

МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ

Испарение сферической капли в газе среднего давления

А.В. Козырев, А.Г. Ситников

Рассматривается диффузионная модель процесса испарения единичной сферической капли. В модели принимается во внимание понижение температуры капли и упругости пара вблизи ее поверхности при произвольных значениях коэффициентов конденсации и поверхностного натяжения. Впервые получены весьма общие аналитические выражения для времени полного испарения капли в зависимости от ее начального радиуса. Представленная модель позволяет оценить значения коэффициента конденсации молекул пара, исходя только из экспериментальных зависимостей интегрального времени испарения капли от ее начального радиуса.

PACS numbers: 68.10.Jy, 82.70.Rr, 92.60.Jq

Содержание

1. Введение (765).
 2. Диффузионная модель испарения капли (767).
 - 2.1. Постановка задачи и основные приближения.
 - 2.2. Граничные условия для диффузионной модели.
 3. Теория процесса испарения (768).
 - 3.1. Расчет температуры испаряющейся капли.
 - 3.2. Расчет упругости пара у поверхности капли.
 - 3.3. Расчет времени испарения капли.
 4. Обсуждение результатов (770).
 - 4.1. Уточнение границ применимости модели.
 - 4.2. Два режима испарения капли.
 - 4.3. Параметры процесса испарения капель ртути, воды и гексана.
 - 4.4. Испарение капель воды.
 - 4.5. Рост и испарение капель в окрестности точки росы.
 5. Выводы (773).
- Список литературы (774).

1. Введение

Во многих областях науки и техники, таких, как химия, медицина, физика атмосферы, теплотехника, энергетика, используются капельные аэрозоли [1, 2]. Проблема образования аэрозолей довольно актуальна также в связи с интенсивным исследованием плазмохимических процессов в газовом разряде, в которых, как правило, образуется довольно широкий спектр веществ [3]. Естественно, что у каждого из них будет своя степень относительной упругости пара по отношению к равновесному состоянию. Часто возникает необходимость

оценить время образования или полного испарения такого аэрозоля.

Особенно здесь следует отметить явление образования *неравновесного* аэрозоля в разряде. В работах [4, 5] описаны эксперименты, в которых под воздействием коронно-стримерного разряда в смеси газов атмосферного давления сначала происходит образование аэрозоля за счет стимулированной конденсации *ненасыщенного пара* на ионах, а после прекращения разряда образовавшийся аэрозоль медленно испаряется. Хотя давление пара летучих жидкостей в этих экспериментах не превышало единиц процентов от упругости насыщенного пара, время испарения аэрозоля было аномально большим и составляло десятки минут. Классическая теория испарения не позволяет объяснить ни процесс быстрого роста аэрозоля в ненасыщенном паре, ни процесс его медленного испарения впоследствии. Отметим здесь, что процесс возникновения аэрозоля в газовом разряде коренным образом отличается от кинетики атмосферного водного аэрозоля. Последняя определяется главным образом процессом образования и конденсационного роста зародышей новой фазы из пересыщенного пара на фоне медленно меняющихся условий в газовой среде [6]. Аэрозоль же в низкотемпературной плазме газового разряда не испытывает недостатка в первичных зародышах, так как эту роль эффективно выполняют многочисленные ионы. Основными процессами, ответственными за рост капель в рекомбинирующей плазме, являются конкурирующие процессы коагуляции и испарения капель.

Но прежде чем описывать процесс роста и испарения аэрозоля как коллектива частиц с широким спектром размеров, необходимо выяснить, от каких физических факторов зависит процесс испарения единичной капли жидкости, т.е. надо уметь максимально корректно рассчитывать скорость испарения или роста хотя бы единичной капли в заданных условиях внешней среды.

Несмотря на простоту постановки такой задачи, ее решение в общем случае встречает определенные трудности.

А.В. Козырев, А.Г. Ситников. Институт сильноточной электроники СО РАН,
634055 Томск, Академический просп. 4, Российская Федерация
Тел. (3822) 25-84-11
E-mail: kozyrev@to.hcei.tsc.ru; alex@to.hcei.tsc.ru

Статья поступила 9 февраля 2001 г.,
после доработки 22 мая 2001 г.

сти. Может быть, поэтому даже в вузовских учебниках по физике теория испарения капли практически не излагается. Авторы рассчитывают, что данная статья хотя бы частично восполнит этот пробел в программе общей и молекулярной физики.

Задача об испарении единичной сферической капли в среде с заданными параметрами может считаться классической. В простейшем виде она была решена еще Максвеллом в 1877 г. [7]. Используя для сферически симметричной геометрии уравнения диффузии и непрерывности потока молекул

$$w(r) = -D \frac{\partial n}{\partial r}, \quad W = 4\pi r^2 w(r) = -4\pi DR^2 \left. \frac{\partial n}{\partial r} \right|_{r=R}, \quad (1)$$

Максвелл получил известное выражение для потока испаряемых частиц от капли W :

$$W = 4\pi DR(n_R - n_0). \quad (2)$$

Здесь D — коэффициент диффузии молекул пара в окружающем газе, n_R и n_0 — концентрации частиц вблизи поверхности капли и на бесконечности соответственно.

Казалось бы, зная полный поток испаряемых молекул (2), легко вычислить так называемое время жизни капли с начальным радиусом R_0 . Но оказывается, что такая постановка задачи сильно упрощена. Так, Максвелл полагал, что пар около поверхности капли всегда насыщен и, следовательно, $n_R = n_s(T)$. Здесь $n_s(T)$ — равновесная концентрация молекул пара над поверхностью жидкой фазы при температуре T . Но, во-первых, пар у поверхности будет насыщенным, только если скорость поступления молекул с поверхности капли достаточно велика по сравнению со скоростью их диффузионного ухода. В общем случае это не так. Во-вторых, испарение приводит к отводу энергии от капли и должно сопровождаться понижением ее температуры относительно температуры окружающей среды. А это значит, что концентрация насыщенного пара вблизи поверхности n_s будет определяться не заданной температурой окружающего газа T , а неизвестной температурой капли T_R , причем зависимость $n_s(T)$ от температуры является экспоненциальной. Вот почему неучет только одной этой особенности процесса испарения делает формулу Максвелла (2) сильно приближенной.

Одно из уточнений теории испарения связано с кинетикой процесса взаимодействия молекул пара с поверхностью жидкой фазы. Пользуясь для пара уравнением состояния идеального газа и принципом детального равновесия, Герц и Кнудсен получили для плотности потока молекул пара с поверхности w_s следующую формулу [8]:

$$w_s(T) = \frac{\alpha_c P_s(T)}{\sqrt{2\pi M k T}}, \quad (3)$$

где $P_s(T) = n_s k T$ — давление насыщенных паров при температуре T , M — масса испаряющихся молекул, α_c — коэффициент конденсации, который равен вероятности того, что падающая на поверхность конденсированной фазы молекула пара не отразится от нее.

