

УДК 532.529:536.24

## **Особенности процесса парообразования вблизи стенки, охлаждаемой газокапельной завесой\***

**В.И. Терехов, Н.Е. Шишкин**

*Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск*

E-mail: terekhov@itp.nsc.ru

На основе имеющихся экспериментальных данных проведено аналитическое исследование концентрации насыщенного пара над жидкой пленкой, возникающей при осаждении капель на стенке адиабатического канала, охлаждаемого газокапельной завесой. Анализ осуществлялся при вариации основных параметров смешивающихся струй: параметра вдува, концентрации жидкости и температуры основного потока. Получена аппроксимационная зависимость для концентрации насыщенного пара при наличии жидкой пленки, учтено влияние неизотермичности потоков.

**Ключевые слова:** концентрация пара, газокапельные струи, параметр вдува, жидкие пленки, канал с адиабатическими стенками.

### **Введение**

Использование пристенных газокапельных завес является одним из перспективных способов защиты поверхности от воздействия высокотемпературных потоков газа. Интерес к этой проблеме возник достаточно давно [1–4] и не ослабевает до сих пор в связи с большими потенциальными возможностями подобных методов охлаждения. В последние годы были проведены обширные экспериментальные и теоретические исследования [5–9] тепловой защиты подобного рода. В этих исследованиях было установлено, что даже небольшая концентрация капель жидкости в струе приводит к существенному повышению эффективности тепловой защиты.

Взаимодействие газокапельной струи со спутным потоком внутри канала является исключительно сложным процессом, сопровождающимся коагуляцией и осаждением капель с последующим образованием жидкой пленки на стенке. Попытки создания простых интегральных моделей по аналогии с классическими подходами для однофазных завес [10, 11] оказались пригодными только для частных случаев [1, 2]. Значительный прогресс в области изучения характеристик туманообразных завес достигнут при использовании численных методов расчета [5–9, 12, 13]. Однако эти методы достаточно сложны и требуют большого объема эмпирической информации, а применяемые модели турбулентности находятся в стадии развития.

---

\* Работа выполнена за счет средств МН и ВО РФ (гос. рег. № АААА-А17-117030310010-9) и при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант 18-08-00986).

Движение газок капельной струи в канале сопровождается фазовыми превращениями, а тепломассообмен с поверхностью определяется большим числом факторов, основными из которых являются концентрации компонентов смеси, входящие в расчетные зависимости для интегральных характеристик течения.

Для инженерной практики и оценочных расчетов сохраняется потребность в создании простых физически обоснованных моделей, учитывающих главные особенности процесса смешения газок капельных струй и взаимодействия их со стенками. К таковым можно отнести модели с использованием подобия процессов тепломассопереноса в неоднородных потоках, а также при наличии в последних фазовых и химических превращений [11]. В работах [12, 13] было показано, что тепловая эффективность газопарок капельной завесы может совпадать со случаем однофазного течения, если в качестве параметра использовать полную энтальпию двухфазной смеси. Поскольку главным фактором в эффекте интенсификации охлаждения является процесс парообразования при испарении капельной фазы, то основным вопросом в этой задаче является определение концентраций компонентов в окрестности стенки. Оценка парообразования на межфазной границе необходима для определения эффективности газожидкостного охлаждения, в этом случае неизвестными параметрами являются массовые концентрации компонентов смеси вблизи стенки.

В настоящей работе, в продолжение исследований [3, 4], изучается струйное смешение в ограниченном газок капельном потоке. Основное внимание уделяется поведению концентрации пара вблизи адиабатической поверхности цилиндрического канала, методам ее расчета и обобщения результатов в зависимости от начальных параметров коаксиальных смешивающихся струй.

#### Методика и диапазон экспериментальных исследований

Анализ проводился на основе экспериментальных измерений, выполненных на установке, подробно описанной в работе [3]. Рабочий участок представлял собой цилиндрический канал из стеклотекстолита диаметром  $D_k = 100$  мм и длиной  $L \sim 1200$  мм. Высота кольцевой щели  $s$  (см. рис. 1), через которую подавался охлаждающий газо-жидкостный поток, составляла 5 мм.

