



极地海冰声波导建模综述

殷敬伟 马丁一 张宇翔 生雪莉

Review on modeling polar sea-ice acoustics waveguide

Yin Jing-Wei Ma Ding-Yi Zhang Yu-Xiang Sheng Xue-Li

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 084301 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20211950

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211950>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

悬浮液凝固研究进展

Recent progress of solidification of suspensions

物理学报. 2019, 68(1): 018101 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181645>

中远红外非线性光学晶体研究进展

Research progress of mid- and far-infrared nonlinear optical crystals

物理学报. 2018, 67(24): 244203 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181591>

钙钛矿太阳能电池中各功能层的光辐照稳定性研究进展

Research progress of light irradiation stability of functional layers in perovskite solar cells

物理学报. 2021, 70(9): 098402 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201762>

声学超构材料及其物理效应的研究进展

Research advances in acoustic metamaterials

物理学报. 2019, 68(19): 194301 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190850>

声学超材料与超表面研究进展

Research advances in acoustic metamaterials and metasurface

物理学报. 2018, 67(19): 194301 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180963>

基于Rayleigh-Bloch模式的单层结构弯曲声波导

Rayleigh-Bloch mode based monolayer bend waveguide

物理学报. 2021, 70(3): 034301 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201270>

综述

极地海冰声波导建模综述*

殷敬伟¹⁾²⁾³⁾ 马丁一¹⁾²⁾³⁾ 张宇翔^{1)2)3)†} 生雪莉¹⁾²⁾³⁾

1) (哈尔滨工程大学, 水声技术重点实验室, 哈尔滨 150001)

2) (哈尔滨工程大学, 海洋信息获取与安全工信部重点实验室, 哈尔滨 150001)

3) (哈尔滨工程大学水声工程学院, 哈尔滨 150001)

(2021年10月20日收到; 2021年11月23日收到修改稿)

全球性气候变暖的持续使极地科学成为国际科研热点. 极地声学技术研究在近年国内学者的努力下取得了长足进展, 但在基础理论研究方面还有很多需要攻坚的难题. 极地冰声传播受弹性波导影响严重, 特殊的材料物理特性、复杂的边界条件以及极端恶劣的环境均给相关研究推进带来挑战. 针对冰声波导模型精细化构建难题, 本文从海冰物理特性概述、冰声传播理论模型构建、冰声传播特征方程数值求解以及冰声参数评估与选取四个方向出发, 回顾并梳理了极地海冰声波导建模关键技术的发展历程与研究现状, 分析了国内外冰声传播研究进展, 讨论并展望了冰声波导建模技术的未来研究重点以及其在极地开发中的应用潜力, 以期后续极地声学理论与应用研究的开展提供有益参考.

关键词: 极地海冰, 极地声学, 声波导, 研究进展**PACS:** 43.20.+g, 43.35.+d, 46.15.Cc, 46.40.-f**DOI:** 10.7498/aps.71.20211950

1 引言

北极是指北纬 66°34'(北极圈) 以北的广袤高寒地区. 区域年平均气温仅为 -22.3 °C^[1], 其内陆域、海域的大部地区均常年为冰雪所覆盖. 其中, 北极海冰的覆盖范围达全球海洋面积的 7%, 所引起的海气间热量、动量和物质交换变化显著, 是全球气候变化的驱动器^[2,3].

海冰具有比海水更高的反照率^[4], 是北极海气交换的热力绝缘层, 对于维持北冰洋的低能量状态意义重大^[5]. 在全球气候变暖背景下, 海冰驱动的北极放大效应导致该地区气温上升速度达全球平均水平的 3 倍. 同时, 作为海洋系统关键要素, 海冰的冻结和消融还同时影响着全球海洋温盐环流的形成和强度^[6]; 文献^[7]指出, 极地海冰减少将严

重影响热带地区气候并导致中纬度地区的极端天气. 在上述背景需求牵引下, 北极海冰及其变化观测技术已成为当前科研热点.

声学技术是实现海冰观测及信息获取的主要方法^[8-13], 但当前极地声学研究多聚焦于冰下水声传播与应用: Kinda 等^[11]探讨了波弗特海域海冰变形引起的冰下噪声形成机理; Tian 等^[12]提出冰裂脉冲噪声环境下的北极水声信道估计算法; Yin 等^[13]结合极地冰下水声环境提出了基于低秩稀疏理论的动目标检测信号实时处理方法等. 相较而言, 针对海冰中声传播机理的研究成果则相对较少. 作为海冰声学领域的重要研究方向, 海冰声波导研究对于明确冰声传播机理、发展冰基声学观测与通信技术、构建极地立体化观测平台意义显著. 本文以海冰声波导理论建模与求解方法为视角, 回顾并梳理冰声波导研究历程, 分析国内外冰

* 国家自然科学基金联合基金 (批准号: U20A20329)、国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2021YFC2801200) 和国家自然科学基金 (批准号: 52171334) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yuxiang.zhang@hrbeu.edu.cn

声传播研究进展, 以期为后续海冰声传播相关研究工作的开展提供有益参考。

2 海冰物理特性概述

区别于冰山、冰川及冰架, 本文涉及的海冰指冻结、生长与消散的全生命周期均在海洋环境下实现的冰体。海冰主要由海水在冬季低温下冻结形成, 物理特性与内部结构时变性明显, 依海冰存续时长可简单分为一年新冰和多年冰^[14], 本节将从声学建模角度出发对其物性与结构的特点及差异进行简述。

海水盐度导致海冰形成缓慢, 多变的极地海洋环境(风、浪、雪等)则进一步加剧了该过程的复杂性, 导致初生海冰存在多种不同形态^[15]。由于初生海冰阻隔了海-气直接热交换, 海冰的进一步生长需要大气冷源穿透冰层将海水温度降至冰点(约 $-1.8\text{ }^{\circ}\text{C}$), 故海冰厚度与大气低温持时(freezing degree days)呈高度正相关^[16]。因此, 随着大气温度季节性的往复变化, 海冰厚度严重受限^[17]: 一年冰的厚度不超过 3 m , 多年冰的厚度多在 6 m 以下^[18]。相较之下, 冬季海冰的水平尺度与海冰厚度存在若干数量级的差别, 常见为数百米至数千米不等。由于具有上述薄板状宏观几何构型且自由漂浮于海面, 极地海冰是最为接近自由弹性板的天然结构。因此, 冰声学领域多将海冰简化为薄板状弹性介质以开展研究^[19]。

介观至微观尺度的海冰观测指出, 极地海冰多样的形成机理与复杂的生长环境导致其内部存在多种不同微结构且整体呈水平分层特点: 表层初生海冰的形成常伴随海表水层冻结后的堆叠、挤压以及上方雪层的积累、渗透等, 因此呈现等径颗粒(isometric granular)材料特性; 中层海冰的主要构成是重力作用下自由水低温冷凝、结晶所形成的柱状冰, 其晶体结构常见为Ih型且水平截面具有典型类六边形特点^[20]; 在表层与中层之间存在过渡层海冰, 材料微结构介于二者之间; 海冰下表层的骨架层(skeleton layer)主要为柱状过冷水凝结过程形成的棱柱状颗粒结构(prismatic granular)。需要指出的是, 表层与过渡层海冰多在夏季融化消逝, 因此仅见于一年海冰结构。从冰层构成角度出发, 由于表层、过渡层及骨架层海冰厚度有限, 中层柱状冰不论是体积占比(95%)还是机械特性均

