

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ИНВЕРСИИ ПРИ ИСПАРЕНИИ РАЗЛИЧНЫХ ЖИДКОСТЕЙ

АННОТАЦИЯ

Работа посвящена исследованию течения в дозвуковом ламинарном и турбулентном пограничном слое на плоской пластине при адиабатическом испарении жидкости (воды, этанола, бензола и др.). Наибольшее внимание уделено явлению температуры инверсии при испарении жидкости в парогазовую смесь и перегретый пар. На основе интегральных соотношений теории пограничного слоя с использованием подобия процессов тепло- и массообмена получена зависимость для расчёта температуры инверсии. Проанализировано влияние различных параметров сушащей среды (паросодержания, расхода газа, режима течения) на положение точки инверсии.

ВВЕДЕНИЕ

Процессы испарения во влажный воздух или перегретый пар используются в различных энергетических установках – аппаратах контактного типа (испарительных градирнях, контактных конденсаторах), а также в сушильных устройствах благодаря более высокой скорости испарения и большего КПД процесса по сравнению с испарением в сухой воздух. Проводимые исследования в этой области [1–8] показали, что эффективное использование перегретого пара (влажного воздуха) возможно только при температурах основного потока выше температуры инверсии. В литературе до сих пор не существует единого мнения о влиянии параметров набегающего потока, геометрии испаряющей системы, теплофизических свойств пара и воздуха на значение температуры инверсии.

Впервые в 1970 году понятие температуры инверсии (рис. 1) как температуры основного потока, при которой массовая скорость испарения жидкости в перегретый пар равна массовой скорости испарения в сухой воздух, введено в экспериментальной работе Yoshida и Nyodo [1] по испарению воды со смоченной вертикальной колонны. При этом температура инверсии составила 170 °С, причём её значение по утверждению авторов не зависит от уровня влажности набегающего потока, что противоречит более поздним работам [2–4]. Причём, как показано, в этих работах уменьшение паросодержания сушащей среды приводит к увеличению температуры инверсии.

Практически во всех работах, опубликованных в литературе, как экспериментальных, так и теоретических анализируется испарение воды в паровоздушную смесь, как наиболее распространённый с практической точки зрения случай. Однако даже в

этом случае диапазон полученных значений температуры инверсии довольно широк от 140 °С при постоянном массовом расходе газа основного потока [2] до 390 °С при постоянном объёмном расходе газа [3]. Режим течения также оказывает влияние на значение точки инверсии, так для ламинарного течения на плоской пластине температура инверсии составляет ~ 250 °С [4–6], а для турбулентного ~ 200 °С [7].

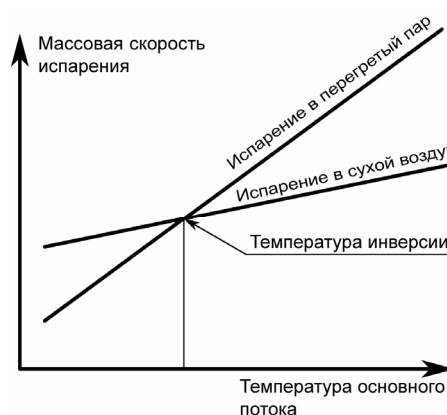


Рис. 1. Понятие температуры инверсии

В одной из последних работ [8] вводятся несколько понятий температуры инверсии (локальной, средней и адиабатического насыщения), там же приводятся выражения для определения их значений. Однако можно отметить, что локальная температура инверсии и температура инверсии, найденная по средней интенсивности испарения, дают одно и то же значение.

В данной работе на основе интегральных соотношений получены простые зависимости, позволяющие определять температуру инверсии при испарении жидкости с плоской поверхности. Анализируется влияние расхода газа основного потока (постоянный объёмный, постоянный массовый), режима течения (ламинарный, турбулентный), состава парогазовой смеси на значение температуры инверсии. Для оценки точности расчётов по предложенной формуле проведено сопоставление с результатами численного эксперимента. Численное моделирование явления температуры инверсии основывается на решении дифференциальных уравнений двумерного пограничного слоя бинарной газовой смеси методом, предложенным Патанкармом и Сполдингом.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ РАСЧЁТ

Температура инверсии $t_{инв}$ соответствует условию $j_{ст}^п = j_{ст}^в$, поэтому рассматриваются одновременно два случая испарения жидкости в пограничный слой перегретого пара этой жидкости и в пограничный слой сухого воздуха.

