

文章编号:1000-8055(2012)05-1005-10

基于层流小火焰和 beta-PDF 的预混燃烧模型

杨金虎^{1,2}, 刘富强^{1,2}, 徐 纲¹, 朱俊强¹

(1. 中国科学院 工程热物理研究所, 北京 100190;

2. 中国科学院 研究生院, 北京 100190)

摘 要: 研究了基于层流小火焰概念和假定 beta-PDF(probability density function)的湍流预混燃烧模型. 该模型采用 PREMIX 程序来计算层流小火焰, 将计算结果表示为进程变量的函数, 并利用进程变量的 beta-PDF 积分生成了用于 RANS(雷诺平均 Navier-Stokes)计算的 PDF 表. 以化学当量的甲烷湍流本生火焰为算例对模型进行了计算验证, 并与 Zimont 模型的计算结果和实验结果做了对比. 结果表明, 平均速度分布与实验符合的较好, 温度和湍动能计算结果有待改善. 本模型高估了化学反应速率, 导致计算火焰比实际瘦, 这是因为模型中未能考虑湍流对火焰的拉伸和弯曲效应, 考虑湍流拉伸和弯曲效应的预混燃烧模型是今后进一步研究的方向.

关 键 词: 预混燃烧; 进程变量; 层流小火焰; beta-PDF (probability density function); 本生火焰

中图分类号: V231.1

文献标志码: A

Premixed combustion model based on laminar flamelet
and presumed beta-PDFYANG Jin-hu^{1,2}, LIU Fu-qiang^{1,2}, XU Gang¹, ZHU Jun-qiang¹

(1. Institute of Engineering Thermophysics,

Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China;

2. Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

Abstract: Based on the laminar flamelet concept and the presumed beta-PDF (probability density function), a turbulent premixed combustion model was studied. In this model, the laminar flamelet calculation was performed with one dimensional free propagation flame code, PREMIX. The results of the laminar flamelet calculation can be formulated as functions of progress variable and then integrated with the presumed beta-PDF, which produced a lookup table. This model was validated with the calculation of the turbulent Bunsen flame for stoichiometric methane. The results were compared with the results of Zimont model and the experiment, which show that the calculation here can appropriately predict the distribution of average velocity. However, the turbulent kinetic energy and temperature are not so well captured and the mean reaction rate is likely overpredicted, which lead to a shorter flame brush. This is likely because of the exclusion of turbulent stretch effect on the flame surface. A model which can account for the effect of turbulent stretch will be explored in future studies.

Key words: premixed combustion; progress variable; laminar flamelet;
beta-PDF (probability density function); Bunsen flame

收稿日期: 2011-06-13; **网络出版地址:** www.cnki.net/kcms/detail/11.2297.V.20120525.1516.201205.1005_008.html

基金项目: 国际科技合作项目(2010DFB70620); 国家重点基础研究发展计划(2007CB210109)

作者简介: 杨金虎(1986—), 男, 河北邢台人, 硕士生, 主要从事燃烧模型的研究与数值模拟.

伴随人们环保意识的不断增强,要求燃气轮机和航空发动机不断降低其排放水平。尤其是对于航空发动机,由于其工作在平流层,排气中的 NO_x 会直接对臭氧层造成严重的破坏,为此国际民航组织曾多次修改污染物排放标准。这也说明低污染燃烧技术已经成为高性能航空发动机及地面燃机研发的关键技术之一。

在实际的燃气轮机燃烧室工作过程中, NO_x 主要是在高温下产生的^[1]。因此要想降低 NO_x 排放,必须降低燃烧区域的温度,而现今国际上已经研发成功的低污染燃烧室,如 GE(通用电气公司)的 TAPS(双环腔预混旋流燃烧室), R-R(罗尔斯-罗伊斯公司)的 LPP(贫油预混预蒸发技术)和 P&W(普惠公司)的 RQL(富油燃烧、快速淬熄、贫油燃烧),都无一例外采用了预混燃烧来降低燃烧区域的温度。众所周知,计算流体力学(CFD)已经成为燃烧室设计不可或缺的工具,但是现有的湍流预混燃烧模型不能准确地模拟湍流流动中的预混燃烧过程,因此有必要对湍流预混燃烧模型开展研究。

国外在湍流预混燃烧模型领域开展了广泛的研究,英国剑桥大学、美国康奈尔大学、斯坦福大学、德国亚琛工业大学、法国 CNRS(国立科学研究中心)和澳大利亚悉尼大学等研究机构在这方面处于领先地位。Bray K N C, Bilger R W 等人在这方面作出了卓越的贡献^[2-3]。而国内在这方面的研究较少,从已发表的文献来看,国内曾针对 G 方程模型开展过研究^[4],清华大学周力行等人研究了湍流燃烧的二阶矩模型^[5]。

湍流预混燃烧模型根据是否采用层流小火焰的概念可以分为两类:小火焰模型和非小火焰模型^[6]。小火焰模型认为湍流火焰是一系列层流火焰统计平均的结果,这一类模型包括: TFC(湍流火焰速度)模型、BML(Bray-Moss-Libby)模型、火焰面密度模型(FSD)、G 方程模型、FPI(flamelet prolongation of intrinsic low dimensional manifolds)模型等。层流小火焰模型的主要优点是可以通过层流小火焰的计算引入详细的化学反应机理,缺点是难以考虑湍流与化学反应之间的相互影响。而非小火焰模型包括: PDF(probability density function)输运方程、条件矩(CMC)方法等^[6],这一类方法的优点是能够比较充分地考虑湍流与化学反应之间的相互作用,而且也可以引入详细的化学反应机理,但是由于这类方法需要求解的方程非常多,如果再引入详细化学反应机

理的话,计算量是不可接受的。当然也可以采用 LES(大涡模拟)的方法计算湍流预混燃烧,但是这同样存在计算量的问题,不适合工程应用,并且也面临燃烧模型封闭的问题。

本文采用详细化学反应机理计算层流小火焰,并将计算结果表示为进程变量的函数;为了考虑湍流与化学反应之间的相互作用,采用进程变量的 beta-PDF 对层流小火焰的计算结果进行积分,得到用于 CFD 计算的 PDF 表。在这个过程中,生成 PDF 表的计算先于 CFD 流场的计算,这大大减少了流场计算时的计算量。

