

УДК 533.6.011+536.253

© 1991 г.

Х. С. КЕСТЕНБОЙМ, Г. М. МАХВИЛАДЗЕ, А. П. ФЕДОТОВ

ЭВОЛЮЦИЯ ОБЛАКА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОГО ЛЕГКОГО ГАЗА В ОТКРЫТОЙ АТМОСФЕРЕ

Сформулирована постановка задачи об эволюции водородно-воздушного облака, образовавшегося при аварийном проливе и испарении некоторого количества жидкого водорода. На базе численного моделирования и приближенного метода, основанного на термодинамической схеме адиабатического смешения, дан анализ влияния различных факторов (начальной формы и температуры, конденсации атмосферной влаги) на динамику облака и его опасные (с точки зрения воспламенения и взрыва) свойства.

Проведено сопоставление результатов приближенной теории, численных расчетов и физических экспериментов.

При аварийном проливе и испарении жидкого водорода образуется низкотемпературное турбулентное облако легкого газа. Прогреваясь за счет перемешивания с атмосферным воздухом и конденсации имеющейся в нем влаги, облако поднимается вверх и рассеивается. Для решения вопросов взрывопожароопасности необходимо знать такие характеристики всплывающего облака, как высота и время разбавления его до безопасной концентрации, максимальные масса и объем части облака, находящейся внутри концентрационных пределов по детонации и горению. Возникает задача об эволюции водородно-воздушного термика в атмосфере.

В проблематике, посвященной эволюции термиков тепловой или концентрационной природы (см. [1, 2] и приведенную в них библиографию), указанная задача занимает особое место. Во-первых, плавучесть облака определяется отличием как температуры, так и плотности летучих компонентов от параметров окружающей среды и, вообще говоря, изменяется в процессе подъема. Во-вторых, на динамику облака может существенно влиять конденсация атмосферной влаги.

Различные аспекты этого сложного явления изучались в [1, 3–7]. В [1] рассмотрено движение водородного облака в несжимаемой среде при отсутствии перепада температуры с окружающей атмосферой и исследована динамика взрывоопасного объема смеси. В [3] экспериментально определялись степень разбавления с высотой, а также предельная высота подъема способного к горению облака водорода. В [4] измерены концентрация и температура в разных точках объема водородно-воздушной смеси, образующейся при испарении жидкого водорода в стационарном режиме. В [5] представлено описание эксперимента по проливу на бетонную поверхность 3 л жидкого водорода и оценена скорость подъема облака. В [6, 7] проведены эксперименты по исследованию низкотемпературных квазистационарных облаков водорода. Получена информация о концентрационных и температурных полях, сделано сравнение опытных данных с результатами приближенных расчетов.

Отметим, что указанные работы опираются в основном на экспериментальное изучение горючих облаков не очень больших размеров; опыты по исследованию облаков в масштабах, близких к реальным, весьма сложны, дороги и опасны. В связи с этим возрастает роль теоретических методов исследования эволюции водородно-воздушных термиков в атмосфере.

1. Физико-математическая модель. Считается, что при выбросе некоторого количества жидкого водорода мгновенно образуется однородное турбулентное осесимметричное облако легкого газа массы m_0 , обладающее определенной плавучестью. Процесс формирования облака на стадии испарения, чрезвычайно трудный для описания ввиду его нестационарности, а также отсутствия достаточного количества экспериментальных данных по кинетике испарения, не рассматривается. Так как температура облака значительно ниже температуры окружающей среды, то водяной

пар, содержащийся в атмосфере воздуха, конденсируется при контакте с водородом, превращаясь в туман (капельки воды). По мере всплывания водород облака перемешивается с атмосферным воздухом, температура смеси повышается. При этом возможен обратный процесс испарения капелек воды.

Эволюция облака описывается системой уравнений Навье — Стокса для смеси сжимаемых газов, состоящей из водорода, воздуха, водяного пара и тумана, с использованием эффективного значения коэффициента турбулентного переноса. В цилиндрической системе координат уравнения имеют вид

$$\rho \frac{du}{dt} = -\frac{\partial p}{\partial r} - \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{2}{3} \eta_r \nabla v \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(2r\eta_r \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left[\eta_r \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial r} \right) \right] - 2\eta_r \frac{u}{r^2}, \quad \frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial r} + v \frac{\partial}{\partial z} \quad (1.1)$$

$$\rho \frac{dv}{dt} = -\frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{2}{3} \eta_r \nabla v \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r\eta_r \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial r} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left(2\eta_r \frac{\partial v}{\partial z} \right) - \rho g, \quad \nabla = \mathbf{e}_z \frac{\partial}{\partial z} + \mathbf{e}_r \frac{\partial}{\partial r} \quad (1.2)$$

$$\rho \frac{dh}{dt} = -\gamma p \nabla v + \gamma \nabla (\rho \kappa_T \nabla h) + \gamma L w_2, \quad \mathbf{v} = \mathbf{e}_z v + \mathbf{e}_r u \quad (1.3)$$

$$\frac{dp}{dt} = -\gamma p \nabla v + (\gamma - 1) \nabla (\rho \kappa_T \nabla h) + (\gamma - 1) L w_2 \quad (1.4)$$

Уравнение (1.3) для удельной энтальпии смеси h выписано с учетом характерного для свободных турбулентных движений приближения: число Льюиса $Le \approx 1$ (см. [8]).

