

ОБ АЭРОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ГАЗОВОГО ФАКЕЛА

Л. А. Вулис

(Ленинград)

1. Горение движущегося стационарно потока газа, его интенсивность и эффективность в сильной мере зависят от аэродинамических условий течения, смешения, теплообмена и т. п. Поэтому внимание исследователей издавна привлекают такие схемы газового факела, для которых аэродинамика потока при отсутствии горения подробно изучена. В простейших случаях это позволяет не только построить близкую к реальному модель процесса, но и создать эффективную схему расчета.

Эти очевидные соображения лежат в основе аэродинамической (струйной) теории газового факела, опирающейся на весьма развитую теорию ламинарных и турбулентных струй. Наиболее полно разработана она применительно к прямоструйному, затопленному или спутному, ламинарному или турбулентному факелу. Основное содержание теории развито в работах [1—4 и др.]. Сравнение работ, опубликованных в разные годы, показывает непрерывный рост фактического материала, подтверждающего основные положения теории, и развитие расчетной методики. Относится это не только к теории факела, но и к лежащим в основе ее исследованиям струй. В частности, в настоящем обзоре наряду с основными положениями будут приведены некоторые данные, полученные в последнее время.

2. Простейшим объектом струйной теории факела является прямоструйный диффузионный газовый факел. Исходя из общих положений, можно прийти к достаточно полному расчету такого факела, опирающемуся практически на одни только результаты исследований струй инертных газов.

Основные положения аэродинамической теории газового факела сводятся к следующему:

1) скорость реакций горения принимается весьма большой (теоретически бесконечно большой), что позволяет считать горение локализованным на поверхности фронта пламени и исключает источники тепла и вещества из объема, занятого факелом;

2) предполагается, что процессы переноса (молекулярного при ламинарном течении, молярного при турбулентном) импульса тепла и вещества протекают в факеле так же, как и в струях инертного газа.

В задачи расчета диффузионного факела входит определение местоположения и конфигурации фронта пламени и распределения во всем объеме характерных величин — скорости движения, температуры и концентраций. При принятых допущениях все сводится к типичному расчету струй, осложненному необходимостью отыскания в ходе решения поверхности фронта, для которой формулируются дополнительные

граничные условия. Последнее роднит расчет диффузионного факела с известной задачей Стефана (о движении границы плавления и т. п.). Заметим, что трудности решения являются преимущественно техническими — вычислительными — для ламинарного факела, и специфичными для современной полуэмпирической теории турбулентности для турбулентного¹.

3. Общая схема решения задачи о диффузионном горении неперемешанных газов сводится к интегрированию системы уравнений движения, энергии и диффузии при соответствующих граничных условиях. Для ламинарного факела (плоского — в переменных Дородницына, круглого — численно из-за отсутствия общих методов аналитического решения) интегрируется независимо динамическое уравнение, а затем — раздельно для областей по обе стороны фронта (условно — области топлива и окислителя) — тепловое и диффузионные уравнения. Решения их смыкаются на фронте пламени, где температура в отсутствие потерь равна расчетной (при $\alpha=1$), концентрации реагентов равны нулю, а их диффузионные потоки находятся в стехиометрическом соотношении. Такой путь расчета иллюстрируется рядом примеров в цитированных работах [3, 4].

Эти положения относятся и к турбулентному диффузионному факелу, для расчета которого используется одна из расчетных схем теории турбулентных струй [7—9], например, схема асимптотического слоя, метод интегральных соотношений, или принятый в работах [3, 7] метод эквивалентной задачи теории теплопроводности. Преимущество последнего состоит в возможности учета «начального» условия — профиля переменных в устье факела. Это позволяет рассчитать непрерывное изменение профилей скорости, температуры и концентраций, что весьма важно для теории факела. Опуская детали расчета, отметим достаточно хорошее согласие результатов его с экспериментальными данными [3], которое достигается при минимальной эмпирической информации (рис. 1).

