

РАБОТА ОБРАЗОВАНИЯ НАНОКЛАСТЕРОВ СФЕРОИДАЛЬНОЙ ФОРМЫ ПРИ КОНДЕНСАЦИИ ПЕРЕОХЛАЖДЕННЫХ ПАРОВ ВОДЫ В ПРИСУТСТВИИ ИОНОВ

Г.В. Аникин, Л.С. Поденко

Институт криосферы Земли СО РАН, 625000, Тюмень, а/я 123, Россия, anikin@ikz.ru

Рассчитана работа образования зародыша новой фазы (в форме вытянутого или сплющенного сфероида) при конденсации переохлажденных паров воды в электрических полях ионов. Для частного случая сферических зародышей проведено сравнение с экспериментальными данными. Показано, что рассматриваемая модель согласуется с экспериментом лучше, чем классическая модель гетерогенного зародышеобразования на ионах.

Вода, пар, электрическое поле, ион, зародышеобразование

WORK OF THE FORMATION OF NANOCCLUSERS OF SPHEROIDAL SHAPE DURING CONDENSATION OF THE SUPERCOOLED VAPORS OF WATER IN THE PRESENCE OF IONS

G.V. Anikin, L.S. Podenko

Earth Cryosphere Institute SB RAS, 625000, Tyumen, P/O box 1230, Russia, anikin@ikz.ru

The work of the formation of the nucleus of new phase (shape of elongate or oblate spheroid) during the condensation of the supercooled water vapors in the electric fields of ions is calculated. For special case of spherical nucleus, comparison with experimental data is made. It is demonstrated that the model under consideration coordinates with the experiment better than the classical model of heterogeneous nucleation near ions.

Water, electric field, ion, nucleation

Известно, что ионы, присутствующие в верхних слоях атмосферы, инициируют спонтанную конденсацию пересыщенных паров воды и тем самым существенно влияют на процессы образования облаков и в целом на климат планеты [Седунов, 1972]. В случае конденсации переохлажденного пара зародышами новой фазы кристаллизации переохлажденной воды являются метастабильные нанокластеры, которые возникают вследствие флуктуаций плотности [Фольмер, 1986]. Кинетика конденсации и спонтанного льдообразования переохлажденной воды, прежде всего, определяется величиной работы образования зародышей новой фазы [Стрикленд-Констебл, 1971].

Ранее получено выражение для работы образования зародыша сфероидальной формы в присутствии ионов [Аникин, 2007; Anikin, Plotnikov, 2006]. Форма зародыша вблизи иона может существенно отклоняться от сферической [Аникин и др., 2001, 2003]. В настоящей работе рассмотрен общий случай образования сфероидального зародыша, имеющего форму вытянутого или сплющенного сфероида.

Как показано в [Аникин, 2007; Anikin, Plotnikov, 2006], работа образования зародыша сфероидальной формы в присутствии ионов дается выражением

$$W = -aV_x + \sigma S_x + \delta U, \quad (1)$$

где V_x , S_x – объем и площадь сфероидального зародыша соответственно; $a = (\mu_1 - \mu_2)/v$; μ_1 – химический потенциал метастабильной фазы, в которой образуется зародыш новой фазы с химическим потенциалом μ_2 ; v – объем, приходящийся на одну молекулу новой фазы; σ – коэффициент поверхностного натяжения на границе раздела фаз.

Вклад в работу образования зародыша от электрического поля ионов δU записывается в виде

$$\delta U = \sum_{i=1}^M U_i + \sum_{j=1}^K \sum_{i=1, i \neq j}^M \frac{Z_i Z_j e^2 (1/\epsilon_2 - 1/\epsilon_1)}{8\pi\epsilon_0 |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|} + U_0, \quad (2)$$

где Z_i , U_i , \mathbf{r}_i – кратность заряда, энергия локального взаимодействия с ближайшими молекулами и расстояние до центра зародыша для иона с номером i ; e – заряд электрона; ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума; ϵ_1 , ϵ_2 – диэлектрические проницаемости пара и жидкости соответственно; M – количество ионов, находящихся внутри зародыша; K – общее количество ионов.

