

裂纹超声散射的有限元模拟

李树榜^{1,2)}, 李书光¹⁾, 刘学锋¹⁾

(1. 中国石油大学(华东) 物理科学与技术学院, 山东东营 257061;

2. 聊城大学 计算机科学学院, 山东聊城 252059)

摘要:建立了无限长板的具有吸收边界的二维平面应变有限元模型,在研究了脉冲超声波在无限长板中传播的基础上,对板中平行于表面的裂纹、与表面成 45° 的斜裂纹和四分之一圆周弧形裂纹三种情况的脉冲超声波散射进行了重点研究。通过对纵横波的分离和在全波场中对散射波的分离,清晰地显示了裂纹对脉冲超声波的散射和复杂的模式转换。模拟结果以波场快照和A扫描曲线形式给出。

关键词:超声检测; 裂纹; 散射; 有限元模拟

中图分类号: TG115.28; O242.21

文献标识码: A

文章编号: 1000-6656(2007)01-0027-05

Finite Element Modeling of Ultrasonic Wave Scattering on Cracks

LI Shu-bang^{1,2)}, LI Shu-guang¹⁾, LIU Xue-feng¹⁾

(1. School of Physics Science and Technology, China University of Petroleum, Dongying 257061, China;

2. School of Computer Science, Liaocheng University, Liaocheng 252059, China)

Abstract: A two-dimensional plain strain finite element model of infinite plate is developed to investigate the ultrasonic wave propagation and scattering on three kinds of cracks: parallel to the surface, 45° oblique angle to the surface, and quarter-circle. In order to show the scattering and complex mode-conversion clearly, the total field is decomposed into longitudinal and transverse parts and the scattered field is obtained by subtracting incident wave from the total field. The results are presented in the form of snapshots and A-scan plots.

Keywords: Ultrasonic testing; Cracks; Scattering; Finite element modeling

裂纹是固体中一类常见的缺陷。与其它无损检测方法相比用超声方法检测裂纹具有一定的优越性,因而备受关注。许多学者对固体中超声波与裂纹的相互作用进行了大量研究,但主要是从试验角度出发,并不能从根本上认识超声波的传播和散射机理^[1]。这样,超声检测过程的数值模拟越来越显得重要,它可以弄清对最基本的超声回波产生机理以及超声波成像的理解^[2],且数值模拟在模型“制作”、参数选取和变动方面,较之实物模型试验皆具有很大的灵活性和优越性^[3]。Bond于1990年^[4]比较了现有的各种数值方法,得出了因有限元可以方便灵活地模拟不同类型基材中任意形状的缺陷而优

于其它方法的结论。

K M A Jaleel于1993年运用有限元方法^[5]计算了各向同性固体中的表面裂纹和内部平行于表面的裂纹。N N Kishore于2000年^[6]计算了各向同性固体中表面裂纹和背表面裂纹的超声散射。对固体中不同长度裂纹对检测回波的影响,以及对与表面成一定角度的内部斜裂纹和弧形裂纹等问题的研究,目前尚未见到相关报道。笔者在前人工作的基础上,使用Matlab语言编写了有限元计算程序,模拟计算了与表面平行的不同长度内部直裂纹、斜裂纹和弧形裂纹的超声散射情况,获得较好的效果。

1 有限元算法

1.1 有限元方程与求解格式

在不考虑体力影响时,各向同性弹性固体中声

收稿日期:2006-01-24

作者简介:李树榜(1972—),男,讲师,硕士。

波的 Navier 控制方程的矢量形式为^[7]

$$(\lambda + \mu) \nabla \nabla \cdot \mathbf{u} + \mu \nabla^2 \mathbf{u} = \rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} \quad (1)$$

式中 λ, μ ——lamé 常数;

u ——质点位移;

