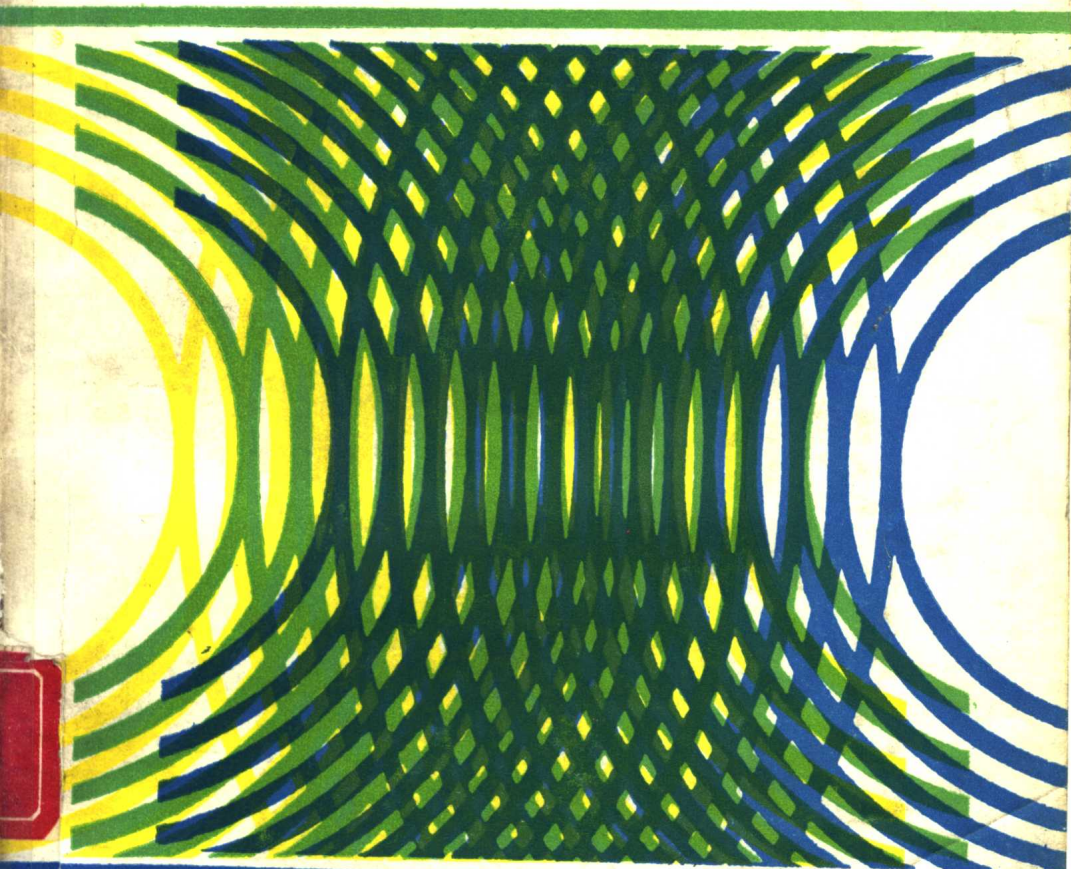


● 高等学校教学用书

声学器件原理

● [加拿大] V. M. 里斯蒂克 著

● 莫怀德 陈昌龄 译 袁敬阁 校



● 电子工业出版社

高等学校教学用书

声学器件原理

〔加〕 V · M · 里斯蒂克 著

莫怀德 陈昌龄 译

袁敬闲 校

电子工业出版社

內容簡介

本書論述基本声学器件的原理，这些声学器件在无損檢測、通訊、声納、雷达和医疗超声中占有十分重要的地位。本書的某些原理也能直接适用于声光学和激光光学等其他領域。全書共分十章，每章都附有大量的习题和参考文献。本書原稿已有几年的課堂教學的实践。

