

16. Rogener H. Entzündung von Kohlenwasserstoff — Luftgemischen Durch Adiabatische Verdichtung // Zeitschrift für Elektrochemie und Angewandte Physikalische Chemie. — 1949. — V. 53. — P. 389.
17. Taylor C.F., Taylor E.S., Livengood J.C. et al. // SAE Quart. Trans. — 1950. — V. 4. — P. 232.
18. Воинов А.Н., Скороделов Д.И., Борисов А.А., Любимов А.В. Задержки воспламенения гептано-изооктано-воздушных смесей // Журн. физ. химии. — 1967. — Т. 41. — С. 1150.
19. Halstead M.P., Kirsch L.J., Prothero A., Quinn C.P. A mathematical model for hydrocarbon auto-ignition at high pressures // Proc. Roy. Soc., London. — 1975. — A346. — N 1647. — P. 515.
20. Halstead M.P., Kirsch L.J., Quinn C.P. The auto-ignition of hydrocarbon fuels at high temperatures and pressures — fitting of a mathematical model // Combustion and Flame. — 1977. — V. 30. — P. 45.
21. Cox R.A., Cole J.A. Chemical aspects of the auto-ignition of hydrocarbon-air mixtures // Combustion and Flame. — 1985. — V. 60. — P. 109.
22. Fieweger K., Ciezki H., Adomeit G. Comparison of shock-tube ignition characteristics of various fuel-air mixtures at high pressures // Proc. 19th Int. Symp. on Shock Waves. Book of Abstracts. — Marseille: University de Provence Publ. — 1993. — V. 1. — P. 253.
23. Ciezki H., Adomeit G. Experimental shock-tube investigation of the ignition delay of *n*-heptane-O-N-Ar mixtures under high pressure // Proc. 16th Symp. (Int.) on Shock Tubes and Waves. Niagara Falls. — 1987. — P. 481.
24. Trevino C., Mendez F. Reduced kinetic mechanism for methane ignition // Proc. 24th Symp. (Int.) on Combustion. Pittsburgh, Pennsylvania. — 1992. — P. 121.
25. Maas U., Warnatz J. Ignition processes in carbon monoxidehydrogen — oxygen mixtures // Proc. 22th Symp. (Int.) on Combustion. Pittsburgh, Pennsylvania. — 1988. — P. 1695.
26. Schapertons H., Lee W. Multidimensional modeling of knocking combustion in S.I. engines // SAE Paper N 850502. — 1985. — P. 13.
27. Natarajan B., Bracco F.V. On multidimensional modeling of auto-ignition in spark-ignition engines // Combustion and Flame. — 1984. — V. 57, N 1. — P. 179.
28. Downs D., Walsh A.D., Wheeler R.W. A study of the reaction that lead to knock in the spark-ignition engine // Phil. Trans. Roy. Soc. — 1951. — A243. — P. 463.
29. Fish A., Read L.A., Affleck W.S., Haskell W.W. The controlling role of cool flames in two-stage ignition // Combustion and Flame. — 1969. — V. 13. — P. 39.
30. Карасевич Ю.К., Нейгауз М.Г. Прямые и обратные задачи в химической кинетике // В сб.: Прямые и обратные задачи в химической кинетике / Ред. В.И. Быков. — Новосибирск: Наука, 1993. — С. 248.

117977, г. Москва, ИХФ
им. Н.Н. Семенова РАН

Поступила в редакцию
23/XI 1993

УДК 532.57 + 536.46 + 622.248.3

Д.Г. Ахметов

ОЦЕНКА РАСХОДА ГОРЯЩИХ ГАЗОВЫХ ФОНТАНОВ ПО ВЫСОТЕ ДИФФУЗИОННОГО ФАКЕЛА

В работе показано, что при диффузионном горении турбулентных недорасширенных газовых струй геометрические размеры факела непосредственно связаны с расходом газа. Предложена методика оценки расхода мощных горящих газовых фонтанов, возникающих при авариях на скважинах, по высоте диффузионного факела.

При тушении пожаров мощных газовых фонтанов, образующихся при авариях на скважинах, возникает необходимость в оценке расхода горящего фонтана, так как расход газа является одним из основных параметров, определяющих объемы работ и материально-технических средств, необходимых для ликвидации аварии [1]. Однако непосредственное измерение расхода горящего фонтана в большинстве случаев оказывается невозможным, а эффективных дистанционных способов определения расхода газовых струй не существует.

В связи с актуальностью этой задачи в данной работе рассмотрена возможность оценки расхода горящих газовых фонтанов по геометрическим характеристикам диффузионного факела. Показано, что при горении мощных недорасширенных газовых струй размеры факела непосредственно свя-

заны с расходом газа, и предложена методика оценки расхода таких струй по легко измеряемому параметру — высоте диффузионного факела.

Турбулентные газовые фонтаны, возникающие на скважинах, могут быть разделены в зависимости от режима истечения газа на два класса: сравнительно слабые по расходу газа нормально расширенные фонтаны и мощные недорасширенные фонтаны. Связь геометрических размеров факела с расходом газа в этих случаях оказывается принципиально различной.

