発熱温度境界層モデルによる火花点火機関の熱流束数値計算法*

小島 隆 史^{*1}, 西 脇 一 宇^{*2}Numerical Calculation of Wall Heat Transfer
with Exothermic Reaction in S. I. Engines

Takafumi KOJIMA and Kazuie NISHIWAKI

A numerical model has been presented to analyze unsteady thermal boundary layers with exothermic reaction in spark ignition engine combustion chambers. The numerical technique features an additional computational grid system in the cells adjacent to the wall which allows us to perform the computations in a practical length of time with boundary layer resolution. The combustion model employs a three-zone concept for a temperature field in each cell and has a two-stage process. The model describes not only the combined turbulence-reaction-controlled combustion in the near-wall region, but also the turbulence-controlled combustion in the core region. The present model reproduces the experimental evidence that local wall heat flux peaks intensify as the wall temperature increases, while the law of the wall does not describe this fact.

Key Words: Internal Combustion Engine, Computational Fluid Dynamics, Heat Transfer, Heat Flux, Spark Ignition Engine, Wall Quenching, Insulated Engine, Adiabatic Engine

1. ま え が き

エンジン燃焼室の壁面熱伝達モデルは、近年CFD(数値流体力学)手法の導入によって、それまでの1領域モデルや一次元モデルのなし得なかった複雑な局所熱流束の表現力をもつに至った。しかし、CFD手法におけるエンジン燃焼室の熱流束壁面境界条件モデルは壁法則を用いるのが標準的で、定常乱流熱伝達の相似則による1領域モデルと基本的に考えが同じである。

壁法則は非燃焼準定常モデルであるため、発熱反応を伴う温度境界層を取扱えないこと、および圧力変化項を無視することがエンジン燃焼室の熱伝達を取扱ううえで問題となる。ただし、温度境界層内の圧力変化項の無視については、実用計算のできる程度の格子寸法でも大きな問題とはならない⁽¹⁾。発熱温度境界層の問題は、セラミックス等で燃焼室壁を高温にした火花点火エンジンにおいて、熱流束が通常のエンジンよりも燃焼期間で増加する実験結果⁽²⁾⁽³⁾が知られて以来、認識され始めた。

この問題を解析するため、Yangら⁽⁴⁾は発熱温度境

界層の一次元モデルを提案したが、消炎距離を仮定する点に問題があると考えられる。また、Jennings⁽⁵⁾は壁面近傍に精細な格子を配置したCFD解析を行ったが、上述の実験事実を説明できていない。

本研究では、発熱温度境界層内を扱うため、壁近傍にも適用できる燃焼モデルを提案するとともに、壁面隣接格子内をさらに分割した補助格子による火花点火エンジンの熱流束計算法について検討した。さらに通常のエンジンと高温壁エンジンの壁面熱流束の違いを解析した。

2. 計算法および燃焼モデル

2・1 基礎式および解法 シリンダヘッド面およびピストン面ともに平らな燃焼室を対象とし、円筒座標系 (r, θ, z) を用い軸対称として扱う。基礎式は連続の式のほか、 r 方向速度、 u 、 θ 方向速度 v 、 z 方向速度 w の各運動量方程式および乱れエネルギー k 、乱れエネルギー消散率 ϵ 、エンタルピー h 、燃料の質量分率 m_{fu} 、燃焼生成物の質量分率 m_{pr} 、燃焼生成物と分子混合した燃料-酸素混合気の質量分率 m_{mi} に関する保存式からなる。これらの従属変数を ϕ で表すと、保存式の一般形式は次のように表せる。

* 原稿受付 平成5年12月28日。

*¹ 正員、立命館大学大学院 (〒525 草津市野路町1916)。*² 正員、立命館大学理工学部。

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r\rho\phi u) - \frac{\partial}{\partial z}(\rho\phi w) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}\left(r\Gamma_\phi \frac{\partial\phi}{\partial r}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\Gamma_\phi \frac{\partial\phi}{\partial z}\right) + S_\phi \dots\dots (1)$$

ここで、 t は時間、 ρ は密度、 Γ_ϕ および S_ϕ は、それぞれ ϕ に関する有効拡散係数および生成項である。速度成分 u , v , w 以外の諸量に関する Γ_ϕ および S_ϕ を表 1 に示す。表 1 中の μ は分子粘性係数、 μ_t は乱流粘性係数であり次式で表される。

$$\mu_t = c_\mu \frac{\rho k^2}{\varepsilon} \dots\dots\dots (2)$$

ただし、上式中の c_μ および表 1 中の c_1 , c_1' , c_1'' , c_2 , c_3 , σ_h , σ_k , σ_ε , σ_f はモデル定数であり、これらの値を表 2 に示す。 ε 方程式中のモデル定数には圧縮・膨張の影響も含め Morel らの研究結果⁽⁶⁾ を用いた。

