

表面粗糙度对固体内部超声背散射的影响

宋永锋 李雄兵 史亦韦 倪培君

Effects of surface roughness on diffuse ultrasonic backscatter in the solids

Song Yong-Feng Li Xiong-Bing Shi Yi-Wei Ni Pei-Jun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 214301 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.214301

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.214301>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I21>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

界面条件下线型超声相控阵声场特性研究

Acoustic field characteristics of ultrasonic linear phased array for an interface condition

物理学报.2011, 60(9): 094301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.60.094301>

基于激光散斑成像的零件表面粗糙度建模

Surface roughness modeling based on laser speckle imaging

物理学报.2015, 64(23): 234203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.234203>

微粗糙结构表面液滴浸润特性的多体耗散粒子动力学研究

Drops on microstructured surfaces: A numerical study using many-body dissipative particle dynamics

物理学报.2015, 64(5): 054701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.054701>

具有大面积均匀性、高质量的大尺寸中阶梯光栅铝膜的研究

Investigations of high-quality aluminum film with large-area uniformity for large-size echelle grating

物理学报.2014, 63(15): 157801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.157801>

脉冲敲击技术对PI微球表面粗糙度的影响

Influence of pulse tapping technology on surface roughness of polyimide capsule

物理学报.2013, 62(19): 196801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.196801>

表面粗糙度对固体内部超声背散射的影响*

宋永锋¹⁾ 李雄兵^{1)†} 史亦韦²⁾ 倪培君³⁾

1)(中南大学交通运输工程学院, 长沙 410075)

2)(北京航空材料研究院, 北京 100095)

3)(中国兵器科学研究院宁波分院, 宁波 315103)

(2016年5月29日收到; 2016年7月4日收到修改稿)

超声背散射法可通过多晶体金属内部的空间方差信号, 实现微观结构参数的无损评价, 但表面粗糙度对评价模型的精度及实用性存在显著影响. 基于高斯声束理论推导垂直入射粗糙界面的纵波声场, 以此研究声能的 Wigner 分布规律; 在超声的波长远大于粗糙度的前提下, 构造表面粗糙度修正系数, 并建立粗糙界面的单次散射响应模型, 揭示粗糙度对超声波背向散射的影响规律. 用 304 不锈钢制备轮廓均方根值为 $0.159\ \mu\text{m}$ 的光滑试块和 $25.722\ \mu\text{m}$ 的粗糙试块开展超声背散射实验, 结果表明模型在粗糙度修正前后均可实现光滑试块的晶粒尺寸有效评价, 但未经修正的传统模型对粗糙试块的晶粒尺寸评价结果与金相法结果的相对误差高达 -21.35% , 而本模型的评价结果与金相法结果符合得很好, 相对误差仅为 1.35% . 可见, 本模型能有效补偿粗糙度引起的超声背散射信号衰减, 从而提高晶粒尺寸无损评价的精度.

关键词: 超声背散射, 表面粗糙度, 晶粒尺寸, 无损评价

PACS: 43.35.Yb, 43.20.Bi, 43.20.Gp, 43.35.Cg

DOI: 10.7498/aps.65.214301

1 引言

多晶体金属内部的微观结构对其屈服强度、疲劳强度等力学性能, 弹性模量、热导率等物理性能, 以及耐腐蚀性都有显著影响^[1,2]. 如双性镍基合金涡轮盘的盘缘采用粗晶结构以提高抗蠕变性能, 而盘心采用细晶结构以增强抗疲劳强度^[3,4]. 若用金相法等无损方法对微观结构参数进行测量, 程序繁琐且需破坏构件^[5]. 相比于无损法, 超声法可便捷、无损地评价材料微观结构^[6]. 超声波的声速^[7,8]、衰减^[9,10]、极化^[11]和背向散射等^[12-15]声学特征均可用于微观结构评价. 但由于超声波的背散射对微观结构的变化更灵敏, 且无需对被测试块进行测试, 成为当前研究的热点^[16].

弹性波在晶界处的散射导致了超声信号中的“晶粒噪声”, 即超声背散射信号^[17]. 背散射信号

是空间相关的, 即声束在不同位置所辐射的晶粒不同, 探头接收到的背散射信息也不同, 因此通常需采用统计方法对背散射信号进行分析^[15]. Ghoshal 等^[18]基于弹性波的多次散射, 对多晶体材料中空间方差信号的形成机理进行表征, 并将其简化为单次散射响应 (singly-scattered response, SSR) 的模型. 最近 Kube 等^[19]、Du 等^[20]和 Hu 等^[21]分别将 SSR 模型成功拓展到含残余应力、含双态组织和倾斜入射等情况下的微观结构参数评价.

然而在实际应用中, 现有的 SSR 模型对表面粗糙的构件进行微观结构评价时, 测量精度明显下降, 影响了模型的实用性. 当前相关研究主要集中在超声波在粗糙界面处的散射规律, 如肖齐等^[22]用高斯模型研究了固体粗糙界面与超声的相互作用, Shi 等^[23]用基尔霍夫近似分析弹性波在二维和三维粗糙界面处的散射过程. 但这些工作并未涉及界面处散射对固体内部散射的影响. Guo^[24]用傅

* 国家自然科学基金 (批准号: 61271356, 51575541) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: lixb213@mail.csu.edu.cn

里叶分解和线性化方法,研究了周期性表面波纹度对材料内部背散射信号均方根水平的影响;但表面波纹度具有周期性且尺度较大,同时该方法难以提升至多次散射模型,因此不适用于高散射材料的微观结构评价^[25].

为探究表面粗糙度对固体内部超声背向散射的作用机理,本文推导了含表面粗糙度修正的SSR模型:首先推导粗糙界面下纵波垂直入射时的Wigner转换表达式;再研究粗糙界面影响下,超声系统设备相关的空间方差幅值实验校正方法;最后建立表面粗糙度修正的SSR模型,并通过微观结构相同且表面粗糙度不同的试块验证其有效性.

2 含表面粗糙度的SSR模型

2.1 粗糙界面下活塞探头的Wigner分布

图1为粗糙界面下的液浸式脉冲反射超声背散射实验系统,超声波垂直于被测试块入射,在液体耦合剂中传播,并穿过粗糙的界面到达固体内部.图1中, ρ_f 和 c_f 是耦合液的密度和声速, ρ 和 c_L 是固体的密度和纵波声速, \mathbf{x}_f 是在液体中与探头表面相关的坐标系, \mathbf{x} 是固体内部的坐标系, \mathbf{n} 是探头表面的单位法向矢量.

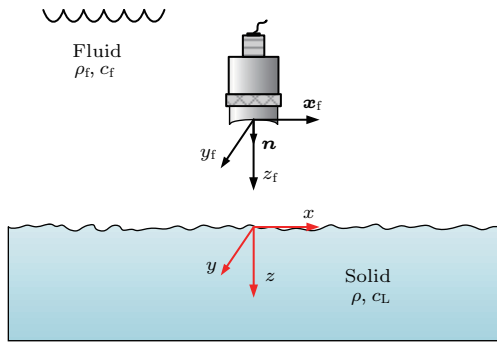


图1 粗糙界面下的液浸式超声实验系统示意图

Fig. 1. Diagram of an immersion ultrasonic experimental configuration with a rough interface.

