

基于单向测量超声背散射系数的晶粒尺寸 评价高效方法*

刘雨¹⁾²⁾ 田强³⁾ 王新艳²⁾ 关雪飞^{2)†}

1) (三峡大学水利与环境学院, 宜昌 443002)

2) (中国工程物理研究院研究生院, 北京 100193)

3) (钢铁研究总院高温材料研究所, 北京 100081)

(2023年12月12日收到; 2024年1月7日收到修改稿)

镍基高温合金 GH4742 具有优异的机械性能, 而晶粒尺寸是影响其性能的关键因素. 基于物理模型的超声背散射法可以实现晶粒尺寸高效和准确的评价, 但受限于复杂模型或多角度声束测量. 因此, 本文提出了一种只需单向测量的背散射系数法, 且无需考虑测量系统等无关因素的影响. 基于独立散射模型, 推导了只与材料相关的背散射系数; 利用空间相关函数描述了晶粒尺寸与背散射系数的关系; 采用参考信号剔除干扰因素的影响, 实现实验背散射系数的快速提取. 制备三组不同晶粒尺寸的 GH4742 试块进行相控阵超声实验和平均晶粒尺寸评价, 并与金相法结果进行对比. 结果表明本文方法得到的晶粒度与金相法结果最大相对误差为-22.7%, 最小相对误差为-3.7%.

关键词: 超声检测, 背散射系数法, GH4742, 晶粒尺寸

PACS: 43.20.Bi, 43.20.Fn, 43.35.Yb

DOI: 10.7498/aps.73.20231959

1 引言

晶粒尺寸被认为是影响和制约多晶体材料机械性能的关键因素^[1,2]. 例如, 对于 GH4742 镍基高温合金, 当 γ' 相增量不变时, GH4742 合金晶粒粗化导致合金基体强度降低, 同时也导致合金裂纹扩展抗力变弱^[3]. 因此, 为了保障多晶体材料在役安全, 准确评估其晶粒尺寸至关重要.

目前, 多晶体材料晶粒尺寸的评价方法分为有损法和无损法两种. 以金相法、电子背散射衍射法和扫描电子显微镜为代表的有损方法, 需要借助精密的光学仪器, 检测效率低和分析程序复杂^[4,5]. 以 X 射线检测、涡流检测和超声检测为代表的无损

法, 因检测效率高和非破坏的优点被广泛研究^[6-9]. 其中, 有物理模型辅助的超声波检测法可根据声波传播和散射特性对材料晶粒尺寸进行评估, 是目前最灵活和广泛的检测方法, 有声速法、衰减法和背散射法等^[10-12]. 声速法通过计算超声波在材料中渡越时间, 可以解析出多晶体材料晶粒取向和弹性模量等信息. 衰减法和背散射法两种方法都是利用超声波在材料中传播时晶粒散射行为, 推断晶粒尺寸. 区别在于, 前者根据多次回波幅值间接测量出散射衰减大小, 同时也导致在散射衰减系数测量过程中, 易受到衍射、材料表面能量损失或者波形畸变等因素影响^[13], 难以精准测量. 后者背散射法则是直接利用记录的背向散射信号分析散射强度与晶粒尺寸关系, 无需测厚且更易测量^[14].

* 国家自然科学基金 (批准号: 51975546, U2230204) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xfguan@giscaep.ac.cn

众多学者对背散射法进行了研究, 如 Margetan 等^[15] 基于互易关系建立了独立散射模型 (independent scattering model, ISM), 用于描述探头辐射范围内材料弹性特性随位移变化关系, 进而确定晶界处超声散射功率. Rokhlin 等^[16] 在 ISM 模型基础上开发了背散射比值法, 通过多个方向的背散射信号均方根比值反演晶粒尺寸和形状. Liu 等^[17] 在背散射比值法基础上, 提出利用相控阵超声测量多个方向背散射信号. Ghoshal 等^[18] 通过发射和接收探头位移场的 Wigner 变换得到单次散射响应模型 (singly scattered response, SSR), 并将其用于铝合金和铜合金等材料的微观结构评价^[19,20]. 然而在实际应用过程中, 基于 ISM 模型的背散射比值法需要对样品表面进行多次多角度独立测量, 不适用于几何结构限制样品; 而 SSR 模型由于需要同时计算探头校正系数、辐射声场和背散射系数, 目前只适用于水浸单晶聚焦探头.

本文提出一种基于超声背散射法的晶粒尺寸评价高效方法. 与现有方法不同, 提出方法只考虑背散射信号中与晶粒尺寸相关的背散射系数部分, 通过参考信号分离出实验背散射系数频谱, 剔除测量系统和辐射声场等无关因素的影响, 因此可实现晶粒尺寸的单次单角度快速测量. 方法有效性使用实测数据反演与金相法测量对比进行了验证. 本文首先介绍了背散射理论以及影响散射强度的背散射系数计算方法, 并提出了利用参考信号方法提取实验背散射系数方法. 然后, 通过数值模拟分析了频率和晶粒大小对背散射系数的影响. 此后, 对不同晶粒尺寸的 GH4742 合金进行背散射系数的测量, 通过实验测量背散射信号的均方根谱, 得到了背散射系数的频谱关系, 以反演晶粒尺寸. 最后对比传统金相法测量结果验证所提出方法的有效性和可行性.

2 理论与方法

所提出方法基本思路如图 1 所示, 包括理论和实验两个部分. 理论方面基于超声散射模型推导出理论背散射系数; 实验方面, 提出利用参考试块去除无关因素对背散射系数的影响, 并提取实验背散射系数用于晶粒尺寸反演.