占绝对主导地位。因此, 前期针对海冰冰层所开展的力学、电学等工程特性研究结果指出, 海冰结构可被简化为单层均匀介质^[21–25]。

在垂向热对流及重力作用下, 海冰中层柱状冰的结晶生长过程存在显著的方向选择性, 从而导致海冰弹性特征中的各向异性^[20]。此外, 夏季海冰融化过程中, 重力作用下的卤水析出在海冰内部形成了垂向生长的毛细网络^[14,20], 在进一步加剧其材料各向异性的同时还带入了一定程度的多孔特性。上述海冰材料特征会不同程度影响冰声波导特性, 然而现有研究成果虽涉及冰中晶体结构分析、弹性波波速计算与测量等^[26–29], 但尚未将上述特征计入冰声波导模型的构建与计算。原因在于: 海冰作为天然材料, 其材料特性高度依赖于形成环境以及历史状态, 因而对相关物理参数的统一量化难以实现。以较为基础的海冰弹性特征为例, 多年冰内部的盐分存在周期性变化, 导致其机械强度的浮动; 而同样盐度的海冰在不同温度下的机械特征也存在显著差异^[30]。海水盐度与大气温度作为时空间四维变量难以简单量化, 从而给海冰基本参数的确定带来挑战, 本文将针对海冰声参数的选择与评估方法进行介绍, 以期初步提供海冰声波导建模所必需的声学参数。

从声学研究角度出发, 冰声波导相对于传统板壳结构波导研究的主要区别在于其边界条件的复杂性。海冰薄板状构型导致其内部弹性导波的存在, 而极地海水-海冰-空气/积雪系统带来的边界条件进一步加剧了该复杂性。冰-气界面声阻抗差异显著, 在冰内声传播研究中可被简化为自由边界。雪层的存在会显著改变上述边界条件, 然而其影响在现有研究中多被忽略不计: 不同于南极陆冰上厚达数米的积雪, 北极海冰上部积雪厚度通常仅在厘米级别^[31], 远小于海冰厚度和冰声波导研究所涉频段内的弹性波波长。在海冰下部的冰-水界面上, 流固两相介质的声阻抗接近且流体密度反大于固体密度, 严重影响了其弹性波导特性, 导致特有QS模态的出现以及高阶模态频散曲线间的拓扑结构变化。

综上所述, 在海冰声波导建模研究中, 多将海冰近似为各向同性且均匀的薄板状弹性传播介质, 重点针对其流固耦合边界条件导致的非对称声能量泄漏开展建模方法研究, 并就其对声波导特性的影响开展讨论。

3 冰层波导理论建模

弹性介质中的体波可分为 3 类: 纵波 (P 波)、垂直偏振剪切波 (SV 波) 以及水平偏振剪切波 (SH 波). 基于海冰几何构型与边界条件, 对应声波导研究选择在平面应变假设下构建二维传播平面, 其中 P 波与 SV 波的质点振动与传播均在该平面内完成并基于相互作用形成 P-SV 导波; 而 SH 波则对应出平面质点振动, 并在边界条件作用下独自构成 SH 导波. 早期理论研究指出, SH 波在低频段内 (例: 冰厚约 1 m、频率 < 900 Hz) 不存在显著频散现象 [32], 前期极地实验研究中也并没有观测到 SH 波的频散现象 [33,34]. 因此, 本节将冰层声波导研究范围局限在 P-SV 波波导, 在介绍弹性板波导理论的基础上, 对流固耦合条件带来的声泄漏现象及分层海冰波导的建模方法及其发展历程进行简述.

3.1 自由弹性板波导模型

针对各向同性介质中弹性波的大规模研究始于 19 世纪初, 进而形成了经典弹性波动理论的基本知识体系 [35,36]. 1917 年, Lamb [37] 引入了板间导波 (Lamb 波) 的概念. 相对于体波, 导波的产生与传播过程更加复杂: 由弹性波在有边界限制的介质中多次反射、干涉、波型转换、几何频散重构而成 [38], 在传播过程中还会呈现频散、多模态特征等现象. 弹性材料与真空介质近乎无穷的声阻抗对比度使得 Lamb 波可利用其更低维度的空间扩散效果实现远距离传播, 因此被广泛应用于诸多声学领域.

Lamb 波问题的初始研究对象为上下表面均为零应力边界条件的各向同性理想自由板, 在纵波、横波能量的相互转换作用下存在无穷多个 Lamb 波模态. Lamb 波波导建模多采用位移势函数法 [39], 利用其上下边界的对称性将其分解为对称模态和反对称模态 (图 1), 所得到的 Rayleigh-Lamb 频散方程作为自由板问题的通解一直沿用至今. 同时, 针对各向异性板状传播介质中的声传播模型建立问题, Solie 和 Auld [40] 提出了部分波分析法, 其原理为: 谐波在两个界面处不断反射、叠加, 在稳定状态下, 形成沿板延伸方向的行波和厚度方向的驻波, 直接利用这两种波的位移建模,

能够直观的给出各向异性介质波传播的物理特性相关信息 [16].

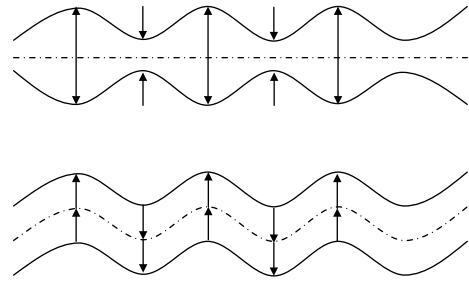


图 1 对称模态、反对称模态的 Lamb 波振动模式

Fig. 1. Illustration of the symmetric and antisymmetric vibration modes of Lamb wave.

3.2 计入流固耦合边界条件的弹性板波导模型

浸没式弹性板波导模型是上述自由弹性板模型的延伸, 关键区别在于, 自由板模型的零应力边界阻断了能量传输, 而浸没式模型中外部流体带来的法向应力连续边界条件导致波导内声能量的外泄, 其形成过程物理模型如图 2(a) 所示.

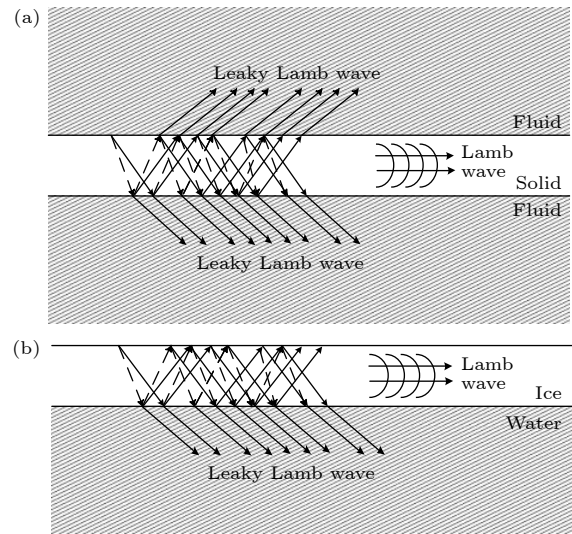


图 2 弹性波导物理模型 (a) 浸没式弹性板波导; (b) 浮冰波导

Fig. 2. Physical model of the elastic waveguide: (a) Immersed elastic plate; (b) floating ice floe.

