

ФИЗИКА АЭРОЗОЛЕЙ

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: serkiro@mail.ru

Образование твердой составляющей сварочного аэрозоля. V. Формирование конечных агломератов.

Рассмотрено поведение пылевой плазмы в процессе коагуляции первичных частиц, сформированных в результате образования и роста зародышей в конденсирующемся высокотемпературном паре. Анализ проводится на примере термической плазмы сварочного аэрозоля, образующейся при использовании электродов с карбонатно-флюоритовым покрытием. Показано стремление термической плазмы сварочного аэрозоля к самоорганизации и формированию упорядоченных пространственных структур первичных частиц. Концентрация нано-размерных первичных частиц в таких структурах много выше, чем при равномерном пространственном распределении, что способствует их быстрой коагуляции. Коагуляция частиц размером более 10 нм в кластерные агломераты происходит в течение всего времени остывания системы до температуры окружающего воздуха. Коагуляция частиц диаметром 2 нм происходит в две стадии: вначале, формируются цепочечные кластеры, которые затем объединяются с кластерными агломератами. В результате, конечные агломераты (ингаляционные частицы сварочного аэрозоля) имеют бимодальное распределение по размерам.

Введение. В предыдущих статьях [1-4] были рассмотрены процессы образования, роста и жидкофазной коалесценции зародышей в многокомпонентной плазме сварочного аэрозоля. В результате этих процессов формируются первичные частицы, которые при дальнейшей коагуляции образуют конечные агломераты твердой составляющей сварочного аэрозоля (ТССА). Первичные частицы, размером $1\div 10$ нм, формируют агломераты самой различной формы. Но наиболее часто встречаются два вида агломератов – цепочечные (рис. 1а) и кластерные (рис. 1б). Эти агломераты, собственно, и представляют собой ингаляционные частицы сварочного аэрозоля.

Коагуляция первичных частиц происходит в ионизированном газе, остывающем от температуры плавления железа до температуры окружающей среды. При температурах выше 1500 К имеет место, в основном, термическая ионизация атомов щелочных металлов. При более низких температурах основную роль играет фотоионизация ультрафиолетом дуги. В любом случае, коагуляция первичных частиц происходит в низкотемпературной плазме, следовательно, частицы приобретают заряд за счет взаимодействия с ионизированной средой.

В настоящей работе рассматривается коагуляция заряженных первичных частиц в низкотемпературной плазме. Как было показано в [4], дисперсный состав первичных частиц описывается бимодальным логнормальным распределе-

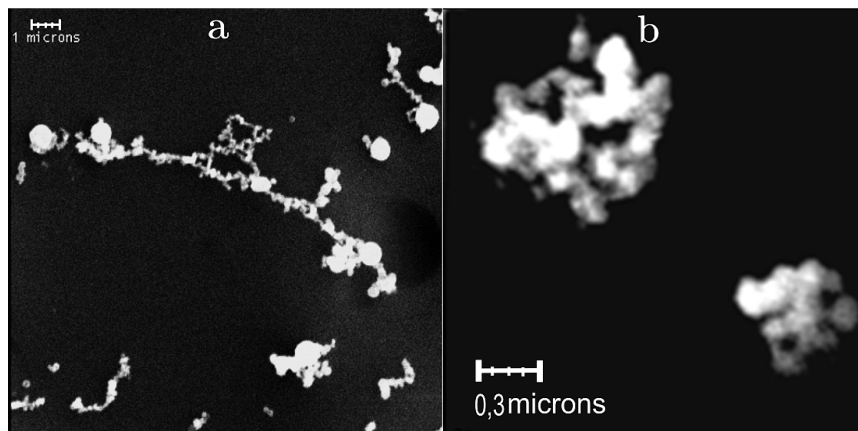


Рис. 1 Виды агломератов: (а) цепочечные, (б) кластерные.

нием по размерам. Первая мода характеризуется средним диаметром частиц $d_1 = 2,2 \text{ нм}$ и концентрацией $n_{d1} = 5,3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Частицы второй моды имеют средний диаметр $d_2 = 10 \text{ нм}$ и концентрацию $n_{d2} = 6,6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Такие концентрации частиц недостаточны для быстрой коагуляции, которая наблюдается в сварочном факеле. Следовательно, существуют механизмы повышения локальной концентрации первичных частиц. По нашему мнению таким механизмом может быть самоорганизация пылевой плазмы с образованием упорядоченных структур первичных частиц (плазменных кристаллов) [5].

