

“十二五”国家重点图书出版规划项目

现代声学科学与技术丛书

声表面波材料与器件

潘 峰 等 编著



“十二五”国家重点图书出版规划项目

现代声学科学与技术丛书

声表面波材料与器件

潘 峰 等 编著

科学出版社

北 京

内 容 简 介

本书系统地介绍了声表面波压电与叉指换能器材料、各种声表面波器件设计及其制备工艺。全书共6章。第1章介绍声表面波技术的原理与发展历程、声表面波器件的特点与应用。第2章介绍声表面波器件用的各类压电材料——压电单晶、压电陶瓷以及压电薄膜的制备、性能与特点,重点介绍氧化锌压电薄膜材料制备与改性。第3章阐述叉指换能器的设计理论与叉指换能器材料。第4章介绍多层薄膜声表面波器件的理论设计和具体实例。第5章介绍声表面波滤波器、延迟线、谐振器和传感器的特点与设计。第6章介绍声表面波器件的制备工艺及其表征方法。

本书适合材料、微电子、物理、化学等领域的科研人员、技术开发人员和大专院校师生参阅。

图书在版编目(CIP)数据

声表面波材料与器件/潘峰等编著. —北京:科学出版社,2012

(现代声学科学与技术丛书)

“十二五”国家重点图书出版规划项目

ISBN 978-7-03-033955-3

I. 声… II. 潘… III. 声表面波器件 IV. ①TN65

中国版本图书馆CIP数据核字(2012)第058632号

责任编辑:钱俊 鲁永芳/责任校对:钟洋

责任印制:钱玉芬/封面设计:陈敬

科学出版社 出版

北京东黄城根北街16号

邮政编码:100717

<http://www.sciencep.com>

双青印刷厂 印刷

科学出版社发行 各地新华书店经销

*

2012年5月第一版 开本:B5(720×1000)

2012年5月第一次印刷 印张:25 3/4

字数:504 000

定价:98.00元

(如有印装质量问题,我社负责调换)

前 言

利用弹性体表面传播的声表面波来截取和处理信号的声表面波技术，自 20 世纪 60 年代出现以来，发展十分迅速。声表面波器件具有体积小、质量轻、频率选择性强、一致性好、结构简单、易于批量生产的优点，已广泛应用于移动通信、电视、广播、射频电子标签、传感器以及各类军用雷达、通信系统中。特别是在以扩频技术为标志的新一代宽带无线系统中，声表面波器件以其大宽带、极佳的通带选择性、极小的带内畸变以及具有实时信号处理能力而获得系统设计者的广泛青睐，成为当前各类新一代宽带无线通信系统中不可或缺的关键器件之一，在国民经济和国防建设中发挥着重要作用。

声表面波技术涉及声学、电子学、新材料和信息科学等学科领域，是一门交叉的新兴学科技术。本书凝练作者及其合作者多年来在声表面波材料与器件研究领域的认识与体会，从介绍声表面波应用原理出发，详细阐述声表面波器件的材料选择、器件设计和工艺技术的系统知识，着重介绍声表面波用压电衬底材料、叉指换能器材料的制备方法与技术，讨论声表面波滤波器、延迟线、振荡器和传感器等多种声表面波器件的原理、设计与实现，对我国声表面波器件制备与产业化技术进行粗浅的描述，以期对读者掌握声表面波材料与器件理论知识、从事相关技术创新有所帮助。

全书共 6 章。各章内容如下：第 1 章为绪论，从声表面波应用原理出发，介绍了声表面波技术基础、发展历程、器件特点与应用领域；第 2 章为声表面波压电材料，包括材料的压电性基础、压电晶体、压电陶瓷与压电薄膜材料；第 3 章为叉指换能器设计理论和叉指换能器材料，分析了叉指换能器的工作原理，讨论了叉指换能器的各类分析模型和设计原理，着重介绍了一些新型叉指换能器材料的特性与制备方法；第 4 章为压电多层膜结构声表面波器件，分析了压电多层膜介质中声表面波传递特性、器件设计方法，重点讨论了为解决器件高频化、降低器件制备工艺难度而发展起来的高声速金刚石基声表面波器件的设计与制备技术；第 5 章为各类声表面波器件及其设计方法，讨论了声表面波滤波器、延迟线、振荡器和传感器等多种声表面波器件的原理、设计与特点；第 6 章为声表面波器件的制备与表征，较为详细地介绍了声表面波器件制备过程及其控制因素，也介绍了声表面波器件的在片和最终测试方法。

