



(12)发明专利

(10)授权公告号 CN 103577696 B

(45)授权公告日 2017.01.11

(21)申请号 201310553353.X

(22)申请日 2013.11.08

(65)同一申请的已公布的文献号
申请公布号 CN 103577696 A

(43)申请公布日 2014.02.12

(73)专利权人 浙江大学
地址 310027 浙江省杭州市西湖区浙大路
38号

(72)发明人 吴海腾 吴施伟 金浩然 范宗尉
杨克己 吕福在 武二永

(74)专利代理机构 杭州求是专利事务所有限公
司 33200

代理人 杜军

(51)Int. Cl.

G06F 19/00(2011.01)

(56)对比文件

CN 1952627 A,2007.04.25,
CN 101344428 A,2009.01.14,
US 5974890 A,1999.11.02,
US 7634392 B2,2009.12.15,
CN 101819182 A,2010.09.01,

范宗尉 等;《任意声场中非规则形状
Rayleigh散射体的声辐射力研究》.《声学学报》
.2008,第33卷(第6期),

审查员 陈静

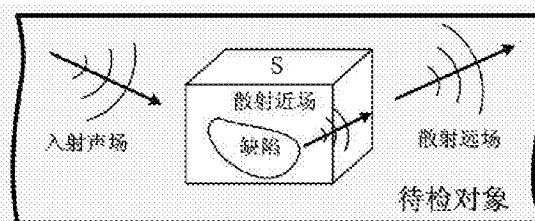
权利要求书2页 说明书5页 附图2页

(54)发明名称

旋转声场作用下非规则缺陷散射声场的计算
方法

(57)摘要

本发明公布了一种旋转声场作用下非规则缺陷散射声场的计算方法。针对基于旋转声场的无损检测过程中,缺陷相对于声场的空间位置与姿态不断变化,传统散射声场计算方法存在运算量大和计算过程复杂等问题,且难以计算非规则缺陷的散射声场,本发明提出基尔霍夫近似与T矩阵离散数值算法混合求解散射声场的方法,并针对裂纹和分层等高度非球形缺陷计算T矩阵时难以收敛的情况,将离散源法融入T矩阵算法,解决收敛性问题。考虑到全局检测技术的效率,利用POD对散射过程进行降维处理,利用有限维自由度系统逼近原始散射模型。本发明有利于明确非规则缺陷与任意旋转检测声场的作用机理,达到定量描述的目的,构成超声无损检测研究的最基本理论基础。



1. 旋转声场作用下非规则缺陷散射声场的计算方法,其特征在该方法包括以下步骤:

步骤一:将缺陷散射声场划分缺陷包围盒内近场和包围盒外远场两部分;

步骤二:缺陷包围盒外的缺陷散射远场用基尔霍夫近似方法计算;

步骤三:在缺陷包围盒内部采用T矩阵法求解缺陷散射声场,并将离散源法融入T矩阵法,解决高度非球形缺陷散射场计算的收敛性问题;

步骤四:利用本征正交分解算法POD建立缩减自由度模型;

步骤五:利用Dirichlet边界条件,得到缺陷的全局散射声场。

2. 根据权利要求1所述的旋转声场作用下非规则缺陷散射声场的计算方法,其特征在于:步骤一中的划分是根据缺陷散射体的几何尺寸、空间位置、姿态指向以及材料特性,用适合形状的包围盒将缺陷包围住,将散射声场划分为近场和远场。

3. 根据权利要求1所述的旋转声场作用下非规则缺陷散射声场的计算方法,其特征在于:步骤二中基尔霍夫近似方法计算过程中忽略沿缺陷表面传播的波,将散射场近似为缺陷上每个点的切平面的反射声场的叠加,体积型散射体的散射远场为

$$A(\bar{e}_i^\beta; \bar{e}_s^\alpha) = \frac{1}{4\pi\rho c_\alpha^2} \int_{S_m} d_i^\alpha [\tilde{\tau}_{ik}^K n_k + ik_\alpha C_{ikpj} e_s^\alpha n_p \tilde{u}_j^k] \cdot \exp(-ik_\alpha \bar{x}_s \cdot \bar{e}_s^\alpha) dS(\bar{x}_s)$$