1945 年, Osborne 等 [41] 将 Lamb [37] 所提方法推广到浸入无限液体空间的弹性板中. 虽然上下表面边界呈现法向压力、位移连续, 但仍保持了空间对称性, 因此依旧可以分为对称、反对称模态进行简化求解, 获得对称模态 ((1) 式) 和反对称模态

((2) 式) 的三阶行列式:

$$\begin{aligned} & (k^2 + \beta^2)^2 \cosh\left(\alpha \frac{d}{2}\right) \sinh\left(\beta \frac{d}{2}\right) \\ & - 4k^2 \alpha \beta \cosh\left(\beta \frac{d}{2}\right) \sinh\left(\alpha \frac{d}{2}\right) \\ & - \frac{\rho_w c_w^2}{\rho_s c_s^2} \cdot \frac{\eta^2 - k^2}{\eta} \alpha (\beta^2 - k^2) \\ & \times \sinh\left(\beta \frac{d}{2}\right) \sinh\left(\alpha \frac{d}{2}\right) = 0, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} & (k^2 + \beta^2)^2 \sinh\left(\alpha \frac{d}{2}\right) \cosh\left(\beta \frac{d}{2}\right) \\ & - 4k^2 \alpha \beta \sinh\left(\beta \frac{d}{2}\right) \cosh\left(\alpha \frac{d}{2}\right) \\ & + \frac{\rho_w c_w^2}{\rho_s c_s^2} \cdot \frac{\eta^2 - k^2}{\eta} \alpha (\beta^2 - k^2) \\ & \times \cosh\left(\beta \frac{d}{2}\right) \cosh\left(\alpha \frac{d}{2}\right) = 0, \end{aligned} \quad (2)$$

其中, $\alpha^2 = k^2 - \frac{\omega^2}{c_1^2}$, $\beta^2 = k^2 - \frac{\omega^2}{c_t^2}$, $\eta^2 = k^2 - \frac{\omega^2}{c_w^2}$, c_1 , c_t , c_w 分别为薄板中纵波速度、横波速度及流体中声速, ρ_s , ρ_w 分别为薄板、流体的密度, f 为频率, k 为波数, ω 为角频率, d 为板厚度.

Dayal 和 Vinay^[42] 用部分波分析法给出了浸没于液体中的各向异性板频散方程, 并结合实验讨论了泄漏 Lamb 波的衰减问题; Wu 和 Zhu^[43] 通过给液体空间加以厚度限制, 讨论了有限厚度液层中弹性板的频散特性, 后给出了有限厚度黏性液体空间中弹性板的频散方程. 需要指出, 超声研究领域常以金属材料为研究对象, 其材料声阻抗与液体差异极大, 这与海冰声学的应用场景存在显著差异, 故其研究结果虽具有指导意义但不适于直接阐释海冰声波导现象.

3.3 计入非对称流固耦合边界条件的浮冰波导模型

不同于 3.1 和 3.2 节所述问题, 浮冰上下边界条件的不对称性导致对应频散方程的建立过程不能简化为对称模态和反对称模态, 增加了建模复杂度, 其内声传播及波导形成过程如图 2(b) 所示. Press 和 Ewing^[19] 首次在二维空间推导了弹性波在浮冰中传播的特征方程 ((3) 式), 并表明与自由弹性板弯曲波相比, 浮冰中流体耦合弯曲波、空气耦合弯曲波发生了显著变化^[44,45]. 1995 年, Yang

和 Yates^[46] 基于 Graff^[47] 的液体负载薄板理论建模方法代入冰的弯曲刚度和任意泊松比计算了垂直冲击力作用下的冰振动:

$$\begin{aligned} & P \left(\eta Q + E \cosh\left(\alpha \frac{d}{2}\right) \cosh\left(\beta \frac{d}{2}\right) \right) \\ & + Q \left(\eta P + E \sinh\left(\alpha \frac{d}{2}\right) \sinh\left(\beta \frac{d}{2}\right) \right) = 0, \end{aligned} \quad (3)$$

其中

$$\begin{aligned} P &= \rho_i (c_t^2 (\alpha^2 - k^2) \\ &+ 2c_t^2 k^2) (k^2 + \beta^2) \sinh\left(\beta \frac{d}{2}\right) \cosh\left(\alpha \frac{d}{2}\right) \\ &- 4k^2 \alpha \beta \rho_i c_t^2 \sinh\left(\alpha \frac{d}{2}\right) \cosh\left(\beta \frac{d}{2}\right), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} Q &= \rho_i [c_t^2 (\alpha^2 - k^2) - 2c_t^2 k^2] (k^2 + \beta^2) \\ &\times \cosh\left(\beta \frac{d}{2}\right) \sinh\left(\alpha \frac{d}{2}\right) \\ &- 4k^2 \alpha \beta \rho_i c_t^2 \sinh\left(\beta \frac{d}{2}\right) \cosh\left(\alpha \frac{d}{2}\right), \end{aligned}$$

$$E = c_w^2 \rho_w \alpha (k^2 - \beta^2) (k^2 - \eta^2),$$

式中 ρ_i 为冰层密度.

3.4 分层海冰波导模型

在各向同性、均匀、水平无限假设下, 分层海冰波导模型与固体多层板问题本质上类似, 将多层固体介质中声传播建模方法迁移至分层海冰甚至更复杂的冰雪层状模型具有极高的可行性. Thomson^[48] 率先提出了用于多层介质建模的传递矩阵法, 其基本原理为将多层系统的位移和应力关系浓缩成一个四维方程组, 从而将第一分界面的边界条件和最后一个分界面的边界条件联系起来, 得到多层介质频散方程 (图 3). Haskell^[49] 对 Thomson 提出的矩阵进行修正, 将应变连续的边界条件改为应力连续, 得到了更准确的 Thomson-Haskell 矩阵, 但其在数值求解过程中面临大频厚积问题 (large *fd* problem), 使矩阵呈现病态. 随后, Knopoff^[50] 提出了 Thomson-Haskell 传递矩阵法的替代方法——全局矩阵法, 依据不同介质分界面处的边界条件, 将各层方程均详尽列出并联立以完成对波传播问题的完整描述. Randall^[51] 对 Knopoff 矩阵法进行简化, 将依赖于频率的变量从矩阵运算中分离出来, 提高了频散曲线的计算速度, 并考虑了液体

负载. 全局矩阵法鲁棒性强, 能够克服传递矩阵法的大频厚积问题, 但是在处理多层结构或复杂成层介质时, 物理模型层数增加导致全局矩阵体积庞大且构建困难, 其建模与求解难度均显著提高.

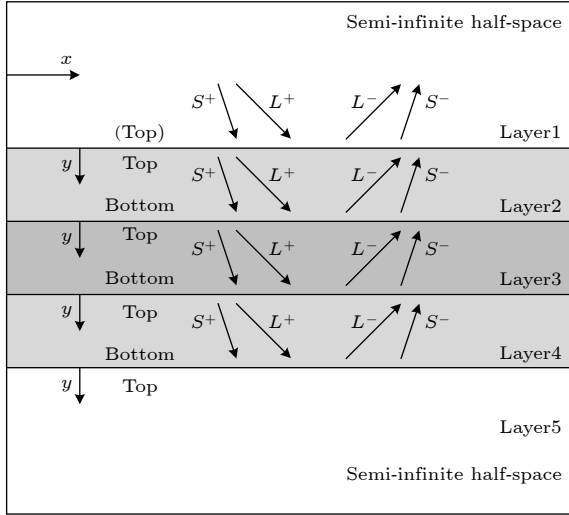


图 3 多层介质物理模型示意图^[52]

Fig. 3. Schematic diagram of physical model of multilayered medium^[52].

Lowe^[52] 进一步讨论了传递矩阵法和全局矩阵法对流体两相多层介质的适用性, 提出可通过设置极低的剪切波波速来近似流体中剪切运动忽略不计的情况, 从而构建声传播模型, 但并未对结果进行展示. Yu 和 Tian^[53] 以上述方法为依据, 应用全局矩阵法建立了一面浸水的钢板导波传播模型, 证明了该方法对于一侧浸液薄板的适用性.

