

粗晶材料晶粒散射波的实验鉴别^{*}

宋玉玲[†] 程建政 张德俊

(中国科学院武汉物理与数学研究所 武汉 430071)

摘要 在利用超声波束对粗晶材料样品或工件进行检测时,接收回波中,除伤波、底波外,还存在晶粒散射波及其它干扰杂波。本文对晶粒散射波主要特征:晶粒散射波随传播时间出现的最大值位置;晶粒散射波最早到达时间;以及传播过程中晶粒散射波的频谱特性进行了实验验证。其中,用脉冲频谱合成方法,计算了双探头发-收复合声场声轴上声压分布,据此对最大值的出现位置给予了物理解释。并用短时傅立叶变换分析了声波传播过程中晶粒散射波的频谱特性。获得了一些有用结果。

关键词 粗晶材料, 超声探伤, 晶粒散射波

Experimental identification of the scattered wave in coarse-grained material

SONG Yu-Ling CHENG Jian-Zheng ZHANG De-Jun

(Wuhan Institute of Physics and Mathematics, Chinese Academy of Sciences, Wuhan 430071)

Abstract In ultrasonic detecting of coarse-grained material specimen or workpiece with limited size, there will always be grain-scattered waves and many kind of noise in received signal besides the flow echo and the bottom echo. In this paper, primary characteristics of the scattered wave, such as the position of its maximum value, the time of earliest it arrival to receiving transducer and its frequency spectrum characteristic in the propagation process have been verified experimentally. In theoretical analysis, we calculate the sound pressure distribution on the axis for transmitting and receiving complex field, using the pulse frequency spectrum composition method. According to the above calculation we give a physical explanation to the position of the maximum pressure value. We also use short time Fourier transforms to analyze the spectrum of the scattered wave during the propagation process, and obtain some useful results.

Key words Coarse-grained material, Ultrasonic detection, Grain-scattered wave

2005-03-21 收稿; 2006-06-30 定稿

^{*} 国家自然科学基金资助项目 (10134020)

作者简介: 宋玉玲 (1971-), 女, 河南省开封市人, 硕士研究生, 主要从事超声检测信号处理研究。

程建政 (1967-), 男, 博士, 副研究员, 硕士生导师。张德俊 (1936-), 男, 研究员。

[†] 通讯联系人 Email: yuling985@163.com

1 引言

超声检测以其方便、安全、快捷、有效等优点,在工业无损检测许多领域,获得了广泛的应用。然而,在检测诸如铸铁件、奥氏体不锈钢、铸钢件等粗晶材料时,由于接收的缺陷回波受到晶粒散射波的严重干扰,遇到了一些难以克服的困难。近年来,许多学者采用各种信号处理手段(例如小波变换、人工神经网络等),研究了减低上述各种噪声影响,有效提取有用信号的方法,取得一定收效。然而,作为这些处理技术的重要前提——晶粒波的声学特性与识别特征的研究,更应引起重视。中国科学院声学研究所的郭成彬等,从理论和实验上对不同粒径的材料样品中的散射波声学特性与传播规律进行了系统、深入的基础性研究,获得了一系列重要结果^[1~3]。上海同济大学的刘镇清等,也在这方面开展了相应的研究^[4,5]。本文试图在前人工作的基础上,对有限尺寸粗晶材料样块中,在常用检测条件下,晶粒散射波的特性与鉴别进行实验研究,以便在粗晶材料的超声检测中,排除散射波干扰、提取有用信号;或利用散射波的特性进行材料性能测试与评价,提供参照依据。

2 实验系统与测量方法

本研究所用实验系统框图见图1。脉冲信号源 MODEL 5052UA,发射极窄脉冲,激励发射探头。宽带接收放大器增益为 20~40dB。通过连接开关的互相配合,系统可选择单探头(发/收)或双探头(单发单收)的工作状态。探头均为发/收纵波的直探头。数字存储示波器 TDS1012,最高采样频率为 1000MHz。它将输入的时域波形数字化,传输至微机进行各种处理。

