

无取向电工钢脱碳组织的动力学分析

夏冬生[✉], 谢 利

北京科技大学材料科学与工程学院, 北京 100083

✉ 通信作者, E-mail: xiadongsheng1@126.com

摘 要 无取向电工钢两相区脱碳退火获得柱状铁素体晶粒可有效改善材料组织的均匀性. 本文从动力学角度分析柱状晶的生长过程. 柱状晶的形成分为“形核”和定向生长两个阶段, 其中定向生长过程本质上是反应扩散和再结晶长大共同引起的界面迁移, 且在动力学上符合抛物线规律, 但其生长速率与退火温度之间并非呈单调的变化关系, 而是在 900 °C 时呈极大值. 最后结合柱状晶生长速率的导出公式得到柱状晶“晶核”的尺寸约束条件, 这对实际生产过程中无取向电工钢脱碳工艺的设计有一定的指导意义.

关键词 电工钢; 脱碳; 柱状晶; 动力学分析

分类号 TG142.7

Kinetic analysis of decarburized microstructure in non-oriented electrical steel

XIA Dong-sheng[✉], XIE Li

School of Materials Science and Engineering, University of Science and Technology Beijing, Beijing 100083, China

✉ Corresponding author, E-mail: xiadongsheng1@126.com

ABSTRACT Decarburization of non-oriented electrical steel in the two-phase region is a known method to acquire a columnar ferrite structure which may effectively ameliorate the microstructure homogeneity of materials. In this paper, the growth process of columnar grains was analyzed from the kinetics point of view. The results show that the columnar structure formation involves two stages: nucleation and directed growth. Directed growth is a sort of interface migration process caused by both reaction-diffusion and recrystallization growth, and fits a parabolic law. The growth rate and the annealing temperature do not show a monotonic functional relationship, but the growth rate reaches a maximal value when the temperature is 900 °C. At last, we get the size constraint condition of columnar nuclei on the basis of the derived growth rate formula, which may present some significance for guiding the design of relevant decarburization parameters in industrial production.

KEY WORDS electrical steel; decarburization; columnar crystals; kinetic analysis

传统的无取向电工钢一般需脱碳退火处理, 以削弱磁时效现象, 提高材料的磁性能. 该方法的主要缺点在于难以进一步优化再结晶组织. 而脱碳型无取向电工钢作为一种新型的低牌号无取向电工钢, 它利用两相区脱碳退火可在冷轧薄板中沿厚度方向形成两个半厚的柱状晶组织^[1]. 相比之下, 这种方法的优点即在于可以利用相变的方法改善样品表层晶粒的取向成分, 并借助晶粒的定向生长使表层的有利取向得以保

留, 从而大幅度提高最终退火板材中有利组织的含量, 材料的磁性能也因此得到显著的提高^[2-7]. Tomida 等^[2-4]利用真空脱锰 + 两相区脱碳退火的方法得到强 {100} 取向的柱状晶组织; Kovac 等^[5]利用两阶段脱碳退火法也在一定程度上改善了柱状晶的组织组分, 得到较强的旋转立方组织.

尽管脱碳型无取向电工钢在改善组织方面具有上述的优势, 但事实上, 用于改善组织的柱状晶组织的形

成条件相当苛刻. 实验证明^[6-7]影响柱状晶形成的因素有很多, 包括退火温度、碳含量、碳化物的分布状态、退火气氛等. 这些因素对板材最终的脱碳退火组织均有重要影响, 例如当碳的质量分数低于 0.02% 时, 不论工艺参数如何调整也不能获得柱状晶组织. 此外, 升温速率通过改变薄板内的热传导状态对最终的脱碳组织亦有重要影响^[8]. 以上因素若控制不当, 不仅会使柱状晶难以发展完全而引起组织的不均匀性, 同时可能削弱利用柱状晶改善材料织构的优势和可能性.

因此, 为更好地理解柱状晶的发展规律和指导合理工艺参数的设计, 本文从动力学角度分析和探讨脱碳型无取向电工钢在两相区脱碳退火时柱状晶组织演变的特点及其本质过程.