式中 $A(\bar{e}_i^\beta; \bar{e}_s^\alpha)$ 是 β 型入射波引起的 α 型散射波的远场散射幅值矢量, e_i^β 和 e_s^α 分别是入射波和散射波的单位向量, ρ 是介质的密度, c_α 是P波和S波的声速, d_i^α 是P波和S波的极化向量, $\tilde{\tau}_{ik}^K$ 和 \tilde{u}_j^k 分别是用入射波的位移幅值标准化后的压力和位移分量, n_k 和 n_p 是缺陷表面的单位法向量的分量, C_{ikpj} 为第四阶弹性常数张量, k_α 是P波和S波的波数, x_s 是表面上一点。

4. 根据权利要求1所述的旋转声场作用下非规则缺陷散射声场的计算方法,其特征在于:步骤三所述的T矩阵法求解缺陷散射声场具体是:将入射声场和散射声场分别展开为 $u^{in}(\mathbf{x}) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{j=-l}^l p_{lj} \tilde{e}_{lj}(\mathbf{x})$, $u^{sc}(\mathbf{x}) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{j=-l}^l a_{lj} e_{lj}(\mathbf{x})$, 式中 \mathbf{x} 为位置矢量, \tilde{e}_{lj} 、 e_{lj} 分别为正则型和发散型球波函数, p_{lj} 、 a_{lj} 分别是入射声场和散射声场的展开系数;根据波动方程的线性特性,展开系数存在以下关系 $a_{lj} = \sum_{l'=0}^{\infty} \sum_{j'=-l'}^{l'} t_{l'j',lj} p_{l'j'}$, 式中 $t_{l'j',lj}$ 为阵元构成的T矩阵称为散射体的转移矩阵;当散射体位姿变化时,在完成一次T矩阵计算的基础上重新计算变化后入射声场的展开系数 p_{lj} 即可计算出新的散射声场。

5. 根据权利要求4所述的旋转声场作用下非规则缺陷散射声场的计算方法,其特征在于:对于纵横比较大的高度非球形缺陷散射体,T矩阵法中的单点球波函数描述表面场由离散源替代。

6. 根据权利要求1所述的旋转声场作用下非规则缺陷散射声场的计算方法,其特征在于:步骤四具体是:利用T矩阵法计算 N_s 组参数向量 $\{q_j\}_{j=1}^{N_s}$ 所对应的 N_s 组散射声场 $\{p_j^{SC}\}_{j=1}^{N_s}$,在此基础上,构造POD基 $\Phi_l = \sum_{j=1}^{N_s} V_{lj} p_j^{SC}$, 其中系数 V_{lj} 采用优化算法计算,以使得快照数据在POD基底上的投影 $\sum_{j=1}^{N_s} |\langle p_j^{SC}, \Phi_l \rangle|^2$ 最大化;再根据模型精度要求获得缺陷散射的降阶模型 $p^{SC} = \sum_{k=1}^N \alpha_k \Phi_k$, 存在 $N \ll N_s$ 。

7. 根据权利要求1所述的旋转声场作用下非规则缺陷散射声场的计算方法,其特征在于:步骤五具体是:基尔霍夫近似和T矩阵法计算的包围盒上的散射声压幅值相等,利用这

个边界条件,计算出缺陷的全局散射声场。

旋转声场作用下非规则缺陷散射声场的计算方法

技术领域

[0001] 本发明属于工业超声无损检测技术领域,涉及一种旋转声场作用下非规则缺陷散射声场的计算方法。

背景技术

[0002] 管材、轴类及棒材等作为在国民经济和国防建设相关领域具有广泛应用的圆柱类零部件或原材料,一直以来对无损检测技术具有强烈的需求。而超声无损检测技术由于在安全性、适用性、自动化能力以及特征参量丰富性等方面具有其它方法难以媲美的优势,已成为工业无损检测领域中应用最为广泛的检测技术。通过超声换能器阵列旋转、待检对象直线运动的全程螺旋式扫描检测,产生全局的旋转超声场,在声束空间覆盖的完备性、信息携带的完整性以及各类缺陷的敏感性等方面都具有明显的技术优势,并可极大地抑制振动而提高检测效率,是一种高性能的技术手段。

