

**РАСЧЕТ ДИФФУЗИОННОГО ТУРБУЛЕНТНОГО ГОРЕНИЯ  
ЗАТОПЛЕННОЙ И СПУТНОЙ СТРУИ  
С УЧЕТОМ ПУЛЬСАЦИЙ КОНЦЕНТРАЦИЙ  
В РАМКАХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ МЕТОДОВ**

*В. Л. Зимонт, Е. А. Мещеряков*  
(Москва)

Общепринятой расчетной моделью процесса турбулентного диффузионного горения является «квазиламинарная» схема, предполагающая наличие в пространстве (аналогично случаю ламинарного диффузионного горения) тонкого неподвижного фронта пламени, разделяющего области избытка горючего и окислителя. При использовании соответствующих эмпирических параметров переноса на основе этой модели как в рамках интегральных методов, так и при численном решении соответствующих уравнений типа пограничного слоя могут быть описаны основные закономерности турбулентного диффузионного горения (рассчитаны профили температуры, скорости, концентрации, найдена длина факела, см., например, [1]).

Однако «квазиламинарная» модель не позволяет описать некоторые важные в приложениях особенности горения, характерные для турбулентного факела и связанные с наличием пульсаций концентрации в зоне смешения. Наиболее существенными качественными особенностями турбулентного горения являются наличие распределенной по пространству области тепловыделения, несовпадение температурного и концентрационного «фронтов» пламени (т. е. поверхностей максимальных в сечениях температур и стехиометрического соотношения  $\bar{\alpha}=1$ , горючего и окислителя), возрастание температуры вдоль температурного фронта пламени, а также наличие тепловыделения после достижения на оси струи стехиометрического соотношения между средними концентрациями компонентов (последнее обстоятельство экспериментально изучалось в работе [2]).

Физическая причина перечисленных эффектов состоит в том, что при турбулентном смешении горючего и окислителя перемешивание «в среднем» не означает еще перемешивания до полной молекулярной однородности, определяющей протекание химической реакции, что проявляется в виде пульсаций концентраций и температуры. Поэтому при расчете турбулентного диффузионного горения требуется определить плотность вероятности концентраций в каждой точке потока, которая зависит от интенсивности молекулярного смешения в турбулентном потоке. В работе [3] было введено понятие ускоренной молекулярной диффузии и экспериментально показано для турбулентного смешения в следе, что ее интенсивность много больше по сравнению с обычной молекулярной диффузией. Это связано с большими локальными градиентами концентрации в зоне смешения.

Идея расчета, рассматриваемого в настоящей статье, сводится к следующему: функция распределения плотности вероятности относительной восстановленной концентрации вещества струи аппроксимируется в виде некоторой зависимости от продольной  $x$  и поперечной  $r$  координат и трех параметров  $a, k, N$

$$p(c, r, x) = g(a, k, N, x, r),$$

для которой относительный осредненный профиль восстановленной концентрации вещества струи зависит от двух параметров

$$\bar{c}(x, r) = \int p(c, r, x) dc = f(a, k, x, r),$$

причем  $f$  описывает колоколообразный профиль  $\bar{c}$ . Параметр  $k$  характеризует угол расширения зоны смешения,  $N$  — степень однородности молекулярного смешения. Профиль избыточной скорости для спутной струи аппроксимируется в виде

$$\frac{\bar{u} - u_\infty}{u_0 - u_\infty} = f(a_v, k_v, x, r),$$

где  $k_v$  — угол расширения профиля скорости.

Использование интегральных законов, выражающих сохранение потока вещества струи и избыточного импульса, позволяет при известных  $k_v$  и  $k$  (отношение которых характеризует турбулентное число Шмидта) и  $N$  определить параметры  $a$  и  $a_v$ , которые при используемых функциях связаны с объемом под профилями концентрации и скорости, и построить функции плотности вероятности концентрации и профили скорости. Кроме того, это позволяет построить осредненные профили концентрации и их пульсационные составляющие, а также осредненную и пульсационную составляющие температуры (энтальпии), мгновенные значения которой при равенстве коэффициентов молекулярной диффузии и температуропроводности однозначно связаны с мгновенными значениями концентрации. Рассмотрим кратко предшествующие работы, определившие появление настоящего исследования.

Для количественного описания ускоренной молекулярной диффузии при смешении струй конечного размера в работах [4, 5] исходили из модели струи, предполагающей существование колоколообразного мгновенного профиля концентрации, размытость которого определяется молекулярной диффузией. При этом средний профиль концентрации получается из мгновенного при его случайном переносе крупными турбулентными вихрями как целого по нормальному закону в плоскости, перпендикулярной к оси струи (аналогичная модель для дымовой струи была предложена в работе [6]).

В работе [5] на основании указанной диффузионной модели в рамках интегральных методов была построена расчетная схема струи, позволяющая описать помимо осредненных профилей параметров вероятностные характеристики пульсаций концентрации и температуры (для качественного описания диффузионного факела в работе [5] используются результаты расчета молекулярного перемешивания не реагирующей струи, т. е. длина факела принимается не зависящей от тепловыделения).

