

文章编号: 1000-582x(2000)06-0082-04

13- Bit 多速格子气自动机模型的理论分析及模拟

郑忠, 高小强

(重庆大学材料科学与工程学院, 重庆 400044)

摘要: 运用流体离散运动论方法对 13- Bit 多速正六边形格子气自动机模型进行了理论分析, 在由格子 Boltzmann 方程求得矩方程的基础上, 根据 Chapman-Enskog 展开方法, 导出了该模型的宏观热流体力学方程, 从理论上证明了所建模型对于热流体力学问题描述的正确性。并给出了平板非等温流体绕流流动现象的模拟结果。

关键词: 流体流动; N-S 方程; 传热; 格子气自动机; 数值模拟; 平板绕流

中图分类号: O 242; O 357.1; O 368

文献标识码: A

以离散运动论为基础的格子气自动机(Lattice gas automata, LGA)模型方法自 1973 年的第一个 LGA 模型——HPP 模型^[1]与 1986 年的高对称度正六边形 FHP^[2]模型建立以来, 已有了较大发展, 出现了以多速 LGA 模型为代表的模拟非等温流动的热 LGA 模型^[3-6], 典型的多速 LGA 模型主要是流体粒子沿正方形网格对角线运动的 9- Bit 二维正方形模型^[3], 以及 9- Bit 二维矩形模型^[6]。由于采用正方形或矩形网格, 流体粒子在网格的不同运动方向上运动速率不等而使粒子具有不同的动能, 据此导出的模型宏观量统计方程中含有独立的能量方程, 可用来模拟传热问题。但这种依靠网格划分来实现多速的方法存在局限性^[6]。

13- Bit 多速正六边形 LGA 模型^[6]以二维流动区域的完全对称正六边形网格划分为基础, 在微观粒子全同性假设条件下, 通过使单位质量流体粒子在同一时间步长内的空间步长迁移步数为 1 或 2 来实现模型的多速。针对 13- Bit 多速正六边形 LGA 模型的特点, 笔者以流体离散运动论为基础对模型进行理论分析和研究, 导出模型的宏观流体力学方程, 并对非等温平板绕流流动问题进行了模拟。

1 13- Bit 多速正六边形 LGA 模型

在 13- Bit 多速正六边形 LGA 模型^[6]中, 采用了

与 FHP 模型相同的对称三角形网格划分, 但增加了速度为 2 的流体粒子。网格格点上的流体粒子可沿六条网格线运动, 单位时步内, 1 速流体粒子沿网格线运动 1 个格子步长, 2 速粒子则运动 2 个格子步长。格点上流体粒子的速度可表示为:

$$e_{\alpha}^{\sigma} = c_{\alpha}^{\sigma} [\cos(2\pi\alpha/6), \sin(2\pi\alpha/6)]$$

$$(\alpha = 1, \dots, 6; c_{\alpha}^{\sigma} = 0, 1, 2) \quad (1)$$

式中 $\sigma = 0, 1, 2$ 分别表示静止、1 速和 2 速 3 种不同速度的粒子。流体粒子在网格中同步运行, 按一定碰撞规则发生碰撞后移动, 随时间演化构成了微观流体粒子的运动过程。每个格点的状态可用 13 位二进制数来表达。在满足碰撞前后格点状态的质量、动量、能量守恒和 Pauli 不相容原理(即禁止两个同类粒子占据同一格点的同一速度方向)的条件下, 可自动生成模型的完备碰撞规则。

13- Bit 多速正六边形 LGA 模型的边界处理采用如下方法:

- 1) 对绝热或等温刚性固壁边界, 按粒子原路返回的无滑移边界条件处理;
- 2) 对导热刚性固壁边界, 运动到边界的 1 速和 2 速粒子除反弹外, 在高温边界处, 1 速粒子还按一定几率转换成 2 速粒子而从边界获得能量; 相反, 在低温边界处, 2 速粒子则按一定的几率转换成 1 速粒子从而释放能量给边界。上述转换几率实际上与边界处流体