К системе (1.1)–(1.4) добавляются уравнения для массовых долей компонентов смеси Y_i

$$\rho \frac{dY_i}{dt} = \nabla (\rho D_T \nabla Y_i) - w_i, \quad i=1, 2, 3 \quad (1.5)$$

где индексами 1, 2, 3 отмечены соответственно водород, водяной пар, туман. Используется уравнение состояния совершенного газа

$$p = \rho R^\circ T / \mu = \rho h (\gamma - 1) / \gamma \quad (1.6)$$

Температура и удельная энтальпия смеси связаны соотношением

$$h = [c_p^\circ Y_1 + c_p^a (1 - Y_1)] T \quad (1.7)$$

В (1.1)–(1.7) приняты следующие обозначения: \mathbf{e}_r , \mathbf{e}_z — единичные векторы вдоль горизонтальной оси r и вертикальной оси z ; η_r , κ_T , D_T — турбулентные аналоги коэффициентов динамической вязкости, температуропроводности и диффузии; R° — универсальная газовая постоянная; c_p° , c_p^a — теплоемкости водорода и воздуха при постоянном давлении; L — удельная теплота испарения воды; остальные обозначения традиционны.

Источниковый член w_i в (1.5) отвечает скорости изменения массовой концентрации соответствующего компонента смеси. Предполагается, что $w_1 = 0$ (водород не выделяется и не расходуется). Скорость изменения концентрации пара w_2 при конденсации атмосферной влаги определяется наличием центров конденсации, химических примесей, уровнем турбули-

зации. Выражение для w_2 , которое учитывало бы все перечисленные факторы, в литературе отсутствует. Вместе с тем известно [9], что в случае пересыщения (отношение парциального давления водяного пара к давлению насыщенного пара), большего единицы, вся лишняя влага весьма быстро превращается в туман, так что характерное время конденсации τ_k можно считать малым по сравнению с характерным гидродинамическим временем. С другой стороны, скорость конденсации пропорциональна величине пересыщения. Исходя из этих соображений, для величины w_2 использовалась простейшая феноменологическая зависимость

$$w_2 = \begin{cases} (\rho Y_2 - \rho_*) / \tau_k & (Y_3 > 0) \\ (|\rho Y_2 - \rho_*| + \rho Y_2 - \rho_*) / (2\tau_k) & (Y_3 = 0) \end{cases} \quad (1.8)$$

Здесь $\rho_* = p_v \mu_v / (R^* T)$ — плотность насыщенного водяного пара, p_v — зависящее от температуры давление насыщенного пара (см. [10, 11]), μ_v — молярная масса пара. Величина τ_k — эмпирическая постоянная, выбираемая так, чтобы в ходе фазовых переходов в облаке пересыщение не слишком заметно превышало единицу. Задание скорости w_2 в виде (1.8) описывает как конденсацию, так и испарение капель тумана, если они образовались. Скорость испарения тумана w_3 определяется из равенства $w_3 = -w_2$.

Оценки показывают, что при конденсации в воздухе 10 г/м^3 пара температура воздуха повышается примерно на 25 К , что при температуре смеси $\sim 250 \text{ К}$ составляет 10% ; массовая доля конденсата составляет при этом $\sim 1\%$. Поэтому в исходной системе уравнений учитывается влияние пара и тумана только на энтальпию и давление смеси: их вклад в перераспределение компонентов в составе смеси несуществен и массовая доля воздуха в смеси считается равной $(1 - Y_1)$.

Эффективные значения коэффициентов турбулентного обмена выбирались по аналогии с [1] (см. также [12])

$$\eta_T = \rho_a \nu \bar{B}, \quad \rho \kappa_T = \frac{\eta_T}{Pr_T}, \quad \rho D_T = \frac{\eta_T}{Sc_T}, \quad B = \int \frac{g(\rho_a - \rho)}{\rho_a} dV \quad (1.9)$$

где B — плавучесть облака, ρ_a — плотность атмосферного воздуха, ν — постоянный множитель, устанавливаемый с помощью обработки многочисленных экспериментальных данных по подъему термиком [1], Pr_T и Sc_T — турбулентные аналоги чисел Прандтля и Шмидта.

Граничные условия на горизонтальной поверхности $z=0$ имеют вид

$$u=v=0, \quad \frac{\partial h}{\partial z} = \frac{\partial p}{\partial z} = \frac{\partial Y_i}{\partial z} = 0 \quad (1.10)$$

На большом удалении от облака переменные равны их значениям в неподвижной атмосфере

$$u=v=0, \quad h=h_a, \quad p=p_a, \quad Y_1=Y_3=0, \quad Y_2=\beta \rho_a / \rho_a \quad (1.11)$$

где β — относительная влажность воздуха. Изменение атмосферных параметров, отмеченных индексом a , с высотой пренебрежимо мало, поскольку высота подъема водородного облака ограничена сотнями метров.

