

ОБРАЗОВАНИЕ И ГОРЕНИЕ ГАЗОВЫХ ОБЛАКОВ ПРИ АВАРИЙНЫХ ВЫБРОСАХ В АТМОСФЕРУ

УДК 532.525.2+536.46

Г. М. Махвиладзе, Дж. П. Робертс*, С. Е. Якуш

Институт проблем механики РАН, 117526 Москва; настоящее место работы —
University of Central Lancashire, Preston PR1 2HE, UK,

* University of Central Lancashire, Preston PR1 2HE, UK

На основе анализа процессов формирования и горения пожароопасного облака, возникающего при аварийном выбросе горючего газа, получен критерий, позволяющий по известным физико-химическим свойствам вещества, геометрии резервуара и выходного отверстия, а также по условиям хранения отнести выброс к мгновенному, непрерывному или промежуточному типу. Приведены соотношения для критических размеров отверстия, соответствующих границам между различными режимами истечения. Выделены подобласти параметров, при которых зажигание истекающего газа может привести к возникновению факела либо огненного шара. Определены наиболее вероятные границы коэффициента участия топлива в горящем огненном шаре при различных задержках воспламенения. Результаты сопоставлены с имеющимися экспериментальными данными.

ВВЕДЕНИЕ

Одним из основных источников опасности в современной химической промышленности является аварийный выброс пожаровзрывоопасных веществ в атмосферу [1, 2]. Типичными причинами такого выброса служат разгерметизация или разрушение производственных резервуаров, трубопроводов, средств транспортировки и хранения. Воспламенение образующейся топливовоздушной смеси может протекать как во взрывном режиме (в этом случае главную опасность представляет ударная волна), так и в режиме медленного горения, когда наиболее существенным поражающим фактором является тепловое излучение пламени. Реализация того или иного режима сгорания облака зависит от внешних условий (например, от степени загромождения и ограниченности пространства) и от условий поджигания (задержки воспламенения, энерговыклада при инициировании реакции и т. п.).

В настоящее время разработан и применяется ряд инженерных методик оценки опасностей химических производств (см., например, [3–5]). Эти методики основаны на схематизации физических процессов, протекающих при том или ином развитии аварии, и на описании каждого процесса простыми математическими моделями с привлечением эмпирической информации для выбора возникающих констант. Применительно к описанию последствий разгерметизации резервуаров со сжатым газом обычно рассматриваются два предельных случая:

- струйное (квазинепрерывное) истечение из небольшого отверстия в оболочке резервуара,
- мгновенное высвобождение всей массы газа при полном разрушении сосуда.

Зажигание выброшенного газа от источника, расположенного вблизи места аварии, в первом случае приводит к возникновению горящего факела, а во втором — огненного шара.

К настоящему времени для каждого из указанных двух случаев разработаны методики расчета скорости истечения газа, геометрии пламени, тепловых потоков и опасных расстояний, соответствующих различным степеням поражения. Гораздо менее исследован, хотя и не менее важен, промежуточный случай выброса горючего. До сих пор чисто субъективным является критерий, по которому выброс газа может быть отнесен к типу мгновенных либо непрерывных выбросов. Для выбросов конечной продолжительности отсутствуют также оценки того, насколько смешение истекающего газа с воздухом может снизить коэффициент участия топлива в горении огненного шара в зависимости от времени задержки воспламенения. Между тем ясно, что для правильного применения расчетных методик при оценке риска необходимо установить количественные критерии определения типа истечения и конфигурации пламени.

В настоящей работе предложен критерий для классификации газовых выбросов конечной продолжительности. Исходя из геометрии резервуара и отверстия, а также свойств вещества и условий хранения критерий позволяет определить тип выброса в атмосферу (струйный, в виде облака, промежуточный («облакоподобный»)), оценить задержки зажигания, при которых можно ожидать горение газа в виде факела либо огненного шара. В последнем случае также определен коэффициент участия топлива как функция параметров истечения и задержки воспламенения. Конечные формулы получены для докритического (при низком внутреннем давлении) истечения газа, а также для критического истечения при постоянном высоком внутреннем давлении (например, при выбросах из трубопроводов) и при спадающем со временем внутреннем давлении (например, при опорожнении резервуара конечного объема).

КЛАССИФИКАЦИЯ ВЫБРОСОВ КОНЕЧНОЙ ПРОДОЛЖИТЕЛЬНОСТИ

Рассмотрим горючий газ, истекающий в атмосферу через круглое отверстие диаметром d со скоростью U_b в течение времени t_r . Если продолжительность выброса значительно превосходит характерное время турбулентного смешения газа с окружающим воздухом t_{mix} , в атмосфере формируется квазистационарная струя, зажигание которой ведет к образованию горящего факела. Напротив, в случае, когда выброс происходит практически мгновенно (т. е. за время $t_r \ll t_{mix}$), в атмосфере возникает переобогащенное топливом облако, сгорающее при зажигании в диффузионном режиме в виде огненного шара. Между этими двумя предельными случаями может наблюдаться множество промежуточных, которые соответствуют различным соотношениям характерных времен t_r и t_{mix} .

Чтобы получить количественный критерий, позволяющий классифицировать выбросы конечной продолжительности, рассмотрим два типичных вида выброса при разгерметизации газовых емкостей: облако конечной массы, выпущенное с направленным начальным импульсом, и развивающаяся нестационарная струя, возникающая при резком включении источника массы и импульса. Считается, что силы плавучести пренебрежимо малы (чисто инерционное течение). Кроме того, не учитывается влияние ветра, и не рассматриваются какие-либо препятствия, ограничивающие выброс. В каждом случае в качестве характерного времени смешения принимается соответствующее время, за которое объемная концентрация выброшенного газа падает до верхнего концентрационного предела горения, что дает временной масштаб процессов перемешивания, делающих газовую смесь горючей. Движение газа считается осесимметричным; кроме того, время установления автотель-

ных распределений скорости и концентрации принимается намного меньше характерного времени разбавления газа до верхнего концентрационного предела. Это обусловлено тем, что при струйном истечении автомодельные распределения устанавливаются на расстоянии, равном нескольким диаметрам выходного отверстия [6, 7], тогда как разбавление газа до верхнего концентрационного предела, как будет показано ниже, происходит на значительно больших расстояниях. Следовательно, основная часть времени разбавления приходится на автомодельную стадию.

