

УДК 536.242

ТЕМПЕРАТУРА ИНВЕРСИИ ПРИ АДИАБАТИЧЕСКОМ ИСПАРЕНИИ ЖИДКОСТИ В ПАРОВОЗДУШНУЮ СМЕСЬ*

Э.П. ВОЛЧКОВ¹, А.И. ЛЕОНТЬЕВ², С.Н. МАКАРОВА¹

¹Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

²Московский государственный технический университет
им. Н.Э. Баумана

В работе рассматривается адиабатическое испарение различных жидкостей в паровоздушную смесь и чистый перегретый пар. Основное внимание уделено определению температуры инверсии, при которой интенсивность испарения жидкости в паровоздушную смесь (или в перегретый пар) равна интенсивности испарения в сухой воздух. Получены простые аналитические соотношения для определения температуры инверсии и найдены необходимые условия существования данного явления. Проанализировано влияние параметров набегающего потока: паросодержания, давления, режима течения на значение температуры инверсии. Показано, что при определении температуры инверсии для этанола, ацетона и бензола необходимо учитывать влияние поперечного потока вещества на относительную функцию теплообмена. Для оценки точности расчетов по предложенным зависимостям проведено сопоставление с результатами численного моделирования.

ВВЕДЕНИЕ

В одной из первых статей по испарению жидкостей в их перегретые пары в 1953 году [1] было отмечено, что испарение в перегретый пар происходит значительно интенсивнее, чем в сухой воздух, если температура основного потока газа выше некоторой критической температуры. Эту температуру в 1970 году в работе [2] назвали температурой инверсии. Экспериментально полученное авторами значение температуры инверсии в зависимости от скорости набегающего потока варьировалось в диапазоне от 160 до 176 °С при испарении воды со смоченной вертикальной колонны в турбулентный поток пара и воздуха.

Практически во всех работах, опубликованных в литературе, как экспериментальных, так и численных, анализируется испарение воды в паровоздушную смесь, как наиболее распространенный, с практической точки зрения, случай. При этом экспериментальные исследования, как правило, проводились при одинаковых значениях массового расхода газа основного потока. Из работ [3, 4] видно, что даже для воды диапазон полученных значений температуры инверсии довольно широк — от 140 до 390 °С.

* Работа выполнена при финансовой поддержке Президента РФ (грант НШ-6965.2006.8.), РФФИ (гранты № 05-02-16478, № 05-08-17981).

В 2000 году в работе [4] на основе соотношений пленочной теории выполнялись расчеты интенсивности испарения воды с вертикальной смоченной колонны в турбулентный пограничный слой как при одинаковых массовых, так и при одинаковых объемных расходах воздуха и паровоздушной смеси. В результате оказалось, что значение температуры инверсии, полученное при одинаковых массовых расходах (198,6 °С), сильно отличается от ее значения при одинаковых объемных расходах (390 °С). Что же касается режима течения и геометрии поверхности испарения, то их влияние на значение данной температуры не столь велико [4–8]. Переход от ламинарного течения к турбулентному снижает температуру инверсии примерно на 50 градусов. Влияние паросодержания потока вызывает некоторые противоречия. В работах [3, 4, 7–9] получено, что увеличение концентрации пара приводит к снижению температуры инверсии, однако в более поздних работах [2, 5] указывается на то, что концентрация пара в потоке не влияет на ее значение.

В 2003 году в работе [9] предложено соотношение для определения температуры инверсии в случае испарения воды со смоченной вертикальной колонны в турбулентный поток паровоздушной смеси. При выводе этого выражения использовались балансовые соотношения, аналогичные рассматриваемым в работе [4], а также зависимость из [10] для расчета массовой скорости испарения. Однако, как будет показано в настоящей работе, вид функции, предложенный в [9], не является единственным. В зависимости от способа определения температуры инверсии можно получать различные выражения для расчета ее значений.

Определению температуры инверсии при испарении других жидкостей, отличных от воды, посвящено крайне мало работ. Так, в работе [11] обнаружено, что при испарении бензола и метанола в диапазоне от 100 до 350 °С при ламинарном режиме течения температура инверсии не достигается.

Авторами настоящей статьи на основе соотношений теории пограничного слоя получены простые зависимости, позволяющие определять температуру инверсии при адиабатическом испарении различных жидкостей с плоской поверхности. Показано, что способ определения температуры инверсии — сравнение интенсивностей испарения в паровоздушную смесь и сухой воздух при одинаковых объемных или массовых расходах газа — существенно влияет на значение температуры инверсии. С помощью аналитических и численных методов проведен анализ влияния параметров основного потока (паросодержания, режима течения, давления) на значение данной температуры.

1. АНАЛИТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ

Температурой инверсии называют температуру газа основного потока, при которой интенсивность испарения жидкости в паровоздушную смесь (или в перегретый пар) равна интенсивности испарения в сухой воздух $j_{ст}^{cm} = j_{ст}^a$ (рис. 1).

Поэтому решение данной задачи удобнее искать в относительном виде.

Рассмотрим адиабатическое испарение бесконечно тонкой пленки жидкости с плоской поверхности. При этом весь подведенный тепловой поток от газа к жидкости расходуется только на ее испарение

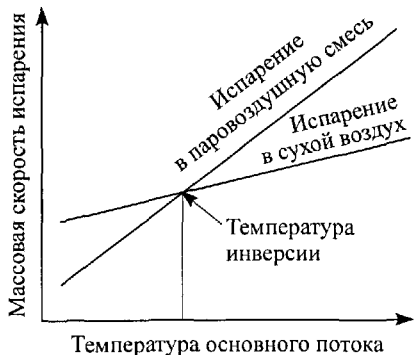


Рис. 1. К определению температуры инверсии.