1 实验过程

实验材料是在实验室条件下真空冶炼的低碳无取向电工钢, 其化学成分如表 1 所示. 利用热膨胀仪测定其相变温度为: $A_{r1} = 828\text{ }^{\circ}\text{C}$, $A_{r3} = 927\text{ }^{\circ}\text{C}$, $A_{c1} = 849\text{ }^{\circ}\text{C}$, $A_{c3} = 950\text{ }^{\circ}\text{C}$ (升温/冷却速率均为 $500\text{ }^{\circ}\text{C} \cdot \text{h}^{-1}$). 利用 THERMO-CALC 软件和 FEDAT 数据库计算得到的理论相变温度为: $A_1 = 737\text{ }^{\circ}\text{C}$, $A_3 = 939\text{ }^{\circ}\text{C}$. 如图 1 所示 3 区温度对应的是两相区组织, 为铁素体 (α) 和奥氏体 (γ). 实验坯料的原始尺寸为 120 mm (长) $\times 100\text{ mm}$ (宽) $\times 30\text{ mm}$ (厚), 在 $1150\text{ }^{\circ}\text{C}$ 下保温 50 min 后沿长度方向 (轧向) 四道次 ($30\text{ mm} \rightarrow 15\text{ mm} \rightarrow 7\text{ mm} \rightarrow 3\text{ mm} \rightarrow 2\text{ mm}$) 热轧至 2 mm 厚, 开轧温度和终轧温度分别为 $1097\text{ }^{\circ}\text{C}$ 和 $741\text{ }^{\circ}\text{C}$. 将热轧板沿横向切成 120 mm 长的短板, 并在 $70 \sim 80\text{ }^{\circ}\text{C}$ 的 10% ~ 20% 盐酸溶液中酸洗 $5 \sim 8\text{ min}$, 以去除热轧板表面的氧化铁皮, 再用辊径 $\phi 270\text{ mm}$ 的二辊轧机将其沿轧向冷轧成 0.50 mm 厚 (压下率为 75%) 的薄板, 并从中切取 40 mm (轧向) $\times 30\text{ mm}$ (横向) 的矩形小片作为退火样品, 最后再将小片样品在两种不同的升温速率 (慢速 $v_1 = 11\text{ }^{\circ}\text{C} \cdot \text{s}^{-1}$, 快速 $v_2 = 25\text{ }^{\circ}\text{C} \cdot \text{s}^{-1}$) 下进行两相区脱碳退火. 由于实验材料是在两相区进行的恒温脱碳退火, 因此退火温度选择在 $860 \sim 930\text{ }^{\circ}\text{C}$ 之间. 在所有的脱碳退火工艺中, 水浴温度均为 $60\text{ }^{\circ}\text{C}$, 氮氢体积比为 1:1, 总流量为 $4\text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$, 退火时间在 $0 \sim 20\text{ min}$ 之间. 所有脱碳退火样品所用的金相侵蚀剂均为 5% 硝酸乙醇溶液, 侵蚀时间在 $10 \sim 15\text{ s}$ 之间, 侵蚀后用乙醇溶液清洗并吹干. 另外, 由于侵蚀过程均在室温下进行的, 所以高温两相区中奥氏体相在冷却过程中将转变成珠光体或其他类型的富碳型组织, 而铁素体在室温下为贫碳型组织, 经 5% 硝酸乙醇侵蚀后, 由于富碳型组织的腐蚀速率较大, 因此在金相组织中呈深黑色, 而铁素体则呈浅灰色, 二者对比分明.

表 1 实验材料的化学成分 (质量分数)

Table 1 Chemical composition of the experimental steel %

Fe	C	Si	Mn	Al	N	S
余量	0.071	1.45	0.57	0.014	0.0028	0.0017

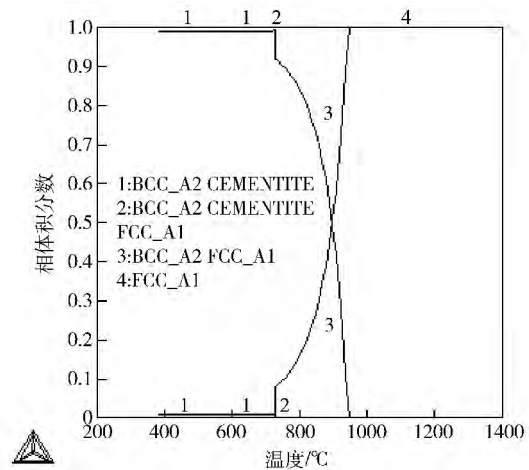


图 1 实验材料理论相变温度的计算结果

Fig. 1 Calculation results of theoretical transition points for the experimental material