本書可供物理电子学和声光学方面的理工院校師生及有关研究人員閱讀參考。

声学器件原理

〔加〕V·M·里斯蒂克 著

莫怀德 陈昌龄 译

袁敬冈 校

责任编辑 王昌铭

电子工业出版社出版 (北京海淀区万寿路)

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

中国科学技术情报研究所印刷厂印刷

开本：850×1168毫米1/32 印张：12.125 字数：313.4 千字

1988年4月第一版 1988年4月第一次印刷

印数：1—2500册 定价：2.70元

ISBN7-5053-0083-0/TN45

前 言

本书主要是给研究生用的，但也可用作本科生高年级课程。

本书论述了在工程实践（无损检测、通讯、声纳、雷达）和医疗超声中应用最为普遍的基本声学器件的原理。其中某些原理也可直接用于其他领域，如声光学和激光光学等。本书打算将读者迅速引入声学器件设计的各个方面而同时又提供物理基础。为此，要提出一些基本概念，如波方程的解、声阻抗、脉冲响应、声学坡印廷矢量等等，并且始终如一地运用这些概念，而不依靠任何与基本原理无直接联系的理论。只要可能，总是通过器件的一维模型来推导设计方程。用归纳法使方程式广义化。在许多情况下略去数学证明，而指示读者去读更为高等的教材（例如《固体中的声波》B.A. 奥尔特著，两册，Wiley, 1973）。除去教本科生可以省去的第6和第7章外，全书均强调声学器件设计的实际问题。

本书手稿作为声学器件方面的研究生基本课程，已经过好几年的课堂教学实践，并被用作高级设计书籍（例如《表面波滤波器》H. 麻休编，Wiley, 1977；《声表面波》A.A. 奥林纳编，Springer-Verlag, 1978）和高等教材（例如《固体中的声波》B.A. 奥尔特著，两册，Wiley, 1973）的引论性教材。

感谢许多人的建议和具体帮助。尤其是斯坦福大学的B.A. 奥尔特和贝克利加州大学的R.M. 惠特提出的全面而具体的建议，对手稿的改进颇有贡献。我还要感谢L. 埃斯泼特小姐精心地打印手稿。

V.M. 里斯蒂克

多伦多 渥太华

1983年1月

目 录

第一章 声波器件的基本概念.....	(1)
1.1 縱波的传播.....	(3)
1.2 材料的参数.....	(7)
1.3 边界条件.....	(8)
1.4 声波損耗的机理.....	(13)
1.5 能量守恒定理.....	(17)
1.6 合成的声学材料.....	(22)
习题.....	(23)
第二章 体声波和指数型喇叭线.....	(29)
2.1 順度和劲度张量.....	(38)
2.2 各向同性弹性条件和虎克定理.....	(42)
2.3 各向同性材料中的体声波.....	(46)
2.4 指数型喇叭綫.....	(53)
习题.....	(56)
第三章 体声波的电动激励和检测以及色散滤波器.....	(58)
3.1 机磁耦 合因数.....	(64)
3.2 折迭型换能器.....	(66)
3.3 换能器的变迹法.....	(72)
3.4 色散换能器.....	(75)
3.5 体声波的磁致伸縮激励.....	(92)
3.6 体声波的产生和阻 抗 匹 配.....	(95)
习题.....	(100)
第四章 声表面波和电动换能器.....	(102)

4.1	声学材料中的能量守恒定理	(110)
4.2	声阻抗概念	(113)
4.3	瑞利波的坡印廷矢量和阻抗	(115)
4.4	非压电基体的表面波的激励	(120)
	习题	(128)
第五章	压电体声波换能器	(130)
5.1	压电本构关系	(134)
5.2	压电耦合因数	(138)
5.3	体声波压电换能器	(142)
5.4	压电薄片换能器	(143)
5.5	换能器的时域分析	(153)
5.6	薄片型谐振器	(159)
5.7	激励体波的换能器	(168)
5.8	能量守恒定理	(178)
5.9	压电半导体	(182)
	习题	(187)
第六章	压电材料	(193)
6.1	晶系和晶类	(194)
6.2	压电本构关系	(202)
6.3	压电应力常数	(214)
6.4	变换法则	(220)
	习题	(233)
第七章	各向异性材料中波的传播	(235)
7.1	机电耦合因数和纯模方向	(244)
7.2	群速	(248)
7.3	各向异性材料中的坡印廷矢量	(250)
7.4	特征表面	(260)
	习题	(263)

