

吸 声 材 料

C. 席根 C.W. 柯斯汀

科 学 出 版 社



吸 声 材 料

C. 席 根 C. W. 柯斯汀 著

吕如榆 沈 喙 李齐勳 译

SOUND ABSORBING MATERIALS

C. ZWIKKER, C. W. KOSTEN

1949

內 容 簡 介

本书是吸声材料方面的专著,对多孔性材料作了詳細深入的討論,簡要的叙述了吸声材料的基本常数和法向的声阻抗的測量方法,理論結果和实验的比較,并对共振器的吸收性質也作了詳細的分析。最后一章簡單的介紹了一些斜入射的基本性質。书末附有三篇补充文献可供讀者参考。本书适宜于声学工作者、建筑設計师及有关研究人員参考。

吸 声 材 料

C. 席 根、C. W. 柯斯汀著

呂如榆等譯

*

科学出版社出版 (北京朝阳門大街 117 号)

北京市书刊出版业营业許可証出字第 061 号

中国科学院印刷厂印刷 新华书店总經售

*

1960 年 8 月第 2 版, 书号: 2271 字数: 160,000

第一次印刷 开本: 787 × 1092 3/27

(京) 11-2,000 印张: 7 3/27 插頁: 4

定价: 0.96 元

原 序

近来的声学文献为我们提供了关于吸声材料方面的大量数据和詳細表格。这些数据及材料的物理特性（材料厚度、孔隙率、微孔的直径及其劲度等）給熟練的吸声材料設計师提供了如何合适的設計新材料的依据。本书目的是使这些設計建立在更科学的基础上。书中討論了声波通过媒質（多孔的或密实的）传播的原理，其中声波通过多孔媒質的传播有相当詳尽的闡述，这对极大多数材料是非常重要的。

除最后一章（第八章）外，所有理論考慮和实验，都是局限于声音法向入射的。

鑒于穿孔板后加多孔材料的应用日益增加，因此，对这一問題應該給以足够的注意（第七章）。

就我們所知，类似的書現在还没有。因此，我們相信本书一定能为現有声学文献增加一份新的力量。

C. 席 根

C. W. 柯斯汀 1949.8

目 录

第一章 均匀层声吸收的基本理論	1
§ 1 传播常数和波阻抗	1
§ 2 有限厚度层的阻抗	2
§ 3 自由空間的波阻抗 W_0	3
§ 4 复平面上的图象	5
§ 5 $\text{Coth } \gamma l$ 的图象	7
§ 6 (1.12) 式的图象	9
§ 7 具有內摩擦的密閉媒質的波阻抗	10
§ 8 刚性筋絡多孔材料中声波传播的一般方程式	14
§ 9 流阻 σ	13
第二章 多孔媒質中粘滯性和热传导的更詳尽的理論	21
§ 1 声音在圆柱形管和縫中的传播	21
§ 2 在圆柱体内不計算热传导效应的空气密度	22
§ 3 在圆柱体内不計算粘滯性的空气的压缩模量	24
§ 4 声音在圆柱形管和孔中传播时克希霍夫定律的引伸	28
§ 5 声波在多孔媒質中传播时克希霍夫理論結果的应用	34
§ 6 卡伦格(Korringa)、克罗里(Kronig)和史密特(Smit)理論結果的商討	35
§ 7 高流阻的多孔性材料 ($\mu < 2$)	37
§ 8 低流阻的多孔性材料 ($\mu > 20$)	39
§ 9 理論結果的實驗証明方法	46
第三章 均匀多孔弹性层的声吸收理論	44
§ 1 弹性筋絡的多孔材料	44
§ 2 弹性多孔媒質中的行波	46
§ 3 Γ 方程式根的图示	50
§ 4 簡化理論; $h = 1$	55
§ 5 表面閉合的弹性层	56
§ 6 表面开启的弹性层	62

