慢波系统参量的测量方法

Х. И. Спектор

Методы измерения параметров

замедляющих систем

本书是測量慢波系統参量和特性——色散特性、耦合阻抗、匹配程度和衰减——的参考資料。书中广泛搜集了1957年以前科技期刊上所发表的有关材料，也采用了內部报告中以及作者未发表的研究成果。

本书可供从事超高频电子管的慢波系統测量和研究的科学工作者使用，对超高频电子器件专业的教师及高年級学生也有一定参考价值。

本书是由周工展、王恩岐和房正明譯校的，李煊、贾学标、黄国平也参加了校訂工作。

慢波系統参量的測量方法

作者：Х. И. 斯彼科托尔

譯者："国外电子器件"編輯組

印刷：北京市印刷一厂

一九六三年九月

目　录

第　一　章

測量慢波系統色散特性和場分布的方法

§ I-1. 总　　述

色散特性，即波的相速 v_Φ 与频率 f 的函数关系，是慢波系統最重要的特性之一。这个关系或者是直接表示，或者是通过与 v_Φ 有关的一些量，例如相位常数 β，系統一个单元（节距）的相移 φ，慢波系数 $m=\frac{c}{v_\Phi}$（c 为光速），以及系統中的波长 Λ 来表示。通常这些关系不是表示成频率的函数，而是表示成自由空間中波长的函数。

現在我們写出上述各量之間的联系，因为以后我們还要用到它們。

$$\beta=\frac{\omega}{v_\Phi}, \tag{I.1}$$

式中，$\omega=2\pi f=\frac{2\pi c}{\lambda}$为角频率，

$$\varphi=\beta\cdot L=\frac{\omega}{v_\Phi}L. \tag{I.2}$$

式中，L 为相邻二单元之間的距离（系統的节距），

$$m=\frac{c}{v_\Phi}=\frac{c\beta}{\omega}=\frac{\lambda\varphi}{2\pi L} \tag{I.3}$$

$$\Lambda=\frac{2\pi}{\varphi}\cdot L=\frac{2\pi v_\Phi}{\omega}=\frac{\lambda}{m}. \tag{I.4}$$

知道了关系式（I.1）—（I.4）之一，就不难得出任意次空間諧波的类似关系式，只要記住，此时

$$v_k=\frac{\omega}{\beta_k}=\frac{\omega L}{\varphi+2k\pi},$$

式中k为空間諧波的序号（$k=0$；±1；±2；±3……）。

根据色散特性曲綫的形状可以很容易地确定色散的性质（大家知道，$\frac{dm}{d\lambda}<0$ 称为正常色散，而$\frac{dm}{d\lambda}>0$称为反常色散），以及相速与群速的相互方向。前向諧波（群速与相速同向）永远符合于正常色散。在反常色散情况下，可能是前向諧波（当$\frac{dm}{d\lambda}<\frac{m}{\lambda}$，即正反常色散时），也可能是反向諧波（当$\frac{dm}{d\lambda}>\frac{m}{\lambda}$，即負反常色散时）。

根据单元之間耦合性质的不同，各种慢波系統具有不同的色散性质和不同的色散特性曲綫形状。知道了色散性质就可以推测該慢波系統在具体器件中实际运用的可能性。例如，为了設計一个返波管型的振盪器，慢波系統必須具有負反常色散，色散特性曲綫 $m(\lambda)$ 应該有足够大的斜率（为了保証在一个频率上稳定地工作）。

对于寬频带放大器来說則相反，色散特性曲綫 $m(\lambda)$ 必須尽可能平坦并且应具有正常色散。此外，色散特性也可以确定工作频带和所要求的恒定电場和恒定磁場强度的比值，电子注的运动速度与此比值有关。

目前发表了大量的有关計算各种慢波系統色散特性曲綫的文献[例如2，3，4，14,15]，但是所有这些文献还不能包括我們在实践中所碰到的各种不同的慢波系統。

此外，还必須指出，所有这些計算在某种程度上都是近似的。在某些情况下，由于慢波系統的結构的复杂性，使得計算或者是变得非常繁杂，或者是只能給出粗略的近似結果。

因而，为了有成效地研制采用慢波系統的电子器件，必須具有能够十分精确而且迅速地測量各种慢波系統色散特性曲綫的方法和設备。

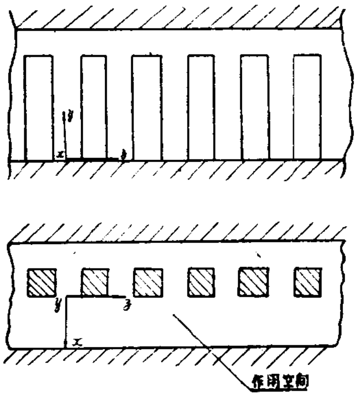

图 1　指型慢波系統中座标軸的选择

除色散特性外，了解慢波系統中的場分布也具有重大的意义。特別重要的是要知道电場在作用空間內沿三个坐标軸（图 1）的分布情况。在离开慢波系統的不同距离上，沿 z 軸(图 1)測量場的分布，可获得关于高次空間諧波場的强度的概念。精細地研究場分布图形有助于解决与輸出結构耦合的阻抗变换器和管內負載(局部衰减器)的最佳結构的問題，以及获得波在慢波系統中的传播性质的概念。

由于測量色散特性曲綫和測量場分布的方法和設备在某些情况下有許多共同的地方，故在本报告中将它們幷为一章来叙述。

需測量的慢波系統模型可能是圓柱形的，也可能是平面形的。这样便使得測試方法特別是測試設备也不相同。下面我們将叙述測量色散特性曲綫和場分布的方法，同时也簡要地叙述一下所用的設备及其主要特性。

§ I-2. 活动有功探針法

众所周知的活动有功探針法是測量色散特性曲綫时应用得最普遍的方法。

这种方法是以用探針測量場分布图为基础的，探針上的电动势在整流之后可以直接加到某一指示仪表上。由此得出“有功探針”的名称而与不作为电动势源的“无功探針”相区别(見下节)。

