

ABSTRACT

The reconstruction of reflection coefficients using Near-field Acoustic Holography is based on the theory of wave acoustics. Many achievements have already been made in the research on Acoustic Holography, but so far the work amount of the methods measuring reflection coefficients is rather huge and time consuming. So it is useful to find a fast method of reconstructing reflection coefficients.

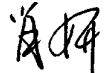
Based on the basic theory of Acoustic Holography in axis-symmetric sound field, a theoretical model of fast reconstructing reflection coefficients is built in this thesis. According to this theoretical model, only complex pressures of radius direction on each two parallel planes are needed to reconstruct reflection coefficients, which greatly reduce the amount of work.

A systematic, theoretical simulation research on this theoretical model has been done in this thesis. Influences of different factors on reflection coefficients are also analyzed. A testing experiment using elastic steel plate with given theoretical reflection coefficients is done, and the result matches the theoretical value well. The experimental result shows that this technology of reflection coefficients reconstruction can reconstruct material's reflection coefficients precisely. In addition, it costs much less time. To sum up, it is a technology of high feasibility and practicability.

Key Words: axis-symmetric sound field; Acoustic Holography; fast reconstruction; reflection coefficients

哈尔滨工程大学 学位论文原创性声明


本人郑重声明：本论文的所有工作，是在导师的指导下，由作者本人独立完成的。有关观点、方法、数据和文献的引用已在文中指出，并与参考文献相对应。除文中已注明引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经公开发表的作品成果。对本文的研究做出重要贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式标明。本人完全意识到本声明的法律结果由本人承担。

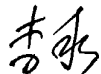
作者（签字）：
日期：2009年3月20日

哈尔滨工程大学 学位论文授权使用声明

本人完全了解学校保护知识产权的有关规定，即研究生在校攻读学位期间论文工作的知识产权属于哈尔滨工程大学。哈尔滨工程大学有权保留并向国家有关部门或机构送交论文的复印件。本人允许哈尔滨工程大学将论文的部分或全部内容编入有关数据库进行检索，可采用影印、缩印或扫描等复制手段保存和汇编本学位论文，可以公布论文的全部内容。同时本人保证毕业后结合学位论文研究课题再撰写的论文一律注明作者第一署名单位为哈尔滨工程大学。涉密学位论文待解密后适用本声明。

本论文（在授予学位后即可 在授予学位12个月后 解密后）由哈尔滨工程大学送交有关部门进行保存、汇编等。

作者（签字）：
日期：2009年3月20日

导师（签字）：
2009年3月23日

第 1 章 绪论

1.1 论文研究背景

随着科学技术的不断进步和人民生活水平的不断提高，噪声已成为环境和产品评价的一项重要指标，军事、交通运输、航空航天、工程机械等领域如何降低噪声水平也成为一个倍受关注的课题。相应地，吸声材料的研发越来越受到世界各国的重视。反声特性是考察吸声材料优劣的重要声学特性之一。在水声领域中，吸声材料声反射系数的测量与反演也受到越来越多的关注。

潜艇作为海军重要的武器系统之一可以说是最具隐蔽性和突然性的。占地球面积 70% 以上的海洋为潜艇作战、生存提供了极为有利的自然环境。潜艇无论作为威慑力量还是作为攻击力量都发挥了巨大的作用。因此世界各主要海军国家都把潜艇力量放在十分重要的位置，并对其发展投入了相当大的精力。从潜艇问世，探潜与隐身的争斗一直激烈地进行着。随着现代探测技术的发展，潜艇的隐蔽性受到很大的威胁。寻求先进的潜艇隐身技术来获得更好的隐蔽性能，是当前潜艇设计中亟待解决的问题。在潜艇表面覆盖吸声材料是潜艇声隐身的重要手段之一。据测算，潜艇加装吸声层后可使敌方声纳的探测能力降低 50%~75%，同时由于吸收了部分本艇自噪声，使本艇声纳基阵区相对安静，提高了本艇声纳探测能力^[1]。

消声瓦技术作为一种有效的抑制噪声振动、降低本艇声目标强度、提高潜艇隐蔽性的手段，已被世界各海军强国广泛采用。消声瓦的工作机理就是在海水与船体之间产生阻抗匹配，使得声波能够进入消声瓦内，由于消声瓦材料的阻尼作用和瓦内空腔或填充物的作用，使声波波形发生变化，声能转化成热能被消耗掉，从而使返回的声波能量大大降低，达到减少主动声纳探测距离的目的。据测算，噪声每降低 20 分贝，可使己方被动声纳探测距离增加一倍，敌方主动声纳探测距离降低 50%，并能缩小敌水中兵器的作战半径，降低其命中精度，同时可使本艇的声模拟干扰装置作战效果提高 15 倍左右^[2]。因此消声瓦的声学特性，尤其是其反声特性的测量有着重要的应用价值。

1.2 声学材料声反射系数测量方法简介

根据入射波方向的不同,声学材料声反射系数的测量方法大致可分为垂直入射平面波和斜入射平面波声反射系数研究方法两大类。材料的垂直声反射系数的研究方法主要适用于声管中小样品的复反射系数测量。经过几十年的发展,这方面的测量技术已基本成熟,并已形成有关的测量标准,主要方法有脉冲管法、驻波管法、传递函数法等。受限于测量尺寸,这种测量方法只能反演法向的声反射系数,应用有局限性,特别是在水声领域。

对于大样品,一般都在自由场中进行测量,如宽带脉冲压缩法等^[3]。自由场大样测量不仅可以给出材料法向的反射特性,而且可以测得斜向反射特性。关于自由场中大样材料任意入射角反射系数的测量方法大致可归纳为以下几类^[4]:表面声压法:在待测材料表面上测得其复声压,再与位于空间同一点上全反射材料上测得的声压相比较;信号分离法:使用脉冲或相关技术,测量一待测材料表面上对一测试信号的响应声压,再分离入射和反射信号以得到反射系数;干涉图法:应用几何反射理论,可以通过位于待测材料前的声波干涉图得到反射系数;双微音器法:通过置于待测材料表面附近的两个微音器之间的一个传播方程来测量,可计算得反射系数;近场声全息法(NAH: Near-field Acoustic Holography):通过记录声场中全息面的声学量(如复声压、复振速、声强)分布,经过反演,从而重构出整个声场分布。

近年来国内相关科研机构在材料声学特性的测量方面做了大量工作。针对声管测量下限频率过高的情况,中船重工 715 所李水、沈建新等(2003)采用双水听器传递函数法,实现了水声材料低频声性能的驻波管测量,将测量频率降低到了 1kHz 以下^[5]。在大样测量方面,李水、缪荣兴等(2000, 2001)利用宽带压缩脉冲叠加法测量技术,在实验室进行了消声瓦大样材料的低频测量^{[6][7]},海军工程大学李海涛、朱锡等(2005)利用传递矩阵法推导了多层结构的声反射、透射系数的计算公式,研究了消声瓦在全入射角下的声特性^[8]。

1.3 近场声全息技术研究与应用情况

1.3.1 声全息概述

全息的概念是由著名物理学家 Gabor D. 在解决电子显微镜的球面相差

时提出的,最初只局限于光学领域。1966年,Thurstone F. L. 首次将其引入声学领域,并称之为声全息技术。然而,声全息技术的实质性发展是从20世纪80年代初美国宾夕法尼亚大学学者 E. G. Williams 和 J. D. Maynard 等首次提出近场声全息(NAH)的概念^[10-12]开始的,由于它是在声源的近场进行测量,包含了随距离迅速消逝的“倏逝波”成分,因而可以突破瑞利波长的限制,获得高分辨率的重建图像。这种近场声全息方法可以由一个测量面的声压标量数据,反演和预测另一个面上的声压、微粒速度、矢量声强等重要声场参量。

NAH 技术通过包围源的全息测量面做声压全息测量,然后借助源表面和全息面之间空间声场变换关系,由全息面声压重建源面的声场。它完全摆脱了声—光全息的复杂设备。其优点是:(a)利用全息场的空间变换只要二维场的全息测量,就可推算三维场;(b)由全息面上无向量场,可得源面上的向量场分布;并可确定大型复杂结构或阵源声能输出部位及源的近场能量回流图形;(c)在 NAH 中近场声测量保留了源近场效应的衰减波(Evanescence-Like Wave)信息,全息面对着源的立体角很大,丢失信息很小,其分辨距离可以小于十几分之一波长。NAH 技术特别适用于低频场源特性的判别、散射体结构表面特性以及结构模态振动等研究,还用于源辐射功率和大型结构远场指向性的预报等。经过20多年的发展,近场声全息技术(NAH)已逐渐成为一种非常有效的噪声源识别、定位以及声场可视化工具。由于 NAH 具有诸多优点,且在工程领域中具有广泛的应用前景,因而吸引了国内外众多学者从事该方面研究。

1.3.2 声全息技术的发展概况

从 Williams、Maynard 和 Veronesi(1985)首次提出近场声全息(NAH)概念至今,NAH 技术经历了重大的发展和改进。Williams 和 Dardy(1987)首先将 NAH 推广到柱坐标系,提出了研究柱形声源声场重建的近场声全息(CNAH, Cylindrical Near-field Acoustical Holography)的原理和方法。利用 2D-FFT(the fast Fourier transform)计算同轴的两柱面上声场的空间变换,讨论了 k-space 滤波和重建分辨率等问题,给出了离散声场的 DFT(the discrete Fourier transform)算法,并进行了有限长柱的实验研究。

近场声全息技术对全息数据测量的要求较高,在此基础上, Loyau 与 Pascal 等人提出了利用声强测量的宽带声全息重建技术(BAHIM: Broad Acoustic Holography Intensity Measurement)^[13], 该技术并不需要同时测量全息面上的复声压,而是通过全息面上二维声强和平方声压的测量来重建复声压,从而降低了对全息数据的要求。为了使声全息能够应用于任意形状表面声场的重建, Veronessi 和 Maynard 在 1989 年最早提出了用边界元法(BEM: Boundary Element Method)来建立声源和全息面以及源面之间的传递矩阵的全息变换方法^[14], Bai 提出了基于边界元法的广义全息方程^[15]。这种方法对全息面的形状没有具体的要求,因而可以用来分析具有复杂形状特征的声源的内部和外部声辐射问题。但是它的缺点也是非常明显的,对于不同阶奇性的积分(弱奇性、强奇性以及超奇性)要作相应的处理,对于不同的源点、场点以及众多的积分点或者对于不同的分析频率,基本解和 Jacobian 因式都会发生变化,因而计算量比较大。另外,普通边界元在特征波数处解的非唯一性,影响了其在全波数范围内求解,因而也限制了它在工程中的应用。

Sarkissian(1990)^[16]提出了用于分析轴对称声源的声全息技术,并在此基础上研究了用于分析有限振动体的 NAH 技术。Lee(1996)^[17]又将 NAH 推广到球坐标下球形声源的声场空间变换(SNAH, Spherical Near-field Acoustical Holography)。理论上讲,有多少种正交坐标系和相应的正交函数组,就可以导出相应的正交共形结构声场空间变换关系。

基于分布源边界点法的声场全息重建和预测技术是在边界元法基础上发展起来的一种新型的声全息变换技术,它继承了边界元法的优点,同时又有效地避开了系数矩阵的直接计算和具体的插值,也不用进行数值求积和奇异积分的处理,具有广泛的应用价值。但无论是应用边界元法还是应用分布源边界点法进行声场全息变换时都存在一个问题。对于单个振源的表面法向振速信息,可以通过声场中测得的复声压和传递矩阵的奇异值分解来重建,但对于多个相干声源,由于测量的声压量为多个振源的声压量的集合,且声压量为标量,现有技术无法将各个声源的各自的声压分离开来,因而不能通过常规的单源重建公式来重建声源表面法向振速。鉴于以上问题的存在,文献[18]提出了三种多源声全息重建和预测的求解方法:单面测量组合法、多面测量组合法和多面测量消元法,并建立了应用分布源边界点法进行多源声场

全息重建和预测理论。

国内关于近场声全息技术的研究起步较晚,九十年代初,中国科学院武汉物理研究所和哈尔滨工程大学水声所率先开始在空气和水中进行近场声全息的理论研究工作。中国科学院武汉物理研究所张德俊^[19-21]等采用传声器线阵扫描实验装置对圆钢板和编磬振动进行了全息重构。哈尔滨工程大学何祚镛、何元安^{[22][23]}等在水下目标散射场全息重构方法研究、非共形面全息重构^[24]、声场空间变换识别水下噪声源^{[25][26]}以及声全息测量基阵的设计^[27]等方面进行了很有成效的研究工作,并采用水下双通道声强测量系统及自制的自动控制扫描装置,以球型压电换能器作为声源,对声场进行全息重建,验证了BAHIM方法的可行性。商德江^[28]对任意形结构非共面全息场变换进行了计算模拟和精度分析。何祚镛和暴雪梅^[29]将NAH方法应用于水下散射问题研究,预报了远场散射指向性。上海交通大学蒋伟康^[30]开发了近声场综合实验解析技术。清华大学杨殿阁^[31]、连小珉^{[32][33]}开展了远场声全息技术的研究并应用于汽车噪声源的识别。经过这二十多年的发展,近场声全息技术已发展成为噪声源识别和声场可视化问题研究的重要技术。有许多新方法相继被采用,并都取得了一定的效果,如在空间Fourier变换法基础上发展的基于K-空间滤波法、Wiener滤波法、反复算法以及统计最优法的近场声全息技术^[34],还有不受源面和全息面形状限制的基于边界元法的近场声全息技术,以及基于Helmholtz最小二乘法(HELs: Helmholtz Equation Least Squares)的近场声全息技术。它们都能有效地实现声场的全息变换,但是也各有优缺点。

1.3.3 近场声全息(NAH)的实现

近场声全息的实现过程主要包括两部分,即全息面上复声压的获取和声场的空间变换。全息面上复声压幅值的获取相对比较简单,而相位的获取则要复杂些,通常采用的方法是单参考源传递函数法、多参考源互谱测量法和快照法。声场的空间变换算法是NAH发展的关键,现有主流的NAH变换算法有三种:二维空间Fourier变换及其逆变换法、边界元法(BEM)以及Helmholtz最小二乘(HELs)法。二维空间Fourier变换及其逆变换法计算速度快,但是对源面和全息面的形状要求严格;边界元法(BEM)对源面和全息面的形状适应性强,但是计算效率低,而且存在解的非唯一性、奇异积分的处

理等问题；Helmholtz 最小二乘(HELMS)法是介于前两者之间的一种折衷的方法，它所需的展开项数和测量点数要比 BEM 中源面离散点数和外部测量点数少得多，并且避免了大量耗时的积分运算，计算量要远小于 BEM，计算速度快，而且它适用于任意形状声源的外部 and 内部声场分析，但对于细长形声源，存在收敛性差的问题。另外还有组合 HELMS 法，以及分布源边界点法等。基于分布源边界点法的 NAH 技术，一方面继承了 BEM 适用于任意形状声源分析的优点，另一方面则有效地避开了 BEM 中存在的奇异积分、解的非唯一性处理以及计算量大等问题。考虑到常规的分布源边界点法在特解源的位置选取等方面存在一定的缺陷，对其进行了改进，提出了采用不同阶次的球面波源作为特解源的球面波源边界点法，并成功将其用于实现 NAH。

在 NAH 的实现过程中，除了声场空间变换算法，还存在另一个关键问题——重建稳定性问题^[35]。NAH 和常规的声辐射计算不一样，它求解的是声辐射逆问题，属于数学逆问题同一范畴，因而在其求逆过程中经常会出现不稳定性。也就是说，所求逆问题的输入误差在求逆过程中会被急剧放大，输出结果真值完全被误差淹没而变得毫无意义。因此在 NAH 求逆过程中需要加入适当的处理措施，限制输入误差对输出结果的影响，确保输出结果的有效性。为解决这个问题，使用了在数学领域里最具普遍性、在理论上最完备且行之有效的方法是正则化方法。正则化方法的基本思想是由 Tikhonov 于 20 世纪 40 年代首先创立，并在 60 年代由 Tikhonov^[36]，Ivanov 和 Morozov^[37] 等进一步丰富了其内容。目前正则化方法可以分为两类：直接正则化法和迭代正则化法。正则化方法实际上是对实际求解过程的一种近似，通过一定的控制策略来获得最佳的近似结果，因而其中存在一个问题，即怎样获得最佳的近似效果。在各种正则化方法中，具体表现为怎样选取最优的截断点位置、正则化参数以及迭代次数等，这些参数的选取直接决定了正则化处理的效果。文献[38]在基于分布源边界点法的 NAH 理论上，提出采用 Landweber 迭代正则化方法稳定 NAH 重建过程，控制重建结果对测量误差的影响；并提出一种用于确定最优迭代次数的方法——辅助面选取法，该方法通过确定各次迭代所获得的辅助面上声压值与测量值之间相对误差的最小值来选取最佳迭代次数，从而达到最佳的正则化效果。

纵观国内外，声全息技术的研究已经有了一些成果，但很多方面还需深

入考虑，例如，目前的声反射系数的测量方法工作量都比较大，比较耗时，因此，寻求一种快速反演声反射系数的方法是具有其实际意义的。

1.4 论文工作内容

本论文的工作内容包括以下几个方面：

(1)应用 MATLAB 语言对基于近场声全息理论的大样材料声反射系数快速反演技术进行仿真，通过仿真讨论分析声场的轴对称性、全息面尺寸、测量点间距、全息面与大样材料间距、声源与大样材料间距、不同反射面(不同参数的大样材料)等各种因素对反演结果的影响。

(2)结合 ANSYS、SYSNOISE 软件对基于近场声全息理论的大样材料声反射系数快速反演技术进行理论建模与数值仿真，主要讨论结构模型的各个参数对反演结果的影响。

(3)根据解析仿真以及数值仿真结果开展实验研究，制定实验参数，进行原理验证实验。根据实验结果验证基于近场声全息理论的大样材料声反射系数快速反演技术理论与测量模型的正确性，及通过仿真得到的各种实验参数设置和测量数据处理方法在实际实验中的有效性。

1.5 本章小结

本章介绍了声学材料反射系数测量的应用背景，简单介绍了几种大样声学材料声反射系数的测量方法，回顾了声全息技术的发展简史和研究近况，并说明了本论文的主要内容。

第 2 章 基本原理与测量模型

2.1 基本原理

利用近场声全息方法反演任意角度下的大样材料声反射系数，最早由日本学者 Tamura^{[40]-[42]}提出。声全息反演法测量声学材料任意入射角反射系数的基本原理是通过空间傅立叶变换将空间声场的复声压分布分解为平面波(平面波分解技术)，或者是通过傅立叶—贝塞尔变换(又称快速汉克尔变换)将复声压分布分解为柱面波(柱面波分解技术)，在波数域分离出入射波和反射波，从而获得任意入射角的反射系数^[39]。

首先介绍一下基于平面波分解的声全息反演法，该方法基于波动声学理论，利用空间傅立叶变换(SFT: Spatial Fourier Transform)，将测得的两个全息面上的复声压分布(全息声压)分解为不同波数的平面波分量，再利用平面波传播理论，将大样材料表面(即反射面)的入射波分量和反射波分量分离出来，从而得到大样材料的声反射系数。

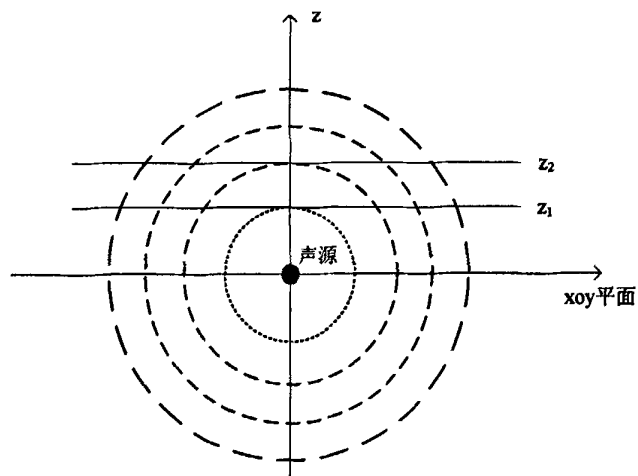


图 2.1 辐射源声场模型

如图 2.1，三维空间 (x, y, z) 中有一个辐射声源，在平面 $z = z_1$ 和 $z = z_2$ 上产生复声压分布 $p(x, y, z_1)$ 和 $p(x, y, z_2)$ 。

利用二维傅立叶变换(Two Dimensional Fourier Transform)，可将两个平面上的复声压分解为各个方向上的平面波分量^[43]：

$$P(k_x, k_y, z_1) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int p(x, y, z_1) \exp[-j(k_x x + k_y y)] dx dy \quad (2-1)$$

$$P(k_x, k_y, z_2) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int p(x, y, z_2) \exp[-j(k_x x + k_y y)] dx dy \quad (2-2)$$

各平面波分量的传播方向由波向量 (k_x, k_y, k_z) 给出(如图 2.2), 介质中的波数 k_0 与波数分量满足关系:

$$k_0^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 \quad (2-3)$$

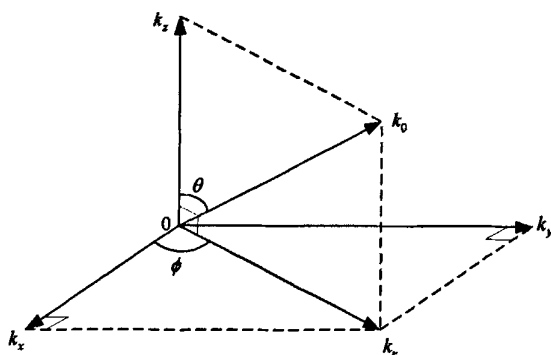


图 2.2 波数域

假设图 2.3 中平面 $z=0$ (xoy 平面)为反射面, 其上的复声压分布 $p(x, y, 0)$ 也可分解为相应波数的平面波分量 $P(k_x, k_y, 0)$ 。