垂直入射的统计超声背散射信号,是一个与时间相关的空间方差信号,通过单次散射假设,可以建立空间方差信号的响应模型.固体内部的SSR模型一般形式可表示为^[21]

$$\begin{aligned} \Phi(t) &= \gamma^S \gamma^R \rho^2 \int \frac{d\omega}{(2\pi)^4} d^3 p d^3 q d^3 x dt' \\ &\times W_{\beta j}^R(\mathbf{x}, t - t', \mathbf{p}, \omega)_{\mathbf{p}j}^{\mathbf{p}\beta} K_{kq}^{\gamma q} \\ &\times W_{\gamma k}^S(\mathbf{x}, t', \mathbf{q}, \omega), \end{aligned} \quad (1)$$

其中, $\Phi(t)$ 是时间相关的理论空间方差, γ^S 和 γ^R 分别是发射探头和接收探头的幅值校正系数.SSR模型是发射探头和接收探头产生的超声位移场的时空Wigner分布即 W^S 和 W^R ,以及多晶体金属的微观结构所决定的散射强度算子 K 三者的卷积.SSR模型可理解为声能从发射探头发出(通过 W^S 表征),被微观组织反射一次(通过 K 表征),最后声能被接收探头接收(通过 W^R 表征).但不同于在信号处理研究领域广泛应用的时域Wigner变换^[26,27],超声平均位移场 $\langle \Psi(\mathbf{x}, t) \rangle$ 的四维Wigner变换可写为

$$\begin{aligned} W_{\gamma k}(\mathbf{x}, t, \mathbf{k}, \omega) &= \int \langle \Psi_{\gamma}(\mathbf{x} + \xi/2, t + \tau/2) \rangle \\ &\times \langle \Psi_k^*(\mathbf{x} - \xi/2, t - \tau/2) \rangle \\ &\times \exp(+i\mathbf{k}\xi + i\omega\tau) d^3 \xi d^3 \tau, \end{aligned} \quad (2)$$

其中, Ψ^* 的星号代表其复共轭; W 是时空 (\mathbf{x}, t) 中与波矢量和角频率 (\mathbf{k}, ω) 相关的谱能密度分布;散射强度算子 $_{\mathbf{p}j}^{\mathbf{p}\beta} K_{kq}^{\gamma q}$ 是一个八秩的张量,是弹性模量起伏的二阶空间统计量^[28]. $_{\mathbf{p}j}^{\mathbf{p}\beta} K_{kq}^{\gamma q}$ 中的矢量脚标代表着超声波沿 \mathbf{q} 方向传播,并散射到 \mathbf{p} 方向,而其他脚标 γ, k 和 β, j 分别对应于Wigner分布 $W_{\gamma k}^S$ 和 $W_{\beta j}^R$ 中的位移方向^[18]. $_{\mathbf{p}j}^{\mathbf{p}\beta} K_{kq}^{\gamma q}$ 具有普适性,同样适用于入射和散射之间存在波形模型转化的情况,例如横-横、纵-横、横-纵等情况,但垂直入射时,横波的能量比纵波的能量小几个数量级,可以忽略横波的传播,只考虑纵-纵散射的情况,且横波传播的速度慢,通过加时间窗可以进一步减少横波的影响^[15].

首先,粗糙界面下固体内部的平均发射位移场可以表示为

$$\begin{aligned} \langle \psi_{\gamma}^S(\mathbf{x}, t) \rangle &= -T_{fL}(h) \left(\frac{1}{4\pi\omega_0^2 \rho_f c_f^2 \sigma k_f \sqrt{\pi}} \right) P^S(\mathbf{x}) \mathbf{q}_{\gamma}(\mathbf{q} \cdot \mathbf{n}) \\ &\times \exp \left[-\alpha_f z_f - \alpha_L z - \left(\frac{t}{\sigma} \right)^2 + i\omega_0 t \right. \\ &\left. - \frac{z(z - 2tc_L)}{\sigma^2 c_L^2} \right]. \end{aligned} \quad (3)$$

又基于近轴近似假设,归一化单高斯声场 $P^S(\mathbf{x})$ 为

$$P^S(\mathbf{x}) = 1.770 \frac{q_0}{q(z)}$$

$$\times \exp \left[-ik_f z_f - ik_L z - ik_f \frac{x^2 + y^2}{2q(z)} \right]. \quad (4)$$

(3) 和 (4) 式中, 脚标 f 代表液体, q 是复高斯声束参数^[29], $\omega_0 = 2\pi f_0$ 是入射声波的中心角频率, f_0 是中心频率, k_f 和 k_L 分别是液体和固体中的波数, α_f 和 α_L 分别是液体和固体中的衰减系数, 超声探头表面到被测试块表面的距离为水声距 z_f , σ 是入射声波在时域上的宽度, $w_0 = 0.7517a$ 是修正的探头初始声束宽度, a 是探头的半径, 1.770 则是活塞探头的单高斯修正系数^[30]. 而 $T_{fL}(h)$ 则是表面粗糙度修正下的入射透射系数, 可以写为^[31]

$$T_{fL}(h) = T_{fL}^0 \exp \left[-\frac{1}{2} h^2 (k_f - k_L)^2 \right], \quad (5)$$

其中, $T_{fL}^0 = 2\rho_{cL}/(\rho_{cL} + \rho_{fcf})$ 是理想光滑情况下的透射系数, h 是表面轮廓的均方根值^[32]. 根据文献^[18], 平均发射位移场可以分解为幅值项 $A(\mathbf{x}, t)$ 和相位项 $\Theta(\mathbf{x}, t)$, 即

$$\langle \psi_\gamma^S(\mathbf{x}, t) \rangle = A(\mathbf{x}, t) \exp(i\Theta(\mathbf{x}, t)) \mathbf{q}_\gamma(\mathbf{q} \cdot \mathbf{n}), \quad (6)$$

其中幅值项为

$$A(\mathbf{x}, t) = A_0 T_{fL}(h) |P^S(\mathbf{x})| \times \exp \left[-\alpha_L z - \left(\frac{t}{\sigma} \right)^2 - \frac{z(z - 2tc_L)}{\sigma^2 c_L^2} \right], \quad (7)$$

而 $A_0 = -\exp(-\alpha_f z_f)/(4\pi w_0^2 \rho_f c_f^2 \sigma k_f \sqrt{\pi})$. 另外, 平均发射位移场的相位项可以写为 $\Theta(\mathbf{x}, t) = \omega_0 t + \angle(P^S(\mathbf{x}))$. 针对平面试块实验, 复高斯声束参数可以定义为^[29,33]

$$q(z) = q_0 + z_f + \frac{c_L}{c_f} z, \quad (8a)$$

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{2}{k_f w^2(z)}, \quad (8b)$$

其中, 初始参数为 $1/q_0 = 1/R_0 - i2/(k_f w_0^2)$, $R_0 = -F$ 为初始波前曲率半径, F 是超声探头的焦距. (8a) 式体现了高斯声束的传播定律和界面转换定律, 而 (8b) 式是复高斯声束参数实部和虚部分解的结果. 因此, 随轴向传播距离 z 变化的高斯声束宽度应为

$$w^2(z) = \frac{-2}{k_f \text{Im}(1/q(z))}. \quad (9)$$

此时, 假设 $A(\mathbf{x}, t)$ 的变化远远缓慢于 $\Theta(\mathbf{x}, t)$, 则 $\langle \psi_\beta(\mathbf{x}, t) \rangle$ 的 Wigner 分布在超声的频率范围内可以高频渐近近似为^[34,35]

$$W_{\gamma k}(\mathbf{x}, t, \mathbf{k}, \omega)$$

$$= (2\pi)^4 A^2(\mathbf{x}, t) \delta^3(\mathbf{k} - \nabla_{\mathbf{x}} \Theta(\mathbf{x}, t)) \times \delta \left(\omega - \frac{\partial}{\partial t} \Theta(\mathbf{x}, t) \right) \mathbf{k}_\gamma \mathbf{k}_k (\mathbf{k} \cdot \mathbf{n})^2. \quad (10)$$

由于近似的条件都是高频, 所以 Wigner 分布的高频渐近近似与近轴近似条件不冲突. 接着, 假设 W^S 和 W^R 可使用不同形式的 δ 函数. W^R 中使用 δ 函数的标准形式, 而发射声场 W^S 中使用 δ 函数的高斯形式为^[36]

$$\delta(x) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{1}{2\sqrt{\pi\varepsilon}} \exp \left(-\frac{x^2}{4\varepsilon} \right). \quad (11)$$