[0003] 超声无损检测实质上就是实现对缺陷与检测声场作用过程的监控及作用结果的表征,在追求作用过程声束完备覆盖和对不同缺陷敏感表征的基础上,实现作用结果信息的完整携带和高保真解读。因此,超声无损检测技术最基本的理论基础在于明确缺陷散射体与检测声场的作用机理,实现对不同入射声场作用下各类缺陷散射体散射场的计算。基于旋转声场的无损检测过程中,入射声场的特性随着运动在不断地发生变化,缺陷相对于声场的空间位置与姿态不断变化,如果采用传统散射声场计算方法,势必需要根据入射声场特性的变化不断重复散射计算模型设定、网格划分和初边条件确定等步骤,带来运算量大和计算过程复杂的问题,加之实际应用中多是非规则缺陷,传统方法的计算效率将更加难以满足应用需求。另外,在以求解弹性波传播控制方程为目标的散射声场分析方法中,缺陷散射过程被视作是将入射检测声场映射为散射声场的算子,在声学上该过程可等效为一种具有高维自由度的分布参数系统,由于引入了旋转声场,将会进一步增加该分布参数系统的自由度。从检测技术全局角度考察,这种高维的分布参数系统势必会大幅降低整体技术后续过程的效率,包括旋转检测声场优化、反射回波信号分析以及缺陷特性定量反演等步骤的运算效率。

[0004] 因此,有必要发展一种高计算效率的非规则缺陷旋转散射声场计算理论,实现对不同入射声场作用下各类缺陷散射体散射场的计算;并且对其进行降维处理,利用有限维自由度系统逼近原始散射模型,提高全局检测技术处理的效率。

发明内容

[0005] 为了明确非规则缺陷与任意旋转检测声场的作用机理,实现对不同入射声场作用下各类缺陷散射体散射场的高效计算,本发明提出一种任意旋转声场作用下非规则缺陷散射声场的计算方法。考虑到非规则缺陷散射体几何边界的复杂性,采用多分辨率几何建模由粗及精分层刻画进行缺陷图形化描述的策略,而对于缺陷散射声场的计算,利用基尔霍夫近似与T矩阵离散数值算法混合的求解模式,并针对裂纹和分层等高度非球形缺陷计算T

矩阵时难以收敛的情况,将离散源法融入T矩阵算法,解决收敛性问题。为降低原始散射模型的自由度,采用本征正交分解算法POD建立缺陷散射的缩减自由度模型。

[0006] 本发明采用的技术方案是:

[0007] 缺陷散射体与旋转检测声场的相互作用实际上是一个弹性动力学边值问题。因此,可根据待检对象材料、声学特性及其空间分布情况,采用弹性动力学理论建立控制方程,并在确定缺陷边界条件的基础上,应用相应的算法实现在任意旋转检测声场作用下非规则缺陷散射声场的计算,达到对非规则缺陷散射体与任意旋转检测声场作用结果定量描述的目的。

[0008] 本发明方法的具体步骤包括:

[0009] 步骤一:将缺陷散射声场划分缺陷包围盒内近场和包围盒外远场两部分。

[0010] 步骤二:缺陷包围盒外的缺陷散射远场用基尔霍夫近似方法计算。

[0011] 步骤三:在缺陷包围盒内部采用T矩阵法求解缺陷散射声场,并将离散源法融入T矩阵法,解决高度非球形缺陷散射场计算的收敛性问题。

[0012] 步骤四:利用本征正交分解算法POD建立缩减自由度模型。

[0013] 步骤五:利用Dirichlet边界条件,得到缺陷的全局散射声场。

[0014] 进一步说,步骤一中的划分是根据缺陷散射体的几何尺寸、空间位置、姿态指向以及材料特性,用适合形状的包围盒将缺陷包围住,将散射声场划分为近场和远场。

[0015] 进一步说,步骤二中基尔霍夫近似方法计算过程中忽略沿缺陷表面传播的波,将散射场近似为缺陷上每个点的切平面的反射声场的叠加,体积型散射体的散射远场为

$$[0016] \quad A(\bar{e}_i^\beta; \bar{e}_s^\alpha) = \frac{1}{4\pi\rho c_\alpha^2} \int_{S_{in}} d_i^\alpha [\tilde{\tau}_{ik}^k n_k + ik_\alpha C_{ikpj} e_s^\alpha n_p \tilde{u}_j^k] \cdot \exp(-ik_\alpha \bar{x}_s \cdot \bar{e}_s^\alpha) dS(\bar{x}_s)$$

