

УДК 533.6.01:533.273/275

© 2007 г. И. М. БАЯНОВ, И. Р. ХАМИДУЛЛИН, В. Ш. ШАГАПОВ

ДВИЖЕНИЕ ВЫБРОСОВ, СОДЕРЖАЩИХ ВОДЯНОЙ КОНДЕНСАТ, В ПРИЗЕМНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ

В трехмерной постановке рассмотрено распространение в атмосфере залповых выбросов, содержащих водяной пар и конденсат. Такие процессы сопровождаются перемешиванием с окружающим воздухом и фазовыми переходами. Изучены закономерности эволюции гидродинамических, концентрационных и температурных полей от начальных параметров выбросов (температуры и влагосодержания), а также параметров окружающего воздуха.

Ключевые слова: приземной слой атмосферы, испарение, конденсация, выбросы.

Вода – один из основных продуктов при сгорании органического топлива и в большом количестве присутствует в выбросах из труб ТЭЦ, заводов. Несмотря на незначительность, роль воды в распространении выбросов в атмосфере велика, и она обусловлена рядом физических свойств воды, отличающихся от свойств других примесей. 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 содержащих воду выбросов в атмосфере, сопровождающейся фазовыми переходами и химическими реакциями с выделением и поглощением тепла.

Дополнительный фактор, усложняющий картину распространения влагосодержащих выбросов, также наличие водяного пара в окружающем воздухе. Влажность воздуха определяет интенсивность испарения воды как с открытых водоемов, так и капель в атмосфере. Процесс испарения, в свою очередь, сопровождается поглощением тепла. Рассматриваемые в работе постановки задач представляют определенный интерес с точки зрения “управления” микроклиматом (изменения температуры, образования конвективных движений) на местности путем распыления воды для создания более комфортных условий.

При анализе движения выбросов в атмосфере следует учесть характерные масштабы времен для процессов, сопровождающих это движение. Образование облаков при аварийных выбросах происходит обычно за доли или несколько секунд (10^{-1} – 10^0 с). Дальнейшее развитие этих процессов протекает в более вялом режиме, и они связаны с перемешиванием с окружающим воздухом и длятся в течение нескольких десятков секунд (10^1 – 10^2 с). Эта стадия, формирующая дальнейшее поведение облака, рассматривается в данной работе. В частности, от этого этапа во многом зависит, будет ли облако рассеиваться или накапливаться, и, следовательно, степень воздействия выброса на окружающую среду и соответствующий ущерб. Детальное рассмотрение данной стадии, в частности, особенно важно для анализа возможного возгорания и взрывов при выбросах, содержащих горючие смеси. Следующая связана с накоплением выбросов в регионе (например, в городе) и происходит в течение нескольких часов и суток (10^3 – 10^5 с).

Средняя плотность облака выбросов, определяющая плавучесть, – один из критических параметров при его распространении. Ее величина, зависящая от температуры и

влажносодержания, со временем меняется за счет теплообмена с окружающей атмосферой, а также из-за фазовых переходов в самом облаке. Ввиду этого наибольший интерес представляет именно представленная здесь стадия образования облака выбросов с сильными изменениями средней плотности, которая требует детального изучения и анализа.

Характерные времена осаждения жидких капелек размерами до десятков микрон составляют десятки минут или часы. Следовательно, в рассматриваемой стадии развития облака продолжительностью не более минуты его можно принять за гомогенную сплошную среду, что существенно упрощает теоретическое описание процессов и проведение численных расчетов.

Некоторые аспекты распространения воды в атмосфере в виде парогазокапельной смеси изучались в [1–6], где данное явление рассматривалось в больших масштабах пространства (сотни километров) и времени (часы и сутки). Поэтому в них также учитываются влияние солнечной радиации, зависящей от времени, тепло- и влагообмен с подстилающей поверхностью, вращение Земли.

Для стадии развития облака парогазокапельной смеси, которая представлена в данной работе, отмеченные процессы не существенны. Следовательно, для данной ситуации удастся рассмотреть процесс в рамках относительно простой теоретической модели, позволяющей выявить основные закономерности движения облака выбросов, содержащего конденсат.

1. Основные уравнения. В рамках принятых гипотез облако выбросов рассматривается как смесь воздуха, водяного пара и конденсированной воды в виде капелек микронных размеров, т.е. как парогазокапельная смесь, которая принимается за гомогенную среду с плотностью ρ , температурой T , давлением p . Пусть $\mathbf{v} = \mathbf{v}(x, y, z, t)$ бароцентрическая скорость этой среды, определяемая как

$$\rho \mathbf{v} = \rho_a \mathbf{v}_a + \rho_v \mathbf{v}_v + \rho_l \mathbf{v}_l \quad (1.1)$$

где ρ , ρ_i ($i = a, v, l$) – средняя всей смеси и средние парциальные плотности составляющих, v_i – скорость составляющих. Здесь и в дальнейшем индексы $i = a, v, l$ будут соответствовать воздуху, водяному пару и жидким капелькам.

Введем среднемассовые концентрации газокапельной смеси $k_i = \rho_i/\rho$, которые удовлетворяют условию $k_a + k_v + k_l = 1$.

