

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ОДЕСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
імені І. І. МЕЧНИКОВА

MINISTRY OF EDUCATION AND SCIENCE
OF UKRAINE
ODESSA I.I.MECHNIKOV NATIONAL
UNIVERSITY

Фізика аеродисперсних систем

Physics of aerodisperse systems

ВИПУСК 52

VOLUME

Науковий збірник

Collection of papers

Засновано в 1969 р.

Founded in 1969

Приурочено до 150-річчя
Одеського національного університету
імені І. І. Мечникова

Dedicated to the 150th Anniversary of
Odessa I. I. Mechnikov National University

О д е с а
«Одеський національний
університет»
2015

УДК 532 + 533.9 + 536 + 537.5 + 622.61

Приведено результати досліджень тепло- і масообміну в дисперсних системах при протіканні фазових і хімічних перетворень, механізмів утворення дисперсної фази, фізики горіння різноманітних речовин, критичні умови займання та погасання. Особливо розглядається газодинаміка процесів переносу дисперсної фази. Представлено результати досліджень електрофізики дисперсних систем і нелінійних процесів, які протікають в димовій плазмі.

Видання призначено для науковців, які вивчають процеси в аеродисперсних системах, зокрема аерозолях. Воно має бути корисним для студентів та аспірантів фізичних, фізико-технічних, енергетичних і хімічних факультетів, які спеціалізуються в області теплофізики дисперсних систем і фізики плазми, хімічної фізики та гідродинаміки.

Редакційна колегія:

д. ф.-м. н., професор	Калінчак В.В. (Україна)	(головний редактор)
д. ф.-м. н., професор	Алтоїз Б.А. (Україна)	
д. ф.-м. н., професор	Асланов С.К. (Україна)	
д. ф.-м. н., професор	Ассовський І.Г. (Росія)	
д. ф.-м. н., професор	Драган Г.С. (Україна)	
д. ф.-м. н., професор	Гавдзік А. (Польща)	
д. ф.-м. н., професор	Контуш С.М. (Україна)	
д. ф.-м. н., професор	Копит М.Х. (Україна)	
д. ф.-м. н., професор	Полетаєв М.І. (Україна)	
д. ф.-м. н., професор	Шевчук В.Г. (Україна)	
к. ф.-м. н., доцент	Орловська С.Г. (Україна)	(відп. секретар)
к. ф.-м. н., доцент	Черненко О.С. (Україна)	(техн. секретар)
к. ф.-м. н.	Дараків Д.С. (Україна)	(техн. секретар)
	Карімова Ф.Ф. (Україна)	(техн. секретар)

Друкується згідно рішення Вченої ради ОНУ
від 22 грудня 2015 р.

Включено до Переліку наукових профільних видань України згідно наказу Міністерства освіти і науки України № 1279 від 6 листопада 2014 року.

Адреса редакційної колегії:

65082, Одеса, вул. Пастера, 27,

Одеський національний університет імені І. І. Мечникова,

кафедра теплофізики,

тел. 048 / 723-12-03, 723-62-27

Адреса в Інтернеті: <http://fas-onu.net>

E-mail: teplophys@onu.edu.ua, chernalex@ukr.net, svetor25@gmail.com.

UDK 532 + 533.9 + 536 + 537.5 + 622.61

The journal publishes results of studies in the field of heat and mass transfer in disperse systems during phase changes and chemical reactions, mechanisms of dispersed phase formation. Combustion of solid, liquid and gaseous fuels is analyzed, critical conditions of ignition and extinction are considered. Gas-dynamic phenomena that determine a transport of dispersed phase are considered. Studies of electrophysics of disperse systems and non-linear processes in dusty plasma are presented. The journal is intended for scientists and engineers in sphere of disperse systems and, in particular, aerosols. Also it will be useful for students and PhD students of physical, physical-technical, energy and chemical faculties, specializing in the field of thermal and plasma physics of dispersed systems, chemical physics and hydrodynamics.

Editorial Board:

Kalinchak V.V. (Ukraine)	(Editor-in-Chief)
Altoiz B.A. (Ukraine)	
Aslanov S.K. (Ukraine)	
Assovsky I.G. (Russia)	
Dragan G.S. (Ukraine)	
Gavdzik A. (Poland)	
Kontush S.M. (Ukraine)	
Kopyt N.Kh. (Ukraine)	
Poletaev N.I. (Ukraine)	
Shevchuk V.G. (Ukraine)	
Orlovskaya S.G. (Ukraine)	(Assistant Editor)
Chernenko A.S. (Ukraine)	(technical Secretary)
Darakov D.S. (Ukraine)	(technical Secretary)
Karimova F.F. (Ukraine)	(technical Secretary)

The journal is published based on the decision of the Academic Council of Odessa I. I. Mechnikov National University of 22 December 2015

The journal is included in the list of scientific specialized editions of Ukraine according to the Ministry of Education and Science of Ukraine order № 1279, November 6, 2014.

Address of the Editorial Board:

65082, Odessa, Pastera str. 27,
Odessa I.I.Mechnikov National University,
Department of Thermal Physics
Phone 048 / 723-12-03, 723-62-27
Internet address: <http://fas-onu.net>
E-mail: teplophys@onu.edu.ua, chernalex@ukr.net, svetor25@gmail.com.

ЗМІСТ

ТЕПЛОФІЗИКА ДИСПЕРСНИХ СИСТЕМ

- Rogankov O.V. Jr., Shvets M. V., Kalinchak V. V., Rogankov V. B.*
Novel alternative model of effective porosity for hydrophilic and/or hydrophobic thin permeable media..... 8
- Бутенко А. Ф., Шатагина А. А., Шатагина Е. А., Шатагин И. А.*
Энергия активации вязкого течения прослоек предельных углеводов с квазимакроскопической приграничной структурой 22
- Малежик П. М., Шут М. І., Січкач Т. Г., Лазаренко М. М., Шут А. М.*
Анізотропія теплофізичних властивостей вуглецевонаповнених епоксидних композитів, сформованих в магнітному полі..... 28

ТЕПЛОМАСООБМІН

- Глауберман М. А., Дорошенко А. В., Кириллов В. Х., Антонова А. Р., Людницький К. В.*
Солнечные абсорбционные холодильные системы. Принципы построения и анализ возможностей..... 34
- Черненко О. С., Калінчак В. В., Дараков Д.С., Копійка О.К.,*
Вплив підвісу на кінетику випаровування краплі рідкого палива..... 47

ФІЗИКА ГОРІННЯ

- Orlovskaya S. G., Karimova F. F., Shkoropado M. S.*
Combustion characteristics of alkane two-droplet array. Part 2.
Two droplet array of n-Docosane 59
- Опарин А.С., Сидоров А.Е., Буланін Ф.К., Шевчук В. Г.*
Распространение пламени в гибридных газовзвесьях «уголь-метан-воздух»..... 64
- Калінчак В. В., Зинченко Ю. А., Черненко А. С., Куземко Р. Д.*
Влияние начальных параметров газа и частиц пылеугольного топлива на характеристики их горения в фурменном очаге..... 71

ГАЗОДИНАМІКА

- Кузнецов А. А., Конопасов Н. Г.*
Вентиляция угольного разреза применением метеотрона I..... 88

ЕЛЕКТРОФІЗИКА

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

Теория униполярной зарядки частиц в ионно-пылевой плазме..... 96

ФІЗИКА АЕРОЗОЛЕЙ

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

Самоорганизация первичных частиц сварочного аэрозоля..... 104

Іменний покажчик 115

Правила для авторів..... 117

CONTENTS

THERMAL PHYSICS OF DISPERSE SYSTEMS

- Rogankov O.V. Jr., Shvets M. V., Kalinchak V. V., Rogankov V. B.*
Novel alternative model of effective porosity for hydrophilic and/or hydrophobic thin permeable media..... 8
- Butenko A. F., Shatahina H.O., Shatahina O.O., Shatahin I.O.*
The activation energy of the viscous flow of layers of saturated hydrocarbons with quasi macroscopic cross-borderstructure (*in Russian*)..... 22
- Malezhyk P.M., Shut N.I., Sichkar T.G., Lazarenko M.M., Shut A.M.*
Anisotropy of thermal properties of carbon-filled epoxy composites formed in a magnetic field (*in Ukrainian*) 28

HEAT AND MASS TRANSFER

- Glauberman M.A., Doroshenko M.A., Kirillov V. Kh. Antonova A.R., Lyudnitsky K.V.*
Solar multi-stage refrigeration systems. New developments and analysis of possibilities (*in Russian*)..... 34
- Chernenko A.S., Kalinchak V.V., Darakov D.S., Kopyka A.K.*
The influence of metal filament on the evaporation kinetics of suspended fuel droplets (*in Ukrainian*) 47

COMBUSTION PHYSICS

- Orlovskaya S. G., Karimova F. F., Shkoropado M. S.*
Combustion characteristics of alkane two-droplet array. Part 2. Two droplet array of n-Docosane 59
- Oparin A.S., Sydorov O. E., Bulanin P. K., Shevchuk V.G.*
Flame spread in hybrid gas suspensions "coal-methane-air" (*in Russian*)... 64
- Kalinchak V.V., Zinchenko Yu.A, Chernenko A.S., Kuzemko R.D.*
The influence of pulverized coal particles initial parameters on their burning characteristics in tuyere hearth (*in Russian*)..... 71

GAS-DYNAMICS

- Kuznetsov A. A., Konopasov N.G.*
Use meteotron-I for coal mine ventilation (*in Russian*)..... 88

ELECTROPHYSICS

<i>Vishnyakov V.I., Kiro S.A., Oprya M.V., Ennan A.A.</i> Self-organization of primary particles of welding fume (<i>in Russian</i>).....	96
--	----

AEROSOLS PHYSICS

<i>Vishnyakov V.I., Kiro S.A., Oprya M.V., Ennan A.A.</i> Theory of unipolar charging of particles in dust-ion plasmas (<i>in Russian</i>).....	104
--	-----

<i>Name index</i>	115
<i>Rules for authors</i>	117

ТЕПЛОФІЗИКА ДИСПЕРСНИХ СИСТЕМ

УДК 685.34.017.84; 539.217

Rogankov O.V. Jr.¹, Shvets M.V.¹, Kalinchak V.V.², Rogankov V.B.¹

¹Odessa National Academy of Food Technologies, Department of Physics and Materials Science

²Odessa I. I. Mechnikov National University

E-mail: vrogankov@yandex.ua

Novel alternative model of effective porosity for hydrophilic and/or hydrophobic thin permeable media

The proposed methodology is based on the novel analysis of the water vapor transmission rate through the thin natural and polymer materials including the semi-permeable membranes. The concept of such approach and its realization reveals the spectacular difference between the behavior of hydrophilic and hydrophobic systems. Due to this distinction, the realistic model of effective porosity has been proposed to eliminate the standard uncertainties at the determination of it by the conventional methodologies.

Introduction

There are two main obstacles to perform the objective comparison and choice of preferable variant within the set of appropriate textile materials (TMs), related to the wide type of thin permeable media (PMs):

1. the different experimental methodologies and tools usable by different authors for an estimate of water vapor transmission (WVT)-rate;
2. the laboratory conditions of such measurements and a variety of experimental means proposed at present [1] for an estimate of TM-porosity.

Both items can be interconnected by the fundamental characteristic of permeability k in the frameworks of generalized for PMs Darcy's and Fick's laws:

$$k(g) = \nu\tau, \quad (1)$$

where undimensional g – porosity; ν – kinematic viscosity of TM and τ – characteristic time-lag of WVT-process. Let us emphasize here that all phenomenological coefficients (1) should be considered below as the steady properties of TM without any appeals to the actual non-stationarity of real transport processes. Besides, we consider the both kinetic coefficients ν , τ in r.h.s. of (1) as the measurable properties of TM in spite of the above non-stationarity while the permeability in its l.h.s as an a priori unknown model function of porosity $k(g)$. One needs its explicit form to optimize the choice of appropriate TM for any posed aim.

In this context porosity becomes the independent variable of problem and the measurable bulk density ρ_V of TM is its linear function defined by the standard equality:

$$\rho_V = \rho_M(1 - g), \quad (2)$$

here $\rho_M(g \rightarrow 0)$ – the asymptotic density of ultra-dry matrix for a given TM. Any TM is usually considered as the specific thin PM (TPM) in which two dimensions – width b and length a are much more than third one – its thickness δ . As a result, the convenient information reported on each TM in the relevant papers is a pair of measured quantities: thickness δ and the so-called square mass [2] $\gamma = m / A_{\perp}$ where $A_{\perp} = ab$. Since the total volume is $V = \delta A_{\perp}$, one obtains the bulk density of a dry TM as:

$$\rho_V = \gamma / \delta \quad (3)$$

and only the experimental or theoretical estimate of ρ_M is necessary to evaluate the conventional porosity g (2). Once more, a variety of rather complicated and, often, expensive methods have been developed until now [1] to determine the density of ultra-dry matrix ρ_M and the resultant porosity g .

This work is an attempt to overcome the obvious restriction of such methodology in which the porosity plays a subsidiary role at the WVT-measurements. We have considered below several typical ones [2-6] and only two groups of authors [3, 4] reported g -values (without any comments) for the set of investigated TMs. Nevertheless, one has to take into account the reversionary influence of the WVT-experimental conditions (see above-point 2) on this characteristic of TM. As a rule, the investigator seldom measures its actual dry density ρ_V (3) or uses the structure-destroying [1] estimation of ρ_M from (2). The effect of ambient humidity on the TM-properties including permeability $k(g)$ cannot be negligible [2] because the density of liquid water $\rho_l(T, P_0)$ at atmospheric pressure $P_0 \approx 101$ kPa is always more than the relevant dry ρ_V from (3). Any its content in the ambient moist air becomes essential.

To take into account the factor of moist or even wet bulk density ρ_V and the respective possible change in the density of TM-matrix ρ_M one should distinguish between absorbtive and desorbitive trends of their interaction with the ambient moisture. The respective TM-structures can be, briefly, termed either hydrophilic (l) or hydrophobic (b) ones. The internal structure of basic natural or synthetic fibres, permeability of their walls for moisture, a possible presence of two alternative types (permeable and/or impermeable) in the blended TM are also important factors for the estimation of limitative actual porosity ε^0 .

In this work we have tried to obtain the preliminary but crucial for any correct WVT-measurements information on the effective TM-porosity ε ($\varepsilon < \varepsilon^0$). It is based exclusively on the input (δ, γ) – data for a set of TMs studied at the same laboratory conditions. Three asymptotic basic parameters: $\rho_V^0(\delta \rightarrow 0)$, $\rho_M^0(\delta \rightarrow 0)$, $\gamma^0(\delta \rightarrow 0)$ have been introduced and well-established for an each similar set. The express-analysis of effective porosity in these terms leads to the following main definitions of a proposed alternate basic l/b (AB-l/b) model:

$$\rho_M = \rho_V \rho_M^0 / \rho_V^0 \quad (a) \quad g = g^0 \quad (b) \quad (4)$$

$$\varepsilon = \frac{g^0 \cdot \rho_M}{\rho_M - \rho_V^0} = \frac{\rho_V (\rho_M^0 - \rho_V^0)}{\rho_V \rho_M^0 - \rho_V^0{}^2}, \quad (5)$$

$$\varepsilon^0 = \varepsilon(2 - \varepsilon) \quad (a) \quad w^0 = \varepsilon^0 / \varepsilon - 1 = 1 - \varepsilon \quad (b) \quad (6)$$

here ε^0, w^0 – model's maxima of actual porosity and hygroscopicity, respectively. Thus, effective porosity ε can be expressed exclusively in terms of the moist measurable density of TM ρ_V (5) if the asymptotic basic parameters are known.

Since this work has been, in particular, stimulated by the recent paper presented by Boguslawska-Baczek and Hes [2], it was interesting to compare in Section 4 our predictions with those from [2] based on the PERMETEST-measurements. In accordance with (5) TM-permeability k becomes in AB-l/g-model the non-linear functional of effective porosity which depends on the measurable bulk density ρ_V :

$$k[\varepsilon(\rho_V)] = \nu \cdot \tau, \quad (7)$$

while authors [2] consider the relative water-vapor-permeability (RWVP – see below) as the linear decreasing function of square mass γ from (3).

Alternative basic l/g-model of hydrophilic and/or hydrophobic TM.

The well-known differences [7] between the such standard WVT-methodologies as ISO 11092, ASTM E96 (procedures B and BW), ASTM F2298, ISO 15496, their conventional modified versions (PERMETEST [2], Huang's test-method [6]) leads to the significant discrepancies in the WVP-estimates obtained for the same TMs. One may compare the fabrics within the single set of measurements but not for the several conjugated experiments in which the obtained WVT-data become test-method-dependent. Moreover, the WVP-term itself is some elusive in the discussed below works [2-6]. The certain authors mean it simply as the WVT-quantity i.e. the steady density of mass-flux j_m . This medley of terms and results related to the permeability k (determined formally by Darci's law) is unacceptable if one desires to compare the actual properties of TMs measured by different test-methods.

To avoid the above controversial interpretation of permeability k one needs the universal and independent estimates of all TM-characteristics $\varepsilon, \rho_V, \nu, \tau$ from (7). The formers two (ε, ρ_V) should be interconnected and their interrelation is the main object of this work. Its first step is to argue that the bulk density ρ_V is the much more informative quantity than the respective square mass characteristic of TM-structure both considered as a function of thickness δ . This conclusion follows immediately from comparison of Fig. 1 with Fig. 2. The change of slope's $\Delta\rho_V / \Delta\delta$ sign in the latter can be attributed, from our viewpoint to the distinction between the effective hydrophilic (positive sign) and the effective hydrophobic (negative sign) types of TMs. In accordance to such concept, the moisture penetrates the entire thickness of the only hydrophilic TMs but not of the hydrophobic ones. In the second case, the certain liquid barrier's film-resistance for the further penetration of moisture has to be formed in the external thin layer of hydrophobic TMs. It conserves their internal layers to be in the relatively dry states. As a result, the volume density ρ_V decreases in spite of

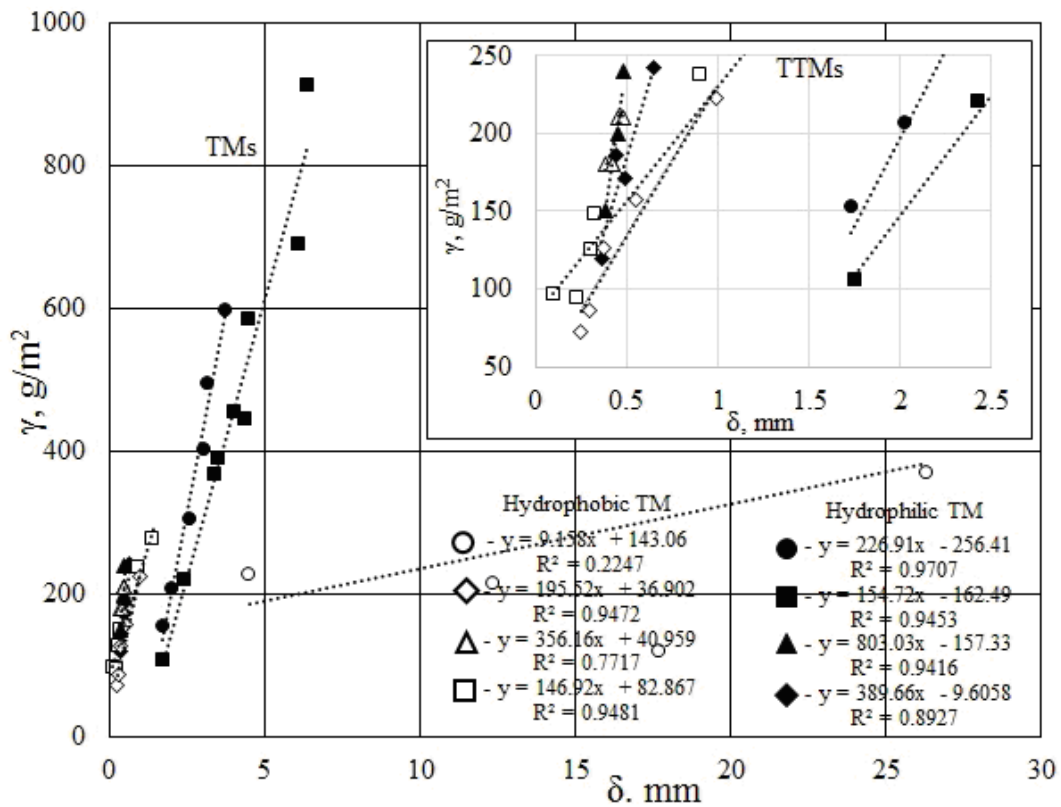


Fig. 1. Linear trends for two groups (see text) of 41 (in total) experimental (γ , δ)-points for TMs [2-6] represented by black symbols (hydrophilic ones) and by white symbols (hydrophobic ones) in γ - δ plane (distinctions between $\Delta\gamma/\Delta\delta$ -slopes are here only quantitative).

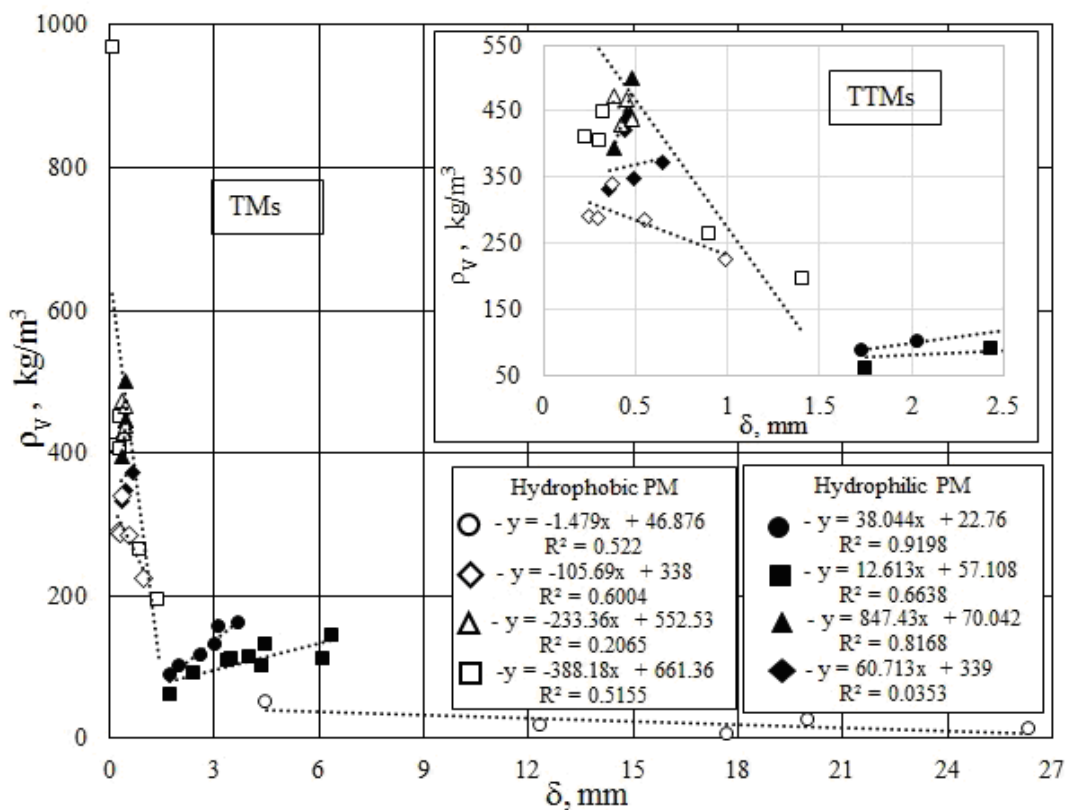


Fig. 2. Linear trends for two groups (see text) of 41 (in total) experimental (ρ_V , δ)-points for TMs [2-6] represented by black symbols (hydrophilic ones) and by white symbols (hydrophobic ones) in ρ_V - δ plane (distinctions between $\Delta\rho_V/\Delta\delta$ -slopes become here qualitative).

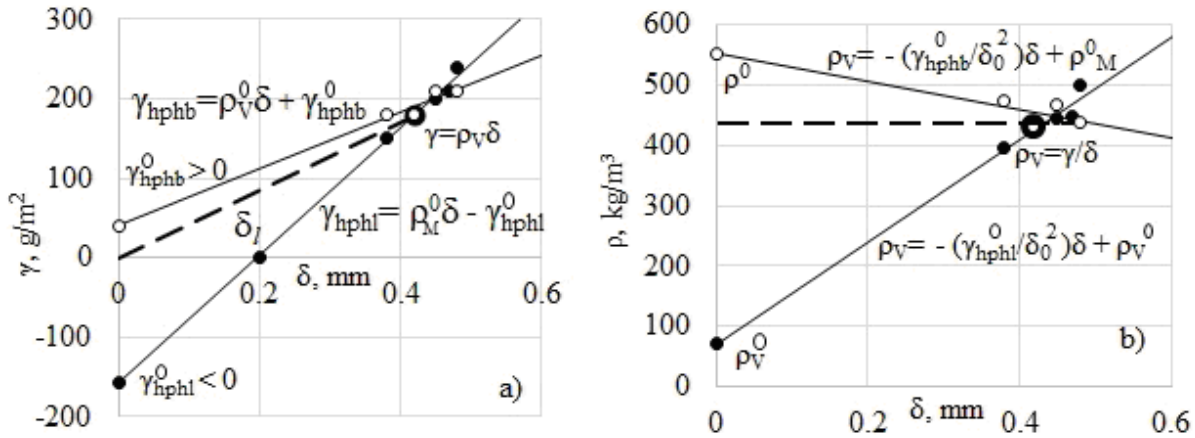


Fig. 3. Typical strategy of AB-model in $(\gamma-\delta)$ - and $(\rho_V-\delta)$ planes used to separate the hydrophilic samples (represented by 5 black circles for the measured [2] variants of pure (100 %) wool) from the hydrophobic samples (represented by 4 white circles) for the measured [2] blended variants of wool (45 %) either with viscose (55 %) or with polyester (55 %). Asymptotic surface densities are shown by the respective symbols. One black point is selected, by chance, to compare the AB-treatment with the standard one (dashed lines) used by authors [2].

growth of the thickness δ in comparison to the more thin PMs in which the effect of surfacial heavier layer is more pronounced.

One may note that the verification of above promising concept may be fulfilled exclusively for the set of different TMs investigated at the same ambient experimental conditions (temperature, pressure, humidity). Beside, one should analyze the arbitrary sets of TMs chosen by each authors from the list [2-6] to separate the hydrophilic samples from hydrophobic samples. The typical scheme of the proposed analysis applied below to the data [2] is shown in Fig. 3(a,b) for the planes $\gamma-\delta$ and $\rho_V-\delta$ used also in Figs. 1,2. The entire set of TMs from [2] is composed, to our mind, by five purely (100 %)-wool hydrophilic samples and by four blended samples of 45 % wool with either two additions of 55 %-viscose or two additions of 55 %-polyester. The both added synthetic components transform the range of hydrophilic behavior for the purely wool samples into that related to hydrophobic ones.

The striking feature of the proposed approach is a possibility to formulate the *AB-l/b-model* (alternate basic model of hydrophilic and hydrophilic sets of TMs) expressed in the same asymptotic reference terms from (4,5) namely, $\rho_V^0 < \rho_V$, $\rho_M^0 < \rho_M$. It is formulated for the hydrophilic TMs as:

$$\gamma_{hphl}(\delta) = \rho_M^0 \delta - \gamma_{hphl}^0 \quad (a) \quad \rho_V(\delta) = -(\gamma_{hphl}^0 / \delta_0^2) \delta + \rho_V^0 \quad (b) \quad (8)$$

and for hydrophobic TMs as:

$$\gamma_{hphb}(\delta) = \rho_V^0 \delta - \gamma_{hphb}^0 \quad (a) \quad \rho_V(\delta) = -(\gamma_{hphb}^0 / \delta_0^2) \delta + \rho_M^0 \quad (b) \quad (9)$$

where $\gamma_{hphl}^0(\delta \rightarrow 0)$ and $\gamma_{hphb}^0(\delta \rightarrow 0)$ were termed the surfacial densities of hydrophilic (*hphl*) and hydrophobic (*hphb*) TMs. The change of signs before these steady characteristics of different TMs correlates to the above-discussed respective trends in the asymptotic $d\rho_V / d\delta$ – slopes determined at the finite densities γ^0 :

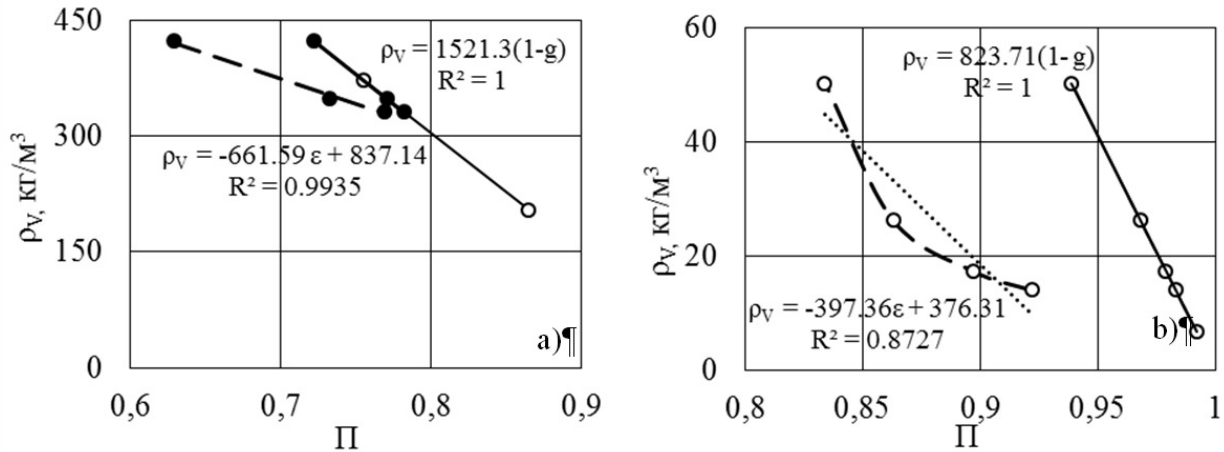


Fig. 4. Revision of ρ_M -estimate from 1521.3 kg/m³ to 837.1 kg/m³ for cotton-based fibre [3] achievable due to the correct selection for analysis of only hydrophilic purely-cotton samples (a); revision of ρ_M -estimate from from 824.75 kg/m³ to 376.31 kg/m³ for non-woven fibres of "Hollowfiber" [4] due to the correct account for the environmental humidity of experiment (b).

$$\rho_V(\delta \rightarrow 0) = \gamma^0 / \delta \quad (a) \quad d\rho_V(\delta \rightarrow \delta_0) / d\delta = -\gamma^0 / \delta_0^2 \quad (b), \quad (10)$$

where δ_0 is the characteristic reference thickness of a set of TMs.

Thus, AB- l/g -model introduced by (8,9) offers one-to one self-consistent mapping of the linear (γ, δ) - and (ρ_V, δ) -trends represented in Fig. 1,2 into the physically meaningful reference parameters: $\rho_V^0, \rho_M^0, \gamma^0, \delta_0$ illustrated by Fig. 3. Any specially adjustable parameters are absent in the proposed transformation which revises crucially the widespread uncertainties in the estimation of actual ρ_M – values [1] by (2).

Indeed, it follows from Fig. 4(a) that the authors [3] have used at the calculation of recommended porosities for cotton-based TMs the “mixture” of hydrophilic (3 points) of purely (100 %)-cotton fibres with 2 points of hydrophobic blended with viscose (20 %) and polyester (18 %) but still cotton-based (80 %) fibres. This incorrect, to our mind, use of (2) for all fabrics in the common set of TMs leads to the strongly overestimated in [3] common density of cotton-based dry matrix $\rho_M = 1521.3 \text{ kg/m}^3$. For comparison, the AB- l/g -model’s estimate for the purely-cotton fibres is $\rho_M = 837.1 \text{ kg/m}^3$. Another reason of uncertainties follows from Fig.4b in which $\rho_M = 824.75 \text{ kg/m}^3$ recommended in [4] for the set (4 points) of hydrophobic non-woven “Hollowfiber”-materials was calculated by the same linear extrapolation based on (2). In this case, the rather confused calculation procedure was used [4] to estimate preliminarily the average, (also overestimated) value $\rho_M = 824.75 \text{ kg/m}^3$. For comparison, the AB- l/g -model’s estimate for the “Hollowfiber” PMs ($\delta > 4.5 \text{ mm}$) is $\rho_M = 376.31 \text{ kg/m}^3$. For a convenience of reader four basic parameters of dry hydrophilic and hydrophilic PMs and TPMs are collected in Table 1.

Concepts of effective porosity and limitative hygroscopicity of TMs.

To go beyond the standard but restrictive definition of porosity g (2) we have admitted that the AB- l/g -interpolation between the pair of “moist” measurable densi-

Table 1. AB-l/g – model’s parameters extracted from experimental (γ , ρ)-data [2-6].

Hydrophilic PMs					
N	Nomenclature of samples	δ_0 , mm	γ^0 , g/m ²	ρ_V^0 , kg/m ³	ρ_M^0 , kg/m ³
1-6	“Geotex” [4] (GT-150, 200, 300, 400, 500, 600) – 6 points	2.60	256.41	22.76	226.91
7-15	“Geocom” [4] (GC-B360, B450, D100, D200, D350, D400, D600, D700, D900) – 9 points	3.59	162.49	57.11	154.72
16-20	100 % wool [2] – 5 points	0.43	157.33	70.04	803.03
21-23	100 % cotton [3] – 3 points	0.36	28.743	271.08	435.56
Hydrophilic PMs					
24-27	“Hollowfiber” [4] (mP15, cP5191, mP453, mP608) – 4 points	9.84	143.06	9.158	46.876
28-31	woven nylon – 3 points, net poly-ester [5] – 1 point	0.59	36.902	195.52	338.0
32-37	PTFE/nylon, cotton/polyester, PU/polyester, dense woven/poly-ester, TPU/polyesterTPU/nylon [6] – 6 points	0.46	82.867	145.92	661.36
38-41	Wool (45 %)/viscose (55 %) – 2 points, wool (45 %)/polyester (55 %) – 2 points [2]	0.42	40.959	356.16	552.53

ties ρ_V, ρ_M and their “dry” counterparts ρ_V^0, ρ_M^0 (common to the entire set) is related to the standard porosity g in accordance with (4b). This admission let us estimate preliminarily by (4a) the effective specific density of each TM-matrix ρ_M determined at the same conditions of a given experiment for each (γ, δ)-point. Of course, the other theoretical suppositions as well as the independent experimental determination [1] of porosity g are also possible but our goal is here to introduce the simplified estimate of its deviation from the measurable effective porosity by (5).

This deviation follows immediately from the main requirement adopted in this work. In accordance with it, one should take into account the steady presence of some moisture simultaneously in both measurable quantities ρ_V and ρ_M . It seems that the above-discussed assumption for ρ_M -estimation is, at least, more realistic in comparison with those demonstrated in Fig. 4(a,b) by straight solid lines. One may, of course, speculate as to influence either of density of threads (warp/weft-type of TM) or the type of fiberfill (regular for woven TMs and chaotic for non-woven, rather thick PMs) on the effective ρ_M -value. However, in any case, an admission of its common constant value ρ_M for the “mixed” set of different hydrophilic and hydrophobic structures (as is seen from Fig. 4a,b) is certainly oversimplified one. Besides, such assumption can lead to the obviously erroneous theoretical estimates of ρ_V -value.

Hygroscopicity of TMs is closely relevant characteristic at any consideration of porosity. As it follows from Fig. 5 in which the resultant AB-*l*/*g*-model's predictions of $\varepsilon(\rho_V)$ -function are shown for 41 PMs, the location of hydrophobic and hydrophilic curves can be close one to another. At the same time, the distinctions in hygroscopicity between both are, as a rule, striking and important from the practical viewpoint. Authors [3] noticed that the recommended level of hygroscopicity for the child's cotton-based underclothes is often too restrictive for the real hydrophilic TMs.

We have used in this problem the simplified limitative estimates of ε^0 and w^0 following from (6) where the internal mesoporosity of threads and their permeability for moisture were approximately taken into account. The results of calculations based on (6) look sometimes unwonted because the hydrophobic blended fibres [2] of wool (45 %) with the addition either viscose (55 %) or polyester (55 %) demonstrate the much more hygroscopicity (23-31 %) in comparison with that for the hydrophilic pure (100 %) wool (7.3-7.6 %).

Nevertheless, the possible explanation of this observation follows directly from Fig. 5. One may compare three $\varepsilon(\rho_V)$ -curves located in the relatively narrow range of bulk densities [400 ÷ 480 kg/m³] for hydrophilic pure wool [2], for hydrophobic samples of laminated nylon and polyester [6], for hydrophobic blended wool/viscose and wool/polyester samples [2]. Their negative slopes $\Delta\varepsilon/\Delta\rho_V$ are quite different and just this factor could be determinative for the level of maximum hygroscopicity w^0 .

To corroborate such statement let us compare two variants of its definition by (6) expressed in terms of two functions: standard porosity $g(\rho_V)$ from (2) and effective porosity from(5). The respective slopes are:

$$\frac{dw^0}{d\rho_V} = -\frac{dg}{d\rho_V} = \frac{1}{\rho_M} \quad (\text{a}) \qquad \frac{dw^0}{d\rho_V} = -\frac{d\varepsilon}{d\rho_V} = \frac{\rho_V^{0,2}(\rho_M^0 - \rho_V^0)}{(\rho_M^0\rho_V - \rho_V^{0,2})^2} \quad (\text{b}) \quad (11)$$

The restrictive meaning of standard estimate by (11a) becomes here obvious but still physically plausible: the more density of matrix ρ_M for any (hydrophilic or hydrophobic) TMs the less “rate” of hygroscopicity $dw^0/d\rho_V$. On the other hand, the influence of ρ_V on the same “rate” is more sophisticated in accordance with (11b). It can be expressed, similarly to (11a), in terms of ρ_M -value, taking into account (11b):

$$\frac{dw^0}{d\rho_V} = -\frac{d\varepsilon}{d\rho_V} = \frac{\rho_M^0 - \rho_V^0}{(\rho_M - \rho_V^0)^2} \cdot \quad (12)$$

Again, the role of ρ_M is physically plausible but more subtle in (12) than that in (11a).

About appropriate choice of independent variables

In this work the only static (time-independent) characteristics of TM and its porosity have been determined by AB-*l*/*g*-model. However, some obtained results may have an influence on the correct interpretation of standard test-method's results obtained for any PM-objects. The dynamical nature of WVT-measurements of the

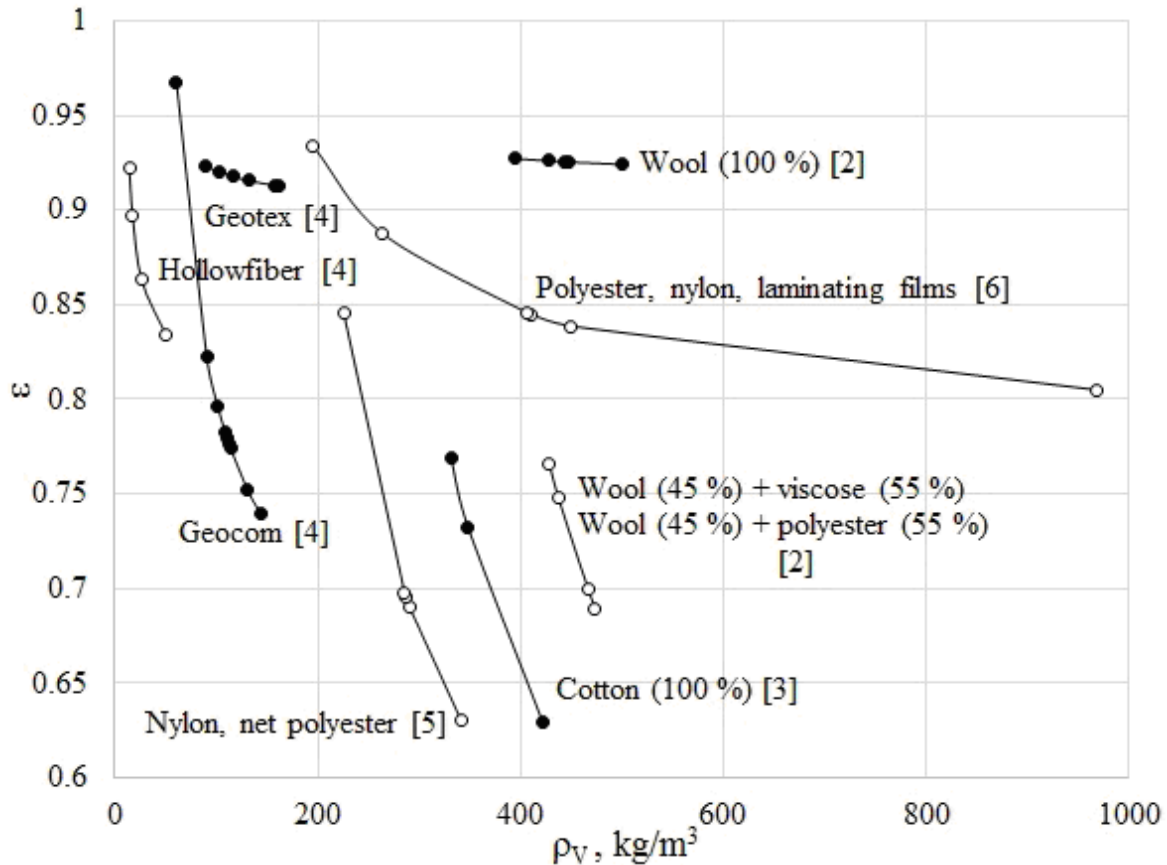


Fig. 5. Predicted by AB-l/b-model effective porosity of hydrophilic (black points) and hydrophobic (white points) TMs as function of bulk density.

mass-flux density $j_m = \Delta m / (A_{\perp} \Delta t)$ is obvious while the respective choice of a thermodynamic force (either gradient of pressure $\Delta P / \delta$ or gradient of density $\Delta \rho / \delta$ existing between the internal and external surfaces of TM) is not so straightforward. The same is true for the heat-flux density: $j_q = \Delta q / (A_{\perp} \Delta t)$ for which either the gradient of temperature $\Delta T / \delta$ or the gradient of partial water-vapor (WV-) pressures (and, also, WV-concentrations) can be appropriate.

One may note that the transport coefficients for TM ν and τ from (7) can be independently determined by WVT-experiment (in which mass-flux density j_m is usually [6] reported) only if the respective thermodynamic force (gradient's type) is also given. Recently we have considered [8] this problem in terms of the set of measurable *i*-test-method-dependent fluxes: $j'_m / j_m^0 = \Delta P' / \Delta P^0$ reduced to the chosen reference flux: j_m^0 with the known experimental pressure-drop ΔP^0 . The calculated ΔP^i -value (this important characteristic of any transport process is, as a rule [6,7], uncontrollable by the WVT-experimentalist) has been, then, used to predict the effective kinetic velocity u^{ik} of the convection-diffusion transport of moisture through the *k*-sample of TM. Its reliable estimate should be consistent [8] to the generalized resistance of *k*-th fabric.

Thus the certain choice of a pair: density of flux-thermodynamic force leads often to the dynamical, by nature, transport coefficients expressed, however, in terms of (reciprocal) kinetic effective velocity u^{-1} , s/m. The typical examples of such “substitution” are [2] mass transfer coefficient β_p [$\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\text{Pa}^{-1}\text{s}^{-1}$] = s/m = $[j_m]/[\Delta P]$ and evaporative resistances: of the air space (between skin and fabric) u^{-1} , of the fabric itself R_{eig} , of the external boundary layer R_{et} [$\text{Pa}\cdot\text{m}^2/\text{W}$] = s/m = $[j_m]/[\Delta P]$. Both ones are dependent on the chosen by chance, time-interval Δt of WVT- or WVP-measurements as well as on the arbitrarily chosen geometric characteristics A_{\perp}, δ of a TM-sample. The relevant diffusion coefficient related to WV-partial pressure and heat flow is defined as [2]: D_p [$\text{W}/\text{Pa}\cdot\text{m}$] = m^2/s to represent the evaporative resistance of the air gap D_p with the thickness h : $R_{eig} = h/D_p$, while R_{eig} is represented simply as: $R_{et0} = 1/\beta_p$.

