

фракции окиси. В частности, при горении СКС класса А при $p < p_*$ можно ожидать значительного увеличения содержания частиц окиси данной фракции и снижение их дисперсности. Необходимо учитывать особенность горения агломератов первого и второго типов. В «матричных» агломератах горят совокупности индивидуальных частиц металла, существенная часть поверхности которых покрыта непроницаемой для газообразных продуктов окисью. В агломератах второго типа горит одна частица металла, а «нашлепка» занимает меньшую часть ее поверхности. Влияние окиси в агломерате на скорость его выгорания определяется относительным объемом и смачиваемостью, которые зависят от давления и состава СКС. Существенное значение имеет также учет количества металла, сгорающего в пределах КС и на его верхней поверхности, особенно для СКС класса А при низких давлениях. Эта величина необходима для идентификации зон сгорания металла и определения параметров газообразных продуктов, т. е. для формирования начальных условий для двухфазного потока продуктов сгорания СКС.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бабук В. А., Белов В. П., Шелухин Г. Г. ФГВ, 1981, 17, 3, 26.
2. Бабук В. А., Белов В. П., Ходосов В. В. и др. ФГВ, 1985, 21, 3, 20.
3. Похил П. Ф., Беляев А. Ф., Фролов Ю. В. и др. Горение порошкообразных металлов в активных средах.— М.: Наука, 1972.
4. Бржустовский Т., Гляссмен И. Гетерогенное горение/Под ред. В. А. Ильинского и И. Н. Садовского.— М.: Мир, 1967.
5. Елютин В. П., Павлов Ю. А., Челноков В. С. Цветная металлургия, 1972, 4, 43.
6. Кожевников Г. П., Водопьянов А. Г. Низшие окислы кремния и алюминия в электрометаллургии.— М.: Металлургия, 1977.

Поступила в редакцию 9/II 1987

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ГИПЕРЗВУКОВЫХ ТЕЧЕНИЙ ПРИ ГОРЕНИИ ПАРОВ МАГНИЯ

*В. И. Алферов, Е. А. Божкова, Л. М. Дмитриев,
А. А. Шинелев
(Жуковский)*

При визуализации гиперзвуковых течений в аэродинамических трубах при низкой плотности газа зачастую нельзя применять теневые методы визуализации, основанные на зависимости оптической длины просвечивающего излучения от градиентов плотности. В этом случае возможно использование спектрального поглощения [1], свечения газа, вызываемого электрическими разрядами [2] и электронным пучком [3], а также хемилюминесценции газа при добавлении в него реагирующей присадки [4]. Последний способ выгодно отличается от остальных возможностью визуализировать отдельную струйку тока, что важно при изучении сложных пространственных течений. В настоящей работе иллюстрируется способ визуализации течения при добавлении в поток воздуха паров магния.

Гиперзвуковой поток воздуха с числом Маха $M = 5$ создается в аэродинамической трубе с электродуговым нагревателем газа. Параметры потока: $p_0 = 2$ МПа, $T_0 = 2500$ К, $p = 10^4$ Па, $T = 400$ К, $v = 2 \cdot 10^3$ м/с, где p_0 , T_0 — давление и температура адиабатически заторможенного газа; p , T — статические параметры. В поток вводится стальной насадок (сплюснутая трубка с внутренним сечением 8×1 и толщиной стенки 1 мм). Внутри полости трубки уложена магниевая пластина. За счет энтальпии торможения потока насадок прогревается до 1200°C , Mg плавится и вскипает, поставляя пары в поток воздуха, при этом квазистационарное испарение Mg поддерживается за счет тепло-

подвода к насадку при торможении набегающего потока газа. Расход паров магния, оцененный по времени истечения, составляет 0,01—0,05 г/с. Пары, сносимые стружкой тока, вступают в реакцию с кислородом воздуха, что сопровождается свечением газа, спектр свечения состоит из электронно-колебательных полос MgO. Если принять в качестве характерного для горения металлов значение скорости трехчастичной реакции $Mg + Mg + O_2 \rightarrow 2MgO$ величину $k_r \approx 10^{-32}$ см⁶/с [5], то при плотности частиц $N \approx 1,4 \cdot 10^{17}$ см⁻³ (плотность молекул O₂ в набегающем потоке) характерное время сгорания паров магния оказывается больше, чем $5 \cdot 10^{-3}$ с, и намного превышает характерные времена других процессов (диффузии, конвективного переноса, излучения и т. д.). В этих условиях по характеру изменения свечения представляется возможным судить и о процессах, вызывающих эти изменения.