· 收稿日期: 2000-02-10

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(59604008)

作者简介: 郑忠(1963-), 女, 浙江淳安人, 副教授, 博士。从事复杂现象模拟等研究。

的传热系数和温度梯度相关。

3) 对流动的上下游边界, 采用周期性边界处理方法。

2 13 - Bit 多速正六边形 LGA 模型的理论分析

设布尔量 $n_\alpha^\sigma(x, t)$ ($\sigma = 0, 1, 2; \alpha = 1, \dots, 6$) 表示 t 时刻 x 格点处以速度 e_α^σ 运动的粒子数的占有情况, 如果有粒子则该位数值为 1, 否则该位为 0。 t 时刻格点 x 因粒子间的相互碰撞导致以速度 e_α^σ 运动的粒子数的改变为 $\Omega_\alpha^\sigma(n)$ 。LGA 模型的运行可表示为:

$$n_\alpha^\sigma(x + e_\alpha^\sigma, t + 1) = n_\alpha^\sigma(x, t) + \Omega_\alpha^\sigma(n) \quad (2)$$

式(2)说明 LGA 以碰撞与移动的动力学机制从时间步 t 同步演化到时间步 $t + 1$ 的过程。 t 时刻各格点所有粒子之间按碰撞规则分别发生碰撞并瞬时完成粒子在各速度方向上的重新分布。然后以速度 e_α^σ 运动的粒子在单位时间内完成向 $x + e_\alpha^\sigma$ 处的移动。

2.1 模型宏观物理量的定义与矩方程

考虑单粒子分布函数

$$f_\alpha^\sigma(x, t) = \langle n_\alpha^\sigma(x, t) \rangle \quad (3)$$

为粒子数分布的系综平均。式中, $\langle \cdot \rangle$ 表示系综平均。 $f_\alpha^\sigma(x, t)$ 表示 t 时刻 x 格点在 e_α^σ 方向有一个粒子的概率。在分子混沌的条件下, 格子气运行方程为:

$$f_\alpha^\sigma(x + e_\alpha^\sigma, t + 1) = f_\alpha^\sigma(x, t) + \Omega_\alpha^\sigma(f) \quad (4)$$

对式(4)作 Taylor 展开, 可得关于 $f_\alpha^\sigma(x, t)$ 的格子 Boltzmann 方程:

$$\frac{\partial f_\alpha^\sigma}{\partial t} + e_\alpha^\sigma \cdot \nabla f_\alpha^\sigma = \Omega_\alpha^\sigma \quad (5)$$

式(5)中碰撞项 Ω_α^σ 满足质量、动量、能量守恒定律, 即

$$\sum_{\alpha, \sigma} \Omega_\alpha^\sigma = 0, \quad \sum_{\alpha, \sigma} \Omega_\alpha^\sigma e_\alpha^\sigma = 0, \quad \sum_{\alpha, \sigma} \Omega_\alpha^\sigma (e_\alpha^\sigma)^2 = 0 \quad (6)$$

根据宏观密度 ρ 、动量 ρu 和比内能 ϵ 的定义^[3,5]:

$$\rho = \sum_{\alpha, \sigma} f_\alpha^\sigma \quad (7)$$

$$\rho u = \sum_{\alpha, \sigma} f_\alpha^\sigma e_\alpha^\sigma \quad (8)$$

$$\rho \epsilon = \sum_{\alpha, \sigma} f_\alpha^\sigma \frac{1}{2} (e_\alpha^\sigma - u) \cdot (e_\alpha^\sigma - u) \quad (9)$$

用式(6)对式(5)求零次、一次、二次矩, 即以 $1, e_\alpha^\sigma \cdot u, \frac{1}{2}(e_\alpha^\sigma - u)^2$ 分别乘式(5)两端, 并对 α 求和, 可得矩方程:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho u = 0 \quad (10)$$