$q_{\text{ст}} = j_{\text{ст}} r$. Тогда отношение массовых скоростей испарения на стенке можно представить следующим образом:

$$\frac{j_{\text{ст}}^{\text{см}}}{j_{\text{ст}}^{\text{в}}} = \frac{q_{\text{ст}}^{\text{см}}}{q_{\text{ст}}^{\text{в}}} \frac{r^{\text{в}}}{r^{\text{см}}}. \quad (1)$$

Используя определение теплового числа Стантона, можно получить выражение для теплового потока:

$$q_{\text{ст}} = \text{St}_T \rho_0 u_0 c_{p0} (t_0 - t_{\text{ст}}). \quad (2)$$

Тогда соотношение массовых потоков испарения в паровоздушную смесь и сухой воздух (1) с учетом выражения (2) примет следующий вид:

$$\frac{j_{\text{ст}}^{\text{см}}}{j_{\text{ст}}^{\text{в}}} = \frac{\text{St}_T^{\text{см}} \rho_0^{\text{см}} u_0^{\text{см}} c_{p0}^{\text{см}} (t_0^{\text{см}} - t_{\text{ст}}^{\text{см}}) r^{\text{в}}}{\text{St}_T^{\text{в}} \rho_0^{\text{в}} u_0^{\text{в}} c_{p0}^{\text{в}} (t_0^{\text{в}} - t_{\text{ст}}^{\text{в}}) r^{\text{см}}}. \quad (3)$$

Тепловое число Стантона St_T в рассматриваемых условиях можно представить через относительную функцию теплообмена $\Psi_{\text{Re}_x = \text{idem}}$, учитывающую влияние поперечного потока вещества:

$$\text{St}_T = \text{St}_0 \Psi_{\text{Re}_x = \text{idem}},$$

где St_0 — тепловое число Стантона в “стандартных условиях”.

При обтекании плоской пластины потоком воздуха (паровоздушной смесью) St_0 можно представить в следующем виде:

$$\text{St}_0 = A \text{Re}_x^{-m} \text{Pr}_0^{-n},$$

где показатели степеней n, m определяются режимом течения. Для ламинарного течения принимаются $m = 0,5, n = 2/3$, а для турбулентного $m = 0,2$ и $n = 0,6$ [12].

Если считать, что температура основного потока при испарении в сухой воздух и в паровоздушную смесь одинакова и равна $t_0 = t_0^{\text{см}} = t_0^{\text{в}} = \text{const}$, то из выражения (3) при одинаковых числах Рейнольдса ($\text{Re}_x = \text{idem}$) получим

$$\frac{j_{\text{ст}}^{\text{см}}}{j_{\text{ст}}^{\text{в}}} = \frac{c_{p0}^{\text{см}}}{c_{p0}^{\text{в}}} \frac{(t_0 - t_{\text{ст}}^{\text{см}})}{(t_0 - t_{\text{ст}}^{\text{в}})} \frac{r^{\text{в}}}{r^{\text{см}}} \left(\frac{\text{Pr}_0^{\text{в}}}{\text{Pr}_0^{\text{см}}} \right)^n \frac{\Psi^{\text{см}}}{\Psi^{\text{в}}}. \quad (4)$$

В опубликованных работах по данной тематике часто проводится сравнение интенсивности испарения в паровоздушную смесь и сухой воздух на поверхности одной и той же длины при одинаковых массовых расходах основного потока $\rho_0 u_0 = \text{idem}$. В этом случае из выражения (3), с учетом St_0 и определения числа Рейнольдса, получим следующее соотношение:

$$\frac{j_{\text{ст}}^{\text{см}}}{j_{\text{ст}}^{\text{в}}} = \frac{c_{p0}^{\text{см}}}{c_{p0}^{\text{в}}} \frac{(t_0 - t_{\text{ст}}^{\text{см}})}{(t_0 - t_{\text{ст}}^{\text{в}})} \frac{r^{\text{в}}}{r^{\text{см}}} \left(\frac{\text{Pr}_0^{\text{в}}}{\text{Pr}_0^{\text{см}}} \right)^n \left(\frac{\mu_0^{\text{см}}}{\mu_0^{\text{в}}} \right)^m \frac{\Psi^{\text{см}}}{\Psi^{\text{в}}}, \quad (5)$$

где $\mu_0^{\text{см}}, \mu_0^{\text{в}}$ — коэффициенты динамической вязкости паровоздушной смеси и сухого воздуха соответственно.

Аналогично можно получить формулу для определения температуры инверсии при одинаковых объемных расходах газа основного потока (что соответствует $u_0 = \text{idem}$), используя уравнение состояния идеального газа:

$$\frac{j_{\text{ст}}^{\text{см}}}{j_{\text{ст}}^{\text{в}}} = \frac{c_{p0}^{\text{см}}}{c_{p0}^{\text{в}}} \frac{(t_0 - t_{\text{ст}}^{\text{см}})}{(t_0 - t_{\text{ст}}^{\text{в}})} r^{\text{в}} \left(\frac{Pr_0^{\text{в}}}{Pr_0^{\text{см}}} \right)^n \left(\frac{\mu_0^{\text{см}}}{\mu_0^{\text{в}}} \right)^m \left(\frac{M^{\text{см}}}{M^{\text{в}}} \right)^{1-m} \frac{\Psi^{\text{см}}}{\Psi^{\text{в}}}, \quad (6)$$

где $M^{\text{см}}$, $M^{\text{в}}$ — молекулярный вес паровоздушной смеси и сухого воздуха соответственно.

Видно, что для определения температуры инверсии по предложенным соотношениям (4)–(6), помимо свойств паровоздушной смеси (c_p , r , Pr , μ , M), необходимо знать температуру на поверхности испарения $t_{\text{ст}}$ и относительную функцию теплообмена Ψ .