В случае адиабатического испарения тепловой поток на стенке записывается в виде

$$q_{ст} = j_{ст} r, \quad (1)$$

где $q_{ст}$ — плотность теплового потока; $j_{ст}$ — массовый поток на стенке; r — теплота парообразования.

С другой стороны, используя определение теплового числа Стантона St_λ , можно получить выражение для теплового потока в виде:

$$q_{ст} = St_\lambda \rho_0 u_0 c_{p0} (t_0 - t_{ст}), \quad (2)$$

где ρ_0, u_0, c_{p0}, t_0 — плотность, скорость, теплоёмкость и температура газа основного потока, $t_{ст}$ — температура поверхности испаряющейся жидкости.

Если записать выражения для тепловых потоков (1) и (2) для двух случаев (испарение в перегретый пар и сухой воздух) и отнести их друг к другу, то получим следующее соотношение:

$$\frac{j_{ст}^п}{j_{ст}^в} = \frac{St_\lambda^п \rho_0^п u_0^п c_{p0}^п (t_0^п - t_{ст}^п) r^в}{St_\lambda^в \rho_0^в u_0^в c_{p0}^в (t_0^в - t_{ст}^в) r^п}. \quad (3)$$

Тепловое число Стантона представляется через относительный закон теплообмена, который для заданных условий записывается следующим образом:

$$\Psi_{Re_x} = (St_\lambda / St_0)_{Re_x = const}, \quad (4)$$

где St_0 — тепловое число Стантона в «стандартных условиях», которое для случая обтекания плоской пластины выражается в виде:

$$St_0 = A Re_x^{-m} Pr_0^{-n}, \quad (5)$$

где Pr_0 — число Прандтля газа основного потока. Значения показателей степеней принимаются в зависимости от режима течения газа: для ламинарного — $n = 2/3, m = 0,5$; для турбулентного — $n = 0,6, m = 0,2$.

При постоянном массовом расходе газа основного потока $\rho_0 u_0 = \rho_0^п u_0^п = \rho_0^в u_0^в = const$ и постоянном числе Рейнольдса $Re_x = const$ из выражения (3) с учётом (4) и (5) можно получить соотношение для определения температуры инверсии:

$$\frac{j_{ст}^п}{j_{ст}^в} = \frac{c_{p0}^п}{c_{p0}^в} \cdot \frac{(t_0 - t_{ст}^п)}{(t_0 - t_{ст}^в)} \cdot \frac{r^в}{r^п} \cdot \left(\frac{Pr_0^в}{Pr_0^п} \right)^n \cdot \left(\frac{\Psi^п}{\Psi^в} \right). \quad (6)$$

Полученная формула (6) справедлива при одинаковых числах Рейнольдса, однако, во многих работах проводится сравнение интенсивности испарения в перегретый пар и в воздух на одном и том же расстоянии от передней кромки пластины x . В этом случае из выражения (3), используя определение

числа Рейнольдса, получаем отношение массовых скоростей испарения при постоянном массовом расходе газа $\rho_0 u_0 = const$ и при $x = const$:

$$\frac{j_{ст}^п}{j_{ст}^в} = \frac{c_{p0}^п}{c_{p0}^в} \cdot \frac{(t_0 - t_{ст}^п)}{(t_0 - t_{ст}^в)} \cdot \frac{r^в}{r^п} \cdot \left(\frac{Pr_0^в}{Pr_0^п} \right)^n \cdot \left(\frac{\mu^п}{\mu^в} \right)^m \cdot \left(\frac{\Psi^п}{\Psi^в} \right). \quad (7)$$