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \nabla \cdot \hat{\Pi} = 0 \quad (11)$$

$$\frac{\partial \left(\rho \epsilon + \frac{1}{2} \rho u^2 \right)}{\partial t} + \nabla \cdot Q = 0 \quad (12)$$

其中 $\hat{\Pi}_{i,j}$ 是二阶对称动量通量张量。

$$\hat{\Pi}_{i,j} = \sum_{\alpha, \sigma} f_\alpha^\sigma (e_\alpha^\sigma)_i (e_\alpha^\sigma)_j, \quad i, j = x, y \quad (13)$$

Q 是能流矢量

$$Q = \sum_{\alpha, \sigma} f_\alpha^\sigma \frac{1}{2} (e_\alpha^\sigma)^2 (e_\alpha^\sigma)_i, \quad i = x, y \quad (14)$$

由此可见, 13 - Bit 多速正六边形 LGA 模型具有独立的能量方程。定义热流矢量

$$q_i = \sum_{\alpha, \sigma} f_\alpha^\sigma \frac{1}{2} (e_\alpha^\sigma - u)^2 (e_\alpha^\sigma)_i, \quad i = x, y \quad (15)$$

则可进一步将方程(12)改写为

$$\frac{\partial \rho \epsilon}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \epsilon u + q) + P : \nabla u = 0 \quad (16)$$

其中 P 是应力张量。

$$P_{ij} = \sum_{\alpha, \sigma} f_\alpha^\sigma (e_\alpha^\sigma - u)_i (e_\alpha^\sigma - u)_j, \quad i, j = x, y \quad (17)$$

2.2 Chapman - Enskog 展开式及其系数的确定

假设 f_α^σ 可在平衡解附近展开成级数形式:

$$f_\alpha^\sigma = f_\alpha^{\sigma(0)} + f_\alpha^{\sigma(1)} + \dots \quad (18)$$

根据 Chapman - Enskog 展开法^[5], 平衡态对应于式(6)中的 0 阶碰撞项, 那么 $\Omega_\alpha^{\sigma(0)} = 0$ 。即对于均匀系统, 有 Fermi - Dirac 分布:

$$f_\alpha^{\sigma(0)} = [1 + \exp(a + b(e_\alpha^\sigma \cdot u) + c|e_\alpha^\sigma|^2)]^{-1} \quad (19)$$

其中 $a = a(\rho, u, \epsilon)$, $b = b(\rho, u, \epsilon)$, $c = c(\rho, u, \epsilon)$ 为 Lagrange 乘子, 为解得 $\hat{\Pi}, q, P$, 须将 $f_\alpha^{\sigma(0)}$ 展开成 u 的三阶级数。考虑低 Mach 数流 $|u| \ll 1$ 的情形, 注意到 $f_\alpha^{\sigma(0)}$ 关于 u^2 的对称性, 作 a, b, c 关于 u^2 的 Taylor 级数展开:

$$\begin{cases} a = a_0(\rho, \epsilon) + a_1(\rho, \epsilon)u^2 + \dots \\ b = b_0(\rho, \epsilon) + b_1(\rho, \epsilon)u^2 + \dots \\ c = c_0(\rho, \epsilon) + c_1(\rho, \epsilon)u^2 + \dots \end{cases} \quad (20)$$

将(20)式代入(19)式得到 $f_\alpha^{\sigma(0)}$ 的三阶低 Mach 数展开:

$$\begin{aligned} f_\alpha^{\sigma(0)} = & d_\alpha^\sigma - d_\alpha^\sigma(1 - d_\alpha^\sigma)b_0 e_\alpha^\sigma \cdot u - \\ & d_\alpha^\sigma(1 - d_\alpha^\sigma)[a_1 + c_1|e_\alpha^\sigma|^2 u^2] + \\ & \frac{1}{2} e_\alpha^\sigma(1 - e_\alpha^\sigma)(1 - 2e_\alpha^\sigma)b_0^2(e_\alpha^\sigma \cdot u)^2 - \\ & d_\alpha^\sigma(1 - e_\alpha^\sigma)b_1(e_\alpha^\sigma \cdot u)^2 + \\ & d_\alpha^\sigma(1 - e_\alpha^\sigma)(1 - 2e_\alpha^\sigma)b_0(a_1 + c_1|e_\alpha^\sigma|^2)(e_\alpha^\sigma \cdot u)u^2 - \\ & \frac{1}{6} d_\alpha^\sigma(1 - d_\alpha^\sigma)(1 - 6d_\alpha^\sigma + 6(d_\alpha^\sigma)^2)b_0^3(e_\alpha^\sigma \cdot u)^3 + \dots \end{aligned} \quad (21)$$

其中 d_α^σ 为 $u = 0$ 时的平衡分布:

$$d_\sigma^2 = [1 + \exp(u_0 + \epsilon_0 |e_\sigma^c|^2)]^{-1} \quad (22)$$

因 d_σ^2 与 α 无关, 可分别用 d_σ 和 ϵ_σ 代替 d_σ^2 和 ϵ_σ^2 , 式(21)中的系数 a_1, b_0, b_1, c_1 都是 ρ, ϵ 的函数, 由式(7)~(9)决定. 定义 b 为不包括 0 速度的不同速度方向的数目(对于六边形格子其值为 6)、 D 为空间维数(二维问题其值为 2). 涉及的二阶张量 $\sum_{\alpha, \sigma} e_{\alpha i}^{\sigma} e_{\alpha j}^{\sigma} = \sum_{\sigma} \frac{b c_\sigma^2}{D}$, 奇数阶张量为 0.

由式(7)可得

$$\rho = \sum_{\alpha, \sigma} d_\sigma^2 \quad (23)$$

$$b \sum_{\sigma} d_\sigma (1 - d_\sigma) (a_1 + c_1 c_\sigma^2) = \sum_{\sigma} \frac{1}{2} d_\sigma (1 - d_\sigma) (1 - 2d_\sigma) b_0^2 \frac{b}{D} c_\sigma^2 \quad (24)$$

由式(8)可得

$$- \sum_{\sigma} d_\sigma (1 - d_\sigma) b_0 \frac{b}{D} c_\sigma^2 = \rho \quad (25)$$

$$- \sum_{\sigma} d_\sigma (1 - d_\sigma) b_1 c_\sigma^2 + \sum_{\sigma} d_\sigma (1 - d_\sigma) (2 - 2d_\sigma) b_0 (a_1 + c_1 c_\sigma^2) c_\sigma^2 = \sum_{\sigma} \frac{1}{6} d_\sigma (1 - d_\sigma) (1 - 6d_\sigma + 6d_\sigma^2) b_0^3 \frac{b}{D} c_\sigma^4 \quad (26)$$

从上两式可分别求解出 b_0, b_1 如下:

$$b_0 = - \frac{\rho}{(b/D) \sum_{\sigma} d_\sigma (1 - d_\sigma) b_0 c_\sigma^2} \quad (27)$$

$$b_1 = \frac{1}{\sum_{\sigma} d_\sigma (1 - d_\sigma) b_0 c_\sigma^2} \cdot \left\{ b_0 \left[\sum_{\sigma} d_\sigma (1 - d_\sigma) (1 - 2d_\sigma) (a_1 + c_1 c_\sigma^2) c_\sigma^2 \right] - \frac{b b_0^3}{6D} \left[\sum_{\sigma} d_\sigma (1 - d_\sigma) (1 - 6d_\sigma + 6d_\sigma^2) c_\sigma^4 \right] \right\} \quad (28)$$

由(9)式可知粒子总能量可写成动能和内能之和:

$$\sum_{\alpha, \sigma} \frac{1}{2} |e_\sigma^c|^2 f_\alpha^{\sigma} = \frac{1}{2} \rho u^2 + \rho E \quad (29)$$