Самоорганизация термической плазмы. Самоорганизация столкновительной термической плазмы происходит за счет смещения её ионизационного равновесия возле поверхности заряженных частиц [6, 7]. В слое пространственного заряда у поверхности частицы происходит изменение пространственного распределения электронов и ионов в результате электростатического взаимодействия. При этом нарушается баланс между интенсивностью термической ионизации атомов и интенсивностью объемной рекомбинации электронов и ионов, что приводит к появлению неравновесных носителей заряда, распределение которых уже не является больцмановским. Причем, у поверхности положительно заряженных частиц ионизация увеличивается, а у поверхности отрицательных частиц ионизация уменьшается. Неравновесные носители заряда являются тем фактором, который определяет силы притяжения между одноименно заряженными частицами в термической плазме. Отталкивание происходит за счет кулоновских сил. Наличие конкурирующих сил создает условие для формирования упорядоченных структур.

Сила притяжения одноименно заряженных частиц является, на самом деле, силой, которая действует на частицы со стороны плазмы и толкает эти частицы друг к другу, противодействуя электрическим силам. Такое столкновение частиц

возникает, когда неравновесные носители заряда распределены неравномерно вдоль поверхности частиц. В слое плазмы между двумя отрицательно заряженными частицами степень ионизации меньше, чем снаружи, и суммарный импульс, который передается частицам неравновесными положительными ионами за счет столкновений, направлен на сближение частиц. Положительный заряд частиц приводит к увеличению ионизации, и в слое плазмы между частицами ионизация выше, чем снаружи. При этом поле частиц препятствует столкновениям с ионами, и избыточный импульс возникает за счет столкновения частиц с атомами, которых снаружи больше, чем между частицами. В результате возникает сила ионного давления [5, 6]:

$$F = \frac{m_i D^2}{r_D \lambda_R} \frac{\exp \frac{V_b}{k_B T} - 1}{\sqrt{2 \operatorname{ch} \frac{V_b}{kT} - 1}} \int_S n_q ds, \quad (1)$$

где m_i – масса иона; $D = 2D_e D_i / (D_e + D_i)$ – коэффициент амбиполярной диффузии; $r_D = \sqrt{kT / 8\pi e^2 n_0}$ – длина экранирования; $\lambda_R = \sqrt{D / \gamma_R n_0}$ – длина рекомбинации; V_b – потенциальный барьер у поверхности частицы; k – постоянная Больцмана; T – температура Кельвина; γ_R – скорость рекомбинации; n_0 – невозмущенная концентрация и n_q – квазивозмущенная концентрация носителей заряда.

Невозмущенная концентрация n_0 это концентрация электронов и ионов вдали от заряженных частиц, где плазма остается нейтральной ($n_e = n_i = n_0$), и эта концентрация соответствует равновесной ионизации, которая описывается уравнением Саха:

$$\frac{n_0^2}{n_a} = \frac{\sum_i}{\sum_a} v_e \exp \frac{-I}{kT} \equiv K_S, \quad (2)$$

где $n_a = n_A - n_i$ – равновесная концентрация атомов в результате термической ионизации, n_A – начальная концентрация атомов; \sum_i, \sum_a – статистический вес ионов и атомов соответственно; $v_e = 2(m_e kT / 2\pi \hbar^2)^{3/2}$ – эффективная плотность состояний электронов; m_e – масса электрона; \hbar – постоянная Планка; I – потенциал ионизации атомов; K_S – константа Саха.

Для описания неравновесной ионизации вводится понятие квазивозмущенной концентрации:

$$\frac{n_q^2}{n_a} = K_S \exp \left(-\frac{e\phi_{pl}}{kT} \right), \quad (3)$$

где ϕ_{pl} – обобщенный потенциал плазмы, который является поправкой к потенциалу ионизации атомов в слое пространственного заряда [8]. Эта величина характеризует работу, которую необходимо совершить, чтобы газовая фаза пы-

левой плазмы приобрела объемный заряд. Величина φ_{pl} определяется потенциальным барьером на границе плазма – частица,

$$\varphi_{pl} = -2 \frac{kT}{e} \text{th} \frac{V_b}{4kT}. \quad (4)$$

Возмущение, вносимое частицей в плазму в виде неравновесной ионизации, затухает по мере удаления от частицы. Это затухание описывается зависимостью $\varphi_{pl}(r) = \varphi_{pl}^s a / r$, где a – радиус частицы; φ_{pl}^s – величина потенциала плазмы у поверхности частицы (4). В результате из уравнений (2) – (4) следует, что квазиравновесная концентрация у поверхности частицы может быть описана следующим образом:

$$n_q(r) = n_0 \exp\left(\frac{a}{r} \text{th} \frac{V_b}{4kT}\right). \quad (5)$$