Средняя плотность всей смеси может быть записана через истинные плотности жидкости ρ_l^0 и парогазовой смеси ρ_g^0 в виде [7]

$$\frac{1}{\rho} = \frac{k_l}{\rho_l^0} + \frac{1 - k_l}{\rho_g^0} \quad (1.2)$$

Наряду со средними по всей смеси концентрациями k_i введем истинные концентрации воздуха и пара в газовой части смеси k_i^0 ($i = a, v$), при этом

$$k_a^0 + k_v^0 = 1$$

Средние и истинные концентрации связаны соотношениями

$$k_a = (1 - k_l)k_a^0, \quad k_v = (1 - k_l)k_v^0 \quad (1.3)$$

В случае отсутствия капелек $k_l = 0$ (т.е. когда не достигается точка росы) средние и истинные концентрации совпадают ($k_i = k_i^0$). Полагая, что выполняется закон Дальтона для газовой смеси, примем уравнение Менделеева–Клапейрона

$$p = \rho_g^0 R_g T, \quad R_g = R \left(\frac{k_v^0}{\mu_v} + \frac{k_a^0}{\mu_a} \right) \quad (1.4)$$

На основе соотношений (1.1)–(1.3) можно получить уравнение состояния для всей смеси в целом

$$\frac{1}{\rho} = \frac{k_l}{\rho_l^0} + \frac{RT}{p} \left(\frac{k_v}{\mu_v} + \frac{k_a}{\mu_a} \right) \quad (1.5)$$

Будем полагать, что пар в газовой смеси и жидкость в капельках находятся в термодинамическом равновесии так, что парциальное давление пара p_v равно давлению насыщения p_s при текущей температуре T ($p_v = p_s(T)$). Кривая насыщения для водяного пара при этом определяется выражением [7]

$$p_s = p_* \exp\left(-\frac{T_*}{T}\right)$$

где p_* и T_* эмпирические параметры, определяемые на основе табличных данных.

С другой стороны, на основе закона Дальтона для парциального давления пара можем записать

$$p_v = \rho_g^0 R_v T, \quad R_v = \frac{R k_v^0}{\mu_v} \quad (1.6)$$

Тогда, полагая $p_v = p_s(T)$, получим еще одно уравнение состояния для смеси при $k_l > 0$

$$\frac{p_s(T)}{p} = \frac{k_v}{\mu_v} \left(\frac{k_v}{\mu_v} + \frac{k_a}{\mu_a} \right)^{-1}$$

Парциальное давление пара при данной температуре смеси не может превышать давления насыщенного пара ($p_v \leq p_s(T)$). Следовательно, существует верхний предел для среднemasсовой концентрации водяного пара в смеси k_{vs} , который определяется из выражения (1.5) в предположении $p_v = p_s(T)$. Введем также понятие температуры насыщения $T_s = T_* / \ln(p_*/p_v)$, соответствующей данному значению парциального давления пара p_v .

Учитывая эти ограничения, в метеорологии для количественного описания влагосодержания в атмосфере используется понятие относительной влажности воздуха $\phi = p_v/p_s(T)$. Эта величина в дальнейшем будет использоваться при анализе результатов расчетов. С учетом уравнения состояния водяного пара можно записать $\phi = \rho_v/\rho_s(T)$, где $\rho_s = p_s(T)\mu_v/(RT)$ – парциальная плотность насыщенного пара. Следовательно, существует однозначная связь между относительной влажностью ϕ и среднemasсовой концентрацией водяного пара k_v в виде $\phi = k_v/k_{vs}$.

В рамках принятых допущений предлагается теоретическая модель, описывающая динамику выбросов в атмосфере, содержащих водяной пар. Для всей смеси в целом запишем уравнение неразрывности в виде

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla^k (\rho v^k) = 0 \quad (1.7)$$

Процесс перемешивания рассматриваемой двухфазной парогазокапельной смеси будем описывать в диффузионном приближении [7]. Для этого введем диффузионные скорости составляющих $w_i = v_i - v$ ($i = a, v, l$), удовлетворяющие условию

$$\rho_a w_a + \rho_v w_v + \rho_l w_l = 0 \quad (1.8)$$

Тогда для относительного движения воздушной составляющей смеси запишем обобщенный закон Фика в виде

$$\rho_a w_a^k = \rho D^{kn} \nabla^n k_a, \quad (\rho_a = \rho k_a) \quad (1.9)$$

где D^{kn} представляет собой квадратную матрицу из коэффициентов диффузии, которую будем полагать диагональной (диффузия в горизонтальном и вертикальном на-

правлениях возникает, если в этих направлениях существует неоднородность концентрации).

Примем две предельные схемы для относительного движения капелек. Согласно первой схеме предположим в выражении (1.8) $\mathbf{w}_l = 0$, т.е. капли движутся со среднемассовой скоростью ($\mathbf{v}_l = \mathbf{v}$). Согласно же второй схеме примем, что $\mathbf{w}_l = \mathbf{w}_v$, т.е. капли движутся вместе с паром ($\mathbf{v}_l = \mathbf{v}_v$). И в том, и в другом варианте пар диффундирует навстречу воздуху, но с различной относительной скоростью \mathbf{w}_v , определяемой из выражений, соответственно

$$\rho_v \mathbf{w}_v = -\rho_a \mathbf{w}_a \quad (1.10)$$

$$(\rho_v + \rho_l) \mathbf{w}_v = -\rho_a \mathbf{w}_a \quad (1.11)$$

В рамках этих предположений из закона сохранения масс для воздуха и капелек могут быть получены уравнения

$$\begin{aligned} \rho \frac{dk_a}{dt} &= \nabla^k (\rho D^{kn} \nabla^n k_a) \\ \rho \frac{dk_l}{dt} &= -\alpha \nabla^k \left(\rho D^{kn} \frac{k_l}{1-k_a} \nabla^n k_a \right) + J \end{aligned} \quad (1.12)$$

где J – интенсивность конденсации пара в единице объема. Значения $\alpha = 0$ и 1 соответствуют первой и второй схемам для относительного движения капелек.