Эволюция облака *мгновенного* выброса может быть описана интегральной моделью [6, 8–10]. Облако аппроксимируется конусом, размеры которого возрастают по мере движения из-за смешения с окружающим воздухом. Динамика движения облака и изменение его объема находятся интегрированием законов сохранения массы, энергии и количества движения. Значения коэффициента вовлечения β , равного среднему тангенсу угла расширения облака, находятся, согласно [6], в диапазоне $0,16 \div 0,58$, причем большой разброс данных обусловлен внутренне присущей нерегулярностью турбулентного облака. Ниже используется наиболее типичное значение коэффициента вовлечения, принятое в литературе [6, 10]: $\beta \approx 0,25$. Увеличение объема облака за счет смешения с воздухом вполне удовлетворительно описывается формулой

$$\frac{V}{V_0} = \left(8\beta \frac{\rho_b}{\rho_a} \frac{U_l t}{d} \right)^{3/4} \approx \left(2 \frac{\rho_b}{\rho_a} \frac{U_b t}{d} \right)^{3/4},$$

где V , V_0 — текущий и начальный объемы облака, t — время, U — скорость газа, d — диаметр отверстия, ρ — плотность газа; индексы a и b здесь и ниже относятся соответственно к окружающему воздуху и газу на уровне выходного отверстия. Поскольку общая масса горючего газа в облаке есть величина постоянная, его средняя объемная концентрация падает с увеличением объема как $C = \rho_b V_0 \mu_a / \rho_a V \mu_g$, где μ_a и μ_g — молекулярные массы воздуха и газа. Отсюда время, необходимое для разбавления газа до верхнего концентрационного предела, оценивается как

$$t_C = \frac{d}{2U_b} \left(\frac{\rho_b}{\rho_a} \right)^{1/3} \left(\frac{\mu_a}{\mu_g} \right)^{4/3} C_{UFL}^{-4/3}, \quad (1)$$

где C_{UFL} — объемная концентрация, соответствующая верхнему концентрационному пределу.

Процесс смешения газа с воздухом в *нестационарной (развивающейся) струе* при резком включении источника может быть описан следующим образом. Как показывают эксперименты, развивающаяся струя состоит из головной части и следующей за ней конической части, которая подобна установившейся напорной струе [6, 11]. Аппроксимируем распределение концентрации в развивающейся струе модельным, заменив головную часть резким фронтом, находящимся на расстоянии h от виртуального источника, причем перед фронтом концентрацию будем считать нулевой, а за фронтом будем использовать поле концентрации в стационарной осесимметричной струе с гиперболическим законом затухания осевой концентрации и гауссовым распределением концентрации в радиальном направлении:

$$C(x, r) = C_{ax}(x) \exp \left(- (r/\alpha x)^2 \right), \quad C_{ax}(x) = B \frac{d}{x} \left(\frac{\rho_b}{\rho_a} \right)^{1/2} \frac{\mu_a}{\mu_g} \quad \text{при } x \leq h, \quad (2)$$

где C_{ax} — осевая объемная концентрация, B — эмпирическая константа, значение которой по данным различных экспериментов находится в диапазоне $4,0 \div 5,9$ [7, 12–16]; ниже

используется приведенное в [7] значение $B = 4,75$. Значения тангенса угла раскрытия струи, согласно данным [15, 16], составляют $\alpha = 0,10 \div 0,16$; в дальнейшем принимается рекомендованное в [16] значение $\alpha = 0,132$.

Зависимость координаты фронта от времени можно найти из закона сохранения массы, приравняв массу газа, выброшенную источником к моменту t , массе газа, находящейся в атмосфере и определяемой интегрированием концентрации (2), умноженной на плотность газа при нормальных условиях $\rho_{g,a}$.

Интегрирование, проводимое в пределах от 0 до ∞ по радиальной координате и от 0 до h по осевой координате, дает зависимость

$$\frac{h}{d} = \frac{1}{\alpha \sqrt{2B}} \left(\frac{\rho_b}{\rho_a} \right)^{1/4} \left(\frac{U_b t}{d} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

где значение коэффициента равно 2,45 при $\alpha = 0,132$ и $B = 4,75$.

Интересно, что тот же функциональный вид зависимости $h(t)$ может быть получен с использованием интегральной модели [6, 8, 9], в которой струя аппроксимируется конусом высотой h и с радиусом основания $r = \alpha_1 h$. Приравнявая текущее количество движения конуса $3/2 \rho_a V U$ (где $V = \pi r^2 h / 3$ — объем конуса, $U = dh/dt$ — скорость фронта) полному импульсу $(\pi d^2 / 4) \rho_b U_b^2 t$, созданному источником к моменту t , и интегрируя полученное дифференциальное уравнение, приходим к соотношению (3), в котором численный множитель должен быть заменен на $\alpha_1^{-1/2}$. Значения тангенса угла раскрытия внешней границы струи, приводимые в литературе [6, 10, 11], составляют $\alpha_1 = 0,166 \div 0,25$, что дает значения константы от 2,0 до 2,4, довольно близкие к величине, полученной выше.

Характерное время смешения в развивающейся струе введем как время, в течение которого передний фронт струи достигает точки, в которой осевая концентрация равна C_{UFL} . Из (2), (3) следует, что

$$t_J = 2\alpha^2 B^3 \frac{d}{U_b} \left(\frac{\rho_b}{\rho_a} \right)^{1/2} \left(\frac{\mu_a}{\mu_g} \right)^2 C_{UFL}^{-2}. \quad (4)$$

Разделив (1) на (4), найдем, что отношение характерных времен смешения

$$\frac{t_C}{t_J} = \frac{1}{4\alpha^2 B^3} \left(\frac{\rho_a}{\rho_b} \right)^{1/6} \left(\frac{\mu_g}{\mu_a} \right)^{2/3} C_{UFL}^{2/3}$$

меньше единицы, поскольку концентрация C_{UFL} , как правило, мала ($\sim 0,05 \div 0,2$ для типичных углеводородов). Это означает, что разбавление газа воздухом в облаке мгновенного выброса протекает более интенсивно и заканчивается за меньшее время, чем при струйном истечении.

Предложенная выше классификация выбросов, основанная на сравнении времени истечения с характерным временем турбулентного смешения, может быть конкретизирована следующим образом. Если $t_r \leq t_C$, то выброс относится к типу мгновенных, в результате истечения возникает облако газа, слабо перемешанное с воздухом. Напротив, при $t_r \geq t_J$ реализуется квазинепрерывное (струйное) истечение газа. Наконец, при $t_C \leq t_r \leq t_J$ происходит истечение типа промежуточного, когда газ выбрасывается, с одной стороны, достаточно быстро, так что за время истечения стационарная струя образоваться не успевает, но, с другой стороны, достаточно медленно, так что часть газа оказывается перемешанной с воздухом до концентраций ниже верхнего концентрационного предела. В дальнейшем выбросы такого типа будем называть «облакоподобными», чтобы подчеркнуть их отличие от струйных истечений.