Тогда сила ионного давления, действующая на некоторую частицу j со стороны других частиц, определяется уравнением:

$$\mathbf{F}_p = C_p a_j^2 \frac{\exp \frac{V_{bj}}{kT} - 1}{\sqrt{2 \text{ch} \frac{V_{bj}}{kT} - 1}} \sum_k \exp\left(\frac{a_k}{r_k} \text{th} \frac{V_{bk}}{4kT}\right) \mathbf{e}_k, \quad (6)$$

где константа $C_p = 4\pi m_i n_0 D^2 / r_D \lambda_R$; r_k – расстояние до соседней частицы.

Результирующая сила взаимодействия выбранной частицы j с соседней частицей k есть $F = eZ_j E_{j,k} + F_{pj,k}$, где eZ_j – заряд выбранной частицы; поле, создаваемое соседней частицей у поверхности выбранной частицы $E_{j,k}$, может быть описано аппроксимированным выражением из работы [5]; в результате, сила электрического взаимодействия частиц

$$F_E = Z_j \frac{\text{sgn}(V_b) 2kT (r_k + r_D)}{r_k r_D \text{sh}\left(\frac{a_k - r_k}{r_D} + \ln \left| \frac{a_k}{r} \text{th} \frac{V_{bk}}{4kT} \right| \right)}. \quad (7)$$

Одноименно заряженные частицы всегда отталкиваются под действием силы (7) и притягиваются под действием силы (6) – множитель перед суммой в (6) отрицателен для отрицательно заряженных частиц, но и единичный вектор $\mathbf{e}_k < 0$ в этом случае. Для разноименно заряженных частиц ситуация обратная: они притягиваются под действием электрической силы (7) и отталкиваются под действием силы ионного давления (6). Таким образом, всегда существует расстояние R между соседними частицами, когда силы уравновешены.

Формирование упорядоченных структур первичных частиц. Результаты компьютерной симуляции самоорганизации первичных частиц сварочного аэрозоля методом молекулярной динамики представлены на рис.2 [9].

Концентрация частиц второй моды обеспечивает среднее расстояние между ними $2\sqrt[3]{3/4\pi n_{d2}} = 0,66\text{мкм}$ при равномерном распределении в про-

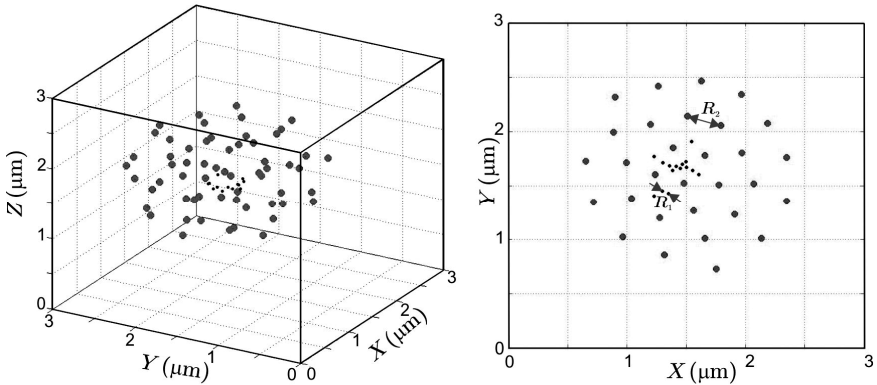


Рис.2 3D и 2D моделирование самоорганизации первичных частиц [9].

странстве. Под действием сил (6) и (7) частицы второй моды создают плазменный кристалл с постоянной решетки $R_2 \sim 0,25 \mu\text{м}$, что равносильно изменению их концентрации до $n_{d2}^* \sim 10^{14} \text{см}^{-3}$. Таким образом, самоорганизация частиц второй моды увеличивает их локальную концентрацию на порядок.

Концентрация частиц первой моды гораздо меньше, чем второй моды. Поэтому их самоорганизация приводит к образованию структур внутри только некоторых ячеек плазменного кристалла второй моды. Среднее расстояние между частицами внутри этих структур $R_1 \sim 0,05 \mu\text{м}$, что обеспечивает их локальную концентрацию $n_{d1}^* \sim 10^{16} \text{см}^{-3}$. Время формирования этих структур составляет $\tau \sim 0,1 \mu\text{с}$.