基礎式の空間離散化は Control Volume 法を用い、移流項は Quick Scheme、拡散項は二次精度中心差分により離散化した。解法は半陰解法を採用し、連続の式は陰的に、他の保存式は陽的に解いた。また時間進行法には PCM(予測子修正子法)を用いた。

表 1 ϕ に関する有効拡散係数 Γ_ϕ と生成項 S_ϕ

ϕ	Γ_ϕ	S_ϕ
h	$\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{\sigma_h}$	$\frac{dp}{dt} + \frac{H_u R_c}{1+S}$
k	$\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}$	$G - \frac{2}{3}(\nabla \cdot v)\{\Gamma_\phi(\nabla \cdot v) + \rho k\} - \rho \varepsilon$
ε	$\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}$	$\frac{\varepsilon}{k} [c_1 G - \frac{2}{3}(\nabla \cdot v)\{c_1' \Gamma_\phi(\nabla \cdot v) + c_1'' \rho k\}] - c_2 \frac{\rho \varepsilon^2}{k} + c_3 \rho \varepsilon(\nabla \cdot v)$
m_{fu}	$\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_f}$	$-R_m/(1+S)$
m_{mi}	$\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_f}$	$R_m - R_c$
m_{pr}	$\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_f}$	R_c

$$(\nabla \cdot v) = \frac{1}{r} \frac{\partial(ru)}{\partial r} + \frac{\partial w}{\partial z}$$

$$G = \mu_t \left[2 \left\{ \frac{\partial u}{\partial r} \right\}^2 + 2 \left\{ \frac{u}{r} \right\}^2 + 2 \left\{ \frac{\partial w}{\partial z} \right\}^2 + \left\{ r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v}{r} \right) \right\}^2 + \left\{ \frac{\partial v}{\partial z} \right\}^2 + \left\{ \frac{\partial w}{\partial r} + \frac{\partial u}{\partial z} \right\}^2 \right]$$

表 2 モデル定数

c_μ	0.09	c_3	1.0
c_1	1.44	σ_h	1.0
c_1'	1.32	σ_k	1.0
c_1''	4.50	σ_ε	1.3
c_2	1.92	σ_f	1.0

2・2 燃焼モデル

主流域での燃焼は乱流混合律速としてモデル化できることはよく知られているが、本研究では壁面近くでの消炎も扱うため、反応律速となる局面も表現するモデルでなければならない。そのため、まず乱れ散逸過程で未燃混合気と燃焼生成物が微細構造を形成して分子混合し、次にそれが化学反応により消費されるとして、2ステップで扱う。第1ステップにおいて燃焼生成物と分子混合する燃料-酸素混合気を反応物と呼ぶことにし、その単位時間単位体積あたりの形成質量 R_m を Magnussen の Eddy Dissipation Concept⁽⁷⁾ と同様の考えを適用して、

$$R_m = (1+S) \dot{m} \frac{x}{1-x\gamma^*} \frac{\rho m_{\min}}{\gamma^{*1/3}} \dots\dots\dots (3)$$

$$m_{\min} = \min(m_{fu}, m_{ox}/S) \dots\dots\dots (4)$$

と表す。ここで、 S は理論酸素量、 $\dot{m}$ は微細構造の生成速度、 x は燃焼生成物により十分に熱せられた微細構造の質量分率、 γ^* は微細構造の質量分率、 m_{ox} は酸素の質量分率である。 $\min$ はかつこの最小値をとる。Magnussen のモデルと異なる点は、式(3)がただちに燃焼率を意味しないことである。この反応物が反応温度 T_r で Arrhenius 形一段総括反応により燃焼するとし、その消費率 R_c を次のように表す。

$$R_c = (1+S) \frac{m_{mi}}{m_{mi,st}} \frac{T_r}{T_{av}} R_c^* \dots\dots\dots (5)$$

$$R_c^* = M_{fu} F X_{fu}^a X_{ox}^b \exp[-E/(RT_r)] \dots\dots\dots (6)$$

ここで、 $m_{mi,st}$ は m_{mi} の上限値、 T_{av} は格子平均温度、 R_c^* は一様な混合気単位体積あたりの燃料の消費率であり Westbrook ら⁽⁸⁾ によるオクタン的一段総括反応式を用いた。各定数の値は、 $F=4.6 \times 10^{11} (\text{mol}/\text{cm}^3)^{1-a-b} \cdot \text{s}^{-1}$ 、 $E=30.0 \text{ kcal/mol}$ 、 R は一般ガス定数、 M_{fu} は燃料の分子量、 X_{fu} は燃料のモル分率、 X_{ox} は酸素のモル分率、 $a=0.25$, $b=1.5$ である。