Движение смеси пара, воздуха и капелек описывается уравнением импульсов с учетом силы тяжести и турбулентной вязкости

$$\rho \frac{dv^k}{dt} = -\nabla^k p + \rho g^k + \nabla^n (\tau^{kn}) \quad (1.13)$$

Здесь τ^{kn} – элементы приведенного тензора касательных напряжений, описывающие перенос импульса.

Для учета передачи тепла в смеси запишем уравнение температуропроводности, учитывающее турбулентный теплоперенос и фазовый переход

$$\rho c \frac{dT}{dt} = \nabla^k (\lambda^{kn} \nabla^n T) = J_l \quad (1.14)$$

Здесь λ^{kn} – элементы матрицы коэффициентов теплопроводности, l – скрытая теплота фазового перехода.

Таким образом, математическая модель, учитывающая конвективный и турбулентный перенос вещества, импульса и энергии, конденсацию и испарение водяного пара, представлена системой уравнений (1.5), (1.7), (1.12)–(1.14). Искомые функции в этой системе уравнений – ρ , \mathbf{v} , k_a , k_l , T и p , которые зависят от x , y , z , t . Полагается, что температура смеси аддитивна по составляющим смеси. Тогда для удельной теплоемкости смеси можно записать

$$c = k_a c_a + k_v c_v + k_l c_l,$$

где c_a , c_v , c_l – удельные теплоемкости воздуха, пара и капля при постоянном давлении.

2. Замыкание системы уравнений. Процессы переноса в приземном слое атмосферы обычно происходят в турбулентном режиме. Существует множество теоретических моделей, описывающих течения в приземном слое атмосферы [1, 8, 9]. Наиболее продвинутыми к настоящему времени являются $k - \epsilon$ модели. Они широко используются для

описания как медленных процессов (например, распространение примесей), так и быстрых (горение).

Для процессов перемешивания пара с воздухом, сопровождаемых фазовыми переходами, в данной работе используется полуэмпирическая теория турбулентности [10], с введением эффективных коэффициентов переноса. Для количественной связи между процессами турбулентного переноса, как и в случае ламинарного движения, вводятся турбулентные числа Прандтля Pr_t и Шмидта Sc_t , которые принимаются равными единице [11]. Следовательно, можно записать равенство коэффициентов переноса массы, импульса и тепла в виде

$$\frac{\lambda^{kn}}{\rho c} = \frac{\mu^{kn}}{\rho} = D^{kn} \quad (2.1)$$

Будем полагать, что недиагональные компоненты этой матрицы равны нулю и только диагональные элементы $D_{xx,t}$, $D_{yy,t}$, $D_{zz,t}$ отличны от нуля. Причем, как это обычно принято в физике атмосферы [2], эти эффективные коэффициенты определяют процесс диффузии в горизонтальном и вертикальном направлениях вблизи уровня подстилающей поверхности. В соответствии с этим для зависимостей коэффициентов турбулентного переноса от высоты в приземном слое атмосферы принимаются эмпирические формулы [2]

$$D_{xx,t} = D_{yy,t} = k_0 v_1 \ln\left(\frac{z}{z_0} + 1\right), \quad D_{zz,t} = k_1 \frac{z}{z_1}$$

Здесь k_0 – коэффициент пропорциональности; v_1 – скорость пульсационного движения на высоте z_1 ; z_0 – коэффициент шероховатости подстилающей поверхности; k_1 – коэффициент вертикального турбулентного переноса на высоте z_1 ; z_1 – нормировочная высота (например, $z_1 = 100$ см). Значение v_1 можно найти исходя из изотропности турбулентности выше приземного слоя $D_{xx,t} = D_{yy,t} = D_{zz,t}$ ($z \geq z_m$). Отметим, что значения этих коэффициентов в расчетах принимаются в диапазонах: $z_0 = 100$ см; $z_1 = 100$ см; $k_0 = 10$ –100 см; $k_1 = 1 \cdot 10^3$ – $2 \cdot 10^3$ см²/с; $v_1 = 220$ см/с.

Также примем гипотезу о том, что значения этих коэффициентов внутри облака пара совпадают с фоновыми значениями для окружающей атмосферы, поскольку этому предшествует этап образования облака в результате выброса примесей и перемешивания с атмосферным воздухом.

3. Начальные и граничные условия. При залповых выбросах пара и других газов образуется облако произвольной формы. Как было показано в [12], форма облака через несколько секунд с момента начала расчета становится практически одинаковой для различных видов начальной формы в виде куба, цилиндра и ромбической призмы. Это обусловлено влиянием высоких значений коэффициентов эффективной вязкости. Ввиду этого в дальнейшем для удобства расчетов на прямоугольной сетке примем начальную форму облака в виде куба.

В начальный момент времени $t = 0$ температура окружающего воздуха T_a однородна во всей расчетной области, давление задается распределением Больцмана

$$p_a(x, y, z, 0) = p_{a0} \exp(-\mu_a g z / RT_a)$$

где p_{a0} – нормальное атмосферное давление.