2.1 理论背散射系数

Rose^[21] 在 Born 近似的基础上提出了多晶体

材料一般背散射模型, 模型中通过散射系数定义晶粒引起的超声散射能力. 散射系数描述了单位体积内的微分散射截面, 一般形式可以表示为^[22]

$$\eta_{QM} = \frac{1}{(4\pi\rho v_M^2)^2} \frac{v_M}{v_Q} k_Q^4 \langle \Delta C_{ijkl} \Delta C_{\alpha\beta\gamma\delta} \rangle \times \hat{p}_i \hat{p}_j \hat{s}_k \hat{s}_l \hat{p}_\alpha \hat{p}_\beta \hat{s}_\gamma \hat{s}_\delta \times \int w(\mathbf{r}) \exp[i(\mathbf{p} - \mathbf{s}) \cdot \mathbf{r}] d^3\mathbf{r}, \quad (1)$$

式中, η_{QM} 表示 Q 模态入射波到 M 模态散射波的散射系数, 波的模态为纵波 (L) 或横波 (T), ρ 为材料密度, v_M 为散射波波速, v_Q 为入射波波速, $k_Q = \omega/v_Q$ 为入射波波数, $\omega = 2\pi f$ 为角频率, f 为频率. $\mathbf{p} = k_Q \hat{\mathbf{p}}$ 和 $\mathbf{s} = k_M \hat{\mathbf{s}}$ 为入射波和散射波矢量, $\hat{\mathbf{p}}$ 和 $\hat{\mathbf{s}}$ 分别表示入射波和散射波传播方向或偏振方向, 见 2.2 节详细介绍. \mathbf{r} 表示空间随机两点连接的矢量. $\langle \Delta C_{ijkl} \Delta C_{\alpha\beta\gamma\delta} \rangle$ 为弹性模量协方差张量, $w(\mathbf{r})$ 为两点空间相关函数, 分别描述了微观结构的弹性性质和几何性质, 并假设二者在统计上可以解耦.

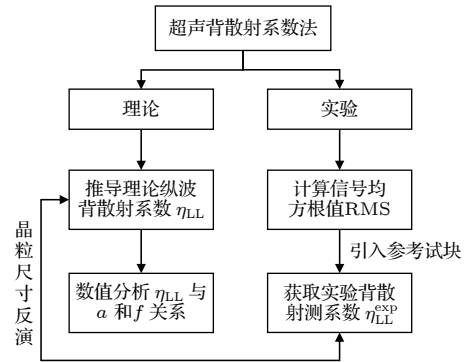


图 1 所提出方法基本思路图

Fig. 1. Overall development diagram of the backscattering coefficient quantification of grain size.

根据协方差定义, 可知^[23]:

$$\langle \Delta C_{ijkl} \Delta C_{\alpha\beta\gamma\delta} \rangle = \langle C_{ijkl} C_{\alpha\beta\gamma\delta} \rangle - \langle C_{ijkl} \rangle \langle C_{\alpha\beta\gamma\delta} \rangle, \quad (2)$$

式中, $\langle \dots \rangle$ 表示平均, C_{ijkl} 和 $C_{\alpha\beta\gamma\delta}$ 为二阶四秩的局部弹性模量. 在统计各向同性的多晶体中, 可假设材料中晶粒取向均服从均匀分布, 表现为无择优取向的特点. 那么, 对于立方晶系结构, 局部弹性模量可以表示为^[23]

$$C_{ijkl} = c_{12} \delta_{ij} \delta_{kl} + c_{44} (\delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{il} \delta_{jk}) + c \sum_{n=1}^3 a_i^n a_j^n a_k^n a_l^n, \quad (3)$$

式中, $c = c_{11} - c_{12} - 2c_{44}$ 为各向异性系数, c_{11} , c_{12} 和 c_{44} 为立方晶系材料单晶弹性常数, δ_{ij} 为克罗内克函数 (Kronecker delta 函数), α_i^n 是用欧拉角表示的旋转矩阵. 使用 Voigt 平均可以计算得到平均弹性模量为

$$\langle C_{ijkl} \rangle = \left(c_{12} + \frac{c}{5} \right) \delta_{ij} \delta_{kl} + \left(c_{44} + \frac{c}{5} \right) (\delta_{ij} \delta_{kl} + \delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{il} \delta_{jk}). \quad (4)$$

将 (3) 式和 (4) 式代入 (2) 式可以得到 [24]:

$$\begin{aligned} & \langle \Delta C_{ijkl} \Delta C_{\alpha\beta\gamma\delta} \rangle \\ &= \frac{2}{1575} c^2 [(\delta_{ij} \delta_{kl} + \delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{il} \delta_{jk}) \\ & \quad \times (\delta_{\alpha\beta} \delta_{\gamma\delta} + \delta_{\alpha\gamma} \delta_{\beta\delta} + \delta_{\alpha\delta} \delta_{\beta\gamma})] \\ & \quad + \frac{1}{180} c^2 (\delta_{i\alpha} \delta_{j\beta} \delta_{k\gamma} \delta_{l\delta} + \dots) \\ & \quad - \frac{1}{630} c^2 (\delta_{\alpha\beta} \delta_{ij} \delta_{k\gamma} \delta_{l\delta} + \dots), \end{aligned} \quad (5)$$

式中, 等号右边第 2 项中 4 对克罗内克函数下标为拉丁字母 i, j, k, l 和希腊字母 $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ 全排列组合, 有 24 项. 而第 3 项中 4 对克罗内克函数下标为拉丁字母和希腊字母全排列组合、一对希腊字母之间组合和一对拉丁字母组合, 有 72 项.

(1) 式给出的背散射系数一般形式描述了不同入射波模态经晶界散射成不同模态散射波的过程, 而散射强度由多晶体材料局部弹性性能、平均弹性性能和晶粒尺寸和形状相关的空间相关函数共同决定, 与实际的超声测量形式无关.