1.1. Определение температуры стенки при испарении жидкости в паровоздушную смесь

Температура стенки при испарении в паровоздушную смесь может быть определена исходя из подобия процессов тепло- и массообмена, которое обычно представляется в виде функции от числа Льюиса $St_T/St_D = 1/Le^n$ [13, 14]. Используя определения теплового и диффузионного чисел Стантона, подобие законов тепло- и массообмена при адиабатическом испарении можно представить следующим образом [15]:

$$\frac{r}{c_{p0}(t_0 - t_{\text{ст}})} = \frac{1}{Le^n} \frac{1 - (K_n)_{\text{ст}}}{(K_n)_{\text{ст}} - (K_n)_0}. \quad (7)$$

Концентрация пара на поверхности испарения $(K_n)_{\text{ст}}$ однозначно связана с температурой поверхности $t_{\text{ст}}$ по уравнению кривой насыщения паров жидкости, которое хорошо описывается известной корреляцией Антуана [16]:

$$P = 133,322 \exp \left[A - B/(T + C) \right]. \quad (8)$$

В табл. 1 приведены значения коэффициентов A , B , C уравнения (8) для всех рассматриваемых в настоящей работе жидкостей.

В работах [13, 15, 17] показано, что при анализе тепломассообмена в пограничных слоях переменного состава, что имеет место и при испарении, число Льюиса следует определять по параметрам газа на стенке (или на поверхности испарения).

Таблица 1

Коэффициенты уравнения Антуана для давления насыщения паров жидкостей

Жидкость	A	B	C
H ₂ O	18,3036	3816,44	-46,13
C ₂ H ₅ OH	18,9119	3803,98	-41,68
C ₃ H ₆ O	16,6513	2940,46	-35,93
C ₆ H ₆	15,9008	2788,51	-52,36

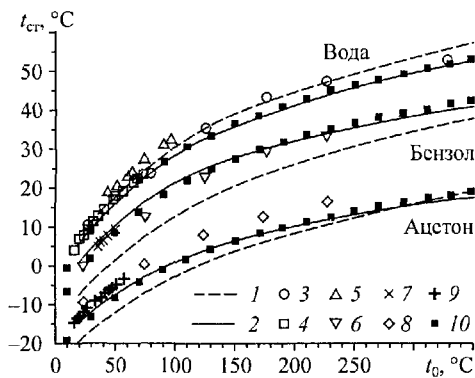


Рис. 2. Температура поверхности при испарении жидкости в сухой воздух.

Экспериментальные данные: 1, 2 — расчет по формуле (7), 3, 6, 8 — [18], 4, 7, 9 — [15], 5 — [19], 10 — результаты численного моделирования.

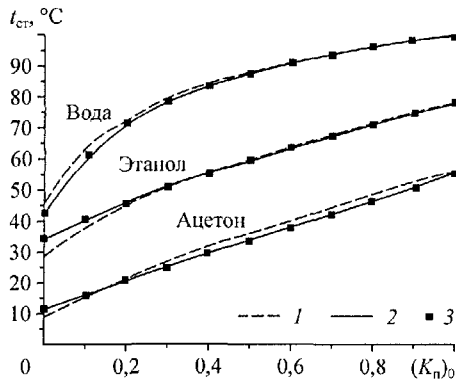


Рис. 3. Температура поверхности при испарении жидкости в паровоздушную смесь.

Относительно показателя степени при числе Льюиса в литературе существуют различные мнения. Так, исходя из тройной аналогии Рейнольдса, n принимают равным 0, применение модифицированной аналогии при ламинарном режиме течения приводит к n равному $2/3$ [12], n равный 1 часто используется в описании экспериментальных данных в задачах инородного вдува и испарения [15, 17]. Какой из этих показателей лучше описывает подобие теплообмена в нашем случае, можно оценить по результатам расчета температуры стенки при испарении различных жидкостей в сухой воздух и паровоздушную смесь (рис. 2 и 3) в сравнении с результатами экспериментальных [15, 18, 19] и численных исследований. Расчеты по формуле (7) представлены для двух крайних случаев — $n = 0$ и $n = 1$ в зависимости от температуры и концентрации пара основного потока. Причем случай $n = 0$ соответствует $Le = 1$, при этом выполняется полная аналогия между процессами тепло- и массообмена $St_T = St_D$. При испарении рассматриваемых жидкостей в сухой воздух (см. рис. 2) число Льюиса действительно близко единице, так, например, при испарении воды $Le_{ст} = 1,2...1,3$, ацетона — $Le_{ст} = 0,7...1$. Однако при испарении в паровоздушную смесь (см. рис. 3) диапазон изменения числа Льюиса гораздо шире, для ацетона он уже составляет $0,9...3$. Из проведенных аналитических расчетов следует, что показатель степени при числе Льюиса в формуле (7) слабо влияет на значение температуры поверхности испарения. В дальнейшем при определении температуры стенки, следуя [12, 14], показатель степени для ламинарного режима течения принимается $n = 2/3$, для турбулентного — $n = 0,6$.