1 模型的基本理论

如前所述,在预混燃烧计算时如果求解完整的组分输运方程计算量会很大,实际建模时一般选择一个具有代表性的标量并求解其输运方程,在扩散燃烧中,这个标量一般是混合分数;在预混燃烧中,这个标量一般是进程变量。进程变量有多种定义方法,根据计算所要捕捉的物理现象,选择具有同样时间尺度的物理量来定义进程变量^[7]。在本文中分别采用基于温度和基于碳氧化物质量分数的定义方法,即

$$c = \frac{T - T_u}{T_b - T_u} \quad (1a)$$

$$c = \frac{Y_{\text{CO}} + Y_{\text{CO}_2}}{Y_{\text{CO,eq}} + Y_{\text{CO}_2,\text{eq}}} \quad (1b)$$

其中 T_u 和 T_b 分别表示未燃和已燃气体的温度。 Y_{CO} 和 $Y_{\text{CO,eq}}$ 分别表示 CO 的质量分数和化学平衡时 CO 的质量分数, CO_2 类似。本文将分别采用“模型(1a)”和“模型(1b)”作为两种定义下模型的代号。Favre 平均进程变量 $\bar{c}$ 的输运方程为^[7]

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{c}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{u}_i \bar{c}}{\partial x_i} = - \frac{\partial \bar{\rho} u_i'' c''}{\partial x_i} + \bar{\omega} \quad (2)$$

Favre 平均定义为 $\bar{c} = \overline{\rho c} / \bar{\rho}$, $c = \bar{c} + c''$, c'' 为 Favre 脉动值。方程(2)左边两项分别是非稳态项和对流项,右边分别为湍流标量通量和化学反应源项。右边两项需要通过建模进行封闭,其中湍流标量通量一般通过梯度输运模型封闭^[8],湍流预混燃烧模型的主要目的在于封闭化学反应源项。

根据层流小火焰的概念,流场中某一点的燃烧状态可以看作是多个层流小火焰燃烧状态的统计平均,如图 1,对于流场中任一个标量 ϕ_i ,其平均值可以这样得出

$$\bar{\phi}_i = \int_0^1 \phi_i(c) p(c) dc \quad (3)$$

这样方程(2)中的化学反应源项可以采用下式计算

$$\bar{\omega} = \int_0^1 \omega(c) p(c) dc \quad (4)$$

其中 $\omega(c)$ 是采用 CHEMKIN 软件中一维层流火焰计算程序 PREMIX 计算得来^[9]. 计算时采用详细化学反应机理, 不同化学反应机理对计算结果会略有影响, 但对温度和主要组分的影响不大, 本文计算时采用的化学反应机理为 GRI3.0, 包括 53 种组分和 325 个反应. $p(c)$ 为进程变量的概率密度函数, $p(c)$ 与 Favre 平均的概率密度函数 $\tilde{p}(c)$ 存在以下关系^[2]

$$p(c) = \frac{\tilde{\rho} \tilde{p}(c)}{\rho} = \frac{1 + \tau c}{1 + \tau \tilde{c}} \tilde{p}(c) \quad (5)$$

其中 $\tau = 1 - T_u/T_b$.

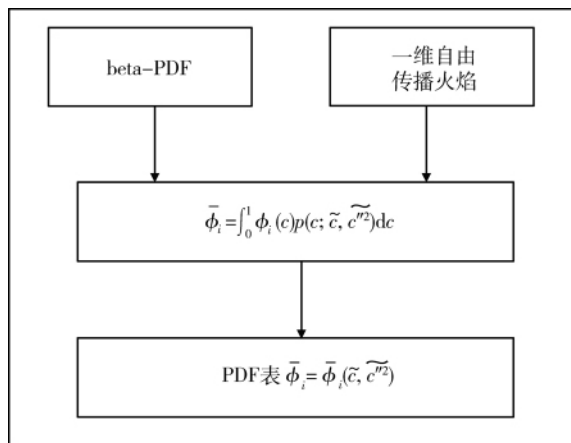


图1 PDF表的生成过程

Fig. 1 Process of producing PDF lookup table

进程变量的概率密度函数可以通过两种方法得到: 一种是通过求解其输运方程, 但是这种方法计算量很大, 而且输运方程中存在未封闭项, 需要建模进行封闭, 难度较大; 另一种是假定 PDF 方法, 该方法根据 DNS(直接数值模拟)数据近似总结出 PDF 所遵循的分布, 在模型计算时直接使用该近似的 PDF. 本文采用第二种方法. 在 BML 模型中, 假定 PDF 采用以下形式^[7]

$$\tilde{p}(c) = a\delta(c) + b\delta(1-c) \quad (6)$$

其中 $\delta(c)$ 为 Dirac 函数, a 和 b 分别表示流场中某点处于未燃状态和已燃状态的概率. 该模型中假设火焰面极薄, 流场中只存在两种状态, 即未燃状态和已燃状态, 而这样的假设只有在 Da 数较大时才是满足的; 并且由于未燃和已燃两个状态的化学反应速率都为 0, 因此该模型不能用于封闭化学反应速率项. DNS 数据分析表明 beta-PDF 是湍流燃烧 PDF 较好的近似, 并且 beta-PDF 已经成功地应用到湍流扩散燃烧的模拟

中^[8], 因此在本文中 $\tilde{p}(c)$ 采用 beta-PDF, beta-PDF 的具体形式为

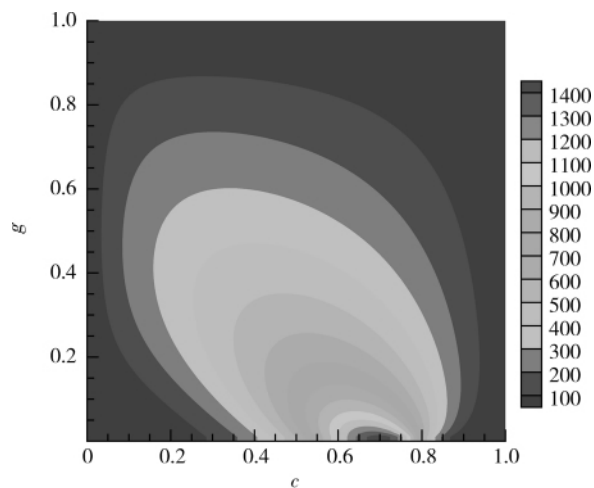
$$\tilde{p}(c; \tilde{c}, \tilde{c}^{n_2}) = \frac{c^{\alpha-1} (1-c)^{\beta-1}}{\int_0^1 c^{\alpha-1} (1-c)^{\beta-1} dc} \quad (7)$$

其中 $\alpha = \tilde{c}[1/g - 1]$, $\beta = (1 - \tilde{c})(1/g - 1)$, $g = \tilde{c}^{n_2}/\tilde{c}/(1 - \tilde{c})$, $\tilde{c}^{n_2}$ 是通过求解其输运方程得到的.