В книге [8] есть данные, которые указывают на низкие значения коэффициента конденсации для воды и некоторых органических жидкостей. Принято для чистой воды полагать $\alpha_c \approx 0,04$, а для большинства остальных

веществ $\alpha_c \approx 1$. В справочной литературе отсутствуют систематические данные о величинах α_c для различных веществ, что обусловлено сильным влиянием на этот коэффициент малых неконтролируемых примесей. В частности, еще Кнудсен отметил существенное изменение скорости испарения капелек ртути, если последние подвергались даже незначительному окислению [8]. В монографии [1] также отмечается сильное уменьшение скорости испарения капелек воды при наличии даже небольших примесей поверхностно-активных веществ. Логично предположить, что примеси такого рода изменят в первую очередь именно коэффициент конденсации. Отметим, что классическая теория испарения Максвелла не позволяет разрешить эту проблему, так как предсказывает независимость скорости испарения капли от коэффициента конденсации [7]. Поэтому одна из задач настоящей работы состоит в выяснении условий, когда коэффициент конденсации будет заметно влиять на скорость испарения. Выявление таких условий при наличии достаточно общей теории позволило бы косвенно измерять коэффициент конденсации из экспериментальных данных о скорости испарения капли.

Неотъемлемой частью теории испарения является описание уноса испаренных молекул от поверхности. Формирование диффузионного потока молекул пара происходит на расстоянии порядка средней длины свободного пробега молекул \bar{l} от поверхности жидкой фазы. Корректная теория испарения должна содержать кинетическое описание молекулярного потока [9]. Характер течения пара вблизи сферической капли должен зависеть от радиуса капли R , а точнее, от числа Кнудсена $\text{Kn} = \bar{l}/R$. Расчет течения пара сильно упрощается в приближении сплошной среды, когда $\text{Kn} \ll 1$.

Следующим уточнением модели должно быть тщательное описание процесса обмена энергией между молекулами газа и конденсированной фазой на поверхности раздела. Строго говоря, вблизи поверхности раздела фаз функция распределения молекул газа по скоростям не является равновесной и подлежит определению, но в целях упрощения модели газ часто характеризуют некоторой эффективной температурой. В общем случае вблизи поверхности она должна иметь значение, лежащее между температурой поверхности жидкой фазы и температурой газа вдали от нее.

И наконец, последовательная теория испарения капли должна учитывать также наличие свободной энергии поверхности, так как именно последняя определяет упругость насыщенного пара над искривленной поверхностью раздела фаз.

Из приведенного краткого обзора проблемы видно, что даже не очень существенное уточнение теории испарения приводит к сильному усложнению используемых уравнений. В различных учебниках, монографиях и статьях приводятся их решения лишь для отдельных предельных или частных случаев испарения, так как решить задачу в общем виде возможно только численными методами. Как правило, получаемые численные результаты лишены наглядности, свойственной аналитическим выражениям, и теряют общность.

В методическом плане было бы полезно сформулировать достаточно простую модель испарения капли, позволяющую в аналитической форме одновременно учитывать влияние на время испарения важнейших факторов: понижения температуры испаряющейся капли,

поверхностного натяжения жидкой фазы, понижения упругости пара вблизи поверхности, влияния коэффициента конденсации. Ниже будет показано, что этим требованиям вполне удовлетворяет диффузионная модель испарения капли.

2. Диффузионная модель испарения капли

2.1. Постановка задачи и основные приближения

Будем рассматривать единичную сферическую каплю радиуса R , помещенную в неограниченную среду химически инертного газа, содержащего пар вещества капли с относительной упругостью f_0 . Здесь и далее все параметры задачи r вдали от капли будем обозначать символами p_0 , а вблизи поверхности испарения — p_R .

Геометрию задачи считаем сферически симметричной, т.е. учитываем только радиальные профили температуры и концентрации паров. Поместим начало отсчета радиальной координаты в центр капли. Температуру среды и концентрацию пара на бесконечности будем считать неизменными и заданными: T_0 и n_0 . Заданной и неизменной считаем, следовательно, и величину относительной упругости пара (для водяного пара — это относительная влажность) на бесконечности $f_0 = n_0/n_s(T_0)$.

Считаем также, что всегда $T_R \approx T_0$. Это предположение сильно упростит наши расчеты, так как позволит воспользоваться линейным разложением зависимости упругости насыщенного пара от температуры $P_s(T)$, и в то же время не сильно ограничит область применимости нашей модели. Таким образом, мы заведомо исключаем из рассмотрения процесс быстрого испарения, при котором происходит сильное охлаждение капли.

В аналитических моделях испарение обычно рассматривается без учета влияния поверхностного натяжения на скорость испарения. Этим эффектом действительно можно пренебречь для не слишком мелких капель вдали от точки росы. Но вблизи точки росы этим влиянием нельзя пренебрегать, так как от величины свободной энергии поверхности раздела фаз сильно зависит так называемый критический радиус [1, 10]. Мы с самого начала будем учитывать влияние коэффициента поверхностного натяжения σ на упругость насыщенного пара P_s вблизи сферической поверхности жидкости.

Для вычисления потока молекул и тепла используем приближение сплошной среды, которое применимо для достаточно крупных капель. Считаем при этом известными коэффициент диффузии молекул пара в окружающем газе D , коэффициент теплопроводности газа λ , коэффициент конденсации для жидкости α_c , теплоту парообразования, приходящуюся на одну молекулу L_0 при температуре T_0 , а также зависимость давления насыщенных паров от температуры $P_s(T)$. Коэффициенты переноса можно считать постоянными, если концентрация молекул пара везде остается много меньше концентрации молекул газовой среды. Другими словами, мы будем считать температуру среды T_0 достаточно низкой по сравнению с температурой кипения вещества капли.

При описании диффузии и теплопроводности все профили концентрации и температуры считаем квазистационарными, в нашем расчете они не будут явно зависеть от времени. Это допущение правомерно, если характерное время τ изменения радиуса капли R удов-

летворяет условию

$$\tau \gg \frac{R^2}{D}. \quad (4)$$

Все сделанные выше предположения хорошо отражают реальную ситуацию для давлений газа порядка атмосферного.

2.2. Граничные условия для диффузионной модели

При описании потока пара и тепла мы ограничимся самыми простыми предположениями: линейной диффузией молекул и подводом энергии к испаряющейся капле за счет теплопроводности. Уравнения диффузии и теплопроводности требуют вполне определенных граничных условий. На рисунке 1 показаны профили концентрации пара и температуры вблизи испаряющейся капли. Вдали от капли при $r \rightarrow \infty$ эти условия вполне очевидны: $n \rightarrow n_0$ и $T \rightarrow T_0$.

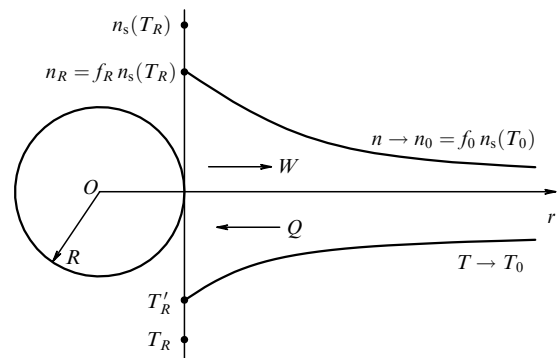


Рис. 1. Параметры задачи и обозначения.