因此, 发射探头的四维 Wigner 转换为

$$W_{\gamma k}^S(\mathbf{x}, t, \mathbf{q}, \omega) = A_0^2 T_{fL}^2(h) (2\pi)^3 \sqrt{2\pi\sigma} \cdot 1.770^2 \frac{w_0^2}{w^2(z)} \times \exp \left[-\frac{2(x^2 + y^2)}{w^2(z)} - 2 \left(\frac{t}{\sigma} \right)^2 - 2\alpha_L z - \frac{2z(z - 2tc_L)}{\sigma^2 c_L^2} \right] \exp \left[-\frac{1}{2} \sigma^2 (\omega - \omega_0)^2 \right] \times \delta^3(\mathbf{q} - \mathbf{q}_0) \mathbf{q}_\gamma \mathbf{q}_k (\mathbf{q} \cdot \mathbf{n})^2. \quad (12)$$

同理可知, 接收探头的四维 Wigner 转换为

$$W_{\beta j}^R(\mathbf{x}, t, \mathbf{p}, \omega) = A_0^2 T_{Lf}^2(h) (2\pi)^4 \cdot 1.770^2 \frac{w_0^2}{w^2(z)} \times \exp \left[-\frac{2(x^2 + y^2)}{w^2(z)} - 2 \left(\frac{t}{\sigma} \right)^2 - 2\alpha_L z - \frac{2z(z - 2tc_L)}{\sigma^2 c_L^2} \right] \times \delta(\omega - \omega_0) \delta^3(\mathbf{p} - \mathbf{p}_0) \mathbf{p}_\beta \mathbf{p}_j (\mathbf{p} \cdot \mathbf{n})^2. \quad (13)$$

其中, 散射波从粗糙界面出射到液体中的透射系数 $T_{Lf} = T_{fL}(\rho_f c_f)/(\rho_{cL})$. (12) 和 (13) 式指出高斯声束的 Wigner 分布在空间和时间上都服从高斯函数形式^[15].

2.2 表面粗糙度修正的 SSR 模型

首先, 对微观结构的散射进行定量化的强度算子 K 可写为

$$\begin{aligned} p_j^\beta K_{kq}^{\gamma q} &\approx \tilde{\eta}(\mathbf{p} - \mathbf{q}) \mathbf{p}_\alpha \mathbf{q}_\delta \mathbf{p}_i \mathbf{q}_m \Xi_{lmjk}^{\alpha\delta\beta\gamma} \\ &= p^2 q^2 \tilde{\eta}(\mathbf{p}\mathbf{p} - \mathbf{q}\mathbf{q}) \mathbf{p}_\alpha \mathbf{q}_\delta \mathbf{p}_i \mathbf{q}_m \Xi_{lmjk}^{\alpha\delta\beta\gamma}. \end{aligned} \quad (14)$$

假设强度算子中的空间分量和张量分量为相互独立^[28]. $\tilde{\eta}(\mathbf{p} - \mathbf{q})$ 是两点空间相关函数的空间傅里叶变换, 这里两点空间相关函数可取为 $\eta(r) = \exp(-r/L)$, 式中 L 为空间相关长度. 相关

函数表征了距离为 L 的任意两点, 同时落在同一个晶粒内的概率^[17]. 张量分量是弹性模量的协方差, $\Xi_{lmjk}^{\alpha\delta\beta\gamma} = \langle C_{ijkl} C_{\alpha\delta\beta\gamma} \rangle - \langle C_{ijkl} \rangle \langle C_{\alpha\delta\beta\gamma} \rangle$. 弹性模量协方差代表了晶体取向的空间分布统计量, 与晶体散射有密切的联系^[15].

将 (12), (13) 和 (14) 式代入 (1) 式, 粗糙平面下的 SSR 模型可以表示为

$$\begin{aligned} & \Phi(t) \\ &= \gamma^S \gamma^R \rho^2 A_0^4 T_{\text{fL}}^2(h) T_{\text{Lf}}^2(h) (2\pi)^3 \sqrt{2\pi} \sigma \\ & \times \int d\omega d^3 p d^3 q d^3 x dt' \\ & \times \left(\frac{1.770^2 w_0^2}{w^2(z)} \exp \left[-\frac{2(x^2 + y^2)}{w^2(z)} - 2\alpha_L z \right. \right. \\ & \left. \left. - 2 \left(\frac{t-t'}{\sigma} \right)^2 \right] \exp \left\{ -\frac{2z[z - 2(t-t')c_L]}{\sigma^2 c_L^2} \right\} \right) \\ & \times \delta(\omega - \omega_0) \delta^3(\mathbf{p} - \mathbf{p}_0) \mathbf{p}_\beta \mathbf{p}_j (\mathbf{p} \cdot \mathbf{n})^2 \\ & \times p^2 q^2 \tilde{\eta}(\mathbf{p}\mathbf{p} - \mathbf{q}\mathbf{q}) \mathbf{p}_\alpha \mathbf{q}_\delta \mathbf{p}_l \mathbf{q}_m \Xi_{lmjk}^{\alpha\delta\beta\gamma} \\ & \times \left\{ \frac{1.770^2 w_0^2}{w^2(z)} \exp \left[-\frac{2(x^2 + y^2)}{w^2(z)} - 2\alpha_L z \right. \right. \\ & \left. \left. - 2 \left(\frac{t'}{\sigma} \right)^2 - \frac{2z(z - 2t'c_L)}{\sigma^2 c_L^2} \right] \right. \\ & \times \exp \left[-\frac{1}{2} \sigma^2 (\omega - \omega_0)^2 \right] \\ & \left. \times \delta^3(\mathbf{q} - \mathbf{q}_0) \mathbf{q}_\gamma \mathbf{q}_k (\mathbf{q} \cdot \mathbf{n})^2 \right\}. \end{aligned} \quad (15)$$

然后, 对 ω , \mathbf{p} 和 \mathbf{q} 进行积分并化简, 可得

$$\begin{aligned} & \Phi(t) \\ &= \gamma^S \gamma^R \rho^2 A_0^4 T_{\text{fL}}^2(h) T_{\text{Lf}}^2(h) (2\pi)^3 \sqrt{2\pi} \sigma \left(\frac{\omega_0}{c_L} \right)^4 \\ & \times \int dx dy dz dt' \frac{1.770^4 w_0^4}{w^4(z)} \\ & \times \exp \left[-\frac{4(x^2 + y^2)}{w^2(z)} - 4\alpha_L z \right] \\ & \times \exp \left[-\frac{4z(z - tc_L)}{\sigma^2 c_L^2} - 2 \left(\frac{t'}{\sigma} \right)^2 - 2 \left(\frac{t-t'}{\sigma} \right)^2 \right] \\ & \times \tilde{\eta}(\mathbf{p}\mathbf{p} - \mathbf{q}\mathbf{q}) \Xi_{lmjk}^{\alpha\delta\beta\gamma} \mathbf{p}_\alpha \mathbf{p}_l \mathbf{q}_\delta \mathbf{q}_m \mathbf{p}_\beta \mathbf{p}_j \mathbf{q}_\gamma \\ & \times \mathbf{q}_k (\mathbf{p} \cdot \mathbf{n})^2 (\mathbf{q} \cdot \mathbf{n})^2, \end{aligned} \quad (16)$$

