

ЛИТЕРАТУРА

1. Sato E., Isobe H., Hoshino F. Rev. Sci. Instr., 1986, 57, 7.
2. Germer R. J. Physics, E, Sci. Instr., 1979, 12, 5.
3. Kondo K., Sawaoka A., Saito S. // Proc. 13th Intern. Congr. on High Speed Photography and Photonics.— Tokyo, 1978.
4. Георгиевский С. С., Градусов С. П., Коваль А. И. и др. // Проблемы технологического горения: Кинетика, термодинамика, механизм и теория горения.— Черно-голова: АН СССР, 1981.— Т. 1.

г. Москва

Поступила в редакцию 26/IV 1989,
после доработки — 19/IX 1989

УДК 536.3 : 532.517.4

Ю. В. БЕЛЯЕВ, А. И. БРИЛЬ, О. Б. ЖДАНОВИЧ, Ю. В. ХОДЫКО

О ВЕРИФИКАЦИИ МОДЕЛЬНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ВЕРОЯТНОСТЕЙ В ТУРБУЛЕНТНЫХ НАГРЕТЫХ СТРУЯХ

Для успешной реализации численного моделирования турбулентных реагирующих течений необходимо знать закономерности распределений в потоке пассивной примеси, т. е. ее среднего значения и вероятностных характеристик ее флуктуаций. Например, важнейшие особенности влияния турбулентных пульсаций на диффузионное горение [1] или на воспламенение струи [2] можно приближенно учесть с использованием функций плотности вероятностей (ФПВ) для концентрации пассивной примеси z . Практическая значимость распределений z в турбулентных потоках стимулировала разработку многочисленных моделей, соответствующих ФПВ [3—6].

Основной способ проверки адекватности подобных моделей — сопоставление результатов моделирования с экспериментальными данными. Прямые измерения ФПВ в турбулентных потоках связаны прежде всего с применением методов лазерной диагностики. В качестве примера можно указать работы [7, 8], где демонстрируется возможность измерений ФПВ температуры и концентраций в пламенах. Несмотря на значительные успехи в этой области, методы лазерной диагностики остаются еще достаточно сложными и дорогостоящими, что часто сдерживает их применение на практике. В связи с этим актуален также поиск альтернативных способов проверки применимости модельных ФПВ концентрации пассивной примеси. В [9, 10] показано, что один из таких способов может основываться на сопоставлении рассчитанного и измеренного теплового излучения нереагирующей турбулентной струи. При этом используется приближенное соотношение, связывающее яркость струи и одноточечные ФПВ температуры и концентраций [11].

В [10] описанный выше подход реализован для лабораторной струи продуктов сгорания углеводородных топлив. Измерены и рассчитаны осевые распределения спектральной плотности энергетической яркости (СПЭЯ) I_ν в направлении, перпендикулярном оси струи. Анализ проводился в диапазоне $\nu = 2200 \div 2300 \text{ см}^{-1}$ (основной вклад в излучение здесь вносят CO_2 и CO). Выполненный анализ позволил сделать определенные выводы о границах применимости различных моделей ФПВ, которые закладывались в программы расчетов. Однако следует иметь в виду, что I_ν струи содержит информацию о температуре и концентрации в виде сверток по лучу с достаточно сложными весовыми функциями. Кроме того, осевые распределения I_ν в значительной степени формируются наиболее горячими приосевыми участками, поэтому на основе ре-

зультатов [10] трудно судить о форме ФПВ в периферийных областях течения, структура которых в значительной степени определяется эффектами перемежаемости.

В настоящей работе исследованы пространственные распределения I_v струи, что повысит информативность получаемых результатов и позволит частично устранить описанные выше ограничения.

