

文章编号: 1000-0887(2006)03-0275-06

高压气体淬火过程中的温度场 与相变耦合问题的计算^{*}

程赫明, 王洪纲, 谢建斌

(昆明理工大学 工程力学系, 昆明 650093)

(本刊原编委王洪纲来稿)

摘要: 高压气体淬火技术是一种现代的、有效的材料加工技术。在 Cheng 所得到的高压气体淬火过程中非线性表面换热系数的基础上, 用有限单元法对钢淬火过程的温度场与相变耦合问题进行了模拟计算。在数值计算中, 材料的热物性系数被处理为温度和相变体积百分比的函数。为避免数值解的震荡, 采用了 Norsette 有理近似法。

关键词: 气体淬火; 表面换热系数; 有理近似法; 温度; 相变

中图分类号: TG156. 3; O551. 3 **文献标识码:** A

引 言

气体淬火是一种现代的有效材料加工工艺。由于在气体淬火过程中试件内部温差小, 气体淬火后的残余应力比油淬或水淬工艺的残余应力小, 而且该工艺对环境污染小, 因此引起人们的广泛关注。但其淬火机理的研究相对滞后。为了得到气体淬火后的残余应力分布和优良的力学性能, 控制相变和限制变形是必要的。由于试件在气体淬火中的热应力和热应变是难以测量的, 因此数值模拟技术为人们了解试件在气体淬火中的热应力、热应变微观结构提供了一条有效的途径。近年来, 钢淬火过程的数值模拟技术引起工业界的普遍关注。目前, 尽管人们研制了一些专用淬火软件, 例如 DEFORM_2, DEFORM_3, 但是数值模拟技术的关键问题是应力场和温度场的边界条件; 而热应力和热应变的计算的准确与否取决于温度场的计算精度。对于气体淬火, 温度场计算的关键参数是表面换热系数。

本文在文献 [1] 所得到的非线性表面换热系数的基础上, 用有限单元法对钢淬火过程的温度与相变耦合问题进行了模拟计算。在数值计算中, 材料的热物性系数被处理为温度和相变体积百分比的函数。为避免数值解在小时间步长下出现的“震荡”, 作者采用了 Norsette 有理近似法。

1 表面换热系数

在淬火过程中, 表面换热系数对试件的微观结构和残余应力有较大影响。因此, 人们对这

* 收稿日期: 2003_12_02; 修订日期: 2005_12_02

基金项目: 国家自然科学基金资助重大项目(10162002); 教育部重点科学技术项目(204138)

作者简介: 程赫明(1957—), 男, 蒙古族, 贵州人, 教授, 博士(联系人, Tel: + 86_871_5116844; Fax: + 86_871_3801766; E_mail: chenghm@public.km.yn.cn)。

一性质进行了大量的研究。表面换热系数随温度变化的情况成为了许多研究的主题。所得到的结果表明，表面换热系数极敏感于实验条件，实验条件的微小变化会引起测量值的极大误差。为准确计算温度场、热应力和热应变，必须得到符合实际情况的边界条件。Prince 和 Fletcher^[2]给出了一种确定钢板淬火过程表面换热系数与表面温度的有效方法。

文献[1]利用有限差分法、非线性估计法和试件内部温度场的实测值，求解热传导方程的逆问题，得到了表面温度与表面换热系数的非线性关系(如图1所示)。图2表示考虑马氏体相变和不考虑马氏体相变的表面换热系数。

从图1、图2中可以看出：1) 表面换热系数表现出较强的非线性性质，用线性的表面换热系数模拟计算温度场是不准确的。2) 在气体淬火的初始阶段气体与试件之间热交换较为剧烈，这一性质与水淬或油淬过程不同。随后近似为直线。3) 在马氏体相变阶段，表面换热系数迅速增大。这一结果表明马氏体相变对表面换热系数有较大影响，因此，在温度场、热应力和热应变的数值模拟中应考虑相变与温度场的耦合作用。