其中, 可记

$$\tilde{\eta}(\mathbf{p}\mathbf{p} - \mathbf{q}\mathbf{q}) = \tilde{\eta}(\theta_{pq}, k_L),$$

$$\Xi_{lmjk}^{\alpha\delta\beta\gamma} \mathbf{p}_\alpha \mathbf{p}_l \mathbf{q}_\delta \mathbf{q}_m \mathbf{p}_\beta \mathbf{p}_j \mathbf{q}_\gamma \mathbf{q}_k = \Xi_{\dots \mathbf{p}\mathbf{p}\mathbf{q}\mathbf{q}}^{\dots \mathbf{p}\mathbf{p}\mathbf{q}\mathbf{q}}(\theta_{pq}).$$

在超声垂直入射的背散射情况下, 入射和散射方向的夹角 $\theta_{pq} = \pi$. 又因此 $\mathbf{p} \cdot \mathbf{n} = -1$, $\mathbf{q} \cdot \mathbf{n} = 1$,

$\hat{\mathbf{p}} \cdot \hat{\mathbf{q}} = -1$. 接着, 对横向尺寸 x 和 y 的积分可以化简为

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[-\frac{4(x^2 + y^2)}{w^2(z)} \right] dx dy = \frac{\pi w^2(z)}{4}. \quad (17)$$

而时间 t' 的积分同样进行化简, 可得到

$$\begin{aligned} & \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[\frac{-2(t-t')^2 - 2(t')^2}{\sigma^2} \right] dt' \\ &= \frac{\sigma \sqrt{\pi}}{2} \exp \left(-\frac{t^2}{\sigma^2} \right). \end{aligned} \quad (18)$$

将这些结果代入到 (16) 式, 并化简可得

$$\begin{aligned} & \Phi(t) = \\ & 2\sqrt{2} \gamma^S \gamma^R \rho^2 A_0^4 (T_{\text{fL}}^0 T_{\text{Lf}}^0)^2 \exp[-h^2(k_f - k_L)^2] \pi^4 \sigma^2 \\ & \times \left[\frac{\pi}{2} \left(\frac{\omega_0}{c_L} \right)^4 \tilde{\eta}(\theta_{pq} = \pi, k_L) \Xi_{\dots \mathbf{p}\mathbf{p}\mathbf{q}\mathbf{q}}^{\dots \mathbf{p}\mathbf{p}\mathbf{q}\mathbf{q}}(\theta_{pq} = \pi) \right] \\ & \times \int \frac{1.770^4 w_0^4}{w^2(z)} \exp \left[-4\alpha_L z - \frac{t^2}{\sigma^2} - \frac{4z(z - tc_L)}{\sigma^2 c_L^2} \right] \\ & \times dz. \end{aligned} \quad (19)$$

为了对实验进行校正, 使声波垂直入射到一个同质的平面参考试块, 获取表面回波计算校正系数^[15]. 平面垂直入射的表面回波可以写为

$$\begin{aligned} & \langle \phi(t) \rangle \\ &= \gamma^S \frac{R_{\text{ff}}(h_{\text{ref}}) D(\omega_0) 1.770 \sqrt{\pi}}{2\sqrt{2} \rho_f k_f^2 \sigma c_f^2} \frac{1.770 \sqrt{\pi}}{\pi^2 w_0^3} \left[1.770 \frac{w_0}{w(z_F)} \right] \\ & \times \exp \left[-2\alpha_f z_F - \frac{t^2}{2\sigma^2} - \frac{2z_F(z_F - c_f t)}{\sigma^2 c_f^2} \right], \end{aligned} \quad (20)$$

其中, 探头表面到参考试块的水声距 $z_F = F$, 即取探头在水中的焦距为水声距; Lommel 衍射修正系数 $D(\omega_0) = |1 - \exp(-2\pi i/s)| \times [J_0(2\pi/s) + iJ_1(2\pi/s)]$ 可用于描述超声波传播过程中的轴向衍射行为, 衍射修正系数中 $s = 4\pi c_f z_F / \omega_0 w_0^2$ ^[37]; h_{ref} 是参考试块的轮廓均方根值, $R_{\text{ff}}(h_{\text{ref}})$ 是表面粗糙度修正的反射系数^[31],

$$R_{\text{ff}}(h_{\text{ref}}) = R_{\text{ff}}^0 \exp(-2h_{\text{ref}}^2 k_f^2), \quad (21)$$

而 $R_{\text{ff}}^0 = (\rho_{cL} - \rho_f c_f) / (\rho_{cL} + \rho_f c_f)$. 因此, 反射回波的峰值幅度为

$$\begin{aligned} & V_{\text{max}} = \langle \phi(t = t_{\text{max}}) \rangle \\ &= \gamma^S \frac{R_{\text{ff}}(h_{\text{ref}}) D(\omega_0) 1.770 \sqrt{\pi}}{2\sqrt{2} \rho_f k_f^2 \sigma c_f^2} \frac{1.770 \sqrt{\pi}}{\pi^2 w_0^3} \left[1.770 \frac{w_0}{w(z_F)} \right] \\ & \times \exp[-2\alpha_f z_F]. \end{aligned} \quad (22)$$

根据表面回波幅值, 通过 (22) 式可以反求出校正系数 γ^S

$$\gamma^S = V_{\max} \frac{2\sqrt{2}\rho_f k_f^2 \sigma c_f^2}{R_{\text{ff}}(h_{\text{ref}}) D(\omega_0)} \frac{\pi^2 w_0^3}{1.770\sqrt{\pi}} \times \left[1.770 \frac{w_0}{w(z_F)} \right]^{-1} \exp[2\alpha_f z_F]. \quad (23)$$

考虑到脉冲反射法中 $\gamma^R = \gamma^S$, 将 A_0 , (21) 和 (23) 式代入 (19) 式, 可以得到最终含表面粗糙度的 SSR 模型

$$\begin{aligned} \Phi(t) = & V_{\max}^2 \frac{\pi}{8\sqrt{2}} \left(\frac{w(z_F)}{w_0} \right)^2 \left(\frac{\rho c_L^2}{\rho_f c_f^2} \frac{T_{\text{fl}}^0 T_{\text{Lf}}^0}{R_{\text{ff}}^0 D(\omega_0)} \right)^2 \\ & \times \exp(4\alpha_f z_F - 4\alpha_f z_f) \\ & \times \exp \left[4h_{\text{ref}}^2 k_f^2 - h^2 (k_f - k_L)^2 \right] \\ & \times \left(\frac{\pi \omega_0^4}{2 c_L^8} \tilde{\eta}(\pi, k_L) \Xi \dots \overset{ppqq}{ppqq}(\pi) \right) \\ & \times \int \frac{w_0^2}{w^2(z)} \exp \left[-4\alpha_L z - \frac{t^2}{\sigma^2} \right. \\ & \left. - \frac{4z(z - tc_L)}{\sigma^2 c_L^2} \right] dz. \end{aligned} \quad (24)$$

(24) 式是本文的主要结果, 可以看出最终的 SSR 模型由四大主要部分构成: 第 1 部分是第 1 和第 2 行代表的实验参数, 第 2 部分是用于对表面粗糙度进行修正的指数项 $\exp[4h_{\text{ref}}^2 k_f^2 - h^2 (k_f - k_L)^2]$, 第 3 部分是与材料内部微观结构相关的背散射系数 $[(\pi/2) (\omega_0^4/c_L^8) \tilde{\eta}(\pi, k_L) \Xi \dots \overset{ppqq}{ppqq}(\pi)]$, 第 4 部分是探头声束的表征部分.

