

# Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

И. Л. Мостинский, А. В. Загородних, Д. И. Ламден, Конденсация паров высококипящего вещества на поверхности испаряющихся капель низкокипящей жидкости, *ТВТ*, 1979, том 17, выпуск 2, 337–342

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 34.239.153.44

6 ноября 2024 г., 08:56:04



УДК 536.423.4

## КОНДЕНСАЦИЯ ПАРОВ ВЫСОКОКИПАЮЩЕГО ВЕЩЕСТВА НА ПОВЕРХНОСТИ ИСПАРЯЮЩИХСЯ КАПЕЛЬ НИЗКОКИПАЮЩЕЙ ЖИДКОСТИ

*Мостинский И. Л., Загородних А. В., Ламден Д. И.*

Решается задача о конденсации паров высококипящей примеси из горячего газа на находящейся в нем испаряющейся капле. Получены аналитические выражения для диффузионного потока на каплю и для числа Шервуда при конденсации. Показано, что влияние на конденсацию стефановского потока, вызванного испарением, можно учесть в виде поправки к числу Шервуда. Обсуждается вопрос о критических значениях интенсивности испарения. Сравнение полученных результатов с экспериментом демонстрирует их хорошее согласование и показывает важность учета стефановского потока. Предлагаемый метод расчета справедлив и для условий вдува газа через поверхность сферы.

Исследованиям конденсации паров жидкости на холодных струях и холодных диспергированных жидкостях посвящен ряд работ [1, 2]. Расчеты в этих случаях ведутся лишь на участке прогрева поверхности жидкости до температуры насыщения. Однако могут встречаться случаи конденсации паров высококипящего вещества на низкокипящей жидкости. Например, факт конденсации паров на поверхности испаряющейся жидкости отмечен в [3, 4]. Так, в [3] наблюдалась конденсация паров воды из влажного воздуха при испарении ацетона с поверхности пластины. Особенности конденсации пара в этих условиях связаны главным образом с существованием вблизи поверхности испаряющейся легкокипящей жидкости стефановского потока парогазовой смеси [5], препятствующего массопереносу паров высококипящего вещества к этой поверхности. Данная работа посвящена исследованию влияния потока пара от капли на перенос конденсирующейся фракции к ее поверхности. Рассмотрим задачу в следующей постановке (рис. 1). В высокотемпературной газовой среде с температурой  $T_\infty$ , содержащей в виде примеси пары высококипящей жидкости  $A$ , покоится одиночная испаряющаяся капля низкокипящей жидкости  $B$ , для которой равновесная температура испарения  $T_s$  существенно ниже  $T_\infty$ . Требуется определить интенсивность конденсации паров  $A$  на испаряющейся капле жидкости  $B$ , в частности, значение числа Шервуда  $Sh_A$ , определяющего скорость переноса примеси  $A$  из газовой смеси к капле.

В рамках данной работы ограничимся случаем малых значений  $c_A$  безразмерной массовой концентрации примеси в газе. Кроме того, будем

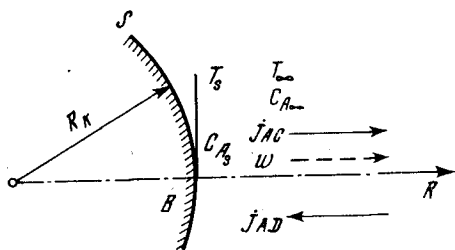


Рис. 1

полагать свойства газовой смеси: плотность  $\rho$ , теплопроводность  $\lambda$ , теплоемкость  $c_p$ , коэффициент диффузии для примеси  $D_A$ , — постоянными по толщине пограничного слоя и равными своим эффективными значениям. Тогда перенос примеси на каплю определяется обычным уравнением переноса массы

$$\frac{d^2 c_A}{dR^2} + \frac{2}{R} \frac{dc_A}{dR} - \frac{1}{D_A R^2} \frac{d}{dR} (R^2 \omega c_A) = 0. \quad (1)$$

