

таны по (14) без учета теплоотдачи излучением на внешней стенке реактора. В тех случаях, когда излучение существенно (поверхность металла сильно окислена), критическая температура стенки будет выше.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1967.
2. В. И. Розенбанд. ФГВ, 1974, 10, 2, 212.
3. А. Э. Аверсон, В. В. Барзыкин, Т. М. Мартемьянова. ФГВ, 1974, 10, 4, 498.
4. В. К. Егерев. Диффузионная кинетика в неподвижных средах. М.: Наука, 1970.
5. М. Д. Рейнгерц, А. М. Сухотин.— В кн.: Коррозионное поведение и пассивное состояние металлов. Л.: ГИПХ, 1977.
6. Б. И. Хайкин, В. Н. Блошенко, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1970, 6, 4, 474.
7. В. С. Зотиков, Ю. Д. Кондрашов, Ю. А. Омельченко и др.— В кн.: Пассивность и коррозия металлов. Л.: Химия, 1974.
8. Ю. М. Григорьев, А. Г. Мержанов, К. В. Прибыткова. ПМТФ, 1966, 5, 17.
9. М. А. Запольская, Н. Г. Зенкевич, Е. Г. Комарова. Физико-химические свойства фтористого водорода. Обзорная информация. Серия: приклад. химия. М.: НИИТЭХИМ, 1977.
10. Т. Хоблер. Теплопередача и теплообменники. Л.: Госхимиздат, 1962.
11. Ю. А. Лукьянычев, И. П. Астахов, П. С. Николаев. Изв. АН СССР. Сер. хим., 1965, 4, 588.
12. Т. Н. Резухина, Т. И. Горшкова, А. А. Цветков.— В кн.: VI Всесоюз. симп. по химии неорганич. фторидов. Тезисы докладов. Новосибирск, 1981.
13. Н. Б. Варгафтик. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972.

Поступила в редакцию 5/V 1985,
после доработки — 24/IX 1985

РАЗМЕРЫ ЗОН ВОСПЛАМЕНЕНИЙ ПРИ ВЫБРОСАХ ГОРЮЧИХ ГАЗОВ ИЗ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ И КОЛЬЦЕВЫХ ОТВЕРСТИЙ

Ю. А. Кондрашков, В. П. Томилин, Г. Г. Шевяков
(Балашиха)

При эксплуатации криогенных установок и аппаратов, в которых используются сжиженные горючие газы (например, водород и метан), происходят дренажные выбросы их паров (газов) в воздух, если невозможны возврат в технологический цикл или утилизация. Поскольку горючие газы образуют взрыво- и пожароопасные смеси с воздухом, для определения безопасных расстояний от места выброса до источников возможного инициирования необходимо знать максимальные размеры зон, ограниченных нижним концентрационным пределом воспламенения.

Как правило, горючие газы выбрасываются в виде турбулентных струй. Максимальные размеры зон воспламенений в этом случае определяются из закономерностей распределения концентрации газов по оси, так как размеры струй в этом направлении наибольшие. Отверстия, через которые происходят выбросы, могут быть самой разной формы, однако их можно привести к трем основным видам: круглым, прямоугольным и кольцевым. Осесимметричные струи подробно исследовались в работах [1, 2].

В струях, истекающих из плоскопараллельных отверстий шириной b_0 и длиной $l_0 \rightarrow \infty$, объемная концентрация газа на оси $c \sim 1/x^{1/2}$ [1], где x — расстояние вдоль оси. На практике отверстия имеют конечные размеры и распределение концентрации подчиняется другим закономерностям. Так, при $x < x_n$ ($x_n = 6l_0$) распределение концентрации по оси соответствует плоскопараллельному истечению, а при $x > x_n$ — осесимметричному, т. е. $c \sim 1/x$ [3]. Механизм выравнивания поперечных размеров прямоугольных струй описан в [4]. Протяженность начального

участка x_n определяется из эксперимента и зависит от размера отверстия. Струи, истекающие из прямоугольных отверстий размером b_0 и l_0 , характеризуются двумя начальными участками $x_n = 6b_0$ и $x_n = 6l_0$ [1, 3], где x_n — начальный участок с $c = 1$. Для осесимметричных струй $x_n = 6d_0$ [1].