Скорость движения в начальный момент времени равна нулю во всей расчетной области

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}(x, y, z, 0) = 0$$

В составе окружающего воздуха присутствует водяной пар, концентрация которого определяется относительной влажностью ϕ и температурой T_a .

В облаке водяного пара в начальный момент времени давление соответствует распределению давления в окружающей атмосфере. Температура пара в облаке T_g однородна и отличается от температуры окружающего воздуха. Пар в облаке насыщенный из-за присутствия водяных капель.

Расчетная область ограничена шестью плоскими границами. Верхняя и боковые границы открытые, и на них для параметров задаются фоновые значения. Нижняя граница закрытая, и на ней скорость равна нулю. По оценкам за несколько десятков секунд расчетного времени существенного теплообмена с подстилающей поверхностью не происходит (характерные времена этого процесса составляют десятки минут [13]). Следовательно, на нижней границе теплообменом можно пренебречь.

4. Численный алгоритм. Численное решение системы уравнений производится методом крупных частиц [14]. Данный метод используется для решения широкого класса задач, основанных на уравнениях гидрогазодинамики, и относится к методам расщепления по физическим процессам исходной нестационарной системы уравнений.

Описание численной схемы применительно к процессам распространения атмосферных выбросов приводится в [12]. В настоящей работе эта схема обобщена с учетом фазовых переходов.

При построении алгоритма расчета методом крупных частиц особенно важно выбрать оптимальную последовательность расщепления по физическим процессам. Для рассматриваемых здесь явлений предполагается, что при турбулентном перемешивании сначала происходят все процессы переноса, в том числе и теплопередача, которая приводит к изменению температуры, затем, если имеются условия, фазовый переход, который сопровождается выделением или поглощением тепла.

Численный алгоритм решения системы уравнений (1.5), (1.7), (1.12)–(1.14) на каждом шаге по времени состоит из трех этапов, стандартных для метода крупных частиц, в которых последовательно учитываются сначала перенос вещества, импульса и тепла (I этап), затем конвективный перенос этих величин (II и III этапы). После этого происходит проверка условия насыщения пара. Если это условие выполняется, то производится расчет изменения массы конденсата Δm_i в каждой ячейке. Так как при этом выделяется или поглощается значительное количество теплоты, которое может привести к большому локальному изменению температуры при численных расчетах, в данной работе предлагается производить расчет Δm_i по следующей схеме.

Парциальное давление пара p_v не может превышать значения насыщения при данной температуре $p_{vs}(T)$. Также будем считать, что при наличии водяных капель в смеси значение p_v находится на кривой насыщения и принимает значение $p_s(T)$. Если в ячейке, где выполняется условие насыщения, на очередном шаге по времени после трех этапов численного алгоритма без учета фазового перехода оказывается, что величина p_v отличается от значения насыщения, то производится “возврат” на кривую насыщения. При этом температура принимает новое значение: T' – превышающее прежнее значение T , если имеет место конденсация, значение T'' – ниже прежнего при испарении. По изменению температуры $\Delta T = T' - T$ или $\Delta T = T'' - T$ рассчитывается значение приращения теплоты $\Delta Q = \rho c \Delta T$, связанное с фазовым переходом, и соответствующее приращение массы конденсата $\Delta m_i = \Delta Q / l$ в данной ячейке. При этом значение массовой концентрации капелек в смеси изменяется на величину $\Delta k_i = \Delta m_i / \rho$. Таким образом, последовательный учет сначала теплопередачи, а затем фазовых превращений позволяет избежать резких локальных изменений температуры в численной схеме.

Аппроксимация принятой здесь системы уравнений по численной схеме метода крупных частиц и ее устойчивость исследованы авторами данного метода в [14]. Порядок аппроксимации используемой схемы равен единице во всей расчетной области как во внутренних точках, так и на границах. Шаг по времени определяется согласно критерию Куранта. Численная схема устойчива и не требует включения искусственной вязкости для расчетов разрывов параметров газа на границе облака. Точность расчетов контро-

лируется по интегрированному по всей расчетной области значению массы водяного пара.

Несмотря на большое количество уравнений и учитываемых параметров, представление смеси воздуха пара и капелек воды как единого облака позволяет численно решить задачу движения облака методом крупных частиц с достаточной точностью без привлечения больших ресурсов вычислительной техники на базе персонального компьютера.

5. Результаты расчета. Для количественного анализа необходимо установить условную границу облака, так как водяной пар присутствует в окружающей атмосфере и в облаке. Но внутри облака в отличие от окружающего воздуха имеются капли воды, поэтому за условную границу примем поверхность, разделяющую области с капельками и без. Область водяного пара, содержащего капельки (или конденсат), которая состоит из воздуха, пара и капель, будем называть облаком тумана.

Через границу в облако из окружающего его атмосферы проникает холодный воздух, который изменяет, с одной стороны, содержание влаги, а с другой – тепловой баланс в облаке. Эти два фактора управляют процессами конденсации и испарения, оказывая часто противоположные действия. Следует также отметить значительный вклад в тепловой баланс самих фазовых переходов, который обусловлен высокой “теплотворной способностью” конденсирующегося пара.

