

压电条 SH 声辐射场研究^{*}

张碧星^{1)†} 汪承灏¹⁾ Anders Boström²⁾

¹⁾ 中国科学院声学研究所, 北京 100080)

²⁾ 瑞典 Chalmers 工业大学应用力学系, 哥德堡 SE-412 96)

(2004 年 6 月 15 日收到, 2004 年 9 月 17 日收到修改稿)

具有一定宽度和厚度的无穷长压电条置于均匀各向同性半空间上, 压电条在电激励下产生机械振动从而在整个空间产生声场. 将压电条取为 6mm 晶系, 其对称主轴沿长度方向. 针对这种压电换能器结构, 深入研究了 SH 波的激发和辐射特性. 首先将压电条中的声场展开为傅里叶级数, 而将压电条下的无界半空间中的声场展开为傅里叶积分, 然后根据边界条件得到了整个空间中声场的求解方案, 通过数值模拟计算了声场的分布特性, 并和传统方法进行了定量的对比和分析. 最后采用最陡下降法(鞍点法)研究并得到了压电条声辐射场的远场近似表达式, 分析了声场的指向性规律. 结果表明只有当频率 f 和压电条宽度 a 的乘积 $fa < 1$ kHz·m 时, 传统方法得到的结果是可靠的, 当频率升高时, 压电条内应力和位移呈振荡式分布, 频率愈高振荡愈激烈, 且与传统方法的差异愈大. 本文对声学微系统与声传感器件的研究具有重要意义.

关键词: 压电条, 6mm 晶系, 表面位移, 指向性因子

PACC: 4320, 4335

1. 引言

压电材料广泛用作声传感器, 具有重要的实际意义, 特别是近年来声学微系统的发展, 压电材料在精细材料结构中越来越重要. 在声电传感器件中, 压电体常做成薄层形状紧贴在衬背结构上, 人们对这种压电层结构中的声场特性开展了很多的研究^[1-4].

当压电体在均匀无界半空间表面激发时, 人们有两种方法来计算压电体激发的声场. 一种方法是忽略压电材料的厚度, 只考虑压电体的宽度, 并将压电体表面的应力作为已知的分布函数, 从而计算出空间的声场分布^[5,6]. 这种情况下, 实际上是没有考虑压电体的动力学特性及电声转换机理, 大多数情况下人们都采用这种方法. 另一种方法是对于具有一定厚度的压电材料, 假定其宽度为无限大, 这时由压电介质中的压电动力学方程及界面上的边界条件, 也比较容易求得压电介质内外的声场分布. 然而, 当压电介质具有一定的厚度和宽度时, 上述两

种方法都不能满足人们的要求, 这时要求解空间的声场分布是比较困难的. 这种压电模型更接近于实际情况, 人们往往需要了解压电体厚度和宽度对声电转换的影响, 对于这种模型, 由于有限的压电条宽度, 压电条中的声场解为傅里叶级数, 而在均匀无限半空间中声场却为傅里叶积分, 因而在根据边界条件求取解的待定系数时会遇到一定的困难. 虽然纯粹的数值计算方法(如有限元和有限差分方法等)可以解决这个问题, 但这些方法往往只能得到一个总体上结果, 不能从物理本质上去分析和了解压电介质的动力学机理及声电转换特性. 为了克服这些困难, 人们曾提出了等效边界条件的概念, 这种方法将压电层用一个等效的边界条件来代替, Johansson 等^[7]研究了无限大宽度压电体的等效边界条件, Zhang 等^[8]则对有限宽度的压电体提出了等效边界条件. 但这些方法都没有对压电条的声场分布和声辐射特性等进行研究. 本文在我们以往的工作基础^[8,6]上, 针对一定宽度和厚度的压电层, 得到了一种有效的数值求解方案, 深入研究了压电层内外的声场分布及其辐射特性, 并和传统方法进行

^{*} 国家自然科学基金(批准号:10374098)资助的课题.

[†] E-mail: zhbxb@mail.ioa.ac.cn

了对比分析,得到了有意义的结果,这种求解方案为 P-SV 波的求解奠定了理论基础.