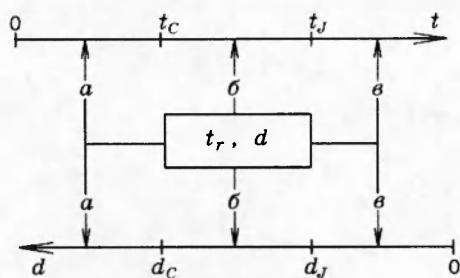


Рис. 1. Схема классификации выбросов конечной продолжительности на основе сравнения времени истечения и диаметра отверстия с критическими величинами:

a — мгновенный выброс с образованием облака,
б — промежуточный (облакоподобный) выброс,
в — струйное течение

Сформулированный критерий можно представить в виде, более удобном для практического использования, если ввести в рассмотрение полную массу выброшенного газа M и выразить время истечения как $t_r = 4M/\pi d^2 C_d \rho_b U_b$, где $C_d = 0,6 \div 0,9$ — коэффициент истечения, учитывающий особенности выходного отверстия [3, 4]. Ниже используется значение $C_d = 0,85$, рекомендованное в [17, 18] для газовых истечений. Приравнявая время t_r каждому из характерных времен t_c и t_J и разрешая полученные уравнения относительно диаметра отверстия, найдем следующие два критических диаметра, соответствующие границам между различными типами истечения:

$$d_c^3 = \frac{8M}{C_d \pi \rho_{g,a}} \left(\frac{\rho_{g,a}}{\rho_b} \right)^{4/3} \frac{\mu_g}{\mu_a} C_{UFL}^{4/3}, \quad (5)$$

$$d_J^3 = \frac{2M}{C_d \pi \rho_{g,a} \alpha^2 B^3} \left(\frac{\rho_{g,a}}{\rho_b} \right)^{3/2} \left(\frac{\mu_g}{\mu_a} \right)^{3/2} C_{UFL}^2. \quad (6)$$

Окончательно критерий формулируется в виде:

$$\begin{aligned} t_r \leq t_c \quad (d \geq d_c) & \text{ — мгновенный выброс с образованием облака,} \\ t_c \leq t_r \leq t_J \quad (d_c \geq d \geq d_J) & \text{ — промежуточный (облакоподобный) выброс,} \\ t_r \geq t_J \quad (d \leq d_J) & \text{ — струйный выброс.} \end{aligned} \quad (7)$$

Соотношения между временем истечения t_r и критическими временами t_c и t_J , а также соответствующие соотношения между диаметром d и критическими диаметрами d_c и d_J , входящими в (7), в схематическом виде представлены на рис. 1. Заметим, что для некруговых отверстий аналогичная классификация возможна, если в качестве геометрической характеристики используется эффективный диаметр $d = \sqrt{4S/\pi}$, вычисленный по площади отверстия S .

ИСТЕЧЕНИЕ ИЗ РЕЗЕРВУАРОВ НИЗКОГО И ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЙ

В формулах (5), (6) плотность газа на уровне выходного отверстия (радиуса r_b) зависит от параметров газа в резервуаре и, следовательно, требует дополнительного определения. Ниже рассмотрены два случая: выброс при низком (меньшем критического) давлении в резервуаре и выброс при высоком давлении. Кроме того, приведены приближенные формулы, позволяющие анализировать истечение из резервуара конечного объема с учетом переменности расхода газа.

Если избыточное давление в резервуаре мало, то течение является практически изотермическим, а плотность газа в резервуаре ρ_0 и плотность на выходе ρ_b мало отличаются

от плотности газа при атмосферном давлении $\rho_{g,a}$. В этом случае критические диаметры d_C и d_J принимают вид

$$d_C^3 = \frac{8M}{C_d \pi \rho_{g,a}} \frac{\mu_g}{\mu_a} C_{UFL}^{4/3} = \frac{8}{C_d \pi} \frac{\mu_g}{\mu_a} C_{UFL}^{4/3} V_0, \quad (8)$$

$$d_J^3 = \frac{2M}{C_d \pi \rho_{g,a} \alpha^2 B^3} \left(\frac{\mu_g}{\mu_a} \right)^{3/2} C_{UFL}^2 = \frac{2}{C_d \pi \alpha^2 B^3} \left(\frac{\mu_g}{\mu_a} \right)^{3/2} C_{UFL}^2 V_0, \quad (9)$$

где $V_0 = M/\rho_0 \approx M/\rho_{g,a}$ — объем выброшенного в атмосферу газа при условиях хранения.

Если давление хранения превышает критическое значение p_* (примерно вдвое больше атмосферного), истечение происходит со звуковой скоростью, а давление и плотность газа на уровне выходного отверстия составляют

$$p_b = p_0 \left(\frac{2}{k+1} \right)^{k/(k-1)}, \quad \rho_b = \rho_0 \left(\frac{2}{k+1} \right)^{1/(k-1)} \quad \text{при} \quad p_0 > p_* = p_a \left(\frac{k+1}{2} \right)^{k/(k-1)}, \quad (10)$$

где k — показатель адиабаты газа. Выравнивание давления в истекающем газе с атмосферным происходит в непосредственной близости от выходного отверстия, после чего течение, по существу, является изобарическим. Чтобы учесть дорасширение газа, введем эквивалентный диаметр отверстия d_{eq} и эквивалентную плотность газа ρ_{eq} , определив их из условия постоянства массового расхода через истинное и эквивалентное отверстия, как это делается при описании недорасширенных струй [15, 18, 19]:

$$\frac{\pi d_b^2}{4} \rho_b U_b = \frac{\pi d_{eq}^2}{4} \rho_{eq} U_b, \quad \rho_{eq} = \rho_b \frac{p_a}{p_b}.$$

Подставляя эквивалентный диаметр $d_{eq} = d(p_b/p_a)^{1/2}$ и плотность ρ_{eq} вместо истинных величин с учетом связи (10), получим следующие выражения для критических диаметров d_C и d_J :

$$d_C^3 = \frac{8}{C_d \pi} \left(\frac{k+1}{2} \right)^{(k+8)/6(k-1)} \frac{\mu_g}{\mu_a} C_{UFL}^{4/3} \left(\frac{p_a}{p_0} \right)^{1/2} V_0, \quad (11)$$

$$d_J^3 = \frac{2}{C_d \pi \alpha^2 B^3} \left(\frac{k+1}{2} \right)^{3/2(k-1)} \left(\frac{\mu_g}{\mu_a} \right)^{3/2} C_{UFL}^2 \left(\frac{p_a}{p_0} \right)^{1/2} V_0, \quad (12)$$

где $V_0 = M/\rho_0 = M/\rho_{g,a}(p_a/p_0)$ — объем выброшенного в атмосферу газа при условиях хранения.