Вычислим величину U_0 с помощью выражений для частоты образования зародышей сфероидальной формы, полученных в работе [Аникин, 2007].

Для этого перейдем к системе сфероидальных координат, которые связаны с декартовыми координатами следующим образом:

$$x = \frac{d}{2} \sqrt{(\xi^2 + (-1)^{1-q})(1-\eta^2)} \cos \varphi, \\ y = \frac{d}{2} \sqrt{(\xi^2 + (-1)^{1-q})(1-\eta^2)} \sin \varphi, \quad z = \frac{d}{2} \xi \eta. \quad (3)$$

Здесь x, y, z – декартовы координаты; ξ, η, φ – сфероидальные координаты; d – расстояние между фокусами сфероидов, образующих систему координат. Величина ξ – радиальная сфероидальная координата, а η, φ – угловые сфероидальные координаты; $q = 0$ в случае вытянутых и $q = 1$ в случае сплюснутых сфероидальных координат. Сфероидальные координаты задаются следующими областями определения:

$$\xi \in [1-q, \infty], \quad \eta \in [-1, 1], \quad \varphi \in [0, 2\pi]. \quad (4)$$

Обозначим потенциал электрического поля, образуемого системой ионов, через ϕ . Тогда

$$\phi = \phi_0 + \phi_1, \quad (5)$$

где ϕ_0 – гладкая функция, а ϕ_1 содержит все сингулярности и записывается в виде

$$\phi_1 = \sum_{i=1}^M \frac{eZ_i}{4\pi\epsilon_0\epsilon_2|\mathbf{r}-\mathbf{r}_i|} + \sum_{i=M+1}^K \frac{eZ_i}{4\pi\epsilon_0\epsilon_1|\mathbf{r}-\mathbf{r}_i|}. \quad (6)$$

Здесь \mathbf{r} – радиус-вектор точки пространства, в которой вычисляется потенциал электрического поля. Очевидно, что функция ϕ_0 должна удовлетворять уравнению

$$\Delta\phi_0 = 0, \quad (7)$$

или, иными словами, ϕ_0 должна удовлетворять уравнению Лапласа. Из работы [Аникин, 2007] следует, что решение уравнения (7) может быть записано в виде

$$\phi_{0I} = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=0}^l P_l^m(\eta) Q_l^m(i^q \xi) \times \\ \times (C_{lm} \cos(m\varphi) + D_{lm} \sin(m\varphi)); \quad (8)$$

$$\phi_{0II} = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=0}^l P_l^m(\eta) P_l^m(i^q \xi) \times \\ \times (A_{lm} \cos(m\varphi) + B_{lm} \sin(m\varphi)), \quad (9)$$

где ϕ_{0I} – потенциал вне зародыша; ϕ_{0II} – потенциал внутри зародыша. Здесь и в дальнейшем индексом I будем обозначать область вне зародыша, которая задается соотношением $\xi \geq \xi'$, а индексом II – область внутри зародыша, для которой $\xi \leq \xi'$. Величина ξ' задает поверхность зародыша, представляющего собой сфероид; $Q_l^m(i^q \xi)$, $P_l^m(i^q \xi)$ – полиномы Лежандра в нормировке, принятой в работе [Морс, Фешбах, 1960]. Связь $Q_l^m(i^q \xi)$,