2. 压电条内外声场的计算方法

压电条结构如图 1 所示,在 xz 平面内 $z < 0$ 为均匀弹性半空间,其密度和切变模量分别为 ρ^e 和 μ . 无穷长压电条处在 $|x| \leq a$ 和 $0 \leq z \leq h$ 内. 压电条是密度为 ρ 的 6mm 晶系结构,其对称主轴方向沿 y 轴,即在 xz 平面内表现为各向同性.

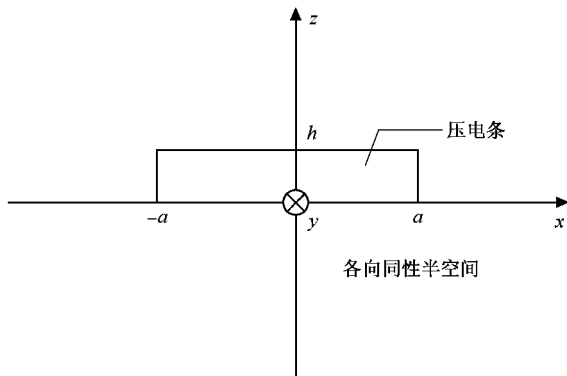


图 1 无限长压电条及各向同性半空间示意图

压电介质中的运动方程为

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{T} &= \rho \partial_u^2 \mathbf{U}, \\ \nabla \cdot \mathbf{D} &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

其中 $\mathbf{T}$ 为应力张量, $\mathbf{U}$ 和 $\mathbf{D}$ 分别为力学位移和电位移矢量, 压电介质中的本构关系为^[7]

$$\begin{cases} \mathbf{T} = \mathbf{c} : \mathbf{S} - \mathbf{e} \cdot \mathbf{E}, \\ \mathbf{D} = \mathbf{e} : \mathbf{S} + \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \mathbf{E}, \end{cases} \quad (2)$$

其中 $\mathbf{c}$, $\mathbf{e}$ 和 $\boldsymbol{\varepsilon}$ 分别为弹性常数张量, 压电耦合常数张量和介电常数张量, $\mathbf{S}$ 和 $\mathbf{E}$ 分别为应变张量和电场矢量.

对于本文的 SH 波场 6mm 晶系介质中, 只有弹性常数分量 c_{44} , 介电常数分量 ε_{11} 和压电耦合常数分量 e_{15} 对声场有贡献^[9], 所有的场量只有位移 y 分量(用 u 表示)和电势 ϕ , 它们都是 x , z 和时间 t 的函数, 并且满足

$$\begin{aligned} \nabla^2 (c_{44} u + e_{15} \phi) &= \rho \partial_u^2 u, \\ \nabla^2 (e_{15} u - \varepsilon_{11} \phi) &= 0, \end{aligned} \quad (3)$$

对于频率为 ω 的谐振场, 由上式可以得到

$$(\nabla^2 + k_s^2)u = 0,$$

$$\phi = \psi + e_{15} u / \varepsilon_{11}. \quad (4)$$

其中 $k_s^2 = \rho \omega^2 / \bar{c}$, $\bar{c} = c_{44} + e_{15}^2 / \varepsilon_{11}$, ψ 满足拉普拉斯方程 $\nabla^2 \psi = 0$.

另一方面, 电位移分量和应力分量可写为

$$\begin{aligned} D_x &= e_{15} \partial_x u - \varepsilon_{11} \partial_x \phi, \\ D_z &= e_{15} \partial_z u - \varepsilon_{11} \partial_z \phi, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} T_{xy} &= c_{44} \partial_x u + e_{15} \partial_x \phi, \\ T_{zy} &= c_{44} \partial_z u + e_{15} \partial_z \phi, \end{aligned} \quad (6)$$