1.2. Влияние интенсивности поперечного потока вещества на теплообмен

Испарение жидкости приводит к возникновению поперечного потока вещества вблизи стенки, который, как известно, оказывает влияние на трение и теплообмен в пограничном слое. При определении температуры инверсии это влияние учитывается посредством относительной функции теплообмена Ψ в уравнениях (4)–(6). Для описания этой функции при ламинарном режиме течения в [20] предложено следующее соотношение:

$$\Psi = 1 - \frac{b_T}{b_{T_{кр}}}, \quad (9)$$

где $b_T = j_{ст}/(\rho_0 u_0 St_0)$ — тепловой параметр проницаемости, рассчитанный по числу Стантона, определенному в стандартных условиях (без испарения), $b_{Tкр} = 1,86(M_n/M_0)Pr_0^{2/3}$ — критический параметр проницаемости. Для расчета теплообмена при испарении формула (9) может быть преобразована к более удобному виду

$$\Psi = \frac{1}{1 + b_{T1}/b_{Tкр}}, \quad (10)$$

где $b_{T1} = j_{ст}/(\rho_0 u_0 St_0 \Psi) = c_{p0}(t_0 - t_{ст})/r$ — тепловой параметр проницаемости, рассчитанный по числу Стантона, определенному в условиях испарения жидкости в паровоздушную смесь.

Как показано в работе [21], при испарении воды в поток воздуха и паровоздушной смеси методы, основанные на использовании пленочной теории [22, 23], также дают приемлемые оценки.

При турбулентном режиме течения можно использовать теорию предельных относительных законов, разработанную в [24, 25], согласно которой на относительную функцию теплообмена оказывают влияние неизотермичность потока и проницаемость теплообменной поверхности. При определении температуры инверсии температурный фактор при испарении жидкости в паровоздушную смесь близок к температурному фактору при испарении жидкости в сухой воздух. Таким образом, влияние неизотермичности в обоих случаях оказывается близким, и им можно пренебречь. Отсюда относительная функция теплообмена может быть выражена следующим образом:

$$\Psi = \left(1 - \frac{b_T}{b_{Tкр}}\right)^2. \quad (11)$$

Авторами работы [24] также отмечено, что квадратичный член, образующийся при разложении соотношения (11) по формуле квадрата разности, начинает заметно влиять только в области значений параметра проницаемости b_T , близких к критическому $b_{Tкр}$. Поскольку при испарении $b_T \ll b_{Tкр}$, то из (11) следует

$$\Psi = 1 - 2 \frac{b_T}{b_{Tкр}}. \quad (12)$$

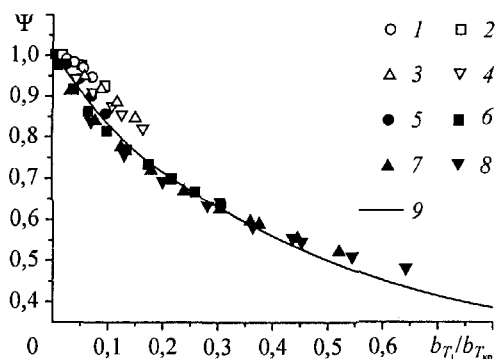
Кроме того, при значениях $b_T < 1$ соотношение (12) лучше согласуется с экспериментальными данными [24]. С учетом связи между тепловыми параметрами проницаемости $b_T = b_{T1}\Psi$, относительная функция теплообмена (12) преобразуется к следующему виду:

$$\Psi = \frac{1}{1 + 2b_{T1}/b_{Tкр}}. \quad (13)$$

При испарении жидкости в перегретый пар, что соответствует случаю однородного вдува, критический параметр проницаемости $b_{Tкр}$ равен 4 [25]. При подаче инородного газа в турбулентный пограничный слой (испарение жидкости в смесь или сухой воздух) критический параметр проницаемости можно определить по следующим соотношениям [26]:

при $M_0/M_n < 1$ $b_{Tкр} = \frac{1}{1 - M_0/M_n} \left(\ln \frac{1 + \sqrt{1 - M_0/M_n}}{1 - \sqrt{1 - M_0/M_n}} \right)^2$;

Рис. 4. Относительная функция теплообмена при испарении различных жидкостей в сухой воздух (1 — вода, 2 — этанол, 3 — ацетон, 4 — бензол) и перегретый пар (5 — вода, 6 — этанол, 7 — ацетон, 8 — бензол).



при $M_0/M_n > 1$

$$b_{T_{кр}} = \frac{1}{M_0/M_n - 1} \left(\arccos \frac{2 - M_0/M_n}{M_0/M_n} \right)^2.$$

На рис. 4 представлено сравнение результатов численного моделирования с расчетом по формуле (13). При испарении воды в перегретый пар и сухой воздух относительная функция теплообмена изменяется в диапазоне 0,85...1, однако при температуре инверсии отношение $\Psi^n/\Psi^b = 0,98$ и его можно не учитывать. При испарении других жидкостей в перегретый пар относительная функция теплообмена может достигать 0,5, при этом в точке инверсии отношение Ψ^n/Ψ^b достигает 0,7, что уже необходимо учитывать.

Для всех рассматриваемых жидкостей во всем рассматриваемом диапазоне температур относительная функция теплообмена, определенная по соотношению (13), с точностью $\approx 8\%$ соответствует данным численного моделирования.

2. ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ

2.1. Постановка задачи

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

неразрывности

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} = 0, \quad (14)$$

движения

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left((\mu + \mu_t) \frac{\partial u}{\partial y} \right), \quad (15)$$

энергии

$$\rho u c_p \frac{\partial t}{\partial x} + \rho v c_p \frac{\partial t}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left((\lambda + \lambda_t) \frac{\partial t}{\partial y} \right) + (\rho D + \rho D_t) (c_p^n - c_p^e) \frac{\partial K_n}{\partial y} \frac{\partial t}{\partial y}, \quad (16)$$

диффузии

$$\rho u \frac{\partial K_n}{\partial x} + \rho v \frac{\partial K_n}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left((\rho D + \rho D_t) \frac{\partial K_n}{\partial y} \right), \quad (17)$$

$$K_b = 1 - K_n.$$

При численном моделировании ламинарного режима течения турбулентные величины — μ_t, λ_t, D_t принимаются равными нулю.

