

О ВОЗМОЖНОСТИ УПРАВЛЕНИЯ МИКРОКЛИМАТОМ

Баянов И.М., Хамидуллин И.Р.

(Бирская государственная социально-педагогическая академия, Бирск)

Представлены решения задач перемешивания пара и тумана с воздухом, на основе которых найдены области управления начальными параметрами системы. В случае сухого пара управляющими параметрами являются начальные значения температуры пара и воздуха, в случае тумана – начальные значения температуры и влажности воздуха. Получены различные режимы перемешивания в зависимости от управляющих параметров.

Ключевые слова: пар, туман, перемешивание, управление, начальные параметры.

Введение

В формировании микроклимата на местности особую роль играет вода, содержащаяся в атмосферном воздухе, как в виде пара, так и в виде тумана [1-2]. Это обусловлено особыми физическими свойствами воды. Во-первых, температуры замерзания и кипения воды значительно выше, чем у других химических соединений, близких по молекулярной массе. Во-вторых, она обладает аномально высокой теплотой фазовых переходов (плавления и парообразования) и высокой удельной теплоемкостью. В-третьих, она имеет высокую растворяющую способность и химическую активность. Совокупность этих особенностей приводит к сложной картине распространения пара в атмосфере, сопровождающейся фазовыми переходами с выделением и поглощением тепла.

К параметрам, определяющим комфортность микроклимата на местности, относятся температура и влажность воздуха [1]. При соприкосновении облака пара или тумана с атмосферным воздухом происходит их перемешивание, в зоне которого и происходят основные процессы, определяющие дальнейшую динамику параметров. Для анализа этих процессов в пограничной зоне в данной работе рассмотрены одномерные задачи перемешивания пара и тумана с воздухом, на основе решения которых возможно управление микроклиматом на местности путем задания начальных параметров сред.

Такого рода задачи возникают не только в физике атмосферы. Изучение закономерностей образования жидких и твердых частиц при диффузионном перемешивании паров с холодным газом является важной проблемой при получении наноматериалов [4].

Для начального анализа сложных процессов, происходящих в зоне перемешивания, рассмотрим простейшую постановку задачи перемешивания чистых субстанций, когда пар является сухим, т.е. не содержит в составе капелек жидкости, а воздух не содержит водяного пара. Тогда начальная температура пара должна быть выше точки кипения, чтобы пар был сухим, а начальная температура воздуха – ниже температуры кипения, чтобы при перемешивании пара воздухом наблюдалась конденсация. В этом случае только эти два параметра будут управлять процессом перемешивания.

Но вода в атмосфере часто присутствует в виде тумана, т.е. смеси пара, воздуха и микроскопических капелек. Поэтому перемешивание тумана с воздухом также представляет собой актуальную задачу, в которой количество параметров, управляющих этим процессом, больше.

1. Основные уравнения

При математическом описании процессов перемешивания пара и газа примем следующие допущения. Объемная концентрация образовавшихся капелек из-за конденсации достаточно

мала ($\alpha_i \ll 1$), поэтому они не оказывают влияния на процесс перемешивания пара и газа, который происходит в диффузионном режиме согласно обобщенного закона Фика

$$(1) \quad \rho_g v_g = -D \frac{\partial \rho_g}{\partial x},$$

где ρ_g и v_g – парциальная плотность и диффузионная скорость газа соответственно, D – коэффициент диффузии. В процессе перемешивания в области конденсации для парциального давления пара выполняется условие фазового равновесия. Примем, что капли жидкости не участвуют в диффузионном движении ($v_l = 0$). Будем также полагать, что в процессе диффузионного перемешивания пара и газа общее давление остается однородным (гомобарическое приближение).

Рассмотрим два вида начальных условий для двух задач о перемешивании – пара с воздухом и тумана с воздухом. Воздух здесь является газом, который не претерпевает фазовых превращений.

В первой задаче в исходном состоянии полубесконечной области слева от перегородки ($-\infty < x < 0$) находится пар при температуре T_{v0} , справа ($0 \leq x < \infty$) – газ при температуре T_{g0} . В момент времени $t = 0$ перегородка убирается и начинается диффузионное перемешивание, сопровождаемое в общем случае конденсацией пара. Давление во всех областях однородно и равно нормальному атмосферному давлению $P = P_a$. Это начальное состояние может быть записано в виде следующих начальных условий ($t = 0$):

$$(2) \quad \begin{aligned} T &= T_{v0}, \rho_v = \rho_{v0}, \rho_g = 0 & \text{при } x < 0; \\ T &= T_{g0}, \rho_g = \rho_{g0}, \rho_v = 0 & \text{при } x < 0. \end{aligned}$$

Во второй задаче в исходном состоянии в полубесконечной области слева от воображаемой перегородки ($-\infty < x < 0$) находится парогазокапельная смесь при температуре T_{v0} с парциальной плотностью капель ρ_{l0} (область тумана), справа ($0 \leq x < \infty$) – парогазовая смесь при температуре T_{g0} с парциальной плотностью пара ρ_{vl} (область газа). В начальный момент