对比上述海冰建模方法, Press 法仅适用于两层介质模型, 而对于更贴合实际的精确模型, 则需考虑空气、积雪或海冰内部声速梯度, 传递矩阵法和全局矩阵法更为适用.

4 冰层波导模型求解

海冰中的弹性波导模型已经将各层内连续体动力学理论与各层之间界面处的相互作用条件结合在一起, 要想获得海冰内部的频散响应并进一步分析其内部导波的多模态特征, 实现对频散方程的高精度求解十分必要. 频散方程本质为超越方程, 即其所含函数因变量无法基于自变量用多项式直接标识, 使用解析方法对其求解难以实现, 须采用数值方法进行求解.

频散方程数值求解的基本思路大致分为两种: 1) 固定相速度求频率^[49,51,53,54], 能够简化频散方程, 使计算量变小, 但由于不同模态频散曲线存在相速度近似的区域, 该方法容易出现模态混淆, 导致求解错误; 2) 固定频率求相速度^[55-62] 则能够确保各模态频散曲线的求解准确度. 求解频散方程的常用方法包括经典二分法、Muller 法、局部峰值搜索法、谱方法, 二分法通常用于求解实数根, 而后 3 种方法可以解决浮冰声能量泄漏带来的复数根求解问题.

4.1 经典二分法

作为求解 Lamb 波频散方程实数根的最经典方法, 二分法的原理为连续函数的介值定理, 是一种逼近零点法. Schwab 和 Knopoff^[58] 介绍了求解弹性波频散方程的二分法, 得到了精度较高的频散曲线; Barshinger^[61] 对比指出二分法相对于牛顿法在求解可靠性上具有显著优势. 因此, 对于自由弹性板模型求解, 二分法已被广泛应用; 对于全浸没弹性板, 由于边界条件满足对称性, 可套用二分法思路完成常见金属材料全浸没频散方程的求解.

图 4 所示为自由弹性冰层 (星状) 和全浸没弹性冰层 (点状) 频散曲线: 蓝色表示对称模态, 红色表示反对称模态. 可见, 上下表面水层的引入使低阶波导模态产生明显变化, 并带来新模式. 但是由于无法计入声能量泄漏带来的衰减效果, 其结果的正确性与完备性尚难以满足要求.

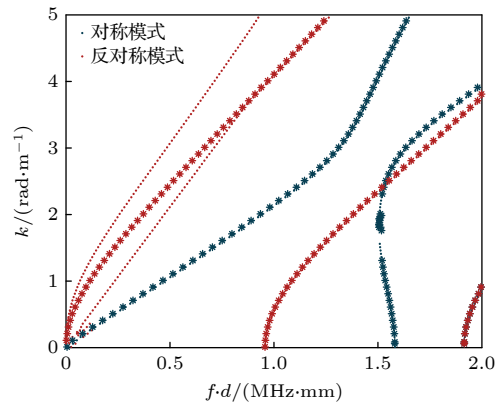


图 4 经典二分法绘制自由弹性冰层 (*) 及全浸没弹性冰层 (·) 频散曲线

Fig. 4. Dispersion curves of ice floe in vacuum (*) and immersed in water (·) calculated using the bisection method.

综上所述,二分法不需要严格的收敛条件,易于实现,鲁棒性强,应用十分广泛.但其求解速度缓慢,且只能在实数空间内求解弹性波频散方程,不能满足介质有阻尼、黏弹性、存在泄漏等情况下的复数域模型求解.

4.2 复空间求解方法

上述经典二分法虽应用广泛,但无法求解频散方程的复数根,因此进一步介绍能在复数域求解频散方程的 Muller 法和局部峰值搜索法.

Muller 法是线性插值的进一步延伸,采用经过 3 个已知点所确定的抛物线计算下一个近似解,因此也称抛物线法.首先对复平面进行划分,直到某一网格内只有一个根, Muller 法才适用.2000 年, Rose^[36] 采用 Muller 法实现了复空间内的弹性波频散方程求解.随后, Barshinger 和 Rose^[61] 进一步指出在求解频散方程的复数根时虽然可采用 Muller 法,但其是一种斜率跟踪程序,面临寻根不全的问题.2010 年,龚家元^[63] 给出了基于辐角原理的 Muller 法的具体步骤,与常用 Muller 法相似,其能在单一划分网格内只有唯一根的前提下实现频散方程的复空间求解.

局部峰值搜索法由极小值概念拓展而来:假设复函数除有限极点外在复平面上处处解析,那么其每个极点处都可以形成一个局部峰.因此,只需要在整个复平面内搜索每个局部峰值的位置,即可得到极点所在的复区间,再采用迭代或其他方法找到极点的准确值.龚家元^[63] 给出了局部峰值搜索法绘制的自由板实相速度频散曲线结果图,与二分法结果完全重合,证明了局部峰值搜索法的可靠性.

由于浮冰与全浸没弹性冰层类似,均存在冰水耦合面,虑及由此产生的能量泄漏,在数值求解频散方程过程中需要在复数空间对波数 k 进行取值,实部表示波分量,虚部表示能量衰减.基于局部峰值搜索法,马丁一等^[64] 求解得到了浮冰波导频散曲线,分析了波数虚部带来的能量泄漏问题,其结果与谱方法结果的对比如图 5 所示,蓝色表示波数实部,红色表示波数虚部.

局部峰值搜索法虽可实现复数空间内的频散曲线求解,但其存在模态混淆问题,即求解所得的方程根在参数空间上为一组散点而非数条连续曲线,难以确定每个根的模态归属.若将其与斜率法或外推法等快速收敛方法结合,则可以完成模态

分离,以便逐一进行模态分析,并得到群速度频散曲线.

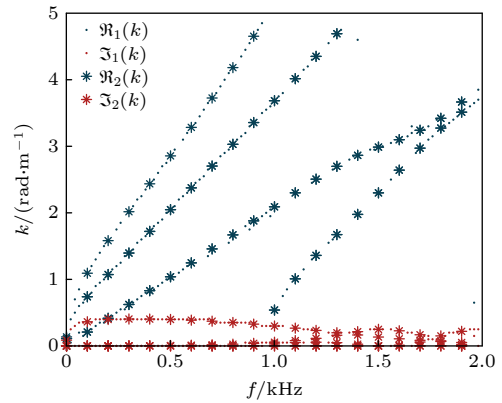


图 5 局部峰值法 (·) 与谱方法 (*) 绘制浮冰频散曲线对比图^[64]

Fig. 5. Comparison of the dispersion curves of ice floe calculated using the Local Peak Search Method (·) and Spectral Method (*)^[64].

除此之外,基于线性插值及极小值方法延伸得到的其他频散曲线复数空间求解方法也被使用.赵夙文^[65] 将最陡下降法与牛顿迭代法相结合,实现了频散方程在复数域的求解,既保证了收敛性又提高了收敛速度.刘增华等^[62] 用极小值法得到许多离散的频率-相速度点,再用斜率法将这些点连起来构成不同的模态,得到群速度频散曲线.

4.3 谱方法

谱方法是 20 世纪 70 年代发展起来的一种数值求解偏微分方程的方法,它具有“无穷阶”收敛性,算法速度较快.区别于上述两类求解频散方程的方法,谱方法通过谱函数数值插值直接求解微分方程,其谱函数一般选择 Chebyshev 多项式函数.通过正交展开未知函数,实现微分算子的矩阵化,从而将微分方程转变为一组线性方程组,使问题转化为矩阵本征值和本征向量求解的经典数学问题.