В исходный момент покоящегося однородного облака паров водорода имеет форму эллипсоида вращения с вертикальной a и горизонтальной b полуосями, касающегося плоскости $z=0$; начальные значения искомым функций таковы

$$u=v=0, \quad p=p_a, \quad Y_1=1, \quad Y_2=Y_3=0, \quad h=h_0(T=T_0) \quad (1.12)$$

Введем переменные

$$z = \frac{z}{R_0}, \quad t = t \sqrt{\frac{g}{R_0}}, \quad v' = \frac{v}{\sqrt{R_0 g}}, \quad p' = \frac{p}{p_a}$$

$$h' = \frac{h}{h_a}, \quad w = \frac{w \tau_k}{\rho_a}, \quad R_0 = \left(\frac{3V_0}{4\pi} \right)^{1/3}, \quad V_0 = \frac{m_0}{\rho_0}, \quad \rho_0 = \frac{p_a \mu_0}{R^0 T_0}$$

где R_0 — характерный размер, V_0 — исходный объем облака, ρ_0 — его начальная плотность. Тогда в соответствии преобразованные уравнения, граничные и начальные условия войдут безразмерные определяющие параметры задачи

$$\gamma, \beta, \frac{a}{b}, Pr_T, Sc_T, Re_T = R_0 \frac{\sqrt{R_0 g}}{v \sqrt{B_0}}, \quad M^2 = \frac{R_0 g \mu_a}{\gamma R^0 T_a}$$

$$Q = \frac{L}{h_a}, \quad f = \tau_k \sqrt{\frac{g}{R_0}}, \quad Q_0 = \frac{T_0}{T_a}$$

Заметим, что выражение для безразмерного коэффициента турбулентной динамической вязкости примет вид $\eta_T = \sqrt{B/B_0}$, где $B_0 = g V_0 (\rho_a - \rho_0) / \rho_a$ — начальная плавучесть облака. Численные значения указанных выше параметров задачи даются при обсуждении результатов расчетов.

2. Анализ эволюции водородного облака с помощью приближенного метода. Рассмотрим приближенный метод, с помощью которого определяются средние значения термодинамических параметров в ходе эволюции водородного облака в атмосфере. Метод основан на модели адиабатического смешения (информация о факте использования этой модели содержится в [6, 7]).

Если в некотором объеме соединить массы холодного водорода m_0 и атмосферного воздуха m_a в заданной пропорции, то из термодинамических соображений, считая процесс смешения изобарическим и адиабатическим, можно установить связь между массовой долей горючего в получившейся смеси и ее равновесной температурой. Отвлекаясь от динамики разбавления водорода воздухом, можно приближенно считать полученную связь справедливой и для водородного облака в атмосфере. Рассмотрение полученных зависимостей совместно с эвристическими соотношениями для скорости подъема и плавучести термиком позволяет сделать прогноз относительно динамики движения облака, оценить влияние концентрации атмосферной влаги в облаке, а также сформулировать условия, при которых сохраняется плавучесть.

Пусть в результате адиабатического смешения объема V_0 водорода (температуры T_0) и объема V_a воздуха (температуры T_a) образуется облако газа объемом V с температурой T , относительной мольной концентрацией горючего X и массой водяного пара m_v . В соответствии с уравнением состояния идеального газа и условием изобаричности процесса $p = p_a$ можно получить следующее выражение для величины объема облака:

$$V = V_0 T / (T_0 X) \quad (2.1)$$

Так как полная энтальпия системы в изобарическом процессе сохраняется, приравняем ее значения в исходном и конечном состоянии

$$m_0 h_0 + m_a h_a + m_v^a L = (m_0 + m_a) h + m_v L \quad (2.2)$$

Здесь считается, что сначала водяной пар массы m_v^a находится только в объеме V_a и в процессе смешения с холодным газом происходит его конденсация.

В балансе (2.2) учитывается теплота конденсации водяного пара, но пренебрегается членами, отвечающими изменению тепловой энергии водяного пара и воды вследствие изменения температуры среды, поскольку величина теплоты конденсации на порядок больше.