Нормально расширенные газовые фонтаны образуются при дозвуковой скорости истечения газа и характеризуются постоянством давления во всем поле течения. Диффузионное горение таких изобарических струй в настоящее время хорошо изучено экспериментально и теоретически [2—4]. В частности, установлено, что геометрические размеры турбулентного факела не зависят от начальной скорости или расхода струи, а определяются лишь диаметром отверстия d , из которого вытекает струя, теплофизическими свойствами газа и его температурой T на выходе из отверстия. Зависимость высоты факела H от d и T при горении газа с высокой теплотворной способностью может быть представлена в виде

$$H = kd/\sqrt{T}, \quad (1)$$

где k — коэффициент, зависящий только от индивидуальных свойств газа.

Следует отметить, что при тушении пожаров нормально расширенных газовых фонтанов, как правило, не возникает необходимости в определении расхода газа, так как благодаря малой мощности таких фонтанов ликвидации аварии на скважине достигается минимальными средствами.

В отличие от рассмотренного случая наиболее мощные и часто встречающиеся на скважинах газовые фонтаны являются недорасширенными, т.е. газ из отверстия (скважины) истекает со звуковой (критической) скоростью u_* , а его давление p_* на выходе из отверстия оказывается больше давления окружающей среды p . Вследствие этого на начальном участке струи возникает система волн разрежения и сжатия, благодаря которым происходит постепенное выравнивание давления в струе с давлением окружающей среды, и на некотором расстоянии от отверстия течение в струе практически ничем не отличается от течения в нормально расширенных струях [5].

Из наблюдений следует, что при горении недорасширенных струй высота диффузионного факела существенно превышает длину начального недорасширенного участка струи, а в ряде случаев факел оказывается приподнятым над начальным участком струи, и газ горит лишь на основном изобарическом участке. Вследствие этого горение недорасширенного фонтана может быть рассмотрено приближенно как горение нормально расширенной газовой струи, начальный диаметр которой равен диаметру изобарического сечения фонтана (сечения, где давление в струе впервые выравнивается с давлением в окружающей среде). Поэтому зависимость высоты факела, отсчитываемой от этого сечения, от диаметра фонтана и температуры газа в том же сечении может быть найдена из соотношения (1) для изобарических струй. Благодаря такому подходу становится возможным определение зависимости высоты факела от расхода газового фонтана.

С этой целью воспользуемся наряду с (1) уравнениями сохранения потоков массы и импульсов в двух сечениях струи: на выходе из отверстия и в изобарическом сечении струи. Считая течение одномерным и пренебрегая вовлечением воздуха из окружающей среды на недорасширенном участке струи, имеем

$$\rho_* u_* S_* = \rho u S, \quad (2)$$

$$\rho u^2 S - \rho_* u_*^2 S_* = (p_* - p) S_*, \quad (3)$$

где ρ_* , u_* , p_* , S_* — соответственно плотность, скорость, давление газа и площадь поперечного сечения струи на выходе из отверстия, ρ , u , p , S — те же величины в изобарическом сечении струи. Скорость истечения газа из отверстия равна скорости звука и определяется температурой газа

$$u_* = \sqrt{\gamma RT_*}, \quad (4)$$

где γ — показатель адиабаты, R — газовая постоянная. Используя уравнения состояния газа

$$p_* = \rho_* RT_*, \quad (5)$$

$$p = \rho RT, \quad (6)$$

получаем систему (1) — (6), которая позволяет найти зависимость объемного расхода газа Q (при плотности газа, приведенной к нормальным условиям $p_n = 10^5$ Па, $T_n = 288$ К) от высоты факела

$$Q = \alpha(1 + \sqrt{1 - \beta/H^2})H^2, \quad (7)$$

где $\alpha = \frac{\pi \sqrt{2(\gamma + 1)\gamma RT_0}}{8\gamma} \frac{T_n p}{k^2 p_n}$, $\beta = \frac{2\gamma}{\gamma + 1} \frac{k^2 d_*^2}{T_0}$, d_* — диаметр выходного отверстия, $T_0 = \frac{\gamma + 1}{2} T_*$ — температура торможения газа.

Из (7) следует, что для определения расхода газа необходимо знать также T_0 и величину коэффициента k . Очевидно, что при горении мощных газовых фонтанов непосредственное измерение T_0 не всегда возможно. Однако благодаря сравнительно слабой зависимости Q от T_0 и незначительному различию температур разных фонтанов, возможно оценить расход газа с достаточной для практических целей точностью по некоторому среднему значению T_0 . Зависимость k от теплофизических свойств газа известна [3, 4] и для газов с высокой теплотворной способностью (например, для углеводородов) может быть представлена в виде

$$k \approx \frac{1}{c} \sqrt{\frac{(1 + L)W}{c_p} \frac{\mu}{\mu_a}},$$

где W — теплотворная способность газа; L — стехиометрический коэффициент; c_p — теплоемкость газовой смеси в факеле; μ, μ_a — молекулярные массы газа и воздуха; c — безразмерный эмпирический коэффициент, характеризующий угол расширения турбулентной струи и зависящий в общем случае от отношения плотностей газа и воздуха [5]. Однако из-за недостаточной четкой определенности коэффициента c эта формула может быть использована лишь для грубой оценки величины k . Более надежно значение k может быть найдено по измерениям расхода и высоты факела мощных газовых фонтанов при фиксированных значениях параметров, входящих в α и β . Такие экспериментальные данные для метановых фонтанов (при $T_0 = 293$ К, $d_* = \text{const}$), заимствованные из [1], приведены ниже:

$Q \cdot 10^{-6}, \text{ м}^3/\text{сут}$	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0
$H, \text{ м}$	18	23	27	31	34	37

Представляя эти данные графически (рис. 1) в виде зависимости $2Q$ от Q^2/H^2 , которая, согласно (7), должна быть линейной $2Q = \alpha\beta + (1/\alpha)Q^2/H^2$, находим (для используемой совокупности экспериментальных данных) $\alpha = 0,0135$ м/с. Это позволяет определить (при $\gamma = 1,31$, $R = 520$ Дж/(кг · К) для метана [6]) значение коэффициента $k = 2,48 \cdot 10^3 \text{ К}^{1/2}$, необходимого для оценки расхода метановых фонтанов по (7).

При пользовании формулой (7) необходимо предварительно убедиться, что фонтан действительно недорасширенный, т.е. $p_*/p > 1$. Можно показать, что условие недорасширенности горящего фонтана, выраженное через известные величины, сводится к неравенству

$$H > \sqrt{(\gamma + 1)/2} k d_* / \sqrt{T_0}.$$

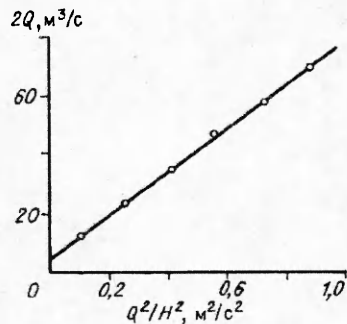


Рис. 1.

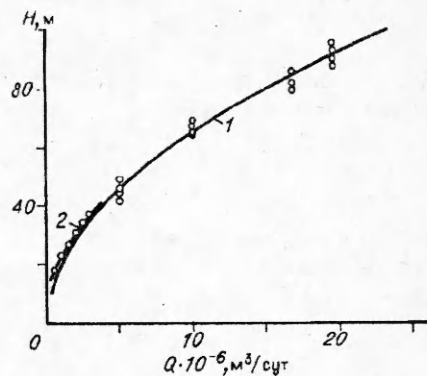


Рис. 2.

Расход сильно недорасширенных фонтанов может быть оценен по приближенной формуле

$$Q \approx \frac{\pi \sqrt{2(\gamma + 1)\gamma RT_0}}{4\gamma} \frac{\rho T_n}{p_n k^2} H^2, \quad (8)$$

которая получается из (7) при $\beta/H^2 \ll 1$. Принимая $T_0 = 293$ К, $p = p_n$, из (8) имеем:

$$Q = 2,33 \cdot 10^3 H^2,$$

где H измеряется в метрах, Q — м³/сут. На рис. 2, 1 представлено сравнение этой приближенной зависимости с результатами измерений. Экспериментальные точки при $H < 40$ м соответствуют представленным выше данным, при $H > 40$ м — измерениям автора, проведенным при испытаниях и при тушении реальных пожаров газовых фонтанов. Расчет Q по приближенной формуле хорошо согласуется с экспериментом при больших значениях H , с уменьшением H различие расчетных и измеренных значений Q становится существенным.

Графически сопоставить расчет Q по точной формуле (7) со всеми экспериментальными данными на рис. 2 затруднительно, так как зависимость (7) отображается семейством кривых $Q = f(H)$, каждая из которых соответствует конкретной совокупности параметров, входящих в выражения α и β . Сравнение расчетной зависимости $Q(H)$ по (7) с экспериментальными данными, полученными при фиксированных значениях α и β , показано на рис. 2, 2.

Автор благодарит Б.А. Миронова, обратившего внимание на данную задачу.

ЛИТЕРАТУРА

1. Пожарная тактика / Под ред. П.Г. Демидова, ч. II. — М., Высшая школа МВД СССР, 1970.
2. Льюис В., Эльбе Г. Горение, пламя и взрывы в газах. — М.: Мир, 1968.
3. Вулис Л.А., Ярин Л.П. Аэродинамика факела. — Л.: Энергия, 1978.
4. Баев В.К., Кталхерман М.Г., Ясаков В.А. Исследование горения газообразных топлив. — Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1977. — С. 21—51.
5. Абрамович Г.Н. Теория турбулентных струй. — М.: Физматгиз, 1960.
6. Перельман В.И. Краткий справочник химика. — М.; Л.: Химия, 1964.

630090, г. Новосибирск,
ИГиЛ СО РАН

Поступила в редакцию
29/VII 1993,
после доработки — 25/IV 1994