Рассмотрим теперь, каким образом настоящий критерий может быть применен для анализа истечений из резервуаров конечного объема. В случае хранения в резервуаре с низким давлением формулы (8), (9) могут применяться непосредственно, при этом нужно лишь учесть, что величина V_0 может не совпадать с общим объемом резервуара V . Так, если резервуар имеет жесткую оболочку и его объем постоянен, истечение будет происходить лишь до тех пор, пока внутреннее давление не сравняется с внешним, при этом только часть газа (имеющая объем $V_0 \approx V(p_0 - p_a)/p_a$) будет выброшена в атмосферу под напором. Обмен остального газа с атмосферой будет происходить под действием диффузионных процессов и сил плавучести; эта стадия, естественно, не описывается настоящей моделью. Если же резервуар имеет переменный объем (например, состоит из подвижных секций или имеет упругую оболочку), то объем выброса определяется особенностями конструкции резервуара и должен задаваться в каждом конкретном случае.

Для резервуаров высокого давления в случае опорожнения, продолжающегося вплоть

до выравнивания давлений, можно принять, что практически весь газ истекает в атмосферу, а остающаяся в резервуаре часть составляет пренебрежимо малую долю хранимой массы. Таким образом, в качестве величины V_0 можно использовать объем самого резервуара. При этом, однако, надо учесть, что с уменьшением внутреннего давления изменяются эквивалентный диаметр и эквивалентная плотность газа. Введем среднее давление и плотность газа в резервуаре так, чтобы соответствующий им расход газа был равен среднему расходу за время истечения. Как показано в [20], при адиабатическом истечении средний расход $G_{av} = \eta G_0$, где G_0 — начальный расход, вычисленный по параметрам хранения газа, а коэффициент пропорциональности η зависит от отношения давления в резервуаре хранения к внешнему давлению p_0/p_a . Величина η монотонно убывает с ростом p_0/p_a . так, при условиях, близких к критическим, $\eta \approx 1$, тогда как при высоких начальных давлениях ($p_0/p_a > 100$) значение η падает до 0,25. Формула для зависимости $\eta(p_0/p_a)$, полученная в [20], весьма сложна, однако при $p_0/p_a > 10$ она может быть аппроксимирована с приемлемой для настоящих оценок точностью как $\eta = s(p_a/p_0)^{1/6}$, где $s \approx 0,6$.

Поскольку расход газа при запирации потока пропорционален квадратному корню из произведения давления и плотности в резервуаре, средние давление и плотность могут быть представлены как $p_{av} = \eta p_0$, $\rho_{av} = \eta \rho_0$. Используя в (10) p_{av} и ρ_{av} вместо p_0 и ρ_0 при вычислении параметров газа на выходе из отверстия, окончательно получим следующие выражения для критических диаметров:

$$d_C^3 = \frac{8}{C_d \pi s^{3/2}} \left(\frac{k+1}{2} \right)^{(k+8)/6(k-1)} \frac{\mu_g}{\mu_a} C_{UFL}^{4/3} \left(\frac{p_a}{p_0} \right)^{1/4} V_0, \quad (13)$$

$$d_J^3 = \frac{2}{C_d \pi \alpha^2 B^3 s^{3/2}} \left(\frac{k+1}{2} \right)^{3/2(k-1)} \left(\frac{\mu_g}{\mu_a} \right)^{3/2} C_{UFL}^2 \left(\frac{p_a}{p_0} \right)^{1/4} V_0. \quad (14)$$

БЕЗРАЗМЕРНЫЙ ВИД КРИТЕРИЯ

Предложенный в настоящей работе критерий классификации выбросов конечной продолжительности может быть представлен в безразмерном виде следующим образом. Введем безразмерный диаметр отверстия δ и параметр ξ , характеризующий физико-химические свойства горючего газа, определив их как

$$\delta = \frac{d}{V_0^{1/3}} \left(\frac{p_0}{p_a} \right)^\epsilon, \quad \xi = \left(\frac{\mu_g}{\mu_a} \right)^{1/2} C_{UFL}^{2/3}, \quad (15)$$

где $\epsilon = 0$ для выбросов низкого давления, $1/6$ для выбросов под постоянным высоким давлением и $1/12$ для случая опорожнения резервуара высокого давления. В новых координатах критические условия (9), (12), (14), отделяющие струйные выбросы от облакоподобных (промежуточных), описываются линейной зависимостью, а граница между промежуточными и мгновенными выбросами (8), (11), (13) — степенной зависимостью:

$$\delta_J = \gamma_J \xi, \quad \delta_C = \gamma_C \xi^{2/3}. \quad (16)$$

Значения коэффициентов пропорциональности γ_J и γ_C для различных случаев истечения приведены в табл. 1, где значения констант вычислены при $\alpha = 0,132$; $B = 4,75$; $k = 1,4$; $C_d = 0,85$; $s = 0,6$. Граничные линии (16) представлены на рис. 2: нижняя линия $\delta_J(\xi)$ разделяет струйные и облакоподобные выбросы, верхняя кривая $\delta_C(\xi)$ соответствует переходу от промежуточных к выбросам с образованием облака. Ось ординат, показанная

Таблица 1

Величина	Низкое давление	Высокое давление	Опорожнение
ε	0	1/6	1/12
γ_J	$\left(\frac{2}{C_d \pi \alpha^2 B^3}\right)^{1/3} \approx 0,74$	$\left(\frac{2}{C_d \pi \alpha^2 B^3}\right)^{1/3} \left(\frac{k+1}{2}\right)^{1/2(k-1)} \approx 0,93$	$\left(\frac{2}{C_d \pi \alpha^2 B^3 s^{3/2}}\right)^{1/3} \left(\frac{k+1}{2}\right)^{1/2(k-1)} \approx 1,20$
γ_C	$\frac{2}{(C_d \pi)^{1/3}} \approx 1,44$	$\frac{2}{(C_d \pi)^{1/3}} \left(\frac{k+1}{2}\right)^{(k+8)/18(k-1)} \approx 1,83$	$\frac{2}{(C_d \pi s^{3/2})^{1/3}} \left(\frac{k+1}{2}\right)^{(k+8)/18(k-1)} \approx 2,36$
σ	$\frac{2\sqrt{2}}{3\sqrt{C_d \pi \alpha} B^{3/2}} \approx 0,42$	$\frac{2\sqrt{2}}{3\sqrt{C_d \pi \alpha} B^{3/2}} \left(\frac{k+1}{2}\right)^{3/4(k-1)} \approx 0,59$	$\frac{2\sqrt{2}}{3\sqrt{C_d \pi \alpha} B^{3/2} s^{3/4}} \left(\frac{k+1}{2}\right)^{3/4(k-1)} \approx 0,87$
σ_J	—	2/3	—

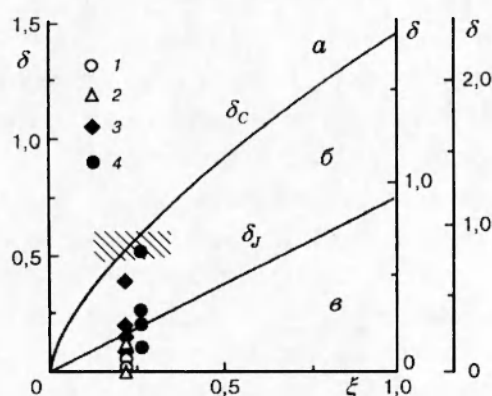


Рис. 2. Критерий для определения типа выброса в безразмерных координатах (ξ , δ):

границные кривые $\delta_J(\xi)$, $\delta_C(\xi)$ разделяют области реализации мгновенных (а), промежуточных (б) и квазинепрерывных (в) истечений

слева, относится к выбросам низкого давления, оси, нанесенные справа, — к выбросам высокого давления при постоянном (левая) и спадающем со временем (правая) внутреннем давлении.