ρ ——材料密度。

首先将计算区域划分为若干单元和结点,然后选取适当的单元结点位移插值函数,用结点位移和位移插值函数表示出区域任一点的位移,利用伽辽金(Galerkin)法由方程(1)导出整体有限元运动方程为^[8]

$$\mathbf{M}\ddot{\mathbf{u}} + \mathbf{K}\mathbf{u} = \mathbf{P} \quad (2)$$

式中 $\mathbf{M}$ ——质量矩阵;

$\mathbf{K}$ ——刚度矩阵;

$\mathbf{P}$ ——结点载荷向量。

且 $\mathbf{M}, \mathbf{K}, \mathbf{P}$ 分别由各自的单元矩阵和向量集成,即

$$\mathbf{M} = \sum_e \mathbf{M}^e \quad \mathbf{K} = \sum_e \mathbf{K}^e \quad \mathbf{P} = \sum_e \mathbf{P}^e \quad (3)$$

其中

$$\begin{aligned} \mathbf{M}^e &= \int_{V_e} \rho \mathbf{N}^T \mathbf{N} dV \\ \mathbf{K}^e &= \int_{V_e} \mathbf{B}^T \mathbf{D} \mathbf{B} dV \\ \mathbf{P}^e &= \int_{S_e} \mathbf{N}^T \mathbf{T} dS \end{aligned} \quad (4)$$

求解式(2)的数值积分选用绝对稳定的 Newmark 隐式格式。积分稳定的同时,波动模拟的精度主要依赖于每一有意义的波长上包含的结点数,不应少于 8 个。这样,首先由计算区域的波速确定最小空间步距 Δx ,然后根据选定的 Δx 确定时间步距 Δt ^[9],应满足

$$\Delta t \leq \frac{\Delta x}{c_{\max}}$$

式中 $c_{\max}$ 为区域内最大波速。

计算中固体介质选取铝,其杨氏模量 $E = 69.55 \text{ GPa}$,泊松比 $\mu = 0.34$,密度 $\rho = 2700 \text{ kg/m}^3$ 。

激励源选用频率为 4 MHz 的一个周期的正弦脉冲,其函数表达式为

$$f(t) = \begin{cases} \sin(2\pi ft) & 0 \leq t \leq 0.25 \mu\text{s} \\ 0 & t > 0.25 \mu\text{s} \end{cases}$$

式中 f ——频率;

t ——时间。

相应的纵波、横波及瑞利波的波速分别为 $c_p = 6300 \text{ m/s}$, $c_s = 3100 \text{ m/s}$, $c_r = 2900 \text{ m/s}$,而波长分别为 $\lambda_p = 1.575 \text{ mm}$, $\lambda_s = 0.775 \text{ mm}$, $\lambda_r = 0.725 \text{ mm}$ 。

由 λ_r 确定选取 $\Delta x = 0.1 \text{ mm}$,然后由 c_p 和 Δx 确定取 $\Delta t = 0.015 \mu\text{s}$ 。

1.2 人工边界条件

由于计算机存储量的限制,选取的有限元的求解域往往只是实际区域非常有限的一部分,计算区域和实际区域的其它部分间存在人工截断边界。为保证波动模拟的可靠性与真实性,必须在人工截断边界上加上适当的人工边界条件。综合考虑现有的各种边界条件对各种波型的吸收效果,选用 Lysmer 于 1969 年^[10]提出的黏性阻尼边界和 Sarma 于 1998 年^[11]提出的吸收边界的组合。

对于二维问题,人工边界上单元 Lysmer 黏性阻尼边界可以表示为

$$\mathbf{C}_1 = \int_s \mathbf{N}^T \mathbf{A} \mathbf{N} dV \quad (5)$$

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} ac_p & 0 \\ 0 & bc_s \end{bmatrix} \quad (6)$$