Для получения решения системы дифференциальных уравнений (14)–(17) необходимо определить граничные условия. На поверхности испарения (при $y = 0$) продольная составляющая скорости $u_{\text{ст}} = 0$ (выполняется гипотеза прилипания), поперечная составляющая скорости $v_{\text{ст}}$ и температура $t_{\text{ст}}$ определяются из баланса массы и тепла:

$$j_{\text{ст}}(1 - (K_n)_{\text{ст}}) = -\rho_{\text{ст}} D \left(\frac{\partial K_n}{\partial y} \right)_{\text{ст}}, \quad \left(\lambda \frac{\partial t}{\partial y} \right)_{\text{ст}} = j_{\text{ст}} r_{\text{ст}}.$$

Концентрация пара на стенке $(K_n)_{\text{ст}}$, как уже отмечалось (п. 1.1), связана с температурой стенки $t_{\text{ст}}$ по уравнению кривой насыщения паров жидкости. На внешней границе пограничного слоя ($y = \delta$) скорость u_δ , температура t_δ и концентрация $(K_n)_\delta$ считаются постоянными и равными значениям в невозмущенном потоке.

В предельном случае испарения жидкости в ее перегретый пар используются только уравнения неразрывности, движения и энергии, при этом поперечная составляющая скорости $v_{\text{ст}}$ определяется из вышеприведенного баланса тепла на поверхности испарения. Температура стенки $t_{\text{ст}}$ в этом случае равна температуре насыщения паров рассматриваемой жидкости.

2.2. Моделирование турбулентности

Задача численного исследования температуры инверсии связана с решением дифференциальных уравнений турбулентного пограничного слоя с привлечением одной из существующих моделей турбулентности. При этом модель турбулентности должна учитывать особенности течения, такие как большой перепад температур по толщине пограничного слоя, поперечный поток вещества, переменный состав газового потока. В настоящее время существует множество моделей турбулентности, описывающих данный класс задач. Воспользуемся одной из наиболее известных — простой и апробированной алгебраической моделью Т. Себеси, модифицированной в работе [27], которая учитывает все вышеприведенные осложняющие факторы исследуемого течения.

2.3. Метод решения

В настоящей работе используется метод решения уравнений пограничного слоя с $X - \omega^2$ преобразованием координат, предложенный в [28] и модифицированный в [29]. Дискретизация уравнений проводится с использованием метода неопределенных коэффициентов по схеме Кранка–Николсона. Полученная таким образом система линейных уравнений может быть записана в виде трехдиагональной матрицы и решена методом Томаса (методом прогонки), подробно описанным в работе [30]. Нелинейность дифференциальных уравнений устраняется методом простых итераций на каждом шаге интегрирования с точностью 10^{-5} %. Вблизи стенки используется сжатие сетки. Количество узлов расчетной сетки по толщине пограничного слоя изменялось от 50 до 100. Шаг по оси x меняется в зависимости от текущей толщины динамического пограничного слоя потока по закону $\Delta x = \delta / 100$.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Аналитические и численные расчеты интенсивности испарения воды в перегретый пар и сухой воздух при одинаковых массовых расходах газа основного потока представлены на рис. 5, а, там же приведены данные других авторов [4–8].

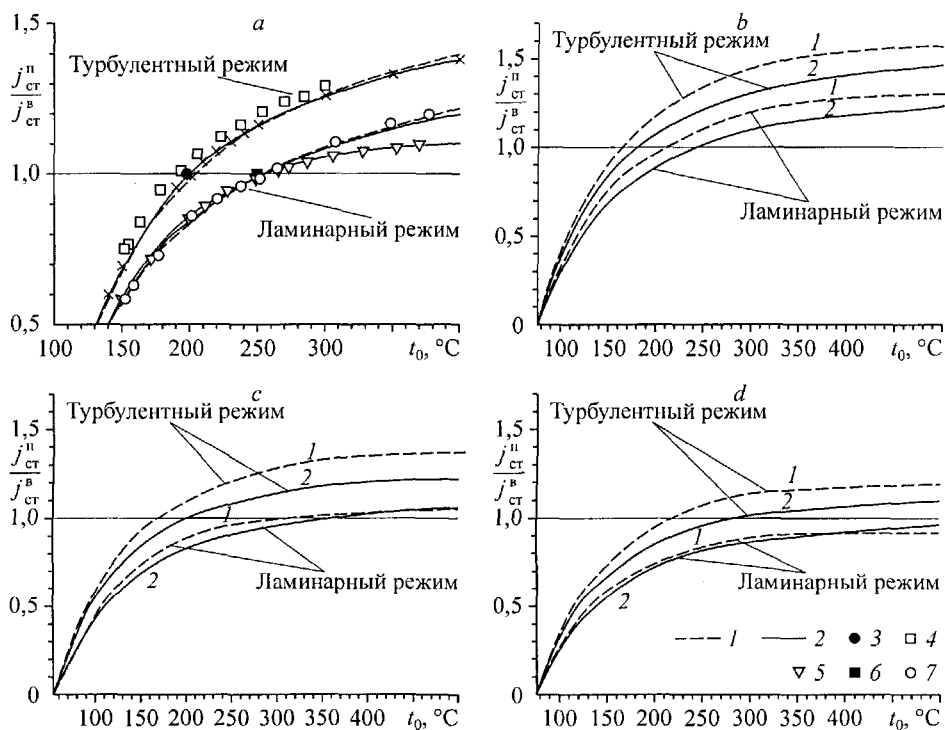


Рис. 5. Отношение массовых скоростей испарения воды (а), этанола (b), ацетона (с), бензола (d) в перегретый пар и сухой воздух при одинаковых массовых расходах газа основного потока ($\rho_0 \mu_0 = \text{idem}$).