計算格子内を、図 1 の概念図のように、温度 T_u の未燃領域、反応領域および局所断熱炎炎温度 T_b の既燃領域の三つに分割して考える。反応領域の温度は T_u から T_b まで直線的に分布しているとする。微細構

図 1 格子内モデルの概念

造生成速度より反応速度のほうが早ければ式(6)の反応温度 T_r は最も高い温度 T_b で支配されるとする。微細構造生成速度より反応速度のほうが著しく遅ければ、未燃ガスと既燃ガスがすべて混合し T_r が格子平均温度となって反応が進むと考える。これらの中間状態も含めて定式化するため、加重関数 f を用いて反応温度 T_r を次のように表す。

$$T_r = \frac{1}{c_p} \left(h_u + f \frac{H_u}{1+L} \right) \quad \dots\dots\dots (7)$$

ここで、 h_u は未燃領域のエンタルピー、 H_u は低位発熱量、 L は理論空気量である。 c_p は定圧比熱で成分濃度と温度の関数として求めた。

燃料、酸素、混合気、燃焼生成物、不活性物のそれぞれの質量分率 m_{fu} , m_{ox} , m_{mi} , m_{pr} , m_{in} の間には、

$$m_{fu} + m_{ox} + m_{mi} + m_{pr} + m_{in} = 1 \quad \dots\dots\dots (8)$$

の関係が成り立つ。よって、式(8)の関係、および未燃領域と既燃領域の質量割合と格子内平均エンタルピー h_{av} の関係を用いて、式(7)は次のように書きかえられる。

$$T_r = \frac{1}{c_p} \left(h_{av} + \frac{m_{fu} + m_{ox} + m_{mi}}{1 - m_{in}} f \frac{H_u}{1+L} \right) \quad \dots\dots\dots (9)$$

加重関数 f は 0 から 1 までの値をとる。 $f=1$ のとき $T_r = T_b$ に、 $f=0$ のとき $T_r = T_{av}$ になる。

また、式(6)中のモル分率 X_{fu} , X_{ox} にも格子内温度場と同様の考えを適用し以下のように表す。

$$X_{fu} = \frac{1}{1+S} [m_{mi} + f(m_{mi,st} - m_{mi})] \frac{\rho}{M_{fu}} \quad \dots\dots\dots (10)$$

$$X_{ox} = \frac{S}{1+S} [m_{mi} + f(m_{mi,st} - m_{mi})] \frac{\rho}{M_{ox}} \quad \dots\dots\dots (11)$$

ここで、 M_{ox} は酸素の分子量である。

加重関数 f は反応物の消費率と形成率を用いて次のようにモデル化する。

$$f = \min(R_c^*/R_m^*, 1) \quad \dots\dots\dots (12)$$

ここで、 R_m^* は反応領域単位体積単位時間あたりに反応にかかわる燃料の量であり、Magnussen のモデルより次のように表す。

$$R_m^* = \frac{\dot{m}}{\gamma^*} \frac{1}{1 - \chi \gamma^* \rho} \frac{T_{av}}{T_r} \frac{1}{1+L} \quad \dots\dots\dots (13)$$

3. 壁面境界条件および熱流束計算方法

乱流エネルギー k の境界条件は壁面において零とし、 ε は乱れスケールが壁からの距離 y に比例するとし、次式により壁面隣接格子点の値を与えた。

$$\varepsilon = \frac{C_\mu^{3/4} k^{3/2}}{Ky} \quad \dots\dots\dots (14)$$

図 2 計算格子

ここで、 K は定数であり、 $K=0.4$ とした。

なお、運動量方程式の壁面境界条件は、簡単のため壁面摩擦を壁法則により与えた。

壁面熱流束は冒頭にも述べたように壁法則を使わず、壁面隣接格子内に付加した補助格子により求めた。この補助格子内では計算時間短縮のため k および ε に関する保存式は解かず、式(2)と式(14)の関係を用いて乱流粘性係数 μ_t と壁からの距離 y の関数として次のように表す。