式中 a, b ——无量纲常数,计算中均取为 1;

c_p, c_s ——介质中纵波和横波波速。

Sarma 吸收边界就是在边界向计算区域内若干层单元上添加瑞利(Rayleigh)阻尼,形成边界阻尼区。瑞利阻尼矩阵可以表示为

$$\mathbf{C}_2 = \alpha \mathbf{M} + \beta \mathbf{K} \quad (7)$$

其中 α 和 β 为瑞利阻尼系数,满足

$$\alpha + \beta \omega_i^2 = 2\omega_i \xi_i \quad (8)$$

式中 ω_i ——结构自振动固有频率;

ξ_i ——相对于某一振型的临界阻尼比。

对于不同材料,取值约在 0.05~0.3。取两种固有振型联立方程,计算可以确定 α 和 β 的值。

加入阻尼矩阵的整体有限元运动方程(2)变为

$$\mathbf{M}\ddot{\mathbf{u}} + \mathbf{C}\dot{\mathbf{u}} + \mathbf{K}\mathbf{u} = \mathbf{P} \quad (9)$$

其中

$$\mathbf{C} = \mathbf{C}_1 + \mathbf{C}_2 \quad (10)$$

1.3 计算模型

有限元计算模型如图 1 所示,计算区域为从厚度为 10 mm 的无限长均匀铝板中截取长为 25 mm 的一段。为模拟无限长板的情形,区域左右边界为自由边界,上下人工截断边界上表面一层单元施加 Lysmer 黏性阻尼,从第二层单元向计算区域内 2 mm 内单元施加 Sarma 吸收边界条件。图 1a 计算区域内无缺陷;图 1b 计算区域表面下 5 mm 含平行于表面的中心裂纹;图 1c 计算区域含与表面成 45°,长度为 2.8 mm 的斜裂纹,裂纹中心距源点 5 mm;图 1d 计算区域含四分之一圆周弧形裂纹,裂纹中点在表面源点下 5 mm 处,裂纹曲率半径为 2 mm。各

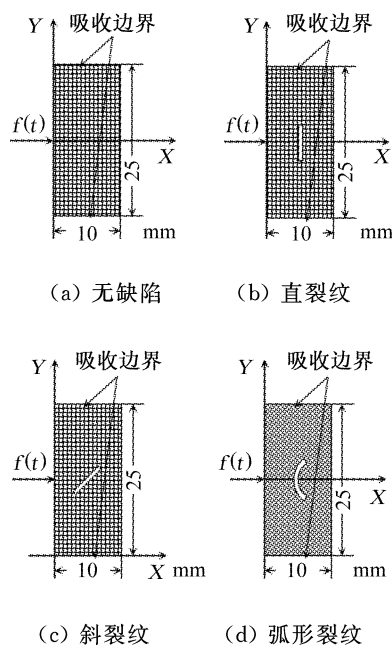


图1 有限元计算模型

模型中的裂纹宽度均为 0.1 mm。

除弧形裂纹选取三结点线性三角形单元剖分外,其余情况均选用四结点正方形单元剖分。波源加载方式为在表面中心结点施加的 X 方向应力边界条件。

2 计算结果与讨论

2.1 超声在无缺陷板中的传播

计算模型如图 1a 所示。利用区域的对称性,只剖分、计算上半区域。用计算得到的同时沿两个方向的位移场数据分别求散度场(纵波)和旋度场(横波),即可实现对纵、横波的分离。同时刻纵横波分离的波场快照如图 2 所示。

由图 2a 可见,声波入射到固体中会产生纵波(P),横波(S),瑞利表面波(R)以及头波(H)四种波型,其中瑞利表面波同时具有纵横波成分。图 2b 显示了纵波在底边界反射的纵波(R-P)和产生了模式转换的横波(MC-S)。且纵波在上边界已部分到达计算区域上边界,没有可以观察的反射波产生,说明吸收边界效果良好。图 2c 中入射纵波已完全出了计算区域上边界,底边界反射纵波也开始到达上吸收边界。图 2d 显示了入射横波在底边界的反射横波(R-S),同时看到模式转换的纵波(MC-P)出现。