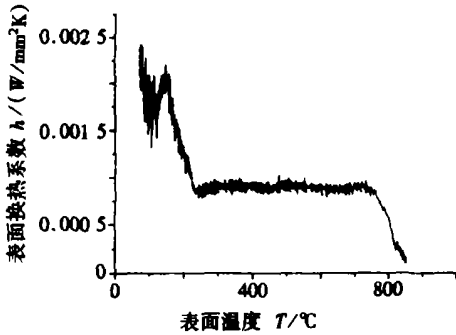


图1 高压气体淬火时的表面换热系数

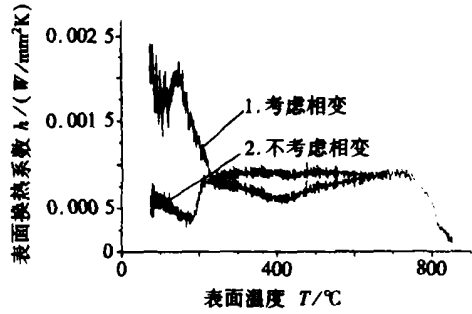


图2 有相变和无相变表面换热系数的比较

2 气体淬火过程中连续冷却的数学模型

过去的许多研究，涉及到淬火过程中金属及合金微观结构的估算。至今为止，尚不能用纯理论公式计算相变组织成分百分比^[3~5]。通常人们将温度_时间曲线离散为一系列等温步长。在每一个等温步长中，新相形成的体积百分比用等温相变动力学计算。珠光体和贝氏体的等温相变体积百分比按 Johnson_Mehl 所提出的公式

$$\phi_k = 1 - \exp(- b_k t^{n_k}) \tag{1}$$

计算。其中 b_k 和 n_k 由等温相变图的实验数据确定^[4]； $k = 1$ 对应珠光体， $k = 2$ 对应贝氏体。 b_k 和 n_k 由下列公式确定^[3~5]

$$\lg b_k = C_{0k} + C_{1k}T + C_{2k}T^2 + C_{3k}T^3, \tag{2}$$

$$n_k = D_{0k} + D_{1k}T + D_{2k}T^2 + D_{3k}T^3, \tag{3}$$

常数 C_{jk} 和 D_{jk} 由 45 钢的 TTT 图和非线性拟合法确定，其中 $j = 0, 1, 2, 3$ 。常数 C_{jk} 和 D_{jk} 列入表 1 中。

表 1 常数 C_{jk} 和 D_{jk} 的值^[3]

C_{jk}/D_{jk}	C_{0k}	C_{1k}	C_{2k}	C_{3k}	D_{0k}	D_{1k}	D_{2k}	D_{3k}
$k = 1$	328.3	15.20	0/002 348	0.000 001 2	147.2	62.56	0.000 924 5	- 0.000 000 469 1
$k = 2$	63.58	0.001 854	- 0.000 024 2	0.0	- 21.93	0.110 2	- 0.000 121 6	0.0

为了利用式(1)计算连续冷却过程中的相变组织成份百分比，我们采用 Tzitzelkov 所提出

的模型^[5],并用阶梯函数的数学变换^[5],即将温度_时间曲线离散为若干等温步长,在每一个等温步长内,用等温相变动力学计算其组织成份百分比,连续冷却过程的时间变换按下式计算

$$\tau^* = \left[\frac{\lg(1 - \phi_m)}{-b_k T_{m+1}} \right]^{1/(n_k T_{m+1})}, \quad (4)$$

式(1)变为

$$\phi_k = 1 - \exp[-b_k(\Delta t + \tau^*)^{n_k}], \quad (5)$$

马氏体的体积百分比采用下式计算^[1]

$$\phi_M = (1 - \phi_1 - \phi_2) \left[1 - \left(\frac{T - M_f}{M_s - T} \right)^{2.5} \right], \quad (6)$$

式中 M_s 和 M_f 分别表示马氏体相变的初始温度和终了温度。

3 温度场模拟的有限元方程

试件为 $\varnothing 20 \text{ mm} \times 60 \text{ mm}$ 圆柱体,由 45 钢制成。加热到 $860 \text{ }^\circ\text{C}$,在压力为 10 bar 氮汽中冷却。非线性热传导方程为

$$\lambda \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \lambda \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} = \rho C_v \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (7)$$