$$k = \frac{\mu_t^2}{C_\mu^{1/2} \rho^2 K^2 y^2} \quad \dots\dots\dots (15)$$

$$\varepsilon = \frac{\mu_t^3}{\rho^3 K^4 y^4} \quad \dots\dots\dots (16)$$

さらに、上式中の μ_t は次に示す Yang らの式⁽⁴⁾を用いて求めた。

$$\mu_t/\mu = Ky^+ [1 - \exp(-2aKy^+)] \quad \dots\dots\dots (17)$$

ここで、 $a=0.06$, $y^+ = \rho u_{\tau} y/\mu$, u_{τ} は摩擦速度である。

補助格子の壁面垂直方向の格子間隔は、壁面ごく近くでの消炎を表現し、かつ計算時間の短縮を図るため、図2に示すように壁面に近づくほど半減させた。なお、一般格子の分割数は r 方向が 20、 z 方向が 80 から 20 まで可変とした。加重関数 f は極めて短い距離で 1 から 0 まで変化するので、補助格子内のみ適用し通常の計算格子では $f=1$ とした。解法は、壁面平行方向流束については主流と同様に陽的に解き、壁面垂直方向流束については完全陰解法によった。圧力と流速の関係式は補助格子内については解かず、壁面隣接格子として主流の計算と同様に扱った。そのうえで、各補助格子速度の壁面垂直成分は、壁面隣接格子内の圧力を一定として温度分布のみから解き、壁面平行成分は壁面隣接格子中点の格子平均流速を用いて壁法則を満たすように速度分布を求めた。計算時間は、補助格子を用いず壁法則によった場合に対して約 1.7 倍であった。

図3 熱流束計算結果と Dao らの実験結果⁽⁶⁾との比較

4. 非燃焼場での実験結果との比較

Dao ら⁽⁹⁾がモータリング実験に用いた、シリンダ直径 79.4 mm, 行程 101.6 mm, 圧縮比 14 のエンジンについて計算を行った。機関の回転速度は 900 rpm, 初期スワール比は 7.2 である。

図3(a)～(c)にシリンダヘッド面の異なる3点における補助格子および壁法則を用いて求めた熱流束の計算結果と、Dao らの実験結果との比較を示す。図3中の r はシリンダ中心軸からの距離である。補助格子による計算結果と壁法則による計算結果には大きな違いはなく、どちらの計算結果も $r=11.2$ mm の点を除き、ほぼ実験結果に一致している。 $r=11.2$ mm において実験結果のほうが大きな値を示しているのは、シリンダ中心部で軸対称では表せない不規則な流動が存在するためと考えられる。また、二つの計算結果に位相の差がみられるのは、非定常モデルである補助格子計算において壁面隣接格子の中央点から壁面までの圧力仕事 が考慮されているためである。

5. 燃焼場への適用

5.1 計算対象機関 シリンダ直径 83 mm, 行程 83.6 mm, 圧縮比 8.8 の四ストローク火花点火機関について計算を行った。機関の運転条件は、回転速度 3 000 rpm, 点火時期 BTDC 17°CA, 初期スワール比 2.0, 当量比 1.0 とした。壁面温度 T_w は全壁面で同じとし、通常のエンジンが 523 K, 高温壁エンジンが 1 073 K とした計算を行った。なお、セラミックス壁では壁表面の温度振幅が大きくなるのが知られているが、熱流束への影響はわずかであるため⁽¹⁰⁾一定とした。

5.2 燃焼経過 図4に熱発生率の時間経過およびシリンダ内圧力を示す。実験解析⁽²⁾⁽³⁾によれば、壁温の高温化により燃焼期間が大きく短縮することはない。

図4 熱発生率およびシリンダ内圧力経過

く、また燃焼室形状はやや異なるが、ほぼ同条件の実験結果⁽²⁾と比較して圧力の最大値が同程度であることから、燃焼経過は妥当であるといえる。

壁温 523 K における燃焼室内の流速ベクトルおよび温度分布を図5に示す。火炎面は、ピストン面に達するまで点火位置を中心に球面状に広がり、その後シリンダ軸とほぼ平行にライナ面に向かって進行している。