上述多种寻根法已能够满足大部分应用场景的计算需求.但对于有阻尼、非均匀及明显各向异性的传播介质等不易寻根的情况,谱方法的优势得以显现.2004 年,Adamou 和 Craster^[66] 将谱方法用于弹性波频散曲线计算,并将谱方法与寻根法进行对比,证明了谱方法在有阻尼、非均匀和各向异性介质中的优越性,其具备编码工作量小、速度

高、精度高、模态自动生成等优点, 并且没有特征根丢失. 此后, 谱方法在弹性波理论求解研究中被广泛应用. Karpfinger 等^[67,68]将谱方法应用于任意层数流体和固体层的均匀柱状结构频散曲线计算. 王献忠等^[69]将谱方法扩展到求解有阻尼负载的圆柱壳结构频散问题. Zharnikov 等^[70]将谱方法用于各向异性波导中频散曲线的计算, 并用实验验证了该方法的准确性和有效性. Quintanilla 等^[71]使用谱方法计算了各向异性板状、柱状多层结构频散曲线, 并提出谱方法具备处理能量泄漏问题的能力.

上述研究证明, 谱方法克服了常规寻根法的固有限制, 除了配置点数优选尚有欠缺外, 相对传统寻根法在具有较好分析精度的同时还具有极高的分析效率, 在求解黏弹性材料、多孔材料、各向异性结构等波导中的弹性波频散问题方面具有良好的应用前景. 图 5 所示为作者在复数空间求解浮冰频散方程所得结果, 可以看出, 两种方法求解结果基本一致, 且相同精度下谱方法速度更快.

当然, 除上述应用较为广泛的方法之外, 还有一些求解复杂超越方程的其他方法被提出以应对特定场景下的需求: 针对黏弹性带来的衰减问题, Sinha 和 Tiersten^[72]提出了微扰法, Jen 等^[73]在此基础上进一步优化并提出了泰勒级数逼近法; Porter 和 Reiss^[74]用有限差分法数值计算了成层海洋介质中的简正波传播问题; Brazier-Smith 和 Scott^[75]将绕数积分法应用于频散方程求解, 即在复平面上围绕闭合路径的轮廓积分, 以确定封闭区域中是否存在零点和极点; 何世平等^[76]基于绕数积分法提出了自适应绕数积分法, 而 Ivansson^[77]提出了一种适用于流固介质的高阶自适应积分方法, 实现了超越方程的复数域求解. Wang 等^[78,79]提出了一种针对浅水波导中法向模态复本征值的 Hamilton 求解方法, 通过保持相函数为实, 跟踪其在复平面的路径. 该方法较 Krakan 方法性能更优, 可以推广至底部为流体/弹性体的 Pekeris 波导频散曲线求解.

5 冰声参数选取

5.1 海冰声速评估与取值

冰声波导模型的构建目的是准确描述海冰声传播规律与特点, 为极地冰声研究与应用提供理论基础. 从模型准确性角度出发, 除上述波导理论建

模与数值求解方法外, 模型声参数的选择同样起着决定性作用. 上述浮冰波导模型构建过程共涉及两个海冰物理参数, 即冰厚与声速, 其中冰厚与频率通常作为“频厚积”联合作用, 不受其绝对取值影响. 故接下来将围绕海冰声速的评估与取值展开介绍.

冰中声速是最重要的海冰物理参数之一, 是海冰弹性特征的直接体现. 其传统测定方法包括: 基于静力加载的静态弹性表征法; 基于谐振频率测量的动态弹性表征法; 基于时差法 (TOF) 的声速直接测量法. 上述 3 种方法能够准确测量/评估常规弹性介质中的声速, 然而在面对极地海冰声速表征需求时, 由于须对冰芯进行提取和保存导致其应用效果受限. 自然环境下极地海冰的弹性特征对其温度依赖性极高, 且内部存在非线性温度梯度^[80], 冰上表面温度在寒冷空气影响下可达零下数十度, 而冰下表面温度与海水接近, 仅为 $-2\text{ }^{\circ}\text{C}$. 因此, 冰样提取后暴露于室外空气或进入室内进行测试时的温度波动会给测量结果带来较大的不确定性. 学者们针对此问题开展了一系列研究以发展稳定、高效的海冰声速原位测量技术.

1934 年, Ewing 等^[81]在淡水冰面开展实验, 通过人工敲击并记录冰层表面震动评估了冰中板间纵波和弯曲波传播速度. Crary^[82]在北冰洋弗莱彻冰岛上使用爆炸声源进行冰声参数原位测量实验, 测得剪切波速度为 1841 m/s, 纵波速度为 3780 m/s. 1957—1958 年, Hunkins^[83]在北极中部测站开展长期观测, 测得剪切波波速区间为 1552 m/s(夏季)—1862 m/s(冬季); 纵波速度区间为 2802 m/s(夏季)—3401 m/s(冬季). Yang 等^[34]通过结合使用指向性人工振源与三分量地震仪, 在北极测量并评估得到剪切波速度为 1620 m/s, 纵波速度为 2900 m/s. 作者团队通过改进 Yang 等^[34]所提方法, 于 2019 年冬季在松花江哈尔滨段测得剪切波速度 1855 m/s, 纵波速度 3419 m/s. 前期冰力学研究成果^[14,84]指出, 在低温条件下海冰与河冰的弹性特征存在一致性, 而实验期间大气温度接近 $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$, 满足上述条件, 因此该结果对于海冰声参数选择与评估具有实际指导意义.

基于上述结果整理得到可用于建模的北极海冰声速参数为: 夏季剪切波波速为 1600 m/s, 纵波波速为 2900 m/s; 冬季剪切波波速为 1850 m/s, 纵波波速为 3500 m/s.

5.2 海冰内部声速梯度影响因素分析

声速在垂向上的复杂剖面受到海冰物理及环境参数变化(密度、盐度、温度等)的显著影响. 在众多海冰物理参数中, 对其声速梯度及弹性特征影响比较明显的是密度及盐度变化. 海冰密度一定程度上受到冰中以气泡形式出现的空气含量影响, 冰层的气泡含量越大, 密度越小. 研究发现, 冰层密度随冰的类型和冰龄变化较大, 且吃水线上方和吃水线下方的海冰密度差异明显, 而同一类冰在垂直方向上的密度剖面变化不大^[85]. 相比于密度, 盐度是海冰与湖冰生长过程中的最显著差别, 受海水盐度及冰生长速率的影响, 海冰的盐度梯度分布复杂且具有明显的分层结构. 并且, 盐度对深度的依赖性随温度变化十分显著, 多年冰的平均盐度存在年度周期性变化: 生长季末达到最大值, 融化季末达到最小值^[86,87]. 在连续冻结的冰层内, 海冰盐度呈“C”型分布, 即冰层的表层及底层盐度偏高, 且底层的盐度略高于表层^[88]. 通常情况下, 海冰的平均盐度在 6‰ 以下, 明显低于海水的盐度(通常为 32‰—35‰).

除在海冰的形成、生长过程中由于其物质构成及微结构特性差异所导致的物理水平分层结构外, 温度等环境因素也会加剧其内部弹性特征的垂向非均匀性. 事实上, 温度是决定海冰内部结构复杂程度的关键性因素. 本文所提及的在海上形成、生长、消融的极地海冰, 上方空气与下方海水层的高温度差不容忽视. 冬季的极地海冰上表面温度接近环境空气温度, 而下表面温度始终处于海水的冰点(通常为 $-1.8\text{ }^{\circ}\text{C}$), 导致其内部存在温度梯度^[89], 通常接近线性. 特别是在海冰下表面与海水相邻处, 较高的温度影响了其物态的稳定存在, 直接影响海冰盐度、密度、厚度等物理特性^[14]. 上述海冰内部温度、盐度变化导致弹性波波速的剧烈变化, 使其产生垂向声速梯度, 在海冰声波导建模过程中需将其视为分层结构.