Учитывая, что в воздухе содержание водяного пара мало ($m_v^a \ll m_a$), и вводя плотности

$$\rho_a = \frac{m_a}{V_a}, \quad \rho_v^a = \frac{m_v^a}{V_a}, \quad \rho_v = \frac{m_v}{V}, \quad \rho = \frac{m_0 + m_a}{V}$$

и относительную массовую долю горючего газа $Y = m_0 / (m_0 + m_a)$, запишем (2.2) в виде

$$Y = \frac{h_a - h}{h_a - h_0} + \frac{L[(1-Y)\rho_v^a \rho_a^{-1} - \rho_v \rho^{-1}]}{h_a - h_0} \quad (2.3)$$

где выражение в квадратных скобках имеет смысл относительной массы атмосферной влаги, перешедшей в конденсат. При превышении температурой облака «точки росы» будет выполняться соотношение

$$(1-Y)\rho_v^a / \rho_a - \rho_v / \rho = 0 \quad (2.4)$$

При отсутствии водяных паров в атмосфере из (2.3) следует линейная связь $Y = (h - h_a) / (h_0 - h_a)$, характерная для свободных турбулентных струй [8]. Используя (1.7), это выражение в предположении постоянства теплоемкостей смешиваемых газов можно представить в виде

$$Y = [1 + (T - T_0)(T_a - T)^{-1} c_p^0 / c_p^a]^{-1} \quad (2.5)$$

Мольная и массовая доли связаны соотношением $X = [1 + (1/Y - 1) \cdot \mu_0 / \mu_a]^{-1}$; с учетом формулы (2.5) имеем

$$X = [1 + c_p^0 \mu_0 (c_p^a \mu_a)^{-1} (T - T_0)(T_a - T)^{-1}]^{-1} \quad (2.6)$$

При равных мольных теплоемкостях $\mu_0 c_p^0 = \mu_a c_p^a$, что хорошо выполняется для газов, молекулы которых состоят из одинакового числа атомов (N_2 , O_2 , H_2), получаем

$$X = \frac{T_a - T}{T_a - T_0} \quad (2.7)$$

Более точная связь между температурой смеси и концентрацией горючего рассчитывалась по (2.3); значения энтальпий брались из [10], плотности смеси ρ и пара в атмосферном воздухе ρ_v^a определялись по формулам

$$\rho = \rho_a T_a [\mu_0 X + \mu_a (1 - X)] / (\mu_a T), \quad \rho_v^a = \beta \rho^* \quad (2.8)$$

Плотность пара в смеси ρ_v соответствовала плотности насыщенного пара или находилась из (2.4) в зависимости от знака разности $T - T_d$, где T_d — температура «точки росы»

$$\rho_v = \rho^*, \quad T \leq T_d; \quad \rho_v = \rho \rho_v^a (1 - Y) / \rho_a, \quad T > T_d \quad (2.9)$$

Результаты вычисления связи $X(T)$ представлены на фиг. 1 при $T_0 = 22$ К, $T_a = 288$ К. Кривая 1 построена в предположении постоянства и равенства мольных теплоемкостей обоих газов и без учета конденсации пара ($L = 0$), кривая 2 — с использованием табличной зависимости энтальпий водорода и воздуха от температуры (по-прежнему $L = 0$); кривая 3 — с дополнительным (по сравнению со случаем 2) учетом конденсации влаги при заданной относительной влажности воздуха $\beta = 0,75$. Точками отмечены экспериментальные данные работы [4], полученные при медленном испарении водорода, что обеспечивало поддержание начальной температуры около 22 К. Видно, что расчетная кривая 3 вполне удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными.

Воспользуемся полученными выше связями между осредненными по объему облака значениями концентрации и температуры для оценки таких важных величин, как плавучесть и скорость подъема водородного облака. Согласно [13], плавучесть термика и скорость его всплывания равны

$$B = gV \frac{\rho_a - \rho}{\rho_a}, \quad v = c \sqrt{gR \frac{\rho_a - \rho}{\rho_a}}, \quad R = \left(\frac{V}{\alpha} \right)^{1/3} \quad (2.10)$$

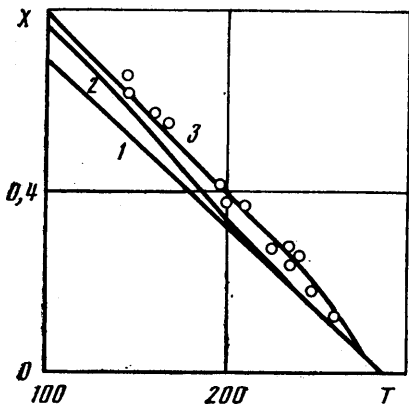
где постоянные $c \approx 1,2$, $\alpha \approx 3$.

Используя формулы (2.1) и (2.8) для объема и средней плотности облака, найдем

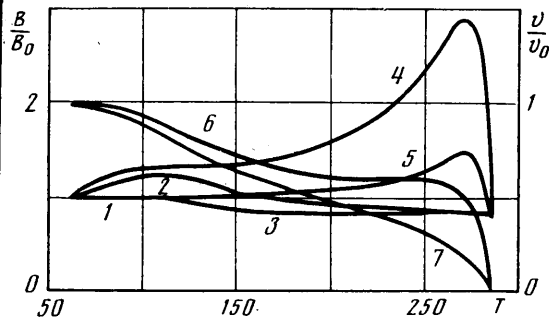
$$B = g \left[1 - \frac{\mu_0 X + \mu_a (1 - X)}{\mu_a} \frac{T_a}{T} \right] \frac{V_0 T}{X T_0} \quad (2.11)$$

Из (2.11) следует, что при равенстве температур горючего и атмосферного воздуха ($T = T_0 = T_a$) или в случае, когда соотношение (2.7) выполняется (мольные теплоемкости газов можно считать постоянными и равными), плавучесть водородно-воздушного облака сохраняется. Эти ситуации представляют большой интерес, поскольку допускают применение основных результатов, полученных для термиком с постоянной плавучестью (см. [1]).