Таким образом, самоорганизация пылевой плазмы сварочного аэрозоля приводит к увеличению локальной концентрации первичных частиц до значений, при которых возможна их коагуляция за время, соответствующее наблюдаемому. Следует отметить, что скопления частиц первой моды содержат $\sim 100 - 200$ частиц, и при их локальной концентрации 10^{16}см^{-3} это приводит к быстрой коагуляции и формированию агломерата только из этих частиц.

Метод расчета коагуляции первичных частиц. Эволюция концентрации агломератов размера j при броуновской коагуляции описывается уравнением Смолуховского:

$$\frac{\partial N_j}{\partial t} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{j-1} \beta_{i,j-i} N_i N_{j-i} - N_j \sum_{i=1}^{\infty} \beta_{i,j} N_i, \quad (8)$$

где $\beta_{i,j}$ – ядро столкновений.

Ядро столкновений определяется в рамках кинетической теории газов или диффузионной теории, в зависимости от размера сталкивающихся частиц. Если размер частиц много меньше длины свободного пробега молекул газа, как в

нашем случае, то используется кинетическая теория и ядро столкновений $\beta_{i,j} = \sigma_{i,j} v$, где $\sigma_{i,j}$ – сечение столкновений частиц; v – их относительная скорость. Взаимодействие между частицами влияет на сечение столкновений, которое можно представить в виде [10]:

$$\sigma_{i,j} = \sigma_0 \left(1 - \frac{2U}{\mu v^2} \right), \quad \sigma_0 = \pi(a_i + a_j)^2 \quad (9)$$

где $\mu = m_i m_j / (m_i + m_j)$ – приведенная масса частиц; a_i, a_j – их радиусы; U – энергия взаимодействия частиц при максимальном сближении. В рассматриваемом случае частицы всегда отталкиваются на малых расстояниях: одноименно заряженные частицы отталкиваются за счет кулоновских сил, разноименно заряженные частицы отталкиваются за счет сил ионного давления.

Для определения ядра столкновений частиц разного размера необходимо произвести усреднение по скоростям $\beta_{i,j} = \langle \sigma_{i,j} v_{i,j} \rangle$. В предположении максвелловского распределения частиц по скоростям, для отталкивающихся частиц получим

$$\beta_{i,j} = 4\pi\sigma_0 \left(\frac{\mu}{2\pi kT} \right)^{3/2} \int_{v_0}^{\infty} \left(1 - \frac{2U}{\mu v^2} \right) \exp\left(-\frac{\mu v^2}{2kT} \right) v^3 dv,$$

где $v_0 = \sqrt{2U/\mu}$ – минимальная скорость, при которой возможно столкновение между частицами.

Интегрирование дает следующее выражение:

$$\beta_{i,j} = \pi(a_i + a_j)^2 \sqrt{\frac{8kT}{\pi\mu}} \exp\left(-\frac{U_{i,j}}{kT} \right). \quad (10)$$

Пористость агломератов первичных частиц изменяется в широком диапазоне. Поэтому, радиус агломерата, который содержит n первичных частиц, равен

$$a = a_0 n^{1/D_f}, \quad (11)$$

где D_f – фрактальная размерность [11] ($D_f = 3$ для сфер), a_0 – радиус первичных частиц.

При этом ядро столкновений для свободно молекулярного режима при отсутствии взаимодействия описывается следующим выражением:

$$\beta_{n,m}^0 = \sqrt{\frac{6kT a_0}{\rho}} \sqrt{\frac{1}{n} + \frac{1}{m}} \left(n^{1/D_f} + m^{1/D_f} \right)^2, \quad (12)$$

где ρ – плотность первичной частицы, n и m – число первичных частиц.

В рассматриваемой системе расстояние между сталкивающимися частицами гораздо меньше длины экранирования. Поэтому взаимодействие между частицами можно рассматривать как кулоновское [10]

$$U_{n,m} = \frac{(eZ_0)^2 (nm)^{1/D_f}}{a_0 \left(n^{1/D_f} + m^{1/D_f} \right)}, \quad (13)$$

где Z_0 – зарядовое число первичной частицы.