其中 C_v 和 λ 为定容比热和热传导系数,他们是温度和相变体积百分比的函数。其边界条件为

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{\Gamma} = h(T)(T_a - T_\infty), \quad (8)$$

初始条件为

$$T|_{t=0} = T_0(x_k), \quad k = 1, 2, 3, \quad (9)$$

其中 $h(T)$ 为表面换热系数,它是温度和相变体积百分比的函数,可由图 1 确定。 T_a 、 T_∞ 和 T_0 分别为试件表面温度,淬火介质温度和初始温度。上述方程的泛函为^[6]

$$K_n = - \int_{t_{n-1}}^{t_n} \int_{\Omega} \left\{ \frac{\lambda}{2} \left[\left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)^2 \right] + \rho C_v \frac{\partial T}{\partial t} \right\} T \, d\Omega \, dt + \int_{t_{n-1}}^{t_n} \int_{\Gamma} h(T_{n-1}) \left(\frac{T^2}{2} - T_\infty T \right) \, ds \, dt, \quad (10)$$

其中

$$\lambda = \sum_{k=1}^4 \phi_k \lambda_k, \quad C_v \rho = \sum_{k=1}^4 \phi_k C_v \rho_k, \quad (11)$$

式中 $h(T_{n-1})$ 为 t_{n-1} 时刻的表面换热系数。 T 不能参与变分^[6], ϕ_k 、 λ_k 和 $C_v \rho_k$ ($k = 1, 2, 3, 4$) ($k = 1$ 奥氏体, $k = 2$ 珠光体, $k = 3$ 贝氏体, $k = 4$ 马氏体) 分别是 45 钢奥氏体、珠光体、贝氏体和马氏体的体积百分数,热传导系数和定容比热,如果在轴对称面内采用 8 节点等参元,有限元方程为

$$KT + MT = F, \quad (12)$$

式中 K 是导热矩阵, M 是热容矩阵, F 是由于对流换热边界引起的热流向量。在数值计算中,为避免数值解的“震荡”,采用有理近似法。

4 Norsette 法的应用

在泛函式(10)中,虽然 T 在变分过程中不参与变分运算^[6],但可以在时间域上寻找 T 的各种插值格式,如各种有限差分格式。这些有限差分格式往往会带来数值解的震荡。Norsette 法不是

在时间域在上寻找 T 的某种插值格式, 而是近似地处理非定常热传导方程的解析解, 从而得到本方程的解. 为方便起见, 将式(12) 写为^[7]

$$M \frac{dT}{dt} + KT = P, \quad (13)$$

方程(13) 在初始条件(9) 下的解析解为

$$T(x, t) = \exp(-tM^{-1}K)(T_0 - K^{-1}P) + K^{-1}P, \quad (14)$$

它的增量形式为

$$T(x, t_i + \Delta t) = \exp(-\Delta tM^{-1}K)(T(x, t_i) - K^{-1}P) + K^{-1}P, \quad (15)$$

为了计算 $\exp(-\Delta tM^{-1}K)$, 令 $C = \Delta tM^{-1}K$, $\exp(x)$ 的展开式为

$$\exp(-C) = I - C + \frac{1}{2}C^2 - \dots, \quad (16)$$

式中 I 是单位矩阵. 在数值计算中, 人们常用近似式来代替 $\exp(-C)$. 如果近似式与式(16) 的右端在 C^2 以前一致, 则其误差量级是 C^3 .

本文采用 Norsette 近似式来求解方程(15), Norsette 近似式取为

$$\exp(-C) \approx \frac{C_n(C)}{D_N(C)} = (-1)^n \sum_{j=0}^n (-1)^j L_n^{n-j} \left(\frac{1}{\alpha} \right) \frac{(\alpha C)^j}{(1 + \alpha C)^{j-1}}, \quad (17)$$

式中 α 是一个可调整的参数, $L_n^{n-j}(1/\alpha)$ 是 $1/\alpha$ 的一般拉盖尔(Laguerre) 多项式, 将(17) 式代入式(15) 后, 并以 T_{i+1} 和 T_i 分别表示 $T(x, t_i + \Delta t)$ 和 $T(x, t_i)$, 整理后可得

$$(M + \alpha \Delta t K) T_{i+1} = M \left[(-1)^j \sum_{j=1}^n \left(\frac{1}{\alpha} \right) L_n^{n-j} \frac{(\alpha \Delta t K)^j}{(M + \Delta t K)^j} \right] (T_i - K^{-1}P) + K^{-1}P, \quad (18)$$

