

УДК: 621.396.6.019:536.5.001.24

ОБЪЕМНАЯ КОНДЕНСАЦИЯ ПАРА ПРИ ИНТЕНСИВНОМ ИСПАРЕНИИ С МЕЖФАЗНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

©2024 г. Н. М. Корценштейн^{1, 2}, Л. В. Петров^{2, 3},

А. В. Рудов⁴, А. К. Ястребов^{2, 4, *}

¹Объединенный институт высоких температур РАН,
Ижорская ул., 13, стр. 2, Москва, 125412 Россия

²Научно-исследовательский институт механики Московского государственного
университета им. М. В. Ломоносова,
Мичуринский пр., 1, Москва, 119192 Россия

³Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»,
пл. Академика Курчатова, 1, Москва, 123182 Россия

⁴Национальный исследовательский университет «МЭИ»,
Красноказарменная ул., 14, Москва, 111250 Россия

*e-mail: akyastrebov@yandex.ru

Поступила в редакцию 16.06.2024 г.

После доработки 30.08.2024 г.

Принята к публикации 06.09.2024 г.

Предложен итерационный подход к анализу взаимодействия процессов интенсивного испарения и объемной конденсации вблизи поверхности испарения. В рамках этого подхода результаты численного решения кинетического уравнения Больцмана для интенсивного испарения с межфазной поверхности использованы при расчете кинетики процесса объемной конденсации вблизи поверхности испарения. Показано, что за время существования пересыщенного состояния, предсказываемого на основе решения без учета конденсации, конденсационный аэрозоль успевает сформироваться. Согласно полученным результатам, образование капель вблизи поверхности испарения и тепловое воздействие конденсации на параметры пара необходимо учитывать при анализе интенсивного испарения с межфазной поверхности.

Ключевые слова: интенсивное испарение, кинетическое уравнение Больцмана, объемная конденсация, конденсационный аэрозоль

DOI: 10.31857/S0023291224060091, EDN: VLEQDA

ВВЕДЕНИЕ

При численном анализе интенсивного испарения с поверхности конденсированной фазы было показано [1], что пар, движущийся от межфазной границы, является пересыщенным. При этом степень пересыщения (отношение давления пара к давлению насыщения при его температуре) растет с увеличением потока массы и при определенной интенсивности процесса может достигать таких значений, при которых становится возможной объемная конденсация в паре. В монографии [2] говорится об экспериментальном наблюдении пересыщения пара, образовавшегося в результате испарения металлической капли под воздействием лазерного излучения. Авторы экспериментальных исследований

температурного профиля испаряющейся жидкости [3–5], а также работ [6–9], посвященных расчетному анализу испарения с межфазной поверхности, отмечают инверсный температурный профиль на границе испаряющейся жидкости и пара. Следовательно, актуальной задачей является исследование взаимодействия процессов интенсивного испарения и объемной конденсации пара вблизи межфазной поверхности. При численном исследовании учет влияния объемной конденсации на испарение может быть произведен, в частности, двумя путями: 1) включением процесса объемной конденсации в схему решения кинетического уравнения Больцмана (КУБ) методом расщепления по физическим процессам [10] – разработка этого направления начата в работе [11];

2) итерационным путем, который реализован в данной работе. При этом нулевой итерацией являются результаты решения задачи об интенсивном испарении с межфазной поверхности без учета конденсации. Результаты, полученные на нулевой итерации, далее используются для расчета процесса объемной конденсации на первой итерации. Вторая итерация предполагает решение кинетического уравнения Больцмана с учетом найденных параметров конденсационного аэрозоля и теплового эффекта объемной конденсации. Данная работа состоит из двух частей, которые соответствуют нулевой и первой итерациям. В отличие от [11], при описании кинетики объемной конденсации использовалось уравнение для функции распределения капель по размерам, а также учитывался тепловой эффект процесса конденсации на параметры пара и капель.

ИНТЕНСИВНОЕ ИСПАРЕНИЕ НА МЕЖФАЗНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Данная часть статьи соответствует нулевой итерации предлагаемого итерационного подхода, а именно решению задачи об интенсивном испарении с межфазной поверхности без учета объемной конденсации.

Рассматривалась следующая постановка задачи. Область, занятая паром, ограничена двумя бесконечными плоскими поверхностями, на которых возможны процессы испарения и конденсации. До начала рассматриваемого процесса температуры поверхностей одинаковы и равны заданной величине T_{cold} , пар находится в состоянии насыщения при этой температуре. В начальный момент времени температура «горячей» поверхности мгновенно увеличивается до заданного значения T_{hot} , и на этой поверхности начинается испарение. В дальнейшем температура поверхности поддерживается постоянной. Расчет прекращался после того, как вызванное испарением возмущение в паре доходит до «холодной» межфазной поверхности. В принятой постановке движение межфазных поверхностей и возможные отклонения их формы от плоскости не учитывались.

Схема задачи показана на рис. 1.

Анализ интенсивного испарения в существенно неравновесных условиях выполнен путем численного решения кинетического уравнения Больцмана (КУБ) в одномерной нестационарной постановке [12]:



Рис. 1. Схема задачи об интенсивном испарении.

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \xi_x \frac{\partial F}{\partial x} = J(F). \quad (1)$$

Здесь F — функция распределения молекул пара по скоростям, t — время, x — координата, ξ_x — проекция скорости молекулы на ось x , J — интеграл столкновений. В качестве граничных условий для КУБ задается функция распределения для молекул, движущихся от межфазной поверхности. В данной работе считается, что эти молекулы имеют распределение Максвелла с температурой соответствующей поверхности:

$$x = 0, \quad \xi_x > 0:$$

$$F = \frac{n_s(T_{\text{hot}})}{(2\pi R_v T_{\text{hot}})^{3/2}} \exp\left(-\frac{\xi_x^2 + \xi_y^2 + \xi_z^2}{2R_v T_{\text{hot}}}\right), \quad (2)$$

$$x = L, \quad \xi_x < 0:$$

$$F = \frac{n_s(T_{\text{cold}})}{(2\pi R_v T_{\text{cold}})^{3/2}} \exp\left(-\frac{\xi_x^2 + \xi_y^2 + \xi_z^2}{2R_v T_{\text{cold}}}\right). \quad (3)$$

Здесь $n_s(T)$ — количество молекул насыщенного пара в единице объема при температуре T , $R_v = R/\mu_v$, R — универсальная газовая постоянная, μ_v — молярная масса пара.