場分布的測量在駐波状态下进行。如果所研究的慢波系統是首尾相接的閉合系統的話，則它将在这种振盪模式上諧振，即沿着系統具有整数个波或者具有 2π 弧度的整数倍的相位变化的振盪模式。大家都知道，这些振盪模式的数目为$\left(\frac{N}{2}+1\right)$，此处 N 为系統的单元(节距)的数目。这些振盪模式就确定了慢波系統的通頻带。在一个单元上的相移 $\varphi=\pi$(π 模)相应于通頻带的一个边界，而 $\varphi=0$（零模，在这种情况下，所有的单元均同相地振盪）相应于通頻带的另一个边界。如果慢波系統从两端短路，則振盪模式的数目将为$(N+1)$，因为在这种情况下，諧振的条件是沿系統具有整数个半波长(π 弧度)。每一个振盪模式与色散特性曲綫上的一确定点相对应。这样一来，在駐波状态下，色散特性曲綫具有不連續性质。如果慢波系統是无限长的，或者是在行波状态下工作，則可能的相移数目也是无限多的。这就是說，色散特性曲綫具有連續性质，其中包括在駐波状态下所測得的那些非連續点。

为了确定一个单元上的相移，必須在諧振頻率上測量沿系統的总的相位变化（这个变化总是等于 π 弧度的整数倍)，而后用单元数 N 除，那么，

$$\varphi=\frac{n}{N}\pi \tag{I.5}$$

数n根据場分布图（图2）中最大值（場分布图中的“花瓣”）的数目来确定。但是，这时必須注意到下述情况。

在均匀传輸綫(例如波导)中，如果說駐波图中每一个“花瓣”的寬度是正好等于$\frac{\Lambda}{2}$，则正如对場的探針测試图的分析所表明的，在周期結构中，上述关系远不能在所有的振盪模式上都成立。这个现象的簡单解释如下：通常，在周期結构中，金属表面和隙縫相互交替出現，电場的电力綫应該起始和終止于金属表面上（例如在指的表面上，见图2）。

这样一来，就与均匀綫不同，电力綫“寬度”改变的可能性在某种程度上受到限制。如果相移φ是π的倍数($\varphi=\pi$，0.5π，0.25π……)，则場“花瓣”的寬度正好等于$\frac{\Lambda}{2}$(图2，$\varphi=\pi$)。如果φ不是π的倍数，则从图2б，в，г*可以看出，某些“花瓣”的寬度可能小于$\frac{\Lambda}{2}$，而另外一些大于$\frac{\Lambda}{2}$。

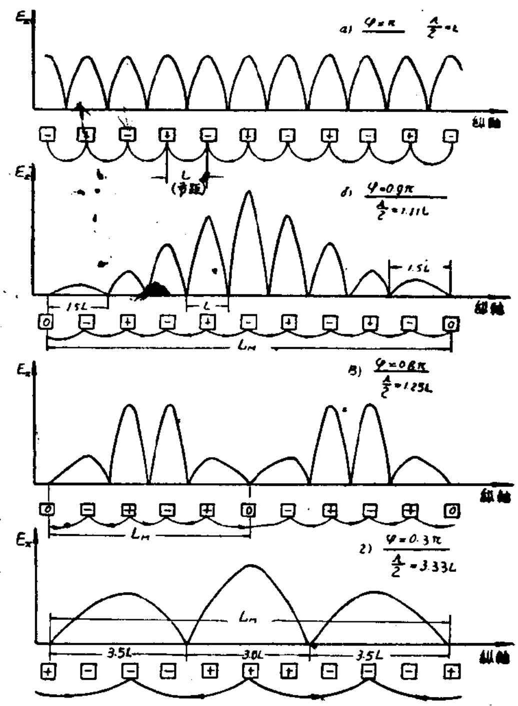

图 2 不同相移φ情況下横向电場分量(E_x)的分布和电力綫的大概行程

場分布的另一个重要特征是場“花瓣”的幅度调制（图2б，в，г）。这个现象同样也是由于φ在大多数情况下不是π的倍数而引起的。例如，如果$\varphi=0.9\pi$时，最大場的相位在图2б的中心指上，则在其相邻的指上，場的振幅应該具有較小的值，因为要获得同样的最大值，必須使相移$\varphi=\pi$才行，而离开中心的第二个指上場的振幅将更小等等，直到达到零值为止(或者是接近零值)，这相当于探針测試图上出現两个寬“花瓣”的情況（图2б，в）。然后图象再次重复。

这样一来，在場的分布图中就有可能分辨出幅度調制的空間周期（在图2中用字母$L_м$表示)。每一个调制周期均包含整数个系統中的半波长。一个调制周期范围内“花瓣”的平均寬度正好等于$\frac{\Lambda}{2}$（即相应于π弧度)。在“窄花瓣”上相位变化的不足为“寬花瓣”上相位变化的过剩所补偿。

由以上所述可知，如果根据一个或数个“花瓣”确定φ，则可能产生較大的誤差。例如，对于图2б所示的情况，可以获得$\varphi=\pi$或者是$\varphi\cong0.67\pi$的值，而得不到眞实值$\varphi=0.9\pi$。由整个探針测試图上取的“花瓣”越多，誤差就会越小。但是，在許多情况下，如果注意到下列事实，则有可能避免上面提到的誤差。

具有給定場分布的振盪模式，只有在沿被短路的慢波系統具有整数个調制周期的情况下才可能存在。例如$\varphi=0.9\pi(L_м=10L)$的模式可能存在于长度为$10L$，$20L$和$30L$等系統中。由此可見，在被测系統的整个长度上計算“花瓣”的数目“n”能得出φ的正确值。但是，在实际情况下，系統中可能有各种不同的不对称（例如，激励装置的存在和慢波系統的不規则性等)，由于这些不对称，某一个区域中的場分布就可能畸变。在这种情况下，为了計算“n”和“N”，最好是从場的整个探針测試图中取出一个或数个場畸变程度最小的調制周期。然