Предлагаемая в [3] методика расчета c по оси прямоугольных и кольцевых (вверных) струй распространяется на равноплотностные и слабонеизотермические газы, где отношение плотностей воздуха и газов $\rho_a/\rho_0 \sim 1$. Однако у некоторых газов, например водорода и метана, величины ρ_0 и ρ_a значительно отличаются. В этом случае, как показано в [2] для осесимметричных струй, на распределение концентрации влияют соотношение плотностей и архимедова сила. Так, если в струе преобладает сила инерции, то расстояние от места выброса газа до точки на оси с определенной концентрацией выражается зависимостью

$$\frac{x}{d_0} = \frac{\sqrt{\rho_a^*}}{4K} \left(\frac{1}{c} - i \right) + \frac{x_n'}{d_0} \quad (1)$$

($\rho_a^* = \rho_a/\rho_0$; $K = 0,05625$ — эмпирический коэффициент), а при преобладании архимедовой силы

$$\frac{x}{d_0} = \frac{0,525}{K^{4/5}} \frac{\left[1 + \rho_a^* \left(\frac{1}{c} - 1 \right) \right]^{3/5} - 1}{\rho_a^{*2/5} \text{Ar}^{1/5}}, \quad (2)$$

где $\text{Ar} = (\rho_a^* - 1)/\text{Fr}$, $\text{Fr} = u_0^2/gd_0$ — числа Архимеда и Фруда; u_0 — скорость истечения газа; g — ускорение свободного падения.

Методика расчета, разработанная в [2], достаточно универсальна, и ее можно распространить на струи газов, истекающих из прямоугольных и кольцевых отверстий.

Введем упрощающие предположения: $l_0 \gg b_0$; в струях отсутствует сила Архимеда. Тогда безразмерное расстояние x/b_0 от места истечения до точки на оси прямоугольной струи с концентрацией c будет выражаться зависимостью

$$\frac{x}{b_0} = \frac{1}{8K\rho_a^*} \left\{ \left[1 + \rho_a^* \left(\frac{2}{c} - 1 \right) \right] \sqrt{\frac{\rho_a^*}{c} \left[1 + \rho_a^* \left(\frac{1}{c} - 1 \right) \right]} - (\rho_a^* + 1) \sqrt{\rho_a^*} \right\}, \quad (3)$$

а для вверных струй

$$Z^* = \frac{1}{32K\rho_a^*} \left\{ \left[1 + \rho_a^* \left(\frac{2}{c} - 1 \right) \right] \sqrt{\frac{\rho_a^*}{c} \left[1 + \rho_a^* \left(\frac{1}{c} - 1 \right) \right]} - (\rho_a^* + 1) \sqrt{\rho_a^*} \right\}. \quad (4)$$

Здесь $Z^* = [(x + R_0)/d']^2 - R_0/8b_0$; $d' = \sqrt{8R_0b_0}$ — диаметр, определяемый из равенства площадей круглого и кольцевого отверстий; R_0 — радиус кольцевого отверстия.

Для проверки формул (3) и (4) измерены распределения концентрации водорода c_{H_2} по осям турбулентных прямоугольных и кольцевых струй. c_{H_2} определялась термоанемометрическим методом [5]. Начальные параметры струй представлены в таблице.

Результаты экспериментальных исследований прямоугольных струй водорода представлены на рис. 1. Светлыми значками нанесены значения концентрации в координатах $\lg c$, $\lg(x/b_0)$. Видно, что для струй, истекающих из сопел 1—3, на участках $x/b_0 < 300$, $x/b_0 < 200$ и $x/b_0 < 40$ соответственно экспериментальные данные описываются кривой, рассчитанной по формуле (3). Абсолютные значения этих участков равны $\sim 3l_0$. При увеличении x/b_0 величина c_{H_2} начинает уменьшаться быстрее и тем раньше, чем меньше l_0/b_0 . Наклон штриховых линий, проведенных через экспериментальные точки, свидетельствует об обратно пропорцио-