§7 弹性层后面不是刚性墙	64
第四章 求决定多孔性吸声材料吸收系数的基本常数的实验方法	66
§1 引言	66
§2 孔隙率	67
§3 流阻	68
§4 筋絡的劲度率	70
§5 复劲度率的测量結果	71
第五章 法向阻抗和吸收的測量	74
§1 引言	74
§2 管长固定的干涉仪	74
§3 范达(Wente)和拜达尔(Bedell)方法	77
§4 曲綫寬度方法	78
§5 反作用式干涉仪	79
§6 用反作用式干涉仪求吸声系数, 实用方面	82
§7 盖留克(Geluk)阻抗指示器	85
§8 盖留克阻抗指示器的零件	87
第六章 实验結果; 与理論比較	92
§1 引言	92
§2 人工样品的实验	93
§3 高弹性的密闭材料	96
§4 刚性筋絡的多孔材料	96
§5 弹性筋絡的多孔材料, 表面开启	99
§6 弹性筋絡的多孔材料; 表面复盖	100
§7 后面留空气层的多孔材料	103
§8 吸声材料 Celotex C-4	107
第七章 共振器的吸收	110
§1 引言	110
§2 无限墙上的单个共振器	114
§3 单个共振器的实际应用	121
§4 刚性墙前的穿孔板	122
§5 設計穿孔板吸声器的規則	126

§ 6 設計穿縫板吸聲器的規則	130
§ 7 實驗結果	130
§ 8 共振器的組合	134
第八章 斜入射和无規入射 實用方面	140
§ 1 引言	140
§ 2 局部反作用表面上的斜入射	142
§ 3 单独共振器上的傾斜入射	145
補充材料:	
I 柔軟彈性多孔材料的吸聲性質	147
§ 1 引言	147
§ 2 波動微分方程式中的系数	149
§ 3 簡化的解答	151
§ 4 測量與結果	154
II 狹縫共振器的聲吸收	161
§ 1 引言	161
§ 2 解決問題的方法; 以前的工作	161
§ 3 內部空氣的運動	163
§ 4 外部空氣的運動; 輻射	165
§ 5 入射聲壓與狹縫中質點速度的比值	166
§ 6 穿縫板的等效阻抗	168
§ 7 結果討論; 近似解	168
§ 8 理論的實驗証實	172
§ 9 共振器的設計	173
III 電子吸聲器	179
§ 1 引言	179
§ 2 共振吸聲器	180
§ 3 電子吸聲器	182

第一章

均匀层声吸收的基本理論

§1 传播常数和波阻抗

如果我們討論在均匀而各向同性的无限媒質中沿着 x 軸正向传播的平面声波, 声压随時間 t 和距离 x 变化的函数是阻尼正弦函数:

$$p(x) = A \exp \left\{ j\omega \left(t - \frac{x}{c} \right) - \alpha x \right\} \quad (1.01)$$

式中 $j^2 = -1$, $\omega = 2\pi \cdot$ 頻率, $c =$ 声波传播速度, $\exp(\dots)$ 就是熟知的运算符 $e^{(\dots)}$. 在位置 $x = 0$ 处, 可得 $p(0) = A \exp j\omega t$.

令 $\frac{\omega}{c} = \beta$ 和 $\alpha + j\beta = \gamma$, 我們可获得阻尼正弦函数的簡單解析式

$$p(x) = p(0) \exp(-\gamma x)$$

常数 γ 除了与 ω 有关外, 还决定于媒質的本性; 称为媒質中的传播常数. 它的实数部分 α 称衰减常数, 它的虚数部分 β 称相移常数.

用同样方法, 单位面积上体积位移速度 v 可以用类似的形式来表示

$$v(x) = v(0) \exp(-\gamma x)$$

式中常数 γ 与上式中的 γ 相同, 因为在行波中比值 p/v 与 x 无关.