假定压电条的电极在两侧是开路的, 即有下述边界条件

$$D_x = 0, |x| = \pm a, 0 \leq z \leq h, \quad (7)$$

压电条上的力学边界条件为三个侧面上的应力自由, 即有

$$T_{yz} = 0, y = h, |x| \leq a, \quad (8)$$

$$T_{xy} = 0, |x| = \pm a, 0 \leq z \leq h, \quad (9)$$

由边界条件(7)和(9)不难发现在电极两侧 $x = \pm a$ 有 $\partial_x u = \partial_x \phi = 0$, 这表明 u 和 ϕ 必须为 x 的偶函数, 因而在压电条内可做如下展开

$$\begin{aligned} u &= \sum_{m=0}^{\infty} [A_m \cos(k_m z) + B_m \sin(k_m z)] \cos(\alpha_m x), \\ \phi &= \sum_{m=0}^{\infty} \left[\frac{e_{15}}{\varepsilon_{11}} (A_m \cos(k_m z) + B_m \sin(k_m z)) \right. \\ &\quad \left. + C_m \cosh(\alpha_m z) + D_m \sinh(\alpha_m z) \right] \cos(\alpha_m x), \end{aligned} \quad (10)$$

其中

$$k_m = \sqrt{k^2 - \alpha_m^2}, \alpha_m = m\pi/a,$$

A_m , B_m , C_m 和 D_m 为待定系数.

将压电条两电极间加上电压 V 进行激励, 即有下述边界条件

$$\phi = 0, z = 0, |x| \leq a, \quad (11)$$

$$\phi = V, z = h, |x| \leq a, \quad (12)$$

根据边界条件(8)(11)和(12), 可将(10)式中的四个待定系数消去三个. 将 B_m , C_m 和 D_m 消去, 使声场表达式中只有 A_m 是待定的. 从而, 可将 $z = 0$ 时压电条中的应力分量写为

$$\begin{aligned} T_{yz} &= c_{44} \sum_{m=0}^{\infty} (a_m V \delta_{m0} + b_m A_m) \cos(\alpha_m x), \\ z &= 0, |x| \leq a, \end{aligned} \quad (13)$$

其中当 $m = 0$ 时, $\delta_{m0} = 1$, 当 $m > 0$ 时, $\delta_{m0} = 0$, a_m 和 b_m 的表达式为

$$a_m = \frac{\varepsilon_{11} \bar{c} k_m g_m (\cosh \theta_m - \cos \varphi_m)}{e_{15} (g_m \cosh \theta_m \sin \varphi_m - \sinh \theta_m \cos \varphi_m)},$$

$$b_m = \frac{\bar{c} k_m [g_m \cosh^2 \theta_m - g_m \sinh^2 \theta_m - 2g_m \cosh \theta_m \cos \varphi_m + (g_m^2 - 1) \sin \varphi_m \sinh \theta_m]}{g_m \cosh \theta_m \sin \varphi_m - \sinh \theta_m \cos \varphi_m}, \quad (14)$$

这里 $g_m = e_{15}^2 \alpha_m / (\bar{c} k_m \varepsilon_{11})$, $\theta_m = \alpha_m h$, $\varphi_m = k_m h$.

$z \leq 0$ 为各向同性半空间, 对于 SH 波型, 其位移和应力分量可以写为

$$u = \int_{-\infty}^{\infty} f e^{\beta z} e^{ikx} dk,$$

$$T_{yz} = \mu \int_{-\infty}^{\infty} \beta f e^{\beta z} e^{ikx} dk, \quad (15)$$

$$\mu \int_{-\infty}^{\infty} \beta f e^{ikx} dk = \begin{cases} c_{44} \sum_{m=0}^{\infty} (a_m V \delta_{m0} + b_m A_m) \cos(\alpha_m x), & |x| \leq a, \\ 0, & |x| \geq a, \end{cases} \quad (17)$$

从 (17) 式可以求得待定函数 f ,

$$f = \frac{c_{44}}{2\pi\mu\beta} \int_{-a}^a e^{-ikx} \sum_{m=0}^{\infty} (a_m V \delta_{m0} + b_m A_m) \cos(\alpha_m x) dx$$

$$= \frac{c_{44}}{2\pi\mu\beta} \sum_{m=0}^{\infty} (a_m V \delta_{m0} + b_m A_m) \gamma_m(k), \quad (18)$$

其中

$$\gamma_m(k) = \int_{-a}^a e^{-ikx} \cos(\alpha_m x) dx$$

$$= (1 - (-1)^m) k \sin(ka) / (k^2 - \alpha_m^2).$$

类似地, 从 (16) 式得

$$A_m = \frac{1}{\delta_m a} \int_{-a}^a \cos(\alpha_m x) dx \int_{-\infty}^{\infty} f e^{ikx} dk$$

$$= \frac{1}{\delta_m a} \int_{-\infty}^{\infty} f \gamma_m^*(k) dk, \quad (19)$$

其中当 $m=0$ 时, $\delta_m = 2$. 当 $m > 0$ 时, $\delta_m = 1$, 右上标 * 号表示复共轭.

