

асимптоты на рис. 3. Полностью конфигурация границы устойчивости устанавливается посредством решения трансцендентных уравнений, вытекающих из равенства фаз и амплитуд, согласно (12).

В рассматриваемом примере дифференцирующие свойства передаточной функции W_p весьма ограничены, положительные φ малы, ω_* близко ω_a . Кривая $\chi_*(\psi_p)$ быстро приближается к асимптоте в области малых χ . Положив $\omega_* = \omega_a$ и пренебрегая степенями $\chi\omega$ выше первой, получаем из условия равенства фаз $\varphi(\omega_a) = -\varphi_k(\omega_a)$ приближенное соотношение для границы устойчивости в зоне быстрого изменения ψ_p :

$$\chi_* = \varphi(\omega_a)/\omega_a (h_1 - h_3).$$

На рис. 3 область устойчивости располагается слева от каждой границы.

В случае докритического истечения из сопла последовательность расчета сохраняется. В левых частях первых двух уравнений системы (9) добавляются члены $z\eta$, а

$$z = \frac{d \ln \Gamma_0}{d \ln p_0} - \frac{\gamma - 1}{2\gamma} \left[\left(\frac{p_0}{p_{*1}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right]^{-1} - \frac{1}{\gamma};$$

p_n — наружное давление; $z > 0$ вплоть до перехода к сверхкритическому истечению, где $z = 0$. Изменения затрагивают следующие составляющие соотношения (10):

$$v_k = \frac{2 - \psi_p + 2z}{2 + \psi_u}, h_1 = \frac{(3\gamma + 1)/\gamma - 2\psi_p + 2z}{2 - \psi_p + 2z}, h_2 = \frac{2}{\gamma(2 - \psi_p + 2z)}.$$

Из условия $v = v_k$ следует, что область устойчивости расширяется за счет перемещения границы в сторону увеличения ψ_p .

Наличие опытных динамических параметров скорости горения конденсированного вещества, таким образом, позволяет решить основные задачи линейной теории нестационарного горения с достаточной точностью. Положительная особенность состоит в том, что исходная информация получена непосредственно в экспериментах по горению и не требует построения структурных моделей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. В. Новожилов. Нестационарное горение твердых ракетных топлив. М.: Наука, 1973.
2. Я. Б. Зельдович, О. И. Лейпунский, В. Б. Либрович. Теория нестационарного горения пороха. М.: Наука, 1975.
3. О. Я. Романов, В. С. Тарханов. ФГВ, 1986, 22, 4.
4. В. А. Бесекерский, Е. П. Попов. Теория систем автоматического регулирования. М.: Наука, 1966.
5. В. А. Диткин, А. П. Прудников. Справочник по операционному исчислению. М.: Высшая школа, 1965.
6. Б. А. Райзберг, Б. Т. Ерохин, К. П. Самсонов. Основы теории рабочих процессов в ракетных системах на твердом топливе. М.: Машиностроение, 1972.
7. В. М. Бобылев. ФГВ, 1974, 7, 1, 29.

Поступила в редакцию 12/VI 1985

ТУРБУЛЕНТНОЕ ГОРЕНИЕ ЧАСТИЧНО ПЕРЕМЕШАНЫХ ГАЗОВ

В. Р. Кузнецов

(Москва)

В ряде технических устройств горение происходит при смешении чистого воздуха и чистого топлива, либо богатой топливно-воздушной смеси. При этом часто рабочий процесс идет по схеме, несколько отличающейся от классической схемы диффузионного горения, так как по

ряду причин в достаточно бедной части факела появляется не реагирующая смесь воздуха и продуктов неполного сгорания или даже непрореагировавшего топлива. Указанная особенность возникает, например, как следствие самого способа организации процесса. В частности, при распылении жидкого топлива в потоке воздуха из-за скольжения фаз часть несгоревших капель проникает в бедные области. Другая причина состоит в том, что на ранних этапах из-за высокой интенсивности смешения химические реакции не успевают переработать все топливо, поэтому оно частично попадает в бедные области. Таким образом, практический интерес представляет изучение горения в потоке с сильно переменным составом при наличии непрореагировавшего топлива во всем факеле, т. е. горение частично перемешанных газов.