Температура основного потока сухого воздуха  $T_0$  изменялась в диапазоне от 25 до 200 °С, а температура охлаждающей струи смеси воздуха и водяных капель составляла  $\sim 18$  °С. Скорость основного потока на входе рабочего участка  $W_0 = 30 \div 65$  м/с, что соответствовало числам Рейнольдсам  $Re_0 = W_0 D_0 / \nu = (1 \div 2) \cdot 10^5$ . Здесь  $D_0$  — диаметр основного потока на входе. Диапазон параметра вдува находился в пределах  $m = \rho_s W_s / \rho_0 W_0 = 0,6 \div 1,6$ . Массовая концентрация капелек воды в пристенной струе изменялась в пределах  $C_s = 0 \div 0,1$ . Жидкость эжектировалась на выходе кольцевой щели через равномерно расположенные по окружности щели 48 медицинских игл с внутренним диаметром 0,3 мм.

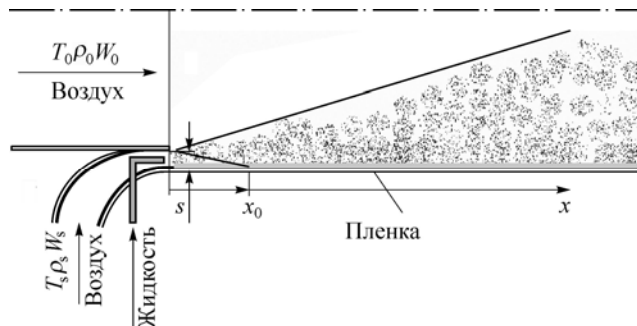


Рис. 1. Принципиальная схема течения в рабочем участке.

Таким образом, осуществлялся распыл каплей размером не более 100 мкм, что было подтверждено экспериментами по осаждению каплей на подложку.

Ранее было показано [14], что при обтекании стенки газожидкостным потоком, часть каплей (до половины) оседает с образованием волнообразной пленки. Концентрация пара вблизи жидкой пленки является максимальной и соответствует кривой насыщения.

На рис. 2 показаны экспериментально определенные распределения температуры адиабатической стенки вдоль канала при различных температурах основного потока. Здесь видно две зоны с различным характером распределения температуры. На первом участке ( $x/s < 20$ ), который будем называть начальным, температура по его длине слегка понижается и приближается к значению адиабатического насыщения. Эта часть поверхности покрыта пленкой жидкости, что подтверждается диэлькометрическими измерениями ее толщины [14]. Концентрация пара может быть определена по кривой насыщения  $k_{v,w} = f(T_w)$ . Полагая, что в пристенной зоне градиенты температур и концентраций невелики, содержание жидкой фазы на этом участке можно найти как  $k_{l,w} = C_s - k_{v,w}$ . Концентрация воздуха при этом находится из балансового соотношения  $k_{a,w} = 1 - k_{l,w} - k_{v,w}$ .

На втором участке ( $x/s > 20$ ), когда начинают превалировать закономерности струйного смешения потоков, температура стенки интенсивно возрастает. При этом логично предположить, что жидкая пленка в этом случае отсутствует и пар вблизи поверхности на этом участке также находится в насыщенном состоянии.

Неизвестные концентрации воздуха, пара и жидкости можно представить соответственно как  $1 - C_s$ ,  $k_v$ ,  $C_s - k_v$ . Концентрация пара  $k_v$  может быть определена как

$$k_v = \frac{M_v \cdot P_v}{M_v P_v + (1 - P_v) \cdot M_a}, \quad (1)$$

здесь  $P_v$  — парциальное давление пара, зависящее от температуры  $T_w$ , а  $M_v$  и  $M_a$  — молекулярный вес водяного пара и воздуха соответственно. Для определения  $P_v$  можно воспользоваться, например, формулой Филоненко

$$P_v = 6,104 \cdot 10^{-3} \cdot 10^{\frac{7,5(T-273,15)}{T-35,15}}, \quad (T, \text{K}). \quad (2)$$