Характерной особенностью постановки задачи в диффузионном приближении являются скачки концентрации и температуры на границе. На существование таких скачков впервые указал Ленгмюр в 1915 г. Величины скачка концентрации и температуры обычно не определяются в рамках диффузионного приближения и являются дополнительными параметрами задачи [7].

В данной работе будем полагать коэффициент конденсации молекул α_c известным и не зависящим от радиуса капли, так как в нашем приближении размер капли достаточно велик: $R \gg \bar{l}$.

Для описания теплообмена на поверхности капли введем коэффициент α_t , характеризующий разницу температур жидкости и газа на границе раздела. Поскольку уравнение теплопроводности имеет такой же вид, как и уравнение диффузии (1), то полный поток энергии к испаряющейся капле Q будет выражаться так же, как и поток частиц в (2):

$$Q = 4\pi\alpha_t\lambda R(T_0 - T_R), \quad (5)$$

где λ — коэффициент теплопроводности буферного газа.

Из рисунка 1 видно, что истинный поток тепла к капле определяется не разностью $T_0 - T_R$, а величиной $T_0 - T'_R$. Это возможное отличие, $T'_R \neq T_R$, и отражается в уравнении (5) коэффициентом $\alpha_t \neq 1$. Такой способ введения коэффициента α_t эквивалентен следующему его опреде-

лению: $\alpha_i = (T_0 - T'_R)/(T_0 - T_R)$. Будем полагать этот коэффициент постоянным параметром задачи, что оправдано сравнительно узким диапазоном изменения температуры капли в процессе ее испарения.

Обратим внимание на то, что появление скачка концентрации и скачка температуры у поверхности капли описывается принципиально различными способами. Скачок концентрации будет зависеть от текущего размера испаряющейся капли, и в процессе испарения капли он будет меняться. Поэтому нам его предстоит специально рассчитать. Относительный же скачок температуры α_i мы считаем постоянным параметром, не меняющимся в процессе испарения.

В рамках диффузионной модели два постоянных коэффициента, α_c и α_i , можно считать подгоночными параметрами модели, которые должны определяться либо из сравнения результатов расчета с экспериментом, либо из более общей теории, корректно учитывающей физику взаимодействия молекул газа и пара с поверхностью конденсированной фазы.

3. Теория процесса испарения

3.1. Расчет температуры испаряющейся капли

Концентрация частиц вблизи поверхности капли n_R и на бесконечности n_0 можно выразить через давление насыщенных паров и относительную упругость:

$$n_R = f_R \frac{P_s(T_R)}{kT_R}, \quad n_0 = f_0 \frac{P_s(T_0)}{kT_0}, \quad (6)$$

где f_R и f_0 — относительная упругость у поверхности и на бесконечности соответственно, k — постоянная Больцмана. Из (2) и (6) получим выражение для потока частиц

$$W = 4\pi DR \frac{P_s(T_0)}{kT_0} \left(f_R \frac{P_s(T_R)T_0}{P_s(T_0)T_R} - f_0 \right). \quad (7)$$

Если принять зависимость упругости насыщенного пара от температуры $P_s(T)$ пропорциональной $\exp(-L_0/(kT))$, то при условии $T_R \approx T_0$ и с учетом кривизны поверхности капли отношение давлений насыщенных паров можно приближенно определить как

$$\frac{P_s(T_R)}{P_s(T_0)} \approx 1 + \frac{L_0}{kT_R} \frac{T_R - T_0}{T_0} + \frac{R_\sigma}{R}. \quad (8)$$

Здесь использована известная формула Томсона (Кельвина) для давления насыщенного пара над искривленной поверхностью и введено обозначение для характерного радиуса $R_\sigma = 2\sigma v_\mu/(kT_0)$, где σ — коэффициент поверхностного натяжения, v_μ — средний объем, приходящийся на одну молекулу жидкой фазы.

Подставляя (8) в (7), с той же точностью получим для потока частиц

$$W = 4\pi DR \frac{P_s(T_0)}{kT_0} \left(f_R - f_0 + \omega f_R \frac{T_R - T_0}{T_R} + f_R \frac{T_0}{T_R} \frac{R_\sigma}{R} \right), \quad (9)$$

где для краткости введено обозначение $\omega \equiv L_0/(kT_R) - 1$.

Зная поток энергии (5), можно найти связь между скоростью уменьшения объема капли и разностью

температур:

$$\frac{dV}{dt} = 4\pi R^2 \frac{dR}{dt} = -\frac{QM}{L_0\rho} = 4\pi\alpha_i\lambda R \frac{M}{L_0\rho} (T_R - T_0), \quad (10)$$

где M и ρ — масса испаряющихся молекул и плотность жидкой фазы соответственно. Из (10) получим относительную разность температур:

$$\frac{T_R - T_0}{T_R} = \frac{\rho k(\omega + 1)}{\alpha_i\lambda M} R \frac{dR}{dt}. \quad (11)$$

Зная поток испаряемых частиц, можно найти скорость уменьшения объема капли:

$$\frac{dV}{dt} = 4\pi R^2 \frac{dR}{dt} = -W \frac{M}{\rho}. \quad (12)$$

Подставляя в правую часть этого уравнения выражение (9), получим для радиуса капли

$$R \frac{dR}{dt} = -\frac{DM}{\rho} \frac{P_s(T_0)}{kT_0} \left(f_R - f_0 + \omega f_R \frac{T_R - T_0}{T_R} + f_R \frac{T_0}{T_R} \frac{R_\sigma}{R} \right). \quad (13)$$

Если в (13) подставить (11), то из получившегося уравнения можно явно выразить скорость изменения радиуса капли:

$$R \frac{dR}{dt} = -\frac{DM}{\rho} \frac{P_s(T_0)}{kT_0} \left[f_R \left(1 + \frac{R_\sigma}{R} \right) - f_0 \right] \times \left[1 + \frac{DP_s(T_0)(\omega + 1)}{\alpha_i\lambda T_0} f_R \left(\omega - \frac{R_\sigma}{R} \right) \right]^{-1}. \quad (14)$$

Полезно ввести новый безразмерный параметр задачи a , характеризующий относительное влияние диффузии и теплопроводности на скорость испарения капли:

$$a \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\alpha_i\lambda T_0}{DP_s(T_0)\omega(\omega + 1)}. \quad (15)$$

Подставляя (14) в (11), можно оценить разность между температурой поверхности испарения и температурой среды:

$$z \equiv \frac{T_0 - T_R}{T_R} = \frac{R(f_R - f_0) + f_R R_\sigma}{\omega R(f_R + a) - f_R R_\sigma}, \quad (16)$$

где f_R еще требуется определить.