实验使用了两组直探头。用本系统分别在单、双探头工作状态下对其回波频谱测量表明:第一组探头,峰值频率: $f_p = 2.3\text{MHz}$, 相

对带宽: $\Delta f/f_p \approx 50\%$; 第二组探头,峰值频率: $f_p = 3.9\text{MHz}$, 相对带宽: $\Delta f/f_p \approx 35\%$ 。探头的直径均为 14mm。

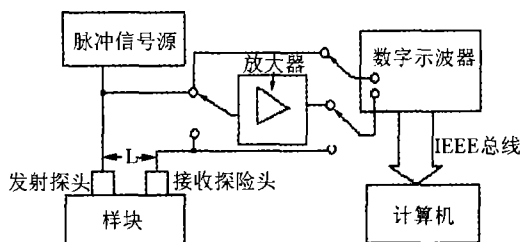


图1 晶粒散射波特性测量的实验系统方框图

实验使用两种样块: 不锈钢样块, 尺寸为 $40\text{mm} \times 80\text{mm} \times 120\text{mm}$; 镍铬钼合金钢样块(以下简称钼钢样块), 尺寸为 $42\text{mm} \times 85\text{mm} \times 173\text{mm}$ 。为确定两种样块的平均晶粒尺寸, 专门对其进行了金相分析, 获得金相显微照片分别如图2(a)、2(b)所示。按照统计平均, 计算出前者平均晶粒尺寸为 0.05mm ; 后者平均晶粒尺寸为 0.30mm 。按文献[8]中金属材料吸收系数 α_a 的公式(333a)及由晶粒尺寸计算散射系数 α_s 的公式(334)分别计算出不锈钢样块声吸收系数 $\alpha_a = 0.38 \times 10^{-9} \times f \text{ Np/cm}$, 散射系数 $\alpha_s = 0.044 \times 10^{-30} \times \text{Np/cm}$; 钼钢样块的吸收系数 $\alpha_a = 1.42 \times 10^{-9} \times f \text{ Np/cm}$, 散射系数 $\alpha_s = 9.5 \times 10^{-30} \times \text{Np/cm}$ 。

图3是在钼钢样块中, 分别用第一组探头($f_p = 2.3\text{MHz}$)和第二组探头($f_p = 3.9\text{MHz}$), 在两探头间距均为 $L = 28\text{mm}$ 的情况下, 测得的完整时域波形。两图左侧被限幅的是发射的纵波脉冲, 中间约 $150\mu\text{s}$ 处幅度较高的是样块底面的反射脉冲。可以看出, 在 $f_p = 2.3\text{MHz}$ 时, 底波尚可明显辨认, 而频率升至 $f_p = 3.9\text{MHz}$ 时, 底波已基本被噪声所掩盖。在发射与底波之间的“草状”噪声, 就是被晶粒散射的散射波(grain-scattered wave)脉冲, 或称样块材料的“结构噪声”。由于任何侧面反射波到达接收探头的时间均晚于底波, 故由发射到底波这一段的噪声, 是“纯净”的晶