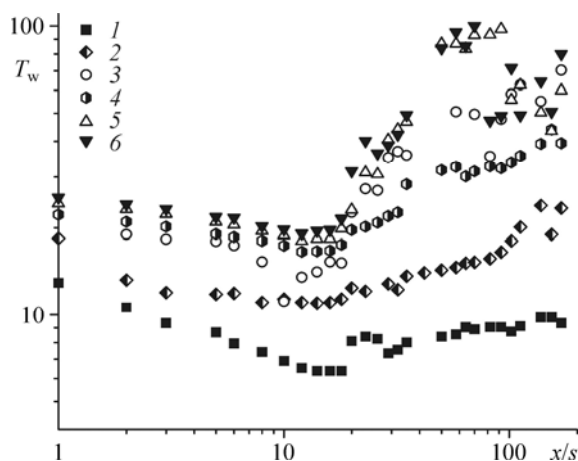


Рис. 2. Температура стенки при различных температурах основного потока и при  $m = 0,6$ ,  $C_s = 0,016$ .

$T_0 = 31$  (1), 55 (2), 96 (3), 147 (4), 175 (5), 196 (6) °C.

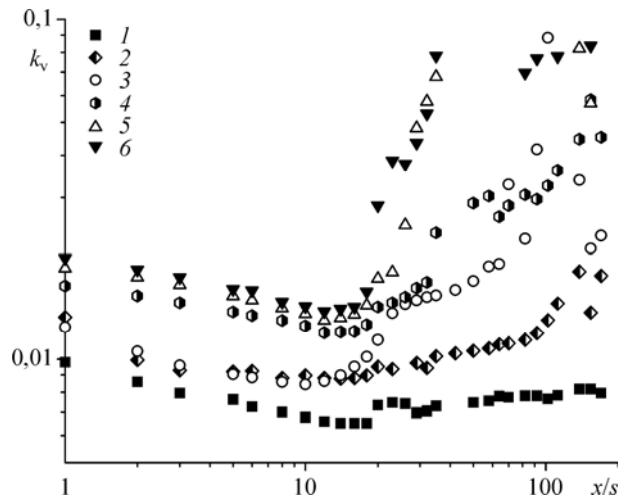


Рис. 3. Влияние температуры в ядре потока  $T_0$  на концентрацию пара вблизи поверхности канала при  $C_s = 0,016$ .  
Обозначения см. на рис. 2.

Результаты расчета концентрации насыщенного пара вблизи поверхности представлены на рис. 3 и 4. Сопоставление значений  $k_v$ , отображенных на рисунках, с данными измерений массовой концентрации пара, приведенных в работе [3], качественно совпадают, что подтверждает справедливость использованной методики. Варьируемым параметром на рис. 3 является температура основного потока воздуха. На начальном участке пристенной струи с испарением капель температура падает, что влечет снижение  $k_v$ . Однако по мере перемешивания двухфазной струи с горячим потоком величина  $k_v$  быстро возрастает по длине канала и результаты расслаиваются в зависимости от температуры основного потока  $T_0$ .

Значение концентрации пара на стенке при фиксированной температуре горячего основного потока  $T_0 = 150^\circ\text{C}$  и одном и том же параметре вдува  $m = 0,6$ , но при различной концентрации жидкой фазы на входе демонстрируется на рис. 4. Как видно, характер

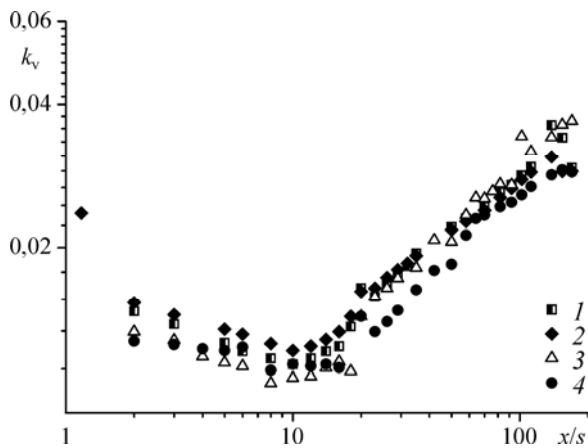


Рис. 4. Распределение концентрации пара около стенки при различной начальной концентрации жидкой фазы  $C_s$  при  $T_0 \sim 150^\circ\text{C}$ .  
 $C_s = 0,016$  (1), 0,026 (2), 0,05 (3), 0,1 (4).