2 实验结果与分析

2.1 柱状晶的生长过程

图 2 是 0.5 mm 厚的冷轧试样在快速升温条件下 ($v_2 = 25\text{ }^{\circ}\text{C} \cdot \text{s}^{-1}$) 经历不同退火时间后得到的脱碳组织. 可以看到, 在退火初期, 温度梯度和脱碳的共同作用使样品表层的部分再结晶 α 晶粒率先发生剧烈长大而心部仍维持细小的两相 ($\alpha + \gamma$) 组织 (图 2(a)). 这些率先长大的 α 相晶粒之间的界面在表面张力和晶界张力的共同作用下趋于平直, 并与样品表面垂直, 这便形成快速升温条件下的柱状晶“晶核”, 它们是柱状晶的生长起点. 随脱碳过程的不断进行, 两侧的柱状晶也不断地向心部推进, 最后在心部相遇, 形成两个半厚的柱状晶组织, 如图 2(b) 所示.

慢速升温时, 样品内部的温度梯度相对平缓, 导致样品表层“晶核”的数量较少, 在形态上接近等轴状, 同时在样品表层残留一定厚度的小晶粒层, 如图 3(a) 所示. 在脱碳作用下, 只有靠近心部的大晶粒 (即“晶核”) 才能发生定向生长, 最终在材料中形成表层小晶粒 + 中间柱状晶的混合组织. 与快速升温相比, 显然慢速升温条件下的脱碳组织更不均匀.

在以上两种升温条件下脱碳退火时, 心部的两相组织由于相互钉扎而始终保持较小的晶粒尺寸, 这使表层的大晶粒 (所谓的柱状晶“晶核”) 得以借助尺寸优势, 在脱碳作用下逐渐吞噬心部的两相晶粒, 最终形成两个半厚的柱状晶组织 (图 2(b) 和图 3(b)). 根据上述讨论可知, 不论是快速升温还是慢速升温, 柱状晶

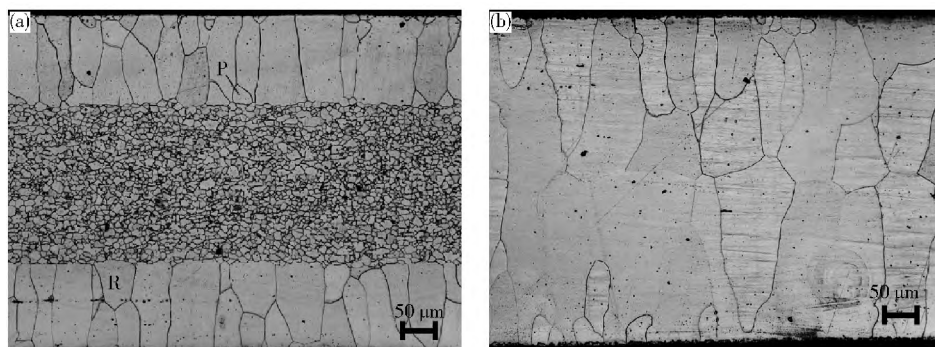


图2 快速升温条件下 900 °C 脱碳退火的金相组织. (a) $t = 4$ min; (b) $t = 12$ min

Fig. 2 Optical microstructure of the steel decarburized at 900 °C under rapid heating condition: (a) $t = 4$ min; (b) $t = 12$ min

