

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Мержанов, Ю. М. Григорьев. Докл. АН СССР, 1967, 176, 6.
2. А. Г. Мержанов, Е. Г. Зеликман, В. Г. Абрамов. Докл. АН СССР, 180, 1968.
3. С. И. Анисимов, Э. И. Виткин. ПМТФ, 1966, 4.
4. Ю. А. Гостинцев. ФГВ, 1967, 3, 3.
5. В. И. Крылов. Приближенное вычисление интегралов. М., 1967.
6. Я. Б. Зельдович, В. В. Воеводский. Тепловой взрыв и распространение пламени в газах. М., 1947.

УДК 536.46

ЗАМЕЧАНИЕ О СТРУКТУРЕ ФАКЕЛА ОДНОРОДНОЙ СМЕСИ

Л. А. Вулис

(Ленинград)

1. В настоящее время прикладная теория горения газов совершает медленный, но вполне отчетливый переход от качественного истолкования отдельных явлений к количественному расчету процесса — пока еще для простейших случаев. Трудности на этом пути известны; главные из них — сложность расчета турбулентного течения и горения [1] и отсутствие эффективных («глобальных» — [2]) кинетических констант. Оба эти вопроса, препятствующие полноценному использованию в технике результатов современной теории горения, должны решаться путем сочетания целенаправленности эксперимента и расчета на ЭЦВМ.

В настоящей заметке обсуждается аэродинамическая структура гомогенного факела. Полное решение задачи следовало бы искать в численном расчете двумерного (плоского или осесимметричного) факела, на основе уравнений Навье — Стокса, строгих для ламинарного течения или дополненных эмпирическими данными для турбулентного. В этих уравнениях пришлось бы учесть одну из оправдавших себя в расчете струй и факелов полуэмпирических схем турбулентного переноса и соответствующим образом выбранные константы — характеристики суммарной кинетики реакций горения. Примеры такого рода и подробная методика численного решения эллиптических уравнений с учетом процесса горения при конечной скорости реакций указаны, например, в работе [3].

Целесообразно, не прибегая к столь сложной процедуре, рассмотреть в предварительном плане качественную картину явления и из простых физических соображений выяснить возможности развитой обработки результатов опыта и их последующего истолкования. Это полезно и потому, что численные решения, о которых здесь говорилось, неизбежно должны основываться на подробном эксперименте по исследованию турбулентного факела. Конкретно речь будет идти об обнаруженном сравнительно давно рядом авторов (см., например, [4, 5] и др.) эффекте ускорения газа при пересечении зоны горения свободного турбулентного факела однородной смеси. Курьезно, но в какой-то мере показательно, что на проходившем недавно Третьем Всесоюзном симпозиуме по горению и взрыву в замечаниях по докладу о численном расчете ламинарного факела [6] высказывались отдельные сомнения в правомерности приближенной изобарной схемы потока (расче-

та в рамках теории пограничного слоя), тогда как по докладу об экспериментальном исследовании турбулентного факела [7] — в возможности ускорения газа в поле якобы постоянного давления. Последнее, вероятно, связано с распространенной теорией турбулентных струй, используемой в качестве основы расчета горения газового факела.

В известной монографии Г. Н. Абрамовича¹ по прикладной газовой динамике [8] указано на постоянство давления и скорости в зоне горения факела однородной смеси. Однако нет серьезных оснований для безоговорочного распространения на гомогенный факел справедливого для струй и диффузионного факела (малой спутности) приближения $p \approx \text{const}$. В действительности в факеле происходит как бы борьба двух тенденций — струйного расширения и замедления течения и локального падения давления в зоне горения. В результате скорость движения газа проходит через максимум, а давление — через минимум. В частности, при горении однородной смеси в открытом турбулентном факеле, и это подтверждается прямыми измерениями (в том числе методом трассирования, например, в работе [9]; для ламинарного факела (см. [10]), скорость газа при прохождении зоны горения возрастает примерно в 1,5 и более раза, а затем снижается в связи с общим торможением струи. Заметим, что аэродинамическая структура ламинарного и осредненного турбулентного факела в принципе одинакова, хотя и резко различается количественно. Для обоих случаев характерна неоднородность поля давления в зоне горения и, как следствие, локальное ускорение газа. Различие в структуре плоского и осесимметричного свободного факела будет только количественным — в плоском факеле ускорение газа и падение давления будут более выражены.