从而可以导出

$$- b \sum_{\sigma} d_\sigma (1 - d_\sigma) (a_1 + c_1 c_\sigma^2) \epsilon_\sigma + \frac{b}{D} \sum_{\sigma} \frac{1}{2} b_0^2 c_\sigma^2 \epsilon_\sigma = \frac{\rho}{2} \quad (30)$$

联立求解(24)和(30)式, 并令

$$a_1 = b \sum_{\sigma} d_\sigma (1 - d_\sigma)$$

$$a_2 = b \sum_{\sigma} d_\sigma (1 - d_\sigma) \epsilon_\sigma$$

$$a_3 = \frac{b_0^2}{2} \frac{b}{D} \sum_{\sigma} d_\sigma (1 - d_\sigma) (1 - 2d_\sigma) c_\sigma^2$$

$$\beta_1 = b \sum_{\sigma} d_\sigma (1 - d_\sigma) c_\sigma^2$$

$$\beta_2 = b \sum_{\sigma} d_\sigma (1 - d_\sigma) c_\sigma$$

$$\beta_3 = \frac{b_0^2}{2} \frac{b}{D} \sum_{\sigma} d_\sigma (1 - d_\sigma) (1 - 2d_\sigma) c_\sigma^2 \frac{1}{c_\sigma} - \frac{\rho}{2}$$

则可求得 u_1, ϵ_1 , 即:

$$u_1 = \frac{a_2 \beta_3 - a_3 \beta_2}{a_2 \beta_1 - a_1 \beta_2} \quad (31)$$

$$\epsilon_1 = \frac{a_3 \beta_1 - a_1 \beta_3}{a_2 \beta_1 - a_1 \beta_2} \quad (32)$$

为满足 Navier - Stokes 方程, 要求 $f_\alpha^{(0)}$ 满足条件

$$\Pi_{ij}^{(0)} = \sum_{\alpha, \sigma} e_{\alpha i}^{\sigma} e_{\alpha j}^{\sigma} f_\alpha^{(0)} = \rho g(\rho, \epsilon) u_i u_j + p \delta_{ij} \quad (33)$$

其中 $g(n, \epsilon)$ 为对流项系数, p 为压力, $\delta_{ij} =$

$$\begin{cases} 1 & i = j \\ 0 & i \neq j \end{cases}$$

将(21)式代入上式得:

$$\frac{b}{D} \delta_{ij} \sum_{\sigma} d_\sigma c_\sigma^2 + \sum_{\sigma} \frac{1}{2} d_\sigma (1 - d_\sigma) (2 - 2d_\sigma) b_0^2 u_i u_j T_{ijk} = \rho g u_i u_j + p \delta_{ij} \quad (34)$$

式中

$$T_{ijk} = \sum_{\alpha, \sigma} e_{\alpha i}^{\sigma} e_{\alpha j}^{\sigma} e_{\alpha k}^{\sigma} f_\alpha^{(0)}$$

$$T_{ijk} = \sum_{\sigma} \frac{b c_\sigma^4}{D(D+2)} (\delta_{ik} \delta_{jm} + \delta_{im} \delta_{jk} + \delta_{ij} \delta_{km})$$

代入并比较系数得:

$$g(\rho, \epsilon) = \frac{b_0^2 b}{D(D+2)\rho} \sum_{\sigma} d_\sigma (1 - d_\sigma) c_\sigma^4 \quad (35)$$

$$\text{且 } p = p_0 + p_1 u^2 \quad (36)$$

$$\text{其中 } p_0 = \sum_{\sigma} d_\sigma c_\sigma^2 \frac{b}{D} = \rho \epsilon \quad (37)$$

$$p_1 = \frac{\rho}{2} [1 - g(\rho, \epsilon)] \quad (38)$$

对于上式, 注意到当 $g(\rho, \epsilon) = 1$ 时, $p_1 = 0$. 式(37)为理想气体状态方程, 在恒温情况下, 其中的音速 $c_s = \sqrt{\epsilon c}$.