Первая попытка теоретического анализа рассматриваемой проблемы, по-видимому, содержится в [1]. В настоящей работе используется другой подход, для обоснования которого остановимся на главных результатах, полученных в [2—4]. В [2, 3] показано, что внутри зоны реакции уравнения переноса приводятся к виду

$$N \frac{r^2 c_\alpha}{az^2} + W_\alpha = 0, \quad (1)$$

где c_α — концентрации реагирующих веществ; $z = (Sc_f - c_0 + 1)/(1 + S)$ — восстановленная концентрация горючего; c_f, c_0 — концентрации горючего и окислителя; S — стехиометрический коэффициент; W_α — скорости образования (гибели) вещества с номером α ; $N - D(\partial z/\partial x_k)^2$ — скалярная диссипация; D — коэффициент молекулярной диффузии; x_k — координата. Предполагается, что учтены все следствия, вытекающие из законов подобия процессов тепло- и массопереноса и законов сохранения энергии и вещества, т. е. W_α — функции z и c_α . Скалярная диссипация характеризует скорость смешения веществ до молекулярного уровня. Ей можно придать также и другой смысл. Для диффузионного горения типична ситуация, в которой зона реакции расположена вблизи поверхности $z = z_s = 1/(1 + S)$, а связь между c_f и z носит кусочно-линейный характер. Поэтому поток топлива к зоне реакции выражается через N в виде $D \partial c_f / \partial n = \sqrt{ND}$, где n — нормаль к зоне реакции.

Выражение (1) вытекает из уравнений переноса, если пренебречь нестационарными и конвективными слагаемыми и считать, что основную роль играет молекулярный перенос в направлении n (такой подход справедлив, если градиенты концентраций меняются в зоне реакций очень резко). Тогда при переходе от переменной n к переменной z получается (1). Оценки, подтверждающие корректность указанной процедуры, приведены в [2], а один из примеров ее использования в практических целях, подтверждающий ее справедливость, содержится в [3]. Из (1) видно, что решение определяется лишь одной характеристикой турбулентности — случайным параметром N , т. е. в зоне реакций распределение концентраций не зависит от предыстории процессов смешения и горения.

Поскольку в достаточно бедных смесях скорость реакции мала, то решения (1) — линейные функции z , если z мало, а при увеличении z должны наблюдаться все более и более сильные отклонения от линейной зависимости. Так как скорость реакции сильно зависит от температуры, а температура связана с z , то такие отклонения должны носить «внезапный» характер. Другими словами, есть некоторая поверхность $z = z_1(N)$ такая, что при $z > z_1$ реакции существенны, а при $z < z_1$ они не играют роли. Подробно этот подход описан в [4] на примере окисления CO. Далее используются качественные результаты работы [4], а именно предполагается, что 1) в области $z < z_1$ реакции не идут, 2) система (1) проинтегрирована, т. е. найдены зависимости концентраций всех веществ от z и N и зависимость $z_1(N)$, 3) функция $z_1(N)$ слабо зависит от N .

В области $z < z_1$ полученные зависимости несправедливы, так как здесь не выполняется условие пригодности системы (1) (резкое изменение градиентов концентрации типично лишь для зоны реакций). Таким образом, задача сводится к исследованию решения уравнения диффузии без источников для концентрации c какого-нибудь одного вещества (исходного топлива, какого-либо продукта неполного сгорания), которое далее для краткости называется горючим. Граничные условия заданы на искривленной, нестационарной поверхности $z = z_1 = \text{const}$ в виде $c_1 = \varphi(N)$, где функция φ находится в результате интегрирования (1).

Укажем сначала ряд упрощающих обстоятельств. При $\varphi = \text{const}$ поля c и z подобны, если на начальной стадии процесса в бедной части факела ($z < z_1$) горючее отсутствовало, т. е.

$$c = \varphi z / z_1. \quad (2)$$

Эта формула приближенно справедлива и в ряде других случаев. Ясно, что $\varphi \rightarrow 0$ при $N \rightarrow 0$ (поток топлива к зоне реакции уменьшается и процесс приближается к термодинамически равновесному). По мере удаления от точки слияния потоков топлива и окислителя характерные значения N уменьшаются ($z = \text{const}$ при полном смешении). Следовательно, горючее проникает в бедную часть факела в основном на ранних стадиях. Позже оно диффундирует из бедной части факела к зоне реакций, где и сгорает. Если перенос происходит достаточно быстро, то формула (2) приближенно справедлива. Таким образом, (2) описывает некоторое равновесное состояние, в котором предыстория процесса не существенна.