При решении КУБ использовалась схема расщепления по физическим процессам КУБ [10], для расчета интеграла столкновений использовался консервативный метод [13]. Использование такого подхода позволило провести расчеты для большого количества вариантов исходных данных, так как численное решение уравнения Больцмана требует достаточно больших затрат времени даже при использовании современной вычислительной техники, при этом основные затраты времени связаны с расчетом пятикратного интеграла столкновений.

Расчеты проводились для воды, метанола, этанола, азота и аргона, отношение температур «горячей» и «холодной» поверхностей $T_{\text{hot}}/T_{\text{cold}}$ варьировалось от 1.02 до 1.5. Следует отметить, что учет внутренних степеней свободы молекул существенно усложняет расчет интеграла столкновений в уравнении Больцмана, поэтому внутренние степени свободы не учитывались в расчетах, так что полученные результаты расчетов для всех веществ, кроме аргона, который является одноатомным газом, являются приближенными. Результаты расчетов для различных веществ и различных параметров расчета качественно не отличаются. В качестве примера на рис. 2 представлены результаты расчетов для воды при температурах «горячей» и «холодной» поверхности 300.465 К и 273.15 К соответственно. Показаны зависимости давления и температуры от координаты в различные моменты времени в безразмерном виде.

Безразмерные параметры определяются следующим образом:

$$\begin{aligned} T^* &= T/T_{\text{cold}}, \quad p^* = p/p_s(T_{\text{cold}}), \\ x^* &= x/\langle l_{\text{cold}} \rangle, \quad t^* = t\sqrt{R_v T_{\text{cold}}}/\langle l_{\text{cold}} \rangle. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $\langle l_{\text{cold}} \rangle$ — средняя длина свободного пробега молекул пара в состоянии насыщения при температуре «холодной» поверхности. Давление пара в области между «горячей» межфазной поверхностью и фронтом возмущения почти постоянно, за исключением слоя Кнудсена вблизи межфазной поверхности, безразмерная толщина которого близка к 10. Вблизи горячей поверхности температура понижается, что создает условия для пересыщения пара и его объемной конденсации.

Широкий диапазон исходных данных рассматривался для того, чтобы подтвердить или опровергнуть сделанный на основании первых расчетов вывод, что максимум степени пересыщения достаточно близок к отношению давлений насыщения при температурах T_{hot} и T_{cold} . Проведенные расчеты показали, что этот вывод является корректным только для некоторых веществ при малом значении $T_{\text{hot}}/T_{\text{cold}}$. Пример

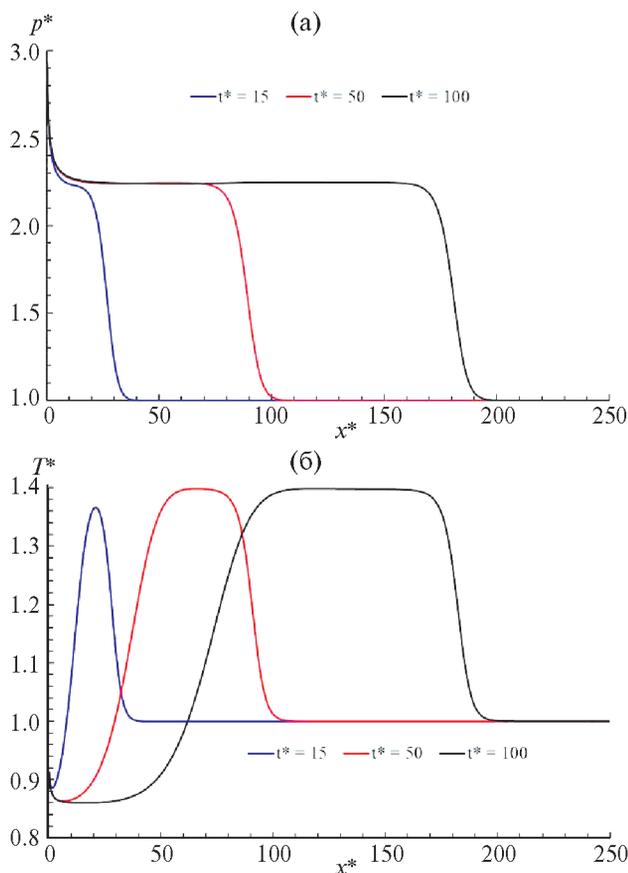


Рис. 2. Зависимости давления и температуры от координаты в различные моменты времени.

зависимости максимальной степени пересыщения и отношения давлений от величины $T_{\text{hot}}/T_{\text{cold}}$ для аргона и азота показан на рис. 3.

В [14] для задачи о конденсации из полубесконечного пространства было выполнено сравнение результатов численного решения кинетического уравнения Больцмана со стационарным соотношением для потока массы при интенсивной дозвуковой конденсации [1]. Аналогичное сравнение для рассматриваемой задачи не представляется корректным. В нестационарной задаче о конденсации [14] в области между поверхностью раздела фаз и фронтом возмущения плотность, давление и температура пара (за исключением слоя Кнудсена) и поток массы постоянны. В нестационарной задаче об испарении, рассматривавшейся в настоящей работе, плотность пара и поток массы в области между «горячей» поверхностью и фронтом возмущения зависят от координаты, вследствие чего не ясно, какую плотность из численного решения надо подставлять в стационарное соотношение и с каким потоком массы из численного решения надо сравнивать расчетное значение. Представляется, что такое отличие задач об испарении и конденсации связано с тем, что интенсивное испарение является однопараметрической задачей: для определения потока массы и всех величин в газодинамической области необходимо задать лишь одну величину вдали от слоя Кнудсена, например, плотность пара, при этом интенсивная дозвуковая конденсация — двухпараметрическая задача, т.е. для расчета потока массы необходимо знать два параметра вдали от слоя Кнудсена [1].

