных полей при наличии особого граничного условия на движущейся границе раздела (поглощение теплоты фазового перехода) (рис.2). Анализ экспериментальных данных по размораживанию кварцевого песка выявил следующее. Граница раздела является отдельной четко выраженной областью протаивания с переменной толщиной $\xi_0 = \psi(\tau)$ (рис. 9).

Для решения задачи мы предлагаем ввести поправочный коэффициент k в формулу (5) с целью приближения расчетных данных по толщине талой зоны к опытным. Коэффициент k характеризует замедление процесса размораживания сыпучего материала вследствие наличия зоны протаивания с постоянной температурой равной температуре фазового перехода лед-вода $t_s = 0$ °С. Возникает так называемая «нулевая завеса». Также «нулевая завеса» была отмечена при исследовании теплофизических свойств в протаивающих насыпных материалах, так как определяемый коэффициент температуропроводности при протаивании материалов стремился к нулю [5].

Определено, что значение коэффициента k (рис.10) пропорционально продолжительности процесса в степени 1/2 и для случая размораживания кварцевого песка равно:

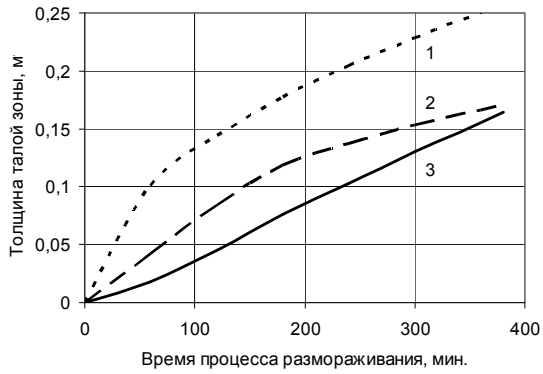


Рис. 7. Зависимость толщины талой зоны от времени процесса размораживания: 1 – расчет по модели [4], 2 – расчет по модели [4] с использованием экспериментальных данных по изменению температуры стенки (поверхности материала), 3 – экспериментальные данные

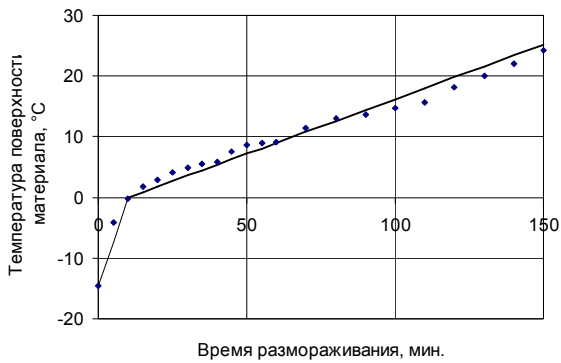


Рис. 8. Значение температуры поверхности кварцевого песка (t_n) при его размораживании в зависимости от продолжительности процесса (τ)

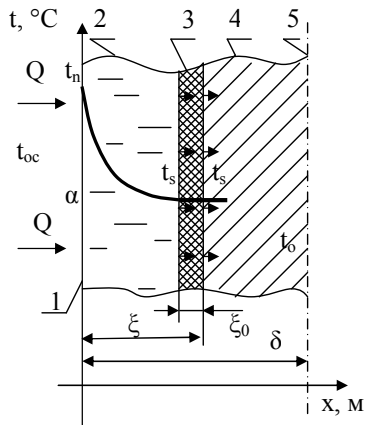


Рис. 9. Реальная физическая модель процесса размораживания сыпучих материалов

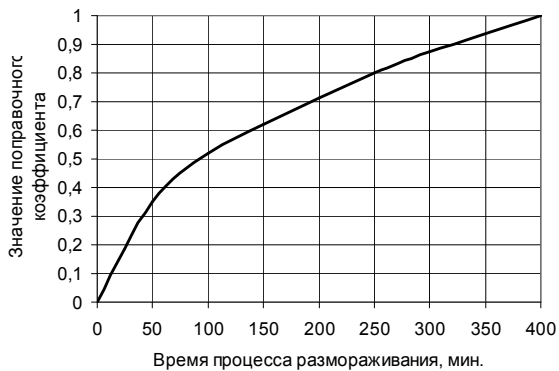


Рис. 10. Значение поправочного коэффициента (k) в зависимости от времени размораживания (τ).

$$k = 6.5 \cdot 10^{-3} \sqrt{\tau}. \quad (6)$$

Формула (5) после ввода поправочного коэффициента (6) примет вид:

$$\xi = 6.5 \cdot 10^{-3} \beta \tau. \quad (7)$$

Большинство из существующих математических моделей процесса нестационарной теплопроводности с наличием фазового перехода, а также инженерная методика по определению толщины (глубины) талой зоны, разработаны для случая сезонного оттаивания грунтов в вечной мерзлоте, продолжительностью несколько месяцев. Принятые при решении задачи допущения применительно для случая оттаивания грунтов в вечной мерзлоте со столь длительной продолжительностью процесса с достаточной для практики точностью описывают реальную картину процесса. Математические модели и инженерная методика не позволяют точно рассчитать толщину талой зоны при «пленочном» размораживании материала в течение одного часа.

С другой стороны, «пленочное» размораживание сыпучих грузов в железнодорожных полувагонах производится всего за несколько десятков минут. Достоверное аналитическое описание начального периода процесса размораживания (первые несколько десятков минут) играет важную роль. Использование в расчетах переменной во времени температуры стенки (поверхности материала) и поправочного коэффициента позволит с большей точностью определять продолжительность обогрева железнодорожных полувагонов, что характеризуется ресурсо- и энергосбережением, а также повышением экономической эффективности предприятий.

Следует отметить, что результаты экспериментальных исследований внедрены на предприятии, непосредственно занимающимся разработкой, производством систем и оборудования для обогрева железнодорожных полувагонов, научно-производственное объединение «Теплоприбор» (г. Краматорск, Донецкой области).

Литература:

1. Сагала Т.А., Кологривов М.М. Выбор энергосберегающей системы обогрева полувагонов с мерзлым грузом // Энергосбережение. Энергетика. Энергоаудит. – 2008. – №1. – С. 33.
2. Сагала Т.А., Кологривов М.М. Применение математических моделей нестационарной теплопроводности с фазовым переходом компонента в расчетах размораживания насыпного груза // Холодильна техніка і технологія: науково-технічний журнал. – 2008. – № 4 (114). – С. 46-51.
3. СНиП 2.02.04-88. Основания и фундаменты на вечномерзлых грунтах. – Взамен СНиП П-18-76; введ. 01.01.90. – М.: Госстрой СССР, 1990.
4. Лыков А.В. Теория теплопроводности. – М.: Высшая школа, 1967. – 600 с.
5. Иванов Н.С., Степанов А.В., Филиппов П.И. Теплофизические свойства насыпных грузов. – Новосибирск: Наука, Сибирское отд-ние, 1974. – 96с.

Сагала Т.А., Кологривов М.М.

Вплив температури стінки напіввагона і наявності зони протаювання в матеріалі на процес розморожування сипучого вантажу

АНОТАЦІЯ

Розглянуто проблему достовірності розрахунків "плівкового" розморожування мерзлих сипучих вантажів в залізничних піввагонах за відомими математичними моделями. Представлені результати експериментальних досліджень зміни температури стінки піввагона (поверхні матеріалу). З урахуванням результатів експериментальних досліджень рекомендовано введення поправочного коефіцієнта в найбільш адекватну математичну модель для визначення товщини талої зони матеріалу, що розморожується. Це дозволило істотно підвищити достовірність результатів розрахунків в початковий період розморожування сипучого вантажу.

Sagala T.A., Kologrivov M.M.

The influence of the railway car wall temperature and the availability of thawing zone in the material on the process of bulk cargo thawing

SUMMARY

The problem of the calculations reliability of the "membrane" defrost frozen bulk cargo in railway cars considered by the known mathematical models. The experimental results of the changes in railway car wall temperature (surface material) are presented. The introduction of the correction coefficient in most adequate mathematical model on the determination of the melt zone thickness of the material based on the experimental research is recommended. This will significantly improve reliability of the calculation results in the initial period of bulk cargo thawing.

Рокицький М.О.¹, Левандовський В.В.¹, Малезжик П.М.¹, Шут А.М.², Рокицька Г.В.¹

¹Національний педагогічний університет імені М.П. Драгоманова

²Київський національний університет технологій та дизайну

Термічно стимульовані коливання лінійних розмірів у матрично-дисперсній системі пентапласт - AgI

Проведені експериментальні дослідження теплового розширення матрично-дисперсної системи пентапласт – AgI. Виявлено та досліджено явище виникнення термічно стимульованих низькочастотних коливань лінійних розмірів композитів системи в околі температури фазового переходу наповнювача з аномальною дилатометричною поведінкою. Показано, що термічно стимульовані коливання виникають у композитах з концентрацією наповнювача $3 \leq \varphi \leq 42 \%$ (об.) при швидкості нагрівання 0.043 K/s .

Наповнення полімерів дисперсними частинками як органічного так і неорганічного походження є ефективним методом керованого регулювання фізичних властивостей композиційних матеріалів, що дозволяє суттєво розширити межі використання виробів із них. Серед широкого ряду полімерних композитів особливу увагу привертають матрично-дисперсні системи (МДС) на основі полімерів та речовин з фазовими переходами, зокрема діелектрик – суперіонік. Такі композити поєднують у собі властивості, притаманні складовим компонентам, а також комплекс нових, часто унікальних властивостей. Яскравими представниками таких матеріалів є композити системи пентапласт – йодид срібла (AgI) [1-3].

В якості об'єкту дослідження було взято полімерний композиційний матеріал на основі високомолекулярного полієфіру пентапласту наповненого дисперсним йодидом срібла. Для приготування зразків композиту частинки пентапласту розмірами $40 \div 50 \text{ мкм}$ і частинки йодиду срібла розмірами $2 \div 8 \text{ мкм}$ попередньо механічно змішували з наступною ($p - T - t$) обробкою. Для визначення температурного коефіцієнта лінійного розширення (ТКЛР) α була використана установка, що являє собою поєднання модифікованого лінійного дилатометра індукційного типу та кварцового дилатометра. В якості еталону було використано інвар.

Дослідження лінійного розширення композитів МДС пентапласт – AgI показали можливість одержання композиційних матеріалів із малим та практично нульовим параметром ТКЛР в широкому інтервалі температур. Це можливо завдяки тому, що в області температури фазового переходу йодиду срібла йому властиве додаткове різке зменшення об'єму ($\Delta V = -5.4\%$) [4, 5], що пов'язане з руйнуванням кристалічної підґратки Ag^+ при фазовому $\beta \rightarrow \alpha$ переході [6]. Різке зменшення об'єму, а отже і ТКЛР наповнювача суттєво впливає на ТКЛР матрично-дисперсної системи. Особливо помітним є зменшення лінійного розміру

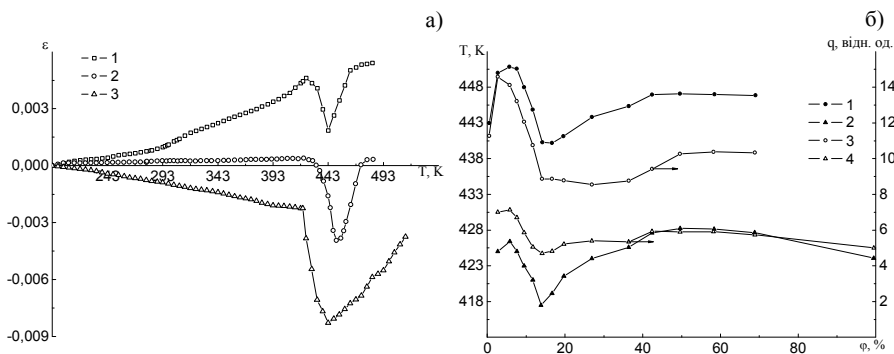


Рис. 1. а). Температурна залежність відносного видовження композитів системи пентапласт – AgI з концентраціями 1 – 50, 2 – 69 та 3 – 100 %; б). Концентраційні залежності температури фазового переходу 1 – пентапласту, 2 – AgI; теплоти фазового переходу 3 – пентапласту, 4 – AgI

композитів системи з високою концентрацією наповнювача (рис. 1, а).

Характерною особливістю МДС з суттєво відмінними властивостями зв'язуючої матриці та дисперсної фази є існування міжфазної взаємодії, що викликана сукупною дією сил адгезійного походження та внутрішніх механічних радіальних напруг взаємного стиску (розтягу) компонентів на межі розділу полімер-дисперсний наповнювач, виникнення яких спричинене значною різницею ТКЛР, станом структури AgI, питомою поверхнею взаємодії, температурою усадки полімеру при охолодженні, товщиною граничних шарів, станом надмолекулярної структури полімеру та ін.

Аналіз експериментальних залежностей температури і теплоти фазових перетворень $T = f(C_V)$ та $q = f(C_V)$ пентапласту та AgI (рис. 1, б) свідчить про складний характер залежності властивостей композитів від вмісту компонентів.

У роботі [7] показано, що користуючись рівнянням Клапейрона – Клаузіуса та фазовою діаграмою [8] можна отримати значення виникаючих напруг взаємного стиску порядку $5 \cdot 10^7$ Па та розтягу – до $2,5 \cdot 10^7$ Па. Таким чином, при охолодженні, полімер і дисперсний наповнювач у складі композиційного матеріала знаходяться в стані взаємного стиснення внаслідок значної різниці їх ТКЛР. В процесі нагрівання в області температури фазового переходу AgI значне зменшення розмірів частинок наповнювача при одночасному інтенсивному розширенні полімера породжує на межі поверхні їх розділу інтенсивну зміну (зменшення) тиску, і, як наслідок, підвищення температури фазового переходу. В результаті процес фазового переходу припиняється. Отже, припиняється і процес стиснення частинок наповнювача. В результаті композит починає розширюватись за рахунок розширення полімерної складової. Розширення полімеру зумовлює зростання тиску на частинки наповнювача. Це, в свою чергу, призводить до зниження температури фазового переходу AgI і до відновлення процесу фазово-

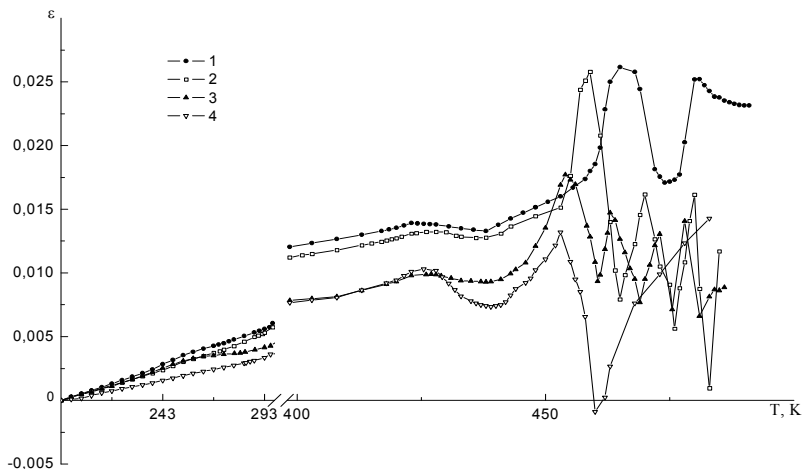


Рис. 2. Температурна залежність відносного видовження композитів системи пентапласт – AgI з концентраціями 1 – 3 %, 2 – 12 %, 3 – 20 %; 4 – 36 % при швидкості нагрівання 0.043 K/c

го перетворення, що супроводжується стисненням наповнювача і композиційного матеріалу вцілому. Далі процес повторюється [9].

Наявність аномальної (спадної) ділянки функціональної залежності $T_c = f(p)$ для AgI при $p < 3000 \cdot 10^5$ Па є однією з необхідних умов виникнення у композитах системи з концентраціями наповнювача $3 \leq \varphi \leq 42$ % термічно стимульованих коливань лінійних розмірів (рис. 2) і являється еквівалентною від'ємного диференціального електричного опору в електричних контурах із спадною вольтамперною характеристикою, що виконує роль зворотного зв'язку в автоколивних системах.

Однак, якщо AgI з таким характером функціональної залежності $T_c = f(p)$ знаходиться в складі високонаповненого композиційного матеріалу, то може виявитися, що не всі стани процесу проявлятимуться в дійсності. Дійсно, температура фазового переходу визначається рівнянням Клапейрона – Клаузіуса. З іншого боку T_c і p фазового переходу функціонально пов'язані між собою: $T_c = f(p)$, де f – функція, що визначається властивостями композита. Тому, за даних умов нагрівання в композиційному матеріалі можуть проявлятися лише ті стани, при яких значення T і p одночасно задовольнятимуть обидва рівняння.

Подібні коливання були раніше детально досліджені на прикладі системи ПХТФЕ – AgI у роботах [10, 11]. Експериментально було встановлено, що в системі поліхлортрифторетилен – AgI, коливання збуджуються в зразках, концентрація наповнювача в яких лежить у досить вузьких межах – $60 \leq \varphi \leq 68$ %.

| $\varphi, \%$ | Період коливань, τ , с | | | Амплітуда, $2A, (\Delta/l) \cdot 10^4$ | | |
|---------------|-----------------------------|----------|----------|--|--------|--------|
| | τ_1 | τ_2 | τ_3 | $2A_1$ | $2A_2$ | $2A_3$ |
| 0 | – | – | – | – | – | – |
| 3 | 907 | 313 | – | 128,7 | 81,3 | – |
| 8 | 734 | 286 | – | 131,2 | 97,3 | – |
| 12 | 694 | 203 | 144 | 129,8 | 87,8 | 105,6 |
| 17 | 712 | 187 | 133 | 118,7 | 93,1 | 72,5 |
| 20 | 704 | 169 | 110 | 85,4 | 70,7 | 59,5 |
| 36 | 608 | – | – | 58 | – | – |
| 42 | 225 | – | – | 18,1 | – | – |
| 50 | – | – | – | – | – | – |

Система пентапласт – AgI вигідно відрізняється від системи ПХТФЕ – AgI тим, що термічно стимульовані коливання розмірів виникають у композитах з концентраціями наповнювача $3 \leq \varphi \leq 42 \%$. Таким чином при використанні композиційних матеріалів системи пентапласт – AgI необхідний ефект досягається при значно менших витратах йодиду срібла, що може забезпечити значний економічний ефект.

Процеси, що відбуваються при цьому, є складними, оскільки зазнають багатofакторного впливу. Зокрема, експериментальні дослідження (рис. 2) свідчать, що амплітуда та період коливань не є сталими, тобто коливання несиметричні в межах кожного півперіоду, нагадують пилкоподібну форму з різним нахилом „зубців” і є нелінійними. Слід зазначити також, що температурний інтервал фазового переходу наповнювача за умов збудження термічно стимульованих коливань лінійних розмірів значно розширюється, оскільки система періодично „відключає” наповнювач з процесу фазового перетворення. На параметри коливної системи також значно впливають зміни дилатометричних властивостей полімерної складової, що мають місце в температурному інтервалі передплавлення пентапласту.

В таблиці представлені параметри і умови збудження термічно стимульованих коливань лінійних розмірів ПКМ системи та пентапласт – AgI.

Отже, коливання у МДС виникають при мінімальному вмісті дисперсного наповнювача (3 %) і спостерігаються у широкому концентраційному інтервалі та характеризуються значними періодами та амплітудами (при довжині зразка ~ 18 мм, амплітуда її зміни може досягати значень $0.35 \div 0.4$ мм).

Слід зауважити, що, у порівнянні з системою ПХТФЕ – AgI, термічно стимульовані коливання розмірів у композитах системи пентапласт – AgI характеризуються значно більшими (~ 12 разів) періодами і амплітудами (~ 6 разів). Така різниця у параметрах коливань суттєво розширює межі застосування явища у подібних системах.

Завдяки комплексу унікальних властивостей композити матрично-дисперсної системи пентапласт – AgI, в яких збуджуються термічно стимульовані коливання лінійних розмірів, можуть бути використані в електричних схемах управління в якості термосигналізаторів. Також існує можливість викорис-

тання їх в якості матриць прес-форм для термобаричного формування виробів із термопластичних та термореактивних полімерних композиційних матеріалів. У цьому випадку матриця прес-форми завдяки властивості “скорочення – розширення” в температурній області фазового переходу йодиду срібла сприятиме кращому випресовуванню виробів.

Література:

1. *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. – V.14. – №1. – P.125-129.
2. *Рокицький М.О., Шут М.І.* Теплопровідність матрично-дисперсної системи на основі пентапласту та йодиду срібла // *Фізика аеродисперсних систем*. – 2007. – Вып.44. – С. 37-46.
3. *Рокицький М.О., Мазуренко Р.В., Махно С.М., Левандовський В.В., Горбик П.П.* Електрофізичні властивості полімерних композитів на основі йодиду срібла // *Фізика і хімія твердого тіла*. – 2009. – Т.10. – №4. – С.882-884.
4. *Рагульцев С.Ф.* Высокотемпературные протонные твердые электролиты - возможные изменения // *Журн. прикл. химии*. – 1998. – Т.71. – №1. – С.7-16.
5. *Новикова С.И.* Тепловое расширение твердых тел – М.: Наука, 1974. –292с.
6. *Гуревич Ю.Я.* Твердые электролиты – М.: Наука, 1986. – 206с.
7. *Левандовський В.В., Мудрак І.М., Рокицький М.А., Мазуренко Р.В., Горбик П.П.* Количественная оценка напряжений сжатия (растяжения) в матричных дисперсных системах на границе раздела фаз полимер – дисперсный наполнитель // “Наноструктурные материалы – 2010: Беларусь – Россия – Украина” II Международная научная конференция, 19-22 окт. 2010 г., Киев, Украина / Тез. докл. – К.: Институт металлофизики им. Г.В. Курдюмова НАН Украины, 2010. – С.136.
8. *Mellander B.E., Bowling J.E., Baranowski B.* Phase Diagram of Silver Iodide in the Pressure Range 2.5 – 10 kbar and the Temperature Range 4 – 330 °C // *Physica Scripta*. – 1980. – V.22. – P.541-544.
9. *Рокицький М.О., Шут М.І., Левандовський В.В.* Термічно стимульовані коливання розмірів у матрично – дисперсній системі пентапласт–йодид срібла //“Структурна релаксація у твердих тілах” III міжнародна науково-практична конференція, 19-21 травня, 2009 р., Вінниця, Україна / Тези доп. – Вінниця: Тов. “Планар”, 2009. – С.128-129.
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 // *Доп. НАН України*. – 2004. – №5. – С.143-146.
11. *Горбик П.П., Левандовський В.В., Янчевський Л.К., Мазуренко Р.В., Махно С.М., Рокицький М.О.* Особливості дилатометричної поведінки композитів типу йодид срібла – поліхлортрифторетилен // II Українська наукова конфе-

ренція з фізики напівпровідників, 2004 р., Чернівці, Україна / Тези доп. – Чернівці: Рута, 2004. – Т.2. – С.366-367.

Рокицкий М.А., Левандовский В.В., Малезжик П.М., Шут А.Н., Рокицкая Г.В.

**Термически стимулированные колебания линейных размеров
в матрично-дисперсной системе пентапласт – AgI**

АНОТАЦИЯ

Проведены экспериментальные исследования теплового расширения матрично-дисперсной системы пентапласт – AgI. Обнаружено и исследовано явление возникновения термически стимулированных колебаний линейных размеров композитов системы в окрестности температуры фазового перехода наполнителя с аномальным dilatометрическим поведением. Показано, что термически стимулированные колебания возникают в композитах с концентрацией наполнителя $3 \leq \varphi \leq 42$ % (об.) при скорости нагрева 0.043 K/c.

Rokitskiy M.A., Levandovskiy V.V., Malezhuk P.M., Shut A.M., Rokitskaya G.V.

**Thermostimulated linear dimension oscillations
in penton – AgI matrix-disperse system**

SUMMARY

Experimental researches of matrix-disperse system linear expansion have been carried out. The phenomenon of excitation of thermostimulated low-frequency linear dimension oscillations in systems composites in the range of the phase transition temperature of the filler with anomalous dilatometric behaviour has been revealed and investigated. It is shown that oscillations occur in composites with the filler concentration $3 \leq \varphi \leq 42$ % (vol.) under heating rate of 0.043 K/Sec.

Дорошенко А.В.¹, Антонова А.Р.¹, Глауберман М.А.²

¹*Одесская государственная академия холода, г. Одесса*

²*ННВЦ при ОНУ имени И.И. Мечникова, г. Одесса*

Альтернативные энергетические системы на основе газо-жидкостных солнечных коллекторов-регенераторов

Одним из перспективных направлений солнечной энергетики являются многофункциональные солнечные системы на основе открытого абсорбционного цикла. Сердцем таких систем является солнечный газо-жидкостной коллектор для прямой (непосредственной) регенерации абсорбента. Разработаны принципы построения таких солнечных систем и теплообменная аппаратура, входящая в их осушительный и охлаждающий контуры. Выполнен предварительный анализ принципиальных возможностей солнечных систем.

I. Разработанные схемные решения для солнечных систем с прямой регенерацией абсорбента. Солнечные системы тепло-хладоснабжения и кондиционирования воздуха, основанные на открытом абсорбционном цикле, разрабатываются как с непрямой [1, 2, 3], так и с прямой, непосредственной, регенерацией абсорбента [4]. Последние обеспечивают снижение габаритов системы в целом, поскольку в них отсутствует десорбер-регенератор абсорбента, функции которого выполняет солнечный коллектор-регенератор. Рассмотрим работу такой солнечной системы кондиционирования воздуха ССКВ на примере схемы, представленной на рис. 1.

В качестве основных элементов осушительный блок установки включает абсорбер 5 (осушитель воздуха), солнечную систему регенерации абсорбента ССРГ, состоящую из набора требуемого числа солнечных коллекторов-регенераторов абсорбента СК/Р (7), емкость для «крепкого» раствора абсорбента и теплообменники 6 (внутренняя рекуперация тепла «слабого» холодного и «крепкого» горячего растворов абсорбента). Тепло, необходимое для регенерации абсорбента обеспечивается солнечной системой, а охлаждение абсорбера автономной вентиляторной градирней ГРН/т (3, градирня технологического назначения). Охлаждение абсорбера, в котором, в процессе поглощения влаги из осушаемого воздуха, выделяется тепло, обеспечивает приближение к изотермичности процесса абсорбции и повышает эффективность процесса и всей схемы в целом [1, 2]. В схеме охлаждения абсорбера может использоваться вынесенный теплообменник (6), либо это специальный водоохлаждаемый абсорбер (показанный на рис. 2), в котором теплообменник расположен непосредственно в объеме насадки.

Охлаждающий блок ССКВ включает испарительный охладитель воздуха прямого типа ПИО (4). Воздушный поток (свежий наружный воздух), при осушении в абсорбере 5, снижает влагосодержание x_2 и температуру точки росы t_{mp} , что обеспечивает значительный потенциал последующего охлаждения в ис

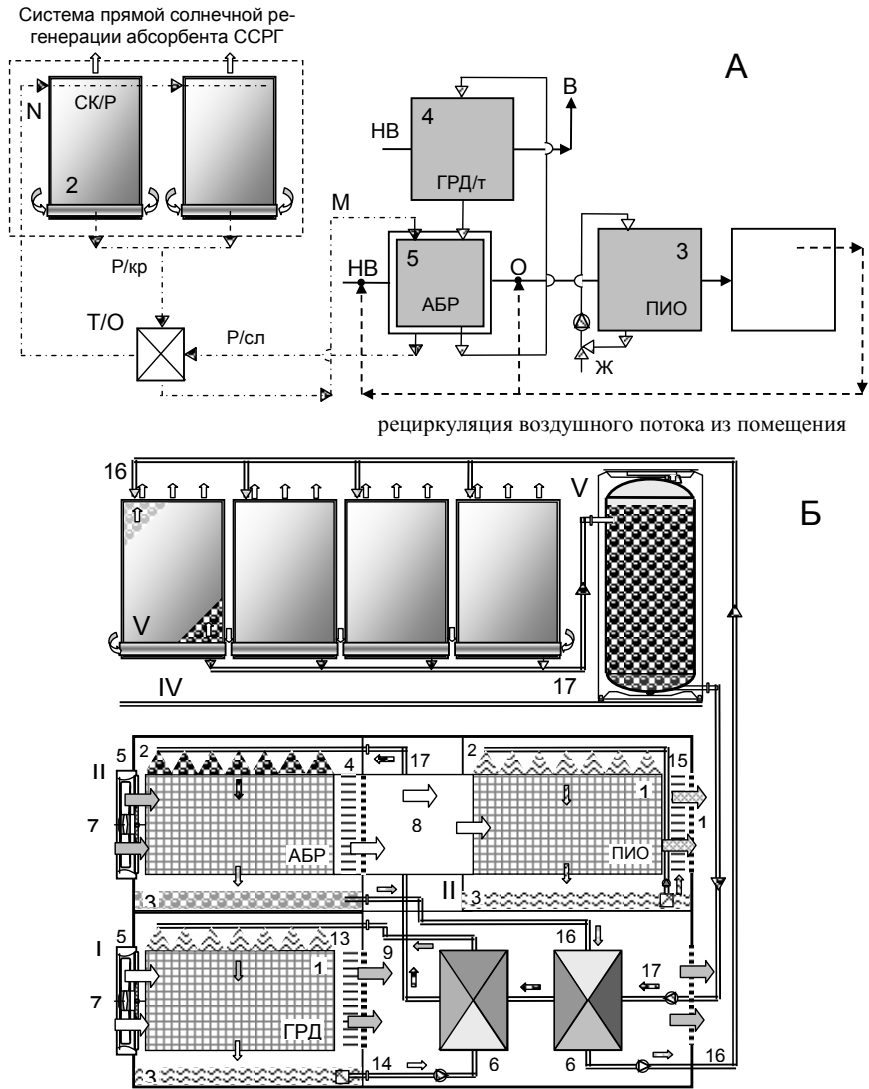


Рис. 1. Принцип построения осушительно-испарительных многофункциональных систем с использованием солнечной энергии для восстановления абсорбента (испарительный охладитель воды (градирня) в автономном использовании).

А: 1 – солнечная система регенерации абсорбента ССРГ; 2 – солнечный коллектор-регенератор СК/Р; 3 – испарительный охладитель воздуха прямого типа; 4 – испарительный охладитель воды; ГРД – градирня; 5 – абсорбер-осушитель АБР.