粒散射波 (在图中用“1”标出的区域)。当然, 接收探头收到的主要是晶粒散射的背向散射部分。在底波到达时间之后的噪声波形, 主要成

分也是晶粒散射波, 不过若存在侧面多次反射等影响, 其“纯净度”可能有所降低 (在图中用 2 标出的区域)。

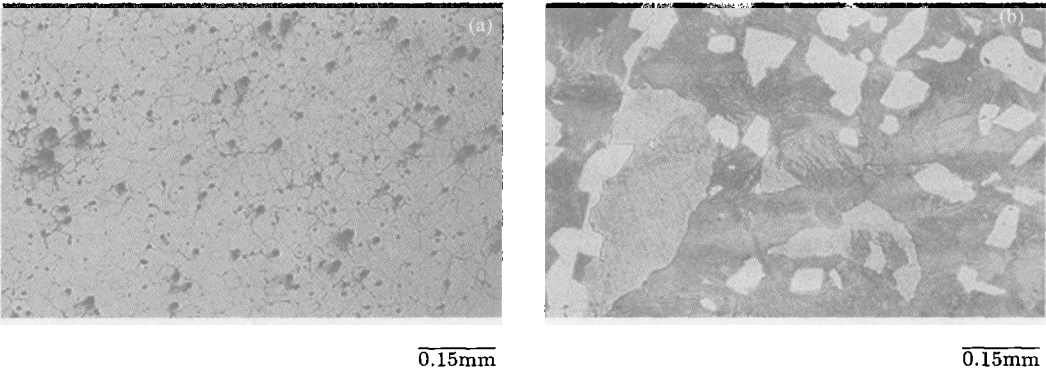


图 2 两种样块金相分析照片 ((a)、(b) 均放大 50 倍)
(a) 不锈钢金相分析照片 (b) 钼钢金相分析照片

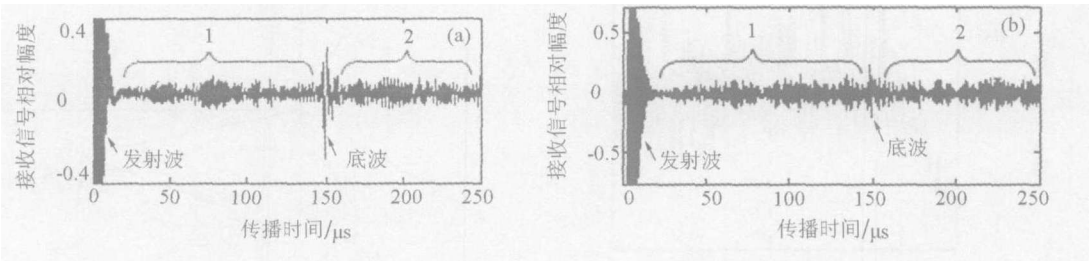


图 3 钼钢样块中用双探头测得的完整时域波形。图中 1 为“纯净”晶粒散射波, 2 为可能混有侧面反射的晶粒散射波。
(a) $f_p = 2.3\text{MHz}$ (b) $f_p = 3.9\text{MHz}$

3 实验结果与分析

本实验采用的发、收探头均为通过声耦合剂与样块直接接触, 且位于样块的同侧表面。为获得较“纯净”的晶粒散射波, 发射脉冲的重复频率适当调低 (本研究取 100Hz), 以尽量避免样块侧面多次反射引入干扰。
为检验是否获得了“纯净”的晶粒散射波, 我们对散射波的几个主要特征作了如下的实验鉴别与研究。

3.1 晶粒散射波最大值出现的时间

文献 [2] 指出, 当双探头工作时, 其接收的

散射波信号幅值随时间的增加有最大值存在。他们的实验表明, 此极大值位置, 随着两探头间距 L 和工作频率 f_p 的增加而向远处移动。该文本作者曾用扩散近似理论对此现象进行了解释。在我们实验中也发现此现象。图 4 的 (a)、(b), 是钼钢样块中, 在同样工作频率 $f_p = 3.9\text{MHz}$ 情况下, 当 L 分别为 24mm、28mm 时, 将图 3(a)、(b) 所示的完整时域波形作 50 次绝对值叠加平均的结果曲线。图 4 中所标的晶粒散射波最大值位置是按曲线的总体走势确定。由图可知, 前者的最大值出现在约 $20\mu\text{s}$ 处; 后者的最大值出现在约 $35\mu\text{s}$ 处。

为了观察工作频率对极大值位置的影响,我们在两探头间距固定,即 $L = 28\text{mm}$ 情况下,换用 $f_p = 2.3\text{MHz}$ 的探头进行了实验,结果如图 4(c) 所示。与图 4(b) 对比可知,其最大值出现在约 $30\mu\text{s}$ 处,表明最大值位置也有随频率 f_p 的增加向远方移动的现象。