Здесь  $R$  — расстояние от центра капли;  $\omega$  — скорость конвективного потока смеси (стефановского потока), вызванного возникающим при испарении встречным диффузионным потоком нейтрального газа. В случае малых  $c_A$  (и, следовательно, малых величин диффузионного потока конденсирующегося компонента  $A$ ) можно считать, что диффузионный поток нейтрального газа полностью определяется оттоком пара, так как в этом случае с большой точностью можно считать  $\text{grad } c_r = -\text{grad } c_B$  ( $c_B$  и  $c_r$  — концентрации пара  $B$  и газа в смеси). В этом случае величина конвективного потока смеси близка к значению ее стефановского потока, возникающего при испарении капли в газ. Аналогично [6], можно показать, что скорость стефановского потока при испарении капли равна

$$\omega = W_B / 4\pi R^2 \rho. \quad (2)$$

По тем же причинам наличие потока компонента  $A$  слабо сказывается и на скорости испарения капли. Следовательно, масса пара  $B$ , оттекающего от капли в единицу времени,  $W_B$  определяется соотношением [7]

$$W_B = 4\pi \frac{\lambda(T_\infty - T_s)}{r} R_k \frac{\ln(1+B_T)}{B}, \quad (3)$$

где

$$B_T = c_p(T_\infty - T_s) / r_B. \quad (4)$$

Здесь  $R_k$  — радиус капли;  $r_B$  — удельная теплота испарения жидкости  $B$ . После подстановки (2) в (1) и решения получающегося уравнения с граничными условиями

$$\begin{aligned} R=R_k; \quad c_A &= c_{AS}, \\ R \rightarrow \infty; \quad c_A &\rightarrow c_{A\infty} \end{aligned}$$

получается выражение для градиента  $c_A$  на поверхности капли

$$\left. \frac{dc_A}{dR} \right|_{R=R_k} = (c_{A\infty} - c_{AS}) a_A / R_k (e^{a_A} - 1), \quad (5)$$

где

$$a_A = W_B / 4\pi R_k D_A \rho. \quad (6)$$

Используя (3), (4), можно преобразовать

$$a_A = \chi \ln(1+B_T), \quad (7)$$

где введено

$$\chi = \lambda / \rho c_p D_A. \quad (8)$$

Отсюда определяется значение диффузионного потока конденсирующегося пара  $A$  на поверхности капли

$$j_{AD}|_{R=R_k} = -D_A \rho \text{grad } c_A|_{R=R_k} = -\frac{D_A \rho}{R_k} (c_{A\infty} - c_{AS}) \frac{a_A}{e^{a_A} - 1}. \quad (9)$$

Стефановский поток представляет собой конвективное движение всей парогазовой смеси. В качестве одного из компонентов этой смеси в ней присутствует и пар  $A$ . Поэтому наряду с рассмотренным диффузионным переносом конденсирующегося пара  $A$  в газе происходит и его конвективный перенос вместе со всей парогазовой смесью. Из определения  $\omega$  и  $\rho$  следует, что массовый конвективный поток смеси равен  $\omega \rho$ . Следовательно,

конвективный поток компонента  $A$  смеси равен  $\omega r c_A$ . В частности, для его значения на поверхности капли имеем

$$j_{AC}|_{R=R_K} = \omega r c_A|_{R=R_K} = W_B c_{AS} / 4\pi R_K^2. \quad (10)$$

Таким образом, полный поток пара  $A$  через единицу поверхности капли, определяющий интенсивность его конденсации, складывается из значений диффузионного (9) и конвективного (10) потоков и равен (после подстановки  $W_B$  из (6) в (10))

$$j_{A\Sigma}|_{R=R_K} = (j_{AD} + j_{AC})_{R=R_K} = -\frac{D_{A\rho}}{R_K} \frac{a_A}{e^{a_A} - 1} (c_{A\infty} - e^{a_A} c_{AS}). \quad (11)$$

С учетом (7) его можно преобразовать к виду

$$j_{A\Sigma}|_{R=R_K} = -\frac{D_{A\rho}}{R_K} \frac{\ln(1+B_T)^x}{(1+B_T)^{x-1}} [c_{A\infty} - c_{AS} \ln(1+B_T)^x]. \quad (12)$$

Исходя из полученных выражений, определим значение числа Шервуда  $Sh_A$  для конденсирующегося пара  $A$ . По определению  $Sh_A$

$$j_{A\Sigma}|_{R=R_K} = Sh_A \frac{D_{A\rho}}{2R_K} (c_{AS} - c_{A\infty}). \quad (13)$$