下面我們用符号 v 表示单位時間內通过单位面积的媒质体积, 即体积位移速度. 仅仅在均匀媒質中(自由空間, 坚密的固体媒質), v 才和媒質的振速相同. 例如, 在刚性筋絡多孔性媒質中, 体积位移速度 v 小于空气质点的振速, 它們的比值等于孔的体积和媒

质总体积之比 h 。常数 h 称为孔隙率, 是材料的一个基本参数。

和电学相类似, 比值

$$z(x) = p(x)/v(x) \quad (1.02)$$

称为在位置 x 处的声阻抗率。在无限媒质中, z 应该和 x 无关。这个阻抗是材料的一个常数, 称为波阻抗, 用 W 来表示。通常 p 和 v 彼此不同相, 所以, W 是一个复量。

如果在无限媒质中位置 $x = 0$ 处加上一周期性声压 $p(0)$; 则 p 和 v 随 x 和 t 变化的关系由两个量 γ 和 W 就可完全决定。因此 γ 和 W 完全决定媒质的声学特性。

§2 有限厚度层的阻抗

其次, 我们讨论厚度为 l ($x = 0$ 到 $x = l$) 并由参数 γ 和 W 表

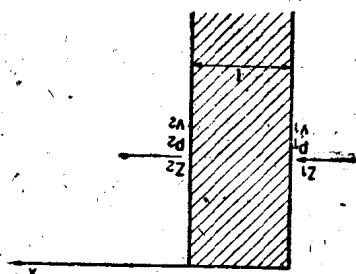


图1 贴在阻抗 z_2 上的吸声层

征的均匀媒质层。假设它在 $x = l$ 端的负载是一任意复阻抗 z_2 , 那末 $x = 0$ 端的阻抗 z_1 是什么呢 (图1)? 声波的一部分将自 $x = l$ 端反射, 所以 p 是入射波和反射波的迭加:

$$p(x) = p_i \exp\{\gamma(l-x)\} + p_r \exp\{-\gamma(l-x)\}$$

$$v(x) = (p_i/W) \exp\{\gamma(l-x)\} - (p_r/W) \exp\{-\gamma(l-x)\}$$

式中, p_i 和 p_r 为在 $x = l$ 端媒质内入射波和反射波的复声压。

声压是标量相加, 而速度是矢量相加; 因此 v 的公式中用负号。按其边界条件我们可得 $p(l)/v(l) = z_2$ 。利用此关系式, 很容易证明

$$p_r/p_i = (z_2 - W)/(z_2 + W) \quad (1.03)$$

把它代入前面的方程式, 就可求出在位置 $x = 0$ 处的阻抗

$$z_1 = W \frac{z_2 \cosh \gamma l + W \sinh \gamma l}{z_2 \sinh \gamma l + W \cosh \gamma l} \quad (1.04)$$

这是电缆和滤波器理论中一个很熟悉的公式。

这公式包括了媒质扩展到无限大时的特例。这时 $z_2 = W$, 公式就给出 $z_1 = z_2 = W$ 。另一个特例是式中 $z_2 = \infty$, 这时

$$z_1 = W \coth \gamma l \quad (1.05)$$

后一特例在研究上非常重要, 因为它很容易由在后面具有硬墙的吸声材料来实现。吸声材料安装在刚性墙上是实用中常用的一种方法, 所以这特例也具有很大的实用意义。

另一边界特例, 可使 $z_2 = 0$ 求出, (1.04) 式变为

$$z_1 = W \tanh \gamma l \quad (1.06)$$

因为离刚性墙四分之一波长的空气层的阻抗为零 (参看 (1.05) 式, 因为略去了阻尼, 所以 $\gamma = j\omega/c$), 这特例可由吸声材料安装在刚性墙前距离为 $\frac{1}{4} \lambda$ 的情况来实现。

现在, 连续地运用 (1.04) 式 (图 2) 原则上就可以计算由不同特性和厚度任意组成的多层材料的声阻抗。先从 z_n 计算 z_{n-1} , 然后从 z_{n-1} 计算 z_{n-2} 等; 直到求出 z_1 。这种计算复杂而且麻烦; 因此最好用图解法来替代^[1]。