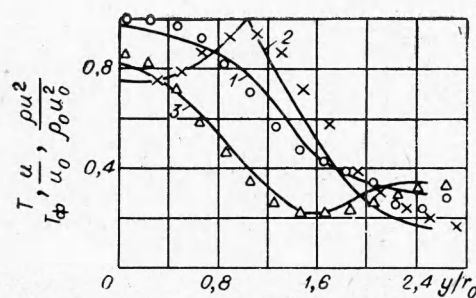


Рис. 1. Сопоставление экспериментальных и расчетных данных по распределению скорости (1), температуры (2) и величины ρu^2 (3) в поперечном сечении осесимметричного спутного факела ($m = u_\infty / u_0 = 0,3$; $x/d = 7$).

Осуществление этого общего расчетного приема позволило значительно упростить расчет, сведя его, например, для турбулентного диффузионного факела к последовательному решению динамической задачи, а

¹ Хотя наиболее перспективными в общем плане являются статистические теории турбулентности [5], но и они являются, строго говоря, полуэмпирическими. Эта же мысль [6] формулируется в виде обратного положения о том, что все современные полуэмпирические теории турбулентности являются по природе своей статистическими.

При этом несколько лучшие результаты отвечают обычному для теории струй допущению о равенстве единице так называемого турбулентного числа Льюиса и неравенстве $a_\tau = D_\tau > \nu_\tau$, т. е. $Pg_\tau < 1$, причем определенное тем или иным способом «турбулентное число Прандтля» составляет примерно 0,70–0,85.

Существенным шагом в развитии расчета факела является предложенный и подробно разработанный в [10] возврат к известным переменным Бурке и Шумана в виде линейной комбинации концентраций реагентов (по этому поводу см. также [11, 12]).

затем и линейной диффузионной — сразу для всего факела, отысканию из ее решения координат фронта пламени и, наконец, распределения температуры — из соображений подобия профилей температуры и соответствующей концентрации (одного из реагентов или продуктов сгорания во внешних или внутренней области факела).

Тем самым, и это имеет большое значение, создана единая расчетная схема факела [10], допускающая непосредственное использование решений струйных задач.

4. Для горения неперемешанных газов, но с учетом конечной скорости реакций горения, серьезное упрощение расчета связано с введением квазигетерогенной схемы [3], в которой сохраняется допущение о локализации горения на поверхности фронта пламени. Это возможно только для напряженного горения, но именно оно интересно для практики. В расчетную схему, внешне аналогичную схеме для бесконечной скорости реакции, вводятся дополнительные граничные условия, содержащие выражение конечной скорости реакции, на фронте пламени. Роль их играют уравнения теплового режима (баланс энергии и вещества с учетом конечной скорости реакций), как и при подлинно гетерогенном горении [13]. При этом обычное для тепловой теории горения решение трансцендентных уравнений, например, графоаналитическое [12] вместе с интегрированием уравнений переноса (граничными условиями для которых служат первые), приводит к возможности расчета полноты сгорания на фронте пламени и определения условий срыва (потухания) горения. Заметим в связи с этим, что численные расчеты на ЭЦВМ для близкой по физической природе задачи о распространении газовой струи с учетом диссоциации и рекомбинации [14] показывают, что зона экзотермической реакции крайне узка и практически близка к поверхности.

Примеры расчета диффузионного факела с учетом конечной скорости реакций приведены в [3]. И здесь, как и при численном решении прямой задачи с учетом объемных источников энергии и вещества, т. е. распределенной в объеме реакции (что существенно для условий воспламенения), будет эффективно применение предложенного в [10] расчетного приема, заменяющего нелинейные уравнения диффузии линейными.

5. Коснемся кратко основных вопросов теории и расчета гомогенного газового факела. Принципиальное отличие этой задачи от расчета диффузионного факела, указанное в [8], сводится к незамкнутости системы уравнений в предположении о бесконечной скорости реакций горения на фронте пламени. Это не относится к ламинарному факелу, поскольку местоположение фронта в нем однозначно определяется законом В. А. Михельсона, т. е. заданием нормальной скорости распространения пламени.

Для турбулентного гомогенного факела, на первый взгляд, кажется возможным аналогичное задание скорости турбулентного горения. В действительности эта величина определяется только качественно [5] и, говоря более строго, является не определяющим параметром, а функцией самого процесса, сложным образом зависящей от координат, ряда факторов и условий течения. Поэтому путь, аналогичный расчету ламинарного факела, т. е. введение в расчет заданной величины скорости турбулентного пламени, не является эффективным.

