

УДК: 621.791; 533.9

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

*Физико-химический институт защиты окружающей среды и человека, Одесса
E-mail: serkiro@mail.ru*

Образование твердой составляющей сварочного аэрозоля. Часть III. Рост и коалесценция зародышей.

Рассмотрены процессы роста и коалесценции зародышей, образующихся в плазме сварочного аэрозоля в результате гетерогенной ион-индуцированной нуклеации. Показано наличие интенсивной перекачки атомов конденсирующегося вещества из газовой фазы в конденсированную фазу, обусловленной коалесценцией зародышей. Этот процесс приводит к уменьшению пересыщения пара конденсирующегося вещества в паровоздушной смеси, прекращению нуклеации и началу бимодальной коалесценции. В результате, к моменту фазового перехода капель из жидкого состояния в твердое, формируется бимодальное распределение первичных частиц ТССА по размерам - частицы, образующиеся из капель: с малой степенью ассоциации зародышей (внутримодовая коалесценция) и с большой степенью ассоциации зародышей, в результате их продолжительной коалесценции (внутримодовая и межмодовая коалесценции).

Введение. Ключевым фактором, определяющим общетоксическое и фиброгенное действие твердой составляющей сварочного аэрозоля (ТССА) на здоровье сварщиков и рабочих смежных профессий, наряду с дисперсностью и химическим составом ингаляционных частиц (представляют собой агрегаты наноразмерных первичных частиц [1]), является их наноструктурированность. Проникание ингаляционных частиц и их осаждение в дыхательных путях традиционно описывают в терминах аэродинамического диаметра частиц, определяемого как диаметр сферы плотностью 1000 кг/м^3 , имеющей такую же скорость осаждения, что и исследуемая частица. В тоже время результаты токсикологических исследований указывают на то, что воздействие на здоровье, связанное с вдыханием наноструктурированных аэрозолей, коррелирует не только массой и аэродинамическим размером частиц. Для ТССА, как и других мало-растворимых веществ, определяющими параметрами являются дисперсность первичных частиц, химический состав и “биологическая активность” их поверхности [2,3]. Удельная поверхность первичных частиц ТССА имеет особое значение, поскольку агрегаты наночастиц почти полностью разрушаются при осаждении в легких [4], а совокупная площадь поверхности первичных частиц, которые составляют агрегат, гораздо больше, чем значение, рассчитываемое по его аэродинамическому диаметру. Кроме того, наночастицы способны проникать в эпителиальные клетки и попадать в кровоток легких [5], переместиться в головной мозг по обонятельным нервам [6]. Воздействие на здо-

ровье, обусловленное подобной активностью первичных частиц, тесно связано как с их размером, так и концентрацией. Такие данные, однако, в научной литературе практически не представлены или вообще отсутствуют, если речь идет о взаимосвязи дисперсного состава первичных частиц ТССА и параметров режима сварки, составом сварочных материалов. Это не позволяет адекватно оценивать степень воздействия ТССА на организм сварщика, прогнозировать стратегию его защиты и проводить объективную сравнительную гигиеническую оценку различных марок сварочных материалов. В этих условиях построение адекватной теоретической модели формирования первичных частиц ТССА имеет большое прикладное значение и является важной составляющей многоплановых исследований, направленных на определение предельно-допустимых концентраций ТССА различного происхождения.

В предыдущих статьях [7, 8] была предложена теоретическая модель гетерогенной ион-индуцированной нуклеации в плазме сварочного аэрозоля. В настоящей работе мы продолжим развитие модели и рассмотрим процессы нуклеации и роста зародышей одновременно с их коалесценцией до момента фазового перехода основного компонента ТССА (железа/оксидов железа), который завершает формирование первичных частиц. В дальнейшем наноразмерные первичные частицы коагулируют, образуя ингаляционные частицы ТССА - агломераты различных форм и плотностей.