Как было отмечено выше, уравнение Больцмана решалось в безразмерном виде, при этом пространственный и временной масштабы при давлениях, близких к атмосферному, могут быть очень малы. Например, для воды при атмосферном давлении это и величины имеют порядок 10^{-8} м

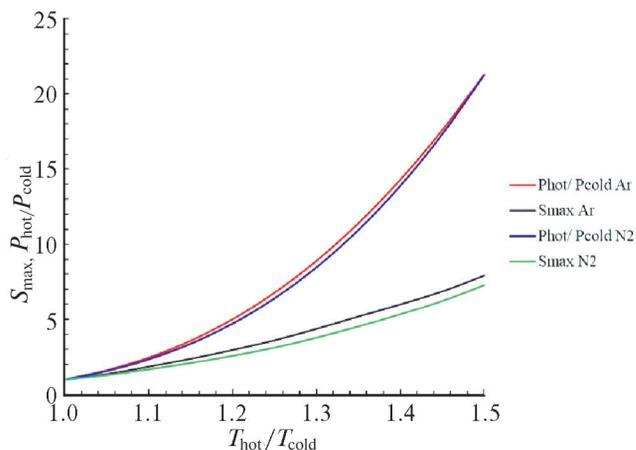


Рис. 3. Зависимость максимальной степени пересыщения и отношения давлений насыщения при температурах поверхностей от отношения температур поверхностей.

и 10^{-10} с соответственно. Тогда при числе Кнудсена 0.004 возмущение, вызванное повышением температуры «горячей» поверхности, доходит до «холодной» поверхности за время порядка 10^{-8} с. Число Кнудсена в данном случае определяется как отношение средней длины свободного пробега молекул насыщенного пара при температуре «холодной» поверхности к расстоянию между «горячей» и «холодной» поверхностями. Очевидно, что за такое время объемная конденсация не успеет произойти. Увеличение расстояния между поверхностями для увеличения рассматриваемого интервала времени приводит к резкому росту затрат времени для расчетов, которое растет примерно пропорционально квадрату расстояния. В связи с этим была рассмотрена возможность применения неравномерной сетки по координате, в которой используется мелкий шаг вблизи поверхности, на которой происходит испарение, и крупный – вдали от нее. Примеры сравнения результатов, полученных с использованием различных сеток, представлены на рис. 4. Показаны результаты для воды при начальной температуре 273.15 К, $T_{\text{hot}}/T_{\text{cold}} = 1.1$. Для равномерной сетки шаг по координате постоянен и равен 0.5, для неравномерной сетки первый шаг по координате равен 0.5, каждый следующий больше предыдущего на 5%, при этом увеличение шага прекращается, когда шаг

становится больше 2. Видно, что переход к неравномерной сетке приводит к увеличению ширины фронта возмущения, однако давление пара в области между «горячей» поверхностью и фронтом не меняется. Область, в которой пар является достаточно пересыщенным, для неравномерной сетки несколько меньше. Таким образом, переход к неравномерной сетке позволяет получить корректные данные для оценки возможности объемной конденсации при меньших затратах времени или при большем расстоянии между поверхностями.

На рис. 5 показаны зависимости температуры и степени пересыщения от времени при $x^* = 5$ для воды при различных начальных температурах и $T_{\text{hot}}/T_{\text{cold}} = 1.1$. Видно, что с понижением начальной температуры степень пересыщения пара увеличивается. Вместе с очевидным выводом о росте степени пересыщения с увеличением значения $T_{\text{hot}}/T_{\text{cold}}$ это позволяет сделать следующий вывод: для каждой начальной температуры существует минимальное значение $T_{\text{hot}}/T_{\text{cold}}$, которое обеспечивает

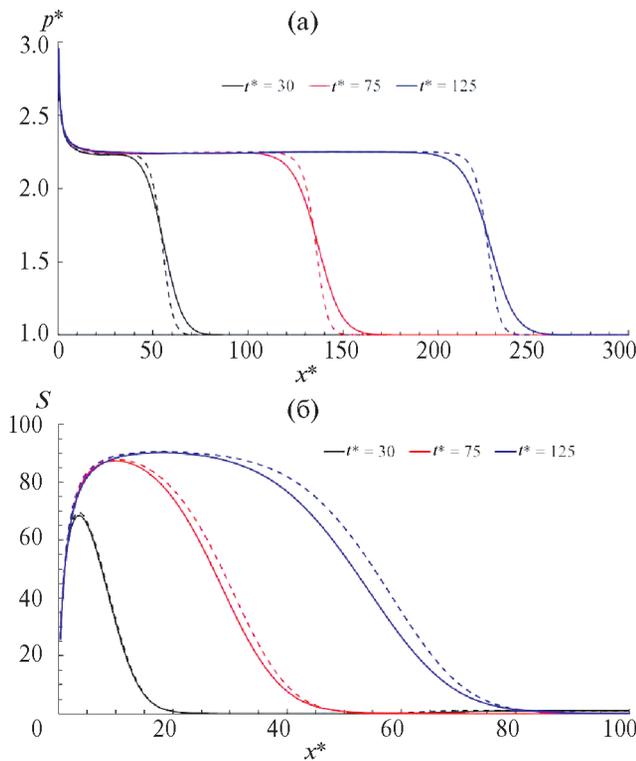


Рис. 4. Зависимости давления и степени пересыщения от координаты в различные моменты времени для воды при начальной температуре 273.15 К, $T_{\text{hot}}/T_{\text{cold}} = 1.1$ (сплошные линии – неравномерная сетка, штриховые линии – равномерная сетка).