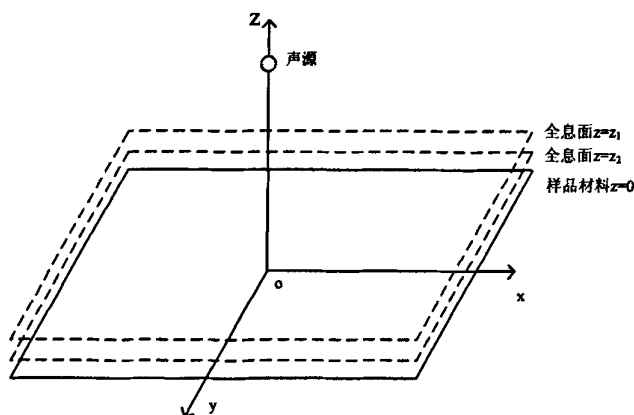


图 2.3 平面波分解示意图

而每个平面波分量可以表示为相应的入射平面波和反射平面波分量的叠

加:

$$P(k_x, k_y, 0) = P_i(k_x, k_y, 0) + P_r(k_x, k_y, 0) \quad (2-4)$$

根据声场反射理论, 入射平面波分量和反射平面波分量之间满足关系:

$$P_r(k_x, k_y, 0) = C_r(k_x, k_y) \cdot P_i(k_x, k_y, 0) \quad (2-5)$$

式中, $C_r(k_x, k_y)$ ——反射面的声反射系数。

根据波数向量与声波传播方向的关系, 可以由 (k_x, k_y) 确定入射角度 θ :

$$\theta = \arcsin(k_r / k_0) = \arcsin \frac{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}}{k_0} \quad (2-6)$$

从(2-5)式和(2-6)式不难看出, 只要将反射面各波数平面波分量分解为入射波分量和反射波分量, 就可以求出相应入射角的反射面声反射系数。这可以利用平面波传播理论实现。

平面 $z = z_1$ 和 $z = z_2$ 上各波数的平面波分量也可以看作是相应波数的入射平面波和反射平面波分量的叠加:

$$P(k_x, k_y, z_1) = P_i(k_x, k_y, z_1) + P_r(k_x, k_y, z_1) \quad (2-7)$$

$$P(k_x, k_y, z_2) = P_i(k_x, k_y, z_2) + P_r(k_x, k_y, z_2) \quad (2-8)$$

当一个平面波分量从平面 $z = z_1$ 传至平面 $z = z_2$ 时, 根据平面波传播理论, $z = z_2$ 平面上的相应的平面波分量可以表示为:

$$P(k_x, k_y, z_2) = P(k_x, k_y, z_1) \cdot \exp[-jk_z(z_2 - z_1)] \quad (2-9)$$

同样的, 用平面波传播理论, 将平面 $z = 0$ 和 $z = z_1$ 的相应波数的入射平面波和反射平面波分量联系起来:

$$P_i(k_x, k_y, 0) = P_i(k_x, k_y, z_1) \cdot \exp(-jk_z z_1) \quad (2-10)$$

$$P_r(k_x, k_y, z_1) = P_r(k_x, k_y, 0) \cdot \exp(-jk_z z_1) \quad (2-11)$$

将式(2-10)和式(2-11)代入式(2-9), 得到平面 $z = z_1$ 的平面波分量用平面 $z = 0$ 上相应波数的入射平面波和反射平面波分量描述的表达式:

$$P(k_x, k_y, z_1) = P_i(k_x, k_y, 0) \cdot \exp(jk_z z_1) + P_r(k_x, k_y, 0) \cdot \exp(-jk_z z_1) \quad (2-12)$$

同理，可以得到平面 $z = z_2$ 的平面波分量用平面 $z = 0$ 上相应波数的入射平面波和反射平面波分量描述的表达式：

$$P(k_x, k_y, z_2) = P_i(k_x, k_y, 0) \cdot \exp(jk_z z_2) + P_r(k_x, k_y, 0) \cdot \exp(-jk_z z_2) \quad (2-13)$$

联立式(2-12)和式(2-13)，就可以实现将平面 $z = 0$ (即反射面)上入射平面波和反射平面波分离的目的：

$$P_i(k_x, k_y, 0) = \frac{P(k_x, k_y, z_1) \cdot \exp(-jk_z z_2) - P(k_x, k_y, z_2) \cdot \exp(-jk_z z_1)}{2j \sin[k_z(z_2 - z_1)]} \quad (2-14)$$

$$P_r(k_x, k_y, 0) = \frac{P(k_x, k_y, z_2) \cdot \exp(jk_z z_1) - P(k_x, k_y, z_1) \cdot \exp(jk_z z_2)}{2j \sin[k_z(z_2 - z_1)]} \quad (2-15)$$

由(2-5)式，得到 $C_r(k_x, k_y)$ 的表达式：

$$C_r(k_x, k_y) = \frac{P_r(k_x, k_y, 0)}{P_i(k_x, k_y, 0)} \quad (2-16)$$

$$C_r(k_x, k_y) = \frac{P(k_x, k_y, z_2) \cdot \exp(jk_z z_1) - P(k_x, k_y, z_1) \cdot \exp(jk_z z_2)}{P(k_x, k_y, z_1) \cdot \exp(-jk_z z_2) - P(k_x, k_y, z_2) \cdot \exp(-jk_z z_1)} \quad (2-17)$$

由此可见，只要测得平面 $z = z_1$ 和 $z = z_2$ 上的复声压分布，就可以计算出反射面的声反射系数。

如果系统中的声源发射的声场具有轴对称性，同时被测的大样材料也是均匀的，那么，材料反射的声场具有空间上的轴对称性。根据 Tamura 提出的柱面波分解方法，当声场满足以上条件时，方程(2-1)的二维傅立叶变换(2-D Fourier transform)可由一维傅立叶—贝塞尔变换(Fourier-Bessel transform)所代替，如下式：

$$P(k_r, z) = 2\pi \int_0^{\infty} p(r, z) J_0(rk_r) r dr \quad (2-18)$$

其反变换为：

$$p(r, z) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} P(k_r, z) k_r J_0(rk_r) dr \quad (2-19)$$

式中， $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$ ：空间点到 z 轴的水平距离；

$k_r = (k_x^2 + k_y^2)^{1/2}$ ：介质波数的水平分量。

由上面的简化, 计算反射系数的(2-17)式变为

$$C_r(k_r) = \frac{P(k_r, z_2)\exp(jk_z z_1) - P(k_r, z_1)\exp(jk_z z_2)}{P(k_r, z_1)\exp(-jk_z z_2) - P(k_r, z_2)\exp(-jk_z z_1)} \quad (2-20)$$

利用一维傅立叶—贝塞尔变换公式进行柱面波分解, 得到的反射系数 $C_r(k_r)$ 是波数域平面 (k_x, k_y) 中相同 k_r 值对应反射系数的平均值, 即 $C_r(k_r)$ 是某一入射角下方位角 ϕ 从 0 到 2π 的反射系数的平均值^[44]。使用这种方法时应保证声场是具有空间轴对称性的。

2.2 测量模型

2.2.1 自由场全空间全息变换技术测量模型

如图 2.4, 为应用近场声全息理论反演大样材料声反射系数的测量模型。使用这种测量模型时, 应保证声场是全空间自由场。参照图 2.3, 测试材料表面设为 xoy 平面, 即平面 $z=0$ 。声源 z_s 位于 z 轴正轴上, 全息面(测量面) $z=z_1$ 和 $z=z_2$ 位于声源 z_s 与测试材料表面之间。分别对两个全息面进行二维扫描, 得到 z_1 和 z_2 平面上的复声压分布, 应用(2-1)和(2-2)式, 得到 z_1 和 z_2 平面上各波数 (k_x, k_y) 的平面波分量 $P(k_x, k_y, z_1)$ 和 $P(k_x, k_y, z_2)$ ^[43]。

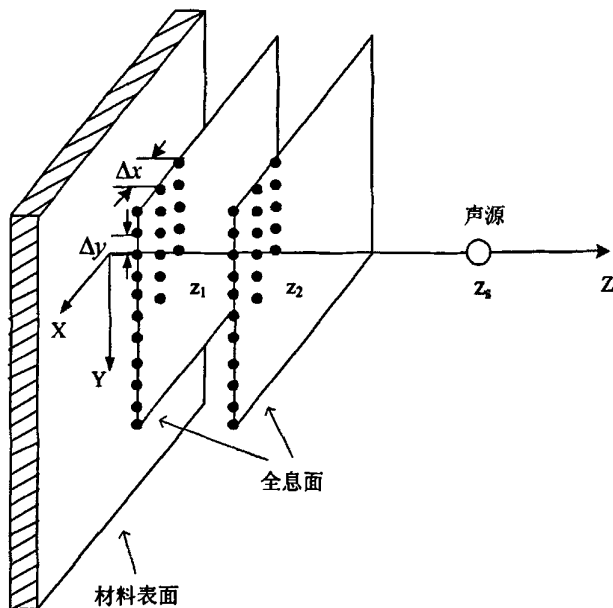


图 2.4 自由场全空间全息变换技术测量模型

将 $P(k_x, k_y, z_1)$ 和 $P(k_x, k_y, z_2)$ 代入式(2-17), 可以得到波数为 (k_x, k_y) 的反射系数 $C_r(k_x, k_y)$ 。考虑到波数与声波传播方向的关系, 对给定 θ , 将满足式(2-6)的波数 k_x, k_y 所对应的反射系数作平均, 从而得到给定入射角 θ 的反射面反射系数 $C_r(\theta)$ 。

实际测量得到的是各全息面上声压的二维分布, 在对其进行二维 FFT 变换后, 根据空间采样原理, 所得到的变换结果就是对应着各相应波数 k_x, k_y 平面波分量的二维矩阵。假设对全息面进行了 $n_x \times n_y$ 个点的扫描, 测得全息面复声压二维分布矩阵(n_x 和 n_y 分别为 x 和 y 方向上的扫描点数):

$$\begin{pmatrix} p(x_0, y_0) & p(x_1, y_0) & \cdots & p(x_{n_x-1}, y_0) \\ p(x_0, y_1) & & & \\ \vdots & & & \\ p(x_0, y_{n_y-1}) & & \cdots & p(x_{n_x-1}, y_{n_y-1}) \end{pmatrix} \quad (2-21)$$

对该矩阵进行二维 FFT 变换, 得到变换结果则对应着相应波数的平面波分量:

$$\begin{pmatrix} P(k_{x_0}, k_{y_0}) & P(k_{x_1}, k_{y_0}) & \cdots & P(k_{x_{n_x-1}}, k_{y_0}) \\ P(k_{x_0}, k_{y_1}) & & & \\ \vdots & & & \\ P(k_{x_0}, k_{y_{n_y-1}}) & & \cdots & P(k_{x_{n_x-1}}, k_{y_{n_y-1}}) \end{pmatrix} \quad (2-22)$$

其中, 各数据点对应的波数分量 k_{x_i}, k_{y_i} 由空间采样定理确定^[12]:

$$\begin{cases} k_{x_i} = 2\pi i/L_x, & (0 \leq i \leq n_x/2) \\ k_{x_i} = 2\pi(i - n_x)/L_x, & (n_x/2 \leq i \leq n_x) \end{cases} \quad (2-23)$$

$$\begin{cases} k_{y_i} = 2\pi i/L_y, & (0 \leq i \leq n_y/2) \\ k_{y_i} = 2\pi(i - n_y)/L_y, & (n_y/2 \leq i \leq n_y) \end{cases} \quad (2-24)$$

式中, L_x, L_y 分别为对全息面进行二维空间扫描时 x 方向和 y 方向上的扫描长度; n_x, n_y 分别为两个方向上的扫描点数。

这样, 利用式(2-23)和式(2-24)确定的波数分量, 就可以确定式(2-22)的矩阵中各数据点的平面波分量所对应的入射角。利用该矩阵的数据点, 代入式(2-17), 就可以求得该波数分量对应的反射系数。再对相同入射角对应的反射系数求平均, 最终得到该入射角的声反射系数。

需要注意的是(2-23)式和(2-24)式确定的波数分量的取舍问题。在计算反射系数时，只采用正波数分量对应的数据点，而且不考虑非均匀平面波。因此，式(2-22)矩阵中用于计算反射系数的数据点应当满足条件：

$$\begin{cases} 0 \leq i \leq n_x/2 \\ 0 \leq i \leq n_y/2 \\ \sqrt{k_x^2 + k_y^2} \leq k_0 \end{cases} \quad (2-25)$$

波数域采样定理的应用，使得通过一次二维 FFT 运算，就可以得到多个入射角度的反射系数，从而提高了运算效率和速度。但是，这样却不能直接计算任意角度的声反射系数，而只能得到 FFT 变换结果矩阵中相应数据点对应的入射角度的声反射系数。从(2-23)式和(2-24)式可以看到，要得到更多的入射角度的反射系数，就要提高空间分辨率，需要增大 L_x ， L_y 的值，即增大扫描范围，同时也要相应的增加扫描点数。

这种自由场全空间全息变换技术的测量方法，在实际的操作过程中，需要测量两个全息面上完整的声场分布，测量的工作量也很大。同时这种测量方法要求声场是全空间自由场，因此进行实际测量实验时，布置声场有一定的难度。

2.2.2 半空间全息变换技术测量模型

在水声场测量中，水面可近似认为是绝对软边界^[45]。而在数学物理模型中绝对软边界等效为反对称边界条件。因此，把水下的声场关于水面进行反对称，即可得到等效无界自由声场。鉴于此理论，高岩，王洋(2007)等^[46]利用镜像法(虚源法)和平面声全息技术结合测量了材料的反射系数，对于半自由空间，可以将界面一侧测得的数据对称到界面另一侧，形成扩展面。

如图 2.5，即为这种半空间全息技术测量模型^[47]。把待测材料吊放在近水面的地方，分别对两个近水面的声场进行二维扫描，得到 z_1 和 z_2 平面上的复声压分布，再根据绝对软边界的反对称性质，把 z_1 和 z_2 的复声场进行反对称处理，得到 z_1 和 z_2 分别对应的水面上部分的复声压分布，然后利用自由场全空间全息技术的有关计算方法，即可得到材料的声反射系数。

假设对全息面进行了 $n_x \times n_y$ (n_x 和 n_y 分别为 x 和 y 方向上的扫描点数)个

点的扫描，测得全息面复声压的二维分布矩阵同式(2-21)。

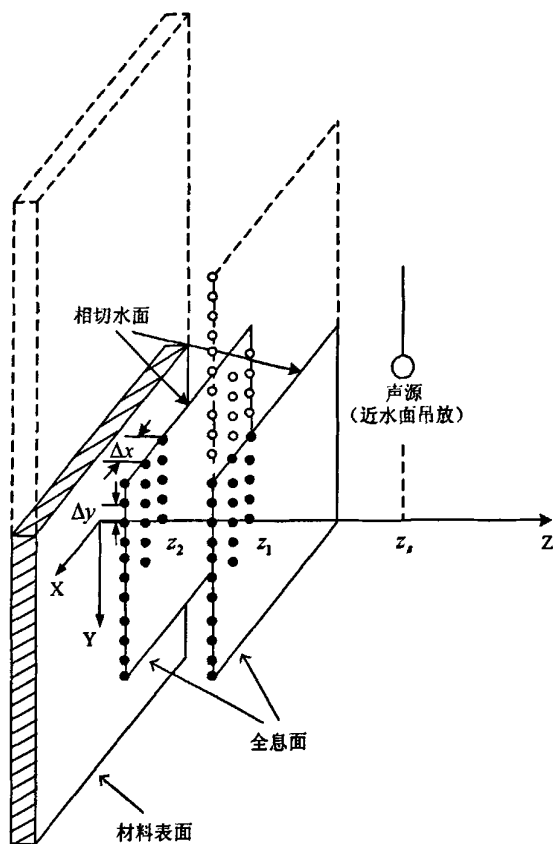


图 2.5 半空间全息技术测量模型

则经过反对称处理后，得到的用于计算的声压二维分布矩阵(假设 x 方向为与水面平行的方向， y 方向为与水面垂直方向)，如式(2-26)所示。

$$\begin{pmatrix}
 -p(x_0, y_{n_y-1}) & -p(x_1, y_{n_y-1}) & \cdots & -p(x_{n_x-1}, y_{n_y-1}) \\
 \vdots & \ddots & & \\
 -p(x_0, y_1) & & & \\
 -p(x_0, y_0) & & \cdots & -p(x_{n_x-1}, y_0) \\
 p(x_0, y_0) & p(x_1, y_0) & \cdots & p(x_{n_x-1}, y_0) \\
 p(x_0, y_1) & \ddots & & \\
 & & \vdots & \\
 p(x_0, y_{n_y-1}) & & \cdots & p(x_{n_x-1}, y_{n_y-1})
 \end{pmatrix} \quad (2-26)$$

对式(2-26)所表示的矩阵进行二维傅立叶变换，变换后的结果即为对应着各相应波数的平面波分量。然后再利用式(2-17)得到各入射角度对应的反射系

数。其中，各数据点对应的波数分量 k_{x_i} ， k_{y_i} ，同样应该由式(2-23)，(2-24)对应的空间采样定理决定。要注意的是，用于计算的 y 方向的扫描长度 L_y 的取值应为实际扫描长度的两倍，扫描点数 n_y 的取值应为实际扫描点数的两倍。

半空间全息技术把水下的声场进行反对称处理，从而使等效的测量声场区域增大一倍，在同等测量精度情况下使扫描次数减小一倍，理论上也可以获得更多角度下的声反射系数。

2.2.3 轴对称声场全息变换技术测量模型

根据 Tamura 提出的简化方法,如果系统中的声源发射的声场具有轴对称性,而且被测的大样材料也是均匀的,这时,由材料反射的声场具有空间上的轴对称性。如图 2.6 所示,为轴对称声场条件下利用声全息技术反演声学材料反射系数的测量模型。

将测试材料表面设为 xoy 平面,即平面 $z=0$ 。声源 z_s 位于 z 轴正轴上,全息面(测量面) $z=z_1$ 和 $z=z_2$ 位于声源 z_s 与测试材料表面之间。假设被测材料为圆形的,根据式(2-18)~式(2-20)可知,只需测量全息面上一条半径上的声压分布就可以得到所需的对应平面的柱面波分量,从而可以得到材料的声反射系数。为了减小测量误差,可以测几条半径上的声压分布,对其声压分布取平均后,再进行柱面波分解,同时也可以检测声场是否是轴对称的。

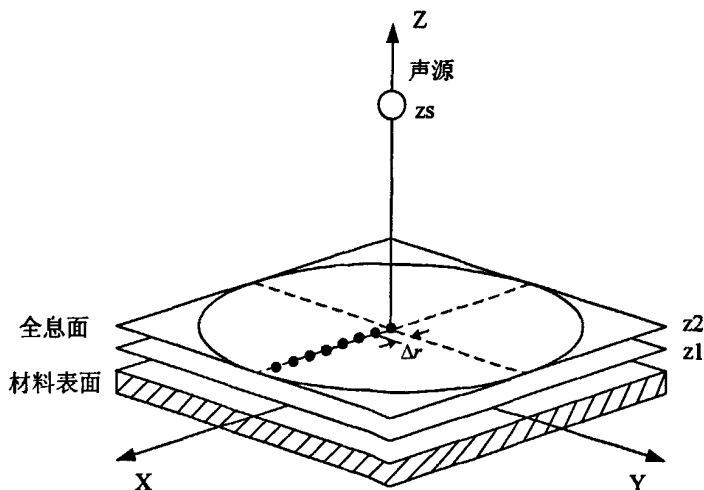


图 2.6 轴对称声场全息变换技术测量模型

实际测量时分别对两个全息面进行径向扫描, 得到 z_1 和 z_2 平面上两条平行半径上的复声压分布, 应用(2-18)式, 得到 z_1 和 z_2 平面上与波数域平面 (k_x, k_y) 中相同 k_r 值对应的柱面波分量 $P(k_r, z_1)$ 和 $P(k_r, z_2)$ 。将 $P(k_r, z_1)$ 和 $P(k_r, z_2)$ 代入式(2-20), 可以得到波数为 k_r 的反射系数 $C_r(k_r)$ 。考虑到波数与声波传播方向的关系, 对给定 θ , 将满足式(2-6)的波数 k_r 所对应的反射系数作平均, 从而得到给定入射角 θ 的反射面反射系数 $C_r(\theta)$ 。

考虑到实际测量得到的是各全息面上声压的一维分布, 在对其进行一维傅利叶—贝塞尔变换(Fourier-Bessel transform)后, 根据空间采样原理, 所得到的变换结果就是对应着各相应波数 k_r 的柱面波分量的一维向量。

假设对全息面进行了 $n_r \times m$ 个点的扫描(n_r 和 m 分别为 r 方向上的扫描点数与扫描半径的个数), 测得全息面复声压分布矩阵:

$$\begin{pmatrix} p(r_{0,0}) & p(r_{1,0}) & \cdots & p(r_{n_r-1,0}) \\ p(r_{0,1}) & & & \\ \vdots & & & \\ p(r_{0,m-1}) & & \cdots & p(r_{n_r-1,m-1}) \end{pmatrix} \quad (2-27)$$