Сравнивая (13) с (11) и (12), получаем

$$Sh_A = 2 \frac{a_A}{e^{a_A} - 1} \left[ 1 - \frac{c_{AS}}{c_{A\infty} - c_{AS}} (e^{a_A} - 1) \right] \quad (14)$$

или

$$Sh_A = 2 \frac{\ln(1+B_T)^x}{(1+B_T)^{x-1}} \left\{ 1 - \frac{c_{AS}}{c_{A\infty} - c_{AS}} [(1+B_T)^x - 1] \right\}. \quad (15)$$

Следует отметить, что выражения (11) и (14) остаются справедливыми и в более общем случае диффузионного переноса примеси  $A$  к сфере со вдувом. При этом под  $W_B$  в (6) следует понимать соответственно массу газа  $B$ , вдуваемую через поверхность сферы в единицу времени.

Если ввести по аналогии с  $B_T$  величину  $B_D$

$$B_D \equiv (1+B_T)^x - 1 = \left[ 1 + \frac{c_P(T_\infty - T_S)}{r_B} \right]^{x/(pc_P D_A)} - 1, \quad (16)$$

то выражения для  $j_{A\Sigma}$  и  $Sh_A$  примут окончательный вид

$$j_{A\Sigma}|_{R=R_K} = -\frac{D_{A\rho}}{R_K} \frac{\ln(1+B_D)}{B_D} [c_{A\infty} - c_{AS}(1+B_D)], \quad (17)$$

$$Sh_A = 2 \frac{\ln(1+B_D)}{B_D} \left[ 1 - \frac{c_{AS}}{c_{A\infty} - c_{AS}} B_D \right]. \quad (18)$$

При конденсации на покоящейся неиспаряющейся капле  $Sh_A = Sh_A^0 = 2$ . Из (18) следует, что поправка с  $Sh_A$  на наличие стефановского потока, вызванного испарением вещества капли, равна

$$H_{Sh} \equiv \frac{Sh_A}{Sh_A^0} = \frac{\ln(1+B_D)}{B_D} \left[ 1 - \frac{c_{AS}}{c_{A\infty} - c_{AS}} B_D \right]. \quad (19)$$

В случае, когда  $B_D c_{AS} / c_{A\infty} \ll 1$ , выражение (19) приобретает наиболее простой вид, аналогичный известной поправке [7]  $H_1 = [\ln(1+B_T)] / B_T$  к  $Nu$  с заменой  $B_T$  на  $B_D$ . Если, кроме того,  $\chi = 1$ , эти поправки тождественно совпадают, так как при этом  $B_T = B_D$ .

Соотношения (17)–(19) с учетом (16) полностью решают сформулированную задачу. Из них, в частности, следует, что конденсация возможна только до достижения величиной  $B_D$  значения  $B_{D,K}$ , определяемого из

условия  $Sh_A=0$

$$B_{D_{кр}} = (c_{A\infty}/c_{AS}) - 1. \quad (20)$$

Это связано с тем, что соответствующая  $B_{D_{кр}}$  плотность потока пара  $B$ , равная (с учетом (3) и связи  $B_T$  с  $B_D$  из (16)) на поверхности капли

$$j_{вз_{кр}}|_{R=R_k} = W_{B_{кр}} / 4\pi R_k^2 = [\rho D_A \ln(c_{A\infty}/c_{AS})] / R_k, \quad (21)$$

вызывает стефановский поток, способный полностью нейтрализовать приток пара  $A$  к капле. Этот же результат (21) остается справедливым и в более общем случае вдува, давая его критическое значение. При  $c_{AS}/c_{A\infty} \rightarrow 0$  получаем  $B_{D_{кр}} \rightarrow \infty$ ,  $j_{вз_{кр}} \rightarrow \infty$ , т. е. конденсация будет происходить при любой интенсивности испарения (вдува).