本书的撰写得到了国内材料科学与微电子工程许多专家学者的参与和支持。其中包括清华大学罗景庭博士、曾飞副教授，天津理工大学杨保和教授、钱莉荣

先生、徐晟先生、王晓姘副教授，中国科学院微电子研究所李冬梅研究员、刘明研究员等。此外中国电子科技集团公司第二十六研究所曹亮研究员和刘积学研究员为本书提供了不少数据和素材，使我们获益匪浅。

本书介绍的部分研究成果是作者及其合作者在“973”计划，“863”计划，国家自然科学基金，教育部重大项目，北京市、天津市和重庆市科技项目的大力支持下完成的，是清华大学、中国电子科技集团公司第二十六研究所、中国科学院微电子研究所、天津理工大学等单位共同合作的结晶。本书的出版得到中国科学院科学出版基金资助。作者在此谨向所有给予支持的学者、朋友致以诚挚的感谢。

书稿完成，始体会到自己只是窥视到声表面波材料与器件技术的一斑，对很多内容理解非常有限，深感深度和广度不够，不妥之处在所难免，恳切希望读者予以指正和谅解。

潘 峰

2012年1月于北京

目 录

前言

第1章 绪论	1
1.1 声表面波基础	1
1.1.1 声表面波器件的基本结构和工作原理	1
1.1.2 声表面波的激励和传播	2
1.2 声表面波器件的特点	7
1.3 声表面波器件的发展	9
1.3.1 声表面波理论和器件的发展	9
1.3.2 声表面波叉指换能器理论和设计的发展	12
1.3.3 声表面波压电材料的发展	14
1.3.4 声表面波器件制造和封装技术的发展	16
参考文献	18
第2章 声表面波压电材料	20
2.1 声表面波压电材料概论	20
2.1.1 压电性基础	20
2.1.2 声表面波压电材料的重要参数	23
2.1.3 声表面波压电材料的一般要求	25
2.2 压电单晶材料	26
2.2.1 压电单晶材料的制备和切割	27
2.2.2 石英	38
2.2.3 钽酸锂	42
2.2.4 铌酸锂	45
2.2.5 四硼酸锂	50
2.2.6 锗酸铋与硅酸铋	55
2.2.7 硅酸镓铜系列压电单晶材料	56
2.2.8 其他压电单晶材料	63
2.3 压电陶瓷材料	67
2.3.1 压电陶瓷材料的特点	68
2.3.2 锆钛酸铅系列压电陶瓷材料	71
2.3.3 压电陶瓷材料制备技术	75

2.4 压电薄膜材料	78
2.4.1 压电薄膜材料的特点	78
2.4.2 压电薄膜材料的制备	80
2.4.3 压电薄膜材料的质量评价	85
2.4.4 氧化锌压电薄膜材料	95
2.4.5 氮化铝和氮化镓压电薄膜材料	127
2.4.6 铌酸锂和钽酸锂压电薄膜材料	138
2.4.7 铌酸钾和五氧化二钽压电薄膜材料	142
2.4.8 锆钛铅酸系列压电薄膜材料	144
参考文献	145
第3章 叉指换能器设计理论和叉指换能器材料	156
3.1 叉指换能器基本原理与特性	156
3.1.1 工作原理	157
3.1.2 静电特性	158
3.1.3 离散源近似	162
3.1.4 频响特性	163
3.1.5 脉冲响应	165
3.1.6 阻抗特性	168
3.1.7 加权换能器	170
3.2 二阶效应	171
3.2.1 声电再生	172
3.2.2 波速变化	172
3.2.3 电极反射	175
3.2.4 体声波辐射	179
3.2.5 传播损耗	182
3.2.6 薄膜电极电阻	182
3.3 声表面波叉指换能器材料	183
3.3.1 纯铝叉指换能器薄膜材料的结构与性能优化	184
3.3.2 含过渡层的叉指换能器材料	193
3.3.3 离子束辅助沉积优化叉指换能器材料	198
3.3.4 微合金化和复合结构的叉指换能器材料	209
3.3.5 其他叉指换能器材料	214
参考文献	214
第4章 压电多层膜结构声表面波器件	220
4.1 压电多层介质的声表面波场理论	220