В работе [7] была рассмотрена модель диффузионного факела при одинаковых молекулярных весах горючего, окислителя и продуктов сгорания, позволяющая определить функции плотности распределения вероятностей концентрации и средние профили параметров, удовлетворяющие интегральным законам сохранения. На численном примере показано, что эта модель описывает перечисленные выше явления, связанные с наличием пульсаций концентрации.

В настоящей работе приводятся результаты подобных численных расчетов по указанной схеме, обобщенной на случай переменного молекулярного веса для реагирующих и не реагирующих затопленных и спутных струй, и производится сравнение с имеющимися в литературе экспериментальными данными. Это позволило в рамках такой модели обобщить эмпирический материал и количественно исследовать роль турбулентных пульсаций концентрации на процессы горения.

### Модель процесса и основные соотношения

Рассмотрим истечение круглой горючей струи в затопленное пространство или спутный поток окислителя (рис. 1,  $a$ ). Обозначим через  $c$  мгновенное значение восстановленной концентрации вещества горючей

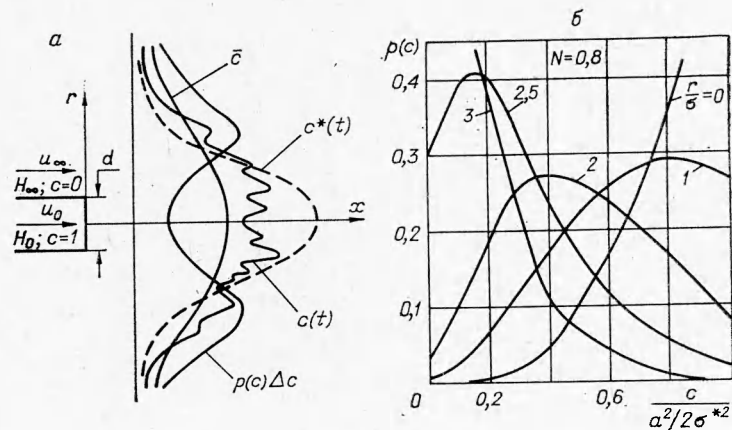


Рис. 1.

струи, под которой понимается объемная доля вещества струи, компоненты которого приведены к исходным веществам. При расчете диффузионного факела профиль осредненной восстановленной концентрации аппроксимировался функцией

$$\bar{c}(x, r) = \frac{1}{\sigma_{\Phi}^2(x)} \int_0^{a_{\Phi}(x)} e^{-\frac{r^2 + r'^2}{2\sigma_{\Phi}^2(x)}} I_0\left(\frac{rr'}{\sigma_{\Phi}^2(x)}\right) r' dr', \quad (1)$$

где  $I_0$  — функция Бесселя первого рода нулевого порядка; черта над величинами означает осреднение. Функция (1) является решением осесимметричного уравнения диффузии для источника радиуса  $a_{\Phi}$ , а  $\sigma_{\Phi}^2$  является дисперсией (средним квадратом рассеяния объемов), принятой при описании турбулентной диффузии. При этом

$$\int_0^{\infty} \bar{c}(x, r) \cdot 2 \cdot \pi \cdot r dr = \pi a_{\Phi}^2.$$

Соотношение (1) позволяет описать непрерывное изменение распределения концентрации от прямоугольного в начальном сечении струи радиуса  $R = \frac{d}{2}$  (при  $a_{\Phi}(0) = R$  и  $\sigma_{\Phi}^2(0) = 0$ ) до гауссового на больших расстояниях от начала струи (при  $\frac{a_{\Phi}^2}{\sigma_{\Phi}^2} \ll 1$ )

$$\bar{c}(x, r) = \frac{a_{\Phi}^2(x)}{2 \cdot \sigma_{\Phi}^2(x)} e^{-\frac{r^2}{2\sigma_{\Phi}^2(x)}}.$$

Для описания пульсаций концентрации рассмотрим функцию плотности вероятности  $p(c, x, r)$ , позволяющую определить вероятность нахождения в каждой точке пространства концентрации из диапазона  $c \div c + \Delta c$  и равную  $p(c, x, r) \Delta c$ .

Функция  $p(c, x, r)$ , согласно предыдущему, должна приводить к профилю средней концентрации (1). В частном случае моделей струи [5, 6], в которых средний профиль концентрации получается в результате случайного перемещения в пространстве по нормальному закону с дисперсией  $\sigma_p^2(x)$  неизменного мгновенного профиля, это условие выполняется, если мгновенный профиль концентрации  $c^*(r)$  описывается функцией (1) с параметрами  $a_{\Phi}(x)$  и  $\sigma^{*2}(x)$ , где  $\sigma^{*2} = \sigma_{\Phi}^2 - \sigma_p^2$ . Плотность

вероятности имеет вид:

$$p(c, x, r) = \frac{1}{\sigma_p^2(x)} e^{-\frac{r^2 + r_0^2}{2\sigma_p^2(x)}} I_0\left(\frac{rr_0}{\sigma_p^2(x)}\right) r_0 \left(\frac{dc^*}{dr_0}\right)^{-1}, \quad (2)$$

где  $r_0 = \varphi(c^*)$  — обратная функция по отношению к функции  $c^* = c(a_\phi, \sigma^{*2}, r_0)$ .