2.3 宏观热流体力学方程

对于 u 的二阶式, 平衡分布 $f_\alpha^{(0)}$ 时的热流通量

$$q_i^{(0)} = h(\rho, \epsilon) \rho \epsilon u_i \quad (39)$$

其中

$$h(\rho, \epsilon) = \frac{D}{2b} \frac{\rho \sum_{\sigma} d_\sigma (1 - d_\sigma) c_\sigma^4}{\left(\sum_{\sigma} d_\sigma (1 - d_\sigma) c_\sigma^2 \right) \left(\sum_{\sigma} d_\sigma c_\sigma^2 \right)} - 2 \quad (40)$$

且 $P: \nabla u = p \nabla \cdot u$, 可以得到一阶动量和能量方程:

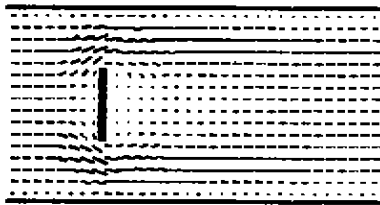
$$\begin{aligned} \partial_t(\rho u) + \nabla \cdot (\rho h(\rho, \epsilon)uu) &= -\nabla p \\ \partial_t(\rho \epsilon) + \nabla \cdot (\rho \epsilon u) &= \\ -\nabla \cdot (\rho h(\rho, \epsilon)\epsilon u - p\nabla \cdot u) & \end{aligned} \quad (41)$$

二阶动量和能量方程为:

$$\begin{aligned} \partial_t(\rho u) + \nabla \cdot (\rho h(\rho, \epsilon)uu) &= \\ -\nabla p + \nabla \cdot (\mu \nabla u) & \\ \partial_t(\rho \epsilon) + \nabla \cdot (\rho \epsilon u) &= \\ -\nabla \cdot (\rho h(\rho, \epsilon)\epsilon u - p\nabla \cdot u + \\ \nabla \cdot (\lambda \nabla \epsilon) + \mu \nabla u : \nabla u) & \end{aligned} \quad (42)$$

该式中令 $g = 1, h = 0$, 可得到标准的热流体力学方程, 即 N-S 方程和流体能量方程。

一般而言, 参数 g 和 p_1 与密度和温度有关, 而温度又常常决定于不同类型粒子之间的密度之比。对于 $d_0 = d_1 = d_2 = d$ 的特殊情况, 可以得出:



128 * 64 格子, 统计空间 4 * 4, 迭代 1 500 时步, 统计 500 时步, 上下板冷边界, 板体长度 24, 热边界, 密度 2.0 粒子/格点, 平均速度 0.941 单位格子长度/时步, $Re = 36.888$

图 1 非等温平板绕流的速度场

模拟结果表明 13- Bit 多速正六边形 LGA 模型可以获得非等温流动的速度场和温度场, 可在一定程度上反映温度分布特征以及流动和传热边界对温度场的影响。

4 结论

- 1) 运用流体离散运动论方法可以导出 13- Bit 多速正六边形 LGA 模型的宏观热流体力学方程;
- 2) 13- Bit 多速正六边形 LGA 模型可以模拟非等温平板绕流现象, 且方法简便易行。

参考文献:

[1] HARDY J, POMEAU Y. Thermodynamics and hydrodynamics for a model fluid [J]. J Math Phys, 1972, 13:

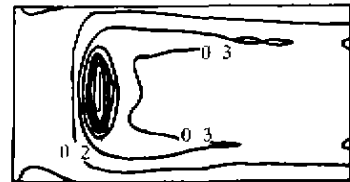
$$g = \frac{221}{300} \frac{1-2d}{1-d} \quad \epsilon = \frac{15}{13}$$

其中 $d = \frac{1}{13}\rho$.