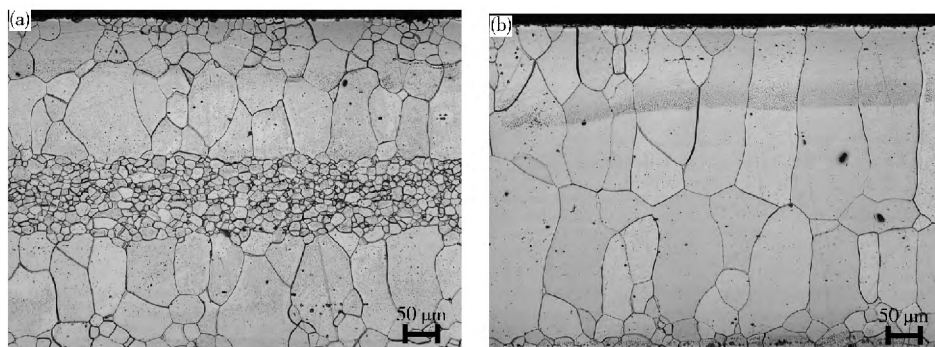


图3 慢速升温条件下 900 °C 脱碳退火的金相组织. (a) $t = 9$ min; (b) $t = 20$ min

Fig. 3 Optical microstructure of the steel decarburized at 900 °C under slow heating condition: (a) $t = 9$ min; (b) $t = 20$ min

的生长过程基本可以分为两个阶段: 第一阶段是柱状晶的“形核”阶段, 第二阶段则是柱状晶“晶核”在脱碳作用下的定向生长. 任何阻碍这两个阶段进展的因素都将导致柱状晶无法顺利形成, 从而影响材料脱碳组织的均匀性以及优化材料织构的可能性. 下面将具体讨论柱状晶生长的动力学规律, 并通过建立模型进一步探讨柱状晶生长的本质过程.

2.2 柱状晶生长的动力学分析

图4 给出在快速升温条件下脱碳时, 柱状晶轴向长度(L)与脱碳时间(t)之间的关系. 可以看到, 二者在不同退火温度下均呈线性关系, 表明柱状晶的生长过程符合抛物线规律. 其动力学方程可表达为

$$L^2 = K_p t. \quad (1)$$

式中 K_p 在给定温度下为常数, 即 K_p 是温度的函数, 表征两相区脱碳时柱状晶的界面向心部推进的难易程度.

不难看出, 系数 K_p 随退火温度的升高并非单调地增大, 而是呈现先增大后减小的变化趋势, 这可用菲克第一定律加以解释. 由于柱状晶的生长与脱碳过程同步进行, 因此可以用碳在柱状铁素体中扩散通量的大小近似表征柱状晶生长速率. 考虑到碳在铁素体中的固溶度非常有限, 故可用稳态扩散模型近似处理柱状铁素体中的脱碳问题, 同时假设样品表面的碳浓度为零. 根据菲克第一定律, 碳在柱状铁素体中的扩散通

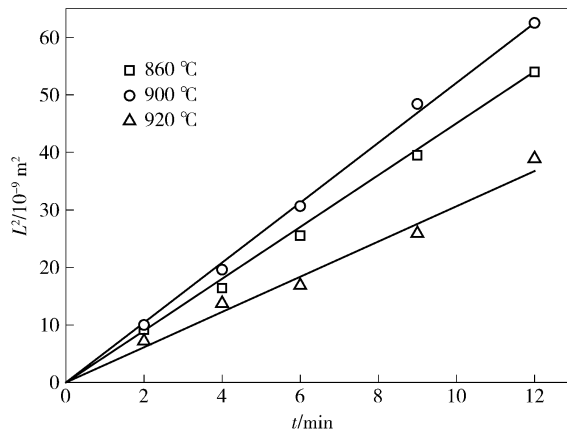


图4 快速升温条件下脱碳时柱状晶轴向长度的平方与脱碳时间的关系

Fig. 4 Relationship between the square of the axial length of columnar grains and decarburization time

量为:

$$J = -D_C^\alpha \frac{\partial C}{\partial L} \approx -D_C^\alpha C_{\alpha/\gamma} / \Delta L. \quad (2)$$

式中: J 是扩散通量; ΔL 是柱状晶的轴向长度; D_C^α 是碳在铁素体中的扩散系数; $C_{\alpha/\gamma}$ 则是铁素体碳平衡时的质量浓度 ($\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$), 它与碳的质量分数 $w(C)$ 之间的关系满足线性换算关系 $C_{\alpha/\gamma} = \bar{\rho} w(C)$, 其中 $\bar{\rho}$ 是材料的平均密度, 在碳的质量分数 $w(C)$ 变化不大的情况

下可视之为常数. 由式(2)可知 ΔL 一定时, 碳在柱状铁素体中的扩散通量大体上由 D_C^α 和 $C_{\alpha/\gamma}$ 的相对大小决定. 其中扩散系数 D_C^α 随温度升高呈指数形式增大, 而 $w(C)$ (即 $C_{\alpha/\gamma}/\rho$) 则随温度的升高近似呈线性减小, 如图5所示. 因此, 二者在某一温度下的组合将使碳在柱状铁素体中的扩散通量 J 达到极大 ($J_{\max}$), 此时柱状晶的生长速率也最快. 不难看出, 在脱碳过程能够顺利进行的情况下, 对应 $J_{\max}$ 的温度与实验材料的化学成分密切相关. 实验数据表明, 所用实验材料的 $J_{\max}$ 出现在 900°C 附近, 如图4所示, 对应图5中的箭头处.