Образование и рост зародышей. Расчет процесса гетерогенной ион-индуцированной нуклеации в плазме сварочного аэрозоля проводился по методике [7-10] с учетом межфазного взаимодействия. Предметом моделирования является плазма сварочного аэрозоля, которая формируется при остывании потока паров из зоны дугового разряда в результате разбавления окружающим воздухом от температуры 3000К до температуры плавления железа 1800 К. Примем содержание железа, калия и натрия в парах (массовые доли): $g_{Fe} = 0.36$, $g_K = 0.06$, $g_{Na} = 0.03$, соответственно (моделирует плазму сварочного аэрозоля, которая образуется при сварке электродами с рутиловым покрытием [1]).

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

$$P_i = \frac{\delta m_i / \mu_i}{\delta m_0 / \mu_0 + \delta m_{air} / \mu_{air}} P, \quad (1)$$

где $\delta m_i = g_i \delta m_0$ – расход вещества i -того компонента, определяемый его содержанием в парах; $\delta m_0 = 10^{-2}$ г/с – массовый расход потока паров из зоны дуги; μ_i – атомная масса i -того элемента; μ_0 – эффективная атомная масса потока паров; μ_{air} – молекулярная масса воздуха; $P = 1.01 \cdot 10^5$ Па – атмосферное давление; $\delta m_{air} = \frac{T_0 - T}{T - T_\infty} \delta m_0$ – массовая скорость увлечения (захвата) окружаю-

шего воздуха потоком паров, которая определяется текущей температурой парогазовой смеси T , температурой окружающей среды $T_\infty = 300\text{K}$ и температурой потока паров из зоны дуги $T_0 = 3000\text{K}$ [7].

Текущая концентрация атомов железа в парах без учета конденсированной фазы определяется из уравнения (1):

$$N_{a0} = \frac{P_{Fe}}{k_B T} \quad (2)$$

где k_B – постоянная Больцмана, но с учетом расхода атомов железа на конденсацию, в газовой фазе остается железо с концентрацией

$$N_a = N_{a0} - N_{ac},$$

где $N_{ac} = n_a N_d$ – концентрация атомов железа в конденсированной фазе; N_d – концентрация капель зародышей или первичных частиц; $n_a = 4\pi\rho_c r_d^3 / 3m_c$ – среднее количество конденсированных атомов в капле зародыша или первичной частицы; r_d – радиус капли; ρ_c – плотность конденсирующегося вещества; m_c – атомная масса конденсирующегося вещества.

Зародыши находятся в равновесии со средой и не могут расти, пока существует барьер активации роста, который уменьшается с увеличением пересыщения конденсирующегося пара по мере его остывания [11]. После исчезновения активационного барьера рост зародышей определяется приращением массы за счет разности потоков адсорбции и испарения вещества [12]:

$$\frac{dm_d}{dt} = \pi r_d^2 \alpha_c v_{Ta} m_c (N_a - N_s), \quad (3)$$

где α_c – коэффициент конденсации; $v_{Ta} = \sqrt{8k_B T / \pi m_a}$ – тепловая скорость конденсирующихся атомов; N_s – концентрация конденсирующихся атомов у поверхности частицы; $N_s = N_d S_R / S$; $S_R = P_{sat}(r_d) / P_{sat}(\infty)$ – изменение давления насыщенного пара за счет кривизны поверхности и обменного взаимодействия, которое определяется модернизированной формулой Кельвина с учетом заряда зародыша и межфазного взаимодействия [10],

$$\ln(S_R) = \frac{m_c}{4\pi\rho_c k_B T} \left[8\pi\gamma \frac{r_d + 3\delta}{(r_d + 2\delta)^2} - \frac{e^4 \tilde{Z}_d^3}{3k_B T r_d^5} - \frac{\tilde{Z}_d W_d}{r_d^3} - \frac{e^2(1 + Z_0^2 - \tilde{Z}_d^2)}{2r_d^4} \right],$$

S – текущее пересыщение, γ – поверхностная свободная энергия (поверхностное натяжение) плоской поверхности; δ – длина Толмена [13]; W_d – электронная работа выхода; \tilde{Z}_d – заряд частицы относительно фонового заряда (полный заряд частицы $Z_d = Z_0 + \tilde{Z}_d$); Z_0 – заряд фона, который равен, с обратным знаком, объемному заряду газовой фазы на одну частицу.