最后, 在 (24) 式的背散射系数中, 纵-纵模式下两点相关函数的傅里叶变换可写为

$$\tilde{\eta}(\theta_{pq} = \pi, k_L) = \frac{L^3}{\pi^2 (1 + 4k_L^2 L^2)^2}, \quad (25)$$

其中, L 为空间相关长度. 而立方对称晶体弹性模量的协方差可写为

$$\begin{aligned} & \Xi \dots \overset{ppqq}{ppqq}(\theta_{pq} = \pi) \\ = & \frac{\nu^2}{\rho^2} \left(\frac{9}{525} + \frac{6}{525} \cos^2 \theta_{pq} + \frac{1}{525} \cos^4 \theta_{pq} \right) \\ = & \frac{16}{525} \frac{\nu^2}{\rho^2}, \end{aligned} \quad (26)$$

其中, 单晶各向异性系数 $\nu = c_{11} - c_{12} - 2c_{44}$. 至此, 将 (25) 和 (26) 式代入 (24) 式后, 可以通过空间相关长度 L 对多晶体金属材料的微观结构参数进行评价, 该评价结果不受被测试块的表面粗糙情况的影响.

2.3 理论分析

为揭示表面粗糙度对 Wigner 分布的影响, 取 (12) 式中的主要幅值部分 $A_W(x, y, z, t)$ 进行理论测试, 可表示为

$$\begin{aligned} & A_W(x, y, z, t) \\ = & \exp \left[-h^2 (k_f - k_L)^2 \right] 1.770^2 \frac{w_0^2}{w^2(z)} \\ & \times \exp \left[-\frac{2(x^2 + y^2)}{w^2(z)} \right. \\ & \left. - 2\alpha_L z - 2 \left(\frac{t}{\sigma} \right)^2 - \frac{2z(z - 2tc_L)}{\sigma^2 c_L^2} \right], \end{aligned} \quad (27)$$

其含义为表面粗糙度对时空 Wigner 分布幅值的影响. 以水浸耦合下的钢材检测为例, Wigner 分布的理论结果如图 2 所示, 其中所涉及参数如下: $f_0 = 10$ MHz, $\alpha_L = 6.60$ Np/m, $c_L = 5973$ m/s, $\alpha_f = 2.53$ Np/m, $c_f = 1486$ m/s, $z_f = 30$ mm, $F = 50.8$ mm 和 $a = 6.35$ mm. 色度条代表着 Wigner 分布的归一化幅值. 图 2(a)、图 2(c) 和图 2(e) 分别是 $h = 0$ μm , 20 μm 和 40 μm 时, 超声波沿 z 方向传播的 Wigner 分布 $A_W(0, 0, z, t)$; 而图 2(b)、图 2(d) 和图 2(f) 分别是与图 2(a)、图 2(c) 和图 2(e) 对应的焦点横截面 Wigner 分布 $A_W(x, y, z = z_{\text{max}}, t = t_{\text{max}})$. 可见, 最大值均出现在焦区处, 且正如预期, 随着表面粗糙度的增大, Wigner 分布的幅值下降, 且声能分布范围依次减少.

为了进一步探究表面粗糙度对最终 SSR 的影响, 再取 (24) 式中的主要幅值部分 $A_\Phi(t)$ 进行理论测试, 可表示为

$$\begin{aligned} & A_\Phi(t) \\ = & \frac{\pi}{8\sqrt{2}} \left(\frac{w(z_F)}{w_0} \right)^2 \exp \left[4h_{\text{ref}}^2 k_f^2 - h^2 (k_f - k_L)^2 \right] \\ & \times \int \frac{w_0^2}{w^2(z)} \exp \left[-4\alpha_L z - \frac{t^2}{\sigma^2} \right. \\ & \left. - \frac{4z(z - tc_L)}{\sigma^2 c_L^2} \right] dz. \end{aligned} \quad (28)$$

仍以钢材和水为例子, 在不同表面粗糙度的作用下, 空间方差曲线的数值理论结果如图 3 所示, 其中 $z_F = F$, $h_{\text{ref}} = 0.1$ μm , 其他参数与图 2 一致. 从图 3 可见, 从内部晶体背向散射得到的空间方差信号, 随着表面粗糙度的增长而被削弱, $h = 20$ μm

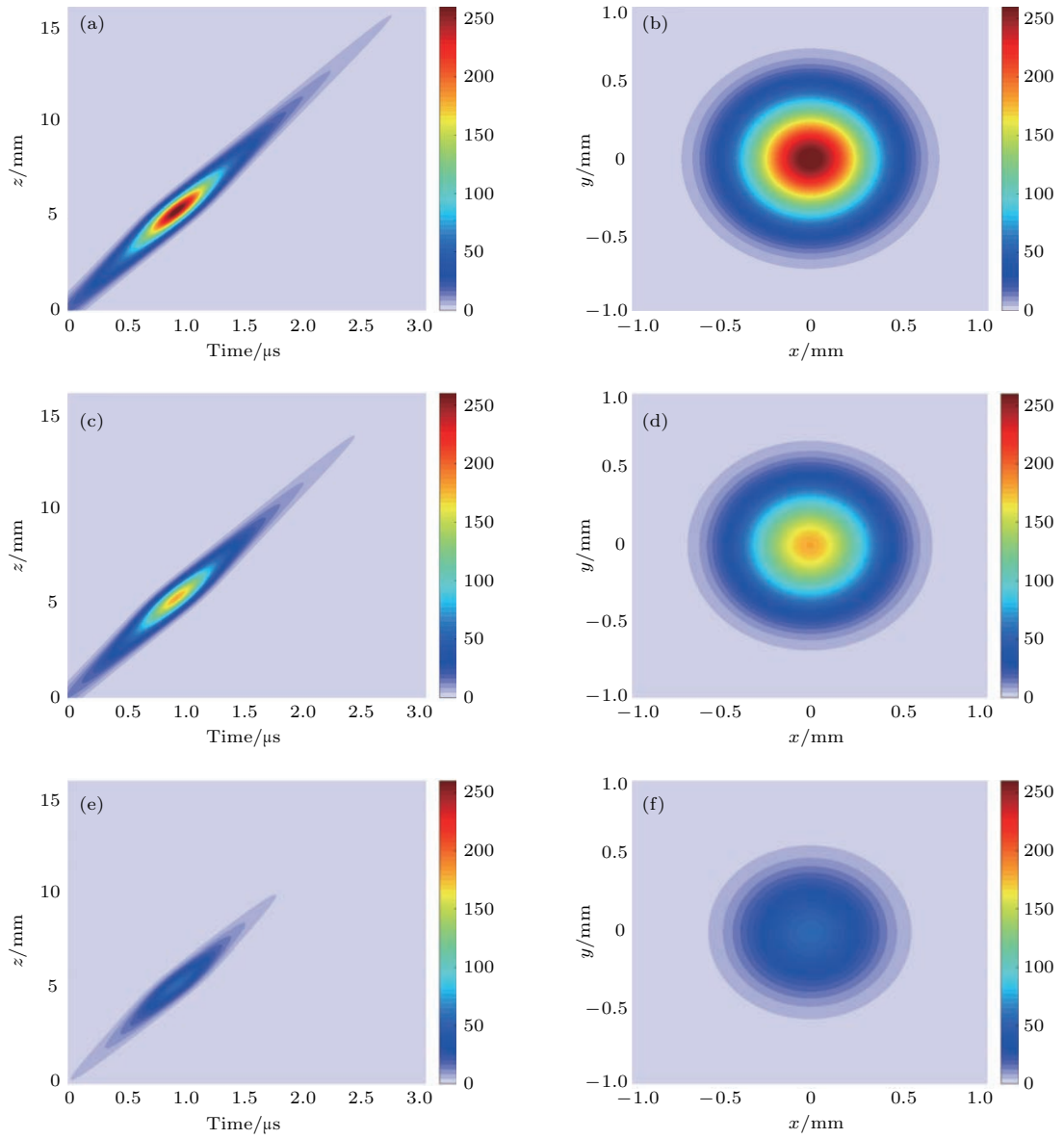


图2 (网刊彩色) 表面粗糙度对 Wigner 分布的影响 (a), (c) 和 (e) 是 h 分别为 0, 20 和 40 μm 时的 $A_W(z, t)$; (b), (d) 和 (f) 是 h 分别为 0, 20 和 40 μm 时的 $A_W(x, y)$

Fig. 2. (color online) The effect of surface roughness on the Wigner transform amplitudes. Panels (a), (c) and (e) show $A_W(z, t)$ as h equals to 0, 20 and 40 μm , respectively; (b), (d) and (f) show $A_W(x, y)$ as h equals to 0, 20 and 40 μm , respectively.