3.2. Расчет упругости пара у поверхности капли

Определим теперь относительную упругость пара вблизи поверхности капли f_R . Часто эту величину полагают равной 1 или рассчитывают из кинетической теории. Иногда для упрощения расчетов вводят промежуточный слой, в котором формируется приповерхностный скачок концентрации [7]. Мы рассчитаем f_R из естественного условия равенства потока частиц у поверхности и на бесконечности.

Из (12) выразим поток испаряемых частиц через скорость изменения радиуса капли:

$$w = \frac{W}{4\pi R^2} = -\frac{\rho}{M} \frac{dR}{dt}. \quad (17)$$

С другой стороны, поток испаряемых частиц можно найти из (3) и (8):

$$w = \frac{\alpha_c P_s(T_R)}{\sqrt{2\pi M k T_R}} (1 - f_R) \approx w_s(T_0) \left(1 + \frac{R_\sigma}{R} - (\omega + 1) \frac{z}{z+1} \right) (1 - f_R). \quad (18)$$

Приравняв (17) и (18) и подставив в полученное выражение (14) и (16), получим уравнение для относительной влажности f_R вблизи поверхности капли:

$$-\frac{\rho}{M w_s(T_0)} R \frac{dR}{dt} = \frac{[(R + R_\sigma)(z + 1) - zR(\omega + 1)](1 - f_R)}{z + 1} = \frac{\alpha_t \lambda}{k w_s(T_0)(\omega + 1)} z. \quad (19)$$

Введем параметр b с размерностью длины, параметр τ с размерностью времени и безразмерный параметр β , отвечающий за поверхностное натяжение:

$$b \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\alpha_t \lambda}{k w_s(T_0) \omega (\omega + 1) (a + 1)}, \quad \tau \stackrel{\text{def}}{=} b^2 \frac{\rho k (\omega + 1)}{\alpha_t \lambda M}, \quad \beta \stackrel{\text{def}}{=} \frac{R_\sigma}{b \omega (a + 1)}. \quad (20)$$

Параметры b и τ удобно считать характерными масштабами радиуса и времени. Поэтому ниже радиус R и время t будем считать безразмерными. Тогда уравнение (19) примет вид

$$-R \frac{dR}{dt} = \frac{\{[R + \beta \omega (a + 1)](z + 1) - zR(\omega + 1)\}(1 - f_R)}{\omega (a + 1)(z + 1)} = z. \quad (21)$$

Выразим из (16) относительную упругость вблизи поверхности через относительную разность температур z :

$$f_R = \frac{R(f_0 + a \omega z)}{[R + \beta \omega (a + 1)](z + 1) - zR(\omega + 1)}, \quad (22)$$

и подставим ее в (21). В результате получим искомые уравнения, связывающие две величины, R и z :

$$R(z) = \frac{(z - \beta)(z + 1)}{\varphi_0 - z}, \quad \varphi_0 = \frac{1 - f_0}{\omega (a + 1)}, \quad (23)$$

$$z(R) = \frac{1}{2} \left[\sqrt{R^2 + 2R(1 - \beta + 2\varphi_0) + (1 + \beta)^2} - R - 1 + \beta \right]. \quad (24)$$

В результате этих подстановок мы имеем явное выражение (24) для относительной разности температур капли и среды.

Относительная упругость $f_R(R)$ через функцию z определяется выражением (22). Если разложить z в ряд Тейлора по β и φ_0 вблизи точки $\beta = 0$, $\varphi_0 = 0$ до квадратичного члена включительно, то получим следующее приближенное разложение, которое сильно упростит анализ выражения (24):

$$z(R) \approx \frac{R\varphi_0 + \beta}{R + 1} \left(1 + \frac{R(\beta - \varphi_0)}{(R + 1)^2} \right). \quad (25)$$

3.3. Расчет времени испарения капли

Дифференциальное уравнение для радиуса капли (21) может быть легко проинтегрировано, если перейти к новой переменной z , так как функция $R(z)$ уже определена в (23). Такая замена переменных приводит к дифференциальному уравнению с разделяющимися переменными

$$-\frac{R}{z} \frac{dR}{dt} = -\frac{R(z)}{z} \frac{dR(z)}{dz} \frac{dz}{dt} = \frac{(z - \beta)(z + 1)[z^2 - 2z\varphi_0 - \varphi_0 + \beta(\varphi_0 + 1)]}{z(\varphi_0 - z)^3} \frac{dz}{dt} = 1, \quad (26)$$

которое имеет интеграл в виде явной первообразной функции

$$t(z(R)) = \frac{1}{2} \frac{1}{\varphi_0^2 (z - \varphi_0)^2} \times \left\{ \beta(\varphi_0 + 1)[2\varphi_0(\varphi_0 z + 2\varphi_0 - z) + \beta(2z - 3\varphi_0 - \varphi_0^2)] - \varphi_0^2[2\varphi_0 z + \varphi_0 + 4\varphi_0^2 z - 4\varphi_0 z^2 + 2z^3 - \varphi_0^3] \right\} - \frac{(\varphi_0 + 1)(\varphi_0^2 + \beta)(\varphi_0 - \beta)}{\varphi_0^3} \ln |\varphi_0 - z| - \frac{\beta[\beta(\varphi_0 + 1) - \varphi_0]}{\varphi_0^3} \ln |z| + \text{const}. \quad (27)$$

Чтобы окончательно получить время уменьшения размера капли от радиуса R до радиуса R_0 при испарении, нужно просто определить разность первообразных от этих аргументов:

$$\theta(R, R_0) = t(z(R)) \Big|_R^{R_0}. \quad (28)$$

В практических расчетах удобно иметь оценку времени исчезновения капли. Это время жизни капли θ как явную функцию начального радиуса R можно получить из (28), подставив $R_0 = 0$:

$$\theta = t(z(R)) \Big|_R^0 = \frac{1}{2} \frac{z - \beta}{\varphi_0^2 (\varphi_0 - z)^2} \times \left\{ \varphi_0[2\varphi_0 z^2 - z(3\varphi_0^2 + 1) + 2\varphi_0(\varphi_0^2 + \varphi_0 + 1)] - \beta[\varphi_0(\varphi_0^2 + 4\varphi_0 + 3) - 2z(\varphi_0 + 1)] \right\} - \frac{(\varphi_0 + 1)(\varphi_0^2 + \beta)(\varphi_0 - \beta)}{\varphi_0^3} \ln \left(\frac{\varphi_0 - \beta}{\varphi_0 - z} \right) - \frac{\beta[\beta(\varphi_0 + 1) - \varphi_0]}{\varphi_0^3} \ln \frac{\beta}{z}, \quad (29)$$

где зависимость $z(R)$ была определена в (24). Хотя развиваемая здесь диффузионная теория становится некорректной для очень малых капель, мы для простоты распространили пределы интегрирования до $R = 0$, так как вклад времени испарения остатка капли с размером $R \leq \bar{l}$ в интегральное время жизни сравнительно большой капли с начальным размером $R \gg \bar{l}$ будет пренебрежимо мал.