Некоторые интересные положения и качественно достоверные результаты можно получить из газодинамической схемы расчета [1, 3] и предположения об экстремуме угла отклонения линий тока в косом тепловом скачке (приводящего к максимальному сохранению динамического давления ρu^2 после скачка [3]).

Наиболее полноценное решение задачи получается, однако, при прямом введении в расчетную схему кинетики химической реакции [2, 3]. В этом случае расчет, как и всегда при объединении уравнений газовой динамики и теплового режима горения, приводит к наиболее содержательным результатам. Последние включают в себя распределение скорости, температуры и концентраций во всем поле факела, местоположение фронта пламени, полноту сгорания и критические условия потухания. Более того, в конечном результате расчет даст зависимость турбулентной скорости пламени от определяющих параметров (рис. 2).

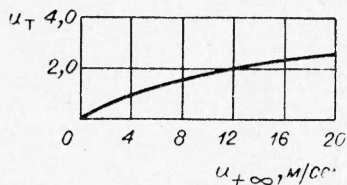


Рис. 2. Зависимость величины турбулентной скорости распространения пламени от скорости истечения смеси (расчет [2]).

Все это вновь относится к напряженному горению. При расчете воспламенения требуется интегрирование нелинейных уравнений с объемными источниками тепла и вещества. Эффективной, видимо, может быть некоторая промежуточная расчетная схема с введением взамен фронта пламени узкой зоны конечной толщины, в которой локализовано горение [3]. Расчеты такого рода проведены пока лишь в минимальном числе: трудность их, помимо вычислительной, связана с недостаточными сведениями о кинетических константах реакций горения. Все еще неясно, возможно ли достаточно точное независимое определение их, или же значения скорости реакции, энергии активации и т. п. должны находиться из обработки тех же самых опытов.

6. В связи с вопросом о кинетике реакций горения отметим еще раз влияние температурных пульсаций на скорость горения в турбулентном потоке [3]. Проведенные опыты [16] на физической модели процесса горения (определение электропроводности продуктов сгорания в высокотемпературной турбулентной струе газа) подтвердили предварительный расчет (рис. 3). Эти данные интересны (в связи с исследованием проводимости низкотемпературной турбулентной плазмы) и для характеристики влияния пульсаций температуры на турбулентное горение. Их можно рассматривать так же, как подтверждение целесообразности электромоделирования процесса горения газа с сохранением на модели тех же, что и в образце, свойств турбулентного течения [17]. Дальнейшие исследования покажут действительную перспективность этого метода.

7. Применение к газовому факелу аэродинамических представлений проиллюстрируем на примере зависимости длины факела от числа Рейнольдса для разных условий течения [3, 18].

Приведем вначале простейшие соображения размерности. В ламинарном факеле, как и обычно для ламинарного режима, определяющим явля-

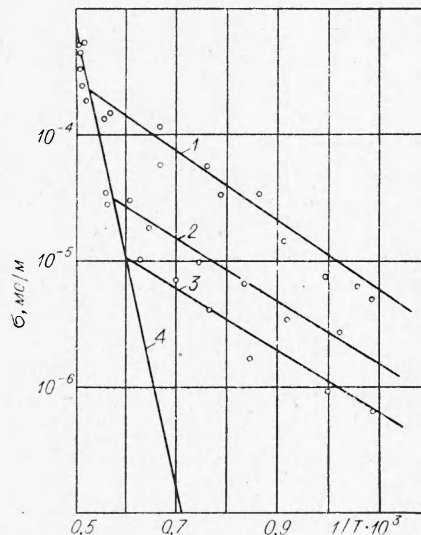


Рис. 3. Зависимость электропроводности плазмы от средней температуры продуктов сгорания в турбулентной струе.

Измерения в зоне турбулентного смешения ($x/d \leq 10 \div 12$): 1 — $\alpha=1,0$; 2 — $\alpha=1,25$; 3 — $\alpha=1,5$; 4 — измерения в потенциальном ядре струй.

ется критерий $Re \frac{d}{l}$ или для заданного числа $Pr = \nu/a$, комплекс $\frac{u_0 d^2}{\nu x} = Re_0 \frac{d}{x}$. Для координаты конца факела L/d , очевидно, будет $u_0 d^2/\nu L = \text{const}$ или $L/d \sim Re_0$. Для турбулентного факела сохраняются те же соображения размерности при замене коэффициента кинематической вязкости эффективной величиной $\nu_T \sim u_0 d$. В результате относительная длина развитого турбулентного факела $L/d = \text{const}$, т. е.