图 3 给出了源点的 A 扫描曲线。源点约在 3.18 μs 时刻得到第一次纵波回波,计算纵波波速约为 6 289 m/s,与理论值之差 $< 0.2\%$ 。

由上可知,算法和程序能够精确地模拟无限长板中的波动问题。

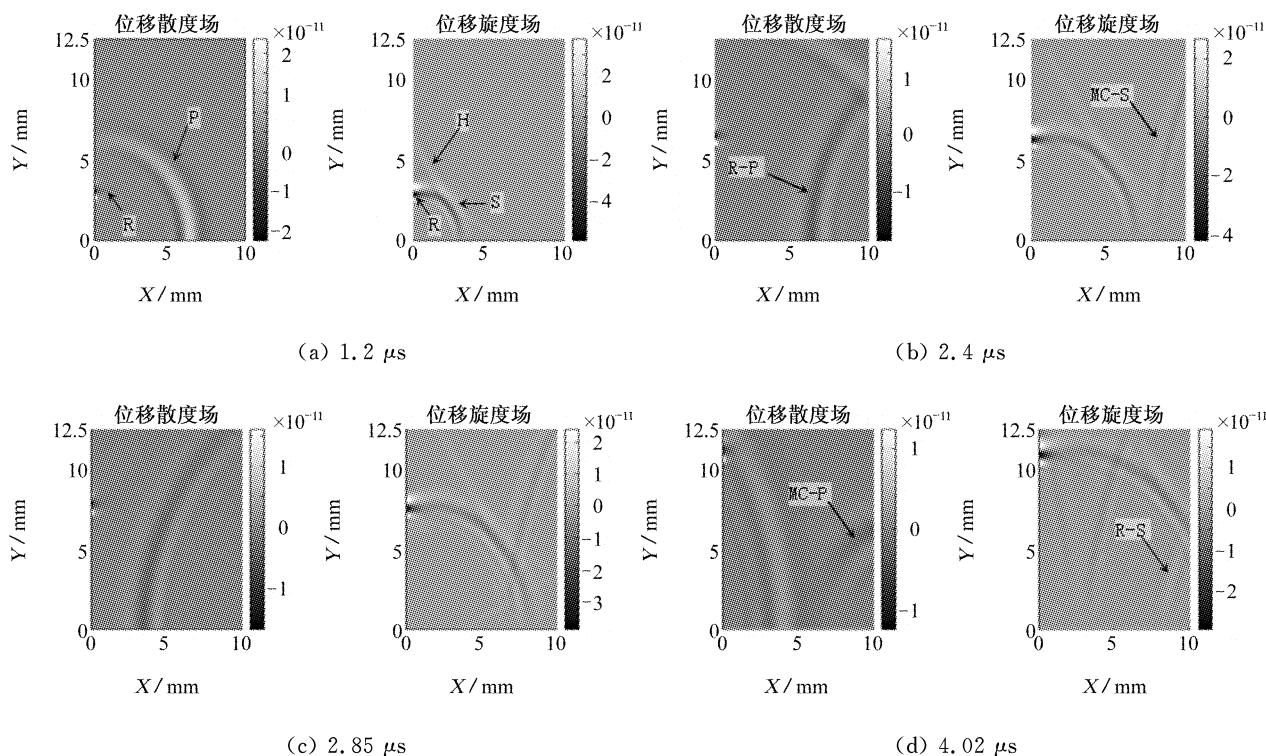


图2 无缺陷区域波场快照

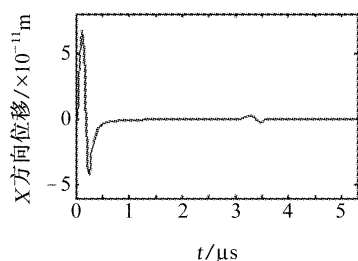


图3 源点 X 方向位移的 A 扫描曲线

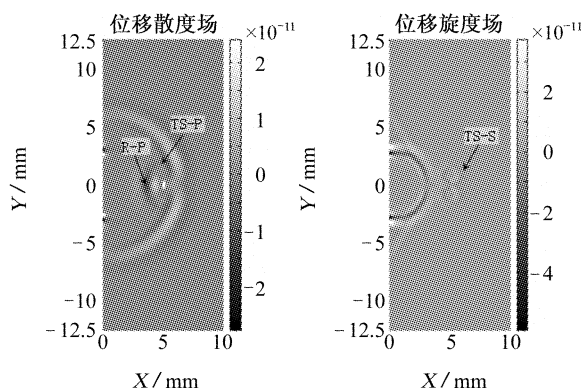


图4 1.6 mm 直裂纹 1.2 μs 波场快照

2.2 平行于表面的内部直裂纹

有限元计算模型如图 1b 所示,由于对称性,仍只计算上半区域。首先计算长度为 1.6 mm 的裂纹,利用上半区域数据合成的全区域 1.2 μs 时刻波场快照如图 4 所示。

入射纵波到达裂纹时,被裂纹散射。由于裂纹表面纵波近似为垂直入射,只有背向反射纵波(R-P),没有看到模式转换的反射横波出现;刚刚通过裂纹的入射纵波波阵面出现明显缺口;在裂纹的两个端点可见散射纵波(TS-P)和散射横波(TS-S),强度与背向反射纵波相比明显较弱,即散射能量主要