Экспериментальные исследования

Эксперименты проводились на лабораторной установке, моделирующей условия горения жидких углеводородных топлив в газотурбинных установках [12]. Продукты сгорания истекали в неподвижное воздушное пространство через конфузор радиусом $R_0 = 10$ см, образуя дозвуковую осесимметричную струю. Изменение начальных параметров на срезе газа достигалось варьированием соотношения горючее/окислитель. Молекулярные массы рабочего газа и воздуха близки друг к другу. Исследования проводились при двух режимах работы установки, характеризующихся начальными параметрами, приведенными ниже.

Режим	T_0 , К	u_0 , м/с	$p_0^{\text{H}_2\text{O}}$, атм	$p_0^{\text{CO}_2}$, атм	p_0^{CO} , атм
I	850	43	0,041	0,033	0,0003
II	675	34	0,032	0,022	0,0004

Здесь T_0 — температура; u_0 — скорость; p_i — парциальные давления соответствующих компонентов.

В процессе экспериментов проведены согласованные измерения газодинамических и оптических характеристик исследуемой струи. Профили температур измерялись отсосной хромель-копелевой термопарой с постоянной времени ~ 1 с. Это на порядок превышает характерные времена низкочастотных пульсаций и позволяет определять средние значения температур с погрешностью не более 0,5%. Для определения концентраций CO_2 применялся абсорбционный CO_2 -тестер. Методика и результаты измерений газодинамических параметров описаны в [13].

Для регистрации полей СПЭЯ использовался тот же измерительный комплекс на базе ИКС-24, что и в [12]. В состав комплекса входил монохроматор ИКМ-1 с призмой из LiF, приемником излучения служил болометр БМК-3. Расстояние от оси струи до приемника излучения — 4,25 м. Спектрометр устанавливался на специальной каретке, что позволило измерять осевые и поперечные профили яркости. Сканирование вдоль оси струи осуществлялось с шагом R_0 , начиная от среза сопла, сканирование в поперечном направлении — с шагом 2 см. При обработке результатов использовались две координаты: продольная x , отсчитываемая от среза сопла, и поперечная r , отсчитываемая от оси струи, причем обе координаты брались в безразмерном виде ($\bar{x} = x/R_0$ и $\bar{r} = r/R_0$).

Поскольку интенсивность излучения резко падает при перемещении к периферийным зонам струи, измерения выполнялись при максимальной ширине щели монохроматора. В рабочем диапазоне частот 2200—2300 см^{-1} спектральное разрешение $\Delta\nu = 80 \text{ см}^{-1}$. С помощью лазера He—Ne показано, что аппаратная функция спектрометра представляет собой равнобедренный треугольник с полушириной, равной $\Delta\nu$. С увеличением ширины щели форма аппаратной функции сохраняется, но происходит смещение ее максимума в длинноволновую область. Точное знание вида аппаратной функции необходимо ввиду того, что в рабочем диапазоне спектра резко изменяется излучательная способность струи. Приведенные в настоящей работе распределения СПЭЯ соответствуют измерениям и расчетам, выполненным с указанной аппаратной функцией с максимумом при $\nu = 2220 \text{ см}^{-1}$.

Градуировка по абсолютным значениям спектральной яркости излучения осуществлялась по модели черного тела, температура которой

измерялась хромель-копелевой термопарой. Погрешность градуировки не превышала 5 %, а относительная погрешность определения СПЭЯ — 15 %.

Численное моделирование

На первом этапе численных исследований рассчитывались газодинамические характеристики исследуемой струи. Определялись средние значения температуры T , концентраций излучающих компонентов, а также параметры модельных ФПВ. Использовалась $k - \epsilon$ -модель турбулентной вязкости. Проблема выбора начальных значений кинетической энергии пульсаций k и скорости диссипации энергии пульсаций в тепло ϵ для исследуемых струй подробно обсуждается в [10]. Укажем только, что в настоящей работе для обоих режимов брались начальные значения $k_0 = 0,01u_0^2$ и $\epsilon_0 = 0,0007u_0^3/R_0$. При этом достигается хорошее согласие рассчитанных и измеренных средних значений температуры и концентраций. Результаты сопоставлений для осевых распределений температуры демонстрируются на рис. 1, а. Аналогичные сопоставления для поперечных профилей приведены в работе [9]. Поскольку для исследуемой струи нормированные профили концентраций совпадают с соответствующими профилями температуры [13], продемонстрировать рассчитанные и измеренные распределения средних концентраций излишне.

