

充粘液管材中超声纵向导波的无损检测参数选择*

他得安 刘镇清¹ 贺鹏飞²

(复旦大学电子工程系 上海 200433)

(1 同济大学声学研究所 上海 200092)

(2 同济大学工程力学系 上海 200092)

2002 年 8 月 5 日收到

2002 年 11 月 19 日定稿

摘要 对超声纵向导波在充粘液管材中的传播特性进行了分析。在假设实频率和复波数的基础上, 计算了导波的频散曲线, 得到并分析了导波在系统中的位移分布曲线和衰减系数分布曲线, 以此确定了用各模式检测管材中缺陷的最佳频厚积范围和检测的最佳位置。分析结果表明: 频厚积在 0.07 MHz·mm 以下, 用 $L(0, 1)$ 模式检测较为理想, 检测管内壁缺陷时更灵敏; 在 0.09~0.16 MHz·mm 之间用 $L(0, 2)$ 模式检测及在 0.18~0.28 MHz·mm 之间用 $L(0, 3)$ 模式检测时较为理想。

PACS 数: 43.20, 43.35

Optimal parameters of ultrasonic guided waves non-destructive testing in viscous liquid-filled elastic pipes

TA De'an LIU Zhenqing¹ HE Pengfei²

(Department of Electronic Engineering, Fudan University Shanghai 200433)

(1 Institute of Acoustics, Tongji University Shanghai 200092)

(2 Department of Engineering Mechanics, Tongji University Shanghai 200092)

Received Aug. 5, 2002

Revised Nov. 19, 2002

Abstract Describes an investigation of the ultrasonic longitudinal guided waves propagation characteristics in viscous liquid-filled elastic pipes is gives. The dispersion characteristics were computed on the assumption that the frequency is real number and wavenumber is complex number. Then the displacement amplitude distributions and the attenuation distributions of guided waves were obtained and analyzed. Finally, the optimal location and frequency-thickness products of testing for pipes are chose by using them. The results shown that below 0.07 MHz·mm, using $L(0, 1)$ mode to detect the defect of the pipes filled with viscous liquid should be more effective, especially for the inner wall of pipes. The optimal detect ranges of frequency-thickness products of $L(0, 2)$ and $L(0, 3)$ modes are 0.09~0.16 MHz·mm, 0.18~0.28 MHz·mm, respectively.

引言

管道的腐蚀是众多工业部门中的重要问题, 人们希望能借助各种手段对其进行快速无损检测, 超声导波技术便是潜在的手段之一。以此为重要背景, 近年来对导波在圆柱壳体中传播的研究非常热^[1]。汤立国等^[2]利用本征函数展开法详细讨论了有限长管道中导波的激光激发, 并详细讨论了脉冲激光在管道中激发各种导波模式的效率和波形特征; 他得安等^[3]

分析了超声纵向导波在自由管材中的总能量密度分布, 但这些只是对空管的情况进行的分析。Sinha 和 Plona 等^[4,5]研究了圆柱壳内或外是流体负载时轴对称波在圆柱壳中的传播特性, 得到了圆柱壳中波的频散曲线; 同时, 还计算了波在截面上的位移和应力振幅分布的数值解, 并与实验结果进行了比较。Lafleur 等^[6]在 Grosso^[7]理论的基础上, 用数值和实验方法研究了充液弹性管中轴对称导波的传播特性, 但他们研究的是管中充非粘液的情况, 没有考虑导波的衰减。

* 国家自然科学基金 (10074050) 和上海市博士后科学基金资助项目

Elvira-Segura^[8] 也在 Grosso 理论的基础上, 对管中充满粘性液体时的情况进行了理论分析, 讨论了频率、壁厚和液体粘性对速度和衰减的影响, 并计算了几种模式的相速度截面分布。结果表明, 导波的衰减和速度分布存在一定的关系。但以上计算复频散曲线时假设实波数和复频率的情况, 对 Bessel 函数的选取也没有扩展。Aristégui 等^[9] 在 Nagy 等^[10] 的流体模型的基础上, 研究了管内外表面是流体的情况下管中导波的传播特性。在研究管内外介质的影响时, 考虑了铜管的内外为空气或水的情况, 在计算频散特性时假设实频率和复波数的情况, 并与实验进行了比较。

本文对超声纵向导波在充粘液管材中的传播特性进行了分析。计算频散特性曲线时考虑实频率和复波数的情况, 并扩展了 Bessel 函数的选取, 然后求得并分析了系统中的位移分布曲线, 初步确定了用各模式检测管材的最佳频厚积范围和检测的最佳位置; 并求得了衰减系数分布曲线, 对其结论的有效性进行验证, 以便对充液管的超声检测中导波模式及频厚积的选择提供一定的理论依据。

1 充粘液管材中导波的频散方程

1.1 管壁内的传播方程

假设管材是轴对称且无限长的。对于均匀及各向同性的线弹性介质, 其一般的弹性动力学运动方程为:

$$(\lambda + 2\mu)\nabla(\nabla \cdot \mathbf{U}) + \mu\nabla \times (\nabla \times \mathbf{U}) = \rho \left(\frac{\partial^2 \mathbf{U}}{\partial t^2} \right), \quad (1)$$