Значения параметра ξ для ряда широко используемых на практике газов — водорода, летучих углеводородов и аммиака — приведены в табл. 2, где указаны также соответствующие критические диаметры δ_J и δ_C . Видно, что для всего набора газов параметр ξ заключен в пределах от 0,2 до 0,5; этот диапазон представляется наиболее важным для дальнейшего теоретического и экспериментального изучения.

СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Для оценки точности критерия, предложенного в настоящей работе, требуется проведение экспериментов, в которых варьировались бы как геометрические (объем резервуара и диаметр отверстия), так и физико-химические параметры вещества и условия его хранения. Детальные исследования такого типа авторам неизвестны, однако имеющиеся в литературе данные можно использовать для проверки по крайней мере непротиворечивости получаемых результатов.

В работах [21, 22] исследовались истечения метана и водорода из резервуара объемом

Таблица 2

Вещество	ξ	Низкое давление		Высокое давление		Опорожнение	
		δ_J	δ_C	δ_J	δ_C	δ_J	δ_C
Метан	0,210	0,155	0,509	0,195	0,647	0,252	0,834
Водород	0,219	0,162	0,522	0,204	0,664	0,263	0,857
Пропан	0,257	0,190	0,582	0,239	0,739	0,308	0,953
Бутан	0,271	0,201	0,603	0,252	0,767	0,325	0,989
1-Бутен	0,286	0,212	0,625	0,266	0,794	0,343	1,02
Пропилен	0,289	0,214	0,629	0,269	0,800	0,347	1,03
Аммиак	0,327	0,242	0,684	0,304	0,869	0,392	1,12
1,3-Бутадиен	0,342	0,253	0,704	0,318	0,895	0,410	1,15
Этилен	0,487	0,360	0,880	0,453	1,12	0,585	1,44

0,12 м³ при $p_0 = 10$ МПа. Использовались насадки диаметром $6 \cdot 10^{-3}$; $1,2 \cdot 10^{-2}$ и $2,4 \cdot 10^{-2}$ м. В экспериментах наблюдалось развитие турбулентной струи в течение нескольких первых секунд после разгерметизации, после чего струя существовала несколько десятков секунд, причем длина ее медленно уменьшалась со временем вследствие падения давления в резервуаре по мере истечения газа. Таким образом, в опытах был зафиксирован струйный тип истечения. Для указанных отверстий безразмерный диаметр $\delta = dV_0^{-1/3}(p_0/p_a)^{1/12}$ равен $1,78 \cdot 10^{-2}$; $3,57 \cdot 10^{-2}$ и $7,15 \cdot 10^{-2}$ соответственно, что значительно меньше критического диаметра, который для метана ($\xi = 0,21$) и водорода ($\xi = 0,219$) имеет близкие значения: $\delta_J = 1,2\xi \approx 0,26$ (см. табл. 2). На плоскости (ξ, δ) соответствующие точки попадают в область струйных истечений (точки 1 на рис. 2), что находится в полном соответствии с результатами наблюдений. Более широкий диапазон давлений использовался в опытах [23], где истечения водорода и метана происходили из сосуда объемом $2,5 \cdot 10^{-4}$ м³ при диаметре выходного отверстия $5 \cdot 10^{-4}$ – $8 \cdot 10^{-3}$ м и $p_0 = 5 \div 20$ МПа. Подстановка этих значений в (15) дает диапазон значений безразмерного диаметра $\delta = 0,01 \div 0,20$, лежащий в области струйных истечений (как и выше, $\delta < \delta_J \approx 0,26$). Это вполне согласуется с приведенными в [23] фотографиями, на которых четко видна возникающая при истечении струя. Для наглядности значения $\delta = 0,01$, $0,1$ и $0,2$, принадлежащие указанному экспериментальному диапазону, нанесены на рис. 2 точками 2.

Другой тип истечений (мгновенные выбросы) изучался в [10]. Резервуар представлял собой трубу диаметром 0,102 м и длиной 0,305 м, с одного торца которой имелся полусферический фланец, а другой торец закрывался разрывной мембраной с давлением разрыва 3,22; 7,17; 20,52 и 70,69 бар. Установка использовалась для моделирования аварийного отрыва торцевой части типичного резервуара высокого давления. В экспериментах сосуд заполнялся смесью азота с добавками, облегчающими визуализацию генерируемого газового облака. Сразу после разрыва мембраны в атмосферу выбрасывалось облако конической формы. Авторы описывают наблюдаемый тип выброса как мгновенный. Поскольку тестовый газ не являлся горючим и для него не определен верхний предел воспламенения CU_{FL} , настоящий критерий не может быть использован непосредственно. Однако для оценки предположим, что значения CU_{FL} газа находятся в диапазоне $0,05 \div 0,2$, типичном для многих горючих газов; это дает интервал по ξ от 0,125 до 0,35. Безразмерный параметр δ при указанных выше начальных давлениях составляет 0,8; 0,86; 0,93 и 1. Область $0,125 \leq \xi \leq 0,35$; $0,8 \leq \delta \leq 1$ на рис. 2 заштрихована. Видно, что для части параметров точки попадают в область мгновенных, для другой — промежуточных (по классификации (7)) выбросов, что вполне соответствует данным экспериментов, особенно если учесть, что переход от одного режима к другому является плавным. Заметим, что значения δ вблизи границы между мгновенными и промежуточными выбросами получены в условиях, когда размер отверстия сравним с размерами самого сосуда. Это означает, что истинно мгновенных выбросов с образованием газового облака, слабо перемешанного с воздухом, можно ожидать только при очень сильном или полном разрушении оболочки резервуара. Данный вывод также согласуется с результатами практических наблюдений.