Тогда, ядро столкновений для отгалкивающих частиц

$$\beta_{n,m} = \sqrt{\frac{6kT a_0}{\rho}} \sqrt{\frac{1}{n} + \frac{1}{m}} \left(n^{1/D_f} + m^{1/D_f} \right)^2 \exp \left[\frac{-(eZ_0)^2 (nm)^{1/D_f}}{a_0 \left(n^{1/D_f} + m^{1/D_f} \right) kT} \right]. \quad (14)$$

Уравнение Смолуховского (8) может быть представлено в интегро-дифференциальном виде:

$$\frac{df_n}{dt} = \frac{1}{2} \int_0^n \beta_{n-m,m} f_{n-m} f_m dm - f_n \int_0^\infty \beta_{n,m} f_m dm, \quad (15)$$

где f_n – функция распределения по числу мономеров (первичных частиц), содержащихся в агломерате

$$f_n = \frac{n_d}{n \sqrt{2\pi \ln \sigma}} \exp \frac{-(\ln n - \ln n_0)^2}{2 \ln^2 \sigma}; \quad (16)$$

σ – стандартное отклонение; $n_0 = \bar{n} \exp(-\ln^2 \sigma / 2)$ – медиана; \bar{n} – среднее число мономеров в агломерате.

Эволюцию распределения агломератов (16) удобно описывать методом интегральных моментов [12]. Момент $M(k)$ распределения (16) определяется как

$$M(k) = \int_0^\infty n^k f_n dn. \quad (17)$$

Момент $M(0)$ определяет концентрацию генерируемых частиц, момент $M(1)$ определяет общее число мономеров в них. Момент $M(2)$ пропорционален рассеиваемому частицами свету при условии, что их размер много меньше длины волны.

Эволюция моментов (17) описывается в виде

$$\frac{dM(k)}{dt} = \frac{1}{2} \int_0^\infty f_n \int_0^\infty \beta_{n,m} f_m \left[(n+m)^k - n^k - m^k \right] dmdn, \quad (18)$$

при этом среднее число мономеров в агломератах равно

$$\bar{n} = \frac{M(1)}{M(0)}, \quad (19)$$

а стандартное отклонение

$$\sigma = \exp \sqrt{\ln \frac{M(2)M(0)}{M1^2}}. \quad (20)$$

Таким образом, задав начальные параметры системы, мы можем на каждом временном шаге рассчитать распределение агломератов по размерам, так как число мономеров в агломерате, согласно уравнению (11), определяет его размер.

Результаты расчетов. Коагуляция частиц первой моды происходит внутри локальных скоплений, которые являются результатом самоорганизации пылевой плазмы сварочного аэрозоля. Частицы первой моды образуют цепочечные структуры, что соответствует фрактальной размерности агломератов $D_{f1} \sim 1,6$. Эволюции размера частиц первой моды и стандартного отклонения в

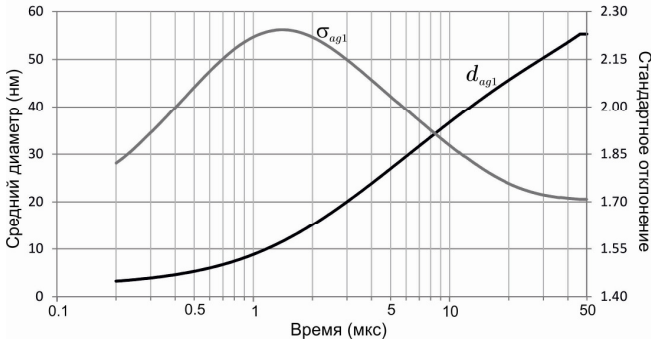


Рис.3 Эволюция агломератов первой моды.

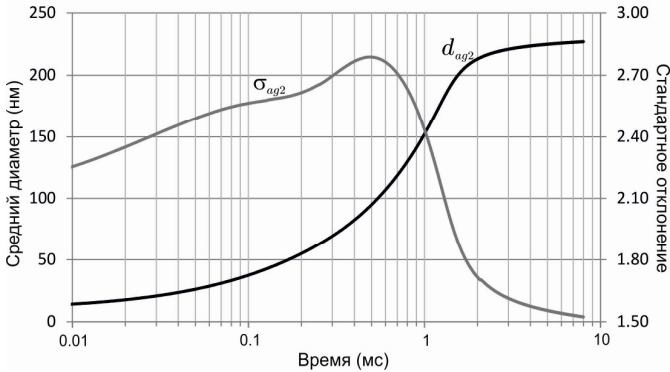


Рис.4 Эволюция агломератов второй моды.