Ввиду нелинейной зависимости излучения от T и z величина I_ν в турбулентных течениях определяется не только средними значениями газодинамических параметров, но и их пульсациями. В [11] показано, что для рассматриваемых условий истечения струи в спектральном диапазоне 2200—2300 см^{-1} выполняются условия применимости приближения оптически тонких пульсаций. В рамках этого приближения усреднение по турбулентным пульсациям дает

$$\langle I_\nu \rangle = \int_0^L \left\langle B_\nu \frac{s}{d} \rho \right\rangle \left(1 + \frac{2a^3}{b^3} \frac{\gamma_\nu}{d} \right) \left(1 + \frac{a^2}{b} \right)^{-3/2} \tau dl,$$

$$\text{где } a = \int_0^L \langle s/d \rangle \rho dl'; \quad b = 4 \int_0^L \langle s/d \rangle (\gamma_\nu/d) \rho dl'; \quad \tau = \exp[-a(1 + a^2/b)^{-1/2}];$$

$I_\nu(L)$ — интенсивность в точке L ; ν — частота излучения; B_ν — функция Планка; τ — пропускание; ρ — плотность газа; s — средняя сила спектральной линии; d — среднее расстояние между линиями; γ_ν — полуширина линии.

Осреднение по турбулентным пульсациям $\langle \rangle$ на практике проводится с использованием модельных ФПВ температуры и концентраций. В отсутствие химических реакций и при небольших перегревах струи ФПВ температуры и концентрации подобны ФПВ распределения z , которая для течений струйного типа имеет вид [4]

$$P(z) = \gamma_1 \delta(z - 1) + \gamma_0 \delta(z) + \gamma P_t(z). \quad (1)$$

Здесь γ_0 — вероятность реализации несмешанного газа внешнего пространства, $z = 0$; γ_1 — вероятность реализации несмешанного рабочего газа струи с $z = 1$; $\gamma = 1 - \gamma_1 - \gamma_0$ — коэффициент перемежаемости; P_t — ФПВ z в турбулентной жидкости.

Разрабатываемые для описания физико-химических процессов в турбулентных струях модели ФПВ различаются, как правило, способом задания γ_1 , γ_0 , γ и P_t , входящих в (1). Как и в [10], ограничимся рассмотрением следующих моделей ФПВ: 1) алгебраическая [5]; 2) дифференциальная [6]; 3) трехмодальное приближение [14]. Подробное описание этих моделей с позиции их использования для расчетов I_ν приведено в [10], далее лишь кратко остановимся на некоторых их особенностях.

В алгебраической модели параметры γ_1 , γ_0 и γ выражаются с помощью достаточно простых алгебраических соотношений через $\langle z \rangle$ и

Рис. 1. Осевые распределения T (а) и I_v (б) для режимов I и II.

1, 3 — эксперимент; 2 — расчет по $k-\epsilon$ -модели турбулентной вязкости; 4 — расчет по средним термодинамическим параметрам.

дисперсию $\sigma^2 = \langle (z - \langle z \rangle)^2 \rangle$. Требуемые значения $\langle z \rangle$ и σ^2 могут быть рассчитаны в рамках $k-\epsilon$ -модели турбулентной вязкости. При $\gamma = 1$ в качестве ФПВ используется нормальное распределение, а при $\gamma < 1$ предлагается приближенное соотношение для $P_t(z)$, основанное на использовании функции Эйри. Основной недостаток алгебраической модели — обобщение на неавтономные участки струи универсальной связи γ_1 , γ_0 и γ с $\langle z \rangle$ и σ^2 , установленной для автономных областей течения. Это может приводить к погрешностям при моделировании ФПВ z в начальном и переходном участках струи.