其中 $\mathbf{U}$ 为位移矢量, ρ 为材料密度, λ 和 μ 为 Lamé 常数, 上式左边第 1 项表示膨胀 (压缩) 部分, 第 2 项表示旋转 (等体积) 部分。

用 Helmholtz 分解, 时间谐振位移矢量 $\mathbf{U}$ 可用压缩标量势 Φ 和等体积矢量势 Ψ 表示为:

$$\mathbf{U} = \nabla \Phi + \nabla \times \Psi, \quad (2)$$

其中 $\Phi = \phi e^{i(\xi z - \omega t)}$, $\Psi = \varphi e^{i(\xi z - \omega t)}$, 轴向波数 $\xi = \omega/c_p$, c_p 为相速度。

将 (2) 式代入 (1) 式得:

$$c_l^2 \nabla^2 \Phi = \partial^2 \Phi / \partial t^2, \quad (3a)$$

$$c_t^2 \nabla^2 \Psi = \partial^2 \Psi / \partial t^2, \quad (3b)$$

其中 $c_l^2 = (\lambda + 2\mu)/\rho$ 为材料中的纵波速度, $c_t^2 = \mu/\rho$ 为材料中的横波速度。则对于沿 z 轴方向传播的导波有:

$$\Phi = f(r) \cos(n\theta) e^{i(\xi z - \omega t)}, \quad (4a)$$

$$\Psi_r = -ig_r(r) \sin(n\theta) e^{i(\xi z - \omega t)}, \quad (4b)$$

$$\Psi_\theta = -ig_\theta(r) \cos(n\theta) e^{i(\xi z - \omega t)}, \quad (4c)$$

$$\Psi_z = g_3(r) \sin(n\theta) e^{i(\xi z - \omega t)}, \quad (4d)$$

其中 $\Psi_r, \Psi_\theta, \Psi_z$ 为矢量势 Ψ 在 r, θ, z 方向上的分量。

根据 Bessel 函数解的表达式及文献 11, 对于轴对称纵向导波模式, 即当 $n = 0$ 时, 可得:

$$\begin{cases} f = AZ_0(k_l r) + BW_0(k_l r), \\ g_1 = g_r = -g_\theta = A_1 Z_1(k_l r) + B_1 W_1(k_l r), \end{cases} \quad (5)$$

其中 $k_l^2 = \omega^2/c_l^2 - \xi^2$, $k_t^2 = \omega^2/c_t^2 - \xi^2$, Z_1, W_1 表示 Bessel 函数。

现在利用已知解的信息计算管材内任意点的位移和应力。从 (2) 式和柱坐标系中的矢量算法得到, 当 $n = 0$ 时, 在 r, z 方向的位移分量为:

$$\begin{cases} u_r = (f' + \xi g_1) e^{i(\xi z - \omega t)}, \\ u_z = i \left(\xi f + \frac{1}{r} g_1 + g_1' \right) e^{i(\xi z - \omega t)}, \end{cases} \quad (6)$$

纵向导波模式的应力为:

$$\begin{cases} \sigma_{rr} = \mu \left[-\frac{\lambda}{\mu} (k_l^2 + \xi^2) f + 2f'' + 2\xi g_1' \right] e^{i(\xi z - \omega t)}, \\ \sigma_{rz} = i\mu [2\xi f' + (\xi^2 - k_t^2) g_1] e^{i(\xi z - \omega t)}, \\ \sigma_{zz} = \mu \left[-\frac{\lambda}{\mu} \left(k_l^2 + \xi^2 + \frac{2\mu\xi^2}{\lambda} \right) f - 2\xi \frac{1}{r} g_1 - 2\xi g_1' \right] e^{i(\xi z - \omega t)} \end{cases} \quad (7)$$

1.2 管内液体中的传播方程

假设管内流体为具有牛顿粘性的斯托克斯流体, 当单频波以简谐波的形式在流体中传播时, 声波的位移可用微分方程表示^[8]:

$$\mathbf{U}^f = - \left[\frac{1}{(k_l^f)^2} + \frac{i}{\omega \rho^f} \left(\lambda^f + \frac{4}{3} \mu^f \right) \right] \nabla(\nabla \cdot \mathbf{U}^f) + \frac{i\mu^f}{\omega \rho^f} \nabla \times (\nabla \times \mathbf{U}^f), \quad (8)$$

其中上标 f 表示相应流体中的量, λ^f 和 μ^f 分别为膨胀粘性系数和动力粘性系数, ρ^f 为存在声波时流体的密度, k_l^f 为自由状态下流体中的波数。