4.1.1	坐标变换	221
4.1.2	压电耦合波动方程的矩阵形式	222
4.1.3	声平面谐波	223
4.1.4	传递矩阵	224
4.1.5	刚度矩阵	225
4.1.6	频散方程	227
4.1.7	声表面波振幅	229
4.2	压电薄膜/半无限基底多层介质的声表面波特性分析	230
4.2.1	声表面波的激励方式	230
4.2.2	有效介电常数	231
4.2.3	计算举例	235
4.2.4	压电多层介质的计算及参量的选择	241
4.3	压电多层膜结构声表面波器件设计模型与方法	244
4.3.1	色散 δ 函数模型	245
4.3.2	有效介电常数模型	246
4.3.3	耦合模 (COM) 模型	252
	参考文献	266
第 5 章	各类声表面波器件及其设计方法	271
5.1	声表面波滤波器	272
5.1.1	声表面波滤波器的基本原理	274
5.1.2	声表面波滤波器的设计方法	276
5.1.3	射频声表面波滤波器设计与实例	286
5.1.4	声表面波滤波器的二阶效应和匹配网络	296
5.2	声表面波谐振器	301
5.2.1	声表面波谐振器的基本原理	301
5.2.2	声表面波谐振器的设计方法	305
5.2.3	声表面波谐振器的模拟	306
5.3	声表面波延迟线	310
5.3.1	声表面波延迟线的工作原理	311
5.3.2	声表面波延迟线的设计和技术参数	312
5.3.3	声表面波色散延迟线	315
5.4	声表面波卷积器	319
5.4.1	声表面波卷积器的基本原理	320
5.4.2	声表面波卷积器的设计方法	322
5.4.3	单片型波导声表面波卷积器	324

5.5 声表面波传感器	327
5.5.1 声表面波压力传感器	327
5.5.2 声表面波加速度传感器	329
5.5.3 声表面波气体传感器	330
5.5.4 声表面波流量传感器	343
5.5.5 声表面波化学和生物传感器	344
参考文献	345
第6章 声表面波器件的制备及表征	349
6.1 声表面波器件的制备工艺	349
6.1.1 前期衬底预处理	350
6.1.2 金属叉指换能器图形的制作	354
6.1.3 声表面波器件的后续工艺	382
6.2 声表面波器件的性能测试	387
6.2.1 器件生产过程中在片测试	387
6.2.2 声表面波器件的参数测试	391
6.3 展望	396
参考文献	399

第 1 章 绪 论

声波在固体中传播有两种途径：一种是众所周知的声体波，以纵波或横波形式在固体内部传递；另一种是声表面波，其能量集中于表面，沿着半无限体表面传播。声表面波在大多数固体中的传播速度为 $2\,000\sim 10\,000\text{m/s}$ ，比电磁波低 4~5 个数量级，其 85% 的能量沿固体表面传递。因此，在压电材料表面制备叉指换能器（interdigital transducers, IDT）可以非常方便地利用声表面波传递和截取信号，实现滤波、延时、传感等信号处理功能。利用声表面波来传播和处理信号的技术称为声表面波技术，是 20 世纪 60 年代末发展起来的一种新兴的技术，是材料学、声学 and 电子学相结合的一门交叉学科。声表面波技术最初由于脉冲压缩雷达的需要而产生和发展。从 1965 年起，平面叉指换能器的发明使声表面波技术获得了广泛的应用，随之发展出大量性能与用途各异的声表面波器件。如今无源声表面波器件已无所不在，广泛应用于专业雷达、通信系统和日常消费领域，如电视、音响混频、移动电话、高速公路的射频远程收费、电子标签和气体传感器等。在当今以扩频为标志的、快速发展的移动通信中，声表面波滤波器发挥着极其重要的作用，使得世界各国都集中人力、物力和财力研发高性能的声表面波器件。