令 $W_i = \alpha \Delta t K / (M + \Delta t K)$, 则方程(18) 变为

$$(M + \alpha \Delta t K) T_{i+1} = M \left[T_i + \sum_{j=1}^{n-1} \left(\frac{1}{\alpha} \right) L_n^{n-j} W_i^j \right] + \alpha \Delta t P, \quad (19)$$

求解方程(19), 可以得到 T_{i+1} , 一般情况下, n 取 2 就足够了. 至于 α 的取值, 经理论分析和实验表明, 一般认为 $\alpha = 1 - \sqrt{2}/2$ 为最佳^[7].

表 2 各相下热物性系数与温度的非线性关系^{[1],[8]}

温度(°C)	20	200	250	300	350	450	500	700	900	金相
ρC_V (10^{-3} Ws/mm ³ K)	4.10	4.30					4.58	4.75	4.90	A
	3.78	4.23					4.87	5.31	5.74	F/P
	3.78	4.23		4.46		4.87		5.31		B
	3.76	4.22	4.34	4.55	4.55					M
λ (10^{-2} W/mmK)	1.50	1.70					2.10	2.30	2.50	A
	4.90	4.40				3.80	3.70	3.20	2.7	F/P
	4.90	4.40		4.20				5.40		B
	4.30	3.90	3.80	3.70	3.60					M

注 A 表示奥氏体, F/P 表示珠光体, B 表示贝氏体, M 表示马氏体.

5 计算结果

对于 45 钢, 珠光体相变的起始和终了温度分别为 705 °C 和 515 °C; 贝氏体相变的起始温

度为 $475\text{ }^{\circ}\text{C}$; 马氏体相变的起始和终了温度分别为 $M_s = 245\text{ }^{\circ}\text{C}$ 和 $M_f = -90\text{ }^{\circ}\text{C}$; 贝氏体和马氏体相变潜热分别为 $\Delta H_{B, 100\%} = 0.314\text{ (Ws/mm}^3\text{)}$ 和 $\Delta H_{M, 100\%} = 0.628\text{ (Ws/mm}^3\text{)}$ 。各相的热物性系数列于表 2 中。