[0017] 式中 $A(\bar{e}_i^\beta; \bar{e}_s^\alpha)$ 是 β 型入射波引起的 α 型散射波的远场散射幅值矢量, e_i^β 和 e_s^α 分别是入射波和散射波的单位向量, ρ 是介质的密度, c_α 是P波和S波的声速, d_i^α 是P波和S波的极化向量, $\tilde{\tau}_{ik}^k$ 和 \tilde{u}_j^k 分别是用入射波的位移幅值标准化后的压力和位移分量, n_k 和 n_p 是缺陷表面的单位法向量的分量, C_{ikpj} 为第四阶弹性常数张量, k_α 是P波和S波的波数, x_s 是表面上一点。

[0018] 进一步说,步骤三种所述的T矩阵法求解缺陷散射声场具体是:将入射声场和散射声场分别展开为 $u^{in}(\mathbf{x}) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{j=-1}^l p_{lj} \tilde{e}_{lj}(\mathbf{x})$, $u^{sc}(\mathbf{x}) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{j=-1}^l a_{lj} e_{lj}(\mathbf{x})$, 式中 \mathbf{x} 为位置矢量, \tilde{e}_{lj} 、 e_{lj} 分别为正则型和发散型球波函数, p_{lj} 、 a_{lj} 分别是入射声场和散射声场的展开系数;根据波动方程的线性特性,展开系数存在以下关系 $a_{lj} = \sum_{l'=0}^{\infty} \sum_{j'=-1}^{l'} t_{l'j, lj} p_{l'j'}$, 式中以 $t_{l'j', lj}$ 为阵元构成的T矩阵称为散射体的转移矩阵;当散射体位姿变化时,在完成一次T矩阵计算的基础上重新计算变化后入射声场的展开系数 p_{lj} 即可计算出新的散射声场。对于纵横比较大的高度非球形缺陷散射体, T矩阵法中的单点球波函数描述表面场由离散源替代。

[0019] 进一步说,步骤四具体是:利用T矩阵法计算 N_s 组参数向量 $\{\mathbf{q}_j\}_{j=1}^{N_s}$ 所对应的 N_s 组散射声场 $\{\mathbf{p}_j^{sc}\}_{j=1}^{N_s}$, 在此基础上,构造POD基 $\Phi_t = \sum_{j=1}^{N_s} V_{tj} \mathbf{p}_j^{sc}$, 其中系数 V_{tj} 采用优化算法计算,

以使得快照数据在POD基底上的投影 $\sum_{j=1}^{N_s} |\langle p_j^{SC}, \Phi_j \rangle_{L^2}|^2$ 最大化;再根据模型精度要求获得缺陷散射的降阶模型 $p^{SC} = \sum_{k=1}^N \alpha_k \Phi_k$, 存在 $N \ll N_s$ 。

[0020] 进一步说,步骤五具体是:基尔霍夫近似和T矩阵法计算的包围盒上的散射声压幅值应该相等,利用这个边界条件,计算出缺陷的全局散射声场。

[0021] 本发明具有的有益效果是:本发明首次提出一种任意旋转声场作用下非规则缺陷散射声场的计算方法。相对于传统方法需要根据入射声场特性的变化不断重复散射计算模型设定、网格划分和初边条件确定等步骤,运算量大和计算过程复杂,仅局限于几种规则缺陷结构与理想旋转声场的计算,本发明的有益效果主要体现在:1)利用基尔霍夫近似与T矩阵离散数值算法混合的求解模式,实现非规则缺陷散射体与任意旋转检测声场作用结果的定量描述;2)将离散源法融入T矩阵算法,通过合理选取的离散源的组合叠加近似表面场,解决基于单点球波函数的T矩阵算法的收敛性问题;3)利用POD基所具有捕捉散射声场空间分布最主要特征的能力,完成原始散射模型自由度的缩减。