6 总结

本文首先针对极地海冰声波导的理论建模与求解思路进行了梳理.

1) 极简化条件下, 冰层可被视为自由板进行建模, 并使用传统二分法完成求解, 建模与求解过

程简单高效. 然而, 所得频散特性中 QS 模态缺失且低频模态失真明显, 无法实现对海冰声学特性的准确描述.

2) 计入冰水耦合界面后, 针对冰-水宏观分层结构, 需调整边界条件建立适用的浮冰模型. 同时, 冰、水间声阻抗接近带来了声能量泄漏, 针对由此出现的频散方程复数域求解需求, 对比介绍了 Muller 法、局部峰值搜索法和谱方法等潜在求解方法. 同时指出, 面对声阻抗与常见液体差别明显的金属板壳问题时, 由于其声能量泄漏微弱, 可用传统二分法快速完成近似求解.

3) 若进一步引入空气、雪或声速梯度等因素, 建模对象即变为多层结构, 需采用传递矩阵法或全局矩阵法. 基于隐性边界条件的传递矩阵法灵活、高效, 面对不需计算内部各分界面处响应细节的场景优势显著, 但存在“大频厚积”问题; 基于显性边界条件的全局矩阵法鲁棒性强, 能够获得各层分界面处的响应, 并克服“大频厚积”问题, 但物理模型层数增加导致全局矩阵体积庞大且构建困难, 其建模与求解难度均显著提高.

如前所述, 声波导研究中常将海冰简化为水平板状结构, 而现实海冰在其上下表面会呈现不同尺度的随机起伏. 上述随机起伏主要源于海洋环境下的海冰相互作用, 其统计分布特性差异明显, 即使相同海域内的海冰也可能存在较大差别^[90,91]. 本文从声学角度出发讨论上述表面起伏对冰声波导研究的影响, 以 1 kHz 以内低频段波长为基本单位将上述变化简单分为 3 类. 1) 粗糙下表面. 冰下表面柱状过冷水凝结导致的典型棱柱状随机起伏, 多存在于未变形冰; 由于其水平/垂向尺度变化范围远小于波长^[92], 对于声波导的影响可忽略不计. 2) 近线性缓慢变化. 常见于中等变形冰, 其水平与垂向尺度上的变化范围均可达到米级, 然而其空间变化速率缓慢(在以波长为单位的水平范围内, 海冰厚度变化远小于波长)且接近线性^[93,94]. 根据前期针对线性缓变截面材料中的 Lamb 波研究结果^[95]可知, 上述表面起伏并不改变冰声波导的频散特性, 仅需对观测位置的实际冰厚进行线性修正. 3) 大尺度突变. 属于强变形冰, 水平与垂向尺度上的变化范围均可达波长的数倍, 多见于海冰相互挤压、堆叠所形成的冰脊^[96]. Marical 等^[97,98]基于实验数据分别讨论了具有高斯变化的变截面弹性平板中的导波问题, 其研究指出: 变截面区域内导波模态

的相速度和波数虽会在传播过程中不断变化,但仅取决于局部厚度;随传播进入厚度减小区域,还会出现反向传播现象.但需要指出的是,上述结果对于变厚度海冰波导建模具有指导意义,但不完全适用.而由常规海冰挤压、破裂、堆叠以及再次冻结所形成的冰脊,其内部结构较前文所述冰层结构及物理特性均存在较大差异,声传播特性尚不明确.

本文针对海冰声速的评估与取值方法进行了总结,论证了海冰声速原位测量技术的必要性,并整理大量极地海冰声速数据,给出一组可用于建模的北极海冰声速参数,同时讨论了海冰温度、盐度、密度对海冰分层结构的影响.

海冰声波导的准确建模一方面依赖于冰声参数选取,另一方面则可以反哺于冰声参数的原位表征,如将试验测得特定模态频散曲线与理论曲线对比即可反演冰厚等声参数.1954年,Oliver等^[99]通过北冰洋波弗特海冰中测得的弯曲波和空气耦合弯曲波频散曲线推测冰厚,但其结果的误差较大.2016年,Sutherland等^[100]提出冰中裂缝影响弯曲波传播.2012年,Marsan等^[101]仅布放4台地震仪,利用弯曲波在北极海冰中传播的频散特性实现了冰厚的局部测量,又于2019年从北极环境地震噪声记录中观测到了水平剪切波^[102].2017年,Moreau等^[103]从实验室实验数据中提取出冰层弹性波频散曲线,证明了其具备推测冰层厚度及其他弹性性质的能力,并于2020年将该方法应用于北极斯瓦尔巴群岛附近的外场海冰实验^[104],布放247台地震仪组成接收阵列,基于频散信息估算海冰厚度和弹性性质,进一步验证了该方法的可用性.

需要指出,虽然上述基于各向同性、均匀、水平无限假设的模型已能够满足常规冰声波导的研究与应用需求,但为了获得更贴合极地海冰真实情况的模型,需进一步计入海冰介质的复杂性(如黏弹性、多孔特性及各向异性等).这不仅会大大增加建模与求解难度,其对应冰声参数(阻尼系数、孔隙率及各向异性弹性参数等)的评估与表征方法也有待进一步的研究与发展.因此,如何建立并求解更贴合极地海冰真实情况的精细化模型,是未来极地冰声研究的重点之一.

相比美、俄等北极国家,中国极地声学起步较晚,且海冰声学以及冰层波导理论与应用领域

的研究相比于极地水声学略显迟滞.现有冰声波导的建模与求解方法多借鉴于超声弹性波导研究,而传播介质物理特性的差异导致上述方法在复杂冰结构中的适用性与正确性尚需深入讨论.另一方面,冰声传播与冰声波导研究对了解和开发极地具有重要的积极意义:冰声波导正演模型可用于海冰声参数的反演;泄漏模态导波与冰层声反射透射系数结合能够加快冰下水声学研究进程;与冰声激发技术研究相结合可提高跨冰介质声通信质量,进而为冰下目标探测与定位提供帮助并服务于极地探通一体化网络的最终构建.