$P_l^m(i^q \xi)$ с полиномами Лежандра в традиционной нормировке $\tilde{Q}_l^m(i^q \xi)$, $\tilde{P}_l^m(i^q \xi)$ дается следующими выражениями:

$$P_l^m(i^q \xi) = (-i)^m \tilde{P}_l^m(i^q \xi), \quad P_l^m(\eta) = \tilde{P}_l^m(\eta); \quad (10)$$

$$Q_l^m(i^q \xi) = (-1)^m \tilde{Q}_l^m(i^q \xi). \quad (11)$$

Как следует из работ [Аникин, 2007; Anikin, Plotnikov, 2006], должны выполняться соотношения

$$\phi_{0I} = \phi_{0II} \quad \text{при} \quad \xi = \xi'; \quad (12)$$

$$\left(\epsilon_2 \frac{\partial \phi_{0II}}{\partial \xi} - \epsilon_1 \frac{\partial \phi_{0I}}{\partial \xi} \right) = (\epsilon_1 - \epsilon_2) \frac{\partial \phi_1}{\partial \xi} \quad \text{при} \quad \xi = \xi'. \quad (13)$$

С учетом (8), (9) из (12) легко получить соотношения

$$C_{lm} = A_{lm} \frac{P_l^m(i^q \xi')}{Q_l^m(i^q \xi')}, \quad D_{lm} = B_{lm} \frac{P_l^m(i^q \xi')}{Q_l^m(i^q \xi')}. \quad (14)$$

С другой стороны, из (8), (9), (14) следует

$$\epsilon_2 \frac{\partial \phi_{0II}}{\partial \xi'} - \epsilon_1 \frac{\partial \phi_{0I}}{\partial \xi'} = \\ = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=0}^l P_l^m(\eta) P_l^m(i^q \xi') F_{lm}(i^q \xi') \times \\ \times (A_{lm} \cos(m\varphi) + B_{lm} \sin(m\varphi)), \quad (15)$$

где $F_{lm}(i^q \xi')$ является функцией от $\epsilon_1, \epsilon_2, \xi'$ и задается в виде

$$F_{lm}(i^q \xi') = \epsilon_2 \frac{d \ln(P_l^m(i^q \xi'))}{d \xi'} - \epsilon_1 \frac{d \ln(Q_l^m(i^q \xi'))}{d \xi'}. \quad (16)$$

Выражение для обратного расстояния, как следует из [Гобсон, 1952], может быть записано в виде

$$\frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_k|} = \frac{2}{d} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \sum_{m=0}^l i^{m+q} q_m \times \\ \times \left(\frac{(l-m)!}{(l+m)!} \right)^2 P_l^m(\eta) P_l^m(\eta_k) P_l^m(i^q \xi) \times \\ \times Q_l^m(i^q \xi_k) \cos(m(\varphi - \varphi_k)) \quad (17)$$

при $\xi_k \geq \xi$,

$$\frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_k|} = \frac{2}{d} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \sum_{m=0}^l i^{m+1} q_m \times \\ \times \left(\frac{(l-m)!}{(l+m)!} \right)^2 P_l^m(\eta) P_l^m(\eta_k) P_l^m(i^q \xi_k) \times \\ \times Q_l^m(i^q \xi) \cos(m(\varphi - \varphi_k)) \quad (18)$$

при $\xi_k \leq \xi$.

Подставляя (17), (18) в (6), получим на поверхности зародыша:

$$\begin{aligned} \phi_{1M} &= \sum_{k=1}^M \frac{eZ_k}{2\pi d \varepsilon_0 \varepsilon_2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \sum_{m=0}^l i^{m+q} q_m \left(\frac{(l-m)!}{(l+m)!} \right)^2 \times \\ &\times P_l^m(\eta) P_l^m(\eta_k) P_l^m(i^q \xi_k) Q_l^m(i^q \xi') \cos(m(\varphi - \varphi_k)), \\ \phi_{1K} &= \sum_{k=M+1}^K \frac{eZ_k}{2\pi d \varepsilon_0 \varepsilon_2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \sum_{m=0}^l i^{m+q} q_m \times \\ &\times \left(\frac{(l-m)!}{(l+m)!} \right)^2 P_l^m(\eta) P_l^m(\eta_k) \times \\ &\times P_l^m(i^q \xi') Q_l^m(i^q \xi_k) \cos(m(\varphi - \varphi_k)), \\ \phi_1 &= \phi_{1M} + \phi_{1K}. \end{aligned} \quad (19)$$