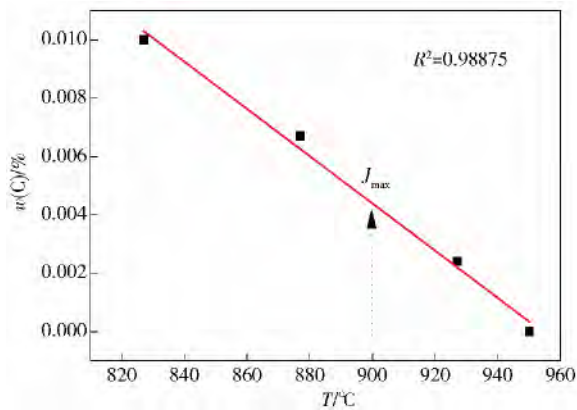
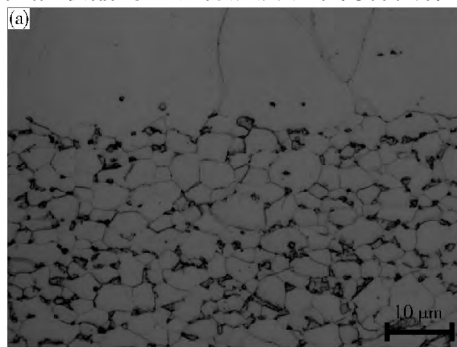


图5 铁素体碳平衡的质量分数

Fig. 5 Equilibrium mass fraction of carbon in ferrite

为进一步探讨柱状晶生长的本质过程, 有必要建立合理的模型, 以从理论上给出其生长的动力学方程. 图6(a)显示了两相区脱碳时的淬火态组织, 其中浅色晶粒为贫碳组织, 深色区域为富碳组织, 分别对应退火时的铁素体 (α) 和奥氏体 (γ) 晶粒. 可以看到, 脱碳过程中柱状晶界前沿的铁素体与奥氏体呈交替分布状态, 且前者的晶粒尺寸显著大于后者. 为简化起见, 假设二者的晶粒尺寸一致, 且保持分布状态不变, 则可得到如图6(b)所示的柱状晶生长模型.

在该模型下, 柱状晶的生长将涉及以下两种具体



的界面迁移过程: 反应扩散和再结晶长大. 前者的驱动力是不同相的体积自由能差 (相变驱动力), 后者则是以晶界能作为驱动力. 前者的界面迁移机制是, 脱碳作用导致 α/γ 相界面两侧的成分失衡, 为使界面两侧的相成分恢复平衡, 在相变驱动力的作用下, α/γ 相界面向 γ 晶粒一侧推移, 如图7(a)所示. 如此反复, 直到两侧柱状晶在心部相遇为止; 对于再结晶长大, 由于界面迁移的驱动力较小, 单纯的再结晶长大难以实现晶粒的定向生长. 由此可合理地假设柱状晶的生长过程受控于碳原子在柱形铁素体中的扩散, 即前述的反应扩散过程. 故下面在推导柱状晶生长的动力学方程时, 仅以反应扩散引起的界面迁移过程作为研究对象, 并假设再结晶长大过程与之同步进行.