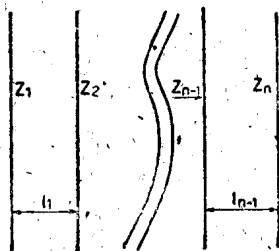


图 2 多层系统的连续计算

§ 3 自由空间的波阻抗 W 。

从理论上推导任何媒质的参量 W 和 γ 总是用同一方法, 由振动媒质的运动方程式和连续性方程式 (质量守恒定律) 出发。现在我們讨论最简单的情况, 即没有阻尼效应的自由空间的情况。

把牛顿的公式 (力 = 质量 $\times$ 加速度) 运用于厚度 dx 薄空气层, 即可求出运动方程式:

$$-\frac{\partial p}{\partial x} = \rho_0 \frac{\partial v}{\partial t} \quad (1.07)$$

[1] 参看 Feldtkeller, “四端网络原理”第四章, § 7, 图 67。

式中 ρ_0 = 密度。連續性方程式为

$$-\frac{\partial v}{\partial x} = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{1}{K_0} \frac{\partial p}{\partial t} \quad (1.08)$$

式中

$$K_0 = \frac{dp}{d\rho/\rho_0}$$

把(1.07)式对 x 微分, (1.08)式对 t 微分; 并令 $\partial^2 v / \partial x \partial t$ 項相等, 消去 v 可得关于 p 的微分方程式

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = \frac{\rho_0}{K_0} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad (1.09)$$

因为我們用 $p = A \exp(j\omega t) \exp(-\gamma_0 x)$ 的形式来表示它的解, 所

以可令 $-\frac{\partial}{\partial x} = \gamma_0$ 和 $\frac{\partial}{\partial t} = j\omega$, (1.09)式就简化成

$$\gamma_0^2 = -\frac{\rho_0 \omega^2}{K_0}$$

由此可得

$$\gamma_0 = \pm j\omega \sqrt{\rho_0 / K_0} \quad (1.10)$$

比較(1.10)式和(1.01)式, 我們可看出常数 $\sqrt{K_0 / \rho_0}$ 的物理意义就是声波在自由空間中的传播速度 c_0 , 对于沿着(反向着) x 軸正向传播的波, γ_0 取正号(負号)。把 $-\partial / \partial x$ 这数值以及代表 d/dt 的 $j\omega$ 代入(1.07)式和(1.08)式, 求出波阻抗

$$p/v = W_0 = \sqrt{K_0 \rho_0} = \rho_0 c_0 \quad (1.11)$$

从(1.11)式我們可以看出波阻抗是实数。代入室温下的 ρ_0 和 c_0 的已知数值, W_0 約为 420 公斤米⁻²秒⁻¹(42 厘米克秒制单位)。

如果平面波从空气入射到声阻抗率为 z 的墙上, 就产生反射: 反射波和入射波声压恰在反射边界前的比值由(1.03)式中給出, 换成現在的符号为

$$r = p_r/p_i = \frac{z - W_0}{z + W_0} \quad (1.12)$$

我們將称这比值为复反射系数。从它的绝对值的平方就可获得对于能量的反射系数, 由此可求出吸声系数:

$$\alpha_0 = 1 - \left| \frac{p_r}{p_i} \right|^2 = 1 - \left| \frac{z - W_0}{z + W_0} \right|^2 \quad (1.13)$$

附注零應該加上, 因为这个系数仅适用于法向入射。

在本节中对于自由空間所討論的一切可以推广于一般情况。在許多情况中运动方程式和連續性方程式可写成和(1.07)和(1.08)式完全相同的形式, 虽然常数 ρ 和 K 具有不同意义; 它們和媒质的某些基本特性有关; 并且应该看作是量来討論。