2. На рис. 1 схематически представлены линии тока, изотермы и изобары в прямом и обращенном стационарных факелах однородной горючей смеси. Для простоты струйные эффекты на внешних границах факела — при смешении его с окружающей средой — отброшены. Применительно к турбулентному факелу на рис. 1 и последующих изображены линии тока и другие характерные кривые для среднего течения. Остановимся кратко на экспериментальном происхождении такого рода картин. Очертания линий тока могут быть получены методом трассирования с помощью легких частиц (для осредненного турбулентного потока необходимо соответствующее статистическое осреднение) или с помощью пневматических зондов, указывающих направление среднего течения. Если метод трассирования применяется для измерения величины и направления скорости, то полученной информации вполне достаточно для замкнутого расчета. В случае, когда зондом определяется только направление линий тока или только величина динамического давления ρu^2 , для расчета, соответствующего схеме на рис. 1, требуется дополнительное измерение температуры (например, термопарой; количественные данные — поля ρu^2 , $\Delta \bar{T}$ и p для турбулентного факела см., например, в [7]).

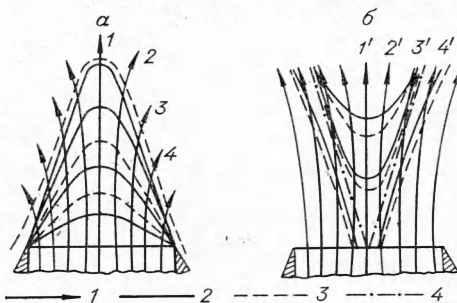


Рис. 1. Схема гомогенного прямого (а) и обращенного (б) факела.

1 — линии тока; 2 — изотермы; 3 — изобары; 4 — линия $T_{\max}$ — фронт пламени.

¹ В последнем издании 1968 года это место отсутствует.

Расчетные соотношения между переменными вдоль одной из струек тока предельно просты. Отнесем все переменные к значениям на выходе из сопла:

$$\bar{\rho} = \frac{\rho}{\rho_0}; \quad \bar{p} = \frac{p}{p_0}; \quad \bar{u} = \frac{u}{u_0}; \quad \bar{f} = \frac{f}{f_0}$$

и т. д. — для плотности давления, скорости газа, площади поперечного сечения трубки тока т. д. (все обозначения общепринятые) и отбросим для краткости черту над относительными переменными. Тогда в безразмерном виде получим:

$$\rho u f = 1; \quad p = \rho T \approx 1; \quad dp = -\gamma M_0^2 \frac{du}{f}.$$

Здесь все переменные — функции координаты s , отсчитанной вдоль линии тока; для центральной трубки $s \equiv x$. При измеренных значениях u и f (трассирование) сразу же находится ρ , а затем $T \approx \frac{1}{\rho}$ (так как $\frac{\Delta p}{p} \ll 1$); после этого, интегрируя, рассчитывают перепад давления:

$$\Delta p = -\gamma M_0^2 \int_0^u \frac{du}{f(u)}.$$

Заметим, что здесь сделано дополнительное допущение — не учтены потери на трение (вязкое и турбулентное). Для узкой центральной трубки тока, выделенной в области практически постоянных параметров, это вполне допустимо; по мере отхода от оси факела в область заметных градиентов скорости нарастает погрешность, связанная с пренебрежением трения (и слабым центробежным эффектом из-за искривления линий тока). Все это может быть учтено в численном двухмерном расчете, а для качественной картины явление не столь существенно. В случае измерений f и T рассчитывают $\rho \approx \frac{1}{T}$, затем u и т. д.