对采集得到的复声压分布矩阵进行列平均, 可得:

$$\left[p(r_0) \quad p(r_1) \quad \cdots \quad p(r_{n_r-1}) \right] \quad (2-28)$$

将复声压进行一维傅立叶—贝塞尔变换, 即进行柱面波分解。得到的柱面波分量如下:

$$\left[p(k_{r_0}) \quad p(k_{r_1}) \quad \cdots \quad p(k_{r(n_r-1)}) \right] \quad (2-29)$$

其中, 各数据点对应的波数分量 k_{r_i} 由空间采样定理确定^[12]:

$$k_{r_i} = \frac{\pi i}{L_r}, \quad 0 \leq i \leq (n_r - 1) \quad (2-30)$$

式中, L_r 为对全息面进行扫描时 r 方向上的扫描长度。

在计算反射系数时, 只采用正波数分量对应的数据点, 且不考虑非均匀柱面波。由于采集的是径向的复声压, 因此 $k_r \geq 0$; 另外, 当 $k_r > k_0$ 时, k_z 为纯虚数, 该波数分量对应的平面波分量为非均匀柱面波。因此, 式(2-29)中用

于计算反射系数的数据点应满足以下条件:

$$0 \leq k_r < k_0 \quad (2-31)$$

这样,利用式(2-30)和式(2-31)确定的波数分量,通过式(2-7)就可以确定式(2-28)的矩阵中各数据点的柱面波分量所对应的入射角。利用该矩阵的数据点,代入式(2-20),就可以求得该波数分量对应的反射系数,最终得到该入射角的声反射系数。

可以看出,声场为轴对称的情况下,利用以上的实验模型可以大大减少扫描次数,通过测量一条半径可以得到很多入射角度上的材料反射系数,测量时间为以上两种以平面波分解技术为基础的测量模型的几十分之一,在很大程度上提高了实验效率。

2.3 本章小结

本章论述了基于声全息理论的大样材料声反射系数反演技术的基本原理。当声场为轴对称时,可利用一维傅立叶—贝塞尔变换,对两全息面上的径向声压进行柱面波分解,最终得到大样材料的声反射系数。

本章还叙述了自由场全空间的全息变换模型和基于声全息理论的半空间全息变换模型,同时建立了轴对称声场情况下的全息变换技术测量模型。三种不同的测量模型分析如下:

(1)自由场全空间全息变换技术测量模型要求声场为全空间自由场,因此布置声场时有一定的难度,而且该测量模型需要测量两平行矩形平面上的全息声压,要求较大的测量数据量,同时强调测点之间相对位置的精确性,从而需要大量的测量时间并要求保证一定的测量精度。

(2)半空间全息技术测量模型有效利用了水面边界的绝对软性质,对测量得到的两平行矩形面上的全息声场进行反对称处理,从而使等效的测量声场区域增大一倍。同时,不需要考虑水面反射带来的影响,对实验条件的要求进一步降低。而且近水面布放各实验器材使得实验更容易实施。

(3)对比以上两种测量模型,利用一维傅立叶—贝塞尔变换的轴对称声场声全息测量模型在测量效率上更为优越。以上两种模型均需要测量两个全息面上各离散点的复声压,而轴对称声场情况下的全息变换技术测量模型理论

上只需要测量两个全息面上一条半径上的复声压分布，大大减少了实验所需测量数据量；这种以柱面波分解技术为基础的测量模型虽然对实验条件的要求很高，需要声场关于被测材料中心法向方向轴对称，但是，却在很大程度上缩短了测量时间，提高了实验效率，在一定程度上减小了由于测量而引起的误差，能够实现声学材料大样的声反射系数的快速反演，很有实际意义。

第3章 仿真与分析

3.1 概述

轴对称声场全息变换技术中主要采用了一维傅立叶—贝塞尔变换，如下式：

$$P(k_r, z) = 2\pi \int_0^{\infty} p(r, z) J_0(rk_r) r dr \quad (3-1)$$

由式(3-1)中可以看出，利用一维傅立叶—贝塞尔变换反演材料的反射系数，理论上要求测量样品和全息面的面积无穷大，这是实际中当然是不可能实现的。由于实际测量时，被测样品和全息面(测量面)是有限的，可以将测量的全息声压波数谱看作实际的波数谱和矩形窗的波数谱的卷积，矩形窗的波数谱的主瓣是有一定宽度的，而且还有旁瓣，因此对声场进行柱面波分解时必定会产生能量泄漏，带来分解误差，从而使反射系数的计算产生误差。

由于这个误差是理论本身所带来的，因此只能尽量减小，而无法根本消除。可以通过波数域滤波(即加窗)来减小这种误差，选取窗函数时应保证尽可能窄的主瓣，尽可能低的旁瓣，通常使用的窗函数是汉宁窗^[3]。由于是近场声全息测量，因此可以选择近场指向性较好的声源，这在一定程度上也可以减少截断误差，同时声源产生的声场也必须是严格轴对称的。而偶极子声源具备这一特点，但是在使用偶极子声源时，应注意偶极子声源主瓣与反射界面垂直，这一点是很重要的。通过波数域滤波和选取适当的声源来减小声场的截断误差^[3]的原理已经十分成熟了，本文不再进行详细论述。

另外，实际应用时只能测量离散点上的复声压，再利用离散的一维傅立叶—贝塞尔变换代替连续的一维傅立叶—贝塞尔变换进行声场的柱面波分解，因此声场空间采样参数对反射系数的反演也有影响。减小这些误差通常可以采取的方法有：选择合适类型的声源、尽可能增大测量半径长度、根据信号发射频率合理的对声源以及水听器进行定位等^[4]。

本章将对轴对称声场全息变换技术测量模型进行仿真分析，讨论声场的轴对称性、全息面尺寸、测点间距、全息面与被测样品之间的距离、两个全息面之间的间距与声源到被测样品的距离等因素对反演结果的影响。

3.2 补零对反演结果的影响

利用一维离散傅利叶—贝塞尔变换计算声场的波数谱是离散的，其波数分辨率是 $\Delta k_r = \pi/r$ 。如果材料半径 r 较小，则 Δk_r 较大，那么声场的波数谱变化就较快，无法准确进行声场的波数域分解，而且只能得到较少的 k_r 值，那么所能得到的入射角度也很少，这就会使反射系数的计算产生误差。因此可以通过补零来增加数据的长度(等效地增大 r)的办法来解决这个问题^[45]。下面分别以点声源为例进行仿真，以分析补零对反演结果的影响。仿真采用的几何参数为：全息面半径 $r = 4\lambda$ ，测点间距 $dr = \lambda/8$ ，声源与材料表面(反射面)距离 $z_s = 1\lambda$ ，两个全息面与材料表面距离 $z_1 = \lambda/16$ ， $z_2 = \lambda/8$ ，其中 λ 为信号波长。 r 方向全息声压数据补零的长度是原数据的一倍。

当声波射向理想“绝对硬”的介质(声阻抗 $\rho c \rightarrow \infty$ ， ρ 为介质密度， c 为介质中声速)时，反射系数 $R = 1$ 。当声波射向理想“绝对软”的介质(声阻抗远远小于水的声阻抗，例如空气)时，反射系数 $R \approx -1$ ^[45]。因此，这两种理想介质的理论声反射系数的绝对值都应是 1。

图 3.1(a)、图 3.1(b)分别为绝对软边界和绝对硬边界条件下补零对反演结果的影响。图中横坐标为入射角度($^\circ$)，纵坐标为反射系数绝对值。

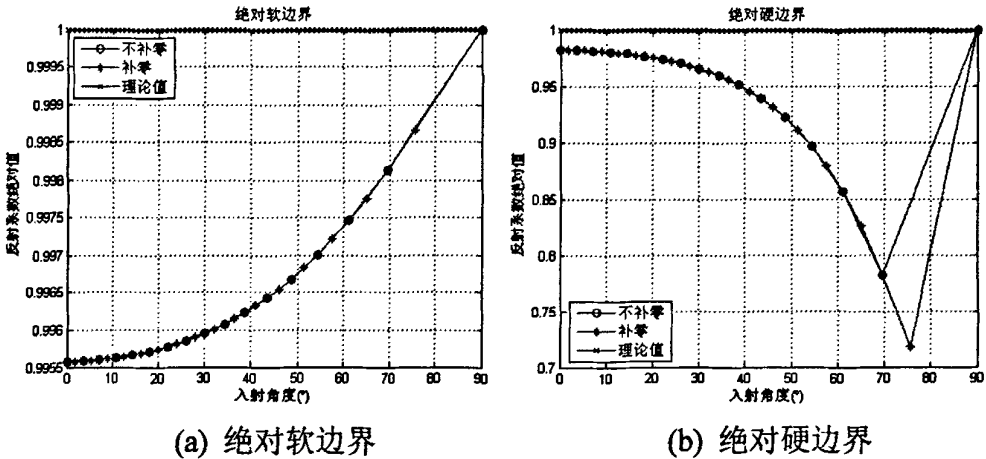


图 3.1 补零对反演结果的影响

如图 3.1，补零后得到的反射系数与没有经过补零得到的反射系数趋势基本一致。由于半径等效增大一倍，波数分辨率 Δk_r 变为原来的二分之一，波数谱变化较慢，补零后得到了更多入射角度上的反射系数值。本文中接下来

的仿真分析都对数据进行了补零处理。

3.3 声源的具体位置对反演结果的影响

假设被测样品为圆形，位于 xoy 平面，原点即为圆心，声源位于 (x, y, z_s) 处。当声源位于 z 轴上时，即声源的坐标为 $(0, 0, z_s)$ 时，声场是轴对称的。而当声源偏离被测样品几何中心时，声场并不是完全轴对称的，这时利用柱面波分解技术计算声反射系数将会产生很大误差。这里以点声源为例，对声源并不位于 z 轴上的情况进行仿真分析，仿真分析时都进行了波数域滤波以及数据的补零处理。

为了更好的观察反射系数反演值偏离理论值的程度，引入了均方误差的概念，在离散化处理时，均方误差的公式为

$$\bar{e}_c = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} (\hat{C}_r(i) - C_r(i))^2} \quad (3-2)$$

式中， \hat{C}_r 与 C_r 分别为反射系数反演值与理论值， N 为离散化处理时计算的反射系数个数。

3.3.1 声源沿某一坐标轴偏离被测样品几何中心

如图 3.2 为声源沿 x 轴或 y 轴方向偏离被测样品几何中心时声源在被测样品所在平面上的投影图(点声源，以偏离 x 轴为例)。

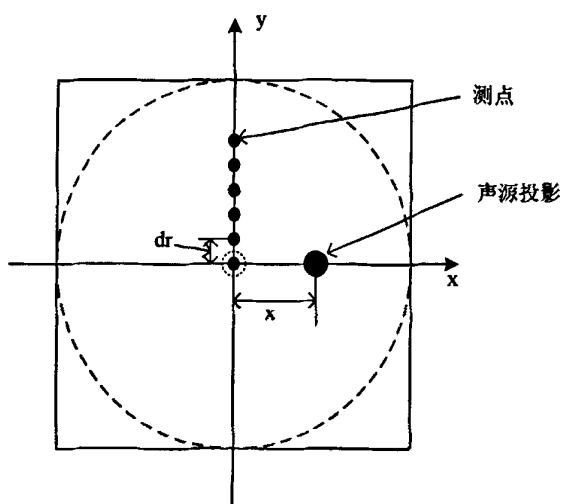


图 3.2 声源在被测样品所在平面上的投影图

其中实心圆表示声源的投影，与被测样品几何中心距离为 x ，测点沿 y 轴分布。当沿 y 轴方向偏离被测样品几何中心时，则测点沿 x 轴分布。

图 3.3 为这种情况下，不同反射界面的声反射系数。图中横坐标为入射角度($^{\circ}$)，纵坐标为反射系数绝对值。其它声场的几何参数为： $r = 4\lambda$ ， $dr = \lambda/8$ ， $z_s = 1\lambda$ ， $z_1 = \lambda/16$ ， $z_2 = \lambda/8$ 。

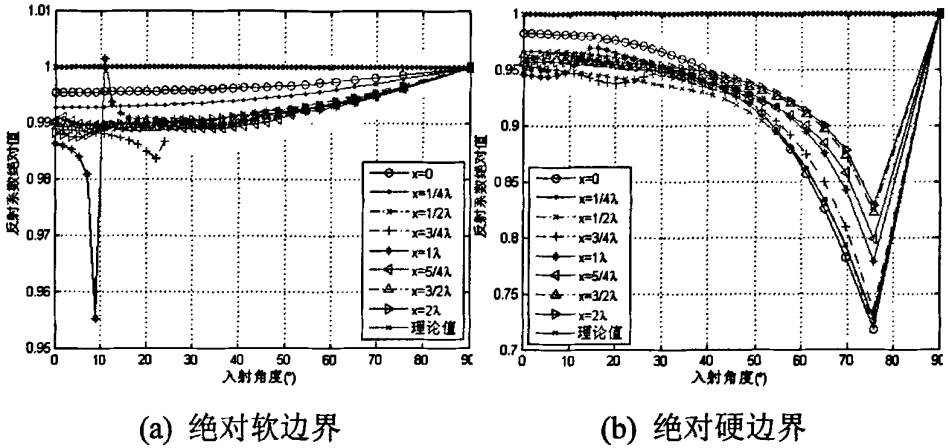


图 3.3 点声源反演结果比较

图 3.4 为这种声源沿 x 轴偏离被测平面几何中心的情况下，绝对软与绝对硬两种边界条件下仿真结果的均方误差。图中横坐标为声源与被测平面几何中心的偏离程度，即： x/λ ，纵坐标为均方误差值。

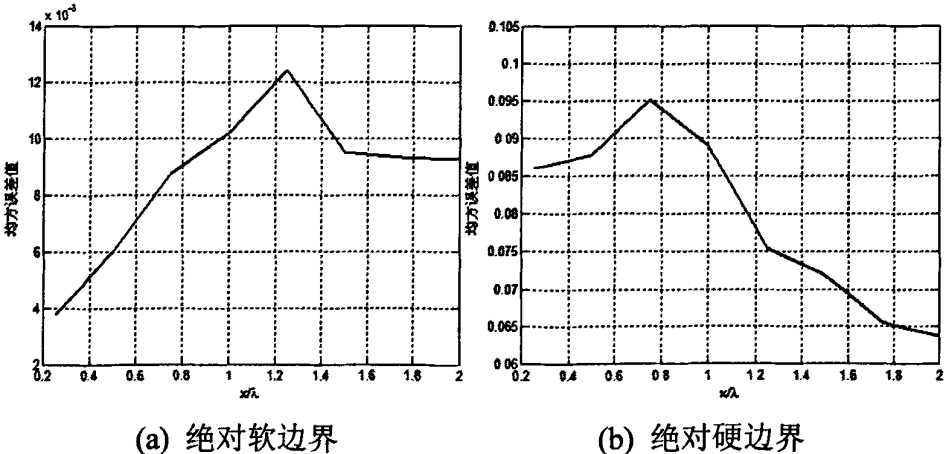


图 3.4 随 x 变化的均方误差曲线

从以上几个图中可以看出，当声源沿 x 轴方向偏离被测样品几何中心时，虽然整体上反演结果与理论值的平均误差并不是十分大，但是反射系数随入

射角度的变化趋势却与声源投影位于被测样品几何中心时得到的反射系数变化趋势有很大偏差，而且某些角度上的反射系数大于 1，这与实际是不相符的。这也就是说，声源的具体位置对反演精度影响很大。但是当声源偏离程度 x/λ 等于 $1/4$ 时，变化趋势与声源正对被测样品几何中心时是一致的，在界面为绝对软时误差低于 0.01，因此当声源定位时允许的误差应小于 $1/4\lambda$ 。

3.3.2 声源以任意方向偏离被测样品几何中心

上面分析了声源沿着 x 轴或 y 轴的偏离程度对反演结果的影响，下面对声源既不在 z 轴上，也不是简单地沿着某一坐标轴的方向偏离被测样品几何中心的情况进行分析。如图 3.5 为声源在被测样品所在平面上的投影图(点声源)；其中实心圆表示的声源的投影，假定被测样品几何中心处为该样品所在平面的原点，则声源的空间坐标为 (x, y, z_s) 。仿真时仍假定测点沿 y 轴分布，为方便比较，令 $x = y$ 。

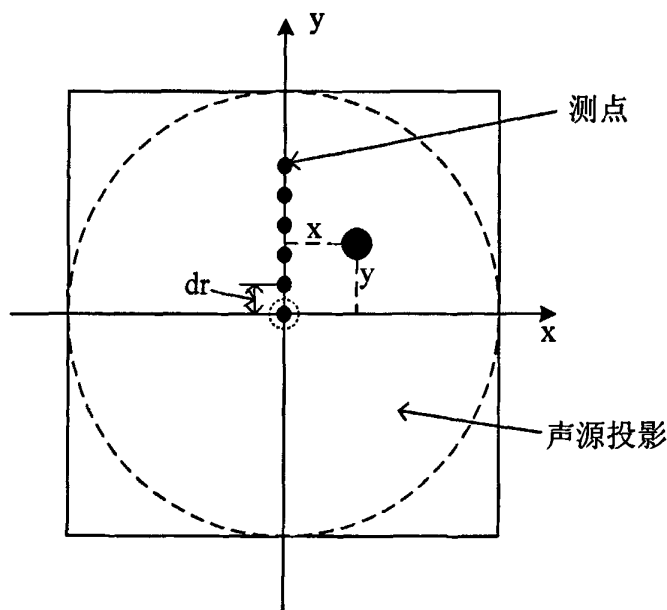


图 3.5 声源在被测样品所在平面上的投影图

图 3.6 为这种情况下，不同反射界面的声反射系数。图中横坐标为入射角度($^\circ$)，纵坐标为反射系数绝对值。其它声场的几何参数为： $r = 4\lambda$ ， $dr = \lambda/8$ ， $z_s = 1\lambda$ ， $z_1 = \lambda/16$ ， $z_2 = \lambda/8$ 。

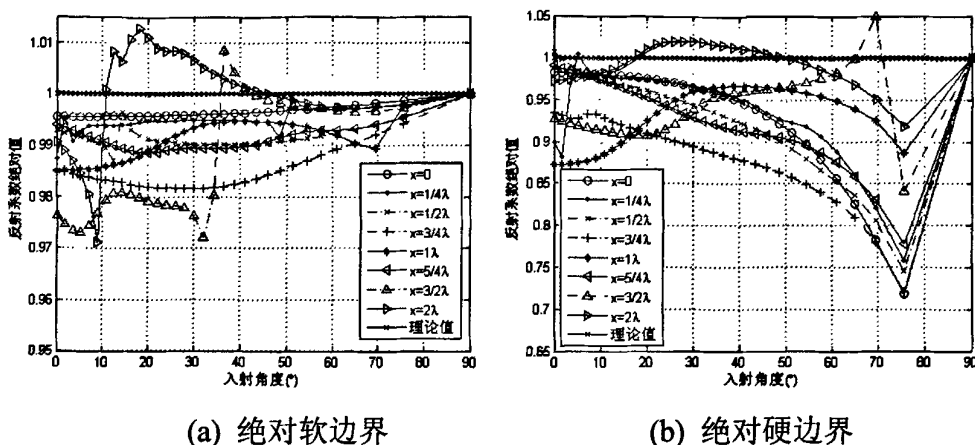


图 3.6 点声源反演结果比较

图 3.7 为这种情况下，绝对软与绝对硬两种边界条件下仿真结果的均方误差。图中横坐标为声源与被测平面几何中心的偏离程度，即： x/λ ，纵坐标为均方误差值。

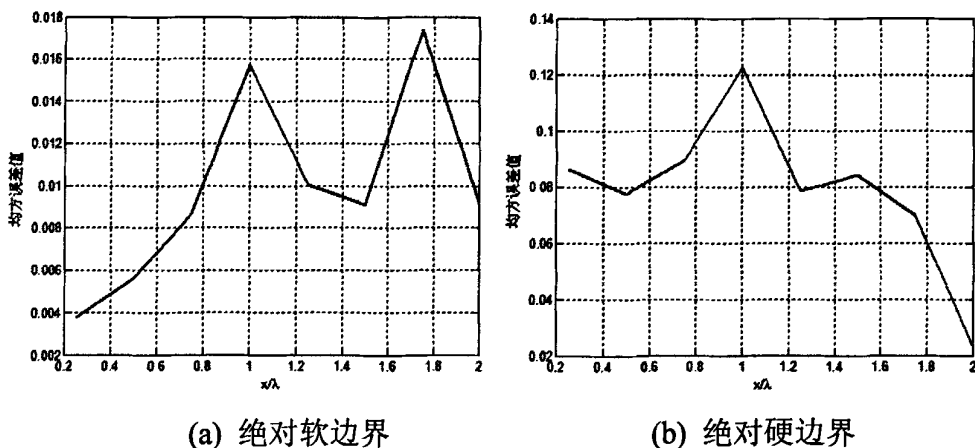


图 3.7 随 x 变化的均方误差曲线

从以上几个图中可以看出，当声源并不是简单的沿 x 轴方向或 y 轴方向偏离被测样品几何中心时，反演结果与理论值的偏差十分大，而且在很多的入射角度上并不能得到正确的反射系数($R > 1$)。与图 3.3、图 3.4 进行对比，可以看出，这种情况下的反演误差要远大于声源沿 x 轴方向或是沿 y 轴方向上偏离时的误差。如图 3.2 所示，当声源沿 x 轴(或 y 轴)方向上偏离时，由于测点选取在另一个坐标轴上，声场也可以看作是轴对称的，且选取的测点可以看作是在一条轴对称的线上。而如图 3.5 所示，声源的坐标 $x \neq 0$ 、 $y \neq 0$ ，