集中于背向。

为研究裂纹长度对超声波传播的影响,在 0.2 ~ 6.4 mm 范围内间隔 0.2 mm 依次改变裂纹长度分别进行计算,得到源点与底面中心结点处裂纹长度与回波、透射波幅度间关系曲线如图 5 所示。由图可知,当裂纹长度很小时(在波源频率为 4 MHz 时 < 0.2 mm),源点反射回波幅度趋向于零,声波大部分绕射,此类裂纹很难检测,实际超声检测的灵敏度也是有上限的^[12]。当裂纹长度由 0.2 mm 逐渐增加时到约 3.4 mm(约两倍入射纵波波长)的过程中,源点回波幅度基本与裂纹长度成线性关系增长。与此同时,底面结点处透射波幅度线性下降。裂纹长度 > 3.4 mm 后,两曲线变化均趋于平缓,到 6.4 mm(约四倍入射纵波波长),底面结点透射波幅度已趋向为零,源点处回波幅度也基本不再随裂纹长度增大而增大,说明入射波基本都被裂纹遮住,背向反射回源点。此时,裂纹已相当于无限长。

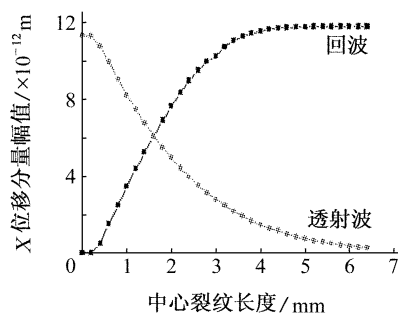
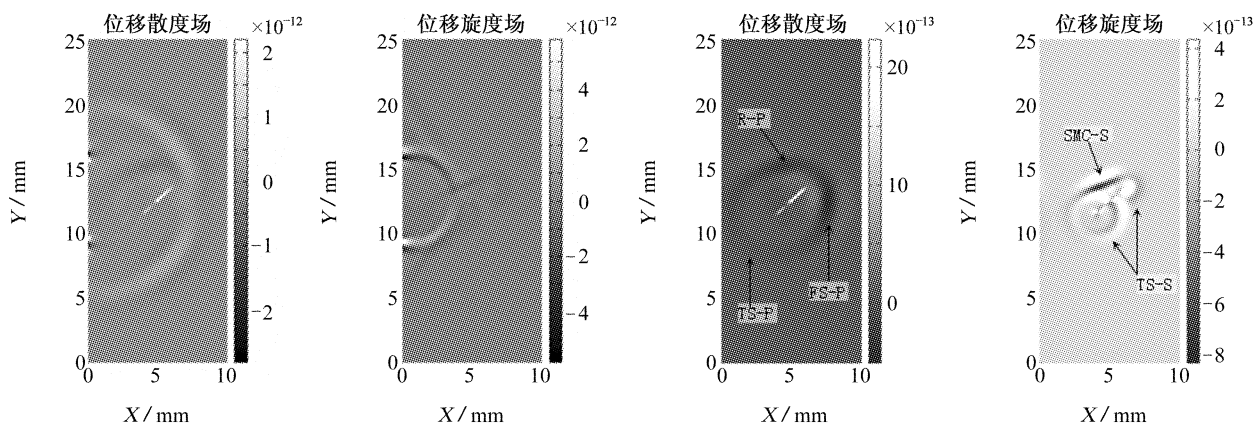