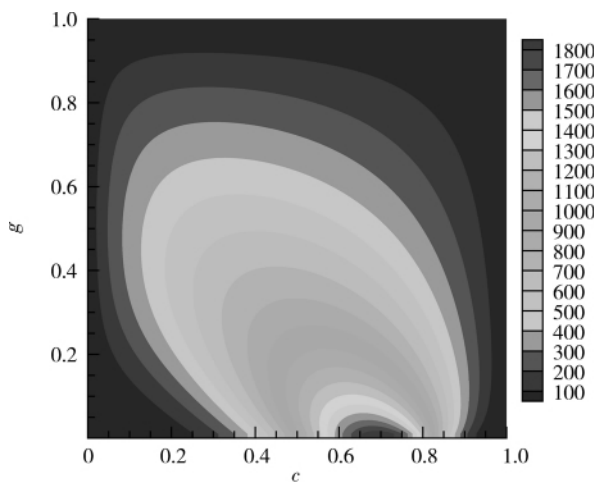
一般情况下, $\tilde{c}^{n_2} < \tilde{c}(1 - \tilde{c})$, 在火焰面极薄的情况下 $\tilde{c}^{n_2} = \tilde{c}(1 - \tilde{c})$, 因此 $g \in [0, 1]$.

最终求得的 $\bar{\omega}$ 的 PDF 表是关于 $\tilde{c}$ 和 g 的二维表, 如图 2. 其他的物理量, 如组分质量分数等, 也可以采取类似的方法得到, 即

$$\bar{Y}_i = \int_0^1 Y_i(c) p(c) dc \quad (8)$$



(a) 模型(1a)的计算结果



(b) 模型(1b)的计算结果

图2 $\bar{\omega}$ 的 PDF 表 (单位: $\text{kg}/(\text{m}^3 \cdot \text{s})$)

Fig. 2 Lookup table of $\bar{\omega}$ (unit: $\text{kg}/(\text{m}^3 \cdot \text{s})$)

2 计算算例

2.1 基本控制方程

计算时需要求解的控制方程包括连续方程

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (9)$$

动量方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho} \bar{u}_j}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \bar{u}_i \bar{u}_j) + \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} = \\ \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\tau}_{ij} - \bar{\rho} \bar{u}_i'' \bar{u}_j'') \end{aligned} \quad (10)$$

能量方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\bar{\rho} \bar{h})}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \bar{u}_i \bar{h})}{\partial x_i} = \\ - \frac{\partial (\bar{\rho} \bar{u}_i'' \bar{h}'')}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\bar{\rho} \alpha \frac{\partial \bar{h}}{\partial x_i} \right) + \bar{\rho} \bar{\omega} H_{\text{comb}} Y_{\text{fuel}} \end{aligned} \quad (11)$$

进程变量的输运方程(3)以及 $\tilde{c}''^2$ 的输运方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{c}''^2}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{c}''^2}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\frac{\mu_t}{Sc_c} \frac{\partial \tilde{c}''^2}{\partial x_i} \right] - \\ 2 \bar{\rho} \bar{u}_i'' \tilde{c}'' \frac{\partial \tilde{c}}{\partial x_i} - 2 \bar{\rho} \tilde{\xi}_c + 2 \bar{\omega}'' \tilde{c}'' \end{aligned} \quad (12)$$

在以上方程中, 湍流模型采用 $k-\epsilon$ 模型, 即 $\mu_t = \bar{\rho} C_\mu (\bar{k}^2 / \bar{\epsilon})$, $C_\mu = 0.09$, $Sc_c = 0.7$; $\bar{\rho} \bar{u}_i'' \tilde{c}''$ 采用梯度输运模型封闭, $\bar{\rho} \bar{u}_i'' \tilde{c}'' = -\mu_t / Sc_c \cdot \nabla \tilde{c}$; $\tilde{\xi}_c$ 代表标量 c 的耗散率, 采用 Kolla H 等基于 DNS 分析得到的代数模型^[10]

$$\tilde{\xi}_c = \frac{1}{\beta'} \left[(2K_c^* - \tau C_4) \frac{s_1^0}{\delta_1^0} + C_3 \frac{\bar{\epsilon}}{\bar{k}} \right] \tilde{c}''^2 \quad (13)$$

其中 $\beta' = 6.7$, $K_c^* = 0.85\tau$.

$$C_3 = 1.5 \sqrt{Ka} / (1 + \sqrt{Ka})$$

$$C_4 = 1.1 / (1 + Ka)^{0.4},$$

$$Ka = \{ [2(1 + \tau)^{0.7}]^{-1} (u' / s_1^0)^3 (\delta_1^0 / \Lambda) \}^{0.5}$$

速度脉动值 $u' = \sqrt{2\bar{k}/3}$, 湍流积分尺度 $\Lambda = u'^3 / \bar{\epsilon}$, s_1^0 和 δ_1^0 分别为层流火焰速度和层流火焰厚度. 该模型中同时含有湍流时间尺度和化学反应时间尺度, 因此相对于以往只含有湍流时间尺度的耗散率模型更加准确^[10]. $\tilde{c}''^2$ 输运方程的化学

反应项 $\bar{\omega}'' \tilde{c}'' = \bar{\omega} \tilde{c} - \bar{\omega} \tilde{c}$, 其中 $\bar{\omega} \tilde{c} = \int_0^1 c$

$\bar{\omega}_o(c) p(c) dc$, $\bar{\omega}'' \tilde{c}''$ 也存入 PDF 表中, 在计算时通过查表得到. 需要说明的是能量方程(11)的源项采用 $\bar{\rho} \bar{\omega} H_{\text{comb}} Y_{\text{fuel}}$ 近似的前提是组分的刘易斯数

等于 1, 甲烷混合物近似满足这个条件.