Скорость достижения такого состояния прежде всего определяется знаком скорости среды v относительно поверхности $z = z_1$. Чтобы пояснить сказанное, рассмотрим простой пример — горение при смешении неограниченных потоков воздуха ($z = 0$) и богатой топливно-воздушной смеси ($z = z_0 > z_s$). Варьирование параметра z_0 позволит прояснить основные особенности проблемы. Кроме того, такая задача имеет и самостоятельное значение как некоторая идеализация процессов во вторичной зоне камеры газотурбинного двигателя, где происходят смешение и горение при подаче струй воздуха в богатую топливно-воздушную смесь, которая вытекает из первичной зоны. Рассматриваемый случай соответствует начальному участку струй воздуха.

Вследствие перемежаемости имеется три области 1—3 (см. рисунок), разделенные случайно колеблющимися границами F_1 и F_2 : 1 — чистый воздух, 2 — исходная смесь. Течение в областях 1 и 2 потенциально. В области 3 (турбулентная жидкость) течение завихрено, а концентрация случайно меняется между нулем и z_0 . Поскольку обычно $S \gg 1$, то при $z_0 \approx 1$ поверхность $z = z_1$ расположена вблизи границы F_1 , а при малых z_0 — около границы F_2 . В этих предельных случаях нормальная компонента скорости среды v относительно поверхности $z = z_1$ имеет вполне определенный знак (нормаль направлена в богатую область). Сказанное вытекает из того, что траектории жидких (в гидродинамическом смысле) частиц не могут выходить из завихренной области и среда всегда втекает в турбулентную жидкость. Поэтому $v > 0$ в первом случае и $v < 0$ во втором.

Отсюда ясно, что при $z_0 \approx 1$ конвективные движения препятствуют переносу горючего от поверхности $z = z_1$ в бедную часть

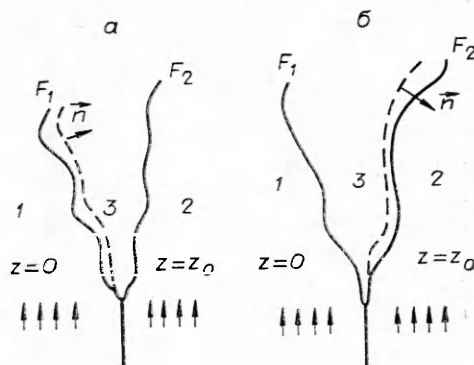


Схема смешения.
а) $z_0 \approx 1$; б) $z_0 < 1$.

факеда, а при $r_0 \ll 1$ — способствуют этому переносу, т. е. состояние, описываемое соотношением (2), в первом случае достигается быстрее, чем во втором, где оно может вообще не достигаться. Следовательно, система (1), из которой вытекает соотношение (2), вообще говоря, несправедлива в области $z < z_1$. Указанное обстоятельство осталось незамеченным в работе [5], где получен ряд результатов, основанных на неявно принятом предположении о том, что (1) справедливо при всех z .

Таким образом, важную роль играет правильное описание скорости v . Эта часть задачи сводится к описанию эволюции распределения вероятностей величины z . Чтобы пояснить сказанное, рассмотрим простой пример — однородную турбулентность, в которой концентрации всех веществ распределены статистически однородно. Течение такого типа реализуется в камере сгорания, куда через большое число отверстий подаются воздух и богатая топливно-воздушная смесь.

Перейдем в систему координат, движущуюся со средней скоростью, и вместо эволюции вдоль координаты x рассмотрим изменение во времени t , считая течение во всех направлениях однородным, а поток неограниченным. Относительный объем областей $z < z_1$ есть вероятность величины z , а изменение этого объема определяется расходом через поверхность $z = z_1$, т. е. величиной v .

Пусть $g = \lim_{V \rightarrow \infty} V^{-1} \int_F \rho v dF$ (V — некоторый объем; F — та часть поверхности $z = z_1$, которая заключена внутри этого объема). Предположим, что химическая неравновесность слабо влияет на плотность ρ , т. е. ρ единственным образом выражается через z [6]. Интегрируя уравнение неразрывности по $z < z_1$, получим

$$g = \lim_{V \rightarrow \infty} V^{-1} \int_{z < z_1} \frac{\partial \rho}{\partial t} d^3x = \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\infty}^{z_1} \rho P dz, \quad (3)$$