Наконец, еще одна серия экспериментов, которые могут быть использованы для проверки предложенного критерия, описана в [24]. В этих экспериментах производились выбросы в атмосферу от 1,5 до 13 г метана и пропана с целью изучения времени сгорания огненных шаров при их поджигании. Применялись различные насадки — круговые, перфорированные, щелевые и радиальные, причем эффективный диаметр выходного отверстия составлял от 2 до 5 см. В качестве рабочей емкости использовались резиновые баллоны, создающие избыточное давление от 0,7 до 14 кПа за счет растяжения оболочки, линейная

скорость истечения изменялась от 9 до 88 м/с. Таким образом, в отличие от рассмотренных выше экспериментов [10, 21–23] в работе [24] изучались дозвуковые выбросы при малом перепаде давлений. Визуализация возникающего течения без горения газа показала, что выброс имел форму вытянутого облака и был близок по структуре к развивающейся струе. Это означает, что по предложенной в настоящей работе классификации (7) данный тип выброса может быть расценен как промежуточный (облакоподобный) либо близкий к струйному. Сравним этот вывод с результатами, получающимися по критерию (7). В работе [24] отсутствует конкретное описание проведенных опытов, указаны лишь диапазоны использованных масс газа ($1,5 \div 13$ г), что соответствует значениям $V_0 = (2,3 \div 19,6) \cdot 10^{-3}$ и $(0,9 \div 7,6) \cdot 10^{-3}$ м³ для метана и пропана. Расчеты при $d = 2 \cdot 10^{-2}$ и $5 \cdot 10^{-2}$ м дали для метана следующие результаты. При наименьшем значении объема $\delta = 0,152$ и $0,38$ для малого и большого отверстий, тогда как при наибольшем объеме $\delta = 0,08$ и $0,185$ соответственно. В случае выбросов низкого давления метана ($\xi = 0,210$) $\delta_C = 1,44 \xi^{2/3} = 0,509$ и $\delta_J = 0,74 \xi = 0,155$. Видно, что при наименьшем отверстии и наибольшем объеме значения δ находятся в области струйных выбросов, тогда как при наибольшем отверстии и наименьшем объеме параметр δ попадает в область промежуточных (облакоподобных) выбросов. В двух других случаях полученные значения δ лежат вблизи границы δ_J . Аналогичные расчеты для пропана ($\xi = 0,257$, $\delta_C = 0,582$, $\delta_J = 0,19$) при наименьшем объеме дают $\delta = 0,21$ и $0,52$, а при наибольшем — $\delta = 0,1$ и $0,25$ для малого и большого отверстий соответственно. Как и ранее, только одна точка (при наибольшем объеме и наименьшем отверстии) попадает в область струйных истечений, остальные лежат вблизи границы δ_J либо в области промежуточных (облакоподобных) выбросов. Результаты расчетов нанесены на рис. 2 точками 3 для метана и 4 для пропана.

Суммируя результаты проведенных сопоставлений можно заключить, что предложенный в настоящей работе критерий (7) позволяет правильно определять тип выброса, исходя только из геометрических параметров d , V_0 , физико-химических свойств вещества C_{UFL} , μ_g и начального давления p_0 . Критерий представлен в виде связи между безразмерными параметрами δ и ξ , что придает ему весьма широкую общность. Конечно, более детальные экспериментальные исследования с использованием различных веществ и условий истечения необходимы для всесторонней оценки точности и границ применимости данного критерия, однако уже приведенные выше сопоставления позволяют заключить, что критерий даст вполне разумные результаты.

ВЛИЯНИЕ ЗАДЕРЖКИ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ НА РЕЖИМ СГОРАНИЯ ИСТЕКАЮЩЕГО ГАЗА

Выброс горючих газов при авариях зачастую сопровождается их воспламенением, представляющим опасность вследствие воздействия теплового излучения. Если газ истекает в виде квазистационарной струи, возгорание приводит к возникновению факела, интенсивность горения которого определяется скоростью подачи горючего, а время существования может быть оценено как период от момента поджигания до полного окончания истечения. Формулы для оценки длины факела, интенсивности тепловыделения и тепловых потоков на различных удалениях известны и приведены, например, в [3–5].

Быстрый выброс всей массы газа, напротив, ведет к образованию компактного облака, переобогащенного топливом. При немедленном поджигании такое облако горит в диффузионном режиме в виде огненного шара. Основным параметром, определяющим диаметр D_{FB} огненного шара, продолжительность его горения t_{FB} и тепловой поток с его поверхно-

сти, является начальная масса топлива M . В настоящее время имеется ряд эмпирических формул, описывающих эти зависимости степенными функциями массы:

$$D_{FB} = A_1 M^p, \quad t_{FB} = A_2 M^q, \quad (17)$$

где $p \approx 1/3$ [3, 25]. Менее согласованы данные разных авторов по времени горения огненного шара: показатель степени q колеблется от $1/6$ до $1/3$. Причина неоднозначности исследовалась в [24], где показано, что степень $1/6$ отвечает преобладающему воздействию сил плавучести на процесс турбулентного горения, тогда как режим $1/3$ соответствует преобладанию инерционных сил (например, в высокоскоростных струйных выбросах).

В случае промежуточных (по классификации (7)) выбросов характер горения газа может зависеть от того, с какой задержкой произошло возгорание. Ниже рассмотрен случай немедленного поджигания, под которым понимается зажигание с задержкой t_i , не превышающей времени истечения газа t_r . Отметим, что если зажигание облака происходит с большей задержкой, значительная часть газа может оказаться перемешанной с воздухом до концентраций, близких к стехиометрии, так что при воспламенении может произойти взрыв газового облака с возникновением ударных волн. Этот случай здесь не рассматривается, соответствующие расчетные методики приведены, например, в [1–5].

Введем параметр $\theta = t_r/t_{FB}$, характеризующий соотношение времен истечения и горения всей массы газа. Кроме того, определим безразмерный момент инициирования реакции $\tau = t_i/t_r$, так что $0 \leq \tau \leq 1$. Если $\theta < 1$, то лимитирующим (т. е. более медленным) является процесс диффузионного горения в облаке. В этом случае можно ожидать, что вне зависимости от конкретного момента зажигания горящий газ образует огненный шар. Более сложным является случай $\theta > 1$. Масса газа, выброшенного в атмосферу к моменту зажигания, равна τM , а время ее сгорания, отнесенное ко времени горения всего газа t_{FB} , составляет $\tau_B = \tau^q$ (см. (17)). Сравним это время со временем $\tau_E = (t_r - t_i)/t_{FB} = \theta(1 - \tau)$, необходимым для окончания истечения с момента поджигания (также отнесенным к t_{FB}). Анализ удобно провести с помощью рис. 3, где построены кривая $\tau_B(\tau)$, проходящая через точки $(0, 0)$ и $(1, 1)$, и прямая $\tau_E(\tau)$, проходящая через точку $(1, 0)$ и отсекающая на оси ординат значение θ .