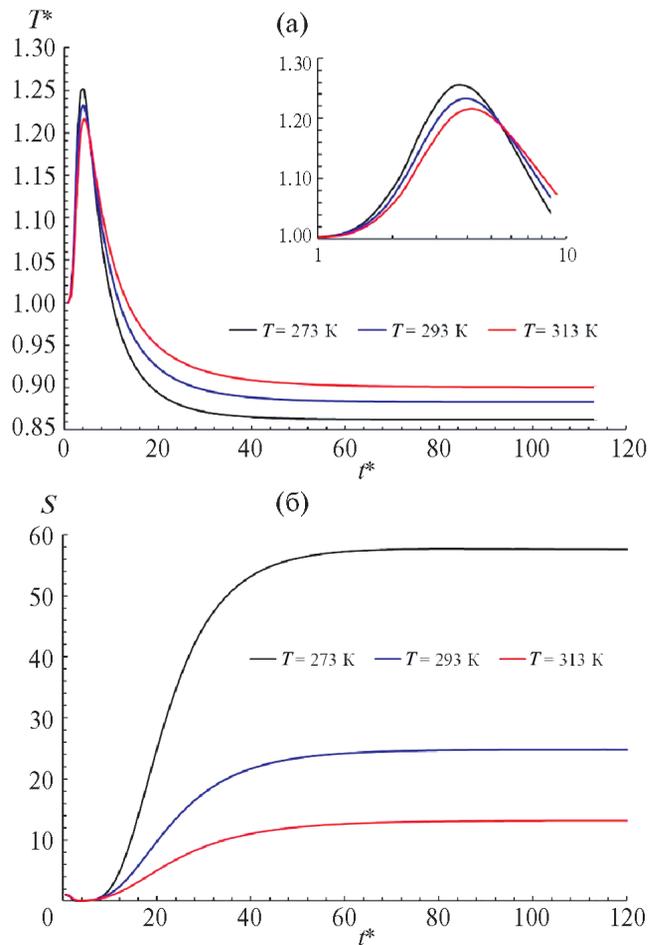


Рис. 5. Зависимости температуры и степени пересыщения от времени при $x^* = 5$ для воды при различных значениях начальной температуры и $T_{\text{hot}}/T_{\text{cold}} = 1.1$.

пересыщение, достаточное для интенсивного образования зародышей.

Необходимые для проведения расчетов данные по температурной зависимости давления насыщенного пара определялись следующим образом. Для водяного пара использовались зависимости [15]

$$p_s = \frac{\exp\left(34.494 - \frac{4924.99}{t + 237.1}\right)}{(t + 105)^{1.57}} \quad t > 0^\circ\text{C}, \quad (5)$$

$$p_s = \frac{\exp\left(43.494 - \frac{6545.8}{t + 278}\right)}{(t + 868)^2} \quad t \leq 0^\circ\text{C}. \quad (6)$$

Здесь t – температура в градусах Цельсия, p_s – давление насыщенного пара в Па. Для линии насыщения аргона и азота использовалось уравнение вида [16, 17]

$$\lg p_s = A - B/(T + C). \quad (7)$$

Размерность давления в (7) – бар = 10^5 Па. Для аргона [16] $A = 3.29555$, $B = 215.24$, $C = -22.233$; для азота [17] $A = 3.7362$, $B = 264.651$, $C = -6.788$

В заключение следует отметить, что результаты авторов (в частности, на рис. 2) качественно не отличаются от данных [11] (в частности, на рис. 3), полученных для задачи об испарении и конденсации при отсутствии центров конденсации в объеме пара.

ОБЪЕМНАЯ КОНДЕНСАЦИЯ ПЕРЕСЫЩЕННОГО ПАРА

Данная часть статьи соответствует первой итерации предлагаемого итерационного подхода, а именно расчету процесса объемной конденсации с использованием зависимостей температуры и давления пара от времени, полученных на нулевой итерации. Результаты решения задачи об интенсивном испарении на основе КУБ, представленные выше, были использованы для расчета кинетики объемной конденсации вблизи поверхности испарения. На основе анализа массива расчетных данных для водяного пара было выбрано расстояние вблизи поверхности испарения (5 длин свободного пробега молекул пара, что, например, соответствует 80 мкм при $T_{\text{cold}} = 273.15$ К), и для этого расстояния получены зависимости температуры и степени пересыщения от времени (рис. 5). Использование этих данных позволило также найти зависимость давления от времени в соответствии с определением степени пересыщения s :

$$s = p/p_s(T). \quad (8)$$

Здесь p – давление пара, $p_s(T)$ – давление насыщения при температуре пара T . Следует отметить, что увеличение этого расстояния приводит только

к сдвигу данных зависимостей по времени при отсутствии других количественных изменений, а на меньшем расстоянии от поверхности испарения пар еще нельзя считать сплошной средой. Для временного отрезка, соответствующего времени существования пересыщенного состояния пара, эти зависимости были аппроксимированы полиномами (для хорошей точности оказалось достаточно третьей степени) и в таком виде использованы в программе COND KINET-1 [18] для численного решения системы моментных уравнений кинетики объемной конденсации. Описание процедуры представлено ниже.

Для вычисления концентрации и распределения по размерам образующихся микрокапель было использовано кинетическое уравнение для функции распределения капель по размерам. В случае гомогенной конденсации в пространственно однородной нестационарной задаче без учета коагуляции это уравнение имеет следующий вид [19]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial(\dot{r}f)}{\partial r} = \frac{I}{\rho} \delta(r - r_{\text{cr}}). \quad (9)$$

Здесь f – функция распределения капель по размерам, нормированная на число капель в единице массы двухфазной смеси, ρ – плотность двухфазной смеси, r – радиус капли, \dot{r} – скорость роста капель, δ – дельта-функция, I – скорость нуклеации, определяющая число зародышей критического размера (радиуса) r_{cr} , образующихся в единицу времени в единице объема. Согласно формуле Гиббса-Томсона,

$$r_{\text{cr}} = \frac{2\sigma\mu_v}{\rho_l RT \ln s}, \quad (10)$$

где σ – коэффициент поверхностного натяжения, ρ_l – плотность жидкости (вещества капли), μ_v – молярная масса пара.

Скорость нуклеации вычислялась согласно классической теории нуклеации [20]:

$$I_{\text{CNT}} = \left(\frac{\alpha}{\rho_l}\right) \left(\frac{p}{RT}\right)^2 \sqrt{\frac{2\mu_v \sigma N_A^3}{\pi}} \exp\left[-\frac{16\pi N_A \left(\frac{\sigma}{R}\right)^3 \left(\frac{\mu_v}{\rho_l}\right)^2}{3T^3 (\ln s)^2}\right], \quad (11)$$

где α – коэффициент конденсации, N_A – число Авогадро. Для воды было принято $\rho_l = 1000$ кг/м³, температурная зависимость σ учитывалась согласно выражению [21]

$$\sigma = B(1 - \tau)^{1.256} [1 + b(1 - \tau)], \quad (12)$$

где $B = 235.8$ мН/м, $b = -0.625$, $\tau = T/T_c$, $T_c = 647.096$ К.