2.2 内积函数与两点空间相关函数

首先定义 (1) 式中的弹性模量协方差张量与入射波波矢和散射波波矢的内积为内积函数, 即

$$IP_{QM} = \langle \Delta C_{ijkl} \Delta C_{\alpha\beta\gamma\delta} \rangle \hat{p}_i \hat{p}_j \hat{s}_k \hat{s}_l \hat{p}_\alpha \hat{p}_\beta \hat{s}_\gamma \hat{s}_\delta, \quad (6)$$

式中, IP_{QM} 为内积函数, 下标 Q 和 M 分别表示入射波和散射波模态, 可以是纵波或者横波. 如图 2 所示, 记入射波和散射波的传播方向分别为 \hat{p} 和 \hat{s} . 一般性地, 假设入射波 3 种偏振方向分别为 \hat{p} , \hat{p}' 和 \hat{p}'' . 例如, 当入射波为纵波时, 传播方向和振动方向均为 \hat{p} ; 当入射波为横波时, 传播方向为 \hat{p} , 偏振方向可能为 \hat{p}' 或 \hat{p}'' , \hat{p}' 与 SH 模态有关, \hat{p}'' 与 SV 模态有关. 同理, 散射波 3 种偏振方向分别为 \hat{s} , \hat{s}' 和 \hat{s}'' . 如图 2 所示, 建立晶粒坐标系, 入射波传播方向和偏振方向可分解为

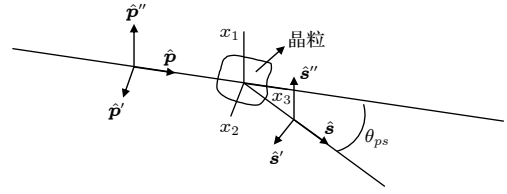


图 2 入射波经晶粒散射示意图

Fig. 2. Diagram of incident wave and scattered wave.

$$\hat{p} = (\hat{p}_1, \hat{p}_2, \hat{p}_3) = (0, 0, 1),$$

$$\hat{p}' = (\hat{p}'_1, \hat{p}'_2, \hat{p}'_3) = (0, 1, 0),$$

$$\hat{p}'' = (\hat{p}''_1, \hat{p}''_2, \hat{p}''_3) = (1, 0, 0).$$

散射波传播方向和偏振方向可分解为

$$\hat{s} = (\hat{s}_1, \hat{s}_2, \hat{s}_3) = (\sin\theta_{ps}, 0, \cos\theta_{ps}),$$

$$\hat{s}' = (\hat{s}'_1, \hat{s}'_2, \hat{s}'_3) = (0, 1, 0),$$

$$\hat{s}'' = (\hat{s}''_1, \hat{s}''_2, \hat{s}''_3) = (\cos\theta_{ps}, 0, -\sin\theta_{ps}),$$

其中, θ_{ps} 为散射角.

根据 (6) 式, 当入射波和散射波均为纵波时, 内积函数化简为

$$\begin{aligned} IP_{LL} &= \langle \Delta C_{33kl} \Delta C_{33\gamma\delta} \rangle \hat{s}_k \hat{s}_l \hat{s}_\gamma \hat{s}_\delta \\ &= c^2 \left[\frac{9}{525} + \frac{6}{525} \cos^2\theta_{ps} + \frac{1}{525} \cos^4\theta_{ps} \right]. \end{aligned} \quad (7)$$

进一步地, 当 $\theta_{ps} = \pi$ 时, 入射纵波到散射纵波的内积函数为

$$IP_{LL} = \frac{16}{525} c^2. \quad (8)$$

需要注意的是, 上述结果只适用于立方晶系多晶体材料.

两点空间相关函数描述了随机空间两点同时落入在相同晶粒的概率. Stanke[25] 在假设晶粒弦长服从泊松分布的基础上, 根据空间相关函数的定义推导出球状晶的空间相关函数理论表达式, 表示为

$$w(\mathbf{r}) = \exp\left(-\frac{|\mathbf{r}|}{a}\right), \quad (9)$$

式中, a 为晶粒半径. 接着对其进行空间傅里叶变换, 将空间域转换为波数域:

$$W(\mathbf{q}) = \int \exp\left(-\frac{|\mathbf{r}|}{a} + i\mathbf{q}\mathbf{r}\right) d^3\mathbf{r}, \quad (10)$$

式中, $\mathbf{q} = \mathbf{p} - \mathbf{s} = k_Q \hat{p} - k_M \hat{s}$. 求解后可得:

$$W(\mathbf{q}) = \frac{8\pi a^3}{[1 + a^2(q_x^2 + q_y^2 + q_z^2)]^2}. \quad (11)$$

根据图 2 可知, $\mathbf{p} = (0, 0, k_Q)$, $\mathbf{s} = (k_M \sin \theta_{ps}, 0, k_M \cos \theta_{ps})$. 所以, (11) 式化简为

$$W(\mathbf{q}) = \frac{8\pi a^3}{[1 + a^2(k_Q^2 + k_M^2 - 2k_Q k_M \cos \theta_{ps})]^2}. \quad (12)$$

当入射波和散射波均为纵波, 且散射角 $\theta_{ps} = \pi$ 时,

$$W(\mathbf{q}) = \frac{8\pi a^3}{(1 + 4a^2 k_L^2)^2}. \quad (13)$$

最终, 将 (13) 式和 (8) 式代入 (1) 式, 可得立方晶系多晶体材料中, 纵波到纵波的理论背散射系数:

$$\eta_{LL}(\omega) = \frac{8\omega^4 c^2 a^3}{525\pi \rho^2 v_L^8 (1 + 4k_L^2 a^2)^2}. \quad (14)$$

2.3 实验背散射系数

在超声背散射测量实验中, 背散射信号均方根值 (root mean square, RMS) 可以表示为

$$\text{RMS}(f) = \sqrt{\frac{1}{M} \sum_{m=1}^M |V_m(f) - \bar{V}(f)|^2}, \quad (15)$$