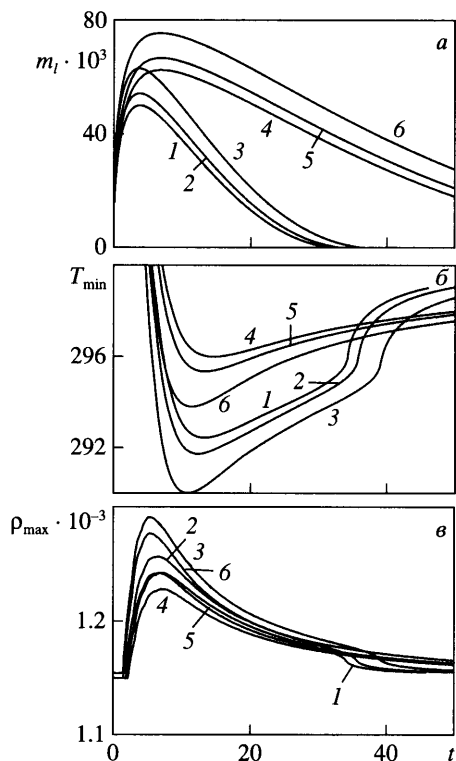
На движение облака выбросов влияют внешние атмосферные факторы. Это метеорологические условия – температура и влажность воздуха, скорость и направление ветра, которые носят изменчивый характер. Будем полагать, что параметры самого облака в начальном состоянии одинаковы во всех расчетах. К ним относятся начальные значения температуры и массовой концентрации конденсата в облаке. Ввиду этого в численных экспериментах в качестве варьируемых параметров представим температуру T_a и относительную влажность φ окружающего воздуха, а также начальное значение среднemasсовой концентрации капель k_{10} в облаке.

Основные параметры облака, которые определяют дальнейшую его эволюцию, рассчитываются в ходе численных экспериментов. К ним относятся масса конденсата в облаке m , минимальное значение температуры в облаке T_{\min} , максимальное значение плотности смеси в облаке ρ_{\max} .

Рассмотрим движение облака тумана, находящегося в начальный момент времени на высоте h над подстилающей поверхностью. Начальная температура облака выбрана близкой к точке кипения ($T_g = 370$ К), но ниже ее значения согласно условию наличия жидких капелек в начальном составе. Для расчетов выбраны два значения начальной температуры воздуха $T_a = 300$ (теплая погода) и 280 К (холодная) и два значения относительной влажности воздуха, характерные для средних широт при сухой ($\varphi = 60\%$) и влажной погоде (90%).

Видимая форма облака определяется распределением капель воды в облаке, т.е. среднемассовой концентрацией капель k_r . По результатам расчета можно проследить эволюцию формы облака в трехмерном виде. На границе облака начинается перемешивание горячего тумана с холодным воздухом и последующая за этим конденсация воды. Когда температура в облаке уменьшается до значений, близких к температуре окружающего воздуха, начинается испарение воды, и облако постепенно рассеивается.

Эволюция температурного поля в расчетной области существенно зависит от процессов конденсации и испарения. На начальном этапе за счет выделения скрытой теплоты парообразования при конденсации пара температурное поле более инерционное. В последующем проникающий в облако холодный и более сухой воздух усиливает интенсивность испарения, и за счет потерь тепла на испарение, в свою очередь, температура в облаке падает ниже температуры окружающего воздуха – образуется температурная “яма”.



Фиг. 1. Зависимость массы капель (а), минимальной температуры (б) и максимальной плотности смеси (в) от времени при различной влажности окружающего воздуха и начальной среднемассовой концентрации капель в смеси при температуре окружающего воздуха 300 К (1 – $\varphi = 60\%$, $k_{10} = 0.01$; 2 – 60, 0.02; 3 – 60, 0.04; 4 – 90, 0.01; 5 – 90, 0.02; 6 – 90, 0.04)

Процессы перемешивания горячего пара с окружающим воздухом, сопровождаемые фазовыми переходами, приводят к сложной картине поля скоростей движения среды. В начальном состоянии несмотря на наличие конденсата горячий туман значительно легче (в два раза) окружающего воздуха, и это приводит к образованию восходящего потока. При этом скорость потока в первый момент движения достигает нескольких метров в секунду. В нижней части в облако поступает холодный воздух, и верхняя более теплая часть облака поднимается вверх. По мере остывания облака значение вертикальной составляющей скорости меняет знак – смесь становится тяжелее воздуха и падает на подстилающую поверхность.

Таким образом, представленная теоретическая модель позволяет проследить детальную картину движения облака тумана в приземном слое атмосферы в трехмерном виде и выявить основные закономерности этого движения.

Влияние температуры атмосферы на развитие облака рассмотрим для теплой погоды ($T_a = 300$ К). В атмосферу выбрасывается парогазокапельная смесь, содержание капель в которой может принимать значения до десятков грамм в кубическом метре. Это соответствует среднемассовой концентрации капель $k_{10} = 0.01-0.04$. Основная доля воды в облаке содержится в виде насыщенного пара – при температурах, близких к точке кипения, массовая концентрация пара в смеси приближается к единице. В начальном состоянии в облаке объемом $800 \times 800 \times 800 = 5.12 \cdot 10^8$ см³ при температуре $T_g = 370$ К содер-

жится пар массой $2.68 \cdot 10^5$ г. При этом масса воды в виде капель в облаке составляет $3 \cdot 10^3$ – $6 \cdot 10^3$ г. Это соответствует начальному значению плотности парогвозокапельной смеси $\rho_0 = 0.62 \cdot 10^{-3}$ – $0.68 \cdot 10^{-3}$ г/см³, что практически в два раза легче окружающего воздуха.