由于柱状晶的径向生长速率远小于其轴向生长速率, 因此可以假设柱状晶的生长在整体上是一个沿轴向不断增厚的过程, 如图7(b)所示. 参照图7(a)中界面成分参数, 根据新相长大时界面质量守恒原理 (对应图7(a)中的两阴影部分面积相等) 有以下方程成立, 即

$$\frac{dX}{dt} (C_{\gamma/\alpha} - C_{\alpha/\gamma}) = D_C^\alpha \left. \frac{\partial C}{\partial x} \right|_{x=X^-} \quad (3)$$

式中: X 和 t 分别为柱状晶的轴向长度和脱碳时间; $C_{\alpha/\gamma}$ 和 $C_{\gamma/\alpha}$ 则分别是在规定退火温度下 α 相和 γ 相在界面处平衡碳的质量浓度, $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$; D_C^α 是在规定退火温度下碳在铁素体中的扩散系数, 是温度的函数; $\left. \frac{\partial C}{\partial x} \right|_{x=X^-}$ 则表示碳在柱状晶生长界面前沿的浓度梯度, 对应图7(a)中 $x = X^-$ 处. 由于薄板脱碳可以近似处理为一维扩散问题, 利用 Fick 第二定律可得到 $\left. \frac{\partial C}{\partial x} \right|_{x=X^-}$ 的数学表达式^[9], 即

$$\left. \frac{\partial C}{\partial x} \right|_{x=X^-} = (C_{\alpha/\gamma} - C_s) \frac{e^{-\frac{X^2}{4D_C^\alpha t}}}{\int_X^\infty e^{-\frac{x^2}{4D_C^\alpha t}} dx} \quad (4)$$

式中 C_s 为脱碳退火时试样表面碳的质量浓度. 此式

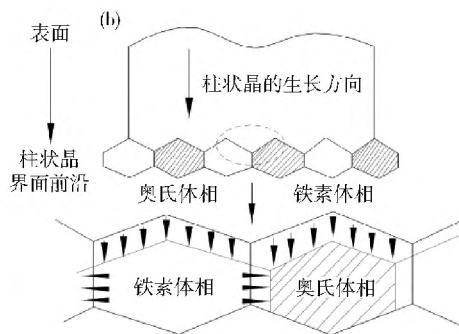


图6 脱碳退火中间过程的淬火态组织 (a) 和柱状晶的生长示意图 (b)

Fig. 6 Water-quenched microstructure of the intermediate decarburization process (a) and schematic illustration of the columnar-grain growth process (b)

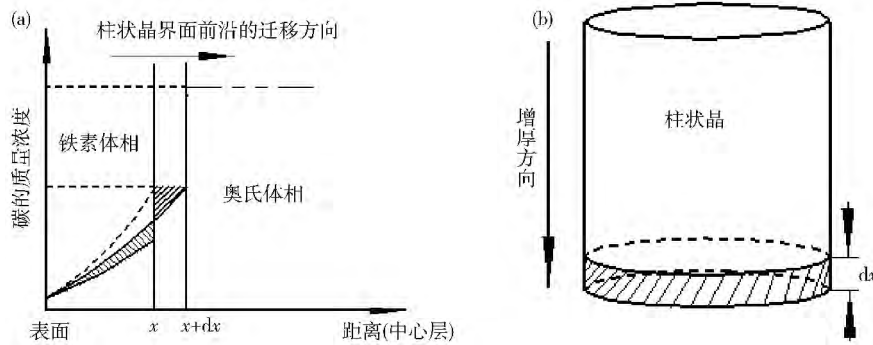
图7 相界面(α/γ)处碳的质量浓度分布状态(a)和柱状晶的增厚模型(b)

Fig. 7 Distribution profiles of carbon concentration at the interface between ferrite and austenite (a) and schematic illustration of the columnar-grain thickening process (b)

利用了上述的假设条件,即假设柱状晶的生长在整体上是一个沿着轴向不断增厚的过程. 结合式(3)和式(4),得到柱状晶生长的动力学方程为

$$\frac{dX}{dt} = \frac{1}{2}K \sqrt{D_C^\alpha} t^{-\frac{1}{2}}. \quad (5)$$

将上式积分后两边同时取平方,有

$$X^2 = K^2 D_C^\alpha t. \quad (6)$$

其中 K 与时间 t 无关,但它是 $\frac{C_{\alpha/\gamma} - C_s}{C_{\gamma/\alpha} - C_{\alpha/\gamma}}$ 的函数. 在实际脱碳过程中,试样表面的碳浓度 C_s 很低,即 $K \ll 1$,

此时 $K \approx \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{C_{\alpha/\gamma} - C_s}{C_{\gamma/\alpha} - C_{\alpha/\gamma}}$ 是温度的函数. 另外,碳在铁

素体中的扩散系数 D_C^α 也是温度的函数,因此二者的组合($K^2 D_C^\alpha$)也应只是温度的函数. 式(5)和式(6)从理论上推导了柱状晶生长的动力学方程,它们与实测的实验结果相符(式(1)),即表明柱状晶的生长过程满足抛物线规律. 故有 $K_p = K^2 D_C^\alpha$ 关系成立. 这一结果一方面证明柱状晶生长模型的合理性,另一方面也说明用碳在柱状铁素体中扩散通量的大小来表征柱状晶的生长速率是合理的,因为 K 和 D_C^α 分别与碳在给定温度下的分布状态和扩散行为有关.