Очевидно, что выражение одноточечной плотности вероятности (2) может соответствовать более общей модели течения, в которой случайные перемещения объемов в различных точках сечения происходят независимо. В этом случае профиль  $c^*$  представляет наиболее вероятные концентрации в каждой точке сечения.

На рис. 1, б показан вид  $p(c)$  для рассматриваемой модели течения на больших расстояниях от начала струи (при  $\frac{a_\phi^2}{\sigma^2} \ll 1$ ).

Связь энтальпии и температуры с концентрацией  $H(c)$  и  $T(c)$  принималась такой, какая получается при термодинамическом равновесии после изобарического смешения и реагирования в адиабатических условиях

$$\frac{H - H_\infty}{H_0 - H_\infty} = c. \quad (3)$$

Здесь  $H$  — энтальпия торможения, включая химическую теплоту образования. Это соответствует допущению о равенстве при смешении интенсивности молекулярного переноса энтальпии и концентрации [9].

При известных в некотором сечении значениях параметров  $a_\phi$ ,  $\sigma^2$  и  $\sigma^{*2}$  профили  $\bar{T}$  и  $\bar{T}'^2$  записываются в виде:

$$\bar{T}(r) = \int T(c) p(c, r) dc, \quad T' = \sqrt{\bar{T}'^2} = \sqrt{(\bar{T} - \bar{T})^2} = (\bar{T}^2 - \bar{T}^2)^{1/2}.$$

Аналогично записываются средние значения, среднеквадратичные значения пульсаций и их корреляции для любых других параметров, являющихся функциями концентрации  $c$ .

При записи интегральных законов сохранения избыточная относительная скорость  $\left(\frac{\bar{u}}{u_0}$  для затопленного и  $\frac{\bar{u} - u_\infty}{u_0 - u_\infty}$  для спутного факела) бралась в виде (1) с параметрами  $a_v(x)$  и  $\sigma_v^2(x)$ .

Условия сохранения потока вещества струи и уравнение импульсов имеют вид:

$$\frac{d}{dx} \int_0^1 \int_0^1 \rho(c) \cdot c \cdot p(c, a_\phi, \sigma^{*2}, \sigma_\phi^2, r) \bar{u}(a_v, \sigma_v, r) dc \cdot r dr = 0, \quad (4)$$

$$\frac{d}{dx} \int_0^1 \int_0^1 \rho(c) p(c) \cdot \bar{u} \cdot (\bar{u} - u_\infty) r dc dr = g \int_0^1 (\rho_\infty - \bar{\rho}) r dr, \quad (5)$$

где  $\rho$  — плотность определяется по уравнению состояния;  $g$  — ускорение свободного падения. Правый член в уравнении импульсов выражает архимедову силу при вертикальном расположении струи.

В выписанных выше интегральных соотношениях не использовалось уравнение энергии, которое в силу (3) эквивалентно уравнению (4). Следует отметить, что в случае отсутствия тепловыделения для неизотермических струй приведенные соотношения не приводят к результатам работы [5], в которой функцией (1) аппроксимировалась специальным образом выбранная вероятность обнаружения вещества струи, не совпадающая со средней концентрацией.

Задавая зависимость  $\sigma_\phi(x)$  (которую часто можно представить в виде  $\sigma_\phi = k_\phi \cdot x$ ), характеризующей турбулентное смешение, и значением  $Sc_\tau = \sigma_\tau^2 / \sigma_\phi^2$  — турбулентное число Шмидта и  $N = \sigma^{*2} / \sigma_\phi^2$  — параметр, ха-

рактически характеризующий уровень пульсаций концентрации и определяющийся степенью молекулярной однородности смешения [5], из системы уравнений (4), (5) можно найти  $a_\phi(x)$  и  $a_v(x)$  и определить профили параметров и величину интегральной полноты сгорания в сечении, которая может быть найдена из выражения

$$\eta(x) = \frac{\int_0^\infty \bar{\rho} c \bar{\eta} \cdot \bar{u} \cdot r dr}{\int_0^\infty \bar{\rho} c \cdot \bar{u} \cdot r dr}, \quad (6)$$

где  $\eta(c)$  — полнота в каждом объеме.

Интенсивность среднего объемного тепловыделения  $\bar{Q}(x, r)$  пропорциональна плотности вероятности для объемов стехиометрического состава, причем коэффициент пропорциональности определяется из условия равенства общего тепловыделения между сечениями  $x$  и  $x + \Delta x$  величине, следующей из выражения (6),

$$\int_0^\infty \bar{Q} \cdot 2\pi r dr = \frac{d\eta}{dx} G_r \cdot Hu,$$

где  $G_r$  и  $Hu$  — расход и теплотворная способность горючей смеси.

При численной реализации уравнения (4), (5) преобразовывались в систему дифференциальных уравнений относительно  $a_\phi(x)$  и  $a_v(x)$  и решалась задача Коши при  $a_\phi(0) = a_v(0) = \frac{a}{2}$  стандартным методом Рунге — Кутты.

