

Рис. 2.

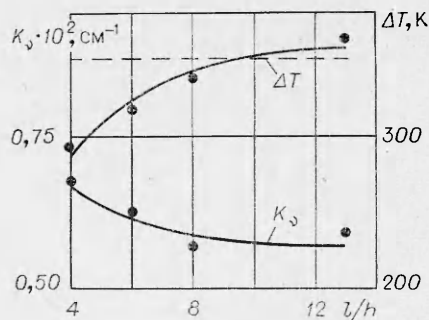


Рис. 3.

На рис. 3 показана зависимость коэффициента усиления слабого сигнала K_v и измеренного хромель-алюмелевой термопарой прироста температуры торможения в сверхзвуковом потоке от расстояния ввода топлива от критического сечения сопла при температуре воздуха $T_0 \approx 1000$ К и давлении $p_0 \approx 9$ атм. Расходы воздуха, пропана и углекислого газа в этих пусках поддерживались постоянными и были равны соответственно 280, 1,5 и 45 г/с. Значение коэффициента усиления K_v в период пуска перед вводом топлива не зависит от положения ввода и равно $K_v^0 \approx 0,3 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$.

После ввода топлива коэффициент усиления возрастает за счет прироста температуры при горении топлива и увеличивается по мере приближения места ввода к критическому сечению сопла. Это увеличение обусловлено дополнительной сверхравновесной подкачкой колебательных уровней молекулы углекислоты при горении в околосредовой области сопла. Аналогичные зависимости коэффициента усиления от места ввода пропана наблюдались и при других значениях T_0 , p_0 и расходах пропана.

Прирост температуры ΔT , измеренный термопарой в сверхзвуковом потоке, близок к рассчитанному по количеству вводимого топлива (штриховая кривая на рис. 3) и несколько уменьшается при приближении места ввода к критическому сечению. По-видимому, по мере приближения места ввода к критическому сечению увеличивается неполнота сгорания топлива, которое не успевает прореагировать при обтекании термопары сверхзвуковым потоком.

Поступила в редакцию
24/V 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Лосев, Газодинамические лазеры, М., Наука, 1977.
2. Н. Г. Басов, В. В. Громов и др. Квантовая электроника, 1976, 3, 5.
3. И. С. Заслонко, С. М. Когарко, Ю. В. Чириков. ПМТФ, 1973, 2, 48.
4. Н. И. Кудрявцев, С. С. Новиков, И. Б. Светличный. ИФЖ, 1978, XXXV, 6.
5. В. Г. Ефимов, Л. А. Заклязьминский. ФГВ, 1979, 15, 1.
6. В. Ф. Мюес, Е. Р. Bartlef. AIAA J., 1969, 7, 10.
7. Б. Льюис, Г. Эльбе. Горение, пламя и взрывы в газах, М., Мир, 1969.
8. Е. С. Щетинков. Физика горения газов, М., Наука, 1965.

О ВЛИЯНИИ ПУЛЬСАЦИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛАМЕНИ НА КОНЦЕНТРАЦИЮ ОКСИДА АЗОТА

Ю. А. Попов
(Свердловск)

По теории Зельдовича [1, 2] образование оксида азота идет путем расщепления молекулы азота при взаимодействии с атомом кислорода. Механизм реакции цепной, а атомы кислорода находятся в равновесии с окружающей средой. Наиболее простой механизм образования атомов кислорода:



хотя в присутствии соединений с содержанием кислорода могут быть и другие ка-

налы. Время установления равновесия реакции (1) ничтожно по сравнению с временем установления равновесия NO. Будем считать концентрацию атомарного кислорода всегда локально равновесной, как это принято в [1, 2]. С учетом (1) выражение для концентрации NO имеет вид [1, 2] уравнения Рикатти

$$\frac{df}{dt} = k_1 e^{-E_1/RT} - k_2 e^{-E_2/RT} f^2. \quad (2)$$

При $T = \text{const}$ и $t \rightarrow \infty$ выражение для равновесной концентрации NO из (2) примет вид

$$f_0(t \rightarrow \infty) = \sqrt{\frac{k_1}{k_2}} e^{-(E_1 - E_2)/2RT}.$$

Значения энергий активации и коэффициентов k_1 , k_2 , приведенные в [1, 2]: $k_1 \sim [N_2] \sqrt{[O_2]}$, $k_2 \approx 1/\sqrt{[O_2]}$. В [1, 2] приведены экспериментальные результаты, подтверждающие теорию возникновения окислов азота при взрывах. Однако имеются экспериментальные работы [3–5], в которых отмечаются более высокие концентрации окислов азота в пламени, чем это следует из теории. В [6] показано, что теория работает, если концентрацию атомарного кислорода определять из опыта. В то же время имеются теоретические работы [7–9], в которых показано, что пульсации температуры в пламени приводят к увеличению скорости химических реакций. Влияние пульсаций температуры на скорость реакций для случая, когда система локально равновесна, рассмотрено в [7], а в [8, 9] эта задача решена для скорости образования NO в начальный момент времени. Решения в [7–9] получены численно с применением ЭЦВМ.

В настоящей работе для названных случаев найдено аналитическое выражение и рассмотрено влияние малых пульсаций температуры на выход NO в любой момент времени. В отличие от работ [7, 8] усреднение концентрации проводилось по сечению реактора, а не по времени. Причем для простоты полагалось, что среднее локальное значения температуры T и среднеквадратичной пульсации температуры $\delta = \sqrt{\overline{(T - \bar{T})^2}}/\bar{T}$ постоянны и не зависят от координат.

Рассмотрим случай влияния пульсаций температуры на концентрацию атомарного кислорода. Отношение средней концентрации O с учетом пульсаций к концентрации при средней температуре без пульсаций выразится в виде [7]

$$\kappa = \langle e^{-E/RT} \rangle / e^{-E/R\bar{T}}.$$

Считая спектр пульсаций гауссовым, получим

$$\kappa = \frac{\int_{-a}^{\infty} e^{-y^2/2\delta^2} e^{-x/(1+y)} dy}{\int_{-a}^{\infty} e^{-y^2/2\delta^2} dy}, \quad (3)$$

где $y = (T - \bar{T})/\bar{T}$; $x = E/RT$. Найдем первый интеграл в (5) методом Лапласа [10]. Преобразуем его к виду

$$e^{-x} \int_{-a}^{\infty} \exp\left\{\frac{xy}{1+y} - \frac{y^2}{2\delta^2}\right\} dy \simeq e^{-x} \int_{-a}^{\infty} \exp\left\{\frac{xy}{1+y_m} - \frac{y^2}{2\delta^2}\right\} dy, \quad (4)$$

где $y_m - y$ при максимальном значении показателя экспоненты в правой части (4)

$$y_m = (\sqrt{1+4x\delta^2} - 1)/2.$$

Далее, действуя стандартным методом [10], находим

$$\kappa \simeq \frac{e^{x^2\delta^2/2(1+y_m)^2} \int_{-a-\frac{x\delta}{1+y_m}}^{\infty} e^{-z^2/2\delta^2} dz}{\int_{-a}^{\infty} e^{-y^2/2\delta^2} dy}.$$

Отсюда

$$\ln \kappa \simeq 2x^2\delta^2/[1+\sqrt{1+4x\delta^2}]^2. \quad (5)$$

Расчеты по (5) удовлетворительно совпадают с результатами [7, 8]. Согласно [1]

$$[O] \sim e^{-30500/T},$$

отсюда, используя (5), получим, например, что при $\delta^2=0,1$ и $T=2000$ К $\kappa=40$, а при $\delta^2=0,01$ и $T=2000$ К $\kappa=2,5$, т. е. пульсации температуры сильно увеличивают концентрацию атомарного кислорода и, следовательно, выход окислов азота.