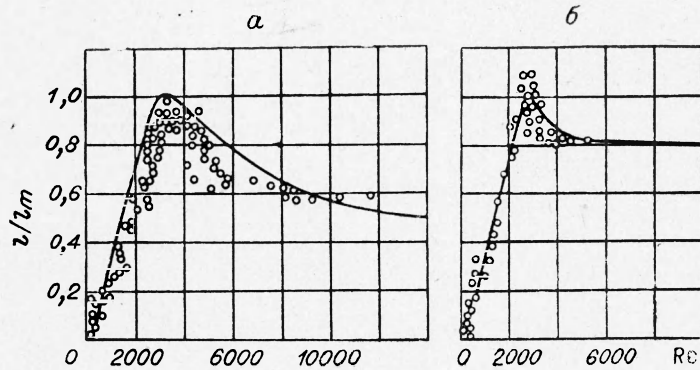


Рис. 4. Сопоставление расчетной и экспериментальной длины факелов.
а — окись углерода; б — водород.

не зависит от числа Re_0 . Представляет прямой интерес попытка применения к зависимости $\frac{L}{d} = f(Re_0)$ интерполяционной формулы для переходного режима течения, предложенной автором. Результаты расчета, выполненного в [3], сопоставлены на рис. 4 с опытными данными [19]. Любопытно отметить, что в опытах Л. П. Ярина и Э. Р. Мартиросяна, проведенных в условиях действия в факеле значительной архимедовой силы, был установлен другой вид перехода от ламинарной длины факела к турбулентной (взамен критического перехода «сверху» на рис. 4 плавный бескризисный переход «снизу» на рис. 5 — при действии массовой подъемной силы)¹.

Весьма интересно и то, что переход от ламинарного режима горения к турбулентному в факеле происходит примерно при том же значении критического числа $Re_{cr} = \frac{u_m x}{\nu} \approx 3 \cdot 10^4$ (где u_m — скорость на оси), что и в свободных струях.

8. Приведем в связи с последним замечанием некоторые

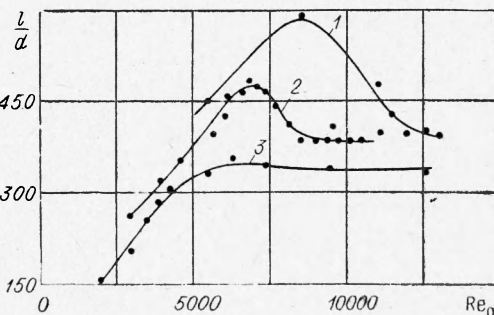


Рис. 5. Зависимость длины факела от числа Re_0 .
1 — $d=0,4$ мм; 2 — $d=0,8$ мм; 3 — $d=1,5$ мм.

¹ Это согласуется с другими проявлениями массовых сил, приводящих к замене критического перехода бескризисным — при действии центробежной силы или поперечного магнитного поля при течении жидкого металла и т. п.

данные (из опытов В. Г. Живова) по переходу в струях. Как показали прямые измерения (в том числе термоанемометрические), отдельные результаты которых показаны на рис. 6, в свободных турбулентных струях до значений числа Re_0 порядка $2 \cdot 10^4$ сохраняется отчетливое влияние молекулярного обмена на характер течения и закономерности переноса. При этом увеличение Re_0 (начиная от $Re_0 \cong 2 \cdot 10^3$ и выше) ведет вначале к резкому критическому падению значения u_m/u_0