Тогда изменение радиуса капли зародыша описывается уравнением

$$\frac{dr_d}{dt} = \frac{\alpha_c v_{Ta} m_c}{4\rho_c} N_a \left(1 - \frac{S_R}{S} \right). \quad (4)$$

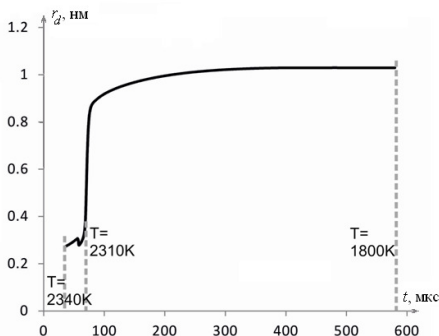


Рис.1. Эволюция радиуса капелек зародышей.

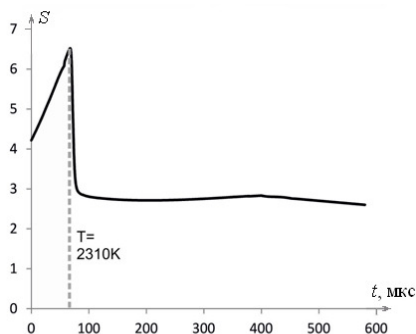


Рис.2. Эволюция пересыщения паров железа.

Результаты расчетов гетерогенной ион-индуцированной нуклеации железа и роста зародышей в плазме сварочного аэрозоля представлены на рис.1 и рис.2. Процесс рассматривается в пределах остывания паровоздушной смеси от температуры 2380К до точки плавления железа 1800К со скоростью остывания 1К/мкс.

Как видно нуклеация железа начинается при температуре ~ 2400 К, когда пересыщение паров железа достигает значения $S = 5.3$. При температуре парогазовой смеси ~ 2310 К пересыщение достигает значения $S = 6.5$ и начинается рост зародышей. При этом значительная часть атомарного железа конденсируется и пересыщение резко падает до значения $S = 2.8$ и продолжает уменьшаться по мере роста капелек зародышей. Концентрация зародышей возрастает по мере увеличения пересыщения, а после начала их роста остается постоянной - $N_d \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Концентрация атомов железа в газовой фазе уменьшается за счет перехода части атомов в конденсированное состояние и разбавления паров окружающим воздухом.

Методика расчета коалесценции. Высокая концентрация зародышей $N_d \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ обуславливает их интенсивную коалесценцию, что приводит к их укрупнению до значения диаметра $d_d = (6m_c \bar{n} / \pi \rho_c)^{1/3}$, где \bar{n} – среднее число атомов в новой капле, которое растет в процессе продолжающейся коалесценции. Однако следует учесть, что при этом продолжается нуклеация, т.е. появление новых зародышей, пока это позволяет количество конденсирующегося вещества. Таким образом, уже на начальном этапе процесса конденсации формируются две моды, одна из которых содержит капельки малой степени ассоциации первичных зародышей (первая мода), и другая – относительно крупные капельки, сформированные в результате продолжительной коалесценции зародышей (вторая мода) [14].

Уравнение сохранения атомов железа:

$$N_{ac} = \bar{n}_1 N_{d1} + \bar{n}_2 N_{d2}, \quad (5)$$

где \bar{n}_1 и \bar{n}_2 – средние числа атомов в каплях первой и второй мод; N_{d1} и N_{d2} – концентрация капелек первой и второй мод, соответственно (если положить, что первая мода состоит только из зародышей, то $\bar{n}_1 = n_a$).

Будем считать, что каждая мода описывается логнормальной функцией распределения по числу содержащихся атомов, нормированных на концентрацию капелек, с плотностью:

$$f_{ni} = \frac{N_{di}}{n \ln \sigma_i \sqrt{2\pi}} \exp \frac{-(\ln n - \ln n_{0i})^2}{2 \ln^2 \sigma_i} \quad (i=1,2), \quad (6)$$

и общая функция распределения является суперпозицией этих двух: $f_n = f_{n1} + f_{n2}$. Здесь $n_{0i} = \bar{n}_i \exp(-\ln^2 \sigma_i / 2)$ – медиана распределения, σ_i – стандартное отклонение.