Выясним, как ведет себя плавучесть, а также скорость подъема водородного облака в более общем случае. С этой целью будем задавать различные значения кон-



Фиг. 1



Фиг. 2

центрации горючего в смеси X (или Y) и определять по формулам этого раздела температуру T , плотность и объем образовавшегося в результате смешения облака. Тогда с помощью (2.10) можно каждому значению T поставить в соответствие значение плавучести и скорости облака водородно-воздушной смеси.

Заметим, что при низкой начальной температуре облака, близкой к температуре кипения водорода ($T_k \approx 22$ К), плотность паров водорода сравнима с плотностью воздуха в атмосфере. Оценки текущей плавучести по (2.10) в случае непостоянства локальных теплоемкостей компонентов смеси показывают, что величина B/B_0 может изменяться в процессе прогревания облака на порядок даже без учета конденсации влаги.

Результаты расчетов для умеренных начальных температур $T_0 \geq 60$ К представлены на фиг. 2. Сплошными линиями 1–5 отмечены зависимости относительной плавучести B/B_0 от температуры T облака. Прямая 1 соответствует случаю постоянства и равенства молярных теплоемкостей обоих газов при игнорировании эффекта конденсации пара: $B/B_0 = 1$ независимо от величины T_0 . Кривые 2, 3 построены с использованием табличных зависимостей энтальпий водорода и воздуха от температуры ($L=0$; $T_0=60$ и 120° К соответственно). При построении кривых 4, 5 дополнительно учтена конденсация атмосферной влаги ($\beta=0,75$; $T_0=60$ и 120 К). Из фиг. 2 (кривые 2, 3) видно, что при начальной температуре облака $T_0 \geq 60$ К учет реальной зависимости удельной энтальпии компонентов смеси от температуры практически не приводит к заметному отклонению текущей плавучести B от ее начального значения B_0 . Влияние конденсации влаги на плавучесть оказывается существенным при начальной температуре $T_0=60$ К (кривая 4) и становится незначительным при $T_0=120$ К (кривая 5). Максимальное значение плавучести достигается при прогреве облака до температуры, близкой к «точке росы» (при наших условиях примерно на 10 К ниже температуры окружающей среды) в связи с выделением тепла конденсации.

На фиг. 2 представлены также зависимости относительной скорости v/v_0 от температуры (v_0 отвечает начальной плавучести B_0 , $T_0=60$ К). Кривая 6 получена с учетом конденсации влаги, кривая 7 – в ее отсутствие. В расчетах использовалась табличная зависимость энтальпии газов от температуры. Видно, что скорость подъема облака при наличии конденсации принимает почти постоянное значение в достаточно широком диапазоне температур из-за действия «дополнительного» источника тепла. Интересно, что при превышении «точки росы» скорость всплывания резко уменьшается, так как теплота в этих условиях тратится на испарение конденсата (тумана).

3. Численное исследование и обсуждение результатов. Для численного решения исходной системы уравнений, сформулированной в разд. 1, применялась явная разностная схема; расчеты проводились с помощью процессора векторно-конвейерного типа МАМО ЭВМ ЕС-1055М (см. [12]). Кроме специально оговоренных случаев использовались следующие значения параметров задачи: $\gamma=1,4$, $\beta=0,75$, $a/b=1$, $\text{Pr}_T=\text{Sc}_T=1$, $M^2=0,005$, $Q=-8,68$ ($L=2500$ кДж/кг), $f=0,1$. Начальная температура варьировалась в пределах $0,2 \leq \theta_0 \leq 1$ ($T_a=288$ К), соответственно изменялось и значение турбулентного аналога числа Рейнольдса $27,2 \geq \text{Re}_T \geq 23$ ($\nu=0,022$).

3.1. Одна и та же масса паров водорода при атмосферном давлении и различной начальной температуре образует облака различного объема, что сказывается на плавучести и скорости подъема. По-видимому начальная температура влияет также на некоторые пожаровзрывоопасные характеристики объекта.