* 图2中所示的电力綫的近似行程符合于用实驗方法获得的場的横向分量的分布。这里仅給出了那些符合于指上負电荷和正电荷“中心”的电力綫（在某一瞬时）。

而，就是在这种情况下，也不能完全确信所得“花瓣”数目的正确性，其原因如下：第一，由于幅度調制(π 模式附近調制特别深)，探針不是在任何情况下都能測出很微弱的場的“花瓣”的。这一点可以从图3a上明显地看到，图中給出了两个場探針測試图，这两个探針图是在探針与指表面的距离不同时（其他条件相同）而測出的。第二，由于存在高次空間諧波，在基波的場分布图上就可能出現“多余的花瓣”，这种情况在图3$б$上可以清楚地看到，这个图是在探針很近($\delta/L=0.085$) 和較远($\delta/L=0.85$) 的两种情况下测出的。順便指出，“花瓣”的这种破碎現象通常只有用其纵軸平行于指表面的探針（纵探針）才能得到。

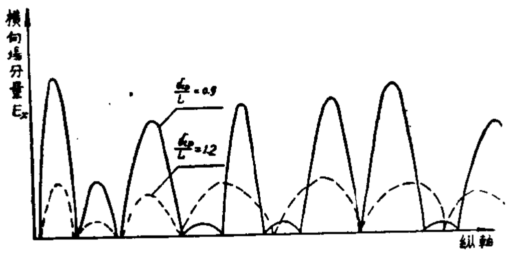

图 3a　横向电場分量的探針測試图与探針到慢波系統的距离的关系
(δ_{cp}— 探針中心到慢波系統指面的距离； L—慢波系統的节距)

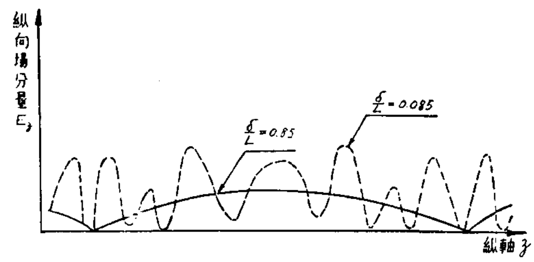

图 3$б$　纵向电場分量的探針測試图与探針到慢波系統的距离的关系
(δ—探針纵軸到慢波系統指面的距离；L—慢波系統的节距)

在实际的（不放大的）模型中使用横探針时，探針离开慢波系統的平均距离（按探針长度取平均）通常远大于放置纵探針处(有功的或无功的)至慢波系統的距离。与此相应，高次空間諧波只有在$\frac{\delta_{cp}}{L}$值非常小的情况下才能出現，因为它們的强度随着远离指面而变得越来越小，以致消失。

考虑到上述可能的場畸变，在某些情况下不根据“花瓣”的数目，而根据調制包絡（自然，如果包絡是明显可辨的話）来确定相移 φ 是比較适宜的。

对于 $\varphi<\pi$ 的相移而言，相位在每一个单元上的变化均比 π 小($\pi-\varphi$)弧度。因此就引起了系統各个指上振幅的差别。很明显，只有当在一系列連續的单元上，差($\pi-\varphi$)的总和达到 π 值时，与某个初始相位相应的振幅才将重复出現。这也是确定調制周期大小的条件。如果用字母 $N_м$ 表示一个調制周期內的单元数目，则由上所述可得：

$$(\pi-\varphi)N_м=\pi \tag{I.6}$$

由此得出

$$\varphi=\left(1-\frac{1}{N_м}\right)\pi \tag{I.7}$$

在 π 模的时候，$N_м=\infty$。这意味着調制不存在。随着 φ 的减小，調制周期逐漸减小，同时調制深度也逐漸减小（图 2$б, в$）。实际上这意味着，只有在 $\varphi>$ (0.75—0.8) π 的时候，才有可能清楚地分辨出調制周期。但是恰恰对于較大的相移，在計算場的“花瓣”时，会由于其数目太多而产生誤差。

如果想用計算沿系統分布的調制周期数目来代替 $N_м$ 的話，我們也可以推导出这时的計算 φ 值的公式。用字母 m 表示調制周期数，并将等式（I.6）两边乘以 m：

$$(\pi-\varphi)N_м m=\pi m$$

考虑到 $N_м\cdot m=N$，則最后得出

$$\varphi=\left(1-\frac{m}{N}\right)\pi \qquad (\mathrm{I}.8)$$

按照公式（I.8）計算相移φ，要比用公式（I.7）簡单。

測量色散特性曲綫时产生誤差的另一个可能来源，是在某些情况下激励了所謂“快”波，关于“快”波的存在在文献[12]中已經指出了。这种波的传播速度接近光速。如果“快”模的場較弱，则只有場“花瓣”的振幅发生变化以及节