Наконец, при измерении ρu^2 и T расчету подлежат последовательно ρ , T , u , затем f и, в конечном счете, Δp . Этот последний, наиболее простой в экспериментальном отношении, случай обработки опытных данных для турбулентного факела сопряжен с некоторыми погрешностями из-за отличия средних значений произведения двух или более величин от произведения средних (см. ниже).

Качественный вид результатов расчета показан схематически на рис. 2. В частности, на рис. 2 последовательность температурных кривых противоположна для прямого (линии 1—4) и обращенного (линии 1'—4') факелов. Существенно, и это показывает опыт, что относитель-

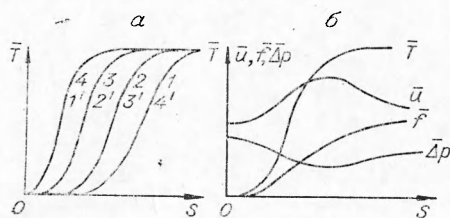


Рис. 2. Кривые изменения температуры, скорости, сечения элементарной струйки тока и давления вдоль линии тока.

а) кривые $T=T(s)$ 1, 2 ... и 1', 2' — по рис. 1; б) кривые $\bar{T}(s)$, $u(s)$ и др. — для одной из струек тока.

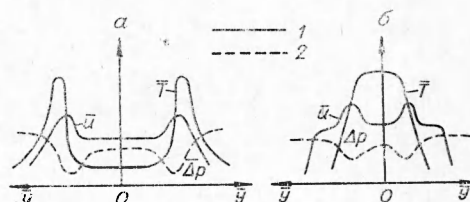


Рис. 3. Профили скорости и температуры в поперечном сечении прямого (а) и обращенного (б) факела.

1 — температура; 2 — скорость.

ное расширение струек тока в факеле происходит вначале заметно слабее, чем повышение температуры; в результате равенство $u = u_{\max}$ наступает несколько раньше фронта пламени — в области максимального градиента температуры. Это показано схематически на рис. 3 в виде профилей скорости, температуры и давления в одном из поперечных сечений факела

3. В свое время А. Г. Прудников пытался, полагая априори $p \approx \text{const}$ и $u \approx \text{const}$, объяснить кажущийся якобы прирост скорости газа относительно скорости набегающего потока в гомогенном фронте пламени ошибкой в расчете значения скорости, вызванной погрешностями измерений в турбулентных потоках сжимаемого газа. Это необоснованное в целом, хотя с качественной стороны справедливое объяснение получило, видимо, известное распространение и нуждается в обсуждении. Будем исходить из наименее благоприятного в отношении точности обработки результатов опыта измерения ρu^2 и T . Расчет средней скорости (угловые скобки — символ осреднения) обычно производится по формуле

$$\langle u \rangle_{\text{расч}} \approx \left[\frac{\langle \rho u^2 \rangle}{\langle \rho \rangle} \right]^{1/2},$$

где, в свою очередь,

$$\langle \rho \rangle_{\text{расч}} \approx \frac{\langle \rho \rangle}{R \langle T \rangle},$$

если считать, что пневматический насадок и термопара определяют практически средние значения $\langle \rho u^2 \rangle$ и $\langle T \rangle$. Обе эти формулы не являются строгими и могут быть уточнены с учетом равенств:

$$\begin{aligned} \langle \rho u^2 \rangle &= \langle \rho \rangle \langle u \rangle^2 \left[1 + \frac{\langle u'^2 \rangle}{\langle u \rangle^2} + 2 \frac{\langle \rho' u' \rangle}{\langle \rho \rangle \langle u \rangle} + \frac{\langle \rho' u^2 \rangle}{\langle \rho \rangle \langle u \rangle^2} \right], \\ \langle \rho \rangle &= R \langle \rho \rangle \langle T \rangle \left[1 + \frac{\langle \rho' T' \rangle}{\langle \rho \rangle \langle T \rangle} \right]. \end{aligned}$$