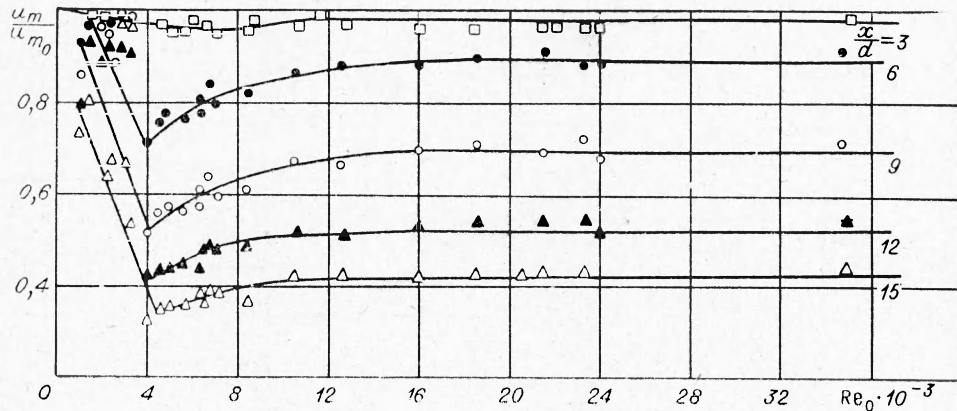


Рис. 6. Изменение скорости на оси свободной струи в зависимости от числа Re_0 .

(относительно скорости на оси струи при некотором значении x/d) до величины, много меньшей, чем та, которая отвечает развитому турбулентному движению. После этого падения (см. рис. 6) значение u_m/u_0 при дальнейшем росте Re_0 постепенно растет. Этот характер зависимости $\frac{u_m}{u_0} = f(Re_0)$ типичен для переходной области течения в струях и факеле. Он сохраняется и при горении, что необходимо учитывать для правильного истолкования экспериментальных данных в области $Re_0 \approx 10^3 \cdot 3 \cdot 10^4$. Заметим, что при искусственной турбулизации (см. ниже) значение u_m/u_0 при фиксированном x/d сразу переходит к постоянному, отвечающему развитому турбулентному движению (т. е. участок $\frac{d u_m / u_0}{d Re_0} > 0$ отсутствует).

9. В последнее время в результате термоанемометрических исследований пульсационного движения получен ряд новых результатов по структуре турбулентных свободных струй. Основные из них сводятся к следующему. Прямые измерения величины $\overline{u'v'} = \frac{\tau_r}{\rho}$ показали, что значения ее (а также распределение по оси струи и в поперечных сечениях) практически совпадают с расчетом, исходя из замеренных в опыте профилей средней скорости. Иначе говоря, если использовать обычные осредненные уравнения движения (для $\rho = \text{const}$) в виде:

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{1}{y^k} \frac{\partial}{\partial y} \left(y^k \frac{\tau_r}{\rho} \right); \quad \frac{\partial u y^k}{\partial x} + \frac{\partial v y^k}{\partial y} = 0$$

(где $k=0; 1$ — соответственно для плоского и осесимметричного движения) и определить из них значение τ_r / ρ , то окажется, что оно совпа-

дает со значением $\overline{u'v'}$ из термоанемометрических измерений. Это относится, естественно, и к значениям τ_T/ρ , рассчитанным с помощью аппроксимирующих среднее течение схем (асимптотического слоя или по методу эквивалентной задачи для автомодельных и неавтомодельных струй). Более того, для плоской и круглой струй расчетные данные о скорости генерирования пульсационной энергии

$$P(E) = \frac{\tau_T}{\rho} \frac{\partial u}{\partial y} = \overline{u'v'} \frac{\partial u}{\partial y}$$

оказываются близкими к измеренным термоанемометром в работах значениям величины $P(E)$, где $E = \sum_{i=1}^3 \frac{u_i'^2}{2}$ — плотность энергии турбулентных пульсаций. Опыты показывают также, что значение трех компонент пульсаций близки между собой в развитом турбулентном струйном течении: $\overline{u'^2} \approx \overline{v'^2} \approx \overline{w'^2}$, причем $\overline{u'w'} = \overline{v'w'} = 0$. При этом известная формула Прандтля $\frac{\tau_T}{\rho} = \left(l \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2$ качественно подтверждается на опыте (хотя величина l заметно меняется по сечению струи), тогда как его же формула $\overline{u'^2} \approx l \frac{\partial u}{\partial y}$ для автомодельной круглой струи даже качественно расходится с опытом — на оси струи при $\frac{\partial u}{\partial y} = 0$ значение $\overline{u'^2}$ — максимально у круглой струи (для которой приближенно $\overline{u'^2} / \overline{u_m'^2} \approx \overline{u^2} / \overline{u_m^2}$) и сравнительно мало отличается от максимума для плоской струи (данные И. А. Кельмансон и др.).