Далее, находим

$$\begin{aligned} (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) \frac{\partial \phi_1}{\partial \xi'} &= \frac{e(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{2\pi \varepsilon_0 \varepsilon_1 \varepsilon_2 d} \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=0}^l i^{m+q} q_m \times \\ &\times \left(\frac{(l-m)!}{(l+m)!} \right)^2 (G_{1lm} + G_{2lm}) P_l^m(\eta); \end{aligned} \quad (20)$$

$$\begin{aligned} G_{1lm} &= \varepsilon_1 \frac{dQ_l^m(i^q \xi')}{d\xi'} \sum_{k=1}^M Z_k P_l^m(\eta_k) P_l^m(i^q \xi_k) \times \\ &\times (\cos(m\varphi) \cos(m\varphi_k) + \sin(m\varphi) \sin(m\varphi_k)); \end{aligned} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} G_{2lm} &= \varepsilon_2 \frac{dP_l^m(i^q \xi')}{d\xi'} \sum_{k=M+1}^K Z_k P_l^m(\eta_k) Q_l^m(i^q \xi_k) \times \\ &\times (\cos(m\varphi) \cos(m\varphi_k) + \sin(m\varphi) \sin(m\varphi_k)). \end{aligned} \quad (22)$$

После перегруппировки выражение (20) записывается в виде

$$\begin{aligned} (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) \frac{\partial \phi_1}{\partial \xi'} &= \frac{e(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{2\pi \varepsilon_0 \varepsilon_1 \varepsilon_2 d} \times \\ &\times \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=0}^l i^{m+q} q_m \left(\frac{(l-m)!}{(l+m)!} \right)^2 P_l^m(\eta) \times \\ &\times (H_{1ml} \cos(m\varphi) + H_{2ml} \sin(m\varphi)). \end{aligned} \quad (23)$$

Величины H_{1lm} и H_{2lm} принимают вид

$$\begin{aligned} H_{1lm} &= \varepsilon_1 \frac{dQ_l^m(i^q \xi')}{d\xi'} \sum_{k=1}^M P_l^m(\eta_k) \times \\ &\times P_l^m(i^q \xi_k) Z_k \cos(m\varphi_k) + \varepsilon_2 \frac{dP_l^m(i^q \xi')}{d\xi'} \times \\ &\times \sum_{k=M+1}^K P_l^m(\eta_k) Q_l^m(i^q \xi_k) Z_k \cos(m\varphi_k); \end{aligned} \quad (24)$$

$$\begin{aligned} H_{2lm} &= \varepsilon_1 \frac{dQ_l^m(i^q \xi')}{d\xi'} \sum_{k=1}^M P_l^m(\eta_k) \times \\ &\times P_l^m(i^q \xi_k) Z_k \sin(m\varphi_k) + \\ &+ \varepsilon_2 \frac{dP_l^m(i^q \xi')}{d\xi'} \sum_{k=M+1}^K P_l^m(\eta_k) \times \\ &\times Q_l^m(i^q \xi_k) Z_k \sin(m\varphi_k). \end{aligned} \quad (25)$$

Из граничного условия (13) с учетом (15), (23) получаем

$$\begin{aligned} A_{lm} &= \frac{e(1/\varepsilon_2 - 1/\varepsilon_1)}{2\pi \varepsilon_0 d} i^{m+q} q_m (2l+1) \times \\ &\times \left(\frac{(l-m)!}{(l+m)!} \right)^2 \frac{H_{1lm}}{P_l^m(i^q \xi') F_{lm}(i^q \xi')}; \end{aligned} \quad (26)$$

$$\begin{aligned} B_{lm} &= \frac{e(1/\varepsilon_2 - 1/\varepsilon_1)}{2\pi \varepsilon_0 d} i^{m+q} q_m (2l+1) \times \\ &\times \left(\frac{(l-m)!}{(l+m)!} \right)^2 \frac{H_{2lm}}{P_l^m(i^q \xi') F_{lm}(i^q \xi')}. \end{aligned} \quad (27)$$