На начальном этапе (до 2 с) перемешивания облака с холодным воздухом происходит охлаждение и интенсивная конденсация пара вдобавок к имеющимся каплям. Масса конденсата в облаке возрастает на порядок (фиг. 1, а). При конденсации падает парциальное давление пара, и вместо пара, превратившегося в капельки тумана, удельный объем которых на три порядка меньше удельного объема пара, поступает холодный воздух, молекулярная масса которого почти вдвое больше, чем у водяного пара. Это приводит к существенному утяжелению облака.

На следующем этапе (до 10 с) перемешивание с относительно сухим окружающим воздухом вызывает интенсивное испарение капель. К процессу охлаждения, вызванного поступлением в облако холодного воздуха, добавляется поглощение тепла при испарении. Несмотря на высокое начальное значение (близкое к точке кипения), температура в облаке падает ниже уровня температуры окружающего воздуха T_a . Расчеты показали, что охлаждение облака ниже T_a наблюдается только при наличии конденсата в начальном составе облака. Глубина температурной ямы $\Delta T = T_{\min} - T_a$ (фиг. 1, б) зависит, во-первых, от начального содержания капель в облаке $k_{ю}$, во-вторых, от влажности окружающего воздуха ϕ . Увеличение $k_{ю}$ приводит к росту массы конденсата, последующее за ним испарение вызывает поглощение большего количества тепла, и глубина температурной ямы растет. Повышение влажности замедляет отток пара от границы облака в атмосферу, и интенсивность испарения снижается, следовательно, уменьшается глубина температурной ямы.

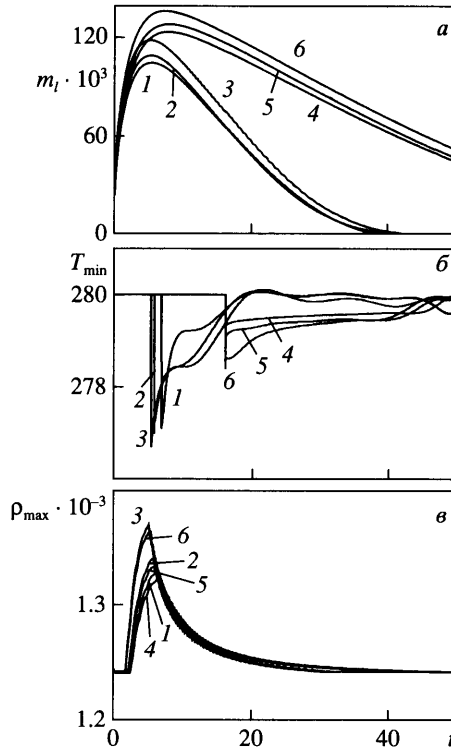
Последний этап (после 10 с) связан с разбавлением облака за счет смешивания с окружающим воздухом, постепенным нагреванием (см. фиг. 1, б) и окончательным испарением капель. Наклон кривой $m_i(t)$ (фиг. 1, а) на этом этапе определяется скоростью испарения капель. Скорость испарения для диапазона значений $k_{ю} = 0.01$ – 0.04 при влажности $\phi = 60\%$ составляет $2.5 \cdot 10^3$ – $2.8 \cdot 10^3$ г/с, при $\phi = 90\%$ – $1.2 \cdot 10^3$ – $1.3 \cdot 10^3$ г/с, следовательно, определяется в основном влажностью воздуха.

Результат всех этих изменений массы конденсата и температуры облака в процессе перемешивания с окружающим воздухом – эволюция плотности смеси (фиг. 1, в), которая определяет плавучесть облака. Максимальное значение плотности в облаке превышает значение плотности окружающего воздуха на 10%, и такая парогвозокапельная смесь по характеру движения становится тяжелым газом. Скорость потоков в облаке направлена вниз.

Дополнительному росту плотности способствует падение температуры в облаке ниже температуры воздуха. Количественные оценки показывают, что примерно половина прироста плотности связана с увеличением массы конденсата и половина – с понижением температуры. При этом начальное содержание конденсата в облаке определяет и величину прироста массы капель в облаке, и амплитуду температурной ямы.

Таким образом, наличие в первоначальном составе облака конденсата качественно меняет характер движения выбросов – со временем облако приобретает отрицательную плавучесть. Расчеты показывают, что величина скорости оседания облака относительно небольшая (20 см/с), и для заметного перемещения облака требуется относительно большой отрезок времени.

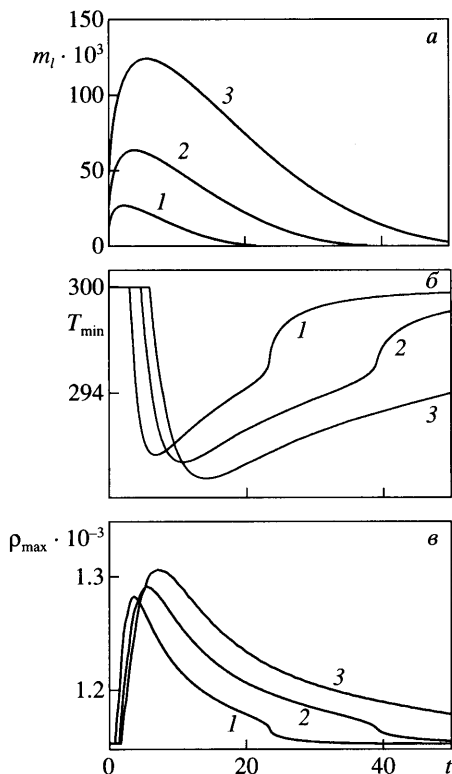
При влажности окружающего воздуха 90% максимальное значение плотности в облаке практически не изменяется по сравнению со случаем 60% влажности, хотя абсолютная масса конденсата несколько возрастает. По-видимому, увеличение массы конденсата связано с ростом объема облака. При этом время испарения облака увеличивается до сотни секунд. За это время облако медленно оседает и накапливается в виде тумана. Такой сценарий развития наиболее опасен для окружающей среды, так как при



Фиг. 2. Зависимость массы капель (а), минимальной температуры (б) и максимальной плотности смеси (в) от времени при 280 К. Обозначения как на фиг. 1

соединении капелек конденсата с вредными компонентами выбросов (например, SO_2) и твердыми частицами дыма образуется смог.