Появляется возможность значительного расширения полуэмпирического расчета свободных турбулентных струй и, в частности, сведения баланса пульсационной энергии. Несомненно, что эти результаты получат применение в расчетах турбулентного факела. Для этого, однако, не хватает данных по пульсационным характеристикам струй сжимаемого газа и факела. Некоторые ориентировочные оценки (на основе подобия ρu^2) возможны уже сейчас.

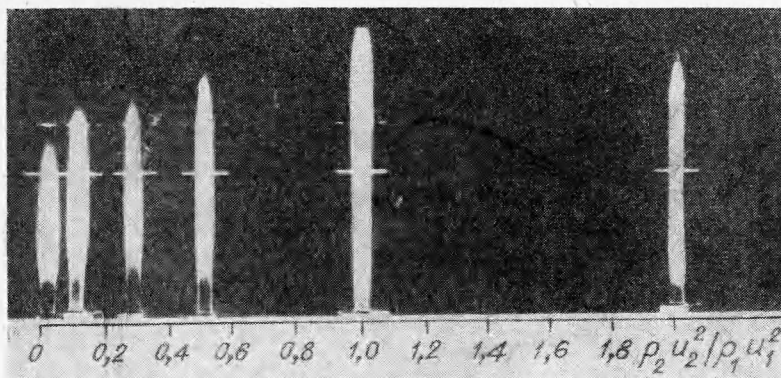


Рис. 7. Изменение длины диффузионного факела в зависимости от отношения динамических напоров во внешней и внутренней струях ($d_2/d_1=3$).

10. Насколько мало опытных данных по турбулентным струям сжимаемого газа, видно из известной дискуссии об определяющем турбулентное смешение сжимаемого газа параметре (скорости u , динамическом давлении ρu^2 или плотности тока ρu [7, 23 и др.]). Для диффузионного горения прямые опыты В. П. Войчака и Ш. А. Ершина [3], результаты которых представлены на рис. 7, показывают, что длина газового

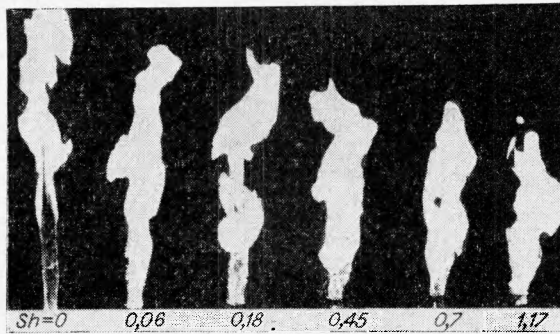


Рис. 8. Зависимость длины диффузионного факела от числа Sh .

факела максимальна (следовательно, смешение минимально) при равенстве начальных значений ρu^2 в струе и окружающем ее спутном потоке. Аналогичные данные получены в [26].

Большее внимание в последнее время уделяется активным воздействиям на пульсационное движение в турбулентных струях. Применяются различные виды механического (сетки или вращающийся турбулятор), акустического и электромагнитного (для проводящей среды) воздействий. В работах [24, 25], в частности, показана возможность резкой, притом регулируемой, интенсификации турбулентного обмена импульсом, теплом и веществом при действии механического турбулизатора. Проводятся также опыты по интенсификации горения. В дополнение к фотографии, приведенной в работе [25], на рис. 8 показана серия снимков диффузионного газового факела, полученных при одном и том же значении числа Re_0 , но разных значениях числа Струхала $Sh = nd/u_0$ (где n — число оборотов диска турбулизатора). Из этих данных (опыты О. А. Кузнецова и Л. П. Ярина) видно, сколь сильно влияние на перемешивание и на горение турбулизатора, приводящее, в частности, к сокращению длины факела примерно в 1,5–2 раза сравнительно со случаем $Sh = 0$.

Кратко охарактеризовать действие турбулизатора на струю (при $Sh \geq 0,1$) и на факел можно так. Под влиянием резко повышенной начальной степени турбулентности уменьшается до предела начальный участок струи и приближается к устью (до $x/d = 6$ –8 и менее) основной участок — автомоделльного течения. Это относится как к средним, так и к пульсационным характеристикам.