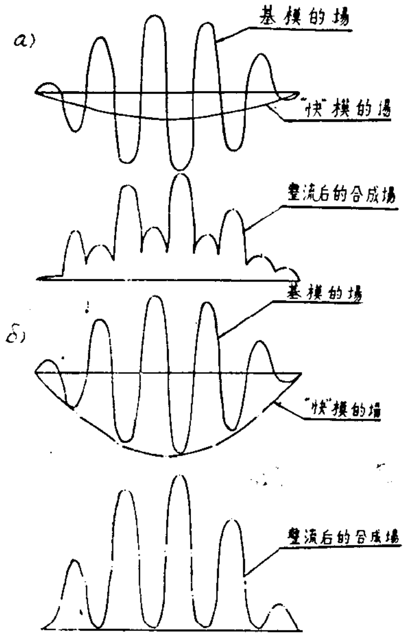

图 4 “快”振盪模式在基本振盪模式上的叠加（横坐标軸为纵軸 z，纵坐标軸为相对的場强）a)“快”模振幅小于基模振幅；б)“快”模振幅等于基模振幅

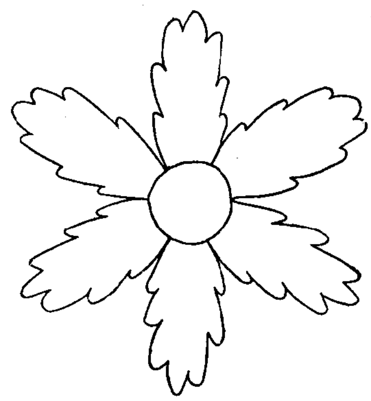

图 5 实驗测得的表征强“快”模叠加的探針測試图

点脫离零位綫的情况（图 4 a），如果“快”模的振幅能与基本振盪模式的振幅相比拟，则会出現一部分“花瓣”消失的現象（图 4 б）。图 5 所示为通过实驗获得的場探針測試图，它表征非常强的“快”振盪模式的叠加情况。看来，“快”振盪模式是复杂双綫传輸綫的一种波型，它可以在慢波系統表面与探針头金属表面之間形成。“快”振盪模式的出現带有諧振性质，即相当于沿該波型传播的路程上存在有整数个波（对于非首尾相接的閉合系統来說是半波的整数倍）。例如，在图 5 所示的情况下，沿指型系統的表面，正好分布三个自由空間中的波长，与大“花瓣”的数目相对应。但是也有无法辨别振盪模式的情况，这就是两个或数个振盪模式互相“叠加”的情况。每一个分立的振盪模式都有自已的通頻带 Δf，

$$\Delta f=\frac{f_0}{Q} \qquad (\mathrm{I}.9)$$

式中，Q 为該振盪模式情况下的无載品质因数，f_0 为其振盪頻率。

如果两个相邻振盪模式諧振頻率的差与 Δf 是同一个数量級，则将出現这两个振盪模式場的叠加現象。这种現象与色散特性曲綫的斜率（諧振頻率之間的差）、单元数（振盪模式数）以及振盪模式的品质因数有关。色散特性曲綫斜率越大，单元数越大和品质因数值越小，都会使場結构的失真显得越强。特別是在通頻带的边界上这种現象最强烈。因此，为了更精确地测定色散特性曲綫的傾斜段，最好选用单元数目不太多的系統。

不言而論，上述这种現象也适于其他不是該慢波系統所固有的振盪模式，例如，“快”振盪模式的叠加情况。由此得出結論，用改变单元数目的方法，能消除“快”振盪模式的干扰作

用。

造成誤差的另一重要来源是慢波系統几何尺寸的不均匀性。它可导致：第一，电磁場結构的畸变；第二，局部的反射和輻射。后者能助长“快”波的激励[12]。实験表明，几何尺寸不均匀性的影响在相移較大的区域(或者說，在系統中波长較短的区域)，以及相移快速变化的区域表現最强。在某些情况下，較大的几何尺寸不均匀性会加强相邻振盪模式場的叠加效应。这一点可以用因某些单元的“失諧”而引起整个系統品质因数的降低来解释。例如，我們发現，在經过仔細矫正的指状梳型慢波系統中，能够成功地测量几乎整个通頻带內的相移。在同样尺寸的而未經矫正的系統中，当 $\varphi \geqslant 0.6$—0.7 时，場的探針測試图就已經不能辨认了。

大家知道，在靠近通頻带边緣的地方衰減急剧上升。如果系統尺寸不均匀，則某些单元的衰減便增加，这样自然就会引起整个系統衰減的增加。因此，慢波系統的明显激励只有在靠近能量輸入端的不太大的长度上出現，这样实际上就排除了测定相移的可能性。

在正常的条件下，也就是“花瓣”数或調制周期能够精确数出的情况下，测量誤差主要决定于系統調諧到諧振的精确度。該振盪模式的品质因数越高，就越可能精确地确定諧振。

在波长很短（3 厘米或更短些）的情况下工作时，由于下列原因还可能产生一些附加困难。

1. 系統尺寸比探針尺寸小；
2. 获得尺寸很均匀的系統比較复杂；
3. 信号发生器的功率小；
4. 系統中的损耗大。

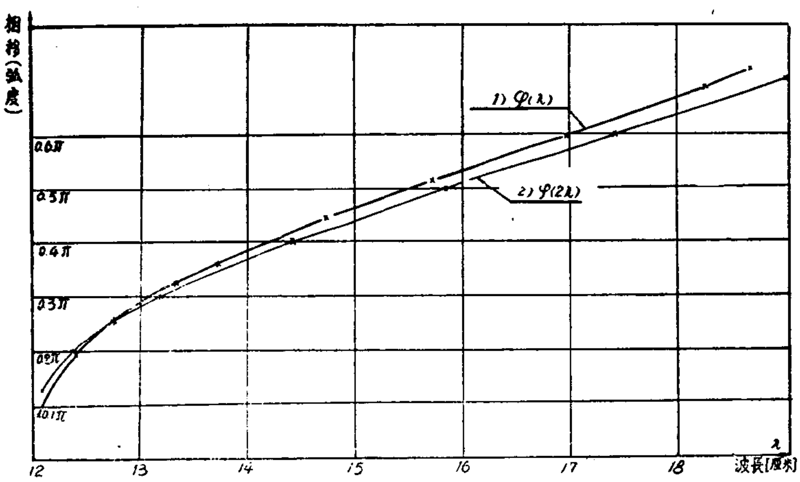

图 6 两种“交叉指”型慢波系統的色散特性曲綫的比較
(二系統的尺寸比例为 1:2)