最终的 PDF 表包括 $\tilde{c}$, $\tilde{c}''^2$, $\bar{\omega}$, $\bar{\omega}'' \tilde{c}''$ 以及 $\bar{Y}_i$, 其中 $\bar{\omega}$, $\bar{\omega}'' \tilde{c}''$ 和 $\bar{Y}_i$ 是 $\tilde{c}$ 和 $\tilde{c}''^2$ 的函数, 计算时通过 $\tilde{c}$ 和 $\tilde{c}''^2$ 来查询 $\bar{\omega}$, $\bar{\omega}'' \tilde{c}''$ 和 $\bar{Y}_i$ 的值. 该 PDF 表通过 FLUENT 软件的用户自定义函数 (UDF) 加入到 FLUENT 平台上进行计算. FLUENT 计算采用 semi-implicit method for pressure linked equation (SIMPLE) 算法, 计算格式为二阶迎风格式.

2.2 湍流本生火焰计算几何

Chen Y C 等人在文献[11]中详细测量了三种不同雷诺数的湍流本生火焰的数据, 雷诺数由高到低分别标记为 F1, F2, F3. 由于 F2 火焰具有详细的测量数据和入口边界条件数据, 因此本文对 F2 火焰进行了模拟. 计算区域如图 3, 进口 1 进入的是甲烷和空气的未燃预混气体; 进口 2 进入的是已燃高温气体, 起稳焰的作用; 进口 3 为伴流空气; 进口 4 进入的是空气. 本问题为一个典型的部分预混燃烧问题, 然而由于实验测得的数据全部处于内部预混区域^[12], 并且有分析表明外部伴流空气对于内部预混区域的影响很小^[6], 因此采用预混火焰模型来计算此问题是合理的. 由于存在轴对称 (axis) 边界条件, 因此计算时选取了一半计算区域. 4 个入口全部是速度入口边界条件, 进口 1 的直径 d 为 12 mm, 平均速度 u_0 为 50 m/s, 平均湍动能 k_0 为 $10.8 \text{ m}^2/\text{s}^2$, 进口 1 的详细速度分布和湍动能分布来自于实验测量数据^[11]. 出口是压力出口边界条件, 总体计算区域为 $900 \text{ mm} \times 450 \text{ mm}$. 详细边界条件如表 1. 计算时验证了网格无关性.

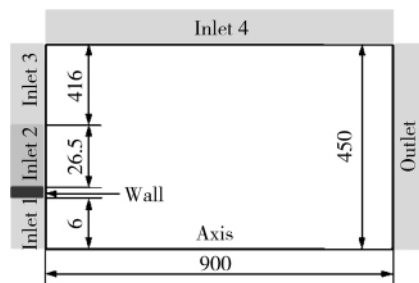


图 3 计算几何参数 (单位: mm)

Fig. 3 Parameters of calculation geometry (unit: mm)

2.3 冷态计算结果

为了验证所使用的湍流模型和边界条件的有效性, 首先进行了冷态计算, 冷态计算的所有条件

与热态一致,只是不发生化学反应,没有热量的释放过程. 计算结果比较了不同轴向位置处轴向速度和湍动能沿径向的分布.

图 4 是不同轴向位置处轴向速度计算值与实验值的对比,从图 4 中可以看出计算结果与实验对应的很好. 图 5 是不同轴向位置湍动能的计算值与实验值的对比,总体来看符合得也较好. 冷态计算的结果表明, $k-\epsilon$ 模型可以较为准确地模拟

此时的流动. 给定的边界条件也较为合理.

2.4 热态计算结果

图 6~图 8 分别为不同轴向位置 (x/d) 轴向速度、湍动能和无量纲温度沿径向 (r/d) 的分布. 在这 3 幅图中将本模型 (模型 (1a) 和模型 (1b)) 的计算结果分别与软件 FLUENT 中的 Zimont 模型的计算结果以及 Chen Y C 等人的实验测量结果^[11] 做了对比.

表 1 计算边界条件
Table 1 Calculation of boundary condition

	进口 1	进口 2	进口 3	进口 4	出口
$u/(\text{m/s})$	见文献[11]	1.5	1.5	0.001	
$k/10^{-5}(\text{m}^2/\text{s}^2)$	见文献[11]	1	1	1	1
$\epsilon/10^{-2}(\text{m}^2/\text{s}^3)$	见文献[11]	1	1	1	1
T/K	298	1950 ^[6]	298	298	298
p/Pa					101325
c	0	1	1	1	1
ζ	0	0	0	0	0