Если считать, что концентрация на выходе из зоны горения далека от равновесной, то скорость образования NO из (2) определяется уравнением

$$\frac{df}{dt} = k_1 e^{-E_1/RT},$$

усредняя которое по сечению камеры сгорания и интегрируя, находим

$$\langle f \rangle = k_1 \langle e^{-E_1/RT} \rangle \cdot t.$$

В этом случае [8] концентрация на выходе также больше, чем при средней температуре, и может быть рассчитана с использованием (5).

При $t \rightarrow \infty$ система приходит к стационарному состоянию

$$d \langle f \rangle / dt = 0. \quad (6)$$

Усредняя (2), с учетом (6) получим

$$\langle f^2 k_2 e^{-E_2/RT} \rangle = k_1 \langle e^{-E_1/RT} \rangle, \quad (7)$$

а при $\delta^2 \ll 1$ из (7) находим

$$\langle f \rangle = f_0(t \rightarrow \infty) \left\{ 1 + \frac{\delta^2}{2} \left[\frac{x_1^2 - x_2^2}{2} - (x_1 - x_2) \right] \right\}, \quad (8)$$

где $x_1 = E_1/RT$, $x_2 = E_2/RT$ ($x_1 = 67500/T$, $x_2 = 46000/T$). Из (7) следует, что при $T \ll 80000$ К пульсации температуры приводят к увеличению концентрации окислов азота.

При малых δ^2 рассмотрим общий случай, усреднив (2) по сечению камеры сгорания. Так же, как при выводе (7), полагаем, что изменением концентрации N_2 и O_2 можно пренебречь, а T и δ^2 постоянны. Без учета пульсаций концентрация NO удовлетворяет уравнению

$$\frac{df_0}{dt} = k_1 e^{-x_1} - k_2 e^{-x_2} f_0^2 \quad (9)$$

с решением

$$f_0(t) = f_0(t \rightarrow \infty) \cdot \text{cth} \left(k_1 e^{-x_1} t \right).$$

Представив f в виде $f = f_0 + f_1$, из (2), (15) находим

$$d \langle f_1 \rangle / dt = -\gamma_1(t) \langle f_1 \rangle + \gamma_2(t) \delta^2 + 0(\delta^3), \quad (10)$$

где

$$\gamma_1(t) = 2k_2 e^{-x_2} f_0(t); \quad \gamma_2(t) = k_1 e^{-x_1} \left(\frac{x_1^2}{2} - x_1 \right) - k_2 e^{-x_2} \left(\frac{x_2^2}{2} - x_2 \right) f_0^2(t).$$

Из (10) получаем выражение

$$\langle f_1 \rangle = \delta^2 e^{-\int_0^t \gamma_1(t') dt'} \int_0^t \gamma_2(t') e^{\int_0^{t'} \gamma_1(t'') dt''} dt',$$

которое при $t \rightarrow \infty$ дает второй член (8).

Величина δ в реальных пламенах может достигать 0,4 [11], что приводит к значительной концентрации окислов азота. Одной из мер борьбы за уменьшение их выбросов в атмосферу являются способы уменьшения пульсаций температуры при горении. Автор благодарит Ф. Р. Шкляра за обсуждения, стимулирующие эту работу.

Поступила в редакцию
17/VIII 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, П. Я. Садовников, Д. А. Фрапк-Каменецкий. Окисление азота при горении. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1947.
2. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., Наука, 1966.

3. А. Г. Тумановский.— В сб.: Теория и практика сжигания газа. Т. 5. М., Недра, 1972.
4. И. Я. Сигал и др.— В сб.: Теория и практика сжигания газа. Т. 5. М., Недра, 1972.
5. И. Я. Сигал и др.— В сб.: Теория и практика сжигания газа. Т. 6. М., Недра, 1975, 6, 513.
6. Б. С. Сорока и др. Теплоэнергетика, 1978, 1, 45.
7. Л. А. Вулис. ФГВ, 1972, 8, 3.
8. Н. И. Актанов, А. В. Лавров. ТВТ, 1978, 16, 1005.
9. F. C. Gouldin. Combust. Scie. and Techn., 1974, 9, 17.
10. Н. Г. де Брейн. Асимптотические методы в анализе. М., ИЛ, 1964.
11. E. E. Khalil. Trans. ASME, 1978, 100, 5, 210.