式中, M 表示采集到背散射信号个数, $V_m(f)$ 为时域背散射信号经 Fourier 变换后的频域信号. $\bar{V}(f) = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M V_m(f)$ 为频域背散射信号均值, 以消除信号中直流分量. 而实验测量背散射信号均方根与 (14) 式背散射系数成正比^[17], 即

$$\text{RMS}(f) \propto \eta_{LL}(\omega). \quad (16)$$

其中背散射信号均方根不仅和背散射系数相关, 还与测量系统、超声声场和界面系数等相关. 本文为了直接利用背散射系数实现晶粒尺寸评估, 通过参考试块量化其他因素对背散射系数的影响. 记参考信号的背散射 RMS 为

$$\text{RMS}^{\text{ref}}(f) = \beta(f) \eta_{LL}^{\text{ref}}(\omega), \quad (17)$$

其中, $\beta(f)$ 为测量系统、超声声场和界面系数等因素因子. 所以, 当参考材料的实验条件与被测材料一致时, 即保持材料类型和材料厚度一致, 可认为二者实验中因素因子一致. 所以, 被测材料的实验背散射系数表示为

$$\eta_{LL}^{\text{exp}}(\omega) = \frac{\text{RMS}(f)}{\text{RMS}^{\text{ref}}(f)} \eta_{LL}^{\text{ref}}(\omega). \quad (18)$$

3 数值计算

3.1 瑞利散射极限与随机散射极限

从 (14) 式给出的纵波背散射系数表达式中可以发现, 背散射系数与频率密切相关. 当晶粒半径为 $a = 100 \mu\text{m}$ 时, 图 3 给出了不同归一化频率下的归一化背散射系数大小, 其中单晶常数分别为 $c_{11} = 250 \text{ GPa}$, $c_{12} = 160 \text{ GPa}$ 和 $c_{44} = 118 \text{ GPa}$. 可以看出, 在 $ka \ll 1$ 时, 归一化背散射系数随着归一化频率增大而增大. 但是, 当 $ka \gg 1$ 时, 归一化背散射系数趋近于常数, 与频率无关. 根据 (14) 式的理论关系, 当 $ka \ll 1$ 时, 纵波背散射幅值 $\sqrt{\eta_{LL}}$ 可以近似简化为

$$\sqrt{\eta_{LL}} \approx \sqrt{Q V_g} k_L^2, \quad (19)$$

式中, $Q = c^2 / (525\pi^2 \rho^2 v_L^4)$ 为常数, $V_g = 8\pi a^3$ 为有效晶粒体积. 当满足 $ka \ll 1$ 时, 背散射幅值只取决于有效晶粒体积和频率的二次方, 将这种情况称之为“瑞利散射极限”. 类似地, 当 $ka \gg 1$ 时, 纵波背散射系数可以近似简化为

$$\sqrt{\eta_{LL}} \approx \sqrt{Q V_g} / l^2, \quad (20)$$

式中, $l = 2a$ 为沿着声束方向上与晶粒交互长度. 在该情况下背散射幅值与频率无关, 且交互长度起到关键作用, 称之为“随机散射极限”. 本文只考虑等轴晶情况, 所以任意入射波方向与晶粒交互长度是固定的. 如果晶粒为非等轴, 交互长度将随入射波方向变化而变化.

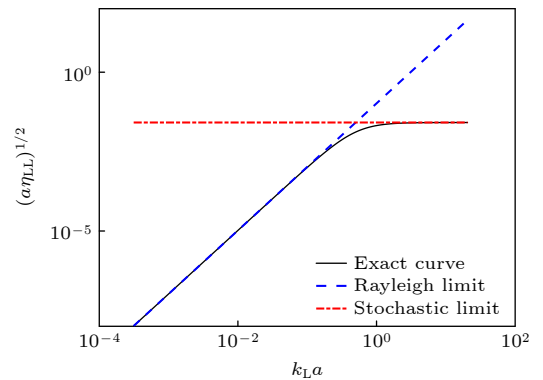


图 3 瑞利散射极限和随机散射极限下归一化背散射幅值与归一化频率关系

Fig. 3. Normalized backscattering amplitude versus normalized frequency within the Rayleigh limits and stochastic limits.

从以上分析, 可以总结以下信息: 针对不同晶

粒尺寸, 超声检测频率需要根据归一化频率与归一化背散射幅值关系曲线综合考虑. 若检测频率过小, 会导致背散射强度过低; 若检测频率过大, 将导致背散射强度在有效带宽范围内没有变化. 这也为后续实验探头选择奠定了理论基础.

3.2 背散射系数与晶粒尺寸关系

在纵波背散射系数表达式中, 背散射系数不仅会受到频率的影响, 还和晶粒尺寸有关, 这也是后续晶粒尺寸评估的基础. 本节将对不同晶粒尺寸的背散射系数进行数值分析. 图 4 描绘了 GH4742 合金材料 4 种晶粒尺寸下背散射幅值随频率的变化规律. 可以看出, 在瑞利散射条件下, 背散射幅值随着频率增大而增大; 晶粒尺寸和背散射幅值呈正