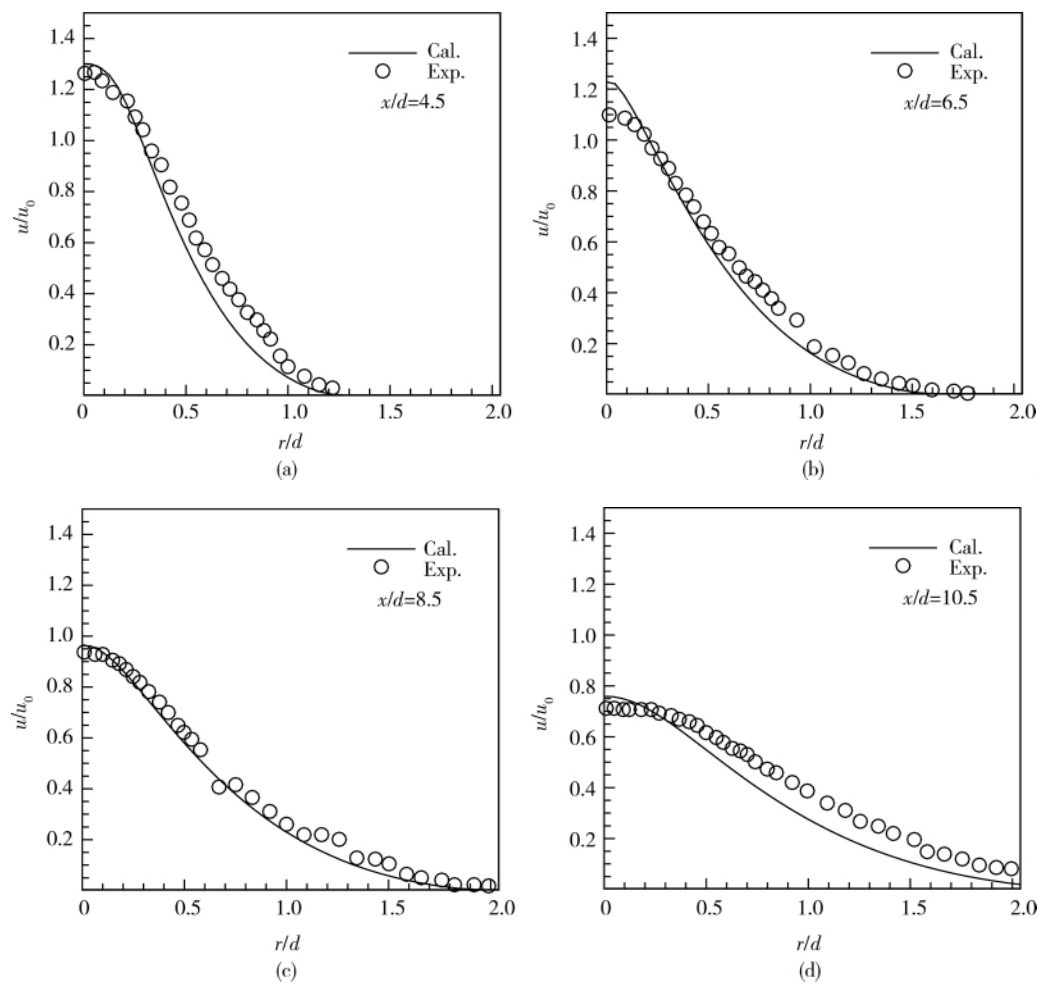


图 4 冷态轴向速度沿径向的变化

Fig. 4 Non-reacting axial velocity vs. radial position

从图 6 中可以看出,模型(1a)和模型(1b)的计算结果与实验值符合得较好,只是在接近中心处($r/d < 0.3$)计算值高于实验值,但总体来看,本模型的计算值与 Zimont 模型的计算值相比更接近于实验结果,模型(1a)的计算结果比模型(1b)的计算结果更为准确。

在本算例中,中心区域是高速射流区域,周围区域是低速流体区域,两者之间存在一个自由剪切层,从图 7 中可以看出该自由剪切层被较好地捕捉到,但是湍动能的最大值被高估了,而且取得最大值的位置也沿径向偏外。这可能是因为化学反应的强度被高估了,造成由化学反应诱导产生

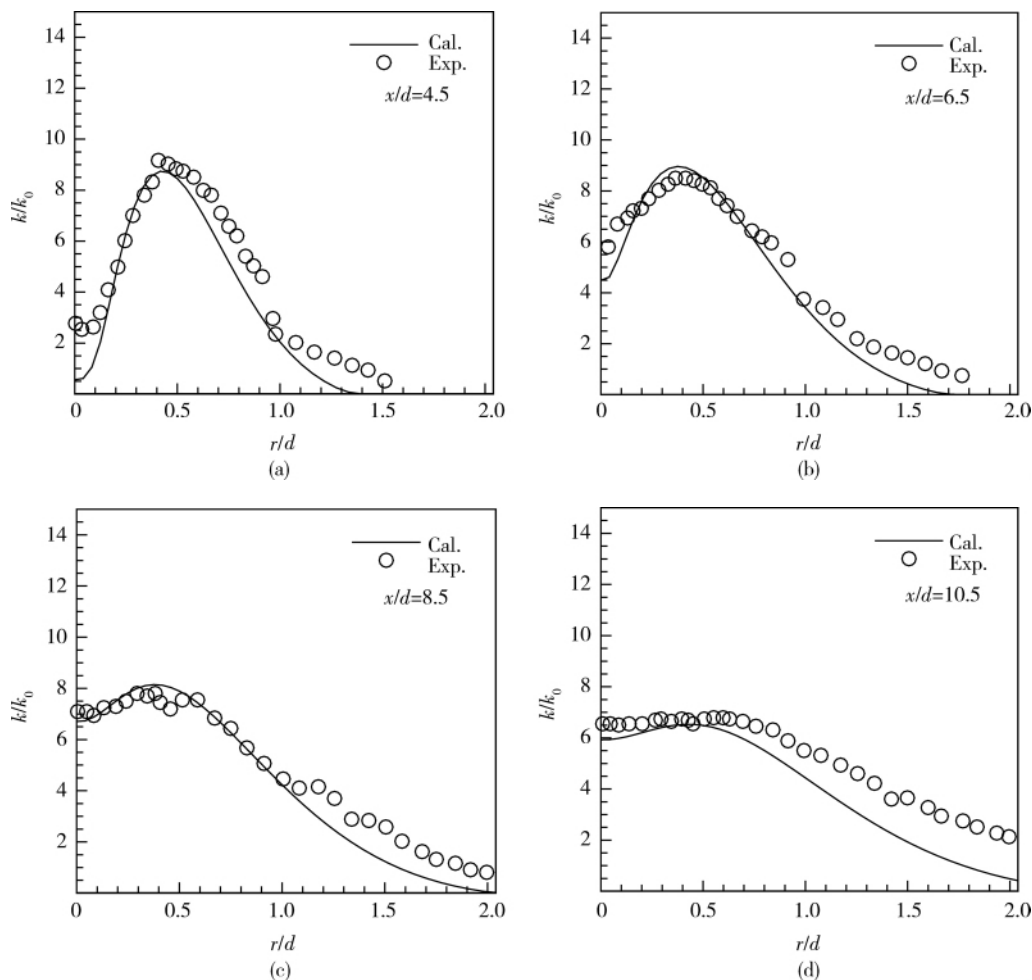
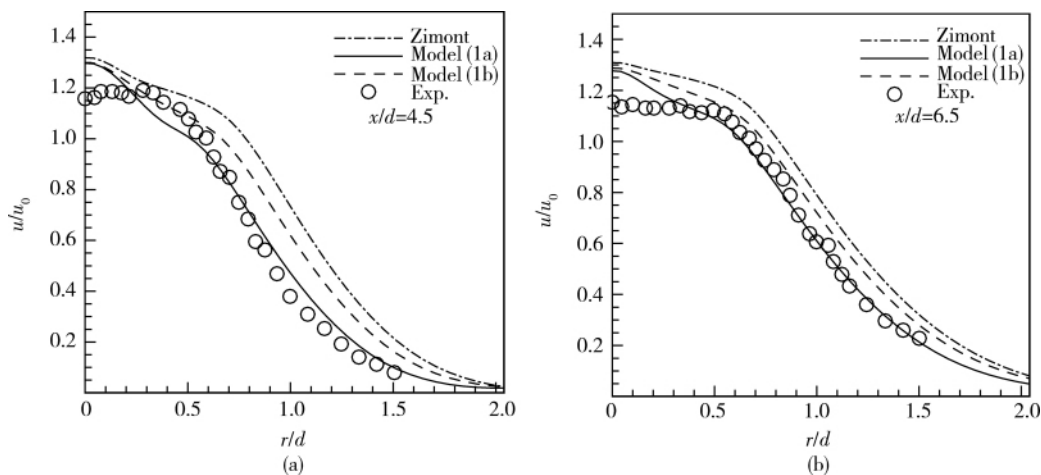