Обработка экспериментальных данных [10] для затопленной и спутных не реагирующих струй переменных плотностей показывают, что

$$\sigma_c(x) = 0,09 \frac{1-m}{1+m} x = k_c x, \quad (7)$$

где  $m$  — отношение скоростей потоков, при  $m < 0,3$ , когда естественная турбулентность потоков не оказывает существенного влияния на смешение. Наиболее убедительно незначительность влияния отношения плотностей на ширину слоя смешения в дозвуковых потоках экспериментально показана в работе [11]. Нами были обработаны экспериментальные данные для затопленной изотермической [12] и слабо подогретой [13] затопленной струй, которые дали значения соответственно  $k_c = 0,09$ ,  $Sc_T = 0,5$  и  $k_c = 0,1$ ,  $Sc_T = 0,5$ .

На рис. 2 ( $\frac{x}{d/2}$ : 1—48; 2—56, 3—64, 4—72) приведены профили пульсаций концентрации из работы [12] вместе с расчетами по данной схеме. Видно, что значение  $N = 0,8$ , которое следует также из анализа пульсаций температуры на оси струи из [13]<sup>1</sup>, в рамках рассматриваемой модели позволяет удовлетворительно описать пульсации концентрации не реагирующей струи.

Наиболее подробные экспериментальные данные, полученные для горячей струи, приведены в работе [14], где исследовалась вертикальная затопленная подогретая горючая струя при наличии и отсутствии горения. Сравнение результатов расчетов с этими данными показало, что их хорошее соответствие достигается с использованием  $k_\phi = 0,075$  при горении и  $k_c = 0,09$  при отсутствии горения и в обоих случаях  $N = 0,80 \pm 0,02$ ,  $Sc_T = 0,5$ . На рис. 3 и 4 приведены осевые значения параметров (1 — расчет, 2 — экспериментальные данные) и профили концентраций в двух сечениях, а на рис. 5 — профили температуры,

<sup>1</sup> Не приводится сравнение для профилей пульсаций температур из [13], поскольку замеры пульсаций на краях струи имели систематическую ошибку (см. [12]).

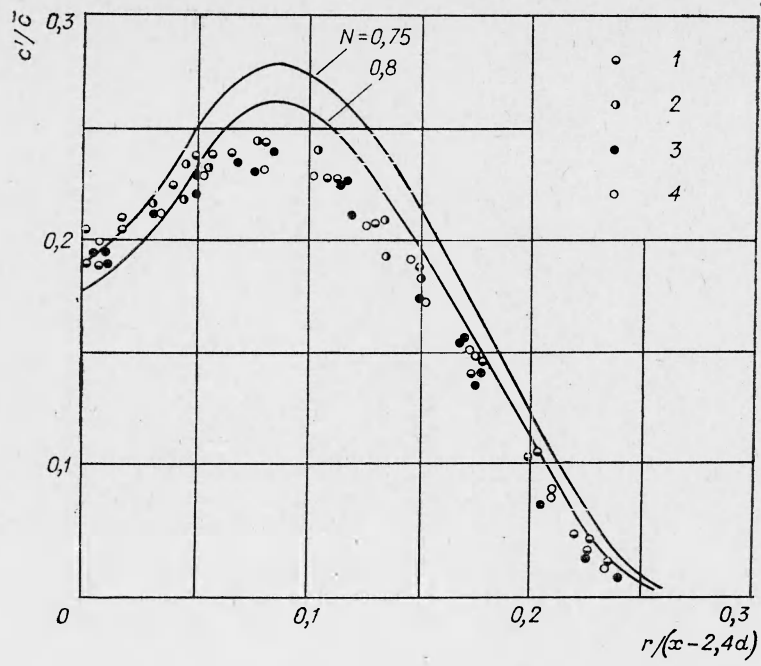


Рис. 2.

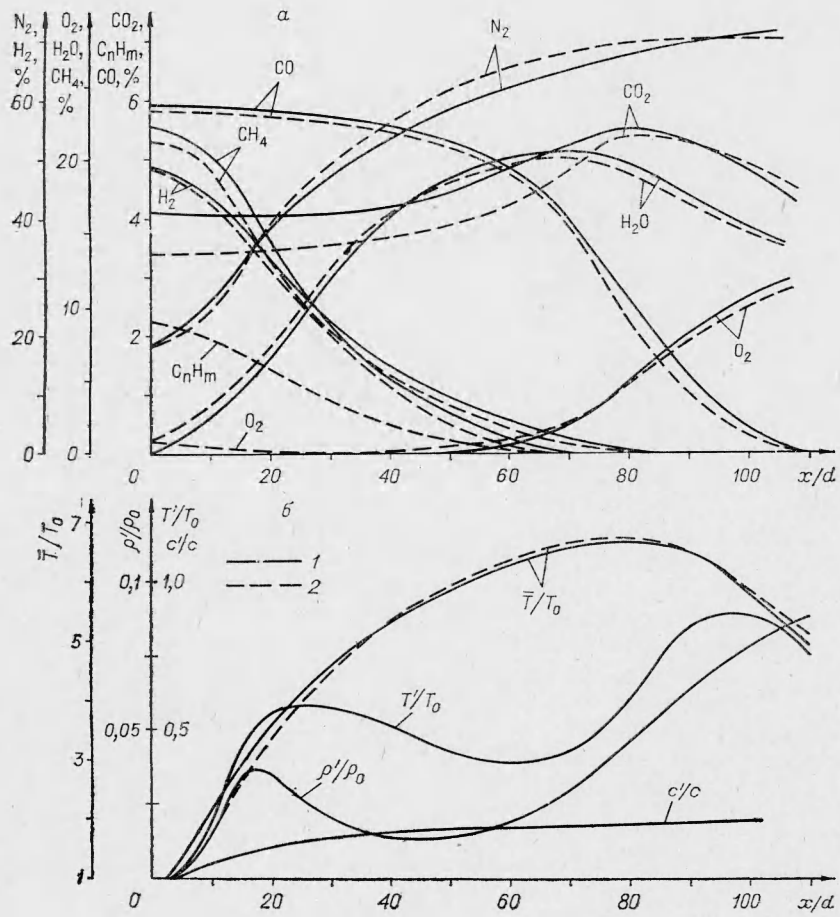


Рис. 3.