1.1 声表面波基础

1.1.1 声表面波器件的基本结构和工作原理

声表面波（surface acoustic wave, SAW），泛指在弹性体自由表面产生并沿着表面或界面传播的各种模式的波，包括瑞利波（Rayleigh wave）、勒夫波（Love wave）等，通常依据声表面波的振动方式、向弹性固体内部的透入深度和所适应的边界条件来区分其类型与模式。瑞利波的特征是弹性体表面的质点在近表面沿椭圆轨迹运动，振幅随透入深度按指数衰减，能量也主要集中在表面下 1~2 个波长范围内。瑞利波的传播速度由传播载体的物理参数所决定，而与其振动频率无关。勒夫波是一种只有垂直于传播方向的水平运动而没有垂直运动的声表面波。可将勒夫波想象为一种槽波，衬底基片就是槽的上部边界。在槽两边的边界上会发生全反射，因此这些波代表通过多次反射面传播的能量。利用勒夫波制作的器件多应用在液体环境中。

利用声表面波来传播和处理信号的器件为声表面波器件，其基本结构如图 1.1 所示，由具有压电特性的基片材料及其表面的两组叉指换能器组成，分别作为输入和输出换能器。器件制作工艺与半导体集成电路的平面工艺兼容：在压电衬底上蒸镀一定厚度的金属薄膜（常为 Al、Au 和 Ti 等），利用掩膜或者投影曝光制备出叉指换能器图形，然后采用化学湿法腐蚀或等离子体干法刻蚀出叉指换能器。叉指换能器可以直接激励和接收声表面波，当输入端输入电信号时，电信号通过压电基片的逆压电效应转换为机械能，并以声表面波的形式在基片表面上传播；当声表面波信号到达输出换能器时，再通过压电基片的压电效应转换为电信号输出，并通过叉指换能器间的频率响应和脉冲响应来实现滤波、延时和传感等功能。图 1.1 所示的过程中，在压电晶体上激励声表面波非常方便，同时声表面波在压电晶体表面传播的过程非常简洁，易于信号的提取和裁剪，这些都是声表面波器件能够广泛应用于信号处理的关键。

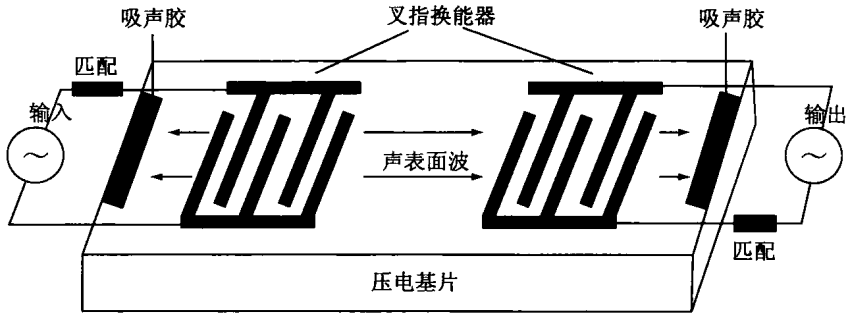


图 1.1 声表面波器件的基本结构

1.1.2 声表面波的激励和传播

最初人们通常采用楔形换能器来激励声表面波，如图 1.2 所示，在聚苯乙烯楔状体上安上作厚度振动的压电片时，纵波在楔状体中传播，再把振动传递给铝

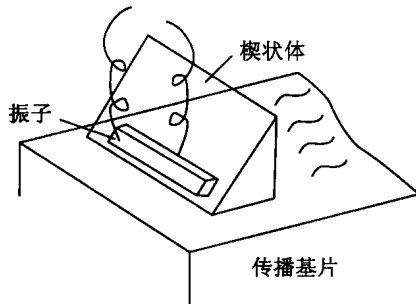


图 1.2 楔形换能器结构示意图

基片，从而产生声表面波^[1]。后来一般在压电基片介质上设置可产生纵向振动或横向振动的振子，使其易于激励基片声表面波，无论振子以什么方式把振动传递给基片，在离振源相当远的地方都能够检测到声表面波成分。现在都是在压电基片上采用叉指换能器直接激励声表面波，以压电基片本身作为导声体传播声表面波。通过求解弹性体表面的波动方程，可以了解声表面波在非压电和压电晶体表面传播的一般特征。

假设在一个半无限大的固体表面，在 $X_3=0$ 的表面以上为真空或空气，在 $X_3=0$ 的表面以下为无限延伸的固体介质，如图 1.3 所示。

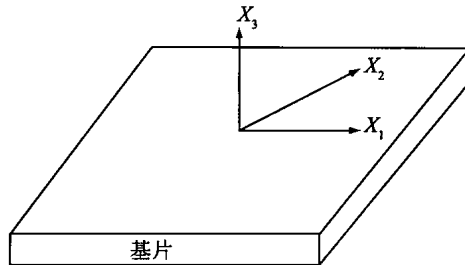


图 1.3 声表面波传播的坐标系

在 X_1X_2 平面传播的声表面波，非压电弹性媒质中的波动方程^[2]为

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = c_{ijkl} \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_l \partial x_j} \quad (i, j, k, l = 1, 2, 3) \quad (1.1)$$