Б: 1 – насадка ТМА; 2 – распределитель жидкости; 3 – емкость для жидкости (танк); 4 – сепаратор капельной влаги; 5 – вентилятор; 6 – теплообменник; 7 – поступающий свежий воздух; 8 – осушенный воздух; 9 – отработанный в градирне воздух; 10 – охлажденный в ПИО воздух; 13 – горячая вода; 14 – охлажденная вода; 15 – рециркулирующая в ПИО вода; 16, 17 – слабый и крепкий растворы абсорбента; 18 – охлаждающая абсорбер вода из ГРД/т.

парительном охладителе. Работа альтернативной системы может быть организована как по вентиляционной, так и по рециркуляционной схемам и, в последнем случае, часть воздушного потока на входе в абсорбер, либо после него, является воздухом, покидающим кондиционируемое помещение (Р).

Особый интерес для альтернативных систем представляет схемы на рис.2, где в качестве испарительного охладителя дополнительно используется продуктовая градирня 4А. Воздух, осушенный в абсорбере 5 и имеющий низкую температуру точки росы, поступает в градирню ГРН/п (4А), где обеспечивается глубокое охлаждение воды, которая может использоваться в вентилируемых теплообменниках-охладителях (7), устанавливаемых непосредственно в кондиционируемых помещениях (6), либо холодильных камерах. Охладительный блок в этом случае может располагаться вне кондиционируемых помещений и здания. На рис. 2А и Б приведены варианты разработанных схем, обеспечивающие возможность использования холодного воздушного потока, покидающего градирню, работающую на предварительно осушенном и охлажденном в абсорбере воздушном потоке. Вполне понятно, что такие решения приводят и возрастанию энергозатрат на движение воздушных потоков в контурах СХС.

На рис. 2.В показан вариант СХС с использованием холодной воды для охлаждения слабого раствора перед абсорбером. Все подобные решения требуют особого технико-экономического анализа.

На рис. 1Б приведена принцип компоновки блока охлаждения ССКВ.

II. Разработка СК/Р. Солнечный коллектор-регенератор СК/Р является важнейшей частью системы регенерации (восстановления абсорбента) и представляет собой обычный солнечный коллектор-воздухонагреватель (рис. 3), в котором движение воздушного потока обеспечивается солнечным разогревом (разностью плотностей воздуха на входе и выходе из СК). Такой воздушный СК включает теплоприемник (абсорбер), прозрачное покрытие (ПП) с воздушным зазором между ПП и теплоприемником (каналом, по которому движется воздушный поток), и теплоизоляцию дна [1,4].

В работе [5] выполнен анализ шести моделей воздушных СК с различным взаимным расположением теплоприемника, прозрачного покрытия ПП и воздушного канала. Теплоприемник располагался на «дне» воздушного канала (три модели) и над воздушным каналом, непосредственно под ПП и воздушным зазором (три модели), а также имел различную конфигурацию поверхности теплоприемника (абсорбера). Поверхность теплоприемника, выполненная из алюминиевого листа с черновым покрытием, была плоской и поперечнорифленной, чтобы способствовать лучшему перемешиванию воздуха и повысить величину теплосъема от теплоприемника. Было показано, что: максимальным к.п.д. обладает модель с нижним расположением теплоприемника, в виде «дна» воздушного канала; для этой модели температура теплоприемника была ниже (58°C), а температура воздушного потока на выходе из коллектора выше (41°C), чем у остальных моделей; несколько худшие результаты получены для поперечнорифленной поверхности теплоприемника; идея расположения теплопри-

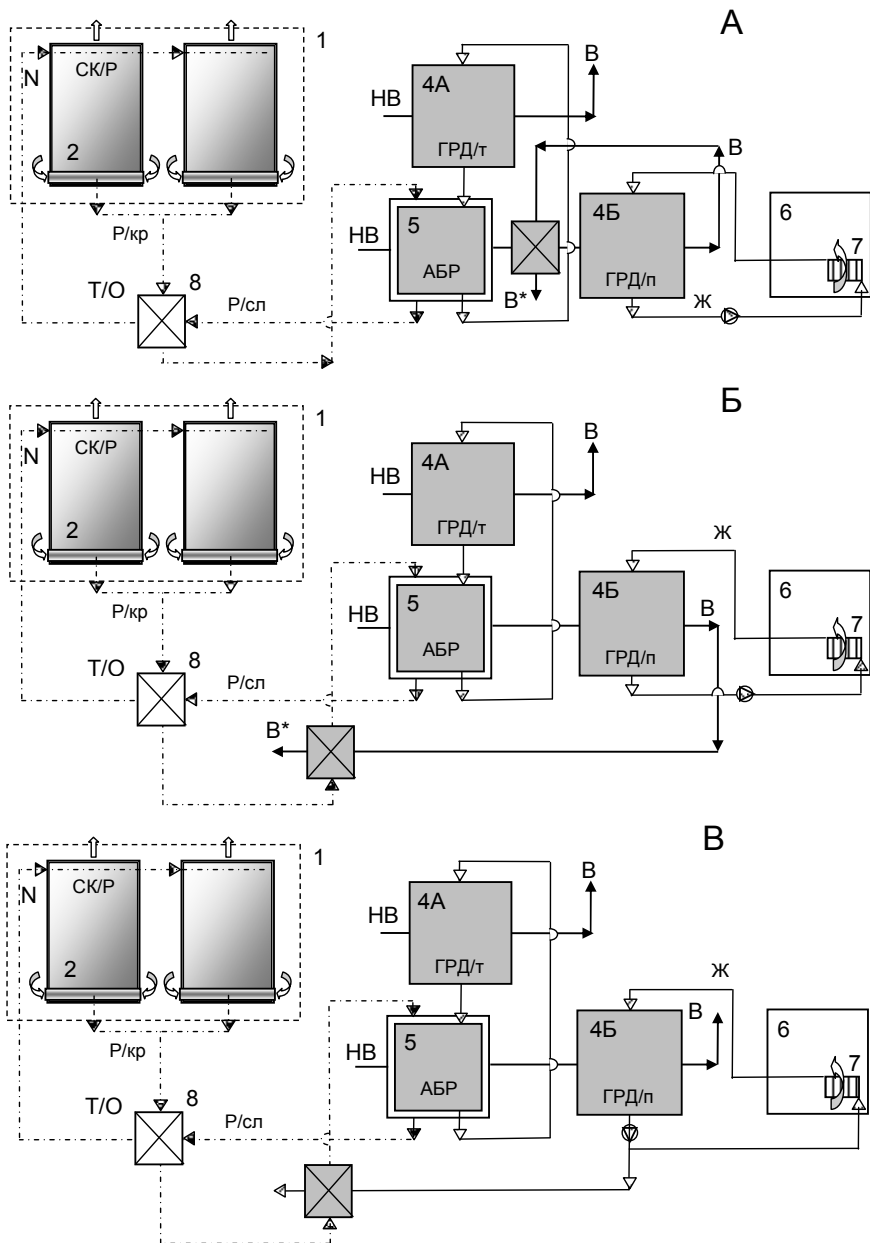


Рис. 2. Принцип построения осушительно-испарительных многофункциональных СХС. Обозначения по рис. 1.

емника над воздушным каналом для воздушного коллектора себя не оправдала. На основании этого, в качестве исходных принципиальных решений для разработки газо-жидкостного солнечного коллектора-регенератора мы приняли (рис. 3):

- модель СК/Р с нижним расположением теплоприемника, в виде «дна» воздушного канала;
- теплоприемник СК/Р выполняется из набора U-образных сегментов, из алюминиевого листа с черновым покрытием поверхности, чтобы способствовать лучшему распределению стекающей жидкостной пленки по наклонной поверхности солнечного регенератора.

Теплоприемник (абсорбер) солнечного коллектора-регенератора абсорбента СК/Р (рис.3) имеет U-образную форму, выполнен из алюминиевого листа с черновым покрытием поверхности и обеспечивает одновременный прогрев как самого воздушного потока, так и абсорбента, стекающего в виде тонкой пленки по «дну» коллектора под воздействием сил гравитации. Нагрев воздушного потока обеспечивает его движение через воздушный канал СК/Р_{г-ж}. Нагрев абсорбента обеспечивает необходимые условия для реализации процесса десорбции (удаления водяных паров из раствора, диффузии паров в воздушный поток и выноса водяных паров в окружающую среду).

В качестве прозрачного покрытия (ПП) используется многоканальная поликарбонатная плита (1), хорошо зарекомендовавшая себя при создании полимерного водяного коллектора СК-П [6]. Потери тепла, обусловленные конвективной и радиационной составляющими, минимизируются воздушным зазором, поскольку каналы ПП заполнены воздухом и представляют собой воздушный зазор обычного плоского солнечного коллектора. Эти каналы дополнительно могут быть вакуумированы, что существенно улучшит характеристики СК/Р.

Поверхность «дна» теплоприемника (U-образного элемента) может быть плоской, а также продольно- или поперечноффрированной. Несомненный интерес представляет использование регулярной шероховатости поверхности, по которой стекает пленка абсорбента, что обеспечит улучшение распределения жидкостной пленки по поверхности, определенный режим волнообразования на поверхности пленки и интенсифицирует процессы тепломассообмена между абсорбентом и воздушным потоком [7]. Волнообразная поверхность пленки жидкости в свою очередь представляет для газового потока своего рода регулярную шероховатость, что обеспечивает интенсификацию обменных процессов в обоих фазах одновременно.

Солнечный коллектор-регенератор, как и обычный водяной или воздушный коллектор, ориентирован на юг и имеет определенный угол наклона к горизонтальной поверхности для максимального приема солнечной энергии с учетом характера системы (сезонная или круглогодичная). При южной ориентации солнечных коллекторов угол наклона составляет $\beta = \varphi$ для круглогодичных гелиосистем и $\beta = \varphi - 15^\circ$ для сезонных гелиосистем (период эксплуатации апрель – октябрь). Уточнение угла наклона β выполнено в работе [1, 7].

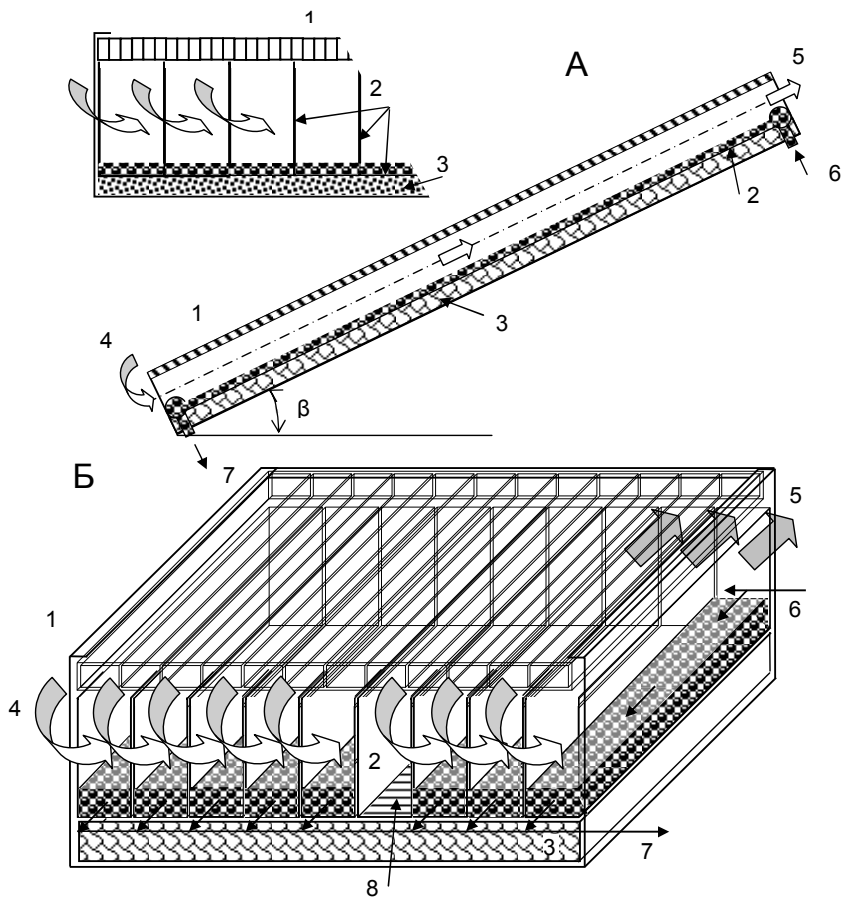


Рис. 3. Принципиальная компоновочная схема солнечного газо-жидкостного коллектора с гравитационным течением жидкостной пленки в варианте солнечного коллектора-регенератора абсорбента СК/Р.

1 – прозрачное покрытие; 2 – элементы (секции) теплоприемника (абсорбера); 3 – теплоизоляция; 4, 5 – воздушный поток; 6, 7 – абсорбент; 8 – поперечноффрированная поверхность, по которой стекает жидкостная пленка.

Конструкция СК/Р в варианте естественной циркуляции воздуха приведена на рис.3. Теплоприемник СК/Р представляет собой набор элементов U-образной формы, изготовленных из алюминиевого листа с черновым покрытием наружной поверхности и обеспечивает одновременный прогрев как самого воздушного потока, так и абсорбента, стекающего в виде тонкой пленки по «дну» коллектора под воздействием сил гравитации. Многочисленное членение теплоприемника обеспечивает равномерность прогрева воздушного потока и организует его движение в канале СК/Р. Это важно в виду малой движущей силы движения и возможности возникновения значительной неравномерности распределения воздушного потока по каналу СК/Р.

III. Анализ возможностей. На рис. 4 на H-X диаграмме влажного воздуха приведен общий анализ принципиальных возможностей разработанной ССКВ для случаев, когда $x_g^1 > 13$ г/кг (для континентального климата характерна именно эта ситуация). В расчетах использовался абсорбент LiBr. Протекание процессов в ССКВ показано на примере характерной точки с расчетными параметрами: $t_g = 35$ С, $x_g = 18$ г/кг. На диаграмме показаны процессы осушения воздуха в абсорбере и последующего испарительного охлаждения воздуха в испарительном охладителе непрямого типа ПИО. Показаны процессы: 1-2 – процесс осушения наружного воздуха в абсорбере; 2-3 – процесс в теплообменнике вода-воздух; 3-4 – процесс в испарительном охладителе прямого типа ПИО; 2-5 – процесс изменения состояния воздуха в технологической градирне; 1-6 – процесс десорбции (изменения состояния воздушного потока в СК/Р); 7-8 – процесс охлаждения воды в градирне.

Рабочая концентрация раствора LiBr+ изменяется в пределах 51-60%.

Альтернативная солнечная система кондиционирования воздуха способна обеспечить получение комфортных параметров воздуха для любых климатических условий земного шара. В сравнении с традиционными парокомпрессионными системами кондиционирования воздуха альтернативная система ССКВ обеспечивает значительное снижение энергозатрат (на 30-45%), что подтверждается немногочисленными данными эксплуатации аналогичных установок в мире.

ВЫВОДЫ:

1. Испарительное охлаждение газов и жидкостей эффективно при влагосодержании наружного воздуха $x_r < 12 - 12.5$ г/кг, то есть в условиях сухого и жаркого климата; в случае, когда $x_r > 12.5$ г/кг необходимо использовать осушительно-испарительный принцип организации работы охладителя; показано, что для создания солнечных холодильных и кондиционирующих систем ССКВ и СХС перспективно использование абсорбционного цикла открытого типа с прямой (непосредственной) регенерацией абсорбента, заключающегося в предварительном осушении воздуха и последующем его использовании для испарительного охлаждения воды или термовлажностной обработки воздушных потоков;

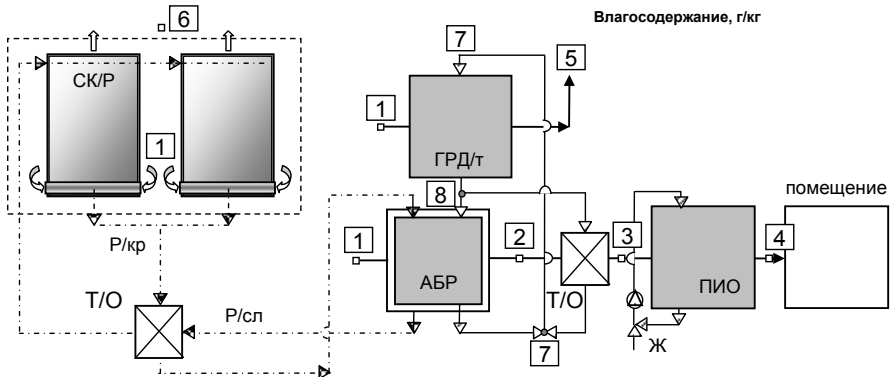
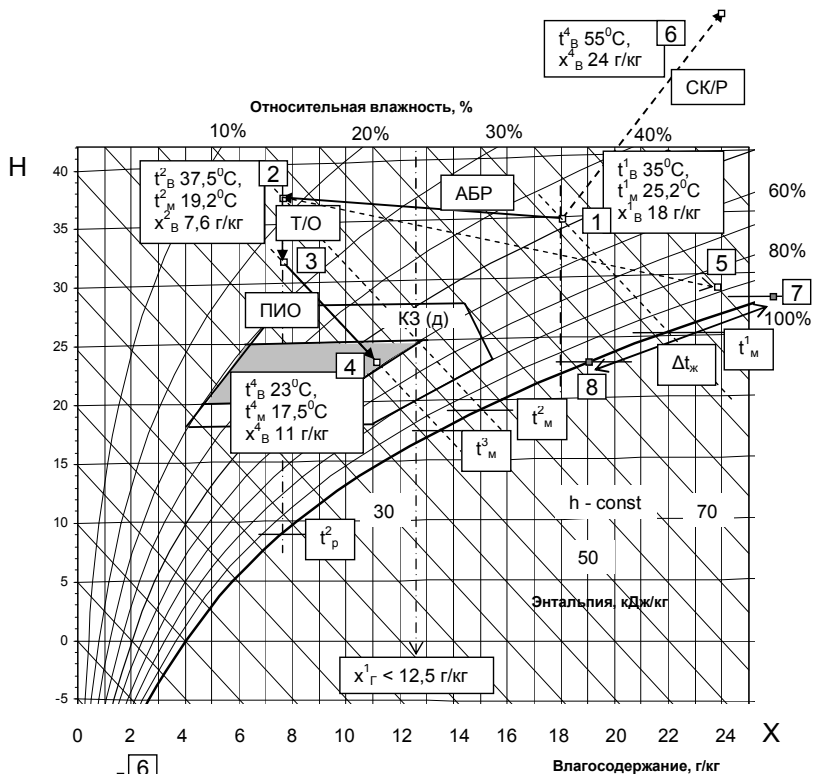


Рис. 4. Изображение рабочих процессов в СХС по схеме на рис. 1А с теплообменником после абсорбера.

Показаны процессы: 1-2 – процесс осушения наружного воздуха в абсорбере; 2-3 – процесс в теплообменнике вода-воздух; 3-4 – процесс в испарительном охладителе прямого типа ПИО; 2-5 – процесс изменения состояния воздуха в технологической градирне; 1-6 – процесс десорбции (изменения состояния воздушного потока в СКР/Р); 7-8 – процесс охлаждения воды в градирне.

2. Разработаны схемные решения для альтернативных (солнечных) систем, в частности, ССКВ, в которых реализуется процесс термовлажностной обработки воздуха в испарительном охладителе прямого типа ПИО; разработаны схемные решения для получения охлажденной воды, подаваемой в кондиционируемое помещение, в систему водо-воздушных теплообменников;
3. Для систем с открытой регенерацией абсорбента разработан газожидкостный солнечный коллектор-регенератор с гравитационным течением жидкостной пленки, с естественной циркуляцией воздушного потока;
4. Выполнен предварительный анализ возможностей разработанных решений на примере задачи кондиционирования воздуха, показавший возможность обеспечения комфортных параметров воздуха для любых климатических условий земного шара; в сравнении с традиционными парокомпрессионными системами кондиционирования воздуха альтернативная система ССКВ обеспечивает значительное снижение энергозатрат (на 30–45%).

Литература:

1. Горин А.Н., Дорошенко А.В., Глауберман М.А. Солнечная энергетика. (Теория, разработка, практика) – Донецк: Норд-Пресс, 2008. – 374 с.
2. Lowenstein H., 1993, 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, 06.23-25, P. 133-150.
3. Grossman G. Solar-powered systems for cooling, dehumidification and air-conditioning. Faculty of Mechanical Engineering, Technion – Israel Institute of Technology. – 2001.
4. Gandhidasan P. Performance analysis of an open liquid desiccant cooling system using solar energy for regeneration. Int. J. Refrig., Vol. 17, № 7, 1994. – P. 475-480.
5. Turhan Koyuncu Performance of various design of solar air heating for crop drying applications // Renewable Energy. – V. 31. – 2006. – P. 1073-1088.
6. Дорошенко А.В., Глауберман М.А., Роговская Э.Т. Солнечные плоские коллекторы из полимерных материалов // Физика аэродисперсных систем. – Т.42. –2005. – С.32-45.
7. 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.

Дорошенко О.В., Антонова А.Р., Глауберман М.А.

Альтернативні енергетичні системи на основі газорідинних сонячних колекторів - регенераторів

Анотація

Одним з перспективних напрямків розвитку сонячної енергетики являються багатofункціональні сонячні системи на основі відкритого абсорбційного циклу. Серцем таких систем є сонячний газорідинний колектор з гравітаційною течією рідинної плівки для прямої (безпосередньої) регенерації абсорбенту. Розроблені принципи побудови таких сонячних систем та тепломасообмінна апаратура, яка являється частиною їх осушувального та охолоджувального контурів. Виконаний попередній аналіз принципових можливостей сонячних систем.

Doroshenko A.V., Antonova A.R., Glauberman M.A.

Alternative power systems on the basis of gas-liquid solar collectors

Summary

One of perspective directions of solar power is the multifunctional solar systems on the basis of open absorption cycle. Heart of such systems is the solar gas-liquid collector for a direct regeneration absorbent. The principles of construction of such solar systems and heat-mass-transfer equipment which is included contours of drainage of air and evaporative cooling of gas or liquid are developed. The preliminary analysis of basic opportunities of solar systems is fulfilled.

УДК 536.46

Аль-Хусбан Ясин Юсиф

*Jordan, AL-Hussein Bin Talal University, Director of Renewable Energy
Research & Development Center, info@husbansolar.com*

Горючесть низкокалорийных топлив органического происхождения

Обсуждены перспективы использования низкокалорийных горючих органического происхождения, в первую очередь сланцев, в качестве альтернативного пылевидного топлива. С целью выявления их горючих свойств экспериментально определены полноты высокотемпературного реагирования и зависимости температуры самовоспламенения иорданского сланца, биологического гумуса и оливковых косточек от концентрации горючего. Это позволяет определить температурный уровень предварительного разогрева необходимого для эффективного сжигания. Обработка полученных экспериментальных данных в рамках модели теплового самовоспламенения позволила установить близость значений энергий активации этих веществ, что свидетельствует об общности составляющих их органических компонентов.

В Иордании остро стоит вопрос об энергопотреблении во всех отраслях экономики. Это связано с увеличением промышленных предприятий во всех свободных экономических зонах, которые уже начали работать.

Повышение мировых цен на нефть и газ привело к большому энергетическому кризису в стране. Сегодня стоимость импорта энергетических ресурсов увеличивалась до трёх миллиарда долларов. Спрос на электроэнергию будет расти в 2011 г на 7%. [1].

Основными видами электростанций в Иордании являются тепловые электрические станции (ТЭС). Все необходимые ресурсы природного газа и нефти, которые необходимы для выработки электроэнергии, Иордания импортирует из соседних стран. В то же время, природные ресурсы, к которым относятся сланцы, а также альтернативные горючие материалы, а именно, отходы оливкового производства, гумус с очистных сооружений, отработанные моторно-машинные масла до сих пор не применяются в стране.

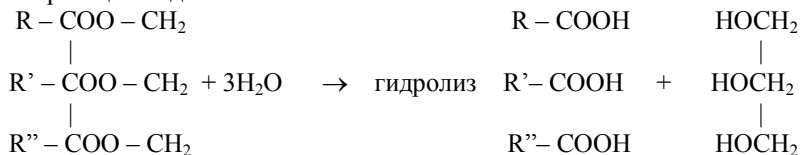
Иордания имеет значительные запасы месторождений сланца, залегающего в 26 местах. Геологические исследования показывают, что существующие месторождения занимают более 60% территории Иордания. Ресурс составляет от 40 до 70 миллиардов тонн сланца. Иорданские сланцы отличаются высоким качеством, сравнимым со сланцами Соединенных Штатов, хотя содержание серы в них, как правило, выше. В связи с ростом потребления энергии, Иордания планирует использовать горючие сланцы для выработки электроэнергии.

В данной работе затрагиваются вопросы, касающиеся возможности применения ресурсов горючего сланца для выработки тепловой и электрической энергии. Рассматриваются современные подходы к решению этой задачи методом интенсификации процессов сжигания сланцев, включая и метод электрокINETического воздействия.

Происхождение сланцев и химико-физические особенности. Вопросам о понятии термина «горючие сланцы», природе происхождения и отнесения к этому классу природного топливного ископаемого органо-минерального происхождения, о характеристических показателях «горючего камня» посвящены материалы, изложенные в монографии профессора А.Ф. Добрянского [2], в работе профессора Г.К. Хрусталевой [3], в книге [4] и других источниках.

Сланцы относятся к наиболее минерализованным видам топлива. Для промышленного использования применяются сланцы, содержащие не менее 25% органического вещества. При их термическом разложении они выделяют сланцевое масло (этот продукт является аналогом тяжелой нефти и используется как топливо вместо мазута) и горючие газы. Базовым веществом, давшим начало образованию органической массы горючих сланцев и сапропелей, послужил развивавшийся в минувшие геологические периоды в мелководных, хорошо прогреваемых и весьма обширных водоемах фотосинтезирующий фитопланктон, состоящий в основном из простейших водорослей.

В простейших одноклеточных водорослях содержание целлюлозы меньше в сравнении с высшими растениями. Основными составляющими их являются липоиды (жиры) и белки. Детальный механизм синтеза соединений достаточно сложен. В основе преобразования органических остатков положена схема гидролитического расщепления жиров с образованием кислот жирного ряда и глицерина по реакции вида:



В результате этой реакции образуются глицерин и предельные и непредельные жирные кислоты. При разложении белков образуются аминокислоты. В результате полимеризации непредельных жирных кислот, а также отчасти конденсации глицерина и аминокислот с некоторыми продуктами разложения растительных и животных организмов, синтезируется высокомолекулярное органическое вещество топлива сапропелевой природы – кероген.

В том случае, если наряду с остатками низших организмов в образовании керогена участвовали остатки высших наземных растений, внесенные в водоем водными потоками или ветром, образуется органическое вещество сапропелево-гумусового происхождения.

Таким образом, специфичность сланцев обусловлена составом органического вещества (керогена), представленного продуктами преобразования планктонных организмов (фито- и зоопланктон), донных водорослей и морской тра-

вы (фитобентос) с незначительным участием остатков высших растений. Сапропелевый характер органического вещества является главным диагностическим признаком горючих сланцев.

В природе встречаются горючие сланцы сапропелевого или сапропелево-гумусового происхождения. Органическое вещество последних содержит больше кислорода и характеризуется меньшим отношением C/H, а также более отчетливо выраженной терморективностью, т.е. способностью разлагаться при нагревании до относительно невысокой температуры.

Практическая уникальность горючих сланцев заключается в возможности получения из них в процессе термической деструкции сланцевой смолы, свойства которой позволяют считать ее альтернативным источником природных углеводородов, а также исходным материалом для производства различных продуктов.

Опыт и практика использования прибалтийских и волжских горючих сланцев показывают, что экономически рентабельно эксплуатировать сланцы с теплотой сгорания не ниже 6.0 МДж/кг и выходом смолы полукоксования более 5%. Существует два способа получения сланцевой смолы. Первый – наземная переработка при шахтной добыче, когда добытая порода дробится и направляется на завод, где происходит ее перегонка. Однако все действующие сегодня заводы (с так называемой ретортной перегонкой) имеют мощности не более 700 тыс. тонн синтезнефти в год. Кроме того, этот способ вызывает возражения экологов: производство требует огромного количества воды, причем из тонны сланцев получают 700 кг отходов и всего около двух баррелей нефти. Этот способ перегонки сланцев в больших объемах перспектив не имеет и может применяться только на локальном уровне.

Второй – подземная переработка, когда нагревание сланца до нужной температуры осуществляется прямо в пласте. Казалось бы, это выход из топливного тупика, но, несмотря на гигантские инвестиции таких лидеров отрасли, как Shell, Exxon, Chevron и Unocal, создать коммерчески эффективную технологию добычи пока не удалось.

Итак, резюмируя состояние проблемы преобразования горючих сланцев в энергетическом и технологическом аспекте, становится очевидным, что для успешного решения проблемы промышленной переработки горючих сланцев требуются новые научные идеи и технологические решения.

Данное направление может послужить созданию совместной международной группы исследователей в Одесском Национальном университете им. И.И. Мечникова и Иорданском университете им. Короля Хусейна, имеющей также многолетний опыт работы с горючими аэродисперсными системами. Газовзвеси обладают довольно развитой реакционной поверхностью и, следовательно, высокими скоростями преобразования горючего. От дисперсности материала или от размеров частиц горючего и его концентрации зависит не только скорость преобразования топлива, но и реализация различных газодинамических режимов горения пыли – ламинарного, вибрационного, турбулентного, детонационного. Поэтому представляется перспективным метод сжигания низкокалорийных горючих (сланцы, отходы оливкового производства, илестые образования на очистных сооружениях) в дисперсном виде.

Необходимым этапом исследования подобных топлив является выяснение их горючих свойств, к которым относятся энергия активации, критические температуры воспламенения, предельные концентрации газозвеси при их закигании и горении. Эта информация является определяющей для оценок скоростей распространения пламени, расходов топлива в горелочных устройствах, определения нижних концентрационных пределов распространения пламени, решения проблем инициирования и поддержания процессов горения.

В последнее время усилиями научного коллектива кафедры общей и химической физики Одесского Национального университета развита методика инициирования и поддержки горения газозвесных систем электрокинетическим воздействием на реакционную среду. Получены первые обнадеживающие результаты [5] по сжиганию этим методом торфа, порошкообразных трудновоспламеняемых углей и куриного гуано.