Пары магния захватываются стружками тока, проходящими у верхнего торца за скачком уплотнения и при расширении газа до давления $p_1 \approx p$ в аэродинамическом ближнем следе [6] разгоняются вместе с газом до скорости $v_1 \approx v$. При этом длина разгонного участка составляет несколько калибров, взятых по поперечному размеру (3 мм) насадка. Температуру, до которой остывает заторможенный в скачке уплотнения газ, можно оценить из условия адиабатического расширения

$$\left(\frac{T_1}{T_0}\right) = \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}},$$

где штрихами отмечены параметры газа за прямым скачком уплотнения. Эта оценка приводит к значению $T_1 \approx 800$ К. При дальнейшем движении в дальнем следе газ остывает за счет процессов теплопроводности до температуры окружающего газа и, таким образом, горение в дальнем следе проходит при остывании газа от 800 до 450 К. Нагревом газа за счет химических реакций можно пренебречь, так как тепловыделение при горении за характерное время движения $\tau = 3 \cdot 10^{-5}$ с невелико: $q\tau_1/\tau_r \ll c_p T_1$ (q — теплота реакции на единицу массы смеси; c_p — теплоемкость газа).

Горение паров магния в аэродинамическом следе иллюстрируется на рис. 1, а. На рис. 2 приводится пример визуализации течения, в котором поток, содержащий пары магния, натекает на пластину, поставленную под углом атаки. Стружка тока, содержащая пары, проходит через различные возмущенные зоны течения, в частности визуализируется область течения при взаимодействии скачка уплотнения перед пластиной с зоной возмущенного течения в аэродинамическом следе за насадком.

Если после разогрева насадка до $T_{кип}$ Mg выключить нагреватель газа, то за счет тепловой инерции трубки пары продолжают поступать в холодный набегающий поток ($T \approx 80$ К), при этом наблюдаются две

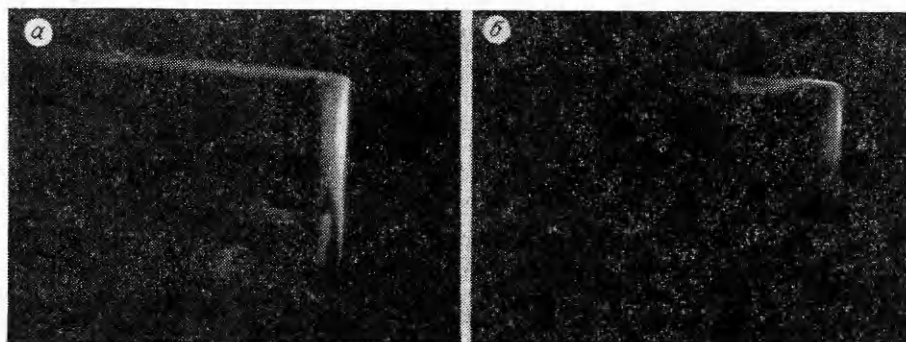


Рис. 1.

отдельные светящиеся струйки (по-видимому, концевые вихри), сбегающие с торца насадка (см. рис. 1, б).

Уравнения, описывающие процессы изменения концентрации паров n и концентрации возбужденных молекул n^* , в следе имеют вид:

$$\begin{aligned} \operatorname{div}(n^* \vec{v} - D \operatorname{grad} n^*) = \\ = -\frac{n^*}{\tau_{\text{и}}} - \frac{n^*}{\tau_{\text{т}}} + k_r n^2 N, \end{aligned}$$

$$\operatorname{div}(n \vec{v} - D \operatorname{grad} n) = -k_r n^2 N.$$

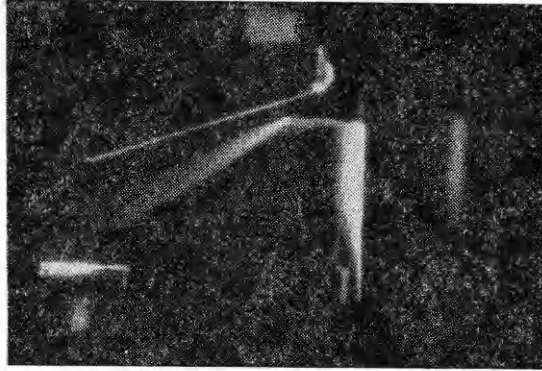


Рис. 2.

Здесь $\tau_{\text{и}}$, $\tau_{\text{т}}$ — время жизни возбужденных молекул по отношению к процессам излучения и тушения; D — коэффициент диффузии. Иерархия характерных времен процессов в аэродинамическом следе такова, что в первом уравнении можно пренебречь дивергентным членом, а во втором — членами, описывающими диффузию в продольном (вдоль струйки тока) направлении $\left(D \frac{\partial n}{\partial x}\right)$ и процесс горения. В этом случае, предполагая гауссовым профиль концентрации $n = n_0 \exp(-r^2/b^2)$ и $k_r \approx \text{const}$, $n \ll N$, можно получить: $n_0(x) \sim b^{-2}(x)$, $n^* \sim b^{-4}(x)$, $b(x) \sim \sqrt{\frac{Dx}{v}}$. Эксперименты в «горячем» потоке при $x \gg b$ качественно подтверждают зависимость интенсивности излучения ($I \sim n^*$) от видимого диаметра: $I \sim b^{-4}$, что оправдывает предположения о скорости горения $\sim k_r n^2 N$ при $k_r = \text{const}$. В то же время в холодном потоке эта зависимость нарушается: светящийся след гаснет быстрее, чем успеваешь расширяться, по-видимому, при температурах $T \approx 100$ К величина k_r резко убывает. (Если потухший след направить в зону скачка уплотнения газа, перед пластиной, где температура повышается до 300 К и возрастает плотность, струйка вновь ярко вспыхивает, т. е. угасание следа не связано с завершением процесса окисления атомов Mg.)