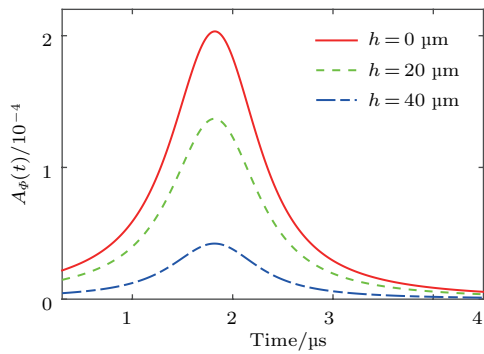


图3 (网刊彩色) 表面粗糙度对理论背散射幅值的影响
Fig. 3. (color online) The effect of surface roughness on the theoretical diffuse backscatter amplitudes.

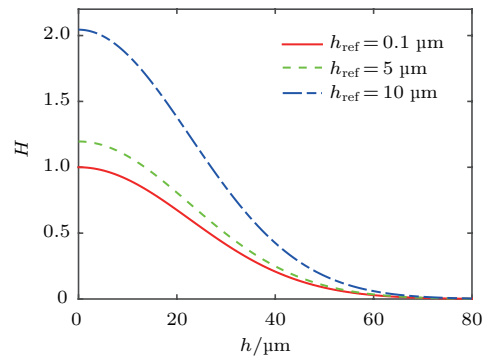


图4 (网刊彩色) 不同表面粗糙度下的修正系数曲线
Fig. 4. (color online) The effect of surface roughness on the theoretical diffuse backscatter amplitudes.

时, 峰值相对下降 32.6%, $h = 40 \mu\text{m}$ 时, 峰值相对下降 79.2%.

从上述例子可知, 表面粗糙度对背散射的影响都可以用表面粗糙度修正指数项来描述, 令 $H(h_{\text{ref}}, h) = \exp \left[4h_{\text{ref}}^2 k_f^2 - h^2 (k_f - k_L)^2 \right]$. 最后, 单独对无量纲的表面粗糙度修正系数 H 进行分析, 其中所用参数与图 3 例子一致. 当使用不同粗糙度的参考试块进行校正时, 不同的修正系数曲线如图 4 所示. 可见随着被测试块的粗糙度增加, 修正系数 H 单调下降.

从以上三个例子可知, 表面粗糙度对空间方差曲线的 SSR 理论模型有至关重要的影响. 在下一节将更进一步通过理论模型和实验结果的拟合和对比, 验证 SSR 模型经表面粗糙度修正的有效性.

3 实验系统及测量结果

实验所采用的 304 不锈钢是一种面心立方结构的奥氏体不锈钢, 以铬、镍为主要合金元素. 首先对 304 不锈钢棒材进行线切割加工, 得到两个外形尺寸均为 $\phi 25 \text{ mm} \times 25 \text{ mm}$ 的坯料, 可认为两个试块的内部微观结构一致. 然后采用电火花工艺对其中一个试块的表面进行处理, 得到较为粗糙的表面. 对另一个试块的表面用砂纸打磨至 2000 目, 并用尼龙布及 $0.3 \mu\text{m}$ 的抛光液进行抛光至镜面效果, 作为参考试块. 通过粗糙度仪测试仪, 测得两个试块的表面轮廓均方根值分别为 $0.159 \mu\text{m}$ 和 $25.722 \mu\text{m}$.

接着, 对两个试块的下表面进行光学的金相分析. 分别进行磨样及抛光, 配置 20%HF + 10%HNO₃ + 70%H₂O 的浸蚀剂^[10], 对各检测面进行 20 min 的浸蚀, 并用 DM4000M 型金相显微镜对两个试样各随机选取 5 个视场进行拍照, 图 5(a) 和图 5(b) 分别为参考试块和粗糙表面试块的一幅金相图. 可以看出两个试块的晶粒尺寸基本一致, 根据 GB/T 6394-2002 测得参考试块和粗糙表面试块的平均晶粒尺寸分别为 $(44.1 \pm 3.1) \mu\text{m}$ 和 $(44.5 \pm 3.3) \mu\text{m}$. 金相法测得的平均晶粒尺寸将用于与背散射法测得的晶粒尺寸比较.

所用的液浸脉冲反射式超声实验系统硬件, 由脉冲发生接收器、10 MHz 的液浸球聚焦探头、高速数字采集卡和运动平台组成, 选择水作为耦合液. 而 304 不锈钢的密度和单晶弹性常数可设为

$\rho = 7930 \text{ kg/m}^3$, $c_{11} = 204.6 \text{ GPa}$, $c_{12} = 137.7 \text{ GPa}$ 和 $c_{44} = 126.2 \text{ GPa}$ ^[38]. 水声速和固体纵波声速分别为 $c_f = 1489 \text{ m/s}$ 和 $c_L = 5735 \text{ m/s}$, 水声距 z_f 为 19.6 mm . 使用参考试块, 对超声探头进行校正, 得到峰值振幅 V_{max} . 另外还需使用球靶法测量超声探头的等效焦距和半径、中心频率和脉冲宽度^[29,39].

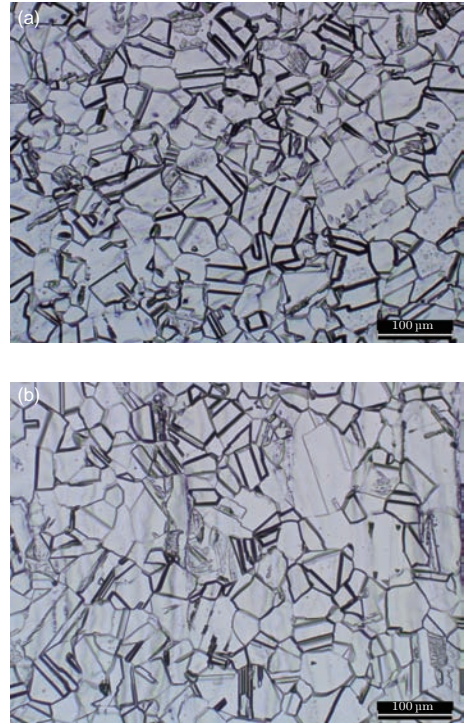


图 5 (网刊彩色) 参考试块与粗糙表面试块的金相图 (a) 参考试块; (b) 粗糙表面试块

Fig. 5. (color online) The optical microscopy images of the reference sample and the rough surface sample: (a) Reference sample; (b) rough surface sample.

实验测量的空间方差信号, 是由试块指定区域不同扫描点位的 C 扫描数据经过统计分析得到的, 可以表示为

$$\Phi(t) = \langle V^2 \rangle - \langle V \rangle^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N V_i^2(t) - \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N V_i(t) \right)^2, \quad (29)$$

其中, N 是空间扫描点总数, $V_i(t)$ 是第 i 个波形在时刻 t 的电压幅值. 实验分别采集参考试块和粗糙表面试块的空间方差曲线, 其中所设定的扫描区域均为 $12 \text{ mm} \times 12 \text{ mm}$, 扫描的步距为 0.3 mm .

测得的空间方差曲线分别如图 6 和图 7 所示. 为了进一步体现 SSR 模型表面粗糙度修正前后的差异, 两者均以金相法测得的平均晶粒尺寸为空间

相关长度, 得到的理论曲线分别如图 6 和图 7 所示. 可见, 对于参考试块, 模型修正前后都接近于实测的空间方差曲线; 而对于粗糙表面试块, 修正前的 SSR 幅值与实测的空间方差曲线偏差较大, 而修正后的 SSR 模型与空间方差曲线符合得很好.