Указанные недостатки можно частично устранить, моделируя эволюцию величин γ_1 , γ_0 и γ с помощью дифференциальных уравнений. Например, в рамках трехмодального приближения и дифференциальной модели изменение величин γ_1 и γ_0 предлагается описывать с помощью полуэмпирических уравнений типа

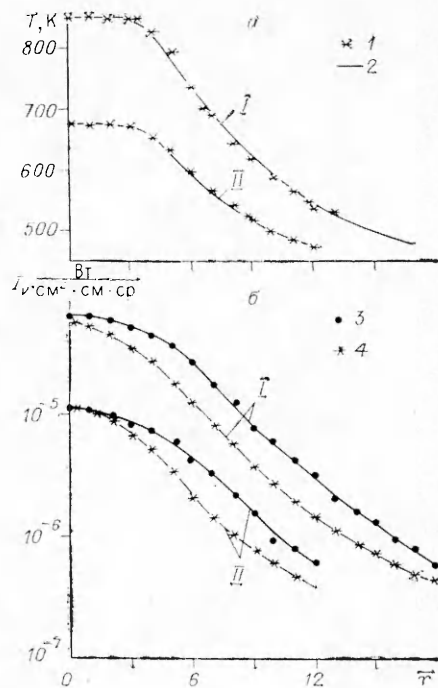
$$\rho u \frac{\partial \gamma_{1,0}}{\partial x} + \rho v \frac{\partial \gamma_{1,0}}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\rho r D_t \frac{\partial \gamma_{1,0}}{\partial r} \right) + S_{\gamma_{1,0}},$$

где x , r — цилиндрические координаты; u и v — продольная и радиальная составляющие средней скорости; $D_t(x, r)$ — коэффициент турбулентной диффузии; S_γ — источниковый член, описывающий изменения γ_1 и γ_0 из-за молекулярного смешения. Основой при построении приближенных выражений для D_t и $S_{\gamma_{1,0}}$ служат характерные турбулентные скорость и масштаб, которые определяются в рамках $k-\epsilon$ -модели турбулентной вязкости либо другой модели аналогичного типа. При окончательной доводке D_t и $S_{\gamma_{1,0}}$ исходят из условия наилучшего согласия результатов моделирования с экспериментальными данными. Например, в дифференциальной модели для этого использовались результаты экспериментальных исследований коэффициента перемежаемости для поля скоростей в неавтономных областях изотермической струи [15].

Функция $P_t(z)$ в дифференциальной модели определяется таким же образом, как и в алгебраической. В рамках трехмодального приближения полагается $P_t(z) = \delta(z - \langle z \rangle_t)$, где $\langle z \rangle_t$ — концентрация пассивной примеси, осредненная по турбулентной жидкости. Подобное предположение позволяет существенно сократить затраты машинного времени при расчетах полей яркости. С другой стороны, такое предположение приводит к заведомо неверному виду модельной ФПВ в приосевых областях основного участка струи, где, согласно экспериментальным данным, $P(z)$ является гауссовой.

Сопоставление результатов численного моделирования с экспериментальными данными

Сравнение результатов расчета полей I_v , полученных с использованием различных моделей ФПВ, с экспериментальными данными демонстрируется на рис. 2, 3. При сопоставлениях отдельно выделены началь-