为了避免这些困难，有时采取将慢波系統模拟到較长波段上的方法。在計算色散特性曲綫时所允許的誤差范围內，这种模拟是可能的，因为慢波系統的色散特性只与单元的各綫性尺寸間的比以及自由空間波长和尺寸之一的比（例如，在指型系統情况下与指高度的比)有关。

用实驗方法检驗的結果表明，模拟能获得很一致的色散特性曲綫。

图 6 所示是对“交叉指”型慢波系統的两个色散特性曲綫进行比較的結果。曲綫 2 表示全部尺寸縮小两倍的系統的色散特性曲綫。看来，色散特性曲綫的某些偏差（波长的最大偏差为 3 %）可能是由测量誤差和模型制造得不精确而引起的。

§ I-3. 活动无功探针法

活动有功探針法仅适用于在周期結构附近能够引进探針的慢波系統。然而，在周期結构附近引进探針不是在任何系統中都有可能的。例如，对于膜片波导或弯曲波导型的系統来說，实际上就不存在这种可能性。此外，在某些情况下，希望測量用无隙縫的金屬壁从各个方向完全封閉的系統。在所有这些情况下必須借助于活动无功探針法。这种方法的实质如下。

沿着調到諧振的被研究的慢波系統空腔移动一个不大的扰动体。当該扰动体放置在場强为零的地方时，諧振状态不会被破坏。当扰动体放在場强不为零的地方时，則根据微扰理論（第8节中将更詳細地叙述），将产生諧振腔的失諧現象。同时，場强越大，这种失諧就越厉害。諧振及其失諧現象可借助一个与晶体检波器連接的不大的耦合元件（耦合环或探針）来发現。当空腔調到諧振时，检波器輸出端的信号最大。随着失諧程度增大，信号逐漸减小。

这样，就可以确定系統中的波长，或是与活动有功探針法一样，可以确定相移。

从这种測量方法的原理本身可以得出結論，其灵敏度与被測振盪模式的品质因数有关。品质因数越低，信号的变化就越小。扰动体一般是用損耗小的介质（聚苯乙烯，石英）作成圓柱体形，或者是用导电性能良好的金屬作成圓柱体形。扰动体最好是用聚苯乙烯胶固定在細的卡普隆* 綫上。第二节中所述的所有誤差来源同样也适于活动无功探針法。但是对已提到的还应該补充两个可能成为附加誤差来源的特点。首先，是正确地选择扰动体的形状和材料的問題。

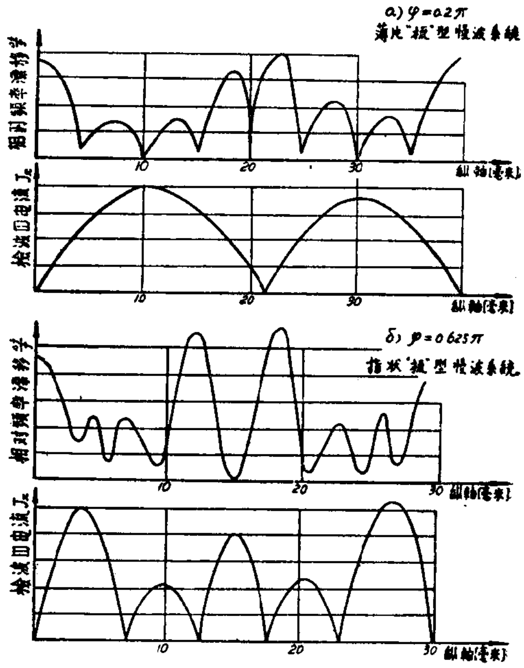

图 7　用扰动体測得的探針測試图$\left(\dfrac{\Delta f}{f}\right)$和用横向探針測的探針測試图($J_x$)的比較（从扰动体和探針的自由端到慢波系統的距离近似相等）。

对扰动体的主要要求**如下：

① 扰动体必須足够大，以便給被研究的諧振腔以明显的作用，也就是为了能够明显地观察出从耦合元件检波头上所取出的信号的变化。

② 扰动体应該主要是分离出一个場分量。

③ 扰动体的纵向尺寸应該比場"花瓣"的寬度小数倍。由于"花瓣"的最小寬度等于系統的一个节距(在 $\varphi=\pi$ 的情况下)，所以，扰动体的长度应該小于系統的节距。

要滿足这些要求，往往不得不寻找一些折衷的解决办法。看来，一个长度比其直径大 6—8 倍的細圓柱体主要是对电場的一个分量起作用，該分量的方向与圓柱体纵軸的方向相同（詳見下面§ II—1）。

由于作用微弱，使用細而短的圓柱体和一般的測量設备进行測試，并不是在任何时候都是可

* 卡普隆是一种聚醯胺纖維。

** 当問題涉及到精确場图的获得时，例如測量耦合阻抗时(見§ II—1)，这些要求将变得更加严格。

能的。在节距約为数毫米的慢波系統中，上述要求实际上是很难完成的。应該指出，减少单元数目，会增大扰动体的作用(諧振失諧)，因为作用的大小与整个空腔中所儲存的能量成反比（見§Ⅱ—6和§Ⅰ—8)。

对軸对称的慢波系統（例如膜片波导）来說情况要好一些，在这种慢波系統中在纵軸上仅有一个电場分量。这样就可能使用大直径的扰动体。

活动无功探針法的第二个特点与下述情况有关：在扰动体和有功探針端距周期結构有相等距离的情况下，扰动体的“电中心”距周期結构較近，因而，处于空間諧波較强的場內。在某些情况下这一事实会导致用无功探針法获得的基波电場分布的严重失眞。图7所示是用有功探針和无功探針測得的电場分布，测量时这两种探針距周期結构的距离近似相等。从图7中可以看出，在用无功探針測出的探針測試图上，由于“花瓣”破碎(因空間諧波的叠加所致)，很难确定振盪模式。为了减少“破碎”程度必須将无功探針放在距指表面較远的距离上，因为在这种距离上空間諧波的影响較弱。但是这只有用降低測量灵敏度的代价才能換取到。