同样, 用 Helmholtz 分解, 液体中的时间谐振位移矢量 $\mathbf{U}^f$ 也可用压缩标量势 Φ 和等体积矢量势 Ψ 表示为:

$$\mathbf{U}^f = \nabla \Phi + \nabla \times \Psi. \quad (9)$$

将 (9) 代入 (8) 式, 最后解得:

$$u_r^f = -\alpha A_f Z_1(\alpha r) + \frac{i\xi}{\beta} B_f Z_1(\beta r), \quad (10a)$$

$$u_z^f = -i\xi A_f Z_0(\alpha r) + B_f Z_0(\beta r), \quad (10b)$$

其中:

$$\begin{aligned}\alpha &= (\alpha_l^2 - \xi^2)^{1/2}, \\ \alpha_l &= \left[\frac{1}{(k_l^f)^2} + \frac{i}{\omega \rho^f} \left(\lambda^f + \frac{4}{3} \mu^f \right) \right]^{-1/2}, \\ \beta &= \left(\frac{\omega \rho^f}{i \mu^f} - \xi^2 \right)^{1/2}.\end{aligned}$$

根据纳维-斯托克斯方程(N-S方程)^[12],当单频波以时间简谐波的形式传播时

$$\rho^f \frac{\partial \mathbf{U}^f}{\partial t} = \frac{1}{i\omega} \nabla p + \left(\lambda^f + \frac{4}{3} \mu^f \right) \nabla (\nabla \cdot \mathbf{U}^f) - \mu^f \nabla \times (\nabla \times \mathbf{U}^f), \quad (11)$$

其中 ρ_0 为自由状态下流体的密度。

将(10)代入(11)得压强为位移的函数:

$$p = \rho^f (c_l^f)^2 \nabla \cdot \mathbf{U}^f. \quad (12)$$

1.3 充粘性液体管材中导波传播的特性方程

根据 Elvira-Segura^[8] 的模型,由于管外为真空,所以管壁外表面上应力自由;管内充有粘性流体,所以内表面上径向和轴向位移连续,管壁内表面上的径向应力应等于流体的压强。径向位移的连续通常包括在传播模型中,但这不是轴向位移连续的情况,这一“非滑移”条件引起管壁附近液体中的粘性吸收,在他的这一模型中也考虑了管壁的移动。因此边界条件可写为:

在内表面上:

$$\sigma_{rr} = -p, \quad \sigma_{rz} = 0, \quad u_r = u_r^f, \quad u_z = u_z^f. \quad (13a)$$

在外表面上:

$$\sigma_{rr} = 0, \quad \sigma_{rz} = 0. \quad (13b)$$

将(6)式、(7)式、(10)式和(12)式代入边界条件(13)式,产生一组特征方程,形成以幅度 A, B, A_1, B_1, A_f, B_f 的矩阵形式:

$$\mathbf{M}_{ij} \mathbf{N} = 0, \quad i, j = 1, 2, \dots, 6 \quad (14)$$

其中 $\mathbf{N} = [A \ B \ A_1 \ B_1 \ A_f \ B_f]^T$, $\mathbf{M}_{ij}$ 为系数矩阵,由附录 A 给出。为使上式有非零解,其系数行列式必须为零,即:

$$|\mathbf{M}_{ij}| = 0. \quad (15)$$

上式为充粘液管材中导波的频散方程,此方程的根为复数,其求解方法参考文献 13。频散方程复根的求解过程可分为粗略寻根和精确求根两步。先用

粗略寻根的方法找到根的近似值,再用精确求根的方法提高近似解的精度。粗略寻根是用实波数(或相速度)在所选定的范围内以固定的步长增加,这时保持频率和衰减不变,则特征函数绝对值极小值点处的实波数(或相速度)即为所求的近似解。精确求根是保持频率不变,实波数(或相速度)和衰减交替的精确求根技术,其过程为保持实波数不变,衰减以固定步长增加,找到一个特征函数绝对值的极小点;然后固定衰减,实波数(或相速度)以固定步长增加,找到一个新的极小值点。如此交替的进行,直至找到一个最小值点,此最小值点就是所求的根。

1.4 Bessel 函数的选择

在 $\mathbf{M}_{ij}$ 的表达式中含有一系列 Bessel 函数,所以,选取合适的 Bessel 函数对方程(15)中解的稳定性非常重要。因为 Bessel 函数 J_n 和 Y_n 沿虚轴以指数形式增加,向内和向外传播的波的影响不能清楚地分开,因此当变元增大时,解变得不稳定,这一问题类似于板中大频厚积的情况^[13],对大半径管材尤其重要;然而随着变元逐渐增大, Bessel 函数 $I_n(z)$ 增大,而 $K_n(z)$ 减小^[14],使修正 Bessel 函数分离,导致了解更加稳定。

当在各频率点上导波的能量一定时,根据函数及其它参量的取值,由(14)式可以解出 A, B, A_1, B_1, A_f 和 B_f 六个值。然后将这 6 个值分别代入(6)式和(10)式,解得 u_r 和 u_z 以及 u_r^f 和 u_z^f 。再将这 6 个值代入(7)式和(12)式解得 $\sigma_{rr}, \sigma_{zz}, \sigma_{rz}$ 和 p 。由于推导中涉及 $Z_n, W_n, k_l^{(m)}, k_t^{(m)}$ 及 γ_1 和 γ_2 的取值,而且非常复杂,此处不再给出。各量的选取如附录 B 所示^[15]。

1.5 充粘液管中纵向导波的频散曲线

由(15)式可得充粘性液体管材中导波的相速度和群速度频散曲线,见图 1(a)和图 1(b)。管材为壁厚 2 mm、内半径为 15 mm 的铜管,其密度为 8.4 g/cm³,纵波速度为 4.4 m/ms,横波速度为 2.2 m/ms。

