

4. Вольперт А. И., Худяев С. И. Анализ в классах разрывных функций и уравнения математической физики.— М.: Наука, 1975.  
 5. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике.— М.: Наука, 1967.

Поступила в редакцию 20/VII 1987

УДК 536.4

## НЕСТАЦИОНАРНОЕ ИСПАРЕНИЕ ЖИДКОГО КИСЛОРОДА В АТМОСФЕРУ

Н. И. Зверев, Н. Н. Смирнов, Л. А. Дехтяренко,  
Н. А. Щепотьев, Д. М. Якубович  
 (Москва)

Аварийный пролив и испарение жидкого кислорода приводят к возможности взрыва при загорании материалов. Реальная опасность загорания или взрыва определяется случайным неблагоприятным сочетанием многих факторов: импульсы давления, трение, гидроудары, электрические разряды, накопление легковоспламеняющихся веществ и т. п.— и не может быть исключена полностью, особенно в аварийных ситуациях.

В настоящее время процессу испарения при аварийных проливах криопродуктов посвящены работы [1—3], в которых рассматривается задача стационарного испарения жидкого водорода с различных горизонтальных поверхностей (сталь, бетон, гравий) при условии постоянства газовой смеси. Однако аварийные проливы криопродуктов характеризуются нестационарностью процесса испарения. Предположение о постоянной плотности смеси воздуха с парами криогенной жидкости, обоснованное для паров с малой молекулярной массой (испарение жидкого водорода), в случае испарения кислорода противоречит качественной картине явления в области больших градиентов температур вблизи поверхности испарения. Поэтому актуальна задача о нестационарном формировании смеси паров криогенной жидкости с воздухом с учетом переменной плотности, решению которой посвящена настоящая работа.

Представляющие практический интерес размеры и характерные времена протекания процессов при испарении большого количества криогенной жидкости в атмосферу таковы, что зависимостью давления от высоты и времени можно пренебречь. Граничные условия в газе и жидкости можно перенести на бесконечность. Рассмотрим систему координат, в которой вертикальная ось  $y$  связана с поверхностью испарения ( $y=0$ ), полупространство  $y > 0$  занято газом, а полупространство  $y < 0$  — криогенной жидкостью.

Уравнения, описывающие распределение параметровой газовой фазы, имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} &= 0, \quad p = \text{const}, \\ \frac{\partial \rho Y_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho v Y_i}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial y} \left( \rho D \frac{\partial Y_i}{\partial y} \right), \quad i = 1, \dots, n-1, \\ c_p \left( \frac{\partial \rho T}{\partial t} + \frac{\partial \rho v T}{\partial y} \right) &= \frac{\partial}{\partial y} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right), \\ p &= \rho R T \sum_{i=1}^n \frac{Y_i}{m_i}. \end{aligned} \quad (1)$$

Систему (1) решим совместно с уравнением энергии для жидкости, которое в выбранной системе координат имеет вид

$$\rho_f \frac{\partial T_f}{\partial t} + v_f \rho_f \frac{\partial T_f}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\lambda_f}{c_{pf}} \frac{\partial T_f}{\partial y} \right), \quad (2)$$

где  $Y_i$  — массовая концентрация  $i$ -го компонента;  $v$ ,  $T$ ,  $\rho$ ,  $p$  — скорость, температура, плотность и давление смеси газов;  $\mu$ ,  $D$ ,  $\lambda$  — коэффициенты вязкости, диффузии и теплопроводности;  $c_p$  — удельная теплоемкость;  $R$  — универсальная газовая постоянная; индекс  $f$  соответствует параметрам жидкости;  $m_i$  — молярная масса  $i$ -го компонента.

Начальные и граничные условия для (1), (2):

$$\begin{aligned} t = 0: \quad y > 0, \quad T = T_0, \quad Y_i = Y_{i0}, \quad v = 0, \\ y < 0, \quad T_f = T_n, \\ y \rightarrow +\infty, \quad T = T_0, \quad Y_i = Y_{i0}, \\ y \rightarrow -\infty, \quad T_f = T_n. \end{aligned} \quad (3)$$

Граничные условия на поверхности раздела фаз следуют из уравнений сохранения потоков массы  $i$ -го компонента, энергии и условия равновесного испарения:

$$\begin{aligned} \rho_w v_w &= \rho_f v_f = \dot{m}, \\ \dot{m} Y_{if} &= \dot{m} Y_{iw} - (\rho D)_w \left( \frac{\partial Y_i}{\partial y} \right)_w; \quad i = 1, \dots, n-1, \\ \dot{m} h_L &- \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right)_w = - \lambda_f \left( \frac{\partial T_f}{\partial y} \right)_w, \\ T_w &= T(p_{1w}), \quad p = \rho_w R T_w \sum_{i=1}^n \frac{Y_i}{m_i}, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $h_L$  — скрытая теплота испарения;  $p_{1w}$  — парциальное давление паров испаряющегося компонента; индекс  $w$  соответствует параметрам газа на поверхности раздела фаз.