式中， ρ 为媒质的体密度； u_i 为媒质沿 x_i 方向上的位移； t 为时间； c_{ijkl} 为媒质的弹性刚度常数； x_l, x_j 为两个不同的方向。

根据波方程的性质，它的解可以写成

$$u_i = \alpha_i \exp\{j[\omega t - \beta(l_1 x_1 + l_2 x_2 + l_3 x_3)]\} \quad (i = 1, 2, 3) \quad (1.2)$$

式中， l_1, l_2 和 l_3 为波传播方向的方向余弦； $\omega = 2\pi f$ 为角频率； $\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$ 为波数， λ 为波长； α_i 为波的振幅。将式 (1.2) 代入式 (1.1)，得到

$$\beta^2 c_{ijkl} l_l l_j \alpha_k - \rho \omega^2 \alpha_i = 0 \quad (1.3)$$

式 (1.3) 两端同除以 β^2 ，得到

$$(c_{ijkl} l_l l_j - \rho v^2 \delta_{ik}) \alpha_k = 0 \quad (1.4)$$

式中， $v^2 = \frac{\omega^2}{\beta^2}$ ；

$$\delta_{ik} = 1 \quad (i = k \text{ 时})$$

$$\delta_{ik} = 0 \quad (i \neq k \text{ 时})$$

式 (1.4) 是声表面波在非弹性介质中传播的基本方程式，称为克里斯托夫方程 (Christoffel equation)。从此方程出发，只要知道传播媒质的弹性刚度常数 c_{ijkl} ，

就可以算出沿任意方向 (l_1, l_2, l_3) 传播的平面波的波速和质点位移。

式 (1.4) 存在非零解的条件是它的系数行列式为零, 对于沿固体表面 $x_3 = 0$ 传播的波, 只要给定了波的传播方向, 即给定了方向余弦 l_1 和 l_2 , 则只要求解关于 l_3^2 的三个根, 考虑到各向同性介质中弹性刚度系数存在下列关系:

$$c_{11} = c_{22} = c_{33}, \quad c_{12} = c_{13} = c_{21} = c_{23} = c_{31} = c_{32}, \quad c_{44} = c_{55} = c_{66} = \frac{1}{2} (c_{11} - c_{12}),$$

$$c_{14} = c_{15} = c_{16} = c_{24} = c_{25} = c_{26} = c_{34} = c_{35} = c_{36} = c_{41} = c_{42} = c_{43} = c_{45} = c_{46} = c_{51} = c_{52} \\ = c_{53} = c_{54} = c_{56} = c_{61} = c_{62} = c_{63} = c_{64} = c_{65} = 0$$

再假设平面波沿 X_1 方向传播, 即 $l_1 = 1, l_2 = 0$, 可以解得 l_3 有 6 个根:

$$\begin{aligned} l_3^{(1)} &= -j \left(1 - \frac{v^2}{v_t^2}\right)^{\frac{1}{2}} & l_3^{(4)} &= j \left(1 - \frac{v^2}{v_t^2}\right)^{\frac{1}{2}} \\ l_3^{(2)} &= -j \left(1 - \frac{v^2}{v_l^2}\right)^{\frac{1}{2}} & l_3^{(5)} &= j \left(1 - \frac{v^2}{v_l^2}\right)^{\frac{1}{2}} \\ l_3^{(3)} &= -j \left(1 - \frac{v^2}{v_t^2}\right)^{\frac{1}{2}} & l_3^{(6)} &= j \left(1 - \frac{v^2}{v_t^2}\right)^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (1.5)$$

上式中 $v_t = \sqrt{\frac{c_{44}}{\rho}}$; $v_l = \sqrt{\frac{c_{11}}{\rho}}$; 分别为各向同性介质中体切变波和体纵波的传播速度。根据表面波的性质, 波的能量集中在介质的表面上。因此, 在介质内部离表面无限深处, 波的质点位移必须为零。从式 (1.5) 可以看出, 只有三个根 $l_3^{(1)}$, $l_3^{(2)}$, $l_3^{(3)}$ 满足这个条件。