因此, 利用 (18) 和 (19) 式, 不难得出

$$A_m = d_m \sum_{n=0}^{\infty} Q_{mn} (a_n V \delta_{n0} + b_n A_n), \quad (20)$$

其中 $d_m = \frac{c_{44}}{2\pi\mu a \delta_m}$, $Q_{mn} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\beta} \gamma_m^*(k) \gamma_n(k) dk$. 因此只要得到了 A_m 的大小, 由 (18) 式即可得到待定函数 f , 从而得到压电条内外空间中的声场.

为了具体计算系数 A_m 的大小, 需将无穷级数

其中 $\beta = \sqrt{k^2 - \rho \omega^2 / \mu}$, f 待定.

(13) 式中的 A_m 和 (15) 式中的 f 可由 $z=0$ 上的位移和应力连续条件给出. 在 $z=0$ 界面上, 由边界条件 (13) 和 (15) 可以得到

$$\int_{-\infty}^{\infty} f e^{ikx} dk = \sum_{m=0}^{\infty} A_m \cos(\alpha_m x), \quad |x| \leq a, \quad (16)$$

进行截断, 如果取 $m=0, 1, 2, \dots, M$, 共 $M+1$ 项, 则由 (20) 式就可得到一个矩阵方程, 从而可计算出 $M+1$ 系数 A_m .

$$A = (1 - X)^{-1} Y, \quad (21)$$

其中 A 和 Y 为列向量, $A = (A_0, A_1, \dots, A_M)^T$, $Y = (a_0 V, d_0 Q_{10}, \dots, d_M Q_{M0})^T$, X 为 $(M+1) \times (M+1)$ 矩阵, 矩阵元 $X_{mn} = d_m Q_{mn} b_n$. 从而由 (20) 式可计算出所有的 A_m 系数, 进而得到整个空间的声场.

3. $z=0$ 面上的应力位移分布

这一节通过数值计算来说明压电条内外声场的分布特性. 在数值计算中, 均匀各向同性半空间 ($z \leq 0$) 的参数取为 $\mu = 80.8 \text{ GPa}$, $\rho = 7870 \text{ kg/m}^3$. 压电条为 PZT-2 陶瓷材料, 其参数为 $c_{44} = 22.2 \text{ GPa}$, $e_{15} = 9.8 \text{ C/m}^2$, $\varepsilon_{11} = 4.78 \times 10^{-9} \text{ C/Vm}$, $\rho = 7600 \text{ kg/m}^3$. 数值计算中, 矩阵元 Q_{mn} 的计算是很方便的, 因为被积函数按 k^{-3} 衰减, 采用普通的数值积分方法就能达到较高的精度. 在数值模拟中, 最重要的就是要对无穷级数进行截断, 我们发现当截断数 $M > 50$ ($m=0, 1, 2, \dots, M$) 时得到的结果和 $M=50$ 时的结果非常接近, 在位移分布图形上画出的曲线是重合的, 因此在数值计算中我们取 $M=50$, 从而 (20) 式中矩阵 Q 为 51 阶矩阵.

在数值计算中, 我们还和传统方法进行了对比

分析,在传统方法中,人们忽略压电条的厚度和压电特性,简单地将电激励下压电条的表面应力看成均匀分布,即认为压电条的边界条件为^[5,6]

$$\tau_{yz} = \begin{cases} 1, & |x| \leq a, \\ 0, & |x| > a, \end{cases} \quad (22)$$

从而可求得位移场

$$u = \frac{1}{\pi i \mu} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin(ka)}{\beta k} e^{ikx + \beta z} dk, \quad z \leq 0, \quad (23)$$