Результат предварительного анализа процесса перемешивания облака с более холодным окружающим воздухом ($T_a = 280$ К) приведен в виде кривой эволюции массы конденсата в облаке $m_l(t)$ (фиг. 2, а). Как следует из этой фигуры, понижение температуры окружающего воздуха всего на 20 К приводит к росту массы конденсата в два раза, который происходит в силу следующих причин. Температура внутри облака падает ниже температуры окружающего воздуха T_a , которая, в свою очередь, на 20 К ниже предыдущего случая. Это приводит, во-первых, к увеличению парциальной плотности парогазовой составляющей смеси (обратно пропорционально температуре), во-вторых, к увеличению парциальной плотности капель, вызванному более интенсивной конденсацией. Интенсивность конденсации здесь возрастает вследствие экспоненциального понижения парциального давления насыщенного пара в смеси с понижением температуры и, следовательно, более быстрого достижения точки росы. Более детальный анализ, проведенный по кривым эволюции минимальной температуры и максимальной плотности смеси в облаке, открывает следующую картину развития облака. С одной стороны, абсолютное значение плотности пара (фиг. 2, в) возрастает по сравнению с предыдущим случаем (фиг. 1, в). С другой – относительный прирост плотности $\Delta\rho/\rho_a$, который и определяет величину отрицательной силы плавучести, практически не меняется. Например, при начальном содержании конденсата в облаке $k_{j0} = 0.04$ значение этого прироста составляет $\Delta\rho/\rho_a = 0.11$ и 0.1 при $T_a = 300$ и 280 К. Этому способствует также практически одинаковое значение глубины температурной ямы ΔT в обоих случаях (фиг. 1, б



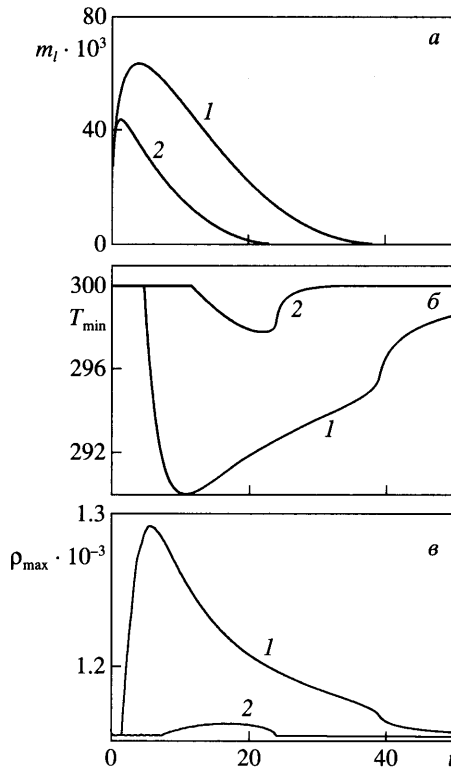
Фиг. 3. Сравнение динамики массы капель (а), минимальной температуры (б) и максимальной плотности смеси (в) при различных значениях начальных размеров облака выброса: 6, 8, 10 м (1–3)

и 2, б). Незначительное уменьшение ΔT во втором случае, по-видимому, связано с тем, что здесь начальный запас температуры в облаке несколько больше (90 вместо 70 К).

По наклону кривых $m_l(t)$ (фиг. 1, а и 2, а) сравним скорости испарения капель. Во втором случае эта скорость вдвое больше (например, при $k_{10} = 0.04$ составляет $1.3 \cdot 10^3$ и $2.1 \cdot 10^3$ г/с для $T_a = 300$ и 280 К). Но из-за аналогичного соотношения максимальных значений массы конденсата время испарения облака будет одинаковым.

Таким образом, изменение температуры окружающего воздуха, хотя и приводит к заметному росту массы конденсата в облаке, но не вносит существенных изменений на качественное поведение облака. Плаваемость и время испарения облака практически не меняются.