Предполагался свободномолекулярный режим взаимодействия капель с газовой фазой, поэтому

скорость роста капель определялась по формуле Герца-Кнудсена [22]:

$$\dot{r} = \frac{\alpha}{\rho_l} \left(\frac{p}{\sqrt{2\pi R_v T}} - \frac{p_s(T_d)}{\sqrt{2\pi R_v T_d}} \right), \quad (13)$$

где $R_v = R/\mu_v$, T_d – температура капель.

В общем случае моделирование процесса объемной конденсации должно включать и рассмотрение теплообмена образующихся капель с паром для определения их температуры. На данном этапе использовано однотемпературное приближение, предполагающее равенство температуры капель и пара. В этом случае, как показывает опыт расчетов [23], массовая доля образующихся капель максимальна по сравнению со случаем учета перегрева капель относительно пара. Однотемпературное приближение, таким образом, дает оценку сверху по тепловому эффекту процесса конденсации. В общем случае следует также учесть зависимость давления насыщенного пара над каплей от ее радиуса согласно формуле Томсона [19]:

$$p_s(T, r) = p_s(T) \exp\left(\frac{r_{cr}}{r} \ln s\right). \quad (14)$$

С учетом (14) скорость роста капель (13) зависит от их радиуса даже в свободномолекулярном режиме. Численное решение уравнения (9) в этом случае возможно провести методом, предложенным в работе [24]. Без учета зависимости (14) в свободномолекулярном режиме скорость роста капель не зависит от их радиуса, и для решения кинетического уравнения подойдет более простой в реализации моментный метод [19], который позволяет получить эквивалентную (6) систему уравнений для моментов функции распределения:

$$\frac{d\Omega_i}{dt} = i\dot{r}\Omega_{i-1} + \frac{I}{\rho} r_{cr}^i, \quad \Omega_i = \int_{r_{cr}}^{\infty} r^i f dr. \quad (15)$$

Решение данной системы уравнений при $i = 0-3$ позволяет определить искомые параметры конденсационного аэрозоля: число капель в единице объема $n_d = \rho\Omega_0$, средний размер капель $r_d = \Omega_1 / \Omega_0$, массовую долю конденсата $g_d = 4\pi\rho_l\Omega_3 / 3$. Сравнение результатов, полученных в [25] с учетом и без учета зависимости (14), показал, что отказ от учета (14) дает более низкие значения n_d и близкие значения g_d . На данном этапе использовалась система моментных уравнений (15) и замыкающие соотношения:

$$\frac{dT}{dt} = \left(\frac{dT}{dt}\right)_{BKE} + \left(\frac{dT}{dt}\right)_{cond}, \quad (16)$$

$$\left(\frac{dT}{dt}\right)_{cond} = \frac{L}{c_p} \frac{dg_d}{dt}, \quad (17)$$

$$p = p_{BKE}(1 - g_d). \quad (18)$$

Здесь $(dT/dt)_{BKE}$ и p_{BKE} – производная от температуры и давление, рассчитанные по численному решению КУБ без учета объемной конденсации и аппроксимированные полиномами, $(dT/dt)_{cond}$ – производная от температуры, учитывающая тепловыделение в процессе объемной конденсации, L – теплота испарения, c_p – теплоемкость смеси пара и капель:

$$c_p = (1 - g_d)c_{pv} + g_dc_l, \quad (19)$$

где c_{pv} и c_l – теплоемкости пара и жидкости соответственно. Для воды было принято $c_l = 4200$ Дж/(кг·К), $c_{pv} = 1920$ Дж/(кг·К). Зависимость теплоты парообразования от температуры учитывалась на основе линейной аппроксимации данных [21], в виде $L = 3.167 - 0.002433T$, МДж/кг.

Результаты численного решения системы уравнений (15) (первая итерация) представлены на рис. 6–11. Согласно рекомендациям [26] расчеты проводились при $\alpha = 1$.

Рис. 6–8 иллюстрируют влияние величины начальной температуры пара T_{cold} при неизменном значении отношения температуры поверхности испарения к начальной температуре пара $TG = T_{hot}/T_{cold}$ на процесс объемной конденсации вблизи межфазной поверхности при интенсивном испарении. На рис. 6 показана зависимость степени пересыщения от времени. Видно (рис. 6, пунктирные кривые), что с понижением T_{cold} от 313.15 К до 273.15 К степень пересыщения, предсказываемая решением КУБ без учета объемной конденсации, возрастает примерно в пять раз. С учетом процесса объемной конденсации степень пересыщения после достижения максимального значения спадает до 1 (рис. 6, сплошные кривые). При этом максимальная степень пересыщения ниже значения, следующего из решения КУБ. Как видно из рис. 6, физическое время существования пересыщенного состояния пара при понижении T_{cold} в заданных пределах возрастает примерно на порядок, что связано с соответствующим изменением масштаба обезразмеривания: от 0.00462 мкс при $T_{cold} = 313.15$ К до 0.0435 мкс при $T_{cold} = 273.15$ К. Следовательно, увеличение T_{cold} (и соответствующего уменьшения масштаба обезразмеривания) может привести к столь малым временам существования пересыщенного состояния, что процесс объемной конденсации станет невозможным.

На рис. 7 показана зависимость числовой плотности капель и массовой доли конденсата от времени. Видно, что разница между вариантами не столь велика, как можно было ожидать на основании данных рис. 6. Это связано с фактором $T^3(\ln s)^2$, определяющим скорость нуклеации: снижение степени пересыщения при увеличении T_{cold} компенсируется ростом температуры, при которой происходит нуклеация. Кроме того, при увеличении T_{cold} возрастает

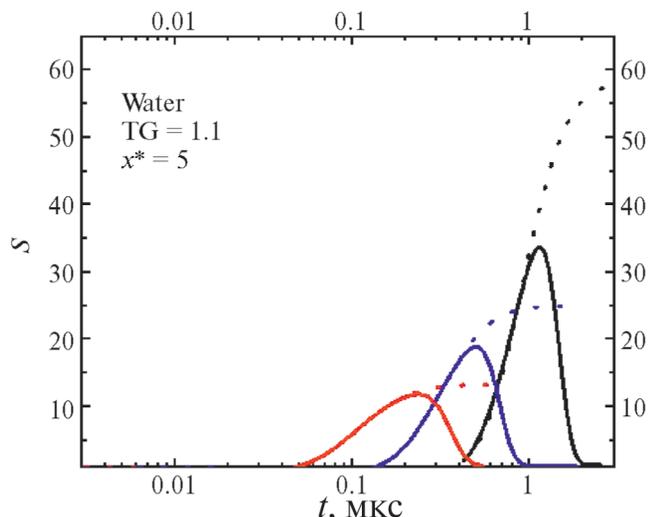


Рис. 6. Степень пересыщения водяного пара вблизи межфазной поверхности при интенсивном испарении. Пунктирные линии – решение КУБ без учета объемной конденсации, сплошные линии – с учетом. Черные линии – $T_{\text{cold}} = 273.15$ К, синие линии – $T_{\text{cold}} = 293.15$ К, красные линии – $T_{\text{cold}} = 313.15$ К.