图5 源点与底面结点裂纹长度与回波幅度间的关系

2.3 斜裂纹

有限元计算模型如图 1c 所示,剖分、计算整个区域。图 6a 给出 1.38 μs 全波场快照。因散射波



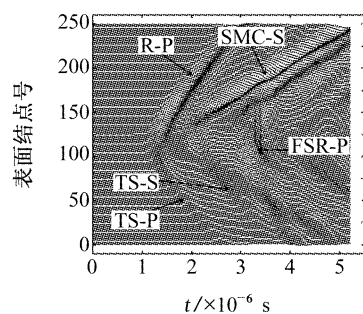
(a) 全波场

(b) 散射波场

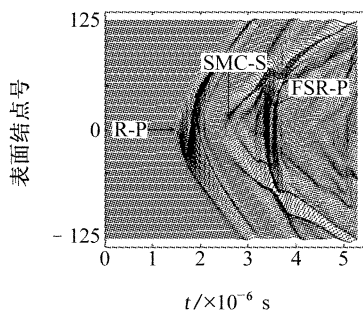
图6 2.8 mm 内部斜裂纹 1.38 μs 波场快照

和入射波相比强度较弱,在全场快照上不易显示散射细节。在相同计算条件下,用有裂纹时各结点计算数据与无裂纹对应时刻、结点计算数据相减的方法,分离出散射波,波场快照如图 6b 所示。图中显示,纵波在裂纹表面依照 Snell 定律产生反射纵波(R-P),沿入射方向的纵波散射波(FS-P)与入射波相位相反,将发生干涉抵消^[13],使全波场纵波波阵面上出现缺口。在两个端点处纵波散射波(TS-P)强度较弱。纵波在裂纹表面反射时产生模式转换横波(SMC-S),在裂纹两端出现以端点为圆心的散射横波(TS-S)波阵面。

为显示散射波到达表面结点的位置和时刻,图 7a 给出了全部表面结点的散射波 X 方向位移 A 扫描曲线。可以看出,裂纹背向反射纵波,裂纹端点散射纵波(TS-P)和横波(TS-S)分别明显弱于裂纹表面反射纵波(R-P)和裂纹表面模式转换横波(SMC-S),表明斜裂纹散射波在表面结点的能量分布有着明显的指向性,裂纹入射表面外法线指向的一侧明显大于另一侧;还可以看到沿入射方向散射的纵波(FS-P)经底面反射回表面的纵波(FSR-P)。另外,各波型在人工边界上没有可以观察的反射,人工边界效果良好。



(a) 2.8 mm 内部斜裂纹



(b) 四分之一圆周弧形裂纹

图 7 表面结点散射波 A 扫描曲线

2.4 弧形裂纹

有限元计算模型见图 1d。由于对称性,只计算

上半区域。与斜裂纹处理方法相同,图 8 给出 $1.62 \mu\text{s}$ 合成后的全区域散射波波场快照,背向散射纵波(R-P)波阵面大致与裂纹同圆心,沿入射方向散射纵波(FS-P)波阵面与入射波大致相同,但相位相反;裂纹表面模式转换产生横波(SMC-S),两个尖端散射产生纵波(TS-P)和模式转换横波(TS-S)。