为了避免混淆, 所有与自由空間有关的符号, 在必要时加上附注零, 象本节中所写的那样: $\rho_0, K_0, \gamma_0, W_0, c_0$ 。

应用吸声材料的一种非常重要的方法是把一层这样的材料直接固定到后面的刚性墙上。这时前表面的声阻抗将为(参看 § 2)

$$z = W \coth \gamma l \quad (1.05)$$

把 W 和 γ 的通式代入(1.10)和(1.11)式可得

$$z = \sqrt{K\rho} \coth j\omega l \sqrt{\rho/K} \quad (1.14)$$

它就是固定在刚性墙上任意一层材料声阻抗的通式。我們必須指出, 对某些柔软多孔材料是例外。計算 K 和 ρ 的問題将在本章 § 7 到第二章 § 6 內討論。

§ 4 复平面上的图象

在复数平面上繪出 $\coth \gamma l$ 函数和 ω 的其他复变函数 z 的图象, 就容易了解(1.05)和(1.11)那样的公式。如果我們假設取 ω 从 0 到 ∞ 的所有数值, 所討論的函数就位于复数平面上—确定的曲綫上。这曲綫看起来比用分析公式更清楚。复平面上的点是实数和虚数部分分开的, z 就得取 $z(\omega) = x(\omega) + jy(\omega)$ 的形式, 以 x 和 y (属于同一参量 ω 的值)作坐标, 在复平面上就可繪出 z 的图象。

例如, 函数 $z = 1 - j\omega$ 在复平面上是从实軸上点 $x = 1$ 开始向下伸展的直綫(图 3); $z = \exp(j\omega) = \cos \omega + j \sin \omega$ 則是单位半径的圓。

任一复数乘以 $\exp(j\omega)$, 图象就圍繞原点旋轉一角度 ω 。所以

点 A (图 3) 乘以 $\exp(j\omega)$, 我們就可得点 B ; 显然, B 位于圓的切展綫上; 因而 $z = (1 - j\omega) \exp(j\omega)$ 仍是圓的切展綫。

函数 $z = \sqrt{1 + j\omega}$ 可以用直角双曲綫 (图 4) 表示, 它可以証明如下。令 $z = x + jy = \sqrt{1 + j\omega}$; 把它平方: $x^2 - y^2 + 2jxy = 1 + j\omega$ 。把实数和虚数部分分开即得 $x^2 - y^2 = 1$, 这就是直角

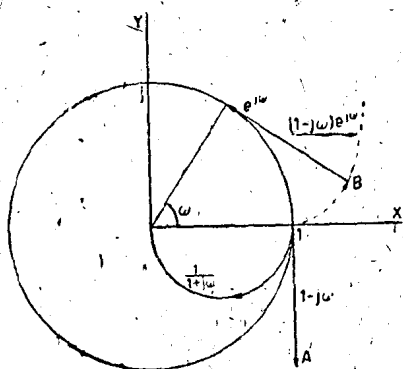


图 3 圓漸伸綫的图解

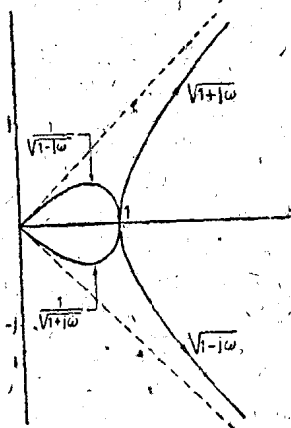


图 4 双曲綫和双綫綫的图解

双曲綫的一般形式。另外, $2xy = \omega$; 由于在这里 ω 总是正数, 所以 x 和 y 具有相同的符号。函数 $\sqrt{1 + j\omega}$ 由双曲綫的上面的分支表示; 下面的分支则表示函数 $\sqrt{1 - j\omega}$ 。在一般情况时 $z = \sqrt{1 \pm jf(\omega)}$, 式中 $f(\omega)$ 是关于 ω 的任意实函数, 可得出同样的双曲綫, 但是 ω 的标度要改变。这种引伸具有普遍的正确性, 我們常常可以把 $f(\omega)$ 替代 ω , 用新的 ω 标度表出同样的曲綫。