4. Обсуждение результатов

4.1. Уточнение границ применимости модели

Уточним в свете уже полученных результатов критерий стационарности процесса (4). Подставив в (4) характерные масштабы задачи b , τ из (20) и используя кинетические выражения для λ и D , запишем критерий в виде

$$\frac{kD\rho}{\alpha_t\lambda M} \omega(\omega + 1) \simeq \frac{\rho}{\rho_g} \frac{\omega^2}{\alpha_t} \sqrt{\frac{M_g}{M + M_g}} \gg 1. \quad (30)$$

Здесь ρ_g — плотность газовой среды, M_g — средняя масса молекул газовой среды. С учетом того, что $\omega \gg 1$, можно считать критерий (30) выполненным с запасом в несколько порядков.

Строго говоря, необходимо также убедиться в квазистационарности температурного режима внутри капли. Мы считаем, что температура жидкой фазы внутри капли везде одинакова и в каждый момент времени определяется мгновенным значением радиуса (24). Вариация температуры внутри капли жидкости, имеющей удельную теплоемкость c , плотность ρ и коэффициент теплопроводности λ_1 , в нашем случае, очевидно, может считаться малой:

$$\frac{\Delta T}{T} \simeq \frac{c\rho b^2}{\lambda_1\tau} \simeq \frac{\alpha_t}{\omega} \frac{\lambda}{\lambda_1} \ll 1. \quad (31)$$

Оценим границы правомерности разложения (8). Разложение вполне корректно, если величина отброшенного члена много меньше оставленного:

$$\left| -(\omega + 1)z + \frac{R_\sigma}{R} \right| \ll 2.$$

Проанализируем сначала ситуацию, пренебрегая поверхностным натяжением, т.е. полагая везде $\beta = 0$. С учетом (25) критерий применимости разложения (28) сводится к неравенству

$$|1 - f_0| \ll 2(a + 1) \left(1 + \frac{1}{R} \right), \quad (32)$$

которое выполняется тем лучше, чем больше безразмерный параметр a . Учет поверхностного натяжения будет только способствовать уменьшению отбрасываемого члена, так как у испаряющейся капли член разложения с температурой и член с поверхностным натяжением имеют противоположные знаки. Поэтому для правомерности разложения необходимо и достаточно одновременное выполнение двух неравенств, (32) и $R \gg \beta$.

4.2. Два режима испарения капли

Предлагаемая теория испарения позволяет описать два принципиально различных режима испарения капли.

Обратимся к ситуации, когда относительная упругость пара в окружающей среде далека от насыщения, а именно имеет место условие $\varphi_0 \gg \beta$. В этом случае влиянием поверхностного натяжения на скорость испарения капель можно пренебречь. Тогда общую формулу для времени жизни капли (29) для предельных случаев больших и малых начальных радиусов можно записать в

виде асимптотического разложения в ряд:

$$\theta(R) \approx \frac{1}{\varphi_0} \begin{cases} R + \frac{1}{2}(1 - \varphi_0 - 2\varphi_0^2)R^2 & \text{при } R \ll 1, \\ \frac{1}{2}R^2 + \frac{1 + 2\varphi_0 - \varphi_0^2}{1 + \varphi_0}R & \text{при } R \gg 1. \end{cases} \quad (33)$$

Из полученных выражений видно, что в пределе больших капель наблюдается хорошо известная зависимость времени испарения капли от *квадрата* радиуса, а в пределе малых капель время испарения *линейно* зависит от начального радиуса. Причины отклонения от теории Максвелла помогает понять рис. 2, где показаны универсальные приближенные зависимости относительной упругости пара вблизи поверхности испарения от радиуса капли:

$$f_R \approx \frac{x + f_0}{x + 1}, \quad x = R \frac{a + f_0}{a + 1}. \quad (34)$$

Они получены из выражения (22) при подстановке в него только линейного по R члена разложения $z(R)$ из (25).

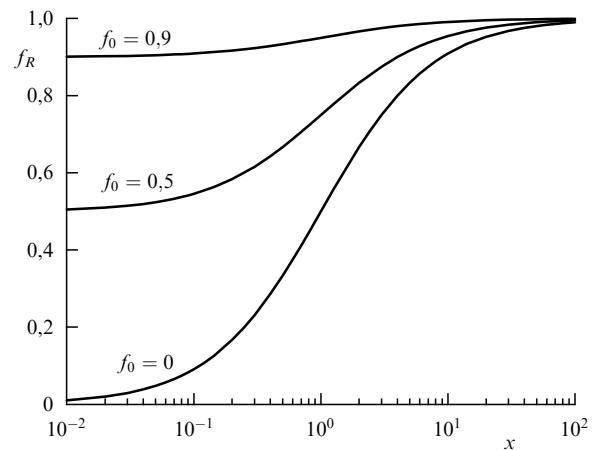


Рис. 2. Зависимости относительной упругости пара вблизи поверхности капли f_R от безразмерного радиуса x при различных значениях f_0 .

При уменьшении радиуса капли вероятность обратного возврата испаренных молекул резко падает, а из-за ограниченной скорости поступления новых молекул давление пара над поверхностью начинает снижаться и в пределе стремится к f_0 . Скорость испарения малых капель, таким образом, лимитируется не процессом диффузионного ухода испаренных молекул, а скоростью испускания молекул с поверхности. Поэтому такой режим испарения по отношению к классическому максвелловскому режиму можно назвать *режимом истощения*. Вблизи достаточно малых капель понижается относительная упругость пара, а также слегка повышается температура капли по сравнению с температурой капель более крупных размеров. Эти факторы приводят к существенному увеличению времени испарения по сравнению с теорией Максвелла. Именно в режиме истощения наблюдается сильное влияние α_c на скорость испарения капли.

Оценим абсолютные размеры капель r_0 , при которых происходит понижение относительной упругости пара в окрестности капли. Положим для простоты $f_0 = 0$, тогда

из (34) легко найти, что понижение относительной упругости пара над каплей f_R в два раза (от 1 до 1/2) соответствует абсолютной величине радиуса капли

$$r_0 \approx \frac{b(a+1)}{a} = \frac{4D}{\alpha_c \bar{v}} = \frac{4\bar{l}}{3\alpha_c}, \quad (35)$$

где $\bar{v} = \sqrt{8kT_0/(\pi M)}$ — средняя скорость. Мы здесь воспользовались выражениями (15) и (20) для параметров a и b и приближенным выражением для коэффициента диффузии $D \approx \bar{l}\bar{v}/3$. Замечательно то, что, находясь в пределах диффузионной модели, мы фактически пришли к той же оценке r_0 , которую обычно получают из кинетических соображений [11].

Таким образом, характерный размер r_0 , при котором происходит переход от максвелловского режима испарения к режиму истощения, явно зависит от величины коэффициента конденсации α_c . Это открывает возможность определения коэффициента конденсации путем сопоставления экспериментальных и расчетных зависимостей времени жизни капли от ее радиуса.