We have developed, recently, the alternative approach to the mass-heat-charge transport problems in TPMs [8] which is based on the model of Fluctuational Thermodynamics (FT-model) proposed by one of us [9]. In accordance with the generalized Gibbs-Duhem form all gradients of thermodynamic fields are inter-connected:

$$\Delta P/\delta = \rho(\Delta\mu + s_m\Delta T + e_m\Delta\phi)/\delta, \quad (13)$$

here μ , J/kg – chemical potential, ϕ , J/C1 – electric potential, s_m , J/kg K– specific entropy and e_m , C1/kg– specific electric charge.

The special role of local density ρ in any variant of the continuum non-equilibrium theory is well-known. Its other role is the equilibrium independent parameter of the Equation of State (EOS) for any fluids: $P = P(\rho, T)$. It follows from (13) that the fluctuational equation (FEOS) developed to describe the WV-properties [9] could be very useful for the discussed problems of TPMs. In particular, for the isothermal neutral fluid the gradient of chemical potential (it corresponds to the thermodynamic force in the generalized Fick’s law for self-diffusion) becomes the known functional of the gradient of pressure: $\Delta\mu/\delta = \Delta P[\rho; T = const, \phi = 0]/\rho\delta$. This observation leads to the special role of bulk density ρ_V as the independent variable for PMs. One may note that the effective porosity $\varepsilon(\rho_V)$ introduced in this work demonstrates the similar role of ρ_V for TPMs too. It should be emphasized also that (7) have been derived and aimed [8, 9] to eliminate any influence of the arbitrary parameters in WVT-measurements ($\delta, A_{\perp}; \Delta t$) on the kinetic effective transport coefficients defined just for TM, i.e. v and τ .

As outlined above it is interesting to compare the AB- l/g -model’s results with those following from the RWVP-measurements in [2]. Boguslawska-Baczek and Hes [2] performed the measurement of relative WVP (RWVP)-quantity in % with PER-METEST apparatus. Accordingly to the standard ISO 11092 developed for TMs it determines: the thermal resistance in an ultra-dry state R_{ct} , $\text{K}\cdot\text{m}^2\cdot\text{W}^{-1} = [\Delta T]/[j_q]$; the RWVP-quantity and the evaporative resistance R_{ct} of the fabric by equalities:

$$RWVP = (j_q^s / j_q^0) 100\%, \quad (14)$$

$$R_{et} = (P_w^s - P_w^0) \left(1/j_q^s - 1/j_q^0 \right) = C(100 - \varphi) \left(1/j_q^s - 1/j_q^0 \right), \quad (15)$$

where R_{ct} and j_q^s mean the heat-flux density lost and the approximation by the adjustable apparatus-dependent constant C , Pa has been used to calculate the drop of partial pressures. The independent variable for analysis of RWVP (R_{et})-function was, firstly, square mass γ and, then, the undimensional relative moisture U of the fabric:

$$R_{ctw} = R_{ct} (1 - kU), \quad (16)$$

where the thermal resistance in a wet state $R_{ctw} = R_{ct} (1 - kU)$, $K \cdot m^2 \cdot W^{-1}$ is approximated by the other adjustable apparatus-dependent constant k .

A variety of parameters, adjustable apparatus-dependent constant k , types of fluxes makes the ISO 11092-methodology, in total, and its useful modified PERMETEST-version rather formidable and laborious. Unfortunately, its results are unquestionably test-method-dependent. Huang and Qian [6] noticed in the comparative analysis of different standard WVT-methodologies that the R_{et} -estimates obtained by ISO 11092-test are uncorrelated with the other test-methods and proposed to consider for this aim the reciprocal R_{et} -quantity with the dimensionality of kinetic velocity u [m/s]. This proposition seems reasonable if one takes into account the above consideration and that the units of standard convection-diffusion WVT-measurements [6,7] $1/R_{et}$, $kg \ m^{-2} \ s^{-1}$ can be composed by product of two units: $[\rho][u] = kg \ m^{-2} \ s^{-1}$.

We suppose now that the effective convection mass-heat transfer flow $j_q = \rho i_m u_e$ (i_m , J/kg – specific internal energy) can be generalized for the isothermal diffusion-rate of moisture through TM if the respective effective velocity $u_e = R_{et}^{-1}$ is appropriately determined by the reciprocal evaporative resistance. However, the meaning of local bulk density of heat ($\rho \cdot i_m$) in such reasonable generalization should be, additionally, specified.

If one gives up usage of percent definitions for relative humidity of air $\varphi = \rho(T, P) / \rho'(T)$ and RWVP, equations (14, 15) can be easily transform to represent the PERMETEST-measurements [2] by two consistent equalities:

$$RWVP \equiv \frac{j_q^s}{j_q^0} = 1 - \frac{\rho_V i_m}{\Delta P_w} = 1 - \frac{\rho_V i_m}{100 C (1 - \rho / \rho^s)}, \quad (17)$$

where the supposed here relationship:

$$j_q^s R_{et} = i_m \rho_V \quad (18)$$

is used. One needs only the isobaric heat capacity of moisture $C_p(T)$, J/kg to determine approximately the specific internal energy: $C_p(T)$ in (17,18).

The result obtained appears to be important and interesting. Its comparison to the standard definition of porosity g by (2) confirms, first of all, the existence of functional connections between any permeabilities and porosities ($k[\varepsilon(\rho_V)]$), $RWVP[g(\rho_V)]$ in which the porosities are the functions of common independent variable ρ_V . The similarity of physical conclusions on permeability based on the WVT-

measurements of mass-fluxes j_m [3-6] and on the PERMEREST-measurements of heat-fluxes i_q [2] corroborates their consistency.

The choice of square mass γ as independent variable has been plotted in Figs. 4,5 from [2] though its conclusion at the comparison of linear trends: the higher the RWVP-quantity, the lower the R_{ct} -value seems rather trivial at least for dry 100 % wool fabrics taking into account Eq.(18) at constant $i_m \rho_V$ -value. The comparative analysis of two cooling heat fluxes (from the fabric surface and the total one from the body's skin) fulfilled in Figs. 8-10 [2] in terms of relative moisture U from (16) is more promising, from our viewpoint. One may note that this variable corresponds approximately to one used in the AB- l/g -model:

$$U = m / m_0 = \gamma / \gamma^0 = \rho_V / \rho_V^0. \quad (19)$$

However, the former was applied to the same sample of TM in [2] while the latter - to the different samples of an arbitrary measured set of TMs. Nevertheless, the combination of Equations 16 and 19:

$$u_{ew} = u_e / (1 - k \rho_V / \rho_V^0) \quad (20)$$

leads to the well-founded conclusion: the higher the moisture of a sample, the more effective velocity of heat flux u_{ew} in a wet fabric (due to the higher thermal conductivity of water).

Another interesting correspondence between our observations and the PERMETEST-measurements [2] follows from the comparison between two above-named cooling heat fluxes for wet 100 % wool fabric (Fig. 8 [2]) and wet 45 % wool/55 % viscose fabric (Fig. 9 [2]) and wet 45 % wool/ 55 % polyester fabric (Fig. 10 [2]). The first sample is supposedly hydrophilic while the second and third samples – hydrophobic. The respective quantitative change of slopes u_{ew} is shown in Fig. 3b. Authors [2] have observed the similar change of slopers in the plane RWVP-U. This result taking into account our interpretation of variable U by (19,20) may be elucidating factor at the choice of clothes providing the better thermal comfort in spite of their moisture content.

Conclusions

The novel AB- l/g -model of effective hydrophilic and hydrophobic porosity ε proposed on the base of experimental (γ, δ) -data for 41 different TMs taken from [2-6] provides an elimination of the measuring laboratory conditions' influence on the results of measurements. The simple model's estimates of the matrix density ρ_M , observable porosity ε and maximum hygroscopicity $w^0(\varepsilon)$ can be obtained from (4-12) with use only bulk density ρ_V and without any adjustable coefficients. The interesting correspondence between the AB- l/g -model's predictions and the PERMETEST-measurements of RWVP-quantity is revealed. One may consider the proposed AB- l/g -model as the necessary preliminary steps for the further more detailed study of the permeability $k[\varepsilon(\rho_V)]$ considered as the functional of effective porosity in the framework of (7). A variety of theoretical models proposed, at present, for permeabil-

ity in which the porosity is only an adjustable parameter can be considered now from the general physical viewpoint. The practical usage of AB-*l*/g-model for the comparison of different TMs may be quite promising at the further investigations of PMs, in total.

References:

1. *Медведева А.В., Мордасов Д.М., Мордасов М.М.* Классификация методов контроля пористости материалов. ISSN 0136-5835. // Вестник ТПУ. – 2012. – V.18, №3. – P.749-753.
2. *Boguslawska-Baczek M., Hes L.* Effective Water Vapor Permeability of Wet Wool Fabric and Blended Fabrics. // *Fibres & Textiles in Eastern Europe.* – 2013. – V.21, №1(97) – P.67-71.
3. *Дрозд М.И., Марцинкевич Т.Ф., Михалко М.Н.* Оценка паропроницаемости трикотажных бельевых полотен // Вестник Витебского государственного технологического университета. – 2012. – №23. – P.34-39.
4. *Трещалин М.Ю., Мандрон В.С., Мухамеджанов Г.К.* Исследование процесса капиллярного подъёма жидкости в нетканых материалах. // Известия ВУЗов. Технология текстильной промышленности. – 2009. – №4С. – P.24-26.
5. *Wang S.X., Li Y., Tokura H., Hu J.Y., Han Y.X., Kwok Y.L., Au R.W.* Effect of Moisture Management on Functional Performance of Cold Protective Clothing. // *Textile Research Journal.* – 2007. – №77(12). – P.968-980.
6. *Huang J., Qian X.* Comparison of Test Methods for Measuring Water Vapor Permeability of Fabrics. // *Textile Research Journal.* – 2008. – №78(4). – P.312-352.
7. *Huang J.* Review of Test Methods for Measuring Water Vapor Transfer Properties of Fasbrics. // *Cell Polym.* – 2007. – № 26(3). – P.167-191.
8. *Rogankov V.B., Suprun N.P., Shvets M.V., Shchutska A.V.* About correlation between the percolation rate of moisture through the semi-permeable membranes and the standard measurements of their permeability or evaporative resistance. // *Refrigeration Engineering and Technology.* – 2015. – № 51(1). – P.47-54.
9. *Rogankov V.B., Levchenko V.I.* Global asymmetry of fluids and local singularity in the diameter of the coexistence curve // *Physical Review E.* – 2013. – V.87. – 052141. – P.1-13.

Роганков О.В. мл., Швець М.В., Калинин В.В., Роганков В.Б.

Новая альтернативная модель эффективной пористости для гидрофильных и/или гидрофобных тонких проницаемых сред

АННОТАЦИЯ

Предлагаемая методология основана на новом анализе скорости переноса паров воды через тонкие натуральные и полимерные материалы, включая полупроницаемые мембраны. Концепция такого подхода и его реализация раскрывает резкое различие между поведением гидрофильных и гидрофобных систем. С его учётом предложена реалистичная модель эффективной пористости для исключения неопределённостей при её определении с помощью стандартных методологий.

Роганков О.В. мол., Швець М.В., Калінчак В.В., Роганков В.Б.

Нова альтернативна модель ефективної поруватості для гідрофільних та/або гідрофобних тонких проникних середовищ

АНОТАЦІЯ

Методологія, що пропонується, заснована на новому аналізі швидкості переносу водяної пари крізь тонкі природні та полімерні матеріали, включаючи напівпроникні мембрани. Концепція такого підходу і його реалізація розкриває різку відмінність між поведінкою гідрофільних і гідрофобних систем. З її врахуванням запропоновано реалістичну модель ефективної пористості для виключення похибок при її визначенні з допомогою стандартних методологій.

УДК 532.783

Шатагина А. А., Шатагина Е. А., Шатагин И. А., Бутенко А. Ф.

*Одесский национальный университет имени И.И. Мечникова,
ул. Дворянская, 2, г. Одесса, 65082, Украина
E-mail: shatagina@gmail.com, alexbest82@mail.ru*

Энергия активации вязкого течения прослоек предельных углеводородов с квазимакроскопической приграничной структурой

*Исследовано влияние температуры на коэффициент вязкости в сдвиговом течении микронных прослоек предельных углеводородов: *n*-гептадекана, *n*-гексадекана и *n*-тридекана. В таких гетерофазных, включающих эпитропные жидкокристаллические слои, прослойках энергии активации вязкого течения препаратов в $\sim 2 \div 3$ раза выше, чем у жидкостей в «объеме».*

Известно, что на твердой подложке анизометричные молекулы ряда немезогенных органических жидкостей, в тонких (\sim мкм) приповерхностных слоях могут быть как и в жидких кристаллах ориентационно упорядочены. Такие эпитропные жидкокристаллические (ЭЖК) слои [1, 2], сформированные в приповерхностных слоях минеральных масел, играют основную роль в препятствии контакту поверхностей триады трения, обеспечивая надежную работу трибоузлов в широком интервале температур при протекании в них процессов граничного и полусухого трения [3, 4]. Основным компонентом минеральных масел являются нормальные алканы - ациклические углеводороды линейного строения, образующие гомологический ряд C_nH_{2n+2} [5]. В объеме этих жидкостей возможно образование [5, 6] (и распад) ассоциатов с межмолекулярными водородными связями С-Н...С. Как следует из теоретических [7, 8, 9] и экспериментальных [10] работ, из таких ассоциатов в жидкой фазе алканов на металлической подложке формируется квазикристаллическая фаза, для которой характерна преимущественно гомеотропная ориентация их анизометричных молекул. Толщина же метастабильного ЭЖК слоя на стали (в области, близкой к температуре кристаллизации жидкости) составляет $1 \div 3$ мкм [11, 12, 13].

При сдвиговом течении смазки между твердыми подложками триады трения работа внешней силы затрачивается не только на преодоление истинной (ньютоновской) вязкости, но и на разрушение ЭЖК слоя. Поэтому вопрос об энергии активации вязкого течения в гетерофазных слоях, содержащих ЭЖК, актуален как в теоретическом, так и прикладном аспектах.

Целью работы было установить влияние ЭЖК слоев на энергию активации сдвигового течения прослоек *n*-алканов. Изучались три их гомолога: *n*-тридекан ($C_{13}H_{28}$), *n*-гексадекан ($C_{16}H_{34}$) и *n*-гептадекан ($C_{17}H_{36}$). Куэттовское течение [1] этих жидкостей в прослойках между стальными подложками триады – в ротационной паре вискозиметра исследовалось в интервале ($\Delta T = T - T_{кр} \sim 25$ К),

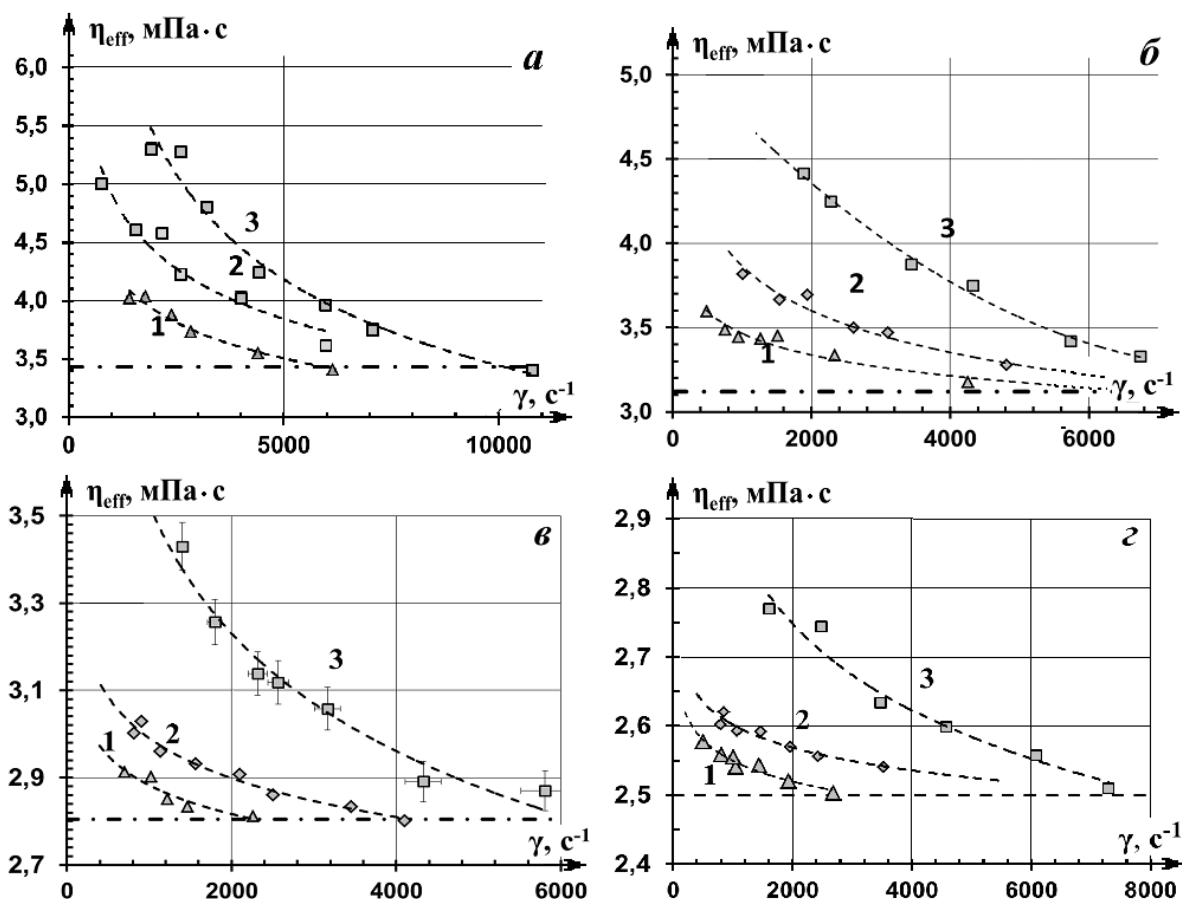


Рис. 1. Реокривые прослойки *n*-гексадекана между стальными подложками толщиной *D* (мкм): (1) ≈ 6 , (2) ≈ 4 , (3) – 1.5. ΔT и η_{0b} = а) 1.45 К, 3.43 мПа·с; б) 6.5 К, 3.12 мПа·с; в) 11.9 К, 2.8 мПа·с; г) 17.9 К, 2.5 мПа·с.

вблизи температур кристаллизации препаратов ($T_{кр}=267.95$ К, $T_{кр}=291.2$ К и $T_{кр}=295,1$ К, соответственно). В изотермических опытах в зазорах пары $D \approx 1.5$; 4 и 6 мкм определялось изменение эффективной вязкости η_{eff} (мПа·с) прослойки соответствующих толщин со скоростью сдвиговой деформации γ (s^{-1}) в них. Для иллюстрации такие экспериментальные реокривые $\eta_{eff}(\gamma)$ (при 4-х температурах) для *n*-гексадекана приведены на рис.1. Наблюдаемый неньютоновский характер течения препаратов в прослойках и отличие величины их вязкости в «объеме» (значений $\eta_{0b}(T)$ алканов из известных [14] температурных зависимостей этих коэффициентов и полученных нами в капиллярных ($\varnothing \sim 1, 1,5$ мм) вискозиметрах) свидетельствует об их структурированности – наличии в них ЭЖК слоев.

Из таких опытов с другими алканами следовало, что с увеличением длины алкильной цепи (в ряде *n*-тетра-, гекса-, гептадекан) вязкость их гетерофазных прослойки возрастает, что характерно и для *n*-алканов в «объеме» [14, 15]. Из рисунков 1 видно, что значения коэффициента вязкости η_{eff} при $\gamma \rightarrow 0$ в прослойках *n*-гексадекана уменьшаются при повышении температуры, а с ростом скорости деформации γ их эффективная вязкость уменьшается до величины коэф-

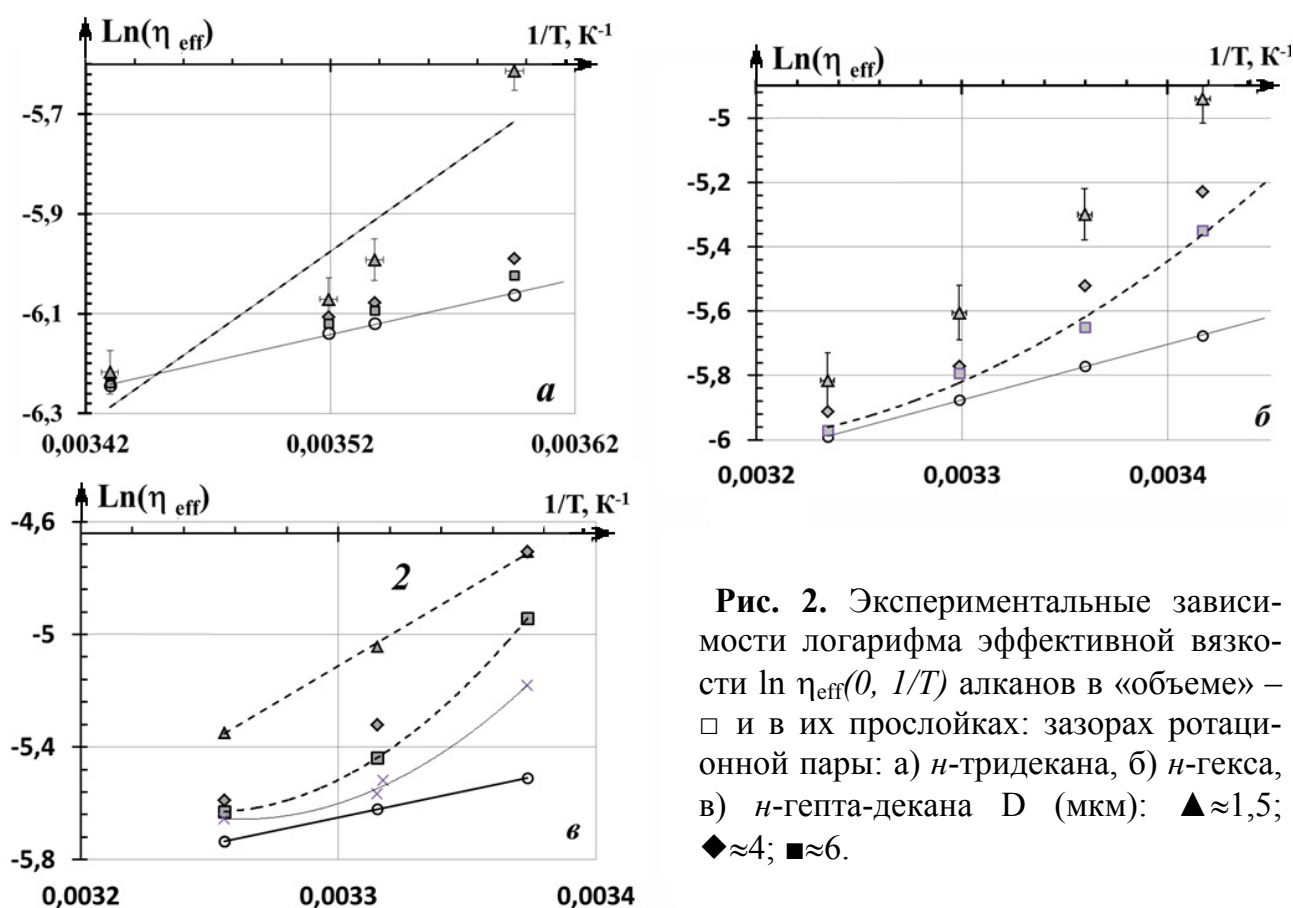


Рис. 2. Экспериментальные зависимости логарифма эффективной вязкости $\ln \eta_{\text{eff}}(0, 1/T)$ алканов в «объеме» – \square и в их прослойках: зазорах ротационной пары: а) n -тридекана, б) n -гекса, в) n -гепта-декана D (мкм): $\blacktriangle \approx 1,5$; $\blacklozenge \approx 4$; $\blacksquare \approx 6$.

фициента вязкости $\eta_{\text{об}}(T)$ в «объеме» жидкости. Это свидетельствует об изменении содержания в прослойках доли структурированного ЭЖК слоя, «срезании» его толщины от «начальной» d_{0s} , соответствующей не «деформированному» – при отсутствии сдвигового течения ($\gamma=0$). Из реологических опытов с привлечением различных структурных моделей течения гетерофазных прослоек n -алканов [11-13] были проведены оценки изменения $d_{0s}(T)$ их ЭЖК слоев с температурой. Основная погрешность таких оценок связана со сложностью измерений при малых $\gamma < 300 \text{ с}^{-1}$ и надежности значений $\eta_{\text{eff}}(0, T)$ при экстраполяции $\eta_{\text{eff}}(\gamma, T)$.

Энергии активации вязкого течения микронных прослоек n -алканов рассчитывали в предположении, что зависимость их вязкости от температуры может быть описана экспоненциальным законом Аррениуса [15]. В соответствии с активационной теорией течения жидкостей, $\eta_{\text{eff}}(0, T)$ аппроксимировались функцией $\eta_{\text{eff}}(0, T) = A \cdot \exp(E_s/kT)$, где E_s – энергия активации вязкого течения в прослойках препаратов (рис. 2).

Приведенные на рис.2 зависимости $\ln(\eta_{\text{об}}) = F(1/T)$ и, соответственно, значения $E_{\text{акт}}(T)$ жидкостей в «объеме», полученные в наших опытах, совпадают с литературными данными [15]. Существенная нелинейность (заметная даже в малом интервале ΔT) этих зависимостей связана с тем, что прослойки – гетерофазны, и изменение температуры при неизменной их толщине приводит к изменению соотношения содержания в них фазы изотропной («объемной») жидкости и структурированного ЭЖК слоя. В большей степени это проявляется в прослойках, соизмеримых с толщиной ЭЖК слоев в них. Поэтому рассчитан-

Таблица. Энергия активации $E_{об}$ и E_s (К) вязкого течения n -алканов в «объеме» и микронных прослойках ($\delta E_s \sim 10\%$).

Состояние гомолога	ГОМОЛОГИ		
	$C_{13}H_{28}$	$C_{16}H_{34}$	$C_{17}H_{36}$
$E_{об}$ - в «объеме» жидкости	1110	1730	1830
E_s - в прослойке $D = 6$ мкм	1310	3280	5830
E_s - в прослойке $D = 4$ мкм	1530	3770	7500
E_s - в прослойке $D = 1,5$ мкм	3460	4800	5440
l_0 , длина алкильной цепи, Å	17.9	21.9	23.2

ные величины E_s (см. табл.) являются лишь аналогом энергии активации течения. Со структурированностью прослоек связано то, что E_s алканов в них значительно выше их значений $E_{об}$ для жидкостей в «объеме». С ростом длины алкильной цепи гомолога возрастает и энергия $E_{акт}$ течения его прослойки. С уменьшением толщины D прослоек энергия активации заметно возрастает, что может быть связано с перекрытием ЭЖК слоев в них.

Приведенные в таблице длины молекул l_0 n -алканов (как и для молекул любого гомолога в ряду n -парафинов) рассчитаны по формуле:

$$l_0 = [(n-1)l_{C-C} + 2l_{C-H}] \sin(\alpha/2),$$

где n – номер гомолога в ряду, l_{C-C} и l_{C-H} – длины соответствующих связей, α – валентный угол между связями C-C-C и H-C-H [16].

Таким образом, из экспериментальных измерений вязкости трех гомологов n -алканов между стальными подложками следует, что значения аналогов энергии активации E_s их сдвигового течения в микронных прослойках значительно выше (в 2÷3 раза) их величины $E_{об}$ в «объеме». Объясняется это наличием в прослойках квазимакроскопической эпитропно жидкокристаллической структуры.

Работа выполнена под руководством д. ф.-м. н., профессора Б.А. Алтоиза.

Литература:

1. Алтоиз Б.А., Кириян С.В. Структурированные приповерхностные слои нормальных алканов // Инженерно-физический журнал. – 2010. – Т. 83, № 3. – С. 608-613.
2. Derjaguin B.V., Altoiz B.A., Nikitenko I.I. Epitropic Liquid Crystal layers of Nonmesogens on Quartz Substrate // Journal of Colloid and Interface Science. – 1991. – Vol.145. – №2. – P. 441-446.
3. Алтоиз Б. А., Поповский Ю.М. Физика приповерхностных слоев жидкости. – Одесса: Астропринт. –1996. – 153 с.
4. Березина Е. В., Корсаков М. Н., Павлов А. С. Фазовое состояние смазочных композиций // Жидкие кристаллы и их практическое использование. – 2010. – №3(33). – С. 32-38.
5. Шахпаронов М.И., Ашеко А.А., Усачева Т.М. Кинетика диэлектрически наблюдаемых процессов теплового движения в жидких алканах // Журнал физической химии. – 1984. – №11. – С. 2746-2749.

6. *Межиковский С.М., Аринштейн А.Э., Дебердеев Р.Я.* Олигомерное состояние вещества. – М.: Наука. – 2005. – 252 с.
7. *Xia T.K., Uzi Landman.* Structure and dynamics of surface crystallization of liquid n-alkanes // *Physical Review B.* – 1993. – Vol. 48. - №15. – P 313-315.
8. *Morikawa Y., Ishii H., Seki K.* Theoretical study of n-alkane adsorption on metal surfaces / *Y. Morikawa,* // *Physical Review B.* – 2004. – Vol. 69. – №.4. – P. 403-407.
9. *Алтоиз Б. А., Бондарев В. Н., Шатагина Е. А., Кириян С. В.* Модель организации эпитропной жидкокристаллической фазы // *Журнал технической физики.* –2014. – №7. – С. 58-61.
10. *Веттегрень В.И., Тупицына А.И.* Исследование структуры тонких слоев гексадекана на металлической подложке методом ИК-спектроскопии // *Письма в Журнал технической физики.* – Т. 24. –1998. – № 10. –С. 24-28.
11. *Алтоиз Б.А., Асланов С.К., Бутенко А.Ф.* Ротационный вискозиметр для исследования микронных прослоек // *Фізика аеродисперсних систем,* – 2005, – №. 42. – С. 53 – 65.
12. *Алтоиз Б. А., Кириян С. В., Шатагина Е. А.* Исследование эффективной вязкости тонких прослоек алифатических жидкостей в поле флуктуационных сил, порождаемых твердыми подложками // *Журнал технической физики.* – 2010. – Т.80, № 10. – С. 37-40.
13. *Кириян С.В., Алтоиз Б.А., Шатагина Е.А., Шатагина А.А.* Влияние длины цепи молекулы тридекана и гептадекана на структурные характеристики их эпитропно-жидкокристаллических слоев // *Инженерно-физический журнал* – 2012. – Т.85, № 2. – С. 1-5.
14. *Физико-химические свойства индивидуальных углеводородов.* Под ред. *В. М. Татевского.* – М.:1960. – 412 с.
15. *Виноградов Г.В., Малкин А.Я.* Реология полимеров. – М.: Химия. – 1977. – 439 с.
16. *Мельников Г. А., Полянский А.В.* Акустические, оптические и структурные характеристики в ряду линейных углеводородов // *Ультразвук и термодинамические свойства вещества.* – №32. – 2005. – С. 66-75.

Шатагіна Г. О., Шатагіна О. О., Шатагін І. О., Бутенко А. Ф.

Енергія активації в'язкої течії квазімакроскопічних прошарків насичених вуглеводнів з квазімакроскопічною приграничною структурою

АНОТАЦІЯ

Досліджено вплив температури на коефіцієнт в'язкості в зсувній течії мікронних прошарків насичених вуглеводнів: n-гептадекану, n-гексадекану, n-тридекану. В таких гетерофазних, що містять епітропні рідкокристалічні шари, прошарках енергії активації в'язкої течії препаратів у 2÷3 рази вищі, ніж у рідин в «об'ємі» .

Shatahina H. O., Shatahina O. O., Shatahin I. O., Butenko A.F.

The activation energy of the viscous flow of layers of saturated hydrocarbons with quasi macroscopic cross-borderstructure

SUMMARY

Influence of temperature on the viscosity coefficient in shear flow micron layers of saturated hydrocarbons n-heptadecane, n-hexadecane and n-tridecane. Such heterophasic interlayers (which are including epitropnye liquid crystal layers) activation energy of viscous flow 2÷3 times higher than that of liquids in the "volume".

УДК: 678:541.64:539.3

Малежик П.М.¹, Шут М.І.¹, Січкара Т.Г.¹, Лазаренко М.М.², Шут А.М.³

¹ Національний педагогічний університет імені М.П. Драгоманова

² Київський національний університет імені Тараса Шевченка

³ Київський національний університет технологій та дизайну

E-mail: petko@i.ua

Анізотропія теплофізичних властивостей вуглецевонаповнених епоксидних композитів, сформованих в магнітному полі

Проведено дослідження питомої теплоємності ненаповненого та наповненого багатошаровими вуглецевими нанотрубками епоксидного полімеру ЕД-20, отвердженого у постійному магнітному полі (ПМП). Показано, що ПМП впливає на температурну залежність теплоємності, простежується її анізотропія. Виявлено вплив напрямку дії магнітного поля для зразків отверджених вздовж і впоперек ПМП порівняно з контрольними зразками на процеси релаксації як у склоподібному, так і у високоеластичному стані.

Вступ. Використання магнітних полів є ефективним засобом модифікації полімерних композитних матеріалів [1]. За дії магнітного поля на етапі отвердження відбувається впорядкування структури та формування фізико-механічних властивостей епоксидних систем, зокрема, це дозволило отримати композити з новими функціональними властивостями [2, 3]. Однак, поряд з досить вивченим впливом ПМП на механічні характеристики [2], залишається нез'ясованим характер його дії на теплофізичні властивості епоксидних полімерів.

В даній роботі ставилося за мету дослідити вплив магнітного поля на питому теплоємність структурованих в ПМП епоксидних компаундів, наповнених багатошаровими вуглецевими нанотрубками.

Експериментальна частина. Для виготовлення зразків досліджуваних полімерів були використані: епоксидно-діанова смола ЕД-20 (ГОСТ 10577-84, виробник Росія), отверджувач поліетиленполіамін (ПЕПА), багатошарові вуглецеві нанотрубки (діаметр 15-20 нм, густина 2.05 г/см³) виробництва ТОВ „Спецмаш” (м. Київ). Вміст наповнювача становив 0.5 % об. Модифіковані зразки перебували у полі потужного електромагніту радіоспектрометра РЭ-1351 при напруженості поля $4 \cdot 10^5$ А/м протягом 4 годин у паралельному та перпендикулярному напрямках до вектора напруженості ПМП. Даний режим приготування композицій був таким же, як і у [2].

Для визначення питомої теплоємності в інтервалі температур 74 – 493 К використовували диференціальний скануючий калориметр [4].

Відносна похибка при дослідженні теплоємності становила $\varepsilon = \pm 2.5$ %.

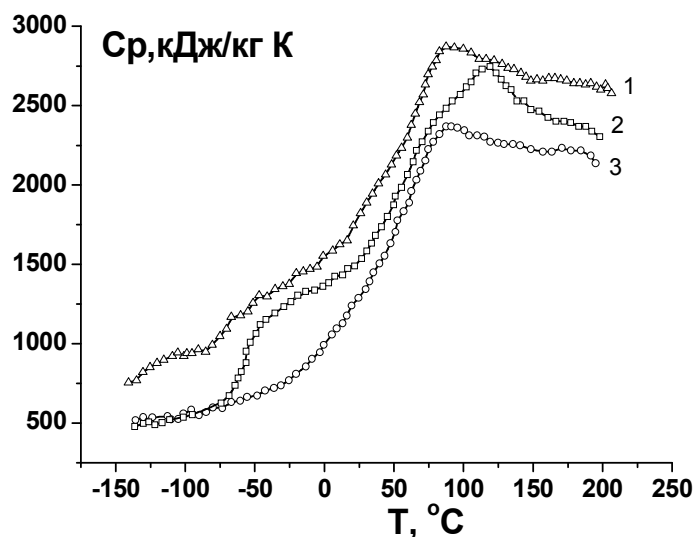


Рис. 1. Температурна залежність питомої теплоємності ЕП ненаповнених ЕП: 1 – паралельно вектору напруженості ПМП; 2 – поперечно до вектора напруженості ПМП; 3 – сформованих в звичайному режимі.

Результати та їх обговорення. Аналіз експериментально отриманих температурних залежностей питомої теплоємності (рис.1) в ненаповнених ЕП отверджених в ПМП поперек силових ліній (крива 2) і вздовж силових ліній напруженості (крива 1) та вихідного зразка (3) виявив наступне.

Для вказаних кривих характерним є те, що незалежно від передісторії температура головного α -процесу в зразках виявилася для всіх них однаковою і досить низькою. Це вказує на часткову незавершенність процесу отвердження ЕП. З порівняння температурних залежностей питомої теплоємності для контрольних зразків ненаповненого і наповненого композитів, видно (рис. 3), що наповнювач дещо знижує значення питомої теплоємності C_p , це простежується на всьому інтервалі температур, а також вплив наповнювача (0.5% БВНТ) відмічається появою переходу в області β – процесу (-20 °С).

Чітко виявляється дія ПМП у вигляді підвищення значень питомої теплоємності до 30% в області низьких температур ($-120 \dots -50$ °С). Далі на кривій композита, отвердженого поперечно до вектора напруженості ПМП, поблизу температури -50 °С прослідковується скачкоподібний релаксаційний перехід β – процесу, внаслідок чого значення C_p наближається до відповідного значення в зразку, орієнтованого вздовж силових ліній ПМП.

Тільки в інтервалі температур $100 \div 200$ °С помітно суттєве розходження значень C_p – до 20%. Можна стверджувати, що під впливом ПМП під час отвердження сформувалися певні елементи зшивання, розмороження рухливості яких позначилися на поведінці β – процесу.

Відомо [5], що за релаксаційний β – процес відповідає спільна для всіх епоксидних смол частина молекули. Можливо, цей релаксаційний процес з енергією активації близькою до 50 кДж/моль обумовлений рухливістю оксифірного фрагменту ланцюга (рис 2).

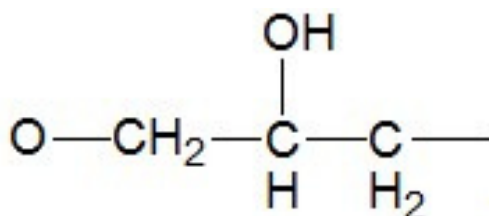


Рис. 2. Оксифірний фрагмент.

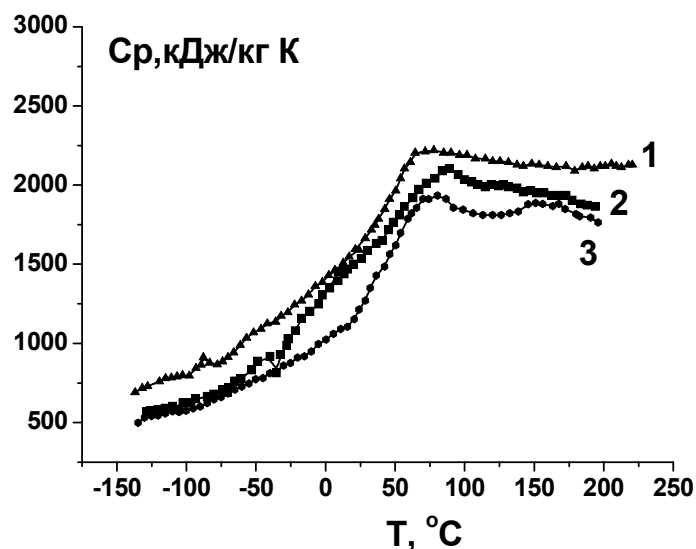


Рис. 3. Температурна залежність питомої теплоємності ЕП, наповнених 0.5% БВНТ: 1 – паралельно вектору напруженості ПМП, 2 – поперечно до вектора напруженості ПМП; 3 – сформованих в звичайному режимі.

За даними роботи [6], збільшення зшивання епоксидного полімеру за рахунок зменшення молекулярної маси олігомера або функціонального аміна призводить до значного збільшення T_{β} . Оскільки максимум β – переходу лежить в області склоподібного стану, то його визначення не викликає доотвердження полімеру, яке відбувається при нагріванні недоотвердженого полімеру до температури вищої за температуру склування. Отже, якщо вказаний вище β – перехід віднести до руху оксифірного фрагменту основного ланцюга молекули, то підвищення T_{β} може бути пов'язане з загальним зменшенням рухливості ланцюгу при збільшенні густини зшивання.

На температурних кривих питомої теплоємності ЕП, що наповнені 0.5% БВНТ (рис.3), спостерігається таке: в контрольних зразках температура β – переходу підвищилася до 20°C , тоді як в композиті, отвердженому в ПМП поперечно вектору напруженості T_{β} , підвищилася тільки до -20°C . Подібні переходи відсутні на температурних кривих контрольного ненаповненого зразка та наповненого і ненаповненого, орієнтованих під час отвердження вздовж силових ліній магнітного поля.

Для вивчення впливу ПМП на теплофізичні характеристики була введена кількісна оцінка анізотропії питомої теплоємності – ступінь анізотропії:

$$\varpi_m = \frac{C_{p \max}}{C_{p \min}},$$

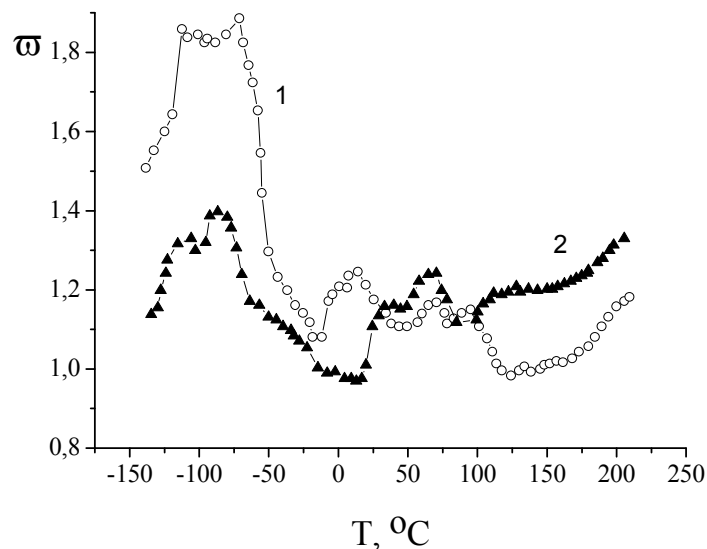


Рис. 4. Температурна залежність ступеня анізотропії питомої теплоємності ЕП ненаповнених (1) та наповнених 0.05% БВНТ (2), сформованих в ПМП.

де $C_{p\min}$, $C_{p\max}$ – питомі теплоємності в зразках, отверджених у ПМП і, відповідно, орієнтованих поперек та вздовж вектора напруженості магнітного поля.

Прояви анізотропії питомої теплоємності в отверджених у ПМП, як ненаповнених так і наповнених епоксидних полімерах (рис.4), безумовно свідчать про вплив магнітного поля на процес полімеризації в певних напрямках щодо вектора напруженості поля. Це також підтверджується результатами попередніх досліджень [2,6], при дослідженні пружних та оптико-механічних характеристик отверджених в ПМП епоксидів.

Проте, в даному випадку відмінним є те, що найбільше значення анізотропії питомої теплоємності спостерігається для зразків, отверджених вздовж напрямку магнітного поля, а не поперек. Це можна пояснити вищою молекулярною рухливістю макромолекул, порівняно зі зразками, отвердженими впоперек напрямку магнітного поля, в яких молекулярна рухливість значно зменшується внаслідок зростання густини зшивання епоксидної сітки [7]. Для зразків, наповнених багатощаровими вуглецевими нанотрубками, ступінь анізотропії має дещо менше значення в порівнянні з ненаповненими, що можна пояснити відсутністю орієнтації нанотрубок [8] під дією постійного магнітного поля і зменшенням орієнтації елементів епоксидної матриці.

Висновки.