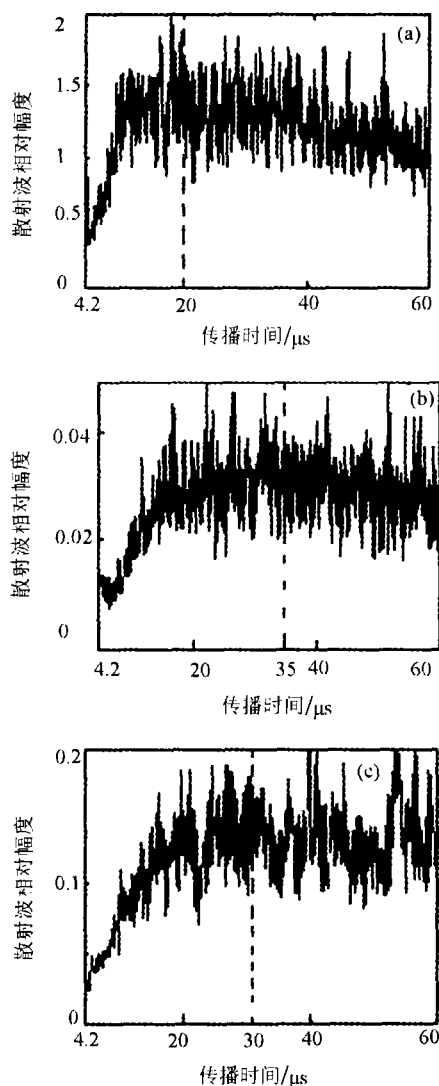


图 4 铝钢样块中晶粒散射波幅度随传播时间变化的实验曲线

(a) $f_p = 3.9\text{MHz}$, $L = 24\text{mm}$ (b) $f_p = 3.9\text{MHz}$, $L = 28\text{mm}$ (c) $f_p = 2.3\text{MHz}$, $L = 28\text{mm}$

作为一种探讨,我们用发、收探头的复合

声场分布的观点对晶粒散射波最大值出现及其位置进行如下物理解释。

首先,在我们所用的频率范围内,晶粒比声波长小很多,其散射特性基本遵从瑞利散射规律;另外,在同一样品中,晶粒的尺寸统计上可看作是近似均匀的。而均匀尺寸的晶粒对同一波长的声波具有相同的散射特性。文献 [6] 关于刚性圆球上的总声压分析表明,当 $kr_0 \ll 1$ 时 (k 为角波数, r_0 为圆球半径),若将圆球看作接收器,则它收到的声压接近入射波声压。由此可推知,样品中每个晶粒的散射波幅度取决于所在位置处入射声场的强弱。因而,计算声轴上入射声压分布,应能反映散射波幅度随传播时间变化的规律。

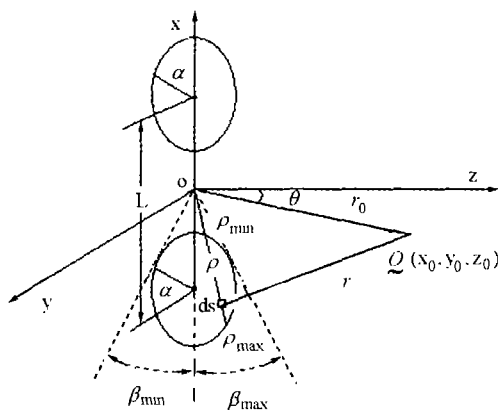


图 5 双探头复合声场计算坐标

利用图 5 所示的计算坐标,设两个探头均在 XOY 平面上,相对于原点 O 上下对称布放,两探头中心距离为 L ,探头辐射面的半径均为 a ,工作频率为 f 。根据文献 [7],发射探头就相当于一个偏离坐标原点的圆形活塞声源。其声场由下述形式的瑞利积分公式计算,

$$P(r_0, \theta, \varphi) = P_0 e^{-\alpha z} \int_{\beta_{\min}}^{\beta_{\max}} \int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}} \frac{e^{-jkr}}{r} \rho d\rho d\beta \quad (1)$$

其中:

$$\beta_{\min}^{\max} = \pm \arcsin \left(\frac{2a}{L} \right)$$

$$\rho_{\min}^{\max} = \pm \frac{1}{2} L \cos \beta \pm \sqrt{a^2 - \frac{1}{4} L^2 \sin^2 \beta}$$

$$r = \sqrt{r_0^2 + \rho^2 - 2r_0\rho \sin \theta \cos(\beta - \varphi)}$$

式中, P_0 为与换能器振幅等有关的常数; $k = 2\pi f/c$ 为波数; r 为积分面元 ds 到场点 $Q(x_0, y_0, z_0)$ 的矢径; α 为材料衰减系数, 它一般包括以下三种因素: $\alpha = \alpha_D + \alpha_a + \alpha_s$, 其中 α_D 为声束扩散衰减系数, α_a 为吸收系数, α_s 为散射系数。其它几何参量已在图 5 中所示。