О КРИТИЧЕСКОМ ДИАМЕТРЕ ГАШЕНИЯ ПЛАМЕНИ ВЗРЫВА ГРЕМУЧЕГО ГАЗА ПРИ ВЫСОКОМ НАЧАЛЬНОМ ДАВЛЕНИИ

А. А. Максаков, В. И. Немченко, Н. А. Рой
(Москва)

Проблеме локализации водородно-кислородного пламени различными огнепреградительными устройствами посвящено значительное количество теоретических и экспериментальных работ. Наиболее полно этот вопрос освещен в [1]. Однако имеющиеся в литературе экспериментальные данные охватывают в основном область сравнительно невысоких давлений ($p_0 \leq 1,5$ МПа). В настоящей работе приводятся результаты экспериментальных исследований пламегасящей способности металлокерамических пористых огнепреградителей при взрывах гремучего газа с давлением до $p_0 = 12$ МПа.

Для исследования изготовлены образцы из карбонильного никеля, спеченного в водороде из несферического порошка фракции 10 мкм при температуре 700°C в течение 1 ч и давлении прессования $4 \cdot 10^2$ Па. Пористость образцов (цилиндры диаметром 10^{-2} м высотой $1,5 \cdot 10^{-2}$ м) составляла 30%. Максимальный размер пор определялся исходя из давления, при котором через отверстия образца, пропитанного водой, начинает проникать газ, о чем свидетельствует появление первых пузырьков над образцом, покрытым слоем жидкости. Диаметр пор рассчитывался по формуле [2]

$$d_{кр} = 3\sigma/\Delta p, \quad (1)$$

где $d_{кр}$ — максимальный диаметр пор; σ — коэффициент поверхностного натяжения жидкости; Δp — перепад давлений. Дополнительно проводилось контрольное измерение максимальных размеров пор при помощи электронного микроскопа.

Взрыв газа в контрольном объеме при проскоке пламени через металлокерамическую вставку регистрировался тензодатчиком типа 2ФКПА-10-100 с последующим усилением сигнала усилителем постоянного тока и регистрацией сигнала на осциллографе С8-11.

Гремучий газ вырабатывался коаксиальным электролизером, в котором в качестве электролита использовался 30%-ный раствор КОН. Для сушки и очистки гремучей смеси от мелкодисперсной взвеси щелочи на выходе из электролизера устанавливался щелочной фильтр. Ниже представлены экспериментально определенные значения критического диаметра гашения $d_{кр}$ и вычисленные по формуле [3]

$$Pe = u d_{кр} \cdot c_p p_0 / RT \lambda$$

значения критерия Пекле на пределе гашения. Здесь u — нормальная скорость распространения пламени; c_p — теплоемкость водородно-кислородной смеси; R — универсальная газовая постоянная; T , λ — температура и теплопроводность смеси.

Приведены также расчетные значения λ и c_p при $T = 300$ К.

| p_0 , МПа | $d_{кр}$, мкм | Pe | λ , Вт/(м·К) | c_p , КДж/(кг·К) |
|-------------|----------------|----|----------------------|--------------------|
| 6 | 3,0 | 60 | 0,10605 | 2,666 |
| 8 | 2,0 | 60 | 0,10819 | 2,714 |
| 10 | 1,5 | 40 | 0,11049 | 2,767 |

Оценка теплофизических свойств стехиометрической смеси молекулярных водорода и кислорода производилась с учетом вторых вириальных коэффициентов $B_{H_2-H_2}$ и $B_{O_2-O_2}$. Коэффициенты аппроксимации взяты из [4]. В качестве исход-