Проведені дослідження показали можливість в певних межах змінювати питому теплоємність епоксидного полімеру, формуючи його в ПМП. Набута анізотропія має ознаки ортотропії з чіткою орієнтацією осей відносно напрямку магнітного поля. Наявність анізотропії питомої теплоємності свідчить про вплив магнітного поля на величину густини зшивання в певних напрямках щодо вектора напруженості поля.

Література:

1. *Родин Ю.П.* // Механика композитных материалов. – 1991. - №3. – С.490 – 503.
2. *Зазимко Н.М., Малержик П.М., Сичкар Т.Г.* Дослідження впливу параметрів постійного магнітного поля на пружні властивості отверджених епоксидних полімерів // Наукові вісті. Науково-технічний журнал Національного технічного університету України „Київський політехнічний інститут”. –2009. – № 2(64). – С. 122-128.
3. *Малержик П.М., Шут М.І., Сичкар Т.Г., Рокицький М.О.* Вплив магнітного поля на оптико-механічні властивості епоксидно-амінних полімерів // Полімерний журнал. – 2012. – Т. 34, № 2. – С. 161-167.
4. *Шут Н.И.* Тепловые процессы и релаксационные явления в полимерах и композициях на их основе: дис. докт. физ.-мат. наук: 01.04.19 / Шут Николай Иванович – М., 1989. – 403 с.
5. *Иржак В.И., Розенберг Б.А., Ениколопан Н.С.* Сетчатые полимеры. Синтез, структура, свойства. – М.: Наука, 1979. – 248 с.
6. *Шут Н.И., Сичкар Т.Г., Сташкевич А.Н., Касперский А.В.* Теплоперенос и молекулярная подвижность композитов на основе эпоксидных полимеров // Пластические массы. – 1993. – №5. – С.47-49.
7. *Малержик П.М., Шут М.І., Сичкар Т.Г.* Структурні параметри модифікованих магнітним полем епоксидних систем з амінними отверджувачами / VII Відкрита українська конференція молодих вчених з високомолекулярних сполук: Тези доповідей / Київ, Україна, 15-18 жовтня 2012 р. – С.17
8. *Hamid Garmestani, Marwan S. Al-Haik, K. Dahmen, R. Tannenbaum, Dongsheng Li, Simon S. Sablin, and M. Yousuff Hussaini* Polymer-Mediated Alignment of Carbon Nanotubes under High Magnetic Fields //Advanced Material – 2003. – V.15, №. 22.

Малержик П.М., Шут Н.И., Сичкар Т.Г., Лазаренко М.М., Шут А.М.

Анизотропия теплофизических свойств углеродонаполненных эпоксидных композитов, сформированных в магнитном поле

АННОТАЦИЯ

Проведены исследования удельной теплоемкости ненаполненного и наполненного многослойными углеродными нанотрубками эпоксидного полимера ЕД20, отвержденного в постоянном магнитном поле (ПМП). Показано, что ПМП влияет на температурную зависимость теплоемкости, прослеживается ее анизотропия. Обнаружено влияние направления действия магнитного поля для образцов, отвержденных вдоль и поперек ПМП, по сравнению с контрольными образцами на процессы релаксации как в стеклообразном, так и в высокоэластическом состоянии.

Malezhyk P.M., Shut N.I., Sichkar T.G., Lazarenko M.M., Shut A.M.

**Anisotropy of thermal properties of carbon-filled epoxy composites
formed in a magnetic field**

SUMMARY

The investigation of specific heat capacity of unfilled epoxy resin and filled with ED20 multiwalled carbon nanotubes, prepared in CMF. It is shown that the heat capacity temperature dependencies demonstrate its anisotropy and influence of the magnetic field direction on the relaxation processes in the glassy and in the rubbery state, for samples prepared along and crosswise CMF in comparison with control samples.

ТЕПЛОМАСООБМІН

УДК 536.248.2:532.529.5

*Глауберман М.А.¹, Дорошенко А.В.¹, Кириллов В.Х.¹,
Антонова А.Р.², Людницкий К.В.²*

¹ ННВЦ при ОНУ имени И.И. Мечникова,

² Одесская национальная академия пищевых технологий

Солнечные абсорбционные холодильные системы. Принципы построения и анализ возможностей

Разработаны схемные решения для альтернативных холодильных систем, основанных на использовании теплоиспользующего абсорбционного цикла и солнечной энергии для регенерации раствора абсорбента. Использован двухступенчатый принцип построения осушительного и охладительного контуров с возрастанием концентрации абсорбента по ступеням каскада. Тепло-массообменная аппаратура пленочного типа, входящая в состав осушительного и охладительного контуров, унифицирована и выполнена на основе моноблоковых многоканальных композиций из полимерных материалов. Выполнен, на основании экспериментальных данных по эффективности процессов теплообмена в аппаратах осушительного и охладительного контуров солнечных систем, сравнительный анализ возможностей разработанных холодильных систем.

Введение. Солнечные многофункциональные холодильные системы, основанные на теплоиспользующем абсорбционном цикле могут обеспечивать комплексное решение задач осушения воздуха, тепло-хладоснабжения и кондиционирования [1-2]. В этих системах предварительное осушение воздуха обеспечивает высокую эффективность последующего испарительного охлаждения сред в солнечных холодильных системах СХС [1, 5-7]. Разработанные решения для многоступенчатых охладителей охватывают нужды энергетики, химической и пищевой технологий и позволяют решать задачи охлаждения, не прибегая к традиционной парокомпрессионной технике. Это позволяет также существенно улучшить их эко-энергетические показатели [8].

I. Солнечные многофункциональные системы. Основные принципы построения. Авторами ранее [1, 5-10] рассматривалось построение солнечных систем кондиционирования воздуха ССКВ на основе блока [(ДБР↔АБР) – НИО], где предварительное осушение наружного воздуха в абсорбере обеспечивало последующее глубокое охлаждение основного воздушного потока «О» в каналах испарительного воздухоохладителя непрямого типа НИО, и солнечных холодильных систем СХС на основе блока [(ДБР↔АБР) – ГРД], где обеспечивается глубокое испарительное охлаждение воды. Здесь и далее использовались сокращения, приведенные в таблице.

Таблица. Используемые сокращения

ОГАХ	Одесская государственная академия холода
ТМА	тепломассообменный аппарат (Heat-Mass-Transfer Apparatus)
СХС	солнечная холодильная система (Solar liquid-desiccant cooling systems)
ССКВ	солнечная система кондиционирования воздуха (Solar liquid-desiccant air conditioning systems)
АБР (ABR)	абсорбер (Absorber)
ДБР (DBR)	десорбер (Desorber-regenerator)
ГРД (GRD)	градирня (Cooling Tower)
ИО	испарительный воздухоохладитель
НИОг (IECg)	испарительный воздухоохладитель непрямого типа (Indirect Evaporative Cooler, IECg)
НИОж (IECw)	испарительный водоохладитель непрямого типа (Indirect Evaporative Cooler, IECw)
В и О	основной и вспомогательный воздушные потоки (Primary air mass flow, Go; Secondary (Humidified) air mass flow, Gв)
М, N	крепкий и слабый раствор абсорбента
СКЖ (SCw)	солнечный жидкостный коллектор (Flat Plate Solar Collectors)
Т/О	теплообменник
ж (l)	жидкость (вода, раствор абсорбента) (water, liquid)
г (g)	газ-воздух (gas, air)
пл (fl)	жидкостная пленка (liquid film)
$t, t_m, t_{ж}, h$	температура воздуха по сухому и мокрому термометрам, (dry- and wet-bulb air temperature), температура воды (water film temperature), энтальпия (enthalpy)
$d_{\text{Э}} (d_e)$	эквивалентный диаметр канала насадки
$x, \text{г/кг}$	влажностное содержание (air humidity)
ОС	осушенный воздух (dried airstream)
НВ	наружный воздух (outdoor airstream)
ВВ	выбрасываемый в среду воздух (exhaust airstream)

На рис. 1 и 2 показана компоновка двух основных блоков солнечных абсорбционных систем. Из таких автономных блоков строится многофункциональная солнечная система в двух- или трехступенчатых вариантах.

Подписи к рисункам в статье: 1, 3 – абсорбер-осушитель наружного воздуха, АБР; 2 – испарительный воздухоохладитель непрямого типа НИО; 5, 6 – десорбер-регенератор; 7 – градирня технологического назначения ГРДт; 8 – солнечная система, обеспечивающая процесс регенерации абсорбента на основе жидкостных солнечных коллекторов (СКж); 9 – теплообменник; 10 – дополнительный греющий источник; 11 – «продуктовая» основная градирня ГРДпр.)

Принципы построения многоступенчатых солнечных систем показаны на рис. 3. Градирня технологического назначения ГРДт обслуживает абсорбер АБР. Поддержание непрерывности осушительно-испарительного цикла обеспечивается в абсорбционных системах солнечной регенерацией абсорбента в десорбере-регенераторе (ДБР). Требуемый температурный уровень десорбции

Осушительно-испарительный контур солнечной холодильной системы
Solar liquid-desiccant systems (SLDS), – ABR-CTW

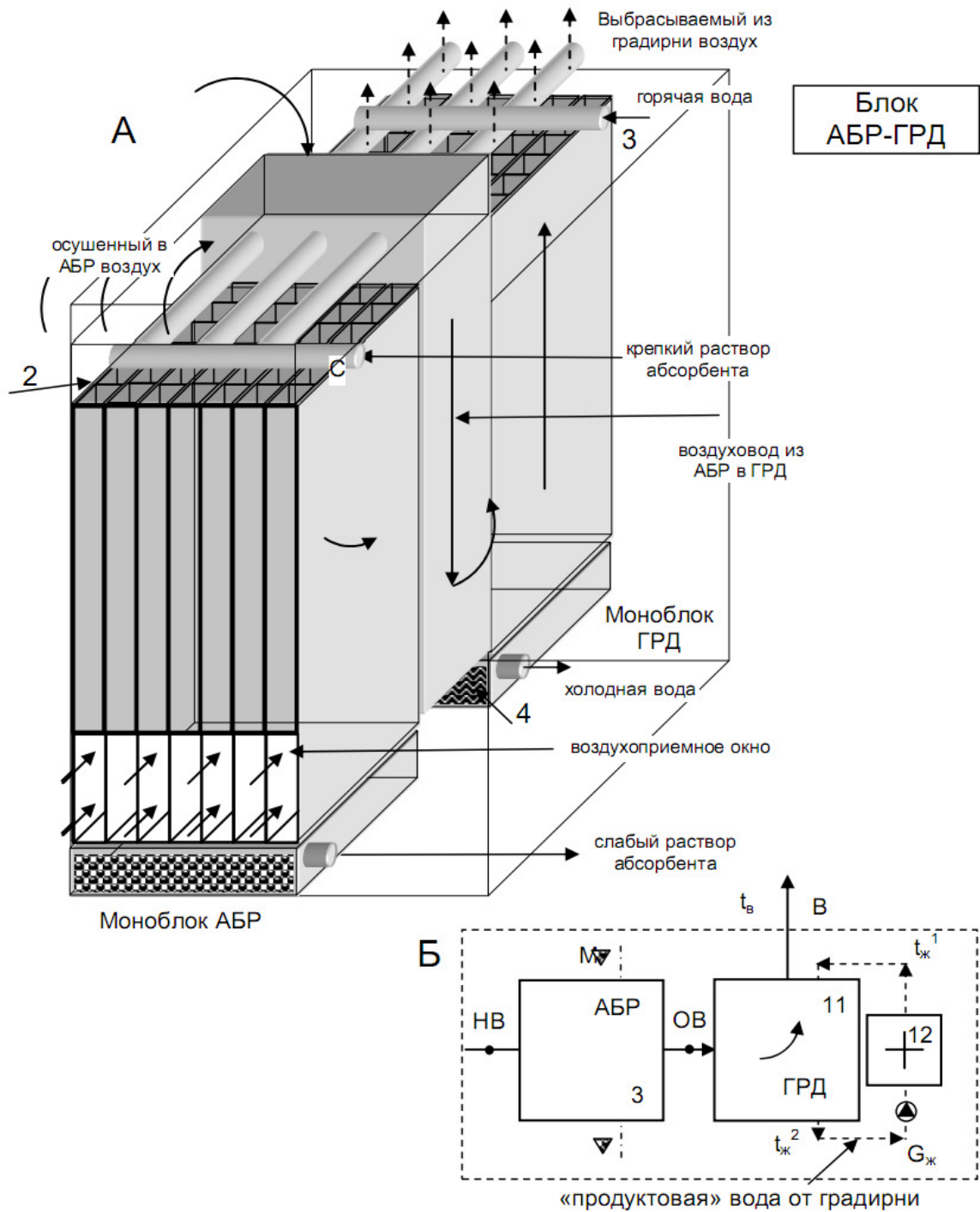


Рис. 1. Принципиальная компоновка элемента солнечной холодильной системы СХС на основе открытого абсорбционного цикла (моноблочный испарительный водоохладитель, построенный по формуле АБР-ГРД)

Обозначения приведены в тексте (к рис. 1Б), доп.: 1 – корпус аппарата; 2 – каналы насадки; 3 – распределитель жидкости (воды в ГРД и абсорбента в АБР); 4 – жидкостная емкость; 5 – насос; НВ, ВВ – наружный и выбрасываемый воздушные потоки, ОВ – осушенный в АБР воздух

Осушительно-испарительный контур солнечной системы кондиционирования воздуха
 Solar liquid-desiccant systems (SLDS), – ABR-IEC

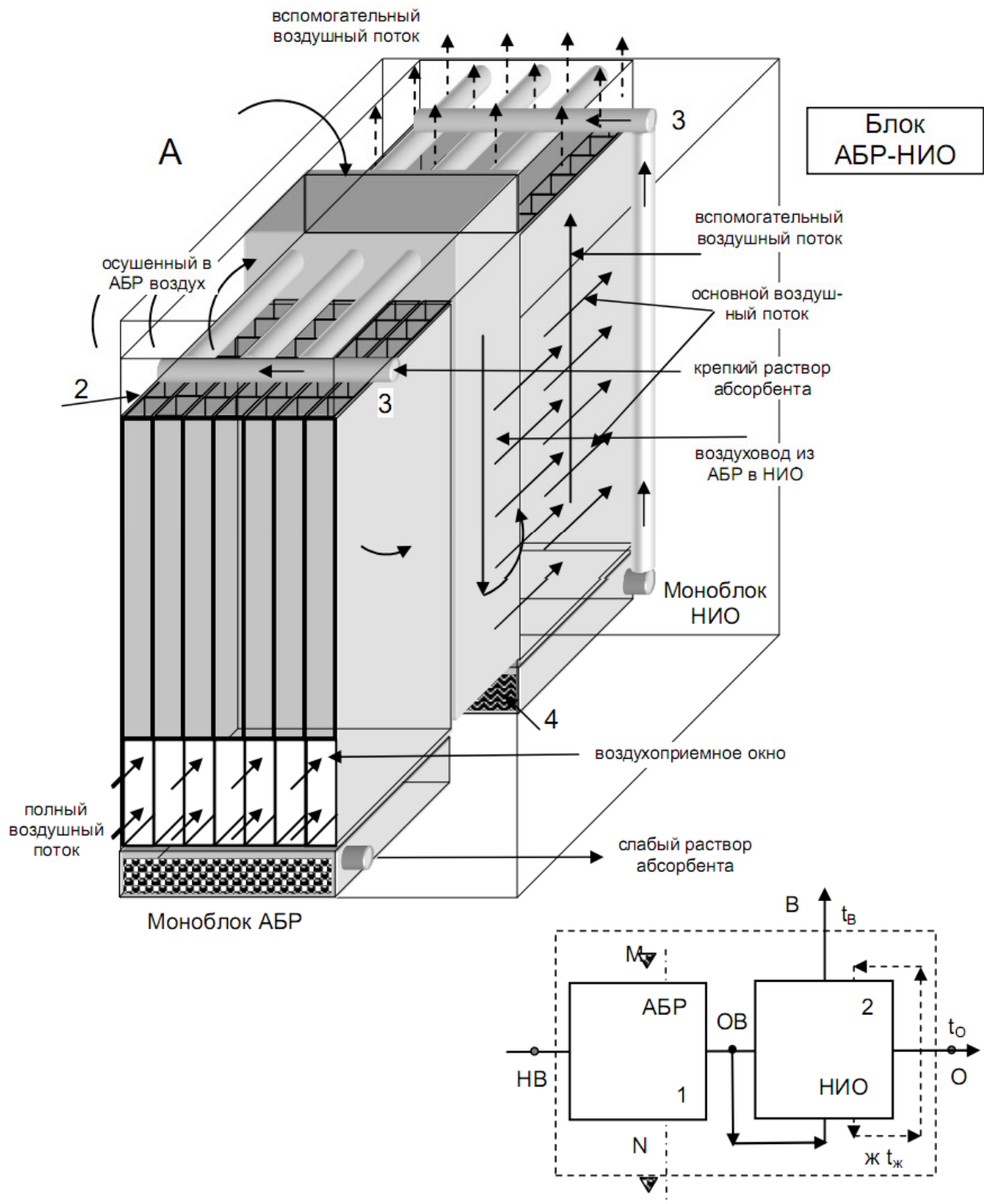


Рис. 2. Принципиальная компоновка ССКВ на основе открытого абсорбционного цикла (моноблочный испарительный воздухоохладитель, построенный по формуле АБР-НИО) Обозначения приведены в тексте (к рис. 2Б) и по рис. 1

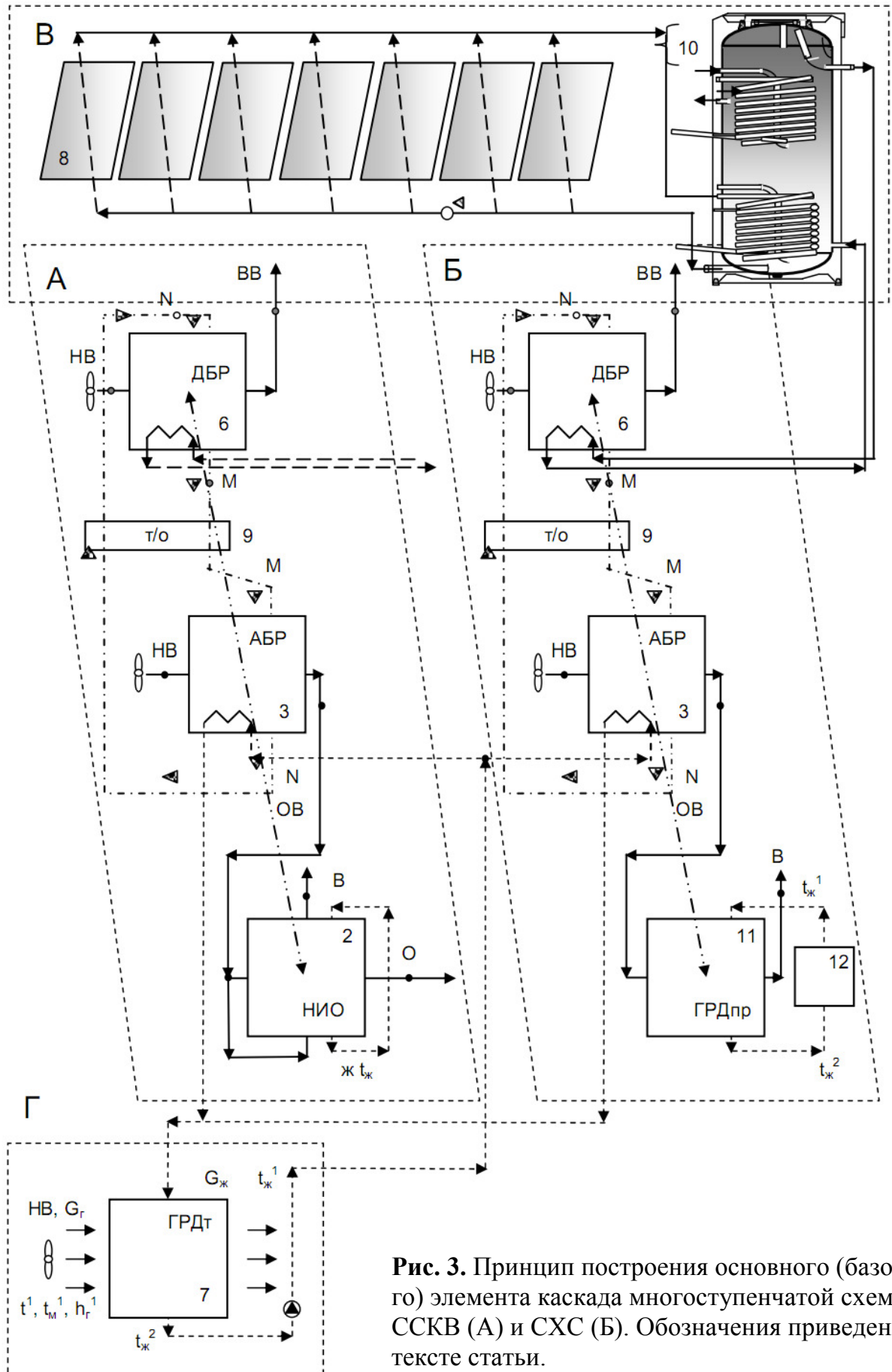


Рис. 3. Принцип построения основного (базового) элемента каскада многоступенчатой схемы ССКВ (А) и СХС (Б). Обозначения приведены в тексте статьи.

обеспечивается солнечной системой на основе жидкостных плоских солнечных коллекторов СКЖ (8) и баком-теплоаккумулятором БТА с дополнительным греющим источником 12 (электро- или газовый бойлер, а также любой наличный источник тепловых выбросов). Оптимальным для устойчивой работы альтернативных систем является рациональное, с учетом величины солнечной активности, ветронагрузки и др. аспектов, сочетание альтернативного и традиционного источников энергии. В солнечной системе используются разработанные плоские жидкостные солнечные коллекторы на основе полимерных многоканальных структур (теплоприемник и прозрачное покрытие СКЖ) [1].

В настоящей статье представлены разработанные, на основе указанных основных блоков, солнечные холодильные системы СХС (рис. 4А и 6А). СХС выполнена в двухступенчатом варианте, и состоит из автономных осушительно-охладительных блоков, первый блок решен по формуле [(ДБР \leftrightarrow АБР)–НИО] (в составе элементов 1 и 3), а во втором [(ДБР \leftrightarrow АБР)–ГРД] (элементы 3 и 11), причем каждая ступень регенерации (ДБР, элементы 5 и 6) замкнута на соответствующую ступень абсорбера-осушителя воздуха (АБР, элементы 1 и 3), соответственно [7, 9-10]. Основная концепция создания таких систем основана на следующих положениях:

1. Десорбер-регенератор (рис. 6А, элементы 5 и 6) выполнен многоступенчатым на основе идентичных моноблоков, каждый из которых представляет автономную ступень восстановления концентрации абсорбента, при этом требуемый температурный уровень регенерации абсорбента обеспечивается горячей водой от солнечной системы; раствор абсорбента последовательно проходит каждую ступень регенерации, в которую поступает «свежий» наружный воздух;
2. Двухступенчатая СХС может быть построена на основе одного, единого для двух степеней абсорбции, десорбера (рис. 4 и 5);
3. Схема осушительной части может быть построена так, чтобы каждая ступень регенерации (ДБР) была замкнута на соответствующую ступень абсорбера-осушителя воздуха (АБР), что приводит к росту концентрации абсорбента от ступени к ступени (в диапазоне возможных концентраций используемого раствора бромистого лития LiBr, что ограничено опасностью начала кристаллизации раствора при высоких концентрациях абсорбента);
4. Внутренняя рекуперация тепла обеспечивается системой теплообменников: на линиях горячий-крепкий (М) и холодный-слабый (N) растворы бромистого лития LiBr;
5. В охлаждающей части схемы последовательно используется в первой ступени охлаждения воздухоохладитель непрямого типа НИО (2), включенный в схему после соответствующей ступени абсорбции; во второй ступени СХС – градирня ГРД (11).

Все теплообменники аппараты (ТМА) солнечных систем конструктивно унифицированы, основаны на использовании аппаратов пленочного типа, и основаны на поперечноточной схеме контактирования потоков газа и жидко-

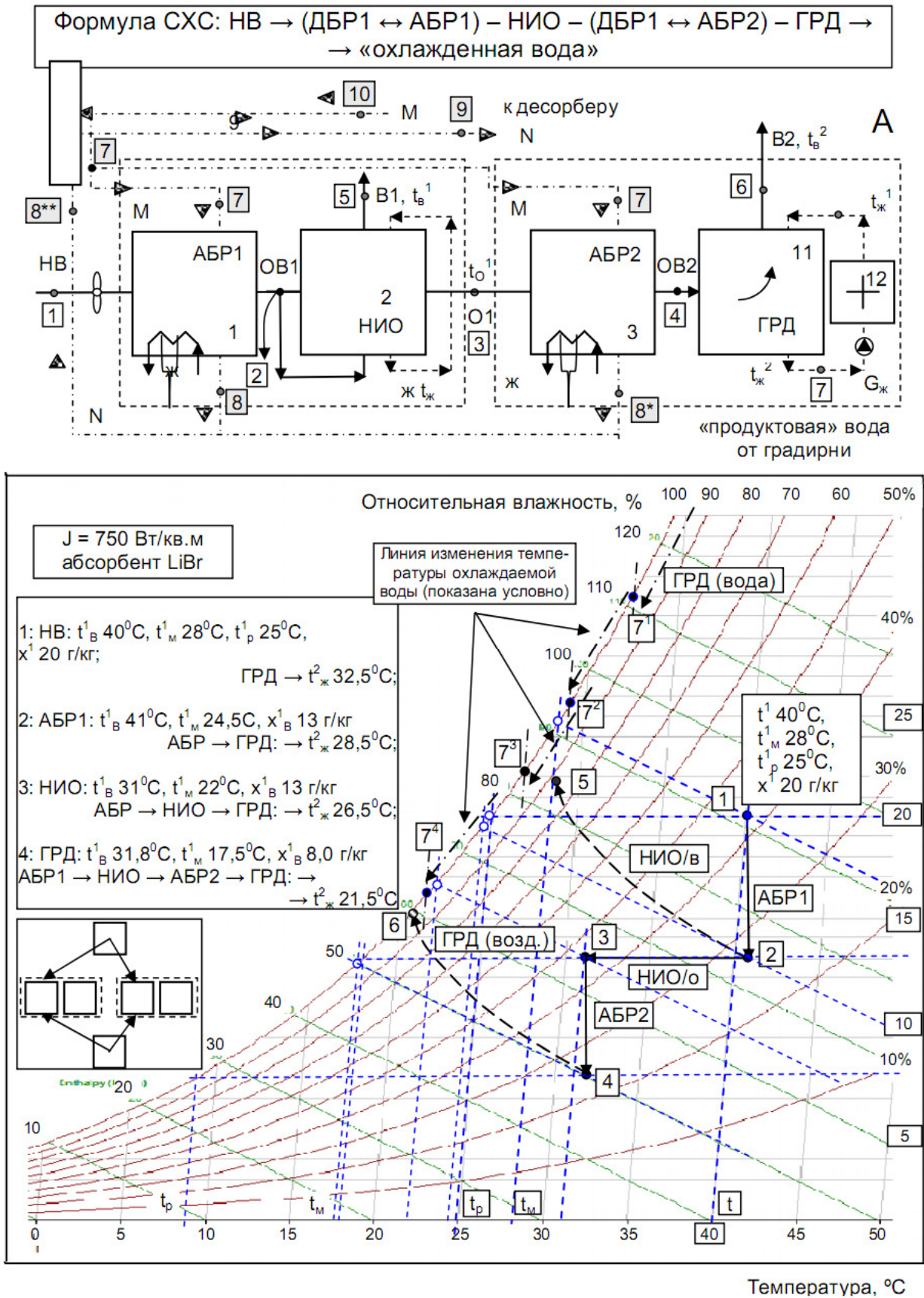


Рис. 4. Принципиальные возможности разработанных СХС (формула АБР1-НИО1-АБР2-ГРД, по рис. 1А). НВ: $t^1 = 40^\circ\text{C}$, $x^1 = 20 \text{ г/кг}$.

Обозначения: 1-2, 3-4 – процесс осушения воздуха в абсорбере; 2-3, 2-5 – основной и вспомогательный воздушные потоки в НИО; $7^1, 7^2, 7^3, 7^4$ – охлажденная в ГРД вода $t^2_{\text{ж}}$ (ГРД, АБР-ГРД, АБР-НИО-ГРД, АБР1-НИО-АБР2-ГРД)

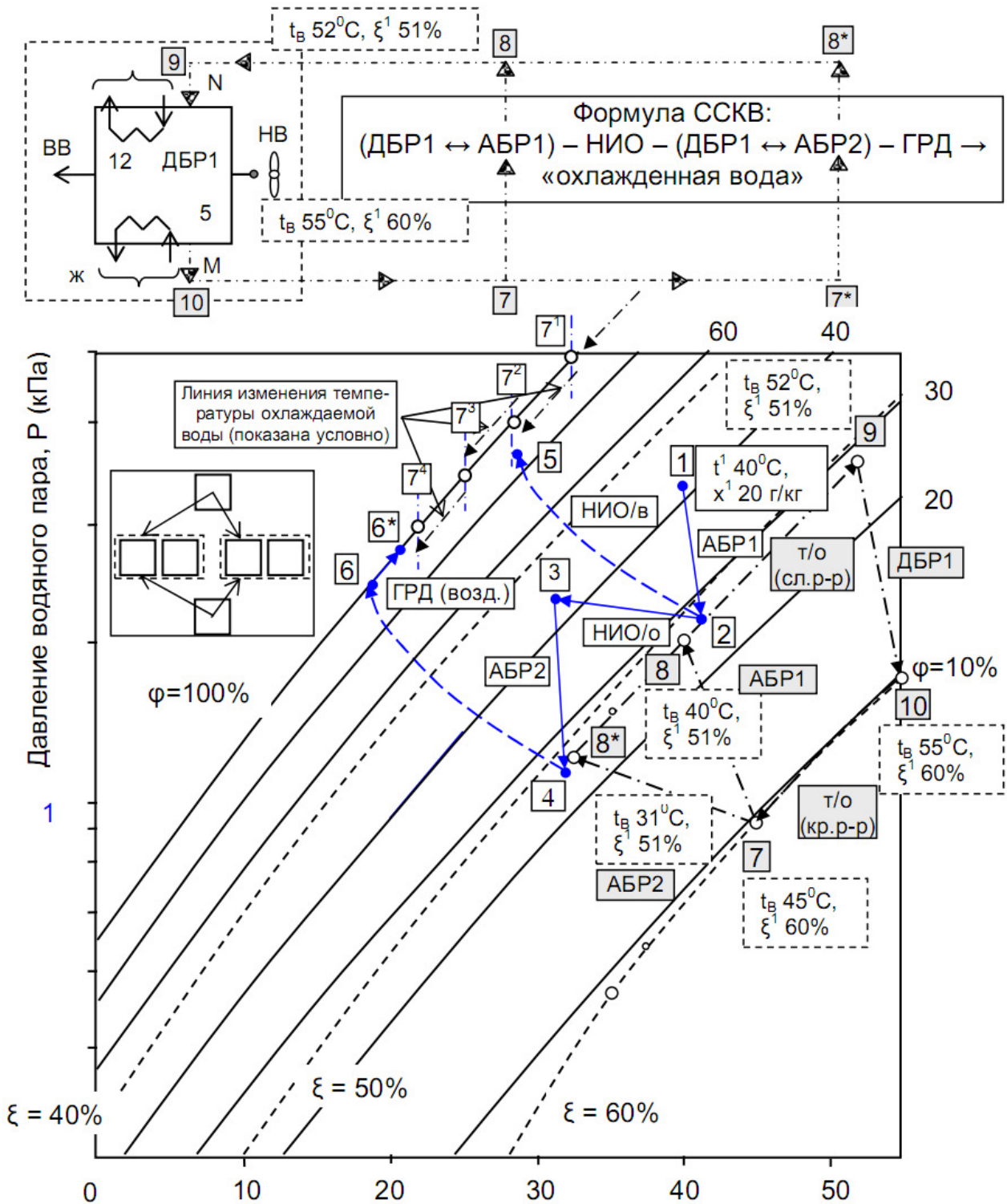


Рис. 5. Схема процессов в СХС на совмещенной диаграмме p - T для раствора LiBr^+ – влажный воздух (формула АБР1-НИО1-АБР2-ГРД, схема по рис. 1А, НВ: $t^1 = 40^\circ\text{C}$, $x^1 = 20$ г/кг).

Показаны: 1-2 и 1*-2* – процессы осушения воздуха в ступенях абсорбера АБР1 и АБР2; 2-4(1*) (основной возд. поток) и 2-5 (вспомогат. возд. поток) – процессы в испарительном охладителе непрямого типа НИО1; 2*-4* и 2*-6-6* – процессы в испарительном охладителе непрямого типа НИО2; 7-8(8*)-9-10 – процессы изменения состояния раствора абсорбента в абсорбере (7-8, АБР1) и (7-8*, АБР2) теплообменнике (8-9, 8*-9 и 10-7) и десорбере (9-10)

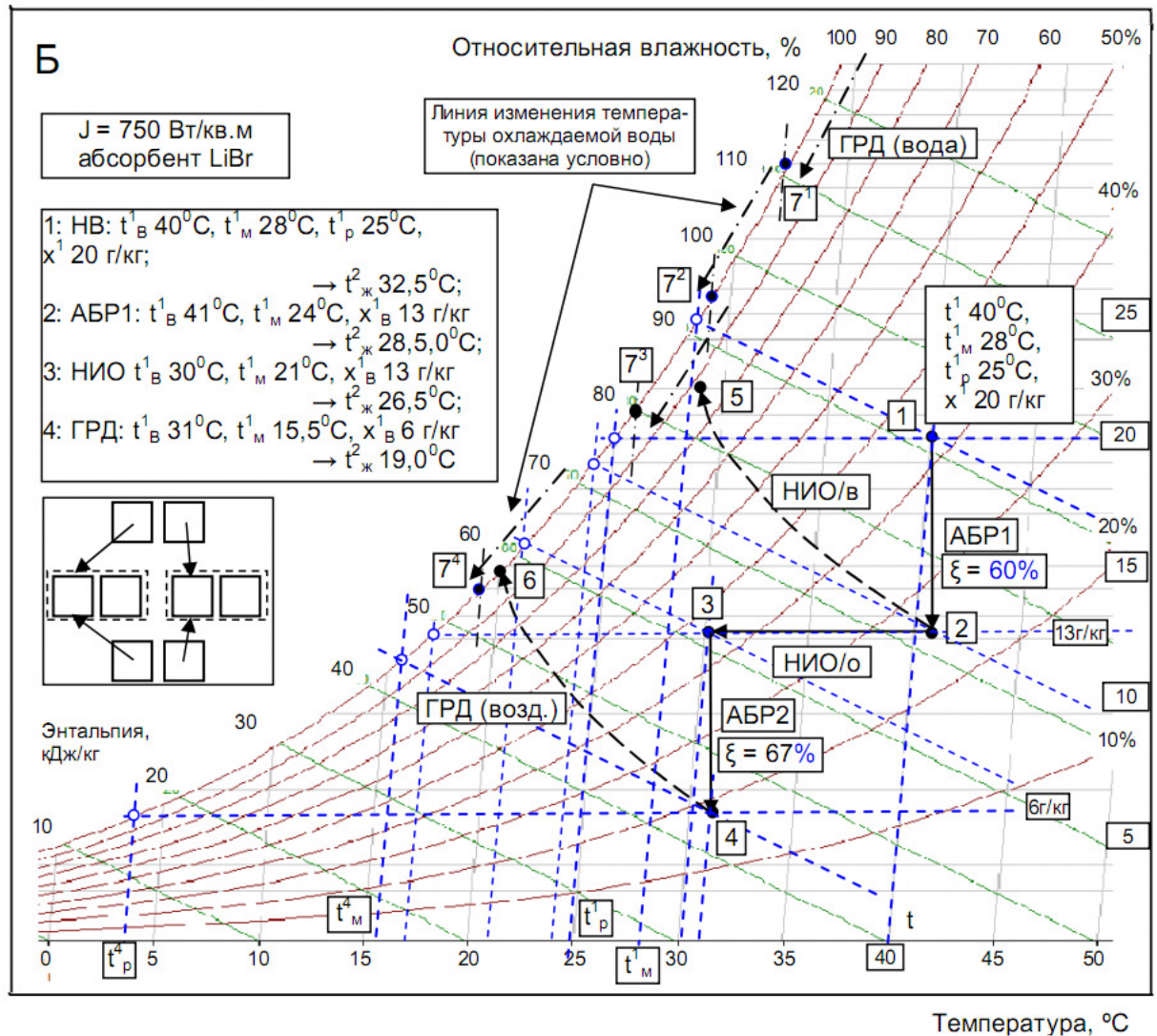
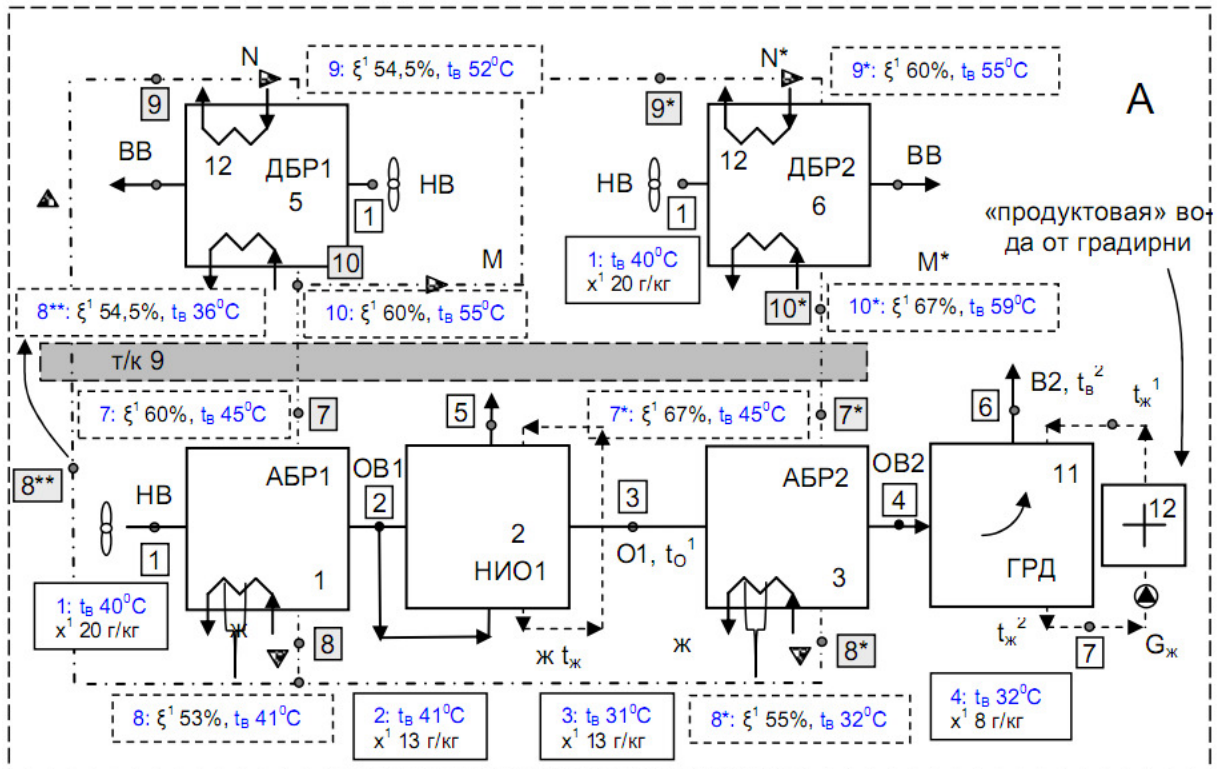


Рис. 6. Принципиальные возможности разработанных СХС.

сти, что обеспечивает: рост предельных нагрузок по газу, исключаящий до значений скоростей воздуха 6 - 7 м/сек, возникновение «захлебывания» насадочного слоя и высокую равномерность распределения контактирующих потоков по всему объему насадки [1-2]; упрощение коммуникаций между ТМА и создание «линейной» схемы построения систем, что снижает энергозатраты на организацию движения теплоносителей.

II. Анализ возможностей солнечных холодильных систем. Анализ принципиальных возможностей разработанных солнечных холодильных систем рассмотрен на примере двухступенчатых СХС с одним (единым для двух степеней) десорбером, решенных по формуле: (ДБР1 ↔ АБР1) – НИО – (ДБР1 ↔ АБР2) – ГРД → «охлажденная вода» (рис. 4 и 5) и СХС с двумя десорберами, решенных по формуле: (ДБР1 ↔ АБР1) – НИО – (ДБР2 ↔ АБР2) – ГРД → «охлажденная вода» (рис. 6).

Двухступенчатая СХС с одним, общим для двух ступеней, десорбером. На рис. 4 в поле Н-Т диаграммы влажного воздуха показано протекание процессов в основных элементах солнечных холодильных систем СХС, оформленных по формуле:

$$[(\text{ДБР1} \leftrightarrow \text{АБР1}) - \text{НИО}] \rightarrow [(\text{ДБР1} \leftrightarrow \text{АБР2}) - \text{ГРД}].$$

Начальное влагосодержание наружного воздуха выбрано значительно выше критической величины $x^* \approx 12,5 \text{ г/кг}$ [1] ($x = 15$ и 20 г/кг), что требует обязательного предварительного осушения воздуха перед испарительным охлаждением. Анализ выполнен на основе ранее полученных в ОГАХ экспериментальных данных по эффективности процессов в ТМА осушительного и охладительного контуров [1-2, 5-10] на насадке из многоканальных многослойных поликарбонатных плит с параметрами слоя: $d_{\text{э}} = 15-25 \text{ мм}$. Использование полимерных многоканальных насадочных структур в случае ИО непрямого типа (НИО) не приводит к сколь либо существенному снижению эффективности процесса, поскольку термическое сопротивление разделяющей каналы стенки соизмеримо с термическим сопротивлением жидкостной пленки, стекающей по внутренним поверхностям каналов. Для НИО была принята в расчетах величина эффективности процесса охлаждения по основному и вспомогательному потокам, равная $E_O = E_B = (t^1 - t^2)/(t^1 - t_M) = 0.65$, при эффективности теплообменников $E_{T/O} = 0.8$. Эта величина определяется соотношением расходов воздушных потоков в НИО, $l = G_O / G_B$. Температура воды, рециркулирующей через «мокрую» часть НИО, принята $t^*_{\text{ж}} = t^1_M + 1.5-2.5^\circ\text{C}$. На самом деле эффективность охлаждения вспомогательного воздушного потока несколько выше, чем основного, величина E_B несколько выше чем E_O , а реальное значение величины $t^*_{\text{ж}}$ зависит от соотношения $l = G_O / G_B$ [1, 2], так что результаты выполненного анализа носят предварительный характер и несколько занижены.

Сравнительный анализ выполнен для начальных параметров наружного воздуха: $t^1_{\text{в}} = 40^\circ\text{C}$, $x^1_{\text{в}} = 20 \text{ г/кг}$, то есть, заведомо, для самых «тяжелых» внешних условий для использования испарительных охладителей сред. Для двухсту-

пенчатых СХС с одним (единым для двух степеней) десорбером, получены сравнительные результаты (последовательно по ступеням охлаждения), для трех сравниваемых вариантов СХС:

Параметры наружного воздуха НВ в СХС: $t^1_{\text{В}} = 40^\circ\text{C}$, $t^1_{\text{М}} = 28^\circ\text{C}$, $t^1_{\text{Р}} = 25^\circ\text{C}$, $x^1 = 20$ г/кг.

1: ГРД $\rightarrow t^2_{\text{Ж}} = 32.5^\circ\text{C}$;

2: АБР \rightarrow ГРД: $\rightarrow t^2_{\text{Ж}} = 28.5^\circ\text{C}$;

3: АБР \rightarrow НИО \rightarrow ГРД: $\rightarrow t^2_{\text{Ж}} = 26.5^\circ\text{C}$;

4: АБР1 \rightarrow НИО \rightarrow АБР2 \rightarrow ГРД: $\rightarrow t^2_{\text{Ж}} = 21.5^\circ\text{C}$.