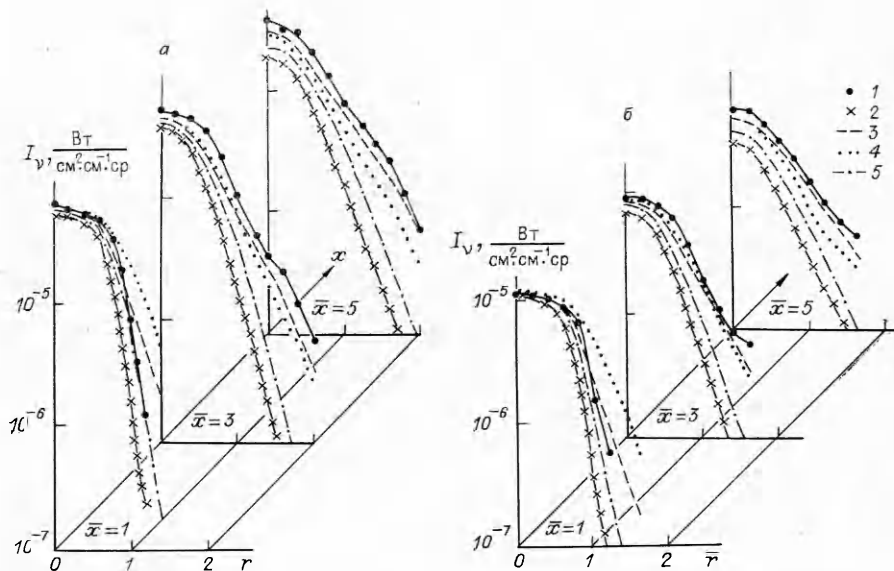


Рис. 2. Поперечные профили I_v на начальном и переходном участках струи для режимов I (а) и II (б).

1 — эксперимент; 2—5 — счет: по средним термодинамическим параметрам (2), в трехмодальном приближении (3), по дифференциальной модели (4), по алгебраической модели (5).

ный и переходной участки (см. рис. 2) и основной участок струи (см. рис. 3). Приведенные на рис. 1 осевые распределения средних температур и I_v показывают, что измеренные значения яркости систематически превышают результаты расчетов по средним температурам и концентрациям и что указанные превышения не обусловлены погрешностями расчетов средних газодинамических параметров. С другой стороны, непосредственно у среза сопла, где слой смешения и связанные с ним пульсации вносят пренебрежимо малый вклад в величину яркости, отличия измеренных и рассчитанных по средним параметрам значений I_v лежат в пределах погрешностей эксперимента и расчета. Все это позволяет связывать указанные выше расхождения с вкладом в излучение пульсаций температуры и концентраций. Приняв это предположение, можно судить о точности различных модельных распределений пульсаций по тому, насколько они позволяют устранить эти расхождения.

Результаты, приведенные на рис. 2, показывают, что алгебраическая модель не позволяет адекватно описывать экспериментально регистрируемые поля I_v в начальном и переходном участках струи. Трехмодальное приближение и дифференциальная модель здесь более предпочтительны. Для $\bar{x} \leq 3L_n$ (L_n — длина начального участка) оптимально при моделировании СПЭЯ, по-видимому, трехмодальное приближение. Однако с точки зрения описания всей струи более универсальна дифференциальная модель, так как в основном участке струи (см. рис. 3) трехмодальное приближение приводит к несколько завышенным значениям яркости.

Далее не будут анализироваться причины расхождения измеренных и рассчитанных на основе различных модельных ФПВ полей I_v . Отчасти такой анализ проводился в [10] для осевых распределений яркости. Основная цель настоящей работы состояла в демонстрации достаточно простого и эффективного способа верификации модельных ФПВ. При этом надо иметь в виду следующее. В используемом для оптической диагностики спектральном диапазоне $2200\text{--}2300\text{ см}^{-1}$ излучательная способность CO_2 характеризуется резкой температурной зависимостью. В связи с этим величина I_v в значительной степени определяется несмешанными объемами высокотемпературного рабочего газа струи, т. е. предлагаемый способ наиболее чувствителен к изменению величины γ_1 .