В конечном счете можно записать для средней скорости:

$$\begin{aligned} \langle u \rangle &\equiv \left[\frac{\langle \rho \rangle \langle u \rangle^2}{\langle \rho \rangle} \right]^{1/2} = \left[\frac{\langle \rho u^2 \rangle}{\langle \rho \rangle} R \langle T \rangle \right]^{1/2} \left(\frac{1 + K_2}{1 + K_1} \right)^{1/2} = \\ &= \langle u \rangle_{\text{расч}} \left(\frac{1 + K_2}{1 + K_1} \right)^{1/2}, \end{aligned}$$

$$\text{где } K_1 = \frac{\langle u'^2 \rangle}{\langle u \rangle^2} + 2 \frac{\langle \rho' u' \rangle}{\langle \rho \rangle \langle u \rangle} + \frac{\langle \rho' u^2 \rangle}{\langle \rho \rangle \langle u \rangle^2} > 0,$$

(здесь первый член — основной и определяет знак поправки) и

$$K_2 = \frac{\langle \rho' T' \rangle}{\langle \rho \rangle \langle T \rangle} < 0.$$

Грубая, по всей видимости, значительно завышенная оценка для весьма интенсивных пульсаций

$$\begin{aligned} \left(\frac{V \langle u'^2 \rangle}{\langle u \rangle^2} \approx 0,3 \div 0,4; \quad \frac{\langle \rho' u' \rangle}{\langle \rho \rangle \langle u \rangle} \sim 0,05; \quad \frac{\langle \rho' T' \rangle}{\langle \rho \rangle \langle T \rangle} \sim 0,1; \right. \\ \left. \frac{\langle \rho' u^2 \rangle}{\langle \rho \rangle \langle u \rangle^2} \ll 1 \right) \end{aligned}$$

дает $K_1 \leq 0,2$; $|K_2| \sim 0,1$; $\left[\frac{1 + K_1}{1 + K_2} \right]^{1/2} \leq 1,2$; более реалистично будет

принять $\langle u \rangle_{\text{расч}} \approx 1,1 \langle u \rangle$. Таким образом, рассчитанное без учета влияния пульсаций значение скорости

$$\langle u \rangle_{\text{расч}} \approx \left[\frac{\langle \rho u^2 \rangle}{\langle \rho \rangle} R \langle T \rangle \right]^{1/2} \quad (1)$$

оказывается, как и указывал А. Г. Прудников, несколько выше действительного.

В качественном отношении неравенство $\langle u \rangle < \langle u \rangle_{\text{расч}}$ сохраняется и для измерений скорости в несжимаемой жидкости. При $\rho = \text{const}$, полагая, что трубка полного напора определяет $\langle u^2 \rangle$, получаем

$$\langle u \rangle_{\text{расч}} = \langle u^2 \rangle^{1/2} = \langle u \rangle \left[1 + \frac{\langle u'^2 \rangle}{\langle u \rangle^2} \right]^{1/2} = \langle u \rangle (1 + K_{i\rho=\text{const}})^{1/2}.$$

Влияние изменения плотности сказывается на усилении неравенства $\langle u \rangle \neq \langle u \rangle_{\text{расч}}$. Эта погрешность не может, однако, полностью (или в основном) объяснить наблюдаемый в опытах и согласующийся расчетом значительный прирост скорости в зоне горения, которому отвечает ориентировочно падение давления в турбулентном факеле порядка $1 \div 10$ мм вод. ст. [7], а в ламинарном порядка $10^{-1} \div 10^{-2}$ мм. вод. ст. [10]. И существо вопроса вовсе не в уточнении поправок на пульсации (или влияния их на прямые измерения). В самом деле, маловероятное, судя по оценке, совпадение значений суммарной погрешности в определении скорости и прироста ее при пересечении зоны горения, если бы оно и наблюдалось в каких-то условиях, было бы чисто случайным и не сохранялось при вариации условий эксперимента.