第八章 声表面波 (SAW) 换能器.....	(264)
8.1 电导和脉冲响应.....	(271)
8.2 SAW波速、耦合因数和换能器电容.....	(275)
8.3 等效电路模型.....	(278)
8.4 输入导纳和匹配.....	(283)
8.5 信号处理功能.....	(288)
习题.....	(302)
第九章 体声波的反射和折射以及耦合棱镜.....	(306)
9.1 液体中的声波.....	(306)
9.2 边界条件.....	(311)
9.3 液体 固体交界面的反射和折射.....	(316)
9.4 Schoch位移和各向异性.....	(320)
习题.....	(322)
第十章 声波的辐射和衍射, 平面型辐射器和声透镜.....	(325)
10.1 物理声学 and 几何声学.....	(326)
10.2 平面声源的脉冲响应.....	(329)
10.3 圆片型辐射器的时域和稳态分析.....	(335)
10.4 圆柱对称和条形对称, 不均匀激励的速度及 辐射阻抗.....	(344)
10.5 瑞利-薩萊-菲爾特衍射.....	(349)
10.6 菲涅耳和夫琅和費近似法.....	(353)
10.7 平面波的角譜和固体的声輻射.....	(355)
10.8 声透射.....	(364)
10.9 声波对光的衍射.....	(370)
习题.....	(375)

表

表 1	一些非压电材料的特性.....	(9)
表 2	一些压电材料的特性.....	(11)
表 3	一些各向同性材料的弹性劲度常数和質量密度.....	(53)
表 4	各种多晶材料中电声轉換的品質因素.....	(66)
表 5	一些各向同性材料的SAW (瑞利波) 的相速.....	(110)
表 6	各种晶类的Hermann Mauguin 表示法.....	(199)
表 7	一些压电材料的順度和其它常数.....	(212)
表 8	一些非压电材料的順度和其它常数.....	(213)
表 9	一些压电材料的劲度和其它常数.....	(221)
表10	一些非压电材料的劲度和其它常数.....	(222)
表11	一些材料的SAW波速和耦合常数.....	(277)
表12	一些材料的的粘性和空气加载損耗常数.....	(297)

第一章 声波器件的基本概念

声波器件的基本概念可概括为：工程设计中一些参量的定义，如波阻抗和脉冲响应；以阻抗匹配为目的的各种合成的声学材料；某些特殊材料内各类声学模式的性质。设计的任务就是要灵活地运用这些特性来达到电磁能和声学能之间的相互转换。这种能量转换的过程可以是物质内在的现象，如压电现象或磁致伸缩现象；或者也可能是某些作用的机理，如洛仑兹力的作用。这些现象和机理构成了声学换能器的工作基础。由于换能器的尺寸是有限的，由此引起各种各样的边界现象，如反射，折射和衍射。无论在设计一维器件（如表面声波换能器）还是二维器件（如各种声透镜、耦合棱镜）或体声波换能器的时候，都要考虑这些边界现象。通常更为先进的器件设计还有特殊的要求：在雷达或声纳中应用时要求实现一种特殊的信号处理功能，如色散信号的产生；在医学超声仪或无损检测中应用时，要求声波相控阵列的成像能力；在通讯的信号处理中，要求声学谐振器的品质因素 Q 值。事实上，声学器件的设计使物理和化学，波动和光学以及通讯信号的使用与数学技巧结合起来。