其中 β 的意义和 (15) 式中相同。

首先,我们计算了 $z=0$ 面上的应力分布(在本文所有的应力和位移分布图中,位移和应力都已归一化),应力分布跟频率 f 和压电条宽度 a 的乘积有关,图 2 分别在 $fa=0.1\text{kHz}\cdot\text{m}$, $1\text{kHz}\cdot\text{m}$, $2\text{kHz}\cdot\text{m}$ 和 $5\text{kHz}\cdot\text{m}$ 情况下画出了 $z=0$ 面上的应力分布曲线,这 4 种情况分别对应着 $a/\lambda=0.0312$, 0.312 , 0.624 和 1.56 ,其中 λ 为均匀各向同性半空间中的 SH 波长。在压电条外,即 $|x|>a$ 时应力为零,而在压电条内,应力大小随位置有关,并且在压电条两端 $x=\pm a$,应力出现最大值,这种特性显然是和传统方法的假设 (22) 式是矛盾的,但是,由图中可以看到, fa 的值越小(或 a/λ 越小),结果越接近于 (22) 式, fa 的值越大(或 a/λ 越大),压电条内应力变化越显著。

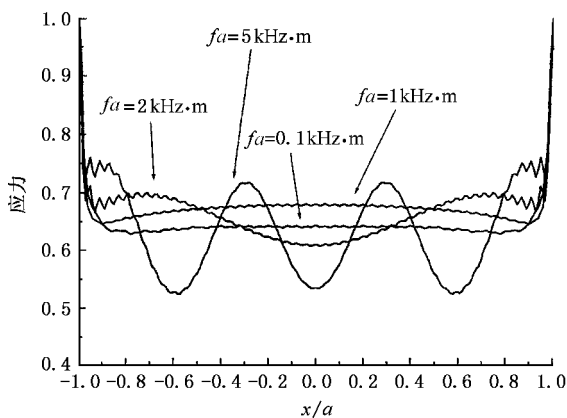


图 2 $z=0$ 面上压电条内应力分布图, $h/a=0.05$

图 3 为 $z=0$ 面上的位移分布图,图 3(a)和(b)分别给出了在 $fa=2\text{kHz}\cdot\text{m}$ (或 $a/\lambda=0.624$)和 $5\text{kHz}\cdot\text{m}$ (或 $a/\lambda=1.56$)时用本文方法和传统方法(即 (23) 式)得到的位移分布图。从图中可看出,在压电条内,位移具有一定的幅度,而在压电条外,位移很快就衰减到零,当 $|x|=2a$ 时,位移基本可以忽略。位移分布同样与 fa 的值有关, fa 的值越小,本

文的结果就越接近传统方法的结果, fa 的值越大,压电条内的位移变化也越明显。

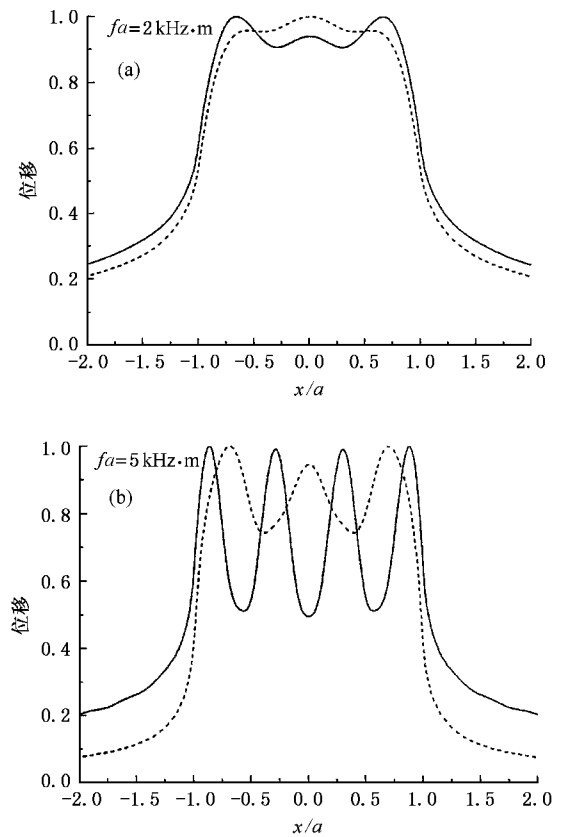


图 3 $z=0$ 面上的位移分布图,实线和虚线分别表示用本文方法和传统方法得到的结果, $h/a=0.05$ (a) $fa=2\text{kHz}\cdot\text{m}$, (b) $fa=5\text{kHz}\cdot\text{m}$