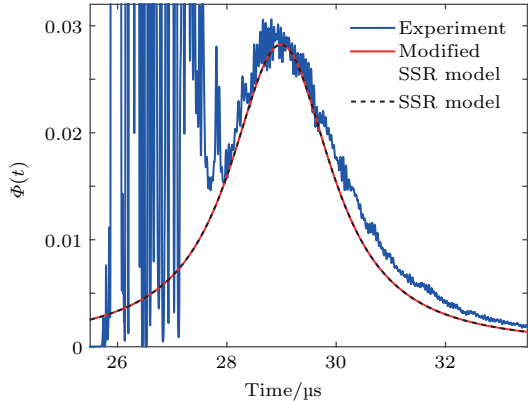


图 6 (网刊彩色) 参考试块实测的空间方差曲线与理论模型分析结果

Fig. 6. (color online) Experimental spatial variance curve and the theoretical models analysis results for the reference sample. The theoretical models both use the mean grain size of $44.1 \mu\text{m}$ as the spatial correlation length.

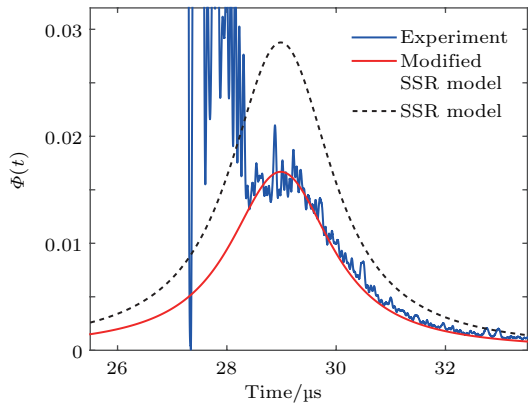


图 7 (网刊彩色) 粗糙表面试块实测的空间方差曲线与理论模型分析结果

Fig. 7. (color online) Experimental spatial variance curve and the theoretical models analysis results for the rough surface sample. The theoretical models both use the mean grain size of $44.5 \mu\text{m}$ as the spatial correlation length.

接着, 再用修正前后的 SSR 模型, 分别对这两条空间方差曲线进行最佳拟合, 拟合的参数为惟一未知的空间相关长度 L [15,21]. 对于参考试块, 原始 SSR 模型和改进 SSR 模型的最佳拟合评价结果分别为 $(44.8 \pm 0.3) \mu\text{m}$ 和 $(44.6 \pm 0.2) \mu\text{m}$, 与金相法测量结果的相对误差分别为 1.59% 和 1.13%; 而对于粗糙表面试块, 原始 SSR 模型的评价结

果为 $(35.0 \pm 0.2) \mu\text{m}$, 相对金相法测量结果的相对误差为 -21.35% , 改进 SSR 模型的评价结果为 $(45.1 \pm 0.1) \mu\text{m}$, 相对金相法误差为 1.35%.

4 讨论

对于 (24) 式中的表面粗糙度修正系数 $H(h_{\text{ref}}, h) = \exp[4h_{\text{ref}}^2 k_f^2 - h^2(k_f - k_L)^2]$, 可以做出如下物理解释.

首先, $\exp[-h^2(k_f - k_L)^2]$ 从物理上可理解为背散射波在往返探头的过程中, 先后两次穿越了粗糙的界面, 在此过程中发生的漫散射, 减少了原本可以返回探头的背向散射子波数量, 从而降低背散射信号幅值, 且界面越粗糙, 漫散射越严重, 致使背散射信号下降越显著.

其次, $\exp(4h_{\text{ref}}^2 k_f^2)$ 项是用于描述在校正过程中超声波从粗糙的界面反射至探头, 表面回波幅值受到削弱的物理现象. 另外, 该项会导致 H 出现大于 1 的情况, 这是因为校正实验中参考试块的表面不是绝对光滑的, 从而使测得的 V_{max} 值偏小, 需要通过 $\exp(4h_{\text{ref}}^2 k_f^2)$ 对 V_{max} 值进行修正.

此外, 表面粗糙度对背散射的影响不仅与粗糙度值本身相关, $\exp[-h^2(k_f - k_L)^2]$ 与液体及固体的波数都相关. 因此, 中心角频率 ω_0 也是一个重要的影响因素. 在同一粗糙度值下选用高频超声探头时, 表面粗糙度对背散射信号的削弱更显著. 这可从超声波波长的角度来分析: 当波长小于表面粗糙度的数量级时, 声波和粗糙界面的相互作用中的粒子性将更明显, 因此更容易发生漫散射. 所以 (5) 和 (21) 式的透射系数和反射系数修正有限制条件, 即要求超声波的波长大于粗糙度.

最后, 虽然本文的表面粗糙度修正系数是基于等轴晶、单高斯声束和垂直入射推导的, 但实际上具备普适性, 可应用于其他类型的散射响应模型. 例如可用于基于多元高斯声束叠加法 [40] 推导的 SSR 模型、双态组织评价 SSR 模型, 甚至二次散射响应的模型中 [41], 只需直接添加本文的表面粗糙度修正项, 即可实现粗糙度的有效修正.

5 结论

基于粗糙界面下的透射系数和反射系数修正, 推导了受表面粗糙度影响的 SSR 模型. 根据该模

型的理论分析显示粗糙度对固体内部超声背散射的影响, 主要体现为粗糙界面处发生漫散射导致的背散射信号衰减. 而实验结果表明, 粗糙度修正系数可对理论空间方差曲线的幅值进行有效补偿, 显著抑制了表面粗糙度对晶粒尺寸评价的不利影响, 提高了无损评价方法的可靠性. 对于轮廓均方根值为 25.722 μm 的试块, 传统的 SSR 模型评价结果相对误差高达 -21.35%, 而修正模型的相对误差控制在 5% 以内.

感谢美国内布拉斯加-林肯大学 Turner J A 教授给予的悉心指导和帮助.