Для определенности считаем, что криогенная жидкость — кислород (параметры с индексом 1),  $Y_{1f} = 1$ ,  $Y_{if} = 0$  ( $i = 2, \dots, n$ ). Газовая смесь паров кислорода с воздухом двухкомпонентна: кислород + азот (концентрация азота  $Y_2 = 1 - Y_1$ ). Из уравнения состояния совершенного газа следует, что при близких молекулярных массах компонентов газа  $\rho = \rho(T) \sim 1/T$ . Учитывая, что коэффициент вязкости газа можно полагать пропорциональным температуре ( $\mu \sim T$ ), получим  $\rho\mu = \text{const}$ . В этом случае при условии постоянства чисел Шмидта  $Sc = \mu/\rho D$  и Льюиса  $Le = \lambda/\rho D c_p$  система (1), (2) с начальными и граничными условиями допускает автомодельное решение. Введем независимую автомодельную переменную

$$\xi = y/2\sqrt{D_0 t} \quad (5)$$

и зависимые переменные

$$\begin{aligned} \varphi(\xi) &= \frac{Y}{Y_w}, \quad \eta(\xi) = \frac{\rho}{\rho_0}, \quad \nu\nu = \rho_0 f(\xi) \frac{\sqrt{D_0}}{\sqrt{2i}}, \\ \psi(\xi) &= \frac{T - T_0}{T_w - T_0}, \quad g(\xi) = \frac{T_f - T_n}{T_w - T_n}. \end{aligned} \quad (6)$$

Введение автомодельных переменных преобразует (1), (2) с начальными и граничными условиями (3) в следующую систему уравнений:

$$2\eta'\xi + f' = 0, \quad (7)$$

$$\frac{\varphi''}{\eta} - \frac{\eta'\varphi'}{\eta^2} = \varphi'(f - 2\xi\eta), \quad (8)$$

$$Le \left( \frac{\psi''}{\eta} - \frac{\psi'\eta'}{\eta^2} \right) = \psi'(f - 2\xi\eta), \quad (9)$$

$$Le_f g'' + g'(2\xi - \delta f(0)) = 0, \quad (10)$$

$$\frac{p}{(T_w - T_0) \rho_0 R A} = \eta \left( \psi + \frac{T_0}{T_w - T_0} \right) \left( Y_w \varphi + \frac{B}{A} \right), \quad (11)$$

где  $Le_f = \lambda_f / \rho_f c_{pf} D_0$ ;  $\delta = \rho_0 / \rho_f$ ;  $B = 1/m_2$ ;  $A = 1/m_1 - B$ . Граничные условия системы в безразмерных переменных имеют вид

$$\xi \rightarrow +\infty: \varphi = \frac{Y_{10}}{Y_{1w}}, \psi = 0, \quad (12)$$

$$\xi \rightarrow -\infty: g = 0. \quad (13)$$

На границе раздела фаз

$$\xi = 0: \varphi = 1, \psi = i, g = 1, f = f(0), \eta = \eta(0) = \rho_w / \rho_0. \quad (14)$$

Выражения (7) — (14) позволяют определить неизвестные функции  $\varphi(\xi)$ ,  $\psi(\xi)$ ,  $g(\xi)$ ,  $f(\xi)$  и  $\eta(\xi)$ . Для определения неизвестных  $Y_w$ ,  $T_w$ ,  $f(0)$  и  $\eta(0)$  воспользуемся соотношениями на границе раздела фаз (4), которые с учетом (5) и (6) принимают вид

$$\frac{h_L}{c_p(T_w - T_0)} f(0) = Le \frac{\psi'(0)}{\eta(0)} - \frac{Le}{\eta(0)} \frac{\lambda_f}{\lambda} \frac{T_w - T_E}{T_w - T_0} g'(0),$$

$$f(0) \frac{Y_w - 1}{Y_w} = \varphi'(0) \eta(0), \quad (15)$$

$$1 + \frac{m_1}{m_2} \left( \frac{1 - Y_w}{Y_w} \right) = \exp \left[ A_1 \left( \frac{1}{T_w} - \frac{1}{T_K} \right) \right],$$

$$\frac{P}{R \rho_0 T_w} = \eta(0) (A Y_w + B),$$

где  $A_1$ ,  $T_K$  — константы кривой равновесного испарения кислорода.