Об этом же свидетельствуют специальные опыты, проведенные при повышенном уровне турбулентности, создаваемом с помощью механического турбулизатора [7]. Расширение факела в поперечном направлении резко возрастает при значительной интенсификации турбулентности, соответственно растет и ширина отдельных струек тока. В результате несколько уменьшается, а не увеличивается расчетный по формуле (1) «всплеск» скорости во фронте. Кстати, именно в этих условиях, когда интенсивность турбулентности в набегающем потоке весьма велика, становится более вероятным в пределе соотношения $\rho f \approx 1$, отвечающее постоянным давлению и скорости. Высокий уровень турбулентных пульсаций приводит к значительной интенсификации горения и одновременно к более быстрому затуханию струи в целом; внешним выражением этого является короткий и широкий факел (рис. 4). В последнем несколько меньше падение давления и прирост скорости в зоне горения, чем при выключенном турбулизаторе.

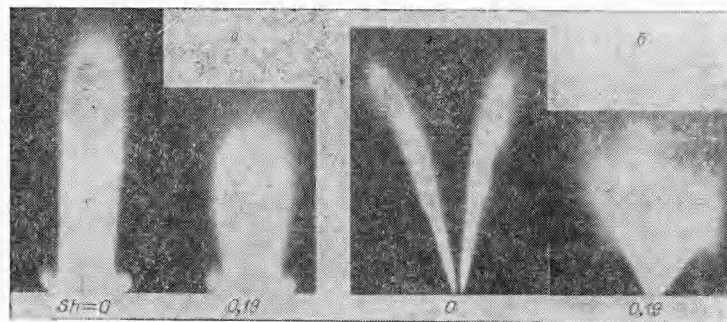


Рис. 4. Фотография гомогенного факела [7] прямого (а) и обращенного (б).

Заметим также, что неоднородность поля давления присуща в принципе не только гомогенному, но и диффузионному турбулентному факелу. Однако, как и в инертных струях, она пренебрежимо мала в затопленном диффузионном факеле и при небольших значениях параметра спутности — отношения $\frac{u_\infty}{u_0}$. Но при достаточно высокой спутности, в особенности если значение этого параметра близко к единице (или превышает ее), расчет факела в приближении теории пограничного слоя может оказаться сравнительно грубым. В этих условиях на профилях u и pu^2 , или $pu\Delta u$, начинает сказываться неоднородность поля давления в зоне горения. При высоких требованиях к точности расчет турбулентного спутного диффузионного факела, равно как и сопоставление с экспериментом, следовало бы вести на основе уравнений типа Навье — Стокса аналогично работе [3]. При этом в условиях высокой спутности из-за стесненности потока и невозможности заметного расширения его в поперечном направлении становится вероятным приближение к цилиндрической форме струек тока в центре зоны горения и соответственно предельно большие ускорение газа и падение давления во фронте (индекс n — нормаль к фронту)

$$\frac{u_{n_2}}{u_{n_1}} \approx \frac{T_2}{T_1}; \quad \Delta p = -\gamma \dot{M}_{n_1}^2 \left(\frac{u_{n_2}}{u_{n_1}} - 1 \right).$$

Но поскольку фронт пламени в диффузионном факеле расположен под весьма малым углом к набегающему потоку ($u_n \ll u$), постольку абсолютное ускорение продольной компоненты скорости может быть велико и в первом приближении не учитывается.

4. В приведенном качественном анализе аэродинамической структуры факела однородной смеси основную роль играл приближенный переход к наглядной квазиодномерной (вдоль линий тока) схеме принципиально двумерного — плоского или осесимметричного — потока. Не вдаваясь в детали несложного, но громоздкого расчета, которые уместно будет привести вместе с подробными опытными данными и результатами обработки, укажем некоторые перспективные возможности методики. Вкратце они сводятся к следующему. После определения температурного поля факела и распределения вектора скорости нетрудно построить детальную картину осредненных потоков тепла — конвективного и эффективного кондуктивного, заимствуя значение турбулентной теплопроводимости у одной из подтвержденных опытами полуэмпирических теорий турбулентных струй.