在图 1 中, $L(0, 2)$ 模式在频厚积为 0.13 MHz·mm 时群速度最大, $L(0, 1)$ 模式的群速度较小,此时 $L(0, 3)$ 等较高阶模式都没有出现;而在 0.24 MHz·mm 附近, $L(0, 3)$ 模式的群速度最大, $L(0, 1)$ 和 $L(0, 2)$ 模式的群速度较小, $L(0, 4)$ 等较高阶模式都没有出现;在 0.36 MHz·mm 附近, $L(0, 4)$ 模式的群速度最大,其它低阶模式的群速度较小,此时 $L(0, 5)$ 等较高阶模式都没有出现,依此类推。各模式在相速度图上的平坦区对应于群速度图上该模式最大值附近,即各模式的频散越小时,群速度越大。

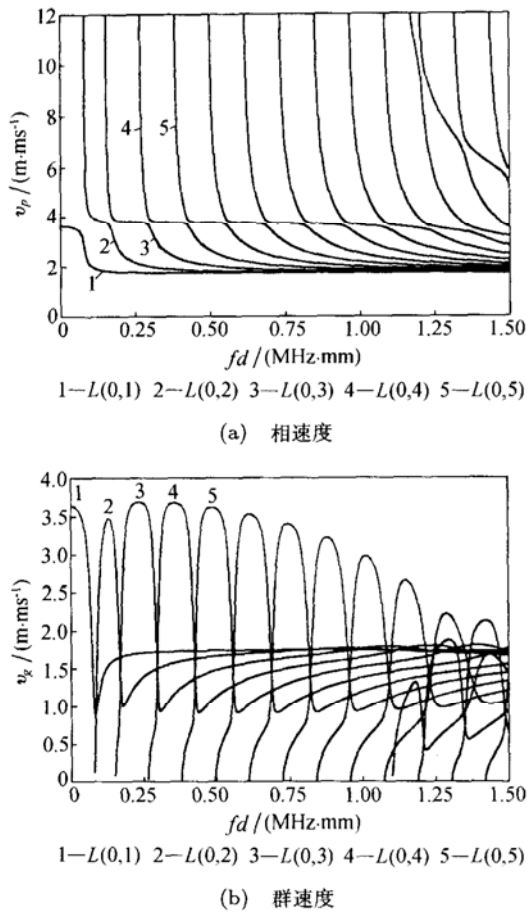


图 1 内半径为 15 mm、壁厚为 2 mm 的铜管中充满机油时的频散曲线。

2 纵向轴对称较低阶模式的位移分布曲线

图 2 为各频厚积下, $L(0,1)$ 模式在同一截面液体中央、管内壁和管外壁上的位移分布曲线。其中图 2(a) 为径向位移分布曲线, 图 2(b) 为轴向位移分布曲线。

由于是轴对称导波, 各模式的径向位移在液体中央为零。 $L(0,1)$ 模式在管内外表面上的位移接近, 尤其频厚积在 0.06 $\text{MHz}\cdot\text{mm}$ 以上时, 径向位移几乎相等。在管内外表面上, 随着频厚积的增加, 径向位移增加, 在频厚积为 0.08 $\text{MHz}\cdot\text{mm}$ 处达到最大值, 然后开始下降。而轴向位移在液体中央不为零, 在管内外表面上, 随着频厚积的增加, 轴向位移减小。不管是径向位移还是轴向位移, 频厚积越大, $L(0,1)$ 模式的位移越小。轴向位移分量对于检测周向缺陷的灵敏度起决定作用, 而导波在管内外表面上的径向位移对波在传播过程中能量的泄漏起决定作用。根据 Rose 等^[16] 的理论, 纵向导波模式每个振荡周

期的能量泄漏可表示为:

$$\langle E_r \rangle = A u_r^* \sigma_{rr}, \quad (16)$$

其中 A 为常数, u_r^* 为管道内外表面上径向位移分量的复共轭, σ_{rr} 为内外表面上的法向应力分量。

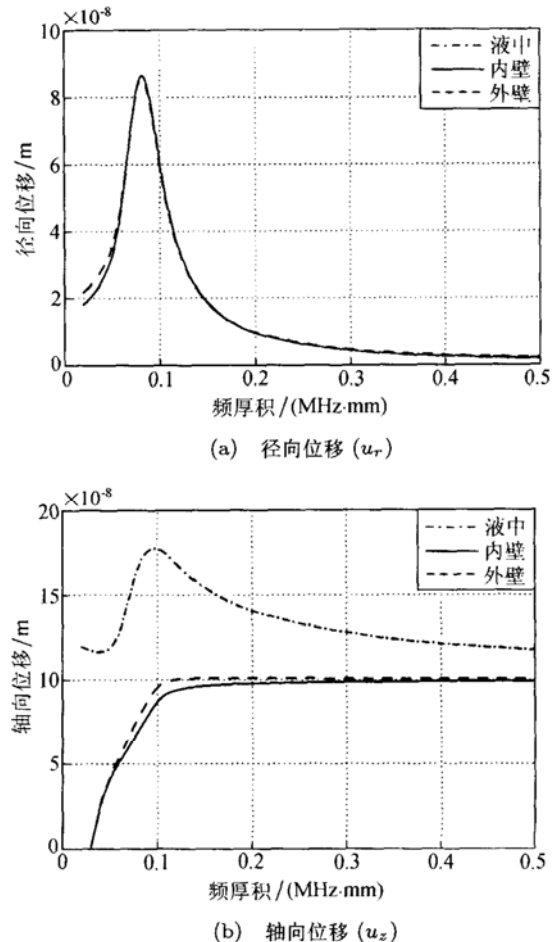
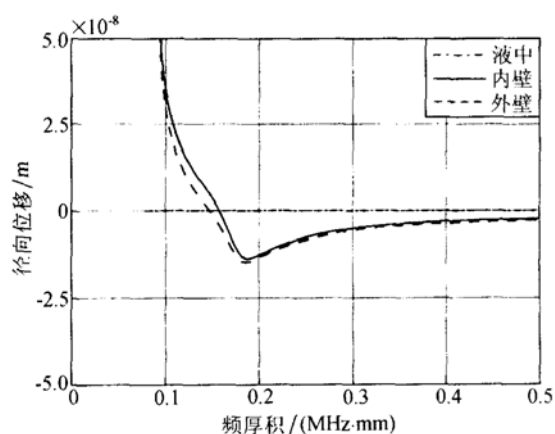


图 2 在各频厚积下, $L(0,1)$ 模式在同一截面液体中央、管内壁和管外壁上的位移分布曲线。

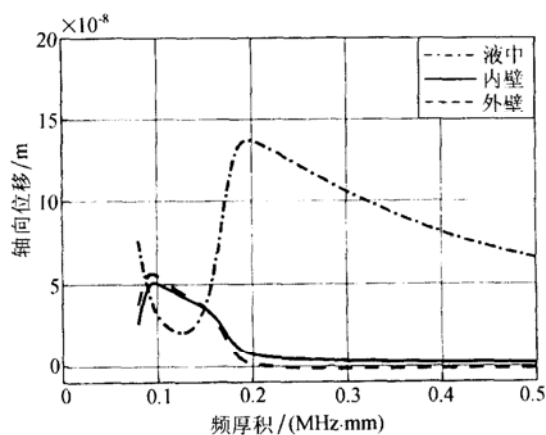
从 (16) 式也可以看出, 管内外表面上的径向位移分量越大, 能量泄漏也越大。因此, 如果用 $L(0,1)$ 模式来检测管道缺陷, 且只从位移分布来考虑时, 从图 2 中看出, 在 0.07 $\text{MHz}\cdot\text{mm}$ 以下时较为灵敏。因为 0.07 $\text{MHz}\cdot\text{mm}$ 以下时, $L(0,1)$ 模式的轴向位移较大, 而径向位移分量较小, 因此, 能量泄漏较小, 传播的距离较远。

图 3 为各频厚积下, $L(0,2)$ 模式在同一截面液体中央、管内壁和管外壁上的位移分布曲线。其中图 3(a) 和 3(b) 分别为径向位移和轴向位移分布曲线。从图上看, $L(0,2)$ 模式的径向位移在管内外表面上的位移接近, 尤其频厚积在 0.2 $\text{MHz}\cdot\text{mm}$ 以上时, 径向位移几乎相等。随频厚积的增加, 在管内外表面上, 径向位移先减小, 在 0.16 $\text{MHz}\cdot\text{mm}$ 附近降为

零, 然后在 $0.19 \text{ MHz}\cdot\text{mm}$ 处达到反向最大值, 最后又逐渐减小。 $L(0,2)$ 模式的轴向位移在液体中央比较大, 而管内外表面上的位移比较接近, 随频厚积的增加, 液体中央的轴向位移先减小, 在 $0.12 \text{ MHz}\cdot\text{mm}$ 附近降到最小, 然后增加, 在 $0.2 \text{ MHz}\cdot\text{mm}$ 附近达到最大, 最后减小; 而管内外表面上的轴向位移随频厚积的增加而增加, 在 $0.1 \text{ MHz}\cdot\text{mm}$ 附近达到最大值, 然后又逐渐减小。在 0.09 至 $0.15 \text{ MHz}\cdot\text{mm}$ 附近管内外表面上的轴向位移大于液体中央的轴向位移。



(a) 径向位移 (u_r)



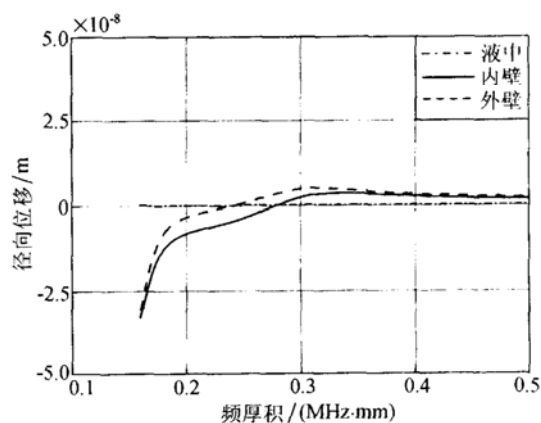
(b) 轴向位移 (u_z)