显见, 令 $\theta = 0^\circ$, $r = \sqrt{r_0^2 + \rho^2}$, 即可计算其轴上声场分布。

另外, 因为发、收探头的声学性能相同, 接收探头收到轴上散射点的回波信号, 相当于发射探头轴上声场的反向积分。故双探头复合声场轴上声压分布, 可由 (1) 式的平方计算。

再考虑到我们使用的是脉冲波, 上述公式中的 f 应包含频谱中的所有成分。作为近似计算, 一般可在有效频谱范围内等间隔选取 N 个频率成分。按式 (1) 计算出每个频率成分的声压 $P_i(r_0, \theta, \varphi)$, 然后按该成分在频谱中的相对幅度, 进行加权求和,

$$\begin{aligned} P(r_0, 0, \varphi) &= \sum_{i=1}^N A_i P_i \\ &= P_0^2 e^{-2\alpha_i z} \sum_{i=1}^N A_i \\ &\quad \cdot \left[\int_{\beta_{\min}}^{\beta_{\max}} \int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}} \frac{e^{-jk_i r}}{r} \rho d\rho dB \right]^2 \end{aligned} \quad (2)$$

式中 A_i 为加权系数, 其数值由频谱曲线确定。

在数值计算中, 因为在我们的实验条件下, 钼钢的声束扩散系数 α_D 和吸收系数 α_a 均远小于散射系数 α_s , 因此近似取 $\alpha \approx \alpha_s = 9.5 \times 10^{-30} \times N_p/\text{cm}$; 有效频谱范围取底波频谱最高值下降 90% 的区域, 并取 $N = 36$ 。由此, 按照图 4 实验曲线的工作参数, 计算出钼钢样块轴上声压分布曲线如图 6 所示。与图 4

的实验结果相比可知, 最大值位置与实验值符合较好。

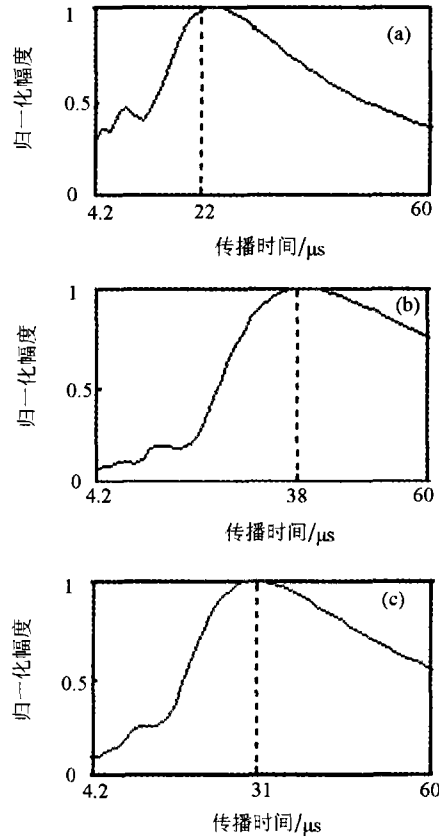


图 6 钼钢样块中晶粒散射波幅度随传播时间变化的理论曲线

(a) $f_p = 3.9\text{MHz}$, $L = 24\text{mm}$ (b) $f_p = 3.9\text{MHz}$, $L = 28\text{mm}$ (c) $f_p = 2.3\text{MHz}$, $L = 28\text{mm}$

3.2 晶粒散射波的最早到达时间

文献 [3] 指出: 在多晶金属的临近表面区域, 由晶粒散射形成的结构噪声是以爬行波和纵波组合形成的表观速度 $V' = 0.858V_l$ 传播的。并据此给出了在相距 L 的双探头工作情况下, 结构噪声最早到达接收探头的最小传播时间 $T'_{\min}$ 的公式:

$$T'_{\min} = \frac{L}{V_l} (\cos \beta + \sin \beta \sqrt{K^2 - 1}) \quad (3)$$

其中, $\beta = 7^\circ$, 是爬行波方向与样块表面的夹

角; V_l 是样块材料的纵波速度; $K = 1.732$ 是结构噪声最快传播速度与纵波速度的比值。

由公式 (3) 可知, 在选定样块后, V_l 、 β 、 K 均为常数, 故 $T'_{\min}$ 与 L 成线性关系。

在我们的实验中, 结构噪声的最早到达时间的确定, 同样采用文献 [3] 所使用的辨认方法。即将图 4 所示的散射波曲线的起始部分做局部放大。如图 7 所示。图中初始时刻的高幅度脉冲是发射波脉冲。接着噪声波形较平稳的一段 ($4 \sim 5 \mu\text{s}$) 是探头保护层、耦合剂等形成的噪声。而噪声幅度明显以斜率上升的起点 (约 $5.2 \mu\text{s}$) 处, 即被确定为结构噪声的最早到达时间。

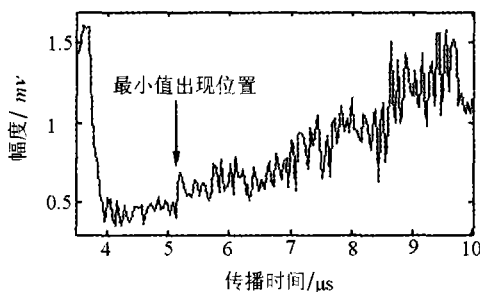


图 7 对图 4 波形起始部分的局部放大 ($3.5 \sim 10 \mu\text{s}$)

用 $f_p = 2.3 \text{ MHz}$ 的双探头, 分别对两种样块, 在逐渐改变 L 的情况下, 对 $T'_{\min}$ 进行了测量。结果如图 8 所示。

从图中可以看出, 理论值与实验值符合较好。表明我们在铝钢样块中接收到的晶粒波, 具有粗晶材料散射波特征。

3.3 传播过程中晶粒散射波的频谱特性

为了研究来自不同位置晶粒散射波的频谱特性, 采用双探头工作状态, 并取 $L = 28 \text{ mm}$, 选用铝钢样块, 其探测表面与样块底面的距离 (即样块长度) 为 173 mm 。首先分别在 $f_p = 2.3 \text{ MHz}$ 和 $f_p = 3.9 \text{ MHz}$ 时, 记录了一个脉冲发射周期中, 完整的时域波形, 如图 9(a)、10(a) 所示。然后, 对底波及底波前后晶粒散射波进行短时付里叶变换, 采样时间长度与底波脉冲宽度 (50 个采样点即 $1 \mu\text{s}$) 相同, 得到不同时段

晶粒散射波的频谱, 分别如图 9 和图 10 中的 (b)~(f) 所示。

对图 9 和图 10 进行对照分析, 可以看出它们具有以下共同的规律:

(1) 两种 f_p 频率下, 底波频谱的峰值频率, 均明显低于其发射波的频谱峰值频率;

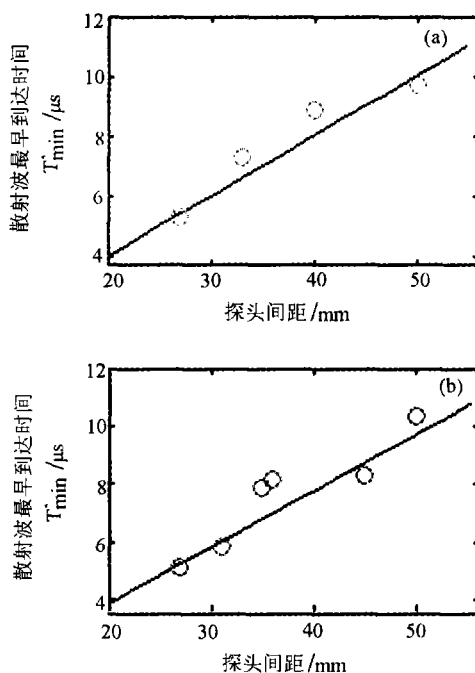


图 8 晶粒散射波的最早到达时间随探头间距的变化。图中实线为公式 (3) 计算结果, 小圆圈为实验值
(a) 不锈钢样块 (b) 铝钢样块

(2) 除底波外, 其余各时段波形频谱的峰值频率, 与其发射波频谱峰值频率基本保持一致;