Дальнейшее развитие этого интересного эксперимента, выявление действия турбулизатора на гомогенный факел, на условия стабилизации и т. п. позволит расширить практическое применение метода интенсификации. В теоретическом плане оно интересно в связи с исследованием закономерностей горения в условиях полностью развитого турбулентного течения.

Наряду с этим укажем в заключение, что дальнейшей задачей аэродинамической теории газового факела является перенесение ее представлений и расчетных методов на другие важные в теоретическом и прикладном отношении случаи горения газов — закрученный факел, стабилизацию пламени за плохо обтекаемым телом или с помощью струй, сложные струйные течения при горении и др.

Поступила в редакцию
10/VIII 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. А. Вулис, Ш. А. Ершин. Тр. III Всесоюзного совещания по теории горения. Изд. АН СССР, т. 1, 1960.
2. Л. А. Вулис, Ш. Л. Ершин, Л. П. Ярин. ФГВ, 1966, 1.
3. Л. А. Вулис, Ш. А. Ершин, Л. П. Ярин. Основы теории газового факела. Л., «Энергия», 1968.
4. Сб. «Теория и практика горения газа», Вып. 1. Л., Гостоптехиздат, 1958; вып. 2, 3, «Недра», 1964; 1967.
5. Б. С. Шетинков. Физика горения газа. М., «Наука», 1965.
6. А. С. Монин, А. М. Яглом. Статистическая гидромеханика. Ч. 1. М., «Наука», 1965.
7. Л. А. Вулис, В. П. Кашкаров. Теория струй вязкой жидкости. М., «Наука», 1965.
8. Г. Н. Абрамович. Теория турбулентных струй. М., Физматгиз, 1960.
9. А. С. Гиневский. Сб. «Промышленная аэродинамика», № 27, 1966.
10. Л. П. Ярин. ФГВ, 1969, 5, 2.
11. Л. Б. Зельдович. ЖТФ, 1949, 19, 10.
12. Л. А. Вулис. Тепловой режим горения. М., Госэнергоиздат, 1954.
13. Л. Ю. Артюх, Л. А. Вулис, В. П. Кашкаров. ФГВ, 1969, 5, 2.
14. Л. Ю. Артюх, Л. А. Вулис, Э. З. Захарин. Сб. аннотаций III Всесоюзного съезда по теоретической и прикладной механике. М., 1968.
15. С. И. Ченг, А. А. Ковитц. Сб. «Вопросы зажигания и стабилизации пламени». ИЛ, 1963.
16. Л. П. Ярин, М. Б. Хожателев. Теплофизика высоких температур, 1967, 6.
17. Л. А. Вулис, Л. П. Ярин. Инж. физич. журнал, 1966, 11, 5.
18. Ш. А. Ершин, Р. П. Рыбалова, Л. П. Ярин. Вестн. АН КазССР, 1966, 9.
19. А. С. Телегин, Б. И. Китаев. Сб. «Теплообмен и вопросы экономии топлива в металлургических печах». Металлургиздат, 1951.
20. L. G. G. G. G. J. Fl. Mech., 1965, 23, 1.
21. S. Sami. J. Fl. Mech., 1967, 27; 29.
22. К. Е. Джаугаштин. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, 3.
23. Г. Н. Абрамович, О. В. Яковлевский и др. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, 6.
24. Л. А. Вулис, Ю. И. Михасенко, В. А. Хитриков. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, 6.
25. Л. А. Вулис, Ю. И. Михасенко. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, 1.
26. М. А. Глинков, И. Л. Вертлиб, В. А. Арутюнов. Изв. вузов, Черная металлургия, 1967, 7, 9.

УДК 536.46

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ АЭРОДИНАМИКИ ГАЗОВОГО ФАКЕЛА

Л. П. Ярин

(Ленинград)

При напряженном горении, характерном для современных топочных устройств, определяющую роль, как правило, играет аэродинамика процесса. Этим обусловлен тот интерес, который проявляется на протяжении ряда лет к изучению аэродинамики горения в целом и газовых пламен в частности. В настоящее время выполнен ряд работ (теоретических и экспериментальных), посвященных исследованию развития простейших видов факела [1—3]. Менее развиты методики расчета горения в более сложных типах струйных течений. В связи с многообразием