Видно, что процесс изменения состояния воздушного потока в градирне носит криволинейный характер. Линия изменения состояния вспомогательного воздушного потока в НИО также криволинейна и до выхода из насадки ТМА выходит на кривую $\varphi = 100\%$, с определенного момента следуя непосредственно по ней. Построение этих кривых выполнено по методике, разработанной на основе метода «энтальпийного потенциала» в работе [2]. Следует отметить опасность снижения эффективности процесса в этой области, что требует особого анализа. Решение вопроса может лежать на регулировании соотношения воздушных потоков в НИО и потоков газа и жидкости в градирне ГРД.

Достигнутый уровень охлаждения воды $t^2_{\text{Ж}} = 21.5^\circ\text{C}$, соответственно, оказывается ниже естественного предела охлаждения по наружному воздуху ($t^1_{\text{М}} = 28^\circ\text{C}$) и даже ниже его точки росы ($t^1_{\text{Р}} = 25^\circ\text{C}$). Результаты анализа приведены также на совмещенной диаграмме p - T для раствора (LiBr^+ – влажный воздух), рис. 5. Здесь показаны процессы изменения состояния раствора абсорбента в абсорберах по ступеням охладителя (7-8, АБР1) и (7-8*, АБР2), в теплообменнике (8(8*)-9 и 10-7) и десорбере-регенераторе (9-10, ДБР). Такой анализ выполнен впервые и позволяет одновременно и наглядно видеть возможности СХС и пути повышения эффективности, особенно при росте концентрации абсорбента.

Двухступенчатая СХС с двумя десорберами. Основной вариант разработанной СХС с двухступенчатым десорбером ДБР приведен на рис. 6А по формуле:

$$[(\text{ДБР1} \leftrightarrow \text{АБР1}) - \text{НИО}] - [(\text{ДБР1} \leftrightarrow \text{АБР2}) - \text{ГРД}].$$

Оптимально использование двухступенчатого варианта десорбера, когда каждая его ступень обеспечивает последующий рост концентрации абсорбента и связана в работе с соответствующей ступенью абсорбера. В поле H - T диаграммы влажного воздуха приведен анализ работы СХС по ступеням охлаждения для двух уровней концентрации абсорбента (ξ^1 60% и 67% на входе в ступени охлаждения; ориентировочный предельный уровень концентраций для LiBr^{++} составляет 70-75% [1]) и начальных параметров воздуха НВ: $t^1_{\text{В}} = 40^\circ\text{C}$, $t^1_{\text{М}} = 28^\circ\text{C}$, $t^1_{\text{Р}} = 25^\circ\text{C}$, $x^1 = 20$ г/кг. Получено:

1: ГРД: $\rightarrow t^2_{\text{Ж}} = 32.5^\circ\text{C}$;

2: АБР \rightarrow ГРД: $\rightarrow t^2_{\text{Ж}} = 28.5^\circ\text{C}$;

3: АБР → НИО → ГРД: → $t_{\text{ж}}^2 = 26.5^\circ\text{C}$;

4: АБР1 → НИО → АБР2 → ГРД: → $t_{\text{ж}}^2 = 19.0^\circ\text{C}$

На рис. 6 показаны: 1-2 и 3-4 – процессы осушения воздуха в ступенях абсорбера АБР1 и АБР2; 2-3 и 2-5 – основной и вспомогательный воздушные потоки в испарительном охладителе непрямого типа НИО; $7^1, 7^2, 7^3, 7^4$ – охлажденная в ГРД вода $t_{\text{ж}}^2$ (соответственно в ГРД, АБР-ГРД, АБР-НИО-ГРД, АБР1-НИО-АБР2-ГРД). Видно, как рост концентрации абсорбента снижает достигаемый уровень влагосодержания, и, соответственно, общий уровень охлаждения среды.

Выводы:

1. Многофункциональные солнечные системы основаны на теплоиспользующем абсорбционном цикле открытого типа и состоят из осушительной (абсорбер-осушитель – десорбер-регенератор) и охладительной части, в составе испарительных охладителей газов и жидкостей; поддержание непрерывности цикла обеспечивает солнечная система на основе жидкостных плоских солнечных коллекторов.
2. Использование многоступенчатого абсорбера для осушения воздушного потока, как и использование многоступенчатого десорбера для восстановления концентрации абсорбента, обеспечивают рост эффективности процесса абсорбции и существенное снижение пределов последующего испарительного охлаждения сред (газов или жидкостей).

Литература:

1. *Дорошенко А.В., Глауберман М.А.* Альтернативная энергетика. Солнечные системы тепло-хладоснабжения / монография /. – Одесса: ОНУ, 2012. – 446 с.
2. *Дорошенко А.* Компактная тепломассообменная аппаратура для холодильной техники (теория, расчет, инженерная практика). / Докторская диссертация, Одесский институт низкотемпературной техники и энергетике. / Одесса. – 1992. – Т. 1. – 350 с.; Т. 2. – 260 с.
3. *Лойцянский Л.Г.* Механика жидкости и газа. – М.: Наука, 1973. – 848 с.
4. *John L., McNAB, Paul McGregor.* Dual indirect cycle air-conditioner uses heat concentrated desiccant and energy recovery in a polymer plate heat exchanger // 21st International Congress of Refrigeration IIR/IIF. – Washington, 2003.
5. *Chen G.M., Zheng J., Doroshenko A., Shestopalov K.* Design and modeling of a collector-regenerator for solar liquid desiccant cooling system // International Sorption Heat Pump Conference. – Washington, 2014.
6. *Chen G.M., Doroshenko A.V., Shestopalov K.O., Khliyeva O.Y.* Evaporative coolers of water and air for cooling systems. Analysis and perspectives // 11th IIR Gustav Lorentzen Conference on Natural Refrigerants. – Hangzhou, 2014.
7. *Doroshenko A., Shestopalov K., Khliyeva O.* Development of new schematic solutions and heat and mass transfer equipment for alternative solar liquid desiccant cooling systems // International Sorption Heat Pump Conference. – Washington, 2014.

8. *Koltun P., Ramakrishnan S., Doroshenko A., Kontsov M.* Life Cycle assessment of a conventional and alternative air-conditioning systems. // 21 International Congress of Refrigeration IIR/IIF. – Washington, 2003. – P. 45-57.
9. *Дорошенко А.В., Антонова А.Р., Людницький К.В.* Солнечные многоступенчатые абсорбционные холодильные системы на основе тепломасообменных аппаратов пленочного типа // Холодильная техника и технология. – 2015. – Т. 51, № 2. – С. 25-31.
10. *Дорошенко А.В., Людницький К.В.* Солнечные холодильные системы на основе абсорбера с внутренним испарительным охлаждением // Холодильная техника и технология. – 2015. – Т. 51, № 3. – С. 42-52.

***Glauberman M.A., Doroshenko M.A., Kirillov V. Kh. Antonova A.R.,
Lyudnitsky K.V.***

**Solar multi-stage refrigeration systems.
New developments and analysis of possibilities**

SUMMARY

The developed schematics for the solar refrigeration systems, based on the use of absorbing cycle and solar energy for the regeneration of absorbent solution, are presented in the article. Cascade (two-stage) principle of construction of contours is used with growth of concentration of absorbent on the stages of cascade. Heat-mass-transfer apparatus of film-type, entering in the complement of contours compatible and executed on the basis of multichannel compositions from polymeric materials. The peculiarities of film-type flows are considered theoretically in the heat-mass-transfer apparatus of the basic planetary systems. The preliminary comparative analysis of possibilities of the solar refrigeration systems is performed.

***Глауберман М.А., Дорошенко О.В., Кириллов В.Х., Антонова А.Р.,
Людницький К.В.***

**Сонячні абсорбційні холодильні системи.
Принципи побудови і аналіз можливостей**

АНОТАЦІЯ

Розроблено схемні рішення для альтернативних холодильних систем, заснованих на використанні теплостосованого абсорбційного циклу і сонячної енергії для регенерації розчину абсорбенту. Використано двоступінчатий принцип побудови осушного і охолоджувального контурів із зростанням концентрації абсорбенту по ступенях каскаду. Тепло-масообмінна апаратура плівкового типу, що входить до складу осушного і охолоджувального контурів, уніфікована і побудована на основі моноблокових багатоканальних композицій з полімерних матеріалів. Виконано, на підставі експериментальних даних по ефективності процесів тепломасообміну в апаратах осушного і охолоджувального контурів сонячних систем, порівняльний аналіз можливостей розроблених холодильних систем.

УДК 536.423

Калінчак В.В., Черненко О.С., Дараков Д.С., Копійка О.К.

Одеський національний університет імені І.І. Мечникова

E-mail: chernalex@ukr.net

Вплив підвісу на кінетику випаровування краплі рідкого палива

В рамках класичної моделі випаровування одинокої краплі рідкого палива розглядається вплив її теплообміну з металевим підвісом з урахуванням стефанівської течії та природної конвекції. Аналітично отримано поправку на теплообмін через підвіс, що дозволяє скорегувати експериментально знайдені значення константи випаровування. При визначенні рівноважної температури краплі також враховано температурну залежність теплоти пароутворення та розкладання тиску насиченого пару рідкого палива поблизу температури навколишнього газу. Застосування отриманих поправок та цифрової обробки зображення з врахуванням несферичності краплі в полі сили тяжіння дозволило підтвердити закон Срезневського.

Вступ. Вивчення взаємовпливу тепломасообміну та горіння крапель є актуальною задачею, розв'язок якої спрямовано на зменшення вмісту токсичних речовин в продуктах згоряння та підвищення швидкості горіння. В даному напрямку на кафедрі теплофізики ведуться дослідження тепломасообміну та горіння крапель палива на основі парафінів. Паливо на основі парафінів є екологічно чистим, тому що продуктами горіння являються вуглекислий газ і вода [1]. На кафедрі загальної та хімічної фізики Одеського національного університету імені І.І. Мечникова проводяться дослідження спалахування та горіння крапель біопалив [2].

Розробки комп'ютерних засобів досліджень та обробки результатів досліджень механізмів взаємовпливу тепломасообміну і горіння крапель індивідуальних рідин з відомими властивостями є актуальною задачею для створення нових альтернативних рідинних палив [1-2]. В даній роботі в якості індивідуальних рідин з відомими властивостями досліджуються толуол та етанол.

Можна вказати певні недоліки вимірювання константи випаровування (горіння) та коефіцієнту дифузії:

1. Не враховується теплообмін металевого підвісу з краплею палива.
2. При вимірюванні діаметру краплі не вказується роздільна здатність веб-камери, що застосовується в якості первинного перетворювача.
3. Не враховується вплив стефанівського потоку на характеристики випаровування краплі.
4. Не враховується вплив природної конвекції.

Метою даної роботи є експериментальне вивчення закономірності зменшення діаметру краплі та дослідження впливу теплообміну краплі рідкого палива з металевим підвісом з урахуванням стефанівської течії та природної конвекції.

1. Модель випаровування краплі рідкого палива. В моделі випаровування поодинокі краплі рідкого палива за основу беруться такі припущення. Тепло, яке надходить з навколишнього середовища до краплі, йде на випаровування. Система крапля-газ має сферичну симетрію, яку порушує наявність конвекції. Температура краплі і тиск газу вважається сталими.

При випаровуванні на поверхні краплі з'являються пари рідини. В результаті виникає стефанівська течія, яка направлена від поверхні краплі і відносить утворені газоподібні маси від краплі. Масова швидкість стефанівської течії визначається масовою швидкістю випаровування краплі: чим швидше з'являються на поверхні пари рідини, тим швидше вони будуть віддалятися від поверхні. Тому величина швидкості стефанівської течії визначається тільки температурою краплі.

Швидкість дифузії парів з поверхні в оточуюче середовище описується законом Фіка:

$$I = -4\pi r^2 D \rho_g \left. \frac{dZ}{dr} \right|_{r=r_s} + 4\pi r^2 U \rho_g Z \Big|_s, \quad (1)$$

$$I = -\frac{dm}{dt} = -4\pi r_s^2 \rho \frac{dr_s}{dt},$$

де I – масова швидкість випаровування краплі, кг/с; t – час, с; D – коефіцієнт дифузії парів рідини в повітрі, м²/с; r_s – радіус краплі, м; ρ – густина рідини краплі, кг/м³; Z – відносна масова концентрація парів, U – швидкість стефанівської течії, м/с, яка в даному випадку направлена від поверхні краплі до зони горіння.

Потік молекул газу з навколишнього середовища до поверхні в результаті концентраційної дифузії урівноважується стефанівським потоком

$$0 = -4\pi r^2 D_o \rho_g \left. \frac{dZ_o}{dr} \right|_{r=r_s} + 4\pi r^2 U \rho_g Z_o \Big|_s, \quad (2)$$

де D_o – коефіцієнт дифузії молекул газу в повітрі, м²/с; Z_o – відносна масова концентрація газу в суміші «пари рідини – газ».

Стефанівська течія така, що в будь-якій точці газу тиск не змінюється і сума відносних масових концентрацій $Z + Z_o = 1$. Вважаючи, що коефіцієнти дифузії практично рівні: $D = D_o$, сумуючи (1) та (2) отримаємо, що швидкість стефанівської течії на поверхні частинки дорівнює:

$$I = 4\pi r_s^2 U_s \rho_{gs} = 4\pi r^2 U \rho_g. \quad (3)$$

Кількість тепла, що йде на випаровування краплі за одиницю часу, визначається тепловим потоком, що надходить з навколишнього середовища:

$$I \cdot L = \lambda_g 4\pi r^2 \left. \frac{\partial T_g}{\partial r} \right|_{r=r_s}, \quad (4)$$

де L – питома теплота пароутворення, Дж/кг; λ_g – коефіцієнт теплопровідності газу, Вт/м К; T_g – температура газу, К.

Тому для визначення градієнту температури газу біля поверхні краплі необхідно розв'язати рівняння теплопровідності з врахуванням стефанівської течії з граничними умовами на поверхні краплі та на границі приведеної плівки:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(4\pi r^2 \lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial r} \right) = \frac{\partial}{\partial r} (4\pi r^2 U \rho_g c_g T_g). \quad (5)$$

$$r = r_s, \quad T_g = T_s, \quad r = r_f, \quad T_g = T.$$

Тут T_{g0} – температура газу на границі приведеної плівки, К (далі для зручності просто T_g); r_f – радіус приведеної плівки, який визначається впливом вимушеної і природної конвекції через число Нуссельта:

$$r_f = r_s \left(1 - \frac{2}{Nu} \right)^{-1}.$$

Розв'язок задачі (3)-(5) дає вираз для масової швидкості випаровування:

$$I = \frac{4\pi r_s \lambda_g}{c_g (1 - r_s/r_f)} \ln \left(1 + \frac{c_g (T_g - T_s)}{L} \right)$$

або

$$-\frac{dm}{dt} = \frac{2\pi r_s \lambda_g Nu}{c_g} \ln \left(1 + \frac{c_g (T_g - T_s)}{L} \right). \quad (6)$$

Величина потоку тепла, який витрачається на випаровування краплі рідини є добутком питомої теплоти пароутворення і знайденої швидкості випаровування (6), тобто IL .

Вираз (6) дає змогу отримати швидкість зміни діаметру краплі, прийнявши $\lambda_g = a_g c_g \rho_g$, в вигляді закону Срезневського:

$$-\frac{\partial d^2}{\partial t} = k_\lambda = 8a_g \frac{\rho_g}{\rho} \frac{Nu}{2} \ln \left(1 + \frac{c_g (T_g - T_s)}{L} \right). \quad (7)$$

Закон Срезневського твердить, що швидкість зменшення квадрату діаметру краплі (площі поверхні краплі) не залежить від початкового діаметру і являється сталою величиною [3]:

$$d^2 = d_0^2 - k_\lambda t.$$

Величина k_λ носить назву сталої швидкості випаровування, м²/с; d_0 – початковий діаметр краплі, м.

Для випадку, коли величина $c_g (T_g - T_s) \ll L$ вираз для константи випаровування (7) спрощується

$$k_\lambda = 8a_g \frac{\rho_g}{\rho} \frac{Nu}{2} \frac{c_g}{L} (T_g - T_s). \quad (8)$$

З іншого боку, швидкість дифузії пари з поверхні краплі (1) з врахуванням стефанівської течії (3) має вигляд:

$$I = -4\pi r^2 D \rho_g \left. \frac{dZ}{dr} \right|_{r=r_s} + IZ_s. \quad (9)$$

Для визначення градієнту концентрації необхідно розв'язати рівняння дифузії з врахуванням стефанівської течії в газі в межах області між поверхнею краплі та зоною горіння з граничними умовами:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(4\pi r^2 D \rho_g \frac{\partial Z}{\partial r} \right) = \frac{\partial}{\partial r} (4\pi r^2 U \rho_g Z) = \frac{\partial}{\partial r} (IZ).$$

$$Z(r = r_s) = Z_s, \quad Z(r = r_f) = 0.$$

В результаті маємо вираз для масової швидкості випаровування пари рідини:

$$I = \frac{4\pi r_s D \rho_g}{(1 - r_s/r_g)} \ln \left(\frac{1}{1 - Z_s} \right) \quad \text{або} \quad I = 4\pi r_s D \rho_g \frac{Nu}{2} \ln \left(\frac{1}{1 - Z_s} \right).$$

Таким чином, закон Срезневського можна записати в наступному вигляді:

$$-\frac{\partial d^2}{\partial t} = k_D, \quad k_D = 8D \frac{\rho_g}{\rho} \frac{Nu}{2} \ln \left(\frac{1}{1 - Z_s} \right). \quad (10)$$

При випаровуванні при температурах краплі значно нижчих за температуру кипіння рідини масова концентрація насиченого пару рідини $Z_s \ll 1$ і вираз для константи випаровування (10) спрощується:

$$k_D = 8D \frac{Nu}{2} \frac{\rho_g}{\rho} Z_s. \quad (11)$$

Однак для розрахунку констант випаровування k_D і k_λ необхідно визначити рівноважну температуру краплі рідини і концентрацію пари на поверхні краплі.

2. Стаціонарна (рівноважна) температура випаровування краплі. Для визначення рівноважної температури краплі рідини, що випаровується, прирівняємо k_λ (8) та k_D (11):

$$\frac{\lambda_g}{L} (T_g - T_s) = D \rho_g Z_s. \quad (12)$$

Зазвичай залежність концентрації насичених парів від температури $Z_s(T_s)$ отримують, використавши залежність тиску насичених парів від температури (закон Клаузіуса-Клапейрона)

$$\frac{dp}{dT} = \frac{LM_f}{RT^2} p \quad \text{або} \quad p = A \exp \left(-\frac{LM_f}{RT} \right), \quad (13)$$

та рівняння стану (закон Менделєєва-Клапейрона)

$$Z_s = \frac{p M_f}{\rho_g R T_s},$$

де M_f – молярна маса пари, кг/моль; p – тиск насиченої пари, Па.

Однак треба пам'ятати, що питома теплота пароутворення достатньо суттєво зменшується зі збільшенням температури. Тому необхідно правильно вибирати її значення при розрахунках. В довідниках [4], зазвичай, надаються зна-

чення теплоти пароутворення при температурі кипіння рідини. Але так, як процеси випаровування протікають поблизу температури газу T_g , то і теплоту випаровування L потрібно задавати при цій температурі.

Залежність теплоти пароутворення від температури можна з похибкою 1.78% визначити згідно формули Ватсона [5]:

$$L_T = L \left(\frac{T_{cr} - T}{T_{cr} - T_g} \right)^{0.38},$$

де T_{cr} – критична температура рідини, К.

В температурному інтервалі від 0 °С до температури кипіння рідини цю залежність зазвичай можна з великою точністю апроксимувати лінійною залежністю:

$$L_T = L - B(T - T_g), \quad B = \frac{0.38L}{T_{cr} - T_g}.$$

На границях зазначеного температурного інтервалу питомі теплоти пароутворення відрізняються для етилового спирту та толуолу на 10 %.

Використовуючи отриману температурну залежність питомої теплоти пароутворення, закон Клаузіуса-Клапейрона та температурна залежність тиску насиченої пари приймають вигляд:

$$\frac{dp}{dT} = \frac{(L - B(T - T_g))M_f}{RT^2} p \quad \text{або} \quad p = AT^{-\frac{BM_f}{R}} \exp\left(-\frac{BM_f T_g}{R_s T}\right) \exp\left(-\frac{LM_f}{RT}\right). \quad (14)$$

При випаровуванні краплі рідини її температура ненабагато менша за температуру газу. Тому температурну залежність тиску насиченого пару (13) поблизу температури газу можна наближено визначити як

$$p = p_g \exp\left(\frac{LM_f}{RT_g^2}(T_s - T_g)\right) \approx p_g \left(1 + \frac{LM_f}{RT_g^2}(T_s - T_g)\right).$$

Тут p_g – тиск насиченої пари при температурі газу.

Концентрація насиченої пари на поверхні краплі визначається через концентрацію насичених парів при температурі газу

$$Z_s \approx Z_g \left(1 + \frac{LM_f}{RT_g^2}(T - T_g)\right). \quad (15)$$

Константа A знаходиться з умови, що при температурі кипіння тиск насиченої пари дорівнює атмосферному тиску. Тому, згідно (14):

$$Z_g \approx \frac{M_f}{M_g} \left(\frac{T_g}{T_{кин}}\right)^{\frac{BM_f}{R}} \exp\left(\frac{(L + BT_g)M_f}{R} \left(\frac{1}{T_{кин}} - \frac{1}{T_g}\right)\right),$$

де p_0 – атмосферний тиск, Па.

Підставляючи (15) в (12), отримуємо наближений вираз для рівноважної температури випаровування краплі:

$$T_s = T_g - \frac{LZ_g}{c_g} \frac{1}{1 + \frac{L^2 M_f}{c_g R T_g^2} Z_g}. \quad (16)$$

При отриманні формули (16) не було враховано можливий підвід тепла у випадку навішуванні краплі рідини на термопару чи підвіс.

3. Похибка, пов'язана з підводом тепла по термопарі. Найбільш точні вимірювання швидкості випаровування крапель проведено на порівняно великих (близько 1 мм) краплях, підвішених на тонких нитках. Нехтувати відведенням тепла через нитку при випаровуванні крапель летючих рідин, особливо при підвішуванні їх на термопарі, у жодному випадку не можна [6].

Позначимо через r_m – радіус нитки, через x – відстань від даного поперечного перетину нитки до краплі, через λ_m – теплопровідність матеріалу нитки, через θ – різницю температур нитки і середовища. Якщо прийняти в першому наближенні, що в кожному поперечному перетині нитки температура стала по всьому перетину, то диференціальне рівняння теплопровідності нитці з одночасним молекулярно-конвективним теплопідводом від середовища до холодної нитки набуває простої форми

$$\lambda_m \frac{d^2 T}{dx^2} = \frac{2\alpha}{r_m} (T - T_g), \quad \alpha = \frac{\lambda_g Nu_m}{2r_m},$$

$$T(x=0) = T_s, \quad T(x=\infty) = T_g.$$

λ_m – коефіцієнт теплопровідності термопарі; α – коефіцієнт теплообміну, Nu_m – критерій Нуссельта, значення якого залежить від інтенсивності конвективного руху газового середовища відносно термопарі. Для горизонтально розташованого дроту в нерухомому середовищі $Nu_m = 0.5$.

Розв'язок цього рівняння представимо в вигляді:

$$T = T_g + (T_s - T_g) \exp\left(-\sqrt{\frac{2\alpha r_m}{\lambda_m}} \frac{x}{r_m}\right).$$

Кількість тепла, що надходить до краплі через нитку за одиницю часу, знаходиться як:

$$Q_m = \pi r_m^2 \lambda_m \left. \frac{dT}{dx} \right|_{x=0} = \pi r_m \lambda_m \sqrt{\frac{2\alpha r_m}{\lambda_m}} (T_s - T_g).$$

До поверхні краплі за одиницю часу з навколишнього газу передається кількість теплоти $Q = IL$:

$$Q = 4\pi r_s \lambda_g \frac{L}{c_g} \frac{Nu}{2} \ln\left(1 + \frac{c_g (T_f - T_s)}{L}\right).$$

Відношення кількості теплоти Q_m до основного потоку тепла через газ Q рівне:

$$\frac{Q_m}{Q} = \frac{r_m}{r_s} \frac{1}{2Nu} \sqrt{\frac{\lambda_m}{\lambda_g} Nu_m}.$$

Отже, чим більший радіус дротиків термопари і чим з більш теплопровідної речовини вони зроблені, тим більше похибка вимірювання константи випаровування.

Знайдемо поправку на теплообмін з термопарою чи підвісом при визначенні константи випаровування краплі рідини.

Тепло, що потрібне на випаровування, з врахуванням теплообміну з термопарою, використовуючи (6), визначається згідно

$$IL = \frac{4\pi r_s \lambda_g L Nu}{c_g} \ln \left(1 + \frac{c_g (T_g - T_s)}{L} \right) + Q_m.$$

Ввівши константу випаровування дане рівняння можна привести до виду

$$-\frac{\partial d^2}{\partial t} = k_\lambda \left(1 + \frac{a}{d} \right), \quad a = \frac{4Q_m}{\pi \rho L k_\lambda} = \frac{r_m}{Nu} \sqrt{\frac{\lambda_m}{\lambda_g} Nu_m}.$$

Величина a має розмірність діаметру. Її відношення до діаметру дорівнює відношенню Q_m/Q .

Розв'язок цього рівняння для часу випаровування до діаметру підвісу має вигляд:

$$k_\lambda t_{evap} = d_0^2 - d_k^2 - 2a(d_0 - d_k) + 2a^2 \ln \left(\frac{d_0 + a}{d_k + a} \right).$$

Вводячи поправку на теплопідвід через підвіс, отримуємо остаточний вираз для часу випаровування:

$$d_0^2 - d_k^2 = t_{evap} \frac{k_\lambda}{f_d}, \quad f_d = \left(1 - \frac{2a}{(d_0 + d_k)} + \frac{2a^2}{(d_0^2 - d_k^2)} \ln \left(\frac{d_0 + a}{d_k + a} \right) \right). \quad (17)$$

При випаровуванні величина $f_d < 1$. Тому теплопідвід через термопару (підвіс) зменшує час випаровування краплі рідкого палива або збільшує видиму константу випаровування. Величина f_d залежить лише від діаметру частинки, діаметру дротика підвісу та коефіцієнтів теплопровідності газу та матеріалу підвісу. Таким чином, вона не залежить від виду рідини, що випаровується.

Наприклад, для копелевого підвісу ($\lambda_m = 24.2$ Вт/(м·К)) діаметром 210 мкм та краплі з початковим діаметром 1.4 ÷ 1.8 мм при випаровуванні в повітрі до діаметру 1 мм вона складає 0.5-0.6. Зі зменшенням діаметру дротика підвісу поправка (17) наближається до 1. Розрахунки показують, що на початковій стадії відношення тепла, що нагріває краплю через підвіс складає 2/3 від кількості тепла, що поступає через зовнішню поверхню краплі.

4. Поправка на несферичність краплі. При випаровуванні форма краплі, особливо при значних її розмірах, може відрізнятись від сферичної. Існують підходи, що дозволяють враховувати це відхилення [3, 7].

Останнім часом для вивчення кінетики випаровування і горіння крапель застосовують метод цифрової мікроскопії. В основі лежить обробка цифрового зображення проекції краплі і визначення еквівалентного діаметру краплі d_{ekv} , як діаметра кола з площею рівною площі проекції краплі. Більш правильним є визначення еквівалентного діаметру d_{ekv0} , як діаметр кулі з бічною поверхнею рівною бічній поверхні краплі [7].

Проекція краплі, що висить на підвісі, нагадує еліпс. А сама крапля – еліпсоїд. Якщо прийняти це наближення і визначити довжини більшої і малої осей еліпса d_{max} і d_{min} , відповідно, то площа проекція еліпса визначається, як

$$S_{pr} = \frac{\pi}{4} d_{max} d_{min} = \frac{\pi}{4} d_{ekv}^2.$$

Отже, еквівалентний діаметр можна визначити як середнє геометричне

$$d_{ekv} = \sqrt{d_{max} d_{min}}.$$

Площа бічної поверхні еліпсоїда за умови незначної відмінності великої і малої осей наближено визначається як

$$S_{sid} = \frac{\pi}{2} (d_{max} + d_{min}) d_{min} = \frac{\pi}{2} d_{ekv}^2 \left(1 + \frac{d_{min}}{d_{max}} \right).$$

В результаті маємо, що еквівалентний діаметр, розрахований по бічній поверхні, d_{ekv0} пов'язаний з еквівалентним діаметром, розрахованим по площі проекції, d_{ekv} пов'язані наступним чином

$$d_{ekv0} = d_{ekv} \sqrt{\frac{1}{2} \left(1 + \frac{d_{min}}{d_{max}} \right)}. \quad (18)$$

З приведеної формули видно, що $d_{ekv0} \geq d_{ekv}$. Різниця між ними зменшується під час випаровування краплі, коли форма тіла стає більш сферичною.

5. Аналіз результатів. Дослідження проводилися для крапель етилового спирту та толуолу.

Крапля підвішувалася на металевому підвісі, що виготовлений з копелевого дротику діаметром 210 мкм. На кінці металевого дротику в електричній дузі наплавлена кулька діаметром 780 мкм. Початковий діаметр краплі рідини 1.4-2.0 мм, що в 7-10 разів більше за діаметр підвісу. Температура повітря дорівнює 22°C.

Зміну розміру краплі в процесі випаровування спостерігають в окуляр оптичного мікроскопа веб-камерою. Сигнал від неї подається на персональний комп'ютер, де проводиться запис в реальному часі. Для отримання контрастного зображення в окулярі мікроскопа крапля рідини освітлюється розсіяним світлом невеликої потужності матовим екраном. В результаті крапля є темною на більш світлому полі (рис. 1).

За допомогою цифрової камери IC-780 з роздільною здатністю 640x480 пікселів і діапазоном частоти зйомки від 1 до 30 кадрів в секунду отримуємо се-

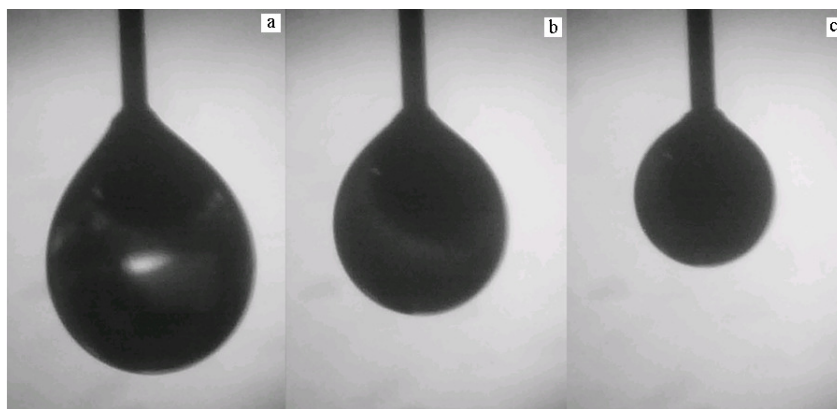


Рис.1. Зображення краплі етилового спирту на копелевому підвісі в різні моменти часу (а – 0с, b –120 с , c – 240 с).

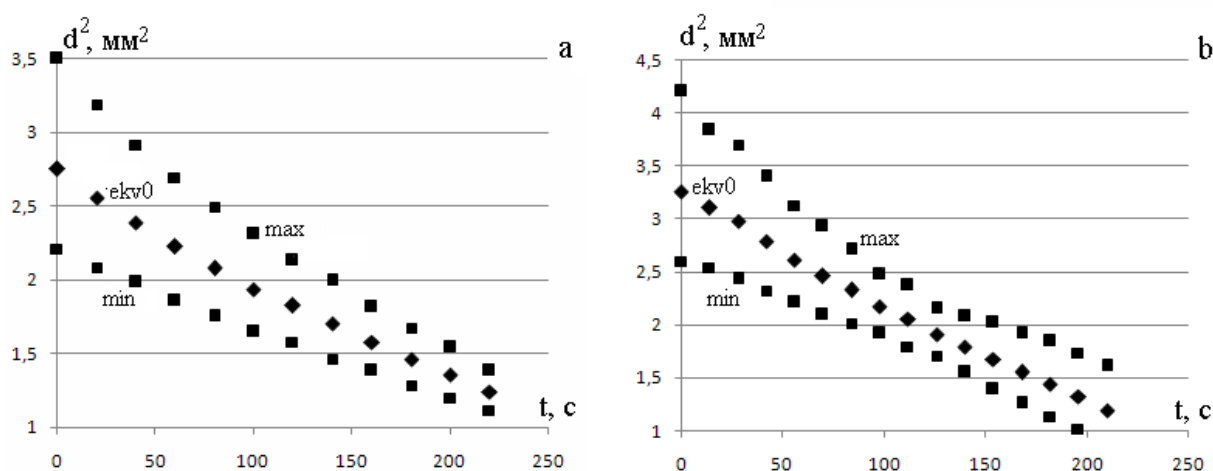


Рис. 2. Залежність еквівалентного d_{ekv0} , максимального d_{max} і мінімального d_{min} розміру краплі а) етилового спирту і б) бензолу при її випаровуванні на копелевому підвісі в повітрі.

рію кадрів краплі рідини в різні моменти часу. Початковий діаметр краплі визначаємо за допомогою першої фотографії. Комп’ютерна обробка отриманих фотографій проводиться в програмному середовищі Matlab, яка полягає в переведенні фото в двотонове (бінарне) зображення і визначенні еквівалентного діаметру краплі d_{ekv0} , довжин максимальної d_{max} і мінімальної d_{min} осей інерції даної проекції (рис. 2) [8]. Згідно формули (18) проводиться розрахунок еквівалентного діаметру d_{ekv} . Похибка вимірювання діаметру складає 2 пікселя, що відповідає 14 мкм.

З рис. 2 видно, що з часом при випаровуванні форма краплі наближується до сферичної. Зміна квадрату еквівалентного діаметру, розрахованого по площі проекції, не є лінійною функцією від часу: швидкість зміни з часом зменшується. Середнє значення константи швидкості випаровування визначаємо як модуль тангенсу кута нахилу (табл. 1, 2). Отримане значення константи випаровування $k_{\lambda 0}$ збільшується зі збільшенням початкового діаметру.

Врахування несферичності краплі і перерахунок на еквівалентний діаметр d_{ekv} приводить до виконання закону Срезневського (рис. 3). Тобто швидкість

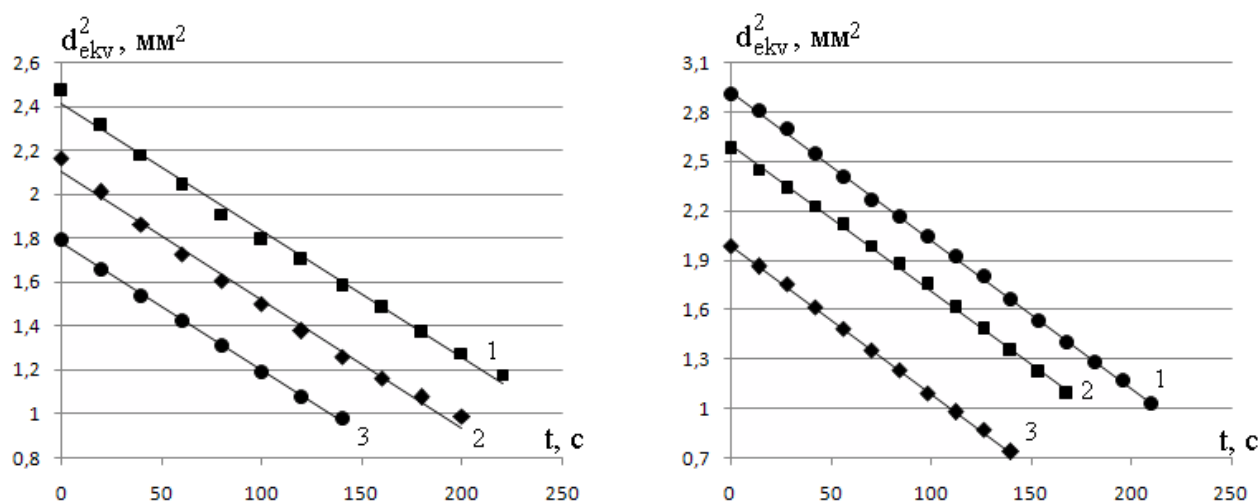


Рис. 3. Зміна квадрату еквівалентного діаметру краплі а) етилового спирту і б) толуолу від часу при випаровуванні її на металевому підвісі діаметром 0.21 мм в повітрі з температурою 22°C.

а) 1 – $d_{ekvb} = 1.339$ мм, 1 – $d_{ekvb} = 1.471$ мм, 1 – $d_{ekvb} = 1.572$ мм

б) 1 – $d_{ekvb} = 1.409$ мм, 1 – $d_{ekvb} = 1.605$ мм, 1 – $d_{ekvb} = 1.706$ мм

Таблиця 1. Експериментальні та розрахункові дані константи випаровування для крапель етилового спирту в повітрі з температурою 22°C

Експеримент				Розрахунок	
d_{ekv0b} , мм	$k_{\lambda 0}$, 10^{-9} м ² /с	d_{ekvb} , мм	k_{λ} , 10^{-9} м ² /с	k_{λ} , 10^{-9} м ² /с	k_{λ} / f_d , 10^{-9} м ² /с
1.389	6.52	1.339	5.80	3.03	5.31
1.540	6.86	1.471	5.85		5.40
1.659	6.94	1.572	5.78		5.49

Таблиця 2. Експериментальні та розрахункові дані константи випаровування для крапель толуолу в повітрі з температурою 22°C

Експеримент				Розрахунок	
d_{ekv0b} , мм	$k_{\lambda 0} \cdot 10^{-9}$, м ² /с	d_{ekvb} , мм	k_{λ} , 10^{-9} м ² /с	k_{λ} , 10^{-9} м ² /с	k_{λ} / f_d , 10^{-9} м ² /с
1.468	9.15	1.409	8.98	4.54	8.11
1.681	9.38	1.605	8.83		7.85
1.805	9.82	1.706	8.98		7.72

зміни квадрату діаметру з часом є величиною сталою і не залежить від початкового діаметру.

Для розрахунку константи випаровування згідно (8) необхідно знати температуру краплі. Для цього крапля рідини розташовувалася на хромель-алюмелевій термопарі. Так, для краплі етилового спирту і толуолу отримано, відповідно, покази 0.44 і 0.36 мВ. Це відповідає різниці температур газу і краплі $T_g - T_s$, відповідно 11 і 8 К. Саме при цих значеннях отримано розрахункові значення константи випаровування (табл. 1,2).

Розрахунки згідно формули (16) $T_g - T_s$ дають, відповідно, для крапель етилового спирту і толуолу 14.3 і 13.3 К.

Якщо врахувати поправку на теплообмін через підвіс (17) в рівності (12), то температуру краплі можна визначити згідно формули

$$T_s = T_g - \frac{LZ_g f_d}{c_g} \frac{1}{1 + \frac{L^2 M_f f_d}{c_g R T_g^2} Z_g}.$$

Розрахунки по останній формулі різниці температур $T_g - T_s$, відповідно, дають 12.6 і 10.6 К.

Отримані значення константи випаровування крапель виявляються значно заниженими. Врахування поправки на теплообмін через підвіс приводить до задовільного узгодження розрахункових і експериментальних значень (табл. 1, 2). При розрахунку поправки (17) в якості характерного діаметру взято значення 1.3 мм, як характерного середнього значення.

При розрахунках використано такі дані [4,5,9]: (етанол) $\rho = 790 \text{ кг/м}^3$, L (при 22 °С) = 925 кДж/кг, $M_f = 46 \cdot 10^{-3} \text{ кг/моль}$; (толуол) $\rho = 867 \text{ кг/м}^3$, L (при 26 °С) = 412 кДж/кг, $M_f = 92 \cdot 10^{-3} \text{ кг/моль}$; (підвіс) $r_m = 105 \text{ мкм}$, $\lambda_m = 24.2 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$, $Nu_m = 0.5$; (повітря) $\lambda_g = 25.3 \cdot 10^{-2} \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$, $c_g = 1006 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}$, $Nu = 2$.

Висновки. Таким чином, в результаті досліджень проаналізовано вплив теплообміну через товстий підвіс на кінетику випаровування краплі рідкого палива. Отримано поправки для константи випаровування і температури краплі дозволяють узгодити розрахункові і експериментальні дані. Запропонований метод для розрахунку еквівалентного діаметру частинки, що враховує несферичність краплі.

Література:

1. *Orlovskaya S.G., Kalinchak V.V., Shkoropado M.S., Karimova F.F., Chernyak V.Ya., Vergun O.Y.* Investigation of the Burning of Paraffin Droplets // *Ukrainian Journal of Physics.* – 2014. – V. 59, № 4. – P.396-400.
2. *Дараков Д.С., Золотко А.Н., Конейка А.К., Павлюк П.О.* Горение аэрозвеси капель биотоплива в воздухе // *Физика горения и взрыва.* – 2014. – Т. 50, №5. – 27-31.
3. *Фукс Н.А.* Испарение и рост капель газообразной среде. – М. Издательство АН СССР, 1958. – 91 с.
4. *Таблицы физических величин: [справочник] / Под ред. акад. И. К. Кикоина.* – М.: Атомиздат, 1976. – 1008 с.
5. *Бретшнаyder С.* Свойства газов и жидкостей. – Л.: Химия, 1966. – 536 с.
6. *Кумагаи Сэйитиро.* Горение / Пер. с яп. С. К. Оржоникидзе, Б. С. Ермолаева. – М.: Химия, 1979. – 255 с.
7. *Орловская С.Г., Каримова Ф.Ф., Шкороподо М.С.* Определение эквивалентного диаметра горящих капель / *Вимірювальна та обчислювальна техніка в технологічних процесах.* – 2015. 10-14 вересня 2015 р. – С.44-45.

8. Черненко А.С., Зинченко Ю.А., Калинин В.В., Косолап Н.В. Определение дисперсного состава и формы частиц пыли методом цифровой микроскопии // Физика аеродисперсных систем. – 2014. – № 51. – С. 115-123.
9. Кошкин Н.И., Ширкевич М.Г. Справочник по элементарной физике. – М., 1972. – 256 с.

Калинчук В.В., Черненко А.С., Дараков Д.С., Копейка А.К.

Влияние подвеса на кинетику испарения капли жидкого топлива

АННОТАЦИЯ

В рамках классической модели испарения одиночной капли жидкого топлива рассматривается влияние ее теплообмена с металлическим подвесом с учетом стефановского течения и естественной конвекции. Аналитически получена поправка на теплообмен через подвес, что позволяет скорректировать экспериментально полученные значения константы испарения. При определении равновесной температуры капли также учтена температурная зависимость теплоты парообразования и давления насыщенных паров жидкого топлива вблизи температуры окружающего газа. Применение полученных поправок и цифровой обработки изображения с учетом несферичности капли в поле силы тяжести позволило подтвердить закон Срезневского.

Chernenko A.S., Kalinchak V.V., Darakov D.S., Kopyka A.K.

The influence of metal filament on evaporation kinetics of suspended fuel droplet

SUMMARY

In terms of classical theory of a droplet evaporation, the effect of heat transfer through metal filament is considered taking into account Stefan flow and natural convection. Correction for heat transfer through the suspension, which allows adjusting the constant evaporation rate experimental values, was analytically obtained. Temperature dependence of evaporation heat and expansion feasibility of liquid fuel saturated steam pressure at the ambient gas temperature, in determining the droplets equilibrium temperature was also taken into account. The application of obtained amendments and digital image processing, taking into account the droplets non-sphericity in the gravity field has helped confirming the droplet vaporization d^2 -law.

ФІЗИКА ГОРІННЯ

УДК 536.46

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

Odessa I.I. Mechnikov National University

E-mail: svetor25@gmail.com

Combustion characteristics of alkane two-droplet array Part 2. Two droplet array of n-Docosane

Combustion of two n-Docosane droplets in air at room temperature is studied experimentally. The droplets are disposed vertically one above another and burning history of upper droplet is registered. A new accurate method for measuring an equivalent diameter of burning droplet is developed. As a result, burning rate constants of Docosane and Octadecane droplets are measured more accurately. The dependence of upper droplet burning rate on interdroplet spacing is analyzed.