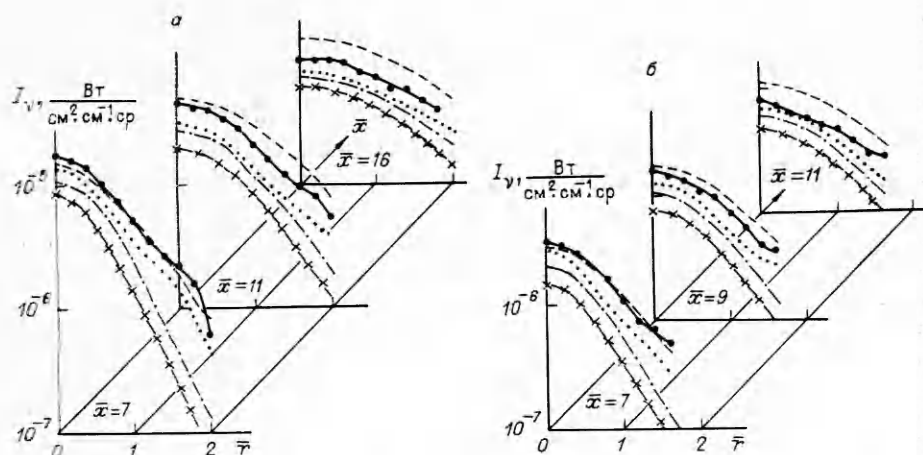


Рис. 3. Сопоставление измеренных (1) и рассчитанных (2—5) значений I_v на основном участке струи для режимов I (а) и II (б) (обозначения кривых см. на рис. 2).

При моделировании турбулентных реагирующих потоков наибольший интерес представляют области смешения до молекулярного уровня (турбулентная жидкость), где, как правило, инициируются и протекают химические реакции. В начальном и переходном участках струи при больших γ_1 ($\gamma_1 \geq 0,1$) погрешности описания этой величины будут сказываться и на моделируемых параметрах турбулентной жидкости. В то же время в основном участке малые величины $\gamma_1 \leq 0,01$ еще вносят заметный вклад в I_v , но их роль для процессов в турбулентной жидкости невелика. Таким образом, предложенный способ верификации модельных ФПВ наибольший практический интерес представляет для начального и переходного участков нагретых струй.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кузнецов В. Р., Лебедев А. В., Секундов А. Н. и др. Изв. АН СССР. МЖГ, 1977, 1, 30.
2. Кузнецов В. Р. // Горение и взрыв.— М.: Наука, 1972.
3. Kolmann W. AIAA J., 1984, 22, 4, 486.
4. Кузнецов В. Р., Сабельников В. А. Турбулентность и горение.— М.: Наука, 1986.
5. Зимонт В. Л., Мещеряков Е. А., Сабельников В. А. ФГВ, 1978, 14, 3, 55.
6. Мещеряков Е. А., Сабельников В. А. ФГВ, 1984, 20, 4, 45.
7. Drake M. C., Pitz R. W., Lapp M. AIAA J., 1986, 24, 6, 905.
8. Экбрет А. С. Аэрокосмическая техника, 1988, 2, 48.
9. Бриль А. И., Жданович О. В., Кабашников В. П. и др. ЖПС, 1988, 48, 2, 290.
10. Ходыко Ю. В., Бриль А. И., Жданович О. Б. ИФЖ, 1989, 57, 3, 375.
11. Кабашников В. П., Мясникова Г. И. // Процессы турбулентного переноса в реагирующих системах.— Минск, 1985.
12. Бахир Л. П., Жданович О. Б., Матвеев В. С. ЖПС, 1987, 47, 5, 757.
13. Жданович О. Б., Ляшкевич В. Д., Супрун А. С. и др. ИФЖ, 1986, 54, 3, 389.
14. Бриль А. И. ИФЖ, 1984, 46, 2, 225.
15. Sami S., Carmodi T., Rouse H. J. Fluid Mech., 1967, 27, 2, 231.

г. Минск

Поступила в редакцию 5/IV 1989