времени ($t = 0$) перегородка убирается и начинается диффузионное перемешивание, сопровождаемое конденсацией и испарением капель. Давление во всех областях однородно и равно нормальному атмосферному давлению: $P = P_a$. Тогда можно записать следующие начальные условия ($t = 0$):

$$(3) \quad \begin{aligned} T &= T_{v0}, \rho_v = \rho_{vS}, \rho_g = \rho_{g0}, \rho_l = \rho_{l0} & \text{при } x < 0; \\ T &= T_{g0}, \rho_v = \rho_{v1}, \rho_g = \rho_{g1}, \rho_l = 0 & \text{при } x < 0. \end{aligned}$$

В рамках принятых допущений из закона сохранения массы для газа с учетом закона Фика (1) получим уравнение диффузии

$$(4) \quad \frac{\partial \rho_g}{\partial t} = D \frac{\partial^2 \rho_g}{\partial x^2}.$$

Запишем уравнение притока тепла в однотемпературном приближении:

$$(5) \quad \rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + l \frac{\partial \rho_l}{\partial t}, \quad \rho c = \rho_g c_g + \rho_v c_v + \rho_l c_l,$$

где T – температура смеси, ρc – удельно-объемная теплоемкость системы «газ, пар и капельки», определяемая с учетом массовой доли компонентов, λ – коэффициент теплопроводности этой системы, l – удельная теплота фазового перехода, c_g, c_v, c_l – удельные теплоемкости, ρ_g, ρ_v и ρ_l – парциальные плотности газа, пара и капелек соответственно. Последнее слагаемое в (5) соответствует тепловому эффекту фазовых переходов и отлично от нуля только в парогазокапельной смеси.

Пренебрегая вкладом парциального давления капелек в общее давление смеси, согласно закону Дальтона имеем:

$$(6) \quad P = P_g + P_v.$$

Для парциальных давлений пара P_v и газа P_g примем уравнение Менделеева-Клапейрона

$$(7) \quad P_v = \rho_v \frac{R}{\mu_v} T, \quad P_g = \rho_g \frac{R}{\mu_g} T,$$

где R – универсальная газовая постоянная, μ_v и μ_g – молярные массы пара и газа.

В области парогазокапельной смеси парциальное давление пара P_v равно давлению насыщенного пара $P_s(T)$, соответствующего текущей температуре ($P_v = P_s(T)$). Эта зависимость определяется из выражения (см. [3])

$$(8) \quad P_s(T) = P_* \cdot \exp\left(-\frac{T_*}{T}\right),$$

где P_* , T_* – эмпирические параметры, определяемые на основе табличных данных.

Тогда согласно (6) и (7) плотности пара и газа в парогазокапельной смеси однозначно выражаются через текущую температуру:

$$(9) \quad \rho_v = \frac{\mu_v P_s(T)}{RT}, \quad \rho_g = \frac{\mu_g (P - P_s(T))}{RT}.$$

В первой задаче с начальными условиями (2) при перемешивании пара и газа образуются три области: слева – область горячей парогазовой смеси, справа – область холодной парогазовой смеси и промежуточная область – парогазокапельной смеси, в которой кроме пара и газа присутствуют конденсировавшиеся капли жидкости. На левой границе промежуточной области с координатой $x_{S1} = x_{S1}(t)$ вследствие остывания пара при перемешивании достигается точка росы и начинается конденсация, на правой границе с координатой $x_{S2} = x_{S2}(t)$ – испарение капель, вызванное перемешиванием с «чистым» газом из правой области.

Во второй задаче с начальными условиями (3) при перемешивании тумана и газа в отличие от предыдущего случая образуются две области – тумана и газа. Следовательно, здесь будет только одна граница с координатой $x_S = x_S(t)$, которая идентична второй границе с координатой x_{S2} в первой задаче.

Таким образом, обе рассматриваемые задачи описываются одной и той же системой уравнений (4)-(5) и отличаются только начальными условиями.

Запишем следующие соотношения на указанных границах областей. На обеих границах области парогазокапельной смеси

$x = x_{S1}$ и $x = x_{S2}$ выполняются условия непрерывности парциальной плотности и, согласно закону сохранения массы для газа, равенство потоков масс:

$$(10) \quad \rho_g^- = \rho_g^+, \quad -D \left(\frac{\partial \rho_g}{\partial x} \right)^- + D \left(\frac{\partial \rho_g}{\partial x} \right)^+ = 0.$$

Знак «-» соответствует значению величины слева от границы, знак «+» – справа.