总之,两相区脱碳退火柱状晶的生长过程本质上是由反应扩散和再结晶长大共同引起的界面迁移过程,且由反应扩散过程控制长大,在动力学上符合抛物线规律.

2.3 柱状晶“晶核”的临界尺寸条件

在2.2节所述的生长模型中,曾假设再结晶长大过程与反应扩散过程能够同步进行,以保证柱状晶的生长过程能够顺利进行. 但事实上,柱状晶组织并非总能顺利发展,例如当升温速率较小时,脱碳结束后则只能得到表层大晶粒+中心小晶粒的铁素体混合组织^[8]. 因此,柱状晶能够顺利向心部生长的前提条件就是再结晶长大的速率能够“赶上”反应扩散时的界面迁移速率.

再结晶长大的速率(v_r)与晶界迁动的驱动力(Δp)和晶界迁移率(M)的函数关系^[10]如下:

$$v_r = \Delta p M. \quad (7)$$

在温度一定的情况下,晶界迁移率 M 基本保持不变,此时晶界迁移的驱动力 Δp 是决定再结晶晶粒长大速率的主要因素. 根据文献[11],长大晶粒的单位晶界面积的能量变化为

$$\Delta E = \gamma S \left(2R^{-1} - \frac{3}{2}R_0^{-1} \right). \quad (8)$$

相应的晶粒长大驱动力为

$$\Delta p = \frac{-\Delta E}{S} = \gamma \left(\frac{3}{2}R_0^{-1} - 2R^{-1} \right). \quad (9)$$

式中: R 和 R_0 分别是长大晶粒的半径和相邻收缩晶粒的半径; S 为晶界迁移距离; γ 为晶界能,可作常数处理. 显然,在这种情况下,再结晶晶粒长大速率与两相邻晶粒的半径密切相关. 对柱状晶,以其径向尺寸作为半径 R ,与之相邻的心部 α 小晶粒的尺寸为 R_0 ,则柱状晶界面向心部的平稳推进需满足以下条件:

$$\Delta p M \geq v_{col}. \quad (10)$$

即

$$R \geq \frac{\gamma M R_0}{3\gamma M - 2v_{col} R_0}. \quad (11)$$

令 $R = nR_0$,代入式(11)近似得到

$$R_0 \leq \frac{(3n-4)\gamma M}{2nv_{col}} = (R_0)_{\max}. \quad (12)$$

式中 v_{col} 是柱状晶的生长速率,其表达式由式(5)给出, $(R_0)_{\max}$ 是 R_0 的最大允许值. 不等式(11)表明,只有当柱状晶“晶核”和与之相邻的心部 α 晶粒之间满足一定的尺寸条件时,才能实现“晶核”的定向生长,从而形成柱状晶组织. 显然,“晶核”越大而心部的 α 晶粒越小则越有利于柱状晶的生长,反之则不利于柱状晶组织的形成. 统计本实验中的多个脱碳退火组织后发现,能够形成完整柱状晶的试样,其心部 α 晶粒的尺寸在 $5 \sim 10 \mu\text{m}$ 之间,对应的 n 值在 10 左右. 当心

部 α 晶粒的尺寸达到 $50\ \mu\text{m}$ 甚至更大以后,将对柱状晶的生长起钉扎作用,此时很难形成完整的柱状晶组织,如图8所示。

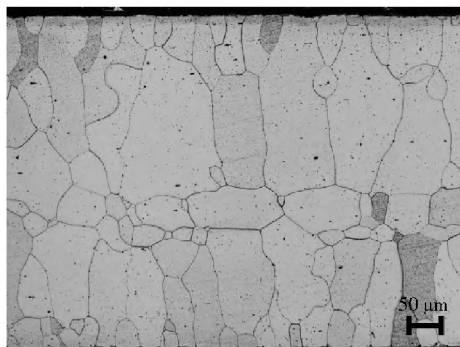


图8 快速升温条件下 $930\ ^\circ\text{C}$ 保温 20 min 脱碳退火金相

Fig.8 Microstructure of the steel decarburized at $930\ ^\circ\text{C}$ for 20 min under rapid heating condition