附图说明

[0022] 图1是本发明中产生旋转检测声场的结构示意图。

[0023] 图2是本发明中非规则缺陷包围盒的划分示意图。

[0024] 图3是本发明中利用基尔霍夫近似计算缺陷散射远场的示意图。

[0025] 图4是本发明中利用T矩阵法计算缺陷散射近场的示意图。

具体实施方式

[0026] 以下结合附图对本发明作进一步说明。

[0027] 如图1所示,通过超声换能器阵列旋转,待检对象直线运动的全程螺旋式扫描检测技术,产生全局的旋转检测声场。在检测过程中,入射声场的特性随着运动在不断地发生变化,缺陷相对于声场的空间位置与姿态不断变化,传统散射声场计算方法难以满足应用需求的高计算效率。

[0028] 如图2所示,根据缺陷散射体的几何尺寸、空间位置、姿态指向以及材料特性等特征参数,用适合形状的包围盒将缺陷包围住,将散射声场划分为近场和远场。散射远场利用基尔霍夫近似计算,散射近场利用T矩阵法计算。

[0029] 基尔霍夫近似是将入射波入射到的缺陷表面(亮区)的声场等效为平面波入射到与亮区有相同法向量的平面的声场,在入射波无法到达的缺陷表面(影区)的声场假定为零。图3是基尔霍夫近似计算散射远场的示意图。体积型缺陷的散射远场为

$$[0030] \quad A(\vec{e}_i^\beta; \vec{e}_s^\alpha) = \frac{1}{4\pi\rho c_\alpha^2} \int d_i^\alpha [\tilde{\tau}_{ik}^K n_k + ik_\alpha C_{ikpj} e_s^\alpha n_p \tilde{u}_j^k] \cdot \exp(-ik_\alpha \vec{x}_s \cdot \vec{e}_s^\alpha) dS(\vec{x}_s),$$

[0031] 式中 $A(\vec{e}_i^\beta; \vec{e}_s^\alpha)$ 是 β ($\beta=P, S$) 型入射波引起的 α ($\alpha=P, S$) 型散射波的远场散射幅值矢量, e_i^β 和 e_s^α 分别是入射波和散射波的单位向量, ρ 是介质的密度, c_α 是P波和S波的声速, d_i^α 是P波和S波的极化向量, $\tilde{\tau}_{ik}^K$ 和 \tilde{u}_j^k 分别是用入射波的位移幅值标准化后的压力和位移分量, n_k 和 n_p 是缺陷表面的单位法向量的分量, C_{ikpj} 为第四阶弹性常数张量, k_α 是P波和S波的波

数, x_s 是表面上一点。

[0032] T矩阵法计算散射声场是将入射声场和散射声场分别展开为

$$[0033] \quad u^{in}(\mathbf{x}) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{j=-l}^l p_{lj} \tilde{e}_{lj}(\mathbf{x}), \quad u^{sc}(\mathbf{x}) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{j=-l}^l a_{lj} e_{lj}(\mathbf{x})$$

[0034] 以上两式中 \mathbf{x} 为位置矢量, \tilde{e}_{lj} 、 e_{lj} 分别为正则型和发散型球波函数, 具体为

$$[0035] \quad \tilde{e}_{lj}(\mathbf{x}) = j_l(k|\mathbf{x}|)Y_{lj}(\hat{\mathbf{x}}), \quad e_{lj}(\mathbf{x}) = h_l^{(1)}(k|\mathbf{x}|)Y_{lj}(\hat{\mathbf{x}})$$

[0036] 式中 $\hat{\mathbf{x}} = \mathbf{x}/|\mathbf{x}|$, j_l 和 $h_l^{(1)}$ 分别为球Bessel函数和第一类球Hankel函数, 而 Y_{lj} 表示球谐函数。根据Helmholtz方程的线性性质, 入射声场与散射声场的展开系数存在以下关系

$$[0037] \quad a_{l'j'} = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{j=-l}^l t_{l'j',lj} p_{lj}$$

[0038] 上式中 $t_{l'j',lj}$ 为阵元构成的T矩阵称为散射体的转移矩阵。T矩阵将入射声场映射为散射声场, 如图4所示。利用球谐函数的正交特性推导出

$$[0039] \quad t_{l'j',lj} = \langle u_{lj}^{sc,\infty}, Y_{l'j'} \rangle$$

[0040] 式中 $\langle \cdot, \cdot \rangle$ 表示单位球面上的内积, $u_{lj}^{sc,\infty}$ 为以球波函数 \tilde{e}_{lj} 作为入射声场所引起的散射声场, l 必须加以截断, 即 $l = 0, 1, \dots, N_t$ 。因此当散射体位姿变化时, 在完成一次T矩阵计算的基础上重新计算变化后入射声场的展开系数 p_{lj} 即可计算出新的散射声场。