Турбулентный режим: 1 — расчет по формуле (5), 2 — численный расчет, 3 — теория [4], 4 — эксперимент [8]; ламинарный режим: 1 — расчет по формуле (5), 2 — численный расчет, 5 — теория [5], 6 — эксперимент [6], 7 — численный расчет [7].

В точке инверсии, т. е. при $j_{ст}^n / j_{ст}^B = 1$, разброс экспериментальных и теоретических данных при ламинарном режиме течения составляет $\approx 3\%$, что говорит о пригодности этого метода расчета для использования в инженерной практике. При турбулентном режиме можно сказать, что все рассмотренные данные совпадают с точностью $\approx 10\%$, что также является удовлетворительным результатом. Из рисунка видно, что при ламинарном режиме течения результаты расчетов по предложенной формуле (5) лучше совпадают с экспериментальными данными и результатами численного моделирования, чем ранее выполненные аналитические расчеты из работы [5]. Хотя в основе метода расчета из этой работы лежат те же балансовые соотношения, но отсутствует учет относительной функции теплообмена.

На рис. 5, b, c, d представлено сопоставление массовых скоростей испарения в перегретый пар и сухой воздух для этанола, ацетона и бензола, полученное как аналитическим способом — по формуле (5), так и численным. Интересно отметить, что в случае испарения бензола при ламинарном режиме течения в диапазоне от 100 до 500 °C температура инверсии не достигается, что согласуется с работой [11]. Значения температуры инверсии для рассматриваемых жидкостей в зависимости от режима течения при одинаковых массовых расходах газа основного потока приведены в табл. 2. Можно заметить, что различие между значениями температуры инверсии, в зависимости от метода определения (теория или численное моделирование), для жидкостей, отличных от воды, может достигать 25 %, что, по-видимому, связано с погрешностью в определении относительной функции теплообмена, о которой говорилось выше.

Значения температуры инверсии при испарении различных жидкостей

Режим течения		Вода	Этанол	Ацетон	Бензол
Ламинарный	анал.	257 °C	207 °C	298 °C	—
	числ.	256 °C	239 °C	350 °C	—
Турбулентный	анал.	204 °C	164 °C	169 °C	224 °C
	числ.	201 °C	180 °C	204 °C	285 °C

Влияние концентрации пара основного потока на значение температуры инверсии представлено на рис. 6. Видно, что увеличение паросодержания потока приводит к уменьшению температуры инверсии, как в случае одинаковых массовых, так и в случае одинаковых объемных расходов газа основного потока. При этом более существенное снижение происходит при одинаковых массовых расходах.

Влияние режима течения на температуру инверсии неоднозначно. При одинаковых массовых расходах температура инверсии для турбулентного режима течения ниже, чем для ламинарного, а при одинаковых объемных, напротив, выше. При одинаковых числах Рейнольдса $Re_x = idem$, как показали расчеты, выполненные по формуле (4), температура инверсии от режима течения практически не зависит. При ламинарном режиме течения $t_{инв}$ составляет 190 °C, при турбулентном — 187 °C.

Важно отметить, что способ определения температуры инверсии (сравнение интенсивностей испарения в паровоздушную смесь и сухой воздух при одинаковых объемных $u_0 = idem$ или массовых $\rho_0 u_0 = idem$ расходах газа) в большей степени влияет на значение температуры инверсии, чем все остальные факторы (паросодержание, режим течения). Так, например, при турбулентном течении температура инверсии при испарении воды в перегретый пар для $u_0 = idem$ составляет 445 °C, что вдвое выше, чем для $\rho_0 u_0 = idem$, — 207 °C.

Как известно, увеличение давления приводит к увеличению температуры насыщения паров жидкости, что в свою очередь должно оказывать влияние и на температуру инверсии. Использование уравнения Антуана для определения $t_{ст}$ в соотношении (7) ограничивает диапазон давлений, при которых применима опи-

санная аналитическая методика, до 2 атм. Однако это ограничение можно снять, используя уравнение Фроста–Колкуорфа–Тодоса [16]. Термодинамические и переносные свойства воздуха и паров жидкости при этом необходимо скорректировать с учетом давления, например, по данным работы [29]. На рис. 7

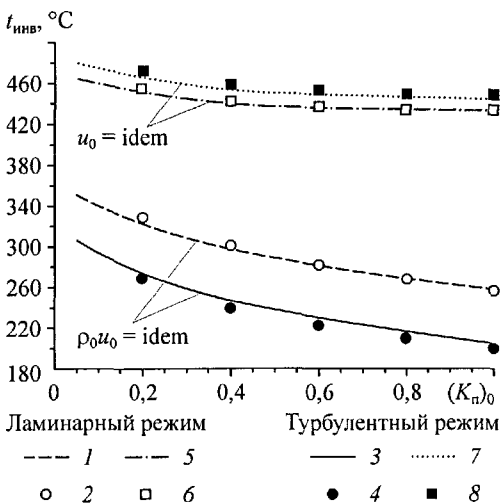


Рис. 6. Температура инверсии в зависимости от концентрации водяного пара в основном потоке.

Линии — расчет по формулам: (5) — 1, 3, (6) — 5, 7, численный расчет — точки 2, 4, 6, 8.

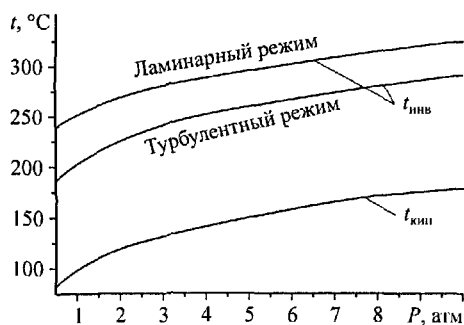


Рис. 7. Влияние давления газа основного потока на значение температуры инверсии.