图 5 冷态湍动能沿径向的变化

Fig. 5 Non-reacting turbulent kinetic energy vs. radial position



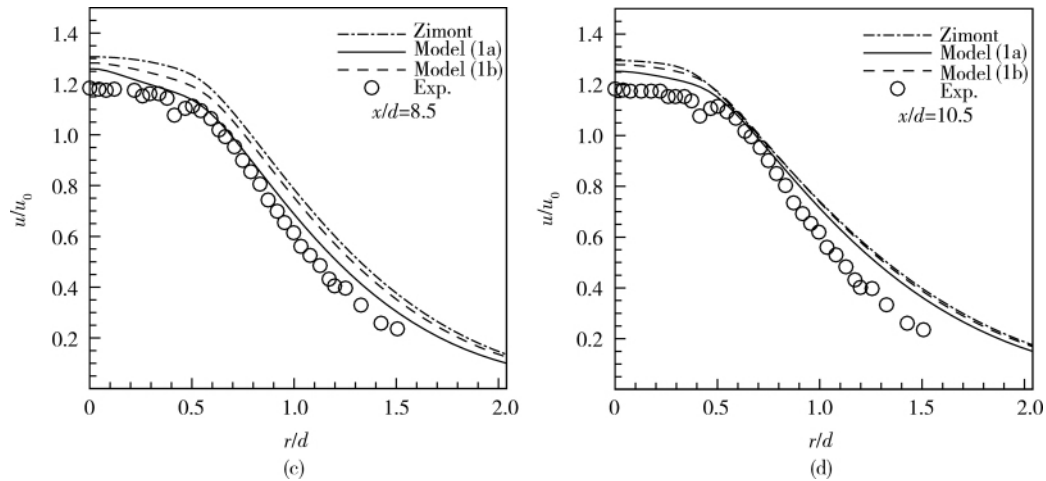


图 6 热态轴向速度沿径向的变化

Fig. 6 Reacting axial velocity vs. radial position

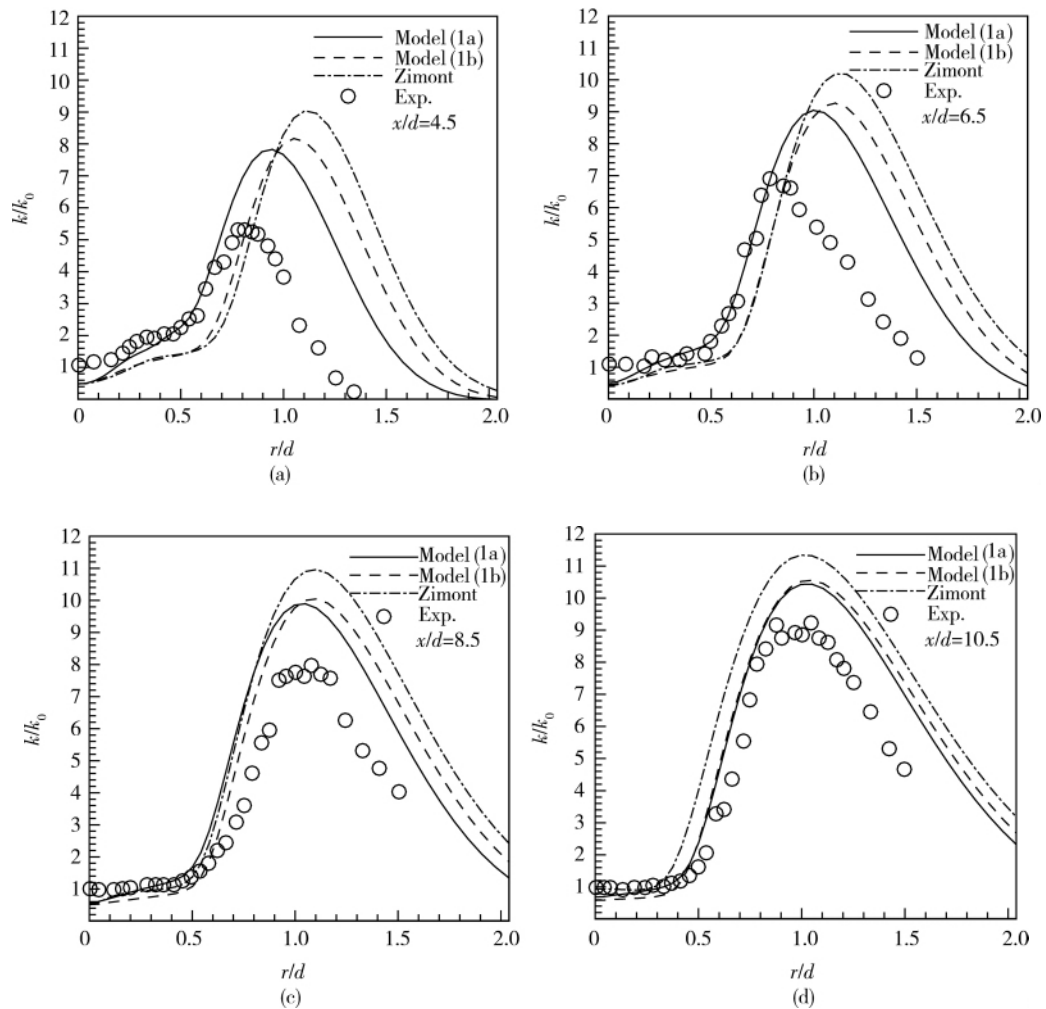


图 7 热态湍动能沿径向的变化

Fig. 7 Reacting turbulent kinetic energy vs. radial position

的湍动能过大.但总体来看,计算值与实验值在趋势上符合得较好,而且模型(1a)的计算结果好于模型(1b)的计算结果,并且都好于 Zimont 模型

的计算结果.