与 $l_3^{(i)}$ 的每一个根相对应, 便有一组 α_i 的值。另外, 由于传播波的媒质有一个界面 ($x_3 = 0$), 所以波方程的解还必须满足界面上的边界条件。

最终可以得到两个解:

第一个解:

$$l_3^{(i)} = j \left(1 - \frac{v^2}{v_t^2}\right)^{\frac{1}{2}} = 0, \text{ 即 } v = v_t \quad (1.6)$$

与此相对应有 $C_2 = C_3 = 0$ 。这个解的质点位移平行于自由表面, 呈线性偏振, 并且波的振幅是常数, 不随距表面的深度变化。这个解相当于一个体切变波, 而不是一个表面波。

第二个解:

此解的波速满足下列方程:

$$\left[2 - \left(\frac{v}{v_t}\right)^2\right]^2 = 4 \left[1 - \left(\frac{v}{v_l}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}} \left[1 - \left(\frac{v}{v_t}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}} \quad (1.7)$$

由上式可以得到波的质点位移:

$$\begin{aligned}
 u_1 &= C[e^{j\beta l_3^{(3)} x_3} - A e^{+j\beta l_3^{(2)} x_3}] \exp[j\beta(x_1 - vt)] \\
 u_2 &= 0 \\
 u_3 &= -jC \left(1 - \frac{v^2}{v_l^2}\right)^{\frac{1}{2}} \left[e^{j\beta l_3^{(3)} x_3} - \frac{1}{A} e^{j\beta l_3^{(2)} x_3}\right] \exp[j\beta(x_1 - vt)] \quad (1.8)
 \end{aligned}$$

上式中, $A = \left(2 - \frac{v^2}{v_l^2}\right)$ 。从这个解可以看出, 它是一个沿固体表面传播的表面波, 称为瑞利波。

由式 (1.8) 可以知道, 声表面波在半无限弹性体表面传播时, 质点的位移有两个分量, 如图 1.4 所示, 其中一个分量平行于声表面波传播方向, 而另外一个分量则垂直于弹性体表面。质点的运动在 x_1 轴和 x_3 轴方向上分量在一定时间范围内相位相差 90° , 因此当一个位移的分量达到最大值时, 另一个将会为零。弹性体表面的质点的运动轨迹是一个椭圆。同时, 由于晶体结构在无限方向上振动比在有限方向上更加容易, 因此 x_3 轴方向的位移振幅比 x_1 轴方向的要大。另外, 质点位移的振幅随着离开弹性体表面距离的增大而呈指数衰减, 弹性表面波的能量主要集中在表面下 $1 \sim 2$ 个波长范围内。

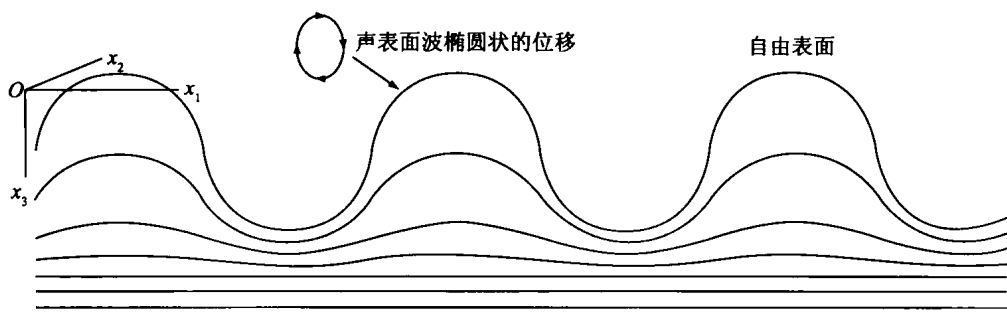


图 1.4 弹性体表面质点的运动示意图

由式 (1.7) 还可以知道, 瑞利波的速度只取决于传播媒质的材料参数, 而与频率无关, 所以瑞利波是无色散的。由于式 (1.7) 中的波速和材料参数的关系不明显而且计算比较繁琐, 通常可以将瑞利波波速 v_k 近似计算为

$$v_k = \frac{0.87 + 1.12\sigma}{1 + \sigma} v_l \quad (1.9)$$

式中, σ 为材料的泊松比; v_l 为媒质中体切变波的波速。

声表面波器件都是制作在压电材料上的, 由于压电材料具有压电效应, 当声表面波在压电材料中传播时会出现由诱导电荷产生的电磁波, 因此描述声表面波在压电材料表面传播时通常需要同时考虑运动方程和麦克斯韦 (Maxwell) 电磁方程。这两个方程通过压电方程相互耦合。