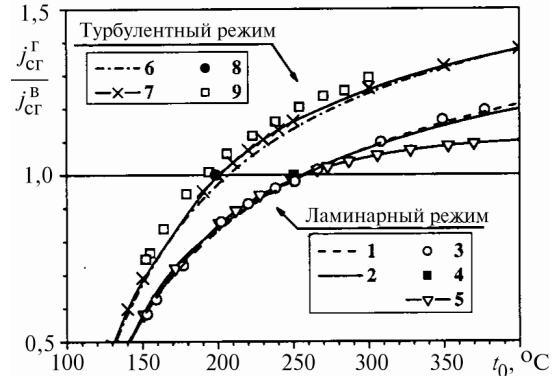


Рис. 2. Отношение массовых скоростей испарения воды в перегретый пар и сухой воздух в зависимости от температуры основного потока:

ламинарный режим: 1 — расчёт по (7); 2 — численный расчёт; 3—5 — данные [4—6] соответственно;

турбулентный режим: 6 — расчёт по (7); 7 — численный расчёт; 8,9 — данные [3—7] соответственно

На рис. 2 представлено сопоставление расчетов по формуле (7) с результатами численного эксперимента, а также данными других авторов [3—7]. Интересно отметить, что при ламинарном режиме течения расчёты, выполненные по предложенной формуле, лучше совпадают с экспериментальными данными и результатами численных расчётов, чем ранее предложенные зависимости [6].

Используя уравнение состояния идеального газа, можно получить формулу для определения температуры инверсии при одинаковой скорости основного потока ($u_0 = const$):

$$\frac{j_{ст}^п}{j_{ст}^в} = \frac{c_{p0}^п}{c_{p0}^в} \cdot \frac{(t_0 - t_{ст}^п)}{(t_0 - t_{ст}^в)} \cdot \frac{r^в}{r^п} \cdot \left(\frac{Pr_0^в}{Pr_0^п} \right)^n \times \left(\frac{\mu^п}{\mu^в} \right)^m \cdot \left(\frac{M^п}{M^в} \right)^{1-m} \cdot \left(\frac{\Psi^п}{\Psi^в} \right). \quad (8)$$

Таким образом, в зависимости от тех условий, при которых определена температура инверсии (при постоянном массовом расходе или при постоянном объёмном; при одинаковых числах Рейнольдса или при одинаковой длине пластины) получаются различные выражения для определения её значения. В предложенные зависимости входит температура стенки $t_{ст}$ при испарении жидкости в сухой воздух, которая определяется исходя из подобия процессов тепло- и массообмена и кривой насыщения паров соответствующей жидкости. Относительный закон теплообмена для ламинарного пограничного слоя можно определить, используя плёночную теорию [9], для турбулентного, — используя теорию предельных относительных законов [10].

2. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для описания течения используются уравнения стационарного двумерного пограничного слоя бинарной газовой смеси:

уравнение неразрывности

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} = 0; \quad (9)$$

уравнение движения

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left((\mu + \mu_t) \frac{\partial u}{\partial y} \right); \quad (10)$$

уравнение энергии

$$\rho u c_p \frac{\partial T}{\partial x} + \rho v c_p \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left((\lambda + \lambda_t) \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \left(\frac{\mu}{Sc} + \frac{\mu_t}{Sc_t} \right) (c_p^{\text{п}} - c_p^{\text{в}}) \frac{\partial K^{\text{п}}}{\partial y} \frac{\partial T}{\partial y}; \quad (11)$$

уравнение диффузии

$$\rho u \frac{\partial K^{\text{п}}}{\partial x} + \rho v \frac{\partial K^{\text{п}}}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left((\rho D + \rho D_t) \frac{\partial K^{\text{п}}}{\partial y} \right); \quad (12)$$

$$K^{\text{в}} = 1 - K^{\text{п}}. \quad (13)$$

Граничные условия для системы дифференциальных уравнений (9)–(13) записываются в следующем виде:

на внешней границе пограничного слоя $y = \delta$

$$u(\delta) = u_0, \quad T(\delta) = T_0,$$

$$K^{\text{п}}(\delta) = K_0^{\text{п}}, \quad K^{\text{в}}(\delta) = 1 - K_0^{\text{п}};$$

на стенке $y = 0$

$$u(0) = 0, \quad \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right)_{\text{ст}} = j_{\text{ст}} r_{\text{ст}},$$

$$K^{\text{п}}(0) = K_{\text{ст}}^{\text{п}}, \quad K^{\text{в}}(0) = 1 - K_{\text{ст}}^{\text{п}}.$$