Конечно, полученная в диффузионном приближении зависимость (29) верна только при выполнении условия $R \gg \bar{l}$, а переход к режиму истощения осуществляется для очень мелких капель, индивидуальные размеры которых практически невозможно измерить экспериментально. Но при очень малых $\alpha_c \ll 1$, например, в случае летучей жидкости, покрытой тонкой пленкой малолетучего поверхностно-активного вещества, переход к режиму истощения должен осуществляться уже для достаточно крупных капель $r_0 \gg \bar{l}$. Так, некоторые данные указывают на уменьшение скорости испарения капель некоторых даже весьма разбавленных водных растворов в сотни и тысячи раз по сравнению с чистой водой [1]. Это значит, что уже при размерах капель в десятки и сотни микрометров зависимость времени полного испарения, пропорциональная квадрату начального радиуса, плавно сменяется линейной зависимостью от R (формула (33)). В этом случае путем подбора величины коэффициента конденсации можно совместить теоретическую зависимость (29) с измеренной и тем самым косвенно определить коэффициент конденсации. Такие эксперименты вполне осуществимы, тем более, что не только радиус r_0 , но и характерное время испарения быстро растет с уменьшением коэффициента конденсации, так как $\tau \propto 1/\alpha_c^2$. Чем меньше величина α_c , тем при больших радиусах начинает сказываться отклонение нашей зависимости (29) от теории Максвелла. Отметим, что именно наличие аналитического выражения для времени жизни капли делает такое сопоставление теории с экспериментом практически эффективным.

4.3. Параметры процесса испарения капель ртути, воды и гексана

Проведем теперь сравнительный анализ процесса испарения на частном примере трех веществ: воды, ртути

и *n*-гексана. Эти три вещества сильно различаются по своим физическим свойствам, что позволяет продемонстрировать универсальность предложенной теории. У *n*-гексана высокая упругость паров. Ртуть имеет высокую плотность, коэффициент поверхностного натяжения и низкую упругость пара. Вода является наиболее изученным веществом и благодаря способности образовывать водородные межмолекулярные связи обладает рядом аномальных теплофизических свойств. В частности, вода в отличие от ртути и гексана имеет полярную молекулу, что, возможно, и обуславливает сравнительно низкое значение коэффициента конденсации $\alpha_c \approx 0,04$ [7, 8].

Кроме того, области применения этих веществ также сильно различаются. Ртуть используется в газоразрядных лампах и вакуумной технике, а ее пары представляют опасность для человека. Поэтому знание скорости испарения ртути представляет и практический интерес. Гексан как одна из компонент бензиновой фракции дает представление о скоростях испарения жидкого топлива. Важность расчета испарения для водяных капель из-за широкого их распространения в природе и технических приложениях очевидна.

В таблице приведены исходные физические характеристики и введенные нами характерные параметры рассматриваемых веществ, рассчитанные применительно к испарению в атмосферном воздухе при условиях, близких к нормальным: $p = 10^5$ Па и $T_0 = 300$ К. При расчете параметров приняты значения коэффициентов теплопроводности воздуха $\lambda = 0,026$ Вт м⁻¹ К⁻¹ и $\alpha_t = 1$.

Поскольку ртуть характеризуется очень низкой упругостью пара, скорость ее испарения сравнительно невелика и температура капли практически совпадает с температурой окружающей среды. Интересно, что высокий коэффициент поверхностного натяжения ртути в безразмерных переменных β не выделяет ее испарение на фоне других веществ. Благодаря большой величине параметра $a \gg 1$ скорость испарения капли полностью определяется коэффициентом диффузии атомов ртути и не зависит от коэффициента теплопроводности окружающей среды, что и подразумевалось в теории Максвелла. По этой же причине выполнение критерия (32) всегда обеспечивается с большим запасом.

Напротив, для капель гексана практически всех размеров при $f_0 = 0$ этот критерий не выполняется. В этом случае линейное разложение (8) занижает величину упругости пара и зависимость $\theta(R)$ для гексана при $f_0 \approx 0$ дает существенно завышенные времена испарения. Оценка будет все точнее, если $f_0 \rightarrow 1$. Несмотря на низкое значение коэффициента поверхностного натяжения σ у гексана, его влияние на испарение сказывается в существенно более широком диапазоне относительных упругостей, чем у воды и ртути. Об этом свидетельствует сравнительно большая величина безразмерного параметра β .

Таблица. Характеристики чистых веществ и параметры задачи *

| Вещество | P_s , Па | L_0 , кДж моль ⁻¹ | ρ , кг м ⁻³ | D , см ² с ⁻¹ | α_c | σ , мН м ⁻¹ | ω | a | b , нм | τ , мкс | β |
|------------------|------------------|--------------------------------|-----------------------------|---------------------------------------|------------|-------------------------------|----------|-------|----------|--------------|-------------------|
| Ртуть | 0,27 | 65,6 | 13550 | 0,21 | 1,0 | 465 | 25,3 | 2066 | 475 | 127 | 2,2 ⁻⁵ |
| Вода | 3,6 ³ | 43,8 | 997 | 0,25 | 0,04 | 71 | 16,6 | 0,303 | 976 | 292 | 4,9 ⁻⁵ |
| <i>n</i> -гексан | 2,2 ⁴ | 37,7 | 660 | 0,10 | 1,0 | 18 | 14,1 | 0,171 | 19,2 | 0,02 | 4,7 ⁻³ |

* Использована сокращенная запись чисел, например $3,6^3 \equiv 3,6 \times 10^3$.

С другой стороны, обращает на себя внимание очень маленькая величина характерного масштаба b у гексана. Это значит, что в рамках диффузионной модели испарение капель *чистого* гексана всегда идет в максвелловском режиме. Но может сложиться иная ситуация, если в гексане есть даже малые примеси поверхностно-активного вещества, способные сильно понизить коэффициент конденсации молекул гексана. В этом случае характерный радиус $b \propto 1/\alpha_c$ и характерное время испарения $\tau \propto 1/\alpha_c^2$ могут очень сильно увеличиться. Известно, что электрический разряд в парах органических веществ приводит к образованию целого спектра сложных соединений, которые могли бы играть роль такого поверхностно-активного вещества. Представляется, что именно такая ситуация имела место в уже упоминаемых экспериментах по стимулированной конденсации ненасыщенного пара в коронно-стримерном разряде [4].

Наиболее содержательным в физическом плане представляется процесс испарения водяных капель, подробно рассмотренный ниже.

4.4. Испарение капель воды

С одной стороны, параметр a у воды соизмерим с 1, и влияние теплопроводности окружающей газовой среды существенно сказывается на скорости испарения. С другой стороны, характерный параметр b даже у чистой воды достаточно велик, так что переход к режиму истощения происходит уже в микрометровом диапазоне, когда диффузионное приближение остается еще в силе.