弹性介质中质点的运动方程为

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_j} \quad (i, j = 1, 2, 3) \quad (1.10)$$

在压电材料中, 应力 T_{ij} 不仅与应变 S 相关, 还与介质中的电场强度 E 有关。根据压电方程有

$$T_{ij} = c_{ijkl}^E S_{kl} - e_{kij} E_k \quad (1.11)$$

式中, c_{ijkl}^E 为电场 E_k 恒定时的弹性刚度常数; e_{kij} 为压电常数。一般来说, 声表面波的传播速度比电磁波速度低 4~5 个数量级 (固体中声表面波的速度为 2 000~10 000m/s, 电磁波速度为 3×10^8 m/s), 可以将与声表面波相耦合的电磁场近似为静电场, 电场强度可以表示成一个势函数 Φ 的梯度

$$E_k = -\frac{\partial \Phi}{\partial x_k} \quad (k = 1, 2, 3) \quad (1.12)$$

根据压电材料中应变 S_{kl} 和质点位移 u_i 之间存在下列关系

$$S_{kl} = \frac{\partial u_k}{\partial x_l} \quad (k, l = 1, 2, 3) \quad (1.13)$$

将式 (1.13) 和式 (1.12) 代入式 (1.11) 得

$$T_{ij} = c_{ijkl}^E \frac{\partial u_k}{\partial x_l} + e_{kij} \frac{\partial \Phi}{\partial x_k} \quad (1.14)$$

将式 (1.14) 代入式 (1.10) 得

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} - c_{ijkl}^E \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_l \partial x_j} - e_{kij} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_k \partial x_j} = 0 \quad (1.15)$$

因为介质是绝缘体, 不存在自由电荷, 所以电位移矢量 D 的散度必须等于零, 即

$$\nabla \cdot D = \frac{\partial}{\partial x_1} D_1 + \frac{\partial}{\partial x_2} D_2 + \frac{\partial}{\partial x_3} D_3 = 0$$

或写成

$$\frac{\partial D_j}{\partial x_j} = 0 \quad (j=1, 2, 3) \quad (1.16)$$

根据介质中的压电方程有

$$D_j = e_{jkl} S_{kl} + \epsilon_{jk} E_k \quad (1.17)$$

式中, ϵ 为介电常数。将式 (1.17) 代入式 (1.16), 得

$$e_{jkl} \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_l \partial x_j} - \epsilon_{jk} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_k \partial x_j} = 0 \quad (1.18)$$

方程 (1.15) 和方程 (1.18) 就是压电材料中的耦合方程, 求解这一组耦合方程就可以了解压电材料中弹性波的性质。具体的求解过程比较复杂, 读者可以参看其他专著^[2~4], 这里只给出声表面波在压电材料上传播时的波方程:

$$\left[\left(c_{ijkl}^E + \frac{e_{jkl} l_k l_j e_{kij}}{\epsilon_{jk} l_j l_k} \right) l_l l_j - \rho v^2 \delta_{ik} \right] \alpha_k = 0 \quad (i, j, k, l = 1, 2, 3) \quad (1.19)$$

当令

$$c_{ijkl}^E + \frac{e_{jkl}l_k l_j e_{kij}}{\epsilon_{jk}l_j l_k} = c_{ijkl}^D \quad (1.20)$$

并且将 c_{ijkl}^D 看成是压电介质的弹性刚度常数, 则式 (1.19) 与非压电介质中的波方程 (1.4) 具有完全相同的形式。

求解声表面波在压电材料中的传播方程可以得到声表面波在压电材料中传播时的基本特征:

(1) 在均匀压电材料表面传播的瑞利波, 传播特征和在均匀非压电材料表面相似, 具有无色散性, 传播速度依赖于材料本身, 波的能量集中在表面 1~2 个波长范围。