плотность пара и, следовательно, скорость роста капель.

На рис. 8 показаны зависимости температуры пара от времени. Видно, что процесс объемной конденсации приводит к существенному тепловому возмущению. Близкие значения массовой доли образующихся капель в рассмотренных вариантах (рис. 7) определяют близкие значения повышения температуры.

Рис. 9–11 иллюстрируют влияние величины TG при неизменном значении T_{cold} на процесс объемной конденсации вблизи межфазной поверхности при интенсивном испарении. На рис. 9 показаны

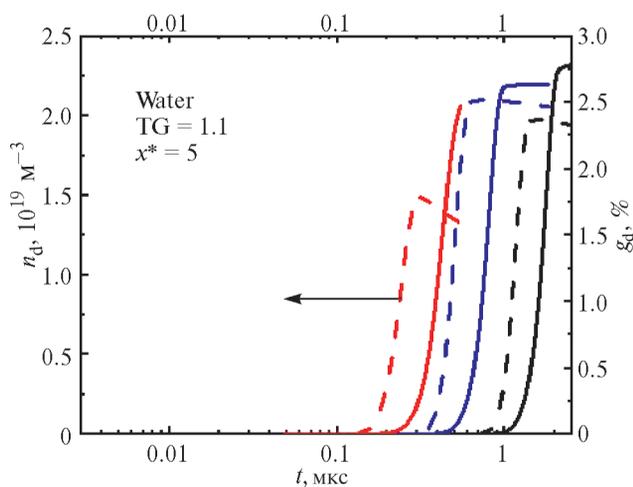


Рис. 7. Параметры конденсационного аэрозоля, образующегося вблизи межфазной поверхности при интенсивном испарении. Сплошные линии – массовая доля капель, штриховые линии – счетная концентрация капель. Цвета линий соответствуют подписи к рис. 6.

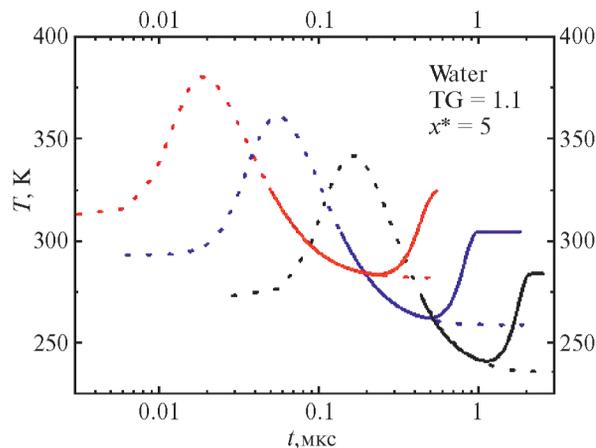


Рис. 8. Изменение температуры водяного пара вблизи межфазной поверхности при интенсивном испарении. Пунктирные линии – решение КУБ без учета объемной конденсации, сплошные линии – с учетом. Цвета линий соответствуют подписи к рис. 6.

зависимости степени пересыщения от времени. Видно, что увеличение TG при неизменной величине T_{cold} приводит к тому, что максимальная степень пересыщения увеличивается, а время существования пересыщенного состояния сокращается. Тем не менее образование конденсационного аэрозоля успевает произойти.

Параметры конденсационного аэрозоля представлены на рис. 10. Видно, что с увеличением TG увеличиваются счетная концентрация капель конденсационного аэрозоля и их массовая доля. Это связано с тем, что увеличение степени пересыщения с ростом TG происходит при увеличении температуры с соответствующим ростом величины комплекса $T^3 (\ln S)^2$. Следствием этого являются значительное увеличение скорости нуклеации и скорости роста капель, что компенсирует влияние снижения времени существования пересыщенного состояния пара

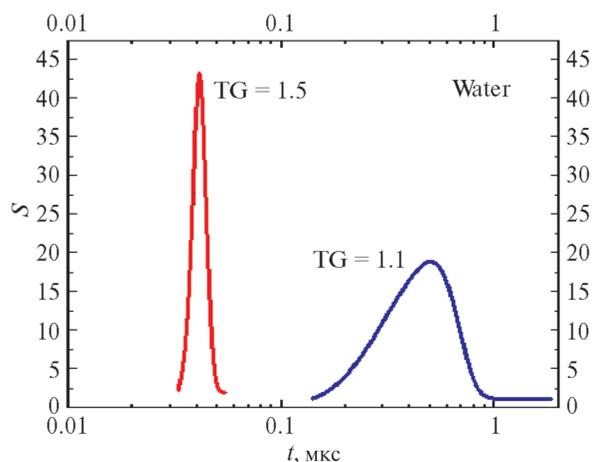


Рис. 9. Влияние величины TG на изменение степени пересыщения при объемной конденсации водяного пара вблизи межфазной поверхности ($x^* = 5$) при интенсивном испарении. $T_{\text{cold}} = 293.15$ К.