Кроме того, при субмикронных размерах капель, когда безразмерный радиус $R \ll 1$, критерий (32) довольно хорошо выполняется во всем диапазоне $0 < f_0 < 1$. Но этого нельзя сказать о крупных каплях. Чтобы проиллюстрировать последнее утверждение, обратимся к расчету так называемой *психрометрической температуры*. Такую температуру будет иметь жидкость в сравнительно большом сосуде и именно ее будет показывать влажный термометр в психрометре, если он размещен в покоящемся газе. Полагая в формуле (24) или (25) $R \rightarrow \infty$, получим психрометрическую температуру $z = \varphi_0$. На рисунке 3 показаны две расчетные зависимости разности показаний сухого и влажного термометра от относительной влажности воздуха $z(f_0)$. Видно, что совпадение с экспериментальными точками (таблица для стандартного психрометра ВИТ-2) вполне удовлетворительное. Расхождение между теорией и экспериментом наблюдается именно тогда, когда перестает выполняться выведенный выше критерий (32), который для воды принимает вид $1 - f_0 \ll 2,6$. Из сопоставления с экспериментом можно сделать непосредственную оценку коэффициента α_c , так как его величина входит в параметр a . Хорошее совпадение наклона расчетной и экспериментальной зависимости указывает на то, что для чистой воды в воздушной среде $\alpha_c \approx 1$.

Величина коэффициента конденсации начинает явно сказываться на скорости испарения, когда капля становится достаточно малой. У водяных капель отклонение от теории Максвелла происходит уже на микрометровых радиусах, когда еще заведомо можно пользоваться приближением сплошной среды (длина свободного пробега молекул при нормальных условиях $\bar{l} \approx 60 \text{ нм} \ll \ll 1 \text{ мкм}$). Это иллюстрируется на рис. 4, где показаны зависимости времени жизни капли, рассчитанные по

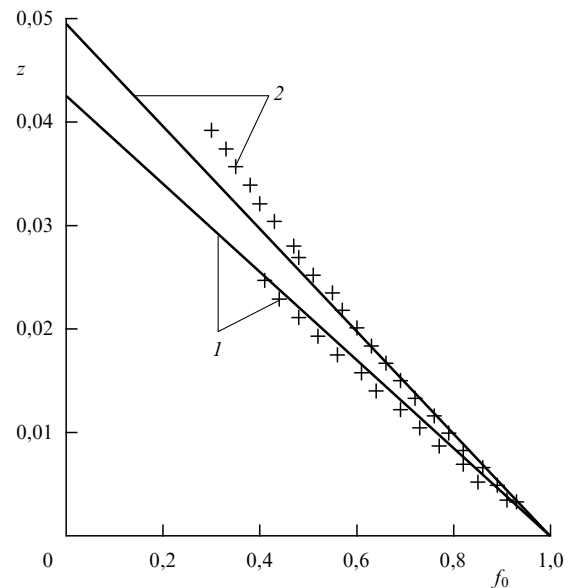


Рис. 3. Зависимости относительного понижения температуры влажного термометра z от относительной влажности f_0 при различных температурах сухого термометра: 1 — $T_0 = 295 \text{ К}$; 2 — $T_0 = 305 \text{ К}$ (точки отражают данные психрометрической таблицы стандартного психрометра ВИТ-2).

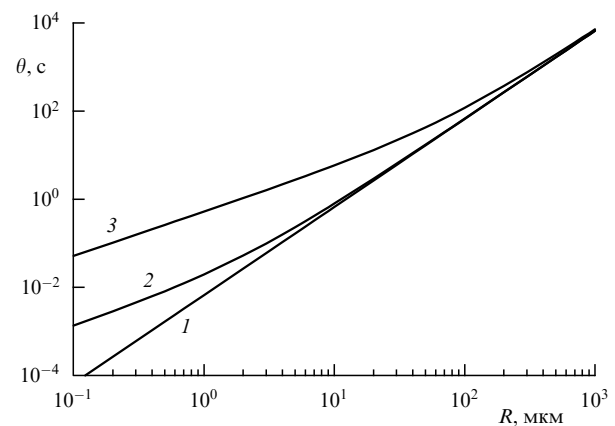


Рис. 4. Зависимости времени полного испарения водяных капель θ от начального радиуса R при $T_0 = 300 \text{ К}$, $f_0 = 0,5$: 1 — максвелловский режим испарения; 2 — $\alpha_c = 0,04$; 3 — $\alpha_c = 0,001$.

формуле (29) при $\beta = 0$. Благодаря тому, что критерий (32) при $R < 1$ хорошо выполняется при всех $0 < f_0 < 1$, теоретически рассчитанное время жизни малых капель можно считать вполне надежным.

4.5. Рост и испарение капель в окрестности точки росы

Последовательный учет поверхностного натяжения в предлагаемой модели дает корректную оценку времени испарения капель вблизи точки росы.

Предложенная теория позволяет указать характерный диапазон относительной влажности, когда влияние поверхностного натяжения становится существенным. Из выражения для температуры капли (24) видно, что поверхностное натяжение оказывает существенное влияние на результат при

$$2\varphi_0 \approx \beta, \quad 1 - f_0 \approx \frac{R_\sigma}{2b}.$$

Для чистой воды, у которой при нормальных условиях $R_\sigma = 1,1$ нм, эта оценка соответствует $1 - f_0 \approx 6 \times 10^{-4}$.

Рассмотрим сначала случай, когда f_0 точно равно 1. В этой ситуации учет поверхностного натяжения является решающим фактором. Для получения времени испарения капли надо в уравнении (29) перейти к пределу $\varphi_0 \rightarrow 0$. В результате такой операции имеем

$$\theta_0(z) = \frac{\beta^2}{3z^3} - \frac{\beta(1-\beta)}{2z^2} + \frac{1}{6\beta} - \frac{1}{2} + z - \beta + (1-\beta) \ln \frac{z}{\beta}. \quad (36)$$

Подставляя сюда выражение (24) при условии $\varphi_0 = 0$, можно получить искомую зависимость $\theta_0(R)$. Эта зависимость в предельных случаях больших и малых радиусов может быть записана единственным функциональным выражением

$$\theta_0(R) \approx \frac{1}{\beta} \left(\frac{1}{2} R^2 + \frac{1}{3} R^3 \right). \quad (37)$$

Замечательно то, что формула (37), являясь асимптотически точной в пределах очень больших и очень малых R , дает также очень хорошее приближение в промежуточной области $R \approx 1$. Поэтому ее по праву можно назвать интерполяционной и использовать при любых значениях радиуса.

Если f_0 лишь незначительно отклоняется от 1, то для времени жизни капли необходимо пользоваться общим выражением (29). Переход через точку росы отражается сменой знака у параметра φ_0 , а именно $\varphi_0 > 0$ в ненасыщенном и $\varphi_0 < 0$ в пересыщенном паре.