В данной работе приводятся исследования проб Иорданских сланцев которые были доставлены из района Аль-ладжун в Иордании, а также перетертых оливок и куриного гуано, твердых илистых отложений очистных сооружений городов.

Воспламенение газозвесей сланцев, перетертых оливковых косточек и куриного гуано. Важнейшим параметром, определяющим не только собственно схему сжигания горючего, но и саму перспективу использования его в качестве такового, является содержание горючего компонента в исходном сырье. Такие исследования проводились нами по следующей схеме: предварительно высушенный агломерат размером $4 \div 10$ мм, состоящий из частиц размером $3 \div 30$ мкм, помещался на подвесе в нагретый до 1000°C воздушный поток в среде электронагревательной печи. Размол исходного сухого сырья проводился в шаровой мельнице. Фиксировался сам факт пламенного горения, время пламенного горения, начальная и конечная масса образца. Начальное содержание влаги в образцах составляло $4 \div 6\%$. Полнота преобразования горючего составила (в скобках указан средний проекционный диаметр исходных частиц): сланец ($d_{20}=17.6\text{мкм}$) – $(23 \pm 2)\%$; косточки ($d_{20}=26\text{мкм}$) – $(65 \pm 5)\%$; гумус ($d_{20}=24\text{мкм}$) – $(33 \pm 6)\%$. Для сравнения пшеничная мука ($d_{20}=23\text{мкм}$) – $(87 \pm 2)\%$.

Учитывая приведенные выше данные, организация сжигания пылевидного горючего представляется достаточно сложной задачей. Для сравнения укажем, что организовать горение пылевидного угля приблизительно такой же дисперсности при нормальных условиях (комнатной температуре и атмосферном давлении) в воздушной среде не удастся [6,7], ввиду малых значений нормальной скорости распространения пламени. Поэтому для сжигания низкокалорийных горючих необходимо применять методы интенсификации процесса горения. К таковым, по нашему мнению, относятся, прежде всего, предварительный подогрев горючей смеси и повышение активности газообразного окислителя. В первом случае возникает необходимость изучения критических температур самовоспламенения пылей, как максимального уровня, до которого возможен предварительный подогрев. Одновременно решается и задача определения од-

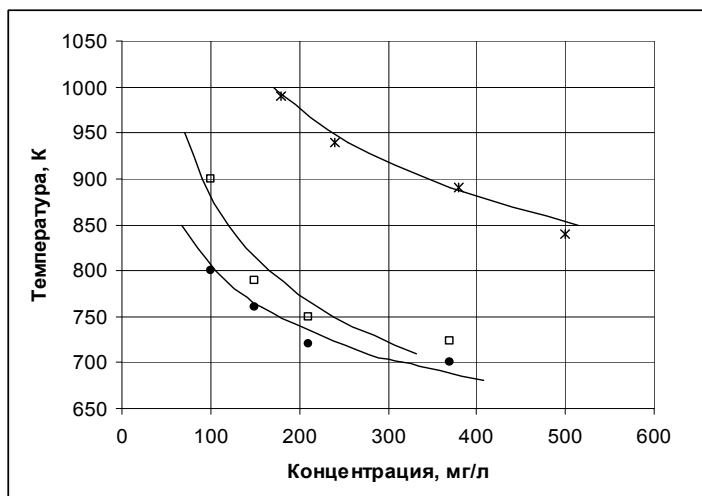


Рис.1 Зависимость температуры воспламенения от предельного содержания горючей пыли в аэровзвеси. ● – гумус, * – сланец, □ – косточки.

ного из важных показателей пожаровзрывобезопасности соответствующей пыли.

Эксперименты проводились в электронагревательной печи с температурой до 1000°C. В контролируемый объем печи пневмодатчиком импульсным способом подавалась порция дисперсного горючего материала указанной выше дисперсности. Процесс воспламенения контролировался визуально и фиксировался на фото и видео камеры. Температура печи T_r поддерживалась постоянной специальной автоматикой. Для каждой фиксированной температуры подбиралась предельная концентрация горючего, при которой становилось возможным горение взвеси. Результаты экспериментов представлены на рис. 1.

Для экзотермических реакций окисления будем полагать мощность тепловыделения

$$Q_+ = QkCS \exp(-E/RT). \quad (1)$$

Здесь Q – тепловой эффект реакции; C – концентрация окислителя; S – площадь поверхности реагирующей частицы; k , E – предэкспонент и энергия активация соответственно.

Сами уравнения теплового баланса для данной системы имеют вид

$$mc \frac{dT}{dt} = QkCS \exp(-E/RT) - \alpha S(T - T_g). \quad (2)$$

$$m_g c_g \frac{dT_g}{dt} = \alpha NS(T - T_g) - \alpha_r S_r(T - T_r), \quad (3)$$

где m – масса; c – удельная теплоёмкость; α – коэффициент теплообмена; N – количество частиц в воспламеняемой системе. Индекс g в этих уравнения обозначает газовую фазу горючей смеси.

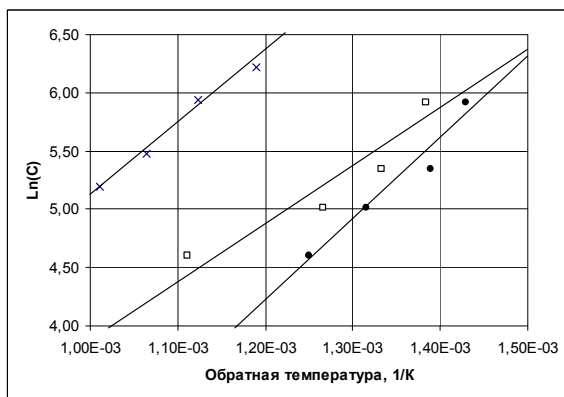


Рис. 2 График для определения энергии активации.

Удовлетворяя требованиям Семенова критичности системы, можно получить

$$\frac{RT_r^{*2} \alpha_{\text{eff}} \exp(E/RT^*)}{QkCE} = e, \quad (4)$$

где α_{eff} – приведенный коэффициент теплоотдачи.

$$\alpha_{\text{eff}} = \frac{\alpha}{1 + \frac{\alpha NS}{\alpha_r S_r}}. \quad (5)$$

Данные экспериментов позволяют не только изучить зависимость температуры воспламенения от концентрации, но и провести оценку энергии активации при воспламенении. Для этого необходимо построить в логарифмическом масштабе зависимость концентрации от обратной температуры, рис. 2.

Обработка экспериментальных данных позволила получить следующие значения энергий активации E: для сланца – (52 ± 5) кДж/моль, оливковых косточек – (39 ± 5) кДж/моль, гумуса – (56 ± 6) кДж/моль.

Близость полученных значений энергии активации для всех материалов скорее всего объясняется единой для всех органической составляющей этих веществ и одинаковым механизмом газификации.

Что касается интенсификации посредством модификации свойств газообразного окислителя, то предварительные опыты по сжиганию изученных выше веществ, а также мелкодисперсного угля в струмерной атмосфере электрического разряда, показали принципиальную возможность организации процесса горения даже при нормальных условиях.

Дальнейшее исследование горючих сланцев подразумевают:

– разработку метода эффективного сжигания сланцев Йордании в дисперсном виде, основанного на интенсификации процессов преобразования низкокалорийных топлив в струмерной атмосфере электрического разряда [5] и предварительном нагреве исходной смеси;

– определение теплового эффекта реакции сланца с воздухом и температуры воспламенения сланцевой пыли различной концентрации и дисперсности, которые являются основными характеристиками горючего и необходимыми для требований пожаровзрывобезопасности;

– определение нормальных скоростей распространения пламени и температур горения в зависимости от концентрации и дисперсности пыли, которые необходимы для организации стабильного горения сланцев;

– определение дисперсности и состава продуктов сгорания.

Автор благодарен за оказанную помощь в проведении исследований сотрудникам кафедры общей и химической физики Одесского национального университета Кондратьеву Е.Н. и Шевчуку В.Г., а также руководителю проекта Старикову М.А.

Литература:

1. Updated Master Strategy of Energy Sector in Jordan for the period (2007-2020), Hashemite Kingdom of Jordan, Ministry of Energy.
2. Добрянский А.Ф. Горючие сланцы СССР/ М.: Гостехиздат. –1947. – 232 с
3. Хрусталева Г.К. Петрология горючих сланцев / ВНИГРИУголь, 1999. – 253 с.
4. Медведев П.А. Сланцы как топливо. – Самара, 1933. – 123 с.
5. Кондратьев Е.Н., Шевчук В.Г, Гоцульский В.Г, Стариков М.А., Уразов А.В. Поведение дисперсных систем в атмосфере струйного разряда. В книге: Дисперсные системы, материалы конференции, 24 научная конференция стран СНГ Одесса, 2010. – С. 30-31.
6. Bradley D., Lawes M., Ho-Young Park, Usta N. Modelling of laminar pulverized coal flames with speciated devolatilizations and comparisons with experiments // Combustion and Flame. – 2006. – V. 144. – P. 190-204.
7. Сидоров А.Е., Золотко А.Н., Шевчук В.Г, Муница В.С. Горение угольных пылей.//Физика аэродисперсных систем. –2008. – №45. – С. 35-44.

Аль-Хусбан Ясін Юсіф

Горючість низькокалорійних палив органічного походження

АНОТАЦІЯ

Обговорено перспективи використання низькокалорійних горючих органічного походження, в першу чергу сланців, як альтернативного паливного виду палива. З метою виявлення їх горючих властивостей експериментально визначені повноти високотемпературного горіння і залежності температури самозаймання газозависимо йорданського сланцю, біологічного гумусу і оливкових кісточок від концентрації пального. Це дозволяє визначити температурний рівень попереднього розігріву, необхідного для ефективного спалювання паливного виду палива. Обробка отриманих експериментальних даних у рамках моделі теплового самозаймання дозволила встановити близькість значень енергій активації цих речовин, що свідчить про спільність складових органічних компонентів.

Al-Husban Yaseen Yusif

Flammability of low-calorie fuels of organic origin

SUMMARY

The prospects of using low-calorie combustible organic origin, primarily shale as an alternative fuel are discussed. In order to identify their combustible properties the completeness of combustion and auto-ignition temperature dependence of the Jordanian oil shale, biological humus and olive pits from the concentration of fuel were experimentally determined. This allows to determine the level of pre-heating temperature necessary for efficient combustion. Processing of the experimental data obtained in the framework of the thermal ignition made it possible to establish the closeness of values of activation energies of these substances. This indicates the general properties of their organic components.

Разогрев подложки при распространении пламени по пленке горючего

Исследован механизм переноса энергии при распространении диффузионного пламени по тонким пленкам этанола, нанесенных на медную проволочку. Показано, что в предпламенный период разогрев горючего и его испарение обеспечивается продольной передачей тепла по подложке. Кромка факела располагается там, где температура слоевой системы обеспечивает условия образования в газовой фазе, вблизи поверхности пленки, горючей смеси стехиометрического состава.

Одной из центральных задач исследований распространения пламени по поверхности слоевой системы «пленка горючего – инертная подложка» является выяснение механизма переноса энергии, определяющего предпламенный разогрев горючего. Решение такой задачи представляет не только теоретический интерес, но и связано с целым рядом практических приложений, например, проблемы борьбы с пожарами, выбором эффективных методов конверсии сложных химических соединений.

В настоящее время нет единого мнения о том, какой из возможных способов переноса энергии является определяющим в предварительном прогреве горючего и подготовке его к горению. Как правило, выделяют два предельных режима: конвективный и кондуктивный [1, 2].

Целью настоящей работы было выяснение температурного (теплового) состояния слоевой системы в предпламенный период при распространении диффузионного пламени сверху вниз по тонким пленкам этанола ($h_f \approx 20$ мкм), нанесенных на медную проволоку (подложку) диаметром 0.3 мм, расположенную вертикально.

Основная задача экспериментальных и теоретических исследований состояла в определении температурного профиля в подложке на стадии инертного прогрева при распространении по слоевой системе диффузионного пламени. Эксперименты проводились на установке и по методике, приведенной в работах [3, 4].

Для получения информации о структуре тепловой волны в подложке, к медной проволоке приваривали тонкую константановую диаметром 0.1 мм, так, что диффузионное пламя распространялось через спай термопары. Сигнал с термопары подавался на запоминающий осциллограф или на компьютер. Типичная термограмма и фотография факела этанола приведены на рис. 1 и 2.

На термограмме можно выделить две характерные температуры: T_n и T_2 . Температура T_2 – максимальная температура части проволоки, находящейся в факеле пламени. Температура T_n соответствует небольшому плато, указывающему на фазовый переход этанола. Появление плато обусловлено тем, что на

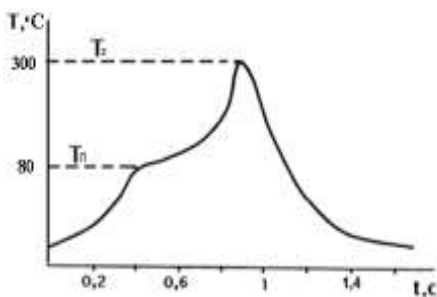


Рис. 1. Типичная термограмма процесса распространения пламени по слоевой системе.

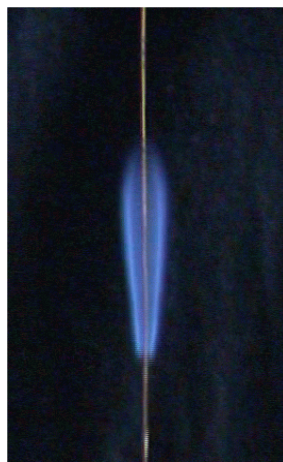


Рис. 2. Фотография пламени этанола на медной проволоке.

спасе термопары образовывалась небольшая капля горячего, которая при испарении «замораживает» температурный профиль в проволоке перед фронтом пламени [3]. Это обстоятельство дает возможность установить распределение температуры в предпламенном периоде (участок термограммы до температуры T_n). Обработка экспериментальных данных (рис. 3) свидетельствует о существовании достаточно протяженной (~ 10 мм) зоны подогрева, где разогрев подложки ($\Delta T = T - T_0$) экспоненциально зависит от координаты. Это означает, что основное количество тепла, поступающего к подложке от продуктов сгорания, передается вперед теплопроводностью по подложке и обеспечивает предпламенный разогрев горячего и его испарение.

Для нахождения аналитического выражения распределения температуры в подложке будем исходить из следующей физической модели распространения пламени по поверхности горячего на инертной подложке. Диффузионное пламя распространяется по горячей смеси паров топлива с кислородом воздуха, образующейся при испарении жидкости и смешении с воздухом вблизи поверхности пленки горячего. Испарение горячего происходит в результате подогрева теплом, передающимся теплопроводностью по подложке. Схема распространения пламени по рассматриваемой слоевой системе приведена на рис. 4.

Подложка с пленкой горячего представляет собой термически тонкую систему [3, 5], поэтому распределением температуры по диаметру подложки можно пренебречь. В системе координат, связанной с движущимся пламенем, газ и подложка с пленкой горячего набегают на пламя с постоянной скоростью v вдоль оси x . Уравнение переноса тепла для части подложки, находящейся в продуктах горения, имеет вид:

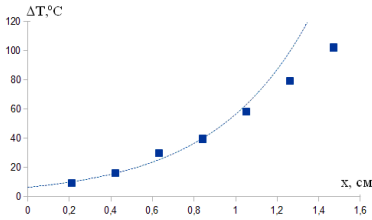


Рис. 3. Профиль температуры в подложке.

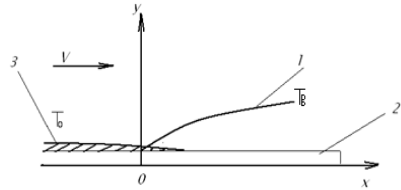


Рис. 4. Схема распространения пламени по слоистой системе. 1 – фронт пламени, 2 – подложка, 3 – пленка горючего

$$\frac{d}{dx} \left(\lambda \frac{dT}{dx} \right) - c\rho v \frac{dT}{dx} + \frac{\alpha(T_b - T)}{d} = 0. \quad (1)$$

Граничные условия:

$$x \rightarrow \pm\infty, T = T_0, \quad x = 0, T = T_1, \quad \frac{dT}{dx} = \frac{dT_1}{dx}.$$

Здесь: λ, c, ρ – теплопроводность, теплоемкость и плотность подложки соответственно; T_b – температура пламени; α – коэффициент теплоотдачи; d – диаметр подложки; T – температура подложки.

Перейдем к новым переменным q и T , где $q = \lambda \frac{dT}{dx}$ – плотность потока тепла. Тогда уравнение (1) принимает вид:

$$q \frac{dq}{dT} - c\rho v q + \frac{\alpha(T_b - T)}{d} = 0. \quad (2)$$

Будем полагать, что количество тепла, поступающего от факела пламени к подложке максимально, т. е.

$$\frac{\alpha(T_b - T)}{d} \approx \frac{\alpha(T_b - T_0)}{d}.$$

Тогда, обозначив $\frac{\alpha(T_b - T)}{d} \equiv Q_0$ и $c\rho v \equiv b$, уравнение (2) получим в следующем виде:

$$q \frac{dq}{dT} - bq + Q_0 = 0$$

с граничным условием $T = T_0, q = 0$. Интегрируя (3), получим

$$q = \frac{Q_0}{b} \left[1 + \exp \left(-\frac{b}{Q_0} (q - b(T - T_0)) \right) \right].$$

Тогда $q = 2 \frac{Q_0}{b}$ или $T_1 - T_0 = 2 \frac{Q_0}{b^2}$.

Величину максимального разогрева подложки на границе $x=0$ легко рассчитать:

$$T_1 - T_0 = \frac{2\alpha(T_b - T_0)a}{\text{ср}dv^2}, \quad (6)$$

где $a = \frac{\lambda}{\text{ср}}$ – коэффициент температуропроводности подложки.

Как видно, разогрев подложки $(T_1 - T_0) \sim \frac{1}{v^2}$. Подобное соотношение хорошо известно в теории горения газов, развитой Я.Б. Зельдовичем и Д.А. Франк-Каменецким.

Для нахождения профиля температуры в подложке на стадии инертного прогрева, упростим уравнение (4). Будем полагать, что в области $T_0 \leq T \leq T_1$, перед кромкой пламени, величина q мало отличается от $b(T - T_0)$, тогда в (4) экспоненту можно разложить в ряд¹. В результате получим следующее выражение для плотности теплового потока в подложке:

$$q = \frac{Q_0}{b} + \frac{b}{2}(T - T_0). \quad (7)$$

Физически, тепловой поток по подложке является результатом сложения теплового потока от факела пламени Q_0/b и конвективного потока за счет движения слоевой системы относительно пламени. Поскольку $q = \lambda \frac{dT}{dx}$, то на границе $x = 0$ имеет место равенство тепловых потоков:

$$\lambda \frac{dT}{dx} = \frac{Q_0}{b} + b(T - T_0) \quad (8)$$

с граничным условием $x = 0$; $T = T_1$.

Интегрирование (8) с учетом соотношения (6) дает аналитическое выражение для профиля температуры в подложке в предвоспламенительный период:

$$[(T - T_0) + (T_1 - T_0)] = 2(T_1 - T_0) \exp\left(\frac{v}{2d}x\right). \quad (9)$$

Полученное распределение температуры подобно распределению температуры при инертном прогреве вещества, известному как распределение В. А. Михельсона:

$$T - T_0 = (T_1 - T_0) \exp\left(\frac{v}{d}x\right). \quad (10)$$

Существенным отличием (9) от (10) является то, что профиль температуры, определяемый выражением (9), более плавный, чем профиль В. А. Михельсона.

Сопоставим теперь экспериментально полученный профиль температуры в подложке (рис. 3) с теоретическим (9). На рис. 5 приведены результаты обработки термограмм инертного прогрева проволоочки.

Линейный участок кривой отвечает стадии инертного прогрева подложки. Характерная толщина зоны прогрева составляет величину порядка 10 мм, что

¹ Это упрощение оправдано, учитывая соотношение (5) и плавный профиль температуры (9).

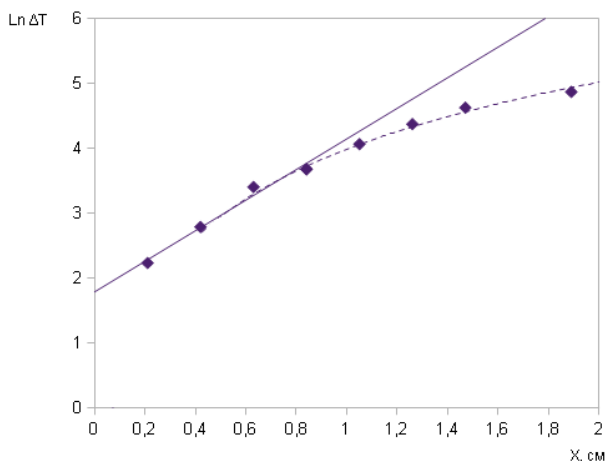


Рис. 5. Зависимость $\ln \Delta T = f(x)$

согласуется с данными [5]. Отклонение от прямолинейности наблюдается при приближении кромки факела к спаю термопары и, очевидно, связано с потерями тепла на испарение капельки, образующейся на спае. Из сравнения экспериментальной зависимости (рис. 5) с профилем температуры в подложке (9), следует, что разность температур $T_1 - T_0 = 3^\circ\text{C}$, т. е. при $x=0$ и $T_0 = 20^\circ\text{C}$, $T_1 = 23^\circ\text{C}$. Это значение температуры подложки близко к температуре, при которой в равновесных условиях при атмосферном давлении образуется стехиометрическая смесь паров этанола с воздухом – $T_{st} = 22.2^\circ\text{C}$ [7]. Отсюда становится понятным и геометрический смысл поверхности $x=0$. Полученный результат находится в согласии с данными работ [5, 8]. По углу наклона линейного участка зависимости $\ln \Delta T = f(x)$, с учетом распределения температуры (9), легко определить комплекс $v/2a$, величина которого оказалась равной $v/2a = 2.5$. Отсюда, коэффициент температуропроводности медной проволоочки $a = 1.2 \text{ см}^2/\text{с}$ при скорости распространения пламени $6 \text{ см}/\text{с}$. Полученная величина a хорошо согласуется с табличным значением температуропроводности для меди – $a = 1.1 \text{ см}^2/\text{с}$. Это означает, что продольная передача тепла по подложке является основным тепловым процессом в предпламенном разогреве горючего и его испарении. При испарении жидкости, вблизи поверхности к-фазы, образуется стехиометрическая смесь паров горючего с воздухом, способная к саморазогреву за счет газозафазной химической реакции окисления. В результате формируется температурный профиль, распространяющейся по газу в виде тепловой волны. Понятно, что возникновение волны горения и ее скорость определяются условиями, существующими в реакционной смеси в окрестности сечения слоевой системы, где температура подложки близка к T_{st} . Однако, концентрация паров горючего над пленкой жидкости определяется не только темпера-

турой підложки, но і градієнтом концентрації парів вздовж поверхності рідкої, виникаючим за рахунок градієнта температури підложки. Тому, в механізмі переносу енергії при розповсюдженні пламени по плівкам горючого, необхідно врахувати і конвективний потік тепла від дифузійного пламени.

Література:

1. *Ефремов В. Л., Колесников Б. Я.* Исследование распределения температуры при распространении пламени по поверхности отвержденной эпоксидной смолы // *Материалы VI Всесоюзного Симпозиума по горению и взрыву.* – Черногоровка. – 1980.
2. *Рыбанин С. С., Соболев С. Л.* Скорость и пределы горения конденсированного вещества при теплообмене с инертной средой. – 1988, Черногоровка // *Препр./РАН. ОНХФ.* – № 993.
3. *Головко В. В., Баронецкий В. К., Копейка А. К.* Распространение пламени по тонким пленкам жидкого топлива на металлических подложках // *Физика аэродисперсных систем.* – 2005, № 42. – С. 76 – 85.
4. *Головко В. В., Баронецкий В. К., Величко А. А., Копейка А. К., Иссаев Д. И.* Распространение диффузионного пламени по пленкам горючего на металлических подложках // *Физика аэродисперсных систем.* – 2007, № 44. – С. 78 – 84.
5. *Коржавин А. А., Бунев В. А., Гордиенко Д. М., Бабкин В. С.* Поведение пламен, распространяющихся по пленкам жидкости на металлических подложках // *Физика горения и взрыва.* – Т. 34, №3. – 1998. – С. 15 – 18.
6. *Мержанов А. Г., Хайкин Б. И.* Теория волн горения в гомогенных средах. ИСМ РАН, Черногоровка. –1992. –160 с.
7. *Варгафтик Н. Б.* Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. – Наука, 1972.
8. *Намятов И. Г., Минаев С. С., Бабкин В. С., Бунев В. А., Коржавин А. А.* Диффузионное горение пленки жидкого топлива на металлической подложке // *Физика горения и взрыва* – 2000 г – Т. 36, №5 – С. 12 – 21.

Головко В.В., Баронецкий В.К.

Розігрів підложки при розповсюдженні полум'я по плівці палива

АННОТАЦІЯ

Досліджено механізм перенесення енергії при поширенні дифузійного полум'я по тонких плівках етанолу, що нанесені на мідний дріт. Показано, що в передполум'яний період розігрів горючого та його випаровування забезпечується поздовжньою передачею тепла по підкладці. Кромка факелу розташовується там, де температура шарової системи забезпечує умови утворення в газовій фазі, поблизу до поверхні плівки, горючої суміші стехіометричного складу.

Golovko V.V., Baronetskiy V.K.

SUMMARY

The energy transfer mechanism is studied in diffusion flame propagation on thin films of etha, on a copper wire. It is shown that in pre-ignition period fuel heating and evaporation are provided by the longitudinal heat transfer along the substrate. The flame edge location corresponds to formation of stoichiometric combustible mixture near the film surface at the certain temperature of the layered system.

Калинчак В.В., Черненко А.С., Шанюк С.А., Михалев В.В.

Одесский национальный университет имени И.И. Мечникова

Зажигание, высокотемпературное окисление и самопроизвольное погасание металлических частиц при последовательном образовании плотного и пористого конденсированных оксидов.

Для определения критических условий зажигания в воздухе комнатной температуры металлических частиц, на поверхности которых образуется плотный окисел и его последовательное доокисление до пористого окисла, предложен метод, основанный на рассмотрении условия нарушения квазистационарности температуры частицы в начальный момент времени. Впервые получены выражение для массовой скорости стефановского потока и проанализировано его влияние наряду с учетом теплопотерь на излучение, массопереноса и образования пористого оксида на тепловой и массовые потоки, а также критические условия и области зажигания частицы. Обоснован выбор условия самопроизвольного погасания частицы, которое соответствует практически резкому уменьшению скорости увеличения толщин оксидных слоев.

В настоящее время в экологии и энергетике актуальными остаются задачи обеспечения пожаровзрывобезопасности от воздействий нагретых до высокой температуры окисляющихся металлических частиц [1], а также эффективного использования металлических частиц и их оксидов в аэрозольном катализе [2].

При описании критических условий зажигания и дальнейшего протекания высокотемпературного окисления частиц переходных металлов возникает вопрос о механизме одновременного возникновения плотного и пористого окислов, несмотря на то, что часто учитывают лишь образование одного, преобладающего в общем оксидном слое, оксида [3].

При окислении железа с кислородом выше 843К образуется преимущественно слой вюстита FeO и относительно тонкие пленки магнетита Fe₃O₄ и гематита (наиболее тонкий) Fe₂O₃ [4]. Тогда как увеличение плотного слоя вюстита FeO (критерий Пиллинга-Бедворса равен 1.78) протекает по параболическому закону, утолщение слоев Fe₃O₄ и Fe₂O₃ линейно зависит от времени, что объясняется их пористостью. Именно диффузия анионов (кислорода) через полупроводники Fe₃O₄ и Fe₂O₃ допускает дополнительное место в решетках (поры), несмотря на то, что критерий Пиллинга-Бедворса (соответственно, 2.09 и 2.14) указывает на плотность окисла. Обработка кинетических кривых нарастания окислов [4] позволила получить значения энергий активации реакций образования пористого окисла Fe₃O₄ (119 кДж/моль) и плотного FeO (124 – 130 кДж/моль), что согласовывается со значением энергии активационной диффузии (124 кДж/моль) иона железа через FeO.

В [5] принималась схема параллельного образования плотного окисла FeO и пористого Fe₃O₄ (толщина верхнего слоя Fe₂O₃ мала). Хотя существуют данные, что образование пористого окисла происходит в результате доокисления окисла FeO до Fe₃O₄[4]. Последовательное возникновение плотного и пористого окислов наблюдается и при окислении вольфрама WO₂ и WO₃ [6].

Постановка задачи. В случае окисления железа или вольфрама образуются плотный и пористый оксиды (FeO, Fe₃O₄ и WO₂, WO₃). Образование плотного окисла на поверхности металла может происходить вследствие диффузии через слой ионов металла (железо) или кислорода (вольфрам). Пористый оксид образуется на поверхности плотного окисла вследствие реакции его доокисления.