Для дальнейших преобразований введем функции

$$\begin{aligned} \alpha_{lm}(i^q \xi') &= \\ &= \frac{\varepsilon_2 (d \ln P_l^m(i^q \xi') / d\xi')}{\varepsilon_2 (d \ln P_l^m(i^q \xi') / d\xi') - \varepsilon_1 (d \ln Q_l^m(i^q \xi') / d\xi')}; \end{aligned} \quad (28)$$

$$\begin{aligned} \beta_{lm}(i^q \xi') &= \\ &= \frac{-\varepsilon_1 (d \ln Q_l^m(i^q \xi') / d\xi')}{\varepsilon_2 (d \ln P_l^m(i^q \xi') / d\xi') - \varepsilon_1 (d \ln Q_l^m(i^q \xi') / d\xi')}. \end{aligned} \quad (29)$$

Подставляя (24), (25) в (26), (27) и учитывая (28), (29), получаем

$$\begin{aligned} A_{lm} &= \frac{e(1/\varepsilon_2 - 1/\varepsilon_1)}{2\pi \varepsilon_0 d} i^{m+q} q_m (2l+1) \times \\ &\times \left(\frac{(l-m)!}{(l+m)!} \right)^2 \left(-\frac{Q_l^m(i^q \xi')}{P_l^m(i^q \xi')} \beta_{lm}(i^q \xi') \times \right. \\ &\times \sum_{k=1}^M Z_k P_l^m(\eta_k) P_l^m(i^q \xi_k) \cos(m\varphi_k) + \alpha_{lm}(i^q \xi') \times \\ &\times \left. \sum_{k=M+1}^K Z_k P_l^m(\eta_k) Q_l^m(i^q \xi_k) \cos(m\varphi_k) \right); \end{aligned} \quad (30)$$

$$B_{lm} = \frac{e(1/\varepsilon_2 - 1/\varepsilon_1)}{2\pi\varepsilon_0 d} i^{m+q} q_m (2l+1) \times \left(\frac{(l-m)!}{(l+m)!} \right)^2 \left(-\frac{Q_l^m(i^q \xi')}{P_l^m(i^q \xi')} \right) \beta_{lm}(i^q \xi') \times \sum_{k=1}^M Z_k P_l^m(\eta_k) P_l^m(i^q \xi_k) \sin(m\varphi_k) + \alpha_{lm}(i^q \xi') \times \sum_{k=M+1}^K Z_k P_l^m(\eta_k) Q_l^m(i^q \xi_k) \sin(m\varphi_k) \Bigg). \quad (31)$$

Вычислим вклад в работу образования зародыша от электрического взаимодействия δU , заданную выражением (2). Учитывая, что для $\Phi_{0II}(\mathbf{r}_k)$ и $\Phi_{0I}(\mathbf{r}_k)$ выполняются соотношения

$$\Phi_{0II}(\mathbf{r}_k) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=0}^l P_l^m(\eta_k) P_l^m(i^q \xi_k) \times (A_{lm} \cos(m\varphi_k) + B_{lm} \sin(m\varphi_k)); \quad (32)$$

$$\Phi_{0I}(\mathbf{r}_k) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=0}^l P_l^m(\eta_k) Q_l^m(i^q \xi_k) \frac{P_l^m(i^q \xi')}{Q_l^m(i^q \xi')} \times (A_{lm} \cos(m\varphi_k) + B_{lm} \sin(m\varphi_k)), \quad (33)$$