результате коагуляции представлены на рис.3. Весь процесс длится 50 мкс и за это время температура уменьшается до 1735К. Размер агломератов первой моды составляет $d_{ag1} = 56\text{нм}$, их концентрация $n_{ag1} = 2,5 \cdot 10^9\text{см}^{-3}$, стандартное отклонение распределения $\sigma_{ag1} = 1,7$, плотность $\rho_{ag1} = 0,065\text{г/см}^3$, зарядовое число $Z_{ag1} = -40$.

Эволюции размера частиц и стандартного отклонения распределения второй моды в результате коагуляции при остывании системы до температуры 350 К представлены на рис.4. Эволюция заряда агломератов второй моды представлена на рис.5. Основное формирование агломератов происходит в течение 4 мкс при остывании системы до температуры 600 К. При фрактальной размерности $D_{f2} = 2,3$ размер агломератов второй моды составляет $d_{ag2} = 230\text{нм}$, что совпадает с экспериментальными данными. Концентрация агломератов второй моды $n_{ag2} = 5 \cdot 10^9\text{см}^{-3}$, стандартное отклонение распределения $\sigma_{ag1} = 1,5$, плотность $\rho_{ag1} = 0,8\text{г/см}^3$. Заряд агломератов второй моды увеличивается с ростом

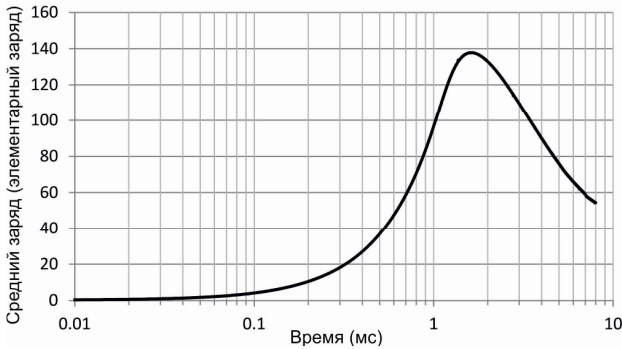


Рис.5 Эволюция заряда агломератов второй моды.

размера до 140, но, при температуре $T < 1100$ К уменьшается в процессе остывания системы до $Z_{ag2} = 50$.

Здесь следует уделить некоторое внимание заряду частиц, который формально разделен на две части $Z = Z_0 + \tilde{Z}$. Первая часть Z_0 является результатом нейтрализации фонового заряда плазмы зарядом пылевых частиц и эта часть одинакова для всех частиц. Вторая часть \tilde{Z} индивидуальна для каждой частицы. Эта часть заряда определяет взаимодействие частиц и формирует потенциальный барьер на границе плазма-частица (подробное описание заряда частиц в пылевой плазме приведено в работе [13]). При расчете формирования упорядоченных структур используется индивидуальная часть заряда, которая определяет дальнейшее взаимодействие. Однако для определения кулоновского взаимодействия при столкновении частиц следует использовать их полный заряд.

Таким образом, агломераты разных мод имеют противоположный полный заряд, что способствует межмодовой коагуляции. В этом случае сечение столкновений увеличивается, и ядро столкновений описывается в диффузионном режиме, потому что число Кнудсена ($Kn = \lambda / a$) для агломератов меньше единицы:

$$\beta_{i,j} = \frac{2kTC(a_{i,j})(a_i + a_j)}{3\eta} \frac{(a_i + a_j)}{a_{i,j}} \left(1 + \frac{e^2 |Z_i Z_j|}{(a_i + a_j)kT} \right). \quad (21)$$

где $a_{i,j} = a_i a_j / (a_i + a_j)$; η – вязкость; $C(a)$ – поправка скольжения [14]

$$C(a) = 1 + \frac{\lambda}{a} \left(1.142 + 0.588 \exp \frac{-a}{\lambda} \right);$$

$\lambda = 67$ нм – длина свободного пробега.