изменения  $k_v$ , имеет тот же вид, что и на рис. 3. При этом концентрация жидкой фазы на входе оказывает не столь существенное влияние на паросодержание по сравнению с изменением температуры ядра потока, как это показано на рис. 3.

### Анализ и обсуждение результатов

Полученные данные по концентрации пара, представленные на рис. 3 и 4, а также результаты других экспериментов из этой серии послужили основой для последующего анализа процессов испарения жидкой пленки, выявления важных факторов и способов обобщения опытных данных.

Координата положения минимума температуры и, соответственно, минимальной концентрации пара вблизи стенки (рис. 2–4) характеризует длину начального участка пристенной газок капельной струи. Результаты изменения этой величины представлены на рис. 5 в виде зависимости от отношения скоростей в щели потока к его значению в ядре  $W_s/W_0$ . Здесь же приведена экспериментальная зависимость, полученная в работе [11] для течения однофазной завесы, для которой значения  $W_s/W_0$  в опытах находились в пределах  $0,1 \div 1$ :

$$x_0/s = 28 (W_s/W_0)^{1,25}. \quad (3)$$

Несмотря на имеющийся разброс опытных данных, можно отметить их качественное согласование для протяженности начального участка одно- и двухфазных завес. Этот важный вывод говорит в пользу общности процессов развития завес в таких достаточно сильно отличающихся условиях.

Значение минимальной температуры на стенке и, соответственно, минимума концентрации пара неоднозначно зависят от  $T_0$  (как и длина начального участка). До значений температур  $\sim 100$  °С, как это следует из рис. 6, величина  $k_{v, \min}$  не зависит от параметра вдува, а свыше — снижается с ростом  $W_s/W_0$ .

Обобщение представленных результатов осуществлялась по критериям асимптотической теории тепловых завес [10]. В качестве характерного параметра использовано отношение  $k_v/k_{v, \min}$  в зависимости от комплекса, полученного в этой работе:

$$K_{Tu} = Re_x / [Re_s (\mu_s/\mu_0) (1 - s/D_k)]^{1,25}, \quad (4)$$

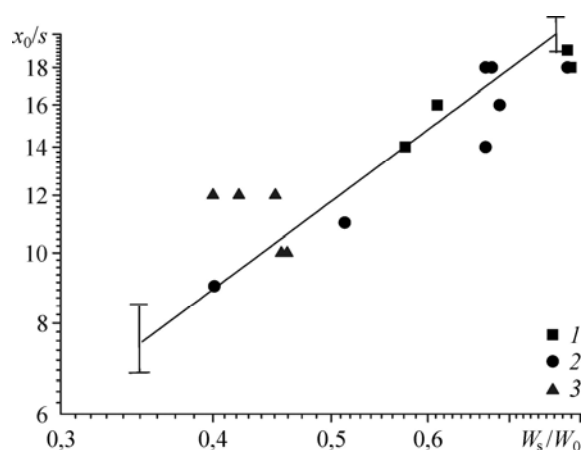


Рис. 5. Длина начального участка газок капельной струи. Линия — зависимость (3);  $T_0 \sim 30 \div 50$  (1), 100 (2), 150–200 (3) °С.

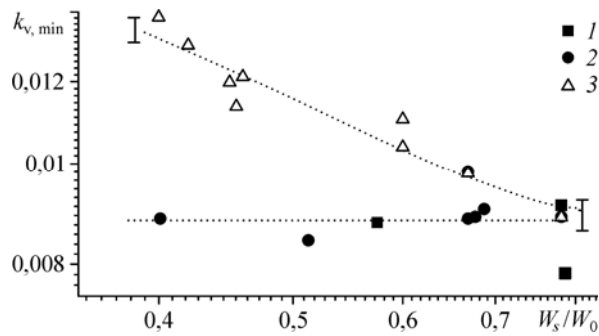


Рис. 6. Величина минимальной концентрации пара.  
 $T_0 \sim 30 \div 50$  (1), 100 (2), 150 ÷ 200 (3) °С.