с помощью (30), (31) можно получить выражение для U_0 . В соответствии с [Аникин, 2007] имеем

$$U_0 = \frac{e^2(1/\varepsilon_2 - 1/\varepsilon_1)}{4\pi\varepsilon_0 d} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \times \sum_{m=0}^l i^{m+q} q_m \left(\frac{(l-m)!}{(l+m)!} \right)^2 \left(-\frac{Q_l^m(i^q \xi')}{P_l^m(i^q \xi')} \right) \times \beta_{lm}(i^q \xi') \sum_{j=1}^M \sum_{k=1}^M Z_j Z_k P_l^m(\eta_k) \times P_l^m(i^q \xi_k) P_l^m(\eta_j) P_l^m(i^q \xi_j) \times \cos(m(\varphi_j - \varphi_k)) + (\alpha_{lm}(i^q \xi') - \beta_{lm}(i^q \xi')) \times \sum_{j=1}^M \sum_{k=M+1}^K Z_j Z_k P_l^m(\eta_k) P_l^m(i^q \xi_j) P_l^m(\eta_j) Q_l^m(i^q \xi_k) \times \cos(m(\varphi_j - \varphi_k)) + \alpha_{lm}(i^q \xi') \frac{P_l^m(i^q \xi')}{Q_l^m(i^q \xi')} \times \sum_{j=M+1}^K \sum_{k=M+1}^K Z_j Z_k P_l^m(\eta_k) Q_l^m(i^q \xi_k) \times P_l^m(\eta_j) Q_l^m(i^q \xi_j) \cos(m(\varphi_j - \varphi_k)) \Bigg). \quad (34)$$

В работе [Аникин, 2007] показано, что при трансформации эллипсоида в сферу выражение (34) переходит в выражение для сферы, полученное ранее [Аникин, 2007; Anikin, Plotnikov, 2006].

Найдем выражение для δU в случае образования сфероидального зародыша в присутствии только одного иона. Полагаем

$$Z_j = 0, U_j = 0 \text{ при } j \neq 1, \quad (35)$$

$$Z_j = Z, U_j = V \text{ при } j = 1.$$

В этом случае из (34) получаем

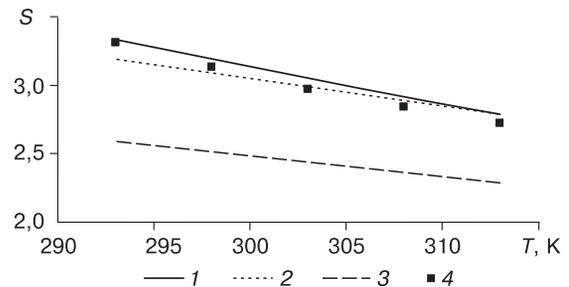
$$U_0 = \frac{(Ze)^2(1/\varepsilon_2 - 1/\varepsilon_1)}{4\pi d \varepsilon_0} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \times \sum_{m=0}^l i^{m+q} q_m \frac{(l-m)!}{(l+m)!} \alpha_{lm}(i^q \xi') \times (P_l^m(\eta))^2 (Q_l^m(i^q \xi))^2 \frac{P_l^m(i^q \xi')}{Q_l^m(i^q \xi')}, \quad (36)$$

если ион находится вне сфероидального зародыша;

$$U_0 = \frac{-(Ze)^2(1/\varepsilon_2 - 1/\varepsilon_1)}{4\pi d \varepsilon_0} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \times \sum_{m=0}^l i^{m+q} q_m \frac{(l-m)!}{(l+m)!} \beta_{lm}(i^q \xi') \times (P_l^m(\eta))^2 (P_l^m(i^q \xi))^2 \frac{Q_l^m(i^q \xi')}{P_l^m(i^q \xi')}, \quad (37)$$

если ион находится внутри сфероидального зародыша.