При расчётах турбулентных характеристик течения использовались следующие модели:

- 1) алгебраическая модель Себиси, модифицированная Лэндисом и Миллем;
- 2) модель Лэма – Брэмхорста.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В основе явления температуры инверсии, как предполагают авторы работ [2, 4, 8], лежит различие между теплоёмкостью перегретого пара и сухого воздуха. Однако расчёты по испарению воды в ламинарный пограничный слой с различным содержанием пара, представленные на рис. 3, показали, что ниже точки инверсии скорость испарения в поток с меньшей концентрацией пара больше, хотя при этом теплоёмкость паровоздушной смеси больше, чем сухого воздуха. Из этого следует, что разность между теплоёмкостью парогазовой смеси и сухого воздуха не является единственным объяснением данного явления.

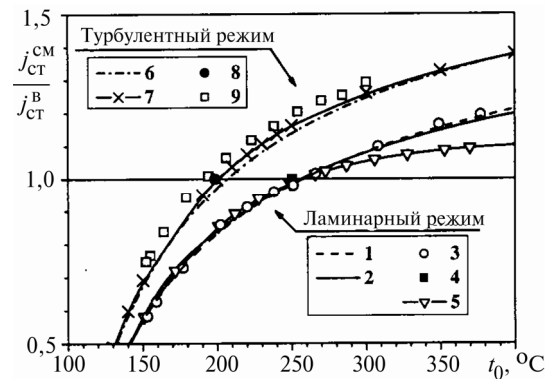


Рис. 3. Отношение массовых скоростей испарения воды в паровоздушную смесь и сухой воздух в зависимости от температуры основного потока:

при $K_0^{\text{п}} = 0,25$: 1 — расчёт по (7), 2 — численный расчёт;

при $K_0^{\text{п}} = 0,5$: 3 — расчёт по (7), 4 — численный расчёт;

при $K_0^{\text{п}} = 1$: 5 — расчёт по (7), 6 — численный расчёт

На рис. 4 приводятся аналитические расчёты температуры инверсии по формулам (7) и (8) в зависимости от концентрации пара сушащей среды для ламинарного и турбулентного режимов, там же приведены результаты численного эксперимента. Из графика видно, что уменьшение паросодержания потока приводит к увеличению температуры инверсии как в случае постоянного массового расхода, так и в случае постоянной скорости потока, что согласуется с работами [2—4].

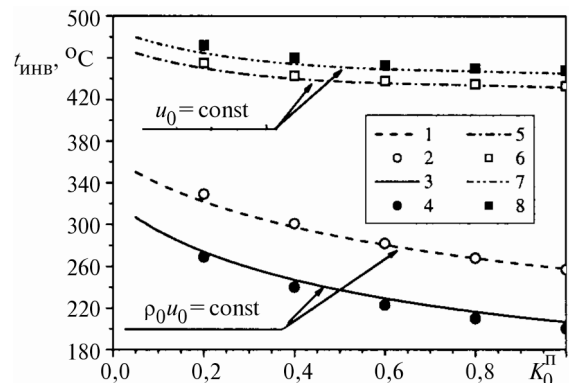


Рис. 4. Температура инверсии в зависимости от концентрации пара основного потока:

ламинарный режим при $\rho_0 u_0 = \text{const}$: 1 — расчёт по (7), 2 — численный расчёт;

турбулентный режим при $\rho_0 u_0 = \text{const}$: 3 — расчёт по (7), 4 — численный расчёт;

ламинарный режим при $u_0 = \text{const}$: 5 — расчёт по (8), 6 — численный расчёт;

турбулентный режим при $u_0 = \text{const}$: 7 — расчёт по (8), 8 — численный расчёт

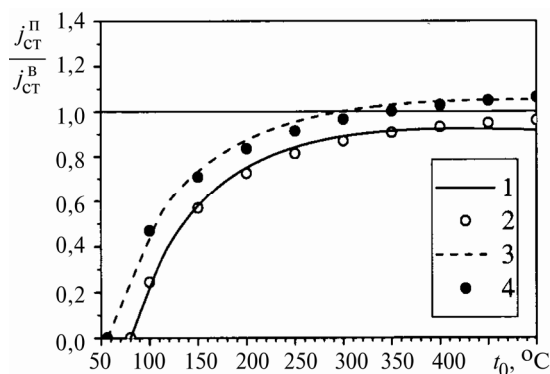


Рис. 5. Отношение массовых скоростей испарения жидкости в перегретый пар и сухой воздух в зависимости от температуры основного потока:

при испарении бензола: 1 — расчёт по (7), 2 — численный расчёт;

при испарении ацетона: 1 — расчёт по (7), 2 — численный расчёт

На рис. 5 представлены результаты расчётов температуры инверсии при испарении ацетона, бензола в ламинарный пограничный слой. Интересно отметить, что в случае испарения бензола при ламинарном режиме течения в диапазоне от 100 до 500 °C температура инверсии не найдена, что согласуется с работой [11]. Для турбулентного режима течения при постоянном массовом расходе температура инверсии составляет 285 °C.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе предложена методика расчёта температуры инверсии при испарении различных жидкостей. Полученное решение записывается в относительной форме, что позволяет проводить простой анализ влияния различных факторов (паросодержания потока, расхода газа, режима течения) на значение температуры инверсии.

Авторы выражают благодарность академику РАН А.И. Леонтьеву за помощь в проведении исследований. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ грант № 05-02-16478, президента РФ грант НШ- 6965.2006.8, РАН проект 3.5.2.

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

T — температура, К;

K — массовая концентрация;

x, y — координата вдоль пластины и поперёк соответственно, м;

u, v — скорость потока в направлении x, y соответственно, м/с;

D — коэффициент диффузии, м²/с;

M — молярная масса вещества;

μ — коэффициент динамической вязкости, Па·с;

λ — коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К);

Sc — число Шмидта.

Индексы:

t — турбулентный;

$п$ — пар;

$в$ — воздух;

$см$ — смесь.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Yoshida T., Hyodo T.** Evaporation of water in air, humid air and superheated steam // *Ind. Eng. Chem. Process Des. Develop.* 1970. Vol. 9. No 2. P. 207—214.
2. **Sheikholeslami R., Watkinson A.P.** Rate of evaporation of water into superheated steam and humidified air // *Intern. J. Heat Mass Transfer.* 1992. Vol. 35. No 7. P. 1743—1751.
3. **Schwartz J.P., Bröcker S.** The evaporation of water into air of different humidities and the inversion temperature phenomenon // *Intern. J. Heat Mass Transfer.* 2000. Vol. 43. No 10. P. 1791—1800.
4. **Chow L.C., Chung J.N.** Evaporation of water into a laminar stream of air and superheated steam // *Intern. J. Heat Mass Transfer.* 1983. Vol. 26. No 3. P. 373—380.
5. **Trommelen A.M., Crosby E.J.** Evaporation and drying of drops in superheated vapors // *AIChE J.* 1970. Vol. 16. No 5. P. 857—867.
6. **Nomura T., Hyodo T.** Behavior of inversion point temperature and new applications of superheated vapor drying, in: Toei R., Mujumdar A.S. (Eds.), *Drying '85*, Hemisphere, Washington DC. 1985. P. 517—522.
7. **Хаджи М., Чжоу Л.С.** Измерение скоростей испарения воды в воздухе и перегретом паре // *Теплопередача.* 1988. №4. С. 185—192.
8. **Costa V.A.F., Neto da Silva F.** On the rate of evaporation of water into a stream of dry air, humidified air and superheated steam, and the inversion temperature // *Intern. J. Heat Mass Transfer.* 2003. Vol. 46. P. 3717—3726.
9. **Теория** теплообмена / С.И. Исаев, И.А. Кожин, В.И. Кофанов и др.; Под ред. А.И. Леонтьева. М.: Высшая школа, 1979. 495 с.
10. **Кутателадзе С.С., Леонтьев А.И.** Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергия, 1972. 344 с.
11. **Hasan M., Mujumdar A.S., Al-Taleb M.** Laminar evaporation from flat surfaces into unsaturated and superheated solvent vapor // *Mujumdar A.S. (Ed.), Drying '86.* — Washington DC, 1986. Vol. 12. P. 604—616.