Introduction. Higher hydrocarbons, which are liquid or solid at room temperature, constitute the significant part of fossil fuels, as well as new alternative fuels. Thus, paraffin wax is considered to be a promising hybrid propellant [1]. So characteristics of higher alkanes combustion is in the focus of researches. As we know, physical properties of normal alkanes change as number of carbon atoms increases. For example, melting and boiling temperatures increase with molecular weight rise. At the same time heat of combustion decreases slightly from 49.1 MJ/kg (Pentane) till 47.6 MJ/kg (Octadecane). Heat of combustion on volume basis on the contrary increases from 30.7 MJ/l to 37.1 MJ/l. So if fuel volume is limited higher alkanes are preferable due to their higher volumetric heat of combustion. Unfortunately, there is lack of experimental data on burning characteristics of pure higher alkanes starting with heptadecane.

In the first part of this paper [2] we present the experimental results of two Octadecane droplets combustion. The second part of the paper is aimed at investigation of two Docosane droplets combustion, namely burning characteristics of upper droplet rate versus interdroplet spacing.

Experiments and results. Experimental setup to study droplet combustion is adapted for two droplet array study and described in Part 1 [2]. In our previous studies we determined an equivalent diameter of a droplet by conventional procedure based on supposition that equivalent diameter of a droplet is equal to that of its projection onto the image plane [3]. But this approach leads to an essential systematic error in a droplet diameter if $d > 1$ mcm, because coarse droplets are evidently non-spherical. This error doubles when we calculate burning rate constant because it is proportional to squared diameter.

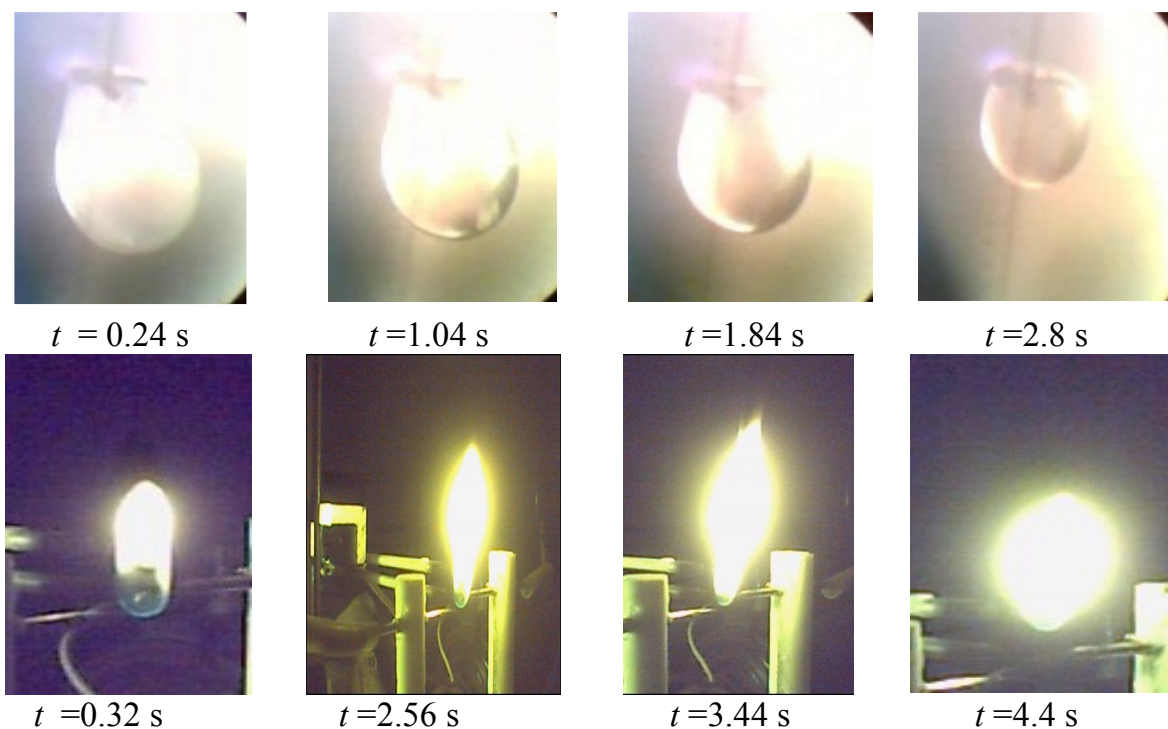


Fig. 1. Images of upper droplet and group flame, $d_0 = 2.62$ mm, $L = 7$ mm

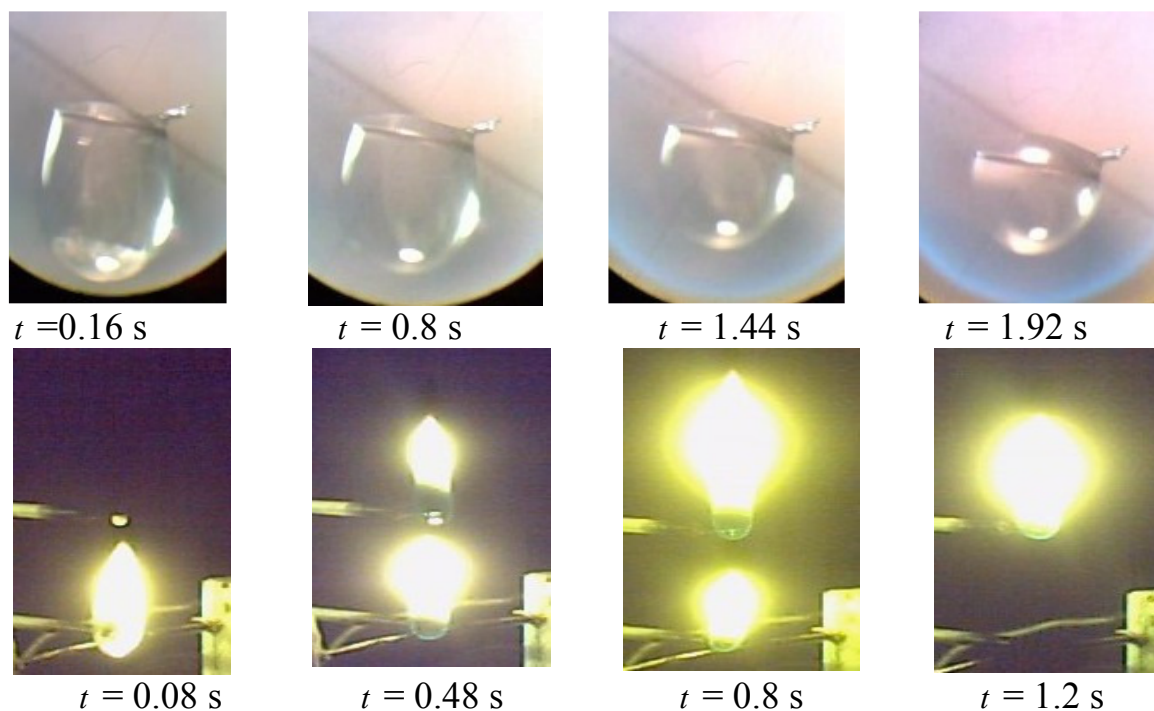


Fig. 2. Images of upper droplet and group flame, $d_0 = 3,12$ mm. $L = 26$ mm

So to determine an equivalent diameter of a droplet more accurately we proceed from definition of this term – “the diameter of a spherical particle which will give identical geometric, optical, electrical or aerodynamic behaviour to that of the particle (non-spherical) being examined; sometimes referred to as the Stokes diameter for particles in non-turbulent flows” [4]. The burning rate is proportional to droplet surface area, so we have to find a droplet surface area and then calculate its equivalent diameter.

Table 1. Burning characteristics of upper Docosane droplet

L, mm	d_0, mm	h_{fl}, mm	t_b, s	L/d_0	$K_b, mm^2/s$
5	2.2	12.3	1.12	2.3	1.3
7	2.4	13.7	1.28	2.95	1.36
9	2.7	16.3	1.54	3.37	1.3
11	2.4	26.2	1.76	4.6	1.34
15	2.6	28.6	1.84	5.75	1.4
23	3.2	40.3	2.48	7.14	1.55
26	3.1	38.7	2.16	8.33	1.67

Suspended droplet has axisymmetric shape, so we should use the formula for a surface of revolution to calculate the droplet surface area. This method has been used earlier to find a surface area of a laminar flame front [4]. We consider droplet as a solid obtained by rotating its semi-perimeter around a vertical axis. Then its surface area equals to an appropriate integral.

So we process burning histories of many droplets in so way. Equivalent diameter value obtained using this procedure is distinctly smaller than one obtained using conventional method. We estimate error of measurement of burning rate constant and determine that it significantly depends on droplet initial diameter: For example, for small droplets (initial diameter less than 1.5mm) the error is small: $\delta K < 0.1$ too, but in case of coarse droplets ($d_0 \approx 2.5 \div 3$ mm) systematic error is excessive: $\delta K \approx 0.4$. At the same time fine droplets are practically spherical, and both methods give equal results. So we must take into account this systematic error while studying coarse droplets, especially when investigating dependence of burning rate on initial droplet diameter.

There are pictures of upper burning droplet and two droplets flame shown in the Figures below. Images of burning droplet are processed with Image Processing Toolbox of MatLab. The successive values of equivalent diameter are obtained, and graph of squared diameter versus time is plotted. Then a linear approximation of $d^2(t)$ dependence is determined and a burning rate constant K_b is found.

The results obtained are presented in Table. Here L is a distance between the centers of droplets; d_0 - initial diameter of upper droplet; L/d_0 - dimensionless spacing; h_{fl} - a height of total flame; t_b - a burning time of upper droplet; and at last, K_b - a burning rate constant.

We can conclude that flame height increases with inter-droplet distance. Burning time of upper droplet depends on spacing too. Burning rate constant also increases with interdroplet space and droplet initial diameter. These facts could be explained by diffusion-controlled burning regime of Docosane droplet. So the oxygen content in surrounding gas affects greatly on burning rate. But at the same time the gas temperature is to exceed ignition temperature. In case the inter-droplet distance exceeds 27 mm, the upper droplet melts but not ignites.

In Fig. 3 we present dependences of burning rate constant versus interdroplet distance for Octadecane and Docosane. We can see that burning rate of Docosane

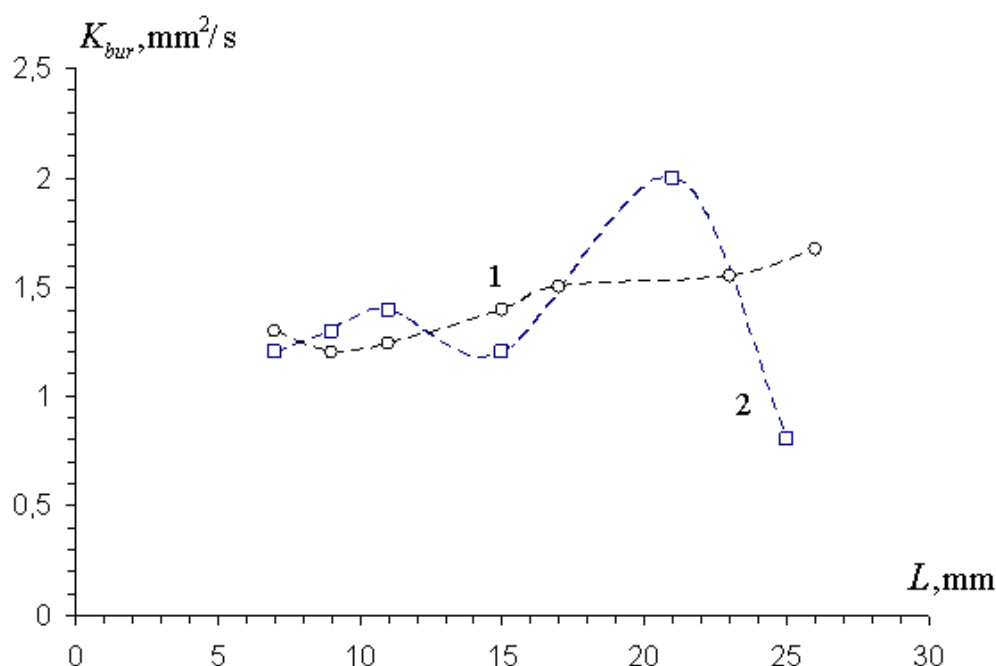


Fig. 3. Burning rate constants versus interdroplet distance: 1. Docosane; 2. Octadecane.

rises monotonically with spacing. The burning rate of Octadecane depends on interdroplet distance more complexly. Additional experiments are necessary to draw reliable conclusions.

Conclusions

Combustion of two droplets array of Docosane is studied. The droplets are disposed vertically one above another and burning history of upper droplet is studied. A new method to determine accurately an equivalent diameter of burning droplet is developed. In so way more precise data on burning constants of Docosane droplet are obtained, and burning rate constant of Octadecane droplet is determined more precise.

References:

1. *Karabeyoglu M., Altman D. and Cantwell.B. J.* // Journal of Propulsion and Power. – 2002. – Vol. 18, №3. – P. 610.
2. *Orlovskaya S.G., Karimova F.F., Shkoropado M.S., Kalinchak V.V.* Combustion characteristics of alkane two-droplet array. Part 1. Two droplet array of n-Octadecane // *Фізика аеродисперсних систем.* –2014. – Т 51. – С.54-59.
3. *Orlovskaya S.G., Kalinchak V.V., Shkoropado M.S., Karimova F.F., Chernyak V. Y., Vergun O.Y.* Investigation of the Burning of Paraffin Droplets // *Ukrainian Journal of Physics.* – 2014. – Vol. 59, № 4. – P.396-400.
4. *Compendium of Chemical Terminology / Compiled by A. D. McNaught and A. Wilkinson.* – Oxford, Blackwell Scientific Publications. – 1997. – 1622 p.
5. *Каримова Ф.Ф., Смагленко Т.Ф.* Влияние коэффициента избытка окислителя на скорость горения и спектр излучения пламени пропан-бутан-воздух // *Фізика аеродисперсних систем.* – 2004. – Т. 40. – С. 196-202.

6. Orlovskaya S.G., Shkoropado M.S., Karimova F.F., Kalinchak V.V. Experimental study of hydrocarbon droplets combustion // Фізика аеродисперсних систем. – 2014. – Т.50.– С. 92-96.

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

Характеристики горіння системи двох крапель алканів.

Частина 2. Система двох крапель n-докозана

АНОТАЦІЯ

Експериментально досліджено процес горіння двох крапель докозана у повітрі при кімнатній температурі. Краплі розміщувались на підвісах вертикально – одна під іншою. За допомогою двох камер реєстрували окремо верхню краплю та загальне полум'я. Розроблено нову методику визначення еквівалентного діаметру краплі по площі її поверхні, що дало змогу точніше виміряти стали швидкості горіння крапель докозана та октадекана. Побудовано і проаналізовано графіки залежності сталої швидкості горіння від міжкрапельної відстані.

Орловская С.Г., Каримова Ф.Ф., Шкороподо М.С.

Характеристики горения системы двух капель алканов.

Часть 2. Система двух капель n-докозана

АННОТАЦИЯ

Экспериментально исследовано горение системы двух капель докозана в воздухе комнатной температуры. Капли размещались вертикально – одна под другой. С помощью двух камер регистрировалось горение верхней капли и общий факел. Разработан новый метод определения эквивалентного диаметра капли по площади поверхности, что позволило более точно измерить константы скорости горения докозана и октадекана. Построена и проанализирована зависимость скорости горения верхней капли от межкапельного расстояния.

УДК536.46

Опарин А.С., Сидоров А.Е., Буланин Ф.К., Шевчук В. Г.

*Институт горения и нетрадиционных технологий
Одесского национального университета имени И. И. Мечникова
E-mail: makload@mail.ru*

Распространение пламени в гибридных газовзвесьях «уголь-метан-воздух»

Представлены результаты экспериментальных исследований ламинарного пламени в гибридных газовзвесьях «метан – уголь – воздух». Исследования проводились для пылевых облаков мелкодисперсного угля ($r_0 = 8$ мкм) и оксида железа ($r_0 = 5$ мкм) объемом $4 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3$ в изобарических условиях. Объемная концентрация метана составляла 6%. Сравнение видимых и нормальных скоростей ламинарного распространения пламени для смесей «метан – воздух», «метан – воздух – уголь» и «метан – воздух – инертный компонент» показало, что мелкодисперсный уголь играет роль активной добавки, увеличивающей скорость распространения пламени.

Введение. Гибридные горючие пыли представляют собой достаточно широкий класс горючих систем [1]. В широком смысле к ним можно отнести смесь твердого и газообразного горючего с газообразным окислителем или смеси различных твердых порошкообразных горючих, например, В+Al [2], Al+Mg, Al+Fe, Al+Zn [3]; газовзвеси частиц, содержащих в себе различные горючие, например, алюмомагниевого сплавы или соединения (бориды алюминия, магния и т.д.), гидриды металлов (содержащие металл и водород в одной молекуле) и т.п.

Наиболее интересными и важными с практической точки зрения являются гибридные газовзвеси, такие как уголь-метан-воздух, являющиеся причиной разрушительных шахтных взрывов.

Теоретическому исследованию проблемы распространения пламени в таких системах посвящен ряд исследований [4-6], среди которых особо выделим работу [6], в которой на основе численного анализа показано, что в зависимости от соотношения параметров дисперсной и газовой фазы (массовой концентрации и размера частиц угля и концентрации метана) скорость распространения ламинарного пламени может увеличиваться в несколько раз по сравнению со скоростью ламинарного пламени в незапыленной газовой среде, либо уменьшаться, и тогда влияние частиц аналогично влиянию инертной дисперсной фазы. Из общих физических соображений трудно судить о влиянии угля на процесс распространения пламени по гибридной смеси. Действительно, в зависимости от тепловых эффектов и скоростей газовой фазы и гетерогенного реагирования (а последняя сильно зависит от размера частиц) возможно перераспределение окислителя в этих параллельных процессах, которое может приводить как к увеличению, так и к уменьшению скорости ламинарного пламени.

Если обратиться к прецедентам, то наиболее типичный пример такой неоднозначности демонстрируют эксперименты по определению нормальной

скорости пламени в гибридных аэровзвесах частиц алюминия и бора [2]. Ожидалось, что добавки высокоэнергетичного бора должны были бы приводить к возрастанию скорости распространения пламени по сравнению с моновзвесью алюминия. Оказалось наоборот – они существенно снижают скорость пламени, даже по сравнению со смесью алюминий - инертный компонент. Причина этого заключается в том, что в зоне горения окислитель расходуется на более высокоскоростные, но низкотемпературные реакции образования промежуточных оксидов бора, а основное тепло при образовании конечного продукта B_2O_3 выделяется на больших расстояниях от зоны горения и не оказывает существенного теплового влияния на теплопередачу в волне горения. В таких ситуациях решающая роль в исследованиях и выявлении основных закономерностей горения гибридных систем должна принадлежать эксперименту. Однако в отношении рассматриваемых систем приходится констатировать практически полное отсутствие экспериментальных исследований ламинарного пламени при нормальных условиях. В работе [7] реализован процесс распространения пламени в гибридных аэровзвесах метан – уголь ($d < 100$ мкм) в полуоткрытой трубе, однако каких либо попыток определить нормальную скорость пламени и сравнить ее с таковой в метано - воздушных смесях предпринято не было.

Экспериментальные исследования. В настоящей работе проведено экспериментальное исследование процесса распространения ламинарного пламени в гибридных смесях метан - уголь - воздух в условиях свободных облаков. Для сравнения изучались также метано - воздушные смеси и смеси метан - инертный компонент - воздух.

Опыты проводились по методике тонкостенных резиновых зондов. Установка (рис.1) состояла из трех основных блоков: блока создания метано - воздушной смеси, блока создания пылевого облака и блока управления распылом и поджигом (3).

Метано-воздушная среда создавалась заполнением резинового зонда с прозрачными стенками до достижения им объема $V = 4000$ см³. Из соображений безопасности метан и воздух подавались по независимым каналам через специальный смеситель (6), препятствовавший перетеканию газов, и смешивались непосредственно в зонде. Отсечение подачи воздуха и метана производилось электроклапанами (2), схема электропитания которых исключала возможность их одновременного открытия. Расходы воздуха и метана регулировались кранами (4) и контролировались расходомерами (5), состоящими из дифференциального манометра и диафрагмы. Регулируя время подачи метана и воздуха, можно было создавать необходимое количество метано - воздушной смеси с заданной концентрацией метана в ней. Концентрация метана в этой смеси в зонде контролировалась с помощью газового анализатора ШИ - 11. Шаровой кран (7) служил для отключения зонда от системы подачи газов на время проведения опыта. Приготовленная описанным способом метано - воздушная смесь выдерживалась в зонде в течение 5 минут для обеспечения полного диффузионного смешения газовых компонентов. Навеска угля, предварительно загруженная в специальный распылитель, из которого кратковременным пневмоимпульсом

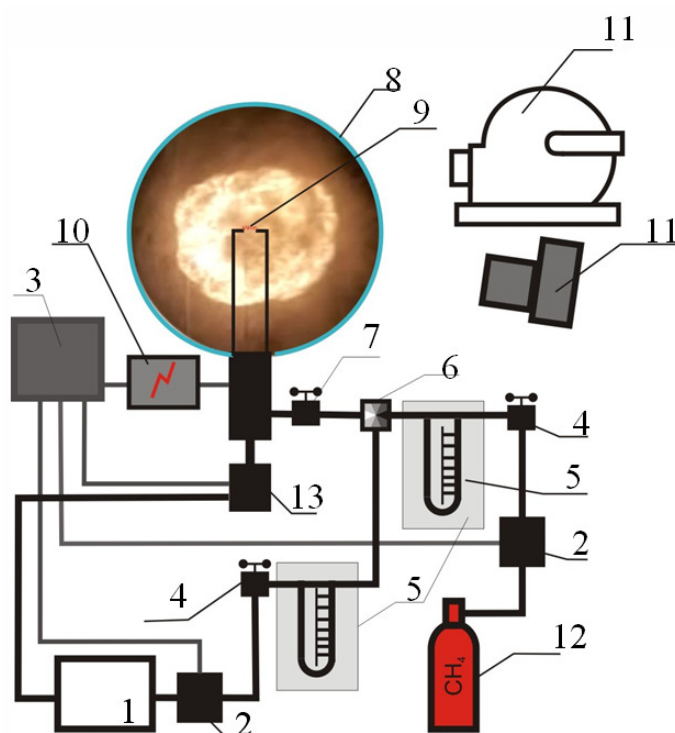


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки по определению скорости распространения пламени по гибридным газовзвесям (метан-воздух-уголь): 1 – компрессор, 2 – клапаны подачи газа, 3 – блок управления поджигом и распылом; 4 – краны регулировки подачи газа, 5 – расходомеры, 6 – газовый смеситель, 7- отсечной кран, 8 – тонкостенный зонд; 9 – проволока, 10 – блок поджига, 11- кино и видеокамера, 12 – газовый баллон, 13 – клапан впрыска (распыла) порошка.

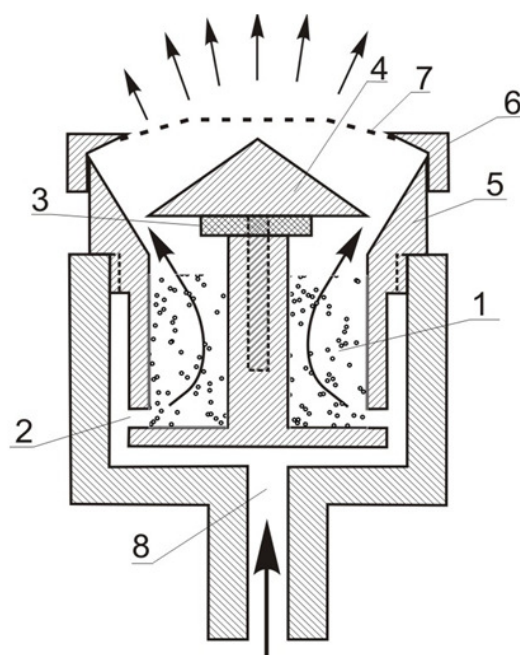


Рис. 2. Конструкция распылителя: 1 - вихревая камера с порошком, 2 - тангенциальные отверстия, 3 - регулировочные шайбы, 4 - конус-нож, 5 - направляющий конус вихревой камеры, 6 – отбойная насадка, 7 - сетка распылителя, 8 - канал подачи воздуха.

она выбрасывалась внутрь зонда в предварительно подготовленную метано - воздушную смесь. (Конструкция распылителя приведена на рис. 2). Объем воздуха, необходимый для впрыска порошка, не превышал 100 см^3 . Воздушный импульс создавался посредством кратковременного открытия клапана (13). После короткой задержки ($\tau_z \sim 0,3 \text{ с}$), необходимой для затухания турбулентных пульсаций, возникающих при впрыске, и для достижения равномерного распределения газовзвеси по объему зонда, производился поджиг.

Длительность впрыска и задержки зажигания регулировалась и задавалась управляющим блоком (3). Управляющие сигналы поступали на электромагнитные реле, замыкание которых открывало клапан (13) и инициировало впрыск, а затем и поджиг. Поджиг в центре зонда осуществлялся металлической проволокой (9), которая разогревалась до перегорания электрическим током, формируемым блоком поджига.

Опыты проводились в метано-воздушных смесях с объемным содержанием метана $C_{\text{CH}_4} = 6\%$. В качестве твердого компонента горючей смеси использовался мелкодисперсный уголь (марки ДГ, $r = 8 \text{ мкм}$) с содержанием летучих \sim

30%. Диапазон изменения концентрации угля в гибридных газовзвесах составлял $C_f = 205 \div 260$ мг/л. Ограничения массовой концентрации угля определялись необходимостью обеспечения равномерного распыления порошка по всему объему зонда с достаточной степенью диспергирования и предотвращения его агломерации.

Эксперимент проводился в две стадии. На первой стадии определялись скорости пламени в смесях CH_4 -6% – воздух и CH_4 -6% – воздух – уголь. Следующей стадией было выяснение роли угля в процессе распространения пламени в гибридных газовзвесах – является она активной или пассивной? Будет ли ограничиваться вклад угольной пыли ролью теплового стока при распространении пламени по гибридной газовзвеси, или будет вносить свой вклад как источник тепла? Для этого была проведена серия опытов по распространению пламени в газовзвесах, в которых уголь заменялся негорючим мелкодисперсным материалом – порошкообразным оксидом железа (Fe_3O_4) со средним диаметром частиц ($d \sim 5$ мкм), практически совпадающим с размером частиц исследуемого угля. Отметим, что порошок Fe_3O_4 проявил минимальную склонность к агломерации по сравнению с другими оксидами, которые проверялись нами на возможность их применения при создании газовзвеси в зонде. Кроме того, теплоемкость оксида железа ($C_p^{Fe} = 0.43$ Дж/г·К) практически в 2 раза меньше теплоемкости угля ($C_p^{y2} = 1.0$ Дж/г·К), поэтому замена угля на Fe_3O_4 не может завязать теплоемкость газовзвеси.

Регистрация процесса распространения фронта пламени проводилась скоростной видеокамерой со скоростью съемки 300 кадров в секунду. Типичный фрагмент видеogramмы приведен на рис. 3.

Видимая скорость пламени определялась по следующей методике. Площадь изображения фронта пламени определялась покадрово с помощью специально разработанного программного обеспечения. Такой метод фактически означает усреднение скорости распространения пламени по углу 2π . Найденные значения площади сечения фронта пламени и коэффициента увеличения κ съемки, позволяли находить эффективный радиус сферы пламени как функцию времени

$$R_{eff} = \kappa \cdot \sqrt{\frac{S}{\pi}}$$

Построенные зависимости $R_{eff}(t)$ позволяли определить видимую скорость пламени.

На рис. 4 представлены типичные зависимости радиуса фронта горения от времени для всех рассмотренных типов горючих систем.

Усредненные значения видимой ламинарной скорости, определенной на линейном участке зависимости $R_{eff}(t)$, представлены в таблице.

При сравнении данных опытов, прежде всего, обращает на себя внимание то, что введение в метано-воздушную смесь инертного порошка Fe_3O_4 , вплоть до значений массовой концентрации $C_{Fe} = 300$ мг/л, не приводило к существенному изменению видимой скорости пламени в сравнении с метано-воздушной

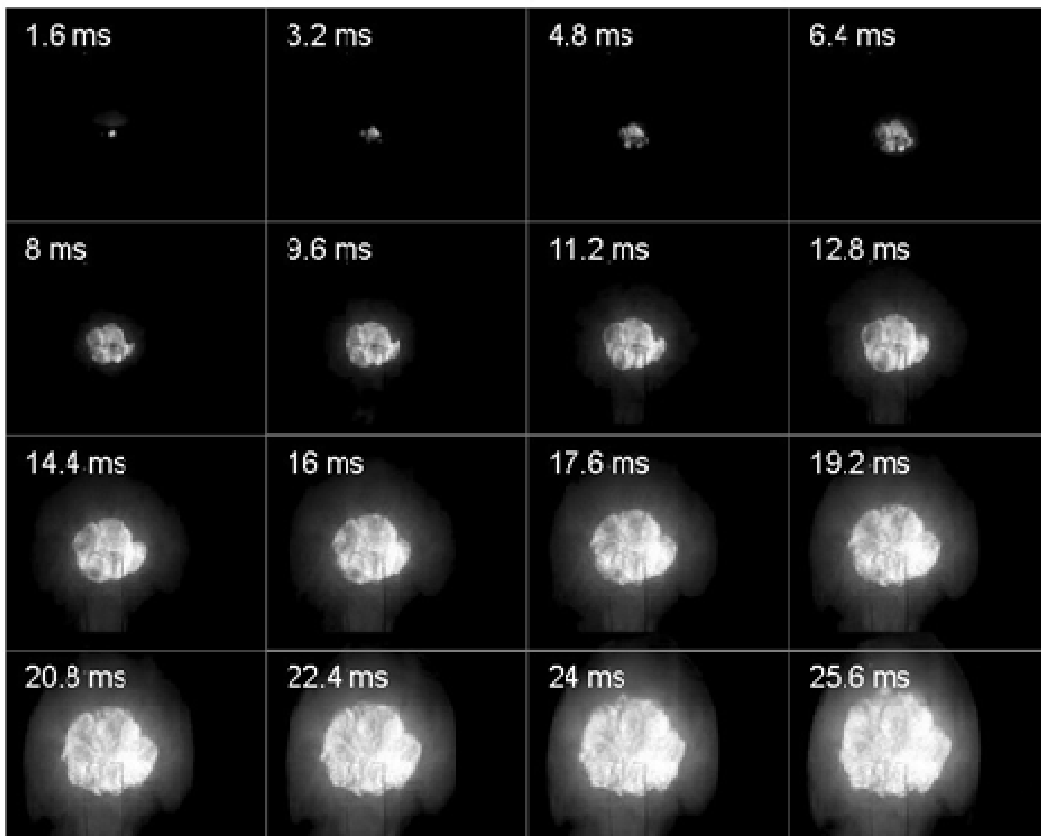


Рис. 3. Типичная видеограмма процесса распространения пламени по гибридной газозвеси.

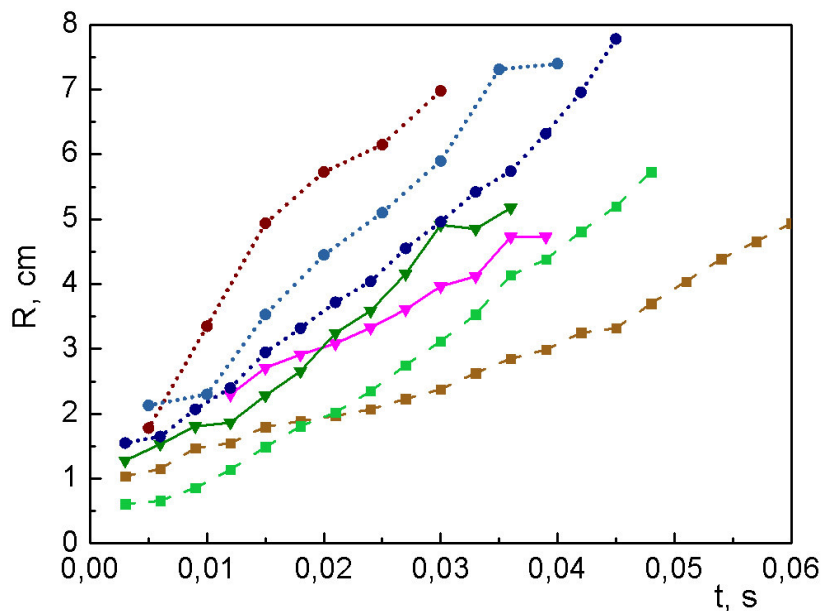


Рис 4. Зависимости эффективного радиуса фронта пламени от времени для различных гибридных систем:

▼ – метан-воздух, ● – метан-воздух-уголь, ■ – метан-воздух- Fe_3O_4 .

Таблица. Скорости пламени в исследованных гибридных горючих смесях.

Состав смеси	Массовая концентрация порошка в газовзвеси, мг/л	Видимая скорость пламени, см/с	Нормальная скорость пламени, см/с
Метан воздух	0	95 ± 20	16 ± 3
Метан - воздух - оксид железа	300	90 ± 15	15 ± 2,5
	400	65 ± 15	11 ± 2,5
Метан - воздух - уголь	200	145 ± 30	24 ± 5
	230	165 ± 30	27,5 ± 5
	260	185 ± 30	31 ± 5

смесью. Дальнейшее увеличение концентрации порошка-балласта приводило только к уменьшению скорости волны горения. Отметим, что при концентрациях оксида железа $C_{Fe} > 450$ мг/л в условиях проведения эксперимента стационарное распространение пламени не успевало сформироваться, и в отдельных случаях наблюдалось потухание волны.

В гибридной газовзвеси присутствие угольной пыли с большим содержанием летучих приводило к весьма значительному (в 1.5 ÷ 2 раза) увеличению скорости пламени по сравнению с гомогенной горючей смесью. Это свидетельствует об активном вкладе угольной компоненты в процесс распространения волны горения по гибридной газовзвеси. Этот вклад может быть вызван как дополнительным тепловыделением от сгорания летучих в зоне горения, так и теплом от сгорания коксового остатка.

Оценим значения нормальных скоростей пламени в соответствующих смесях, исходя из соотношения:

$$v_n = v_g \frac{\rho_{np}}{\rho_0},$$

где ρ_{np} – плотность продуктов сгорания, ρ_0 – исходная плотность газовой смеси. В работе [8] показано, что соотношение плотностей ρ_{np}/ρ_0 меняется незначительно в концентрационных пределах распространения пламени в метано-воздушных смесях (5.6 до 7.29 в области объемных концентрация метана 5.88 ÷ 14.1%), и в нашем случае составляет величину, приблизительно равную 6. Получаем, что нормальная скорость пламени составляет для метано-воздушной смеси 16 ± 3 см/с, что удовлетворительно согласуется со значением $v_n = 13$ см/с, экспериментально полученным в сферическом сосуде постоянного объема на начальной стадии горения [8].

Таким образом, проведенные исследования, в целом, подтверждают теоретические исследования [6] и свидетельствуют об активной роли мелкодисперсного угля в гибридных смесях метан-уголь-воздух.

Литература:

1. Концепция развития горения и взрыва как область научно-технического прогресса / ред. Мержанов А.Г./ – Черногловка: Территория, 2001. – С.171.

2. Шевчук В. Г., Бойчук Л. В., Швець А. И. Распространение пламени в двухфракционных газовзвесах алюминия и бора // Физика горения и взрыва. – 2002. – Т. 38, №6. – С. 51-54.
3. Бойчук Л.В., Шевчук В.Г., Сидоров А.Е., Опарин А.С. Ламинарное пламя в комбинированных газовзвесах. IV. Экспериментальные исследования в газовзвесах $Al + Zr$; $Al + Mg$; $Al + Fe$ // Физика аеродисперсных систем. 2013. – №50. – С.62-68.
4. Bradley D., Chen Z., El-Cherif S., El-Din Habik S., John G., Dixon-Lewis G. Structure of Laminar Premixed Carbon-Methane-Air Flames and Ultrafine Coal Combustion // Combustion and Flame. – 1994. – Vol.96. – P 80-96.
5. Tunik Yu. V. Modelling of low-speed combustion of a methane-air-coal dust suspension // Combustion, Explosion and Shock Waves. – 1997. – Vol. 33, №4. – P. 431-438.
6. Крайнов А. Ю. Моделирование распространения пламени в смеси горючих газов и частиц // Физика горения и взрыва. – 2000. – Т.36, №2. – С.3-9.
7. Chen D. Y., Sun J. H., Wang Q. S. and Lin Y. Combustion behaviors and flame structure of methane - coal dust hybrid in a vertical rectangle chamber // Combustion Science and Technology. – 2008. Vol.180. – P.1518-1528.
8. Hassan M. J., Aung K. T. and Faeth G. M. Measured and predicted properties of laminar premixed methane-air flames // Combustion and flame. – 1998. – V.115, №.4. – P.539-550.

Опарин А.С., Сидоров О.Е., Буланін П.К., Шевчук В. Г.

**Розповсюдження полум'я в гібридних газозависах
«вугілля - метан - повітря»**

АНОТАЦІЯ

Наведено результати експериментальних досліджень ламінарного полум'я в гібридних газозависах «метан-вугілля-повітря». Дослідження проводилися для пилових хмар дрібнодисперсного вугілля ($r_0 = 8$ мкм) та оксиду заліза ($r_0 = 5$ мкм) об'ємом $4 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3$ в ізобаричних умовах. Об'ємна концентрація метану дорівнювала 6%. Порівняння видимих і нормальних швидкостей розповсюдження полум'я для сумішей «метан - повітря», «метан – вугілля – повітря» і «метан – інертний компонент - повітря» показало, що дрібнодисперсне вугілля грає роль активної добавки, яка збільшує швидкість полум'я.

Oparin A.S., Sydorov O. E., Bulanin P. K., Shevchuk V.G.

Flame propagation in hybrid “coal-methane-air” aerosuspensions

SUMMARY

Results of laminar flame propagation experimental studies on hybrid aerosuspensions «methane-coal-air» are presented. Combustion of fine coal dust clouds ($r_0 = 8$ microns, volume $4 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3$) and iron oxide clouds ($r_0 = 5$ microns, volume $4 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3$) is investigated in isobaric conditions. Volumetric methane concentration was 6%. Comparison of visible and normal flame propagation velocities of mixtures "methane - air", "methane - coal - air" and "methane - inert component - air" testifies that fine coal particles increase flame propagation rate.

УДК. 662.6, 667

Калинчак В.В.¹, Зинченко Ю.А.², Черненко А.С.¹, Куземко Р.Д.³

¹Одесский национальный университет имени И.И. Мечникова

²ПАО «ММК им. Ильича»

³Приазовский государственный технический университет

E-mail: chernalex@ukr.net

Влияние начальных параметров газа и частиц пылеугольного топлива на характеристики их горения в фурменном очаге

Проведено моделирование горения коксовых частиц в фурменном очаге с учетом стефановского потока, кинетики гетерогенных реакций окисления и газификации углерода, гомогенной реакции окисления угарного газа, турбулентного теплопереноса и теплового излучения. Угольная пыль вдувается в потоке разогретого до высокой температуры воздуха, обогащенного кислородом. В результате получены зависимости, позволяющие судить о степени влияния массового расхода угольной пыли, дисперсности пыли, температуры и массовой доли кислорода воздушного дутья на механическую полноту сгорания, длину кислородной зоны и газовый состав. При выборе оптимального соотношения между диаметром и массовым расходом частиц следует ориентироваться на коэффициент избытка кислорода в подаваемой смеси 1.1-1.2.

Введение. Одним из важнейших условий использования пылеугольного топлива (ПУТ) в доменной плавке является обеспечение его полного сгорания в пределах фурменных зон [1-3]. Поэтому контроль степени сгорания ПУТ является важной задачей. Неполнота сгорания ПУТ, особенно при больших расходах, обуславливает снижение коэффициента замены кокса и повышение содержания углерода в продуктах плавки. Попадание значительных количеств несгоревших угольных частиц за пределы фурменных зон нарушает ровность хода печи и нормальную отработку продуктов плавки, приводит к "горению" воздушных фурм, снижает технико-экономические показатели. Принято считать [2], что уголь, сжигаемый в пылевидном состоянии, должен иметь в своем составе золы не более 15-20 % и выход летучих не менее 20%. Чем меньше золы, тем лучше горит пыль. Чем больше летучих веществ содержит уголь, тем лучше воспламеняется угольная пыль, и факел горения пыли становится короче.

Расчетами показано, что по мере снижения содержания летучих и роста содержания свободного углерода в углях теоретический эквивалент замены кокса увеличивается от 0,5 – 0,6 кг кокса/кг угля для бурых и длиннопламенных углей до 1,0 – 1,1 и более для антрацитов [4]. Угли типа антрацитов и тощих, характеризующиеся высокой теплоотдачей на фурмах, более предпочтительны для вдувания, особенно при их совместном использовании с газообразным топливом.

На ПАО «ММК им. Ильича» в качестве ПУТ (кроме углей марки СС) используют частицы антрацита с небольшим содержанием золы и летучих в диапазоне размеров 10÷80 мкм со средним геометрическим размером 30 мкм [5].

Для достижения оптимальных показателей при вдувании ПУТ обычно варьируют эмпирическим путем дисперсность и массовую концентрацию угольной пыли, температуру и скорость вдуваемого воздуха, концентрацию кислорода [2, 4, 6].

Задачей данного исследования является моделирование тепломассообмена и горения коксовых монодисперсных частиц ПУТ, состоящего из антрацита, в фурменном очаге с учетом стефановского потока, кинетики гетерогенных реакций окисления и газификации углерода, гомогенной реакции окисления угарного газа, турбулентного тепломассопереноса и теплового излучения. Проводится анализ влияния начальных параметров, а именно, размера пористых частиц ПУТ, температуры дутья, массовой доли кислорода, массовой концентрации пылеугольного топлива на механическую полноту его сгорания, длину кислородной зоны и газовый состав.

Постановка задачи. Рассмотрим фурму доменной печи (рис. 1). Угольная пыль вдувается в потоке разогретого до высокой температуры воздуха, обогащенного кислородом. Подача пылеугольного топлива (ПУТ) и воздуха осуществляется отдельно. На некотором расстоянии (около 0.4 м) от выходного отверстия фурмы происходит интенсивное перемешивание этих двух потоков. После чего образующаяся смесь попадает в фурменный очаг, где и происходит сжигание частиц ПУТ в кислороде дутья.

Диаметр частиц δ_b , из которых состоит пылеугольное топливо, варьируется от 10 до 80 мкм. Массовый расход пылеугольного топлива на фурму $\dot{m} = 10 - 25$ кг/мин. Внутренний диаметр трубы, из которой истекает азот с угольным порошком, составляет 20 мм.

Степень обогащения дутьевого воздуха (по массе) Z_{O_2b} , проходящего через сопло, меняется от 23 до 38 %. Расход воздуха на одну фурму $V_g = 225$ м³/мин. Температура воздуха T_{1b} , поступающего через сопло дутьевой фурмы, за счет предварительного разогрева варьируется в пределах 900 ÷ 1400 °С. Диаметр сопла фурмы $2r_{sb} = 150$ мм. Таким образом, скорость истечения смеси на выходе из сопла фурмы $w_{1b} = 200 \div 290$ м/с. Частицы угля подхватываются потоком обогащенного воздуха и разгоняются практически до скорости газа. Движение газа и частиц турбулентное, так как на входе в фурменный очаг число Рейнольдса порядка 10^5 . Поэтому рассматриваемые величины считаем средними для данного сечения. Длина фурменного очага $L = 2 - 2.2$ м. Давление в доменной печи в районе фурменного очага считаем равным $p = 0.36$ МПа.

Зону горения углеродных частиц (факел) представим в виде расширяющейся осесимметричной струи, через боковую поверхность которой возможен перенос тепла и массы. Предположим, что течение квазистационарное и все используемые величины являются функциями только координаты x – расстояния от сопла фурмы. Для определенности будем использовать индексы 1 – газ, 2 – частица.