Из (7) следует

$$(f - 2\xi\eta)' = -2\eta, \quad (16)$$

поэтому (8) эквивалентно

$$\left( \frac{\varphi'}{\eta} \right)' = \frac{\varphi' (f - 2\xi\eta) (f - 2\xi\eta)'}{-2\eta}.$$

Сделаем замену

$$z = \varphi'/\eta, \quad s = f - 2\xi\eta, \quad (17)$$

принтегрируем  $z' = -z/2 \cdot ss'$ , а затем, вернувшись к переменным  $f$ ,  $\varphi$ ,  $\eta$ , принтегрируем повторно с учетом условий (12), (14). Получим решение (8)

$$\varphi(\xi) = \frac{1 + \operatorname{erf} \left( \frac{f - 2\xi\eta}{2} \right) + \frac{Y_0}{Y_w} \left[ \operatorname{erf} \frac{f(0)}{2} - \operatorname{erf} \left( \frac{f - 2\xi\eta}{2} \right) \right]}{1 + \operatorname{erf} \frac{f(0)}{2}} \quad (18)$$

и выражение для  $\varphi'(\xi)$  при  $\xi = 0$ :

$$\varphi'(0) = -\eta(0) e^{-\left(\frac{f(0)}{2}\right)^2} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\left(1 - \frac{Y_0}{Y_w}\right)}{\left(1 + \operatorname{erf} \frac{f(0)}{2}\right)}. \quad (19)$$

Решая аналогично уравнение (9), находим

$$\psi(\xi) = \frac{1 + \operatorname{erf} \left( \frac{f - 2\xi\eta}{2\sqrt{Le}} \right)}{1 + \operatorname{erf} \left( \frac{f(0)}{2\sqrt{Le}} \right)}, \quad (20)$$

$$\psi'(0) = -\eta(0) \exp \left[ -\frac{f^2(0)}{4Le} \right] \frac{2}{\sqrt{Le} \pi} \left( 1 + \operatorname{erf} \frac{f(0)}{2\sqrt{Le}} \right)^{-1}. \quad (21)$$

После интегрирования (10) при условиях (12), (13) получим следующие выражения:

$$\xi < 0; g(\xi) = \frac{1 - \operatorname{erf}\left(\frac{2\xi + \delta f(0)}{2\sqrt{Le_f}}\right)}{1 - \operatorname{erf}\left(\frac{\delta f(0)}{2\sqrt{Le_f}}\right)}, \quad (22)$$

$$g'(0) = \frac{2}{\sqrt{\pi Le_f}} \left(1 - \operatorname{erf}\left(\frac{\delta f(0)}{2\sqrt{Le_f}}\right)\right)^{-1} \cdot \exp\left[-\frac{(\delta f(0))^2}{4Le_f}\right]. \quad (23)$$

Выражение (11) после подстановки в него (18) и (20) с учетом (17) принимает вид

$$\eta(\xi) = \frac{P}{\rho_0 R} F(\varphi(s), \psi(s)) = G(s), \quad (24)$$

где

$$G(s) = \left[ (T_w - T_0) \frac{\left(1 + \operatorname{erf}\frac{s}{2\sqrt{Le}}\right)}{\left(1 + \operatorname{erf}\frac{f(0)}{2\sqrt{Le}}\right)} + T_0 \right] \times \\ \times \left[ AY_w \frac{1 + \operatorname{erf}\frac{s}{2} + \frac{Y_0}{Y_w} \left(\operatorname{erf}\frac{f(0)}{2} - \operatorname{erf}\frac{s}{2}\right)}{1 + \operatorname{erf}\frac{f(0)}{2}} + B \right].$$