На фиг. 3 представлена полученная в расчетах зависимость между максимальным значением концентрации водорода в облаке Y_m и высотой верхней кромки облака z_k ($Z_k = z_k/R_a + 1$) при разных начальных температурах. Точки 1-4 отвечают $T_0 = 60, 120, 180, 288$ К. При обработке результатов использован модифицированный масштаб длины $R_a = [3V_0^3/(4\pi)]^{1/3}$, построенный по объему $V_0^3 = V_0 T_a / T_0$, до которого расширяется изобарически начальное облако водорода, нагреваясь до температуры атмосферы. Благодаря введению нового масштаба результаты расчетов удалось свести на единую кривую, которая хорошо аппроксимируется зависимостью (сплошная линия на фиг. 3)

$$Y_m = [2,1(z_k/R_a + 1)^{-1}]^3 \quad (3.1)$$

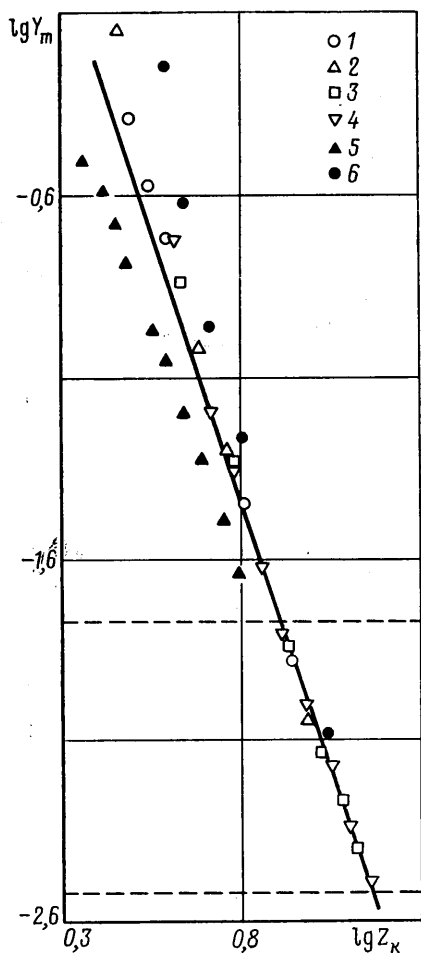
Штриховыми прямыми показаны нижние концентрационные пределы по детонации ($X_l = 20\%$, $Y_l = 0,017$) и горению ($X_l = 4\%$, $Y_l = 0,003$, см. [14]). Точки пересечения кривой (3.1) с штриховыми прямыми для конкретных условий образования облака характеризуют высоту его подъема до достижения безопасной с точки зрения детонации или горения концентрации горючего.

Временная зависимость максимальной концентрации водорода в облаке аппроксимируется соотношением

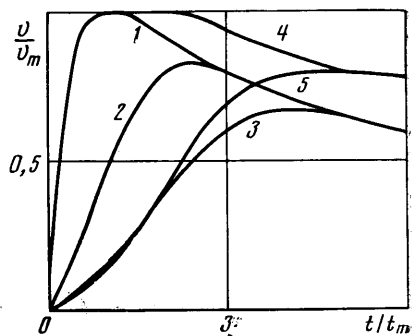
$$Y_m = 0,343 \left(\frac{t}{\tau} \right)^{-1/2},$$

$$\tau = R_a^{1/2} \left[g \left(\frac{T_0}{T_a} - \frac{\mu_0}{\mu_a} \right) \right]^{-1/2} \quad (3.2)$$

Здесь также использован модифицированный масштаб времени τ . Заметим, что зависимости (3.1) и (3.2) с точностью до постоянных порядка единицы можно получить из приближенных соотношений



Фиг. 3



Фиг. 4

разд. 2 (см. [12]). Результаты расчетов показали, что в исследованном диапазоне начальных температур при разбавлении до концентрации, равной нижнему пределу по детонации, облако рассеивается за время 8τ , по горению — за 25τ .

В процессе решения определялось максимальное значение объема облака V_x с мольной концентрацией горючего, заключенной в границах $X_l < X < X_u$, где X_u — верхний концентрационный предел для детонации (60%) или горения (75%, см. [14]). Расчеты свидетельствуют о слабой зависимости величины V_x от верхнего предела X_u . Результаты описываются формулой

$$V_x = 0,43 V_0^a [1/X_l - (1 - T_0/T_a)] \quad (3.3)$$

Вариация начальной температуры ($0,2 \leq \theta_0 \leq 1$) при $X_l = 20\%$ приводит к изменению максимального объема не более чем на 20%. При $T_0 = T_a$ и $X_l = 20\%$ из (3.3) следует $V_x/V_0^a = 2,15$, что отличается от значения $V_x/V_0^a = 1,5$, полученного в [1]. Это различие объясняется применением в [1] модели вязкой жидкости в приближении Буссинеска. Определялся также коэффициент участия $q = m_*/m_0$ — отношение «обеспеченной» кислородом массы водорода m_* в той части облака, где смесь находится внутри концентрационных пределов по детонации, к исходной массе водорода. Согласно проведенным расчетам, при $T_0 = T_a$ максимальное значение коэффициента участия равно $q_m = 0,52$, что несколько больше соответствующего значения $q_m = 0,42$, приведенного в [1].