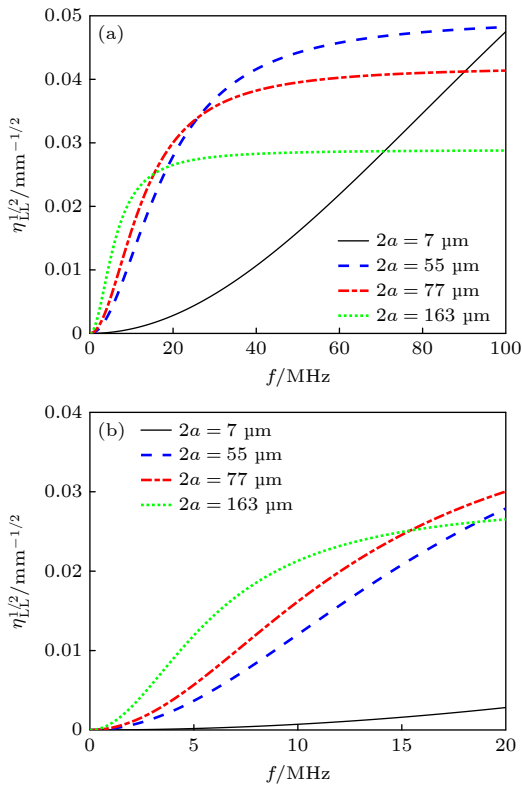


图 4 不同频率下背散射幅值与晶粒尺寸关系 (a) 0—100 MHz; (b) 0—20 MHz. 其他参数: $c_{11} = 250 \text{ GPa}$, $c_{12} = 160 \text{ GPa}$, $c_{44} = 118 \text{ GPa}$, $\rho = 8240 \text{ kg/m}^3$

Fig. 4. Backscattering amplitude versus grain sizes in different frequencies: (a) 0–100 MHz; (b) 0–20 MHz, where $c_{11} = 250 \text{ GPa}$, $c_{12} = 160 \text{ GPa}$, $c_{44} = 118 \text{ GPa}$, $\rho = 8240 \text{ kg/m}^3$.

相关关系, 且晶粒尺寸的增大使得瑞利散射极限起始频率降低. 大背散射幅值意味着晶界散射强度大, 实验接收到背散射信号幅值大, 这一现象也将在后续实验中得到验证.

然而, 在随机散射极限条件下, 晶粒尺寸和背散射系数呈负相关. 这主要是因为随机散射极限下, $\sqrt{\eta} \propto 1/\sqrt{a}$. 此外, 从图 4(b) 还发现当晶粒尺寸为 $7 \mu\text{m}$ 时, 在常用金属材料超声检测频率范围内 (2—20 MHz) 背散射幅值最大只有 $0.002 \text{ mm}^{-1/2}$, 是晶粒尺寸 $55 \mu\text{m}$ 时背散射幅值的 1/10.

4 实验验证

4.1 试块准备

GH4742 镍基高温合金的强化相 γ' 含量高达 35% 以上, 具有优异的疲劳强度、耐腐蚀性和蠕变性能, 在航空发动机和舰用燃气涡轮发动机中应用广泛 [14,26]. 选用 GH4742 镍基合金作为晶粒尺寸实验评价对象, 其化学成分见表 1. 通过固溶处理制备三组不同晶粒尺寸的试样作为被测试块. 然后进行线切割和表面打磨处理, 试块最终尺寸为 $305 \text{ mm} \times 76 \text{ mm} \times 32 \text{ mm}$, 如图 5 所示. 材料密度为 8240 kg/m^3 , 单晶常数选用为 $c_{11} = 250 \text{ GPa}$, $c_{12} = 160 \text{ GPa}$, $c_{44} = 118 \text{ GPa}$ [27]. 选择一个已知晶粒尺寸信息的 GH4742 试块作为参考试块, 其平均晶粒尺寸为 $7 \mu\text{m}$. 需要注意的是, 参考试块除了晶粒尺寸与被测试块不同, 其他参数均保持一致.

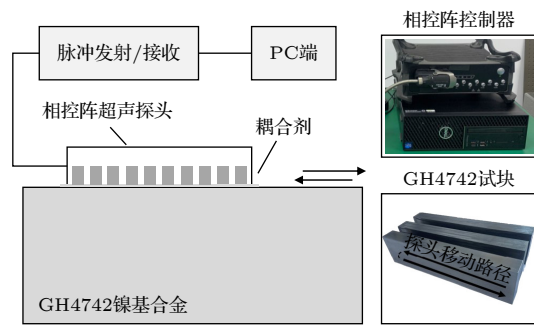


图 5 实验装置图

Fig. 5. Experimental setup.

表 1 GH4742 化学组成成分

Table 1. Chemical composition of GH4742.

成分	Ti	Cr	Mo	Co	Nb	Mn	Fe	C	Al	B	Ni
质量分数%	2.52	14.0	5.12	9.95	2.6	0.2	0.5	0.06	2.54	0.01	Bal.

4.2 超声实验与晶粒尺寸评价结果

如图 5 所示, 实验采用脉冲回波方式采集背散射信号. 为了提高检测效率, 实验采用相控阵超声采集系统. 相控阵超声系统由 Olympus FOCUS PX 脉冲/接收器、纵波探头、运动平台和压力传感器组成. 其中相控阵探头为 Olympus 5 L16-A10 探头, 中心频率为 5 MHz, 阵元数量为 16 个, 阵元间距为 0.6 mm, 最大有效孔径长度为 9.6 mm. 如图 5 所示, 通过运动控制平台, 移动探头在试块表面进行线性扫查, 扫描步距 0.2 mm, 每组试块共采集 1000 个独立背散射信号. 激励脉冲电压为 40 V, 增益为 50 dB, 采样频率为 100 MHz. 单个信号采样时间为 14 μs , 去除始发波和底面回波部分, 提取 4—10 μs 范围的背散射信号, 如图 6 所示.

图 6 随机给出三组试块空间某单个点位的背散射信号. 可以看出三组试块背散射信号幅值有着显著不同, 3 号试块信号幅值最大, 其次为 2 号和 1 号, 2 号试块与 1 号试块的信号幅值接近. 通过幅值对比可以定性得到三组试块晶粒尺寸从小到大依次为: No.1 < No.2 < No.3. 进一步地, 根据 (15) 式得到被测试块与参考试块的背散射信号均方根频谱, 如图 7 所示. 由于实验所用相控阵探头中心频率为 5 MHz, 所以从图 7 可以看到频谱中心在 4—5 MHz 之间, 带宽在 0—10 MHz 之间. 与时域背散射信号类似, 3 号试块信号幅值最大, 其次为 2 号和 1 号. 最后根据 (18) 式, 在已知参考试块的实验 RMS 频谱和理论背散射系数, 计算得到被测 GH4742 试块的实验背散射系数.