(2) 在压电介质中伴随着弹性表面波的传播, 在介质表面附近还存在一个以相同速度同向传播的电磁波。因此, 使得压电介质中的弹性表面波可以和紧邻的半导体中的载流子发生相互作用, 从而可实现表面波的放大、信号的存储, 并利用它增强信号的非线性相互作用。

(3) 介质的压电性使介质变硬, 从而使表面波的相速变大。式 (1.20) 表明: 在压电介质中, 表面波的速度不仅依赖于介质的弹性性质, 而且依赖于介质的压电性质和介电特性。

(4) 在压电介质中可以单独存在一个水平偏振的波, 称为电声波。这个波在非压电介质中是不可能存在的。

从上述声表面波的激励和传播特征可以看出利用声表面波在压电材料上的传播非常有利于信号的截取和处理, 以此为基础, 可以制备出功能复杂、性能优异的各种声表面波器件。

1.2 声表面波器件的特点

声表面波器件的研制和发展迅速, 在最初短短的十几年内就获得了显著的成果。1977年, 威廉逊 (Williamson)^[5] 列举了 45 种声表面波器件, 其中有 10 种声表面波器件在当时就已经获得广泛应用, 分别是带通滤波器、有线电视用滤波器、脉冲波形发生器、延迟线型振荡器、通信前端滤波器、抽头延迟线、电视图像中频滤波器、电视机广播滤波器、脉冲压缩器和非色散延迟线。我国声表面波技术研究始于 1970 年前后, 与西方国家的研究相比还不算晚, 声表面波器件在 20 世纪 70 年代末进入实际应用阶段, 现在声表面波器件已经遍及军用和民用各个领域^[6]。

声表面波器件之所以能够在如此短的时间内得到迅速发展, 并在现今的通信技术方面得到广泛的应用, 和声表面波器件所具有的特点密切相关, 这些特点

包括：

(1) 声表面波器件具有信号处理简单、方便的特点。声表面波沿着固体表面传播，传播速度比电磁波小 4~5 个数量级，易于在固体表面对随时间变化的信号进行实时取样和变换。由于采用了叉指换能器这一特别的结构来激励和转换信号，声表面波器件成功地实现了信号在传播途中任意地引进或提取，通过适当地调整叉指换能器指条宽度、间距、指条数、声孔径以及指条形状等，能够获得各种各样的传输特性，从而得到不同性能的声表面波器件，使得声表面波器件以极大的灵活性和非常简单的方式完成对信号的处理功能，有时甚至是其他技术难以完成的各种功能。例如，一个声表面波带通滤波器获得的响应特性在传统的 LC（电感-电容）滤波器中要用几百个电感器和电容器才能实现。

(2) 声表面波器件适于批量生产。目前声表面波器件的制作采用半导体平面工艺，利用叉指换能器在压电基片上激励声表面波。叉指换能器的性能取决于换能器电极的间距、宽度以及电极对数等参数，可以根据不同需要来修改图形；叉指换能器对信号处理只在晶体基片的一个平面上进行，晶体的另一面可以用来固定器件。这些特点适于器件的批量生产和电路集成化。因此，声表面波器件的批量生产具有明显的成本优势。

(3) 声表面波器件在使用过程中表现出优异的可替代性，器件性能稳定，可重复性好。

(4) 声表面波器件不断实现小型化、轻量化、功耗节约化，同时还能在高温等各种恶劣的环境下工作。声表面波的传播速度比电磁波小 4~5 个数量级，在用声表面波器件来处理模拟电子器件的功能时，有利于缩小设备体积、减轻重量、优化性能，所以声表面波技术的出现可以使很多电子器件及其系统实现超小型化。

(5) 声表面波器件可以用于各种数字通信系统中。例如，声表面波奈奎斯特滤波器可用于正交振幅调制的数字无线电调制解调器。

(6) 声表面波器件具有很强的抗辐射功能，动态范围很大，可达到 100dB 左右。这是因为声表面波器件是利用晶体表面的弹性波而不涉及电子迁移过程。

(7) 声表面波器件还可以利用有效的谐波模式进行工作。这样不仅能够制备出超高频的声表面波器件，而且这些工作在吉赫兹频段的器件可以直接采用常用的光刻工艺制备，而免去采用昂贵的电子束工艺。

综上所述，声表面波器件能够适应现代通信系统和设备微型化、高频化、数字化、高性能、高可靠性等方面的要求，成为目前世界通信领域关注的热点。