3.2. В реальных условиях при различных площадях пролива жидкого водорода может образоваться облако газа с формой, заметно отличающейся от шарообразной. Замечено, что у первоначально сплюснутых термик задерживается всплывание (см., например, [15]). Для определения влияния начальной формы на динамику облака производились расчеты с вариацией коэффициента деформации a/b облака: рассматривались значения $a/b = 1/6, 1/3, 1$ и 3 при фиксированных начальной температуре $\theta_0 = 0,2$ и исходной массе водорода. На фиг. 3 точками 5 и 6 отмечены результаты расчета при $a/b = 1/6$ и 3 . Видно, что более сплюснутое начальное облако дает при одних и тех же значениях верхней кромки меньшие значения величины Y_m по сравнению с шарообразным облаком, тогда как более вытянутое по вертикали облако к той же высоте разбавляется слабее. Важно отметить, что влияние начальной формы облака на максимум коэффициента участия незначительно. Так, при $a/b = 1/6$ этот максимум равен $q_m = 0,55$ (для шара $q_m = 0,52$).

На фиг. 4 демонстрируется влияние формы начального облака на динамику движения. Кривые 1–3 (соответственно $a/b = 1, 1/3, 1/6$) показывают, как изменяется максимальная скорость на оси термика со временем при разных коэффициентах деформации облака. Используются следующие нормировки переменных: v_m, t_m — максимальное значение скорости и время ее достижения для облака сферической формы. Временные зависимости имеют два ярко выраженных участка: ускорения и последующего спада. Чем больше сплюснуто облако, тем больше затруднено образование вихревого тора; поэтому ускорение облака и максимальное значение скорости уменьшается. На участке замедления движения все кривые с некоторого момента совпадают — происходит выход на автомобильный участок подъема с $v \sim t^{-1/2}$.

3.3. Рассмотрим влияние конденсации атмосферной влаги на динамику водородно-воздушного облака. Как показал анализ в разд. 2, при достаточно высоких начальных температурах $T_0 \geq 120$ К плавучесть облака практически сохраняется и исходную систему уравнений можно интегрировать, полагая $B = B_0$. Для более «холодного» облака ($T_0 \approx 60$ К) его плавучесть заметно изменяется только в результате конденсации атмосферной

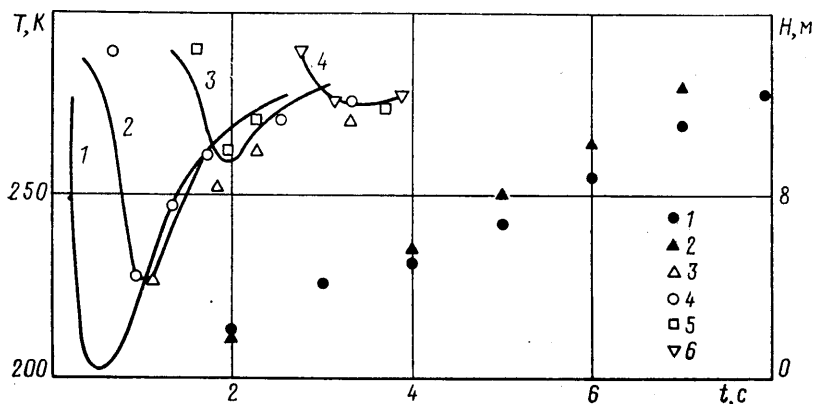
влаги. В этом случае расчет проводится с использованием выражения $\eta_r = \sqrt{B/B_0}$, где плавучесть B вычисляется с помощью интеграла (1.9). Для оценки влияния конденсации рассчитывалась временная зависимость максимальной концентрации водорода в облаке при $\theta_0 = 0,2$. Сравнение результатов с данными, полученными без учета фазовых переходов, показало, что время рассеяния облака до пожаробезопасной концентрации при наличии конденсации уменьшается на 30%, а до взрывобезопасной концентрации — на 20%. По-видимому, для облака с начальной температурой, близкой к температуре кипения водорода, влияние конденсации будет еще большим.

Влияние эффекта конденсации на скорость подъема облака проиллюстрировано на фиг. 4. Кривые 4 и 5 получены с учетом фазовых переходов в смеси. Обращает внимание кривая 4, построенная для сферы ($a/b=1$). Начальный участок траектории полностью совпадает с кривой 1, отвечающей $Q=0$. Ускорение облака велико. Затем начинается протяженный участок почти постоянной скорости; она уменьшается значительно медленнее, чем в идеализированной ситуации. Кривая 5 отвечает эллипсоиду ($a/b=1/6$) и также демонстрирует существенное влияние конденсации. Участок ускорения соответствует кривой 3, полученной для сухой атмосферы, но при больших временах под действием притока тепла в первоначально сплюснутом облаке развиваются большие скорости, что проявляется в сближении кривых 4 и 5. Сопоставляя кривые 5 и 3 (или 4 и 1) при $t/t_m=6$, отметим, что прирост скорости в облаке из-за конденсации достигает $\sim 30\%$.