复数 $z = M \exp(j\varphi)$ 的倒数給出 $\frac{1}{z} = \frac{1}{M} \exp(-j\varphi)$, 其模量为倒数, 而幅角的符号和原来的相反。双綫綫是双曲綫的反演曲綫, 前者用函数 $(1 \pm j\omega)^{-\frac{1}{2}}$ 来表示。

从初等几何学就可知道直綫的反演曲綫是一个圓。在图 3 中 $1 + j\omega$ 綫段的反映是从实軸上 $x = 1$ 点起到原点的半圓。

函数用簡單的几何图象表示的例子, 可以举出很多; 相反, 几何图象用函数的分析式表示的例子也容易举出很多。

§ 5 $\coth \gamma l$ 的图象

在图 5 中利用下式^[1]

$$\coth \gamma l = \coth(\alpha + j\beta)l = \frac{\sinh 2\alpha l - j \sin 2\beta l}{\cosh 2\alpha l - \cos 2\beta l} \quad (1.15)$$

对 α 和 β 是常数时, 可繪出函数 $\coth \gamma l$ 的图象, 它类似于对数螺綫, 当幅角很大时, $\coth \gamma l$ 接近对数螺綫。因为 γl 很大时, $\coth \gamma l \sim 1 + 2\exp(-2\gamma l)$ 。