由于描述声波的参量如应变、应力和材料参数都是张量，所以，一般的声波传播问题的处理是复杂的。这需要一种数学形式，这种数学形式常常会掩盖方程的简单的物理意义，而使初学者在理论面前感到为难。在本书的前几节，将研究最简单形式的声波，它们不要求张量形式，然而，表达仍是严格的，在这里所导出的物理量和方程式可以适用于各种声学器件和系统的设计。

基本上多数材料内声波都是以纵模或者横（剪切）模的型式传播的。在纵模中，声学媒质只是在传播方向上运动如图1.1(a)所示。图中材料在 z 方向作膨胀和压缩运动，该方向就是声波传播的方向。纵向运动的型式可想象为一条弹簧的伸长和压缩。纵

模波要求材料的体积或质量密度发生变化。在剪切模中，材料运动是横向的，即垂直于声波的传播方向，如图1.1 (b) 所示，图中媒质的运动在 y 方向，这种模式称为 y -偏振剪切模。在有关垂直于传播方向的轴上材料的扭曲和弯曲都与剪切模有关。上面所定义的纵模和剪切模都称为“纯”模。

在各向异性材料中的任意方向（它不与材料的对称轴或对称面相一致）上，一般声波是以纵模和剪切模组合的型式传播的。这种波型称为准纵模或准剪切模，这取决于占主导地位的哪一个分量。在各向异性媒质中还存在着所谓的纯模方向，一般它与晶体的对称轴相一致。沿着这些轴声波是以纯剪切模或纯纵模或两者的形式传播的。在使用各向异性材料的大多数声学器件中，为了有效地激励声波和使机电转换效率达到最大，一般都选择纯模方向作为传播方向。

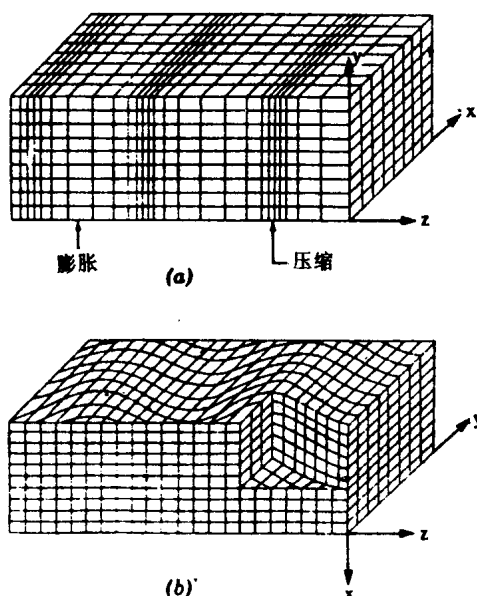


图1.1 在无限大材料中沿 z 轴传播的均匀平面声波的栅网图形：
(a) 纵模； (b) y -偏振的剪切模

从微观上看, 固体晶格中的各原子是由约束力而彼此耦合在一起的, 故晶格的任何局部扰动能传播到固体的其他部分。在给定固体中所允许的机械振动的波长和频谱取决于晶格特性和束缚力。在晶格中, 原子围绕其静止位置的振动的能量叫声子。这种能量与原子振动的离散频率成正比, 也就是说声子是量子化的。固体中的声波可看成是一群相干的声子。我们在器件的设计中所考虑的材料的最小值 (一个声学质点), 它比原子间的空间要大得多, 以致可把一块材料看成是连续的。于是在一个声学质点的体积内、宏观物理量的大小是不变的, 即它们与空间坐标无关。

1.1 纵波的传播

假设一块厚度为 ΔL 的材料板, ΔL 比波长小但比原子间的距离要大得多, 从而媒质可认为是连续的, 这块板的 z^- 平面上受到一个每单位面积为 $-T$ 的力, 如图1.2所示。该单位面积上的力称为应力 (又称牵引力或力的密度), 单位为牛顿/米²。牵引力是通过物质而传递的。例如, 因为平面 z 处的物质处于平衡状态^①, 则 z^+ 平面上的应力将为 $+T$ 。时变应力可用来在材料内激发起振动。在 z 方向上通过材料传播的应力波将是时间 t 和坐标 z 的函数, 即 $T = T(t, z)$ 。由于时变应力的作用, 板的边界将相对于物体的质量中心而位移。所以, z^- 平面将移动到 $z + u$, 这里 u 是位移量, 单位为米。平面 ^② $z + \Delta L$ 将移动至 $z + \Delta L + u + \Delta u$, 这里 Δu 是整个厚度 ΔL 内位移的变化量。因为应力波是 z 的函数, 它的强度在 $z + \Delta L$ 平面上是不同的, 即在此平面