Примем, что парциальная плотность капель на левой границе $x = x_{S1}$ равна нулю ($\rho_l = 0$). Тогда условия неразрывности температуры и тепловых потоков запишутся в виде

$$(11) \quad T^- = T^+ = T_{S1}, \quad -\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)^- + \lambda \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)^+ = 0.$$

Поскольку в парогазокапельном слое согласно уравнению (9) парциальная плотность газа однозначно определяется текущей температурой, их граничные значения должны удовлетворять условию

$$(12) \quad \left(\frac{\partial \rho_g}{\partial x} \right)_{x_{S1}}^+ = \left(\frac{d\rho_g}{dT} \right) \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x_{S1}}^+,$$

где, согласно второму выражению из (9), имеем

$$\frac{d\rho_g}{dT} = -\frac{\mu_g}{RT} \left(\frac{P - P_s(T)}{T} + \frac{dP_s(T)}{dT} \right).$$

Используя уравнение Клапейрона-Клаузиуса

$$(13) \quad \frac{dP_s(T)}{dT} = \frac{\rho_v l}{T}$$

и, учитывая также уравнение (9), выражение для $d\rho_g / dT$ из (12) можно привести к виду

$$(14) \quad \frac{d\rho_g}{dT} = -\frac{\mu_g}{RT^2} \left(P - P_s(T) \left(1 - \frac{\mu_v l}{RT} \right) \right).$$

На правой границе $x = x_{S2}$ температуру полагаем непрерывной, а парциальная плотность капель отлична от нуля ($\rho_l \neq 0$). Тогда первое условие и условие баланса тепла имеют вид:

$$(15) \quad T^- = T^+ = T_{S2}, \quad -\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)^- + \lambda \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)^+ = -\dot{x}_{S2} \rho_{l,S2} l.$$

Аналогично условию (12) на этой границе со стороны парогазокапельного слоя можем записать

$$(16) \quad \left(\frac{\partial \rho_g}{\partial x} \right)^-_{x_{S2}} = \left(\frac{d\rho_g}{dT} \right) \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)^-_{x_{S2}}.$$

2. Решение уравнений

В рамках принятой выше системы уравнений (4), (5) с граничными условиями (10), (11) и (15) при начальных условиях (1) или (2) задача является автомодельной. Для процессов переноса в газах в большинстве случаев число Льюиса близко к единице ($Le = D\rho c / \lambda \approx 1$), поэтому значения коэффициентов диффузии и температуропроводности будем полагать постоянными и равными друг другу ($D = \lambda / \rho c$). Введем безразмерную автомодельную переменную

$$\xi = \frac{x}{2\sqrt{Dt}}.$$

Тогда уравнение (4) запишется в виде

$$(17) \quad -2\xi \frac{d\rho_g}{d\xi} = \frac{d^2 \rho_g}{d\xi^2}.$$

В области парогазокапельной смеси уравнение теплопроводности (5) примет вид

$$(18) \quad -2\xi \frac{dT}{d\xi} = \frac{d^2 T}{d\xi^2} - 2\xi \frac{l}{\rho c} \frac{d\rho_l}{d\xi}.$$

Граничные условия (11) и (15) на левой ($\xi = \xi_{S1}$) и правой ($\xi = \xi_{S2}$) границах слоя парогазокапельной смеси в автомодельной переменной запишутся как

$$(19) \quad -\left(\frac{dT}{d\xi} \right)^-_{\xi_{S1}} + \left(\frac{dT}{d\xi} \right)^+_{\xi_{S1}} = 0,$$

$$(20) \quad -\left(\frac{dT}{d\xi}\right)_{\xi_{S2}}^{-} + \left(\frac{dT}{d\xi}\right)_{\xi_{S2}}^{+} = -2\xi \frac{\rho_l l}{\rho c},$$

где автомодельные координаты левой и правой границ равны, соответственно,

$$\xi_{S1} = \frac{x_{S1}}{2\sqrt{Dt}} \quad \text{и} \quad \xi_{S2} = \frac{x_{S2}}{2\sqrt{Dt}}.$$

Начальные условия (2) и (3) в автомодельной переменной примут вид

$$(21) \quad \rho_g \rightarrow 0, T \rightarrow T_{v0} \quad \text{при} \quad \xi \rightarrow -\infty,$$

$$\rho_g \rightarrow \rho_{g0}, T \rightarrow T_{g0} \quad \text{при} \quad \xi \rightarrow +\infty;$$

$$(22) \quad \rho_g \rightarrow \rho_{g0}, T \rightarrow T_{v0} \quad \text{при} \quad \xi \rightarrow -\infty,$$

$$\rho_g \rightarrow \rho_{g1}, T \rightarrow T_{g0} \quad \text{при} \quad \xi \rightarrow +\infty.$$

Решение уравнения (17), удовлетворяющее условию (10), находится на всей области значений переменной ξ с учетом условий (21) или (22) соответственно:

$$(23) \quad \rho_g(\xi) = \frac{\rho_{g0}}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\xi} \exp(-z^2) dz,$$

$$(24) \quad \rho_g(\xi) = \rho_{g0} + \frac{\rho_{g1} - \rho_{g0}}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\xi} \exp(-z^2) dz.$$

Тогда, по известному распределению парциальной плотности газа $\rho_g(\xi)$ из (23)-(24) с учетом (9), имеем для распределения температуры $T(\xi)$ в области парогазокапельной смеси решение в неявном виде

$$(25) \quad \rho_g(\xi) = \frac{\mu_g}{RT} \left(P - P_* \exp\left(-\frac{T_*}{T}\right) \right).$$