(3) 同一 f_p 频率下, 各时段波形的频谱形状, 具有良好的相似性。只不过, 高频下的频谱曲线中主峰外的部分, 起伏略大于低频情况。

对此现象我们可用声束传播和晶粒散射特性予以解释。首先, 底波反映的是整个声束的传播特性。而声束频谱中的高频成分随距离衰减比低频成分快, 故造成底波频谱的峰值向低

频偏移。而各时段的频谱反映的是晶粒的散射特性。晶粒散射波强弱及其指向性，主要取决于晶粒的尺寸与声波长的比例关系。由于粗晶材料中，传播衰减主要由散射引起，衰减的越多，表明散射越强。因而其各时段频谱峰值能在较远传播距离上，基本保持发射波频谱峰值的特征；同时显示出在整个散射过程中，散射波的幅度平稳下降，并不受底波存在与否的影响。

4 结论

本文所进行的实验研究，对粗晶材料中的晶粒散射波的最大值出现位置、最早到达时间、频谱特性等三个主要特征进行了较仔细的实验观测与物理声学分析，确认这三个主要特征可作为鉴别晶粒散射波的依据。从而为有效消除散射波的影响或利用散射波的特征进行各种信号处理提供有利条件。

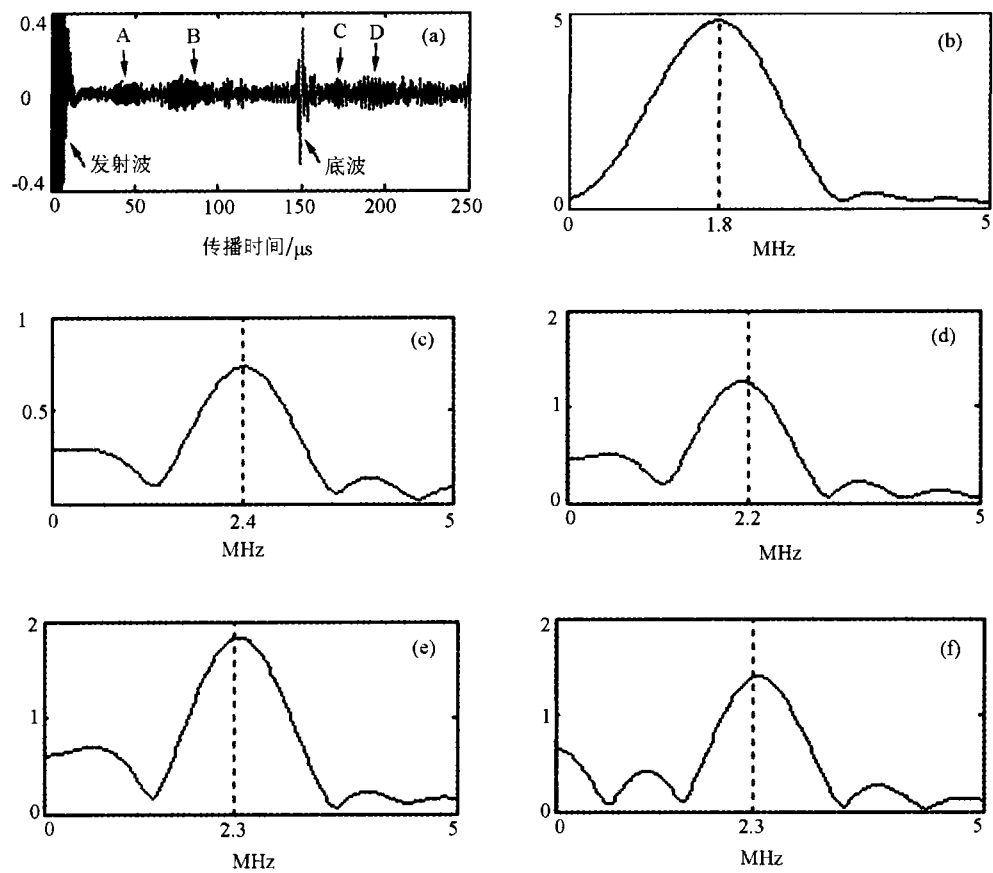


图 9 铝钢样块中， $f_p = 2.3\text{MHz}$ 时，用双探头测得的完整时域波形及各时段的频谱特性。
(图中纵轴表示频谱成分的相对幅度)
(a) 完整时域波形 (b) 底波的频谱 (c) 底波前 A 时段的频谱 (d) 底波前 B 时段的频谱
(e) 底波后 C 时段的频谱 (f) 底波后 D 时段的频谱