①从 $z = 0$ 的横截面左边激励的单位面积的力是 $-T$ 和从左边激励的单位面积的力是 $+T$ 。这是传统上的一种规定。

②平面 z^- 或平面 $z + \Delta L$ 意味着平面与 z 轴正交, 并分别于在位置 z^- 和 $z + \Delta L$ 处与 z 轴相交。

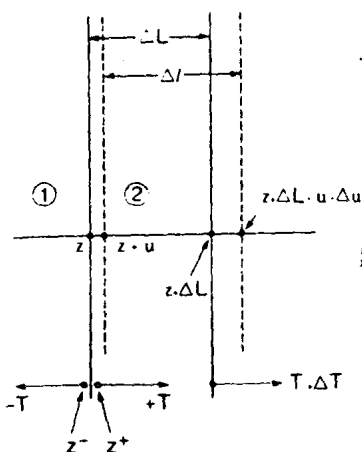


图1.2 横切面为 A ，厚度为 ΔL 的一块小板，受到在 $+z$ 方向上传播的时变纵向应力的作用而形变。习惯上， $-T$ 是由介质1施加至介质2的牵引力

上，应力为 $T + \Delta T = T + (\Delta T / \Delta z) \Delta L$ ，所以，产生一个强度为 $(\partial T / \partial z) \Delta L$ 的纯力，它作用在相对物体质量中心的平板上。图中板移动后的边界表征材料内部的形变。通常，用平方米来度量的形变 $\mathcal{Q}$ 定义为（看图1.2）

$$\mathcal{Q} = (\Delta l)^2 - (\Delta L)^2 \equiv 2S(\Delta L)^2 \quad (1.1)$$

式中相对的形变量 S 称为应变，它是一个纯数量。从图1.2可知 $\Delta l = \Delta L + \Delta u = \Delta L + (\partial u / \partial z) \Delta L$ ，因此

$$S = \frac{1}{2} \frac{(\Delta l)^2 - (\Delta L)^2}{(\Delta L)^2} = \frac{\partial u}{\partial L} = \frac{\partial u}{\partial z} \quad (1.2)$$

式中忽略了二次项，这就是线性化的应变-位移关系。所以，应变 S 就是每单位长度的长度变化量，当材料膨胀时， S 为正值，压缩时为负值。

如果 ρ_m 表示材料静止时的质量体密度（用千克每立方米量度 kg/m^3 ）， A 为平板的横切面积，根据牛顿第二定律，作用在平板上的力为

$$F = A \frac{\partial T}{\partial z} \Delta L = \rho_m A \Delta L \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (1.3)$$

或

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \rho_m \ddot{u} = \rho_m \dot{v} \quad (1.4)$$

式中 u 和 v 分别为板的 z 平面处位移和质点速度，变量上方的圆点表示对时间的偏导数。在整个平板厚度 ΔL 内质点速度的变化量则为

$$\Delta v = \frac{\partial v}{\partial z} \Delta L \quad (1.5)$$

或应用式(1.2)得，

$$\Delta v = \frac{\partial(\Delta u)}{\partial t} = \frac{\partial S}{\partial t} \Delta L \quad (1.6)$$

将方程式(1.5)和(1.6)合并，可得

$$\frac{\partial S}{\partial t} = \frac{\partial v}{\partial z} \quad (1.7)$$

根据小应变 $S < 10^{-4}$ 下的线性虎克定律，这个方程式可以进一步线性化而得

$$T = cS \quad (1.8)$$

式中 c 为材料的弹性劲度系数，单位为牛顿/米²（或泊斯卡）。

如果，我们将最后二个方程式合并，则得到

$$\frac{1}{c} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial v}{\partial z} \quad (1.9)$$