Такая картина представит значительный интерес, так как позволит рассчитать изменение вдоль линий тока удельного тепловыделения, определить приведенные суммарные кинетические константы горения, сопоставить между собой кинетические характеристики ламинарного и турбулентного факела, а также данные для различных условий проведения эксперимента (в частности, при наложении пульсаций и без них и т. п.). Особый интерес представит разделение зоны горения по длине на участки практически инертного подогрева и собственно горения, т. е. интенсивного протекания реакций, что позволит оценить пригодность для приближенных расчетов предположения о фронтальном горении с бесконечно большой или конечной скоростью реакции [11].

Наряду с этим, вероятно, окажется возможным с помощью распределения кондуктивных потоков тепла полнее истолковать стабилизирующую роль «поджигающих точек», расположенных в начальном сечении (на периферии прямого или на оси обращенного факела),

в устойчивости стационарного горения. Выполнение этой программы, применимой в принципе не только к свободному, но и к ограниченному факелу, на основе подробного эксперимента [7] составит предмет специального сообщения.

Поступила в редакцию
30/X 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. А. Вулис. Третий Всесоюз. симпозиум по горению и взрыву. Черноголовка, 1971, стр. 61.
2. D. B. Spalding. J. Inst. of Fuel., 1971, 44, 363.
3. A. D. Gosman, W. M. Pugh. Academic Press, L. N. I., 1969.
4. Л. Н. Хитрин, С. А. Гольденберг, Н. Н. Сундуков. В сб. «Газодинамика и физика горения». М., 1959.
5. Л. И. Лупша. В сб. «Высокофорсированные огневые процессы». М., «Энергия», 1967.
6. Л. Ю. Артюх, Л. А. Вулис, Э. А. Закарин. Третий Всесоюз. симпозиум по горению и взрыву. Черноголовка, 1971, стр. 61.
7. Л. А. Вулис, О. А. Кузнецов, Л. П. Ярин. Третий Всесоюз. симпозиум по горению и взрыву. Черноголовка, 1971, стр. 114.
8. Г. Н. Абрамович. Прикладная газовая динамика. Изд. 2. М., ГИТТЛ, 1953.
9. И. Л. Кузнецов, Г. Р. Баранов и др. ФГВ, 1966, 2, 3.
10. G. Janisch. Chem. Ing. Techn., 1971, 43, 9.
11. Л. А. Вулис, Ш. А. Ершин, Л. П. Ярин. Основы теории газового факела. Л., «Энергия», 1968.

УДК 536.46+532.517.4

КРИТЕРИАЛЬНОЕ ОПИСАНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ ГОРЕНИЯ В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ ГОМОГЕННОЙ СМЕСИ

В. К. Баев, П. К. Третьяков

(Новосибирск)

Теории, описывающие устойчивость горения за плохообтекаемыми телами [1—3], сводятся либо к критерию Михельсона, либо требуют знания суммарной кинетики горения топлива: времени индукции τ_i или времени химической реакции τ_R (Лонгвелл, Жуковский и Марбл [4], Гольденберг). Следует отметить, что в литературе имеются экспериментальные данные, подтверждающие (прямо или косвенно) тот или иной подход, однако расчет для конкретных условий требует дополнительной экспериментальной информации.

Условие срыва при стабилизации пламени плохообтекаемым телом может быть получено из следующих соображений.

1. Толщина турбулентного пламени [5, 6].

$$\lambda_* = \sqrt{D_T \tau_i}. \quad (1)$$

2. На режимах, близких к срыву, фронт пламени практически параллелен направлению потока (рис. 1), причем поперечный размер