Точка пересечения τ_* дает момент инициирования, при котором время горения газа, уже выброшенного в атмосферу, равно времени, в течение которого еще будет продолжаться истечение. При $0 \leq \tau \leq \tau_*$ лимитирующим (более медленным) будет процесс истечения. Следовательно, можно ожидать, что горящий газ образует факел, который будет существовать все оставшееся время до конца истечения. Наоборот, при $\tau_* \leq \tau \leq 1$ лимитирующим процессом будет диффузионное горение и общая конфигурация пламени будет близка к огненному шару. Значения времени задержки τ_* , разделяющие эти два режима горения, определяются из решения уравнения $\theta(1 - \tau_*) = \tau_*^q$. График функции $\tau_*(\theta)$ приведен на рис. 4 для $q = 1/3$ и $1/6$, причем для $\theta < 1$ соответствующие ветви представлены штриховыми линиями, так как в этом диапазоне при любом $0 \leq \theta \leq 1$ следует ожидать возникновения огненного шара. Кривые делят область параметров на две подобласти: нижняя соответствует горению истекающего газа в виде факела, верхняя — режиму образования огненного шара. Пользуясь этим рисунком, можно по известным параметрам истечения (полной массе и продолжительности выброса) оценить, какая конфигурация пламени наиболее вероятна при заданных задержках воспламенения.

Естественно, образование ярко выраженного факела или огненного шара возможно только вдали от границы между режимами сгорания $\tau_*(\theta)$, тогда как в приграничной области, когда время горения уже выброшенного газа сравнимо со временем окончания

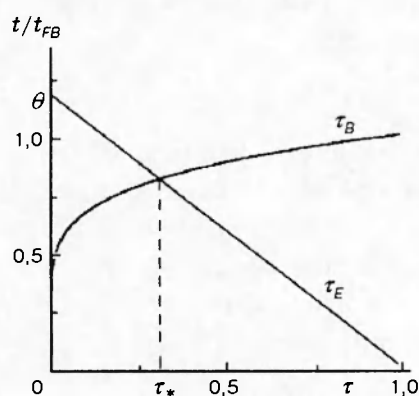


Рис. 3

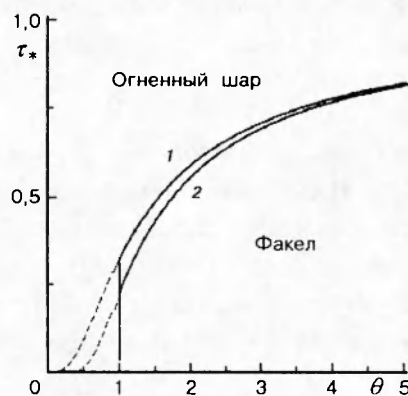


Рис. 4

Рис. 3. Схема определения режима сгорания топлива из сопоставления времени горения газа, выброшенного в атмосферу к моменту зажигания, (τ_B) и времени окончания истечения (τ_E)

Рис. 4. Граница между режимами сгорания газа, построенная при $q = 1/3$ (кривая 1) и $1/6$ (кривая 2)

истечения, может наблюдаться более сложная конфигурация — например, совместное существование огненного шара (в котором горит газ, выброшенный до момента поджигания) и факела (в котором догорает газ, оставшийся в резервуаре к моменту поджигания).

КОЭФФИЦИЕНТ УЧАСТИЯ ТОПЛИВА ПРИ ГОРЕНИИ ОГНЕННОГО ШАРА

Поскольку масса топлива является основным параметром, определяющим характеристики огненного шара, необходимо оценить, насколько процессы смешения могут уменьшить долю топлива, сгорающего в огненном шаре (т. е. коэффициент участия топлива). Для быстрых (мгновенных) выбросов горючее практически не успевает перемешаться с воздухом и коэффициент участия близок к единице. В случае же промежуточных (по классификации (7)) выбросов часть газа за время истечения разбавляется воздухом до концентраций, меньших верхнего концентрационного предела, что снижает долю топлива, находящегося в переобогащенной зоне и сгорающего как огненный шар. Примем следующую схему для нахождения возможного коэффициента участия топлива. Пусть зажигание выброса происходит в момент $t_i \leq t_r$. Газ, выброшенный до этого момента, частично перемешан с воздухом, так что масса газа с концентрацией, превышающей верхний концентрационный предел, меньше массы выброса на некоторую величину ΔM . Будем считать, что только тот газ, концентрация которого в момент зажигания выше верхнего концентрационного предела, участвует в горении огненного шара, поскольку именно этот газ будет гореть в диффузионном режиме. Кроме того, примем, что весь газ, выбрасываемый в атмосферу после инициирования реакции, полностью участвует в горении шара. Это обусловлено тем, что для этой части газа уже существует источник зажигания. Таким образом, примем, что масса топлива в огненном шаре меньше общей массы выброшенного в атмосферу горючего M на величину ΔM , обусловленную смешением газа до момента за-

жигания. Такое предположение даст оценку снизу для возможного коэффициента участия топлива:

$$\chi = (M - \Delta M)/M = 1 - \Delta M/M.$$

Для облакоподобных выбросов масса газа с концентрацией $C \leq C_{UFL}$ может быть получена интегрированием распределения концентрации в развивающейся струе (2), при этом область интегрирования распространяется по осевой координате от 0 до координаты фронта h в момент поджигания t_i (см. (3)), а по радиальной координате — от поверхности, на которой $C = C_{UFL}$, до бесконечности. Интегрирование дает $\Delta M = \pi \alpha^2 \rho_{g,a} C_{UFL} h^3 / 3$, что после подстановки (3) и некоторых преобразований приводится к виду

$$\frac{\Delta M}{M} = \frac{2\sqrt{2}C_{UFL}}{3\sqrt{C_d\pi\alpha}B^{3/2}} \left(\frac{\rho_{g,a}}{\rho_b}\right)^{3/4} \left(\frac{\mu_g}{\mu_a}\right)^{3/4} \left(\frac{V_0}{d^3}\right)^{1/2} \left(\frac{p_0}{p_a}\right)^{1/2} \tau^{3/2}. \quad (18)$$

Подставляя в (18) значения ρ_b и p_0 и используя δ и ξ для случаев истечения при низком и высоком давлениях и при опорожнении резервуара конечного объема, получим окончательную формулу для коэффициента участия горючего в огненном шаре:

$$\xi = 1 - \sigma(\xi\tau/\delta)^{3/2}, \quad (19)$$

где коэффициент σ для каждого из случаев истечения приведен в табл. 1. Из (19) следует, что коэффициент участия топлива снижается по закону $3/2$ с ростом τ и уменьшением δ . Поскольку минимальный диаметр, для которого выброс относится к типу облакоподобных, соответствует границе $\delta = \delta_J$ (см. (16)), граничное значение коэффициента участия (одинаковое для всех давлений истечения) равно