图 8 是无量纲温度 c_T 沿径向的分布,无量纲温度定义为 $c_T = (T - 298) / (2248 - 298)^{[11]}$. 从

图 8 中可以看出在靠近入口的位置,所有计算的温度值高于实验值,这种偏差随着轴向位置与入口距离的增大而改善,这可能是因为计算时所取的值班火焰进口温度边界条件不太合适,不同文献对于值班火焰进口温度的取值不一样,本次计算中取值与文献[6]一致(1950 K).当然能量方程的源项所作的近似也导致了计算温度场的偏差.图 8 中计算温度取得最大值的径向位置小于实验值,这表明计算火焰比实际火焰瘦,也就是说计算火焰的火焰面比实际火焰面小,即等量的燃料在较小的火焰区域内被燃烧完,这表明所有计算模型均高估了化学反应速率,这与文献[8]中的结论一致.但总体来看,模型(1a)的计算结果最好,而 Zimont 模型的结果与实验偏差最大.

本模型高估了化学反应速率的原因在于模型中未能考虑湍流对于火焰面的拉伸和弯曲效应.如图 9(a)中化学反应速率的分布,可以看出在火

焰根部火焰面比较薄,而在火焰顶部火焰面变得很厚,这样湍流脉动的特征尺度可以穿透火焰面影响到顶部反应区的化学反应,亦即湍流脉动对于火焰反应区的拉伸和弯曲作用,根据文献[7],这会减小火焰面附近的化学反应速率,如果能在燃烧模型中考虑湍流对火焰面的拉伸和弯曲作用,相信模型的计算效果将会改善,这将在以后的研究中进行验证.从图 9 的温度分布中可以看出,在靠近入口处火焰温度受值班火焰的温度影响较大,随着轴向位置与入口之间的距离的增大和化学反应的进行,火焰温度不断升高,在到达火焰顶部的时候,火焰温度达到最高.模型(1a)和模型(1b)计算的最高温度分别为 2260 K 和 2300 K, Zimont 模型计算的最高温度为 2330 K,而甲烷的绝热燃烧温度为 2230 K 左右.本模型高估了火焰面的最高温度,这一方面是因为化学反应速率被高估,另一方面可能因为比定压热容计算不够准

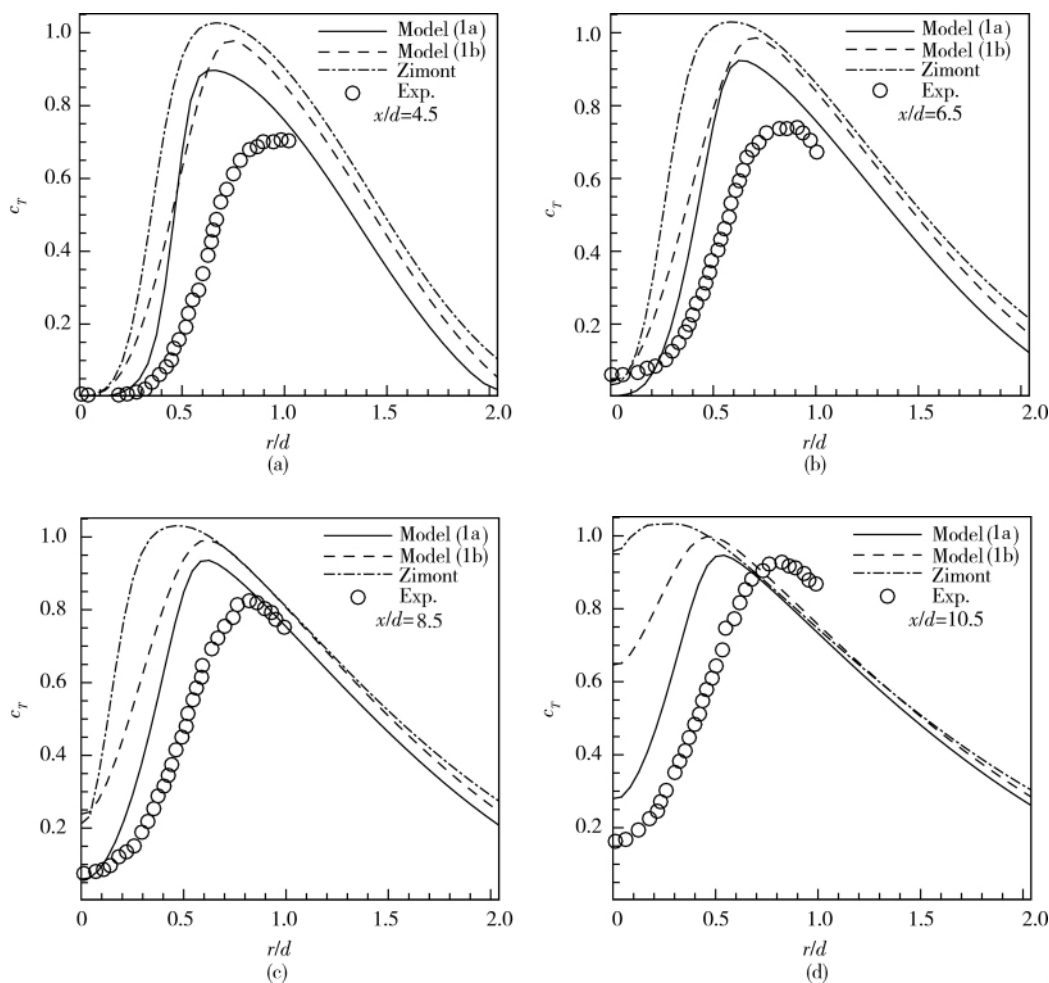
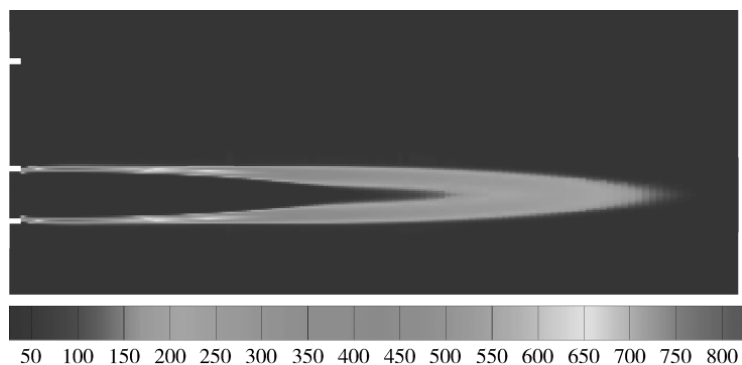
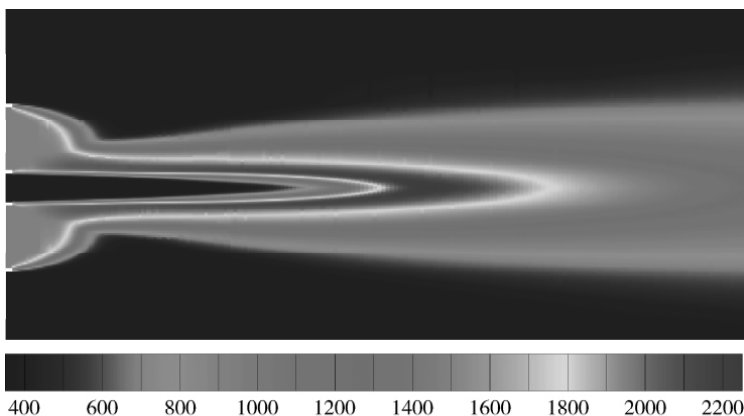