3.4. Численные результаты сравнивались с экспериментальными данными по проливу жидкого водорода на воду и гравий. Опыты по проливу жидкого водорода на поверхность воды (круг диаметром 3 м) подтверждают обнаруженные в расчете особенности всплывания водородного термика. В этом эксперименте ввиду слабого потока тепла, идущего от поверхности воды, образовалось облако с весьма низкой температурой, что способствовало интенсификации процесса фазового перехода и образования тумана. С помощью кино съемки фиксировалась зависимость высоты верхней кромки облака от времени $H(t)$. Экспериментальные данные по проливу соответственно 50 (точки 1) и 95 литров (2) жидкого водорода нанесены на фиг. 5. В соответствии с эффектом, отмеченным на фиг. 4, кромка облака в обоих случаях двигалась в течение длительного времени с почти постоянной скоростью. Сопоставление с расчетом носит здесь качественный характер из-за трудностей численного моделирования ситуации при низкой температуре облака и затягивания процесса его формирования.

Для количественного сопоставления опытных и расчетных данных были проведены эксперименты по мгновенному проливу жидкого водорода на гравий, поток тепла от которого существенно активизировал процесс образования облака. На гравий, устилающий поддон размером $0,5 \times 0,5 \text{ м}^2$, выливалось от 0,5 до 2 л жидкого водорода. Проводилась запись показаний термопар, расположенных над центром сосуда на различных высотах (точность определения температуры $\sim 5 \text{ К}$).

Начальная температура облака оказывалась значительно большей температуры кипения водорода; вследствие прогревания паров водорода при контакте с гравием она достигала значения $T_0 \approx 180 \text{ К}$. Процесс испарения в расчетах имитировался заданием постоянного потока водорода с круга радиуса 0,28 м, в течение 1 с. На фиг. 5 точками 3–6 отмечены измеренные термопарами, расположенными на 0,5, 1,0, 2,8, 3,5 м соответственно, значения температуры облака, образующегося при проливе 1 л жидкого водорода. Результаты расчетов нанесены в виде сплошных кривых 1–4, которые отвечают тем же высотам. Сравнение результатов с эксперимен-



Фиг. 5

тальными данными обнаруживает удовлетворительное их соответствие. Наибольшее отклонение расчетных данных от экспериментальных наблюдается вблизи поверхности испарения (кривая 1), что объясняется несовершенством математического описания процессов в этой области.

Авторы благодарны И. А. Болодьяну, В. И. Макееву, А. Г. Фролову, А. П. Чугуеву за полезные обсуждения и помощь в работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гостинцев Ю. А., Солодовник А. Ф., Лазарев В. В., Шацких Ю. В. Турбулентный термик в стратифицированной атмосфере: Препринт. Черногловка: Ин-т хим. физики АН СССР, 1985. 46 с.
2. Махвиладзе Г. М., Мелихов О. И., Якуш С. Е. Турбулентный осесимметричный термик в неоднородной сжимаемой атмосфере. Численное исследование: Препринт № 303. М.: Ин-т пробл. мех. АН СССР, 1987. 67 с.
3. Горев В. А., Гусев П. А., Трошин Я. К. Моделирование подъема и сгорания облака легкого газа в атмосфере // Докл. АН СССР. 1972. Т. 205. № 4. С. 875–878.
4. Макеев В. И., Плевахов В. Ф. К оценке потенциальной опасности проливов жидкого водорода в помещении // Пожарная профилактика. Вып. 13. М.: ВНИИПО, 1977. С. 3–15.
5. Жидкий водород: Пер. с англ./Под ред. Малкова М. П. М.: Мир, 1964. 416 с.
6. Witcofski R. D., Chirivella J. E. Experimental and analytical analyses of the mechanisms governing the dispersion of flammable clouds formed by liquid hydrogen spills // Int. J. Hydrogen Energy. 1984. V. 9. № 5. P. 425–435.
7. Chirivella J. E., Witcofski R. D. Experimental results from fast 1500-gallon LH₂ spills // Cryogenic properties, processes and applications. N. Y.: Amer. Inst. Chem. Eng. 1986. P. 120–140.
8. Абрамович Г. Н., Гиршович Т. А., Крашенинников С. Ю. и др. Теория турбулентных струй. М.: Наука, 1984. 716 с.
9. Справочник по теплообменникам. Т. 1: Пер. с англ./Под ред. Петухова Б. С., Шикова В. К. М.: Энергоатомиздат, 1987. 559 с.
10. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. 720 с.
11. Рид Р., Праусниц Дж., Шервуд Т. Свойства газов и жидкостей. Пер. с англ. Л.: Химия, 1982. 592 с.
12. Кесгенбойм Х. С., Махвиладзе Г. М., Федотов А. П. Эволюция облака легкого газа, образующегося при проливах криогенного горючего: Препринт № 429. М.: Ин-т пробл. мех. АН СССР, 1987. 48 с.
13. Скорер Р. С. Аэрогидродинамика окружающей среды. М.: Мир, 1980. 549 с.
14. Гамбург Д. Ю., Семенов В. П., Дубовкин Н. Ф., Смирнова Л. Н. Водород. Свойства, получение, хранение, транспортирование, применение. М.: Химия, 1989. 672 с.
15. Заславский Б. И., Юрьев Б. В. Исследование движения приповерхностного термика // ПМТФ. 1987. № 3. С. 81–86.

Москва

Поступила в редакцию
16.IV.1990