В момент времени, соответствующий началу нуклеации, в системе формируется только одна мода, состоящая из монодисперсных зародышей. Для описания монодисперсных зародышей в функции плотности распределения (6) следует положить $\sigma = 1$. Однако нулевое значение $\ln \sigma$ не пригодно для численного моделирования, поэтому определим $\sigma_0 = 1.01$, $\ln \sigma_0 = 0.01$. Уже после первых столкновений зародышей формируется мода капель ассоциированных зародышей и стандартное отклонение резко возрастает. При этом возникает бимодальная система капель, т.к. нуклеация продолжается.

Эволюцию такой системы удобно описывать в рамках метода моментов [15], для которого уравнение Смолуховского преобразовывается к виду [16]:

$$\frac{\partial M(k)}{\partial t} = \frac{1}{2} \int_0^\infty \int_0^\infty f_n \int_0^\infty \beta(n, m) f_m \left[(n+m)^k - n^k - m^k \right] dmdn, \quad (7)$$

где n и m – число атомов в сталкивающихся каплях, $\beta(n, m)$ – ядро коалесценции:

$$\beta(n, m) = \beta_0 \left(n^{1/3} + m^{1/3} \right)^2 \sqrt{\frac{n+m}{nm}}, \quad \beta_0 = \left(\frac{3m_c}{4\pi\rho_c} \right)^{1/6} \sqrt{\frac{6k_B T}{\rho_c}},$$

где собственно моменты описываются уравнением:

$$M(k) = \int_0^\infty n^k f_n dn. \quad (8)$$

Для бимодальной системы капель, когда $f_n = f_{n1} + f_{n2}$, уравнение (7) преобразуется в систему двух уравнений

$$\frac{\partial M_1(k)}{\partial t} = \frac{1}{2} \int_0^\infty \int_0^\infty \beta(n, m) f_{m1} (n+m)^k dmdn - \int_0^\infty f_{n1} n^k \int_0^\infty \beta(n, m) (f_{m1} + f_{m2}) dmdn, \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial M_2(k)}{\partial t} = & \int_0^\infty \left(f_{n1} + \frac{1}{2} f_{n2} \right) \int_0^\infty \beta(n, m) f_{m2} (n+m)^k dmdn - \\ & - \int_0^\infty (f_{n1} + f_{n2}) \int_0^\infty \beta(n, m) f_{m2} m^k dmdn, \end{aligned} \quad (10)$$

где уравнение (9) соответствует моде зародышей, а уравнение (10) соответствует моде капель, образующихся в результате коалесценции зародышей.

Моменты $M(0)$ определяют концентрацию капель в рассматриваемой моде:

$$\frac{\partial M_1(0)}{\partial t} = -\frac{1}{2} \int_0^\infty f_{n1} \int_0^\infty \beta(n, m) f_{m1} dm dn - \int_0^\infty f_{n1} \int_0^\infty \beta(n, m) f_{m2} dm dn, \quad (11)$$

$$\frac{\partial M_2(0)}{\partial t} = -\frac{1}{2} \int_0^\infty f_{n2} \int_0^\infty \beta(n, m) f_{m2} dm dn, \quad (12)$$

и, как следует из (11) и (12), в обеих модах концентрация капель снижается в результате коалесценции, причем для моды зародышей (11), уменьшение происходит не только за счет внутримодовой коалесценции, но и в результате межмодовой коалесценции зародышей с каплями второй моды.

Моменты $M(1)$ определяют общее число атомов конденсированного вещества в каждой моде:

$$\frac{\partial M_1(1)}{\partial t} = -\int_0^\infty f_{n1} n \int_0^\infty \beta(n, m) f_{m2} dm dn, \quad (13)$$

$$\frac{\partial M_2(1)}{\partial t} = \int_0^\infty f_{n1} n \int_0^\infty \beta(n, m) f_{m2} dm dn, \quad (14)$$

число атомов в первой моде убывает, а во второй растет в результате межмодовой коалесценции. Заметим, что при одномодовой коалесценции каплей $\partial M(1)/\partial t = 0$.