图3 在各频厚积下, $L(0,2)$ 模式在同一截面液体中央、管内壁和管外壁上的位移分布曲线。

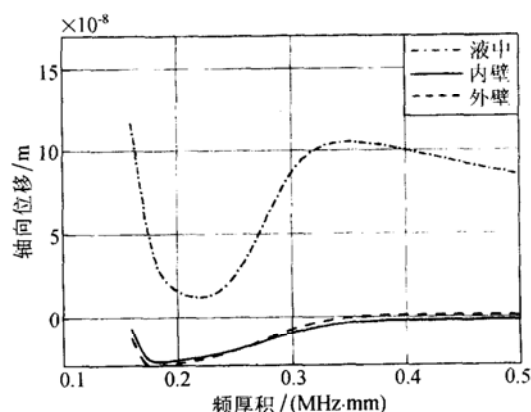
由上可以看出, 在 $0.09 \sim 0.16 \text{ MHz}\cdot\text{mm}$ 之间 $L(0,2)$ 模式在管内外表面上的轴向位移较大而它的径向位移较小, 因此, 能量泄漏较小, 传播的距离较远。另一方面, 在这一区域内, $L(0,1)$ 模式的群速度小, $L(0,3)$ 模式还没有出现或群速度非常小, 而 $L(0,2)$ 模式的群速度较大且频散性较小。所以, 如果想用 $L(0,2)$ 来检测充液管材, 在这一区域内最为合适。

图4为各频厚积下, $L(0,3)$ 模式在同一截面液体中央、管内壁和管外壁的位移分布曲线。其中图4(a)

和4(b)分别为径向位移和轴向位移分布曲线。 $L(0,3)$ 模式的径向位移在最低频厚积上和 $0.35 \text{ MHz}\cdot\text{mm}$ 以上时, 管内外表面上的径向位移也几乎相等。随着频厚积的增大, 管内外表面上的径向位移将减小。 $L(0,3)$ 模式的轴向位移在液体中央比较大, 随频厚积的增大, 液体中央的轴向位移先快速下降, 在 $0.22 \text{ MHz}\cdot\text{mm}$ 处达到最小值, 然后又增加, 在 $0.35 \text{ MHz}\cdot\text{mm}$ 处达到最大值后, 又开始慢慢下降。在管内外表面的轴向位移几乎相等, 且随频厚积增减的趋势和液体中央时的一样, 但在 $0.18 \text{ MHz}\cdot\text{mm}$ 附近达到最小值。如果用 $L(0,3)$ 模式来检测, 且只从位移角度来考虑时, 从图上可看出, 在 $0.18 \sim 0.28 \text{ MHz}\cdot\text{mm}$ 之间检测最合适。因为在这一区间内, $L(0,3)$ 模式的轴向位移大, 而径向位移较小。所以, 能量泄漏较小, 传播的距离较远, 而且在这一区间内, $L(0,3)$ 模式的群速度较大, 而其它模式的群速度较小。



(a) 径向位移 (u_r)



(b) 轴向位移 (u_z)

图4 在各频厚积下, $L(0,3)$ 模式在同一截面液体中央、管内壁和管外壁上的位移分布曲线。

3 衰减系数分布曲线

前节用位移分布来选择检测管材的最佳模式和所用频厚积以及最佳检测位置, 本节再对管材内充

粘液时各模式在液体中的衰减情况进行分析, 与前面所得结果进行比较。

当管材中充满粘性液体时, 管壁内传播的导波的能量会向液体中发生“泄漏”, 成为导波的液体模式, 液体模式的能量又有少量“泄漏”到管壁中, 如此反复。但大部分液体模式还是在液体中传播, 由于粘性液体中声波的衰减较大, 所以传播的距离不是很远。显然, 衰减小的模式传播的较远, 而衰减大的模式传播的距离较短。液体中声波衰减的大小随各模式和频厚积的不同而不同。根据 Aristégui^[9] 和 Nagy^[10] 的流体模型, 当内半径为 15 mm、壁厚为 2 mm 的铜管中充满粘性液体 (机油) 时, 各模式导波在液体中的衰减系数曲线如图 5 所示。