Когда пар пересыщен, из выражения (23) легко видеть, что существует критический размер каплей R_{crit} . Капли, имеющие радиусы $R < R_{\text{crit}}$, будут продолжать испаряться даже в пересыщенном паре, и лишь капли с радиусами $R > R_{\text{crit}}$ будут расти за счет конденсации пара на них. Так как капля с критическим радиусом находится в термическом равновесии с окружающей средой, то в (23) достаточно положить $z = 0$ и найти соответствующее значение безразмерного R_{crit} :

$$R_{\text{crit}} = -\frac{\beta}{\varphi_0} = \frac{R_\sigma}{b(f_0 - 1)}. \quad (38)$$

Для $\varphi_0 < 0$ выражение (23) дает положительные значения радиуса при $z > 0$ ($T_R < T_0$), если $R < R_{\text{crit}}$ (капля холоднее среды — режим испарения), и при $z < 0$ ($T_R > T_0$), если $R > R_{\text{crit}}$ (капля теплее среды — режим конденсации).

На рисунке 5 приведены результаты точных расчетов по формуле (29) времени испарения каплей воды в окрестности точки росы. Для демонстрации различий между кривыми в этом расчете использовалось пониженное значение коэффициента конденсации. На этом же рисунке штриховой линией изображена зависимость времени испарения капли, рассчитанная в пренебрежении поверхностным натяжением. Видно, что в области малых каплей она заметно отклоняется от точной зависимости (29).

Интересно, что все полученные формулы могут использоваться и для расчета времени конденсационного роста капли в пересыщенном паре. В режиме конденсации ($z < 0$) выражение для скорости изменения

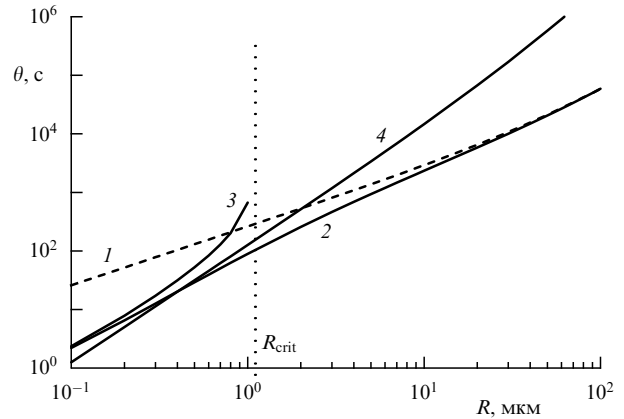


Рис. 5. Зависимости времени жизни водяной капли θ от начального радиуса R вблизи точки росы при $\alpha_c = 0,001$: 1 — $f_0 = 0,999$ без учета поверхностного натяжения; 2 — $f_0 = 0,999$; 3 — $f_0 = 1,001$; 4 — $f_0 = 1,0$.

радиуса (21) меняет знак автоматически, и по той же формуле (28) можно рассчитать время роста капли от достаточно большого радиуса $R > R_{\text{crit}}$ до радиуса R_0 . Естественно, что область применимости теоретической модели при расчете скорости роста капли ограничивается прежним неравенством (32).

Но здесь необходимо сделать некоторые пояснения. Конденсация аэрозолей из пересыщенного пара — процесс коллективный. В нем, как правило, участвует множество капелек самых различных размеров. Для расчета кинетики испарения и конденсации ансамбля частиц необходимо самосогласованно учитывать как изменение относительной влажности, так и динамику функции распределения каплей по размерам [10]. Но есть практически важный случай, когда число каплей в системе сравнительно невелико и их рост не способен существенно повлиять ни на температуру, ни на относительную влажность окружающей среды (примерно такая ситуация имеет место в камере Вильсона). Поэтому наша теория вполне может давать корректную оценку времени роста каплей после возникновения зародышей в этих условиях. Формулы для скорости роста единичной капли могут быть полезны и при описании процесса конденсации ансамбля каплей как одно из уравнений системы, если в ней самосогласованно учитывать изменение параметров окружающей среды.

5. Выводы

Хотя предложенная теория испарения единичной сферической капли не предсказывает каких-либо новых эффектов, она имеет несомненную методическую и практическую ценность.

- Она адекватно отражает глубину физических процессов, имеющих место при испарении капли жидкости вдали от точки ее кипения в среде буферного газа среднего давления. Используя в качестве дополнительных параметров задачи коэффициенты α_c и α_t , можно существенно расширить область применимости диффузионной модели. В модели физически прозрачно очерчиваются области применимости теории.

- В рамках модели, используя простой математический аппарат, впервые удалось найти точное решение

задачи испарения капли в довольно широкой окрестности точки росы с учетом влияния поверхностного натяжения на упругость насыщенного пара вблизи искривленной поверхности раздела фаз.

• Аналитическое решение задачи позволяет в максимальной мере выяснить взаимное влияние различных факторов на скорость испарения капли. Особенно ценно в практическом смысле то, что получены аналитические выражения для *интегрального* времени жизни капли, которые в отличие от *дифференциальной* скорости испарения довольно легко измерять в эксперименте. Наличие достаточно общей аналитической теории дает возможность эффективно оценивать низкие коэффициенты конденсации из экспериментальных зависимостей интегрального времени жизни капли от ее начального радиуса.

Список литературы

1. Грин Х, Лейн В *Аэрозоли — пыли, дымы и туманы* 2-е изд. (М.: Химия, 1972)
2. Довгалюк Ю А, Ивлев Л С *Физика водных и других атмосферных аэрозолей* 2-е изд. (СПб: Изд-во СПбГУ, 1998)
3. Русанов В Д, Фридман А А *Физика химически активной плазмы* (М.: Наука, 1984)
4. Бугаев С П и др. *ДАН* **361** 612 (1998)
5. Bugaev S P et al. *Plasma Chem. Plasma Proces.* **18** (2) 247 (1998)
6. Куни Ф М, Шекин А К, Гринин А П *УФН* **171** 345 (2001)
7. Фукс Н А *Испарение и рост капель в газообразной среде* (Итоги науки и техники, Сер. Физико-математические науки, Т. 1) (М.: Изд-во АН СССР, 1958)
8. Хирс Д, Паунд Г *Испарение и конденсация* (М.: Metallurgia, 1966)
9. Ивченко И Н, Мурадян С М *Изв. АН СССР. Сер. МЖГ* (1) 112 (1982)
10. Лившиц Е М, Пятаевский Л П *Физическая кинетика* (М.: Наука, 1979)
11. Куни Ф М *Коллоидный журн.* **46** 674 (1984)

Evaporation of a spherical drop in a middle pressure gas

A.V. Kozyrev, A.G. Sitnikov

Institute of High Current Electronics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences

Akademicheskii prosp. 4, 634055 Tomsk, Russian Federation

Tel. (7-3822) 25-84 11

E-mail: kozyrev@to.hcei.tsc.ru; alex@to.hcei.tsc.ru

A diffusion evaporation model for a single spherical droplet is examined which takes into account the reduction in the drop temperature and vapor pressure near the droplet surface and which is valid at any values of the condensation and surface tension coefficients. Very general analytical expressions for the dependence of the lifetime of the drop on its initial radius are derived for the first time. With this model, knowing the experimental form of this dependence suffices to estimate the condensation coefficient of the vapour molecules.

PACS numbers: 68.10.Jy, 82.70.Rr, 92.60.Jq

Bibliography — 11 references

Received 9 February 2001, revised 22 May 2001