§Ⅰ-4. 活动短路法

活动短路法*是以使用一个滑动短路活塞的方法为基础的，这种短路活塞法广泛地用于一般的波导測量技术中，主要的是用来測量四端网路的参量[16.17]。

短路活塞法的理論确定了两根彼此串联的无損耗传輸綫的相位常数之間的关系：

$$\operatorname{tg}\beta_1(d_1-d_{10})=\frac{1+D}{1-D}\operatorname{tg}\beta_2(d_2-d_{20}) \qquad (\text{Ⅰ}.10)$$

式中，β_1 和 d_1 分别为传輸綫Ⅰ(两个传輸綫連接处以左的传輸綫）的相位常数和場从最小值到任意选择的截面（讀数平面）的距离；

β_2 和 d_2 分别为传輸綫Ⅱ(連接处以右的传輸綫)的相位常数和从短路平面到讀数平面的距离；

d_{10} 和 d_{20} 分别为传輸綫Ⅰ和传輸綫Ⅱ的起始距离。

D 为在传輸綫Ⅱ匹配情况下，传輸綫Ⅰ中的反射系数的模。

如无反射，則 $D=0$，可把表示式(Ⅰ.10)写成更簡单的形式：

$$\operatorname{tg}\beta_1\Delta d_1=\operatorname{tg}\beta_2\cdot\Delta d_2 \qquad (\text{Ⅰ}.11)$$

式中，$\Delta d_1=(d_1-d_{10}),\Delta d_2=(d_2-d_{20})$，由此得出：

$$\beta_1\Delta d_1=\beta_2\Delta d_2 \qquad (\text{Ⅰ}.12)$$

这样一来，若已知一个传輸綫中的相位常数，在測量 Δd_1 和 Δd_2 之后，就可以确定另一传輸綫中的相位常数。假定，传輸綫Ⅱ是一个慢波系統，其中的短路平面每次移动一个节距，即：$\Delta d_2=L$。那么 $\beta_2\Delta d_2$ 不是別的，而正好是相移φ。因此可以将（Ⅰ.12)式写成下列形式

$$\varphi=\beta_1\Delta d_1=\frac{2\pi}{\lambda}\Delta d_1 \qquad (\text{Ⅰ}.13)$$

以上就是利用活动短路法来測定色散特性曲綫的方法。

通常以測量綫作为传輸綫Ⅰ，在測量綫內根据短路位置測定最小值位置。为了消除測量綫与慢波系統之間的反射，可接入阻抗匹配的装置，例如三短截綫阻抗变换器。在匹配設备

* 有时也称为 S 曲綫法或切綫法。

调整后，慢波系統中应該仅有行波*。

短路活塞的形状取决于被測系統的結构特点。在指型系統的情况下，它可以是插入指間隙縫內幷尽可能复盖系統整个横截面的导电性能良好的金属片，也可以将慢波系統放在介电常数較大的液体槽內，用液体的水平面作为活动的反射表面[13]。对于由一些部件組成的系統（如膜片波导），用逐漸增多部件的方法移动短路平面比較方便。

要使慢波系統匹配良好不是經常有可能的。但是这不是这种測量方法的原則性限制。从关系式（Ⅰ.10）中很容易看出，如果 $D\neq 1$，則在左端幅角 $\beta_1(d_1-d_{10})=0$；$\frac{\pi}{2}$；π；$\frac{3\pi}{2}$等値的情况下，右端的幅角 $\beta_2(d_2-d_{20})$ 也将具有同样的値。显然，两幅角之間的关系是一条形状很象字母 S 的周期曲綫（图 8）。当把短路片每移动一个节距时，如果在匹配情况下（$D=0$），最小点都产生相同偏移，而在失配（$D\neq 0$）的情况下，最小点的偏移則不同，但是在 S 曲綫的一个周期（或半周期）上的总相移在两种情况下則是一样的。

将方程（Ⅰ.12）改写成下列形式：

$$\Delta d_1=\frac{\beta_2}{\beta_1}\Delta d_2 \qquad (\text{Ⅰ}.12)$$

該方程式是一条直綫，傾角的正切等于$\frac{\beta_2}{\beta_1}$。这样，由实驗作出一条 $\Delta d_1=f(\Delta d_2)$ 的曲綫幷通过所得到的 S 曲綫引一軸綫，我們就可以确定該軸綫傾角的正切：$\operatorname{tg}\alpha=\frac{\beta_2}{\beta_1}$（图 8）。知道了測量綫的 β_1，就可以根据下列关系式很容易地求出 φ 值：

$$\varphi=\beta_2\cdot L=\operatorname{tg}\alpha\cdot\beta_1\cdot L=\frac{2\pi L}{\lambda}\operatorname{tg}\alpha \qquad (\text{Ⅰ}.14)$$

如果失配現象不十分严重，則不必作出 S 曲綫，而在大量的指上求（Ⅰ.13）式中 Δd_1 的平均値就可以获得相当精确的結果，因为在平均的情况下，Δd_1 值向較大或較小方面的偏离