где P — плотность распределения вероятностей z . Чтобы упростить (3), воспользуемся теорией [7, 8], из которой следует, что

$$\frac{\partial \rho P}{\partial t} = - \langle N \rangle \frac{\partial^2 \rho P}{\partial z^2}, \quad P = \gamma_1(t) \delta(z) + \gamma_2(t) \delta(z - z_0) + \gamma_3(t) P_t(z, t),$$

$$\rho P = \frac{2}{z_0} \rho(z^0) \sum_{k=0}^{\infty} \sin(\pi k z^0 / z_0) \sin(\pi k z / z_0) \exp(-\pi^2 k^2 \tau) \quad (0 < z < z_0), \quad (4)$$

$$\tau = z_0^{-2} \int_t^{\infty} \langle N \rangle_t dt, \quad \langle N \rangle_t = \langle N \rangle / \gamma_3.$$

Здесь z^0 — концентрация при $t \rightarrow \infty$; δ — дельта-функция; нижний индекс t соответствует условному осреднению по турбулентной жидкости. Три слагаемых во второй формуле в (4) описывают процессы в областях 1—3, указанных на рисунке. При этом P_t — условная плотность вероятностей концентрации в турбулентной жидкости. Из (3), (4) получим

$$g = - \langle N \rangle_t \left. \frac{\partial \rho P}{\partial z} \right|_{z=z_1}. \quad (5)$$

Из (5) следуют те же качественные результаты, что были получены при анализе знака v . Используем соотношение, которое установлено в [9] при анализе начального участка смешения ($t \rightarrow 0$):

$$\langle N \rangle_t = b z_0^2 / t \quad (6)$$

(b — постоянная). Согласно (6), $\tau \rightarrow \infty$ при $t \rightarrow 0$. Поэтому в (4) существует лишь первый член ряда, т. е.

$$\rho P = \frac{2}{z_0} \rho(z^0) \exp(-\pi^2 \tau) \sin(\pi z^0 / z_0) \sin(\pi z / z_0). \quad (7)$$

Из (5), (6) получаем $g < 0$ ($v > 0$) при $z_1 < z_0/2$ и $g > 0$ ($v < 0$) при $z_1 > z_0/2$.

Введем величину $y = \lim_{V \rightarrow \infty} V^{-1} \int_{z < z_1} \rho c d^3x$, характеризующую содержание горючего в бедной части факела, и выведем для нее приближенное уравнение. Интегрируя уравнение диффузии по области $z < z_1$, получим точное соотношение

$$\frac{\partial y}{\partial t} = I_1 - I_2; \quad (8)$$

$$I_1 = \lim_{V \rightarrow \infty} V^{-1} \int_F v \rho \varphi dF, \quad I_2 = \lim_{V \rightarrow \infty} V^{-1} \int_F D \rho \frac{\partial c}{\partial n} dF.$$

Первое слагаемое в (8) не описывает процессы переноса, так как оно обуславливает изменение y даже в том случае, когда $c = \text{const}$ при всех z (что объясняется переменностью объема $z < z_1$ в процессе смешения). Второе слагаемое определяет массообмен между поверхностью $z = z_1$ и бедной частью факела.

Основное допущение состоит в том, что v и φ предполагаются некоррелированными. Тогда, используя (5), получим

$$I_1 = \langle I_1 \rangle = \langle \varphi \rangle g = - \langle \varphi \rangle \langle N \rangle_t \left. \frac{\partial \rho P}{\partial z} \right|_{z=z_1}. \quad (9)$$

Предположим также, что I_2 можно аппроксимировать формулой, часто встречающейся в приближенной теории массообмена:

$$I_2 = Ay + B \langle \varphi \rangle, \quad (10)$$

где A, B — функции только t . Они находятся из следующих соображений. Пусть $\varphi = \text{const}$ и $c = \varphi$ в турбулентной жидкости. Тогда $\partial c / \partial n = 0$, следовательно,

$$y = \langle \varphi \rangle \gamma_3 \int_{+0}^{z_1} \rho P dz, \quad A \int_{+0}^{z_1} \rho P dz + B = 0. \quad (11)$$

Рассмотрим другой случай, когда справедливо (2). Тогда

$$y = \langle \varphi \rangle z_1^{-1} \int_{+0}^{z_1} z \rho P dz \quad (12)$$

есть одно из решений уравнения (8). Используя это условие и (11), найдем A и B . Окончательно получим

$$\frac{\partial y}{\partial t} = \langle N \rangle_t \left[- \langle \varphi \rangle \left. \frac{\partial \rho P}{\partial z} \right|_{z=z_1} + a \left(\langle \varphi \rangle \int_{+0}^{z_1} \rho P dz - y \right) \right], \quad (13)$$

$$a = \rho(z_1) P(z_1) \left[\int_{+0}^{z_1} \rho P dz - \int_{+0}^{z_1} z \rho P dz \right].$$