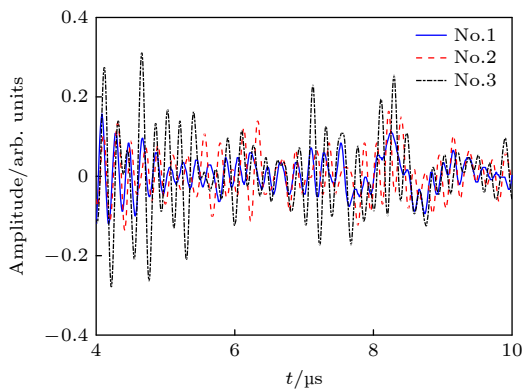


图 6 不同试块的时域背散射信号对比

Fig. 6. Comparison of backscatter signals of different test blocks in time domain.

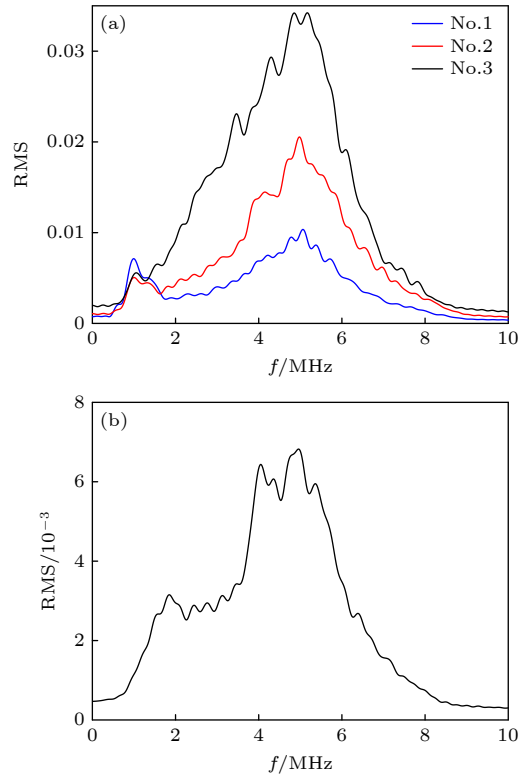


图 7 不同试块的背散射信号均方根对比 (a) 被测 GH4742 试块; (b) 参考试块

Fig. 7. Measured backscatter RMS spectra of different test blocks: (a) GH4742 blocks; (b) reference block.

图 8 给出了最终测量得到的实验背散射系数. 可以观察到, 实验背散射系数、RMS 值和时域信号幅值变化趋势均保持一致. 根据第 3 节数值分析结果, 晶粒尺寸越大意味着背散射强度越大, 背散射系数越大, 晶界处散射回来的信号幅值越大. 根据探头有效带宽范围, 选取 2—6 MHz 范围内的背散射系数进行晶粒尺寸反演. 根据最小二乘法, 利用理论背散射系数对实验背散射系数曲线进行拟合, 最终得到晶粒尺寸结果: No.1 晶粒尺寸为 58 μm , No.2 为 103 μm , No.3 为 200 μm , 与上述定性分析结果一致.

4.3 对比验证

为了验证背散射系数法反演结果的准确性, 将光学显微镜测量晶粒尺寸作为参考值. 在三组被测试块上选取一小块区域拍摄金相照片, 对其进行打磨抛光腐蚀, 金相图像如图 9 所示. 根据 GB/T 6394—2017 金属平均晶粒度测定方法, 测量晶粒尺寸, 结果见表 2. 从表 2 可以看出, 背散射法测量的晶粒尺寸与金相结果大致相同, 1 号晶粒尺寸

相对误差为 5.5%，晶粒度相对误差为-3.7%；2号晶粒尺寸相对误差为 33%，晶粒度相对误差为-18.2%；3号晶粒尺寸相对误差为 22.7%，晶粒度相对误差为-22.7%。

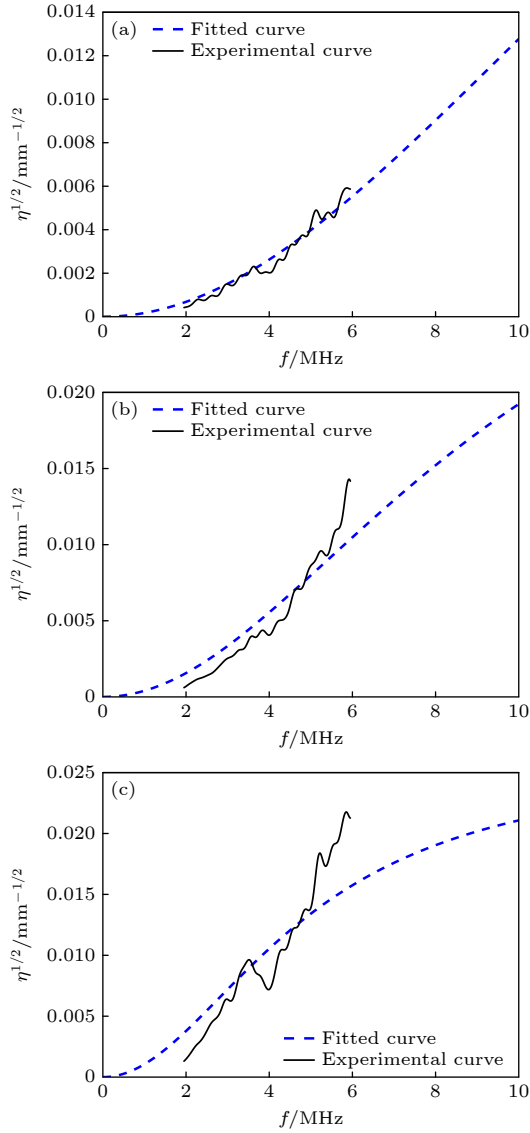


图 8 背散射系数实验测量曲线及其拟合结果 (a) No.1; (b) No.2; (c) No.3
Fig. 8. Experimental measurement curve of backscattering coefficient and its fitting results: (a) No.1; (b) No.2; (c) No.3.