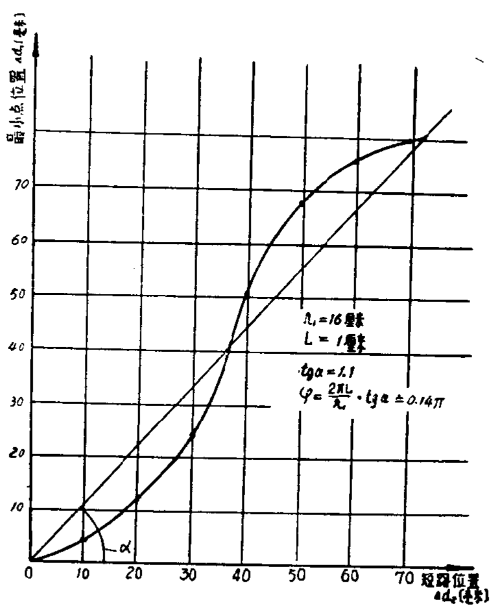

图 8　按公式（Ⅰ.14）求相移的图解。

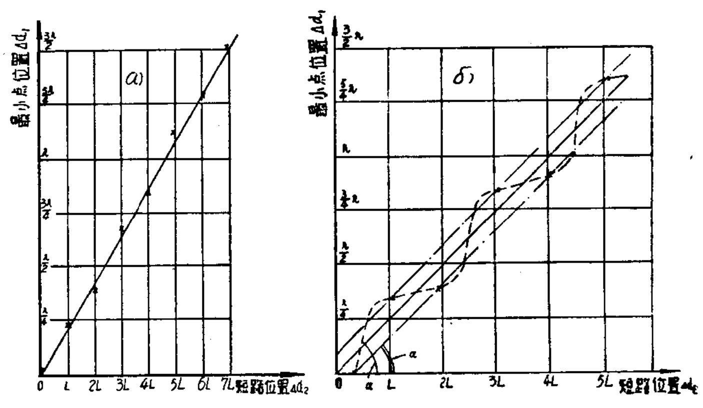

图 9　S 曲綫的軸綫的确定：a）失配不严重的情况—S 曲綫的軸綫在实驗点間通过；$б$）$\varphi=0.5\pi$ 和失配較严重的情况—S 曲綫的軸綫平行于实驗点的連綫（L—慢波系統的节距）。

* 匹配慢波系統的方法在第三章中叙述。

大致都是相等的。

必須注意到，在作 S 曲綫时，在相移較大的情况下($\varphi=0.5\pi-\pi$)，在曲綫的每一个周期上，仅能得到 1—3 个点。

在失配不严重(S 曲綫的幅度較小)的情况下，为了求出 $\mathrm{tg}\alpha$ 之値，可以在实驗点之間作一条直綫(图 9 a)。在失配比較严重(S 曲綫的幅度較大)的情况下，特別是在相移較大时要較精确地作出一条直綫是很困难的。但是，在 $\varphi>0.6\pi$ 的情况下，如果确定 Δd_1 时，将探針迎着短路活塞运动的方向移动，則可以在一个周期上获得数量較多的点。現在我們来研究一下測量綫中的駐波图形(图 10 中的实綫)，該图相应于短路活塞的起始位置。将短路活塞移动一个結构周期时，駐波图形也产生移动(图 10 中的虚綫)。

如果相移較大，則最小点的偏移也大(图 10 所示之 Δd_1)，那么，在 S 曲綫的一个周期上仅可能得到 1—2 个点(图 11 a)。但是在离开起始最小点(最小点 I)的另一方向上，在($\lambda/2-\Delta d_1$)的位置处，有另一个最小点。不难确信，最小点这个偏移相应于相移($\pi-\varphi$)个弧度。

这样一来，我們就用較小相位角($\pi-\varphi$)的測量代替了較大的相位角 φ 的測量；这时，在 S 曲綫的一个周期上就可以得到为作 S 曲綫所需的相当数目的点(图 11 $б$)。

为了計算 φ 值写出下列方程式：

$$\varphi=\left(1-\frac{2L}{\lambda}\mathrm{tg}\,\alpha'\right)\pi, \qquad (\mathrm{I}.14a)$$

式中 α' 为 S 曲綫的軸綫对横坐标軸的傾角(图 11 $б$)。

在相移接近 0.5π 的情况下，这种方法已告无效。此时可以利用这样一种情况，即根据对称性，所有点应該位于 S 曲綫之軸綫的两側幷与其平行的两条直綫上(图 9 $б$)。

为了比較起見在表 1 上給出了利用活动短路法和活动有功探針法測量相移的一些結果。从表中可以看出，这些結果之差平均不超过 5—7%，显然，它沒有超出測量精度的范围。

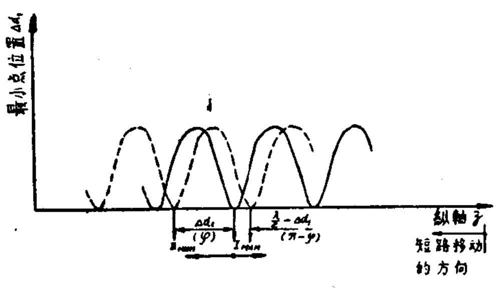

图 10 移动短路平面时測量綫中駐波图的移动

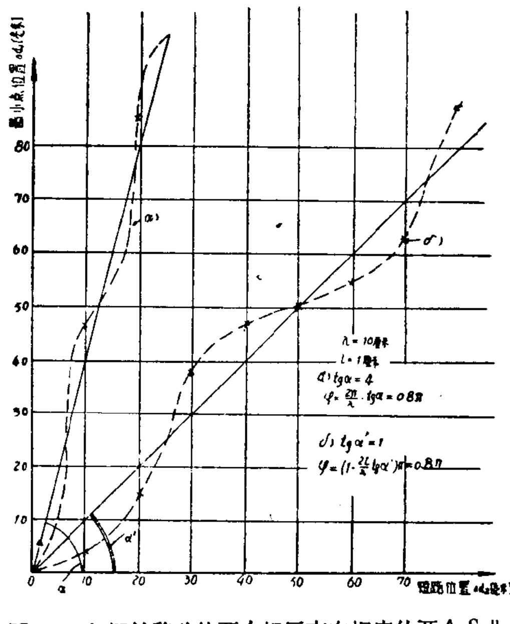

图 11 与探針移动的两个相反方向相应的两个 S 曲綫的比較：a)探針和短路同向移动；$б$)探針和短路反向移动

測量誤差主要是取决于作 S 曲綫的精确度。在匹配良好的情况下，誤差与相移无关，而在失配的情况下(如上所述)，則与相移有关，当相移无論是从大的，还是从小的方面接近 $\varphi=0.5\pi$ 的点时，誤差均会增大。