我们对 $z=0$ 面上的应力和位移分布曲线进行了仔细的分析,发现当 $fa < 1\text{kHz}\cdot\text{m}$ (或 $a/\lambda < 0.312$)时,我们的结果基本和传统方法的结果相同,这表明当 $fa > 1\text{kHz}\cdot\text{m}$ (或 $a/\lambda > 0.312$)时,传统方法给出的结果是不可靠的。

在图 2 和图 3 中,压电条的厚度 h 和宽度 a 的比值是固定的,都为 $h/a=0.05$ 。为分析压电条厚度的影响,图 4 在 $h/a=0.05$, 0.2 和 0.5 时绘出了原点处($z=0, x=0$)的位移与频率的关系。容易看到,位移在整体趋势上随频率的增加而增加,但局部上有随频率增加而减少的区域,当 $h/a=0.05$ 时,位移分布有较大的起伏,随频率的变化出现一些峰值,这些峰值是逐渐增加的,图中只给出了低频内的分布,如果频率进一步增加,将会出现很多的峰值分布。当压电条厚度增加时,位移分布曲线将向高频方向移动,图 4 中 $h/a=0.2$ 时出现一个峰值,而 $h/a=0.5$ 时没有峰值出现,这是因为频率不高

的缘故,如果频率增加,将都会出现很多的峰值分布,而且这些峰值也随频率增加而增加.

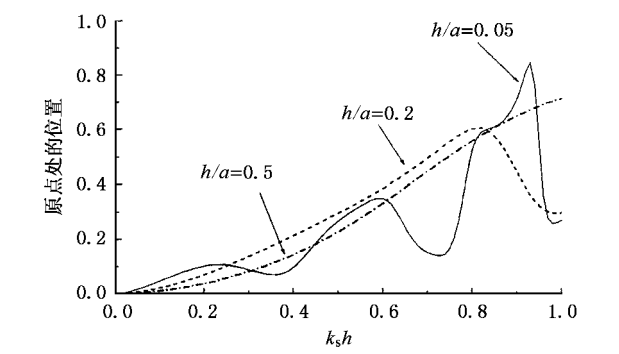


图4 原点处位移与压电条厚度的关系曲线,图中实线、点线和点画线分别表示 $h/a=0.05, 0.2$ 和 0.5 时的位移分布

4. 远场近似

在这一节只考虑压电条在远处的辐射声场,即

$$\begin{aligned}
 P(\theta) &= \sin\theta \sin(k_s a \sin\theta) \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-1)^m (a_m V \delta_{m0} + b_m A_m)}{\sin^2\theta - \alpha_m^2/k_s^2} \\
 &= \frac{\sin(k_s a \sin\theta)}{\sin\theta} \{ a_0 V + b_0 A_0 \} + \sin\theta \sin(k_s a \sin\theta) \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-1)^m (a_m V \delta_{m0} + b_m A_m)}{\sin^2\theta - \alpha_m^2/k_s^2}.
 \end{aligned} \tag{27}$$

可见,在远场下,压电条的辐射声场表现为柱面波. 同样,对于传统的处理方法,即(23)式在远场的近似表达式也可由鞍点法得到,同样具有和(26)式相同的形式,但指向性分布函数为一个 sinc 函数,即

$$P(\theta) = \frac{\sin(k_s a \sin\theta)}{k_s a \sin\theta}. \tag{28}$$

可见在远场条件下,本文的结果和传统结果虽然都是柱面波,但在指向性函数上是有差异的.考虑压电条厚度时的指向性因子(27)式中的第一项即为传统方法的指向性因子(28)式,这一项占据了整个指向性因子的主要部分.图5给出了 $fa=2\text{kHz}\cdot\text{m}$ (或 $a/\lambda=0.624$) 和 $5\text{kHz}\cdot\text{m}$ (或 $a/\lambda=1.56$) 时由两种方法得到的指向性分布图形,在指向性图上,它们都表现出一个主峰和一些旁瓣,当 fa 增加时,主瓣宽度变小,副瓣数量变多.本文给出的远场指向性分布和传统方法相比,它们在主瓣内的分布几乎相同,而只在副瓣内出现差异,但与主峰相比,它们的影响不是很大,这说明传统方法给出的远场指向性分布因子只在主瓣内是可靠的.