表 2 晶粒尺寸测量结果对比
Table 2. Comparison of grain size measured by micrographs and backscattering coefficient.

试块	金相法	金相法晶粒度	背散射系数法	背散射系数法晶粒度
No.1	55 μm	5.4	58 μm	5.2
No.2	77 μm	4.4	103 μm	3.6
No.3	163 μm	2.2	200 μm	1.7

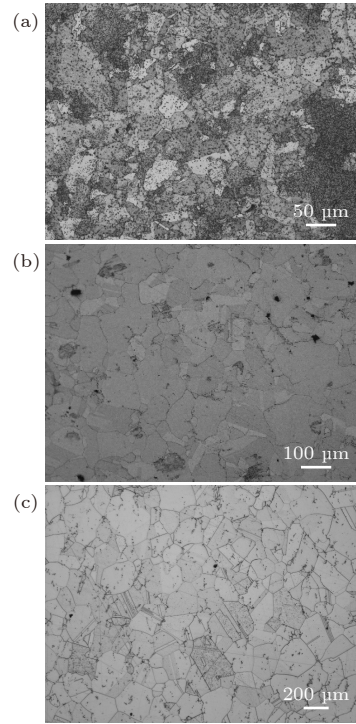


图 9 所有试块的金相图 (a) No.1; (b) No.2; (c) No.3
Fig. 9. Micrographs of all test blocks: (a) No.1; (b) No.2; (c) No.3.

5 结 论

本文提出了一种无需考虑测量系统等无关因素且只需单次单角度测量的背散射系数法，用于 GH4742 镍基高温合金晶粒尺寸的评价。推导了适用于等轴多晶体材料的超声背散射模型，给出了背散射系数表达式，其中决定散射强度关键物理量为内积函数与两点空间相关函数。通过数值计算分析，发现背散射系数与频率密切相关，当 $ka \gg 1$ 时，存在随机散射极限；当 $ka \ll 1$ 时，存在瑞利散射极限。而背散射系数与晶粒尺寸成正比关系，一般情况下晶粒尺寸越大，背散射系数越大。对三组晶粒尺寸不同的 GH4742 试件进行超声背散射实验。采用参考信号量化测量系统等无关因素的影响，从背散射均方根中提取出实验背散射系数。最后，利用最小二乘法拟合实验结果反演出晶粒尺寸值。结果发现，背散射系数法可以很好的反演出不同晶粒尺寸，与金相测量结果的最大相对误差为-22.7%。

参考文献

[1] Cruzado A, Lucarini S, Lorca J, Segurado J 2018 *Int. J.*

- Fatigue* **113** 236
- [2] Lehto P, Remes H, Saukkonen T, Hämmänen H, Romanoff J 2014 *Mater. Sci. Eng. A* **592** 28
- [3] Qin H Y, Li Z T, Zhao G P, Zhang W Y, Zhang X M 2023 *Chin. J. Mater. Res.* **37** 502 (in Chinese) [秦鹤勇, 李振团, 赵光普, 张文云, 张晓敏 2023 *材料研究学报* **37** 502]
- [4] He K, Chen N F, Wang C J, Wei L S, Chen J K 2018 *Cryst. Res. Technol.* **53** 1700157
- [5] Toth L S, Biswas S, Gu C, Beausir B 2013 *Mater. Charact.* **84** 67
- [6] Aghaie-Khafri M, Honarvar F, Zanganeh S 2012 *J. Nondestruct. Eval.* **31** 191
- [7] Homa L, Cherry M, Wertz J 2021 *Inverse Probl.* **37** 065004
- [8] Jin S J, Wang Z C, Tian X, Sun X, Lin L 2023 *Acta Aeronaut. Astronaut. Sin.* **44** 231 (in Chinese) [金士杰, 王志诚, 田鑫, 孙旭, 林莉 2023 *航空学报* **44** 231]
- [9] Zhu Q, Xu D, Zhang Y J, Li Y J, Wang W, Zhang H Y 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 244301 (in Chinese) [朱琦, 许多, 张元军, 李玉娟, 王文, 张海燕 2022 *物理学报* **71** 244301]
- [10] Liu Y, Tian Q, Guan X F 2021 *NDT&E Int.* **122** 102479
- [11] Li S, Li X B, Song Y F, Chen C 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 234301 (in Chinese) [李珊, 李雄兵, 宋永锋, 陈超 2018 *物理学报* **67** 234301]
- [12] Dong R, Liu C C, Cai X B, Shao L L, Li B Y, Ta D A 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 184301 (in Chinese) [东蕊, 刘成成, 蔡勋兵, 邵留磊, 李博艺, 他得安 2019 *物理学报* **68** 184301]
- [13] Yu L X, Guo Y M, Margetan F J, Thompson R B 2001 *Rev. Prog. Quant. Nondestruct. Eval.* **20** 1330
- [14] Zhang F Z, Wang C S, Wu Y S, Zhou L Z, Tian Q 2022 *Mater. Sci. Eng. A* **832** 142488
- [15] Margetan F J, Yu L X, Thompson R B 2005 *Rev. Prog. Quant. Nondestruct. Eval.* **24** 1300
- [16] Rokhlin S I, Sha G F, Li J, Pilchak A L 2021 *Ultrasonics* **115** 106433
- [17] Liu Y, Tian Q, Yu P, He J J, Guan X F 2022 *NDT E Int.* **129** 102634
- [18] Ghoshal G, Turner J A, Weaver R L 2007 *J. Acoust. Soc. Am.* **122** 2009
- [19] Arguelles A P, Kube C M, Hu P, Turner J A 2016 *T J. Acoust. Soc. Am.* **140** 1570
- [20] Wydra A, Chertov A, Maev R G, Kube C M, Du H L, Turner J A 2015 *Res. Nondestruct. Eval.* **26** 225
- [21] Rose J H 1991 *Rev. Prog. Quant. Nondestruct. Eval.* **10B** 1715
- [22] Margetan F J, Gray T, Thompson R B 1991 *Rev. Prog. Quant. Nondestruct. Eval.* **10B** 1721
- [23] Kube C M, Turner J A 2015 *Wave Motion* **27** 182
- [24] Weaver R L 1990 *J. Mech. Phys. Solids* **38** 55
- [25] Stanke F E 1986 *J. Acoust. Soc. Am.* **80** 1479
- [26] Du J H, Lü X D, Dong J X, Sun W R, Bi Z N, Zhao G P, Deng Q, Cui C Y, Ma H P, Zhang B J 2019 *Acta Metallurg. Sin.* **55** 1115 (in Chinese) [杜金辉, 吕旭东, 董建新, 孙文儒, 毕中南, 赵光普, 邓群, 崔传勇, 马惠萍, 张北江 2019 *金属学报* **55** 1115]
- [27] Haldipur P, Margetan F J, Thompson R B 2004 *Rev. Prog. Quant. Nondestructive Eval.* **23** 1061