который характеризует интенсивность турбулентного смешения пристенного и основного потоков. В формуле (4)  $Re_x = \rho_0 W_{0x} / \mu_0$  и  $Re_s = \rho_s W_s s / \mu_{0s}$  — числа Рейнольдса, построенные по параметрам основного потока и в щели. В такой обработке опытные данные, изображенные на рис. 3 и 4, преобразуются к виду, представленному на рис. 7 и 8 соответственно.

Рассмотрим распределения концентрации пара по длине начального и основного участков течения. Как видно на рис. 9, распределения пара на начальном участке при использованной выше обработке результатов хорошо обобщаются в широком диапазоне как температуры основного потока, так и концентрации жидкости в пристенной струе. Пунктирной линией нанесена аппроксимационная кривая, полученная по всем точкам в этой области:

$$k_v/k_{v, \min} = 1,401 - 0,374 K_{Tu} + 0,0844 K_{Tu}^2. \quad (5)$$

Оценка по уравнению (5) может быть использована на начальном участке турбулентного потока, содержащего концентрацию капель, при которой образуется пленка на стенке. Следует отметить, что некоторый разброс точек вызван также отличием длины начального участка в проведенных экспериментах.

В области струйного смешения за начальным участком  $x_0$  опытные данные описывались в виде  $k_v/k_{v, \min}$  в зависимости от комплекса  $K_{Tu, \Delta x} = Re_{\Delta x} / [Re_s (\mu_s / \mu_0) (1 - s/D_k)]^{1,25}$ , в котором число Рейнольдса рассчитывалось с учетом длины начального участка  $Re_{\Delta x}$ .

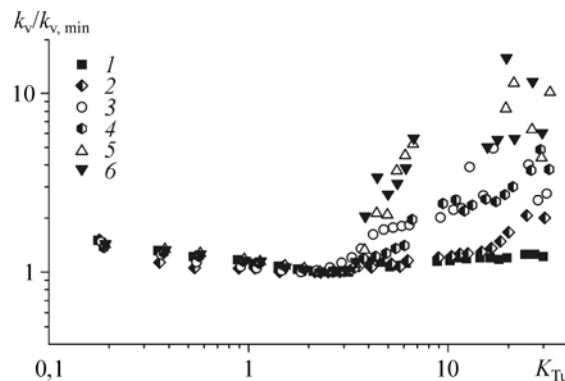


Рис. 7. Распределение концентрации пара в обобщенных координатах при разных температурах основного потока.  
 Обозначение см. на рис. 3.

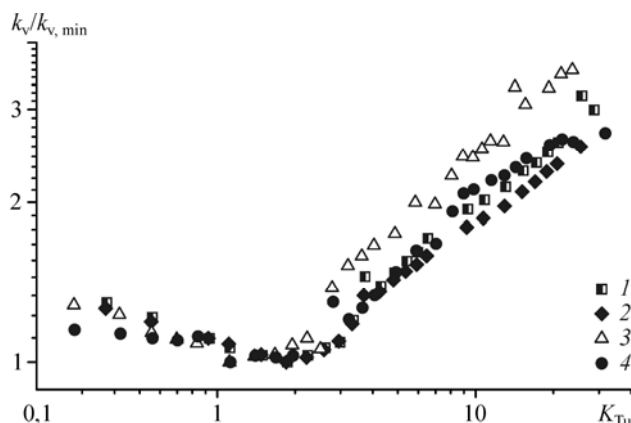


Рис. 8. Влияние содержания жидкости на концентрацию пара в обобщенных координатах.

Обозначение см. на рис. 4.

Неизотермичность течения, оказывающая сильное влияние на процесс испарения, учитывалась в виде отношения температуры пристенной струи к температуре внешнего потока:  $T_s/T_0$ .