Используя эту зависимость, на основе уравнения теплопроводности (18) получим уравнение для определения ρ_l :

$$(26) \quad \frac{d\rho_l}{d\xi} = \frac{1}{2\xi} \frac{\rho c}{l} \frac{d^2 T}{d\rho_g^2} \left(\frac{d\rho_g}{d\xi} \right)^2,$$

где

$$\frac{d^2T}{d\rho_g^2} = \frac{1}{T} \left(\frac{RT^2 / \mu_g}{P - P_* \exp\left(-\frac{T_*}{T}\right)\left(1 - \frac{T_*}{T}\right)} \right)^2 \left(2 + \frac{P_* \exp\left(-\frac{T_*}{T}\right)\left(2 - \frac{T_*}{T}\right)\frac{T_*}{T}}{P - P_* \exp\left(-\frac{T_*}{T}\right)\left(1 - \frac{T_*}{T}\right)} \right)$$

и, согласно (23)-(24),

$$\frac{d\rho_g}{d\xi} = \frac{\rho_{g0}}{\sqrt{\pi}} \exp(-\xi^2) \quad \text{при} \quad \frac{dT}{d\xi} = \frac{T_{g1} - T_{g0}}{\sqrt{\pi}} \exp(-\xi^2).$$

Плотность пара $\rho_v(\xi)$ и температура $T(\xi)$ в парогазокапельной области определяются на основе уравнений (6), (7) и (25) по известному закону распределения $\rho_g(\xi)$ (23)-(24).

Решение для распределения температуры в областях парогазовой смеси находим из уравнения (18), записанного без учета фазовых переходов. При $\xi \leq \xi_{S1}$ ($x \leq x_{S1}$) решение имеет вид

$$(27) \quad T = T_{v0} + (T_{S1} - T_{v0}) \frac{\int_{\xi_{S1}}^{\xi} \exp(-z^2) dz}{\int_{-\infty}^{\xi_{S1}} \exp(-z^2) dz}.$$

При $\xi \geq \xi_{S2}$ ($x \geq x_{S2}$) имеем

$$(28) \quad T = T_{g0} + (T_{S2} - T_{g0}) \frac{\int_{\xi_{S2}}^{\infty} \exp(-z^2) dz}{\int_{\xi_{S2}}^{\xi} \exp(-z^2) dz},$$

где T_{S1} и T_{S2} – значения температуры на левой и правой границах парогазокапельной смеси с автомодельными координатами $\xi = \xi_{S1}$ и $\xi = \xi_{S2}$.

По полученным распределениям плотности газа $\rho_g(\xi)$ и температуры $T(\xi)$ также можно определить плотность пара $\rho_v(\xi)$ в областях парогазовой смеси из выражений (6) и (7):

$$\rho_v(\xi) = \mu_v \left(\frac{P}{RT(\xi)} - \frac{\rho_g(\xi)}{\mu_g} \right).$$

Проанализируем граничные условия (19) и (20) более подробно. В первой задаче в отличие от второй необходимо найти координату левой границы $\xi = \xi_{S1}$ и значения искомых функций на ней. Из (12) получим

$$\left(\frac{dT}{d\xi}\right)^+ = \left(\frac{dT}{d\rho_g}\right)\left(\frac{d\rho_g}{d\xi}\right)^+.$$

Отсюда, используя решения (20), (27) и выражение (23) имеем следующее трансцендентное уравнение для определения температуры T_{S1} на левой границе:

$$(29) \quad \frac{T_{v0}}{T_{S1}} - 1 = \frac{1 - \frac{P_*}{P} \exp\left(-\frac{T_*}{T_{S1}}\right)}{1 - \frac{P_*}{P} \exp\left(-\frac{T_*}{T_{S1}}\right) \left(1 - \frac{T_*}{T_{S1}}\right)}.$$

По найденному отсюда значению T_{S1} , подставив в левую часть уравнения (25) решение (23), получим уравнение для определения автомодельной координаты левой границы $\xi = \xi_{S1}$:

$$(30) \quad \frac{\rho_{g0}}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\xi_{S1}} \exp(-z^2) dz = \frac{\mu_g}{RT_{S1}} \left(P - P_* \exp\left(-\frac{T_*}{T_{S1}}\right) \right).$$

Из (29) нетрудно видеть, что если пар в начальном состоянии находится в точке насыщения и, следовательно, его начальная температура удовлетворяет условию

$$P = P_* \cdot \exp\left(-\frac{T_*}{T_{v0}}\right),$$

то температура T_{S1} на границе ξ_{S1} будет равна начальной температуре пара T_{v0} ($T_{S1} = T_{v0}$). В этом случае, как видно из (30) левая граница удалится в бесконечность ($\xi_{S1} \rightarrow -\infty$).