В этих случаях скорость окисления металлической частицы по окислителю W_o равна сумме скоростей образования плотного и пористого оксидов:

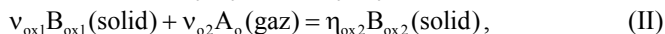
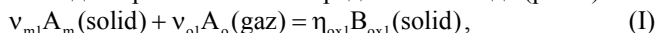
$$W_o = -\frac{1}{S} \frac{\partial m_o}{\partial t} = W_{o1} + W_{o2}. \quad (1)$$

Каждая из этих скоростей пропорциональна поверхностной концентрации кислорода:

$$W_{o1} = k_1 \rho_{gs} C_{O_2s}, \quad W_{o2} = k_2 \rho_{gs} C_{O_2s},$$

где
$$k_1 = \frac{D_v}{h_1} = \frac{D_{v0}}{h_1} \exp\left(-\frac{E_1}{RT}\right), \quad k_2 = k_{20} \exp\left(-\frac{E_2}{RT}\right).$$

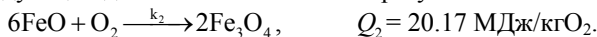
Формально уравнения химических реакций образования плотного окисла и последующего доокисления до пористого окисла представим в виде (рис.1):



Последовательное образование окислов на примере железа происходит следующим образом. В результате диффузии катионов железа через плотный слой вюстита FeO, плотно прилегающего к поверхности частицы железа, происходит образование вюстита



А при последующем доокислении вюстита образуется магнетит:



На основе стехиометрических уравнений (I) и (II) через скорости химических реакций по окислителю (W_{o1} и W_{o2}) (1) выразим скорость уменьшения объема металлической частицы W_m:

$$W_m = -\frac{\rho_m}{S} \frac{\partial V_m}{\partial t} = \frac{v_{m1}M_m}{v_{o1}M_o} W_{o1}, \quad V_m = \frac{4\pi r_m^3}{3}.$$

Таким образом, исходя из закона сохранения массы, уменьшение размера металлического ядра:

$$-\frac{\partial r_m}{\partial t} = \frac{v_{m1}M_m}{v_{o1}M_o} \frac{\rho_{gs}}{\rho_m} k_1 C_{O_2s}, \quad r_m(t=0) = r_{mb}, \quad (2)$$

Скорость увеличения объема плотного оксида определяется конкуренцией реакции окисления железа (I) и реакции окисления вюстита (II):

$$W_{\text{ox1}} = W_{\text{o1}} \frac{\eta_{\text{ox1}} M_{\text{ox1}}}{v_{\text{o1}} M_{\text{o}}} - W_{\text{o2}} \frac{v_{\text{ox1}} M_{\text{ox1}}}{v_{\text{o2}} M_{\text{o}}} = \frac{\rho_{\text{ox1}}}{S} \frac{\partial V_{\text{ox1}}}{\partial t}, \quad V_{\text{ox1}} \approx 4\pi r_s^2 h_1.$$

Следовательно, толщина слоя вюстита увеличивается согласно уравнению

$$\frac{\partial h_1}{\partial t} = \left(\frac{\eta_{\text{ox1}} M_{\text{ox1}}}{v_{\text{o1}} M_{\text{o}}} k_1 - \frac{v_{\text{ox1}} M_{\text{ox1}}}{v_{\text{o2}} M_{\text{o}}} k_2 \right) \frac{\rho_{\text{gs}}}{\rho_{\text{ox1}}} C_{\text{O}_2\text{s}}, \quad h_1(t=0) = h_{b1}, \quad (3)$$

Аналогично, скорость увеличения объема пористого оксида магнетита определяется скоростью доокисления вюстита (II):

$$W_{\text{ox2}} = W_{\text{o2}} \frac{\eta_{\text{ox2}} M_{\text{ox2}}}{v_{\text{o2}} M_{\text{o}}} = \frac{\rho_{\text{ox2}}}{S} \frac{\partial V_{\text{ox2}}}{\partial t}, \quad V_{\text{ox2}} \approx 4\pi r_s^2 h_2.$$

Откуда скорость нарастания пористого магнетита описывается как

$$\frac{\partial h_2}{\partial t} = \frac{\eta_{\text{ox2}} M_{\text{ox2}}}{v_{\text{o2}} M_{\text{o}}} \frac{\rho_{\text{gs}}}{\rho_{\text{ox2}}} k_2 C_{\text{O}_2\text{s}}, \quad h_2(t=0) = h_{b2} \quad (4)$$

Здесь $r_s = r_m + h_1 + h_2$, $S = 4\pi r_s^2$, $d = 2r_s$, $d_m = 2r_m$.

Концентрация окислителя на поверхности частицы $C_{\text{O}_2\text{s}}$ определяется плотностью массового потока окислителя на поверхности частицы. В результате окисления металла при образовании конденсированных окислов вблизи поверхности частицы возникает стефановское течение, которое направлено к поверхности частицы, в связи с тем, что только один газообразный компонент реакций (кислород), расходуется на образование оксидов. Стефановский поток в данном случае уменьшает диффузионное сопротивление движению кислорода в газе к поверхности частицы и, таким образом, влияет на концентрацию компонентов в газе вблизи поверхности. Скорость стефановского потока такова, что в любой точке газообразной среды общее давление и суммарная массовая концентрация остаются постоянными. Совместное рассмотрение массовых потоков компонентов газа (кислорода и азота) [3] дает возможность получить выражение для массовой скорости стефановского течения у поверхности частицы:

$$U_s = (k_1 + k_2) C_{\text{O}_2\text{s}}$$

Концентрацию кислорода у поверхности частицы с достаточной точностью можно определить из равенства плотности массового потока кислорода к поверхности частицы совместно со стефановским течением

$$j_{\text{O}_2\text{s}} = \beta \rho_g (C_{\text{O}_2\infty} - C_{\text{O}_2\text{s}}) + U_s \rho_{\text{gs}} C_{\text{O}_2\text{s}}$$

и суммы скоростей химических реакций по кислороду W_{o1} и W_{o2} [3]:

$$C_{\text{O}_2\text{s}} = C_{\text{O}_2} (1 + \text{Se})^{-1}, \quad \text{Se} = d \frac{(k_1 + k_2) \rho_{\text{gs}}}{D_g \text{Nu} \rho_g} (1 - C_{\text{O}_2\infty}),$$

$$D_g = D_{g0} \left(\frac{T_*}{T_0} \right)^{n+1}, \quad \rho_{\text{gs}} = \rho_{g0} \frac{T_0}{T}, \quad \rho_g = \rho_{g0} \frac{T_0}{T_*}, \quad \lambda_g = \lambda_{g0} \left(\frac{T_*}{T_0} \right)^n, \quad T_* = \frac{T + T_g}{2}.$$

Для воздуха $n = 0.75$.

Пренебрегая градиентом температуры по частице ($Bi \ll 1$), дифференциальное уравнение, описывающее зависимость окисляющейся металлической частицы от времени, имеет вид:

$$\frac{1}{6} dc_c \rho_c \frac{\partial T}{\partial t} = q_{ch} - q_g - q_w = q_{eff}, \quad T(t=0) = T_b, \quad (5)$$

$$q_{ch} = (Q_{o1}k_1 + Q_{o2}k_2) \rho_{gs} C_{O_2s}, \quad q_w = \varepsilon \sigma (T^4 - T_w^4).$$

Плотность теплового потока на поверхности частицы определим, используя закон Фурье и модель приведенной пленки. В результате получено

$$q_g = \frac{\lambda_g Nu}{d} (T - T_g) - \left(\frac{D_v}{h_1} + k_2 \right) C_{O_2s} \rho_{gs} c_g T_*.$$

Поправка на использование в уравнении (5) температуры поверхности вместо средней температуры и конечность скорости передачи тепла внутрь частицы при этом мала.

Здесь W_o , W_m , W_{ox1} , W_{ox2} – скорости израсходования (или образования) окислителя (кислорода), металла, плотного и пористого оксидов, $кг/(м^2 \cdot с)$; Q_{o1} , Q_{o2} – тепловые эффекты реакции образования плотного и пористого оксидов, рассчитанные на килограмм окислителя (кислорода), $Дж/моль$; k_1 , k_2 – константы химических реакций образования окислов, $м/с$; $C_{O_2\infty}$ – относительная массовая концентрация кислорода в воздухе; E_1 , E_2 – энергии активации последовательных реакций, $Дж/моль$; R – универсальная газовая постоянная, $Дж/(моль \cdot К)$; ρ_{gs} , ρ_g – плотность воздуха вблизи поверхности частицы и вдали от частицы, $кг/м^3$; ρ_c , ρ_m , ρ_{ox1} , ρ_{ox2} – плотность частицы, металла, плотного и пористого оксидов, $кг/м^3$; c_g – удельная теплоемкость воздуха, $Дж/(кг \cdot К)$; c_c , c_m – удельные теплоемкости частицы и металлического ядра, $Дж/(кг \cdot К)$, T – температура частицы, $К$; T_g – температура воздуха вдали от частицы, $К$; T_w – температура стенок, $К$; d , d_m – диаметр частицы и металлического ядра, $мкм$; r_s , r_m – радиус частицы и металлического ядра, $мкм$; h_1 , h_2 – толщина плотного и пористого оксидов, $мкм$; D_v – коэффициент внутренней диффузии активного компонента через плотный окисел, $м^2/с$; D_g – коэффициент диффузии активного компонента в газе, $м^2/с$; λ_g – коэффициент теплопроводности газа, $Вт/(м \cdot К)$; Se – диффузионно-кинетическое отношение, число Семенова, Nu – число Нуссельта; U_s – скорость стефановского течения у поверхности частицы, $м/с$; S – площадь поверхности реагирования, V_{ox1} , V_{ox2} – объемы плотного и пористого оксидов, V_m – объем металлического ядра, $м^3$; ε – коэффициент черноты катализатора; σ – коэффициент Стефана-Больцмана, $Вт/(м^2 \cdot К^4)$; q_{ch} – плотность химического тепловыделения, $Вт/м^2$; q_g – плотность теплового потока за счет теплообмена с газом молекулярно-конвективным путем, $Вт/м^2$; q_w – плотность теплового потока теплопотерь на излучение, $Вт/м^2$.

Таким образом, система дифференциальных уравнений (2) – (5) позволяет описать модель высокотемпературного тепломассообмена и окисления металлической частицы, характеризующую их зажигание, горение и самопроизвольное погасание, при последовательном образовании твердых плотного и порис-

того окислов, учитывающая стефановское течение и теплототери на излучение. Проведем анализ полученных результатов при различных начальных температурах и размерах частицы.

Определение условий зажигания металлических частиц. Анализ проводился по уравнениям (2) – (5) в качестве примера для стальной частицы при следующих параметрах: $Q_{01} = 16.50$ МДж/кгO₂, $Q_{02} = 20.17$ МДж/кгO₂, $E_1 = 130000$ Дж/моль; $D_{v0} = 0.118$ м²/с; $E_2 = 119000$ Дж/моль; $k_{02} = 300$ м/с; $C_{O_2-\infty} = 0.23$, $\varepsilon = 0.89$, $c_m = 450$ Дж/(кг·К), $\rho_m = 7900$ кг/м³, $\rho_{ox1} = 5700$ кг/м³, $\rho_{ox2} = 5200$ кг/м³, $\lambda_{g0} = 0.024$ Вт/(м·К), $\rho_{g0} = 1.293$ кг/м³, $c_{g0} = 1005$ Дж/(кг·К), $D_{g0} = 0.178 \cdot 10^{-4}$ м²/с, $T_0 = 273$ К, $Nu = 2$, $n = 0.75$. Начальные толщины окислов взяты 0.1 мкм. Предположим, что толщины окислов незначительны по сравнению с радиусом всей частицы, поэтому $c_c = c_m$ и $\rho_c = \rho_m$.

При начальной температуре частицы меньшей некоторого критического значения ($\partial T/\partial t|_{t=0} < 0$, $q_{\text{eff}}|_{t=0} < 0$ и $\partial T/\partial t|_{T_b < T_{b,cr}} > 0$), ее температура с течением времени монотонно уменьшается (рис.2а, кривая 4), и частица ведет себя практически как инертная ($\partial h/\partial t \rightarrow 0$, $Se \rightarrow 0$).

Если начальную температуру частицы взять больше критического значения (рис.2а, кривые 1-3) то на начальном этапе ее температура с течением времени увеличивается ($\partial T/\partial t|_{t=0} > 0$, $q_{\text{eff}}|_{t=0} > 0$ и $\partial T/\partial t|_{T_b > T_{b,cr}} < 0$). Очевидно, что за условие вынужденного зажигания металлической частицы нужно принимать условие равенства временной производной по температуре нулю (условие стационарности) в начальный момент времени

$$\partial T/\partial t|_{t=0} = 0, q_{\text{eff}}|_{t=0} = 0 \text{ и } \partial T/\partial t|_{T_b = T_{b,cr}} = 0. \quad (6)$$

Таким образом, для определения направления изменения температуры металлической частицы с конденсированными окислами в режиме её зажигания необходимо оценить в **начальный момент времени** критическое значение начальной температуры частицы. Анализ стационарных состояний температуры направлен только на приближенное определение тех критических условий (диаметр и температура частицы, толщина окисла, температура газа, концентрация кислорода), при изменении которых в **начальный момент времени** возможен рост температуры частицы со временем, то есть ее зажигание в азотно-кислородной смеси комнатной температуры. Говорить, что при критической начальной температуре частицы будет наблюдаться ее устойчивое стационарное состояние будет в корне неверно. Оно неустойчиво так, как и в момент достижения максимальной температуры (рис.2а).

И это несмотря на то, что во многих, уже классических работах [7-9], которые посвящены высокотемпературному окислению металлов с параболическим законом окисления, отмечается, что постоянное нарастание оксидной пленки исключает возможность стационарных состояний по температуре частицы.

Исключением можно считать только те случаи, когда характерное время изменение толщины оксидного слоя мало по сравнению со временем релаксации температуры, что выполняется при малых значениях величин γ :

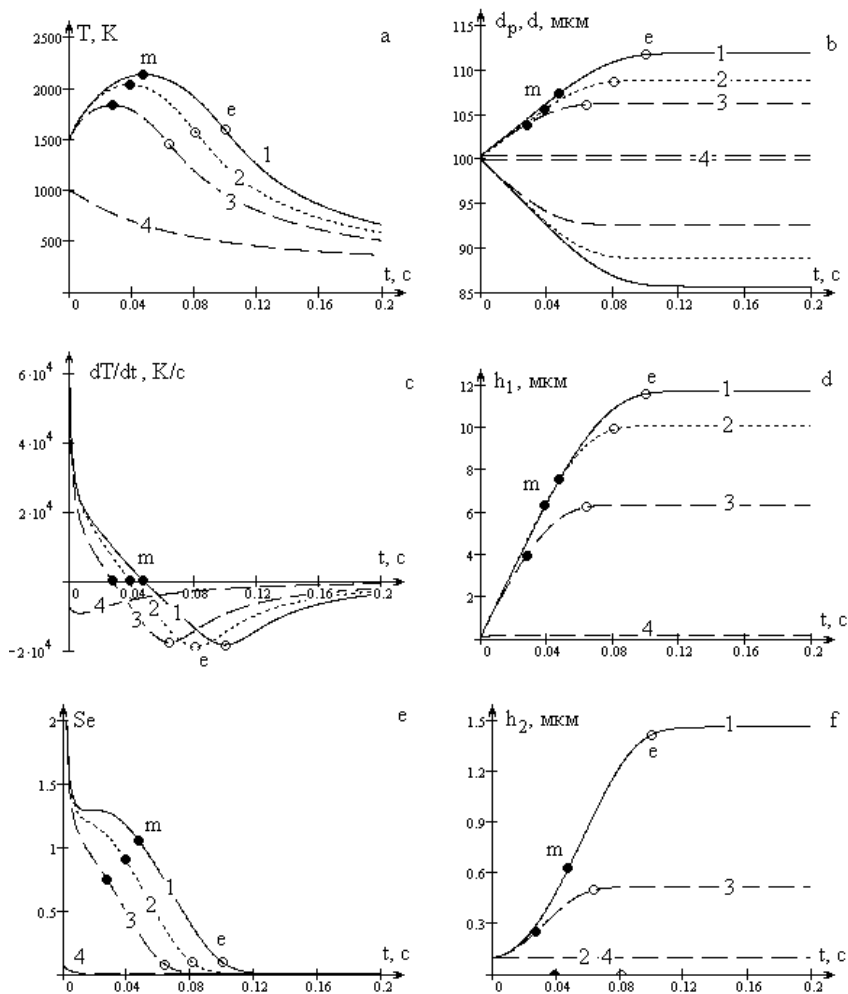


Рис. 2. Временные зависимости температуры частицы железа $d_b=100$ мкм (а), ее диаметра (б), временной производной температуры (с); толщин окислов (д) и (ф), диффузионно-кинетического отношения (е) при образовании на ее поверхности двух FeO и Fe_3O_4 (кривая 1 $U_{sf} \neq 0$, кривая 3 $U_{sf} = 0$) или одного FeO (кривая 2, $U_{sf} \neq 0$) или в воздухе комнатной температуры $T_g = T_w = 293$ К, $h_{b1} = h_{b2} = 0.1$ мкм, $C_{O_\infty} = 0.23$, $T_b = 1500$ К и при $T_b = 1000$ К (кривая 4).

$$\gamma = \frac{1}{6} \frac{d_b}{h_b} \frac{RT_g^2 c_g}{EQ},$$

справедливое для мелких частиц с достаточно толстым слоем окисла. Для характерных размеров фрикционных искр (движущихся накаливаемых частиц) 50-100 мкм при толщинах $h > 5$ мкм величина $\gamma < 0.1$.

Проанализируем все стационарные состояния по температуре частицы в начальный момент времени в виде зависимости диаметра частицы от стационарной температуры $d(T)$, применив условие стационарности $q_{\text{eff}}(T) = 0$, в виде:

$$d = h_{b1} \frac{Nu}{2} \cdot \frac{D\rho_g}{Q_{o1}D_{v0} \left(1 + \frac{Q_{o2}k_2h_{b1}}{Q_{o1}D_v}\right) C_{O_2\infty}\rho_{gs}} \cdot \left(\frac{c_g(T - T_g)}{A \pm \sqrt{A^2 - A_g A_w}} \right) \exp\left(\frac{E}{RT}\right), \quad (7)$$

$$A = \frac{1}{2} \left(1 - A_g(1 - C_{O_2\infty}) - A_w + A_{st}\right), \quad A_g = \frac{c_g \left(\frac{D_v}{h_1} + k_2\right) (T - T_g)}{\left(Q_{o1} \frac{D_v}{h_1} + Q_2 k_2\right) C_{O_2\infty}},$$

$$A_w = \frac{\varepsilon\sigma(T^4 - T_w^4)}{\left(Q_{o1} \frac{D_v}{h_1} + Q_2 k_2\right) C_{O_2\infty}\rho_{gs}}, \quad A_{st} = \frac{c_g T_* \left(\frac{D_v}{h_1} + k_2\right)}{\left(Q_{o1} \frac{D_v}{h_1} + Q_2 k_2\right)}.$$

Из рис. 3 видно, что в случае холодного воздуха, для размеров частиц, лежащих в интервале (d_{e1}, d_{e2}) , существуют три значения стационарной температуры. Наименьшее значение соответствует устойчивому низкотемпературному, а среднее – критическому значению начальной температуры частицы, при бесконечно малом увеличении которой наблюдается высокотемпературный режим окисления, а при уменьшении – низкотемпературный. Критические значения диаметра частицы $d_{e1} < d_1 < d_{\text{min}}$ при вынужденном зажигании от ее начальной температуры определяются выражением

$$d_1 = h_{b1} \cdot \frac{D\rho_g Nu/2}{Q_{o1}D_{v0} \left(1 + \frac{Q_{o2}k_2h_{b1}}{Q_{o1}D_v}\right) C_{O_2\infty}\rho_{gs}} \cdot \left(\frac{c_g(T_b - T_g)}{A + \sqrt{A^2 - A_g A_w(1 - C_{O_2\infty})}} \right) \exp\left(\frac{E}{RT_b}\right). \quad (8)$$

В большей степени благодаря экспоненте, критическое значение начальной температуры увеличивается с уменьшением диаметра, что связано с относительным увеличением теплопотерь с газом (рис. 3а).

Для больших частиц, лежащих в интервале $d_{\text{min}} < d < d_{e2}$, основную роль в препятствии зажигания играют теплопотери излучением, для которых зависимость критического значения диаметра частицы при вынужденном зажигании от ее начальной температуры имеет вид

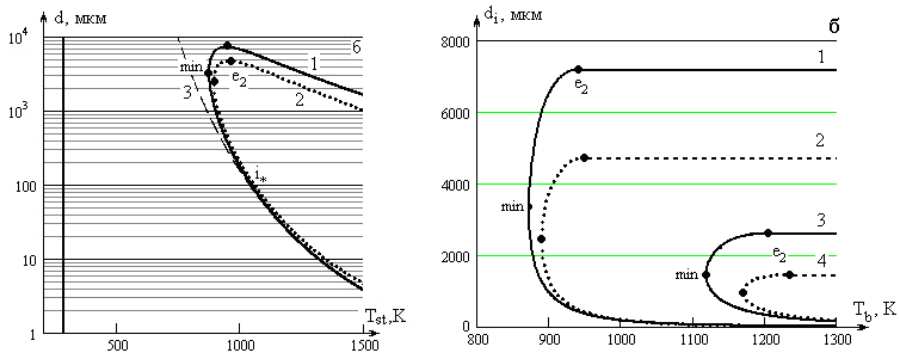


Рис. 3. а) Стационарная зависимость диаметра металлической частицы от стационарной температуры;

$$1 - U_s \neq 0, q_w \neq 0, 2 - U_s = 0, q_w \neq 0, 3 - U_s \neq 0, q_w = 0.$$

б) Зависимость критического значения диаметра от начальной температуры, определяющие зажигание, при $T_{g\infty} = T_w = 293 \text{ K}$, $C_{O_2\infty} = 0.23$:

$$1, 3 - U_s \neq 0; 2, 4 - U_s = 0; 1, 2 - h_b = 0.1 \text{ мкм}; 3, 4 - h_b = 1 \text{ мкм}.$$

$$d_i = \frac{Nu}{2} \cdot \frac{D\rho_g Q_{O_1} \left(1 + \frac{Q_{O_2} k_2 h_{bl}}{Q_{O_1} D_v}\right) C_{O_2\infty}}{\left(1 + \frac{k_2 h_{bl}}{D_v}\right) (1 - C_{O_2\infty})} \cdot \left(\frac{A + \sqrt{A^2 - A_g A_w (1 - C_{O_2\infty})}}{\varepsilon \sigma (T_b^4 - T_w^4)} \right). \quad (9)$$

Для таких частиц увеличение диаметра способствует относительному росту теплопотерь на излучение по сравнению с теплопотерями с газом молекулярно-конвективным путем. В тоже время к единице поверхности частицы приносятся меньше кислорода. Это приводит к уменьшению химического тепловыделения. Поэтому для зажигания частицы большого диаметра ($d_{\min} < d < d_{e2}$) необходимо поднять начальную температуру частицы (рис. 3б). Именно учет теплопотерь на излучение приводит к появлению верхнего предела области зажигания по диаметру (рис. 3б).

Анализ роли массопереноса в точках, соответствующих критическим значениям начальной температуры, показал, что величина числа Семенова Se для частиц размерами 10 – 1000 мкм с начальной толщиной 0.1 мкм, находится в пределах 0.26 – 0.36, а для частиц с толщиной окисла 1 мкм – 0.43 – 0.73. Такое увеличение числа Семенова в критических точках с ростом толщины связано с увеличением критического значения начальной температуры частицы. Влиянием стефановского течения на критическое значение начальной температуры в широком диапазоне размеров мелких частиц железа можно пренебречь (рис. 3а).

В области больших размеров частиц ($d_{\min} < d < d_{e2}$) влияние стефановского течения на критическое значение начальной температуры значительно. Для этой области размеров диффузионно-кинетическое отношение в критических

точках $Se > 1$, что говорит о важной роли массопереноса кислорода к поверхности. Стефановское течение способствует дополнительному притоку кислорода к единице поверхности частицы и уменьшению теплоотдачи от частицы. Это приводит к понижению для данного диаметра критического значения начальной температуры, а также к увеличению до 1.5 раз критического диаметра d_{e2} , определяющего верхний предел по диаметру области вынужденного зажигания металлической частицы в воздухе комнатной температуры.

Анализ временных зависимостей. На первой стадии (высокотемпературной стадии) толщины оксидных слоев практически линейно растут со временем (рис. 2б). Средняя скорость нарастания окислов существенна и имеет порядок 10-100 мкм/с. С нарастанием оксидной пленки растет диффузионное сопротивление движению ионов через оксидный слой. Температура частицы достигает максимального значения ($t. M$) и начинает уменьшаться. Длительность этой стадии (время высокотемпературного окисления) рассчитывается до $t.e$. Точка e характеризует минимум на зависимости временной производной температуры от времени:

$$\left. \frac{dT}{dt} \right|_{t=t_e} < 0, \left. \frac{d^2T}{dt^2} \right|_{t=t_e} = 0, \left. \frac{d^3T}{dt^3} \right|_{t=t_e} > 0.$$

Скорость роста окислов после точки e резко уменьшается на несколько порядков, что является признаком самопроизвольного погасания. Окисление металла продолжает протекать в кинетической области ($Se \ll 1$) и толщины окислов практически изотермически медленно растут.

Увеличение начальной температуры частицы при $T_b > T_{b,cr}$ приводит к росту максимальной температуры высокотемпературного окисления, толщины слоя окисла и диаметра всей частицы, которая наблюдается в эксперименте [10]. Да, высокая начальная температура частицы инициирует значительную скорость химической реакции, тепловыделение от которой дольше поддерживает окисление. С ростом начального диаметра частицы химическое тепловыделение уменьшается, что отражается на снижении температуры горения и скорости окисления, а, следовательно, к росту времени горения и снижению толщины окисла после погасания. Анализ проводился для характерных диаметров нагретых стальных частиц 50-200 мкм.

За счет образования второго окисла Fe_3O_4 химическое тепловыделение на порядок меньше, чем при образовании вюстита (FeO). Это и объясняет изменение характеристик высокотемпературного теплообмена при учете образования двух оксидов. При сравнительно высоких начальных температурах частицы ее температура горения с учетом теплотерь на излучение может возрасти на 50К и выше, а время горения на 15%. Толщина более толстого слоя FeO , на порядок превышающая толщину слоя Fe_3O_4 , при потухании частицы возрастает до 20 %. С понижением начальной температуры частицы (уже ниже 1300 К) влияние образования второго оксида на характеристики высокотемпературного окисления и самопроизвольного потухания становится незначительным.

Таблица. Влияние стефановского течения на характеристики высокотемпературного окисления и самопроизвольного потухания металлической частицы с учетом теплопотерь на излучении при $T_g = T_w = 293 \text{ K}$, $h_{b1} = h_{b2} = 0.1 \text{ мкм}$.

| $T_b, \text{ K}$ | $d_b, \text{ мкм}$ | | точка m | | | точка e | | | |
|------------------|--------------------|----------------------|------------------|-------------------|--------|-----------------------|-----------------------|-------------------|--------|
| | | | $T_m, \text{ K}$ | $t_m, \text{ мс}$ | Se_m | $h_{e1}, \text{ мкм}$ | $h_{e2}, \text{ мкм}$ | $t_e, \text{ мс}$ | Se_e |
| 1500 | 50 | с учетом стеф. теч. | 2695 | 19 | 1.72 | 12.8 | 1.5 | 44 | 0.12 |
| | | без учета стеф. теч. | 2060 | 13 | 0.81 | 5.7 | 0.4 | 26 | 0.09 |
| | 100 | с учетом стеф. теч. | 2140 | 47 | 1.05 | 11.6 | 1.4 | 99 | 0.10 |
| | | без учета стеф. теч. | 1840 | 27 | 0.74 | 6.2 | 0.5 | 64 | 0.08 |
| | 200 | с учетом стеф. теч. | 1760 | 73 | 0.80 | 8.9 | 1.0 | 188 | 0.08 |
| | | без учета стеф. теч. | 1680 | 52 | 0.77 | 6.9 | 0.6 | 154 | 0.08 |
| 1300 | 50 | с учетом стеф. теч. | 1340 | 2 | 0.28 | 0.6 | 0.1 | 7 | 0.03 |
| | | без учета стеф. теч. | 1330 | 1 | 0.33 | 0.6 | 0.1 | 7 | 0.03 |
| | 100 | с учетом стеф. теч. | 1365 | 7 | 0.34 | 1.3 | 0.1 | 28 | 0.03 |
| | | без учета стеф. теч. | 1350 | 6 | 0.35 | 1.2 | 0.1 | 26 | 0.04 |
| | 200 | с учетом стеф. теч. | 1365 | 23 | 0.39 | 2.3 | 0.2 | 94 | 0.04 |
| | | без учета стеф. теч. | 1350 | 19 | 0.42 | 2.1 | 0.2 | 86 | 0.04 |

Стефановское течение способствует подходу кислорода с газа до поверхности частицы и уменьшает ее теплообмен с газом. Таким образом, стефановское течение приводит к существенному увеличению максимальной температуры горения, скорости химической реакции, времени высокотемпературного окисления, критических значений толщин окислов после самопроизвольного погасания. Влияние стефановского течения тем больше, чем большая начальная температура и меньше диаметр частицы (см. табл.).

Экспериментально наблюдаемые времена высокотемпературной стадии окисления частиц [10] согласуется с расчетными значениями. Так для частицы 50 мкм расчетные времена горения при изменении начальной температуры от 1300 К до 1500 К изменялись от 7 до 50 мс. Частицы получаются черного цвета, именно поэтому в качестве их коэффициента черноты выбран коэффициент излучательной способности оксида Fe_2O_3 равный 0.89. Меньшее значение коэффициента черноты дало бы завышенные значения максимальной температуры и времени высокотемпературного окисления металлической частицы, что рассогласуется с экспериментальными данными.

В тоже время небольшие изменения кинетических параметров, например энергии активации (до 5 %), что характерно для частиц различных сталей, при-

водит к существенным изменениям температур и времен горения металлических (стальных) частиц.

Таким образом, в работе предложен метод определения критических условий зажигания металлических частиц в воздухе комнатной температуры, основанный на рассмотрении условия квазистационарности температуры частицы в начальный момент времени. Обоснован выбор условия самопроизвольного погасания частицы с практически резким уменьшением скорости нарастания оксидного слоя.

Литература:

1. *Буркина Р.С., Микова Е.А.* Высокотемпературное зажигание реакционноспособного вещества горячей инертной частицей с конечным запасом тепла // Физика горения и взрыва. – 2009. – Т.45, № 2. – С. 40–47.
2. *Гликин М. А.* Аэрозольный катализ // Теоретические основы химической технологии. – 1996. – Т. 30. №4. – С. 430–434.
3. *Калинчук В.В., Черненко А.С.* Высокотемпературный тепломассообмен и стефановское течение на поверхности предварительно нагретой металлической частицы в холодном воздухе // Теплофизика высоких температур. – 2009. – Т.47, № 3. – С. 1–10.
4. *Хауфф К.* Реакции в твердых телах и на их поверхности / пер. с нем. М.: Изд-во иностр. лит., 1963. – Ч.2. – 276с.
5. *Калинчук В.В., Черненко А.С.* Влияние образования двух оксидов на характеристики высокотемпературного тепломассообмена металлической частицы с учетом стефановского течения // Современные проблемы химической и радиационной физики. М., Черноголовка: ОИХФ РАН. 2009. – С. 225–228.
6. *Кофстад П.* Высокотемпературное окисление металлов / пер. с англ. М.: Мир, 1969. – 392с.
7. *Филимонов В.Ю.* Критерии тепловой устойчивости гетерогенных систем, окисляющихся по параболическому закону // Физика горения и взрыва. – 2006. – № 3. – С. 53–56.
8. *Мержанов А.Г., Барзыкин В.В., Абрамов В.Г.* Теория теплового взрыва: от Н.Н. Семенова до наших дней // Химическая физика. – 1996. – Т.15, №6. – С.3–44.
9. *Хайкин Б.И., Блошенко В.Н., Мержанов А.Г.* О воспламенении частиц металлов // Физика горения и взрыва. – 1970. – Т.6, №4. – С.474– 484.
10. *Леонова Л.Ю., Курятников В.В., Спиридонов Я.Н.* Определение температуры и кинетических характеристик частиц стали, диспергированной фрикционным способом // Физика аэродисперсных систем. – 1981. – Т.21. – С.80–84.