如果暂时把曲线沿实轴方向移动单位距离, 函数就为

$$2\exp(-2\gamma l) = 2\exp(-2\alpha l) \cdot \exp(-2j\beta l)$$

这代表一模量 $M = 2\exp(-2\alpha l)$ 和幅角 $\varphi = -2\beta l$ 的螺綫。因此 M 和 φ 的关系为

$$M = 2\exp\left(\frac{\alpha}{\beta} \varphi\right)$$

对于常数 α/β , 这是极坐标中对数螺綫的常用的公式。它用虚綫繪于图 5 中。应用同样方法可以証明 $\tanh \gamma l$ 趋近于对数螺綫

$$1 - 2\exp(-2\gamma l)$$

常数 α/β 的几何意义是螺綫的斜率, 它沿着螺綫是常数 (图

6)。 α 愈大, 則斜率亦愈大; 函数愈迅速地向着它的頂点收敛。图 7 和图 8 分別表示斜率为 1 和 0.1 的两种情形。

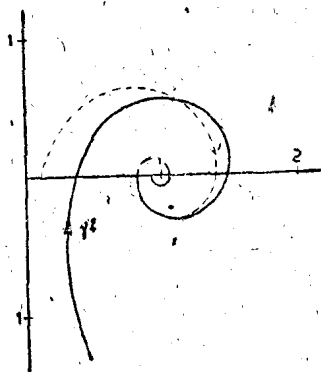


图 5 $\coth \gamma l$ 的复数图解

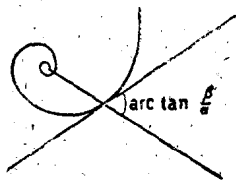


图 6 矢径和切綫的夹角

[1] J. Rybner, 复数双曲线函数的图綫。p. 25 哥本哈根 1947

* 原文为斜率, 这是不对的, 斜率是 α/β $\arctan \beta/\alpha$ 是矢径和切綫的夹角。——譯者注

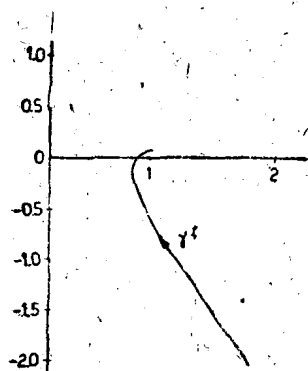


图7 斜率为1, 强阻尼的 $\coth$ 值

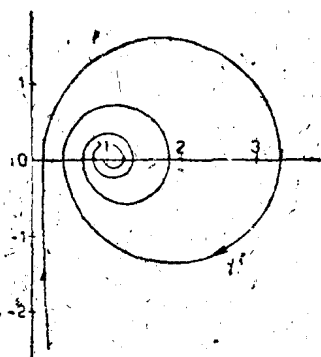


图8 斜率为0.1, 弱阻尼的 $\coth$ 值

对于任何媒质, α 和 β 都是 ω 的函数, 所以斜率 α/β 亦是 ω 的函数. 让 l 为常数, 因为 α 和 β 随 ω 变化, γl 也就随 ω 变化. 在这样的情况下, 对数螺线的斜率应该沿曲线变化. 图9 绘出 α/β

$= \text{常数}/\omega$ 的情况; 在 ω 很大时斜率趋近于零, 曲线接近到一个渐近圆.

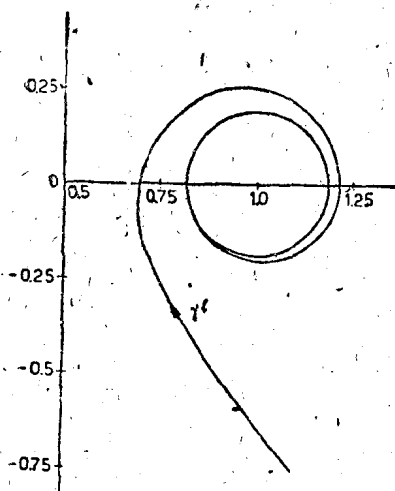


图9 斜率反比例于频率的 $\coth$ 值

用复数 $W = M \exp j\varphi$ 乘 $\coth \gamma l$ (参看 1:05) 表示把曲线扩大 M 倍, 并把它围绕原点旋转角度 φ , 如圆的切展线例子中所述. 当 W 本身是 ω 的函数时, 乘以复数 W ; 应在螺线每一点取乘数 W 和 $\coth \gamma l$ 的相当点 (对于同一 ω 值), 利用上面的程序作图. 如果 W 沿图形改变不很快, 则仍可看到类似于螺线的形状; 反之, 如果

W 改变很快, 螺线的外形就消失, 可能变成一种曲线轴上的阻尼正弦形曲线; 曲线轴就是 W 的曲线.

§ 6 (1.12) 式的图象

我們現在給出(1.12)式的几何意义

$$r = \frac{z - W_0}{z + W_0} \quad (1.12)$$

先在复平面上繪出 z ，再在实軸上繪出 W_0 和 $-W_0$ 。 $z - W_0$ 是从 W_0 到 z 的矢量； $z + W_0$ 是从 $-W_0$ 到 z 的矢量，复反射系数是这两矢量的商。一般情况下两矢量的商

$$\frac{M_1 \exp(j\varphi_1)}{M_2 \exp(j\varphi_2)} = \frac{M_1}{M_2} \exp\{j(\varphi_1 - \varphi_2)\}$$

仍是一矢量，它的绝对值等于两原来矢量绝对值的比，而其幅角等于两幅角之差。

因此 p_r/p_i 的绝对值是两矢量之比，如图 10 所示，它的幅角，即 p_r 超前 p_i 的相角，是图 10 中角 Δ [1]。

所以沿着 $M_1/M_2 = \text{常数}$ 的曲线， γ 的绝对值和吸收系数 $\alpha_0 = 1 - |r|^2$ 仍然是常数；从初等几何学我們可知这些曲线是圆族。在 100% 吸收时 $M_1 = 0$ ，圆就变成