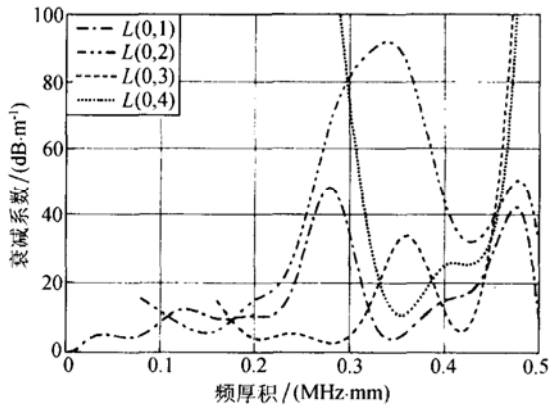


图 5 管材内充粘性液体时各模式在液体中的衰减曲线

从图上可看出, 各模式在粘性液体中衰减系数的大小随频厚积的不同而不同。随频厚积的增加, $L(0,1)$ 模式的衰减系数慢慢增大, 在 0.34 MHz·mm 附近达到最大值, 然后又减小。在 0.22 MHz·mm 以下, 衰减系数较小; $L(0,2)$ 模式在 0.09~0.2 MHz·mm 之间的衰减系数也很小, 而在其它频厚积区域衰减系数较大; $L(0,3)$ 模式在 0.18~0.32 MHz·mm 之间衰减系数较小。因此, 在这些衰减系数较小的区域用该模式来检测时, 一方面检测的灵敏度较高; 另一方面该导波模式传播的距离较远, 有利于检测。这些结果与前面用位移分布所得的结果 (用 $L(0,1)$ 模式在 0.07 MHz·mm 以下检测; 用 $L(0,2)$ 模式在 0.09~0.16 MHz·mm 之间检测; 用 $L(0,3)$ 模式在 0.18~0.28 MHz·mm 之间检测) 是一致的, 说明位移分布的大小, 可以用来作为选择检测管材的最佳模式和所用频厚积以及最佳检测位置的参量。

4 结论

本文对超声纵向导波在充粘液管材中的传播特性进行了分析。计算频散特性曲线时考虑实频率和

复波数的情况, 并扩展了 Bessel 函数的选取, 然后求得并分析了系统中的位移分布曲线, 初步确定了用各模式检测管材的最佳频厚积范围和检测的最佳位置; 最后求得了衰减系数分布曲线, 对其结果的有效性进行验证。分析结果表明: 频厚积在 0.07 MHz·mm 以下, 用 $L(0,1)$ 模式检测较为理想, 检测管内壁缺陷时更灵敏; 在 0.09~0.16 MHz·mm 之间用 $L(0,2)$ 模式检测、在 0.18~0.28 MHz·mm 之间用 $L(0,3)$ 模式检测时较为理想。

另一方面, 从以上分析中看出, 当各频率点上导波的能量一定时: (1) 随着模式阶次的增加, 管内外表面上轴向位移值的差别也增加。(2) 各模式的轴向位移在液体中央的值都比较大。(3) 充粘液管材中导波模式的相速度和群速度分布比相应自由管材中导波模式的分布有规律, 在各模式群速度较大的频厚积区域内, 该模式的频散性较小, 而其它模式的群速度较小, 频散性较强。(4) 在各模式群速度较大的区域内, 该模式在管内外表面上的轴向位移分量较大, 而径向位移分量较小。因此, 在各模式群速度较大的频厚积区域内, 用该模式来检测充粘液管材较为理想。

5 感谢

本文得到复旦大学电子工程系王威琪院士、汪源源教授和余建国教授的指导, 在此表示感谢。

参 考 文 献

- 1 刘镇清. 圆管中的超声导波. 无损检测, 1999; 21(12): 560—562
- 2 汤立国, 程建春, 王金兰. 管道中激光激发瞬态导波的理论研究. 声学学报, 2001; 26(6): 489—496
- 3 他得安, 刘镇清, 贺鹏飞. 以能量密度为参量的管中导波无损检测参数选择. 应用力学学报, 2003; 20(2): 72—77
- 4 Sinha K B, Plona T J, Kostek S et al. Axisymmetric wave propagation in fluid-loaded cylindrical shells, I: Theory. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1992; 92(2): 1132—1143
- 5 Plona T J, Sinha K B, Kostek S et al. Axisymmetric wave propagation in fluid-loaded cylindrical shells, II: Theory versus experiment. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1992; 92(2): 1144—1155
- 6 Lafleur L D, Shields F D. Low-frequency propagation modes in a liquid-filled elastic tube waveguide. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1995; 97(3): 1435—1445
- 7 Grosso V A D. Analysis of multimode acoustic propagation in liquid cylinders with realistic boundary conditions - Application to sound speed and absorption measurements. *Acustica*, 1971; 24(6): 299—311

- 8 Elvira-Segura L. Acoustic wave dispersion in a cylindrical elastic tube filled with a viscous liquid. *Ultrasonics*, 2000; **37**(8): 537—547
- 9 Aristégui C, Lowe M J S, Cawley P. Guided waves in fluid-filled pipes surrounded by different fluids. *Ultrasonics*, 2001; **39**(5): 367—375
- 10 Nagy P B, Nayfeh A H. Viscosity-induced attenuation of longitudinal guided waves in fluid-loaded rods. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1996; **100**(3): 1501—1508
- 11 Gazis D C. Three-dimensional investigation of the propagation of waves in hollow circular cylinders. I. Analytical foundation. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1959; **31**(5): 568—573
- 12 莫尔斯 P M, 英格特 K U 著. 理论声学 (上册). 北京: 科学出版社, 1982
- 13 Lowe M J S. Matrix techniques for modeling ultrasonic waves in multilayered media. *IEEE UFFC*, 1995; **42**(4): 525—542
- 14 奚定平. 贝塞尔函数. 北京: 高等教育出版社; 德国: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1998
- 15 Pavlakovic B N. Leaky guided ultrasonic waves in NDT. Ph.D. Thesis, Imperial College, University of London, UK, 1998
- 16 Rose J L, Ditri J J, Pilarski A *et al.* A guided wave inspection technique for nuclear steam generator tubing. *NDT&E Int.*, 1994; **27**(6): 307—310