这时选取的测点并不在一条轴对称的线上，因此如果使用一维傅利叶—贝塞尔变换进行柱面波分解，必定会产生很大的误差。

从图 3.4 与图 3.7 中可以看出，当边界为绝对硬时，反演误差大于绝对软时的反演误差，且都大于 2%。因此当边界的硬度很大时，应尽量保证声场的轴对称性。如果条件不允许，可以采用图 3.2 中所示的方法来放置声源，合理选择测点，可以尽量减小误差。

3.4 声场测量几何参数对反演结果的影响

声场测量几何参数是指进行实验或仿真时所要考虑的主要参数，主要包括以下几个方面：

- (1) 全息面(即测量面)的尺寸：半径为 r ；
- (2) 测点间距(沿半径方向)： dr ；
- (3) 两个全息面与被测样品的间距： z_1, z_2 ；
- (4) 声源与被测样品的距离： z_s 。

下面分别对绝对硬边界及绝对软边界这两种情况进行仿真分析，研究这些参数对于各入射角度上声反射系数计算精度的影响。仿真时使用点声源，并假设测量声场为严格轴对称声场，并且进行了波数域滤波以及数据的补零处理。

3.4.1 全息面尺寸对反演结果的影响

仿真模拟的是无限、均匀分界面上的声反射，因此仿真分析时只考虑实际测量区域的尺寸，与全息面(即测量面)尺寸大小相同。本文中所涉及的声全息测量都是针对轴对称材料的共形测量，全息面均为圆形，而且只测量其中一条半径上复声压分布。根据空间采样原理，空间采样范围越大，波数域的分辨率就越高(见 2.30 式)，因此加大全息面的尺寸会提高反演精度，并且可以得到更多入射角度的反演结果。

假设全息面半径为 r ，下面以点声源为例，分别仿真分析了绝对软和绝对硬两种反射边界的情况。其他几何参数为： $dr = \lambda/8$ ， $z_s = 1\lambda$ ， $z_1 = \lambda/16$ ， $z_2 = \lambda/8$ 。仿真结果如图 3.8。图中横坐标为入射角度($^\circ$)，纵坐标为反射系数绝对值。图 3.9 为这两种边界条件下随全息面半径 r 变化的均方误差曲线。图

中横坐标为全息面半径与声波波长的比值，即： r/λ ，纵坐标为均方误差值。

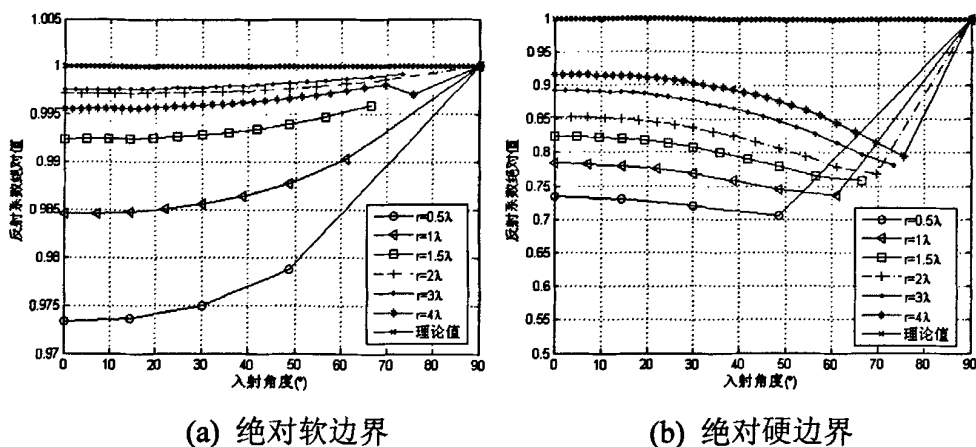


图 3.8 点声源反演结果比较

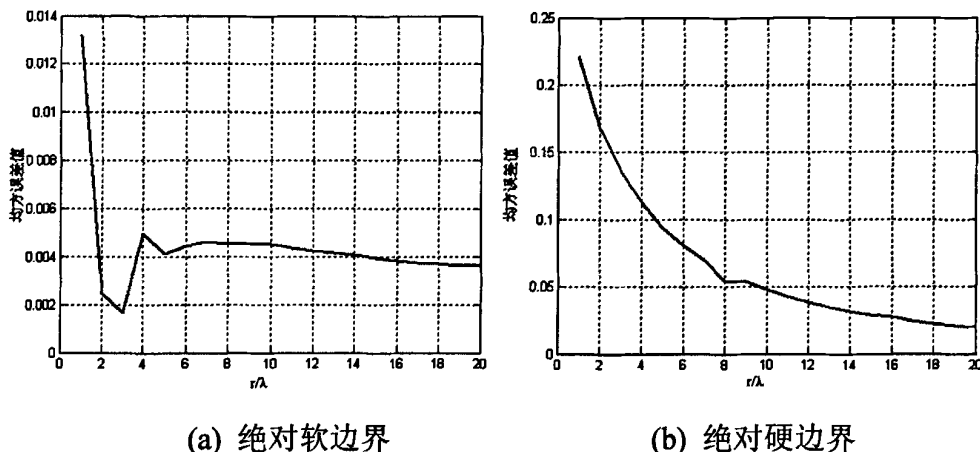


图 3.9 随测量面半径 r 变化的均方误差曲线

从图 3.8、图 3.9 中可以看到，对于绝对软边界反射声场，当测量半径 $r \geq 2\lambda$ 时，反演误差也已经相当小了，且均方误差基本稳定在 0.5% 以内；对于绝对硬边界反射声场，当测量半径 $r \geq 4\lambda$ 时，就能够得到较为理想的反演结果。同时可以看到，在绝对软与绝对硬这两种边界条件下，增大全息面尺寸均可以得到更多入射角度的反射系数。

从图 3.1、图 3.4、图 3.7 及图 3.9 中不难看出，如果声场测量时其他各参数均相同，反射边界硬度越大，反演误差越大。文献[3]中指出，反射界面越硬，反射声压越大，且反射相位接近 0° ，这样使得声场沿着全息面横向衰减变慢，相应的声场截断带来的误差会增大。

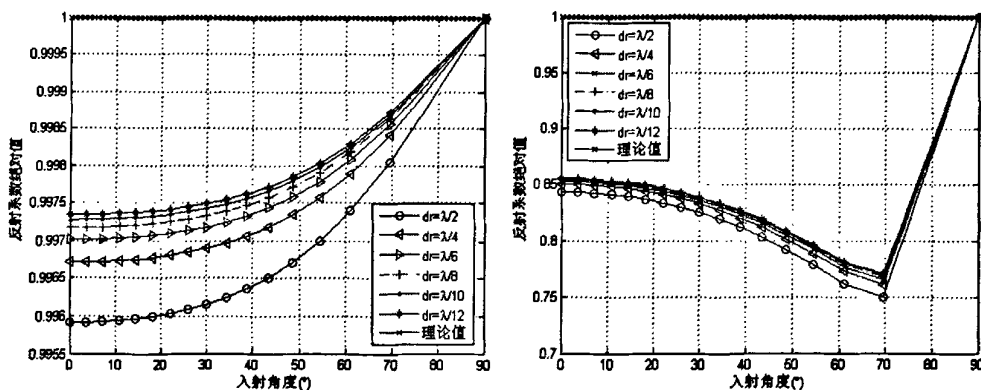
当然反演结果与其他的几何参数也是相关的，当其他参数受条件限制而不理想时，就要考虑选择适当尺寸的全息面。从上面的仿真结果也可以看出随着全息面尺寸的增加，所得到的反演结果的角度越来越多，这也应当作为设计实验参数时要考虑的因素之一。

3.4.2 测点间距对反演结果的影响

测点间距与全息面(测量面)的尺寸共同决定了测量点的个数。测点间距越小，测点越密，所测得的声场也就越精确，但这同时也增加了测量的次数，而且在实际测量中还要考虑到测量水听器的散射问题，因此需要统筹考虑。

下面以点声源为例，仿真分析了绝对软和绝对硬两种反射边界条件下测点间距对反演结果的影响。假设测量半径方向测点间距均相同，记为 dr 。其他几何参数为： $r = 2\lambda$ ， $z_s = 1\lambda$ ， $z_1 = \lambda/8$ ， $z_2 = \lambda/16$ 。

图 3.10(a)、图 3.10(b)分别为绝对软边界以及绝对硬边界的仿真结果。图中横坐标为入射角度($^\circ$)，纵坐标为反射系数绝对值。



(a) 绝对软边界

(b) 绝对硬边界

图 3.10 点声源反演结果比较

从图 3.10 的仿真结果可以清晰的看出，测点间距对反演结果的影响并不大，按仿真所用的几何参数，当 $dr \leq \lambda/4$ 后时，反演误差就已经相当小了。因此，在实际测量时，只要保证测点间距小于 $\lambda/4$ 就可以了，应当综合考虑改善其他几何参数来提高反演精度。

3.4.3 全息面与被测样品间距对反演结果的影响

两个全息面(测量面)与被测样品的间距分别记为 z_1 、 z_2 (参考图 2.6)，

从实际测量的角度出发，数值仿真了两个全息面与被测样品的间距 z_1 、 z_2 对反演结果的影响。仿真分为如下两个部分：

(1) 当 z_1 、 z_2 间隔不变时， z_1 大小的改变对反演结果的影响。

其他几何参数为： $R = 4\lambda$ ， $z_s = 1\lambda$ ， $dr = \lambda/6$ ， $z_2 - z_1 = \lambda/16$ 。如下图 3.11 为两种边界条件下的仿真结果。图中横坐标为入射角度($^\circ$)，纵坐标为反射系数绝对值。图 3.12 为这两种边界条件下的均方误差值。横坐标为全息面 1 与被测样品间距与波长的比值，即： z_1/λ ，纵坐标为均方误差值。

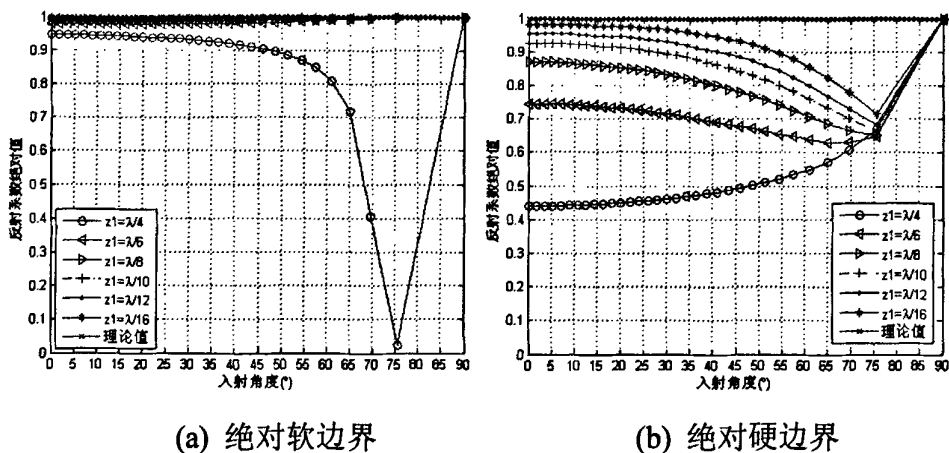


图 3.11 点声源反演结果比较

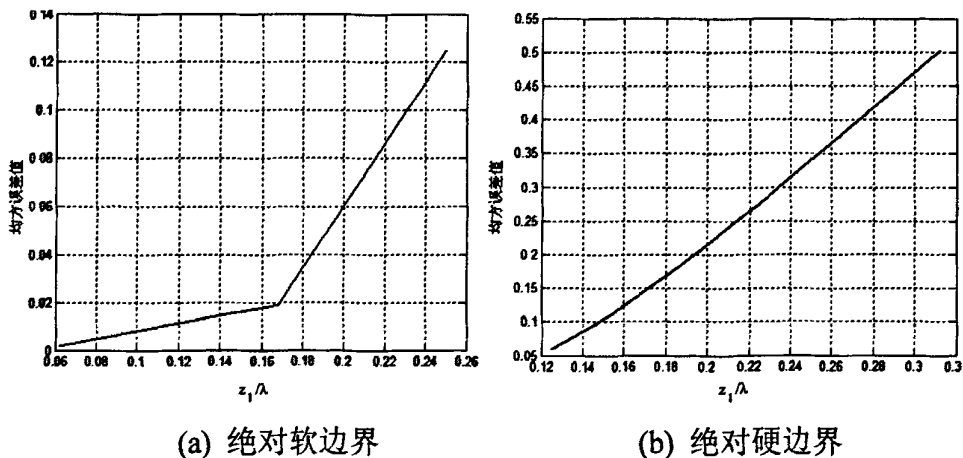


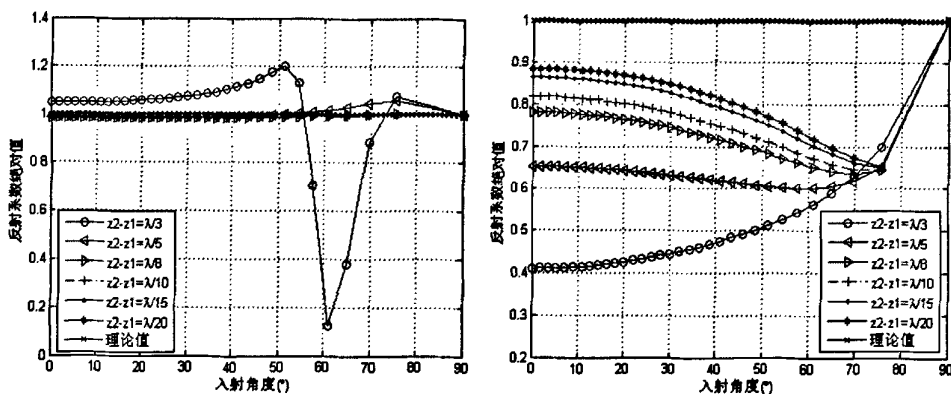
图 3.12 随全息面 1 位置 z_1 变化的均方误差曲线

图 3.11、图 3.12 反映了当其他参数不变，且两全息面间距也不变 ($z_2 - z_1 = \lambda/16$) 时，全息面与被测样品的不同间距对反演结果的影响。从图中可以看到，全息面与被测样品的间距 z_1 是一个比较敏感的参数，在绝对软

条件下, 当 $z_1 \geq \lambda/4$ 后, 反演误差已经很大了。而对于绝对硬边界声场, z_1 与误差几乎成线性关系。根据误差曲线, 实际测量时 z_1 应尽量保证在六分之一波长以内。

(2) 当 z_1 大小不变时, $z_2 - z_1$ 的大小的改变对反演结果的影响。

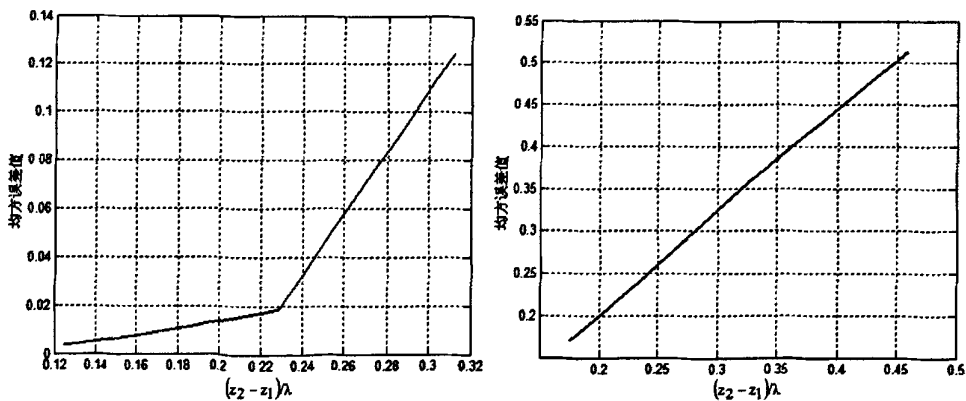
其他几何参数为: $R = 4\lambda$, $z_s = 1\lambda$, $dr = \lambda/6$, $z_1 = \lambda/8$ 。如下图 3.13 为两种边界条件下的仿真结果。图中横坐标为入射角度($^\circ$), 纵坐标为反射系数绝对值。图 3.14 为这两种边界条件下的均方误差值。横坐标为两个全息面间距 $z_2 - z_1$ 与波长的比值, 即: $(z_2 - z_1)/\lambda$, 纵坐标为均方误差值。



(a) 绝对软边界

(b) 绝对硬边界

图 3.13 点声源反演结果比较



(a) 绝对软边界

(b) 绝对硬边界

图 3.14 随两个全息面间距 $z_2 - z_1$ 变化的均方误差曲线

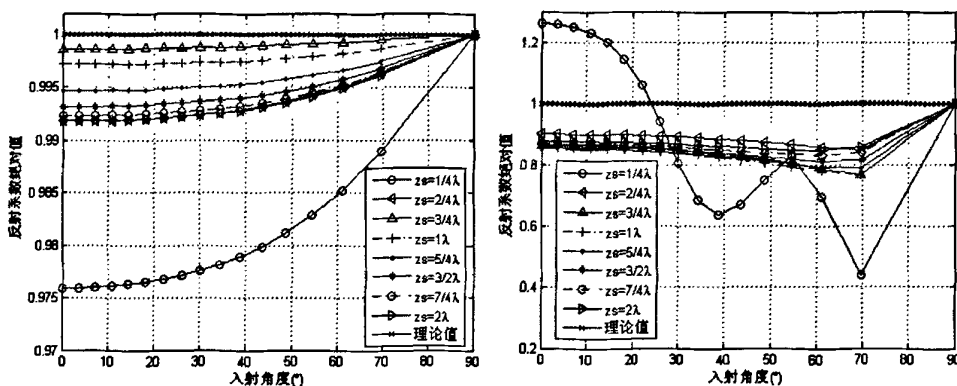
图 3.13、图 3.14 给出了不同的全息面间距 $z_2 - z_1$ 的反演结果, 可以看到 $z_2 - z_1$ 与 z_1 对反演结果的影响类似。与图 3.8 对比, 则可以看出, 全息面与

被测样品间距以及两个全息面的间距对反演结果的影响要大于全息面尺寸对反演结果的影响，因此在实际测量中，应该优先考虑全息面与被测样品的间距，根据误差曲线， $z_2 - z_1$ 应尽量保证在十分之一波长以内。

3.4.4 声源与被测样品的距离对反演结果的影响

声源与被测样品之间的距离也是一个十分重要的几何参数。实际测量时，声源与被测样品之间需要满足近场条件，但如果声源与被测样品距离太近，全息面上最高波数值就会很大，从而需要更小的测量点间距，否则会产生空间变换的谱混叠，增大计算误差^[3]。因此，在考虑以上各种几何参数的同时，应综合考虑声源与被测样品的距离 z_s 。

如图 3.15 所示，数值仿真分析了不同反射边界的情况下声源与被测样品的距离 z_s 对反演结果的影响。图中横坐标为入射角度($^\circ$)，纵坐标为反射系数绝对值。其他几何参数为： $r = 2\lambda$ ， $dr = \lambda/8$ ， $z_1 = \lambda/16$ ， $z_2 = \lambda/8$ 。



(a) 绝对软边界

(b) 绝对硬边界

图 3.15 点声源反演结果比较

图 3.16 为这两种边界条件下的均方误差值。横坐标为声源到被测样品的距离 z_s 与波长的比值，即： z_s/λ ，纵坐标为均方误差值。

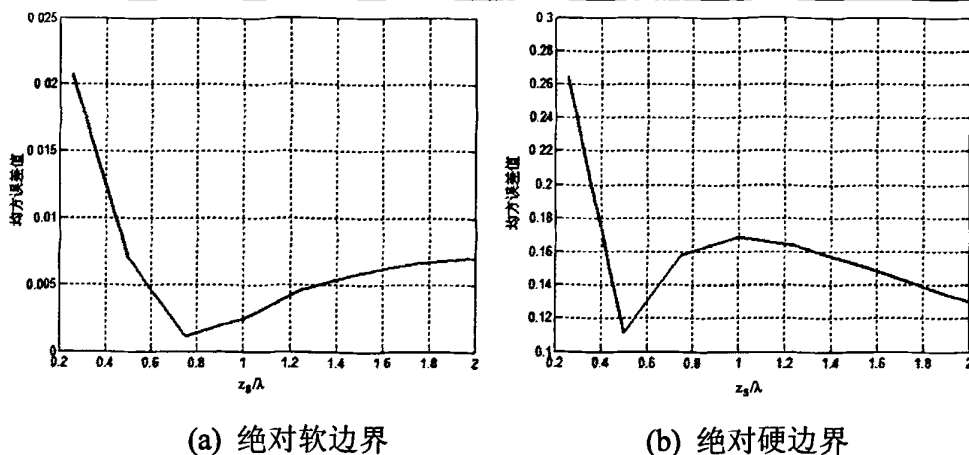


图 3.16 随声源与被测样品距离 z_s 变化的均方误差曲线

从图 3.15、图 3.16 中可以看出，声源与被测样品的距离 z_s 应大于 $\lambda/4$ ，并且不能太大，尽量保证在一倍波长以内。综合考虑实际测量时，全息面(即测量面)与被测样品的间距问题以及测点间距的问题，建议 z_s 最好取 $0.5\lambda \sim \lambda$ 。