[0041] 对于纵横比较大的高度非球形缺陷散射体, 传统基于单点球波函数的T矩阵方法精度较差, 采用离散源替代单点球波函数描述表面场, 得到适用于大纵横比缺陷并具有数值稳定性的T矩阵算法。根据第二类积分方程的Petrov-Galerkin方法, 建立投影关系为

$$[0042] \quad \int_S (u - u_{in}) \Psi_v^3 dS = 0, \quad v=1, 2, \dots$$

[0043] 采用正则型离散源描述散射体表面场为

$$[0044] \quad u(y) = \sum_{\mu=1}^N a_{\mu} \Psi_{\mu}^1(y)$$

[0045] 对于包围散射体的最小球面以外的散射声场以及内含于散射体的最大球面以内的入射声场, 仍采用传统的单点球波函数来描述, 即

$$[0046] \quad u_{sc}(x) = \sum_{\mu=1}^N f_{\mu} M_{\mu}^3(x), \quad u_{in}(x) = \sum_{\mu=1}^N a_{\mu}^0 M_{\mu}^1(x)。$$

[0047] 散射声场与入射声场展开式系数向量的线性关系为

$$[0048] \quad [f_{\mu}] = \mathbf{T} [a_{\mu}^0]$$

[0049] 缩减自由度的关键在于构造最优的投影子空间, 与以往依赖经验预设模型结构不同, POD算法依据由第一性原理得到的模拟或实验数据构造模型结构, 其基本步骤在于: 首先确定表征缺陷散射体几何尺寸、空间位置、姿态指向以及缺陷材料特性等特征参数向量 \mathbf{q} 及其变化范围; 然后, 利用T矩阵法计算 N_s 组参数向量 $\{\mathbf{q}_j\}_{j=1}^{N_s}$ 所对应的 N_s 组散射声场 $\{p_j^{SC}\}_{j=1}^{N_s}$, 在此基础上, 构造POD基 $\Phi_k = \sum_{j=1}^{N_s} V_{kj} p_j^{SC}$, 其中系数 V_{kj} 采用优化算法计算, 以使得快照数据在POD基底上的投影 $\sum_{j=1}^{N_s} |\langle p_j^{SC}, \Phi_j \rangle_{L^2}|^2$ 最大化; 最后, 根据模型精度要求获得缺陷散射的降阶模型 $p^{SC} = \sum_{k=1}^N \alpha_k \Phi_k$ 。由于POD基 Φ_k 能够捕捉散射声场空间分布的最主要特征, 存在 N