Efficient grain size evaluation based on single direction measurement of ultrasonic backscattering coefficient*

Liu Yu¹⁾²⁾ Tian Qiang³⁾ Wang Xin-Yan²⁾ Guan Xue-Fei^{2)†}

1) (*College of Hydraulic and Environmental Engineering, China Three Gorges University, Yichang 443002, China*)

2) (*Graduate School of China Academy of Engineering Physics, Beijing 100193, China*)

3) (*High Temperature Materials Research Division, Central Iron & Steel Research Institute, Beijing 100081, China*)

(Received 12 December 2023; revised manuscript received 7 January 2024)

Abstract

GH4742 nickel-based superalloy exhibits excellent mechanical properties, and grain size is a key factor affecting its performance. A physical model-based ultrasonic backscattering method makes grain size measurement accurate and efficient. Nevertheless, it is constrained by complex models or multiple measurements taken from various beam angles. As a result, a backscattering coefficient method that requires only a single measurement for grain size evaluation is proposed. In contrast to the existing methods, the proposed method solely focuses on the backscattering coefficient component of the backscattering signal. It effectively eliminates the influence of unrelated factors, such as the measurement system and the acoustic field, through the utilization of reference signals.

The independent scattering model is employed to derive the backscattering coefficient, which solely pertains to the material itself. The relationship between grain size and backscattering coefficient is described by using a spatial correlation function. To consider the irrelevant factors, an experimental measurement method is developed by using the reference signals. Through numerical calculation and analysis, it has been observed that the backscattering coefficient is closely related to the frequency. When the product of the wavenumber and the grain size is significantly greater than 1 ($ka \gg 1$), a Stochastic scattering limit is reached. Conversely, when $ka \ll 1$, a Rayleigh scattering limit is observed. Furthermore, the backscattering coefficient is directly proportional to the grain size. As a general trend, larger grain sizes result in higher backscattering coefficient.

Three sets of GH4742 specimens with different grain sizes are prepared for phased array ultrasound experiments. It can be observed that the experimental backscattering coefficients, root mean square (RMS) values, and the amplitude trend of time domain signal are consistent. To perform grain size inversion, the backscattering coefficients in the effective bandwidth range of the probe are selected. By utilizing the least-square method, the theoretical backscattering coefficient is employed to fit the curves of the experimental backscattering coefficients. The evaluation results are compared with those obtained by metallographic analysis. The results show that the grain sizes obtained by the proposed method have a maximum relative error of -22.7% and a minimum relative error of -3.7% .

Keywords: ultrasonic evaluation, backscattering coefficient, GH4742, grain size

PACS: 43.20.Bi, 43.20.Fn, 43.35.Yb

DOI: 10.7498/aps.73.20231959

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 51975546, U2230204).

† Corresponding author. E-mail: xfguan@g scaep.ac.cn



基于单向测量超声背散射系数的晶粒尺寸评价高效方法

刘雨 田强 王新艳 关雪飞

Efficient grain size evaluation based on single direction measurement of ultrasonic backscattering coefficient

Liu Yu Tian Qiang Wang Xin-Yan Guan Xue-Fei

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 074301 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20231959

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231959>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

考虑晶粒分布的多晶体材料超声散射统一理论

Ultrasonic scattering unified theory for polycrystal material with grain sizes distribution

物理学报. 2018, 67(23): 234301 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181751>

延性金属层裂强度对温度、晶粒尺寸和加载应变率的依赖特性及其物理建模

Dependence of spall strength on temperature, grain size and strain rate in pure ductile metals

物理学报. 2022, 71(3): 034601 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20210702>

超声背散射骨质评价中的频散衰减测量与补偿

Measurement and compensation of frequency-dependent attenuation in ultrasonic backscatter signal from cancellous bone

物理学报. 2019, 68(18): 184301 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190599>

粒径对激光驱动颗粒溅射动力学特征的影响

Influence of grain size on dynamic characterizations of laser-driven grain ejection

物理学报. 2022, 71(14): 145203 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220243>

不同晶粒度高纯铜层裂损伤演化的有限元模拟

Numerical simulation on dynamic damage evolution of high pure copper with different grain sizes

物理学报. 2021, 70(20): 204601 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210726>

基于卷积神经网络的白蚀缺陷超声探测

Ultrasonic detection of white etching defect based on convolution neural network

物理学报. 2022, 71(24): 244301 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221504>