3.5 本章小结

根据本章对轴对称声场条件下，利用柱面波分解的全息变换技术声反射系数测量模型进行的数值仿真分析，对实际测量有以下建议：

- (1)合理放置声源与选择测量半径，以尽量保证声场的轴对称性；
- (2)全息面的半径应大于等于两倍波长；
- (3)测点间距应小于四分之一波长；
- (4)全息面到被测样品的距离对反演结果影响较大，距离被测样品最近的全息面应尽量保证与被测样品的间距在六分之一波长以内，而且两个全息面之间的距离也不宜太大，保证在十分之一波长以内；
- (5)声源与被测样品的距离应取在二分之一波长与一倍波长之间。

第 4 章 数值仿真水下弹性钢板反射系数

在利用声全息理论进行材料声反射系数反演的过程中，理论上要求被测样品和全息面的面积为无穷大，但这在实际测量中是不可能实现的。本章结合 ANSYS 软件以及 SYSNOISE 软件模拟有限尺寸声学材料在点声源激励下的声场，提供两个全息面的声压信息，利用声全息的方法反演钢板的反射系数。本章主要考察水下弹性钢板的声反射系数，研究钢板的几何形状，钢板的尺寸以及钢板的大小对声反射系数反演结果的影响，为实验提供较为合理的钢板结构参数。仿真时声场的各种参数均依据第三章中的仿真结果。

4.1 建模以及声场分析

4.1.1 利用 ANSYS 创建结构模型

由于 SYSNOISE 软件没有网格划分的功能，所以我们首先利用 ANSYS 软件划分所需要的网格，然后利用命令语言导出网格信息，再将网格导入 SYSNOISE 软件中，设置声场参数，进行计算处理。根据本文中所分析的轴对称声场全息变换技术测量模型，需要建立的被测材料模型应该是无限大均匀平板，而受 ANSYS 软件限制，只能建立一个有限尺寸的平板来模拟无限大均匀平板。为了节省计算时间，提高计算精度，也可以对 1/4 模型在对称条件下进行建模分析。

ANSYS 仿真模型^[48]：

1. 壳体单元：shell63 单元，壳体单元 63 需要定义的实常数是壳体的厚度，除定义实常数外，还要定义材料的属性，包括定义材料的弹性模量与泊松比，以及材料的密度。
2. 网格化分：划分网格是建立有限元模型的一个重要环节，将几何模型转化为由节点和单元构成的有限元模型，所划分的网格形式将对计算精度和计算规模产生直接影响，甚至会因为划分不合理而导致计算不收敛。为建立正确、合理的有限元模型，需要考虑网格密度、网格质量、网格布局等多方面因素。

对于本文所选用的模型，划分时主要考虑网格密度和网格布局。好的网

格可以得出收敛的计算结果，达到减少计算时间，提高计算精度的目的。根据 ANSYS 的工程经验，当满足每个波长里包含 5~6 个单元的时候，计算结果就基本达到收敛要求，即当分析频率上限为 10kHz 时，每个单元的最大长度为 $3\text{cm}^{[49]}$ 。

4.1.2 利用 SYSNOISE 软件进行声场分析

利用 SYSNOISE^[50]来建立仿真模型，结合模型的特点，确定分析类型为 FEM+IBEM(有限元+间接边界元)，即通过结构的有限元与流体的间接边界元耦合进行数值计算。结合图 2.6，结构模型由 FEM Structure(有限元结构)建立，流体模型由 IBEM Fluid(间接边界元流体)建立。如图 4.1 所示。

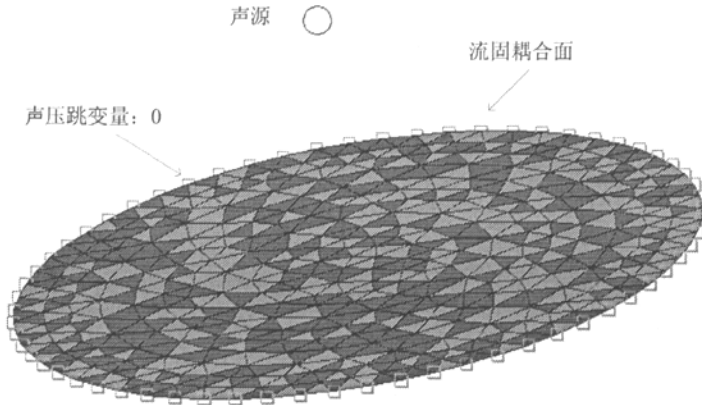


图 4.1 数值计算模型

利用 SYSNOISE 软件进行声场分析的步骤如下：

1. 将 ANSYS 软件建立的网格模型导入 SYSNOISE 软件中，对该结构模型(弹性钢板)定义参数：杨氏模量 = $2.06 \times 10^{11} \text{ N/m}^2$ ，泊松比 = 0.3，密度 = 7800 kg/m^3 ，声速 = 5900 m/s ；
2. 定义流体模型(水)的参数：密度 = 1000 kg/m^3 ，声速 = 1500 m/s ；
3. 对模型直接定义压力边界条件，将边界上的声压跳变量设为零；
4. 定义离散声源(点声源或偶极子声源)，并定义声源的幅值，确定声源的位置；
5. 建立 BEM Indirect(间接边界元)流体模型与 FEM(有限元)结构模型的耦合连接关系；

6. 设定求解精度等求解参数，确定分析的频率范围后，求解模型的基本声学量，并保存模型单元上的计算结果；
7. 根据实际测量中的测点分布，建立场点网格，设定求解空间，求解精度等，确定分析的频率范围，求解场点的基本声学量，并保存场点单元上的计算结果，场点网格如图 4.2 所示，因为本文中的场点只取两条直线，为便于观察，选用的是侧视图；
8. 利用 VC++ 软件编写数据提取程序，提取模型单元的计算结果以及场点单元的计算结果中的复声压信息，留待分析。

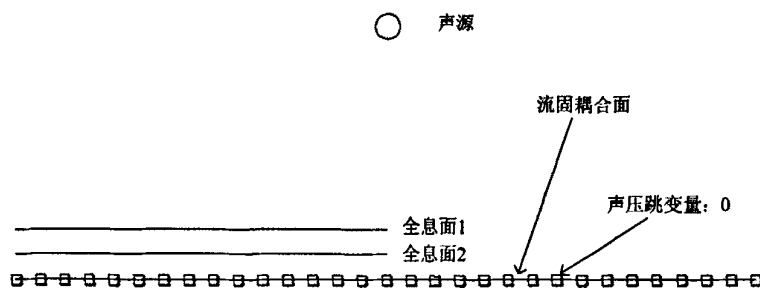


图 4.2 场点示意图

4.1.3 计算所建结构模型的声反射系数

首先利用 SYSNOISE 按照声场的几何参数，对声场进行定义，计算出所需场点的复声压，再利用(2.18)~(2.20)式得出所建结构模型的反射系数，并与理论值进行对比。

由于所建结构模型为弹性钢板，因此其反射系数可以通过平面波在介质层上的反射理论求得^[45]。平面波以一定角度射向介质层时，层的反射系数理论计算公式如下：

$$R = \frac{Z_2(Z_3 - Z_1)\cos(k_2 l \cos \theta_2) + j(Z_2^2 - Z_1 Z_3)\sin(k_2 l \cos \theta_2)}{Z_2(Z_3 + Z_1)\cos(k_2 l \cos \theta_2) + j(Z_2^2 + Z_1 Z_3)\sin(k_2 l \cos \theta_2)} \quad (4-1)$$

其中 Z_2 为介质层的特性阻抗， Z_1 ， Z_3 分别为层两侧介质的特性阻抗，平面波由介质 1 (特性阻抗为 Z_1) 中射向介质层； l 为层的厚度， k_2 为介质层中的波数， θ_2 为平面波由介质 1 射向介质层中的折射角，可以由 Snell 定律求得。(4-1)式也可以写成

$$R = |R|e^{-j\varphi} \quad (4-2)$$

其中 $|R|$ 即为反射系数的模值， φ 则是反射系数的相位。

可以看出层的反射系数是一个复数量，声波在层面上反射时要发生相位跃变；也可看到 R 不只和层以及层两侧介质的特性阻抗有关，还和层的厚度与波长之比(l/λ_2)有关。

4.2 结构模型的各参数对反演精度的影响

由于本文针对的是声学材料大样声反射系数的快速反演方法研究，因此所构建的结构模型的半径应大于1m。数值仿真时采用点声源，正对弹性钢板的几何中心，频率范围为：3kHz~10kHz。限于计算机的性能，结构模型的每个网格的单元长度为0.03m，其他的几何参数参照第三章的仿真结果，设置如下：

1. 场点间距：沿 r 方向，场点间距相同，记为 $dr = 0.03\text{m}$ ；
2. 两个全息面（测量面）与被测样品的间距： z_1 、 z_2 ($z_1 = 0.03\text{m}$ ， $z_2 = 0.05\text{m}$)；
3. 声源距被测样品的距离：0.15m。

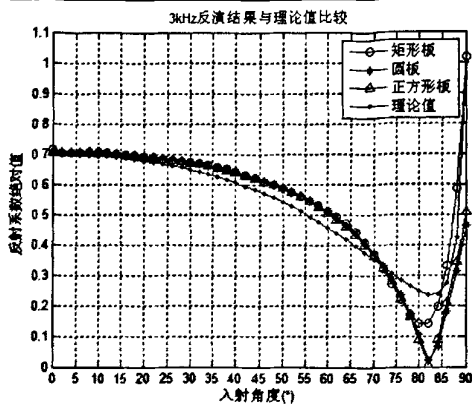
4.2.1 钢板的几何形状对反射系数的影响

轴对称声场声全息变换技术测量模型原则上要求被测材料均匀，且为圆形，而这在实际测量中并不易满足，同时由于圆形板在划分网格时很难保证其均匀性，因此考虑选择矩形平板来代替圆形板。为分析钢板的几何形状对反射系数的影响，现对如下三种规格的钢板进行数值仿真：

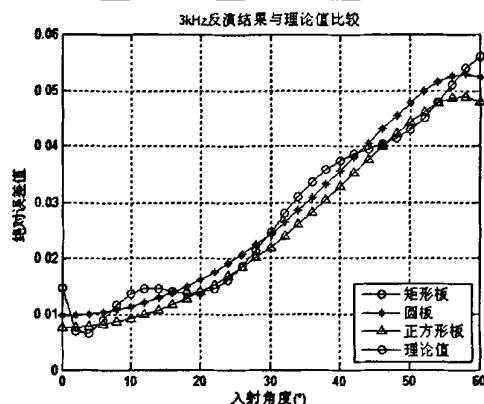
1. 正方形钢板：2.4m×2.4m×0.02m；
2. 矩形钢板：2.4m×1.8m×0.02m；
3. 圆形钢板：半径为2.4m，厚度为0.02m。

下面给出三种钢板的反射系数的反演结果。为方便比较各个角度处的误差，这里选用的是绝对误差，即反演结果与理论值的差的绝对值。

图中横坐标为入射角度($^\circ$)，图(a)中纵坐标为反射系数绝对值，图(b)中纵坐标为各个角度上反射系数绝对误差值。

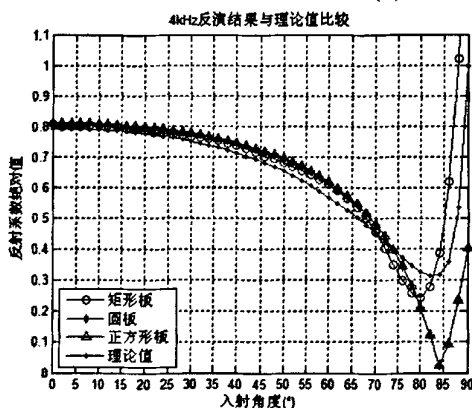


(a) 反射系数绝对值

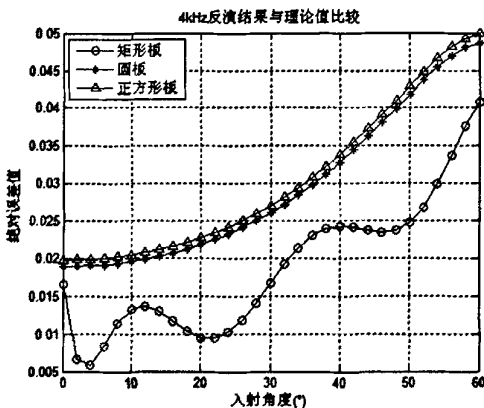


(b) 反射系数绝对误差曲线

(1) 3kHz 反演结果

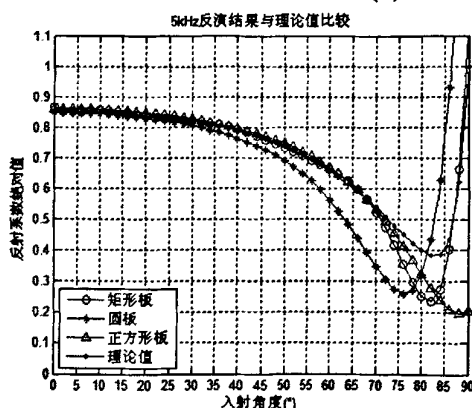


(a) 反射系数绝对值

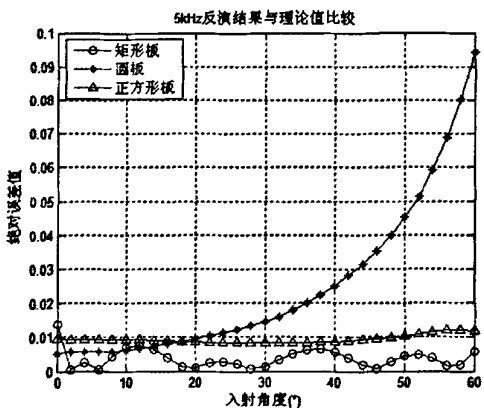


(b) 反射系数绝对误差曲线

(2) 4kHz 反演结果

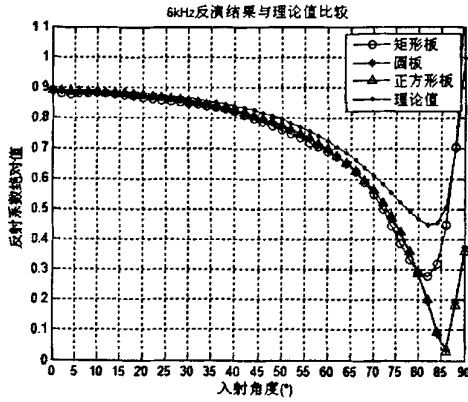


(a) 反射系数绝对值

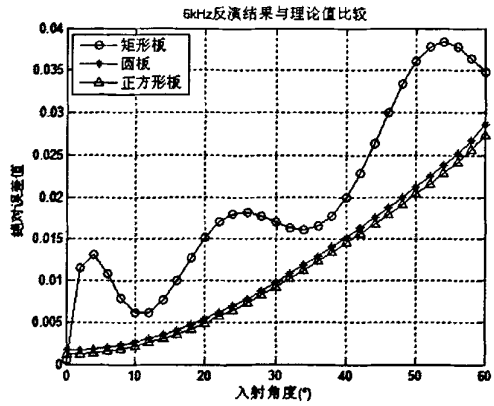


(b) 反射系数绝对误差曲线

(3) 5kHz 反演结果

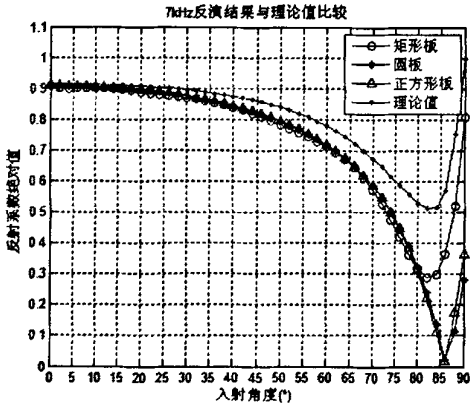


(a) 反射系数绝对值

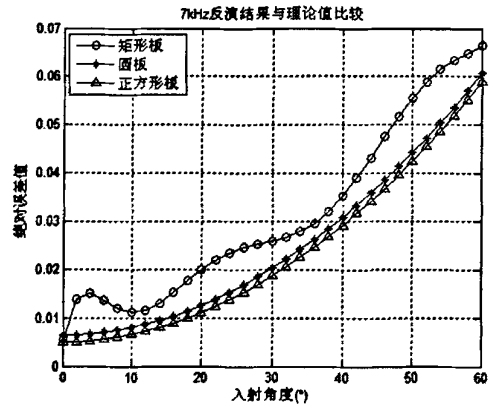


(b) 反射系数绝对误差曲线

(4) 6kHz 反演结果

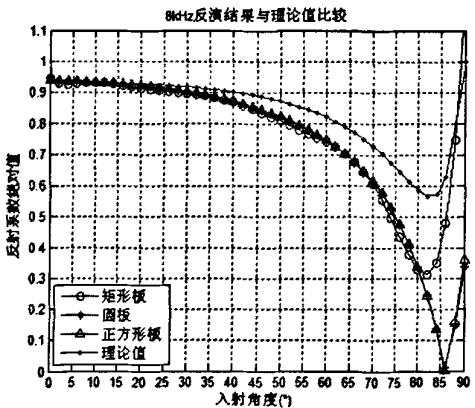


(a) 反射系数绝对值

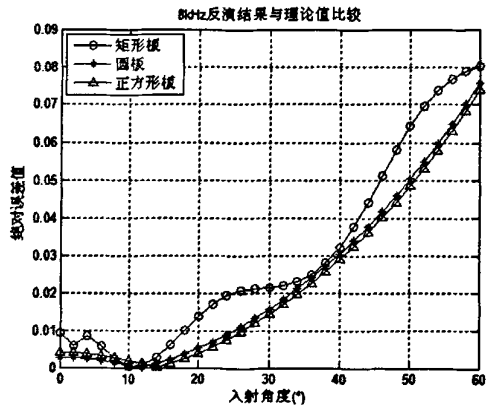


(b) 反射系数绝对误差曲线

(5) 7kHz 反演结果

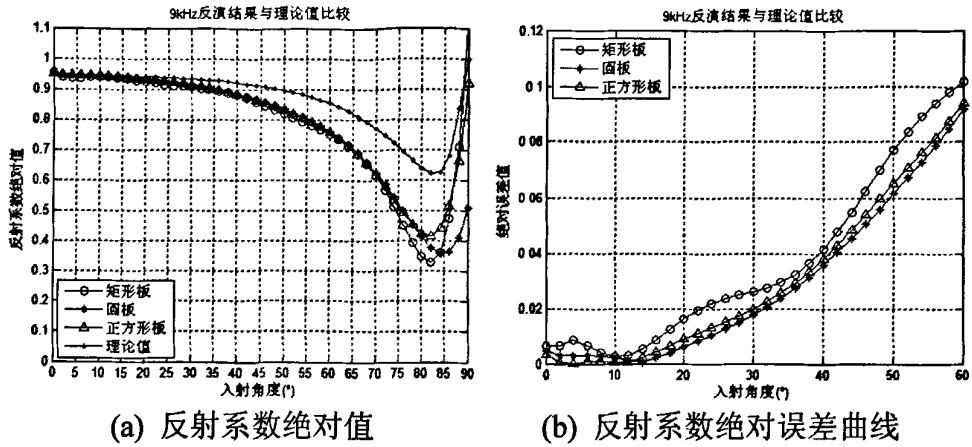


(a) 反射系数绝对值

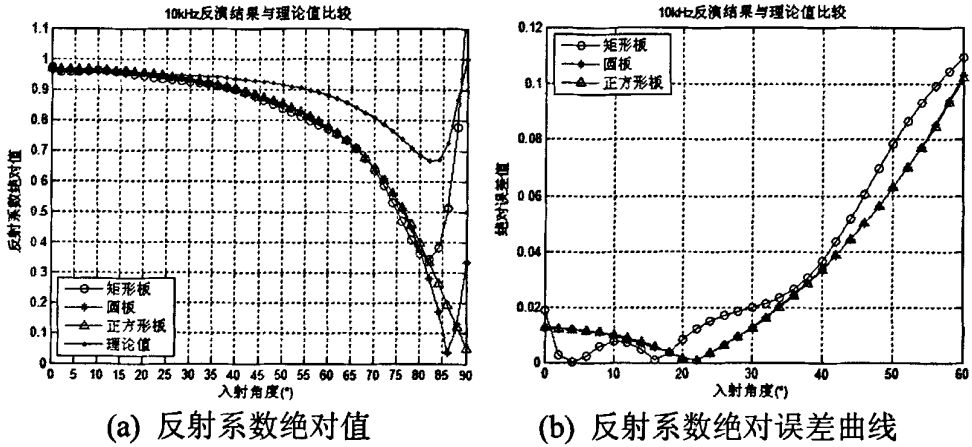


(b) 反射系数绝对误差曲线

(6) 8kHz 反演结果



(7) 9kHz 反演结果



(8) 10kHz 反演结果

图 4.3 三种不同形状的钢板的反射系数

从图 4.3 中可以看出：三种钢板在不同频率下，入射角在 $0^\circ \sim 30^\circ$ 的反演结果的趋势与理论值都很接近，且三种钢板的反演结果基本重合，正方形钢板与圆形钢板误差变化曲线比较平稳，矩形钢板则与其他两种板存在着较大偏差，误差曲线变化也不平稳，这是由于创建矩形板的场点时选取了长边，从而使大角度处的声场误差较大。