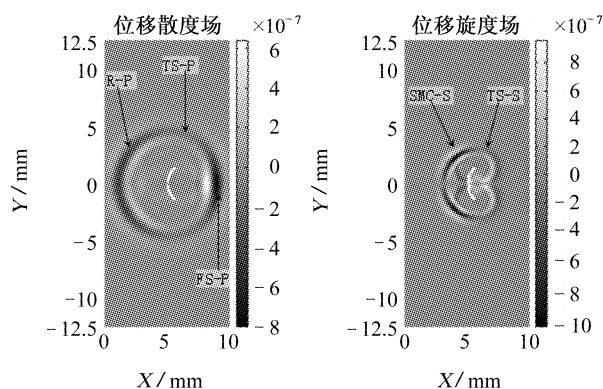


图 8 四分之一圆周斜裂纹 $1.62 \mu\text{s}$ 散射波波场快照

与斜裂纹研究方法相同,图 7b 给出了合成的全部表面结点的散射波 X 方向位移 A 扫描曲线。图中显示了裂纹背向散射纵波(R-P)、表面模式转换的横波(SMC-S)、沿入射方向散射的纵波(FS-P)经底面反射回表面的纵波(RFS-P)等各类波到达各表面结点的时刻。人工边界上也未观察到反射现象。

3 结论

运用有限元方法,在研究了脉冲超声波在无限长板中的传播的基础上,重点对于板中存在的平行于表面的直裂纹、与表面成 45° 斜裂纹和四分之一圆周弧形裂纹三种情况的超声散射进行了模拟。主要得到以下结论:

(1) 通过引入吸收边界条件,基本消除了波在人工截断边界上的虚假反射,使得到的模拟结果真实可靠。

(2) 得到了裂纹长度与回波、透射波幅度间关系曲线。当裂纹长度很小时(如裂纹长度 $< 0.2 \text{ mm}$, 约为纵波波长的十分之一),源点反射回波幅度趋向于零,声波几乎完全绕射,在波源频率不变的情况下,此类裂纹很难检测到。

(3) 超声波在斜入射到介质分界面或裂纹时,纵、横波之间互相激发,存在复杂的模式转换。通过对纵横波的分离和全波场中对散射波的分离,清晰地显示了裂纹对脉冲超声波的散射和复杂的模式转

(下转第 55 页)

上海科桥无损检测有限公司

www.KeQiaoNDT.com

英国 SONATEST(Asia)CO.Ltd 华东地区总代理,专门经销英国声纳集团公司各成员单位的产品,如 DAKOTA,SONATEST 的超声探伤仪和测厚仪。BALTEAU 的射线机,NDT SOLUTION 的快速扫描仪以及 HAFANG 公司的便携式超声相控阵等。

电话:(021)6769 2080/6769 2015/6413 6531
传真:(021)6769 2080/6413 6772
E-MAIL:sonatestshg@vip.sina.com
keqiaondt@sina.com.cn

NDT 北京有色金属研究总院 CENTER 无损检测中心

拥有强大的开发和研制涡流、超声和漏磁等无损检测设备的技术力量。

与俄罗斯动力诊断公司合作推广金属磁记忆检测技术,并设立联合研发培训中心。

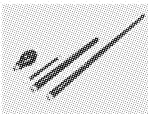
地址:(100088)北京市西城区新街口外大街2号
联系人:袁琪 手机:13501390616
电话:010-62010116 传真:010-62352572
E-mail:enerdiag@163bj.com

PHILIPS

WINGSPAN NDT 专用光源专家

- PHILIPS 系列 NDT 黑光灯管: 高显专用观片灯管;
 - WINGSPAN 加强型黑光灯, 黑光效果遥遥领先, 独有技术, HPW125、HPW250、BLB40W/R、BLB60W/R;
 - UV-5040 大面积高强度紫外线灯。
- 高强度、大面积, 荧光渗透和磁粉探伤最佳伴侣, 性能卓越。