$\ll N_s$, 这样就由原始散射模型推导出缺陷散射的缩减自由度模型。

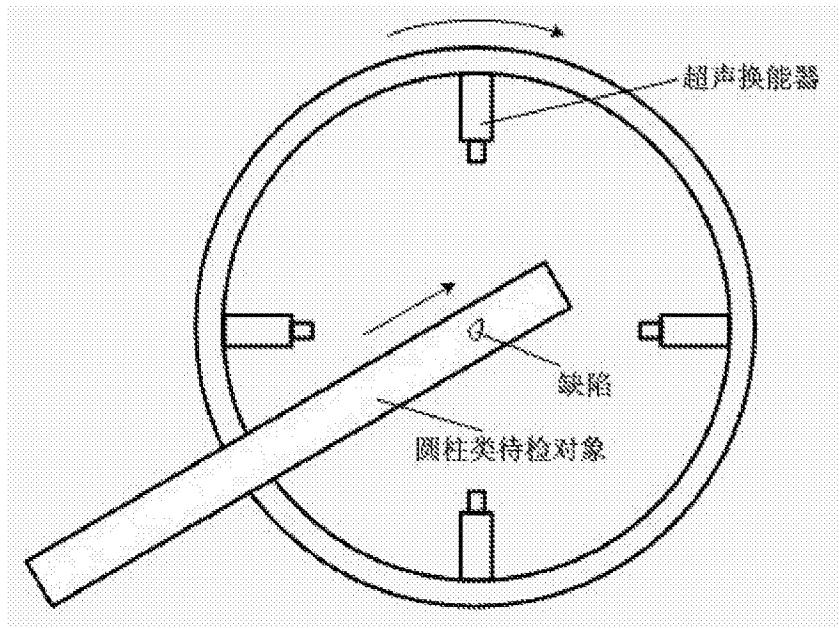


图1

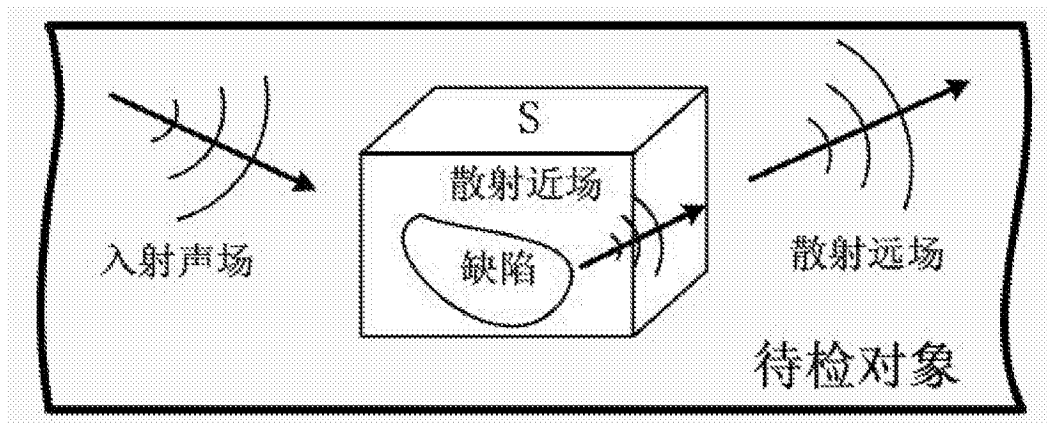


图2

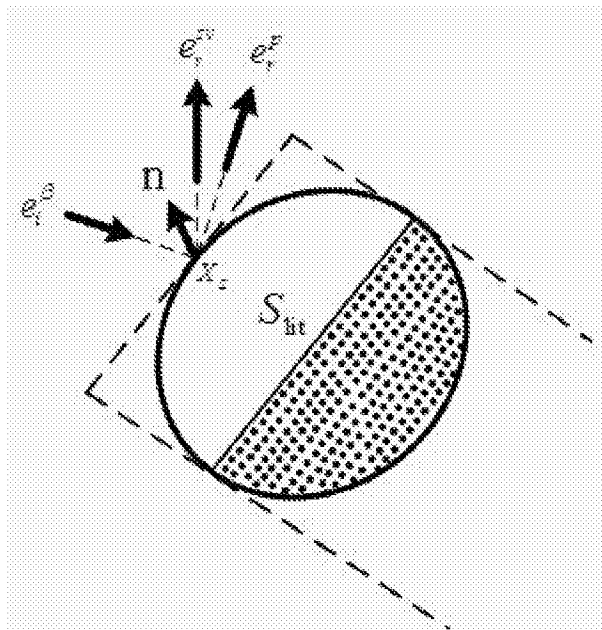


图3

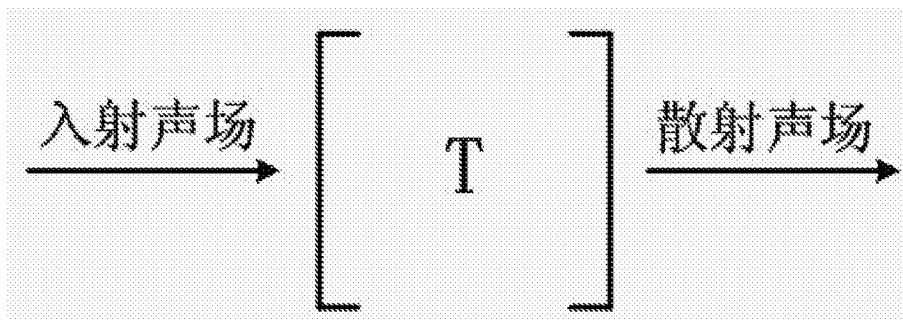


图4