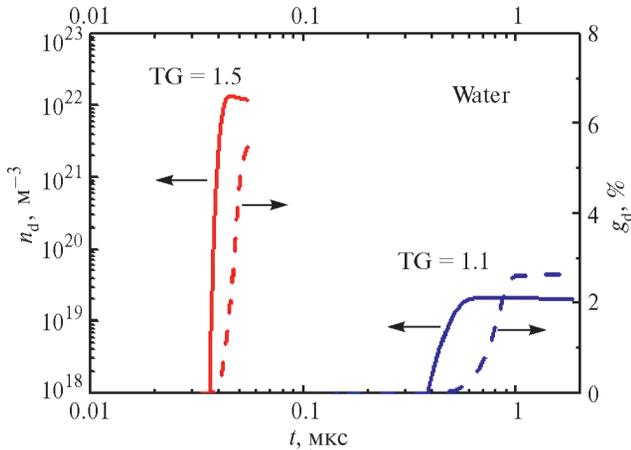


Рис. 10. Влияние величины TG на изменение параметров конденсационного аэрозоля, образующегося вблизи межфазной поверхности при интенсивном испарении водяного пара. $T_{\text{cold}} = 293.15 \text{ K}$.

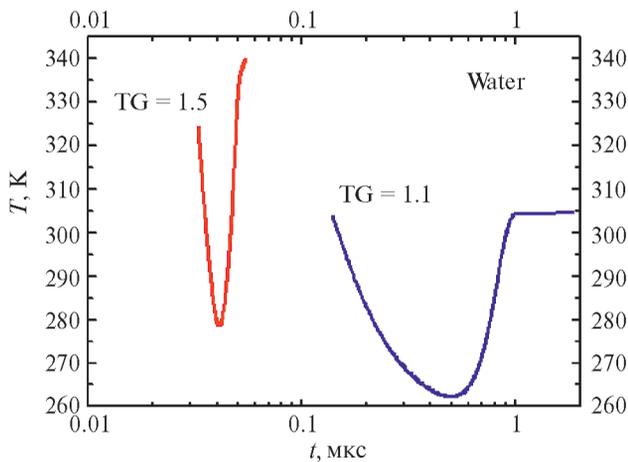


Рис. 11. Влияние величины TG на изменение температуры при объемной конденсации водяного пара вблизи межфазной поверхности ($x^* = 5$) при интенсивном испарении. $T_{\text{cold}} = 293.15 \text{ K}$.

и приводит к указанному изменению параметров конденсационного аэрозоля.

Изменение температуры пара в процессе объемной конденсации представлено на рис. 11. Видно, что увеличение TG вызывает более резкий подъем температуры в период объемной конденсации, что связано с увеличением массовой доли капель при увеличении TG (рис. 10).

Следует отметить, что массовая доля образующегося конденсата невелика, в пределах нескольких процентов (рис. 7 и 10). В то же время снижение степени пересыщения весьма существенно — от максимальных значений 10–45 до 1 (рис. 6 и 9). Объяснение этого эффекта состоит в следующем. Степень пересыщения определяется как отношение давления пара к давлению насыщения при его температуре (см. выражение (8)), и ее снижение в рассматриваемом

случае вызвано в основном не истощением паровой фазы, что уменьшило бы числитель в (8), а увеличением температуры вследствие тепловыделения при конденсации, что увеличивает знаменатель в (8). Аналогичная ситуация (существенное снижение степени пересыщения при небольшой массовой доле конденсата) наблюдается при объемной конденсации пара в соплах. Расчеты авторов для такой задачи [27] по описанной выше методике находятся в согласии с экспериментальными данными [28].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В целом можно сказать, что проявлению процесса объемной конденсации пара вблизи межфазной поверхности при интенсивном испарении способствуют увеличение TG и уменьшение T_{cold} . Эффект увеличения TG более сильный в связи с тем, что в этом случае одновременно возрастают и степень пересыщения, и температура, при которой происходит конденсация пара. Напротив, в случае снижения T_{cold} степень пересыщения возрастает при снижении температуры, при которой происходит конденсация пара. В то же время при увеличении TG сокращается время существования пересыщенного состояния пара, а при снижении T_{cold} — возрастает.

Результаты численного решения кинетического уравнения Больцмана для интенсивного испарения с межфазной поверхности использованы для расчета кинетики процесса объемной конденсации вблизи поверхности испарения. Показано, что за время существования пересыщенного состояния, предсказываемого на основе решения без учета конденсации, конденсационный аэрозоль успевает сформироваться. Определены параметры, способствующие проявлению процесса объемной конденсации пара вблизи межфазной поверхности при интенсивном испарении. В соответствии с предложенным подходом решение КУБ с учетом параметров конденсационного аэрозоля, найденных на первой итерации, и теплового эффекта объемной конденсации предполагается в рамках второй итерации, что является предметом дальнейших исследований. Можно будет считать, что предложенный итерационный процесс сходится, если различие между результатами второй итерации и первой будет меньше, чем между результатами первой итерации и нулевой. Заметим, что в случае выросших капель можно рассматривать парок капельную смесь как запыленный поток с использованием подхода, предложенного в литературе [29]. Данная работа является продолжением и развитием исследований, результаты которых представлены в [30].

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, проект 22-19-00044.