Калінчак В.В., Черненко О.С., Шанюк С.О., Міхальов В.В.

Запалювання, високотемпературне окислення і самовільне погасання металевих частинок

АНОТАЦІЯ

Для определения критических условий зажигания в воздухе комнатной температуры металлических частиц, на поверхности которых образуется плотный окисел и его последовательное доокисление до пористого окисла, предложен метод, основанный на рассмотрении условия нарушения квазистационарности температуры частицы в начальный момент времени. Впервые получено выражение для массовой скорости стефановского потока и проанализировано его влияние наряду с учетом теплотерь на излучение, массопереноса и образования пористого оксида на критические условия и области зажигания частицы. Обоснован выбор условия самопроизвольного погасания частицы, которое соответствует практически резкому уменьшению скорости увеличения толщин оксидных слоев.

Kalinchak V.V., Chernenko A.S., Shanyuk S.A., Mihalyov V.V.

Ignition, high temperature oxidation and extinction of metal particles

SUMMARY

The metal particle ignition at room temperature in air with succeeding formation of solid and porous oxides scales is studied. To define the particle ignition critical conditions quasi-stationary state deviation at initial time is considered. For the first time an expression for Stefan flow mass velocity is obtained and its effect on the particle ignition conditions is analyzed with account of radiation heat loss, mass transfer and porous oxide scale formation. The particle extinction condition is suggested which corresponds to abrupt decrease of oxide scale growth rate.

УДК 536.248.2:532.529.5

Дорошенко А.В.¹, Антонова А.Р.¹, Глауберман М.А.²

¹*Одесская государственная академия холода, г. Одесса*

²*ИНВЦ при ОНУ имени И.И. Мечникова, г. Одесса*

Изучение течения тонкого слоя вязкой жидкости по наклонной поверхности в канале с газовым потоком

Одно из перспективных направлений солнечной энергетики - многофункциональные солнечные системы на основе открытого абсорбционного цикла. Сердцем таких систем является солнечный газо-жидкостной коллектор с гравитационным течением жидкостной пленки для прямой (непосредственной) регенерации абсорбента. Из условий его эксплуатации возникает задача пленочного течения жидкостной пленки по наклонной к горизонту поверхности, включая задачу устойчивости таких течений при гидродинамическом взаимодействии потоков газа и жидкости.

1. Основные уравнения. Математическая модель течения пленки жидкости представляется следующей системой уравнений и граничных условий [1]:
уравнения движения пленки жидкости

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + g \sin \beta, \\ \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + g \cos \beta = 0. \end{cases} \quad (1)$$

уравнение неразрывности

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0.$$

Граничные условия:

на наклонной поверхности при $y = 0$: $u = v = 0$ (условие прилипания),

на свободной поверхности при $y = h(t, x)$.

Кинематическое условие (частицы жидкости остаются на свободной поверхности):

$$v = \frac{\partial h}{\partial t} + u \frac{\partial h}{\partial x}.$$

Динамические условия:

непрерывность нормальных напряжений:

$$p + \sigma \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} = p_0;$$

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left(p_0 - \sigma \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} \right) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_0}{\partial x} + \frac{\sigma}{\rho} \frac{\partial^3 h}{\partial x^3}. \quad (2)$$

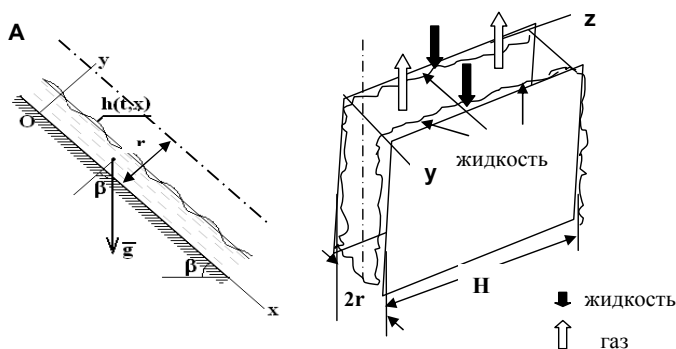


Рис 1. Схема противоточного течения жидкости и газа в канале солнечного коллектора

непрерывность касательных напряжений:

$$\frac{\partial u}{\partial y} = \pm \frac{\tau}{\mu}, \quad (\langle + \rangle - \text{прямоток}, \langle - \rangle - \text{противоток}); \quad (3)$$

где $\tau = \frac{\lambda \rho_r v_r^2}{8}$ – касательное напряжение на поверхности раздела, Н/м²,

$$\frac{\partial p_0}{\partial x} = \frac{\lambda \rho_r v_r^2}{4r} = \frac{2\tau}{r}.$$

В условии (1) предполагается, что касательное напряжение τ со стороны газа постоянно из тех соображений, что при регулярноволновом режиме пленочного течения жидкости, при значительных скоростях движения газа имеет много общего с турбулентным потоком несжимаемой жидкости в трубах с шероховатостью стенки. В соответствии с таким модельным представлением воздействия газового потока на свободную поверхность пленки жидкости, рассмотрим установившийся поток газа в плоском канале насадки теплообменного аппарата с шероховатыми стенками (здесь роль шероховатости выполняет регулярноволновой рельеф свободной поверхности пленки) (рис.1)

Выделим элементарный участок потока размером $dx \cdot 2 \cdot (r - \delta) \cdot H$ ($2r$ – ширина канала). Баланс сил, действующих на выделенный элементарный объём газа, представляется следующим уравнением:

$$\Delta p_r \cdot 2(r - \delta) \cdot H = 2\tau H \Delta x, \quad \text{при } \Delta x \rightarrow 0 \text{ получаем } \frac{dp_r}{dx} = \frac{\tau}{r - \delta} = \frac{\tau}{r(1 - \delta/r)},$$

Учитывая, что $\delta/r \ll 1$, имеем при $y = h$:

$$\frac{dp_r}{dx} = \pm \frac{\tau}{r}. \quad (4)$$

В формуле (4) знак «+» соответствует прямоотку течения жидкости и газа, а знак «-» – противотоку. В дальнейшем в данной статье будут представлены аналитические выкладки для режима противотока, которые при учете знака могут быть использованы и для прямотока.

Здесь λ – гидравлический коэффициент трения на шероховатой поверхности стенки канала; ρ_r – плотность газа, кг/м³; v_r – средняя по расходу скорость газа, м/с. Гидравлический коэффициент трения, учитывая диапазон изменения скорости газа для тепломассообменных аппаратов, определяем по формуле А.Д. Альтшуля:

$$\lambda = 0.11 \left(\frac{\Delta_{\text{ЭКВ}}}{D} + \frac{68}{\text{Re}_r} \right)^{0.25} \quad (5)$$

Здесь $\Delta_{\text{ЭКВ}}$ – эквивалентная шероховатость поверхности стенки, м. В нашем случае эквивалентная шероховатость определяется высотой регулярной волны, т.е.

$$\Delta_{\text{ЭКВ}} = 2\alpha, \quad (6)$$

α – эквивалентная амплитуда регулярной волны, м; D – эквивалентный диаметр канала, м; определяется соотношением:

$$D = \frac{4S}{P},$$

где S – поперечное сечение канала, м²; P – смоченный периметр, м.

Для плоского канала прямоугольного сечения: $S = 2(r-\delta) \cdot H$; $P = 2H + 4(r-\delta)$, следовательно,

$$D = \frac{8(r-\delta)H}{2H + 4(r-\delta)} = \frac{4(r-\delta)}{1 + 2\frac{r-\delta}{H}}.$$

Учитывая, что $r/H \ll 1$, $\delta/r \ll 1$, получим

$$D = 4r. \quad (7)$$

Число Рейнольдса по газу

$$\text{Re}_r = \frac{Dv_r}{\nu_r} \quad (8)$$

где v_r – средняя по расходу скорость газа, м/с; ν_r – кинематическая вязкость газа, м²/с.

Таким образом, соотношения (4) – (8) однозначным образом определяют контактное динамическое воздействие турбулентного газового потока на ламинарно-безволновое течение плёнки жидкости.

2. Ламинарный безволновой режим.

Для ламинарного безволнового режима течения пленки жидкости

$$h = h_0 - \text{const}, \quad q = q_0 - \text{const}. \quad (9)$$

Толщина слоя жидкости h_0 при заданном расходе определяется из кубического уравнения:

$$h_0^3 - \frac{3}{2} \frac{\tau}{\rho g \sin \beta} h_0^2 - \frac{3\nu q_0}{g \sin \beta} = 0. \quad (10)$$

Здесь учтено, что $h_0/r \ll 1$.

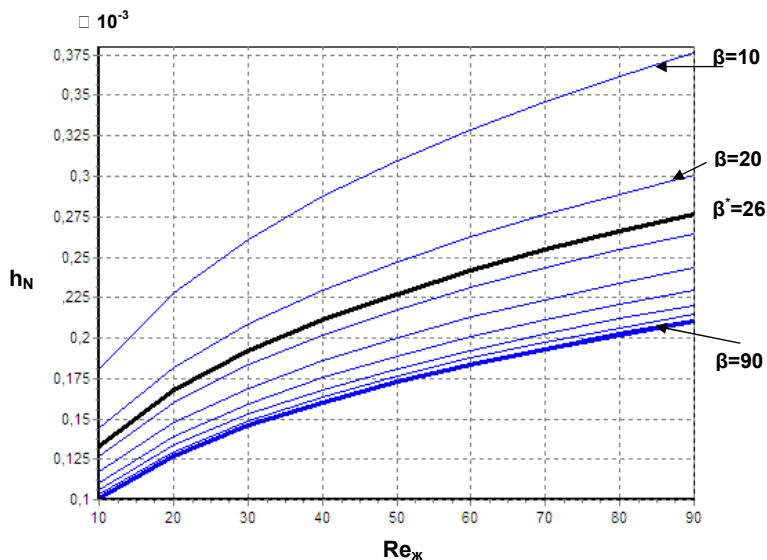


Рис. 2. График зависимости $h_N = h_N(Re_{ж})$. Средняя толщина пленки жидкости при течи по вертикальной и наклонной поверхностям (угол наклона $\beta = 10^\circ \dots 90^\circ$, угол $\beta = 26^\circ$ соответствует оптимальному углу наклона коллектора в Одессе [1], число Рейнольдса Re изменяется от 10 до 90.

При неподвижном газовом потоке ($\tau = 0$) толщина пленки жидкости определяется по формуле Нуссельта [7]:

$$h_N = \sqrt[3]{\frac{3\nu q_0}{g \sin \beta}},$$

Приведем уравнение (10) к безразмерной форме относительно безразмерной толщины пленки $h_1 = h/h_N$. В результате:

$$h_1^3 - \tau_1 h_1^2 - 1 = 0. \quad (11)$$

Здесь τ_1 безразмерное касательное напряжение

$$\tau_1 = \frac{3\tau}{2\rho g h_N \sin \beta}.$$

Решения уравнения (11) изображены на рис. 3а и 3б. При слабом гидродинамическом взаимодействии, при $\tau_1 \ll 1$ толщина слоя жидкости определяется соотношением:

$$h_0 = h_N \left(1 + \frac{\tau_1}{3} \right) = h_N + \frac{\tau}{2\rho g \sin \beta}.$$

Из уравнения (10) следует, что в режиме противотока расход жидкости q_0 приобретает отрицательное значение при $\frac{\tau}{\rho g \sin \beta} > \frac{2}{3}$. Т. е. имеет место «захле-

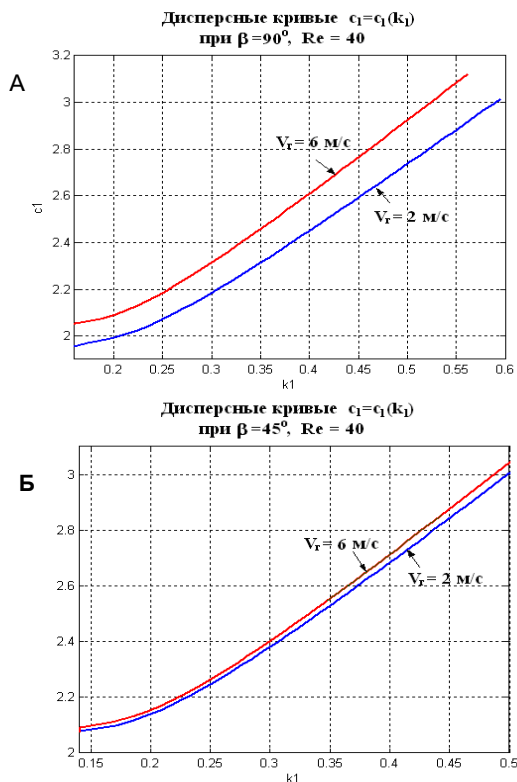


Рис 3. Дисперсные кривые для вертикальной и наклонной поверхностей, числа Рейнольдса $Re = 40$, скорости газа $v_g = 2$ м/с и $v_g = 6$ м/с
 А - для угла наклона $\beta = 90^\circ$; Б – дисперсные кривые для угла наклона $\beta = 45^\circ$.
 (диапазон скоростей движения газового потока v_g обусловлен реальностями работы газо-жидкостного солнечного коллектора в вариантах с естественной и принудительной циркуляцией воздушного потока)

бывание» (режим, при котором противоточное движение трансформируется в режим восходящего противотока с выносом газовым потоком жидкости из рабочей зоны аппарата).

Распределение продольной скорости плёнки жидкости при ламинарном течении определяется формулой:

$$u_0(y) = \frac{3q_0 y}{h_0^2} \left(1 - \frac{y}{2h_0}\right) + \frac{\tau y}{2\mu} \left(1 - \frac{3y}{2h_0}\right).$$

Приведём данное соотношение к безразмерному виду, учитывая что

$$c_1 = \frac{u_0 h_0}{q_0}, \quad y_1 = \frac{y}{h_0}, \quad h_1 = \frac{h_0}{h_N}, \quad \tau_1 = \frac{3\tau}{2\rho g h_N \sin\beta}.$$

В результате получим: $u_1(y_1) = 3y_1 \left(1 - \frac{y_1}{2}\right) \mp \tau_1 h_1^2 y_1 \left(1 - \frac{3}{2} y_1\right)$.

В случае противотока: $u_1(y_1) = (3 + b)y_1 - \frac{3}{2} y_1^2 (1 + b)$.

Учитывая решение уравнения (11) при изменении величины τ_1 от 0 до 1, толщина пленки жидкости h_1 и величина b изменяются монотонно в пределах (рис.5)

$$0.7549 \leq h_1 \leq 1; \quad 0 \leq b \leq 0.5699.$$

3. Устойчивость ламинарного безволнового плёночного течения в контакте с газовым потоком.

Пусть на свободной поверхности безволнового течения (9) – (10) возникает малое возмущение в виде бегущей волны:

$$h = h_0(1 + \varphi),$$

где $\varphi = \varphi(kx - \omega t) = \varphi(k(x - ct))$ (при $\varphi < 1$), k – волновое число, $1/m$; ω – частота возмущений, $1/c$; c – фазовая скорость волны, m/c ; ($c = \omega / k$).

Эволюция возмущения φ должна определяться из системы исходных уравнений (1) и (2). Неизвестные функции $q = q(t, x)$ и $h = h(t, x)$ данной системы определяем в виде бегущей волны

$$h = h(kx - \omega t) = h(\xi), \quad q = q(kx - \omega t) = q(\xi).$$

В таком случае:

$$q = ch + q_0 - ch_0 = ch + z.$$

Здесь $q_0 - ch_0 = z$ (const).

Учитывая, что $\frac{\partial h}{\partial t} = -\omega \frac{\partial h}{\partial \xi}$, $\frac{\partial h}{\partial x} = k \frac{\partial h}{\partial \xi}$, $\frac{\partial^3 h}{\partial x^3} = k^3 \frac{\partial^3 h}{\partial \xi^3}$, получим:

$$\frac{\sigma}{\rho} k^3 h^3 h''' + \left(c \omega h^2 - 2,4 h q c k + 1,2 q^2 k - g h^3 k \cos \beta \mp \frac{k \tau h^2}{20 \mu} (ch + q) - \frac{\tau^2 k h^4}{40 \mu^2} \right) h' \pm \frac{3}{2} h^2 \frac{\tau}{\rho} \left(1 + \frac{2h}{3r} \right) + g h^3 \sin \beta - 3vq = 0.$$

Откуда для возмущения φ свободной поверхности $h = h_0(1 + \varphi)$ с точностью до членов второго порядка малости $O(\varphi^2)$ получим:

$$\frac{\sigma}{\rho} k^3 h_0^4 \varphi''' + k h_0 \left(c^2 h_0^2 - 2,4 h_0 q_0 c + 1,2 q_0^2 - g h_0^3 \cos \beta \mp \frac{h_0^2 \tau}{20 \mu} (ch_0 + q_0) - \frac{h_0^4 \tau^2}{40 \mu^2} \right) \varphi' + 3(-vc h_0 + g h_0^3 \sin \beta \pm \frac{\tau}{\rho} h_0^2) \cdot \varphi = 0$$

Приведем данное уравнение к безразмерному виду. Введём следующие безразмерные величины $k_1 = k h_0$, $c_1 = c \frac{h_0}{q_0}$, $We = \frac{\rho q_0^2}{\sigma h_0}$ – число Вебера, $Re = \frac{q_0}{v}$ –

число Рейнольдса, $\tau_1 = \frac{3\tau}{2\rho gh_N \sin\beta}$, $h_1 = \frac{h_0}{h_N}$. По-прежнему $h_N = \sqrt[3]{\frac{3\nu q_0}{g \sin\beta}}$ и h_1 определяется из уравнения (11), и $\frac{\tau h_0^2}{\rho \nu q_0} = \frac{2}{3} \tau_1 h_1^2$.

В результате:

$$\begin{aligned} \varphi''' + \frac{We}{k_1^2} (c_1^2 - [2,4 - \frac{\tau_1 h_1^2}{30}] c_1 + [1,2 + \frac{\tau_1 h_1^2}{30} - \frac{\tau_1^2 h_1^4}{90} - \frac{3h_1^3}{Re} \text{ctg}\beta]) \varphi' + \\ + \frac{We}{k_1^3 Re} (3h_1^3 - c_1 - \frac{2}{3} \tau_1 h_1^2) \varphi = 0. \end{aligned} \quad (12)$$

Решение уравнения (12) ищем в виде малого по амплитуде длинноволнового возмущения:

$$\varphi(t, x) = \alpha \exp(ik(x - ct)), \quad (\alpha < 1, \quad k \cdot h_0 < 1).$$

Положим $c_1 = c_{re} + i c_{im}$, т.е. $\varphi(t, x) = \alpha \exp(k c_{im}) \exp(ik(x - c_{re} t))$.

Здесь $k c_{im} = \gamma$ – временной инкремент колебаний. Если $k c_{im} < 0$, то возмущение φ с течением времени стремится к нулю. В противном случае, когда $k c_{im} > 0$ возмущение φ растёт с течением времени и безволновой ламинарный режим течения в этом случае неустойчив.

Представим возмущение φ через безразмерные переменные:

$$\varphi(t, x) = \alpha \exp(ik(x - ct)) = \alpha \exp(ik_1(x_1 - c_1 t_1)),$$

где $x_1 = \frac{x}{h_0}$, $k_1 = k h_0$, $c_1 = c \frac{h_0}{q_0}$, $t_1 = \frac{q_0}{h_0^2} t$.

Подстановка этого выражения в уравнение (12), получим:

$$-k_1^3 + ik_1 We (c_{re}^2 + 2c_{im} i - c_{im}^2 - p_1 c_{re} - p_1 c_{im} i + g_1) - \frac{3We}{Re} (c_{re} + i c_{im} - b_1) = 0.$$

Разделив действительную и мнимую части, получим следующие дисперсные соотношения:

$$k_1 c_{im} (2c_{re} - p_1) + \frac{3}{Re} (c_{re} - b_1) = 0, \quad (13)$$

$$k_1^3 - k_1 We (c_{re}^2 - c_{im}^2 - p_1 c_{re} + g_1) + \frac{3We}{Re} c_{im} = 0. \quad (14)$$

Из соотношения (13) определяем временной инкремент:

$$\gamma = k_1 c_{im} = -\frac{3}{Re} \frac{(c_{re} - b_1)}{(2c_{re} - p_1)}. \quad (15)$$

Откуда условие устойчивости $\gamma = k c_{im} < 0$ выполняется, если

$$0 < c_{re} < C_- = 1.2 - \frac{\tau_1 h_1^2}{60} \quad \text{и} \quad c_{re} > C_+ > 3 + \frac{2}{3} \tau_1 h_1^2$$

В противном случае, когда $C_- < c_{re} < C_+$, ламинарное безволновое течение неустойчиво ($k c_{im} > 0$), амплитуда прогрессивной волны возмущения растёт с течением временем вниз по потоку.

Из соотношения (14): $k_1^4 - k_1^2 \text{We} (c_{re}^2 - p_1 c_{re} + g_1) + k_1 c_{im} \text{We} \left(k_1 c_{im} + \frac{3}{\text{Re}} \right) = 0$.

Учитывая (15) и полагая $c_{re} = c_1$, получим биквадратное уравнение относительно волнового числа k_1 , решение которого

$$k_1^2 = -\frac{\text{We}}{2} (c_1^2 - p_1 c_1 + g_1) \left[1 + \sqrt{1 + \frac{36(c_1 - b_1)(c_1 + b_2)}{\text{WeRe}^2 (c_1^2 - p_1 c_1 + g_1)^2 (2c_1 - p_1)^2}} \right].$$

Для нейтральной волны ($\gamma = kc_{im} = 0$)

$$c_{1n} = b_1, \quad k_{1n} = \sqrt{3\text{We} \left(1 \mp \frac{38}{45} \tau_1 h_1^2 + \frac{41}{270} \tau_1^2 h_1^4 - \frac{h_1^2}{\text{Re}} \text{ctg} \beta \right)}. \quad (16)$$

На рис. 3 изображены дискретные кривые $c_1 = c_1(k_1)$ соотношения (15).

Дисперсные кривые для растущих волн ($C_- < c_1 < C_+$) имеют точки минимума фазовой скорости C_{\min} , эти точки соответствуют максимальным значениям инкремента γ .

4. Волны максимального роста. Волны максимального роста в области потери устойчивости ($C_- < c_1 < C_+$) имеют наибольший инкремент γ . Для определения характеристик волн максимального роста необходимо решить задачу нелинейного программирования для целевой функции:

$$\gamma = -\frac{3}{\text{Re}} \frac{c_1 - b_1}{2c_1 - p_1} \rightarrow \max \text{ при наличии ограничений:}$$

- дисперсное соотношение (16);
- $C_- < c_1 < C_+$;
- $k_1 > 0$.

Можно показать, что данная задача с учётом условия экстремума $\frac{\partial c_1}{\partial k_1} = 0$

сводится к решению уравнения:

$$\text{WeRe}^2 (c_1^2 - p_1 c_1 + g_1)^2 (2c_1 - p_1)^2 + 36(c_1 - b_1)(c_1 + b_2) = 0.$$

относительно фазовой скорости c_1 .

Волновое число k_1 и длина волны λ_1 волн максимального роста определяют по формулам:

$$k_1 = \sqrt{\frac{\text{We}}{2} (c_1^2 - p_1 c_1 + g_1)}, \quad \lambda_1 = \frac{2\pi}{k_1}.$$

На рис. 4а, 4б представлены зависимости характеристик фазовой скорости c_1 и волнового числа k_1 волн максимального роста от числа Рейнольдса при углах наклона $\beta = 45^\circ$ и скорости газа $v_r = 2$ м/с и $v_r = 6$ м/с.

Для нейтральных волн ($c_1 = b_1$) малой амплитуды уравнение (12):

$$\varphi''' + \frac{\text{We}}{k_1^2} (b_1^2 - p_1 b_1 + g_1) \varphi' = 0, \quad (17)$$

периодическое решение данного уравнения:

$$\varphi = \alpha \sin(k_1 x_1 - b_1 t_1),$$

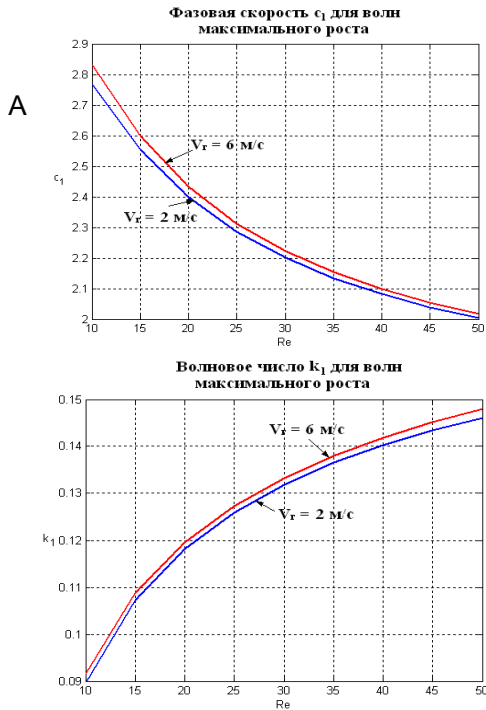


Рис 4.

*A – фазовая скорость C_1 для волн максимального роста, угол наклона $\beta = 45^0$
 B – волновое число k_1 для волн максимального роста для угла наклона $\beta = 90^0$
 (скорость газа $v_g = 2$ м/с и $v_g = 6$ м/с)*

где $k_1 = \sqrt{We(b_1^2 - p_1 b_1 + g_1)}$.

Исключение составляют углы наклона β и скорости газа, для которых

$$b_1^2 - p_1 b_1 + g_1 = 0.$$

в этом случае периодическое решение (17) отсутствует.

ВЫВОДЫ:

В работе показано, что:

1. Волновое число k_1 максимально растущих волн для заданного расхода жидкости при движении по наклонной поверхности меньше числа k_l при движении по наклонной поверхности;
2. Длина волны λ_1 , определяется соотношением (4.3) и при увеличении угла наклона поверхности уменьшается;
3. Средняя толщина пленки жидкости при волновом течении меньше, чем толщина этой пленки при ламинарном течении: $h_{\text{волн}} < h_0$ при одном и том же воздействии потока газа.

Литература:

1. Горин А.Н., Дорошенко А.В., Глауберман М.А. Солнечная энергетика. (Теория, разработка, практика). – Донецк: Норд-Пресс, 2008. – 374 с.
2. Hellman, H.M., Grossman G. Simulation and analysis of an open-cycle dehumidifier-evaporator (DER) absorption chiller for low-grade heat utilization. // Int. J. Refrig. –Vol. 18, № 3. – 1995. – P. 177-189.
3. Каница П.Л. Волновое течение тонких слоёв жидкости // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1948. – Т. 18, №. 1. – С. 3 – 28.
4. Шкадов В.Я. Волновые режимы течения тонкого слоя вязкой жидкости // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. – 1967. – №1. – С. 43 – 51.
5. Накоряков В.Е., Покусаев Б.Г., Штейбер И.Р. Волновая динамика газо- и парожидкостных сред. – М.- Энергоатомиздат, 1990. – 248 с.
6. Справочник по гидравлике./ Под ред. В.А.Большакова. – К.: Вища шк. Головне изд., 1984. – 343 с.
7. Nusselt W. Zeitschrift // VDI. – 1916. – V. 60, № 27. – P. 514-546; № 287. – P. 569-575; 1923. – V. 67, №9. – P. 206-210.

Дорошенко О.В., Антонова А.Р., Глауберман М.А.

Дослідження тонкого шару в'язкої рідини по нахиленій поверхні в каналі з газовим потоком

АНОТАЦІЯ

Одним з перспективних напрямків розвитку сонячної енергетики являються багатофункціональні сонячні системи на основі відкритого абсорбційного циклу. Серцем таких систем є сонячний газо-рідинний колектор з гравітаційною течією рідинної плівки для прямої (безпосередньої) регенерації абсорбенту. З умов його експлуатації виникає задача течії рідинної плівки по нахиленій до горизонту поверхні, включаючи питання стійкості таких течій при гідродинамічній взаємодії потоків газу та рідини.

Doroshenko A.V., Antonova A.R., Glauberman M.A.

Research of current of a thin layer of a viscous liquid on inclined surfaces in the channel with a gas flow

SUMMARY

One of perspective directions of development of solar power are the multifunctional solar systems on the basis of open absorption cycle. Heart of such systems is the solar gas-liquid collector with gravitational current of a liquid film for a direct regeneration absorbent. From conditions of its operation there is a task of film current of a liquid film on inclined to horizon of a surface, including questions of stability of such currents at hydrodynamical interaction of flows of gas and liquid.

УДК: 621.791; 533.9

Вишняков В. И., Киро С. А., Эннан А. А.,

*Физико-химический институт защиты окружающей среды и человека
г. Одесса*

Конденсационное образование твердой составляющей сварочного аэрозоля. 1. Конденсация ненасыщенных паров.

Рассмотрена гетерогенная ион-индуцированная конденсация парогазовой смеси, образованной в процессе электродуговой сварки металлов с учетом межфазного обмена электронами между образующимися зародышами конденсированной фазы и ионизированной средой. Предложена теоретическая модель, описывающая процесс гетерогенной конденсации в термической плазме. Показано, что межфазное взаимодействие в процессе ион-индуцированной конденсации приводит к образованию устойчивых зародышей в ненасыщенном паре конденсирующегося вещества.