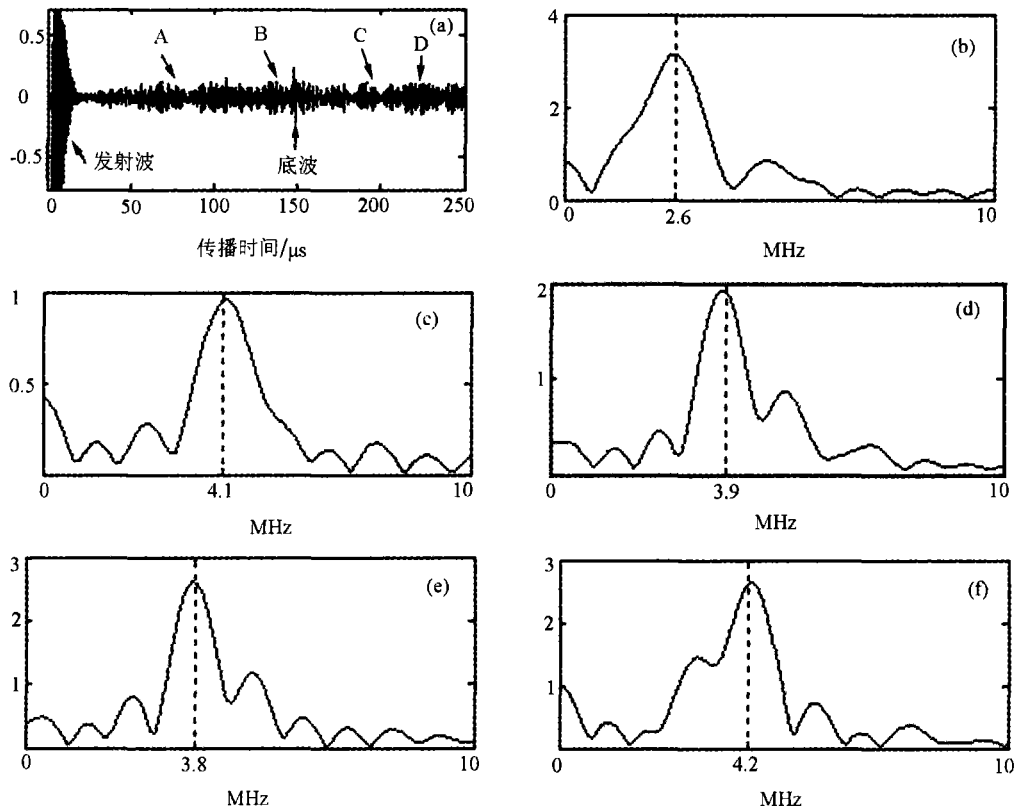


图 10 铝钢样块中, $f_p = 3.9\text{MHz}$ 时, 用双探头测得的完整时域波形及各个时段的频谱特性。(图中纵轴表示频谱成分的相对幅度)

(a) 完整时域波形 (b) 底波的频谱 (c) 底波前 A 时段的频谱 (d) 底波前 B 时段的频谱
(e) 底波后 C 时段的频谱 (f) 底波后 D 时段的频谱

参 考 文 献

- 郭成彬. 应用声学, 1998, 17(4):1~5.
- Guo C B, Hoeller P, Goebbels K. Acustica, 1985, 59:112~120.
- 郭成彬, 黄振俨. 声学学报, 1991, 22(1):23~27.
- 刘镇清, 李成林, 姚峻峰. 无损检测, 1995, 17(5):122~124.
- 刘镇清, 李成林, 魏墨盒. 声学学报, 1996, 21(4):714~726.
- 杜功焕, 朱哲民, 龚秀芬著. 声学基础. 南京大学出版社, 2003.
- 程建政, 张德俊, 胡永和. 应用声学, 1997, 16(3):6~13.
- (德) 别尔格曼著. 超声. 曹大文译. 北京: 国防工业出版社, 1964. 376~380.