当接收器到压电条的距离远大于声波波长时的声场分布情况.

为方便,将(18)式写为

$$f = \sum_{m=0}^{\infty} f_m \gamma_m(k), \tag{24}$$

其中 $f_m = \frac{c_{44}}{2\pi\mu\beta} (a_m V \delta_{m0} + b_m A_m)$. 将(24)式代入(15)式中,即可得到均匀半空间 $z \leq 0$ 中的位移场

$$u = \sum_{m=0}^{\infty} f_m \int_{-\infty}^{\infty} f e^{ikx + \beta z} \frac{\chi - 1}{k^2 - \alpha_m^2} k \sin(ka) dk, \tag{25}$$

如果只对远场感兴趣,即当场点到压电条中心的距离远大于声波波长时,采用最陡下降法(鞍点法)^[10],得到远场下的位移表达式

$$u = \sqrt{\frac{2\pi}{k_s r}} \frac{c_{44}}{\pi\mu k_s} P(\theta) e^{(k_s r - 3\pi/4)}, \tag{26}$$

其中 $k_s = \omega \sqrt{\rho/\mu}$ 为横波波数, $P(\theta)$ 为指向性分布函数,其表达式为

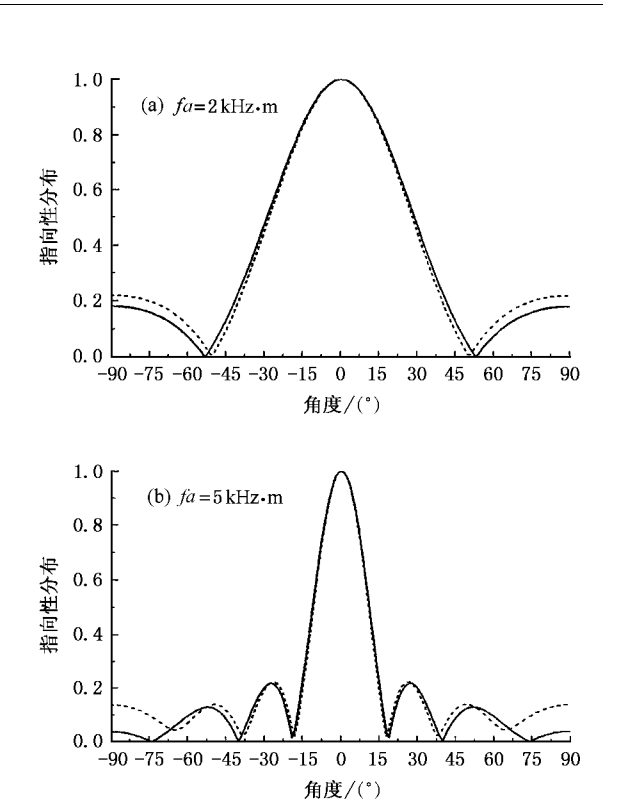


图5 指向性分布图,实线和虚线分别表示用本文方法和传统方法得到的结果, $h/a=0.05$ (a) $fa=2\text{kHz}\cdot\text{m}$, (b) $fa=5\text{kHz}\cdot\text{m}$

5. 结 论

本文对置于均匀无界半空间表面具有一定宽度和厚度的压电条在电激励下产生的声场进行了深入的研究,对 6mm 晶系结构的压电条,通过数值模拟方法,求解并研究了压电条产生的声场分布特性,分析了压电条厚度和宽度对声场的影响,研究并得到了压电条声辐射场的远场近似表达式.

本文和传统的计算方法进行了对比分析,发现只有当频率 f 和压电条宽度 a 的乘积 $fa < 1\text{kHz}\cdot\text{m}$ (或 $a/\lambda < 0.312$) 时,传统方法得到的结果是可靠的,而当 $fa > 1\text{kHz}\cdot\text{m}$ (或 $a/\lambda > 0.312$) 时,传统方法不能给出好的结果. 而对于压电条远场辐射的指向性分布因子,传统方法只能在主瓣范围内得到满意的结果,在副瓣范围存在较大的差异. 当 fa 增加时,主瓣变窄,传统方法在更大的副瓣范围内存在较大的差异.