$$\chi_J = 1 - \sigma_J \tau^{3/2} \quad (20)$$

($\sigma_J = \sigma_J^{-3/2}$ см. в табл. 1). Из (19), (20) следует, что коэффициент участия достигает своего минимального значения $\chi_{\min} = 1 - \sigma_J \approx 0,33$ в том случае, когда поджигание происходит точно в момент окончания истечения ($\tau = 1$) и размер отверстия совпадает с критическим, отвечающим границе между облакоподобными и струйными выбросами. Таким образом, смещение истекающего газа с воздухом до момента поджигания способно существенно (почти втрое) снизить массу газа, который может участвовать в горении огненного шара. Диапазон значений $\chi = 0,33 \div 1,0$ может быть использован для грубой оценки минимально и максимально возможных последствий возгорания выброса в режиме огненного шара, тогда как при более детальном анализе соотношение (19) дает возможность более точно оценить параметры огненного шара с учетом конкретных особенностей развития аварии.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе проведена количественная классификация выбросов горючих газов из емкостей низкого и высокого давлений. Критерий, определяющий тип выброса конечной продолжительности, представлен в виде связи двух безразмерных величин — диаметра отверстия и параметра, включающего физико-химические свойства вещества. Получены формулы для безразмерных критических диаметров, разделяющих квазинепрерывные (струйные), мгновенные (приводящие к образованию облака) и промежуточные истечения. Критерий позволяет единым образом описывать выбросы при низких и высоких давлениях в резервуаре, он применим также для анализа истечений из резервуаров

конечного объема. Сравнение с имеющимися в литературе экспериментальными данными свидетельствует о том, что предложенная теоретическая модель дает вполне разумные результаты. Несомненно, сопоставление с более детальными опытными данными и с результатами численного моделирования нестационарных выбросов будет играть важную роль в определении точности и пределов применимости модели.

На основе сравнения характерных времен истечения и горения показано, что в зависимости от величины задержки воспламенения сгорание выбрасываемого газа может происходить как в режиме факела, так и в режиме огненного шара. В последнем случае приведены оценки влияния условий истечения и задержки воспламенения на массу топлива, которая может участвовать в горении огненного шара. Таким образом, полученные результаты позволяют проанализировать характер истечения при разгерметизации емкостей со сжатым газом и определить наиболее вероятную конфигурацию пламени при возгорании выброса.

Предложенный в настоящей работе подход к анализу образования и горения пожароопасных облаков при выбросах конечной продолжительности может использоваться при решении задач оценки опасности химических производств, построении карт риска, экспертных оценках последствий аварий на трубопроводах, в хранилищах сжатых газов и т. д. Полученные в работе безразмерные критериальные соотношения могут иметь большое значение также при статистическом анализе аварий. В работе рассмотрено только однофазное (газовое) истечение, однако лежащий в ее основе подход в принципе может быть распространен и на двухфазные выбросы.

В заключение авторы выражают благодарность Комитету по научным исследованиям EPSRC (грант GR/K 13486) за поддержку данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Маршалл В. Основные опасности химических производств. М.: Мир, 1989.
2. Бесчастнов М. В. Промышленные взрывы. Оценка и предупреждение. М.: Химия, 1991.
3. Guidelines for Chemical Process Quantitative Risk Analysis. Center for Chemical Process Safety (AIChE/CCPS), 1989.
4. Methods for the Calculation of Physical Effects Resulting from Releases of Hazardous Materials (Liquids and Gases) — TNO «Yellow Book». 2nd ed. Voorburg, 1992.
5. SFPE Handbook of Fire Protection Engineering. Quincy, MA: Nat. Fire Protection Association, 1988.
6. Скорер Р. Аэрогидродинамика окружающей среды. М.: Мир, 1980.
7. Абрамович Г. Н., Гиршович Т. А., Крашенинников С. Ю. и др. Теория турбулентных струй. М.: Наука, 1984.
8. Hardee H. C., Lee D. O. Expansion of clouds from pressurized liquids // *Accid. Anal. Prev.* 1975. V. 7. P. 91–102.
9. Roberts A. F. Thermal radiation hazards from releases of LPG from pressurized storage // *Fire Safety J.* 1981/82. V. 4. P. 197–212.
10. Landis J. G., Linney R. E., Hanley B. F. Dispersion of instantaneous jets // *Process Safety Prog.* 1994. V. 13, N 1. P. 35–40.
11. Phillips H. Ignition in a transient turbulent jet of hot inert gas // *Combust. Flame.* 1972. V. 19. P. 187–195.

12. **Birch A. D., Brown D. R., Dodson M. D., Thomas J. R.** The turbulent concentration field of a methane jet // J. Fluid Mech. 1978. V. 88. P. 431-449.
13. **Sforza P.** Mass, momentum and energy transport in turbulent free jets // Int. J. Heat Mass Transfer. 1978. V. 21. P. 271-284.
14. **Dowling D. R., Dimotakis P. E.** Similarity of the concentration field of gas-phase turbulent jets // J. Fluid Mech. 1990. V. 218. P. 109-141.
15. **Moodie K., Ewan B. C. R.** Jets discharging to atmosphere // J. Loss Prev. Process Ind. 1990. V. 3, N 1. P. 68-76.
16. **Chen C. J., Rodi W.** Vertical Turbulent Buoyant Jets. A Review of Experimental Data. New York etc.: Pergamon Press, 1980. P. 31.
17. **Perry's Chemical Engineering Handbook** / R. H. Perry, D. Green (Eds). 6th ed. New York: McGraw-Hill, 1984.
18. **Birch A. D., Brown D. R., Dodson M. D., Swaffield F.** The structure and concentration decay of high-pressure jets of natural gas // Combust. Sci. Technol. 1984. V. 36, N 5-6. P. 249-261.
19. **Ewan B. C. R., Moodie K.** Structure and velocity-measurements in underexpanded jets // Combust. Sci. Technol. 1986. V. 45, N 5-6. P. 275-288.
20. **Woodward J. L., Mudan K. S.** Liquid and gas discharge rates through holes in process vessels // J. Loss Prev. Process Ind. 1991. V. 4, N 3. P. 161-165.
21. **Chaineaux J., Mavrothalassitis G.** Discharge in air of a vessel pressurized by a flammable gas, and the volume of the resulting mixture generated // J. Loss Prev. Process Ind. 1990. V. 3, N 1. P. 88-90.
22. **Chaineaux J., Mavrothalassitis G., Pineau J.** Modelization and validation tests of the discharge in air of a vessel pressurized by a flammable gas // Prog. Astronaut. and Aeronaut. 1991. V. 134. P. 104-137.
23. **Баев В. К., Шумский В. В., Ярославцев М. И.** Самовоспламенение горючего газа, истекающего в среду газообразного окислителя // Физика горения и взрыва. 1983. Т. 19, № 5. С. 73-80.
24. **Roper F., Arno J., Jagers H. C.** The effect of release velocity and geometry on burning times for non-premixed fuel gas clouds // Combust. Sci. Technol. 1991. V. 78. P. 315-338.
25. **Prugh R. W.** Quantitative evaluation of fireball hazards // Process Safety Prog. 1994. V. 13, N 2. P. 83-91.

*Поступила в редакцию 10/X 1995 г.,
в окончательном варианте — 10/XI 1996 г.*