Обобщение всех опытных данных по концентрации водяного пара приведено на рис. 10. Результаты экспериментов, как следует из этого рисунка, обобщаются линейной зависимостью, коэффициенты которой вычислялись методом наименьших квадратов. Оценка доверительного интервала для кривой составила 0,08 (вероятность 0,95). Соответствующую расчетную формулу можно записать в виде

$$k_v/k_{v, \min} = 1 + 0,016 K_{Tu \Delta x} (T_s/T_0)^{-6,5}. \quad (6)$$

В области умеренных температур ( $T_0 < 150$  °С) формула (6) хорошо описывает концентрацию пара вблизи поверхности для различных температур основного потока и концентраций жидкости в пристенной струе. Разброс данных возрастает при более

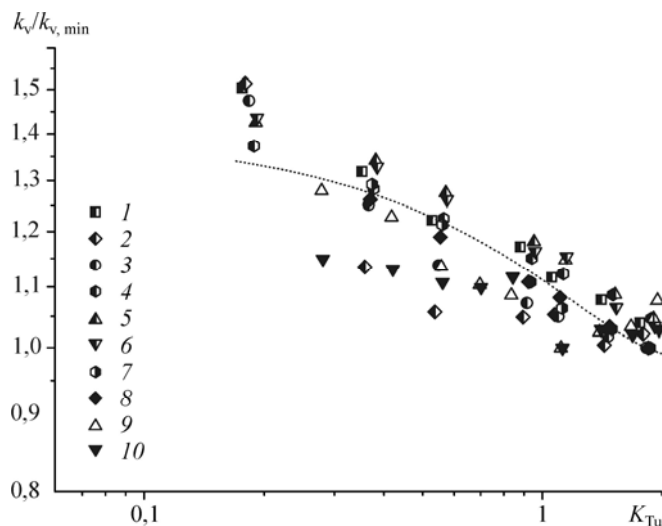


Рис. 9. Концентрация пара в области начального участка.

Линия — аппроксимация (5);

$C_s = 0,016$ :  $T_0 = 31$  (1), 55 (2), 96 (3), 147 (4), 175 (5), 196 (6) °С;

$T_0 \sim 150$  °С:  $C_s = 0,016$  (7), 0,026 (8), 0,053 (9), 0,103 (10).

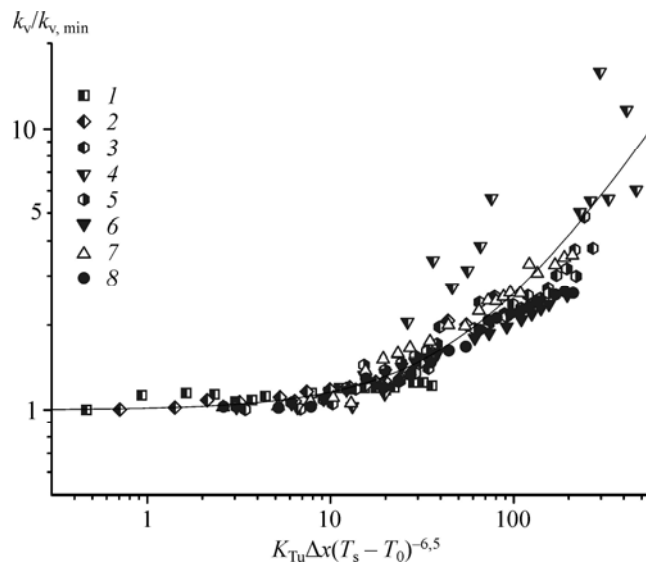


Рис. 10. Обобщение результатов определения концентрации пара в зависимости от комплекса для тепловых завес.

$C_s = 0,016$  (1÷4);  $T_0 = 31$  (1), 55 (2), 147 (3), 196(4);  
 $T_0 \sim 150$  °C (5÷8);  $C_s = 0,016$  (5), 0,026 (6), 0,053 (7), 0,103 (8).