Номер сопла	Номер точек на рис. 1, 2	b_0 , мм	l_0, R_0 , мм	d' , мм	u_0 , м/с	$l_0/b_0, R_0/b_0$
1	1	1,25	156	15,7	230	125
2	2	0,9	75	9,4	830	83
3	3	1,2	16	4,96	705	13
4	4	9,5	161	44	5,8	17
	5	9,5	161	44	29	17
5	6	1,2	60	24	184	50
6	7	0,77	60	19,5	420	78
7	8	0,35	60	13	408	170
8	9	2,6	5	10,2	310	4

Примечание. Сопла 1 ÷ 4 — прямоугольные, 5 ÷ 8 — веерные.

нальной зависимости c от x/b_0 . Поэтому экспериментальные данные были обработаны в координатах $\lg c, \lg(x/d')$, где d' — диаметр круглого отверстия, равновеликого по площади прямоугольному (темные точки на рис. 1). Видно, что на некотором расстоянии распределение концентрации по оси струи можно рассчитывать по формуле (1). На участке $x/d' = 3l_0/d' \approx 24$ распределение концентрации такое же, как и в плоскопараллельной струе, а при $x/d' > 24$ — как в осесимметричной.

Для прямоугольного сопла 4, где $l_0/b_0 \approx 17$, на распределение концентрации влияла скорость истечения газа u_0 , т. е. архимедова сила [2]. При данных параметрах не удалось обнаружить начальный участок x_n , и экспериментальные данные лучше всего совпадают с расчетом по формуле (2) для осесимметричных струй. В этом случае необходимы дополнительные исследования при $l_0/b_0 > 17$.

В веерных струях, истекающих из кольцевых отверстий, распределение концентрации, как следует из уравнения (4), удобно представить в обобщенных координатах $\lg c, \lg Z^*$. Тогда экспериментальные данные опишутся одной кривой a на рис. 2. Можно показать, что при концентрации c_1 отношение x_{0c_1} для осесимметричной струи к $(x_b + R_0)_{c_1}$ для веерной струи равно примерно 4 независимо от рода газа.

Приведем пример расчета размеров зон воспламенений в струйных выбросах водорода. Обозначим размеры зон воспламенений в осесимметричных, прямоугольных и веерных струях соответственно $L_0 = x_0$, $L_n = x_n$, $L_b = (x_b + R_0)$, где x_n , x_0 и x_b — расстояния от места истечения до точки на оси струи с $c = 0,04$, соответствующей нижнему концентрационному пределу распространения пламени в водородно-воздушных смесях. Тогда, согласно расчету по формулам (1), (3) и (4), $L_0 = L_n = 406d'$ при $L_n > 3l_0$, $L_n = 38000b_0$ при $L_n < 3l_0$ и $L_b = 97d'$.

В струях газов различной плотности, истекающих из прямоугольных отверстий, протяженность участков x_n , где распределение концентрации соответствует плоскопараллельному истечению, отличаются. Например, в водородных струях $x_n = 3l_0$, в азотных $x_n = 6l_0$ [3]. Поэтому размеры

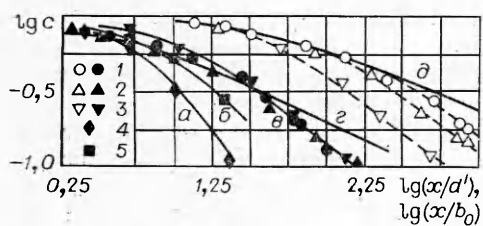


Рис. 1. Зависимость концентрации водорода от x/b_0 и x/d' в струях, истекающих из прямоугольных отверстий.

Расчет по формулам: $a, б$ — (2), $в$ — (1), $г$ — (3) с приведенными величинами x/b_0 и x/d' , $д$ — (3).