飞利浦特殊光源进口产品中国服务中心
上海市翔沪路90号平盛大厦1001室
(200433)
Tel: 021-65349470, 65349471
021-65504069, 65503721
Fax: 021-65503025
Email: sales@wingspan.com.cn
Website: www.wingspan.com.cn



无损检测标准网

<http://www.chinandt.org.cn>

由 SAC/TC56 全国无损检测标准化技术委员会主办的无损检测标准化专业网站, 可方便查询国内外无损检测标准化动态和信息。

A Website of China NDT Standardization

《无损检测常用标准汇编》出版发行

为满足广大无损检测责任单位和无损检测人员对常用标准和新标准的需求, 同时也为无损检测委托单位和监督(监理)单位及其有关人员提供应用无损检测的基础知识和标准, 从而有助于有关各方了解和正确使用无损检测方法和标准, 推进我国各行业无损检测技术水平的提高, 使无损检测工作实现全面规范化, 中国标准出版社和全国无损检测标准化技术委员会共同选编并出版了《无损检测常用标准汇编》。该标准汇编收集了无损检测现行标准 69 个, 其中国家标准 49 个, 行业标准 20 个, 适用于冶金、机械、电力、航空、造船、建筑、化工及教学等部门涉及到无损检测的各类工程技术人员。

该标准汇编内页 775 页, 约 136 万字, 定价 200 元, 数量有限, 欲购者请与上海材料研究所科技期刊发行部王敏先生联系, 电话\传真: 021-65527634。

(上接第 31 页)

换产生的多种类型的散射波, 并用 A 扫描曲线的形式给出了各种散射波在表面的分布, 在实际检测时应注意对各种波型分别予以检测和识别。

参考文献:

- [1] 他得安, 黄瑞菊, 刘镇清. 数值分析法在超声检测中的应用[J]. 无损检测, 2001, 23(11): 485—488.
- [2] 陈建忠, 史耀武. 超声检测过程的数值模拟[J]. 无损检测, 2001, 23(5): 198—201.
- [3] 廖振鹏. 近场波动的数值模拟[J]. 力学进展, 1997, 27(2): 193—216.
- [4] Bond L J. Numerical techniques and their use to study wave propagation and scattering- a review[C]. Elastic Waves and Ultrasonic NDE. Amsterdam: North-Holland, 1990.
- [5] Jaleel K M A, Kishore N N, Sundararajan V. Finite-element simulation of elastic wave propagation in orthotropic composite materials[J]. Materials Evaluations, 1993, 51(7): 830—838.
- [6] Kishore N N, Sridhar I, Iyengr N G R. Finite element modeling of ultrasonic waves by isolated flaws[J]. NDT&E International, 2000, 33(5): 297—305.
- [7] 罗斯 J L. 固体中的超声波[M]. 何存富, 吴斌, 王秀彦, 译. 北京: 科学出版社, 2004.
- [8] 王勖成. 有限单元法[M]. 北京: 清华大学出版社, 2003.
- [9] Datta D, Kishore N N. Features of ultrasonic wave propagation to identify defects in composite materials modeled by finite element method[J]. NDT&E International, 1996, 29(4): 213—223.
- [10] Lysmer J, Kuhlemeyer R L. Finite dynamic model for infinite media[J]. J Eng Mech ASCE, 1969, 95(8): 859—877.
- [11] Sarma G S, Mallick K, Gadhinglajkar V R. Nonreflecting boundary condition in finite-element formulation for elastic wave equation[J]. Society of Exploration Geophysicists, 1998, 63(3): 1006—1015.
- [12] 沈建中. 超声探伤灵敏度与灵敏度上限[J]. 无损检测, 2002, 24(10): 418—421.
- [13] 杜功焕, 朱哲民, 龚秀芬. 声学基础[M]. 南京: 南京大学出版社, 2001.