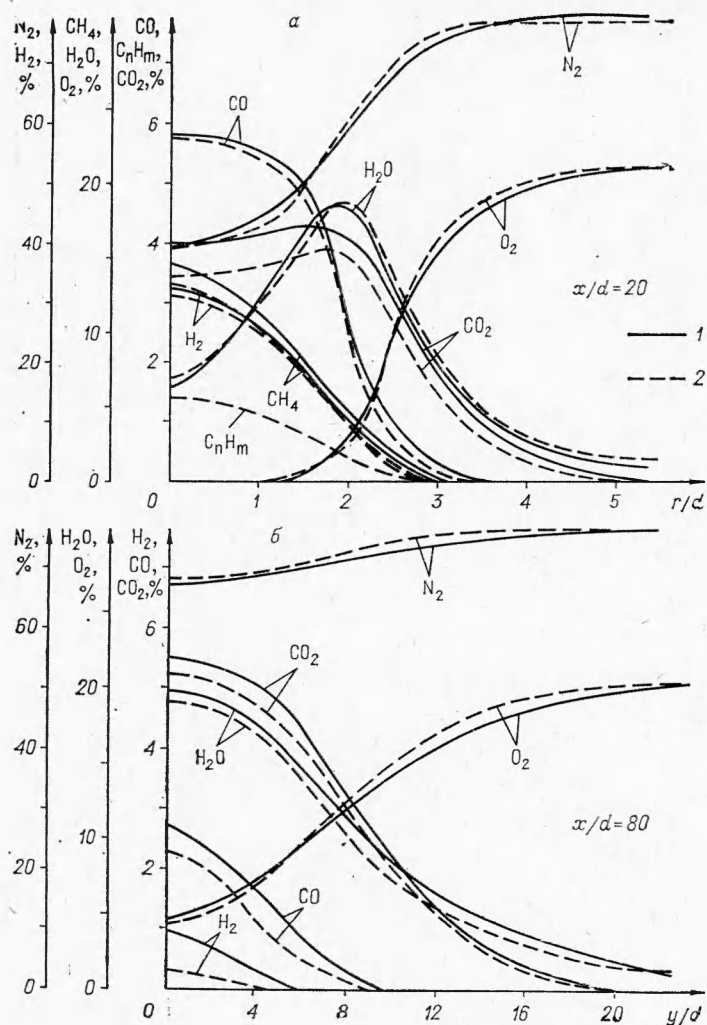


Рис. 4.

тепловыделения и пульсационных характеристик (1— $x/d=20$ , 2— $x/d=80$ , 3—профиль температуры для квазиламинарной модели  $N=1$ ). В расчетах мгновенные состав и температура определялись как функции восстановленной концентрации  $c$ , согласно уравнениям равновесных химических реакций. Отметим, что расчет правильно описывает наблюдающееся в экспериментах перекрытие профилей горючего и окислителя, которое не может быть получено с помощью квазиламинарной модели. В расчетах профилей не получилась концентрация радикала  $C_nH_m$ , поскольку определение равновесного состава не дало заметного количества других углеводородов, кроме метана.

Конфигурация температурного и концентрационного фронтов пламени и максимальные в сечениях средние температуры вместе с данными, следующими из экспериментальных профилей работы [14], а также поведение интегральной полноты показаны на рис. 6. Расчет полноты производился, согласно (6), в предположении, что  $\eta(c)=1$  при  $\alpha > 1$  и  $\eta(c) = \frac{L+1}{L}(1-c)$  при  $\alpha \leq 1$ ,  $L=3$ , 6 — коэффициент стехиометрии.

На рис. 7 приведено сопоставление расчета и экспериментальных данных для массового  $G$  и объемного  $V$  расходов в сечениях факела 1 и нереагирующей струи 2 (а) и полуширины профилей для различных