Проанализируем решения этого уравнения на начальном участке смешения и горения ($t \rightarrow 0$). Из (6), (7) заключаем, что решение одно-родного уравнения в (13) есть

$$y \sim t^{-m}, \quad m = \pi^2 b \sin f / (f - \sin f), \quad f = \pi z_1 / z_0. \quad (14)$$

Найдем постоянную b , считая, что смешиваются первоначально нетурбулентные потоки. В соответствии с часто использующимися аппроксимациями примем: $\langle N \rangle_t = u \sigma^2 / L$, где $u = \sqrt{\langle u_n^2 \rangle - \langle u_h \rangle^2} / 3$ — пульсационная скорость; $\sigma = \sqrt{\langle z^2 \rangle - \langle z \rangle^2}$ — среднеквадратичная концентрация; $L = u^3 / \varepsilon$ — масштаб турбулентности; ε — диссипация энергии. Используя данные [10],

полученные в плоском слое смешения между потоком, движущимся со скоростью U , и неподвижной средой, найдем $\langle N \rangle_t = 5,7 \cdot 10^{-2} U z_0^2 / x$ (для линии, продолжающей кромку сопла). Считая, что характерная скорость в слое смешения равна $0,5U$, заключаем, что $x = 0,5Ut$, т. е. $b = 0,1$.

Оценим величину m , полагая $z_1 = z_s = 0,06$ (последняя цифра характерна для углеводородов). Тогда $m = 85$ при $z_0 = 1$. Можно также показать, что левая часть (13) и первое слагаемое правой части на два порядка меньше второго, т. е. при $z_0 = 1$ решение дается формулой (12). Этот вывод вполне понятен, так как (14) при $m \gg 1$ описывает очень быстрое исчезновение горючего, проникшего в бедную часть факела на ранних стадиях процесса.

Таким образом, возможен режим горения неперемешанных газов, в котором концентрации реагирующих веществ существенно зависят от кинетики химических реакций, а предыстория процессов смешения и горения не играет роли. Он реализуется, по-видимому, в обычных диффузионных факелах, когда сжигается чистое горючее.

Существует и другой режим, в котором предыстория важна, так как постоянная m быстро падает при уменьшении z_0 . Так, $m = 1,5$ при $z_0 = 0,11$ (коэффициент избытка воздуха в богатой смеси равен 0,5). В этом случае (14) описывает достаточно медленное убывание концентрации горючего, проникшего в бедную часть факела на ранних стадиях процесса. Подобное, по-видимому, имеет место в камерах газотурбинных двигателей при сжигании богатой топливно-воздушной смеси. Известно [11], что изменение начальных условий (например, конструкции фронтального устройства, влияющего на состояние богатой смеси) может сильно сказаться на полноте сгорания.

Высказанные соображения позволяют объяснить уменьшение полноты сгорания, которое наблюдается в газотурбинном двигателе при достаточно большом увеличении коэффициента избытка воздуха α [11]. В этом случае пропорционально α растет коэффициент избытка воздуха в первичной зоне и, следовательно, из-за уменьшения z_0 во вторичной зоне к зоне реакций переносится все меньше и меньше топлива, проникшего в бедную часть факела.

Рассмотрим характер решений уравнений (13) при $t \rightarrow \infty$. В этом случае ряд (4) асимптотически сходится к плотности нормального распределения вероятностей [9], т. е. зона реакции наблюдается при всех t (все значения z возможны). Решение тем не менее не стремится к нулю, т. е. все топливо, попавшее в бедную часть факела, полностью сгореть не может (формально это следует из того, что при $t \rightarrow \infty$ все коэффициенты в правой части (13) быстро стремятся к нулю). Из (5) видно также, что $g > 0$ ($v < 0$) при $t \rightarrow \infty$ и $\langle z \rangle < z_1$ (плотность нормального распределения вероятностей — уменьшающаяся функция z в области $z > \langle z \rangle$). Сделанный вывод вполне естествен, так как на заключительном этапе смешения любая область $z > z_1 > \langle z \rangle$ стягивается в точку и поэтому на поверхности $z = z_1$ скорость всегда направлена в бедную часть факела. Следовательно, в этом случае концентрация c зависит от предыстории процессов смешения и горения.