Граничное условие (20), идентичное для обеих задач, с учетом решений (23)-(24) и (28), а также условия (16) можно представить в виде

$$\left(\frac{dT}{d\rho_g} \right)_{\xi_{S2}} \frac{\rho_{g0}}{\sqrt{\pi}} + \frac{T_{S2} - T_{g0}}{\int_{\xi_{S2}}^{\infty} \exp(-z^2) dz} = -2\xi \frac{\rho_l l}{\rho c} \exp(\xi_S^2)$$

или

$$\left(\frac{dT}{d\rho_g} \right)_{\xi_{S2}} \frac{\rho_{g1} - \rho_{g0}}{\sqrt{\pi}} + \frac{T_{S2} - T_{g0}}{\int_{\xi_{S2}}^{\infty} \exp(-z^2) dz} = -2\xi \frac{\rho_l l}{\rho c} \exp(\xi_S^2),$$

где

$$\left(\frac{dT}{d\rho_g} \right)_{\xi_{S2}} = \frac{RT_{S2}^2}{\mu_g} \left(P - P_* \exp\left(-\frac{T_*}{T_{S2}}\right) \left(1 - \frac{T_*}{T_{S2}} \right) \right)^{-1}.$$

Уравнение (26) решается численно при начальном условии $\rho_l(\xi_{S1}) = 0$ для первой задачи, и $\rho_l(\xi \rightarrow -\infty) = \rho_{l0}$ – для второй задачи. Счет продолжается до выполнения граничных условий (31) с заданной точностью. При таком решении помимо распределения $\rho_l(\xi)$ в области парогазокапельной смеси получим значение координаты границы ξ_{S2} и значение температуры на этой границе T_{S1} .

3. Анализ результатов

В первой задаче для расчетов в качестве примера рассмотрим перемешивание водяного пара и сухого воздуха. Парциальное давление пара P_v при температуре смеси T для равновесных процессов не может превышать давления насыщенного пара ($P_v(T) \leq P_S(T)$). Следовательно, парциальная плотность пара ρ_v также не может превышать предельного значения, зависящего от температуры $\rho_{v,m}(T)$ (рис. 1). В интервале температур до точки кипения T_b , соответствующей значению давления P , это предельное значение парциальной плотности определяется из выражения (9), а выше точки кипения T_b – плотностью чистого перегретого пара, когда пар под давлением P находится в пере-

гретом состоянии, согласно уравнению Менделеева-Клапейрона:

$$\rho_{v,m} = \frac{\mu_v P}{RT}.$$

На диаграмме, представленной на рис. 1, приведены фазовые траектории для двух режимов перемешивания. Для первого режима, определяемого начальными температурами $T_{g0}^{(1)}$ и $T_{v0}^{(1)}$, процесс перемешивания происходит с образованием промежуточной парогазокапельной области. Участок фазовой траектории, соответствующий этой области, находится на линии $\rho_{v,m}(T)$. Когда начальные температуры $T_{g0}^{(2)}$ и $T_{v0}^{(2)}$ достаточно велики, фазовая траектория не попадает на эту линию. В этом случае промежуточная область с конденсатом не образуется.

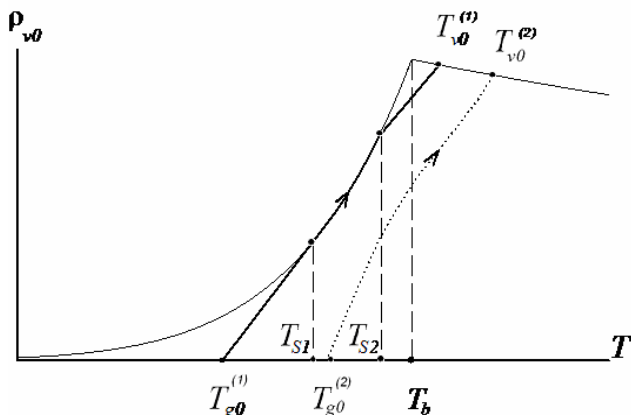


Рис. 1. Фазовые траектории на координатной плоскости T , ρ_v , описывающие два режима диффузионного перемешивания пара и газа. Для режима с образованием конденсата с исходными температурами газа и пара $T_{g0}^{(1)}$ и $T_{v0}^{(1)}$ участок фазовой траектории между значениями температур T_{S1} и T_{S2} находится на линии фазового равновесия

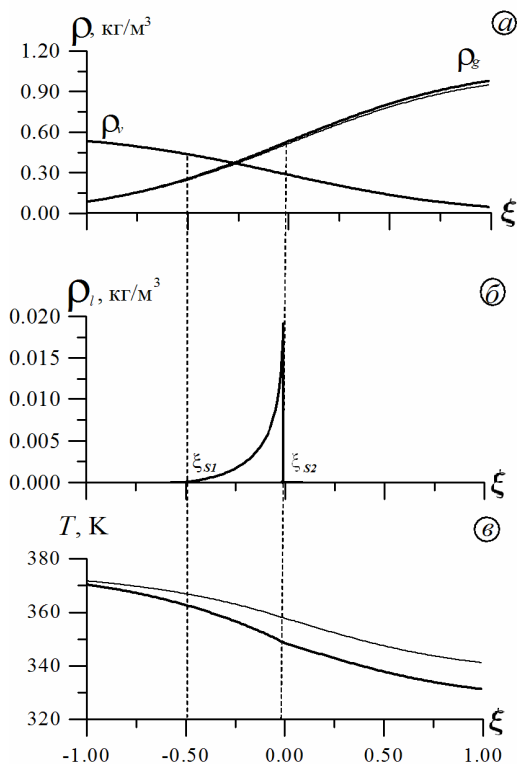


Рис. 2. Структура области перемешивания пара и газа с фиксированными условиями для газа на бесконечности