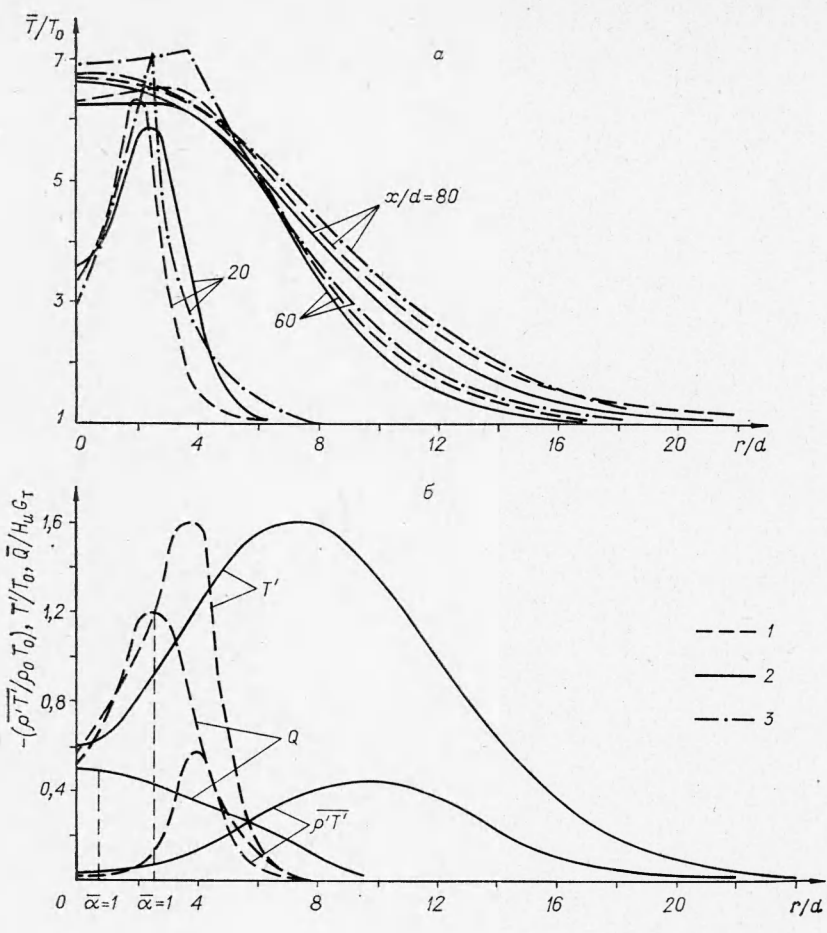


Рис. 5.

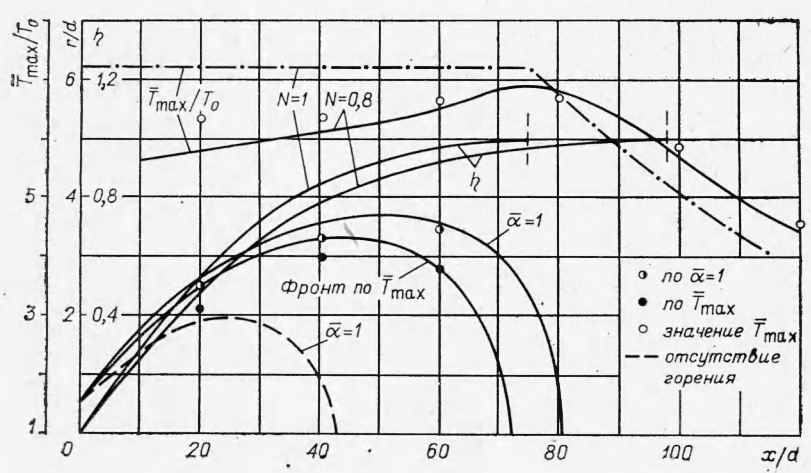


Рис. 6.



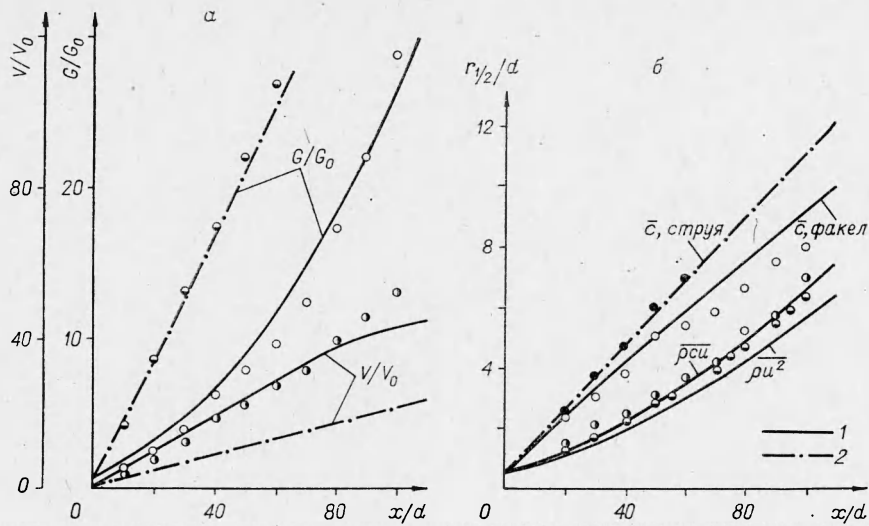


Рис. 7.

параметров (б). Приращение импульса в факеле в условиях опыта из-за наличия подъемной силы для сечений  $x/d=20$ ; 50 и 80, согласно расчетам, составляет соответственно 0,2; 1,4 и 4%.

Рис. 8 демонстрирует результаты расчета при тех же эмпирических параметрах осевых значений средней восстановленной концентрации, скорости, коэффициентов турбулентной вязкости  $\nu_T$  и диффузии  $D_T$  ( $D_T$  и  $\nu_T$  определялись из дифференциальных уравнений переноса с использованием указанных аппроксимаций для профилей). Видно, что хотя осевые концентрации и скорости в факеле падают по оси медленнее, чем в струе, коэффициенты диффузии и вязкости значительно больше, что свидетельствует об увеличении интенсивности процессов переноса в факеле из-за наличия тепловыделения. Аналогичный вывод на основе анализа этих же экспериментальных данных был сделан в работе [15].