Согласно (16), (17) и (24),

$$\frac{ds}{d\xi} = -2G(s). \quad (25)$$

Таким образом, задача сведена к решению обыкновенного дифференциального уравнения (25) с граничным условием  $s(0) = f(0)$ . Значения  $f(0)$ ,  $\eta(0)$ ,  $Y_w$ ,  $T_w$  находятся из решения системы (15) с учетом (19), (21), (23). Подставляя полученное численное решение уравнения (25)  $s(\xi)$  в (18), (20), (24), получим решение для функций  $\eta(\xi)$ ,  $\varphi(\xi)$  и  $\psi(\xi)$ . Переход от найденных автомодельных функций к физическим переменным задается следующими соотношениями:

$$Y = Y_w \varphi(\xi), \quad v = \frac{\rho_0}{\rho} f(\xi) \frac{\sqrt{D_0}}{2\sqrt{t}}, \quad \rho = \rho_0 \eta(\xi),$$

$$T = T_0 + (T_w - T_0) \varphi(\xi), \quad T_f = T_n + (T_w - T_n) g(\xi).$$

Экспериментальная проверка полученных аналитических закономерностей распределения концентрации и температур в зоне испарения кислорода проведена на установке, состоящей из сваренного из стали X18H9T поддона 4, теплоизолированного сосуда 3 и координатного устройства 1 (рис. 1). Поддон размещается горизонтально на опорах 5. Выше поддона устанавливаются направляющие рельсы 2, по которым перемещается координатное устройство, конструкция которого позволяет перемещать группу измерительных зондов 7, расположенных на измерительно и вертикальном направлениях, с точностью  $\pm 0,5$  мм.

Экспериментальные исследования распространения в атмосфере паров испаряющегося кислорода встречают ряд трудностей, связанных с низкими температурами и пожаро- и взрывоопасностью кислорода. С целью обеспечения безопасности моделирование приходится проводить при небольших геометрических размерах потоков, что, в свою очередь, накладывает ограничения на размеры вводимого в зону распространения измерительного инструмента. Для определения температурных полей применялась медьконстантовая термопара с диаметром спая 0,3 мм. Нулевой спай термопары термостатировался в тройной точке воды. В качестве вторичного прибора использовался пановольтметр РЗ41 (класс точ-

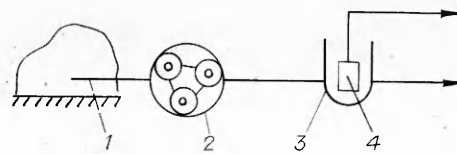
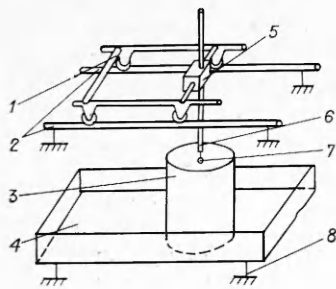


Рис. 2. Система отбора пробы.

Рис. 1. Схема установки.

ности 0,5), суммарная погрешность температурных измерений при индивидуальной тарировке термопары не превышала 3—4 %.

Система отбора пробы представлена на рис. 2. Через капилляр 1 герметичным насосом 2 проба газа из требуемой точки струи прокачивается через мерную дозу 3, установленную на кране дозатора 4. Переключением крана дозатора проба газа направляется в поток газа-носителя и транспортируется к измерительному прибору (хроматограф ХРОМ-42). Экспериментально установлено время полного замещения воздуха в подводящем капилляре и пробе. При использовании капиллярной трубки диаметром 0,4 мм и длине 3,0 м, объеме дозы 0,125 мл требуемое время отбора пробы составило не более 10 с. Ошибка хроматографического анализа, по литературным данным, обычно составляет ~5—12 %. Точные количественные результаты определяются при калибровке хроматографа с помощью стандартных калибровочных смесей. В интервале концентраций кислорода 21—100 % калибровка хромато-

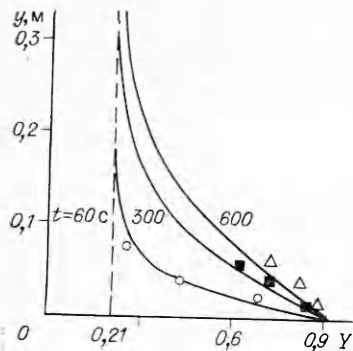


Рис. 3. Распределение концентрации кислорода над поверхностью (линии — расчет, точки — эксперимент).

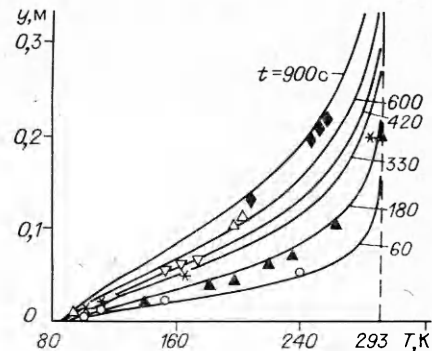


Рис. 4. Зависимости температуры смеси от высоты.