Постоянная времени коагуляции (время, за которое число частиц уменьшается вдвое) составляет $\sim 0,1$ мкс, т.е. имеет место очень быстрая коагуляция. Скорость этого процесса ограничивается только скоростью возрастания заряда агломератов второй моды. По мере увеличения заряда образуются агрегаты, со-

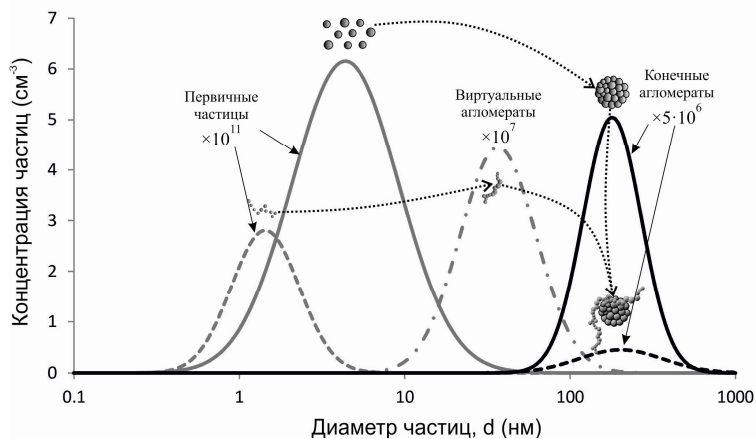


Рис.6. Распределения частиц ТССА по размерам на разных стадиях формирования конечных агломератов.

держащие два-три цепочечных агломерата первой моды и один кластер второй моды. При этом происходит полная нейтрализация зарядов, и сечение столкновений резко уменьшается, что приводит к прекращению межмодовой коагуляции. Диаметр новых агрегатов составляет $d_{ag3} \sim 340$ нм, концентрация $n_{ag3} \sim 8 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$.

Таким образом, агломераты первой моды существуют только в течение короткого времени, т.е. их можно считать виртуальными, потому что происходит их соединение с частью агломератов второй моды (рис.6). В результате, остаются преимущественно две моды агломератов со средними размерами 230 нм и 340 нм, концентрации которых соотносятся как 85% и 15%. Этот вывод полностью совпадает с экспериментальными данными для ингаляционных частиц сварочного аэрозоля, представленными в работе [15].

Заключение. Самоорганизация пылевой плазмы и формирование плазменных кристаллов увеличивает локальную концентрацию пылевых частиц, что способствует быстрой коагуляции. Броуновское движение препятствует самоорганизации плазмы, и формирование плазменных кристаллов возможно только при сильном потенциальном взаимодействии, превышающем энергию движения частиц. Поэтому не следует ожидать проявления рассмотренных эффектов на стадии нуклеации или роста зародышей в плазме сварочного аэрозоля, так как малые заряды зародышей и высокая температура плазмы не позволяют образоваться плазменным кристаллам.

Тем не менее, при температурах, близких к точке плавления железа, потенциал поверхности капель достигает значений, достаточных для их дальнего взаимодействия. Поэтому возможно увеличение локальной концентрации капель и их коагуляция. Однако необходимо учитывать увеличение температуры

фазового перехода при увеличении размера капель, – коагуляция капель приводит к немедленному фазовому переходу и образованию твердых частиц.

Увеличение локальной концентрации первичных частиц в результате самоорганизации приводит к быстрой коагуляции. Частицы второй моды со средним размером 10 нм образуют положительно заряженные кластеры со средним размером ~200 нм. Этот процесс длится все время остывания системы до температуры 600К. Первичные частицы первой моды со средним размером 2 нм проходят две стадии коагуляции. Во время первой стадии, длительностью 0,1 мкс, формируются отрицательно заряженные цепочечные агломераты. На второй стадии происходит объединение этих агломератов с кластерами второй моды. В результате появляется новая мода конечных агломератов со средним размером ~300 нм. Экспериментально регистрируется именно две моды конечных агломератов с размерами ~0,2 мкм и ~0,3 мкм [15].

Литература:

1. Вишняков В.И., Киро С.А., Эннан А.А. Образование твердой составляющей сварочного аэрозоля. 1. Конденсация ненасыщенных паров // Физика аэродисперсных систем. – 2011. – Вып. 48. – С.91-105.
2. Вишняков В.И., Киро С.А., Эннан А.А. Образование твердой составляющей сварочного аэрозоля. 2. Формирование слоистых структур // Физика аэродисперсных систем. – 2012. – Вып. 49. – С.90-99.
3. Вишняков В.И., Киро С.А., Эннан А.А. Образование твердой составляющей сварочного аэрозоля. 3. Рост и коалесценция зародышей // Физика аэродисперсных систем. – 2013. – Вып. 50. – С.97-107.
4. Вишняков В.И., Киро С.А., Эннан А.А. Образование твердой составляющей сварочного аэрозоля. 4. Многокомпонентная конденсация // Физика аэродисперсных систем. – 2013. – Вып. 50. – С.108-118.
5. Vishnyakov V.I., Dragan G.S. Ordered spatial structures of dust grains in the thermal plasma // Physical Review E. – 2006. – V. 73. – P. 026403(1)-(7).
6. Vishnyakov V.I. Interaction of dust grains in strong collision plasmas: Diffusion pressure of nonequilibrium charge carriers // Physics of Plasmas. – 2005. – V. 12. – P.103502(1)-(6).
7. Vishnyakov V. I. Electron and ion number densities in the space charge layer in thermal plasmas // Physics of Plasmas. – 2006. – V. 13. – P.033507(1)-(4).
8. Vishnyakov V.I., Dragan G.S. Electrostatic interaction of charged planes in the thermal collision plasma: Detailed investigation and comparison with experiment. // Physical Review E. – 2005. – V. 71. – P. 016411(1)-(9).
9. Vishnyakov V.I., Kiro S.A., Oprya M.V., Ennan A.A. Coagulation of charged particles in self-organizing thermal plasmas of welding fumes. // Journal of Aerosol Science. – 2014. – V.76. – P.138-147.
10. Olevanov M.A., Mankelevich Yu.A., Rakhimova T.V. Coagulation and growth mechanisms for dust particles in a low-temperature plasma // Journal of Experimental and Theoretical Physics. – 2004. – V. 98. – P.287-304.
11. Wu M.K., Friedlander S.K. Enhanced power law agglomerate growth in the free molecule regime. // Journal of Aerosol Science. – 1992. – V.24. – P.273-282.

12. *Vishnyakov V.I., Kiro S.A., Ennan A.A.* Bimodal size distribution of primary particles in the plasma of welding fume: Coalescence of nuclei. // *Journal of Aerosol Science.* – 2014. – V.67. – P.13-20.
13. *Vishnyakov V. I.* Charging of dust in thermal collisional plasmas. // *Physical Review E.* – 2012. – V. 85. – P. 026402(1)-(6).
14. *Hagwood Ch., Sivathanu Yu., Mulholland G.* The DMA transfer function with Brownian motion a trajectory/Monte-Carlo approach. // *Aerosol Science and Technology.* – 1999. – V. 30. – P.40-61.
15. *Ennan A.A., Kiro S.A., Oprya M.V., Vishnyakov V.I.* Particle size distribution of welding fume and its dependency on conditions of shielded metal arc welding. // *Journal of Aerosol Science.* – 2013. – V.64. – P.103-110.

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

Welding fumes formation. IV. Formation of final agglomerates.

SUMMARY

The dusty plasma behavior is studied in the process of coagulation of the primary particles, which are formed as a result of the nucleation and nuclei growth in the condensable high-temperature vapors. The study is concentrated to the example of the thermal plasma formed in the welding fume in the arc welding process where the electrodes covered with carbonate-fluorite are used. The tendency to self-organization of such a plasma and formation of the ordered spatial structures of primary particles is demonstrated. The number densities of the primary particles in these structures are much higher than at uniform spatial distribution that causes the rapid coagulation of the fine nano-sized primary particles. The coagulation of the particles with size more 10 nm into cluster-like agglomerates occurs during almost all cooling period of aerosol up to the ambient air temperature. The coagulation of the ultra-fine particles (~2 nm) occurs in two stages: at first the chain-like agglomerates are formed rapidly, and then they associate with the cluster-like agglomerates. As a result, the final agglomerates (inhalable particles) have the bimodal size distribution.

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

Утворення твердої складової зварювального аерозолю.

V. Формування кінцевих агломератів.

Розглянута поведінка пилової плазми в процесі коагуляції первинних частинок, сформованих в результаті утворення і зростання зародків у високотемпературній парі, що конденсується. Аналіз проводиться на прикладі термічної плазми зварювального аерозолю, що утворюється при використанні електродів з карбонатно-флюоритовим покриттям. Показано прагнення термічної плазми зварювального аерозолю до самоорганізації і формування впорядкованих просторових структур первинних частинок. Концентрація нано-розмірних первинних частинок в таких структурах набагато вище, ніж при рівномірному просторовому розподілі, що сприяє їх швидкій коагуляції. Коагуляція частинок розміром більше 10 нм в кластерні агломерати відбувається протягом всього часу охолодження системи до температури навколишнього повітря. Коагуляція частинок діаметром 2 нм відбувається в дві стадії: спочатку, формуються ланцюгові кластери, які потім об'єднуються з кластерними агломератами. В результаті, кінцеві агломерати (інгаляційні частинки зварювального аерозолю) мають бімодальний розподіл по розмірах.