Помимо данных [14], анализу подвергались результаты для затопленных и спутных факелов, горящих в атмосфере холодного воздуха, приведенные в [1, 2]. При этом данные [2] также позволяют определить параметр  $N$  по перекрытию кривых средних концентраций

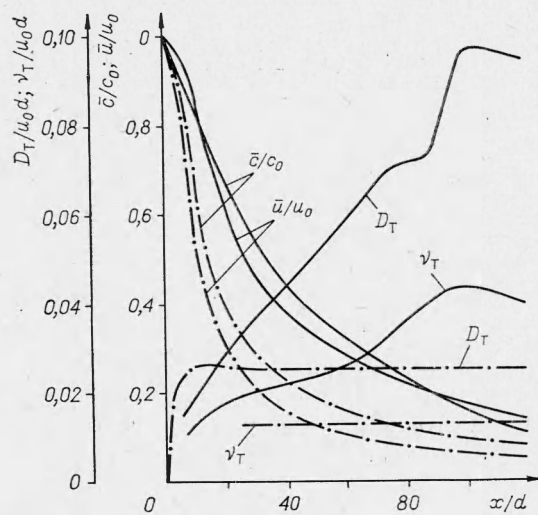


Рис. 8.

кислорода и водорода в водородном пламени и по разнице положения на оси точки  $\alpha=1$  и  $\eta=1$ . Оказалось, что  $N$  лежит в диапазоне  $0,78 \div 0,85$ .

Полученные при  $Sc_T=0,5$  и  $N=0,8$  значения  $k_{\phi}$ , наилучшим образом описывающие все рассмотренные экспериментальные данные, удалось обобщить, считая определяющими параметрами  $m$  и отношение  $\theta$  адиабатической температуры продуктов сгорания стехиометрической смеси  $T_T$  к температуре стехиометрической смеси в предположении отсутствия горения

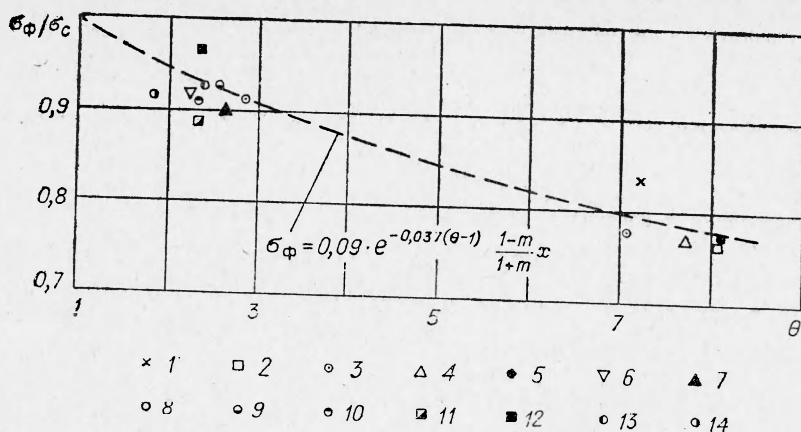


Рис. 9.

| Обознач. см. (рис. 9) | Топливо   | $c$ топлива, кг/кг | $T_0$ , °К | $u_0$ , м/с | $m = \frac{u_\infty}{u_0}$ | $d$ , мм | $L$         | $\mu^*$ струи | Источник |
|-----------------------|---|--------------------|------------|-------------|----------------------------|----------|-------------|---------------|----------|
| 1                     | гор. газ  | 1                  | 300        | 80          | 0                          |          |             |               |          |
| 2                     | H <sub>2</sub>  | 1                  | 300        | 65,4        | 0                          | 4,76     | 3,6         | 14            | [14]     |
| 3                     | CO <sub>2</sub> +гор. газ                                     | 1                  | 300        | 38,6        | 0                          | 3,175    | 2,38<br>3,1 | 2,0<br>29,3   | [2]<br>» |
| 4                     | H <sub>2</sub> +C <sub>3</sub> H <sub>8</sub>                 | 1                  | 300        | 33,5        | 0                          | 3,175    | 16,2        | 29,1          | »        |
| 5                     | гор. газ  | 1                  | 300        | 60,8        | 0                          | 3,175    | 4,8         | 20,9          | »        |
| 6                     | C <sub>3</sub> H <sub>8</sub> +C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> | 0,085              | 1300       | 61          | 0                          | 20       | 3,58        | 51,1          | [1]      |
| 7                     | »   | 0,12               | 1200       | 61          | 0                          | 20       | 3,9         | 51,1          | »        |
| 8                     | »   | 0,085              | 1100       | 42          | 0                          | 20       | 4,22        | 51,1          | »        |
| 9                     | »   | 0,083              | 1210       | 61          | 0,118                      | 20       | 3,86        | 51,1          | »        |
| 10                    | »   | 0,083              | 1210       | 61          | 0,187                      | 20       | 4,1         | 51,1          | »        |
| 11                    | »   | 0,083              | 1140       | 61          | 0,3                        | 20       | 3,96        | 51,1          | »        |
| 12                    | »   | 0,089              | 1180       | 61          | 0,161                      | 20       | 3,96        | 51,1          | »        |
| 13                    | »   | 0,083              | 1180       | 61          | 0,25                       | 20       | 3,96        | 51,1          | »        |
| 14                    | »   | 0,083              | 1170       | 61          | 0,275                      | 20       | 4,0         | 51,1          | »        |

\*  $\mu$  — молекулярный вес.