На рис. 2 представлены результаты расчетов, иллюстрирующие структуру зоны перемешивания при двух режимах. Парциальные плотности пара и воздуха для этих двух режимов отличаются незначительно (рис. 2а). При конденсации образуется относительно небольшое количество жидкости (рис. 2б) – максимальное значение плотности капель в смеси достигает $\rho_l \approx 0,02 \text{ кг/м}^3$. Это соответствует гипотезе о том, что объемная доля капель в смеси пренебрежимо мала (в представленном случае $\alpha_l = \rho_l / \rho_l^0 \approx 2 \cdot 10^{-5}$). При наличии конденсации кривая распределения температуры (рис. 2в) на правой границе проме-

жуточного слоя имеет небольшой излом («скачок» производной) из-за затрат тепла на испарение на границе ξ_{S2} в соответствии с граничным условием (20).

Перемешивание пара и газа с образованием конденсата сопровождается двумя конкурирующими процессами. С одной стороны, перемешивание пара с газом приводит к охлаждению, последующему достижению точки росы и образованию капелек жидкости в смеси. Этот механизм, в частности, определяет координату и закон движения левой границы промежуточной области $x_{S1} = x_{S1}(t)$. Но поскольку эта промежуточная область, содержащая конденсат, граничит с правой стороны с абсолютно сухим на бесконечности газом, ее правая граница, где происходит полное испарение, имеет конечную координату $x_{S2} = x_{S2}(t)$. Скорость продвижения этой границы определяется интенсивностью испарения, которая, в свою очередь, зависит от диффузионного транспорта пара.

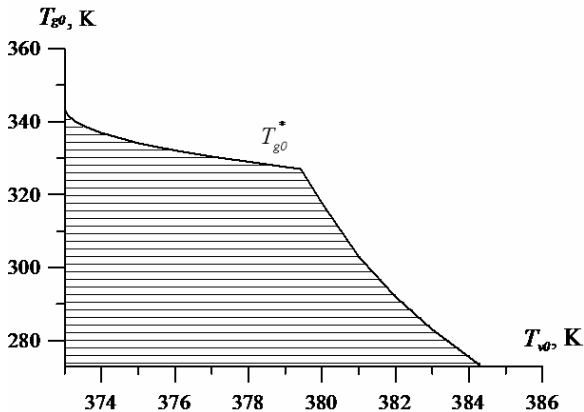


Рис. 3. Заштрихованная область начальных температур пара и газа соответствует режиму перемешивания с конденсацией с фиксированными условиями для газа в бесконечности

Предельное значение начальных температур T_{v0} и T_{g0} , при которых наблюдается образование конденсата, определяется из

условия совпадения автомодельных координат границ $\xi_{S1} = \xi_{S2} = \xi_S$. Эта кривая (рис. 3) делит координатную плоскость (T_{v0}, T_{g0}) на две области, в которых перемешивание происходит с образованием и без образования конденсата. Следовательно, управление режимами перемешивания пара и газа производится путем изменения значений T_{v0} и T_{g0} согласно этой карте возможных значений.

Таким образом, на основе решения данной задачи доказана возможность управления процессом перемешивания пара с газом через значения начальных температур субстанций и реализации двух режимов перемешивания: с конденсацией и без конденсации.

Выявив основные управляющие параметры в процессе перемешивания пара с газом в наиболее простом случае, можем рассмотреть более сложную для анализа задачу, в которой уже в начальном состоянии пар содержит капельки жидкости (т.е. является туманом), а газ содержит ненасыщенный пар.

В качестве примера рассмотрим перемешивание водного тумана, представляющего собой смесь воздуха, пара и водяных капелек, с атмосферным воздухом. При расчетах значения параметров, определяющих начальное состояние, выбраны обычными [3] для этого явления: атмосферное давление $P = 10^5$ Па, парциальная плотность капель в тумане $\rho_l = 10$ г/м³, температура тумана $T_{v0} = 300$ К. Начальное значение температуры воздуха T_{g0} варьировалось в пределах от 273 К до 400 К, парциальной плотности пара в воздухе ρ_{v1} – от нуля до точки насыщения. Таким образом, процессом перемешивания будут управлять два параметра: T_{g0} и ρ_{v1} , т.е. параметры атмосферы при фиксированных значениях параметра тумана.