высоких температурах. Возможно, в этих условиях происходит исчезновение локально или полностью жидкой пленки на поверхности. В этом случае необходимы дальнейшие экспериментальные и численные исследования, результаты которых представляют практический интерес.

Таким образом, представленный анализ позволяет проводить оценки концентрации пара в окрестности стенки газокapельной завесы на всей длине орошаемого участка канала, где существует жидкая пленка. Показано, что длина начального участка, на котором снижается температура стенки за счет процесса захлаживания от испаряющейся жидкой пленки, соответствует начальному участку пристенной струи, и, следовательно, может быть рассчитана по известным зависимостям для однофазных тепловых завес по формуле (3). Кроме того, выяснен характер изменения минимального значения концентрации пара, имеющий место при адиабатическом испарении жидкости: значение является постоянным при температурах ниже температуры кипения и снижается при большей неизотермичности течения с ростом отношения скорости пристенной струи к скорости основного потока.

Для области струйного перемешивания получено соотношение для концентрации пара вблизи стенки с учетом начальных расходных параметров и фактора неизотермичности смешивающихся потоков.

### Список литературы

1. Репухов В.М. Эффективность неравновесной газопарожидкостной тепловой завесы // Промышленная теплотехника. 1986. Т. 8, № 6. С. 11–19.
2. Репухов В.М., Недужко А.И. Свойства неравновесной воздушно-водяной завесы над адиабатической стенкой // Докл. АН УССР. Сер. А. 1990. № 9. С. 78–82.
3. Терехов В.И., Шаров К.А., Шишкин Н.Е. Экспериментальное исследование смешения газового потока с пристенной газокapельной струей // Теплофизика и аэромеханика. 1999. Т. 6, № 3. С. 331–341.
4. Терехов В.И., Шаров К.А., Шишкин Н.Е. Теплозащитные свойства двухфазных газокapельных завес в вертикальном цилиндрическом канале // Изв. РАН Энергетика. 2003. № 6. С. 135–143.



5. **Li X., Wang T.** Simulation of film cooling enhancement with mist injection // J. Heat Transfer. 2006. Vol. 128. P. 509–519.
6. **Li X., Wang T.** Effects of various modeling on mist film cooling // ASME J. Heat Transf. 2007. Vol. 129. P. 472–482.
7. **Rao P.M., Biswal P., Prasad B.V.S.S.S.** A computational study of mist assisted film cooling // Int. Communications Heat and Mass Transfer. 2018. Vol. 95. P. 33–41.
8. **Terekhov V.I., Pakhomov M.A., Sharov K.A., Shishkin N.E.** The thermal efficiency of near wall gas-drop screens. Part II. Experimental study and comparison with numerical results // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2005. Vol. 48, No. 9. P. 1760–1771.
9. **Jiang Y., Zheng Q., Dong P., Yao J., Zhang H., Gao J.** Conjugate heat transfer analysis of leading edge and downstream mist-air film cooling on turbine vane // Int. J. Heat Mass Transfer. 2015. Vol. 90. P. 613–626.
10. **Кутателадзе С.С., Леонтьев А.И.** Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергия, 1972. 343 с.
11. **Волчков Э.П.** Пристенные газовые завесы. Новосибирск: Наука, 1983. 240 с.
12. **Terekhov V.I., Pakhomov M.A.** The thermal efficiency of near wall gas-drops screens. Part 1. Numerical modeling // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2005. Vol. 48, No. 9. P. 1747–1759.
13. **Terekhov V.I., Pakhomov M.A.** Film-cooling enhancement of the mist vertical wall jet on the cylindrical channel surface with heat transfer // J. Heat Transfer. 2009. Vol. 131, No. 6. P. 062201-1–062201-10.
14. **Терехов В.И., Серов А.Ф., Шаров К.А., Назаров А.Д.** Экспериментальное исследование осаждения капель жидкости на стенки вертикального канала // Теплофизика высоких температур. 2003. Т. 41, № 5. С. 726–733.

*Статья поступила в редакцию 16 июля 2018 г.,  
после доработки — 1 октября 2018 г.,  
принята к публикации 11 октября 2018 г.*