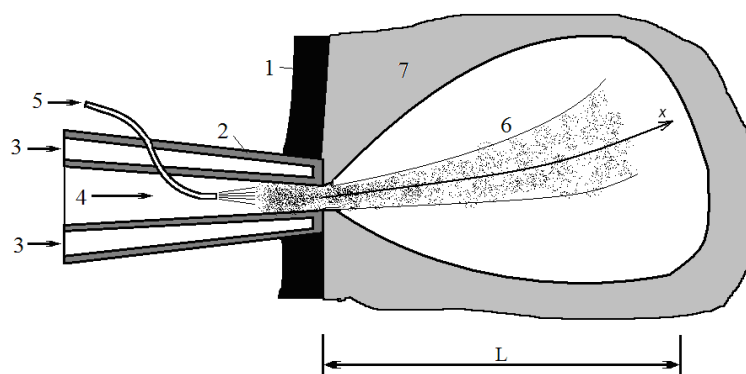


Рис. 1. Фурменная зона доменной печи:

1. Огнеупорная стенка доменной печи.
2. Водоохлаждаемая фурма.
3. Подача воды для охлаждения фурмы.
4. Подача обогащенного кислородом воздуха.
5. Подача угольного порошка в потоке азота.
6. Фурменный очаг.
7. Пространство, занятое коксом, железной рудой.

Параметры газа вне факела считаем заданными, а именно: температура $T_{1\infty}$, концентрации кислорода, углекислого и угарного газов $Z_{O_2\infty}$, $Z_{CO_2\infty}$, $Z_{CO\infty}$.

Предполагаем также в дальнейшем, что газообразные продукты реакции имеют температуру и скорость дисперсных частиц. Частицы являются коксовыми (отсутствие летучих) и сферическими.

Часто при описании горения аэрозвесей частиц используют численную C_N , массовую C_m , относительную массовую концентрацию B

$$C_N = \frac{\dot{N}}{V_g}, \quad C_m = \frac{\dot{m}}{V_g} = \frac{\pi}{6} \delta^3 \rho_2 C_N, \quad B = \frac{\dot{m}}{\dot{m} + \rho_1 V_g} = \frac{1}{1 + \frac{\rho_1}{C_m}}$$

Реакционная способность совокупности частиц зависит от коэффициента избытка окислителя в газе, который определим как отношение массы кислорода, поступающего в систему к массе кислорода, необходимого для полного превращения углерода в высший оксид (CO_2):

$$\eta = \frac{m_{\text{prakt}}}{m_{\text{teor}}} = \frac{\rho_1 Z_{O_2\infty} \cdot V_g}{\frac{\mu_{O_2}}{\mu_C} \cdot \dot{m}} = \frac{\rho_{10} \frac{p}{p_0} \frac{T_0}{T_1} Z_{O_2\infty} V_H}{\frac{\mu_{O_2}}{\mu_C} \cdot \dot{m}}$$

Использование η позволяет разделить горение плотных и неплотных аэрозвесей, которое качественно различно.

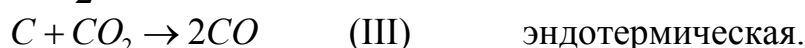
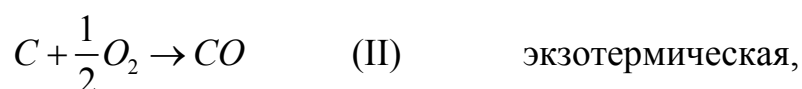
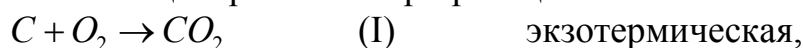
Физико-математическая модель теплообмена частицы ПУТ. При механическом смешении предварительно нагретой пыли и обогащенного кислородом воздуха начинается активное протекание химических реакций. В результате происходит тепло и массообмен между частицами и окружающим га-

зом. Интенсивность теплообмена зависит в частности и от численной концентрации частиц в газе. По известному значению массового расхода угольного топлива можно определить число частиц, поступающих в факел в единицу времени (1/с):

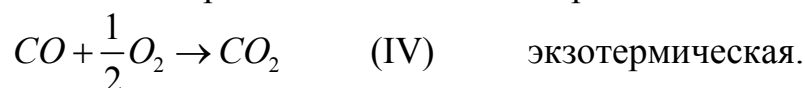
$$\dot{N} = \frac{\dot{m}}{m_0},$$

где $m_0 = \frac{\pi}{6} \rho_2 \delta_b^3$ – средняя начальная масса частицы ПУТ, ρ_2 – плотность угольной частицы. В дальнейшем предполагаем, что число частиц в процессе движения, проходящее через любое сечение факела за единицу времени, остается постоянным.

На поверхности угольной частицы протекают три реакции



В газе между частицами топлива протекает и гомогенная реакция



Скорости химических реакций по кислороду в реакциях (I) и (II) и по углекислому газу в реакции (III) зависят от концентраций газообразных компонентов по первому порядку

$$W_{O_2(I)} = k_1 \rho_1 Z_{O_2s}, \quad W_{O_2(II)} = k_2 \rho_1 Z_{O_2s}, \quad W_{CO_2(III)} = k_3 \rho_1 Z_{CO_2s}.$$

Реакция (IV) идет по первому порядку по угарному газу. При понижении концентрации кислорода ниже 5 % скорость данной реакции становится пропорциональной концентрации кислорода:

$$W_{CO(IV)} = \begin{cases} k_4 \rho_1 Z_{CO}, & Z_{O_2} \geq 5\% \\ k_4 \rho_1 Z_{CO} \frac{Z_{O_2}}{0.05}, & Z_{O_2} < 5\% \end{cases}.$$

Здесь k_i – константы химических реакций

$$k_i = k_{0i} \exp\left(-\frac{E_i}{RT_2}\right).$$

Кинетические константы определяются по энергии активации первой реакции (например, для антрацита $E_1 = 140030$ Дж/моль) [7]

$$k_{0i} = 100 \exp\left(\frac{E_i}{R \cdot 2600}\right), \quad \frac{E_2}{E_1} = \frac{E_{2C+O_2 \rightarrow 2CO}}{E_{C+O_2 \rightarrow CO_2}} = 1.1, \quad \frac{E_3}{E_1} = \frac{E_{C+CO_2 \rightarrow 2CO}}{E_{C+O_2 \rightarrow CO_2}} = 2.2.$$

Тепловые эффекты реакций: $Q_1 = 12.343$ МДж/кг O_2 , $Q_2 = 6.844$ МДж/кг O_2 ; $Q_3 = 4$ МДж/кг CO_2 ;

Для гомогенной реакции: $E_4 = 96.3$ кДж/моль, $k_{04} = 7.05 \cdot 10^6$ 1/с, $Q_4 = 10.2$ МДж/кг CO .

Изменение **температуры частицы** происходит за счет тепловыделения и теплопоглощения в гетерогенных химических реакциях (I) – (III) q_{ch} , теплообмена с окружающим газом за счет молекулярной и турбулентной диффузии с учетом стефановского течения q_{mk} , направленного от частицы, а также теплообмена излучением q_{rad} со стенками шихты с учетом поглощения соседними частицами согласно уравнению:

$$\frac{c_2 \rho_2 \delta_2}{6} \cdot w_2 \frac{\partial T_2}{\partial x} = q_{ch} - q_{mk} - q_{rad}, \quad T_2(x=0) = T_{2b}, \quad (1)$$

$$q_{ch} = (Q_1 k_1 + Q_2 k_2)(1 - A) \left(1 + \frac{k_v}{k_1 + k_2} \right) \rho_{1s} Z_{O_2s} - Q_3 k_3 (1 - A) \left(1 + \frac{k_{v3}}{k_3} \right) \rho_{1s} Z_{CO_2s} -$$

$$- Q_3 k_3 (1 - A) \frac{\mu_{CO_2}}{\mu_{O_2}} a_{v3} \rho_{1s} Z_{O_2s},$$

$$q_{mk} = \frac{\lambda_1 Nu}{\delta_2} (T_2 - T_1) + U_{sf} \rho_1 c_2 T_*, \quad q_{rad} = \varepsilon \sigma (T_2^4 - T_3^4).$$

$$\varepsilon = \varepsilon_0 (1 - \exp(-\ell / r_s)), \quad \ell \sim d_c \left(\frac{\rho_c}{\rho_g} \right) (B^{-1} - 1),$$

где A – зольность угля в %; r_s – характерный размер струи (радиус струи); ℓ – длина свободного пробега излучения; ε_0 – коэффициент излучения поверхности частицы; T_3 – температура стенок фурменного очага.

Первое слагаемое в химическом тепловыделении q_{ch} описывает химическое тепловыделение на единицу внешней поверхности в реакциях (I) и (II), второе – химическое теплопоглощение в реакции (III) на внешней поверхности и внутри пор за счет диффузии углекислого газа внутрь частицы; третье – химическое теплопоглощение в реакции (III) внутри пор за счет реагирования углекислого газа, как продукта реакции (I).

Концентрации кислорода O_2 и углекислого газа CO_2 у поверхности плотной частицы ПУТ с учетом стефановского течения (результатирующий массовый поток газа, возникающий при химических реакциях и направленный от поверхности углеродной частицы) определяются согласно выражениям [8]:

$$Z_{O_2,s} = \frac{\beta}{\beta + (k_1 + k_2 + k_v + U_{s0})} Z_{O_2},$$

$$Z_{CO_2,s} = \frac{\mu_{CO_2}}{\mu_{O_2}} \left(\frac{k_1 \left(1 + \frac{k_v}{k_1 + k_2} \right) - a_{v3} k_3}{\beta + U_{s0} + k_3 + k_{v3}} \right) Z_{O_2,s} + \frac{\beta}{(\beta + U_{s0} + k_3 + k_{v3})} Z_{CO_2},$$

$$U_{s0} = \frac{\mu_c}{\mu_{O_2}} \left((k_1 + 2k_2) \left(1 + \frac{k_v}{k_1 + k_2} \right) + k_3 a_{v3} \right) \left(\frac{\beta}{\beta + k_1 + k_2 + k_v} \right) Z_{O_2} +$$

$$+ \frac{\mu_c}{\mu_{CO_2}} (k_3 + k_{v3}) \left(\frac{\mu_{CO_2}}{\mu_{CO_2}} \frac{k_1 \left(1 + \frac{k_v}{k_1 + k_2} \right) - k_3 a_{v3}}{\beta + k_3 + k_{v3}} \left(\frac{\beta}{\beta + k_1 + k_2 + k_v} \right) Z_{O_2} + \left(\frac{\beta}{\beta + k_3 + k_{v3}} \right) Z_{CO_2} \right),$$

где $\beta = \frac{D_1 Nu}{\delta}$ – коэффициент массопереноса кислорода к поверхности; U_{s0} – скорость стефановского течения, м/с; Z_{O_2} , Z_{CO_2} – средние относительные массовые концентрации кислорода и углекислого газа в газовой смеси.

Число Нуссельта определяет интенсивность тепло и массообмена частицы с окружающим газом внутри приведенной пленки. Оно является функцией числа Рейнольдса (по частице):

$$Nu = 2 + 0.16 Re^{2/3}, \quad Re = \frac{|w_2 - w_1| \delta}{v_{1m}}.$$

Константы внутреннего реагирования k_v и k_{v3} определяются согласно [7-9]:

$$k_v = \frac{2D_v}{\delta} (Se_v cth Se_v - 1), \quad k_{v3} = \frac{2D_v}{\delta} (Se_{v3} cth Se_{v3} - 1),$$

$$a_{v3} = \frac{k_1 \delta^2 F_v}{4D_v} \frac{1}{(Se_{v3}^2 - Se_v^2)} \left(\frac{k_v}{(k_1 + k_2)} - \frac{k_{v3}}{k_3} \right),$$

$$Se_v = \sqrt{\frac{F_v \delta^2 (k_1 + k_2)}{4D_v}}, \quad Se_{v3} = \sqrt{\frac{k_3 \delta^2 F_v}{4D_v}}.$$

Здесь Se_v , Se_{v3} – число Семенова, определяющее относительную роль химического реагирования на поверхности пор к массопереносу кислорода и углекислого газа, соответственно, внутри пор частицы; D_v – коэффициент внутренней диффузии в порах, F_v – удельная поверхность пор.

Уравнение, описывающее уменьшение диаметра и плотности частицы, легко получается из определения скорости гетерогенной реакции – скорость изменения массы в единицу времени на единицу внешней поверхности частицы. Таким образом, в результате реакций (I) – (III) происходит уменьшение со временем диаметра δ за счет поверхностных реакций и плотности ρ_2 пористой частицы за счет реагирования внутри пор [8,9]:

$$\rho_2 w_2 \frac{\partial \delta}{\partial x} = - \frac{2\mu_c}{\mu_{O_2}} (k_1 + 2k_2) \rho_{1s} Z_{O_2,s} - \frac{\mu_c}{\mu_{CO_2}} k_3 \rho_{1s} Z_{CO_2,s}, \quad (2)$$

$$\frac{1}{6} \delta w_2 \frac{\partial \rho_2}{\partial x} = - \frac{\mu_c}{\mu_{O_2}} (k_1 + 2k_2) \frac{k_v}{(k_1 + k_2)} \rho_{1s} Z_{O_2,s} - \frac{\mu_c}{\mu_{O_2}} k_3 a_{v3} \rho_{1s} Z_{O_2,s} - \frac{\mu_c}{\mu_{CO_2}} k_{v3} \rho_{1s} Z_{CO_2,s}, \quad (3)$$

$$\delta(x=0) = \delta_b, \quad \rho_2(x=0) = \rho_{2b},$$

где k_1 , k_2 , k_3 – константы поверхностных химических реакций (I) – (III), м/с; k_v , k_{v3} – суммарные константы химических реакций внутри пор; a_{v3} – поправка, учитывающая восстановление CO_2 , как продукта реакции (I), в реакции (III);

Z_{O_2s} – относительная массовая концентрация окислителя на поверхности частицы; ρ_{1s} – плотность газа у поверхности частицы, кг/м³; δ_b – начальный диаметр частицы, м; ρ_{2b} – начальная плотность частицы.

Изменение **средней температуры газа** в единице объема смеси осуществляется за счет нагрева гомогенной экзотермической реакцией (IV); нагрева конвекцией углеродными частицами; теплоотдачей в окружающую газовую среду через боковую поверхность факела; нагрев газа за счет торможения струи в факеле:

$$c_1 \rho_1 w_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} = Q_4 k_4 \rho_1 Z_{CO} + q_{mk} \frac{S_2}{S(1-\xi)} \frac{\dot{N}}{w_1} - q_{tor} \frac{p_s}{S(1-\xi)} - \rho_1 w_1^2 \frac{dw_1}{dx}, \quad T_1(x=0) = T_{1b}, \quad (4)$$

$$q_{tor} = \alpha_t (T_1 - T_{1\infty}), \quad \alpha_{tor} = \frac{\lambda_{1tor} Nu}{2r_s}, \quad \lambda_{1tor} = \lambda_{10} \left(\frac{T_1}{T_0} \right)^{0.75}, \quad \xi = \frac{\pi \delta^3 \dot{N}}{6 S w_1}.$$

Здесь $S = \pi r_s^2$ – площадь поперечного сечения факела; $S_2 = \pi \delta_b^2$ – внешняя поверхность углеродной частицы, q_{mk} – плотность теплового потока теплопроводностью и конвекцией у поверхности частицы, q_{tor} – плотность теплового потока через боковую поверхность факела к окружающему газу, p_s – периметр осевого сечения факела, ξ – доля объема смеси, занимаемого частицами ПУТ; $\dot{N}/(S w_1)$ – среднее число частиц в единице объема.

Изменение **массовой доли кислорода** в газе определяется скоростью его исчезновения в гомогенной экзотермической реакции, диффузией к поверхности углеродных частиц и диффузией в окружающую среду через боковую поверхность факела:

$$-\rho_1 w_1 \frac{\partial Z_{O_2}}{\partial x} = \frac{\mu_{O_2}}{2\mu_{CO}} k_4 \rho_1 Z_{CO} + j_{O_2s} \frac{S_2}{S(1-\xi)} \frac{\dot{N}}{w_1} + j_{O_2,tor} \frac{p_s}{S(1-\xi)}, \quad Z_{O_2}(x=0) = Z_{O_2b}. \quad (5)$$

Плотность массового потока кислорода к поверхности частицы j_{O_2s} равна массовой скорости его потребления в химических реакциях:

$$j_{O_2s} = (k_1 + k_2) \left[1 + \frac{k_v}{k_1 + k_2} \right] \rho_{1s} Z_{O_2s}.$$

Аналогичным образом строятся уравнения для изменения **относительных концентраций углекислого и угарного газов** и плотностей их массовых потоков у поверхности частицы:

$$\rho_1 w_1 \frac{\partial Z_{CO_2}}{\partial x} = \frac{\mu_{CO_2}}{\mu_{CO}} k_4 \rho_1 Z_{CO} + j_{CO_2s} \frac{S_2}{S(1-\xi)} \frac{\dot{N}}{w_1} - j_{CO_2,tor} \frac{p_s}{S(1-\xi)}, \quad Z_{CO_2}(x=0) = Z_{CO_2b}, \quad (6)$$

$$\rho_1 w_1 \frac{\partial Z_{CO}}{\partial x} = -k_4 \rho_1 Z_{CO} + j_{COs} \frac{S_c}{S(1-\xi)} \frac{\dot{N}}{u_1} - j_{CO,tor} \frac{p_s}{S(1-\xi)}, \quad Z_{CO}(x=0) = Z_{COb}. \quad (7)$$

$$j_{CO_2s} = \frac{\mu_{CO_2}}{\mu_{O_2}} k_1 \left[1 + \frac{k_v}{k_1 + k_2} \right] \rho_{1s} Z_{O_2s} - (k_3 + k_{v3}) \rho_{1s} Z_{CO_2s} - \frac{\mu_{CO_2}}{\mu_{O_2}} k_3 a_{v3} \rho_{1s} Z_{O_2,s},$$

$$j_{COs} = \frac{2\mu_{CO}}{\mu_{O_2}} k_2 \left[1 + \frac{k_v}{k_1 + k_2} \right] \rho_{1s} Z_{O_2s} + \frac{2\mu_{CO}}{\mu_{CO_2}} (k_3 + k_{v3}) \rho_{1s} Z_{CO_2s} + \frac{\mu_{CO}}{\mu_{O_2}} k_3 a_{v3} \rho_{1s} Z_{O_2,s}.$$

Плотности массового потока компонента из факела во внешнюю газовую среду:

$$j_{O_2,tor} = \beta_{tor} \rho_1 (Z_{O_2} - Z_{O_2\infty}), \quad j_{CO_2,tor} = \beta_{tor} \rho_1 (Z_{CO_2} - Z_{CO_2\infty}), \quad j_{CO,tor} = \beta_{tor} \rho_1 (Z_{CO} - Z_{CO\infty}),$$

$$\beta_{tor} = \frac{Nu D_{1tor}}{2r_s}, \quad D_{1tor} = D_{10} \left(\frac{T_1}{T_0} \right)^{0.75} \frac{p_0}{p}.$$

Для оценки изменения **скорости газовой среды** используем формулу Абрамовича для осевой скорости затопленной газовой турбулентной струи, предполагающую ее разделение на начальный и основной участок [10]:

$$\frac{\partial w_1}{\partial x} = \begin{cases} 0 & \text{при } x < 11.17 \frac{p_0}{p} r_{sb}, \\ -\frac{w_1^2}{w_{1b}} \frac{p}{p_0} \frac{1}{16r_{sb}} & \text{при } x \geq 11.17 \frac{p_0}{p} r_{sb}, \end{cases} \quad (8)$$

где x – расстояние от среза сопла фурмы, r_{sb} – радиус сопла фурмы, w_{1b} – начальная скорость газа у среза сопла фурмы.

Для проверки адекватности используемой зависимости можно провести сравнение с графиком изменения скорости по сечению фурменного очага при вдувании природного газа [11]. В этой работе изменение скорости струи получено по заданному изменению ширины факела. Скорость на начальном этапе также практически не изменяется. В дальнейшем изменение скорости достаточно неплохо согласуется с зависимостью (7) и на длине фурменного очага 2 м принимает значения около 20÷30 м/с.

Так как частицы ПУТ достаточно малы, то с достаточной точностью можно считать равными средние скорости движения частиц и газа: $w_1 \approx w_2$.

В основе уравнения для изменения **радиуса пылеугольного факела** лежит закон сохранения массы газа (изменение общей массы газа, проходящей через единичный объем в единицу времени, определяется ее увеличением в гетерогенных химических реакциях):

$$\frac{\partial(\rho_1 w_1 S)}{\partial x} = W_c S_2 \frac{\dot{N}}{w_1}.$$

Откуда нетрудно получить уравнение для изменения площади осевого сечения факела в связи с увеличением массы газа в результате гетерогенных реакций, уменьшения плотности газа вследствие нагрева и торможения газа:

$$\rho_1 w_1^2 \frac{\partial S}{\partial x} = W_c S_2 \dot{N} - w_1^2 S \frac{\partial \rho_1}{\partial T_1} \frac{\partial T_1}{\partial x} - S \rho_1 w_1 \frac{\partial w_1}{\partial x}, \quad S(x=0) = S_b, \quad (9)$$

$$W_C = \frac{\mu_C}{\mu_{O_2}}(k_1 + 2k_2) \left[1 + \frac{k_v}{k_1 + k_2} \right] \rho_{1s} Z_{O_2s} + \frac{\mu_C}{\mu_{CO_2}} k_3 \left(1 + \frac{k_{v3}}{k_3} \right) \rho_{1s} Z_{CO_2s} + \frac{\mu_C}{\mu_{O_2}} k_3 a_{v3} \rho_{1s} Z_{O_2s}.$$

Здесь S_b – площадь среза сопла фурмы, W_C – массовая скорость преобразования углерода для одной частицы.

Полученная система дифференциальных уравнений (1) – (9) позволяет в дальнейшем произвести анализ влияния различных факторов на степень выгорания углеродных частиц и массовый выход угарного газа.

Теплофизические свойства газа, которые необходимо определить, это коэффициент диффузии газообразных веществ, коэффициент теплопроводности. При турбулентном движении газа эффективные коэффициенты переноса определяются через молекулярные (индекс m) и турбулентные (индекс t) характеристики:

$$v_1 = v_{1m} + v_{1t}, \quad D_1 = D_{1m} + D_{1t}, \quad \lambda_1 = \lambda_{1m} + \lambda_{1t},$$

молекулярные:

$$v_{1m} = v_{10} \left(\frac{T_1}{T_0} \right)^{2.5} \frac{p_0}{p} \left(\frac{T_0 + C}{T_0 + C} \right), \quad \lambda_{1m} = \lambda_{10} \left(\frac{T_1}{T_0} \right)^{1.5} \left(\frac{T_0 + C}{T_0 + C} \right),$$

$$D_{1m} \approx D_{10} \left(\frac{T_1}{T_0} \right)^{n+1} \frac{p_0}{p}, \quad \rho_1 = \rho_{10} \frac{T_0}{T_1} \frac{p}{p_0}, \quad \rho_{1s} = \rho_{10} \frac{T_0}{T},$$

турбулентные (для чисел $Re < 10^5$) [12]:

$$D_{1t} \approx 18 \cdot 10^{-3} w_1 r_s Re_1^{-0.16} \frac{p_0}{p}, \quad \lambda_{1t} = D_{1t} c_1 \rho_1.$$

Коэффициент внутренней диффузии в порах D_v и удельная поверхность пор F_v выражается через порозность частицы m_v :

$$D_v = m_v^2 D_{10} \left(\frac{T_2}{T_0} \right)^{n+1} \frac{p_0}{p}, \quad m_v = 1 - \frac{\rho_2}{\rho_{real}},$$

$$\frac{F_v}{F_{v,b}} = \frac{m_v (1 - m_v)}{m_{v,b} (1 - m_{v,b})} = \left(\frac{1 - \rho_2 / \rho_{real}}{1 - \rho_{2,b} / \rho_{real}} \right) \frac{\rho_2}{\rho_{2,b}},$$

где D_{10} – коэффициент диффузии кислорода в воздухе при температуре T_0 , м²/с; $F_{v,b}$ и $m_{v,b}$ – начальные удельная поверхность пор и порозность; ρ_{real} – истинная плотность вещества частицы.

Анализ результатов. Расчеты проводились для антрацита марки АШ при следующих параметрах: $Q_1 = 12,34 \cdot 10^6$ Дж/кгO₂, $Q_2 = 6,84 \cdot 10^6$ Дж/кгO₂, $Q_3 = 4,00 \cdot 10^6$ Дж/кг CO₂, $Q_4 = 10,2 \cdot 10^6$ Дж/кгCO; $k_{01} = 6,5 \cdot 10^4$, $k_{02} = 13 \cdot 10^4$ м/с; $k_{03} = 1,56 \cdot 10^8$ м/с, $E_1 = 140030$, $E_2 = 154000$, $E_3 = 308000$, $E_4 = 96300$ Дж/моль; $F_{vb} = 2 \cdot 10^5$ м⁻¹, $D_v = 7,5 \cdot 10^{-8}$ м²/с, $A = 0\%$. Постоянные: $D_{10} = 3.2 \cdot 10^{-4}$ м²/с; $\rho_{10} = 0.277$ кг/м³; $\lambda_{10} = 8.19 \cdot 10^{-2}$ Вт/(м·К); $c_{10} = 1110$ Дж/(кг·К); $T_0 = 1273$ К; $c_2 = 947$ Дж/(кг·К); $\rho_{2b} = 1440$ кг/м³; $\epsilon_0 = 0.78$; $n = 0.75$. При расчетах использовали, что вне струи свойства смеси постоянны и равны характерным значениям в фурменном очаге: $T_{1\infty} = T_3 = 1600$ К, $Z_{O_2\infty} = 0$, $Z_{CO_2\infty} = 0$, $Z_{CO\infty} = 0.45$.

Рассмотрим случай плотной аэровзвеси, когда при вдувании смеси коэффициент избытка кислорода близок к единице (рис.2). На начальном этапе, когда основным окислителем является кислород, интенсивно протекают экзотермические гетерогенные реакции (I) и (II), а также гомогенная реакция (IV). Естественно температура частицы и газа начинают возрастать. При этом диаметр и плотность частицы интенсивно уменьшаются. Угарный газ, который образуется в реакции (II), в дальнейшем реагирует с кислородом в реакции (IV), скорость которой очень высока. Поэтому в газе практически отсутствует угарный газ, а содержание углекислого газа быстро возрастает. Скорость стефановского течения может достигать 30 м/с. Числа Семенова (диффузионно-кинетические отношения) возрастают за счет возрастания температуры. Образование окиси и двуокиси в гетерогенных реакциях (I) и (II) соотносимо: 1:1. Данная зона носит название кислородной зоны. Когда температуры невысоки и содержание угарного газа в газе очень мало – основными источниками тепла являются частицы (частицы нагревают газ). Когда температуры высокие и в газе есть угарный газ и кислород, дополнительный нагрев газа в результате гомогенной реакции приводит к нагреву газом частиц.

В плотной аэровзвеси за счет большого количества частиц основная часть кислорода исчезает в гетерогенных реакциях. Диаметр частицы при этом остается достаточно большим. Однако масса непрореагировавшей углеродной частицы составляет 35÷60% от начальной. За счет турбулентности режим окисления мелких частиц определяется кинетикой реакций.

Высокие значения температуры частиц и газа, а также концентрации углекислого газа в конце кислородной зоны способствуют формированию протяженной по длине фурменного очага области газификации коксовой частицы в углекислом газе. Скорость газификации частицы существенно падает с понижением температуры до уровня 2000 К (реакция газификации эндотермическая). При этом изменение диаметра и плотности частицы практически прекращается. Доля выгорания такой частицы при высоких начальных массовых концентрациях ПУТ ($0,08 \div 0,12 \text{ кг/м}^3$) достигает 65÷90 %. Чем выше начальная массовая концентрация топлива, тем меньше коэффициент избытка кислорода и тем больше механический недожог частицы ПУТ. Данная область носит название углекислотной зоны. Вместе с изменением параметров частицы происходит замедление уменьшения концентрации углекислого газа, которая при высоких массовых концентрациях может снизиться до 5÷10 %. Массовая доля угарного газа при этом повышается до уровня 35÷50%.

При небольших массовых концентрациях пылеугольного топлива, когда коэффициент избытка окислителя больше 1, кислорода в смеси достаточно для полного сгорания углерода. Это приводит к значительному уменьшению размера и массы частицы еще в кислородной зоне. Выгорание частиц в конце кислородной зоны при малых начальных массовых концентрациях ПУТ ($0,03 \div 0,06 \text{ кг/м}^3$) достигает 80÷95%. Учет пористости частицы приводит к уменьшению плотности частицы в процессе горения.

Оценки показали, что при этом суммарная масса частицы не изменяется, т.е. диаметр частицы при ее погасании немного возрастет.

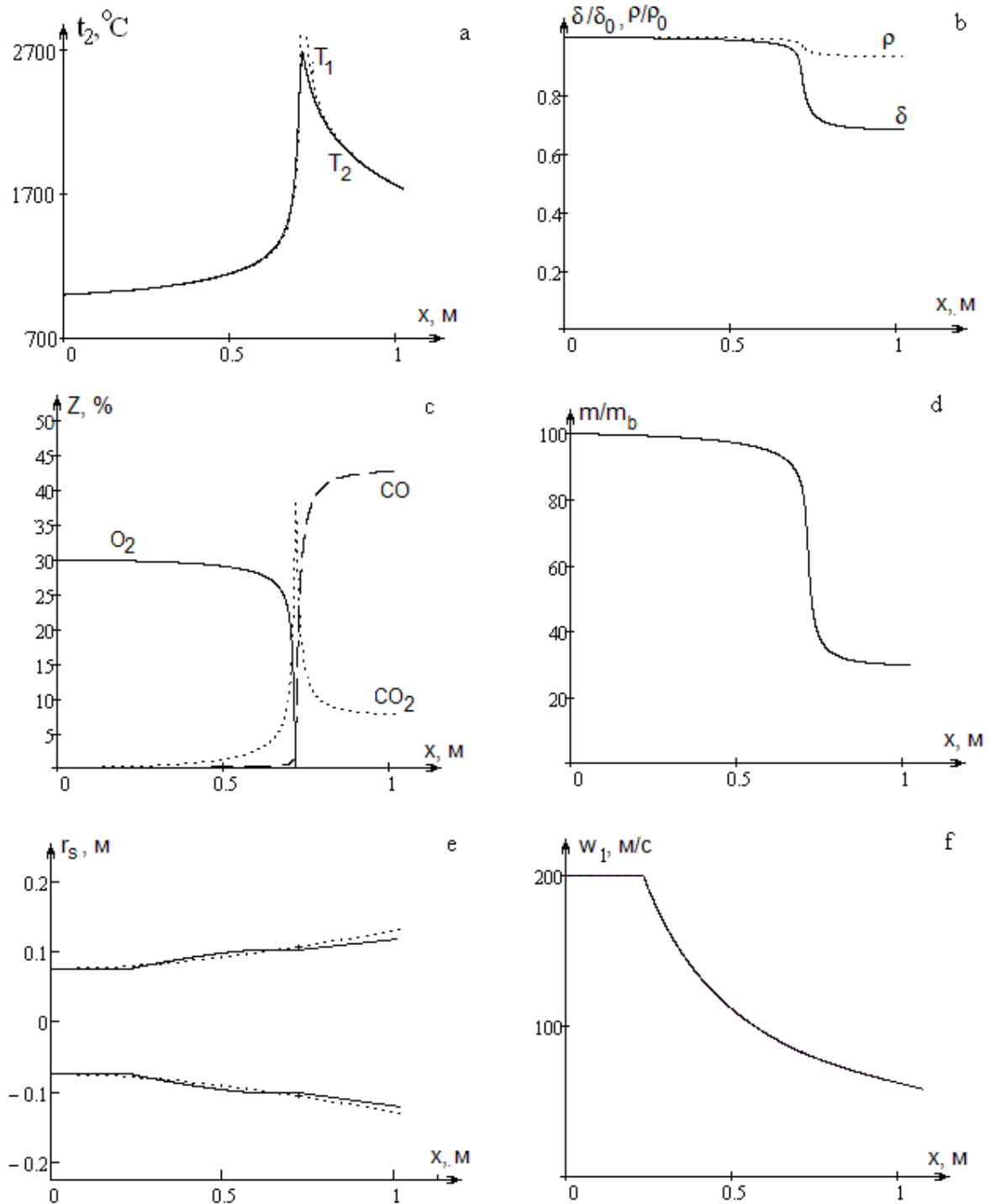


Рис 2. Зависимости а) температуры частицы и газа, б) относительного диаметра и плотности частицы, в) газового состава, д) относительного изменения массы частицы, е) поперечного сечения факела, ф) скорости газа для случая плотной совокупности от координаты фурменного очага. Параметры: $t_{1нач} = t_{2нач} = 1000 \text{ }^\circ\text{C}$, $\delta_{нач} = 30 \text{ мкм}$, $\rho_{2нач} = 1440 \text{ кг/м}^3$, $\dot{m} = 25 \text{ кг/мин}$, $V_g = 210 \text{ м}^3/\text{мин}$, $w_{1b} = 200 \text{ м/с}$, $Z_{O_2b} = 30\%$, $p_b = 0.36 \text{ МПа}$.

Начальные параметры совокупности: $\eta_b = 0,92$, $C_m = 0,118 \text{ кг/м}^3$, $B = 10,8\%$, $C_N = 5.8 \cdot 10^9 \text{ м}^{-3}$.

После расходования кислорода в газе, рост температуры частиц и газа прекращается. Высокая температура способствует протеканию реакции газификации углерода в углекислом газе с высокой скоростью. Однако малая доля углерода, которая еще не сгорела в кислородной зоне (5÷20 %), не способна заметно изменить газовый состав: доля углекислого газа незначительно уменьшается, а доля угарного газа – возрастает.

Основными целями вдувания пылеугольного топлива в фурменную зону является создание высокой температуры и высокой концентрации угарного газа для обеспечения процессов восстановления железа и его плавления. При этом масса сгоревших частиц ПУТ должна быть близкой к 100 % относительно первоначальной. Исходя из анализа рассматриваемых двух случаев, следует, что оптимальными являются высокие массовые концентрации топлива.

В качестве анализируемых величин в дальнейшем выбирались: механическая полнота сгорания на границе кислородной зоны $\varphi_{ок}$ и после погасания $\varphi_{к}$, размеры окислительной зоны $L_{ок}$, доля угарного и углекислого газов после самопроизвольного погасания частицы, максимальная температура частицы.

Механической полнотой сгорания назовем долю прореагировавшей начальной массы углеродной частицы:

$$\varphi = \frac{m_2}{m_{2нач}} = \frac{\rho_2 \delta^3}{\rho_{2нач} \delta_{нач}^3}.$$

Длину окислительной зоны оцениваем по падению концентрации кислорода в газе ниже 0,1 % ($Z_{O_2} < 0,1\%$).

Количество углерода, сгорающего в фурменной зоне, и продуктов сгорания, образующихся в единицу времени, строго пропорционально количеству вдуваемого кислорода. В каких бы пределах ни изменялось количество дутья, весь кислород будет израсходован с образованием оксида углерода. Оставшийся углекислый газ продолжает реагировать с достаточно крупными частицами кокса, движущимися в фурменном очаге. Поэтому условия горения изменяют не общее количество продуктов сгорания в расчете на единицу сжигаемого углерода или единицу вдуваемого кислорода, а размеры зоны горения, в которой образуются горновые газы.

Влияние массовой концентрации и размера частиц пылеугольного топлива. При малых массовых расходах угольных частиц (рис. 3) вдуваемый кислород находится в избытке. Кислородная зона достаточно протяженная (0,8÷1,4 м). Частицы интенсивно реагируют, что приводит к высокой полноте сгорания (90÷100%). Это случай с коэффициентом избытка кислорода $\eta > 1.25$.

С ростом массовой концентрации пыли в 2,5 раза (в связи с увеличением скорости исчезновения кислорода в газе) длина кислородной зоны уменьшается на 10÷20%. При этом углекислый газ, который образовался преимущественно в результате гомогенной реакции в больших количествах, из-за отсутствия углеродных частиц не превращается полностью в СО в гетерогенных реакциях. При увеличении массового расхода ПУТ с 10 до 25 кг/мин (относительной массовой концентрации от 4% до 11 %) остаток СО₂ уменьшается в зависимости от диа-

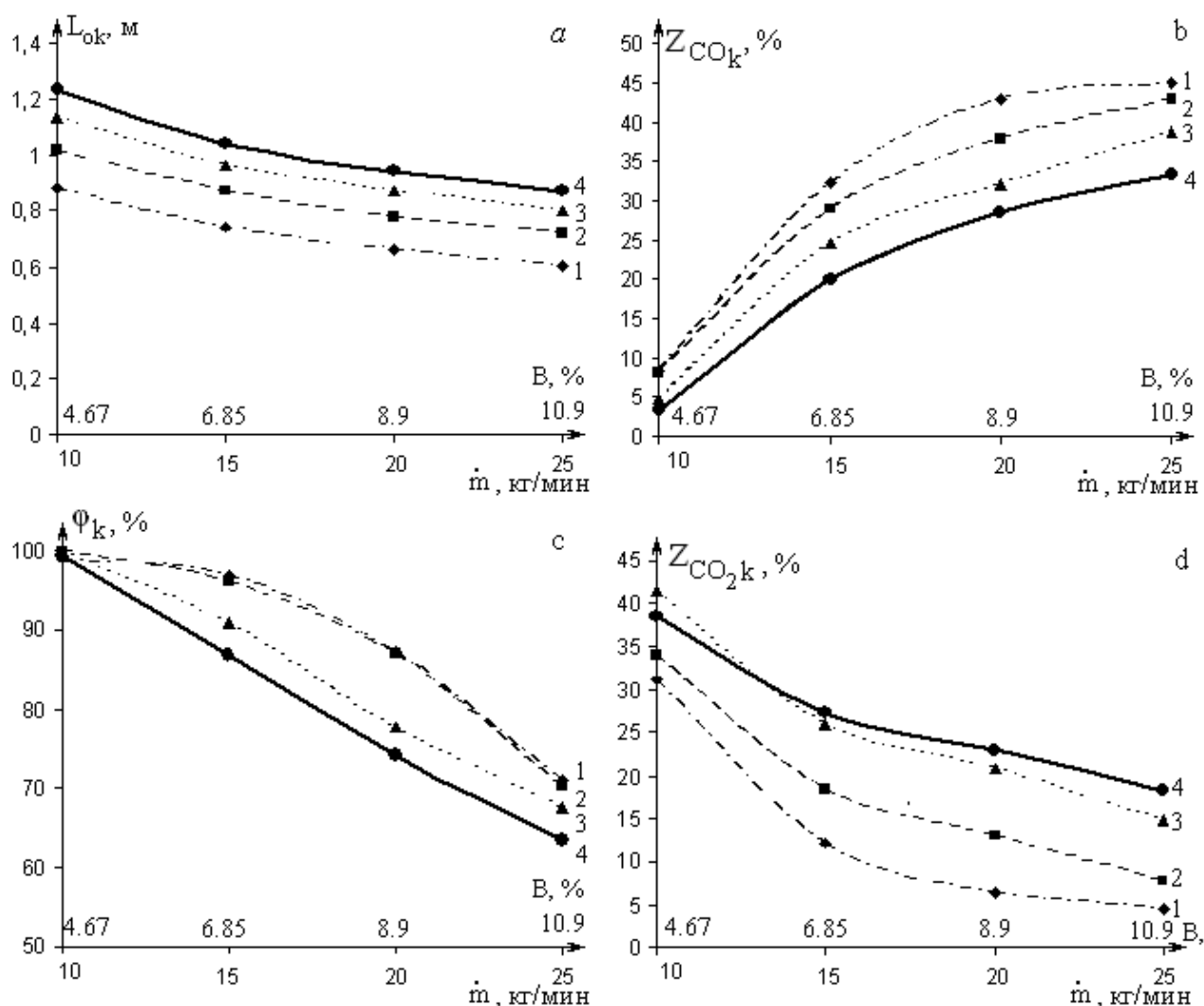


Рис. 3. Влияние массовой концентрации и размера частиц ПУТ на длину кислородной зоны $L_{ок}$, на конечную механическую полноту сгорания частиц Φ_k и конечный газовый состав по СО и CO_2 . $t_{1b} = t_{2b} = 1000^\circ C$, $\rho_{2b} = 1440$ кг/м³, $V_g = 210$ м³/мин, $w_{1b} = 200$ м/с, $Z_{O_2b} = 30\%$, $p_b = 0,36$ МПа.

1) $\delta_b = 20$ мкм, 2) $\delta_b = 30$ мкм, 3) $\delta_b = 40$ мкм, 4) $\delta_b = 50$ мкм.

метра частицы с 30÷45 % до 5÷20 % (рис. 3d). При этом доля угарного газа возрастает с 5÷10 % до 35÷50 % в зависимости от размера частиц (рис. 3b), что согласуется с результатами [4]. Наблюдается слабое повышение доли угарного газа в газе при расходах ПУТ от 20 до 25 кг/мин (около 5 массовых %).

Механическая полнота сгорания с ростом массового расхода частиц (от 10 до 25 кг/мин) падает на 20÷30 % в зависимости от диаметра частиц.

Количество углерода, сгорающего в единице объема окислительной зоны, зависит от величины поверхности частиц и пор, доступных проникновению газов. Чем крупнее частицы угля, и чем меньше в них пор, тем меньше реакционная поверхность и горение будет протекать менее интенсивно. Поэтому использование мелких пористых угольных частиц ПУТ будет способствовать уменьшению зоны горения и увеличению полноты сгорания таких частиц (рис. 3a).

Учет реагирования в порах приводит к небольшому уменьшению времени индукции воспламенения частицы, что способствует уменьшению протяженности кислородной и углекислотной зон. Диаметр частиц при самопроизвольном погасании уменьшается, однако за счет реагирования в порах полнота сгорания остается такой же, как и для плотной частицы.

Увеличение диаметра в 2,5 раза (от 20 до 50 мкм) приводит к удлинению окислительной зоны на 20 % в связи с ростом времени горения частицы. При этом содержание угарного газа падает при высоких расходах ПУТ на 30÷40 %, а содержание углекислого газа повышается в 3-4 раза. Механическая полнота сгорания крупных частиц при этом существенно ниже. Например при температуре дутья 1100 °С и массовой доле кислорода 30% полнота выгорания частиц 20 и 50 мкм составляют 65 и 75 %, соответственно, при массовой концентрации ПУТ 10,8%.

Поэтому использование мелких частиц при высоких расходах топлива является оптимальным. Однако слишком высокая концентрация ПУТ чревата высоким недожогом частиц. Поэтому при выборе оптимального соотношения между диаметром и расходом частиц следует ориентироваться на коэффициент избытка кислорода немного выше единицы, например 1.0 ÷ 1.2 (рис. 3.11). Диаметр частицы при постоянных расходах воздуха и ПУТ не влияет на коэффициент избытка кислорода. Снизить коэффициент избытка кислорода до оптимальных значений можно за счет увеличения температуры газа, концентрации кислорода и давления в газе, а также понижением массовой концентрации пыли.

Поэтому в дальнейшем при анализе других факторов брался массовый расход 20 кг/мин (массовая концентрация 0,093 кг/м³), как оптимальный для полного сгорания частиц ПУТ диаметром 20÷30 мкм и высокого выхода угарного газа. Тем более, что средний размер частиц пылеугольного топлива обычно близок к 30 мкм [2].

Оказалось, что максимальная температура горения слабо зависит от диаметра частиц и незначительно снижается при увеличении массовой концентрации.

Циркуляция воздуха в фурменном очаге может возвращать частицы в окислительную зону, где они повторно реагируют. Таким образом, реальная полнота выгорания может отличаться от расчетного значения.

Влияние температуры дутья и степени обогащения кислородом воздушного дутья. Повышение температуры воздуха вызывает увеличение скорости сгорания углерода. Это отражается на общем объеме смеси частиц и газов. Поэтому повышение температуры дутья всегда вызывает сокращение окислительной зоны (рис. 4а).

Увеличение начальной температуры газа приводит к небольшому возрастанию максимальной температуры горения. Полнота сгорания частиц и доля угарного и углекислого газов в продуктах сгорания практически не меняется.

Поэтому предварительный нагрев газа и частиц в определенном интервале в основном влияет на размер кислородной зоны.