На фазовой диаграмме, представленной на рис. 4, приведены траектории для различных вариантов перемешивания тумана с газом. Начальное состояние тумана, одинаковое во всех вариантах, определяется начальной температурой T_{v0} и начальной

плотностью ρ_{v0} , равной плотности насыщенного пара при данной температуре ($\rho_{v1} = \rho_{v,s}(T_{v0})$). Этому состоянию соответствует начальная точка траектории, которая находится на кривой насыщения $\rho_{v,s}(T)$. Наличие капель жидкости в смеси, находящихся в равновесном состоянии с паром, возможно только при температуре ниже, чем температура кипения. Поэтому точка на диаграмме, соответствующая исходному состоянию тумана, расположена левее точки кипения T_b .

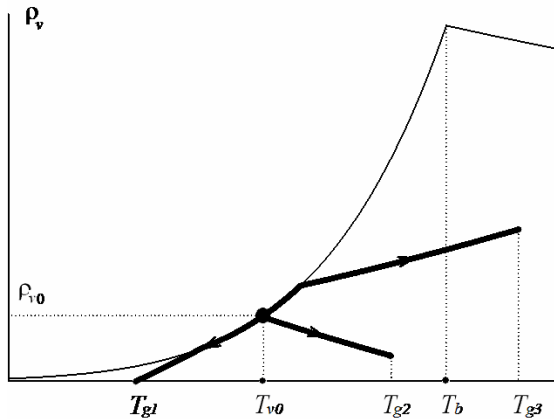


Рис. 4. Фазовые траектории на плоскости T, ρ_v , описывающие диффузионное перемешивание тумана и газа

Выбрано несколько наиболее характерных вариантов для начального состояния области газа со значениями температуры T_{g0} и парциальной плотности пара ρ_{v1} , которые могут привести к принципиальным особенностям процесса перемешивания. Температура T_{g0} может располагаться в трех различных областях относительно точек T_{v0} и T_b . Парциальная плотность пара ρ_{v1} при фиксированной температуре T_{g0} может принимать значения между $\rho_{v,s}(T)$ и нулем. Начальному состоянию области газа соответствует конечная точка фазовой траектории.

При перемешивании с газом, содержащим пар, изменения температуры и парциальной плотности пара в тумане могут вызвать конденсацию. Испарение капелек происходит на границе областей ($x = x_S$). Интенсивность испарения определяется двумя величинами: во-первых, разностью начальных температур $\Delta T_0 = T_{g0} - T_{v0}$, от которой зависит подвод тепла к границе областей, во-вторых, разностью начальных значений парциального давления пара $\Delta \rho_v = \rho_{v1} - \rho_{v0}$, от которой зависит отвод пара, образовавшегося при испарении, от границы областей. Следовательно, в зависимости от этих параметров (фактически, от управляющих параметров T_{g0} и ρ_{v1}) в зоне перемешивания конкурируют испарение и конденсация.

Рассмотрим три характерных варианта перемешивания тумана с газом, в которых значения первого управляющего параметра находятся в трех указанных областях $T_{g0} = T_{g1}, T_{g2}, T_{g3}$ (рис. 5).

В первом варианте ($T_{g0} \leq T_{v0}$) происходит перемешивание тумана с более холодным газом (рис. 5а). Несмотря на отрицательный баланс температуры ($\Delta T_0 = T_{g0} - T_{v0} < 0$), здесь начальное значение парциальной плотности пара ρ_{v1} в области газа всегда меньше, чем в области тумана ($\Delta \rho_v = \rho_{v1} - \rho_{v0} < 0$). Следовательно, на границе областей $x = x_S$ интенсивный отвод образующегося пара приводит к испарению, если только пар в области газа ненасыщенный ($\rho_{v1} < \rho_{v,S}(T_{g0})$). Интерес представляет случай, когда начальные значения температуры T_{v0} и T_{g0} в обеих областях близки или равны друг к другу ($T_{g0} = T_{v0}$). Тогда испарение приводит к заметному охлаждению в зоне перемешивания и образованию температурной «ямы» $\Delta T = T_{g0} - T_S$ (рис. 5б), глубина которой зависит от интенсивности испарения, т.е. второго управляющего параметра ρ_{v1} .