参考文献

- [1] Li Q H, Wang N, Zhao J P, Huang H N, Yin L, Huang Y, Li Y, Xue S H, Ren X M, Li T 2014 *Appl. Acoust.* **33** 471 (in Chinese) [李启虎, 王宁, 赵进平, 黄海宁, 尹力, 黄勇, 李宇, 薛山花, 任新敏, 李涛 2014 *应用声学* **33** 471]
- [2] Climate Change Indicators: Arctic Sea Ice <https://www.epa.gov/climate-indicators/climate-change-indicators-arctic-sea-ice> [2021-1-1]
- [3] Li P J. 1996 *J. Glaciol. Geocryol.* **18** 72 (in Chinese) [李培基 1996 *冰川冻土* **18** 72]
- [4] Grenfell T C, Maykut G A. 1977 *J. Glaciol.* **18** 445
- [5] Nakamura N, Oort A H 1988 *J. Geophys. Res-Atmos.* **93** 9510
- [6] Magnusdottir G, Deser C, Saravanan R. 2004 *J. Climate* **17** 857
- [7] England M R, Polvani L M, Sun L, Deser C, Saravanan R 2020 *Nature Geosci.* **13** 1
- [8] Milne A R, Ganton J H 1964 *J. Acoust. Soc. Am.* **36** 855
- [9] Xu X Q, Lin J M, Fang S K 2020 *Earthquake Research in China* **34** 264
- [10] Zhu G P, Yin J W, Chen W J, Hu S W, Zhou H L, Guo L X 2017 *Acta Acustica* **42** 152 (in Chinese) [朱广平, 殷敬伟, 陈文剑, 胡思为, 周焕玲, 郭龙祥 2017 *声学学报* **42** 152]
- [11] Kinda G B, Simard Y, Gervaise C, Mars J I, Fortier L 2015 *J. Acoust. Soc. Am.* **138** 2034
- [12] Tian Y N, Han X, Yin J W, Liu Q Y, Li L 2019 *J. Acoust. Soc. Am.* **146** 2482
- [13] Yin J W, Liu B, Zhu G P, Xie Z N 2018 *Sensors* **18** 3461
- [14] Schwarz J, Weeks W F. 1977 *J. Glaciol.* **19** 499
- [15] Untersteiner N 1986 *The Geophysics of Sea Ice* (America: Springer US) pp1-8
- [16] Lebedev V V 1938 *Probl. Arkt. Antarkt.* **5** 9
- [17] Li Z J, Kang J C 2001 *J. Glaciol. Geocryol.* **23** 383 (in Chinese) [李志军, 康建成 2001 *冰川冻土* **23** 383]
- [18] Li B J, Pang X P, Ji Q 2019 *Chin. J. Polar Res.* **31** 258 (in Chinese) [李冰洁, 庞小平, 季青 2019 *极地研究* **31** 258]
- [19] Press F, Ewing M 1951 *Eos Transactions American Geophysical Union* **32** 673
- [20] Petrich C, Eicken H 2010 *Sea Ice* (2nd Ed.) (America: Wiley-Blackwell) pp23-77
- [21] Cox G F N, Richter J A, Weeks W F, Mellor M 1984 a *Proceedings of the 3rd International Offshore Mechanics and Arctic Engineering Symposium* New Orleans, Louisiana, February 12-17, 1984 p126
- [22] Richter-Menge J A, Cox G F N 1984 *Proceedings of the 3rd*

- International Offshore Mechanics and Arctic Engineering Symposium* New Orleans, Louisiana, February 12–17, 1984 p194
- [23] Timco G W, Weeks W F 2010 *Cold Reg. Sci. Technol.* **60** 107
- [24] Weeks W F, Gow A J 1980 *J. Geophys. Res.* **85** 137
- [25] Stander E, Michel B 1989 *Cold Reg. Sci. Technol.* **17** 153
- [26] Diez A, Eisen O 2015 *Cryosphere* **9** 367
- [27] Diez A, Eisen O 2015 *Cryosphere* **9** 385
- [28] Vaughan M J, Prior D J, Jefferd M, Brantut N, Mitchell T M, Seidemann M 2017 *J. Geophys. Res.-Sol.* **122** 7076
- [29] Sayers C M 2018 *Geophys. J. Int.* **1** 1
- [30] Jeffries M G, Wright W H 1988 *Proceedings of the 3rd International Offshore Mechanics and Arctic Engineering Symposium* New Orleans, Louisiana, February 12–17, 1984 p201
- [31] Sun J Y 2000 *J. Glaciol. Geocryol.* **22** 3 (in Chinese) [孙俊英 2000 冰川冻土 **22** 3]
- [32] Sato Y 1951 *Bulletin of the Earthquake Research Institute University of Tokyo* **XXIX** 223
- [33] Miller B E 1990 *J. Acoust. Soc. Am.* **89** 1668
- [34] Yang T C, Giellis G R 1994 *J. Acoust. Soc. Am.* **96** 2993
- [35] Miklowitz J, Kaul R K 1984 *J. Appl. Mech.* **46** 969
- [36] Rose J L 2000 *J. Acoust. Soc. Am.* **107** 1807
- [37] Lamb H 1917 *Proc. R. Soc. London* **A93** 114
- [38] Deng M X 1996 *Acta Acustica* **21** 429 (in Chinese) [邓明晰 1996 声学学报 **21** 429]
- [39] Zhu Z M, Wu J R 1995 *J. Acoust. Soc. Am.* **98** 1057
- [40] Solie L P, Auld B A 1973 *J. Acoust. Soc. Am.* **54** 50
- [41] Osborne M F M, Hart S D 1945 *J. Acoust. Soc. Am.* **17** 1
- [42] Dayal V, Vinay K K 1989 *J. Acoust. Soc. Am.* **85** 2268
- [43] Wu J R, Zhu Z M 1992 *J. Acoust. Soc. Am.* **91** 861
- [44] Press F, Ewing M 1951 *J. Appl. Phys.* **22** 892
- [45] Landschulze M 2018 *Near Surf. Geophys.* **16** 493
- [46] Yang T C, Yates T W 1995 *J. Acoust. Soc. Am.* **97** 971
- [47] Graff K F 1975 *Wave Motion in Elastic Solid* (London: Oxford University Press)
- [48] Thomson W T 1950 *J. Appl. Phys.* **21** 89
- [49] Haskell N A 1953 *Bull. Seismol. Soc. Am.* **43** 86
- [50] Knopoff L A 1964 *Bull. Seismol. Soc. Am.* **54** 431
- [51] Randall M J 1967 *Bull. Seismol. Soc. Am.* **57** 1299
- [52] Lowe M J S 1995 *IEEE T. Ultrason. Ferr.* **42** 525
- [53] Yu L Y, Tian Z H 2015 *Nondestruct. Test. Eva.* **3** 1
- [54] Press F, Harkrider D G, Seafeldt C A 1961 *Bull. Seismol. Soc. Am.* **51** 495
- [55] Thrower E N 1965 *J. Sound Vib.* **2** 210
- [56] Watson T H 1970 *Bull. Seismol. Soc. Am.* **60** 161
- [57] Fred, Schwab 1970 *Bull. Seismol. Soc. Am.* **60** 1491
- [58] Schwab F A, Knopoff L 1972 *Methods in Computational Physics: Advances in Research and Applications* (Vol. 11) (New York: Academic Press) pp87–180
- [59] Mal A K, Kundu T 1987 *Review of Progress in Quantitative NDE* (Vol. 6) (New York: Springer US) pp109–116
- [60] M. J. S. Lowe 1993 *Ph. D. Dissertation* (London: University of London)
- [61] Barshinger J N, Rose J L 2004 *IEEE T. Ultrason. Ferr.* **51** 1547
- [62] Liu Z H, He C F, Wu B 2005 *Non Destructive Testing* **27** 225 (in Chinese) [刘增华, 何存富, 吴斌 2005 无损检测 **27** 225]
- [63] Gong J Y 2010 *M. S. Dissertation* (Harbin: Harbin Engineering University) (in Chinese) [龚家元 2010 硕士学位论文(哈尔滨: 哈尔滨工程大学)]
- [64] Ma D Y, Zhang Y X, Xie Z N, Gao J H, Yin J W 2019 *Technic. Acoustics* **4** 479 (in Chinese) [马丁一, 张宇翔, 谢志南, 高家辉, 殷敬伟 2019 声学技术 **4** 479]
- [65] Zhao S W 1991 *J. Harbin Engineer. Univ.* **2** 110 (in Chinese) [赵凤文 1991 哈尔滨船舶工程学院学报 **2** 110]
- [66] Adamou A T I, Craster R V 2004 *J. Acoust. Soc. Am.* **116** 1524
- [67] Karpfinger F, Gurevich B, Bakulin A 2008 *J. Acoust. Soc. Am.* **124** 859
- [68] Karpfinger F, Valero H P, Gurevich B, Bakulin A, Sinha B 2010 *Geophysics* **75** H19
- [69] Wang X Z, Wu W G, Pang F Z, Kong X S 2015 *J. Vibrat. Shock* **34** 13 (in Chinese) [王献忠, 吴卫国, 庞福振, 孔祥韶 2015 振动与冲击 **34** 13]
- [70] Zharnikov T V, Syresin D E, Hsu C J 2013 *J. Acoust. Soc. Am.* **134** 1739
- [71] Quintanilla F H, Lowe M, Craster R 2015 *AIP Conf. Proc.* **1650** 739
- [72] Sinha, B K, Tiersten H F 1981 *J. Appl. Phys.* **52** 7196
- [73] Jen C K, Safaai-Jazi A, Farnell W G 1986 *IEEE T. Ultrason. Ferr.* **33** 634
- [74] Porter M B, Reiss E L 1985 *J. Acoust. Soc. Am.* **77** S13
- [75] Brazier-Smith P R, Scott J F M 1991 *J. Sound Vib.* **145** 503
- [76] He S P, Tang W L, Fan J 2005 *Acta Acustica* **30** 249 (in Chinese) [何世平, 汤渭霖, 范军 2005 声学学报 **30** 249]
- [77] Ivansson S 1992 *J. Acoust. Soc. Am.* **89** 1894
- [78] Wang N, Wang H Z 2010 *J. Comput. Acoust.* **18** 159
- [79] Wang H Z, Wang N, Gao D Z 2012 *J. Acoust. Soc. Am.* **131** 1047
- [80] Mccammon D F, Medaniel S T 1985 *J. Acoust. Soc. Am.* **77** 499
- [81] Ewing M, Crary A P, Jr A M T 1934 *Physics* **5** 165
- [82] Crary, A P 1954 *EOS Transact. Am. Geophys. Union* **35** 293
- [83] Hunkins K 1960 *J. Geophys. Res.* **65** 3459
- [84] Schwartz J 1970 *Revue Decologie Et De Biologie. Du. Sol.* **354**
- [85] Timco G W, Frederking R M W 1996 *Cold Reg. Sci. Technol.* **24** 1
- [86] Cox G F, Weeks W F 1988 *Army Cold Regions Research & Engineering Laboratory Crrel Report* **88** 13
- [87] Eicken H, Krouse H R, Kadko D, Perovich D K 2002 *J. Geophys. Res.* **107** 8046
- [88] Cox G F N, Weeks W F 1974 *J. Glaciol.* **13** 109
- [89] Johnston M, Timco G W 2002 *Proceedings of the 16th IAHR International Symposium on Ice* **2** 194
- [90] Ackley S F, Hibler W D, Kuzrzk F K, Kovacs A, Weeks W F 1974 *Oceans IEEE* **1** 109
- [91] Andreas E L, Lange M A, Ackley S F, Wadhams P 1993 *J. Geophys. Res.-Oceans* **98** 12
- [92] Mephee M G 2002 *J. Geophys. Res.-Oceans* **107** 11
- [93] Adolphs U 1999 *J. Geophys. Res.-Oceans* **104** 13
- [94] Robinson N J, Stevens C L, McPhee M G 2017 *Geophys. Res. Lett.* **44** 1814
- [95] Ech-Cherif El-Kettani M, F Luppé, Guillet A 2004 *Ultrasonics* **42** 807
- [96] Johnston M, Masterson D, Wright B 2009 *Proceedings 20th POAC Conference* **9** 120
- [97] Marical P, Ech-Cherif El-Kettani M, Predoi M V 2007 *Ultrasonics* **47** 1
- [98] Ech-Cherif El-Kettani M, Marical P, Hamitouche Z 2009 *IEEE T. Ultrason. Ferr.* **56** 2023
- [99] Oliver J, Crary A P, Cotell R 1954 *EOS Transact. Am. Geophys. Union* **35** 282
- [100] Sutherland G, Rabault J 2016 *J. Geophys. Res.-Oceans* **121** 1984
- [101] Marsan D, Weiss J, Larose E, Métaixian J 2012 *J. Acoust. Soc. Am.* **131** 80