Моменты $M(2)$ позволяют определить стандартное отклонение распределения (σ_i):

$$\frac{\partial M_1(2)}{\partial t} = \int_0^\infty f_{n1} n \int_0^\infty \beta(n, m) f_{m1} m dm dn - \int_0^\infty f_{n1} n^2 \int_0^\infty \beta(n, m) f_{m2} dm dn, \quad (15)$$

$$\frac{\partial M_2(2)}{\partial t} = \int_0^\infty (2f_{n1} + f_{n2}) n \int_0^\infty \beta(n, m) f_{m2} m dm dn + \int_0^\infty f_{n1} n^2 \int_0^\infty \beta(n, m) f_{m2} dm dn, \quad (16)$$

при этом среднее число атомов в каплях каждой моды равно

$$\bar{n}_i = \frac{M_i(1)}{M_i(0)}, \quad (17)$$

а стандартное отклонение определяется выражением:

$$\ln^2 \sigma_i = \ln \frac{M_i(2)M_i(0)}{M_i(1)^2}, \quad (18)$$

Уравнения (11) – (18) позволяют полностью описать эволюцию двухмодовой системы капель, учитывая как внутримодовую, так и межмодовую коалесценцию.

Коалесценция при нуклеации и росте зародышей. Эволюция двухмодовой системы капель предполагает, что первая мода (зародыши) ассоциирует с

модой капель, образующихся в результате коалесценции зародышей. Однако термодинамика системы требует наличия определенного числа зародышей с равновесной концентрацией. Поэтому концентрация зародышей в первой моде не изменяется, так как появляются новые зародыши. Таким образом, процесс нуклеации является своеобразным «насосом» для перекачки атомов железа из газовой фазы во вторую моду (см. уравнение (14)), причем интенсивность этого процесса превышает собственно конденсацию паров железа на каплях этой моды (см. уравнение (4)). Первая мода остается монодисперсной, т.е. моделируется логнормальным распределением со стандартным отклонением $\sigma_1 = 1.01$ и медианой $n_{01} = (4\pi r_n^3 / 3m_c) \exp[-(\ln^2 \sigma_1) / 2]$, где r_n – радиус зародыша.

Вторая мода изменяется в соответствии с уравнениями (11) – (18). На рис.3 представлена эволюция среднего радиуса капель этой моды (r_{d2}). Интенсивная коалесценция приводит к быстрому увеличению размера капель второй моды, что замедляет рост пересыщения паров железа. В результате, зародыши практически не растут, а процесс нуклеации затягивается вплоть до температуры ~ 2260 К. При этом только часть зародышей «откачивается» во вторую моду, другая их часть остается в первой моде для поддержания равновесия в конденсирующейся системе, т.е. в процессе нуклеации сохраняется монодисперсное распределение первой моды (r_n , рис.3).

Пересыщение уменьшается до значения $S = 0.8$ (рис.4) и образование новых зародышей прекращается. Начинается коалесценция образованных ранее зародышей первой моды. Этот процесс приводит к укрупнению капель первой моды вплоть до $r_{d1} \sim 0.6$ нм и увеличению стандартного отклонения ее распределения по размерам до значения $\sigma_1 = 2.1$.

К моменту фазового перехода капли конденсированной фазы – первичные частицы ТССА имеют бимодальное распределение по размерам, представленное на рис.5. Средний диаметр частиц первой моды составляет $d_1 = 1.2$ нм со стандартным отклонением $\sigma_1 = 2.1$, средний размер частиц второй моды составляет $d_2 = 8.7$ нм со стандартным отклонением $\sigma_2 = 1.8$. Далее происходит только коагуляция твердых первичных частиц.