Введение. При электродуговой сварке металлов образуются токсичные аэродисперсные частицы – твердая составляющая сварочного аэрозоля (ТССА), проникающую способность которых в органы дыхания связывают с дисперсным составом, а биологическую активность – с химическим составом ТССА. Поэтому обоснован неослабевающий интерес к сварочному аэрозолю, изучению которого посвящено большое количество научных работ, среди которых особенно следует отметить работы И. К. Походни [1-3] и В. Г. Войткевич [4-6]. В работах [1-7] рассмотрены факторы, влияющие на выделение ТССА: состав электродного покрытия и флюсового сердечника; режим сварки (ток и напряжение); род тока и полярность; состав свариваемого и электродного металла; толщина электродного покрытия; диаметр электрода. Рассматриваются также процессы образования аэрозоля – испарение с последующей конденсацией (с/без окисления), химически интенсифицированное испарение, разбрызгивание. Интенсивность испарения зависит от температуры металла, шлака и сварочной ванны, а также свойств испаряющихся материалов.

Установлено, что высокотемпературный многокомпонентный пар, образующийся при испарении сварочных и свариваемых материалов, вытесняется из нижней зоны столба дуги в окружающее пространство с более низкой температурой, где образует парогазовую смесь в результате смешения потока паров с окружающим воздухом [3]. При этом наступают условия, приводящие к конденсации паров металлов и их окислов, в результате чего образуются наноразмерные конденсированные частицы. Именно эти первичные частицы, размером менее 0.1 мкм, составляют первую фракцию ТССА. Вторая фракция ТССА – частицы дезинтеграции размером более 0.5...1 мкм – образуются в результате дезинтеграции и разбрызгивания капель электродного металла и расплава шлака

ка [7]. Третья фракция ТССА является результатом коагуляции первичных частиц и представляет собой агломераты в виде цепочек и кластеров различной плотности размером более 0.1...0.2 мкм [4, 5, 8]. Такой широкий спектр размеров частиц ТССА определяет технические трудности, связанные с их локализацией и улавливанием из атмосферы рабочей зоны [9, 10]. Поэтому экспериментальные и теоретические исследования сварочного аэрозоля, направленные на поиск способов управления его дисперсным составом, остаются актуальными.

Особый интерес представляет зависимость дисперсного и химического состава ТССА от параметров источника паров, то есть электродугового разряда. В работе [5] указывалось, что процессы, происходящие в дуге, слабо влияют на конечный состав аэрозоля, но следует отметить, что на сегодняшний день этот вопрос мало изучен. Это связано с тем, что экспериментальные исследования сварочного аэрозоля базируются на отборе проб, которые, по техническим причинам, производятся вне зоны конденсации [10, 11], то есть исследованию подвергаются только частицы второй и третьей фракции ТССА (более 99% массы ТССА). Процессы нуклеации в парогазовой смеси, и рост зародышей недоступны экспериментальному изучению. Однако именно они определяют конечный состав аэрозоля ввиду того, что коагуляция происходит на всех стадиях формирования ТССА.

Таким образом, экспериментальное исследование нуклеации в сварочном аэрозоле затруднено. В этом случае можно полагаться только на физическую модель, описывающую процесс образования ТССА, включая нуклеацию, рост и коагуляцию первичных частиц. Аутентичность такой модели проверяется сравнением экспериментальных данных с теоретическим расчетом всего процесса образования ТССА вплоть до образования агломератов, так как не имеется экспериментальных данных о промежуточных стадиях. Эта модель должна связывать процессы, происходящие в дуге с дисперсным и химическим составом ТССА, доступным для экспериментального исследования. Созданию такой модели посвящается настоящая работа.

В результате рассеяния и остывания парогазовой смеси из зоны дугового разряда происходит увеличение пересыщения конденсирующихся веществ (равно отношению давления пара конденсирующегося вещества P к давлению насыщенного пара $S = P/P_{\text{sat}}$). Конденсация индивидуальных веществ происходит в соответствии с текущим значением их пересыщения и возможными реакциями в паровой фазе. В первую очередь конденсируются вещества с более низким значением давления насыщенного пара, поэтому большинство первичных частиц ТССА состоят из ядра, обогащенного железом и марганцем, и оболочки, содержащей соединения кремния, кальция и других основных элементов ТССА [4, 5].

Электродуговой разряд, возникающий между электродом и свариваемым материалом, сопровождается значительной ионизацией окружающей среды. Поэтому, наряду с гомогенной конденсацией паров, которая происходит в результате спонтанного формирования зародышей новой фазы, имеет место гетерогенная ион-индуцированная конденсация, когда зародыши новой фазы формируются на ионах [12].

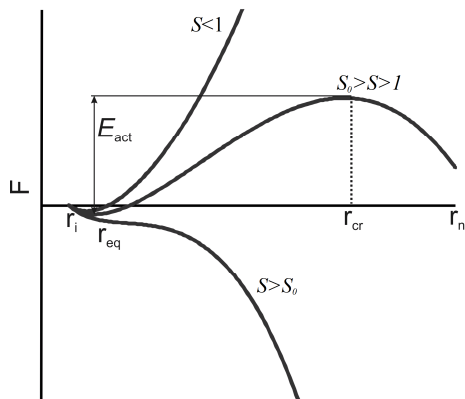


Рис.1. Типичные зависимости работы F по образованию зародыша от радиуса зародыша при разных значениях пересыщения.

Классическая теория нуклеации [13] этим и ограничивается, то есть ионизация окружающей среды рассматривается только как источник ионов для гетерогенной конденсации. Однако при образовании сварочного аэрозоля следует учитывать, что среда насыщена также свободными электронами, взаимодействие с которыми приводит к зарядке конденсирующихся частиц и частиц дезинтеграции. В работе [14] было показано, что межфазный обмен электронами приводит к изменению процесса гомогенной конденсации таким образом, что образуется отрицательная обратная связь и сам процесс становится самосогласованным, стабилизируя размеры образующихся частиц. В работе [15] эта теоретическая модель была расширена на гетерогенную конденсацию. Наличие ионизированной среды влияет не только на процесс конденсации, но и на коагуляцию частиц [16]. Очевидно, что в таких условиях разработка физической модели процесса образования ТССА, а именно конденсации и коагуляции в ионизированной среде, представляет большой практический интерес.

Следует различать три стадии гетерогенной конденсации, характеризующиеся качественно различными зависимостями работы по образованию зародыша от его радиуса. На рис.1 представлены эти типичные зависимости, причем учтено, что ионы существуют в среде независимо от процесса конденсации, поэтому работа в точке $r = r_i$ равна нулю [12]. В начале смещения пара с окружающим воздухом, в еще ненасыщенной парогазовой смеси ($S \leq 1$), происходит интенсивное взаимодействие пара с ионами, что приводит к образованию зародышей новой фазы, находящихся в равновесии с паром. Такие зародыши не могут расти, так как их рост сопровождается увеличением свободной энергии. Гомогенная конденсация на этой стадии не происходит. На второй стадии, в области пересыщения $1 < S \leq S_0$ (S_0 зависит от физико-химических свойств конденсирующегося вещества и температуры) одновременно с гетерогенной иониндуцированной конденсацией происходит и гомогенная конденсация с образованием более крупных неустойчивых зародышей, которые имеют тенденцию к росту. Для роста равновесных зародышей необходимо преодоление активаци-

онного барьера, который может быть весьма большим. При $S > S_0$ возникает третья стадия, когда активационный барьер уменьшается вплоть до нуля и начинается интенсивный рост равновесных ион-индуцированных зародышей.

В процессе сварки существует постоянный поток паров из нижней зоны столба дуги. Этот поток смешивается с атмосферой окружающей среды и постепенно растворяется в ней, образуя остывающую парогазовую смесь. Таким образом, парогазовая смесь представляет собой распределенную в пространстве систему, где всегда можно найти область, в которой реализуются условия для той или иной стадии гетерогенной конденсации, - каждой стадии гетерогенной конденсации соответствует своя пространственная зона в парогазовой смеси.

При построении физической модели образования ТССА необходимо учитывать, что помимо ионов газовая фаза содержит большое количество свободных электронов. Ионы образуются в результате ударной ионизации атомов щелочных металлов (вкладом атомов других элементов можно пренебречь из-за высокого потенциала ионизации). Электроны образуются как за счет ударной ионизации, так и в результате эмиссии с поверхности конденсированных частиц, а именно термоэлектронной и фотоэлектронной эмиссии (в ряде случаев возможна и автоэлектронная эмиссия). Кроме того, в зону конденсации попадают электроны из катодной области дуги за счет диффузии. Таким образом, конденсация многокомпонентного пара в процессе формирования ТССА происходит фактически в термической плазме, насыщенной частицами конденсированной фазы (зародыши новой фазы и частицы дезинтеграции), то есть в термической пылевой плазме.

Настоящая работа посвящена построению физической модели процесса гетерогенной конденсации в термической пылевой плазме. Мы рассмотрим только первую стадию ион-индуцированной гетерогенной конденсации. В качестве исходных параметров при описании этой стадии конденсации будем использовать температуру и элементный состав потока паров из зоны дуги. Суть подхода излагается на примере изотермического протекания ион-индуцированной конденсации и образования равновесных зародышей в ненасыщенной парогазовой смеси.

I. Основные положения теории термической пылевой плазмы.

Рассматриваемая система, является пылевой плазмой атмосферного давления при абсолютной температуре 1000-3000 К, причем система считается изотермической (область формирования ТССА характеризуется большим градиентом температуры, но локальные области, соответствующие тому или иному значению температуры, можно рассматривать как изотермические). Рассмотрение будет ограничено только термическими процессами, то есть не будут рассмотрены фото- и автоэлектронная эмиссии, так как отличия в описании этих процессов состоят только в различной физике собственно эмиссии электронов с поверхности частиц.

Ионизационное равновесие термической плазмы без пыли описывается уравнением Саха [17]

$$\frac{n_e n_i}{n_a} = \frac{g_i}{g_a} v_e \exp \frac{-I}{kT} \equiv K_s \quad (1)$$

где n_e , n_i и n_a – средние концентрации электронов, ионов и атомов соответственно, $v_e = 2(m_e kT / 2\pi\hbar^2)^{3/2}$ – эффективная плотность состояний электрона, g_i и g_a – статистические веса ионов и атомов, I – энергия ионизации атомов, k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура, K_s – константа Саха.

При этом выполняется условие нейтральности $n_e = n_i$ и условие сохранения вещества $n_A = n_i + n_a$, где n_A – исходная (до ионизации) концентрация атомов щелочной присадки.

В рассматриваемой системе свободные электроны возникают не только за счет ионизации газа, но и за счет эмиссии с поверхности частиц, то есть уравнение нейтральности имеет вид $n_e = n_i + Z_d n_d$, где n_d – общая концентрация пылевых частиц всех видов, Z_d – средний заряд частиц в элементарных зарядах (зарядовое число). Термоэлектронная эмиссия с поверхности частиц и ударная ионизация не являются независимыми процессами. В работах [18, 19] показано, что у поверхности пылевых частиц происходит смещение ионизационного равновесия, учет которого для средних значений концентраций производится путем модернизации константы Саха:

$$K_s^* = K_s \exp \frac{e\phi_0}{kT}, \quad (2)$$

где ϕ_0 – обобщенный потенциал плазмы или потенциал нейтрализованного фона, который будет рассмотрен ниже.

Смещение ионизационного равновесия в электрическом поле частицы приводит к значительной неоднородности пространственного распределения электронов. При этом степень ионизации атомов щелочной присадки изменяется таким образом, что ионы распределяются в пространстве почти однородно. Концентрация ионов в таком случае определяется выражением

$$n_i = \frac{K_s^*}{2} \left(\sqrt{1 + 4 \frac{n_A}{K_s^*}} - 1 \right). \quad (3)$$

В том случае, когда исходная концентрация атомов щелочных металлов мала, все ионы оказываются задействованными в процессе конденсации и парогазовую смесь можно рассматривать в приближении термоэмиссионной плазмы, состоящей только из конденсированных частиц и частиц дезинтеграции (пылевых частиц) и эмитированных ими электронов, находящихся в нейтральном буферном газе атмосферного давления. Теория такой плазмы представлена в работе [20]. В термоэмиссионной плазме большинство пылевых частиц заряжено положительно, причем полный заряд пылевых частиц eZ представляется как сумма $eZ = e\tilde{Z} + eZ_0$, где часть заряда eZ_0 вместе с некоторой частью электронов с концентрацией n_0 создает нейтрализованный фон, причем $Z_0 = n_0 / n_d$, где n_d – концентрация пылевых частиц. Другая, «видимая» часть заряда $e\tilde{Z}$,

обеспечивает потенциальный барьер у поверхности частицы относительно потенциала нейтрализованного фона ϕ_0 , на котором мы остановимся ниже, и определяется отношением концентрации электронов у поверхности частицы к концентрации электронов в невозмущенной области плазмы

$$V_b = kT \ln \frac{n_{es}}{n_0}, \quad (4)$$

где концентрация электронов у поверхности частицы описывается уравнением Ричардсона

$$n_{es} = v_e \exp \frac{-W_d}{kT}, \quad (5)$$

где W_d – электронная работа выхода.

При рассмотрении зародыша следует учитывать изменение работы выхода для частиц малых размеров [21]

$$W_n \cong W_d + \frac{0.39e^2}{r_n}. \quad (6)$$

Видимый заряд пылевой частицы, радиус которой r_d много меньше длины экранирования $\lambda_D = \sqrt{kT/4\pi e^2 n_0}$ описывается выражением [20]:

$$\tilde{Z} = \frac{\sqrt{2kTr_d}}{\text{sgn}(V_b)e^2} \sqrt{\exp \frac{V_b}{kT} - \frac{V_b}{kT} - 1}. \quad (7)$$

В том случае, когда исходная концентрация атомов щелочных металлов велика, в процессе конденсации участвуют не все ионы. Тогда часть электронов экранируются положительными ионами и заряд нейтрализованного фона определяется выражением

$$Z_0 = \frac{n_0 - n_i}{n_d}. \quad (8)$$

Как уже указывалось, потенциал частицы отсчитывается от потенциала нейтрализованного фона ϕ_0 . В нейтральной системе $\phi_0 = 0$, но в сложной многокомпонентной системе заряженных частиц энергетический уровень $e\phi_0$ определяет минимальную энергию свободного электрона и называется обобщенный потенциал плазмы [18]. Кулоновская энергия, приходящаяся на один электрон, может быть определена как e^2/R_e [22], где $R_e = (3/4\pi n_e)^{1/3}$ – половина среднего расстояния между электронами, n_e – средняя по всему объему концентрация электронов. Соответственно кулоновская энергия одной пылевой частицы составляет $(eZ)^2/R_w$, где Z – среднее зарядовое число частиц, $R_w = (3/4\pi n_d)^{1/3}$ – радиус Вигнера-Зейтца, n_d – общая концентрация пылевых частиц. Однако вместо полного заряда частиц Z будем использовать нейтрализованную часть заряда Z_0 , так как именно этот параметр характеризует пылевую компоненту в целом, тогда как Z является параметром только конкретной частицы. Тогда, учитывая, что на одну пылевую частицу приходится n_e/n_d электронов, можно определить энергию покоящегося электрона,

$$\epsilon\varphi_0 = \frac{(eZ_0)^2}{R_w} - \frac{e^2 n_e}{R_e n_d} = \frac{3 e^2}{2 n_d} (Z_0^2 n_d^{4/3} - n_e^{4/3}), \quad (9)$$

здесь учтено, что $\sqrt[3]{4\pi/3} \cong 3/2$.

В нашей системе присутствуют дополнительные свободные электроны как результат ударной ионизации щелочных атомов. Поэтому в уравнении (9) необходимо добавить еще один член

$$\epsilon\varphi_0 = \frac{3 e^2}{2 n_d} (Z_0^2 n_d^{4/3} - n_e^{4/3} + n_i^{4/3}), \quad (10)$$

где $R_i = (3/4\pi n_i)^{1/3}$, n_i – средняя концентрация ионов (3).

В термоэмиссионной пылевой плазме электроны распределены неравномерно, так как концентрация электронов у поверхности положительно заряженных частиц выше концентрации электронов в невозмущенной области плазмы. Поэтому невозмущенная концентрация n_0 меньше средней концентрации и соотношение между ними определяется обобщенным потенциалом плазмы (10):

$$n_e = n_0 \exp \frac{\epsilon\varphi_0}{kT}. \quad (11)$$

То есть невозмущенная концентрация электронов определяется уравнением

$$n_0 = n_e \exp \left[\frac{3e^2}{2k_B T n_d} (n_e^{4/3} - n_i^{4/3} - Z^2 n_d^{4/3}) \right]. \quad (12)$$

Это же значение обобщенного потенциала плазмы определяет и смещение ионизационного равновесия в (2).

II. Особенности конденсации в электронной среде.

Классическая теория гетерогенной конденсации (КТН) [23-25] строится на определении работы образования капли зародыша на ядре конденсации:

$$F = 4\pi r_n^2 \sigma - \frac{4}{3} \pi r_n^3 \frac{\rho}{m_M} kT \ln S + \Delta U, \quad (13)$$

где r_n – радиус зародыша, σ – поверхностное натяжение и ρ – плотность конденсированной фазы, m_M – масса молекулы (атома) вещества зародыша, S – пересыщение пара.

Последний член в (13) представляет собой изменение электростатической энергии. При этом предполагается, что возникновение зародыша на ионе приводит только к изменению поля, создаваемого ионом за счет изменения диэлектрической проницаемости. В вакууме электрическая энергия сферического объема радиуса r_n с однозарядным ионом радиуса r_i в центре равна

$$U_i = \frac{1}{8\pi} \int_{r_i}^{r_n} \left(\frac{e}{r^2} \right)^2 4\pi r^2 dr = \frac{e^2}{2} \left(\frac{1}{r_i} - \frac{1}{r_n} \right). \quad (14)$$

В классической теории нуклеации предполагается, что при конденсации этот сферический объем заполняется веществом с диэлектрической проницаемостью ϵ , поэтому изменение энергии сводится к уравнению

$$\Delta U = \frac{e^2}{2} \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1 \right) \left(\frac{1}{r_i} - \frac{1}{r_n} \right). \quad (15)$$

Типичные зависимости работы по образованию зародыша при гетерогенной конденсации на ионах (13) от радиуса зародыша при разных значениях пересыщения представлены на рис. 1. При значении радиуса зародыша $r = r_{\text{eq}}$ работа принимает минимальное значение, чему соответствует образование устойчивых, равновесных с паром, зародышей. Однако, при низких значениях пересыщения для их роста необходимо преодоление активационного барьера E_{act} . При увеличении пересыщения активационный барьер уменьшается вплоть до нуля, что приводит к неограниченному росту зародышей.

При значении радиуса зародыша $r = r_{\text{cr}}$ работа принимает максимальное значение, чему соответствует образование неустойчивых критических зародышей. В этом случае имеет место флуктуационный механизм образования зародышей – такой же, как и при гомогенной конденсации. Если радиус зародыша меньше r_{cr} , он испаряется, если же радиус зародыша больше r_{cr} он растет, потребляя конденсирующееся вещество. Гомогенная конденсация описывается уравнением Кельвина [25], из которого для критического радиуса следует:

$$r_{\text{cr}} = \frac{2m_M \sigma_0}{\rho k T \ln S}. \quad (16)$$

Образование зародыша в среде, насыщенной электронами, сопровождается его зарядкой. На поверхности зародыша следует рассматривать два встречных потока электронов. Один поток – на поверхность зародыша за счет спорадических столкновений. Навстречу этому потоку направлен поток термоэлектронной и фотоэлектронной эмиссии электронов с поверхности зародыша. В результате на поверхности зародыша возникает динамическое равновесие потоков, которое удерживается электрическим полем за счет приобретения зародышем заряда. Обмен электронами между зародышем и газом приводит к изменению работы F . Эмитированные зародышем электроны переносят в газ не только заряд, но и энергию, уменьшая работу F ; а обратный поток электронов на поверхность зародыша увеличивает работу. Баланс этих потоков определяет изменение F в результате межфазного обмена электронами, которое, в соответствии с [14], может быть выражено в виде:

$$\Delta U_{\text{ex}} = -Z_n \left(W_n + \frac{3}{2} kT \right), \quad (17)$$

где Z_n – зарядовое число зародыша, W_n – работа выхода (6).

Зарядка зародыша требует, так же, изменения уравнения (15). Когда диэлектрический зародыш приобретает заряд, его следует рассматривать как объемно заряженный шар. В этом случае к энергии собственно иона добавляется энергия заряженного шара

$$U_b = \frac{3}{5} \frac{e^2 Z_n^2}{\varepsilon r_n}.$$

Тогда изменение электрической энергии, которое следует использовать вместо (15) равно

$$\Delta U_z = \frac{e^2(\varepsilon-1)}{2\varepsilon} \left[\frac{6}{5} \frac{Z_n^2}{(\varepsilon-1)r_n} + \frac{1}{r_n} - \frac{1}{r_i} \right]. \quad (18)$$

Такое изменение энергии справедливо, если конденсируются окислы металлов. Однако возможна конденсация и самих металлов. В этом случае вещество зародыша оказывается проводником, то есть весь заряд сосредоточен на поверхности зародыша и равен, с учетом заряда иона $Z_n = Z_0 + \bar{Z} + 1$, а изменение энергии составляет

$$\Delta U_z = \frac{e^2}{2} \left[\frac{Z_n^2 + 1}{r_n} - \frac{1}{r_i} \right]. \quad (19)$$

Кроме того, следует учесть, что заряд зародыша приводит к образованию на его поверхности двойного электрического слоя и, соответственно, к изменению поверхностного натяжения σ , поправка к которому определена в [14, 15] как

$$\sigma_z = -\frac{Z_0 V_b}{4\pi r_n^2} - \frac{\sqrt{2}(kT)^2}{6\pi e^2 r_n} \left(\exp \frac{V_b}{kT} - \frac{V_b}{kT} - 1 \right)^{3/2}. \quad (20)$$

В результате, работа по образованию зародыша при гетерогенной конденсации в среде, насыщенной электронами определяется следующими выражениями [15]:

$$F = 4\pi r_n^2 \left(\sigma_0 \frac{r_n}{r_n + 2\delta} + \sigma_z \right) - \frac{4}{3} \pi r_n^3 \frac{\rho}{m_M} kT \ln S - Z_n \left(W_n + \frac{3}{2} kT \right) + \begin{cases} \frac{e^2}{2} \left[\frac{Z_n^2}{r_n} + \frac{1}{r_n} - \frac{1}{r_i} \right] & \text{— для проводника} \\ \frac{e^2(\varepsilon-1)}{2\varepsilon} \left[\frac{6}{5} \frac{Z_n^2}{(\varepsilon-1)r_n} + \frac{1}{r_n} - \frac{1}{r_i} \right] & \text{— для диэлектрика} \end{cases} \quad (21)$$

III. Формирование равновесных зародышей.

Рассмотрим протекание первой стадии процесса ион-индуцированной гетерогенной конденсации. При сварке электродами с покрытиями различного вида верхний предел интенсивности выделений ТССА составляет 10 мг в секунду [3]. Примем это значение в качестве массового расхода потока паров конденсирующегося вещества из зоны дуги $\delta m_0 = 10^{-2} \text{ г/с}$. Элементный состав ТССА, образующийся при сварке покрытиями электродами зависит от состава сварочных материалов и меняется в широких пределах. Мы будем рассматривать пары, содержащие элементы с долями, соответствующими составу ТССА рутиловых электродов при сварке углеродистых конструкционных сталей [10]. На первой

стадии конденсации нас интересует только содержание железа и щелочных металлов, доли которых составляют $g_{Fe} = 0.36$, $g_K = 0.06$, $g_{Na} = 0.03$.

При смешивании потока паров с окружающим воздухом парциальные давления конденсирующихся веществ в парогазовой смеси (P_i) и, следовательно, их пересыщение ($S_i = P_i/P_{i,sat}$) нетрудно рассчитать, задавая температуру смешения и элементный состав паров

$$P_i = \frac{\delta m_i / \mu_i}{\delta m_0 / \mu_0 + \delta m_{air} / \mu_{air}} P, \quad (22)$$

где δm_i – расход вещества i -того компонента, определяемый содержанием его в парах $\delta m_i = g_i \delta m_0$; μ_i – атомная масса i -того элемента; μ_0 – кажущаяся атомная масса потока паров, которая определяется элементным составом и в рассматриваемом случае равна

$$\mu_0 = \left(\sum_i \frac{g_i}{\mu_i} \right)^{-1} = 26 \text{ г/моль};$$

μ_{air} – молекулярная масса воздуха; δm_{air} – массовая скорость увлечения (захвата) окружающего воздуха потоком паров; $P = 1.01 \cdot 10^5 \text{ Па}$ – атмосферное давление.

Массовая скорость увлечения окружающего воздуха потоком паров δm_{air} определяется текущей температурой парогазовой смеси T , температурой окружающей среды T_∞ и температурой потока паров из зоны дуги T_0 :

$$\delta m_{air} = \frac{T_0 - T}{T - T_\infty} \delta m_0. \quad (23)$$

Примем начальную температуру равной 3000K и рассмотрим поток паров на выходе из зоны дуги ($T = T_0$, $\delta m_{air} = 0$). Эта область максимально насыщена ионами. Исходя из содержания в парах калия (6%) и натрия (3%), для температуры 3000K получим из (3) концентрацию ионов $n_i = 1.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Пересыщение паров железа в этой области составляет $S_{Fe} = 0.17$ и, согласно классической теории нуклеации, образование зародышей при этом невозможно – в уравнении Кельвина (16) $\ln(S)$ имеет отрицательный знак. Однако появление значительного ($Z \gg 1$) заряда зародыша в результате межфазного электрического взаимодействия приводит к возможности образования равновесных иониндуцированных зародышей (r_{eq}), так как заряд удерживает сконденсированное вещество. При этом, чем больше заряд зародыша, тем большее число атомов он удерживает. Образование критических зародышей (r_{cr}) на этой стадии не происходит и энергия активации роста равновесных зародышей бесконечно большая, то есть они не растут.

Для определения радиуса равновесных зародышей необходимо рассчитать зависимость работы (21) от радиуса зародыша и определить минимум этой функции. При этом возникает задача по определению заряда зародыша, который зависит от параметров среды, в том числе и от концентрации пылевых час-

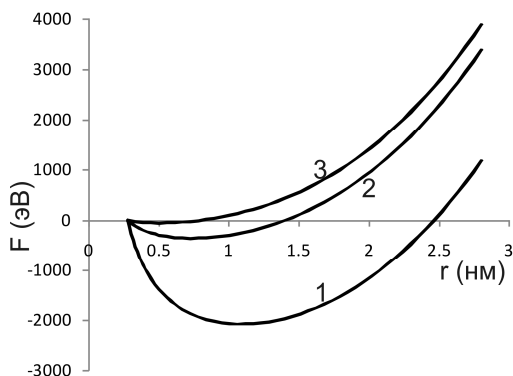


Рис.2. Зависимость работы F от радиуса зародыша при разных концентрациях зародышей: 1 – 10^{11} см^{-3} ; 2 – 10^{12} см^{-3} ; 3 – 10^{13} см^{-3} .

тиц, то есть самих зародышей. Таким образом, задача оказывается самосогласованной, так как процесс конденсации зародышей определяется количеством самих зародышей.

В начальный момент времени, когда конденсация еще не началась, параметры среды определяются термоэмиссией электронов с поверхности частиц дезинтеграции и ионизацией атомов калия и натрия. Примем средний радиус частиц дезинтеграции равным 1 микрон, а их концентрацию положим равной 10^3 см^{-3} . Гетерогенная конденсация паров железа, в таком случае, приведет к образованию равновесных зародышей радиусом $r_{\text{eq}} = 4.2 \text{ нм}$. Работа по образованию таких зародышей составляет $F = -1.2 \cdot 10^4 \text{ эВ}$, то есть процесс сильнонеравновесный и представляет собой взрывную конденсацию.

Как уже отмечалось, именно заряд зародыша удерживает его от испарения и, так нейтральность системы определяется произведением Zn_d , увеличение числа зародышей сопровождается уменьшением их заряда и, соответственно, размера. Например, при концентрации зародышей в парогазовой смеси 10^{11} см^{-3} их радиус равен $r_{\text{eq}} = 1.1 \text{ нм}$, заряд составляет $Z = 34.5$ (кривая 1, рис.2); при концентрации 10^{12} см^{-3} радиус зародышей $r_{\text{eq}} = 0.71 \text{ нм}$, заряд $Z = 15.5$ (кривая 2, рис.2); при концентрации 10^{13} см^{-3} радиус зародышей $r_{\text{eq}} = 0.47 \text{ нм}$, заряд $Z = 7$ (кривая 3, рис.2).

Самосогласованность задачи предполагает, что из всех возможных состояний системы реализуется некоторое одно. Нам необходимо найти критерий, определяющий это одно реализуемое состояние системы. Обратим внимание на то, что согласно расчетам, во всех случаях потенциальный барьер на границе плазма-зародыш равен $V_b = -1.6 \text{ эВ} = -6.2 \text{ кТ}$, при этом поверхностная плотность заряда зародыша составляет 9 электронов на квадратный нанометр. Из этого следует, что в данном случае процесс межфазного электронного обмена и формирование области пространственного заряда не зависят от радиуса зародыша.

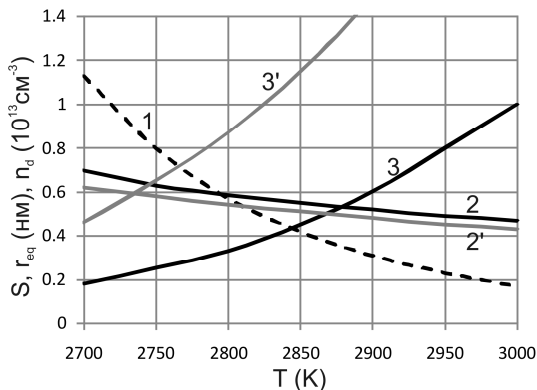


Рис.3 Температурные зависимости пересыщения (1), радиуса равновесных зародышей (2) и их концентрации (3); пунктир – изменение содержания калия до 20%.

дыша, то есть параметры среды меняются таким образом, что компенсируют влияние кривизны зародыша на потенциальный барьер.