Нами выполнены расчеты температурной зависимости степени пересыщения паров $S = N_1/N_{1\infty}$ (N_1 – концентрация паров, начиная с которой фиксируется нуклеация воды; $N_{1\infty}$ – концентрация насыщенных паров, начиная с которой фиксируется нуклеация воды) для случая



Температурная зависимость степени пересыщения (S) переохлажденных паров воды:

1 – гомогенная нуклеация; 2 – нуклеация при концентрации ионов $10^{10.5} \text{ м}^{-3}$ (наши расчеты); 3 – расчеты с использованием модели Томсона [Фольмер, 1986]; 4 – экспериментальные результаты [Rabeony, Mirabel, 1987].

Значения параметра V
при концентрации ионов $10^{11,5} \text{ м}^{-3}$

Название среды	Температура, К	V , эВ
Четыреххлористый углерод	272	-0,96
	275	-1,04
	281,5	-1,12
Метиловый спирт	258	-2,43
	263	-2,69
	265	-2,70

образования сфероидального зародыша в присутствии одного иона. В качестве порогового значения частоты зародышеобразования, при которой обнаруживается нуклеация, было принято значение $J = 10^6 \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ [Стрикленд-Констебл, 1971]. Результаты расчета сравнивались с экспериментальными данными [Rabeony, Mirabel, 1987], при этом использован единственный подгоночный параметр V .

Для воды результаты расчета степени пересыщения пара слабо зависят от параметра V при заданных условиях эксперимента. Так, значение S меняется менее чем на один процент при изменении V на 3 эВ. Зависимость S от температуры для переохлажденных паров воды приведена на рисунке.

Для сравнения аналогичные расчеты выполнены для метилового спирта и четыреххлористого углерода. Наблюдается выраженная зависимость степени пересыщения пара от параметра V для указанных соединений. В таблице приведены значения V , при которых реализуется наилучшее совпадение данных эксперимента и расчета.

Следует отметить, что предложенный подход в сравнении с моделью Томсона является более универсальным, охватывает случаи как гетерогенной, так и гомогенной нуклеации, учитывает варианты нахождения иона внутри и вне зародыша, включает локальное взаимодействие иона с ближайшим окружением. Это, в частности, позволяет оценить энергию такого взаимодействия путем сравнения данных эксперимента и расчета.

Литература

- Аникин Г.В. Задача о нуклеации вблизи нескольких ионов. М., 2007, 45 с. Деп. в ВИНТИ 11.01.07, № 11.
- Аникин Г.В., Плотников С.Н., Шавлов А.В. Влияние постоянного однородного электрического поля на образование зародышей льда // Криосфера Земли, 2001, т. V, № 1, с. 55–57.
- Аникин Г.В., Плотников С.Н., Шавлов А.В. Параметры критического зародыша льда в присутствии постоянного однородного электрического поля // Криосфера Земли, 2003, т. VII, № 1, с. 60–61.
- Гобсон Е.В. Теория сферических и эллипсоидальных функций. М., Изд-во иностр. лит., 1952, 204 с.
- Морс Ф.М., Фешбах Г. Методы теоретической физики. Т. 2. М., Изд-во иностр. лит., 1960, 220 с.
- Седунов Ю.С. Физика образования жидкокапельной фазы в атмосфере. Л., Гидрометеоиздат, 1972, 206 с.
- Стрикленд-Констебл Р.Ф. Кинетика и механизмы кристаллизации. Л., Недра, 1971, 310 с.
- Фольмер М. Кинетика образования новой фазы. М., Наука, 1986, 204 с.
- Anikin G.V., Plotnikov S.N. Kinetics of nucleation in highly polar substance in the presence of ions // Rus. J. Phys. Chem., 2006, vol. 80, Suppl. 1, p. 85.
- Rabeony H., Mirabel P. Experimental study of vapor nucleation on ions // J. Phys. Chem., 1987, vol. 91, p. 1815.

Поступила в редакцию
30 июня 2008 г.