$$\begin{aligned}
 M_{13} &= [(\xi^2 - k_t^2)a^2] W_0(k_l a) + 2k_l a W_1(k_l a), \\
 M_{14} &= 2\gamma_2 \xi k_t a^2 W_0(k_t a) - 2\xi a W_1(k_t a), \\
 M_{15} &= \frac{\rho^f}{2\rho} \left(\frac{k_t' \alpha_l}{k_l'} \right)^2 Z_0(\alpha a), \quad k_t' = \omega/c_t, \\
 M_{16} &= 0, \quad M_{21} = 2\gamma_1 \xi k_l a^2 Z_1(k_l a), \\
 M_{22} &= (k_t^2 - \xi^2)a^2 Z_1(k_t a), \quad M_{23} = 2\xi k_l a^2 W_1(k_l a), \\
 M_{24} &= (k_t^2 - \xi^2)a^2 W_1(k_t a), \quad M_{25} = M_{26} = 0, \\
 M_{31} &= -\gamma_1 k_l Z_1(k_l a), \quad M_{32} = -k_l W_1(k_l a), \\
 M_{33} &= \xi Z_1(k_t a), \quad M_{34} = \xi W_1(k_t a), \\
 M_{35} &= \alpha Z_1(\alpha a), \quad M_{36} = -\frac{i\xi}{\beta} Z_1(\beta a), \\
 M_{41} &= i\xi Z_0(k_l a), \quad M_{42} = i\xi W_0(k_l a), \\
 M_{43} &= i k_t Z_0(k_t a), \quad M_{44} = i\gamma_2 k_t W_0(k_t a), \\
 M_{45} &= i\xi Z_0(\alpha a), \quad M_{46} = -Z_0(\beta a), \\
 M_{51} &= [(\xi^2 - k_t^2)b^2] Z_0(k_l b) + 2\gamma_1 k_l b Z_1(k_l b), \\
 M_{52} &= 2\xi k_t b^2 Z_0(k_t b) - 2\xi b Z_1(k_t b), \\
 M_{53} &= [(\xi^2 - k_t^2)b^2] W_0(k_l b) + 2k_l b W_1(k_l b), \\
 M_{54} &= 2\gamma_2 \xi k_t b^2 W_0(k_t b) - 2\xi b W_1(k_t b), \\
 M_{55} &= M_{56} = 0, \quad M_{61} = 2\gamma_1 \xi k_l b^2 Z_1(k_l b), \\
 M_{62} &= (k_t^2 - \xi^2)b^2 Z_1(k_t b), \quad M_{63} = 2\xi k_l b^2 W_1(k_l b), \\
 M_{64} &= (k_t^2 - \xi^2)b^2 W_1(k_t b), \quad M_{65} = M_{66} = 0.
 \end{aligned}$$

附录 A: M_{ij} 的表达式

$$\begin{aligned}
 M_{11} &= [(\xi^2 - k_t^2)a^2] Z_0(k_l a) + 2\gamma_1 k_l a Z_1(k_l a), \\
 M_{12} &= 2\xi k_t a^2 Z_0(k_t a) - 2\xi a Z_1(k_t a),
 \end{aligned}$$

附录 B

Bessel 函数及各参数的选择如下表 1。其中 Z_n 表示向内的 Bessel 函数, 代替 J_n, I_n ; W_n 表示向外的 Bessel 函数, 代替 Y_n, K_n 。

表 1 基于 BL 模型的 PHMM 分类结果

$k_l^2, k_t^2 > 0$ or $c_p > c_l$	$k_l^2 < 0, k_t^2 > 0$ or $c_l > c_p > c_t$	$k_l^2 < 0, k_t^2 < 0$ or $c_l > c_t > c_p$
$k_l = \sqrt{k_l^2}$	$k_l = \sqrt{-k_l^2}$	$k_l = \sqrt{-k_l^2}$
$k_t = \sqrt{k_t^2}$	$k_t = \sqrt{k_t^2}$	$k_t = \sqrt{-k_t^2}$
$\gamma_1 = 1$	$\gamma_1 = -1$	$\gamma_1 = -1$
$\gamma_2 = 1$	$\gamma_2 = 1$	$\gamma_2 = -1$
$Z_n(k_l r) = J_n(k_l r)$	$Z_n(k_l r) = I_n(k_l r)$	$Z_n(k_l r) = I_n(k_l r)$
$W_n(k_l r) = Y_n(k_l r)$	$W_n(k_l r) = K_n(k_l r)$	$W_n(k_l r) = K_n(k_l r)$
$Z_n(k_t r) = J_n(k_t r)$	$Z_n(k_t r) = J_n(k_t r)$	$Z_n(k_t r) = I_n(k_t r)$
$W_n(k_t r) = Y_n(k_t r)$	$W_n(k_t r) = Y_n(k_t r)$	$W_n(k_t r) = K_n(k_t r)$