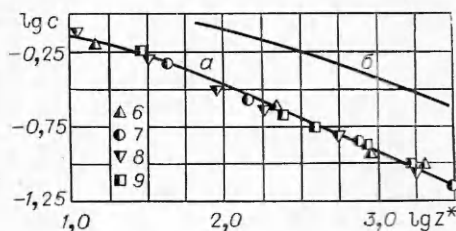


Рис. 2. Зависимость концентрации водорода от Z^* в веерных струях, истекающих из кольцевых отверстий.

a — формула (4); $б$ — расчет c по оси осесимметричной струи по (1) ($Z^* = (x/d_0)^2$).

зон воспламенений удобнее определять по наименьшей из рассчитанных по формулам (1) и (3), что подтверждается и распределением концентрации в струе, истекающей из сопел 2 (см. рис. 1, в, з).

Таким образом, полученные результаты позволяют определять размеры зон воспламенений в струйных выбросах из прямоугольных и кольцевых (вверных) отверстий практически любых горючих газов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Н. Абрамович. Теория турбулентных струй. М.: Физматгиз, 1960.
2. Г. Г. Шевяков, В. П. Томилин, Ю. А. Кондрашков. ВИНТИ, № 3671—80 Деп.
3. И. В. Переезчиков, Д. М. Якубович, В. Ф. Плешаков и др. В кн.: Криогенное и вакуумное машиностроение. М.: ЦИНТИХИМНЕФТЕМАШ, 1983.
4. Г. П. Абрамович. Изв. АН СССР. МЖГ, 1983, 1.
5. Ю. А. Кондрашков, В. П. Томилин, Г. Г. Шевяков и др.— В кн.: Химическое и нефтяное машиностроение, № 5. М.: ЦИНТИХИМНЕФТЕМАШ, 1978.

Поступила в редакцию 28/VIII 1985

ВЛИЯНИЕ ВОЛОКНИСТЫХ НАПОЛНИТЕЛЕЙ НА ГОРЮЧЕСТЬ ПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Н. Н. Бахман, В. И. Кодолов, К. И. Ларионов, И. Н. Лобанов

(Москва)

Методы оценки горючести полимерных материалов [1—4] можно условно разделить на две группы, с помощью которых последуются характеристики стационарного горения (массовая скорость горения, линейная скорость распространения пламени по поверхности материала, теплота сгорания) либо параметры нестационарного горения (критические условия, время самостоятельного горения стандартного образца до его затухания, выделяющееся при этом тепло и т. д.).

Среди критических условий горения чаще всего изучается концентрационный предел по разбавлению окислителя — так называемый кислородный индекс (КИ) [5] (минимальная концентрация кислорода в смеси O_2-N_2 , при которой сгорает стандартный образец полимера в стандартной установке). Рассматриваются также пределы по толщине (диаметру) образца, пределы по давлению p и начальной температуре T_0 . Важно подчеркнуть, что критические условия горения взаимосвязаны. Например, величина КИ может существенно снижаться при увеличении p и T_0 .

В работах [6—9] в качестве характеристики горючести полимера использована минимальная толщина слоя $\Delta_{кр} = (\Delta_+ + \Delta_-)/2$ (где Δ_+ — наименьшая толщина пластины, при которой горение шло устойчиво, а Δ_- — наибольшая толщина, при которой горение затухало), при которой становится возможным устойчивое горение полимера. Такой предел естественно назвать нижним по размеру образца $(\Delta_{кр})_н$ в отличие от аналогичного верхнего предела $(\Delta_{кр})_в$, который будет рассмотрен в дальнейшем. В [6—9] на основе $(\Delta_{кр})_н$ и критической нормальной скорости горения $u_{кр}$ построен критерий устойчивости диффузионного горения полимеров, аналогичный критерию Зельдовича для устойчивости горения горючих газовых смесей [10]. Однако все опыты в [6—9] проведены только с одним полимером — ПММА.

В данной работе измерена скорость распространения пламени w и $\Delta_{кр}$ для пластин модельного композита на основе эпоксидно-диановой смолы¹ ЭД-20 и вязкозной ленты ЛТТ (степень наполнения N , т. е. мас-

¹ Для отверждения смолы использовался полиэтиленполиамин (при соотношении ЭД-20/ПЭПА = 9/1).