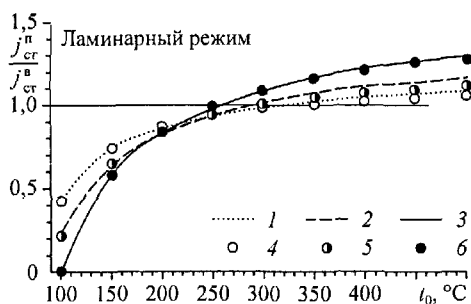


Рис. 8. Отношение массовых скоростей испарения воды в паровоздушную смесь и сухой воздух.

Расчет по формуле (5) — 1, 2, 3, численный расчет — $(K_n)_0 = 0,25$ (4), 0,5 (5), 1 (6).

представлено влияние давления газа основного потока на температуру инверсии при испарении воды, здесь же приведена зависимость для температуры кипения. Видно, что увеличение давления газа в основном потоке приводит к росту температуры инверсии пропорционально росту температуры кипения жидкости, как при ламинарном, так и при турбулентном режиме течения.

Авторы работ [3, 7, 9] полагают, что в основе явления температуры инверсии лежит различие между теплоемкостью паровоздушной смеси (перегретого пара) и сухого воздуха. Однако можно заметить, что ниже точки инверсии скорость испарения в поток с большей концентрацией пара меньше (рис. 8), хотя при этом теплоемкость паровоздушной смеси (перегретого пара) больше, чем сухого воздуха. Из этого следует, что отличие теплоемкостей паровоздушной смеси (перегретого пара) и сухого воздуха не является единственным объяснением данного явления.

Анализ полученных формул (4)–(6) показал, что при испарении в паровоздушную смесь к поверхности испарения подводится больший тепловой поток, за счет которого интенсивность испарения (1) увеличивается, если выполняются следующие условия:

1) теплоемкость паровоздушной смеси больше теплоемкости сухого воздуха $c_{p0}^{cm} > c_{p0}^B$;

2) отношение температурных напоров в случае испарения в паровоздушную смесь и сухой воздух больше, чем отношение теплоемкостей сухого воздуха

$$\text{к паровоздушной смеси } \frac{t_0 - t_{ст}^{cm}}{t_0 - t_{ст}^B} > \frac{c_{p0}^B}{c_{p0}^{cm}}.$$

Если приведенные условия не выполняются, то температура инверсии не достигается.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе предложен аналитический метод расчета температуры инверсии при адиабатическом испарении жидкости в поток паровоздушной смеси. Полученное решение записывается в относительной форме, что позволяет достаточно просто проводить анализ влияния различных факторов (паросодержания, режима течения, давления) на значение температуры инверсии.

Результаты численного моделирования в целом подтверждают выводы, сделанные на основании аналитического исследования.

Впервые получены значения температуры инверсии при испарении жидкостей, отличных от воды, таких как этанол, ацетон и бензол.

Показано, что в зависимости от способа определения температуры инверсии (при одинаковых массовых или объемных расходах газа основного потока) можно получить различные ее значения.

Анализируя результаты расчетов температуры инверсии при испарении жидкостей в паровоздушную смесь с различным содержанием пара, можно сделать вывод о том, что независимо от всех прочих факторов, влияющих на инверсию, увеличение концентрации паров в основном потоке всегда приводит к снижению данной температуры.

Важно отметить, что подход, используемый при выводе соотношений для определения температуры инверсии, можно легко распространить на случай другой геометрии.

ОБОЗНАЧЕНИЯ

T — температура, К,	x, y — координата вдоль и поперек пластины
t — температура, °С,	соответственно, м/с,
c_p — удельная теплоемкость газа, Дж/(кг·град),	j — массовый поток, кг/(м ² ·с),
D — коэффициент диффузии вещества, м ² /с,	q — плотность теплового потока, Вт/м ² ,
r — теплота парообразования, Дж/кг,	K — массовая концентрация компонента смеси,
u, v — скорость потока вдоль и поперек пластины	M — молярная масса.
соответственно, м/с,	

ГРЕЧЕСКИЕ СИМВОЛЫ

Ψ — относительная функция теплообмена,	μ — коэффициент динамической вязкости газа, Па·с,
λ — коэффициент теплопроводности газа,	ρ — плотность газа, кг/м ³ ,
Вт/(м·град),	δ — толщина пограничного слоя, м.

БЕЗРАЗМЕРНЫЕ КОМПЛЕКСЫ

$b_T = \frac{j_{ст}}{\rho_0 u_0 St_0}$ — тепловой параметр проницаемости	$Le = \rho D c_p / \lambda$ — число Льюиса,
поверхности, рассчитанный по числу Стантона	$Re_x = \rho_0 u_0 x / \mu_0$ — число Рейнольдса,
в стандартных условиях,	
$b_{T1} = \frac{j_{ст}}{\rho_0 u_0 St}$ — тепловой параметр проницаемости	$St_T = \frac{\lambda_{ст} \left(\frac{\partial t}{\partial y} \right)_{ст}}{\rho_0 u_0 c_{p0} (t_0 - t_{ст})}$ — тепловое число Стантона,
поверхности, рассчитанный по числу Стантона	
в рассматриваемых условиях,	$St_D = \frac{-\rho_{ст} D_{ст} \left(\frac{\partial K_n}{\partial y} \right)_{ст}}{\rho_0 u_0 ((K_n)_{ст} - (K_n)_0)}$ — диффузионное
$Pt = \mu c_p / \lambda$ — число Прандтля,	число Стантона.
$Sc = \mu / \rho D$ — число Шмидта,	

ИНДЕКСЫ

0 — условия на внешней границе пограничного слоя,	см — смесь,
в — воздух,	ст — стенка,
п — пар,	t — турбулентный.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Chu J.C., Lane A.M., Conklin D. Evaporation of liquids into their superheated vapors // Ind. Engng. Chem. — 1953. — Vol. 45, No. 7. — P. 1586–1591.
2. Yoshida T., Hyodo T. Evaporation of water in air, humid air and superheated steam // Ind. Engng. Chem. Process Des. Develop. — 1970. — Vol. 9, No. 2. — P. 207–214.
3. Sheikholeslami R., Watkinson A.P. Rate of evaporation of water into superheated steam and humidified air // Inter. J. Heat Mass Transfer. — 1992. — Vol. 35, No. 7. — P. 1743–1751.