- [102] Marsan D, Weiss J, Moreau L, Gimbert F, Doble M, Larose E, Grangeon J 2019 *J. Acoust. Soc. Am.* **145** 1600
- [103] Moreau L, Lachaud C, Theyry R, Predoi M V, Marsan D, Larose E, Weiss J, Montagnat M 2017 *J. Acoust. Soc. Am.* **142** 2873
- [104] Moreau L, Boué P, Serripieri A, Weiss J, Hollis D, Pondaven I, Vial B, Garambois S, Larose É, Helmstetter A, Stehly L, Hillers G, Gilbert O 2020 *J. Geophys. Res-Oceans* **125**

REVIEW

Review on modeling polar sea-ice acoustics waveguide*

Yin Jing-Wei¹⁾²⁾³⁾ Ma Ding-Yi¹⁾²⁾³⁾ Zhang Yu-Xiang^{1)2)3)†} Sheng Xue-Li¹⁾²⁾³⁾1) (*Acoustic Science and Technology Laboratory, Harbin Engineering University, Harbin 150001, China*)2) (*Key Laboratory of Marine Information Acquisition and Security, Harbin Engineering University, Harbin 150001, China*)3) (*College of Underwater Acoustic Engineering, Harbin Engineering University, Harbin 150001, China*)

(Received 20 October 2021; revised manuscript received 23 November 2021)

Abstract

With the continued global warming, polar science has become one of the research hotspots. Regarding polar acoustics, much progress has been made due to the efforts made by scientists in the world. With the enhancement of stereoscopic monitoring capacity in polar regions, the acoustic theory and technologies applicable to Arctic sea-ice, which have long been overlooked as a branch of acoustics, are now drawing more and more attention. The propagation of elastic waves in the Arctic sea-ice is governed by its waveguide, and the understanding of which faces a grave challenge due to the unique material properties and complex internal structure of sea-ice, along with the asymmetric fluid-solid coupling at its boundaries and the inaccessibility for in-situ experiments, which is caused by the extreme condition. Aiming at an effectively and precisely modeling technique of acoustic propagation in sea-ice, including its waveguide, in this paper, the progress, the development, and the status of corresponding researches are reviewed. For a better understanding of the modeling of sea-ice, Arctic sea-ice, i.e. its formation condition, geometries, mechanical properties, microstructures, and the acoustic propagation, is briefly introduced. Different approaches to modeling the propagation of elastic waves in ice-floe based on explicit/implicit boundary conditions are presented and explained in detail. The resulting transcendental characteristic equation describing the acoustic propagation needs to be solved in a complex space for the severe energy leakage at the water-ice interface, and the necessary numerical methods of solving this equation are then explained and compared with each other. Since accurate parameters are imperative in having a satisfactory fidelity for any physical model, the acoustic parameters of Arctic sea-ice, historical evolution and experimental results, along with its assessment techniques are also presented, and a set of sound velocity parameters of Arctic sea-ice are provided for modeling. The roughness of the ice-water interface is discussed case-by-case depending on its spatial scale in comparison with acoustic wavelength for its influence on the elastic waveguide. The perspectives and potential applications of the sea-ice acoustic waveguide within the frame of promoting sustainable development of the polar region are also discussed.

Keywords: polar sea-ice, polar acoustics, acoustic waveguide, research progress**PACS:** 43.20.+g, 43.35.+d, 46.15.Cc, 46.40.-f**DOI:** 10.7498/aps.71.20211950

* Project supported by the Joint Funds of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. U20A20329), the National Basic Research Program of China (Grant No. 2021YFC2801200), and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 52171334).

† Corresponding author. E-mail: yuxiang.zhang@hrbeu.edu.cn