Заключение. Таким образом, одновременность протекания процессов нуклеации и коалесценции зародышей приводит к бимодальному распределению первичных частиц по размерам, что согласуется с экспериментальными данными по дисперсному составу первичных частиц ТССА [17-19]. В этом случае процесс нуклеации является своеобразным «насосом» для интенсивной перекачки атомов железа из газовой фазы в моду капель с большой степенью ассоциации зародышей, причем интенсивность этого процесса превышает собственно конденсацию паров железа на каплях этой моды

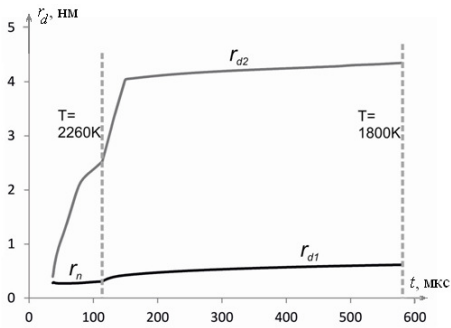


Рис.3. Эволюция радиуса капель зародышей r_n , первой (r_{d1}) и второй (r_{d2}) моды.

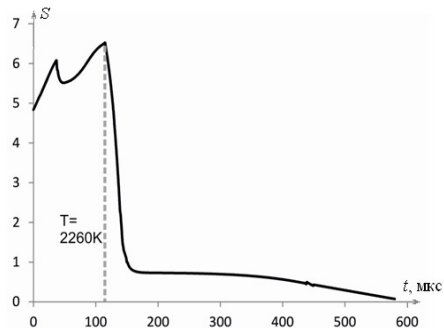


Рис.4. Эволюция пересыщения паров железа.

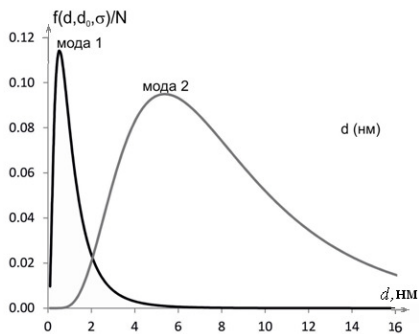


Рис.5. Распределение первичных частиц ТССА по размерам: 1 – первая мода первичных частиц (с малой степенью ассоциации зародышей), 2 – вторая мода первичных частиц, сформированных в результате продолжительной коалесценции зародышей.

Быстрый рост размеров капель второй моды приводит к резкому снижению пересыщения паров железа в паровоздушной смеси и, соответственно, к прекращению нуклеации. Конденсационного роста зародышей, в этом случае не происходит, а их укрупнение происходит только за счет внутримодовой коалесценции зародышей. Таким образом, в системе образуются две моды первичных частиц ТССА. Первая мода формируется из капель с малой степенью ассоциации зародышей. Вторая мода - из капель с большой степенью ассоциации зародышей, образующихся в результате продолжительной коалесценции зародышей.

Литература:

1. *Oprya M., Kiro S., Worobiec A., Horemans B., Darchuk L., Novakovic V., Ennan A., Van Grieken R.* Size distribution and chemical properties of welding fumes of inhalable particles // *Journal of Aerosol Science*. – 2012. – V. 45. – P. 50-57.
2. *Brown, D.M., Wilson, M.R., MacNee, W., Stone, V. and Donaldson, K.* Size-dependent proinflammatory effects of ultrafine polystyrene particles: A role for surface area and oxidative stress in the enhanced activity of ultrafines // *Toxicology and Applied Pharmacology*. – 2001. – V. 175 (3). – P. 191-199.
3. *Donaldson K., Brown D., Clouter A., et al.* The pulmonary toxicology of ultrafine particles // *J Aerosol Med*. – 2002. – V.15. – P 213–220.
4. *Jenkins, N. T., et al.* Surfactant – Dispersion of metal fume particles // *Aerosol Science and Technology*. – 2005. – V. 39 (2). – P. 170-172.
5. *Oberdorster, G., Sharp, Z., Atudorei, V., Elder, A., Gelein, R., Lunts, A., Kreyling, W. and Cox, C.* Extrapulmonary translocation of ultrafine carbon particles following whole-body inhalation exposure of rats // *J. Toxicol. Env. Health, part A*. – 2002. – V. 65. – P. 1531-1543.
6. *Oberdorster, G., Sharp, Z., Atudorei, V., Elder, A., Gelein, R., Kreyling, W. and Cox, C.* Translocation of inhaled ultrafine particles to the brain // *Inhal. Toxicol.* – 2004. – V. 16 (6-7). – P. 437-445.
7. *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.
8. *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.
9. *Vishnyakov V.I., Kiro S.A., Ennan A.A.* Heterogeneous ion-induced nucleation in thermal dusty plasmas. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2011. – V.44. – P.215201(1)-(7).
10. *Vishnyakov V.I., Kiro S.A., Ennan A.A.* Formation of primary particles in welding fume. // *Journal of Aerosol Science*. – 2013. – V.58. – P.9-16.
11. *Куни Ф.М., Щекин А.К., Гринин А.П.* Теория гетерогенной нуклеации в условиях постепенного создания метастабильного состояния пара. // *Успехи физических наук*. – 2001. – Т.171.,№4. – С.345-385.
12. *Фукс Н.А.* Механика аэрозолей. – М.: Изд-во АН СССР, 1955. – 332с.