图 8 热态无量纲温度沿径向的变化

Fig. 8 Reacting dimensionless temperature vs. radial position

(a) 模型(1a)计算得到的化学反应速率分布 (单位: $\text{kg}/(\text{m}^3 \cdot \text{s})$)

(b) 模型(1a)计算得到的温度分布 (单位: K)

图9 模型(1a)计算结果

Fig. 9 Calculation result of model (1a)

确. 本文的计算中首先给出比定压热容随温度变化的 10 个数据, 计算时根据上一个迭代步的温度插值计算出比定压热容, 从而求得本次迭代步的温度. 插值使用的是线性插值, 具有一阶精度. 可以预见如果最初就将比定压热容放入 PDF 表中, 计算时通过查表得出其值, 这样不仅可以考虑比定压热容随温度的变化, 而且可以考虑不同组分浓度对比定压热容的影响, 这样做势必会更准确, 这同样将在以后的研究中进行验证.

3 结 论

本文研究了基于层流小火焰和 beta-PDF 的湍流预混火焰模型, 并且生成了用于 RANS 计算的 PDF 表. 最后采用湍流本生火焰对模型进行了计算验证, 计算结果表明:

1) 本模型与标准 $k-\epsilon$ 模型结合可以较为准确地预测湍流预混燃烧流场, 计算得到的平均速度分布与实验值符合较好.

2) 采用本模型计算的湍动能分布和温度场总体上好于 Zimont 模型的计算结果, 但是与实验

值有一定差距, 尚需进一步改善.

3) 本模型高估了火焰区的化学反应速率, 导致计算火焰比实际火焰瘦. 这主要是因为忽略了湍流的拉伸和弯曲效应对火焰区化学反应的削弱作用, 能够考虑湍流拉伸和弯曲效应的湍流预混火焰模型是今后进一步研究的方向.

4) 相对于基于碳氧化物质量分数的定义, 进程变量采用基于温度的定义时, 计算的温度场与实验值更为接近.

参考文献:

- [1] 姚强, 李水清, 王宇. 燃烧学导论[M]. 北京: 清华大学出版社, 2009.
 - [2] Bray K N C. The challenge of turbulent combustion[C]// Proceedings of the 26th Symposium Combustion. Naples, Italy: The Combustion Institute, 1996: 1-26.
 - [3] Bilger R W. Future progress in turbulent combustion research[J]. Progress in Energy and Combustion Science, 2000, 26(4-6): 367-380.
 - [4] 侯凌云, 杨成仁, 傅维标. 小火焰模型在贫燃预混火焰中的研究[J]. 工程热物理学报, 2003, 24(5): 873-876.
- HOU Lingyun, YANG Chengren, FU Weibiao. The appli-

- cation of flamelet model in lean premixed flame[J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2003, 24(5): 873-876. (in Chinese)
- [5] 王方, 周力行, 许春晓, 等. 预混燃烧大涡模拟和燃烧模型的校验[J]. 推进技术, 2008, 29(1): 33-36.
- WANG Fang, ZHOU Lixing, XU Chunxiao, et al. Large eddy simulation of premixed combustion and the validation of the combustion model[J]. Journal of Propulsion Technology, 2008, 29(1): 33-36. (in Chinese)
- [6] Kolla H. Scalar dissipation rate based flamelet modeling of turbulent premixed flames[D]. Cambridge, UK: Department of Engineering, Cambridge University, 2009.
- [7] Poinot T, Veynante D. Theoretical and numerical combustion[M]. Philadelphia, USA: Edwards, 2001.
- [8] Kolla H, Swaminathan N. Strained flamelets for turbulent premixed flames I: formulation and planar flame results[J]. Combustion and Flame, 2010, 157(5): 943-954.
- [9] Kee R J, Grcar J F, Smooke M D, et al. A fortran program for modeling a steady laminar one-dimensional premixed flame[R]. Report No. SAND85-8240, 1985.
- [10] Kolla H, Rogerson J W, Chakraborty N, et al. Scalar dissipation rate modeling and its validation[J]. Combustion Science and Technology, 2009, 181(3): 518-535.
- [11] Chen Y C, Peters N, Schneemann G A, et al. The detailed flame structure of highly stretched turbulent premixed methane-air flames[J]. Combustion and Flame, 1996, 107(3): 223-244.
- [12] Herrmann M. Numerical simulation of turbulent Bunsen flames with a level set flamelet model[J]. Combustion and Flame, 2006, 145(1-2): 357-375.