5.3 熱流束計算結果 図2に示したピストン面の A, B, C およびライナ面の D における熱流束の時間経過について述べる。まず格子依存性を確認するため、壁面隣接格子内の分割数を変化させて計算を行った。図6に点 C における計算結果を示す。図6中の N_r はライナ面隣接格子の補助格子分割数、 N_z はヘッドおよびピストン面隣接格子の補助格子分割数である。壁面温度 1 073 K では分割数を $N_r \geq 8$, $N_z \geq 7$ とすれば格子依存性がほとんどなくなるが、壁面温度 523 K では $N_r \geq 10$, $N_z \geq 9$ としなければ格子依存性がなくなるため、後者の値を採用した。

補助格子を用いて求めた各点における熱流束の計算結果を図7に示す。いずれの点においても、火炎到達直後の熱流束の立上りは高温壁のほうが急峻である。熱流束の最大値は点 A および点 D では高温壁のほう

 図 5 壁面温度 523 K における燃焼室内の流速ベクトル(z 成分は座標相対速度)および温度分布

図 6 点 A における熱流束の格子依存性

 図 8 点 A における壁付近の局所熱発生率分布 ($T_w=523$ K)

図 7 補助格子による熱流束計算結果

 図 9 点 A における壁付近の局所熱発生率分布 ($T_w=1073$ K)

図 10 燃焼室内平均熱流束の時間経過

図 11 壁法則による熱流束計算結果

が高い値を示しており、点 B および点 C ではほぼ同程度の値を示している。これは点 A および点 D では壁面に向かって火炎が伝ばしていくのに対し、点 B および点 C では壁面に沿って火炎が伝ばしており、火炎前面の未燃混合気の動きに違いがあるためと考えられる⁽¹⁰⁾。また、高温壁のほうが高い熱流束最大値を示す理由は、次に示す壁面近傍での局所熱発生率分布を検討することにより理解できる。図 8 に壁面温度 523 K の場合、図 9 に壁面温度 1073 K の場合の点 A における壁付近の熱発生率分布を示す。高温壁のほうがより壁面近くまで熱発生があり、消炎距離が短縮しているのがわかる。消炎距離を、最も壁面に近づく局所熱発生率分布のピーク点までの距離と定義すると、低温壁で約 24 μm 、高温壁で約 14 μm であり、Nishiwaki らの一次元モデルによる計算結果⁽¹⁰⁾ とほぼ同様の結果

が得られた。

燃焼室内の平均熱流束を図 10 に示す。局所熱流束の傾向とは異なり、壁温の高温化により平均熱流束の最大値が増加することはない。これまで述べてきた高温壁における熱流束の増加は局所的かつ短時間的であり、燃焼室壁全体としてみれば、その影響は少ないといえる。なお、平均熱流束については、類似の傾向が Jennings⁽⁵⁾ の解析でも示されている。

比較のため、壁法則により求めた局所熱流束計算結果を図 11 に示す。すべての点において熱流束の最大値は高温壁のほうが低い値を示しており、高温壁における局所熱流束の増加を表現することはできない。

6. ま と め

壁面隣接格子内に付加した補助格子、および発熱温度境界層にも適用できる燃焼モデルを用いた熱流束数値計算法を提案した。火花点火機関について壁面熱流束を求めた結果、本計算法によれば、これまで実験解析で示されている火花点火機関の高温壁での局所熱流束増加を表現でき、従来の壁法則ではその傾向を表せないことがわかった。

文 献

- (1) Ikegami, M., Kidoguchi, Y. and Nishiwaki, K., *SAE Paper*, No. 860467(1986).
- (2) Enomoto, Y., Furuhashi, S. and Takai, M., *Proc. XXI FISITA Cong.*, 865022(1986).
- (3) 高瀬・細沼・吉村・榎本・藤原・福谷・飯田, 第 11 回内燃機関シンポジウム講演論文集, (1993), 399.
- (4) Yang, J. and Martin, J. K., *SAE Paper*, No. 900690(1990).
- (5) Jennings, M. J., *SAE Paper*, No. 920589(1992).
- (6) Morel, T. and Mansour, N. N., *SAE Paper*, No. 820040(1982).
- (7) Magnussen, B. F., *Proc. 15th Task Leaders Meet. / IEA*, (1989), 177.
- (8) Westbrook, C. K. and Dryer, F. L., *Combust. Sci. Technol.*, **27**(1981), 31.
- (9) Dao, K., Uyehara, O. A. and Myers, P. S., *SAE Paper*, No. 730632(1973).
- (10) Nishiwaki, K. and Hagiwara, T., *Proc. COMODIA 90*, (1990), 315.