УДК 533.6.011.8

ОБ ИСПАРЕНИИ СФЕРИЧЕСКИХ КАПЕЛЬ В УСЛОВИЯХ ТЕРМОСТАТИРОВАНИЯ ИХ ПОВЕРХНОСТИ

И. Н. ИВЧЕНКО

(Москва)

Экспериментальное исследование испарения сферических капель в условиях термостатирования поверхности капли [1] позволяет измерить скорость испарения в отсутствие ряда побочных эффектов, таких, как изменение температуры капли в результате фазового перехода, свободная конвекция, скачки температуры на поверхности частицы. Сравнение экспериментальных данных с теорией в этих условиях позволяет с достаточной точностью определить такую важную характеристику жидкости, как коэффициент испарения. Величина коэффициента испарения оказывает существенное влияние на процессы массо- и теплопереноса в свободномолекулярном и промежуточном режимах испарения и не влияет на эти процессы в диффузионном режиме.

Между тем, если в предельных случаях $K\gg1$, $K\ll1$, где K – число Кнудсена, процесс испарения исследован достаточно хорошо, то для промежуточного режима, когда $K\infty1$, до сих пор отсутствует удовлетворительный анализ. Это связано с тем, что в данной области чисел Кнудсена анализ должен быть основан на решении уравнений Больцмана для бинарной смеси, представляющем математические трудности.

В работах [2, 3] сделаны попытки избежать указанную трудность применением метода сшивания свободномолекулярного и континуального потоков массы на расстоянии порядка длины свободного пробега от поверхности частицы. Так, в [2] этим методом получено выражение для скорости испарения термостатированных капель, которое имеет вид

$$\frac{dS}{dt}=-\frac{8\pi D\rho_1\nu_0}{\rho(4D/R\alpha_m v^*+1)} \tag{0.1}$$

Здесь S, R – площадь поверхности и радиус капли, D – коэффициент диффузии, ρ_1, ρ – плотность пара и жидкости капли, α_m – коэффициент испарения, v^* – средняя абсолютная скорость молекул пара, ν_0 – поправка к плотности пара, учитывающая степень недонасыщенности его на больших расстояниях от капли.

Теоретические результаты, полученные методом «сшивания», значительно лучше согласуются с экспериментальными данными в промежуточном режиме, чем экстраполированные в эту область предельные формулы. Однако этот метод не является строгим, что не позволяет оценить точность и пределы применимости полученной формулы.

В данной работе методом [4] исследован процесс квазистационарного испарения термостатированных капель при произвольных числах Кнудсена.

1. Рассмотрим сферическую каплю радиуса R, находящуюся в бинарной газовой смеси неиспаряющегося и неконденсирующегося на ее поверхности газа и пара вещества капли. Температура капли совпадает с температурой окружающей среды. Кроме того, на больших расстояниях от частицы известны численные плотности пара n_1 и газа n_2

$$n_1(\infty)=n_{10}(1-\nu_0),\qquad n_2(\infty)=n_{20} \tag{1.1}$$

Здесь n_{10} – плотность насыщенного пара при температуре T.

Плотность пара вблизи поверхности капли может быть определена путем задания коэффициента испарения

$$\alpha_m=(N_1^+-|N_1^-|)/(N_{1s}^+-|N_1^-|) \tag{1.2}$$

Здесь верхние индексы плюс и минус означают потоки числа молекул, летящих от капли и падающих на нее, N_{1s}^+ – поток числа молекул пара при условии, что все молекулы отражались бы с поверхности капли с плотностью насыщенного пара.