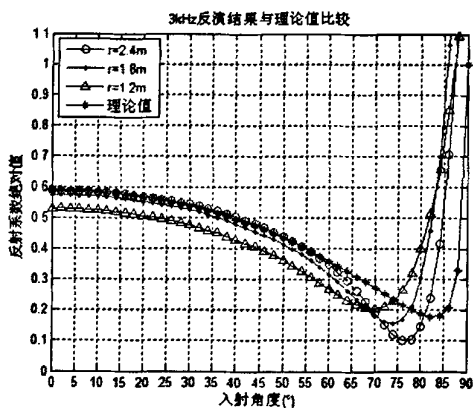
正方形的钢板与圆形钢板的均方误差曲线基本一致，而且在 5kHz 时，均方误差更是较圆板更小，误差曲线更平稳。正方形钢板的声场与圆形钢板的声场都是轴对称的，但圆形钢板在划分网格时很难做到十分均匀。只要选取场点间隔得当，正方形钢板则不存在这个问题。因此，本文中接下来的仿真均用正方形钢板来代替圆形钢板。

4.2.2 钢板的半径对反射系数的影响

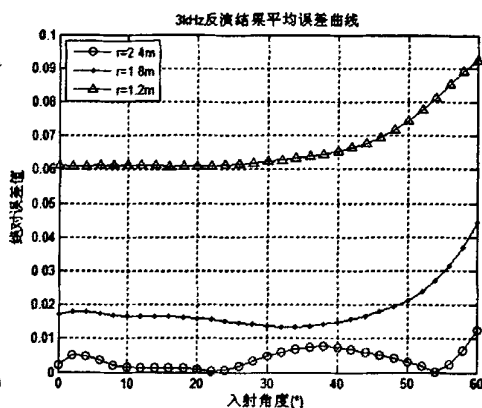
分别取 3 种尺寸的钢板进行分析，钢板的具体参数如下：

1. 钢板 1：半径：2.4m，厚度：0.015m；
2. 钢板 2：半径：1.8m，厚度：0.015m；
3. 钢板 3：半径：1.2m，厚度：0.015m。

需要注意的是，由于是使用正方形钢板来代替圆形钢板，因此，这里的半径指的是正方形的 1/2 边长，正方形钢板的几何中心则位于所代替的圆形钢板的圆心处。下面给出三种钢板的反射系数的反演结果。图中横坐标为入射角度($^{\circ}$)，图(a)中纵坐标为反射系数绝对值，图(b)中纵坐标为各个角度上绝对误差值。

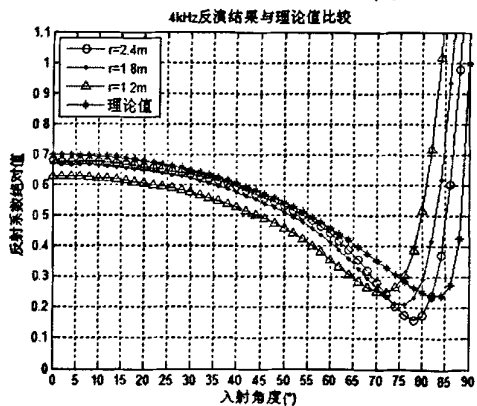


(a) 反射系数绝对值

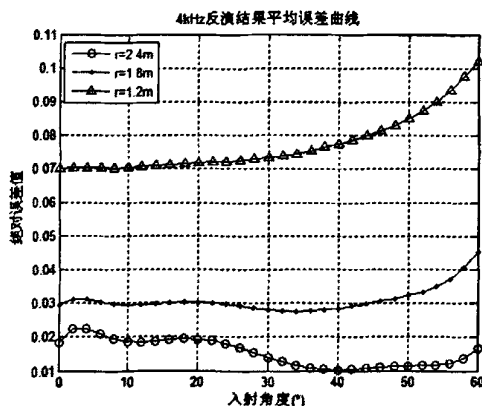


(b) 反射系数绝对误差曲线

(1) 3kHz 反演结果

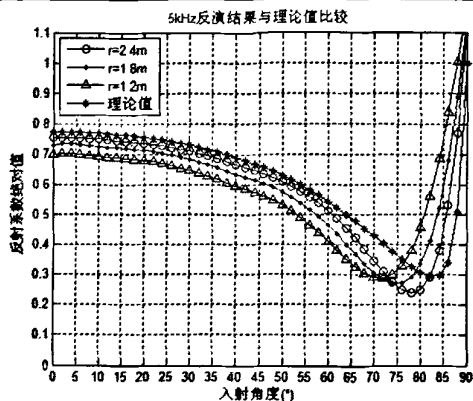


(a) 反射系数绝对值

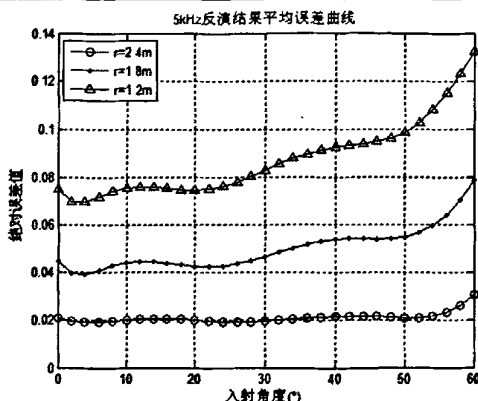


(b) 反射系数绝对误差曲线

(2) 4kHz 反演结果

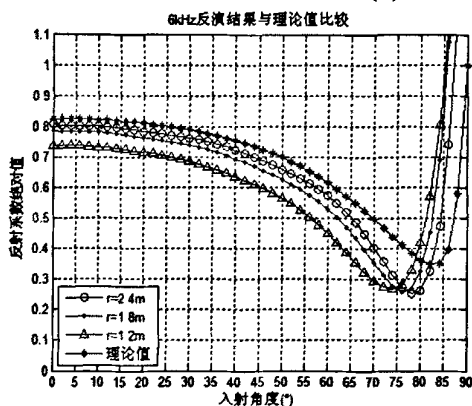


(a) 反射系数绝对值

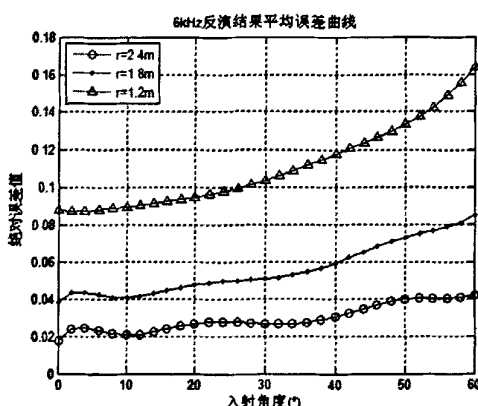


(b) 反射系数绝对误差曲线

(3) 5kHz 反演结果

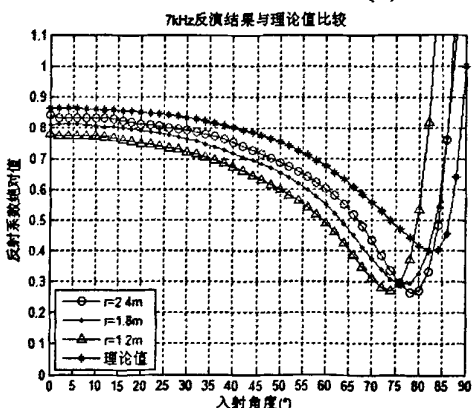


(a) 反射系数绝对值

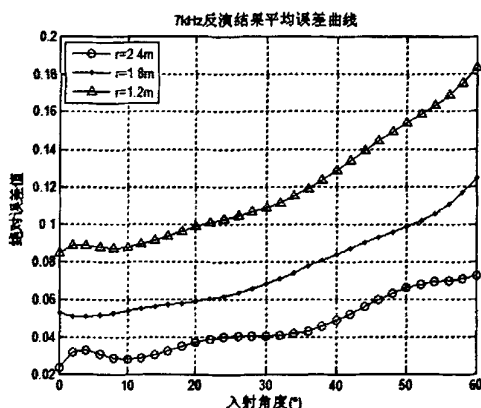


(b) 反射系数绝对误差曲线

(4) 6kHz 反演结果

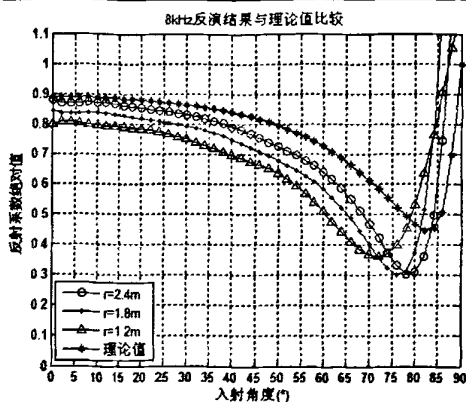


(a) 反射系数绝对值

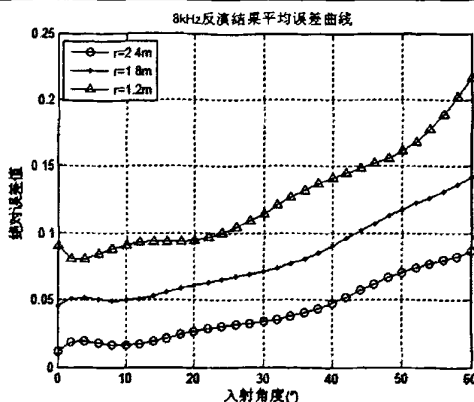


(b) 反射系数绝对误差曲线

(5) 7kHz 反演结果

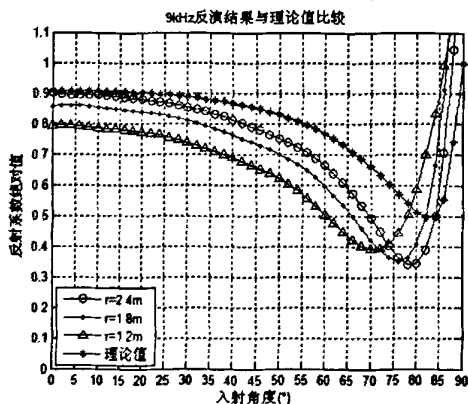


(a) 反射系数绝对值

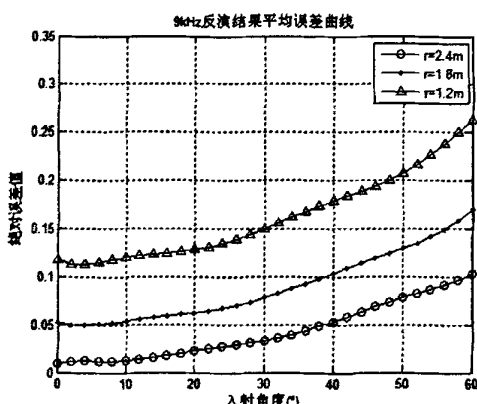


(b) 反射系数绝对误差曲线

(6) 8kHz 反演结果

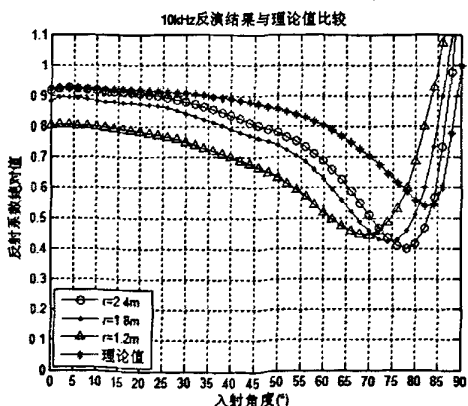


(a) 反射系数绝对值

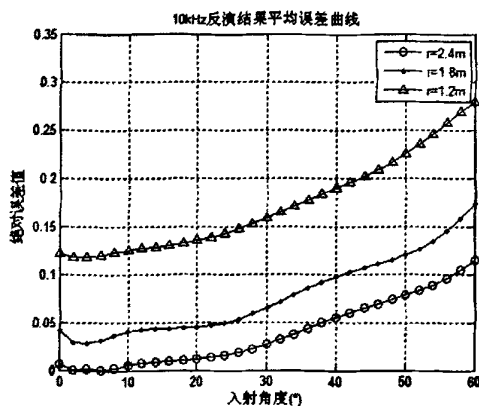


(b) 反射系数绝对误差曲线

(7) 9kHz 反演结果



(a) 反射系数绝对值



(b) 反射系数绝对误差曲线

(8) 10kHz 反演结果

图 4.4 3kHz~10kHz 不同尺寸钢板反射系数的反演结果

从图 4.4 中可以看出：

1. 三种钢板在 3kHz~7kHz 误差较小，因此只要测量面半径满足 $r \geq 2\lambda$ ，就可以得到较高的反演精度；8kHz~10kHz 的反演结果误差很大，这可能是由于测点间距是 0.03m，而 8kHz~10kHz 的波长很小，一个波长之内只能采到几个点，导致误差大大增加，这与本文中第三章得到的仿真结论是相同的。

2. 在不同频率下，各尺寸钢板在入射角为 $0^\circ\sim 60^\circ$ 的反演结果的趋势与理论值都很接近，但入射角大于 60° 时，大尺寸钢板对反射系数的反演结果要明显好于小尺寸钢板。这是因为钢板尺寸越小得到的大角度分量越少，仿真效果越差。另外尺寸较大，截断误差带来的影响相对较小。因此误差分析时只选取了 $0^\circ\sim 60^\circ$ 的反演结果。

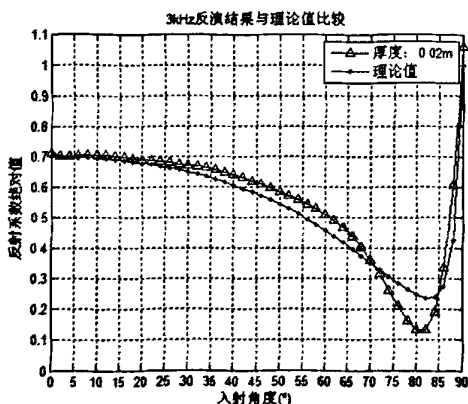
3. 钢板 2 和钢板 3 的反演结果的绝对误差随频率的增加明显增大，因此尺寸越小反演结果受频率的影响越大。

4.2.3 钢板的厚度对反演精度的影响

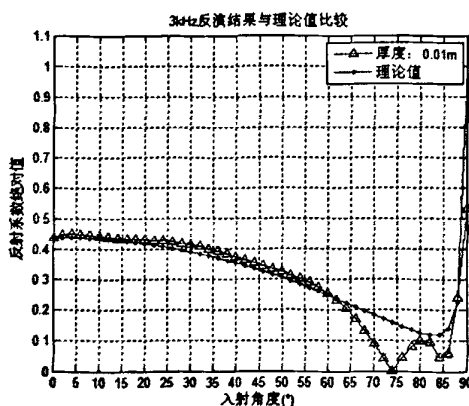
分别取 3 种不同厚度的钢板进行分析，钢板的具体参数如下：

1. 钢板 1：半径：2.4m，厚度：0.02m；
2. 钢板 2：半径：2.4m，厚度：0.01m；
3. 钢板 3：半径：2.4m，厚度：0.005m。

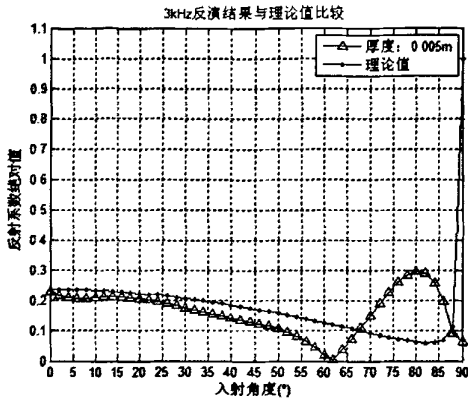
下面给出三种钢板 3kHz~5kHz 的反射系数的反演结果。图中横坐标为入射角度($^\circ$)，图(a)、(b)、(c)中纵坐标为反射系数绝对值，图(d)中纵坐标为各个角度上反射系数绝对误差值。



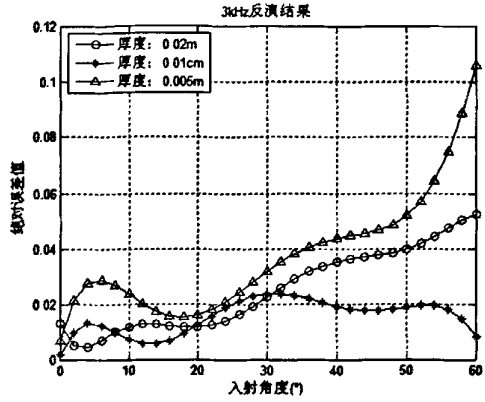
(1-a) 钢板 1 反射系数绝对值



(1-b) 钢板 2 反射系数绝对值

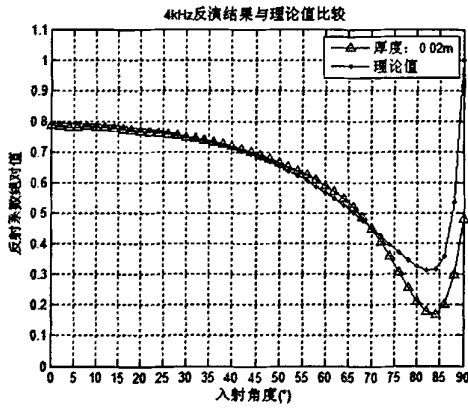


(1-c) 钢板 3 反射系数绝对值

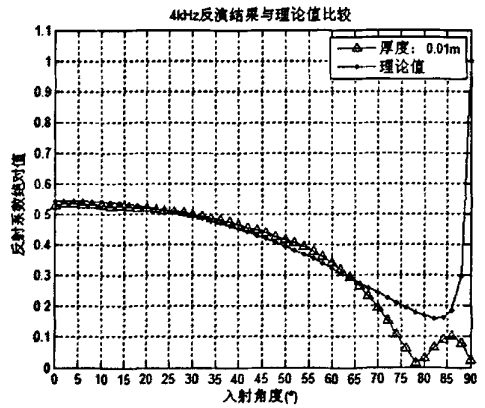


(1-d) 反射系数绝对误差曲线

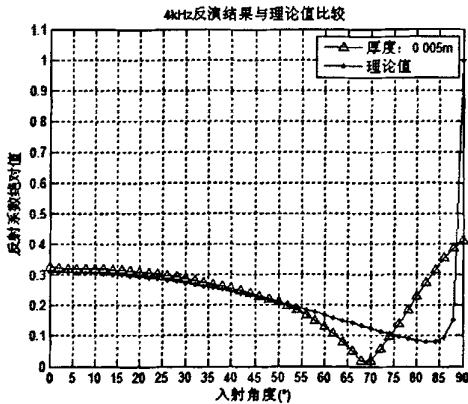
(1) 3kHz 反演结果



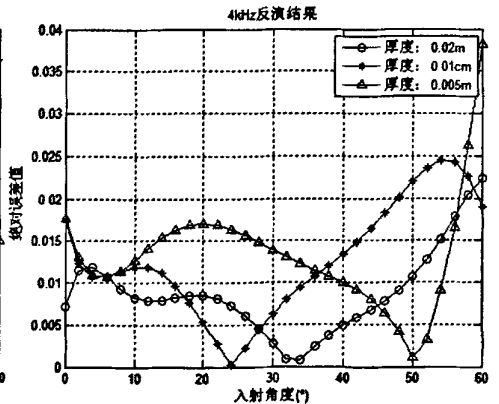
(2-a) 钢板 1 反射系数绝对值



(2-b) 钢板 2 反射系数绝对值

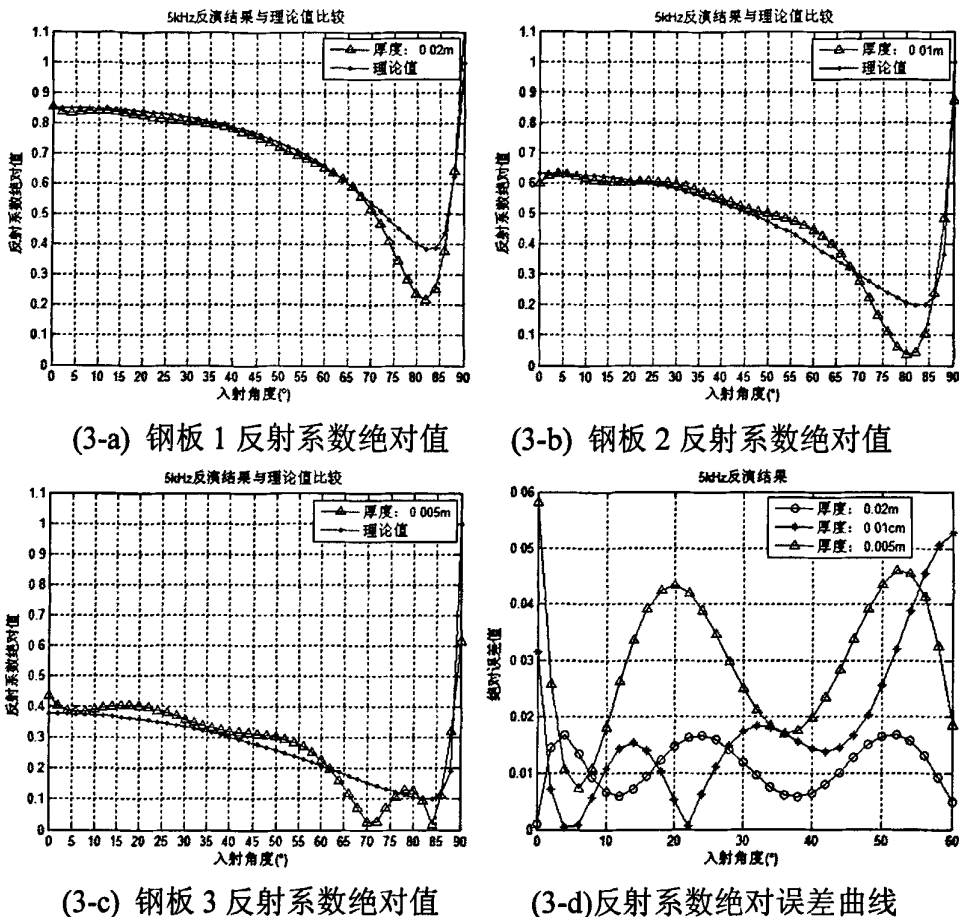


(2-c) 钢板 3 反射系数绝对值



(2-d) 反射系数绝对误差曲线

(2) 4kHz 反演结果



(3) 5kHz 反演结果

图 4.5 不同厚度的钢板的反射系数

从图 4.5 中可以看出：

1. 反射系数与钢板的厚度有密切的关系，随钢板厚度的增加而增大^[49]。
2. 三种钢板反射系数的反演结果在小角度范围内和理论值的趋势基本保持一致，但是第三种钢板的反演结果绝对误差明显大于前两种。可以看出钢板的厚度越小时，反演结果的误差越大。由于 SYSNOISE 的计算容量有限，因此利用 ANSYS 划分网格时，网格的密度最小在 0.03m，而 0.005m 小于网格长度的 1/5，这很可能是造成误差明显增大的原因。