从方程式(1.4)和(1.9)可得到声波的波动方程式为

$$\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - \frac{\rho_m}{c} \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} = 0 \quad (1.10)$$

在一维情况下，所有场量如 S , T , u 和 v 都只是 z 和 t 的函数。因为，我们已假设现象是线性的，故每个物理量都可以表示为

$$Q = Q(z)e^{j\omega t} \quad (1.11)$$

即，假设是单频的时谐函数。因为材料是均匀的，故可以用 $\exp[j(\omega t - \beta_a z)]$ 的形式寻求方程式 (1.10) 的解，这里 β_a 为声传播常数（或波数），利用方程式 (1.10)，很容易证明

$$\beta_a^2 = \frac{\omega^2 \rho_m}{c} \quad (1.12)$$

从相连的一般公式 $v_{\text{phase}} = \omega/\beta$ ，求得声波的相位速度为

$$v_a = \frac{\omega}{\beta_a} = \left(\frac{c}{\rho_m} \right)^{1/2} \quad (1.13)$$

利用方程式 (1.7) 和 (1.8)，可得

$$u(z) = \frac{v_a S(z)}{j\omega} \quad (1.14)$$

因此，在一定的应变和一定的声波速度下，质点的位移 $u(z)$ 与频率成反比。

和平面电磁波类比，可以定义一个在 $+z$ 方向行进的平面声波的波阻抗，它为

$$Z_a = \frac{-T}{v} > 0 \quad (1.15)$$

声波阻抗的单位为公斤/(米²·秒)，前面的负号是来自在确定应力方向时传统上所采用的一种规定。按此规定， $-T$ 是从介质 1 施加到介质 2 的牵引力，如图 1.2 所示。利用方程式 (1.14) 和 (1.15) 可得到声波阻抗如下式

$$Z_a = \rho_m v_a = \sqrt{\rho_m c} \quad (1.16)$$

在导出的表达式中，对于给定的均匀各向同性材料来说，声速相速 v_a 为常数，而质点速度 v 则是时间 t 和坐标 z 的函数，例如， $v = \dot{u}$ 。

1.2 材料的参数

在工程设计中，杨氏弹性模量是一个重要的材料特性参数，它往往是由细杆上的膨胀波的实验来测定的。横切面尺度远小于声波波长的一根杆子，沿着杆子受到一个周期性的作用力。唯一的应力分量是沿杆子轴向的 T_z ，但是有两种位移。一个是沿杆子的轴向位移，它引起应变 $S_z = \partial u / \partial z$ ；因为杆子的直径是可以自由地膨胀和收缩的，故另一个应变分量是沿着杆子径向的。根据虎克定律〔方程式 (1.8)〕，应变分量 S_z 和外加应力 T_z 的关系为

$$T_z = E_Y S_z, \quad (1.17)$$

式中 E_Y 就是杨氏弹性模量。在所有情况下 $E_Y < c$ ，因为要得到相同的应变 S ，在一个受约束的固体上所施加的力比在一个横向可自由伸缩的固体上施加的力要大。

在传统的弹性设计中，材料的特性如象体密度和杨氏模量 E_Y 都是由实验决定的①。

利用方程式 (1.13) 和 (1.16)，并用 E_Y 代替式中的 c ，我们就可计算出声速 v_a （膨胀波速）和声阻抗 Z_Y 。因在本书所关心的声波传播问题中，其波长多数比样品的横向尺寸小得多，故 Z_Y 和 v_a 的数值对我们来说就不是主要的。所以声速 v_a 和声阻抗