13. *Bahadur R., Ressel L.V.* Effect of surface tension from MD simulations on size-dependent deliquescence of NaCl nanoparticles. // *Aerosol Science and Technology*. – 2008. – V.42. – P.369-376.
14. *Vishnyakov V.I., Kiro S.A., Ennan A.A.* Bimodal size distribution of primary particles in welding fume as a result of coalescence. // *Journal of Aerosol Science*. – doi: 10.1016 / j.jaerosci.2013.09.007.
15. *Estrada P.R., Cuzzi J.N.* Solving the coagulation equation by the moments method. // *The Astrophysical Journal*. – 2008. – V.682. – P.515-526.
16. *Yu M., Lin J., Chan T.* A new moment method for solving the coagulation equation for particles in brownian motion. // *Aerosol Science and Technology*. – 2008. – V.42. – P.705-713.
17. *Fuglsang K., Gram L.K., Markussen J.B., Kristensen J.K.* Measurement of ultrafine particles in emmissions from welding processes. // 16th International Conference on Joining of Materials, May 2011, Elsinore, Denmark, available at <http://www14.force.dk/resources/3878.pdf>.
18. *Brand P., Lenz K., Reisgen U., Kraus T.* Number size distribution of fine and ultrafine particles from various welding processes. // *Annals of Occupational Hygiene*. – 2013. – V.57. – P.305-313.
19. *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.

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

**Утворення твердої складової зварювального аерозоля.
Частина III. Зростання і коалесценція зародків.**

АНОТАЦІЯ

Розглянуто процеси зростання і коалесценції зародків, що утворюються в плазмі зварювального аерозоля в результаті гетерогенної іон-індукованої нуклеації. Показана наявність інтенсивного перекачування атомів конденсуючої речовини з газової фази в конденсовану фазу, що обумовлене коалесценцією зародків. Цей процес приводить до зменшення пересичення пари конденсуючої речовини в пароповітряній суміші, припиненню нуклеації і початку бімодальної коалесценції. В результаті, до моменту фазового переходу крапель з рідкого стану в твердий, формується бімодальний розподіл первинних частинок ТССА по розмірах - частинки, що утворюються з крапель: з малим ступенем асоціації зародків (внутріньомодова коалесценція) і з великим ступенем асоціації зародків, в результаті їх тривалої коалесценції (внутріньомодова і міжмодова коалесценції).

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

Welding fumes formation. III. Growth and coalescence of the nuclei

SUMMARY

The processes of growth and coalescence of the nuclei formed in the dusty plasma of arc welding due to heterogeneous ion-induced nucleation is studied. There is a high flow rate of condensable atoms from the gas phase into the condensed phase resulting from coalescence of nuclei. This process leads to a decrease in the condensable vapor supersaturation and to the termination of nucleation and start of the bimodal coalescence. As a result, at the moment of phase transition, there is bimodal distribution of the primary particles: the small--size primary particles formed from drops with a low degree of association between the nuclei (intra--modal coalescence only), and the primary large--size particles formed from drops with a high degree of association of nuclei, resulting in their prolonged coalescence (intra--modal and intermodal coalescence).