Проанализируем влияние интенсификации смешения на полноту сгорания. Очевидно, что

$$\langle \rho c \rangle = \lim_{V \rightarrow \infty} V^{-1} \int_V \rho c d^3x = y + y_2, \quad y_2 = \lim_{V \rightarrow \infty} V^{-1} \int_{z > z_1} \rho c d^3x.$$

Величина y_2 дает содержание топлива в богатой части факела. Ее анализ не представляет особого интереса, так как при смешении богатые области пропадают, т. е. $y_2 \rightarrow 0$ при $t \rightarrow \infty$.

Рассмотрим процесс на начальном участке, считая, что $z_0 = 1$, а b варьируется, например, из-за дополнительной турбулизации потока. Следуя [5], примем простую модель: при $N < N_*$ процесс равновесен ($\varphi = 0$), а при $N > N_*$ горение невозможно ($N_* \sim t_x^{-1}$ определяется химической

кинетикой; t_x — характерное время реакции). Тогда при $t < t_1 = z_0^2 b / N_*$ происходит чистое смешение, т. е. $c = z$. Из (4), (6) следует $y(t_1) \sim \sim t_1^{\pi^2 b}$. Коэффициент пропорциональности в этом соотношении не зависит от b , N_* и поэтому не выписан. Следовательно, из (3) получим $y(t) \sim t_1^{\pi^2 b} (t/t_1)^{-m}$.

Если оба потока не турбулизованы, то, как показано выше, $b = 0,1$, $m = 85$, т. е. при слабой турбулизации потока основное изменение y обусловлено множителем $(t/t_1)^{-m}$. Поскольку $m \sim b$, то при увеличении b этот множитель уменьшается, если $tN_* < z_0^2/e$, и увеличивается в противном случае.

Таким образом, приходим к весьма нетривиальному выводу о том, что в режиме, когда кинетика химических реакций существенна, интенсификация смешения может приводить к увеличению полноты сгорания. Физическая интерпретация этого вывода основана на том, что в рассматриваемом случае происходят три процесса. Во-первых, на ранних стадиях увеличивается количество горючего, проникшего в бедную часть факела, во-вторых, уменьшается длина, на которой это топливо диффундирует к зоне реакции, в третьих, увеличивается перенос топлива к зоне реакций. Взаимодействие указанных факторов приводит к тому, что при интенсификации смешения полнота сгорания может как увеличиваться, так и уменьшаться.

Подчеркнем, что сделанный вывод справедлив, если воздействие направлено только на смешение. Если же воздействие направлено на химическую кинетику (например, N_* растет вследствие увеличения давления или начальной температуры), эффективность процесса монотонно улучшается ($b = \text{const}$, $m = \text{const}$).

В заключение остановимся на тех результатах проведенного исследования, которые могут представить практический интерес. Прежде всего отметим, что рациональная организация сжигания должна основываться на создании такого течения, в котором нормальная компонента скорости среды относительно зоны реакции направлена из бедной части факела в богатую. Это условие играет особенно важную роль в начальных стадиях процесса, так как именно здесь и происходит основное проникновение горючего в бедную часть факела. Один из методов реализации указанного условия — сжигание как можно более богатой смеси. Наконец, отметим, что даже в тех случаях, когда химическая кинетика играет важную роль, интенсификация смешения может оказаться полезной.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Зимонт. — В кн.: Горение гетерогенных и газовых систем. Черноголовка, 1977.
2. В. Р. Кузнецов. Изв. АН СССР. МЖГ, 1982, 6, 3.
3. Ю. Я. Бурико, В. Р. Кузнецов. ФГВ, 1983, 19, 2, 71.
4. В. Р. Кузнецов. ФГВ, 1983, 19, 4, 42.
5. S. K. Liew, K. N. C. Bray, J. V. Moss. Comb. Flame, 1984, 2, 199.
6. В. Р. Кузнецов, А. Б. Лебедев и др. Изв. АН СССР. МЖГ, 1977, 1, 30.
7. В. Р. Кузнецов. Изв. АН СССР. МЖГ, 1972, 5, 85.
8. В. Р. Кузнецов, А. Б. Лебедев и др. Изв. АН СССР. МЖГ, 4, 3.
9. В. Р. Кузнецов, В. А. Сабельников. Усп. механики, 1981, 4, 2, 123.
10. А. А. Таунсенд. Структура турбулентного потока с поперечным сдвигом. М.: ИЛ, 1959.
11. А. И. Меллор. — В кн.: Образование и разложение загрязняющих веществ в пламени. М.: Машиностроение, 1981.

Поступила в редакцию 7/1 1985