Для газа поверхность капли непроницаема

$$N_2^+-|N_2^-|=0 \tag{1.3}$$

Для описания кинетики испарения капли при произвольных числах K необходимо получить с помощью функции распределения формулу для потока числа молекул пара. Для того чтобы функции распределения отражали характерные черты свободномолекулярного и континуального режимов, будем искать их в виде разрывных в пространстве скоростей линеаризованных локально-максвелловских функций. В каждой точке пространства существует свой конус влияния, ограниченный конической поверхностью с вершиной в данной точке и касающейся поверхности капли. В любой точке необходимо различать две группы молекул: молекулы, траектории которых начинаются на поверхности капли (область *2*) в пространстве скоростей $\mathbf{v}_i$, и все остальные молекулы (область *1*). Функции распределения в этих областях будем искать в виде

$$(1.4)\qquad f_{ij}=f_i^{(0)}(1+\nu_{ij}),\qquad f_i^{(0)}=n_{i0}(m_i/2\pi kT)^{3/2}\exp(-m_iv_i^2/2kT)$$

Здесь первый индекс относится к различным компонентам бинарной смеси, второй – к различным областям в пространстве скоростей, ν_{ij} – четыре неизвестные функции, зависящие только от радиальной координаты.

Функции ν_{ij} могут быть найдены путем решения системы моментных уравнений, полученной из уравнений Больцмана, которая имеет вид

$$\frac{d}{dr}(r^2n_iu_{ir})=0$$

$$(1.5)\qquad \frac{d}{dr}P_{irr}+\frac{1}{r}(2P_{irr}-P_{i\theta\theta}-P_{i\varphi\varphi})=R(\Delta m_iv_{ir})_{ik}$$

Здесь r – безразмерная радиальная координата, u_{ir} – радиальные составляющие средних скоростей компонентов смеси, P_{irr}, $P_{i\theta\theta}$, $P_{i\varphi\varphi}$ – компоненты тензора давления, $(\Delta m_iv_{ir})_{ik}$ – моменты от интеграла столкновений молекул разных сортов.

Аналитическое решение задачи получено путем линеаризации системы (1.5). Предполагается, что все функции $\nu_{ij}\ll1$. Это условие будет выполнено в случае слабого испарения, что соответствует требованию $\nu_0\ll1$. Кроме того, предполагается, что скорость изменения радиуса капли мала по сравнению со скоростями теплового движения молекул.

С помощью линеаризованной максвелловской функции распределения получены следующие выражения для моментов от операторов столкновений в форме Больцмана:

$$(1.6)\qquad (\Delta m_iv_{ir})_{ik}=\frac{n_{i0}n_{20}kT}{(n_{10}+n_{20})D}\left[\left(\frac{m_i}{m_k}\right)^{1/2}u_{kr}-u_{ir}\right]$$

Путем решения системы (1.5) с граничными условиями (1.1)–(1.3) получено следующее выражение для потока числа молекул пара через поверхность капли:

$$(1.7)\qquad N_1=\left(\frac{8\pi kT}{m_1}\right)^{1/2}\frac{\alpha_m\nu_0n_{10}R^2}{1+\zeta},\qquad \zeta=\alpha_m\left(\frac{kT}{2\pi m_1}\right)^{1/2}\frac{n_{20}R}{(n_{10}+n_{20})D}$$

Используя (1.7), легко получить выражение для скорости изменения поверхности капли, которое имеет вид

$$(1.8)\qquad \frac{dS}{dt}=-\frac{8\pi D\rho_1\nu_0\mu}{\rho(4D\mu/\alpha_mRv^*+1)},\qquad \mu=1+\frac{n_{10}}{n_{20}}$$

Эмпирическая формула (0.1) по структуре сооответствует полученной нами формуле (1.8), а в предельном случае $n_{10}/n_{20}\ll1$ точно совпадает с ней. Развитый анализ подтверждает достоверность эмпирической формулы Н. А. Фукса в задаче изотермического массопереноса от капли при произвольных числах Кнудсена.

Поступила 20 IV 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. *Шиманский Ю. И., Нужный В. М., Михайленко М. М.* Экспериментальное исследование скорости испарения капель воды в атмосфере воздуха и углекислого газа в условиях термостатирования поверхности капли. Укр. физ. ж., 1972, т. 17, № 9.
2. *Фукс Н. А.* Испарение и рост капель в газообразной среде. М., Изд-во АН СССР, 1958.
3. *Кань Санвук.* Исследование роста конденсированных частиц в разреженных и континуальных средах. Ракетная техника и космонавтика, 1967, т. 5, № 7.
4. *Lees L.* Kinetic theory description of rarefield gas flow. J. Soc. Industr. and Appl. Math., 1965, vol. 13, No. 1.