Из расчетов также следует, что при изменении концентрации зародышей остается постоянной величина Z/R_w , которая определяет кулоновский потенциал на границе ячейки Вигнера-Зейтца. Таким образом, мы можем решить плоскую задачу [26], в рамках которой определим значение потенциала на расстоянии R_w от поверхности и приравняем полученное значение eZ/R_w . В результате получаем нелинейное уравнение относительно радиуса Вигнера-Зейтца:

$$\frac{e^2 Z}{kTR_w} = 2 \ln \left(\frac{1 + \operatorname{th} \frac{V_b}{4kT} \exp \frac{r_{\text{eq}} - R_w}{\lambda_D}}{1 - \operatorname{th} \frac{V_b}{4kT} \exp \frac{r_{\text{eq}} - R_w}{\lambda_D}} \right), \quad (24)$$

где левая часть и потенциал поверхности V_b являются константами для данной температуры.

Решение уравнения (25) определяет, что в рассматриваемых условиях радиус зародышей составляет 0.47 нм, а их концентрация равна $1.03 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Изменение температуры приводит к изменению пересыщения паров железа и степени ионизации атомов щелочных металлов, что вызывает изменение радиуса равновесных зародышей и их концентрации. Рассматриваемая нами стадия процесса конденсации ($S < 1$) распространяется вплоть до температуры $T = 2735 \text{ К}$. На рис.3 представлены параметры конденсированных зародышей в температурном диапазоне 2700-3000 К. Уменьшение температуры приводит к уменьшению концентрации зародышей с одновременным ростом их размера, что связано с уменьшением интенсивности испарения капли зародыша при увеличении пересыщения.

Определяющим механизмом образования зародышей на первой стадии конденсации является их зарядка. Изменение концентрации ионов приводит к из-

менению концентрации электронов в среде и, соответственно, к изменению межфазного электронного обмена, поэтому должно сказываться на параметрах конденсированной фазы. Действительно, увеличение содержания калия в парогазовой смеси приводит к некоторому уменьшению размера зародышей (рис.3, кривая 2') и заметному увеличению их концентрации (рис.3, кривая 3'). Заметим, однако, что, несмотря на интенсивную конденсацию, заметного изменения содержания паров железа в парогазовой смеси на первой стадии не происходит, то есть атомов железа вполне достаточно для дальнейшего роста зародышей на следующих стадиях конденсации.

Заключение.

Представленная теория, учитывающая межфазный обмен электронами, позволяет описать образование высокодисперсных зародышей при пересыщении паров конденсирующегося вещества $S < 1$. Удержание атомов в зародыше при условии их интенсивного испарения обеспечивается образованием двойного электрического слоя, который заметно увеличивает поверхностную свободную энергию. Заметим, что конденсация высококипящих веществ на этой стадии конденсации возможна только для проводников, когда весь заряд сосредоточен на поверхности зародыша. В случае диэлектриков заряд равномерно распределяется по объему зародыша и роль двойного электрического слоя заметно уменьшается, то есть заряд не удерживает зародыш от испарения.

Исследование конденсации паров железа показало, что потенциальный барьер на границе плазма-зародыш и поверхностная плотность заряда остаются постоянными с изменением радиуса зародыша. Это связано с тем, что в условиях сомосогласованных процессов изменение параметров среды полностью компенсирует изменение кривизны зародыша. Такая взаимозависимость процессов является отдельной интересной задачей, которая требует дальнейшего исследования.

Литература:

1. *Походня И. К., Явдошин И. Р., Губеня И. П.* Сварочный аэрозоль – факторы влияния, физические свойства, методы анализа // Автомат. Сварка. – 2011. – № 6. – С. 39-42.
2. *Металлургия дуговой сварки. Процессы в дуге и плавление электродов / Под ред. И. К. Походни.* – Киев: Наук. Думка, 1990. – 222 с.
3. *Явдошин И.Р., Походня И.К.* Образование сварочного аэрозоля при дуговой сварке плавлением и его гигиеническая оценка // Тр. I-ой Международной науч.-практ. конф. «Защита окружающей среды, здоровье, безопасность в сварочном производстве» – Одесса, Астропринт 2002. – С. 38-56.
4. *Войткевич В. Г., Безрук Л. И., Есауленко Г.Б.* Электронно-микроскопическое исследование твердой составляющей сварочных аэрозолей // Автомат. Сварка. – 1984. – № 6. – С. 33-35.
5. *Voitkevich V.G.* Welding fumes formation, properties, and biological effects. – Cambridge: Abington Publishing, 1995. – 110 p.

6. *Войткевич В. Г., Явдошин И. Р., Гелескул Ю. Ф., Федорина Е. Е.* Прогнозирование биологического действия сварочной пыли при разработке новых сварочных материалов // *Автомат. Сварка.* – 1990. – № 1 – С. 40-43.
7. *Ерохин А. А.* Основы сварки плавлением. Физико-химические закономерности. – М.: Машиностроение, 1973. – 448 с.
8. *Kobayashi M., Maki S., Hashimoto Y. and Suga T.* // *Welding Journal.* – 1983. – V.62, №7. – P.190-199.
9. *Левченко О.Г.* Современные способы и средства защиты сварщиков и окружающей среды от сварочных аэрозолей // Тр. I-ой Международной науч.-практ. конф. «Защита окружающей среды, здоровье, безопасность в сварочном производстве» – Одесса, Астропринт 2002. – с. 99-113.
10. *Эннан А.А.* Физико-химические основы улавливания, нейтрализации и утилизации сварочных аэрозолей // Тр. I-ой Международной науч.-практ. конф. «Защита окружающей среды, здоровье, безопасность в сварочном производстве» – Одесса, Астропринт 2002. – с. 10-37.
11. *Worobec A., Stefaniak E., Kiro S., Oprya M., Bekshaev A., Spolnik Z., Potgieter-Vermaak S.S., Ennan A., and Van Grieken R.* Comprehensive microanalytical study of welding aerosols with x-ray and Raman based methods // *X-ray spectrometry.* – 2007. – V.36, № 5. – P.328-335.
12. *Zimmer A.T., Biswas P.* Characterization of aerosols resulting from arc welding processes // *J. Aerosol Sci.* – 2001. – V. 32, № 8. – P.993-1008.
13. *Куни Ф.М., Щекин А.К., Гринин А.П.* Теория гетерогенной нуклеации в условиях постепенного создания метастабильного пара // *УФН.* – 2001. – Т.171, № 4. – С. 345-385.
14. *Vehkamaki H.* 2006 Classical Nucleation Theory in Multicomponent System – Berlin: Springer. 2006 – 176 p.
15. *Vishnyakov V.I.* Homogeneous nucleation in thermal dust-electron plasmas // *Phys. Rev. E.* – 2008. – V.78, № 1. – P. 0564061-0564065.
16. *Vishnyakov V. I., Kiro S. A., Ennan A. A.* Heterogeneous ion-induced nucleation in thermal dusty plasmas // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2011. – V. 44. – P. 2152011-2152017.
17. *Vishnyakov V.I., Dragan G.S.* Thermodynamic reasons of agglomeration of dust particles in the thermal dusty plasma // *Condensed Matter Phys.* – 2003. – V.6, № 4. – P. 707-712.
18. *Смирнов Б.М.* Физика слабо ионизованного газа. – М.: Наука, 1978. – 416 с.
19. *Vishnyakov V.I., Dragan G.S.* Electron and Ion Statistics in the Thermal Plasma with Condensed Phase. // *Ukr. J. Phys.* – 2004. – V.49, № 2. – P. 132-137.
20. *Vishnyakov V.I.* Interaction of dust grains in strong collision plasmas: Diffusion pressure of nonequilibrium charge carriers // *Phys. Plasmas.* – 2005 – V.12, № 10. – P. 103502(1)-(6).
21. *Vishnyakov V.I., Dragan G.S.* Thermoemission (dust-electron) plasmas: Theory of neutralizing charges // *Phys. Rev. E.* – 2006. – V.74, №3 – P. 0364041-0364044.
22. *Смирнов Б.М.* Кластерная плазма // *УФН.* – 2000. – Т.170, № 5. – С.495-534.
23. *Ichimaru S.* Strongly coupled plasmas: high-density classical plasmas and degenerate electron liquids // *Rev. Mod. Phys.* – 1982. – V.54, № 4, - P. 1017-1059.

24. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика, часть 1 – М.: Наука. 1977. – 584с.
25. Mokross B.J. Nucleation theory and small system thermodynamics // Mater. Phys. Mech. – 2003. – V.6. – P. 13-20.
26. Райс П. Аэрозоли. Введение в теорию – М.: Мир. – 1987 – 280с.
27. Vishnyakov V.I., Dragan G.S. Electrostatic interaction of charged planes in the thermal collision plasma: Detailed investigation and comparison with experiment // Phys. Rev. E. – 2005. – V.71, №1 – P. 0164111-0164119.

Вишняков В.І., Кіро С.А., Еннан А.А.,

Конденсаційне утворення твердої складової зварювального аерозолію.

1. Конденсація ненасичених парів.

Розглянута гетерогенна іон-індукційна конденсація парогазової суміші, утвореної в процесі електродугової зварки металів з врахуванням між фазного обміну електронами між утворюючими зародками конденсованої фази і іонізуючого середовища. Запропонована теоретична модель, що описує процес гетерогенної конденсації в термічній плазмі. Показано, що міжфазна взаємодія в процесі іон-індукційної конденсації призводить до утворення стійких зародків в ненасиченій парі конденсованої речовини.

Vishnyakov V.I., Kiro S.A., Ennan A.A.

Welding fumes condensation formation.

1. Condensation of unsaturated vapour

Heterogeneous ion-induced condensation of vapor-gas mixture formed in the process of arc welding, taking into account the interfacial electron exchange between the nucleus and ionized medium, is considered. A theoretical model describing the process of heterogeneous condensation in the thermal plasma is proposed. It is shown that the interfacial interaction in the process of ion-induced condensation leads to the formation of stable nucleus in the unsaturated vapour.

Вишняков В. И.

*Физико-химический институт защиты окружающей среды и человека,
г. Одесса*

Взаимодействие ионизирующего излучения с аэрозолем

Изучен процесс образования пылевой плазмы под действием ионизирующего излучения. Показано, что увеличение интенсивности излучения приводит к интенсификации межфазного взаимодействия и возникновению неравновесной ионизации газа у поверхности пылевых частиц. Процесс носит самосогласованный характер, так как увеличение отрицательного заряда частиц вызывает увеличение неравновесной ионизации, а неравновесная ионизация приводит к увеличению отрицательного заряда частиц.

Введение. Электродуговая сварка сопровождается интенсивным выделением ультрафиолетового излучения, которое воздействует на процессы, происходящие в сварочном аэрозоле [1]. Сварочный аэрозоль формируется в результате взаимодействия многокомпонентного пара, образованного при испарении сварочных и свариваемых материалов, с окружающим воздухом. В процессе остывания этой парогазовой смеси происходит конденсация паров металлов и их окислов. Таким образом, возникает твердая составляющая сварочного аэрозоля, которая представляет собой полидисперсную систему твердых частиц и их агломератов [2, 3]. Наличие в исходном паре атомов щелочных металлов приводит к частичной ионизации газовой фазы аэрозоля, что насыщает систему ионами и электронами. Кроме того, свободные электроны возникают в результате термоэлектронной эмиссии с поверхности частиц твердой составляющей аэрозоля. Взаимодействие коротковолновой составляющей ультрафиолета со сварочным аэрозолем приводит к дополнительной ионизации газовой фазы и влияет на зарядку частиц твердой фазы.

Ультрафиолетовое излучение занимает диапазон длин волн от 380 до 10 нанометров. Коротковолновая часть этого диапазона (200 – 10 нм) интенсивно поглощается атмосферой, поскольку является ионизирующим излучением. Основным источником ультрафиолета является Солнце, причем коротковолновая составляющая поглощается верхним слоем атмосферы, принимая участие, вместе с космическими лучами, в формировании ионосферы [4]. Кроме частично ионизированного газа, в ионосфере присутствуют аэрозольные частицы, то есть ионосфера может рассматриваться как пылевая плазма. В этой плазме под действием коротковолнового ультрафиолета происходит не только ионизация газовых частиц, но и зарядка частиц пыли, наряду с другими механизмами зарядки.

Наконец, аварии на атомных электростанциях также требуют исследования взаимодействия запыленного воздуха с высокоэнергетическим излучением (больше рентгеновского, чем ультрафиолетового). В любом случае, под воздействием излучения происходит зарядка пылевых частиц в результате фотоэлек-

тронной эмиссии и ионизация атмосферных частиц – молекул и атомов воздуха. В результате формируется среда, состоящая из электронов, положительных и отрицательных ионов и заряженных пылевых частиц, т.е. комплексная пылевая плазма [5].

В настоящей работе рассматривается взаимодействие запыленного воздуха с ионизирующим излучением. Воздух атмосферного давления при температуре 300 К. Такая температура выбрана для исключения из рассмотрения термической ионизации газа и термоэмиссионной зарядки пыли. Мы ограничиваемся коротковолновым УФ излучением, что дает возможность рассматривать только однократную ионизацию атомов воздуха. Таким образом, мы рассматриваем упрощенную модель, которая позволяет сосредоточить все внимание на взаимодействии излучения с аэрозолем. Эту модель легко можно распространить на более сложные системы путем учета других механизмов ионизации газа и зарядки пылевых частиц.

I. Ионизационное равновесие в пылевой плазме, инициированной излучением.

Исследованию ионизационного баланса в многокомпонентной пылевой плазме, подверженной воздействию внешнего источника ионизации посвящено ряд работ [6-11]. Однако в этих работах не учитывалось межфазное взаимодействие, т.е. влияние обменного взаимодействия между пылевыми зернами и частицами газовой фазы на ионизационное равновесие. В работах [12-15] было показано, что межфазное взаимодействие приводит к смещению ионизационного баланса в плазме и возникновению неравновесных носителей заряда в области пространственного заряда (ОПЗ) у поверхности частиц, что оказывает влияние на величину заряда частицы и высоту потенциального барьера в плазме у поверхности частицы.

Рассмотрим аэрозоль, подверженный воздействию ионизирующего излучения с плотностью потока фотонов j_{ph} . Это излучение вызывает зарядку пылевых частиц за счет внешнего фотоэффекта и ионизацию газа, то есть приводит к формированию пылевой плазмы.

Заряд пылевой частицы определяется балансом потока фотоэмиссии и обратного потока поглощения электронов [16]:

$$2\pi a^2 Y j_{ph} = \pi a^2 n_{es} v_{Te}, \quad (1)$$

где, a – радиус пылевой частицы, Y – квантовый выход внешнего фотоэффекта, n_{es} – концентрация электронов у поверхности частицы, $v_{Te} = \sqrt{8kT/\pi m_e}$ – тепловая скорость электронов.

При постоянном излучении поверхностная концентрация электронов остается постоянной величиной,

$$n_{es} = 2Y j_{ph} / v_{Te}. \quad (2)$$

Заряд частицы экранируется электронами и ионами, поэтому потенциал сильно изменяется только в тонком слое у поверхности частицы и потенциальный барьер в газе у поверхности частицы определяется выражением:

$$V_b = kT \ln \frac{n_{es}}{n_{e0}}. \quad (3)$$

Потенциальный барьер (3) обеспечивает равенство электронных потоков через поверхность пылевой частицы (1). При этом ионизация газа, вызванная излучением, должна у поверхности частицы быть такой, которая обеспечивает постоянство поверхностной концентрации электронов (2). Поэтому степень ионизации газа у поверхности частицы может отличаться от объемной степени ионизации.

Поток ионизирующего излучения вызывает ионизацию газа с интенсивностью

$$Q = \pi r_0^2 N_L j_{ph} \cong q j_{ph},$$

где r_0 – радиус атома $r_0 \sim 10^{-8}$ см; $N_L = 2.68 \cdot 10^{19}$ см $^{-3}$ – число Лошмидта; коэффициент $q \sim 8000$ см $^{-1}$.

Будем считать, что газовая фаза состоит из нейтральных частиц с концентрацией N , электронов с концентрацией n_e , положительных ионов с концентрацией n_+ и отрицательных ионов с концентрацией n_- . Уравнения неразрывности в этом случае можно записать в виде [6, 9]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \operatorname{div} j_e &= Q + k_{\text{ion}} n_e N - \beta_{\text{ei}} n_e n_+ - \alpha n_e \\ \frac{\partial n_+}{\partial t} + \operatorname{div} j_+ &= Q + k_{\text{ion}} n_e N - \beta_{\text{ei}} n_e n_+ - \beta_{\text{ii}} n_- n_+, \\ \frac{\partial n_-}{\partial t} + \operatorname{div} j_- &= \alpha n_e - \beta_{\text{ii}} n_- n_+ \end{aligned} \quad (4)$$

где k_{ion} – коэффициент ионизации электронным ударом; α – интенсивность потери электронов в результате трехчастичного взаимодействия газовых частиц с образованием отрицательных ионов; β_{ei} – коэффициент электрон-ионной рекомбинации; β_{ii} – коэффициент ион-ионной рекомбинации; плотности потоков электронов и положительных ионов определяются выражениями:

$$\begin{aligned} j_e &= -n_e K_e E - D_e \nabla n_e, \\ j_+ &= n_+ K_+ E - D_+ \nabla n_+, \\ j_- &= -n_- K_- E - D_- \nabla n_- \end{aligned}$$

где K – подвижность; D – коэффициент диффузии.

В соответствии с данными [6], мы будем использовать следующие параметры: $K_e = 1.91 \cdot 10^4$ см 2 /(Вс); $K_+ = 2.2$ см 2 /(Вс); $K_- = 2.5$ см 2 /(Вс); $\alpha = 1.2 \cdot 10^7$ с $^{-1}$; $\beta_{\text{ei}} = 2.0 \cdot 10^{-6}$ см 3 /с; $\beta_{\text{ii}} = 2.2 \cdot 10^{-6}$ см 3 /сх $\in \mathbb{R}$; $T_e = T_+ = T_- = 300$ К. Коэффициенты диффузии связаны с подвижностью соотношением Эйнштейна $K = eD/kT$.

Заметим, что вне ОПЗ устанавливается ионизационное равновесие, такое, что выполняются соотношения:

$$n_{e0} + n_{-0} \cong n_{+0}, \quad (5.1)$$

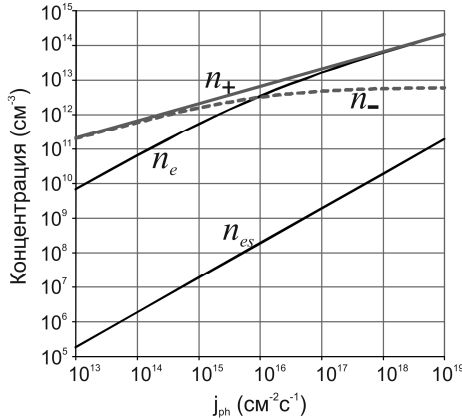


Рис.1 Зависимости невозмущенных концентраций электронов и ионов, и поверхностной концентрации электронов от плотности потока фотонов

$$\frac{\partial n_{e0}}{\partial t} = \frac{\partial n_{+0}}{\partial t} = \frac{\partial n_{-0}}{\partial t} = 0, \quad (5.2)$$

$$j_{e0} = j_{+0} = j_{-0} = 0. \quad (5.3)$$

Ударная ионизация при температуре ~ 300 К пренебрежимо мала, по сравнению с ионизацией излучением, поэтому членом $k_{\text{юн}} n_e N$ можно пренебречь и, для невозмущенной пылевой частицы области, уравнения (4) приводятся к следующему виду:

$$Q \cong (\beta_{ei} n_{+0} + \alpha) n_{e0} \\ Q \cong (\beta_{ei} n_{e0} + \beta_{ii} n_{-0}) n_{+0}, \quad (6)$$

$$\alpha n_{e0} = \beta_{ii} n_{-0} n_{+0}$$

или, учитывая, что $\beta_{ei} \sim \beta_{ii}$ и газ вне ОПЗ остается нейтральным (5.1), получим:

$$n_{+0} \cong \sqrt{\frac{Q}{\beta_{ei}}} \\ n_{e0} \cong \frac{Q}{\sqrt{\beta_{ei} Q + \alpha}} \\ n_{-0} \cong \frac{\alpha}{\sqrt{\beta_{ei} Q}} \frac{Q}{\sqrt{\beta_{ei} Q + \alpha}} \quad (7)$$

Зависимости концентраций от интенсивности излучения внешнего источника представлены на рис.1. Как мы видим, в области низких интенсивностей ($j_{\text{ph}} < 10^{15} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$) невозмущенная концентрация электронов мала по сравнению с концентрацией ионов, поэтому уравнение электронейтральности (5.1) в этом

случае принимает вид $n_{-0} \cong n_{+0}$. Увеличение интенсивности излучения до $j_{ph} > 10^{17} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ приводит к обратной картине: $n_{-0} \ll n_{e0} \cong n_{+0}$.

Поверхностная концентрация электронов рассчитана для максимального значения квантового выхода $Y = 1$. Как следует из зависимостей рис.1, даже в этом случае поверхностная концентрация электронов намного меньше невозмущенной концентрации. Следовательно, у поверхности пылевой частицы потенциальный барьер всегда отрицателен.

Смещение ионизационного равновесия в пылевой плазме, вызванное межфазным взаимодействием, может приводить к образованию неравновесных носителей заряда в ОПЗ у поверхности пылевой частицы [13-15]. Неравновесные концентрации можно представить в виде отклонения от равновесного значения $n_e^* = n_e + \delta n_e$, $n_+^* = n_+ + \delta n_+$, $n_-^* = n_- + \delta n_-$, при этом равновесные значения описываются распределением Больцмана:

$$n_e = n_{e0} \exp \frac{e\varphi}{kT}, \quad n_+ = n_{+0} \exp \frac{-e\varphi}{kT}, \quad n_- = n_{-0} \exp \frac{e\varphi}{kT}, \quad (8)$$

соответственно для них остается справедливым равенство диффузионных и дрейфовых потоков, то есть выполняется условие (5.3)

Рассмотрим предельные случаи низкой и высокой интенсивности излучения, когда все выкладки можно упростить ввиду того, что в рамках рассмотрения остаются только два типа носителей заряда.

II. Малая интенсивность ионизирующего излучения.

Когда для интенсивности излучения справедливо условие $j_{ph} < 10^{15} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, концентрацией электронов можно пренебречь, поэтому условие нейтральности вне ОПЗ (5.1) можно записать в виде

$$n_{-0} \cong n_{+0} = n_0 = \sqrt{Q/\beta_{ii}}.$$

В этом случае $\sqrt{\beta_{ei} Q} \ll \alpha$ и для концентрации электронов справедливо соотношение

$$n_{e0} \cong \frac{Q}{\alpha} \ll \sqrt{\frac{Q}{\beta_{ii}}}.$$

Таким образом, процессы в ОПЗ определяются двумя уравнениями неразрывности из трех (4):

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_+}{\partial t} + \text{div } j_+ &= Q - \beta_{ii} n_- n_+ \\ \frac{\partial n_-}{\partial t} + \text{div } j_- &= Q - \beta_{ii} n_- n_+ \end{aligned}, \quad (9)$$

и уравнением Пуассона в виде

$$\nabla E = \frac{e}{\epsilon_0} (n_+ - n_-).$$

Изменение концентрации электронов в результате межфазного взаимодействия не влияет на образование и рекомбинацию положительных и отрицатель-

ных ионов, поэтому неравновесных носителей заряда в этом случае не возникает, и в уравнениях (9)

$$Q - \beta_{ii} n_+ n_- = Q - \beta_{ii} n_0^2 = 0$$

независимо от потенциала поля в ОПЗ.

Уравнение Пуассона трансформируется в самосогласованное уравнение Пуассона-Больцмана:

$$\nabla E = 2 \frac{en_0}{\epsilon_0} \operatorname{sh} \frac{e\varphi}{kT}.$$

Заряд пылевой частицы определяется зарядом ОПЗ,

$$eZ = -4\pi e \int_a^R (n_+ - n_-) r^2 dr \cong 4\pi \epsilon_0 a^2 E_s,$$

где a – радиус частицы, E_s – поле у поверхности частицы, R – радиус ОПЗ, причем поле на границе ОПЗ $E(R) \sim 0$.

Ввиду того, что на межфазной границе существует большой отрицательный потенциальный барьер (3), поле у поверхности частицы определяется [17]:

$$E_s = 2 \frac{kT}{er_D} \operatorname{sh} \frac{V_b}{2kT},$$

соответственно заряд пылевой частицы, с учетом (2) и (3), равен

$$eZ \cong -\frac{4\pi \epsilon_0 a^2 kT}{er_D} \sqrt{\frac{n_{e0}}{n_{es}}} = -\frac{4\pi \epsilon_0 a^2 kT}{er_D} \sqrt{\frac{qV_{Te}}{2\alpha Y}} \quad (10)$$

и не зависит от интенсивности излучения.

Таким образом, при малой интенсивности ионизирующего излучения ионизация пылевой плазмы остается равновесной, причем основная часть электронов расходуется на образование отрицательных ионов. Заряд пылевой частицы не зависит от интенсивности излучения, равно как и потенциальный барьер, который при указанных параметрах плазмы равен $V_b = -0.21$ эВ.

III. Большая интенсивность ионизирующего излучения.

При большой интенсивности ионизации, когда $j_{ph} > 10^{17} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, концентрация отрицательных ионов оказывается намного больше концентрации положительных ионов и электронов. В этом случае $\sqrt{\beta_{ei} Q} \gg \alpha$ и уравнение нейтральности (5.1) можно записать в виде

$$n_{+0} \cong n_{e0} = n_0 = \sqrt{Q/\beta_{ei}},$$

$$n_{-0} \cong \frac{\alpha}{\beta_{ii}} \ll n_0$$

В рассмотрении остаются два уравнения неразрывности

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \operatorname{div} j_e = Q - \beta_{ei} n_e^* n_+^* - \alpha n_e^*,$$

$$\frac{\partial n_+}{\partial t} + \operatorname{div} j_+ = Q - \beta_{ei} n_e^* n_+^* - \beta_{ii} n_+ n_+^*, \quad (11)$$

$$\alpha n_e^* = \beta_{ii} n_+ n_+^*.$$

Изменение концентрации электронов в ОПЗ приводит к изменению интенсивности рекомбинационных процессов, поэтому необходимо учитывать неравновесную ионизацию и образование неравновесных электронов и ионов, причем для неравновесных добавок можно записать

$$\delta n_e = \delta n_+ = \delta n.$$

Для равновесных ионов выполняются условия (5.2) и (5.3), а для неравновесных – только условие стационарности (5.2). Баланс между диффузионными и дрейфовыми потоками нарушен:

$$j_+ = -\delta n K_+ E - D_+ \nabla \delta n \neq 0, \quad j_e = -\delta n K_e E - D_e \nabla \delta n \neq 0. \quad (12)$$

В стационарном случае потки (12) хоть и не равны нулю, но должны быть равны между собой, так как заряд пылевой частицы не изменяется. Соответственно, возникает амбиполярная диффузия, вызванная потоком неравновесных ионов. Равенство потоков (12) обеспечивается полем амбиполярной диффузии

$$\frac{eE_a}{kT} = -\frac{e(D_e - D_+)}{kT(K_e + K_+)} \nabla \delta n,$$

откуда, с учетом соотношения Эйнштейна $K = eD/kT$, получаем плотность потока неравновесных носителей

$$j^* = -D \nabla \delta n. \quad (13)$$

где $D = 2D_e D_+ / (D_e + D_+) \cong 2D_+$ – коэффициент амбиполярной диффузии.

Поток амбиполярной диффузии (13) обеспечивает перемещение неравновесных носителей заряда. При положительном поле избыточные носители заряда диффундируют за пределы ОПЗ. В нашем случае пылевая частица заряжена отрицательно, поэтому поле отрицательно – направлено к частице. В этом случае степень ионизации в ОПЗ уменьшается, и поток неравновесных носителей направлен к пылевой частице.

Уравнения неразрывности (11) можно переписать для неравновесных ионов:

$$D \Delta \delta n = -Q + \beta_{ei} \left(n_0^2 + 2n_0 \delta n \operatorname{ch} \frac{e\varphi}{kT} + \delta n^2 \right) + \alpha \left(n_0 \exp \frac{e\varphi}{kT} + \delta n \right) = \\ \beta_{ei} \delta n^2 + \left(2\beta_{ei} n_0 \operatorname{ch} \frac{e\varphi}{kT} + \alpha \right) \delta n + \alpha n_0 \exp \frac{e\varphi}{kT},$$

так как $n_0^2 = Q/\beta_{ei}$.