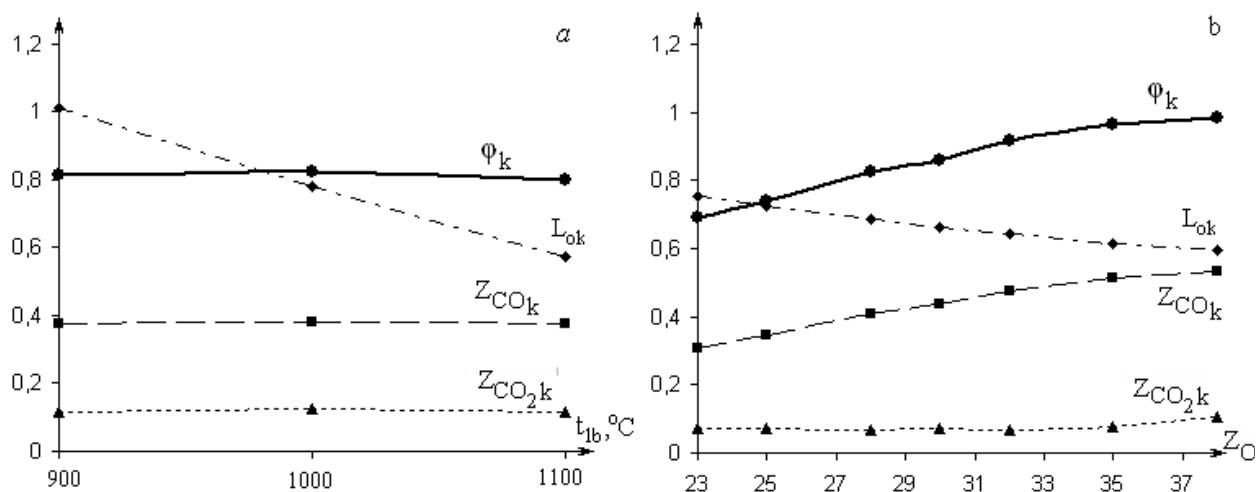


Рис. 4. Влияние а) начальной температуры газа и б) массовой доли кислорода в газе на длину кислородной зоны L_{ok} , на конечную механическую полноту сгорания φ_k и конечный газовый состав по СО и CO_2 . а) $\delta_b = 30$ мкм, $Z_{O_2b} = 30\%$; б) $\delta_b = 20$ мкм, $t_{1b} = 1000^\circ C$. Постоянные параметры: $\rho_{2b} = 1440$ кг/м³, $V_g = 210$ м³/мин, $w_{1b} = 200$ м/с, $p_b = 0,36$ МПа, $\dot{m} = 20$ кг/мин ($C_m = 0,093$ кг/м³).

При обогащении дутья кислородом на единицу вдуваемого в горн кислорода приходится меньше азота и соответственно уменьшается количество горючих газов при сжигании единицы горючего. Следовательно, выделяющееся при сгорании углерода тепло нагревает образующиеся газы до более высокой температуры. Т. е. возрастает температура частиц и газа, уменьшается зона горения (рис. 4б). Полнота сгорания частиц быстро приближается к 100%.

Содержание угарного и углекислого газов в продуктах реакции также зависит от начальной концентрации кислорода. При очень малых концентрациях кислорода в дутье – довольно длинная кислородная зона и невысокая полнота сгорания частиц. При высоких значениях концентрации кислорода создаются более благоприятные условия для глубокого протекания реакции газификации (III). Тем самым, относительная доля СО в продуктах возрастает, что подтверждают исследования [4].

Выводы:

Проведено моделирование горения коксовых частиц в фурменном очаге с учетом стефановского потока, кинетики гетерогенных реакций окисления и газификации углерода, гомогенной реакции окисления угарного газа, турбулентного теплопереноса и теплового излучения. В результате получены зависимости, позволяющие судить о степени влияния массового расхода угольной пыли, дисперсности пыли, температуры и массовой доли кислорода воздушно-го дутья на механическую полноту сгорания, длину кислородной зоны и газовый состав.

Предварительный нагрев газа и частиц (до температур выше температуры самовоспламенения) приводит к существенному уменьшению протяженности кислородной зоны. С ростом концентрации кислорода в дутье полнота сгорания

частиц быстро приближается к 100%. Окислительная зона за счет роста температуры частиц и газа и, следовательно, возрастания скоростей реакции, слабо уменьшается. Содержание угарного и углекислого газов в продуктах реакции также зависит от начальной концентрации кислорода.

Варьирование концентрации пылеугольного топлива позволяет менять долю целевого газа в продуктах сгорания и механическую полноту сгорания частицы ПУТ. При этом массовая концентрация ПУТ остается постоянной. Использование мелких частиц при высоких расходах топлива является оптимальным. Однако слишком высокая концентрация ПУТ чревата высоким недожогом частиц. Поэтому при выборе оптимального соотношения между диаметром и расходом частиц следует ориентироваться на коэффициент избытка кислорода в подаваемой смеси немного более единицы, например $1.1 \div 1.2$ (массовая концентрация $0,093 \text{ кг/м}^3$ для частиц ПУТ диаметром $20 \div 30 \text{ мкм}$). Диаметр частицы при постоянных расходах воздуха и ПУТ не влияет на коэффициент избытка кислорода. Уменьшить коэффициент избытка кислорода до оптимальных значений можно увеличением температуры газа, концентрации кислорода и давления в газе, а также понижением массового расхода топлива.

Литература:

1. Бойко В.С., Матвиенков С.А., Ярошевский С.Л., Кузин А.В., Климанчук В.В., Струтинский В.А. Расчет и оценка эффективности технологии доменной плавки с применением пылеугольного топлива в условиях ПАО «ММК им. Ильича» // *Металл и литье*. – 2012. – № 2-3.
2. Кочура В.В., Ярошевский С.Л., Брага В.В. Исследование и оптимизация фракционного состава пылеугольного топлива, вдуваемого в горн доменных печей ПрАО «Донецксталь» - металлургический завод» // *Научные труды ДонНТУ. Металлургия*. – 2011. – № 13. – С. 44-53.
3. Аносов В.Г., Лантев Д.А. Исследование процесса горения пылеугольного топлива в фурменной зоне доменной печи // *Металлургия*. – Запорожье, 2011. – № 23. – С. 16-30.
4. Приходько Ю. А. Разработка технологии подачи, сжигания и использования пылеугольного топлива в доменном процессе // *Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук*. – Днепропетровск. – 1984. – 147 с.
5. Хаджинов Е.А. Экспериментальное исследование кинетики горения одиночных частиц пылеугольного топлива // *Металл и литье Украины*. – 2013. – № 11. – С. 9-13.
6. *Металлургия чугуна: учебник для вузов*/ Под редакцией Ю.С. Юсфин. –М.: ИКЦ «Академкнига», 2004. – 774с.
7. *Основы практической теории горения* / под. ред. В. В. Померанцева. – Л.: Энергоатомиздат. Ленинградское отд-ние, 1986. – 312 с.
8. Калинин В.В., Зинченко Ю.А., Черненко А.С. Высокотемпературный массообмен и кинетика химических реакций углеродных частиц с газами // *Металл и литье*. – 2013. – № 11.
9. Калинин В.В., Зуй О.Н., Орловская С.Г. Влияние температуры и диаметра пористых углеродных частиц на кинетику химических реакций и теплообмен с воздухом // *Теплофизика высоких температур*. – 2005. – Т.43, №5. – С.780-788.

10. Чайка А.Л. Аналитическое исследование и совершенствование процессов в фурменной зоне доменной печи // Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук. – Днепропетровск – 2003.– 162 с.
11. Щетинков Е.С. Физика горения газов. – М.: Наука, 1965. – 740с.
12. Металлургическая теплотехника: учебник / под ред. В. А. Кривандин. – М.: Металлургия, 1986. – Т. 1. – 423 с.

Калінчак В. В., Зінченко Ю.О., Черненко О. С., Куземко Р. Д.

Вплив початкових параметрів газу та частинок пиловугільного палива на характеристики їх горіння в фурменому вогнищі

АНОТАЦІЯ

Проведено моделювання горіння коксових частинок у фурменому вогнищі з урахуванням стефанівської течії, кінетики гетерогенних реакцій окислення і газифікації вуглецю, гомогенної реакції окислення чадного газу, турбулентного тепломасопереносу і теплового випромінювання. Вугільний пил вдувається в потоці розігрітого до високої температури повітря, збагаченого киснем. В результаті отримано залежності, що дозволяють судити про ступінь впливу масової витрати вугільного пилу, дисперсності пилу, температури і масової частки кисню повітряного дуття на механічну повноту згорання частинок, довжину кисневої зони і газовий склад. При виборі оптимального співвідношення між діаметром і масовою витратою частинок слід орієнтуватися на коефіцієнт надлишку кисню в суміші 1.1-1.2.

Kalinchak V.V., Zinchenko Yu.A, Chernenko A.S., Kuzemko R.D.

Influence of initial parameters of gas and pulverized coal particles on burning characteristics in tuyere hearth

SUMMARY

Combustion of coke particles in the tuyere hearth is modeled taking into account Stephan flow, kinetics of oxidation and carbon gasification reactions, homogeneous oxidation reaction of carbon monoxide, turbulent heat and mass transfer and radiation heat transfer. Coal dust is blown by flow of hot oxygen-enriched air. Dependences are obtained, which allow to estimate the effect of coal dust mass concentration, coal particle size, temperature and mass fraction of oxygen in the air on mechanical burn-out, oxygen zone length and the gas composition. When choosing the optimum ratio between the particles diameter and the mass flow rate should be guided by a factor of excess oxygen in the feed mixture equal to 1.1-1.2.

ГАЗОДИНАМІКА

УДК 533:536.46+537

Кузнецов А.А. , Конопасов Н.Г.

Владимирский государственный университет, Россия.

E-mail: artemi-k@mail.ru

Вентиляция угольного разреза применением метеотрона I

Приведены характеристики метеотрона тепловой мощностью 0,24 миллиона киловатт и условия экспериментов по вентиляции открытого угольного карьера тепловым способом. Предложены механизмы внутрикратерного тепло- и массообмена при развитии инверсионном газовом слое. Результаты экспериментов описаны и соотнесены с предложенными механизмами.

В 1969 году при отработке на глубину более 200 м в Коркинском угольном разрезе в зимнее время наблюдалось снижение видимости вплоть до сильного тумана при увеличении концентрации угарного газа выше предельно допустимой концентрации (ПДК). Специально организованная метеорологическая станция проводила наблюдения для определения условий появления застойных явлений в карьере [1]. Оказалось, что при сильном ветре (10 м/с и более) и неустойчивой стратификации вредные примеси не задерживались внутри карьера. Загазованность возникала только при устойчивой стратификации при инверсии температуры в приземном слое и слабом ветре (таблица).

За слабую дымку принималось небольшое помутнение воздуха, когда объем разреза еще просматривается, а концентрация примесей угарного газа пренебрежимо мала. Умеренная дымка имела голубоватый, а при повышенной влажности белесоватый цвет, горизонтальная видимость составляла 1000 м, по-

Таблица. Визуальная оценка интенсивности и продолжительности загазованности карьера

Месяц, год	Общее время, час	Число часов с дымкой			
		Всего	В том числе		
			Слабая	Умеренная	Сильная
IX 1969	720	40	26	14	-
X 1969	720	153	95	58	-
XI 1969	720	353	275	53	24
XII 1969	744	264	180	84	-
I 1970	744	230	121	82	27
II 1970	672	147	135	12	-
III 1970	744	101	101	-	-
IV 1970	720	6	6	-	-

лувертикальная до 200 м, концентрация угарного газа ниже ПДК. Сильная дымка характеризовалась помутнением серого цвета (смогом), потерей видимости с борта дна разреза и с содержанием угарного газа выше ПДК. В Коркинском разрезе смог чаще появлялся с октября по март. Летом умеренной и сильной дымки не наблюдалось, а в предрассветные и утренние часы наблюдалась слабая дымка в интервале времени не более 6 часов. Зимой продолжительность сохранения дымки достигала более 60 часов.

Появление в разрезе умеренной и сильной дымки зимой в 90% случаев связано с антициклональным характером погоды. В заполненный смогом разрез солнечная радиация не проникает, а на поверхности в условиях ясной антициклональной погоды суточный ход температуры явно выражен. Наличие в атмосфере мощного инверсионного слоя способствует возникновению в разрезе смоговых явлений повышенной интенсивности. При этом воздух на дне разреза более холодный и тяжелый, чем на борту. Чтобы поднять такой воздух до уровня борта, энергии ветра и солнечной радиации уже недостаточно, и атмосфера карьера оказывается изолированной. Как правило, смоговые явления сопровождались внутрикьерной инверсией вертикального распределения температуры. В условиях Коркинского разреза концентрация угарного газа на нижних горизонтах превышала ПДК на вторые-третьи сутки сохранения инверсии температур. Основной задачей вентиляции карьера тепловым способом являлось снижение концентрации газообразной окиси углерода.

Метеотрон первой модификации (Метеотрон I). Тепловая установка метеотрон I [2 – 5] использовалась в г. Коркино Челябинской области для вентиляции открытого угольного разреза глубиной 250 м и общим объемом $6 \cdot 10^8 \text{ м}^3$. Три одинаковые консольные фермы с форсунками располагались на дне в центре карьера. Каждая ферма имела одну степень свободы вращения в горизонтальной плоскости около неподвижной вертикальной оси. Шарниры ферм располагались в непосредственной близости друг от друга. Это конструктивное решение позволяло изменять плотность мощности тепловыделения за счет изменения площади, занимаемой установкой, и применялось в зависимости от условий эксперимента. При расходе дизельного топлива 2 л/с на одну ферму максимальная мощность тепловыделения составляла 0,24 млн. кВт (прил. 1) при объеме пламени около 500 м^3 (рис. 1).

Специфика опытов состояла в том, что решение об их проведении принималось по результатам анализов на содержание окиси углерода в атмосфере карьера. Быстрое увеличение концентрации этого газа происходило в условиях развитой внутрикратерной инверсии температуры. Эксперименты начинались, как правило, при развитии смога в придонной части чаши карьера, грозившего остановкой добычи угля.

Таким образом, начальные условия эксперимента были следующими: в полузамкнутом объеме в виде опрокинутого усеченного конуса (кратера), находился приподнятый «точечный» тепловой источник, образуемый придонным свободным сжиганием топлива, распыленного специальным устройством метеотронного типа. При этом сжигание топлива ограничено в доступе «по окис-

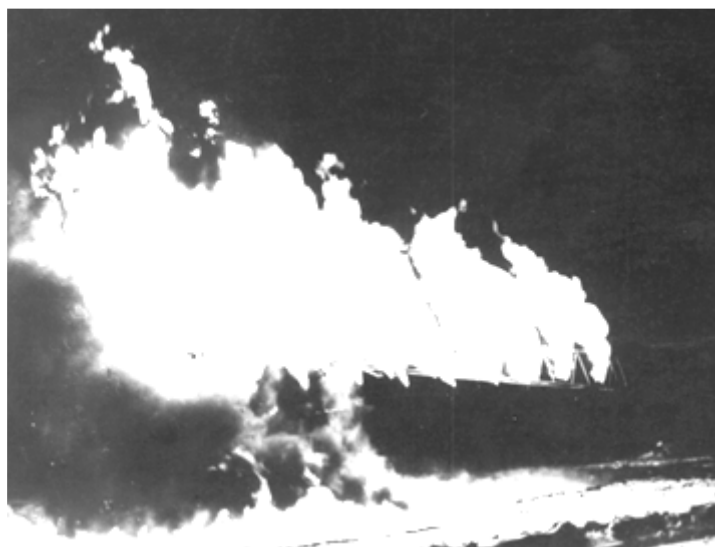


Рис. 1. Компьютерная версия фотографии составного факела пламени метеотрона I на дне открытого карьера г. Коркино (1970 – 1971 гг.)

лителю», а генерация и развитие восходящей струи нагретых продуктов ограничены «затопленной инверсионной газовой пробкой». Вертикальный градиент температуры от дна карьера – положительный, а на границе инверсионного слоя – резко меняет знак.

В зависимости от плотности мощности тепловыделения источника, высоты, объема и теплофизических характеристик «инверсионной пробки» интенсивный радиационный прогрев резонирует динамические процессы внутри системы инверсионного слоя: конвекционное и диффузионное перемешивание в горизонтальных слоях от центра – к периферии (к стенкам карьера) и в вертикальном направлении против начального градиента температур [3]. При малой плотности тепловыделения (при работе одной фермы установки) объем инверсионного слоя медленно растет при падении эффективности сгорания топлива из-за нарастающей нехватки кислорода в придонной области кратера. В этом случае туман в чаше кратера исчезает, а концентрация окиси углерода и примесей от работы установки возрастает. При пуске установки на полную мощность конвекционное перемешивание в системе внутрикарьерного инверсионного слоя приобретает сильную вертикальную приосевую составляющую.

Процессы тепло и массообмена при вентиляции открытого карьера тепловым способом. Объем инверсионного слоя растет быстро за счет выдувания «пузыря» на его верхней поверхности. С борта карьера, покрытого снегом (рис. 2), отчетливо видно формирование «пузыря» инверсионного газового слоя, надуваемого восходящим теплым воздухом со дна карьера I [3, 4]. На уровне внутрикарьерной конденсации поверхность инверсионного слоя приобретает визуально определяемую структуру. В приосевой области пузыря на границе инверсионного слоя возникают концентрические кольца конденсации, а на периферии они размыты. Первое обстоятельство указывает на наличие нагретых вихревых колец, поднимающихся по оси струи [6]. Последнее обстоятельство указывает на решающий эффект, который можно было заметить и на



Рис. 2. Компьютерная версия фотографии половины поверхности внутрикратерного «пузыря» инверсионного слоя

дне карьера по внезапному и резкому усилению интенсивности горения топлива в установке. Приосевое надувание пузыря приводит к деформации всей поверхности, утонению и опусканию периферийных, пристеночных областей инверсионного слоя. Натекающий с бортов карьера холодный воздух «смывает» контакт инверсионного слоя со стенками карьера, и, в конечном итоге достигает его дна. Далее нагретый инверсионный пузырь растет, подпитываясь снизу стекающим с бортов карьера воздухом [3].

При правостороннем движении дорога «серпантина» в карьере имеет уклон несколько градусов и закручивается сверху – вниз «против часовой стрелки». Поступающий в карьер бортовой воздух приобретает ступенчатую динамическую структуру со слабой тангенциальной составляющей соответствующего направления пристеночного слоя.

С одной стороны течения воздуха с бортов карьера и нагретых газов метеотрона разнесены в пространстве карьера и разнонаправлены по вертикали. С другой стороны изменение структуры уровня конденсации от центра – к периферии (рис. 2) свидетельствует о наличии приповерхностных центробежных течений, которые замыкаются в циркуляционную ячейку при встрече с бортовым течением. Исходя из вышесказанного, резонно предположить в условиях формируемой неустойчивости Бенара реорганизацию надуваемого пузыря инверсионного слоя в конвекционную ячейку в форме объемного вихря Хилла [7] с восходящим движением нагретых продуктов сгорания по оси конического кратера и нисходящим движением, сопутствующим стекающему холодному воздуху по периферии.

С развитием активный участок восходящей струи метеотрона приобретает закрутку, свойственную вертикальным струям северного полушария («против часовой стрелки») [8]. Это привносит определенные изменения в динамическую структуру вихря. С одной стороны возникает приосевое нисходящее тече-

ние (рис. 2) с вертикальным смещением уровня конденсации. С другой стороны поступающий сверху по «серпантину» бортовой воздух закручивается также «против часовой стрелки» (см. выше), организуя противоток плоскому движению тела вихря с препятствием его закрутки.

Нагретая инверсионная пробка имеет динамическую структуру в форме вихря Хилла, быстро всплывает вверх и далее медленно «выдавливается» поступающим на дно карьера бортовым холодным воздухом. Диаметр раструба вертикальной осесимметричной нагретой струи оценивается по углу его раскрытия (22° [9]) и составляет 100 м на уровне борта карьера. Диаметр воронки нисходящего приосевого течения – около 20 м (см. рис. 2). Вихревые, противоточные, восходящие и нисходящие течения способствуют перемешиванию инверсионного газа с холодным окружающим воздухом и нагретыми продуктами сгорания. Уменьшение массы при аккумуляции положительной плавучести вихря [10], «надетого» на восходящую нагретую струю, приводит в конечном итоге к формированию вихревого кольца и его выносу в составе нагретой струи за пределы объема карьера.

Обеспечение процесса непрерывного тепло и массообмена при непрерывном стекании масс воздуха с поверхности карьера требует создание тепловых источников большой мощности. Однако, увеличение плотности тепловыделения может привести к организации мощных приосевых вертикальных протяженных и устойчивых течений, которые, в свою очередь, будут стимулировать на всем протяжении сжатой струи приосевых вращательных движений типа торнадо, вытягивающих не только газ с придонных горизонтов, но и элементы конструкции самой установки. В этом случае, дороги типа спиральный «серпантин», соединяющие нулевой уровень и дно большого разреза, могут играть роль направляющих для потоков. Направление их закрутки становится безразличным.

Результаты экспериментов. Датчики температуры и скорости потока были подвешены на стальном тросе длиной 200 м, натянутом с горизонта 30 м северного борта. Высота подъема датчиков могла регулироваться натяжением троса. На участке троса, расположенном над установкой, было закреплено по 7 датчиков температуры и скорости с шагом 4 м. Наряду с измерениями профилей скорости и температуры производились теодолитные измерения высоты подъема струи и ее фотографирование. В этих опытах под установкой зажигались дымовые шашки. Были проведены опыты с изменением площади тепловыделения. Опыт при площади тепловыделения 180 м^2 проводился в условиях устойчивой атмосферы с градиентом температуры по высоте $0.7^\circ/100 \text{ м}$. Диаметр струи на уровне борта был равен 100 м, а максимальная высота подъема 500 м.

В зависимости от величины внутрикарьерной инверсии условия нормального воздухообмена в карьере формировались в течение 2 – 12 часов непрерывной работы тепловой установки метеотрон I. Во всех опытах по истечении указанного интервала времени скорость придонного газа оставалась около нулевой, а скорость бортового воздуха значительно повышалась в $3 \div 5$ раз в

течение 3 – 5 часов, а затем медленно падала, оставаясь выше начальной (до опыта). Придонная видимость резко (в течение минут) возрастала в $10 \div 50$ раз, приближаясь по величине к значениям неизменной бортовой видимости. Это сопровождалось резким падением концентрации окиси углерода на $2 \div 4$ порядка без последующего роста. Влажность придонного воздуха сохранялась практически постоянной и падала в $1,5 \div 2$ раза лишь при продолжении работы метеотрона.

Наиболее интересной была динамика температуры при сравнении ее бортовых и придонных значений. При работе метеотрона до момента начала изменения бортовой скорости воздуха его температура на борту и в придонной части практически не менялась, испытывая медленные флуктуации в пределах ± 2 градуса. При этом придонная температура была во всех опытах (ноябрь – март) ниже на $4 \div 6$ градусов. После изменения бортовой скорости воздуха при его стекании в объем карьера, динамика указанных температур приобретает согласованность и выравнивание по величине. При этом значение придонной температуры сначала стремится к значению бортовой, а затем они согласованно во времени равномерно падают, коррелируя с медленной динамикой влажности придонного воздуха (см. выше).

Заключение.

Системная внутрикарьерная динамика воздушных масс при работе метеотрона в условиях внутрикарьерной инверсии температур определена строгой последовательностью динамических состояний, распределенных на временной оси при непрерывной работе метеотрона. Непрерывный интенсивный локальный центральный нагрев снизу инверсионного газового слоя, затопленного внутри полуоткрытого кратера карьера, вызывает первую фазу указанной последовательности – прогрев слоя («инверсионной пробки») за счет теплопроводности. При таких условиях в слое устанавливается стационарный поток тепла, идущий снизу вверх. Этот относительно длительный процесс не приводит к существенным изменениям придонных и бортовых значений термодинамических и химических параметров. Однако, при этом верхняя поверхность газового слоя деформируется симметрично в форме «выдуваемого пузыря». При росте градиента температуры и достижении им порогового значения, стационарное состояние покоя газового слоя становится неустойчивым. Если скорость подвода тепла становится больше, чем скорость отвода тепла от нижней поверхности слоя за счет теплопроводности, характерной для природы вещества, то система выбирает более эффективный для нее механизм передачи тепла с заданной скоростью – конвекцию. В поле тяготения в горизонтальном слое с вертикальным градиентом температуры возникает неустойчивость Бенара. Флуктуации конвективного течения усиливаются и завладевают всей системой инверсионного слоя, устанавливая новый динамический порядок, соответствующий гигантской флуктуации в форме диссипативной структуры вихря Хилла. Приток стекающего в карьер бортового воздуха нарастает, а бортовая и придонная температуры выравниваются. Вихревая структура всплывает вверх, придонная видимость

резко возрастает, а придонная концентрация СО также резко падает до значений, сравнимых с бортовыми.

При всплывании вихревой структуры эффект инверсионной пробки не исчезает, но принимает иное качество. Динамика вихря является неотъемлемой частью системной динамики воздушных масс внутри и на борту карьера. При подъеме диаметр вихря растет, а высота убывает. Нисходящие течения на периферии вихря вовлекают бортовой воздух и способствуют его стеканию. Центральные восходящие течения, подпитываемые нагретой струей метеотрона, обеспечивают положительный градиент давления по высоте. Поэтому и бортовая и придонная температуры начинают медленно падать при подъеме вихря. В теле вихря радиальное давление становится избыточным, что приводит к резкому расширению вихря при всплывании на уровень борта, трансформации в огромное вихревое кольцо и «раскатыванию» его в радиальном направлении за объем карьера на динамической подложке стекающего в противоположном направлении бортового воздуха. Остатки инверсионного газа выводятся в форме вихревого кольца за рамки карьера, что и является основанием для выключения метеотрона при завершении полной вентиляции кратера.

Литература:

1. Бухман А.З., Воробьев Б.М., Козаков Л.А. О выборе способа и схем проветривания карьеров с учетом метеорологических условий // Труды Главной геофизической обсерватории им. А.И. Воейкова. – Л.: Гидрометеиздат, 1975. – Вып. 359. – С. 243 – 248.
2. АС. 311009 (СССР) Устройство для проветривания карьеров / Б.И. Баранцев, В.Л. Васильев, Н.Г. Конопасов и др. – Заявл. 08.09.1970, № 1471495/22-3; Опубл. в Б. И., 1971, № 24; МПК Е 21с. 47/00.
3. Кузнецов А.А., Конопасов Н.Г. Вертикальные струи и проветривание локальных воздушных бассейнов // Прикладные проблемы механики жидкости и газа. – Севастополь: СевГТУ, 2001. – С. 125 – 129.
4. Кузнецов А.А., Конопасов Н.Г. Процессы при проветривании карьеров тепловым источником // Современные промышленные технологии. – Н. Новгород. НГТУ, 2006. – С. 17.
5. Вентиляция глубоких разрезов тепловым способом / В. Н. Кунин, Г.И. Васильев, Н. Г. Конопасов [и др.] – М.: ЦНИЭИ уголь, 1972. – 27 с.
6. Кузнецов А.А. Экспериментальное исследование динамической структуры вертикального факела пламени при работе метеотрона III // Физика аеродисперсных систем. – 2008. – Вып. 45. – С. 55 – 66.
7. Лэмб Г. Гидродинамика: пер. с англ. / под ред. Н.А. Слезкина. – М.-Л.: ОГИЗ. Гостехиздат, 1947. – 929 с.
8. Кузнецов А.А., Конопасов Н.Г. Динамика параметров окружающей среды при работе тепловой установки метеотрон V // Инженерная физика. – 2012. – № 1. – С. 4 – 12.
9. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа: учеб. для вузов. – М.: Наука. ГРФМЛ, 1987. – 840 с.

10. *Batchelor G.K.* Heat convection and buoyancy effects in fluids / Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society. – 1954. – V. 80, № 345. – P. 339 – 358.

Кузнецов А.А. , Конопасов Н.Г.

Вентиляція вугільного розрізу використанням метеотрона I

АНОТАЦІЯ

Приведені характеристики метеотрона з тепловою потужністю 0.24 мільйона кіловат і умови експериментів по вентиляції відкритого вугільного кар'єру тепловим способом. Запропоновано механізми внутрішньократерного тепло- і масообміну при розвиненому інверсійному газовому прошарку. Результати експериментів описано і порівняно із запропонованими механізмами.

Kuznetsov A. A., Konopasov N.G.

Use meteotron I for coal mine ventilation

SUMMARY

The meteotron characteristics with thermal power of 0.24 million kilowatts and experimental conditions on an open coal mine ventilation heat method are shown. Heat and mass transfer mechanisms are proposed in case of pronounced inversion gas layer. Experimental results are described and compared with the proposed mechanisms.

ЭЛЕКТРОФИЗИКА

УДК: 621.791; 533.9

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

*Физико-химический институт защиты окружающей среды и человека, г. Одесса
E-mail: eksvar@ukr.net*

Теория униполярной зарядки частиц в ионно-пылевой плазме

Предложена теоретическая модель, описывающая процесс униполярной зарядки аэрозольных частиц в ионно-пылевой плазме. Проанализированы зависимости заряда частиц от времени пребывания в ионизаторе, концентрации ионов, концентрации и размеров частиц.

Среди различных методов, разработанных для определения дисперсного состава аэрозольных частиц в диапазоне размеров 1÷1000 нм, метод анализа электрической подвижности, является наиболее распространенным [1-3]. Для определения размера частиц по их электрической подвижности необходимо знать распределения заряда на частицах в зависимости от их размера. Прогнозирование заряда для конкретного зарядного устройства производится на основании теории диффузионной зарядки частиц [4]. Наиболее часто используется модель приведенной сферы Фукса [5] и различные вариации этой модели [6-8]. Теория Фукса хорошо себя зарекомендовала при описании зарядки сферических частиц до единиц элементарных зарядов, что происходит в среде с низкой концентрацией ионов. В тоже время она не применима для описания зарядки частиц в среде с концентрацией ионов, превышающей 10^7 см^{-3} [7].

Другим важным практическим применением теории униполярной зарядки является очистка пылегазовых выбросов от аеродисперсных частиц с помощью электрофильтров [9-11]. Эффективность электростатического осаждения имеет минимум для частиц в диапазоне размеров 0,1÷0,5 мкм, где она, как правило, ниже, чем 80÷90 %, и в процессе эксплуатации электрофильтра постоянно снижается [12]. Эффективность улавливания частиц электрофильтром повышается с увеличением их заряда. Большие заряды частицы аэрозоля могут приобретать только в униполярной среде с высокой концентрацией ионов $n_i \sim 10^9 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Теория Фукса не описывает зарядку частиц в такой среде. Более того, такая среда, содержащая частицы с концентрацией $n_p \sim 10^4 - 10^5 \text{ см}^{-3}$, должна рассматриваться как двухкомпонентная ионно-пылевая плазма [13]. Таким образом, дальнейший прогресс в области разработки электрофильтров для улавливания субмикронных аэрозольных частиц требует дополнительного изучения физических процессов, составляющих основу электро-газоочистки. Предметом

этих исследований, в первую очередь, должны стать процессы униполярной зарядки аэрозольных частиц в электрическом поле коронного разряда.

В настоящей работе предлагается теоретическая модель униполярной зарядки частиц в среде с концентрацией ионов, превышающей 10^9 см^{-3} , т.е. в ионно-пылевой плазме.

Режим зарядки аэрозольных частиц обычно определяется числом Кнудсена ($\text{Kn} = \lambda_i / r_p$, где λ_i – длина свободного пробега ионов, r_p – радиус частицы): свободномолекулярный режим при $\text{Kn} > 1$ и диффузионный режим при $\text{Kn} < 0,1$. В плазме режим зарядки определяется соотношением между длиной свободного пробега и длиной экранирования $\lambda_D = \sqrt{\varepsilon_0 kT / e^2 n_i}$, где ε_0 – диэлектрическая проницаемость, k – постоянная Больцмана, e – заряд электрона, $T = 300 \text{ К}$ – температура. При указанных значениях концентраций ионов длина экранирования составляет $\lambda_D \sim 10 - 30 \text{ мкм}$, при этом длина свободного пробега ионов в воздухе при атмосферном давлении $\lambda_i \sim 60 \text{ нм}$, т.е. выполняется соотношение $\lambda_i \ll \lambda_D$, что соответствует диффузионному режиму зарядки частиц. Кроме того, возмущение, вносимое в плазму частицей, также определяется длиной экранирования, поэтому морфология субмикронных частиц [8] не оказывает влияния на процесс их зарядки.

Двухкомпонентная плазма описывается уравнением Пуассона в виде [14]:

$$\nabla^2 \varphi = \frac{en_{i0}}{\varepsilon_0} \left(\exp \frac{e\varphi}{kT} - 1 \right), \text{ для отрицательных ионов} \quad (1a)$$

$$\nabla^2 \varphi = \frac{en_{i0}}{\varepsilon_0} \left(1 - \exp \frac{-e\varphi}{kT} \right), \text{ для положительных ионов} \quad (1b)$$

где φ – электрический потенциал, n_{i0} – невозмущенная концентрация ионов, т.е. концентрация ионов вне области пространственного заряда. В дальнейшем, для простоты, рассмотрение будет ограничено однозарядными положительными ионами, т.е. будет использовано уравнение (1b).

При зарядке частиц происходит адсорбция ионов частицами, что вызывает изменение их средней концентрации. Средняя концентрация ионов равна произведению концентрации частиц n_p на количество ионов в ячейке Вигнера-Зейтца, которая представляет собой сферу радиусом $R_W = (3 / 4\pi n_p)^{1/3}$:

$$\bar{n}_i = n_p \int_{r_p}^{R_W} n_i(r) 4\pi r^2 dr = 4\pi n_p n_{i0} \int_{r_p}^{R_W} \exp \frac{-e\varphi(r)}{kT} r^2 dr, \quad (2)$$

При условии $R_W \gg r_p$, из (1b) следует:

$$\int_{r_p}^{R_W} \exp \frac{-e\varphi(r)}{kT} r^2 dr = \frac{R_W^3}{3} - \frac{\varepsilon_0}{en_{i0}} \left(r^2 \frac{d\varphi}{dr} \right)_{r_p}^{R_W} = \frac{1}{4\pi n_p} - \frac{r_p^2 \varepsilon_0 E_p}{en_{i0}}, \quad (3)$$

где учтено, что поле на границе ячейки Вигнера-Зейтца $E(R_W) = 0$. Поле у поверхности частицы определяется ее зарядом z (в элементарных зарядах),

$$E_p = \frac{ez}{4\pi\epsilon_0 r_p^2}. \quad (4)$$

Тогда, из уравнений (2) - (4) следует, что

$$\bar{n}_i = n_{i0} - zn_p. \quad (5)$$

Зарядка частиц происходит в ионизаторе [15], где за счет коронного разряда формируется насыщенная ионами среда. Поток аэрозоля проходит через ионизатор, и частицы заряжаются путем адсорбции ионов. Средняя концентрация ионов остается постоянной, если скорость генерации ионов выше скорости их адсорбции, что может иметь место при низкой концентрации частиц. Но при высокой концентрации частиц скорость адсорбции ионов частицами гораздо больше, чем скорость их генерации. В этом случае можно рассмотреть изменение средней концентрации ионов в результате адсорбции как $\bar{n}_i(t) = n_{ib} - z(t)n_p$, где n_{ib} – начальная концентрация ионов в системе при отсутствии частиц. Из сравнения этого выражения с (5) следует, что невозмущенная концентрация ионов $n_{i0} = n_{ib}$, и не изменяется в процессе зарядки частиц. Это означает, что начальная концентрация ионов в системе без частиц, которая может быть определена путем измерения тока, протекающего через ионизатор, определяет значение невозмущенной концентрации в системе с частицами и может быть использована в дальнейших расчетах.

Наличие в ионизаторе электрического поля обуславливает упорядоченное движение ионов с дрейфовой скоростью $v_{Ei} = b_i E$, где b_i – подвижность ионов, E – напряженность поля. Учитывая разницу в массе между частицами и ионами, можно использовать для частиц адиабатическое приближение.

Поверхность проводящей частицы является эквипотенциальной, поэтому поле, генерируемое самой частицей, имеет сферическую симметрию. Тогда на ион, находящийся вблизи частицы, действуют силы со стороны внешнего однородного поля и со стороны сферически симметричного поля частицы (4). Плотность потока дрейфующих ионов на частицу определяется суперпозицией указанных полей [16]:

$$j_E = b_i n_{i0} (E \cos \theta - E_p),$$

где θ – меридиональный угол сферической системы координат.

Полный поток дрейфующих ионов на поверхность частицы

$$I_E = b_i n_{i0} \int_S (E \cos \theta - E_p) dS, \quad (6)$$

где S – площадь частицы, а интегрирование определяется пределами изменения меридионального угла.

Существует максимальное значение заряда частицы z_{mE} , при котором радиальное поле частицы E_p полностью препятствует дрейфу ионов на частицу. В этом случае

$$\cos \theta = 1, \quad E_m = \frac{ez_{mE}}{4\pi\epsilon_0 r_p^2},$$

Второй предел интегрирования определяется условием положительности проекции результирующей напряженности поля на внутреннюю нормаль к поверхности частицы: $E \cos \theta - E_p \geq 0$, т.е.

$$1 \geq \cos \theta \geq \frac{E_p}{E_m} = \frac{z}{z_{mE}},$$

и, учитывая, что в сферических координатах $dS = r_p^2 \sin \theta d\theta d\varphi$, получим

$$\int_S (E \cos \theta - E_p) dS = \frac{e}{4\epsilon_0} \frac{(z - z_{mE})^2}{z_{mE}}.$$

В результате, поток дрейфующих в поле ионов на поверхность частицы определяется следующим выражением:

$$I_E = \frac{ez_{mE}b_i n_{i0}}{4\epsilon_0} \left(\frac{z}{z_{mE}} - 1 \right)^2, \quad z < z_{mE}. \quad (7)$$

Кроме потока (7) существует диффузионный поток ионов на частицу, обусловленный их адсорбцией на поверхности, т.е. исчезновением из газовой фазы. Ввиду того, что в системе ионов размер области их неоднородной концентрации задается длиной экранирования λ_D , градиент концентрации ионов можно определить как отношение разности невозмущенной концентрации и концентрации адсорбированных ионов zn_p к длине экранирования:

$$\nabla n_i = \frac{n_{i0} - zn_p}{\lambda_D}.$$

Когда частица заряжена, этому потоку также противодействует кулоновская сила, которая определяется радиальным полем частицы (4). В результате, плотность диффузионного потока определяется уравнением

$$j_D = D_i \frac{n_{i0} - zn_p}{\lambda_D} - b_i zn_p E_p, \quad (8)$$

где $D_i = b_i kT / e$ - коэффициент диффузии ионов.

Тогда полный диффузионный поток ионов на поверхность частицы,

$$I_D = 4\pi r_p^2 b_i \frac{kT}{e} \frac{n_{i0} - zn_p}{\lambda_D} - \frac{eb_i n_p z^2}{\epsilon_0}. \quad (9)$$

Поток (9) принимает максимальное значение в начальный момент времени, когда $z = 0$, и прекращается при заряде частицы

$$z_{mD} = z_0 \left(\sqrt{1 + \frac{2n_{i0}}{z_0 n_p}} - 1 \right). \quad (10)$$

где $z_0 = 2\pi\epsilon_0 r_p^2 kT / e^2 \lambda_D$.

Для условий: $n_{i0} = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ и $T = 300\text{К}$ длина экранирования $\lambda_D \sim 10 \text{ мкм}$. Тогда, $z_0 \sim r_p^2 \cdot 0,8 \text{ мкм}^{-2}$. При концентрации частиц $n_p \ll n_{i0}$ уравнение (10) можно упростить,

$$z_{mD} \cong \sqrt{2z_0 \frac{n_{i0}}{n_p}}. \quad (11)$$

Отсюда следует значение поля для концентрации $n_p = 10^4 \text{ см}^{-3}$, при котором максимальные заряды равны $z_{mE} = z_{mD}$,

$$E = \frac{e}{\pi \varepsilon_0 r_p^2} \sqrt{z_0 \frac{n_{i0}}{n_p}} \cong \frac{2V}{r_p} = 20 \frac{\text{кВ}}{\text{см}} \text{ для } r_p = 1 \text{ мкм}.$$

Такие поля недостижимы в среде, насыщенной свободными ионами. Обычно напряженность поля в области, где происходит зарядка частиц, не превышает 1кВ/см. Поэтому выполняется условие $z_{mE} \ll z_{mD}$. В частности, для поля $E = 1 \text{ кВ/см}$, $z_{mE} = 4 \times 10^{-5} z_{mD}$.

Интенсивность изменения заряда частицы определяется суммой потоков (7) и (9), но поток (7) существует только на начальном этапе зарядки частицы. Основная зарядка происходит за счет потока (9):

$$\frac{dz}{dt} = \frac{-1}{\tau} \left(z^2 + 2z_0 z - 2z_0 \frac{n_{i0}}{n_p} \right), \quad (12)$$

где $\tau = \varepsilon_0 / eb_i n_p$ – постоянная времени, которая для концентрации частиц $n_p = 10^4 \text{ см}^{-3}$ равна $\tau \sim 35 \text{ с}$. Следует отметить, что в уравнении (7) аналогичная постоянная времени содержит концентрацию ионов вместо концентрации частиц, и составляет $\tau_E \sim 40 \text{ мкс}$, что гораздо меньше обычного времени пребывания частиц аэрозоля в ионизаторе.

Решением (12) является функция

$$z = -z_0 + (z_{mD} + z_0) \cdot \tanh \left[(z_{mD} + z_0) \frac{t_I}{\tau} + \text{atanh} \left(\frac{z_0}{z_{mD} + z_0} \right) \right], \quad (13)$$

где t_I – время зарядки частиц аэрозоля, т.е. время их пребывания в ионизаторе. Это уравнение может применяться для расчета электрофильтров.

В случае выполнения условия $z_{mD} \gg z_0$, уравнение (13) можно упростить:

$$z \cong z_{mD} \cdot \tanh \left(z_{mD} \frac{t_I}{\tau} \right), \quad (14)$$

и для $z_{mD} \ll \tau / t_I$ заряд

$$z \sim z_{mD}^2 \frac{t_I}{\tau} = \frac{4\pi r_p^2 D_i n_{i0}}{\lambda_D} t_I,$$

т.е. в линейном приближении заряд частицы зависит только от ее размера и невозмущенной концентрации ионов.

При выполнении обратного соотношения $z_{mD} \gg \tau / t_I$, гиперболический тангенс в (14) стремится к единице и, соответственно,

$$z \sim z_{mD} = r_p \sqrt{\frac{4\pi \varepsilon_0 k T n_{i0}}{e^2 \lambda_D n_p}}. \quad (15)$$

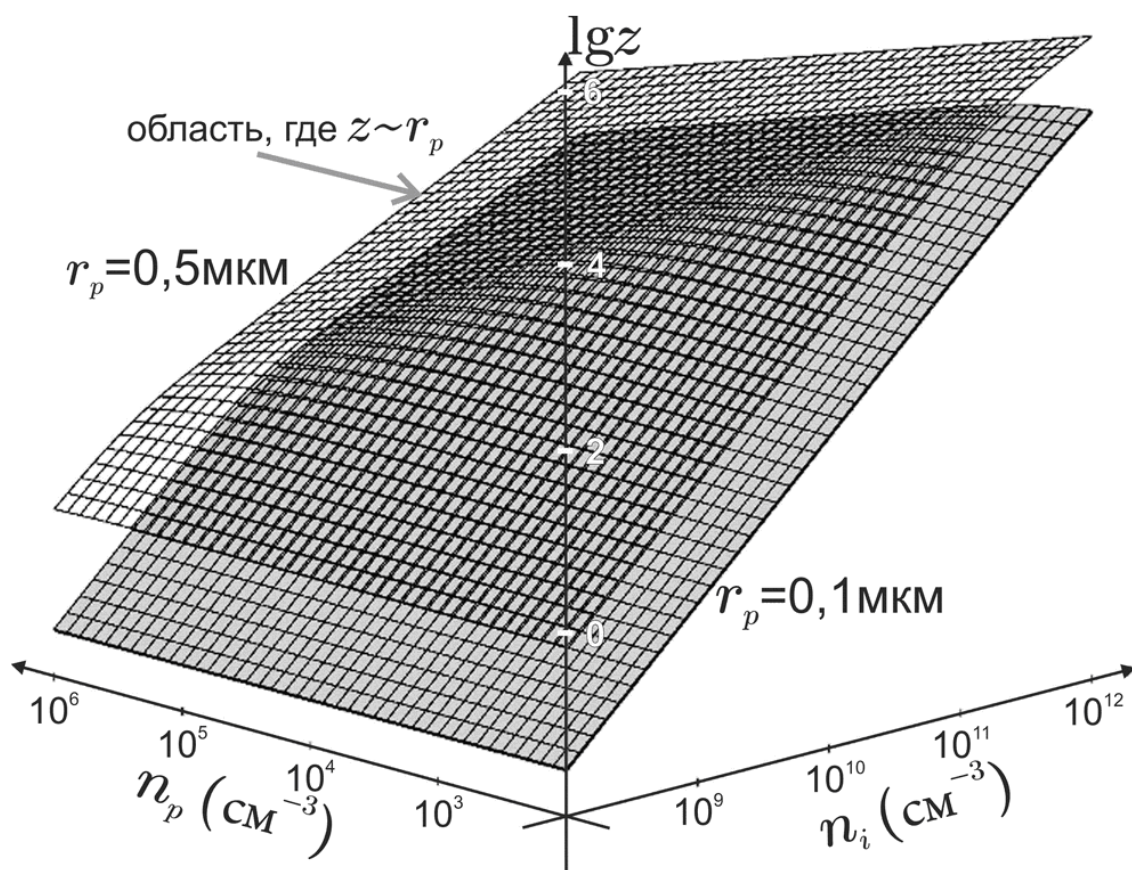


Рис.1. Зависимости заряда частиц от их концентрации и концентрации ионов для двух значений радиуса.