实际上, FHP 模型可以认为是该模型的退化或简化模型, 由该模型能够导出与文献[7] 相同的 FHP 模型中有关物理参量的计算式。由于输运系数与具体的碰撞规则有关, 为简便起见, 可以在 $d_0 = d_1 = d_2 = d$ 的最简单情况下, 用类似具有变质量流体粒子的多速模型[4] 中的碰撞规则简化方法, 应用格子和碰撞的循环对称性, 由动量通量张量及热流通量展开式可以导出运动粘性 $\nu = \mu/\rho$ 和热传导率的理论计算式。

3 非等温平板绕流的数值模拟结果

用 13- Bit 多速正六边形 LGA 模型对非等温平板绕流的数值模拟结果如图 1 和图 2 所示。



128 * 64 格子, 统计空间 4 * 4, 迭代 1 500 时步, 统计 500 时步, 上下板冷边界, 板体长度 24, 热边界, 密度 2.0 粒子/格点, 导热边界粒子转换几率 100%

图 2 非等温平板绕流的相对温度场

1 042-1 051.

[2] FRISCH U, HASSLACHER B, POMEAU Y. Lattice-gas automata for the Navier-Stokes equation [J]. Phys Rev Lett, 1986, 56:1 505-1 508

[3] CHEN S, LEE M, ZHAO K H, et al. A Lattice gas model with temperature [J]. Physica D, 1989, 37(1-3):42-59

[4] CHEN S, CHEN H, DOOLEN G D, et al. A lattice gas model for thermohydrodynamics [J]. Journal of Statistical Physics, 1991, 162(5/6):1 121-1 152.

[5] 李元香, 康立山, 陈毓屏. 格子气自动机[M]. 北京: 清华大学出版社, 1994. 52-65, 169.

[6] 郑忠, 高小强, 石万元, 等. 13- Bit 多速正六边形格子气自动机模型[J]. 重庆大学学报, 1999, 22(3):117-121

[7] D' HUMIERES D, LALLEMAND P. Numerical simulation of hydrodynamics with Lattice gas automata in two dimensions [J]. Complex System, 1987, 1:599-632

Theoretical Analysis on 13-Bit Lattice Gas Automata Model with Poly-velocity and its Simulation

ZHENG Zhong, GAO Xiao-qiang

(College of Material Science and Engineering, Chongqing University, Chongqing 400044, China)

Abstract: An 13-bit lattice gas automata model has been investigated from fluid discrete dynamics. By gaining the moment equations from lattice Boltzmann equation and using Chapman-Enskog expansion, the fluid dynamics equation and energy equation of 13-bit lattice gas automata model with polyvelocity have been deduced. The validity of the model using for non-isothermal fluid dynamics has been proved. Finally, simulation results for non-isothermal flow pass plate have been shown.

Key words: fluid flow; N-S equation; heat transfer; lattice gas automata; numerical simulation; plate

(责任编辑 李胜春)

※ ※

(上接 53 页)

Artificial Neural Network Fault Diagnosis System Based on Rough Set Theory

SUN Ying-kai¹, ZHANG Bang-li¹, CAO Long-han², CAO Chang-xiu¹

(1. College of Automation, Chongqing University, Chongqing 400044, China;

2. Chongqing Communication College, Chongqing 400035, China)

Abstract: On the basis of fault diagnosis neural network model, in this paper, knowledge representation system of rough set theory is taken as a major tool to delaminate the complex neural network and in which unnecessary properties are eliminated. This method overcomes some shortcomings, such as network scale is too large and the rate of classification is slow. The good effect that reduces the matching quantity of pattern search in classification course is gotten. The structure and algorithm of layered-mining neural network model based on rough set theory are also given. The example shows that this system has higher reference value in practical application.

Key words: fault diagnosis; rough set; reduction; data mining; artificial neural network

(责任编辑 吕赛英)