Представляет интерес также зависимость эволюции облака выбросов от его размеров. Для расчетов возьмем три различных случая с одинаковыми начальными параметрами, за исключением поперечного размера, равного $d = 6 \cdot 10^2$, $8 \cdot 10^2$ и $1 \cdot 10^3$ см (объем облака при этом равен $V = 2.16 \cdot 10^8$, $5.12 \cdot 10^8$ и $1 \cdot 10^9$ см³). Пропорционально объему (последовательно в два раза) возрастает запас влаги в облаке и соответственно масса конденсата (фиг. 3, а), что приводит к значительному затягиванию процесса испарения. Но несмотря на это, амплитуда температурной ямы (фиг. 3, б) практически не изменяется (в пределах 1.5 К или 0.5%), что подтверждает зависимость этой величины в основном от начальной концентрации капель. Увеличение массы конденсата по мере роста начального размера приводит лишь к “растягиванию” температурной ямы по оси време-



Фиг. 4. Сравнение динамики массы капель (а), минимальной температуры (б) и максимальной плотности смеси (в) для двух предельных схем диффузии: первая (1) и вторая (2) схемы

ни. В начальной стадии развития облака наблюдается более раннее достижение температуры в облаке уровня температуры окружающего воздуха в случае с наименьшим поперечным размером, что обусловлено более ранним началом процесса испарения. Соответственно изменению температуры происходит и развитие плотности смеси в облаке (фиг. 3, в) – максимумы кривых различаются мало (в пределах 2%). Это означает, что на смесь в облаке во всех случаях действует одинаковая отрицательная удельная сила плавучести. Но время действия этой силы по мере увеличения начального размера значительно возрастает, и за это время облако успевает упасть на подстилающую поверхность, прежде чем испариться.

Таким образом, увеличение поперечных размеров облака не приводит к росту плотности смеси в облаке выбросов, но значительно затягивает процесс испарения, и облако падает на подстилающую поверхность.

Представленные выше результаты были рассчитаны по первой предельной схеме диффузии пара в смеси. Согласно этой схеме относительная скорость движения капель в смеси равна нулю, т.е. капельки участвуют только в конвективном движении всей смеси в целом. Согласно второй схеме капли диффундируют вместе с паром. Сравним результаты расчетов движения горячего пара при теплой и сухой погоде ($T_a = 300$ К, $\varphi = 60\%$) для начального содержания капель в облаке $k_{l0} = 0.04$, когда наблюдаются наиболее значительные изменения температуры и плотности облака. Диффузионное движение капель из центра к границе облака дополнительно к конвективному движению приводит к более быстрому расширению облака и увеличению площади испарения.

Вследствие этого значительно снижается (в 1.5 раза) максимальное значение общей массы конденсата в облаке (фиг. 4, а). В свою очередь, снижение содержания конденсата в облаке приводит к подавлению эффекта охлаждения облака ниже температуры окружающего воздуха – величина температурной ямы уменьшается в несколько раз (фиг. 4, б). Результат всех этих изменений четко отражается на эволюции плотности облака (фиг. 4, в) – прирост, обусловленный охлаждением, в данном случае значительно ослабляется.

Следует подчеркнуть, что эффект охлаждения облака ниже температуры окружающего воздуха имеет место и при расчетах по второй схеме диффузии, хотя и в несколько сглаженном виде.

Заключение. Представлена теоретическая модель распространения парогазокапельной смеси в приземном слое атмосферы. Изучены эволюции полей температуры, массовой концентрации пара и капель, скорости движения облака в зависимости от начального состояния облака и атмосферы.

Установлено, что несмотря на незначительный вклад конденсата в среднюю плотность смеси в начальном состоянии, его присутствие в составе выброса приводит к поглощению большого количества тепла при испарении и к охлаждению облака ниже температуры окружающего воздуха. Это, в свою очередь, вызывает рост плотности и образование смеси тяжелее окружающего облака воздуха. Такое облако впоследствии оседает на подстилающую поверхность и может накапливаться в виде тумана.

Показано, что основной внешний фактор, достаточно сильно влияющий на движение облака, – относительная влажность окружающего воздуха. Понижение температуры окружающего воздуха, хотя и приводит к значительному росту массы конденсата в облаке, не вызывает качественное изменение движения выбросов в дальнейшем, поскольку плавучесть и время испарения облака меняются слабо.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алоян А.Е. Динамика и кинетика газовых примесей и аэрозолей в атмосфере. Курс лекций. М.: ИВМ РАН, 2002. 201 с.
2. Берлянд М.Е. Современные проблемы атмосферной диффузии и загрязнения атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1975. 447 с.
3. Марчук Г.И. Математическое моделирование в проблеме окружающей среды. М.: Наука, 1981. 317 с.
4. Пененко В.В., Алоян А.Е. Модели и методы для задач охраны окружающей среды. Новосибирск: Наука, 1985. 254 с.
5. Пискунов В.Н. Теоретические модели кинетики формирования аэрозолей. Монография. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2000. 209 с.
6. Шагапов В.Ш., Гудкова О.С. Распространение парогазокапельных струй в атмосфере // Изв. АН. Физика атмосферы и океана. 2001. Т. 37. № 3. С. 313–321.
7. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Ч. 1. М.: Наука, 1987. 464 с.
8. Зилтинкевич С.С. Динамика пограничного слоя атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1970. 291 с.
9. Обухов А.М. Турбулентность и динамика атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1988. 413 с.
10. Монин А.С. Полуэмпирическая теория турбулентной диффузии // Статистические методы в метеорологии. Тр. Геофиз. ин-та. М.: Изд. АН СССР, 1956. № 33 (160). С. 3–47.
11. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1973. 848 с.
12. Баянов И.М., Гильмуллин М.З., Шагапов В.Ш. Расчет растекания тяжелого газа вдоль земной поверхности по трехмерной модели // ПМТФ. 2003. Т. 44. № 6. С. 130–139.
13. Nielsen M., Ott S. Heat transfer in large-scale heavy gas dispersion // J. Hazard. Mater. 1999. V. 67. P. 41–58.
14. Белоцерковский О.М., Давыдов Ю.М. Метод крупных частиц в газовой динамике. М.: Наука, 1982. 392 с.