В этом случае нет зависимости заряда частиц от времени их зарядки, т.к. заряд насыщен, но появляется зависимость от концентрации частиц.

Зависимости заряда частиц от их концентрации и от концентрации ионов для времени зарядки $t_l = 0.1$ с и двух разных радиусов частиц представлены на рис.1.

Следует отметить, что режим работы ионизатора электрофильтра в области линейной зависимости заряда от размера частицы наиболее эффективен для улавливания частиц в субмикронном диапазоне размеров. Это связано с тем, что эффективность осаждения частиц в электрофильтре определяется их электрической подвижностью [15]:

$$B = \frac{ezS_c}{6\pi\mu r_p} \quad (16)$$

где μ – динамическая вязкость воздуха; e – элементарный заряд; S_c – поправка скольжения [17]:

$$S_c = 1 + \frac{\lambda}{r_p} \left(1.142 + 0.558 \exp \frac{-0.999 r_p}{\lambda} \right) \quad (17)$$

где длина свободного пробега $\lambda = 67,3$ нм.

В случае линейной зависимости (15) подвижность определяется только поправкой скольжения (17), т.е. $B \sim 1/r_p$. Следовательно, в первую очередь в электрофилт্রে будут улавливаться более мелкие частицы. Отметим, еще одно преимущество – сепарацию аэрозольных частиц по размерам в процессе их осаждения на осадительные электроды электрофилтра, т.е. одновременно с очисткой пылегазовых выбросов от аеродисперсных частиц решается задача фракционирования уловленной пыли для применения полученного вторичного сырья в производстве.

Литература:

1. *Knutson E.O., Whitby K.T.* Aerosol classification by electric mobility: apparatus, theory, and applications // *Journal of Aerosol Science*. – 1975. – V. 6. – P.443-451.
2. *Intra P., Tippayawong N.* An overview of differential mobility analyzers for size classification of nanometer-sized aerosol particles // *Songklanakarin Journal of Science and Technology*. – 2008. – V. 30. – P.243-256.
3. *Alonso M., Santos J.P., Hontañón E., Ramiro E.* First differential mobility analysis (DMA) measurements of air ions produced by radioactive source and corona. // *Aerosol and Air Quality Research*. – 2009. – V. 9. – P.453-457.
4. *Kulkarni P., Baron P.A., Willeke K., Eds.* Aerosol measurement: principles, techniques, and applications (3rd ed). – NY: Wiley-Interscience, 2011. – 904p.
5. *Fuchs N.A.* On the stationary charge distribution on aerosol particles in a bipolar ionic atmosphere // *Pure and Applied Geophysics*. – 1963. – V. 56. – P.185-193.
6. *Щекатоліна С.А., Григоренко С.В.* Диффузионная зарядка ультрамелких частиц атмосферного аэрозоля // *Фізика аеродисперсних систем*. – 2000. – Вып. 37. – С.56-62.
7. *Biskos G., Reavell K., Collings N.* Unipolar diffusion charging of aerosol particles in the transition regime // *Journal of Aerosol Science*. – 2005. – V. 36. – P.247-265.
8. *Shin W.G., Wang J., Mertler M., Sachweh B., Fissan H., Pui D.Y.H.* The effect of particle morphology on unipolar diffusion charging of nanoparticle agglomerates in the transition regime. // *Journal of Aerosol Science*. – 2010. – V. 41. – P.975-986.
9. *Cheng Y.S., Yeh H.C., Kanapilly G.M.* (1981). Collection efficiencies of a point-to-plane electrostatic precipitator. // *American Industrial Hygiene Association Journal*. – 1981. – V. 42. – P.605-610.
10. *Lawless P.A., Sparks L.E.* Modeling particulate charging in ESPs. // *IEEE Transactions on Industry Applications*. – 1988. – V. 24. – P.922-925.
11. *Kruis F.E., Fissan H.* (2001). Nanoparticle charging in a twin Hewitt charger. // *Journal of Nanoparticle Research*. – 2001. – V. 3. – P.39-50.
12. *Hinds W.C.* Aerosol Technology: Properties, Behavior, and Measurement of Airborne Particles. – NY: John Wiley & Sons. 1999. – 504p.

13. *Vishnyakov V.I., Kiro S.A., Oprya M.V., Ennan A.A.* Charge distribution of welding fume particles after charging by the corona ionizer. // *Journal of Aerosol Science.* – в печати.
14. *Vishnyakov V.I., Dragan. G.S.* (2006). Thermoemission (dust-electron) plasmas: Theory of neutralizing charges. // *Physical Review E.* – 2006. – V. 74. – P.036404(1-4).
15. *Вишняков В.И., Кіро С.А., Опря М.В., Эннан А.А.* Униполярная зарядка частиц сварочного аэрозоля и их распределение по зарядам. // *Фізика аеродисперсних систем.* – 2014. – Вып. 51. – С.99-108.
16. *Райст П.* Аэрозоли. Введение в теорию. – М.: Мир, 1987. – 280с.
17. *Allen M.D., Raabe O.G.* Slip correction measurements of spherical solid aerosol particles in an improved Millikan apparatus // *Aerosol Science and Technology.* – 1985. – V. 4. – P.269-286.

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

Theory of unipolar charging of particles in dust-ion plasmas.

SUMMARY

The theoretical model for description of the unipolar charging of aerosol particles in the dust-ion plasma is proposed. The dependencies of particle charging on the charging time, ion number density, particle sizes and number density are analyzed.

Вишняков В. И., Кіро С. А., Опря М. В., Эннан А. А.

Теорія уніполярної зарядки частинок в іонно-пилівій плазмі

АНОТАЦІЯ

Запропоновано теоретичну модель, що описує процес уніполярної зарядки аерозольних частинок в іонно-пилівій плазмі. Проаналізовані залежності заряду частинок від часу перебування в іонізаторі, концентрації іонів, концентрації і розмірів частинок.

ФІЗИКА АЕРОЗОЛІВ

УДК: 621.791; 533.9

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

*Физико-химический институт защиты окружающей среды и человека, г. Одесса.
E-mail: eksvar@ukr.net*

Самоорганизация первичных частиц сварочного аэрозоля

Рассмотрено дальнейшее взаимодействие конденсированных частиц сварочного аэрозоля. Показано, что источником дальнего взаимодействия является смещение ионизационного равновесия у поверхности заряженных частиц. Дальнее взаимодействие, наряду с электрическими силами отталкивания, приводит к образованию упорядоченных структур конденсированных частиц, что приводит к увеличению их локальной концентрации и, как следствие этого, быстрой их коагуляции.

Введение. Формирование твердой составляющей сварочного аэрозоля (ТССА) происходит в несколько этапов [1-5]. Вначале происходит конденсационное образование зародышей и рост жидких капелек. По мере остывания паровоздушной смеси жидкие капли претерпевают фазовый переход, в результате чего образуются твердые, так называемые, первичные частицы. В предыдущей нашей статье [5] было высказано предположение, что коагуляции первичных частиц предшествует их самоорганизация, в результате которой увеличивается локальная концентрация частиц. В настоящей статье мы рассмотрим подробнее этот процесс формирования упорядоченных структур первичных частиц ТССА.

Прежде всего, напомним, что сварочный аэрозоль представляет собой квазиравновесную пылевую плазму, где за счет интенсивного межфазного взаимодействия происходит зарядка пылевых частиц (в данном случае первичных частиц ТССА). Газовая фаза плазмы состоит из электронов и однозарядных положительных ионов, находящихся в нейтральном буферном газе атмосферного давления. Поле заряженной частицы отталкивает от частицы носители заряда одноименного знака и притягивает носители противоположного знака, что приводит к формированию области пространственного заряда (ОПЗ) у поверхности этой частицы.

Смещение ионизационного равновесия. Легко показать, что в ОПЗ происходит смещение ионизационного равновесия газовой фазы плазмы, которое в термической плазме определяется уравнением Саха [6]:

$$\frac{n_{e0}n_{i0}}{n_{a0}} = \frac{g_i}{g_a} v_e \exp \frac{-I_0}{kT} \equiv K_S, \quad (1)$$

где g_i , g_a – статистический вес ионов и атомов соответственно, I_0 – потенциал ионизации атомов, k – постоянная Больцмана, T – равновесная температура

плазмы, которая в данном случае является изотермической системой, $v_e = 2(m_e kT / 2\pi\hbar^2)^{3/2}$ – эффективная плотность состояний электронов, m_e – масса электрона, \hbar – постоянная Планка, K_S – константа Саха, n_{e0}, n_{i0}, n_{a0} – равновесные концентрации электронов, ионов и атомов соответственно, для которых справедливы условие нейтральности (при отсутствии частиц)

$$n_{e0} = n_{i0} = n_0, \quad (2)$$

и условие сохранения массы

$$n_{i0} + n_{a0} = n_A, \quad (3)$$

где n_0 – невозмущенная концентрация носителей заряда, n_A – начальная концентрация ионизируемых атомов, которыми в плазме сварочного аэрозоля являются атомы щелочных металлов.

Когда в плазме присутствуют частицы, условие (2) оказывается несправедливым и вместо него следует использовать

$$\bar{n}_e - \bar{n}_i = Z\bar{n}_p, \quad (4)$$

где n_p – концентрация частиц, Z – их средний заряд, исчисленный в элементарных зарядах.

Уравнения неразрывности для электронов и ионов запишем в следующем виде

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j}_e = G_e, \quad \frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j}_i = G_i, \quad (5)$$

где \mathbf{j}_e и \mathbf{j}_i – плотности потоков электронов и ионов соответственно, функции источника G_e и G_i в любой области плазмы, не содержащей межфазную границу, определяются темпами ионизации и рекомбинации:

$$G_e = G_i = G = \beta n_e n_a - \gamma n_e n_i = \beta n_e n_A - (\beta + \gamma) n_e n_i, \quad (6)$$

где β – коэффициент ударной ионизации атомов, γ – коэффициент электрон-ионной рекомбинации, причем в равновесной плазме степень ионизации остается постоянной, т.е.

$$G_0 = \beta n_0 n_A - (\beta + \gamma) n_0^2 = 0. \quad (7)$$

Допустим, что носители заряда в ОПЗ подчиняются распределению Больцмана:

$$n_e(r) = n_0 \exp\left(\frac{e\varphi(r)}{kT}\right), \quad n_i(r) = n_0 \exp\left(\frac{-e\varphi(r)}{kT}\right), \quad (8)$$

где φ – потенциал электрического поля заряженной частицы.

Тогда, в ОПЗ нарушается баланс (7), так как, исходя из распределений (8), скорость рекомбинации остается прежней: $\gamma n_e n_i = \gamma n_0^2$, в то время как скорость ионизации зависит от потенциала: $\beta n_e n_a = \beta n_0 n_A \exp(e\varphi / kT) - \beta n_0^2$, т.е. изменяется по мере приближения к частице. В такой ситуации вместо (7) следует использовать выражение

$$G = \beta n_q n_A \left(\exp\left(\frac{e\varphi}{kT}\right) - 1 \right), \quad (9)$$

где n_q – квазиравновесная концентрация, которую следует использовать вместо n_0 , т.к. уравнение Саха в виде (1) уже не применимо в ОПЗ (подробно рассмотрим ниже).

Ненулевое значение G вызывает смещение ионизационного равновесия в ОПЗ и образование неравновесных носителей заряда, причем у поверхности положительно заряженной частицы степень ионизации растет, а у поверхности отрицательно заряженной частицы – падает. Это приводит к нарушению баланса между диффузионными и дрейфовыми потоками:

$$j_e = b_e n_e^* \nabla \varphi - D_e \nabla n_e^* \neq 0, \quad j_i = -b_i n_i^* \nabla \varphi - D_i \nabla n_i^* \neq 0, \quad (10)$$

где «*» означает неравновесный характер концентрации носителей заряда, $b_{e(i)}$ – подвижность, $D_{e(i)}$ – коэффициент диффузии, которые связаны соотношением Эйнштейна $b_{e(i)} kT = eD_{e(i)}$.

Смещение ионизационного равновесия в ОПЗ можно описать в виде некоторого изменения концентрации носителей заряда δn , одинакового для электронов и ионов при однократной ионизации атомов: $n_e^* = n_e + \delta n$, $n_i^* = n_i + \delta n$. Тогда, равенство электронного и ионного потоков (10) обеспечивается полем амбиполярной диффузии:

$$\frac{eE_a}{kT} = -\frac{e(D_e - D_i)}{kT(b_e + b_i)\delta n} \nabla \delta n = \frac{D_e - D_i}{D_e + D_i} \frac{\nabla \delta n}{\delta n}, \quad (11)$$

и, соответственно, поток неравновесных носителей заряда:

$$j^* = -D \nabla \delta n. \quad (12)$$

где $D = 2D_e D_i / (D_e + D_i)$ - коэффициент амбиполярной диффузии.

Поток амбиполярной диффузии обеспечивает перемещение неравновесных носителей заряда. При положительном поле избыточные электроны и ионы диффундируют за пределы ОПЗ. Если частица заряжена отрицательно, то поле отрицательно – направлено к частице. В этом случае степень ионизации в ОПЗ уменьшается, и поток неравновесных носителей направлен к частице.

Изменение концентрации неравновесных носителей определяется уравнением неразрывности

$$\frac{\partial \delta n}{\partial t} - D \Delta \delta n = \beta n_A n_e^* \left(1 - \frac{n_i^*}{n_0} \right). \quad (13)$$

Решение этого уравнения для стационарного случая плазмы атмосферного давления приведено в [7]:

$$\delta n = n_q \frac{\exp \frac{e\varphi}{kT} - 1}{2 \operatorname{ch} \frac{e\varphi}{kT} - 1} \left[1 + \frac{\lambda_R}{r_D} \exp \left(\frac{-r}{\lambda_R} \sqrt{2 \operatorname{ch} \frac{e\varphi}{kT} - 1} \right) \right], \quad (14)$$

где $\lambda_R = \sqrt{D / \beta n_A}$ – длина рекомбинации, $r_D = \sqrt{kT / 8\pi e^2 n_q}$ – длина экранирования, причем $\lambda_R \ll r_D$.

Неравновесные носители заряда обеспечивают дополнительные потоки электронов и ионов, плотность которых равна

$$j^* = \frac{Dn_q}{r_D} \frac{\exp\left(\frac{e\varphi}{kT} - 1\right)}{\sqrt{2 \operatorname{ch}\left(\frac{e\varphi}{kT} - 1\right)}} \exp\left(\frac{-r}{\lambda_R} \sqrt{2 \operatorname{ch}\left(\frac{e\varphi}{kT} - 1\right)}\right). \quad (15)$$

Итак, у поверхности заряженной пылевой частицы существуют потоки электронов и ионов (15), поэтому плазма в ОПЗ не является равновесной и не описывается уравнением Саха (1). В этом случае предлагается [7-9], как начало отсчета потенциала, ввести понятие обобщенного потенциала плазмы φ_{pl} , который определяется объемным зарядом газовой фазы. При этом потенциал ионизации атомов в (1) заменяется эффективным значением $I_{eff} = I_0 + e\varphi_{pl}$. В результате, вместо уравнения (1) получаем,

$$\frac{n_q^2}{n_a} = K_s \exp\left(\frac{-e\varphi_{pl}}{kT}\right), \quad (16)$$

где вместо невозмущенной концентрации n_0 , справедливой для равновесной плазмы, используется квазиравновозмущенная концентрация n_q , что подчеркивает неравновесный характер плазмы в ОПЗ.

Обобщенный потенциал плазмы определяется величиной работы, которую необходимо совершить для того, чтобы плазма приобрела объемный заряд, определяемый условием нейтральности (4). Локальное значение потенциала плазмы у поверхности частицы равно [10]:

$$\varphi_{pl}^s = -2 \frac{kT}{e} \operatorname{th} \frac{V_b}{4kT}, \quad (17)$$

где V_b – потенциальный барьер на границе плазма – частица.

Тогда, для определения квазиравновозмущенной концентрации у поверхности частицы (а именно это значение нас будет интересовать в дальнейшем) можно, учитывая (16), использовать выражение:

$$n_{qs} = n_0 \exp\left(\operatorname{th} \frac{V_b}{4kT}\right). \quad (18)$$

Сила дальнего взаимодействия. Возмущение, вызванной одной частицей, не может распространяться на весь объем плазмы, но должно затухать по мере удаления от частицы. Обобщенный потенциал плазмы является тривиальным решением уравнения Пуассона [11], т.е. решением уравнения Лапласа. Таким решением является не только $\varphi_{pl} = \text{const}$, но и гиперболическая функция $\varphi_{pl}(r) = \varphi_{pl}^s a / r$, где a – радиус частицы. Следовательно, гиперболической изменением локального значения потенциала плазмы может описать затухание возмущения, вносимого заряженной частицей. В таком случае существует пространственное распределение квазиравновозмущенной концентрации:

$$n_q(r) = n_0 \exp\left(\frac{a}{r} \operatorname{th} \frac{V_b}{4kT}\right). \quad (19)$$

Возмущение, создаваемое одной выбранной частицей, достигает соседних частиц, ослабленное по закону (19). Это возмущение вызывает дополнительное смещение ионизационного равновесия у поверхности соседних частиц. Допустим, некоторые две положительно заряженные частицы случайным образом оказались на расстоянии меньшем, чем расстояние до других соседних, также положительно заряженных, частиц. Тогда, согласно (19), степень ионизации между этими двумя частицами окажется выше, чем снаружи, т.е. со стороны других частиц. Частицы заряжены положительно, значит ОПЗ обеднен ионами. Анизотропия степени ионизации в окрестности этих частиц приводит к анизотропии концентрации ионизируемых атомов, причем между частицами этих атомов оказывается меньше, чем снаружи. В результате спорадических столкновений атомов с частицами, возникает избыточный импульс, направленный на сближение выбранных частиц.

Аналогичная ситуация возникает и при отрицательном заряде частиц. В этом случае ОПЗ обогащен ионами, причем ионов между выбранными частицами меньше, чем снаружи, т.к. отрицательный заряд частиц вызывает уменьшение степени ионизации. Импульс, сближающий частицы, возникает за счет избыточных ионов, ускоренных в поле частицы.

Таким образом, смещение ионизационного равновесия в ОПЗ является источником силы, сближающей одноименно заряженные пылевые частиц. Как мы видим, речь не идет о притяжении одноименно заряженных частиц. Сближение таких частиц есть результат взаимодействия частиц со средой.

Импульс, передаваемый ионами и атомами (электронами пренебрегаем) единице площади пылевой частицы нормально к поверхности, равен:

$$p = \frac{1}{4} \lambda_a m_a v_{Ta} n_A - \lambda_R m_i j^*, \quad (20)$$

где учтено, что длины свободного пробега $\lambda_a \cong \lambda_i$, массы $m_i \cong m_a$ и концентрации $n_i + n_a = n_A$; также учтено, что неравновесные ионы распространяются не на длине свободного пробега λ_i , а на длине рекомбинации λ_R . Так как анизотропию взаимодействия определяют неравновесные ионы, давление газа на поверхность частицы следует определить как $P = p / \tau_R$, где $\tau_R = (\beta n_A)^{-1}$ – время жизни неравновесных ионов:

$$P = P_0 - \frac{m_i n_q \lambda_R D}{r_D \tau_R} \frac{\exp \frac{V_b}{kT} - 1}{\sqrt{2 \operatorname{ch} \frac{V_b}{kT} - 1}}. \quad (21)$$

Давление (21) анизотропно ввиду анизотропии n_q (19). Результирующая сила, действующая на частицу со стороны среды:

$$F_P = \int_S P ds = -\frac{m_i \lambda_R D}{r_D \tau_R} \frac{\exp \frac{V_b}{kT} - 1}{\sqrt{2 \operatorname{ch} \frac{V_b}{kT} - 1}} \int_S n_q ds, \quad (22)$$

или, с учетом дискретного расположения соседних частиц k , сила, действующая на частицу j :

$$F_P = C_P a_j^2 \frac{\exp \frac{V_{bj}}{kT} - 1}{\sqrt{2 \operatorname{ch} \frac{V_{bj}}{kT} - 1}} \sum_k \exp \left(\frac{a_k}{r_{k,j}} \operatorname{th} \frac{V_{bk}}{4kT} \right) \mathbf{e}_{k,j}, \quad (23)$$

где константа $C_P = 4\pi m_i n_0 D^2 / r_D \lambda_R$, $r_{k,j}$ – расстояние между частицами, $\mathbf{e}_{k,j}$ – единичный вектор.

Эта зависимость при $|V_{bj}|, |V_{bk}| \rightarrow \infty$ ведет себя различным образом для положительно и отрицательно заряженных частиц. А именно, для положительного значения поверхностного потенциала

$$F_{P+} \sim \exp \left(\frac{V_{bj}}{2kT} \right) \sum_k \exp \left(\frac{a_k}{r_{k,j}} \right) \rightarrow \infty,$$

и для отрицательного потенциала поверхности

$$F_{P-} \sim \exp \left(-\left| \frac{V_{bj}}{2kT} \right| \right) \sum_k \exp \left(-\frac{a_k}{r_{k,j}} \right) \rightarrow 0.$$

Под действием силы (23) частицы будут сближаться до тех пор, пока не

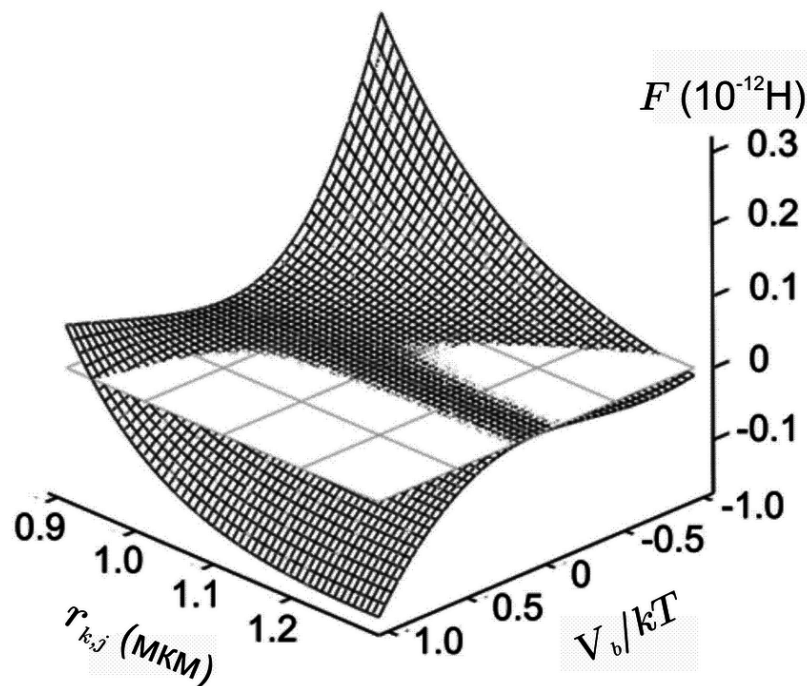


Рис. 1. Зависимость силы взаимодействия двух одинаковых частиц от расстояния между ними и потенциала поверхности.

вступят в действие силы электрического отталкивания, которые можно описать в виде $F_{j,k} = eZ_j E_k$, где поле частицы k описывается аппроксимационным выражением [9], пригодным для описания (с точностью не менее 5%) частиц любого размера и любого значения потенциала поверхности:

$$E_k(r_{k,j}) = \frac{-2 \operatorname{sgn}(V_b) \frac{a_k kT}{er_{k,j}} \left(\frac{1}{r_D} + \frac{1}{r_{k,j}} \right)}{\operatorname{sh} \left[\ln \left| \operatorname{th} \frac{V_{bk}}{4kT} + \frac{a_k - r_{k,j}}{r_D} \right| \right]} \cong 4 \frac{kT a_k (r_{k,j} + r_D)}{er_D r_{k,j}^2} \operatorname{th} \frac{V_{bk}}{4kT} e^{\frac{a_k - r_{k,j}}{r_D}}. \quad (24)$$

При этом заряд выбранной частицы определяется выражением [12]:

$$Z_j = \frac{2a_j(a_j + r_D)kT}{e^2 r_D} \operatorname{sh} \left(\frac{V_{bj}}{2kT} \right), \quad (25)$$

соответственно, сила электрического отталкивания:

$$F_E \cong 16 \frac{a_j a_k (a_j + r_D)(r_{k,j} + r_D)}{e^2} \left(\frac{kT}{r_D r_{k,j}} \right)^2 \operatorname{sh} \frac{V_{bj}}{2kT} \operatorname{th} \frac{V_{bk}}{4kT} e^{\frac{a_k - r_{k,j}}{r_D}}. \quad (26)$$

Баланс определяется разностью сил (23) и (26). Рассмотрим взаимодействие двух одинаковых частиц радиуса $a = 1 \mu\text{м}$, помещенных в плазму с присадкой атомов цезия (потенциал ионизации $I = 3.89 \text{эВ}$) с концентрацией $n_A = 2 \cdot 10^{21} \text{м}^{-3}$ при температуре $T = 2300 \text{К}$. Равновесное значение невозмущенной концентрации в этом случае составляет $n_0 = 4 \cdot 10^{19} \text{м}^{-3}$, длина экранирования $r_D = 0.4 \mu\text{м}$. На рис.1 представлена зависимость силы взаимодействия частиц от потенциала поверхности и расстояния между ними. Потенциал поверхности изменяется в пределах $-kT \leq V_b \leq kT$, при этом $kT = 0.2 \text{эВ}$. Положительной принята сила отталкивания.

Как и следовало ожидать, сила притяжения, в соответствии с рис.1, возрастает с увеличением положительного потенциала поверхности частицы. Поэтому равновесное расстояние для положительно заряженных частиц больше, чем для отрицательно заряженных частиц.

Таким образом, можно сделать вывод, что передача импульса неравновесными ионами (или ионизируемыми атомами) приводит к возникновению силы, направленной на сближение одноименно заряженных пылевых частиц, которая, противодействуя силе электрического отталкивания, обеспечивает некоторое равновесное пространственное распределение пылевых частиц. При этом равновесное расстояние между положительно заряженными частицами мало зависит от величины поверхностного потенциала и, соответственно от величины заряда, если $V_b > kT$. Однако, при большом отрицательном поверхностном потенциале $-V_b > kT$ равновесное расстояние увеличивается с увеличением заряда пылевых частиц (рис.2 [9]).

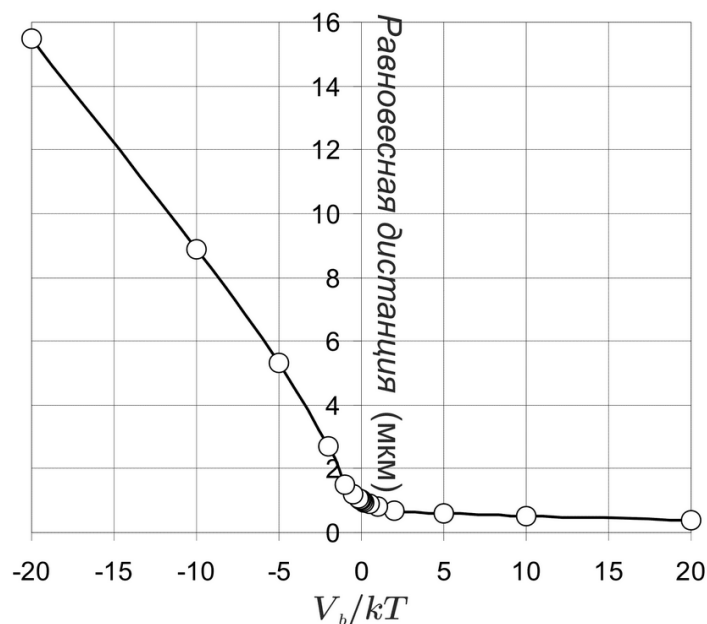


Рис. 2. Зависимость равновесной дистанции между двумя одинаковыми частицами от высоты потенциального барьера.

Самоорганизация первичных частиц ТССА. Фазовый переход, приводящий к образованию первичных частиц ТССА, происходит при температуре $T = 1330 - 1730$ К, так как точка плавления зависит от размера частиц. В работе [5] показано, что первичные частицы имеют бимодальное распределение по размерам: средний размер одной моды $d_1 \cong 2$ нм, размер второй моды $d_2 \cong 10$ нм. Температура фазового перехода для частиц первой моды составляет 1330 К, а для частиц второй моды – 1730 К [13]. Равновесная ионизация атомов щелочных металлов, присутствующих в сварочном аэрозоле, при такой температуре дает значение невозмущенной концентрации носителей заряда $n_0 \sim 10^{13} - 5 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Столь высокая степень ионизации обеспечивает поток электронов на поверхность первичных частиц, превышающий поток термоэлектронной эмиссии, поэтому частицы приобретают отрицательный заряд. Заряд частиц первой моды составляет в среднем $Z_1 \cong -1$, что соответствует высоте потенциального барьера на границе плазма-частица $V_{b1} \cong -3kT$. Концентрация частиц первой моды $n_{p1} \cong 5 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Заряд частиц второй моды составляет в среднем $Z_2 \cong -3$, что соответствует высоте потенциального барьера на границе плазма-частица $V_{b2} \cong -2kT$. Концентрация частиц второй моды $n_{p2} \cong 7 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

Силы дальнего взаимодействия (23) заставляют частицы сближаться, что приводит к росту локальной их концентрации. Результирующая сила, действующая на каждую частицу, определяется балансом сил (23) и (26), с учетом их размеров и потенциальных барьеров. Эта результирующая сила может быть разложена на координатные составляющие:

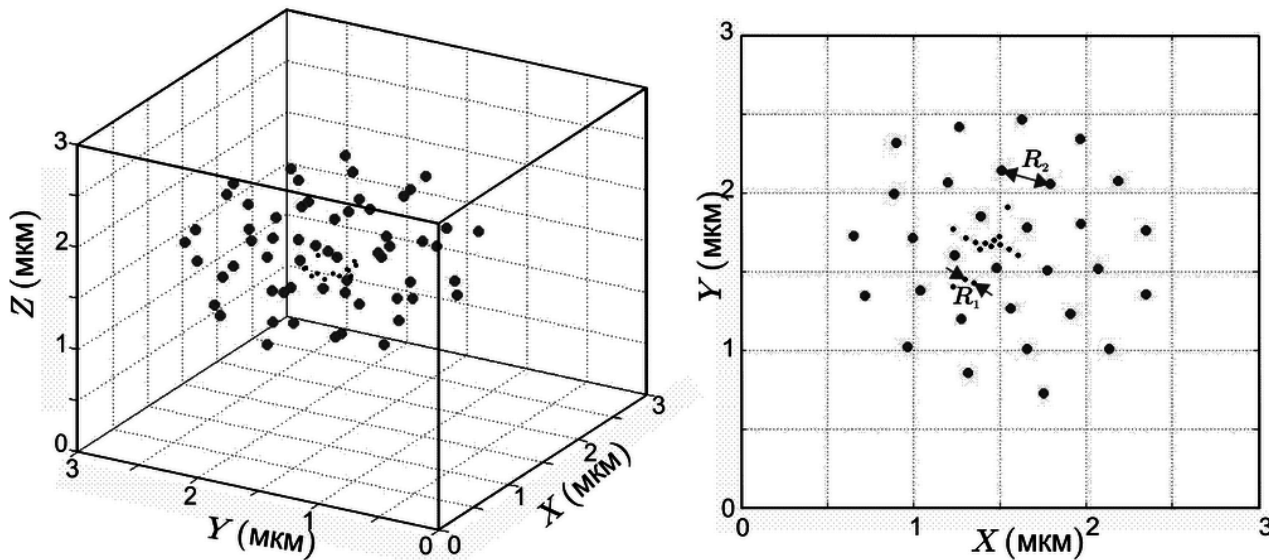


Рис. 3. 3D и 2D моделирование самоорганизации первичных частиц [5,14].

$$F_{x_j} = \sum_{k=1, k \neq j}^N F_{j,k} \frac{x_j - x_k}{r_{j,k}}, \quad F_{y_j} = \sum_{k=1, k \neq j}^N F_{j,k} \frac{y_j - y_k}{r_{j,k}}, \quad F_{z_j} = \sum_{k=1, k \neq j}^N F_{j,k} \frac{z_j - z_k}{r_{j,k}},$$

где $r_{j,k} = \sqrt{(x_j - x_k)^2 + (y_j - y_k)^2 + (z_j - z_k)^2}$, N – число частиц.

Частицы движутся в воздушной среде, поэтому следует учитывать силу Стокса:

$$F_s = -\frac{3\pi d \eta v}{S_c},$$

где η – динамическая вязкость, v – скорость движения частицы, S_c – поправка скольжения Каннингема [14]:

$$S_c = 1 + 2 \frac{\lambda}{d} \left(1,142 + 0,558 \exp \frac{-0,999d}{2\lambda} \right),$$

длина свободного пробега $\lambda = 67,3 \text{ нм}$.

За временной шаг Δt частица совершит перемещение:

$$\Delta x_j = \frac{F_{x_j} S_c(d_j)}{3\pi \eta d_j} \Delta t, \quad \Delta y_j = \frac{F_{y_j} S_c(d_j)}{3\pi \eta d_j} \Delta t, \quad \Delta z_j = \frac{F_{z_j} S_c(d_j)}{3\pi \eta d_j} \Delta t.$$

Расчет заканчивается, когда образуется устойчивая конфигурация частиц. Результаты таких расчетов представлены на рис.3.

Следует отметить, что здесь не учитываются возможные столкновения частиц, т.е. представленные расчеты следует рассматривать как тенденцию. Частицы второй моды ($d_2 \cong 10 \text{ нм}$) стремятся сформировать плазменный кристалл с постоянной решетки $R_2 \sim 250 \text{ нм}$, что соответствует увеличению их локальной концентрации до значения $n_{p2} \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Частицы первой моды ($d_1 \cong 2 \text{ нм}$) создают компактные цепочечные группы со средним расстоянием между частицами $R_1 \sim 50 \text{ нм}$, что соответствует увеличению их локальной концентрации до значения $n_{p1} \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Заключение

Таким образом, самоорганизация первичных частиц ТССА может являться причиной их быстрой коагуляции, так как начальные концентрации этих частиц не могут обеспечить образование наблюдаемых экспериментально агломератов за время существования сварочного аэрозоля. Увеличение локальной концентрации частиц в результате их самоорганизации является необходимым условием коагуляции. Кроме того, характерные цепочечные структуры, образующиеся из частиц первой моды, хорошо согласуются с наблюдаемыми цепочечными агломератами [5,14].

Остается вопрос – возможна ли самоорганизация капелек растущих зародышей до того, как они претерпели фазовый переход? Нам представляется, что это вполне возможно, так как капельки заряжены и вносят в ионизационное равновесие газовой фазы такое же возмущение, как и твердые частицы. Однако следует учитывать, что результатом самоорганизации частиц является их быстрая коагуляция, а в случае капелек – коалесценция. Поэтому результатом самоорганизации капелек является увеличение числа частиц второй моды, температура фазового перехода которых выше, чем для частиц первой моды, т.е. результатом самоорганизации капелек является более ранний фазовый переход и превращение их в твердые частицы.

Литература:

1. Вишняков В.И., Киро С.А., Эннан А.А. Конденсационное образование твердой составляющей сварочного аэрозоля. I. Конденсация ненасыщенных паров // Физика аеродисперсных систем. – 2011. – №. 48. – С.91-105.
2. Вишняков В.И., Киро С.А., Эннан А.А. Образование твердой составляющей сварочного аэрозоля. II. Формирование слоистых структур // Физика аеродисперсных систем. – 2012. – №. 49. – С.90-99.
3. Вишняков В.И., Киро С.А., Эннан А.А. Образование твердой составляющей сварочного аэрозоля. III. Рост и коалесценция зародышей. // Физика аеродисперсных систем. – 2013. – №. 50. – С.97-107.
4. Вишняков В.И., Длубовский Р.М., Киро С.А., Опря М.В., Эннан А.А. Образование твердой составляющей сварочного аэрозоля. IV. Многокомпонентная конденсация. // Физика аеродисперсных систем. – 2013. – №. 50. – С.105-118.
5. Вишняков В.И., Киро С.А., Опря М.В., Эннан А.А. Образование твердой составляющей сварочного аэрозоля. V. Формирование конечных агломератов. // Физика аеродисперсных систем. – 2014. – №. 51. – С.87-98.
6. Смирнов Б. М. Физика слабоионизованного газа. – М.: Наука, 1978. – 416 с.
7. Vishnyakov V.I. Interaction of dust grains in strong collision plasmas: Diffusion pressure of nonequilibrium charge carriers // Phys. Plasmas. – 2005. – V.12. – P.103502(1-6).
8. 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. – P.016411(1-9).

9. *Vishnyakov V.I., Dragan G.S.* Ordered spatial structures of dust grains in the thermal plasma. // *Phys. Rev. E.* – 2006. – V.73. – P.026403(1-7).
10. *Vishnyakov V.I.* The bulk plasma potential as a tool for the description of the interaction of dust grains. // *Ukr. J. Phys.* – 2005. – V.50, N.2. – P.198-202.
11. *Vishnyakov V.I., Dragan G.S., Evtuhov V.M.* Nonlinear Poisson-Boltzmann equation in spherical symmetry. // *Phys. Rev. E.* – 2007. – V.76. – P.036402(1-5).
12. *Yakubov I.T., Khrapak A.G.* Thermophysical and Electrophysical Properties of Low-Temperature Plasma with Condensed Disperse Phase. // *Sov. Tech. Rev. B. Therm. Phys.* – 1989. – V. 2. – P.269-337.
13. *Shu Q., Yang Y., Zhai Y., Sun D.M., Xiang H.J., Gong X.G.* Size-dependent melting behavior of iron nanoparticles by replica exchange molecular dynamics. // *Nanoscale.* – 2012. – V.4. – P.6304-6311.
14. *Allen M.D., Raabe O.G.* Slip correction measurements of spherical solid aerosol particles in an improved Millikan apparatuses. // *Aerosol Sci. and Techn.* – 1985. – V.4. – P.269-286.
15. *Vishnyakov V.I., Kiro S.A., Oprya M.V., Ennan A.A.* Coagulation of charged particles in self-organizing thermal plasmas of welding fumes. // *J. Aerosol Sci.* – 2014. – V.76. – P.138-147.

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

Self-organization of primary particles of welding fume

SUMMARY

The long-range interaction of the condensed particles of welding fume is studied. It is demonstrated that the long-range interaction is the result of the ionization equilibrium displacement near the charged particle surface. The long-range interaction with the electrical repulsing force leads to formation of the ordered structures of condensed particles. As a result the local number density of the condensed particles is increased, and their fast coagulation is possible.

Вишняков В.І., Кіро С.А., Опря М.В., Еннан А.А.

Самоорганізація первинних частинок зварювального аерозолію

АНОТАЦІЯ

Розглянуто дальню взаємодію конденсованих частинок зварювального аерозолію. Показано, що джерелом дальньої взаємодії є зсув іонізаційної рівноваги біля поверхні заряджених частинок. Дальня взаємодія, разом з електричними силами відштовхування, приводить до утворення впорядкованих структур конденсованих частинок, що приводить до збільшення їх локальної концентрації і, як наслідок, швидкій коагуляції.

АВТОРСЬКИЙ ПОКАЖЧИК

А		Р	
Антонова А. Р.	34	Роганков В.Б.	8
		Роганков О.В. мол.	8
Б		С	
Буланін Ф.К.	67	Сідоров О.Е.	67
Бутенко А. Ф.	22	Січкарь Т. Г.	28
В		Ч	
Вишняков В.І.	96, 104	Черненко О.С.	47, 71
Г		Ш	
Глауберман М. А.	34	Шатагін І. О.	22
Д		Шатагіна Г. О.	22
Дараков Д.С.	47	Шатагіна О. О.	22
Дорошенко А. В.	34	Швець М.В.	8
З		Шевчук В.Г.	67
Зінченко Ю.А.	71	Шкоропадо М.С	63
К		Шут А. М.	28
Калінчак В.В.	8, 47, 71	Шут М. І.	28
Карімова Ф.Ф.	63	Э	
Кирилов В. Х.	34	Еннан А.А.	96, 104
Кіро С.А.	96, 104		
Копійка О.К.	47		
Косолап Н.В.	88		
Куземко Р. Д.	71		
Кузнецов А.А.	88		
Л			
Лазаренко М. М.	28		
Людницький К. В.	34		
М			
Малежик П. М.	28		
О			
Опарін А.С.	67		
Опря М.В.	96, 104		
Орловська С.Г.	63		

NAME INDEX

A		R	
Antonova A.R.	34	Rogankov O.V. Jr.	8
		Rogankov V. B.	8
B		S	
Bulanin P. K.	67	Shatahin I.O.	22
Butenko A. F.	22	Shatahina H.O.	22
C		Shatahina O.O.	22
Chernenko A.S.	47, 71	Shevchuk V.G.	67
D		Shkoropado M. S.	63
Darakov D.S.	47	Shut A.M.	28
Doroshenko M.A.	34	Shut N.I.	28
E		Shvets M. V.	8
Ennan A.A.	96, 104	Sichkar T.G.	28
G		Sydorov O. E.	67
Glauberma M.A.	34	V	
K		Vishnyakov V.I.	96, 104
Kalinchak V. V.	8, 47, 71	Z	
Karimova F. F.	63	Zinchenko Yu.A.	71
Kirillov V. Kh.	34		
Kiro S.A.	96, 104		
Konopasov N.G.	88		
Kopiyka A.K.	47		
Kuzemko R.D.	71		
Kuznetsov A. A.	88		
L			
Lazarenko M.M.	28		
Lyudnitsky K.V.	34		
M			
Malezhyk P.M.	28		
O			
Oparin A.S.	67		
Oprya M.V.	96, 104		
Orlovskaya S. G.,	63		

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 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, электронная почта одного из авторов;
- 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, загораживающие рисунок, заменять цифровыми или буквенными обозначениями и переносить 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., Конейка 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. *Калинчак 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
АЕРОДИСПЕРСНИХ
СИСТЕМ**

Випуск 52

Міжвідомчий науковий збірник

Російською, українською та англійською мовами

Головний редактор **В.В. Калінчак**

Підписано до друку 26.03.2016. Формат 60x84/16.
Умов.-друк. арк. 6. Тираж 100 прим.

Надруковано з готового оригінал-макету.

Видавець і виготовлювач
Одеський національний університет
імені І.І. Мечникова
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 4215 від 22.11.2011 р.

Україна, 65082, м. Одеса, вул. Єлісаветинська, 12
Тел.: (048) 723 28 39. E-mail: druk@onu.edu.ua