4. Schwartze J.P., Bröcker S. The evaporation of water into air of different humidities and the inversion temperature phenomenon // Inter. J. Heat Mass Transfer. — 2000. — Vol. 43, No. 10. — P. 1791–1800.
5. Nomura T., Hyodo T. Behavior of inversion point temperature and new applications of superheated vapor drying // Drying '85, Hemisphere, Washington DC. — 1985. — P. 517–522.
6. Trommelen A.M., Crosby E.J. Evaporation and drying of drops in superheated vapors // AIChE J. — 1970. — Vol. 16, No. 5. — P. 857–867.
7. Chow L.C., Chung J.N. Evaporation of water into a laminar stream of air and superheated steam // Inter. J. Heat Mass Transfer. — 1983. — Vol. 26, No. 3. — P. 373–380.
8. Хаджи М., Чжоу Л.С. Измерение скоростей испарения воды в воздухе и перегретом паре // Теплопередача. — 1988. — № 4. — С. 185–192.
9. 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 // Inter. J. Heat Mass Transfer. — 2003. — Vol. 46. — P. 3717–3726.
10. Keey R.B. Drying Principles and Practice. — Pergamon. Oxford, 1972. — P. 271–273.
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.
12. Исаев С.И., Кожин В.И., Кофанов В.И. и др. Теория тепломассообмена. Учебник для технических университетов и вузов / Под ред. А.И. Леонтьева. — М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 1997. — 683 с.
13. Volchkov E.P. Concerning the heat and mass transfer features on permeable surfaces // Inter. J. Heat Mass Transfer. — 2006. — Vol. 49. — P. 755–762.
14. Сполдинг Д.Б. Конвективный массоперенос. — М. — Л.: Энергия, 1965. — 384 с.
15. Лукашов В.В. К определению температуры поверхности испаряющейся жидкости // Теоретические основы химических технологий // Теоретические основы хим. технологий. — 2003. — Т. 37, № 4. — С. 351–355.
16. Рид Р., Праусниц Дж., Шервуд Т. Свойства газов и жидкостей. Справочное пособие / Под ред. Б.И. Соколова. — Л.: Химия, 1982. — 592 с.
17. Волчков Э.П., Лукашов В.В., Терехов В.В. О подобии процессов тепло- и массопереноса в пограничном слое с инородным вдувом // Тр. XII Школы-семинара молодых ученых и специалистов под руководством академика РАН А.И. Леонтьева. — М.: изд-во МЭИ, 1999. — С. 11–16.
18. Downing C.G. The effect of mass transfer on heat transfer in the evaporation of drops of pure liquids // Ph.D. thesis. University of Wisconsin. Madison, 1960.
19. Кумада Т., Хирота Т., Тамура Н., Исигуро Р. Тепло- и массообмен при испарении жидкости в турбулентный поток воздуха // Теплопередача. — 1986. — Т. 1. — С. 1–6.
20. Gross J.F., Hartnett J.P., Masson D.J., Gazley C. A review of binary laminar boundary layer characteristics // Inter. J. Heat Mass Transfer. — 1961. — Vol. 3. — P. 198–221.
21. Volchkov E.P., Leontiev A.I., Makarova S.N. Finding the inversion temperature for water evaporation into an air-steam mixture // Inter. J. Heat Mass Transfer. — 2007. — Vol. 50. — P. 2101–2106.
22. Волчков Э.П., Лебедев В.П. Тепломассообмен в пристенных течениях. — Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2003. — 244 с.
23. Макаров М.С., Лукашов В.В. Модификация пленочной теории для инородного вдува // Тр. XV Школы-семинара молодых ученых и специалистов под руководством академика РАН А.И. Леонтьева. — М.: Изд-во МЭИ, 2005. — Т. 1. — С. 110–112.
24. Кутателадзе С.С., Леонтьев А.И. Турбулентный пограничный слой сжимаемого газа. — Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 1962. — 180 с.
25. Кутателадзе С.С., Леонтьев А.И. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. — М.: Энергия, 1972. — 344 с.
26. Ерошенко В.М., Зайчик Л.И. Гидродинамика и тепломассообмен на проницаемых поверхностях. — М.: Наука, 1984. — 276 с.
27. Landis R.B., Mills A.F. The calculation of turbulent boundary layers with foreign gas injection // Inter. J. Heat Mass Transfer. — 1972. — Vol. 15. — P. 1905–1932.
28. Патакар С.В., Сполдинг Д.Б. Тепло- и массообмен в пограничных слоях. — М.: Энергия, 1971. — 128 с.
29. Denny V.E., Mills A.F. Nonsimilar solution for laminar film condensation on a vertical surface // Inter. J. Heat Mass Transfer. — 1969. — Vol. 12, No. 11. — P. 965–979.
30. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. — М.: Наука, 1972. — 720 с.

Статья поступила в редакцию 14 июля 2007 г.