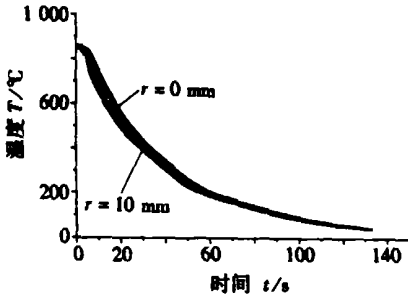


图 3 温度场的计算结果

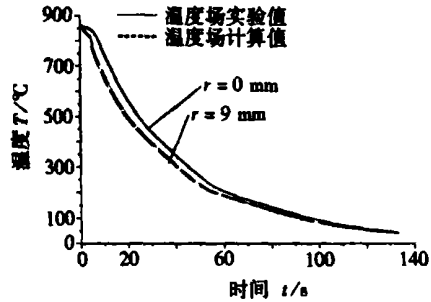


图 4 表示温度场计算结果与实测结果的比较

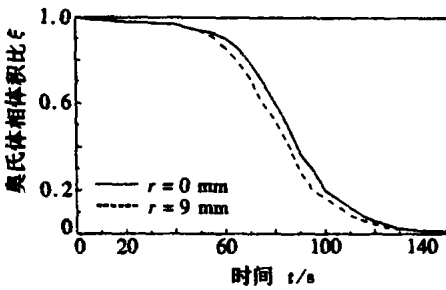


图 5 高压气体淬火过程中奥氏体体积比随淬火时间变化的数值模拟情况

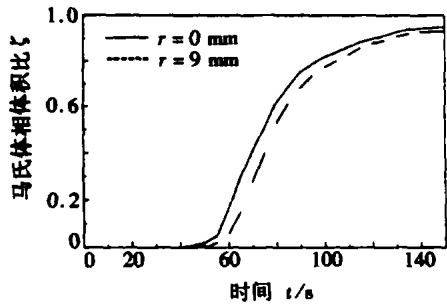


图 6 高压气体淬火过程中马氏体体积比随淬火时间变化的数值模拟情况

图 3 表示温度场的计算结果, 图 4 表示温度场计算结果与实测结果的比较。从图中可以看出, 高压气体淬火过程中, 试件表面与心部的温差较小, 可以预见高压气体淬火过程中的热应力与热应变将会很小, 其淬火后工件的变形易于控制; 计算结果与实测结果比较, 他们的数值较为接近, 说明计算结果与实验结果吻合较好, 所采用的计算方法可行, 有理近似法能有效地避免计算中的数值“震荡”。

图 5、图 6 分别表示高压气体淬火过程中奥氏体和马氏体体积百分比 ξ 和 ζ 随淬火时间变化的数值模拟情况。与温度场对照比较, 其变化情况符合实际情况。淬火后马氏体体积百分比为 94%, 与实验结果基本吻合。

6 结 论

1) 高压气体淬火过程中的热传导问题是一个非线性问题, 温度场的计算与表面换热系数和相变过程密切相关。因此, 在高压气体淬火过程温度场的模拟计算必须考虑非线性表面换热系数和相变的耦合效应。

2) 在试件快速冷却过程的温度场计算中, 有理近似法能有效地避免计算中的数值“震荡”。

[参 考 文 献]

- [1] CHENG He_ming, HE Tian_chun, XIE Jian_bin. Solution of an inverse problem of heat conduction of 45 steel with martensite phase transformation in high pressure during gas quenching [J]. Journal of Materials Science and Technology, 2002, **18**(4): 372—374.
- [2] Prince R F, Fletcher A J. Determination of surface heat transfer coefficients during quenching of steel plates [J]. Journal of Metals Technology, 1980, **25**(7): 203—215.
- [3] 程赫明, 王洪纲, 陈铁力. 45 钢圆柱体热传导方程逆问题的求解 [J]. 金属学报, 1997, **33**(5): 467—472.
- [4] Denis S, Farias D, Simon A. Mathematical model coupling phase transformation and temperature evolution in steels [J]. ISI J International, 1992, **32**(4): 3163—3172.
- [5] Ivan Tzitzelkov, Paul H. Eine mathematische methode zur beschreibung des umwandlungsverhaltens eutektoidischer staehle [J]. Archiv Eisenhuttewes, 1974, **45**(5): 5254—5262.
- [6] 王洪纲. 热弹性力学概论 [M]. 北京: 清华大学出版社, 1989, 131—138.
- [7] CHENG He_ming, HUANG Xie_qing, FAN Jiang, et al. The application of rational approximation in the calculation of a temperature field with a non-linear surface heat transfer coefficients during quenching for 42CrMo steel cylinder [J]. Metals and Materials, 1999, **5**(5): 445—450.
- [8] Bates E. ASM Handbook 4 [M]. Heat Treating, ASM International, 1991, 72—75.
- [9] Adams J A, Rogers D F. Computer Aided Heat Transfer Analysis [M]. New York: McGraw_Hill, 1973, 128—154.

Calculation of Coupled Problem Between Temperature and Phase Transformation During Gas Quenching in High Pressure

CHENG He_ming, WANG Hong_gang, XIE Jian_bin

(Department of Engineering Mechanics, Kunming University of Science and Technology, Kunming 650093, P. R. China)

Abstract: The gas quenching is a modern, effective processing technology. On the basis of nonlinear surface heat transfer coefficient obtained by Cheng during the gas quenching, the coupled problem between temperature and phase transformation during gas quenching in high pressure was simulated by means of finite element method. In the numerical calculation, the thermal physical properties were treated as the functions of temperature and the volume fraction of phase constituents. In order to avoid effectual “oscillation” of the numerical solutions under smaller time step, the Norsette rational approximate method was used.

Key words: gas quenching; surface heat transfer coefficient; rational approximation; temperature; phase transformation