$\left( \frac{Nu}{c_p \cdot T_{стех}} \right)$ , рис. 9. Исходные данные для рассмотренных комбинаций сведены в таблицу.

Таким образом, рассмотренный подход позволяет в рамках интегральных методов обобщить экспериментальный материал по смешению реагирующих и нереагирующих затопленных и спутных струй и описать при этом основные эффекты, связанные с наличием пульсаций концентрации в зоне смешения.

Поступила в редакцию  
5/Х 1973

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Л. А. Вулис, Ш. А. Ершин, Л. П. Ярин. Основы теории газового факела. М., «Энергия», 1968.
2. В. Гауссорн, Д. Уиддел, Г. Хоттел. В кн. «Вопросы горения», ч. 1. М., ИЛ, 1953, стр. 146—193.
3. А. А. Townsend. Proc. Roy. Soc., 1954, А, 224.
4. Н. А. Замятина, А. Г. Прудников, В. Н. Сагалович. Изв. вузов, сер. Авиационная техника, 1966, 2.
5. А. Г. Прудников, В. Н. Сагалович. В кн. «Кинетика и аэродинамика горения». М., «Наука», 1969.

6. Ф. Гиффорд. В кн. «Атмосферная диффузия и загрязнение воздуха». М., ИЛ 1962, стр. 143—164.
7. В. Л. Зимонт. В сб. «Теория и практика сжигания газа», т. V. Ленинград, «Недра», 1972, стр. 90—105.
8. Н. Е. Кочин, И. А. Кибель, Н. В. Розе. Теоретическая гидромеханика, ч. II. М., «Физматгиз», 1963.
9. Я. Б. Зельдович. ЖТФ, 1949, 19, 10.
10. А. Г. Прудников, М. С. Волынский, В. Н. Сагалович. Процессы смеобразование и горения в воздушно-реактивных двигателях. М., «Машиностроение», 1971.
11. G. Brown, A. Roshko. AGARD Fluid Dynamics Panel Specialists Meeting on "Turbulent Shear Flows", 13—15, September, 1971, London, England.
12. H. A. Becker, H. C. Hottel, G. C. Williams. J. Fluid Mech., 1967, 30, 2.
13. S. Corrsin, M. Uberoi. Further experiments on the flow and heat transfer in a heated turbulent air jet, NASA, Report 998, 1950.
14. Н. Кремер. VDI-Berichte, 1966, 95.
15. R. Günter. Chemie-Ing-Tech 41. Jahrg. 1969, 5, 6.

УДК 662.58

## К ВОПРОСУ О ВЛИЯНИИ ОКИСИ АЗОТА НА ЗАДЕРЖКУ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ВОДОРОДА В ВОЗДУХЕ

*В. Н. Строкин, В. М. Хайлов*  
(Москва)

В последнее время исследуется подробно механизм высокотемпературного воспламенения и горения водорода. В частности, рассматриваются различные кинетические схемы окисления водорода, в которых, кроме топлива и окислителя, учитываются еще и различные активные центры или примеси [1, 2]. При этом решаются две задачи: выявляется чувствительность кинетической модели к малому изменению начальных условий и оценивается влияние конкретных веществ, которые могут встретиться на практике, на скорость протекания реакций окисления.

Известно, что при проведении опытов по горению в сверхзвуковом потоке с использованием ударной трубы [3] или электродугового подогревателя [4] в воздухе образуется окись азота, а содержание кислорода снижается. Указанное явление может повлиять на кинетику окисления. В связи с этим в настоящей работе проводится расчетно-теоретический анализ влияния примеси окиси азота в водородно-воздушной смеси на величину задержки воспламенения.

При выполнении исследования была использована программа, составленная ранее для расчетов химически неравновесных течений в соплах [5]. Рассчитывалось течение в канале, построенном по закону постоянной плотности. Такое допущение практически не влияет на величину времени индукции, так как в этот период интегральные параметры потока остаются практически неизменными. В начальном сечении канала задавались параметры исходной смеси (весовые доли, давления, температура газа и значение скорости газа  $u$ ). В результате численного интегрирования исходной системы уравнений находилось изменение всех параметров и состава газа вдоль канала. Принималось, что окончание периода индукции соответствует моменту, когда исходная температура газовой смеси возрастает на 10%. В расчете учитывались приведенные в таблице элементарные химические реакции, в которых принимают участие газообразные компоненты:  $O_2$ ,  $H_2$ ,  $OH$ ,  $HO_2$ ,  $H_2O$ ,  $H_2O_2$ ,  $N_2$ ,  $NO$ ,  $NO_2$ ,  $HNO$ ,  $O$ ,  $N$ ,  $H$ . Предполагалось, что распределение молекул по ко-