

УДК 536.46

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

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

Горение угольных пылей

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

Введение.

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

Постановка задачи.

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

Тогда мощность тепловыделения в зоне реакции

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

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

численная концентрация частиц, ρ_s – плотность твердой фазы.

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

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

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

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

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

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

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

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

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

Приравнивая этот поток входящему потоку энтальпии

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

получаем выражение для нормальной скорости пламени :

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

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

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

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

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

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

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

Рассмотрим первый случай.

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

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

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

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

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

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

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

Рассмотрим второй случай.

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

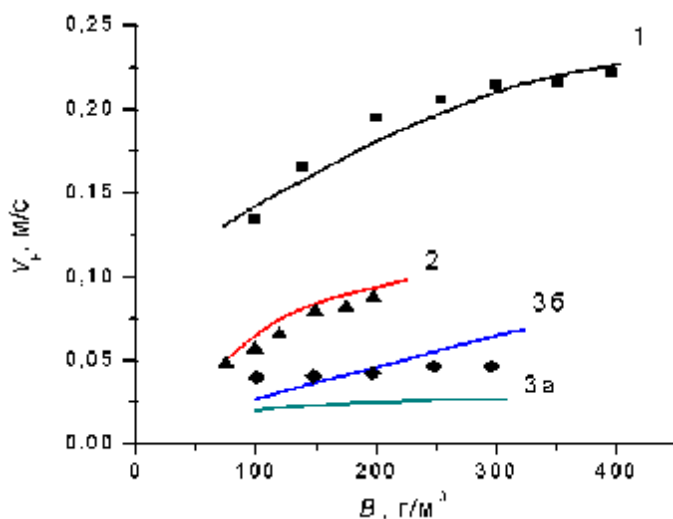


Рис.1. Зависимость нормальной скорости пламени от массовой концентрации угля. Точки – эксперимент [6].

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

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

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

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

Если учесть, что

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

То

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

Выражение для радиационного потока будет следующим:

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

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

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

в противном случае надо брать значение q_p^0 .

Отметим, что отношение кондуктивного потока к радиационному имеет вид:

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

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

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

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

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

Таблица.

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

Выводы.

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

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

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

Литература:

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

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

Горіння вугільного пилу

АНОТАЦІЯ

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

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

Combustion of coal dusts

SUMMARY

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