При пересечении скачка уплотнения n^* меняется вдоль линии тока по закону

$$v \frac{dn^*}{dx} = \frac{n^*}{\tau^*} + k_r n^2 N,$$

где $\tau^* = (\tau_{\text{и}}^{-1} + \tau_{\text{т}}^{-1})^{-1}$ — характерное время релаксации величины n^* . Оценка по скорости изменения свечения при переходе через скачок уплотнения дает $\tau^* < 10^{-6}$ с. Вне области ударной волны все газодинамические масштабы L таковы, что $v\tau/L \ll 1$, и при отсутствии процессов диффузии интенсивность свечения $I \sim k_r n^2 N$ будет определяться плотностью газа (в частности, при $\tau_{\text{и}} \ll \tau_{\text{т}}$ $I \sim N^3$, а при $\tau_{\text{и}} \gg \tau_{\text{т}}$ $I \sim N^2$). Таким образом, по изменению свечения можно судить о плотности газа. С другой стороны, по относительному изменению N и I при переходе через скачок можно оценить изменение величины $k_r \tau$.

По отклонению светящегося следа в плоскости, перпендикулярной насадку, можно определить также скорость закрутки потока, обусловленной вращением дуги в подогревателе. Максимальные значения окружной скорости, определенные таким образом, составляют 4–6 % от продольной скорости. Следует отметить также, что основной трудностью при использовании метода является необходимость сведения к минимуму возмущений, вносимых в поток насадком.

ЛИТЕРАТУРА

1. Современная техника аэродинамических исследований при гиперзвуковых скоростях/Под ред. А. М. Крилла.— М.: Машгиз, 1965.
2. Калугин В. М. ПМТФ, 1966, 4, 106.
3. Schumacher B. W., Gadamer E. O. Canad J. Phys., 1958, 36, 6, 659.
4. Заклязьминский Л. А., Рожков Р. С., Сафронов Л. А. ФГВ, 1979, 15, 4, 140.
5. Заслонко И. С., Смирнов В. И. ФГВ, 1980, 16, 1, 143.
6. Неравновесные физико-химические процессы в аэродинамике/Под ред. Г. И. Майкапара.— М.: Машиностроение, 1972.

Поступила в редакцию 26/VIII 1986,
после доработки — 26/III 1987

О НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЭФФЕКТАХ ПРИ ДОГОРАНИИ СИММЕТРИЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

В. А. Архипов, В. Н. Вилмонов, Вл. Ф. Трофимов

(Томск)

Изучение эффектов, связанных с догоранием образцов,— один из способов исследования нестационарного горения конденсированных веществ (к-веществ). Источником возмущения стационарного режима горения при этом служит деформация михельсоновского профиля температуры внутри образца по мере его догорания [1]. Гашение образцов на теплоотводящей металлической подложке (метод замораживания зоны горения) [2, 3], двустороннее догорание плоских пластин [4—8], цилиндрических и сферических элементов [8] позволяют получить информацию о закономерностях нестационарного горения в условиях, исключающих влияние посторонних факторов, не связанных непосредственно с механизмом горения (газодинамическое поле течения, внешние физико-химические воздействия, разрушение образцов, неоднородность задачи и т. п.). Вопрос о догорании симметричных элементов представляет также и практический интерес при прогнозировании характеристик переходных процессов в регулируемых газогенераторах с многослойным зарядом к-вещества [9]. В частности, в [6] показано, что при определенных условиях скачок давления при догорании пластины в полузамкнутом объеме может более чем в 2 раза превышать уровень стационарного давления.

Известные результаты по нестационарному догоранию симметричных элементов получены, как правило, в рамках допущений теории Я. Б. Зельдовича [4] методом интегральных соотношений или численным счетом задачи. В [8] экспериментально обнаружены некоторые эффекты, связанные с нестационарностью горения симметричных элементов (пластин и образцов с заполненным вязкой жидкостью цилиндрическим каналом). В настоящем сообщении проанализированы результаты экспериментального исследования нестационарного догорания плоскопараллельных пластин к-вещества в полузамкнутом объеме при двустороннем горении и догорании на подложках с разными теплофизическими свойствами.

Эксперименты проводили на установке (рис. 1), состоящей из камеры сгорания 1 объемом 10^{-4} м³ с двумя симметрично расположенными выходными отверстиями 2 диаметром 1,5—2,3 мм, отделенными от иссле-

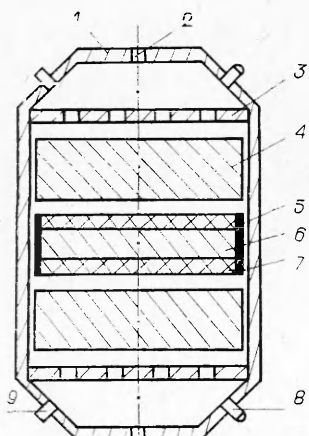


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.