①通常，弹性杨氏模量 E_Y 是用静态应变仪测量的。

Z_0 的计算则是以弹性常数 c 为根据的。表1中列出了一些重要的非压电材料的纵波速度 v_0 和声波阻抗 Z_0 。表2中列出了一些压电材料的特性。一些压电材料中特殊方向上的纵波速度的计算需要考虑材料的压电特性（见第五章）。在气体和非粘性液体（除液晶外）中，只能传播纵波，因为，这些媒质不能维持剪切应力。

1.3 边界条件

紧密接触（所谓声粘结）的两种声材料之间的边界条件的一般表述是：质点位移速度和应力在通过交界面时必须是连续的。下面，我们将就传播方向垂直于交界面（成直角）的纵波为例来证明边界条件。注意，如果纵波以倾斜角度（ $\alpha_i < 90^\circ$ ）入射至交界面时，则产生两个反射波。一个是以角度等于入射角的反射纵波，另一个是在较小角度 α_r 上反射的剪切波，这里 $\alpha_r/\sin \alpha_i = v_s/v_L$ ， v_s 和 v_L 分别是剪切波和纵波速度，而且 $v_L > v_s$ 。此外，还产生两个折射波。如果入射角 $\alpha_i \neq 90^\circ$ ，则总是要产生剪切波的。

如图1.3所示，假设一个正弦纵波传播通过交界面，假定应力和位移在边界的两边是不同的。在横切面A和边 2ϵ 组成的棱柱表面上，对方程式（1.4）积分得①

$$A \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \int_{-\epsilon}^{+\epsilon} \frac{\partial T}{\partial z} dz = A \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \int_{-\epsilon}^{+\epsilon} \rho_m \dot{v} dz \quad (1.18)$$

或

$$-T_2 + T_1 = (\rho_2 \dot{v}_2 - \rho_1 \dot{v}_1) \epsilon, \quad \epsilon \rightarrow 0 \quad (1.19)$$

①注意，在课文中，正常用来表示辅助变量，有时表示指数，而正常用来表示介电常数。

表1 一些非压电材料的特性

材料	质量密度 kg/m ³	纵波速度 Velc m/s	声阻抗 $\times 10^6 \text{ kg/m}^2 \cdot \text{s}$
空气 (20°C)	1.21	340	411×10^{-6}
水 (20°C)	1,000	1,480	1.5
甘油	1,260	1,920	2.5
蓖麻油	950	1,540	1.46
汽油	870	1,740	1.5
(SAE 20)			
聚甲基乙二醇 (PAG), 20°C	973	1,330	1.29
氟仿	1,480	1,010	1.5
四氯化碳 20°C	1,590	940	1.5
煤油	860	1,420	1.22
冰	900	3,980	3.6
锂	5,330	3,000	16
聚四氟乙烯	2,160	1,340	3
丙烯酸树脂 (人造荧光树脂, 甲基 丙烯酸甲脂, 树脂玻璃)	1,182	2,680	3.17
聚乙烯	900	1,940	1.75
聚苯乙烯	1,056	2,340	2.47
环氧树脂	1,100-1,250	2,400-2,900	2.7-3.6
尼龙	1,100-1,200	2,200-2,600	2.4-3.1
硅橡胶 (GE, RTV 615)	1,010	1,030	1.04
铝	2,695	6,350	17.1
铜	7,310	2,500	18.3
铍	1,850	12,500	23.1
黄铜	8,100	4,430	35.9
铅	11,400	1,960	22.3
铜	8,900	4,700	42
金	19,300	3,210	62
钢	7,830	5,950	46.6
汞	13,600	1,450	20
聚脂	1,180	2,540	3
铂	21,400	4,152	89
银	10,490	3,440	36.1
钨	19,100	5,500	105.1
铉	7,100	4,200	30
钛	4,500	6,071	27.3
镍	8,905	6,030	53.7
玻璃 T-40	3,390	4,310	14.6
蓝宝石 (z 轴)	3,990	11,100	44.3
硼硅酸玻璃	2,320	5,610	13
冕牌玻璃 v0	2,243	5,090	11.4
氧化铅玻璃	3,879	4,030	15.6