На рис. 2 приведена зависимость  $H_{1Sh} \equiv Sh_A/Sh_A^0$  от температуры газа и отношения  $c_{AS}/c_{A\infty}$  для условий конденсации содержащихся в горячем

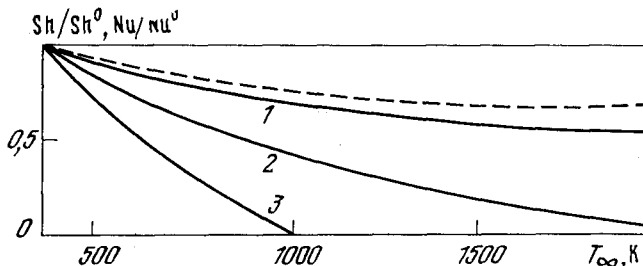


Рис. 2. Поправка к числу Шервуда для конденсирующегося пара, вызванная наличием стефановского потока при испарении: 1 -  $c_{AS}/c_{A\infty}=0$ ; 2 - 0,25; 3 - 0,5

воздухе паров КОН на испаряющейся капле воды. Здесь же пунктиром показана зависимость для отношения  $Nu/Nu^0$ . Следует обратить внимание на точку пересечения кривой 3 с осью абсцисс: при температуре горячего воздуха  $\sim 1030$  К ( $c_{AS}/c_{A\infty}=0,5$ ) достигается критическое значение величины  $B_D$ , и конденсация паров КОН на испаряющейся капле воды прекращается.

Рассмотренные результаты получены для покоящейся капли. Для движущейся капли справедлива, видимо, аргументация [7] о независимости влияния относительной скорости и поперечного оттока пара на интенсивность конденсации. В связи с этим поправку (19) можно использовать в первом приближении и для движущихся капель. Следует, однако, иметь в виду, что из-за появления при этом в (3) дополнительного множителя  $Nu^0/2$  [7], этот множитель появится и во всех выражениях перед величиной  $\chi$ . Входящая в (19) величина  $B_D$  будет иметь более общий вид

$$B_D = (1 + B_T) \times Nu^{0/2} - 1 = \left[ 1 + \frac{\dot{c}_p (T_\infty - T_s) \Gamma^{Nu^0/(2\rho c_p D_A)}}{\Gamma_B} \right] - 1. \quad (22)$$

Используемая здесь величина  $Nu^0$  — число Нуссельта для теплообмена капли без учета влияния стефановского потока. Аналогичен смысл и величины  $Sh_A^0$  в (19). В качестве  $Nu^0$  и  $Sh^0$  целесообразно использовать наиболее общие зависимости [8]

$$Nu^0 = 2 + 0,6 Pr^{1/3} Re^{1/2}, \quad (23)$$

$$Sh^0 = 2 + 0,6 Sc^{1/3} Re^{1/2}, \quad (24)$$

где  $Pr$  и  $Sc$  — числа Прандтля и Шмидта для газовой смеси;  $Re$  — число Рейнольдса по относительной скорости движения капли в газе.

движущейся испаряющейся капле, использованы для расчета конденсации паров КОН, содержащихся в виде примеси в продуктах сгорания природного газа, при их охлаждении в экспериментальном скруббере, расположенном под углом  $15^\circ$  к горизонтали. Диаметр скруббера 0,5 м, длина 5 м. Конкретные условия работы скруббера позволили принять следующую расчетную модель. Газ, содержащий конденсирующуюся примесь А, движется по каналу постоянного сечения. В некотором сечении канала в потоке постоянно впрыскивается полидисперсная совокупность испаряющихся капель, характеризующаяся массовой плотностью распределения  $f_m(\delta)$ . Величина  $f_m(\delta)d\delta$  представляет долю массы капель с диаметрами от  $(\delta-d\delta/2)$  до  $(\delta+d\delta/2)$  в их общей массе, впрыскиваемой в поток. Примесь конденсируется на летящих в потоке каплях, ее концентрация в газе уменьшается вниз по потоку. Учитывая условия проведения эксперимента, оказалось возможным пренебречь слабым изменением размера капли в процессе ее испарения. Изменение скорости капли из-за увлечения ее потоком газа учитывалось. В этом случае при известном значении отношения объемных расходов газа  $V_r$  и жидкости  $V_b$ , изменение концентрации примеси А в газе по длине канала  $l$  подчиняется экспоненциальной зависимости