СОБЛЮДЕНИЕ ЭТИЧЕСКИХ СТАНДАРТОВ

В данной работе отсутствуют исследования человека или животных.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Labuntsov D.A., Kryukov A.P.* Analysis of intensive evaporation and condensation // *Int. J. Heat Mass Transf.* 1979. V. 22. P. 989–1002. [https://doi.org/10.1016/0017-9310\(79\)90172-8](https://doi.org/10.1016/0017-9310(79)90172-8)
2. *Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С., Ходыко Ю.В.* Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука. 1970.
3. *Fang G., Ward C. A.* Temperature measured close to the interface of an evaporating liquid // *Phys. Rev. E.* 1999. V. 59. P. 417–428. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.59.417>
4. *Badam V.K., Kumar V., Durst F., Danov K.* Experimental and theoretical investigations on interfacial temperature jumps during evaporation // *Exp. Therm. Fluid Sci.* 2007. V. 32. P. 276–292. <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2007.04.006>
5. *Fei Duan, Ward C.A., Badam V.K., Durst F.* Role of molecular phonons and interfacial-temperature discontinuities in water evaporation // *Phys. Rev. E.* 2008. V. 78. P. 04130. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.78.041130>
6. *Sone Y., Ohwada T., Aoki K.* Evaporation and condensation on a plane condensed phase: Numerical analysis of the linearized Boltzmann equation for hard-sphere molecules // *Phys. Fluids.* 1989. V. 1. P. 1398–1405. <https://doi.org/10.1063/1.857316>
7. *Rokoni A., Sun Y.* Probing the temperature profile across a liquid–vapor interface upon phase change // *J. Chem. Phys.* 2020. V. 153. P.144706. <https://doi.org/10.1063/5.0024722>
8. *Chen G.* On paradoxical phenomena during evaporation and condensation between two parallel plates // *J. Chem. Phys.* 2023. V. 159. P. 151101. <https://doi.org/10.48550/arXiv.2308.02661>
9. *Chen G.* Interfacial cooling and heating, temperature discontinuity and inversion in evaporation and condensation // *Int. J. Heat Mass Transf.* 2024. V. 218. P. 124762. <https://doi.org/10.48550/arXiv.2307.16043>
10. *Аристов В.В., Черемисин Ф.Г.* Прямое численное решение кинетического уравнения Больцмана. М.: Вычислительный центр РАН. 1992.
11. *Левашов В. Ю., Крюков А. П., Шишкова И. Н.* Влияние гомогенной нуклеации на интенсивность процессов испарения/конденсации // *Коллоидный журнал.* 2024. Т. 86. № 2. С. 218–226.
12. *Коган М.Н.* Динамика разреженного газа. М.: Наука. 1967.
13. *Черемисин Ф.Г.* Консервативный метод вычисления интеграла столкновений Больцмана // *Доклады Академии наук.* 1997. Т. 357. № 1. С. 53–56.
14. *Ястребов А.К.* Об использовании неравновесных граничных условий для исследования конденсации при внезапном контакте холодной жидкости и насыщенного пара // *Известия Академии наук. Энергетика.* 2010. № 6. С. 21–29.
15. *Jianhua Huang.* A simple accurate formula for calculating saturation vapor pressure of water and ice // *J. Appl. Meteorol. Climatol.* 2018. V. 57. P. 1265–1272. <https://doi.org/10.1175/JAMC-D-17-0334.1>
16. NIST Chemistry WebBook, SRD 69. Argon. <https://webbook.nist.gov/cgi/cbook.cgi?ID=C7440371&Mask=4#Thermo-Phase>
17. NIST Chemistry WebBook, SRD 69. Nitrogen. <https://webbook.nist.gov/cgi/cbook.cgi?ID=C7727379&Mask=4#Thermo-Phase>
18. *Kortsenshteyn N.M., Gerasimov G.Ya., Petrov L.V., Shmel'kov Yu.B.* A software package for simulating physicochemical processes and properties of working fluids // *Therm. Eng.* 2020. V. 67. P. 591–603. <https://doi.org/10.1134/S0040601520090049>
19. *Стернин Л.Е.* Основы газодинамики двухфазных течений в соплах. М.: Машиностроение. 1974.
20. *Kashchiev D.* Nucleation. Basic theory with applications. Oxford: Butterworth-Heinemann. 2000.
21. *Александров А.А., Григорьев Б.А.* Таблицы теплофизических свойств воды и водяного пара. М.: МЭИ. 1999.
22. *Fuchs N.A.* Evaporation and droplet growth in gaseous media. New York: Pergamon Press. 1959.
23. *Kortsenshteyn N.M., Yastrebov A.K.* Interphase heat transfer during bulk condensation in the flow of vapor – gas mixture // *Int. J. Heat Mass Transf.* 2012. V. 55. P. 1133–1140. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2011.09.059>
24. *Kortsenshteyn N.M., Samuilov E.V., Yastrebov A.K.* About use of a method of direct numerical solution for simulation of bulk condensation of supersaturated vapor // *Int. J. Heat Mass Transf.* 2009. V. 52. P. 548–556. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2008.06.033>
25. *Корценштейн Н.М., Самуйлов Е.В., Ястребов А.К.* О влиянии зависимости давления насыщенного пара от размера капель на динамику процесса конденсационной релаксации пересыщенного пара // *Доклады Академии наук,* 2007. Т. 415. № 4. С. 469–474.

26. Zhakhovsky V.V., Kryukov A.P., Levashov V.Yu., Shishkova I.N., Anisimov S.I. Mass and heat transfer between evaporation and condensation surfaces: Atomistic simulation and solution of Boltzmann kinetic equation // Proc. Natl. Acad. Sci. 2019. V. 116. P. 18209–18217. <https://doi.org/10.1073/pnas.1714503115>
27. Kortsenshteyn N.M., Levashov V.Y., Yastrebov A.K., Petrov L.V. Numerical simulation of homogeneous-heterogeneous condensation and interphase heat transfer in a dusty vapour-gas flow: Controlling the homogeneous condensation process // Int. J. Therm. Sci. 2024. V. 200. P. 108966. <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2024.108966>
28. Pathak H., Wölk J., Strey R., Wyslouzil B. Co-condensation of nonane and D₂O in a supersonic nozzle // J. Chem. Phys. 2014. V. 140. P. 034304. <https://doi.org/10.1063/1.4861052>
29. Крюков А.П., Левашов В.Ю., Шишкова И.Н. Исследование течений газопылевой смеси методами молекулярно-кинетической теории // Инженерно-физический журнал. 2002. Т. 75. № 4.
30. Корцештейн Н.М., Петров Л.В., Рудов А.В., Ястребов А.К. Численное моделирование объемной конденсации пара вблизи межфазной поверхности при интенсивном испарении // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2023. Т. 24. № 5. С. 84–95.

BULK CONDENSATION AT INTENSIVE EVAPORATION FROM INTERFACIAL SURFACE

N. M. Kortsenshteyn, L. V. Petrov, A. V. Rudov, A. K. Yastrebov

An iterative approach to analyzing the interaction between the processes of intensive evaporation and bulk condensation near the evaporation surface is proposed. This approach employs the results of the numerical solution of the Boltzmann kinetic equation for intensive evaporation from the interfacial surface to calculate the kinetics of the bulk condensation process near the evaporation surface. It is demonstrated that during the period of supersaturation predicted on the basis of the solution that does not consider condensation, the condensation aerosol has sufficient time to form. The results indicate that the formation of droplets near the evaporation surface and the thermal effect of condensation on the vapor parameters should be incorporated into the analysis of intense evaporation from the interfacial surface.

Ключевые слова: intensive evaporation, Boltzmann kinetic equation, bulk condensation, condensation aerosol