4.3 本章小结

本章给出了数值分析的计算模型，利用 SYSNOISE 5.6 模拟建立了钢板在不同参数下的声场，为声反射系数的反演提供了数据。通过数值仿真，讨

论了钢板的结构参数对反射系数反演结果的影响，为实际测量的参数设置提供了参考：

(1)由于正方形钢板和圆形钢板的反演结果基本相同，因此，实际测量时，可以使用正方形钢板来代替圆形钢板，这对实验器材降低了要求，而且声源更易定位在材料的几何中心。

(2)全息面尺寸越大，可反演的角度范围越大，得到的反演结果误差也越小，因此在实际测量时，全息面的最小半径要大于两倍波长，同时应尽可能的减小测量间距。

(3)反射系数随钢板厚度的增加而增大，钢板的反射系数除了和钢板两侧的介质特性阻抗有关，还和钢板的厚度与波长之比有关。

第 5 章 水下弹性钢板反射系数测量实验

本实验的目的是验证轴对称声场全息变换技术理论、测量模型的正确性，通过与半空间全息变换技术进行对比，验证这种变换技术及测量方法在实际实验中的有效性，可行性。

论文工作期间，先后进行了两次原理验证实验，分别是在哈尔滨工程大学国防重点实验室消声水池以及中国船舶重工集团公司第七一五研究所小消声水池进行。本文中所用数据为于哈工程消声水池测量的实验数据。

5.1 实际测量模型

对于轴对称声场全息变换技术，本文中进行了解析仿真分析以及水下弹性钢板的数值仿真分析，给出了实际测量时几何参数在理论上的参考原则。而根据以上的测量参数参考原则，可知材料样品的半径应大于两倍的波长，而且声源要尽量正对材料的几何中心，同时要保证消声水池的消声性能良好，以达到自由空间轴对称声场的条件。这对于现有的实验场地(深度仅为 3m 的消声水池)来说是很难实现的。实验拟定于密闭的压力罐中进行，测量模型如图 2.6 所示，测量时只需采集两个全息面上的径向复声压即可。

但由于时间问题，实验测量系统并没有充分准备，暂时不能进行压力罐中的轴对称声场全息变换技术反演材料声反射系数的实际测量实验。因此实验中参考了半空间全息变换技术测量模型，利用水面的绝对软性质，将水下的声场关于水面进行反对称，即可以得到等效无界自由声场。实际测量模型如图 5.1 所示。将待测材料吊放在略高于水面的位置，将点声源吊放在近水面的地方，由于绝对软边界等效为反对称边界条件，可以看作水面上方也有一个声源，两个相离很近声源构成偶极子声源。两个全息面也是近水面的，这样声场可以看作是轴对称的。如图 5.1 所示，在两个全息面上分别扫描一条直线，得到这条直线上的复声压分布，根据绝对软边界的反对称性质，这两条直线可以看作是两个圆形全息面上的半径。就可以利用两个全息面上的复声压，通过轴对称声场全息变换技术，得到材料的声反射系数。需要注意的是，直线的选取是十分重要的，既要保证声场的轴对称性，同时也要保证

两条直线是平行的，直线上的测点都在一个平面内，否则将会产生很大的误差。

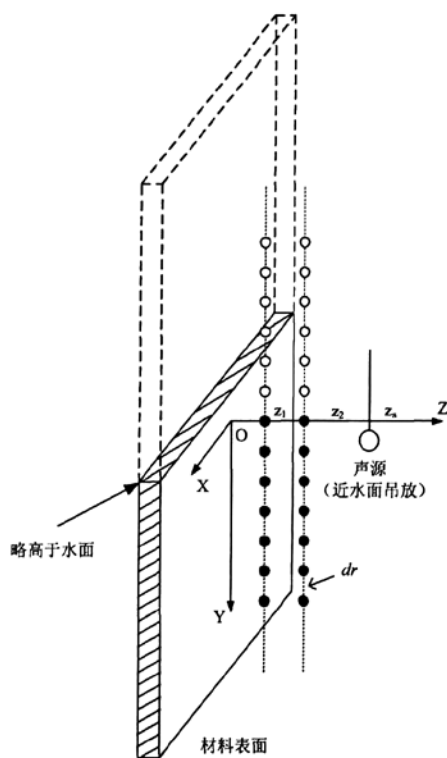


图 5.1 实验测量模型

5.2 实验测量系统

实验场地是哈尔滨工程大学水声国防重点实验室消声水池，水池大小为： $3.5\text{m}\times 3\text{m}\times 3\text{m}$ 。如图 5.2 为消声水池与悬挂水听器阵的机械扫描装置示意图。

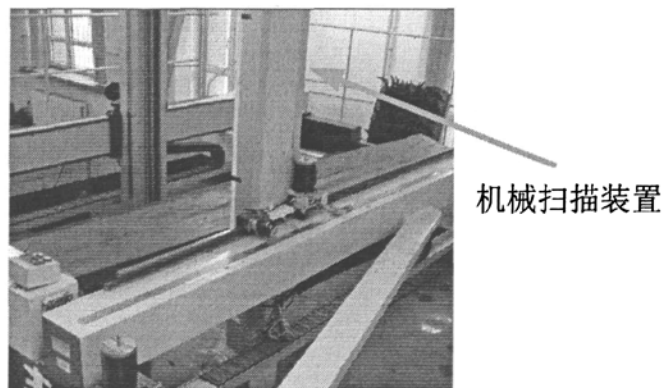


图 5.2 消声水池

实验系统包括发射部分以及接收部分。实验仪器连接简图如图 5.3 所示。

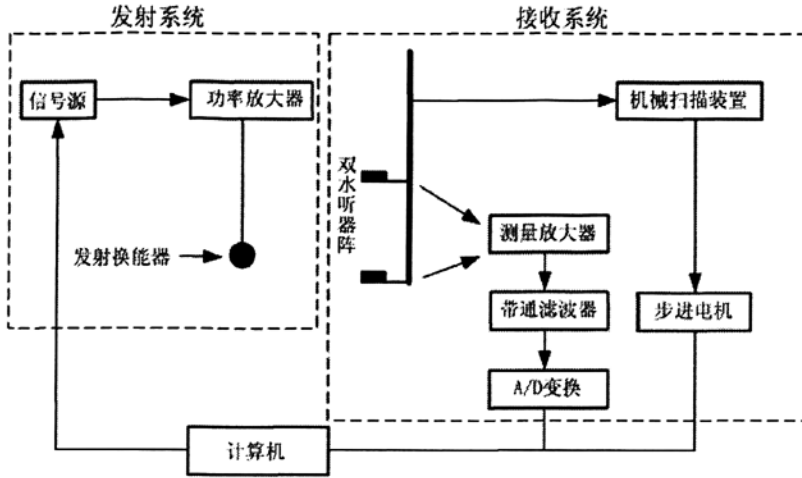


图 5.3 实验仪器连接简图

具体仪器及实现功能介绍如下：

1. 发射部分：

(1)信号源：

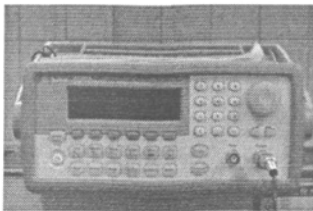
任意信号发生器 Agilent 33120：采用窄带信号叠加方式，生成所需带宽的周期脉冲信号，见图 5.4(a)。

(2)发射换能器

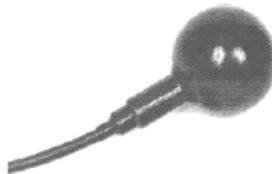
发射换能器采用无方向性波束球形换能器 6829-17，见图 5.4(b)。

(3)功率放大器

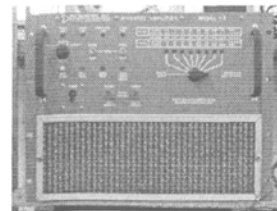
美国 NI 公司的 L6，见图 5.4(c)。



(a)信号源



(b)发射换能器



(c)功率放大器

图 5.4 发射部分仪器

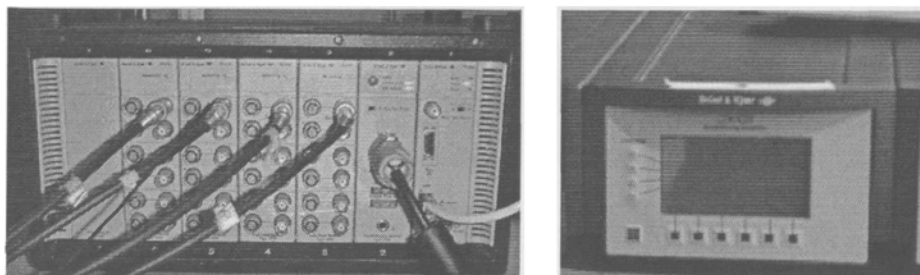
2. 接收部分：

(1)水听器：B&K8103(2 个，已经进行一致性校准)，组成测量水听器阵，

其相邻水听器间隔 60cm，水听器探头与支撑杆距离约为 102cm。

(2)多通道分析仪：B&K Pulse 3560，见图 5.5(a)。

(3)测量放大器：B&K2692，见图 5.5(b)。



(a)多通道分析仪

(b)测量放大器

图 5.5 接收系统仪器

实验前要进行如下的准备工作：1、准备试样：测量试样的几何参数；清洗试样表面；将试样放入水中充分浸润 24 小时以上，以至试样上无气泡。2、布置声场：发射换能器、测量水听器充分清洗浸润，浸润时间在 24 小时以上；将测量水听器阵组合好，根据实验参数将试样、发射换能器、和测量水听器阵放入消声水池中。3、连接仪器：按照测量系统要求连接好各实验仪器；仪器充分预热。

实验将在 3kHz~10kHz 的频率范围内进行对矩形钢板声反射系数的测量，频率间隔为 1kHz。为了使发射换能器产生的声场频响曲线平坦，根据发射换能器的发射电压响应，对信号源输出的窄带信号在相应频段内进行了幅度加权，并将幅度已加权的窄带信号叠加生成所需带宽信号。这样就可通过一次测量而得到所有频率下的结果，大大减少了测量时间并降低了工作量。

5.3 实验具体内容

实验的具体内容是测量矩形不锈钢板的声反射系数，由现有的实验设备限定，选用尺寸为 1.6m×1.5m(在测量频率范围内均可以满足材料的尺寸要求)，厚 5mm。如图 5.1 所示，图中坐标轴的原点位于钢板的对称轴上，且位于水下 1.5cm。选用点声源发射换能器，置于水面下 4cm，与待测钢板的距离 z_s 为 15cm，采用信号源发出的电信号作为参考信号。

实验需要测量两个全息面上径向上的声压分布，但是为了与半空间全息

变换技术测量模型进行对比, 实验时, 一次性测量了两个全息面上的复声压 (如图 2.8 所示), 全息面 1 到待测钢板表面距离 z_1 为 3cm, 全息面 2 到待测钢板表面距离 z_2 为 5cm, 每个面上水平测量 45 点、垂直测量 40 点、测点水平和垂直间距均为 3cm, 测量范围为 $1.32\text{m}\times 1.17\text{m}$ 。利用轴对称声场全息变换技术对数据进行处理时, 只需取其中两条平行的直线的数据即可。为了在用半空间全息变换技术来计算钢板反射系数时可以得到更多角度上的声反射系数, 声源是并不在钢板的对称轴上, 按照图中所示坐标轴, 声源的具体位置为 $(-24, 2.5, 15)$, 坐标轴的单位是 cm。

为减少测量的工作量, 实验中采用双水听器阵 (如图 5.6 所示) 进行扫描, 两水听器竖直排列, 间距为 60cm, 距水面最近距离为 1.5cm。

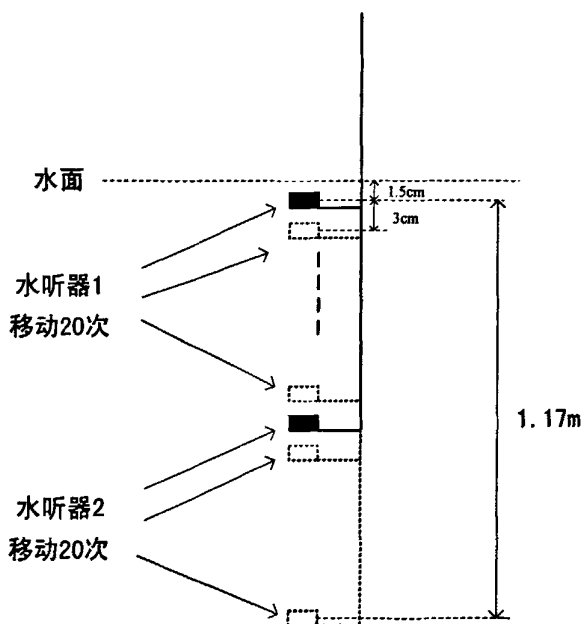


图 5.6 水听器阵 20 个深度示意图

具体在实验中扫描方式为由水面下 1.5cm 处开始扫描, 首先在全息面 1 上, 沿水平方向以 $(-66, 0, 3)$ 为起点, 以 3cm 的间隔扫描 45 点后, 将双水听器阵返回至起点, 将双水听器阵移至全息面 2 处, 即以 $(-66, 0, 5)$ 进行水平方向测量。再将水听器沿图 5.1 中所示 y 轴向下移动 3cm, 以 $(-66, 0, 3)$ 为起点继续重复以上过程进行扫描。每个测量面上共扫描 20 个深度, 实际上则得到了 40 个深度的数据。测量结束后, 将各点数据与参考信号数据做互谱计算,

再按照空间位置将数据组合起来，可以得到两个全息面上的复声压。计算时可以选择满足轴对称声场条件的两条半径上的复声压通过柱面波进行数据处理，同时也可以利用两个全息面上的复声压通过平面波分解来进行数据处理。利用两种处理方法得到的结果，对这两种测量模型进行比较。

5.4 实验数据处理与分析

5.4.1 数据处理方法简述

如图 5.2 所示：信号源发射的宽频信号经功率放大器后输出至发射换能器阵，由水听器阵接收直达波和钢板反射的反射波信号，信号经过测量放大器后输出至多通道数据采集器。

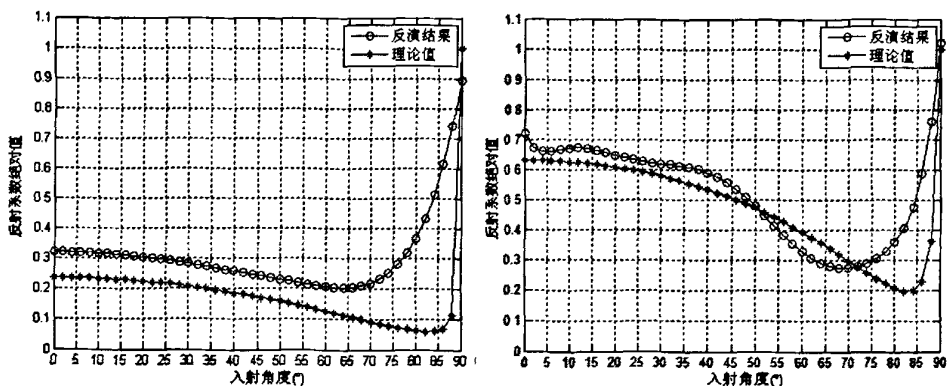
为了减少测量环境噪声和仪器电噪声对测量结果的影响，对利用多通道数据采集器采集到的时域数据进行了平均处理，数据处理平均次数为 38 次。将平均后得到的数据进行声全息变换。同时对数据进行柱面波分解以及平面波分解，将利用这两种变换技术得到的反射系数进行对比，数据处理时都进行了波数域滤波和补零处理。

5.4.2 数据处理结果及分析

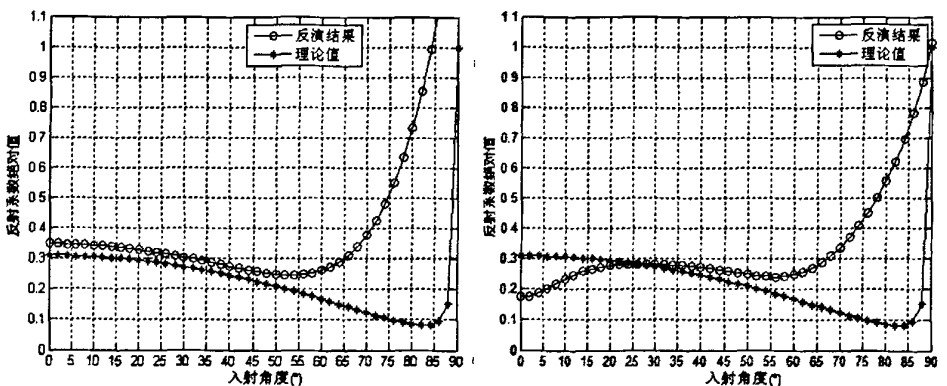
图 5.7 为 3kHz~10kHz 的水下弹性钢板声反射系数的反演结果，图中横坐标为入射角度($^{\circ}$)，纵坐标为反射系数绝对值。

利用轴对称声场全息变换技术对数据进行处理，也就是对复声压进行柱面波分解时，如图 5.1 所示，在两个全息面上选取的测量半径与水面垂直，起点分别为 $(-24, 0, 3)$ ， $(-24, 0, 5)$ 。即数据点数为 40 点，数据长度为 1.17m。得到的声反射系数如图 5.7 中左图。

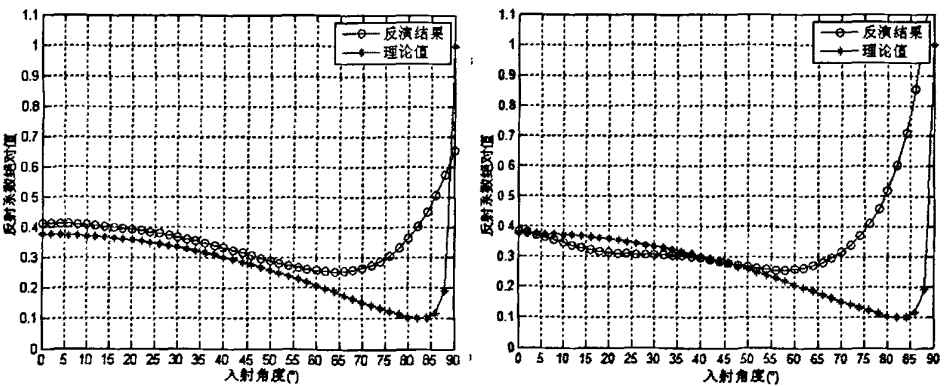
利用半空间声全息变换技术对进行处理^[46]，也就是对复声压进行平面波分解时，使用的是两个全息面上的所有采集到的复声压信息，数据为 40 行，45 列，全息面大小为 1.32m \times 1.17m。得到的声反射系数如图 5.7 中右图。