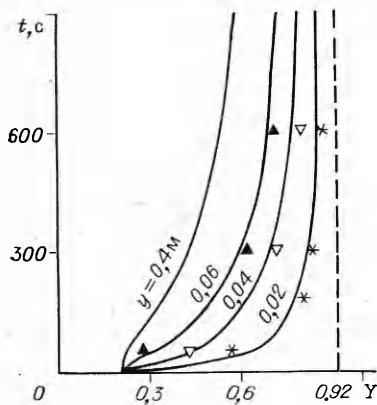


Рис. 5. Изменение концентрации кислорода с течением времени на разных высотах.

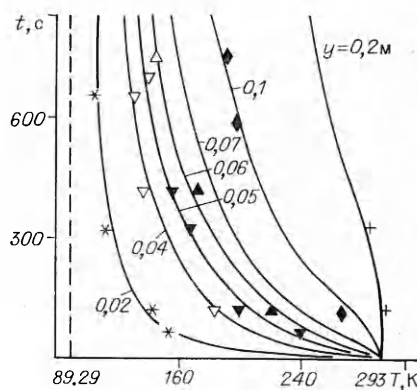


Рис. 6. Зависимости температуры от времени для разных уровней.

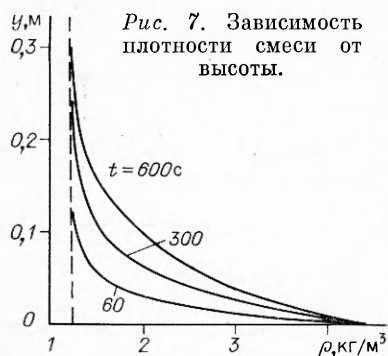


Рис. 7. Зависимость плотности смеси от высоты.

графа по эталонным смесям показала, что ошибка хроматографического анализа не превышает 6 %.

Цель экспериментального исследования — измерение концентрационных и температурных полей над зеркалом испаряющегося в сосуде кислорода в различные моменты времени. Для этого группа измерительных зондов при помощи координатного устройства опускалась в сосуд на заданную высоту над зеркалом, где и проводились концентрационные и температурные измерения. В следующей

серии экспериментов выбиралась другая высота расположения зондов.

Результаты численных расчетов и экспериментальных исследований испарения жидкого кислорода в атмосферу представлены на рис. 3—6 в виде зависимостей концентрации кислорода и температуры смеси от координаты  $y$  и времени  $t$ .

Из полученных результатов следует, что вблизи поверхности испарения имеют место большие градиенты температуры и концентрации. Существенное изменение параметров происходит в узкой зоне вблизи поверхности раздела фаз. Этот результат качественно согласуется и с практическими наблюдениями испарения криогенных жидкостей в атмосферу.

Хорошее совпадение теоретических и экспериментальных результатов (см. рис. 3—6) подтверждает допустимость сделанных упрощающих предположений и достаточную точность разработанного метода расчета распределения параметров смеси воздуха с парами криогенной жидкости. Некоторое отличие экспериментальных результатов для концентраций (см. рис. 5) в сторону уменьшения при малых временах и в сторону увеличения при больших объясняется, по-видимому, влиянием силы тяжести. Этот вывод подтверждается расчетной зависимостью плотности смеси от высоты (рис. 7).

В заключение отметим, что для количественного сравнения проведенных теоретических и экспериментальных исследований с результатами натуральных наблюдений испарения жидкого кислорода необходимо внести поправки, учитывающие при конечной высоте слоя жидкого кислорода возможность подогрева его снизу (от грунта), а также возможность наличия ветра.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Макеев В. И., Плешаков В. Ф. и др. ФГВ, 1981, 17, 5, 14.
2. Макеев В. И., Плешаков В. Ф. // Пожарная профилактика.— М.: ВНИИПО, 1977.— № 13.
3. Макеев В. И., Плешаков В. Ф. и др. // Пожарная наука и техника.— М., 1977.

Поступила в редакцию 1/VII 1987

УДК 534.222.2

### ДВИЖЕНИЕ СЖАТОЙ ДВУХФАЗНОЙ СРЕДЫ НАСЫПНОЙ ПЛОТНОСТИ ПРИ ВНЕЗАПНОМ РАСШИРЕНИИ

С. Д. Любарский, А. С. Иванов  
(Ленинград)

В связи с интенсификацией технологических процессов производства, переработки и транспортирования пылевых и гранулированных материалов возникает проблема обеспечения взрывобезопасности аппаратов и установок, в которых в качестве рабочего тела используется