随脱碳时间的增长,柱状晶的生长速率逐渐减小(式(5)),结合不等式(12)可知, R_0 的最大允许值(R_0)_{max} 则不断增大,这就是说连续生长的柱状晶对其界面前沿的 α 晶粒的尺寸约束条件在逐渐放宽,所以只要柱状晶前沿的 α 晶粒(虽然处于不断长大的状态)尺寸小于(R_0)_{max},柱状晶便可以继续向心部生长;反之,当界面前沿 α 晶粒的尺寸大于(R_0)_{max}(如图8所示)时,柱状晶便停止生长,但脱碳过程(即反应扩散)仍会继续进行。因此综合不等式(11)和(12),可以分析图2(a)中P晶粒(即夹在两柱状晶之间的晶粒)能否继续向心部定向生长的问题。显然,P晶粒只有同时满足式(11)和式(12)所给定的约束条件时,才有可能继续生长(如图2(a)中R晶粒),否则在后续的生长过程中或者保留下来,或者被两侧的柱状晶吞噬而消失。

3 结论

(1) 两相区脱碳退火柱状晶的形成过程分两个阶段:柱状晶的“形核”阶段和定向生长阶段。

(2) 柱状晶的生长过程本质上是由反应扩散和再结晶长大共同引起的界面迁移过程,且由反应扩散过程控制,在动力学上符合抛物线规律。

(3) 柱状晶的生长速率与退火温度之间并非呈单调的变化关系,而是在 $900\ ^\circ\text{C}$ 时柱状晶的生长速率最大。

(4) 只有柱状晶“晶核”和相邻心部的 α 晶粒之间满足一定的尺寸约束条件,其后续的定向生长过程才有可能继续进行。

参 考 文 献

- [1] Mao W M, Yang P. *Material Science Principles on Electrical Steels*. Beijing: Higher Education Press, 2013
(毛卫民, 杨平. 电工钢的样品学原理. 北京: 高等教育出版社, 2013)
- [2] Tomida T, Tanaka T. Development of (100) texture in silicon steel sheets by removal of manganese and decarburization. *ISIJ Int*, 1995, 35(5): 548
- [3] Tomida T. (100)-textured 3% silicon steel sheets by manganese removal and decarburization. *J Appl Phys*, 1996, 79(8): 5443
- [4] Tomida T. A new process to develop (100) texture in silicon steel sheets. *J Mater Eng Perform*, 1996, 5(3): 316
- [5] Kovac F, Dzubinsky M, Sidor Y. Columnar grain growth in non-oriented electrical steels. *J Magn Magn Mater*, 2004, 269(3): 333
- [6] Marder A R. Factors affecting the final grain size of decarburized lamination steels. *Metall Trans A*, 1986, 17(8): 1277
- [7] Ashbrook R W, Marder A R. The effect of initial carbide morphology on abnormal grain growth in decarburized low carbon steel. *Metall Trans A*, 1985, 16(5): 897
- [8] Sidor Y, Kovac F, Kvackaj T. Grain growth phenomena and heat transport in non-oriented electrical steels. *Acta Mater*, 2007, 55(5): 1711
- [9] Huang J H. *Diffusion in Metals and Alloys*. Beijing: Metallurgical Industry Press, 1996
(黄继华. 金属及合金中的扩散. 北京: 冶金工业出版社, 1996)
- [10] Mao W M, Zhao X B. *Recrystallization and Grain Growth in Metals*. Beijing: Metallurgical Industry Press, 1994
(毛卫民, 赵新兵. 金属的再结晶与晶粒长大. 北京: 冶金工业出版社, 1994)
- [11] He Z Z, Zhao Y, Luo H W. *Electrical Steels*. Beijing: Metallurgical Industry Press, 2012
(何忠治, 赵宇, 罗海文. 电工钢. 北京: 冶金工业出版社, 2012)