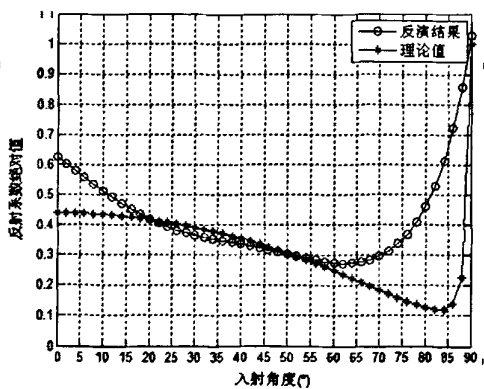
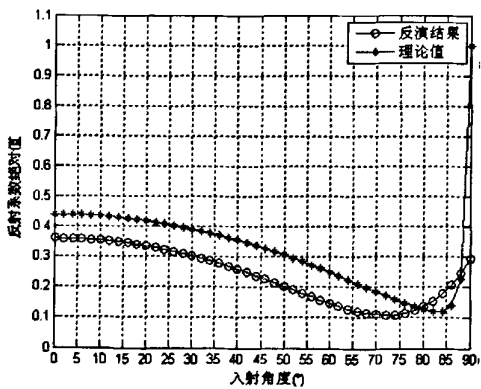
(1) 3kHz 反演结果



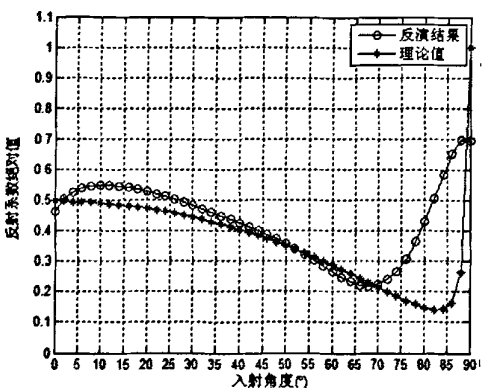
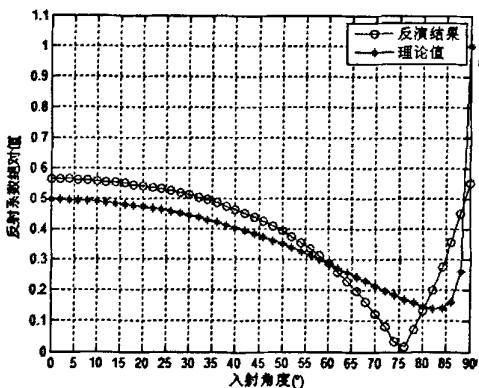
(2) 4kHz 反演结果



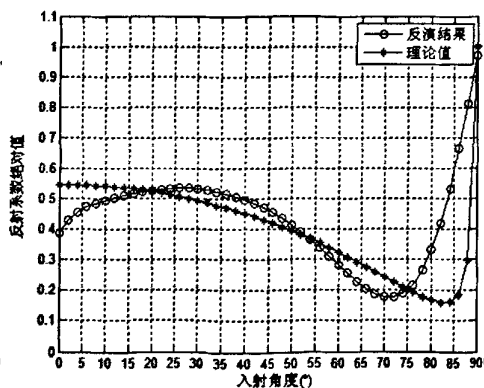
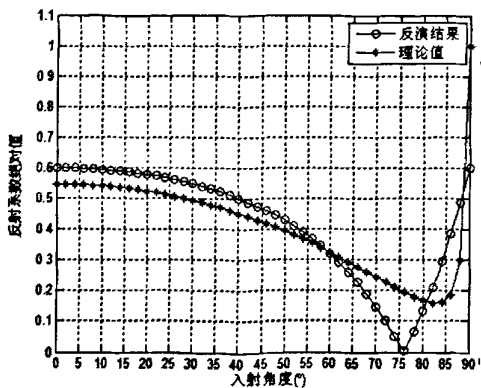
(3) 5kHz 反演结果



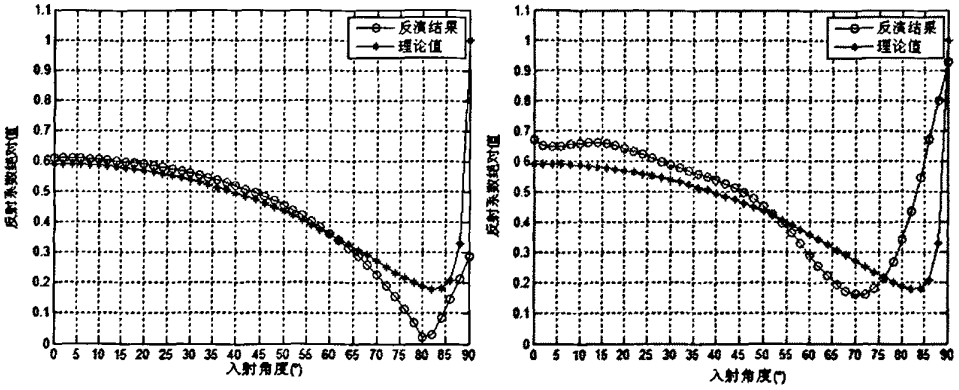
(4) 6kHz 反演结果



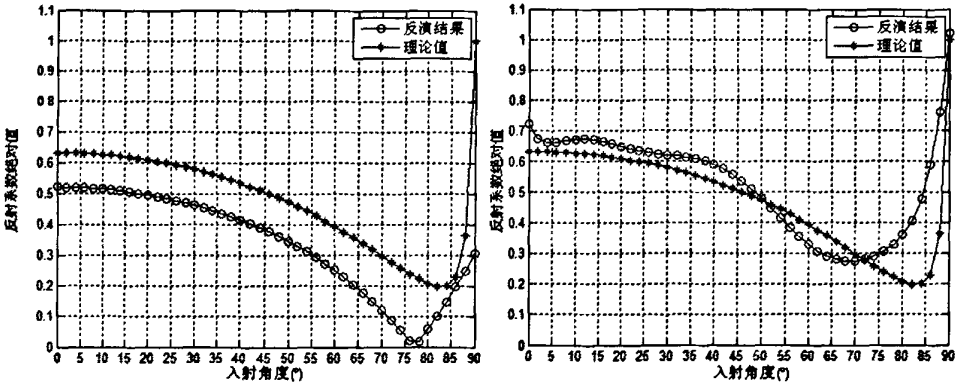
(5) 7kHz 反演结果



(6) 8kHz 反演结果



(7) 9kHz 反演结果



(8) 10kHz 反演结果

图 5.7 弹性钢板声反射系数反演结果

如图 5.7 所示，利用轴对称声场全息变换技术进行数据处理得到的声反射系数随入射角度变化的趋势与理论值基本一致，与半空间全息变换技术得到的反演结果也基本一致。在 4kHz、8kHz、9kHz 时，轴对称声场声全息变换技术的反演结果均优于半空间全息变换技术的反演结果。只有在 6kHz、10kHz 时半空间的全息变换技术的反演结果明显优于轴对称声场声全息变换技术的反演结果。

为便于分析，现给出 3kHz~10kHz 频率下，使用两种不同的全息变换技术进行数据处理时的反演结果与理论值的均方误差。

如表 5.1 所示，表中将两种变换技术分别简写为半空间与轴对称。各入射角度的均方误差代表的是从 0° 到该入射角度的均方误差。由于测量面积有限，无法准确得到大入射角度处的声反射系数，因此只列出入射角从 10°

到 60° 的均方误差。

表 5.1 反演结果与理论值的均方误差

频率 入射角	变换技术	3kHz	4kHz	5kHz	6kHz	7kHz	8kHz	9kHz	10kHz
10°	半空间	0.046	0.116	0.012	0.141	0.039	0.099	0.063	0.047
	轴对称	0.084	0.038	0.037	0.080	0.050	0.053	0.019	0.111
20°	半空间	0.040	0.089	0.029	0.105	0.050	0.073	0.071	0.047
	轴对称	0.083	0.037	0.037	0.081	0.049	0.053	0.019	0.111
30°	半空间	0.034	0.072	0.033	0.087	0.049	0.061	0.068	0.044
	轴对称	0.082	0.036	0.036	0.082	0.048	0.053	0.020	0.112
40°	半空间	0.049	0.063	0.030	0.076	0.045	0.057	0.063	0.046
	轴对称	0.080	0.034	0.035	0.085	0.046	0.053	0.021	0.113
50°	半空间	0.075	0.058	0.026	0.068	0.041	0.054	0.058	0.045
	轴对称	0.078	0.034	0.034	0.088	0.043	0.051	0.021	0.115
60°	半空间	0.100	0.058	0.026	0.062	0.038	0.050	0.055	0.044
	轴对称	0.078	0.040	0.035	0.091	0.041	0.048	0.020	0.119

分析原因可能是：

(1)因为点声源近水面吊放，由于水面的绝对软性质，可以近似看作是偶极子声源。而偶极子声源的主瓣是平行于测量面的，则在近水面处的指向性很小，近乎为 0，这导致利用柱面波分解技术进行反射系数计算时，小角度处的结果误差很大。

(2)由于声场并不是完全轴对称的，这必将会产生一定的误差，见本文 3.3.1 的仿真结果分析。

(3)测量时，实际扫描的是整个全息面，而受实验场地的机械扫描装置功能限制，水听器阵先是扫描水平方向，而后进行全息面位置调整，然后才是深度方向，而且，只有水平方向上是机械定位扫描，其它方向上都需要手动定位，这样深度方向上的测量误差实际上是很大的，而这种轴对称情况下的声全息变换技术正是要求深度方向上的准确性，因此产生了很大的误差。从表中可以看出误差大小并不随频率的改变而改变，因此为测量误差的可能性

较大。

5.5 本章小结

本章利用钢板进行了验证性实验，实验的结果证明了利用轴对称声场全息变换技术的可靠性和实用性。钢板的验证性实验结果表明，由于钢板尺寸为有限大， 60° 以下的测量结果和理论值比较误差较小，入射角度大于 60° 测量结果误差较大。同时钢板的尺寸在频率较低时相对波长而言较小，由于声场截断引起的误差就会增大。声场的扫描定位误差会引起声场相位的测量误差，因此在测量时要尽量提高定位的准确度。

从实验中可以看出，这种轴对称声场全息变换技术是正确的，反演结果的误差也是可以接受的。尽管由于实际实验条件，实际测量时并没有使用根据原理所设计的测量模型，而是参考半空间全息变换技术测量模型，有效的利用了水面的绝对软性质，消除了在轴对称声场测量方法中由于水面不能完全消声而带来的散射场的影响来进行测量。而且近水面布置声场也令实验更容易实施。可以进一步进行实验研究。但是实验时必须保证测量的准确度，声源定位的精度以及水听器定位的精度，这些因素都将对反演结果产生很大影响。

结 论

论文是以最早由日本学者 Tamura 提出的近场声全息方法为基本依据。在该依据的基础上, 根据轴对称声场情况下全息变换技术的简化模型, 分析了这种简化模型的优势与不足。同时, 对声学材料大样声反射系数快速反演方法进行了仿真研究, 并建立了测量模型, 同时进行了实验, 验证了声反射系数的快速反演方法的可行性。主要收获与结论如下:

(1)论述了轴对称声场条件下声全息变换技术的原理与理论模型, 并通过与全空间、半空间的声全息变换技术的比较指出, 这种柱面波分解的变换技术可以大大的简化测量模型, 但是同时对声场的要求很高。

(2)通过理论仿真, 讨论了当声场并不严格轴对称时, 反演结果的误差, 以及声场测量时的几何参数对反演结果的影响。并对实际测量给出建议: 合理放置声源与选择测量半径, 以尽量保证声场的轴对称性; 全息面的半径应大于等于两倍波长; 测点间距应小于四分之一波长; 全息面到被测样品的距离对反演结果影响较大, 距离被测样品最近的全息面应尽量保证与被测样品的间距在六分之一波长以内, 而且两个全息面之间的距离也不宜太大, 保证在十分之一波长以内; 声源与被测样品的距离应取在二分之一波长与一倍波长之间。

(3)结合 ANSYS、SYSNOISE 软件对水下弹性钢板的声反射系数进行了数值仿真, 讨论了钢板的结构参数对反射系数反演结果的影响, 为实际测量给出建议: 可以使用正方形钢板来代替圆形钢板, 这对实验器材降低了要求, 而且声源更易定位在材料的几何中心, 待测样品材料的最小半径要大于 1.2m, 全息面尺寸越大, 可反演的角度范围越大。

(4)利用现有的条件进行了水下弹性钢板的声反射系数的测量实验, 实验室利用了水面的绝对软性质, 对建立的轴对称声场测量模型加以改进, 令声场的布置更加容易。另外, 通过窄带信号叠加的方式来一次性获得多个频率的数据, 大大减少了测量时间并降低了工作量, 同时也在一定程度上也提高了实验精度。通过实际测量实验, 验证了这种轴对称声场情况下的声反射系数的快速反演方法的可行性以及实用性, 值得进一步研究。

参考文献

- [1] 杨健, 吴超, 谷阳. 提高潜艇隐身能力的措施. 造船技术. 2006(1):22-24 页
- [2] 林瑛, 隐蔽在大洋深处的利剑—当代潜艇隐身技术的发展. 现代舰船. 1997, 10: 4-5 页
- [3] 商德江, 刘扬. 近场全息声压反演任意入射角材料反射系数方法研究. 第十届船舶水下噪声学术会议论文集. 2005, 66-73 页
- [4] 聂佳. 基于主动声全息的全向声反射系数测量方法理论仿真与实验研究. 哈尔滨工程大学硕士学位论文. 2006: 1-21, 54 页
- [5] 李水, 沈建新. 水声材料低频声性能的驻波管测量. 计量学报. 2003, 24(3): 221-224 页
- [6] 李水, 缪荣兴. 水声材料性能的自由场宽带压缩脉冲叠加法测量. 声学学报. 2000, 25(3): 248-253 页
- [7] 李水, 缪荣兴, 唐海清. 消声瓦性能的大面积宽频带测量. 声学与电子工程. 2001, 62(2): 28-31 页
- [8] 李海涛, 朱锡. 层状结构水下声学特性研究. 噪声与振动控制. 2005, 54-57 页
- [9] Sokolov S.J. Ultrasonic oscillations and their applications. Tech.Phys.U.S.S. 1935, 3(2): 522P
- [10] E.G.Williams, et. Sound source reconstruction using a microphone array. J.Acoust.Soc.Am.1980, 68(1): 340-344P
- [11] J.D.Maynard, E.G.Williams and Y.Lee. Near-field acoustic holography: I. Theory of generalized holography and the development of NAH. J.Acoust.Soc.Am.1985, 78(4): 1395-1413P
- [12] W.A.Veronesi and J.D.Maynard. Near-field acoustic holography: II. Holographic reconstruction algorithms and computer implementation. J.Acoust.Soc.Am.1987, 81(5): 1307-1322P
- [13] Thierry Loyan, Pascal J.C and Paul gaillard. J.Acoust.Soc.Am.1988, 84:

1744-1750P

- [14] Veronesi W., Maynard J. Digital holographic reconstruction of sources with arbitrarily shaped surfaces. *J.Acoust.Soc.Am.*2002, 112 (2): 420-429P
- [15] Bai.M.R. Application of BEM(boundary element method)-based acoustic holography to radiation analysis of sound sources with arbitrarily shaped geometries. *J.Acoust.Soc.Am.*1992, 91(1): 533-549P
- [16] Sarkissian.A. Near-field acoustic holography for an axis-symmetric geometry: a new formulation. *J.Acoust.Soc.Am.*1990, 88: 961-966P
- [17] Lee.J.C. Spherical acoustical holography of low-frequency noise sources. *Applied Acoustics.*1996, 48(1): 85-95P
- [18] 毕传兴等. 分布源边界点法在声场全息重建和预测中的应用. *机械工程学报.* 2003, 39(8): 81-85 页
- [19] 张德俊等. 振动体及其辐射场的近场声全息实验研究. *声学学报.* 1993, 20(4): 250-255 页
- [20] 张德俊等. 近场声全息对振动体及其辐射场的成像. *物理学进展.* 1996, 16(3): 436-455 页
- [21] 张德俊等. 近场声全息成像方法的研究. *声学学报.* 1992, 17(6): 436-445 页
- [22] 何元安, 何祚镛. 基于平面声全息的全空间场变换: I. 原理与算法, 2002, 27(6): 507-512 页
- [23] 何元安, 何祚镛, 商德江. 基于平面声全息的全空间场变换: II. 水下大面积平面发射声基阵的近场声全息实验. 2003, 28(1): 46-51 页
- [24] 何元安, 何祚镛. 轴对称结构表面声场的非共形重建精度分析. *声学学报.* 2001, 26(5): 455-463 页
- [25] 何元安, 何祚镛. 用声场空间变换识别水下噪声源. *声学学报.* 2000, 19(2): 9-13 页
- [26] 何祚镛. 声学逆问题-声学变换技术及源特性判别. *物理学进展.* 1996, 16(3-4): 600-612 页
- [27] 何祚镛, 王文芝. 声全息测量基阵的设计与研制. *哈尔滨工程大学学报.* 2002, 23(2): 59-65 页

- [28] 商德江. 水声全息场的任意变换方法及源定位研究. 哈尔滨工程大学硕士学位论文. 1994: 3-6 页
- [29] 暴雪梅, 何祚镛. 近场声全息方法研究目标散射场. 哈尔滨工程大学学报. 1997, 18(5): 15-19 页
- [30] 蒋伟康等. 声近场综合实验解析技术及其在车外噪声分析中的应用. 机械工程学报. 1998, 34(5): 76-84 页
- [31] 杨殿阁, 郑四发, 罗禹贡等. 运动声源的声全息识别方法. 声学学报. 2002, 27(4): 357-362 页
- [32] 杨殿阁, 郑四发, 李愈康, 连小眠, 蒋孝煌. 用于声源识别的声全息重建方法的研究. 声学学报. 2001, 26(2): 156-160 页
- [33] 杨殿阁, 郑四发, 郑凯, 连小砚, 蒋孝煌. 利用声全息方法研究汽车噪声空间传播. 中国机械工程. 2001, 12(10): 1148-1150 页
- [34] Gratz P. Acoustical holography for visualization of sound fields. International Carpathian Control Conference ICC' 2002, Malenovice, Czech Republic, 2002. 51-56P
- [35] 蒋伟康, 万泉. 近场声全息理论与应用的研究现状与展望. 机械强度. 2005, 27(3): 288-295 页
- [36] Tikhonov A.N., Solution of incorrectly formulated problems and the regularization method. Soviet Math Dokl, 1963, 4: 1035-1038P
- [37] Morozov V.A., The error principle in the solution of operational equations by the regularization method. USSR Comput Math Phys, 1968, 8: 63-87P
- [38] 毕传兴等. Landweber 迭代近场声全息. 科学通报. 2006, 51(9): 1107-1111 页
- [39] 尚建华, 张明敏. 柱面波分解测量反射系数的一些分析. 声学技术. 2007, 26(5): 860-865 页
- [40] Masayuki Tamura. Spatial Fourier transform method of measuring reflection coefficients at oblique incidence.I: Theory and numerical examples. J.A.S.A.1990, 88(5): 2259-2264P
- [41] Masayuki Tamura. Measurement and prediction of the coefficient of porous layers at oblique incidence and for inhomogeneous waves. J.A.S.A.1996,

99(1): 100P

- [42] Masayuki Tamura , Jean.F.Allard and Denis Lafarge. Spatial Fourier transform method for measuring reflection coefficients at oblique incidence: II. Experimental results. J.A.S.A.1995, 97(4)P2255-2262P
- [43] 彤淼. 水中兵器声隐身材料全向声反射系数测量研究. 哈尔滨工程大学硕士学位论文. 2007: 5-8 页
- [44] 何元安, 李锐, 何祚镛. 一种任意入射角反射系数反演技术. 声学学报. 1996, 21(6): 929-934 页
- [45] 何祚镛, 赵玉芳. 声学理论基础. 国防工业出版社, 1981: 68-69 页
- [46] 高岩, 王洋, 刘永伟, 商德江. 半空间全息法反演材料反射系数试验研究. 声学技术, 2007, 26(5): 990-991 页
- [47] 高岩. 声学材料大样低频声反射系数测量方法研究. 哈尔滨工程大学硕士学位论文. 2008: 9-12 页
- [48] 东方人华 主编. ANSYS7.0 入门与提高. 清华大学出版社. 2004: 28-107 页
- [49] 姜哲. 水下矩形钢板声反射系数测量方法研究. 哈尔滨工程大学硕士学位论文. 2007: 22-25 页
- [50] 李增刚 编著. SYSNOISERev5.6 详解. 国防工业出版社. 2005: 25-33, 74-77, 87-103 页

致 谢

本论文的研究工作是在李水研究员和商德江教授的悉心指导下完成的，在此向我的两位导师致以最诚挚的谢意和敬意！衷心感谢商德江教授，从论文的选题到最终完成，商老师都给予我精心的指导和不懈的支持，他对待科研工作的执着态度和忘我精神值得我一生去学习，在我增长了知识的同时也学到了人生的哲理。李水老师虽然远在杭州，但他总是在尽他最大的可能在学习和生活上帮助我，以他多年的生活工作经历指点我、启发我，他给予了我巨大的信任与支持，让我能够参与很多对我的论文完成具有重大意义的工作。在读研期间里，导师们的言传身教使我得以顺利完成学业，更为下一步的学习与工作做好准备。

感谢刘永伟老师、唐锐老师和张超老师，他们不仅是我的老师，更是我的朋友，论文的实验是在他们的大力帮助下完成的。特别感谢张若愚，迟凤阳，姜石，赵一朵，金文超，胡昊灏，钟超等人，是他们使我平淡的学习生活充满了乐趣。

特别感谢我的父母。没有他们对我学业的鼎力支持，我不可能顺利完成我的学业。他们的亲情和关爱是我最坚实的后盾，使我的人生之路走的踏实而平稳。

衷心感谢论文评阅老师和答辩委员会的各位老师。