压电条在电激励下,其表面层的应力和位移分

布都不是均匀的,在 $z = 0$ 面上,应力分布在压电条两端点出现最大值,而位移分布在压电条两侧随离开端点的距离迅速减少,当 $|x| > 2a$ 时位移几乎可以被忽略了,在压电条内部,位移和应力分布都呈现振荡关系,频率越高,振荡越激烈,而且与传统方法的结果差别越大.

因此,对于高频声学微系统与声传感器等,压电条的精细结构是有较大影响的,压电晶片上的应力不再是均匀分布,而是呈现振荡式的分布,在其两端应力分布最大,这种精细结构可能对压电晶片各部位的应力分析产生影响,如果实际器件是按照不考虑精细结构时的理论进行设计的,某部位的实际应力可能会远大于其预计的理论结果,从而会影响实际器件的工作寿命甚至被损坏,因此考虑压电晶片的精细结构是比较重要的;另外,在其辐射声场中,是否考虑压电条的精细结构会在副瓣范围内存在较大的差异(主瓣随频率增加而变窄).

本文为有限宽度和厚度压电条 P-SV 声激发场的研究奠定了理论基础.

- [1] Gopinathan S V, Varadan V V and Varadan V K 2000 *Smart Mater. Struct.* **9** 24
- [2] Betra R C, Liang X Q and Yang J S 1996 *Int. J. Solids Structures* **33** 1597
- [3] Tiersten H F 1993 *J. Appl. Phys.* **74** 3389
- [4] Gao J X, Shen Y P and Wang J 1998 *J. Sound and Vibration* **213** 383
- [5] Muller G F, Pursey H 1953 *Proc. Roy. Soc. (London)* **A 223** 521
- [6] Wang C H and Chen D P 1985 *Chinese J. of Acoustics* **4** 232

- [7] Johansson G 2001 *Ph. D. thesis* (Chalmers University of Technology, Sweden)
- [8] Zhang B X and Boström A 2004 *Smart Mater. Struct.* **13** 161
- [9] Auld B A 1990 *Acoustic Fields and Waves in Solids*, Robert E. Krieger Publishing, Malabar, Florida
- [10] Brekhovskikh L M 1960 *Waves in layered media* (Beijing: Science Press) 布列霍夫斯基赫著,杨训仁译,1960 分层介质中的波(北京:科学出版社)

Study of SH acoustic radiation field excited by a piezoelectric strip^{*}

Zhang Bi-Xing^{1†}, Wang Cheng-Hao¹⁾, Anders Boström²⁾

¹⁾ *Institute of Acoustics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China*

²⁾ *Department of Applied Mechanics, Chalmers University of Technology, SE-412 96, Göteborg, Sweden*

(Received 15 June 2004 ; revised manuscript received 17 September 2004)

Abstract

A piezoelectric strip of infinite length but with finite width and thickness is placed on top of an isotropic elastic half space. The piezoelectric strip is excited by an electrical signal and the acoustic field is generated. The piezoelectric strip is of type 6mm crystal system oriented along its length direction. The SH wave is studied for the structure of this piezoelectric transducer. At first, the field is expanded as a Fourier series in the piezoelectric strip and as a Fourier integral in the half space. Then, the response of the solution inside the piezoelectric strip and in the half space is obtained by the boundary conditions. The acoustic field distribution is analyzed and compared to that obtained by the traditional method. Finally, the acoustic radiation field at the far field is investigated by the saddle point method and the directional factor is analyzed. It is found that the traditional method is valid only in the case where the product of the frequency with the width of the piezoelectric strip is less than $1\text{kHz}\cdot\text{m}$. The stress and displacement in the piezoelectric strip are oscillatory distributions when the frequency increases. The greater the frequency, the greater the difference between the traditional method and the present method.

Keywords : piezoelectric strip, 6mm crystal system, surface displacement, directional factor

PACC : 4320, 4335

^{*} Project supported by the National Natural Scienal Foundation of China(Grant No.10374098)

[†] E-mail: zhbix@mail.ioa.ac.cn