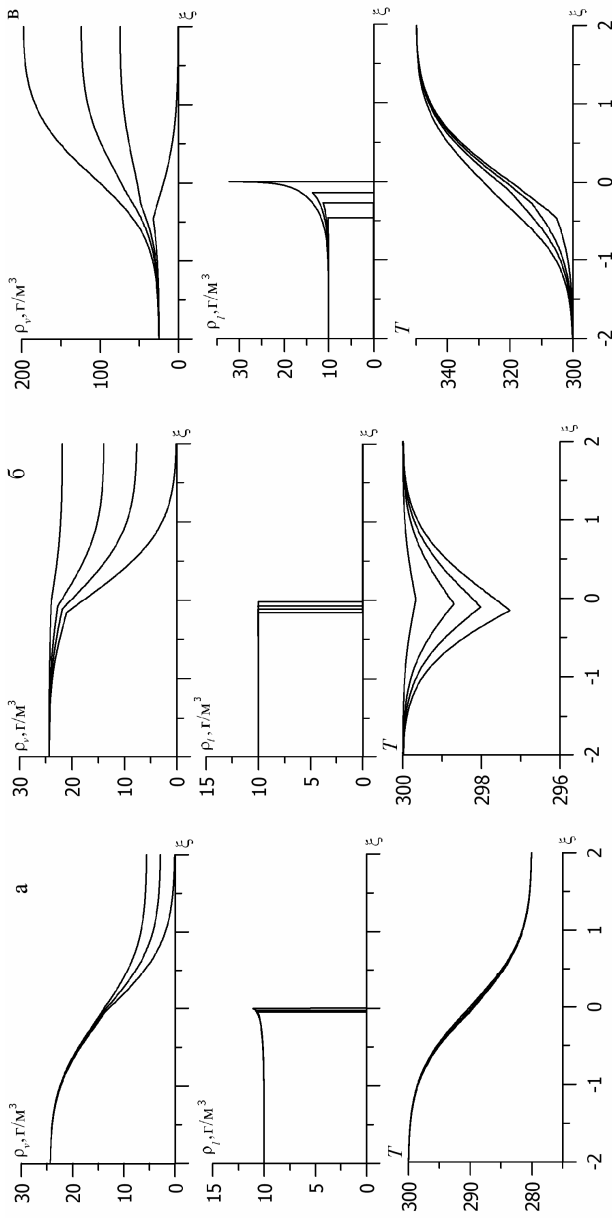


Рис. 5. Парциальные плотности газа ρ_g , капель ρ_l и температура T смеси для случаев перемешивания тумана с холодным (а), теплым (б) и горячим (в) газом

Во втором варианте ($T_{v0} < T_{g0} < T_b$) туман перемешивается с более теплым газом с температурой ниже точки кипения жидкости в капельках (рис. 5в). Увеличение $\Delta\rho_v$ приводит к снижению темпа испарения, хотя оно имеет место даже при превышении парциальной плотности пара в газе над его значением в области тумана ($\rho_{v1} > \rho_{v0}$). Но в этом случае пар согласно закону Фика диффундирует из области газа в область тумана, т.е. в обратном направлении, чем обычно. Поэтому в области тумана ($x \leq x_S$) происходит конденсация пара, поступающего из области газа ($x > x_S$). Причем интенсивность конденсации с ростом ρ_{v1} возрастает и даже может полностью компенсировать испарение. При этом значение парциальной плотности капель ρ_l на границе $x = x_S$ может превысить начальное значение в несколько раз.

В третьем варианте ($T_{g0} > T_b$) представлено перемешивание тумана с горячим газом с температурой выше точки кипения жидкости в капельках. С ростом первого управляющего параметра T_{g0} и, следовательно, разности температур ΔT_0 интенсивность испарения возрастает, а с ростом второго управляющего параметра ρ_{v1} – уменьшается. Но здесь испарение тумана возможно, даже если он перемешивается с чистым перегретым паром ($\rho_{v1} = \rho_{v,S}$). Расчеты показывают, что запас тепла в перегретом паре достаточен для испарения капелек на границе $x = x_S$ и, тем самым, продвижения этой границы влево. И это несмотря на то, что происходит значительная конденсация пара, привносимого в область тумана, как и в предыдущем варианте.

Таким образом, произведено управление процесса перемешивания водного тумана с воздухом путем изменения начальных значений температуры и влажности воздуха. Получены различные режимы перемешивания.

Заключение

В данной работе найдены решения одномерных задач перемешивания пара и тумана с воздухом, на основе которых полу-

чены различные режимы перемешивания. В первой задаче производится управление этими режимами путем изменения начальных значений температур субстанций. Во второй задаче произведено управление процесса перемешивания водного тумана с воздухом путем изменения начальных значений температуры и влажности воздуха.

Установлено, что при близких значениях начальных температур газа и тумана, в зоне перемешивания происходит охлаждение смеси (образуется температурная «яма» глубиной в несколько градусов); если начальная температура газа выше начальной температуры тумана и массовое содержание пара в газе выше чем в области тумана ($\rho_{v1} > \rho_{v0}$), то наблюдается значительный прирост концентрации конденсата за счет пара, вносимого в область тумана из области газа; когда начальная температура газа выше точки кипения жидкости в капельках, испарение тумана происходит при всех значениях начального содержания пара в газе (даже при перемешивании с чистым паром).

Литература

1. МАРЧУК Г. И. *Математическое моделирование в проблеме окружающей среды*. М.: Наука, 1981.
2. МАТВЕЕВ Л. Т. *Курс общей метеорологии. Физика атмосферы*. Л.: Гидрометеиздат, 1976.
3. НИГМАТУЛИН Р. И. *Динамика многофазных сред. Часть I*. М.: Наука, 1987.
4. KRÄTSCHEMER W., LAMB L. D., FOSTIROPOULOS K., HUFFMAN D. R. *Solid C60: a new form of carbon*. // Nature. 1990. V. 347. P. 354-358.

Статья представлена к публикации членом редакционной коллегии Н.Н. Бахтадзе