点 W_0 (图 11)。另外从初等几何学我們亦可知道对于相同 Δ 值， z 点的轨迹亦是圆，现在这族圆经过点 W_0 和 $-W_0$ (图 11)。并且相当于常数 α_0 和常数 Δ 的两族圆是彼此正交的。根据在复平面内变换的一般特性可以証明它們总是保角的，即交角不变。在 r 平面上 Δ 为常数的曲线就是径向直线，它和 r 为常数的曲线，即围绕原点的圆族相正交，对于 z 平面上由式 (1.12) 变换来的 Δ 为常数和 r 为常数两族曲线亦为正交。这结果亦可应用較麻烦的方

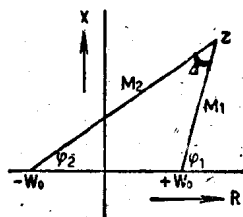


图 10 z 平面内复数反射系数 r 的模量和幅角 (方程式 1.12)

[1] 按电工学中的用法，我們用 R 表示 z 的实数部分，它的虚数部分用 X 表示， Y 是导纳 $Y = \frac{1}{z}$

法,从(1.12)式計算 $(\partial z / \partial \alpha_0)_\Delta$ 和 $(\partial z / \partial \Delta)_{\alpha_0}$ 直接求出,可以看到它們的差別只是一個虛因子,這就表明 α_0 -常數和 Δ -常數兩族曲綫是彼此正交的。

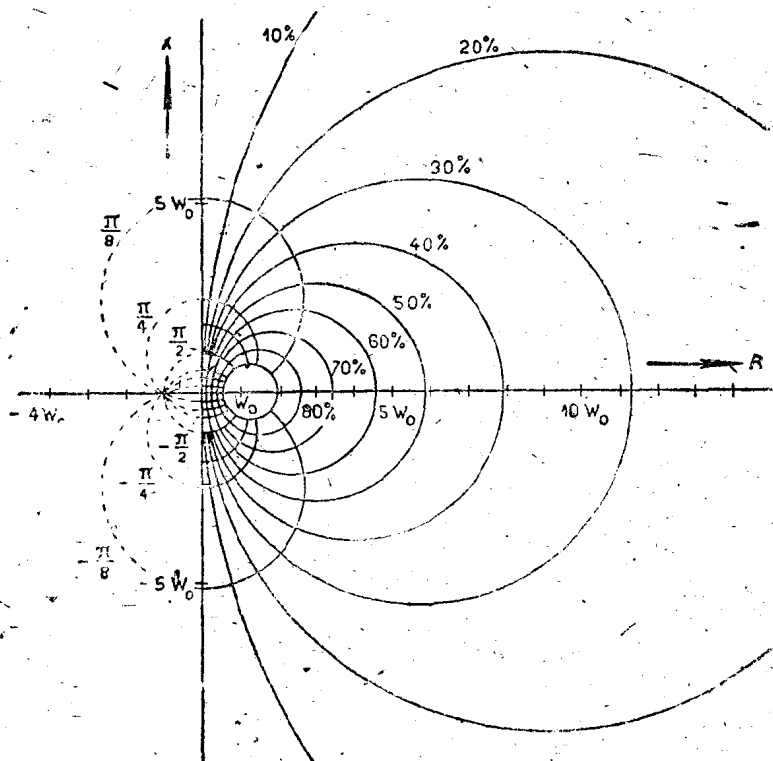


圖 11 阻抗平面內復數反射系數 r , 相位躍變 Δ 和吸聲系數 α_0 圓圖

圖 11 的圖象從兩方面來看都很有用。如果已知 z 是頻率函數的理論表示式, 它的相應曲綫繪於圖 11, 立刻就能找出吸收系數 α_0 、相位差 Δ 和頻率的关系。反之, 如果在駐波測量方法的情況中, 測得了 α_0 和 Δ , 就可很方便地應用圖解法找出 z 的相應數值, 而不必另外計算。

§ 7 具有內摩擦的密閉媒質的波阻抗

現在我們將把 § 3 的討論推廣到具有內部阻尼的情況。