В приближении, линейном по δn ,

$$D \Delta \delta n \cong 2\beta_{ei} n_0 \operatorname{ch} \frac{e\varphi}{kT} \delta n + \alpha n_0 \exp \frac{e\varphi}{kT}. \quad (14)$$

В плазме атмосферного давления обычно время установления ионизационно-рекомбинационного равновесия $\tau_R = \lambda_R^2/D$ много меньше времени установления диффузионно-дрейфового равновесия (постоянная времени Максвелла) $\tau_M = r_D^2/D$ [13], где λ_R – длина рекомбинации, $r_D = \sqrt{\varepsilon_0 kT/e^2 n_0}$ – длина экранирования. Соответственно, длина рекомбинации λ_R много меньше длины экранирования. Это позволяет решать уравнение (14) в приближении постоянного

потенциала, так как на длине λ_R потенциал φ изменяется мало, поэтому длину рекомбинации можно определить как функцию потенциала:

$$\lambda_R(\varphi) = \lambda_{R0} \left(\operatorname{ch} \frac{e\varphi}{kT} \right)^{-1/2}, \quad (15)$$

где $\lambda_{R0} = \sqrt{D/2\beta_{ei}n_0}$. При этом отношение длины рекомбинации к длине экранирования

$$\frac{\lambda_R}{r_D} = \sqrt{\frac{e^2 D}{2\beta_{ei}\varepsilon_0 kT \operatorname{ch} \frac{e\varphi}{kT}}} \ll 1.$$

В этом случае уравнение (14) приводится к уравнению

$$\lambda_R^2 \Delta \frac{\delta n}{n_0} \cong \frac{\delta n}{n_0} + \alpha \tau_R \exp \frac{e\varphi}{kT},$$

решением которого является функция

$$\frac{\delta n}{n_0} = C \exp \frac{-r}{\lambda_R} - \alpha \tau_R \exp \frac{e\varphi}{kT}, \quad (16)$$

где

$$\tau_R = \frac{1}{2n_0\beta_{ei} \operatorname{ch} \frac{e\varphi}{kT}},$$

т.е. является функцией потенциала; C – константа, которая определяется из того условия, что $\delta n = 0$ при $\varphi = 0$, и разложение уравнения (16) в ряд Тейлора для значений $r = 0$, $e\varphi = V_b$ имеет вид:

$$\frac{\delta n(V_b + \delta V_b)}{n_0} - \frac{\delta n(V_b)}{n_0} = \left(\alpha \tau_R \operatorname{th} \frac{V_b}{kT} \exp \frac{V_b}{kT} - \alpha \tau_R \exp \frac{V_b}{kT} \right) \frac{\delta V_b}{kT},$$

в то время как сама формула (16) при $r = 0$ дает выражения:

$$\begin{aligned} \frac{\delta n(V_b)}{n_0} &= C(V_b) - \alpha \tau_R \exp \frac{V_b}{kT}, \\ \frac{\delta n(V_b + \delta V_b)}{n_0} &= C(V_b + \delta V_b) - \alpha \tau_R \exp \frac{V_b + \delta V_b}{kT} \cong \\ &C(V_b + \delta V_b) - \alpha \tau_R \exp \frac{V_b}{kT} - \alpha \tau_R \exp \frac{V_b}{kT} \frac{\delta V_b}{kT} \end{aligned}$$

Следовательно,

$$C(V_b + \delta V_b) - C(V_b) = \alpha \tau_R \operatorname{th} \frac{V_b}{kT} \exp \frac{V_b}{kT} \frac{\delta V_b}{kT},$$

то есть

$$\frac{\partial C}{\partial (V_b/kT)} = \alpha \tau_R \operatorname{th} \frac{V_b}{kT} \exp \frac{V_b}{kT}.$$

откуда интегрированием получаем, при условии, что $C(V_b = 0) = \alpha \tau_R$,

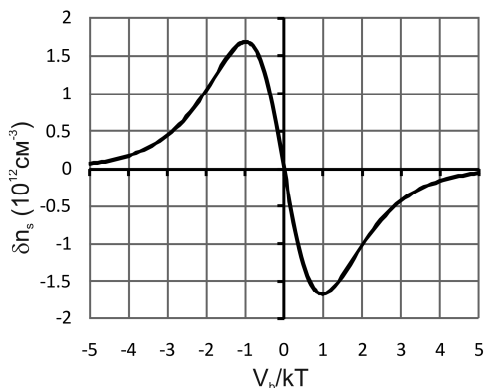


Рис.2. Зависимость концентрации неравновесных носителей заряда от высоты потенциального барьера.

$$C = \alpha \tau_r \left[\exp \frac{V_b}{kT} - 2 \operatorname{arctg} \left(\exp \frac{V_b}{kT} \right) + 2 \operatorname{arctg}(1) \right] =$$

$$\alpha \tau_r \left[\exp \frac{V_b}{kT} - 2 \operatorname{arctg} \left(\operatorname{th} \frac{V_b}{kT} \right) \right],$$

соответственно, значение неравновесной добавки у поверхности частицы ($r=0$):

$$\delta n_s = -2n_0 \alpha \tau_r \operatorname{arctg} \left(\operatorname{th} \frac{V_b}{2kT} \right) =$$

$$-\frac{\alpha}{\beta_{ei} \operatorname{ch} \frac{V_b}{kT}} \operatorname{arctg} \left(\operatorname{th} \frac{V_b}{2kT} \right). \quad (17)$$

Таким образом, зависимость интенсивности рекомбинации от концентрации электронов и наличие трехчастичного взаимодействия в (11) приводит к неравновесной ионизации. При этом степень ионизации снижается при положительном знаке заряда пылевой частицы, а при отрицательном заряде - повышается. Это связано с тем, что при положительном заряде пылевой частицы, увеличивается концентрация электронов в слое пространственного заряда, соответственно, увеличивается трехчастичное взаимодействие. Зависимость концентрации неравновесных носителей заряда от высоты потенциального барьера представлена на рис.2.

Как следует из зависимости рис.2, существенное изменение степени ионизации наблюдается только в области малых значений высоты потенциального барьера. Увеличение высоты потенциального барьера приводит к уменьшению длины рекомбинации (15) и, соответственно, времени жизни неравновесных носителей, которое оказывается настолько малым, что не оказывает влияния на распределение электронов и ионов. Потенциальный барьер, при рассматривае-

мых условиях, составляет $V_b = -0.21$ эВ, т.е. $V_b/kT \cong -8$. В этом случае образованием неравновесных носителей заряда можно пренебречь и, соответственно, описывать заряд частиц, как и в первом случае, уравнением (10).

Однако увеличение температуры системы до 3000К, что характерно для сварочного аэрозоля, уменьшает безразмерную высоту барьера до значения $V_b/kT \cong -0.8$. Соответственно, возрастает доля неравновесных носителей заряда. Интенсивность трехчастичной рекомбинации α зависит от температуры ($\sim T^{-9/2}$) и от концентрации электронов и положительных ионов [18]. Нами использовались данные работы [6], где интенсивность α приводится для температуры 300К и концентрации носителей заряда $\sim 10^{11} \text{см}^{-3}$. Для температуры 3000К и, соответственно, концентрации носителей заряда $\sim 10^{14} \text{см}^{-3}$ эта интенсивность имеет другое значение: $\alpha = 4 \cdot 10^8 \text{с}^{-1}$. Соответственно, концентрация неравновесных носителей заряда составляет при этом $\delta n_s \sim 5 \cdot 10^{13} \text{см}^{-3}$, что сопоставимо со средней концентрацией электронов. Это приводит к изменению высоты потенциального барьера, который должен обеспечивать равенство потоков электронов через поверхность частицы. Вместо уравнения (3) следует использовать уравнение

$$\exp \frac{V_b}{kT} - 2\alpha\tau_r \operatorname{arctg} \left(\operatorname{th} \frac{V_b}{2kT} \right) = \frac{n_{es}}{n_0}, \quad (18)$$

при этом заряд частицы определяется выражением

$$eZ \cong - \frac{4\pi\epsilon_0 a^2 kT}{e\tau_D} \sqrt{\frac{n_0 + \delta n_s}{n_{es}}}. \quad (19)$$

Отсюда следует, что неравновесная ионизация способствует росту отрицательного заряда пылевых частиц.

Заключение.

Взаимодействие ионизирующего излучения с запыленным воздухом приводит к ионизации воздуха и зарядке пылевых частиц, причем заряд оказывается отрицательным. При большой интенсивности излучения (больше $10^{17} \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$) межфазное взаимодействие вызывает дополнительную ионизацию газа у поверхности отрицательно заряженных частиц. Рост ионизации способствует росту отрицательного заряда пылевых частиц. Таким образом, возникает самосогласованный процесс поверхностной ионизации газа и зарядки частиц.

Неравновесная ионизация определяется интенсивностью трехчастичной рекомбинации и при температуре 300К оказывается незначительной. Однако при образовании сварочного аэрозоля, когда температура среды достигает 3000К, концентрация носителей заряда, обусловленная неравновесной ионизацией, оказывается сравнимой с равновесными значениями. При такой температуре в представленной модели следует учитывать зарядку частиц за счет термоэлектронной миссии и, соответственно, термическую ионизацию газа.

Литература:

1. *Ioffe I., Koss V., Perelman N., Hilton D.* UV radiation of the GTA welding plasma versus shielding gas composition // *J.Phys.D: Appl.Phys.* – 1997. – V.30, № 5. – P. 793-797.
2. *Voitkevich V.G.* Welding fumes formation, properties, and biological effects. – Abington Publishing, 1995. – 110p.
3. *Явдошин И.Р., Походня И.К.* Образование сварочного аэрозоля при дуговой сварке плавлением и его гигиеническая оценка // Тр. I-ой Международной науч.-практ. конф. «Защита окружающей среды, здоровье, безопасность в сварочном производстве» – Одесса, Астропринт 2002. – с. 38-56.
4. *Бауэр З.* Физика планетных ионосфер. – М.: Мир, 1976. – 251 с.
5. *Фортвов В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А., Молотков В.И., Петров О.Ф.* Пылевая плазма // УФН – 2004. – Т.174, №5. – С. 495-544.
6. *Pal' A. F., Starostin A. N., Filippov A. V.* Charging of Dust Grains in a Nuclear-Induced Plasma at High Pressures // *Plasma Phys. Rep.* – 2001. – V.27, № 2. – P. 143-152.
7. *Pal' A. F., Serov A. O., Starostin A. N., Filippov A. V., and Fortov V. E.* Non-Self-Sustained Discharge in Nitrogen with a Condensed Dispersed Phase // *JETP* – 2001. – V.92, №2. – P. 235-245.
8. *Filippov A. V., Dyatko N. A., Pal' A. F., and Starostin A. N.* Development of a Self-Consistent Model of Dust Grain Charging at Elevated Pressure Using the Method of Moments // *Plasma Phys. Rep.* – 2003. – V.29, № 3. – P. 190-202.
9. *Leonov A. G., Pal' A. F., Starostin A. N., and Filippov A. V.* Dusty Photoresonant Plasma with Coulomb Collisions // *JETP* – 2004. – V.99, № 1. – P. 61-72.
10. *Filippov A.V., Zagorodny A. G., Pal' A. F., and Starostin A. N.* Screening of the Dust-Particle Charge in a Plasma with an External Ionization Source // *JETP Letters* – 2005. – V.81, № 4. – P. 146-150.
11. *Filippov A.V., Zagorodny A. G., Momot A. I., Pal' A. F., and Starostin A. N.* Charge Screening in a Plasma with an External Ionization Source // *JETP* – 2007. – V.104, № 1. – P.147-161.
12. *Vishnyakov V.I., Dragan G.S.* Electron and Ion Statistics in the Thermal Plasma with Condensed Phase. // *Ukr. J. Phys.* – 2004. – V.49, № 2. – P. 132-137.
13. *Vishnyakov V.I.* Interaction of dust grains in strong collision plasmas: Diffusion pressure of nonequilibrium charge carriers // *Phys. Plasmas.* – 2005 – V.12, № 10. – P. 1035021-1035026.
14. *Vishnyakov V.I.* Electron and ion number densities in the space charge layer in thermal plasmas // *Phys. Plasmas.* – 2006 – V.13, № 3. – P. 0335071-03350714.
15. *Vishnyakov V.I.* Nonequilibrium charge carriers in thermal plasma – metal contact // *Ukr. J. Phys.* – 2006. – V.51, № 4. – P. 352-357.
16. *Вишняков В.И., Драган Г.С.* Фотоэмиссионная зарядка пылевых частиц в аэрозоле // *Ядерная и радиационная безопасность* – 2008. – № 1. – С. 32-34.
17. *Vishnyakov V.I., Dragan G.S.* Electrostatic interaction of charged planes in the thermal collision plasma: Detailed investigation and comparison with experiment // *Phys. Rev. E.* – 2005. – V.71, №1 – P. 0164111-01641119.

18. Митчнер М., Кругер Ч. Частично ионизованные газы. – М.: Мир, 1976. – 494 с.

Вишняков В.І.

Взаємодія іонізуючого випромінювання з аерозолем

Вивчений процес утворення пилової плазми під дією іонізуючого випромінювання. Показано, що збільшення інтенсивності випромінювання призводить до інтенсифікації міжфазної взаємодії і виникненню нерівноважної іонізації газу у поверхні пилових частинок. Процес носить самоузгоджений характер, так як збільшення від'ємного заряду частинок викликає збільшення нерівноважної іонізації, а нерівноважна іонізація призводить до збільшення від'ємного заряду частинок.

Vishnyakov V. I.

Interaction of ionization radiation with aerosol

SUMMARY

The formation of the dusty plasma under the influence of the ionizing radiation is studied. It is shown that the magnification of radiation intensity increase leads to the intensification of interfacial interaction and rise of nonequilibrium ionization of gas near the surface of dust particles. Process has the self-consistent character as the increase of particles negative charges leads to the nonequilibrium ionization growth and the nonequilibrium ionization rise leads to the increase of particles negative charges.

Калугин В.В.¹, Контуш С.М.², Гимп А.В.¹, Машиненко К.П.¹

¹ООО Новатек-электро, Одесса,

²Одесская государственная академия холода

Измерение дисперсности порошков с помощью автоматизированной системы определения дисперсности АСОД–300

Представлено описание прибора для измерения дисперсного (гранулометрического) состава порошков и в некоторых случаях – аэрозолей в диапазоне размеров частиц 5–300 мкм. Его работа основана на регистрации тени отдельных частиц в лазерном луче при их движении в потоке воздуха. Для анализа порошков небольшая навеска распыляется так, чтобы в образующейся аэрозольной среде отсутствовали агрегаты частиц. С помощью встроенного микроконтроллера производится цифровая обработка возникающих импульсов, и затем в течении 1–2 мин на жидкокристаллическом дисплее строится функция распределения частиц по размерам. Даны примеры определения дисперсного состава порошков некоторых веществ.

Порошки различных веществ находят широкое применение в современной технологии (абразивные порошки, шлиф-порошки, порошковая металлургия, порошковые краски, сыпучие строительные материалы, пылеугольные горючие вещества, пищевая и фармацевтическая промышленность и т.д.). Свойства порошков чрезвычайно зависят от размеров частиц. Соответственно весьма актуальной является задача измерения размеров частиц в порошках и/или функции распределения частиц по размерам. Классическим (прямым) методом проведения таких измерений является так называемый дисперсный микроскопический анализ, когда частицы порошка наносятся на прозрачную подложку (предметное стекло) и их размер определяется с помощью окулярной сетки подходящего микроскопа. Если необходимо определить функцию распределения частиц по размерам, проводятся измерения размеров многих частиц, и затем строится дифференциальная или интегральная кривая распределения частиц по размерам. Резко увеличивается скорость микроскопического анализа путем использования видеокамеры (цифрового фотоаппарата), присоединенной к окуляру микроскопа. Соответствующие компьютерные программы почти мгновенно проводят процедуру распознавания изображений частиц, и дают сведения об их размерах с учетом отличия их формы от сферической. Чаще всего с помощью такой методики (визуальной либо компьютерной) определяется так называемый проекционный размер [1–3].

Еще один метод измерения размеров частиц, взвешенных в воздухе либо в жидкости, реализуется в так называемых фотоэлектрических счетчиках частиц [3]. В этих приборах регистрируется интенсивность света, рассеянного отдельными частицами, либо их тень, и по амплитуде возникающих электрических импульсов определяют размер частиц (с помощью подходящих электронных

устройств). Такой методический подход известен как SPOS-метод – single particle optical sizing (оптический метод измерения размеров отдельных частиц) [4].

Измерения дисперсности порошков фотоэлектрическими счетчиками аэрозольные частицы, регистрирующие рассеянный свет, практически не проводятся по двум причинам. Во-первых, достаточно трудно перевести порцию порошка в аэрозольное состояние; во-вторых, частицы разной природы рассеивают свет по-разному из-за разницы в коэффициентах преломления света разными веществами. Фотоэлектрические счетчики одиночных частиц используются и в случае суспензий, и именно для этого случая разработаны приборы, в которых регистрируется тень частиц, что позволило резко уменьшить зависимость измерений от оптических параметров системы [3].

Большое распространение для измерения дисперсности порошков получили оптические методы, в которых из порошка готовится суспензия, и далее измеряется интенсивность света, рассеянного коллективом частиц под разными углами (дифракционные методы или SLS-методы, static light scattering). Однако недостатком таких методов является необходимость решения так называемой обратной задачи для нахождения функции распределения частиц по размерам на основании вышеуказанных измерений [5].

В разработанной автоматизированной системе определения дисперсности порошков производится прямое измерение размеров частиц по их тени, которая образуется при пересечении частиц в среднем по одной тонкого светового (лазерного) луча. Чаще всего такой метод используется для изучения суспензий [6].

Схема измерительного блока системы приведена на рис.1. Он состоит из двух основных частей – фотоэлектрической ячейки измерения размеров частиц и дозатора-распылителя порошка. В фотоэлектрической ячейке диодный лазер создает плоский луч света, пересекающий поток воздуха с частицами. Этот поток света падает на фотоприемник (фотодиод), который генерирует некоторую постоянную разность потенциалов. При пересечении одной частицей лазерного луча освещенность фотоприемника падает, и на входе регистрирующей схемы возникает короткий отрицательный импульс (рис.2). Если толщина светового луча больше диаметра частицы, то амплитуда этого импульса будет пропорциональна проекционному размеру частицы. В другом случае, когда размер частицы значительно больше толщины луча, размер частицы можно определить по длительности импульса (при постоянной скорости движения частиц).

Важнейшим свойством такого метода измерений является тот факт, что при стабильной освещенности фотоприемника и известном сечении луча света ее уменьшение дает прямую информацию о размере частицы, и поэтому, в отличие от других методов измерений, система не требует калибровки, то есть не требуется проверка ее работы с помощью порошков с известным распределением частиц по размерам. Например, пусть сечение светового луча равно $0.5 \times 0.05 \text{ мм}^2$ ($500 \times 50 \text{ мкм}^2$), мощность светового излучения в этом сечении – 0.2 мВт. Легко подсчитать, что частица диаметром 10 мкм поглотит из полного потока света долю, равную $3 \cdot 10^{-3}$. Следовательно, поток света уменьшится на $6 \cdot 10^{-4}$ мВт. Пусть чувствительность фотоприемника равна 0.5 А/Вт, а коэффи-

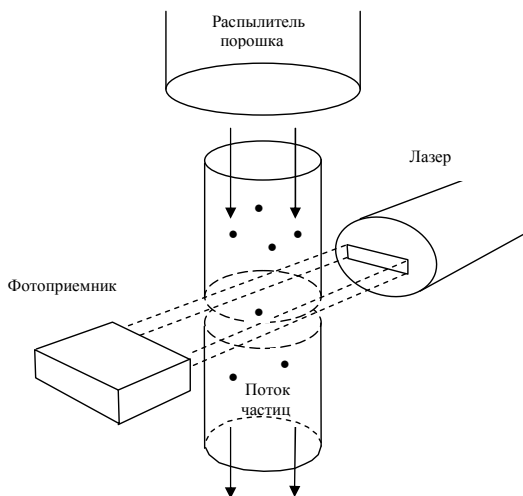


Рис.1. Принципиальная схема измерений размеров частиц теньвым методом

коэффициент преобразования равен 10^6 Ом. Тогда изменение входного тока составит $3 \cdot 10^{-7}$ А, напряжения – 0.3 В. Современная электроника вполне способна измерить такое изменение разности потенциалов, так как уровень шума системы усилитель плюс лазер составляет величину порядка 10 мВ. Более того, вполне можно уменьшить сечение светового луча, увеличить мощность лазера, регистрировать сигналы порядка 50 мВ и тем самым снизить порог чувствительности счетчика до 1-2 мкм.

Для введения частиц порошка в фотоэлектрическую ячейку служит распылитель, установленный над этой ячейкой. В нем из небольшой порции порошка с помощью центробежного устройства образуется аэрозоль, в которой полностью разрушены агрегаты частиц. Параметры распылителя выбраны таким образом, что счетная концентрация частиц в аэрозоли невелика, и при ее движении через фотоэлектрическую ячейку частицы пересекают световой луч практически по одной.

Полная блок-схема АСОД-300 приведена на рис.3. Наряду с фотоэлектрической ячейкой и распылителем-дозатором, система содержит электронный блок, регистрирующий сигналы от фотоприемника, и блок обработки электрических импульсов. Последний служит для преобразования сигналов в цифровую форму и их селекции по амплитуде или длительности для построения распределения частиц по размерам.

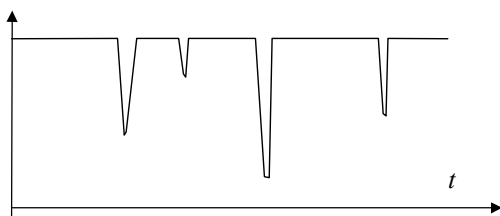


Рис.2. Импульсные сигналы на фотоприемнике.

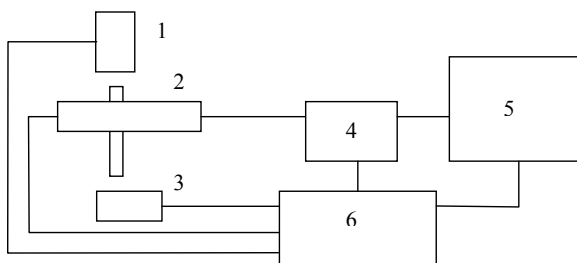


Рис.3. Блок-схема автоматизированной системы определения дисперсности порошков АСОД-300: 1 – распылитель, 2 – электронно-оптический блок, 3 – насос, 4 – блок преобразования сигналов, 5 – дисплей, 6 – блок питания

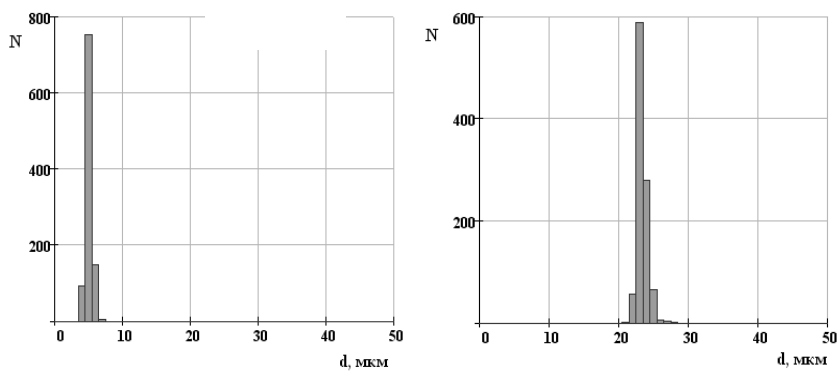


Рис.4. Примеры измерений распределений по размерам почти монодисперсных частиц (слева – частицы латекса, справа – монодисперсные капли воды).

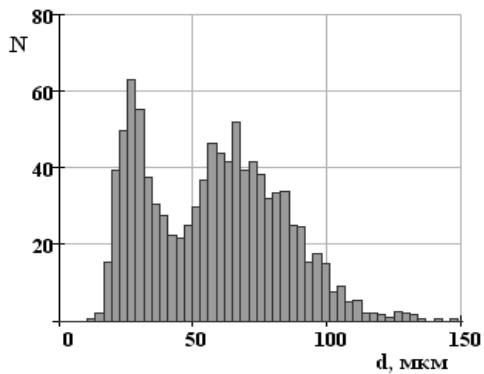


Рис.5. Распределение частиц по размерам для пробы титанового порошка, полученной смешением двух разных фракций

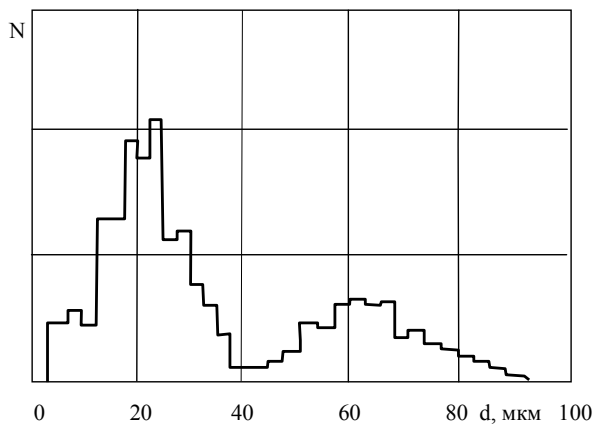


Рис.6. То же распределение частиц по размерам, что и на рис.5, полученное с помощью цифрового микроскопа



Рис.7. Общий вид прибора АСОД-300

Приведенные на рис. 4-7 результаты измерений показывают, что разработанная система определения дисперсного состава порошков имеет ряд преимуществ по сравнению с известными устройствами. Так, найдено хорошее совпадение результатов измерений размеров монодисперсных капель и частиц латекса с расчетными данными, что позволяет не проводить процедуру градуировки. Сравнение данных, полученных на разработанной системе и с помощью цифрового микроскопа, подтверждают сложность приготовления репрезентативной пробы на предметном стекле, так как частицы порошка далеко не всегда отделены друг от друга. Поэтому процедура измерений на микроскопе носит во многом субъективный характер при выборе того либо иного поля зрения, что приводит к большим ошибкам. Использование распылителя в АСОД-300 практически исключает такие ошибки. Прямое измерение размеров частиц с помощью этой системы особенно полезно в случае, когда порошки имеют два и более максимумов в распределении частиц по размерам. Это наглядно подтверждается измерениями, проведенными для смеси двух фракций порошка титана с помощью прибора АСОД-300 (рис.5) и цифрового микроскопа (рис 6).

Наконец, во всех случаях использование АСОД-300 дает преимущество по времени измерений, так как однократное измерение занимает время порядка нескольких минут с учетом короткого подготовительного этапа.

Литература:

1. Коузов П.А. Основы анализа дисперсного состава промышленных пылей и измельченных материалов. – Л.: Химия, 1974. – 279с.
2. Градус Л.Я. Руководство по дисперсионному анализу методом микроскопии. М.: Химия, 1979. – 232 с.
3. Беляев С.П., Никифорова Н.К., Смирнов В.В., Щелчков Г.И. Оптико-электронные методы изучения аэрозолей. – М., Энергоиздат, 1981. – 232 с.
4. White D. J. PSD measurement using the single particle optical sizing (SPOS) method. – Geotechnique 53, (2003). №. 3, PP. 317–326.
5. Анализатор “Analizette-22” фирмы Fritsch GmbH, Германия (www.fritsch.de/russian)
6. Hokanson J.V., Reed B.W. Apparatus and method for particle analysis. Patent USA, No. 5426501 от 20.06.1995 г.

Калу́гин В.В., Контуш С.М., Гимн А.В., Машненко К.П.

Вимірювання дисперсності порошків з допомогою автоматичної системи визначення дисперсності АСВД–300

АНОТАЦІЯ

Представлений опис приладу для вимірювання дисперсного (гранулометричного) складу порошків і в деяких випадках – аерозолів в діапазоні розмірів частинок 5-300 мкм. Його робота заснована на реєстрації тіні окремих частинок в лазерному промені при їх русі в потоці повітря. Для аналізу порошків невелике навішування розпилюється так, щоб в аеросуспензії, що утворюється, були відсутні агрегати частинок. За допомогою вбудованого мікроконтролера проводиться цифрова обробка виникаючих імпульсів, і потім в перебігу 1-2 мін на рідкокристалічному дисплеї будується функція розподілу частинок за розмірами. Дані приклади визначення дисперсного складу порошків деяких речовин.

Kalugin V.V., Kontush S.M., Gimn A.V., Mashnenco K.P.

SUMMARY

Description of device is presented for measuring of dispersion composition of powders and on occasion – aerosols in the range of sizes of particles of 5-300 μ. His work is based on registration of shade of separate particles in a laser ray at their motion in a blast. For the analysis of powders a small portion is sprayed so that the aggregates of particles were absent in formed aerosol. By built-in microcontroller digital treatment of nascent impulses is made, and then in the flow of 1-2 mines on a liquid-crystal display the function of distributing of particles is built on sizes. The examples of determination of dispersion composition of powders of some matters are given

ПЕРСОНАЛИИ

ГАВДЗИК АНДЖЕЙ



25 декабря 2011 года исполнилось 70 лет со дня рождения обыкновенного профессора.ю доктора технических наук, заведующего кафедрой инженерных процессов, декана природо-ведческого факультета Ополевого университета (г. Ополе, Польша).

А. Гавдзик закончил химический факультет Шленского политехнического института в 1963 г. Обладая высокими математическими способностями, начал заниматься научной деятельностью еще будучи студентом интститута. Защитил кандидатскую диссертацию в 1974 г. по тематике, связанной с разработкой моделирования процессов, происходящих в химических реакторах с «кипящим» слоем. В том же году стал преподавателем.

Докторскую диссертацию защитил в 1979 г. Научная деятельность затрагивала экспериментальное и теоретическое исследование нестационарных процессов, происходящих в гетерогенных каталитических реакторах из-за изменения входных парметров и внутренних свойств контактной системы: вынужденные внешние воздействия; неустойчивость стационарного состояния; автоколебательность, случайные помехи, возмущения; изменяющаяся во времени активность и избирательность катализаторов. Звание обыкновенного профессора получил в 1994 г.

В дальнейшей научной деятельности А. Гавдзик продолжал углублять теоретические основы полученных результатов по математическому моделированию химических реакторов.

Основатель школы по тематике разработки и исследованию реакторов в г. Кракове.

Имеет свыше 150 научных работ, 8 патентов, свыше десятки разработок, внедренных, в промышленности.

На протяжении 5 лет возглавлял Институт тяжелого органического синтеза в г. Гливица (Польша). Почетный член Академии наук Высшей школы Украины, член реадкционной коллегии журнала «Eurogospodarka».

Под его руководством подготовлено 7 докторов и 17 кандидатов наук.

Награжден Кавалерским Крестом Возрождения Польши и Крестом «Merite de Linvention» Королевства Бельгии.

Сафронков А.Н.

ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ

А

Аль-Хусбан Ясин Юсиф, 54
Антонова А.Р. 44, 81

Б

Баронецкий В.К., 62

В

Вишняков В.И., 91, 106

Г

Гимп А.В., 118
Глауберман М.А., 5, 16, 44, 81
Головко В.В., 62

Д

Дорошенко А.В., 5, 16, 44, 81

И

Ибрагим Х. С., 5, 16

К

Калинчак В.В., 69
Калугин В.В., 118
Киро С.А., 91
Конгуш С.М., 118
Кологривов М.М., 28

Л

Левандовський В.В., 37

М

Малежик П.М., 37
Машненко К.П., 118
Михалев В.В., 69

Р

Рокицька Г.В., 37
Рокицький М.О., 37

С

Сагала Т.А., 28

Х

Хусейн Дж.К., 5, 16

Ч

Черненко А.С., 69

Ш

Шанюк С.А., 69
Шуг А.М., 37

Э

Эннан А.А., 91

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, сверху 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.: Энергоатомиздат, 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.* Тепломассообмен 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. *Zatovsky 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.

Наукове видання

**ФІЗИКА
АЄРОДИСПЕРСНИХ
СИСТЕМ**

Випуск 48

Міжвідомчий науковий збірник

Російською, українською та англійською мовами

Головний редактор **В.В. Калінчак**

Підписано до друку 15.03.2011. Формат 60x84/16.
Умов.-друк. арк.. 11,0. Тираж 100 прим.

Надруковано з готового оригінал-макету.

Видавництво
Одеського національного університету
імені І.І. Мечникова,
вул.Єлісаветинська, 12, м. Одеса, 65082, Україна
Тел.: (048) 723 28 39