参考文献

- [1] Bouda A B, Lebaili S, Benchaala A 2003 *NDT&E Int.* **36** 1
- [2] Liu Y G, Zhang S B, Han Z H, Zhao Y J 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 104401 (in Chinese) [刘英光, 张士兵, 韩中合, 赵豫晋 2016 物理学报 **65** 104401]
- [3] Panetta P D, Bland L G, Tracy M, Hassan W 2015 *TMS 2014 Supplemental Proceedings* San Diego, USA, February 16–20, 2014 p721
- [4] Gayda J, Gabb T P, Kantzos P T 2004 *Superalloys* Champion, USA, September 19–23, 2004 p323
- [5] Wang X H, Xiang J J, Hu H W, Xie W, Li X B 2015 *Ultrasonics* **60** 27
- [6] Li X B, Song Y F, Ni P J, Wang Z, Liu F, Du H L 2015 *Nucl. Instrum. Meth. B* **351** 16
- [7] Ünal R, Sarpün I H, Yalim H A, Erol A, Özdemir T, Tuncel S 2006 *Mater. Charact.* **56** 241
- [8] Laux D, Cros B, Despau G, Baron D 2002 *J. Nucl. Mater.* **300** 192
- [9] Du H L, Turner J A 2014 *Ultrasonics* **54** 882
- [10] Li X B, Song Y F, Liu F, Hu H W, Ni P J 2015 *NDT&E Int.* **72** 25
- [11] Kersemans M, van Paepegem W, Lemmens B, van Den Abele K, Pyl L, Zastavnik F, Sol H, Degriek J 2014 *Exp. Mech.* **54** 1059
- [12] Margetan F J, Gray T A, Thompson R B 1991 *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation* La Jolla, USA, July 15–20, 1990 p1721
- [13] Rose J H 1992 *Review of Progress in Quantitative Non-destructive Evaluation* Brunswick, Maine, July 28–August 2, 1991 p1677
- [14] Han Y K, Thompson R B 1997 *Metall. Mater. Trans. A.* **28** 91
- [15] Ghoshal G, Turner J A 2010 *J. Acoust. Soc. Am.* **128** 3449
- [16] Song Y F, Li X B, Wu H P, Si J Y, Han X Q 2016 *Acta Metall. Sin.* **52** 378 (in Chinese) [宋永锋, 李雄兵, 吴海平, 司家勇, 韩晓芹 2016 金属学报 **52** 378]
- [17] Margetan F J 2012 *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation* Burlington, USA, July 17–22, 2011 p54
- [18] Ghoshal G, Turner J A, Weaver R L 2007 *J. Acoust. Soc. Am.* **122** 2009
- [19] Kube C M, Du H L, Ghoshal G, Turner J A 2012 *J. Acoust. Soc. Am.* **132** EL43
- [20] Du H L, Lonsdale C, Oliver J, Wilson B M, Turner J A 2013 *J. Nondestruct. Eval.* **32** 331
- [21] Hu P, Kube C M, Koester L W, Turner J A 2013 *J. Acoust. Soc. Am.* **134** 982
- [22] Xiao Q, Wang J, Guo X S, Zhang D 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 094301 (in Chinese) [肖齐, 王珺, 郭霞生, 章东 2013 物理学报 **62** 094301]
- [23] Shi F, Lowe M J S, Xi X, Craster R V 2016 *J. Mech. Phys. Solids* **92** 260
- [24] Guo Y 2003 *Ph. D. Dissertation* (Iowa: Iowa State University)
- [25] Margetan F J, Haldipur P, Yu L, Thompson R B 2005 *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation* Golden, USA, July 25–30, 2004 p75
- [26] Cohen L 1995 *Time-Frequency Analysis* (Englewood Cliffs: Prentice-Hall) pp113–135
- [27] Boashash B 1988 *IEEE Trans. Acoust. Speech. Signal. Process.* **36** 1518
- [28] Weaver R L 1990 *J. Mech. Phys. Solids.* **38** 55
- [29] Schmerr L W, Song S J 2007 *Ultrasonic Nondestructive Evaluation System* (New York: Springer) pp179–234
- [30] Thompson R B, Lopes E F 1984 *J. Nondestruct. Eval.* **4** 107
- [31] Reed F A, Batzinger T J, Reed R W, Jönsson S 1993 *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation* La Jolla, USA, July 19–24, 1992 p1265
- [32] Nagy P B, Adler L 1987 *J. Acoust. Soc. Am.* **82** 193
- [33] Schmerr L W 2000 *Mater. Eval.* **58** 882
- [34] Kim A D, Ishimaru A 2000 *BiOS 2000 The International Symposium on Biomedical Optics* San Jose, USA, January 22–27, 2000 p423
- [35] Ryzhik L, Papanicolaou G, Keller J B 1996 *Wave Motion* **24** 327
- [36] Carrier G F, Krook M, Pearson C E 1966 *Functions of a Complex Variable: Theory and technique* (New York: McGraw-Hill Inc.) pp301–375
- [37] Rogers P H, van Buren A L 1974 *J. Acoust. Soc. Am.* **55** 724
- [38] Vitos L, Korzhavyi P A, Johansson B 2003 *Nat. Mater.* **2** 25
- [39] Lerch T P, Schmerr L W, Sedov A 1996 *Res. Nondestruct. Eval.* **8** 1
- [40] Duan X M, Zhao X Y, Sun H F 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 014301 (in Chinese) [段晓敏, 赵新玉, 孙华飞 2014 物理学报 **63** 014301]
- [41] Hu P, Turner J A 2015 *J. Acoust. Soc. Am.* **137** 321

Effects of surface roughness on diffuse ultrasonic backscatter in the solids*

Song Yong-Feng¹⁾ Li Xiong-Bing^{1)†} Shi Yi-Wei²⁾ Ni Pei-Jun³⁾

1) (School of Traffic and Transportation Engineering, Central South University, Changsha 410075, China)

2) (Beijing Institute of Aeronautical Materials, Beijing 100095, China)

3) (Ningbo Branch of Ordnance Science Institute of China, Ningbo 315103, China)

(Received 29 May 2016; revised manuscript received 4 July 2016)

Abstract

In the diffuse ultrasonic backscatter describing the scattering of elastic waves from polycrystalline metal material, the spatial variance of the signal is used as a primary measure of microstructure. Previously, theoretical singly-scattered response models have been developed for the diffuse backscatters of elastic waves within polycrystalline materials, which take into consideration both transducer beams and microstructural scattering information. However, the surface roughness of the liquid-solid interface induces a noticeable change of spatial variance amplitude, and its effect on the diffuse ultrasonic backscatter that can severely degrade the accuracy and practicability of the microstructure parameter evaluation was neglected in previous models.

Therefore, a new singly-scattered response model for the rough surface polycrystalline samples is developed by following the forms similar to previous models for longitudinal-to-longitudinal scattering at normal incidence. In particular, we assume that the surface is slightly rough, specifically, the surface roughness value should not be larger than the magnitude of the wavelength. Hence, the modified expressions of ultrasonic reflection and transmission coefficients for the randomly rough interface can be applied to the singly-scattered response model. Then, with the modified transmission coefficient, a Gaussian beam is adopted to model the transducer beam pattern at normal incidence for longitudinal wave propagation through a rough liquid-solid interface to the polycrystal. Next, the Wigner transform of the displacement field is derived with a parameter of the surface roughness root mean square value. After that, a new expression of the calibration parameter including the modified reflection coefficient is given to provide a conversion between the displacement field and the experimental transducer voltage. Finally, the rough surface singly-scattered response model is built and the surface roughness correction coefficient is presented here to quantify the effect of the surface roughness on diffuse ultrasonic backscatter.

The numerical results show that the Wigner distribution amplitude decreases and the acoustic energy coverage shrinks with the increase of the surface roughness. The theoretical spatial variance amplitude decreases by about 79.2% when the root mean square roughness value is set to be 40 μm . The surface roughness correction coefficient is usually smaller than 1 when the reference calibration sample is smooth, but it can be bigger than 1 when the reference sample is rough. The results from the developed theory are then compared with the experimental measurements associated with a pulse echo transducer configuration for 304 stainless steel by using the smooth and rough surface samples. From these measurements, the mean grain size of the stainless steel can be determined. The experimental results show that although the corrected and uncorrected models both fit the experimental spatial variance curve from the smooth surface

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61271356, 51575541).

† Corresponding author. E-mail: lixb213@mail.csu.edu.cn

sample well, the uncorrected model fails to extract the grain size of the rough surface sample. The relative error of the grain size between optical microscopy and the uncorrected model can reach -21.35% . In contrast, good agreement with optical microscopy is observed by using the surface roughness corrected model, and the relative error is only 1.35% .

In conclusion, the ultrasonic waves transmit through the rough interface twice, and the diffuse scattering which happens in these processes reduces the number of backscatter waves that can return to the transducer, so the spatial variance amplitudes drop dramatically. The correction coefficient presented here can describe the effect of surface roughness on diffuse ultrasonic backscatter. Moreover, it can improve the accuracy of grain size evaluation effectively. Thus, the surface roughness corrected ultrasonic backscatter model may be applicable for quality control of roughwrought castings or forgings during the manufacturing.

Keywords: diffuse ultrasonic backscatter, surface roughness, grain size, nondestructive evaluation

PACS: 43.35.Yb, 43.20.Bi, 43.20.Gp, 43.35.Cg

DOI: [10.7498/aps.65.214301](https://doi.org/10.7498/aps.65.214301)