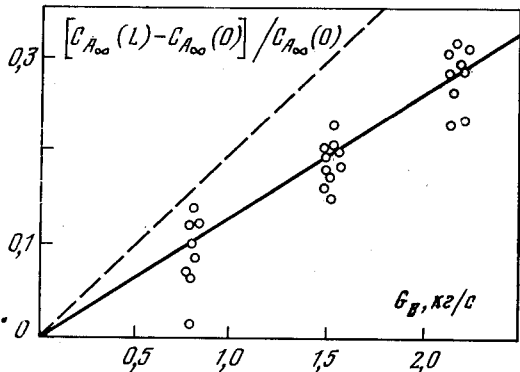


Рис. 3

зависимости

$$c_{A\infty}(l) = c_{A\infty}(0) \exp \left\{ -6\pi D_A \frac{V_b}{V_r} \int_0^l dl \int_0^\infty d\delta \frac{f_m(\delta) Sh_A}{\delta^2 U(\delta, l)} \right\}. \quad (25)$$

Здесь  $Sh_A = Sh_A^0(\delta, l) H_{1Sh}(\delta, l)$ ;  $Sh_A^0$  и  $H_{1Sh}$  определяются из (24) и (19), (22). Входящая сюда абсолютная скорость капли  $U$  диаметра  $\delta$  на расстоянии  $l$  от места ее ввода в поток определяется из обычных уравнений движения (например, [7]). Более общее выражение, учитывающее изменение размеров капель и искажение спектра диаметров капель, может быть получено на основании результатов [9, 10].

Эксперименты со скруббером проводились в следующих условиях. Газы в количестве 0,75 кг/с попадают в скруббер при  $T_\infty = 2000$  К со скоростью 20 м/с и содержат пары КОН в количестве 0,6% (по объему). Вода впрыскивается с помощью центробежных форсунок, характеризующихся спектром Розина — Раммлера с характерным размером  $\sim 0,8$  мм и показателем  $n \sim 1,5$  [11]. Пути прогрева капель весьма малы (меньше 0,05 м), поэтому пары КОН взаимодействуют в скруббере с испаряющимися каплями. Опыты проводились на участке скруббера длиной  $L$ , где температура газа не успевала понизиться ниже температуры объемной конденсации паров КОН ( $\sim 1590$  К). Следовательно, конденсация происходила только на поверхности испаряющихся капель. Проведено несколько серий экспериментов с подачей различной массы воды, что обеспечивало изменение давления распыла от 0,7 до 4 атм.

На рис. 3 представлены результаты экспериментов в виде зависимости функции  $[1 - c_{A\infty}(L)/c_{A\infty}(0)]$  от массового расхода воды  $G_B$ , а также результаты расчетов на основе изложенной методики с учетом (сплошная кривая) и без учета (пунктирная кривая) предлагаемой поправки (19),

(22). Количество сконденсировавшегося КОН в исследованном диапазоне расхода воды удовлетворительно согласуется с расчетом, учитывающим указанную поправку. Неучет поправки приводит к завышению результатов в полтора раза.

Институт высоких температур  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
25 VII 1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. П. Исаченко. Теплообмен при конденсации. «Энергия», 1977.
2. С. С. Кугателадзе. Основы теории теплообмена. «Наука», Новосибирск, 1970.
3. Р. Ш. Вайнберг. ИФЖ, 13, 1, 1967.
4. Tetsuo Yoshida, Tsutomu Nyodo. Chem. Ind. Japan, 7, 1958.
5. В. П. Исаченко, В. А. Осипова, А. С. Сукомел. Теплопередача. «Энергия», 1975.
6. А. В. Лыков. Тепломассообмен. «Энергия», 1972.
7. Д. И. Ламден, И. Л. Мостинский. ТВТ, 14, № 4, 1976.
8. W. E. Ranz, W. K. Marshall. Chem. Ing. Progr., 48, 3, 4, 1952.
9. И. Л. Мостинский, Д. И. Ламден. В сб. Тепломассообмен-V, 3, 2. «Наука и техника», Минск, 1976.
10. I. L. Mostinsky, D. I. Lamden. Proc. of 6th Intern. Heat Transfer Conf. Toronto, Canada, August, 1978.
11. Б. В. Раушенбах, С. А. Белый и др. Физические основы рабочего процесса в камерах сгорания ВРД. «Машиностроение», 1964.