表 1

慢波系統类別	序号	λ（厘米）	φ_1（弧　度）活动短路法	φ_2（弧　度）活动有功探針法	$\frac{(\varphi_1-\varphi_2)}{\varphi_{cp}}100\%$
"交叉指"型慢波系統	1	7	0.35	0.33	5.9
	2	7.5	0.44	0.41	7.
	3	8	0.51	0.49	4
	4	9	0.61	0.625	2.4
	5	10	0.705	0.73	3.5
	6	11	0.79	0.82	3.7
	7	12	0.85	0.885	4.1
"梳"型慢波系統	1	9	0.44	0.395	10.5
	2	10.5	0.21	0.19	10
	3	11.5	0.15	0.135	10

由于最小点的位置測定得不精确而造成的誤差不十分显著。在通頻带边緣附近，誤差应該有所增大，因为在这种情况下，获得的 Δd_1 值較小。在通頻带的边緣附近，由于慢波系統中的衰減而产生附加誤差，这是因为只有在传輸綫中沒有損耗的情况下短路活塞方法才是完全正确的。

产生誤差的另一个原因可能是由于在短路平面內存在有阻抗的有功分量（由于接触損耗，輻射損耗或其它原因）。在电路內的連接元件和匹配元件也可能产生損耗。可以根据測量綫上的电压駐波系数，估計損耗的存在和大小（电压駐波系数的值越大，損耗越小，反之亦然）。

慢波系統尺寸的不均匀性也会降低測量精度，这主要是因为短路平面位置的偏差和損耗的增加所致。

§ I-5. 諧　振　法

測量色散特性曲綫最快的方法是粗略的測定所有振盪模式的諧振頻率的方法。知道了色散的性质和单元数目，就可以按以下公式求出振盪模式的相移：

$$\varphi=\frac{n}{N}\pi,$$

式中的 n 对于首尾相接的系統取偶数数值 2，4，6$\cdots N$；对于非首尾相接的系統取整数数值 1，2，3，4，5$\cdots N$。

然而，这种測量方法只有对那些色散曲綫沒有弯曲或通頻带不非常靠近的最簡单慢波系統才是适用的。属于这类慢波系統的有大多数单阶慢波系統和一些最簡单的双阶慢波系統（"交叉指"型，对环式（встречные бугели）等）。

諧振可以用各种不同的方法来测定，四端网路电路的測量方法可以认为是最簡单的。这种四端网路电路无論是在能量輸入端，还是在接指示装置的輸出端，均应具有非常弱的耦合。在采取相应的措施（如选用导电性能良好的材料，对表面进行精細加工等）来提高被測系統的品质因数时，就可以得到非常高的測量精度。因为諧振法不需要使用探針，所以慢波系統的模型可以完全封閉，这样就可消除由輻射而引起的損耗，与活动有功探針法相比，可以更精确地測定諧振。

这种测量方法严重的缺点是：第一，不能确定色散的性质；第二，为了获得色散特性曲綫必須找出所有振盪模式的諧振頻率。有时由于各种原因，要做到这一点是很困难的，甚至是不可能的。

为了保証最大的簡便性和可靠性，建議在测量时选用单元数目不太大的系統。最适宜的单元数目应认为是 10—20（根据預計的通頻带决定）。

§ I-6. 測量色散特性曲綫的各种不同方法的比較及其应用范围

毫无疑問，活动探針法（有功的和无功的）是最直观和可靠的测量方法。它能够同时給出关于沿系統場分布的某些概念。这两种方法的共同缺点是：場的分布有可能产生上述的失眞，以及必須具有专用設备，如果用于各种不同类型的慢波系統和各种不同的頻率范围，则很难做出适合于各种情况的通用設备。在一切有可能的情况下，最好采用有功探針法，因为，用有功探針能較容易和較精确地分离出一个唯一的場分量。同时还須指出，有功探針法和无功探針法之間的一个本质区别：有功探針能反应場的有效值，該值在通过系統的功率恒定时与单元数目无关。

无功探針法的灵敏度取决于因諧振腔失諧而引起的电場强度的变化。同时，失諧的程度取决于場平方 E^2 与空腔中儲能 W 的比值（见本章第 8 节）。由于 W 值与空腔长度成正比，故由此得出，单元数目越少，此测量方法的灵敏度就越高。此外，无功探針法的灵敏度与被研究諧振腔的品质因数有密切的关系。有功探針法原則上是沒有这些缺点的，因为由諧振腔中的損耗而引起的振盪强度的降低，可以用增加信号电平，或者增加指示器灵敏度的方法来补偿。

在圓柱形慢波系統的模型中移动有功探針比在平面形系統中簡单，因为用平面形模型时必須除去一个壁，或者是在壁上开一隙縫。轉动探針与将探針来回移动相比，也是較容易实現的。与此相反，无功探針用到平面形系統中比較簡单。借助有功探針能够测量节距非常小（1 毫米）的系統，因为探針直径能够作得远小于节距。这一点对于波段較短的系統的测量是有很大意义的。場分布的测量过程較容易实現自动化（見第 7 节），这也是活动探針法的优点之一。此外，探針法能够非常容易和相当快地确定通頻带的寬度。

在研究复杂的慢波系統，如具有复杂的色散特性的多层和多排慢波系統 [19, 20] 时，这些方法是不可缺少的。至于活动短路法，则具有一系列缺点和局限性：

1. 直观性較差，所給出的場分布資料較少；
2. 无論是在测量工作方面（手工），还是在测量結果的处理加工方面，其工作量都是比較繁重的；
3. 通常要求使用专門的匹配装置；
4. 在小节距和細指（薄片）的圓柱形模型的情况下，很难实現良好的活动短路。

这种测量法的优点是，能够用很精密的設备（如测量綫）确定相移，以及“快”振盪模式的影响較小。

活动短路法可在不具备用探針进行测量的专用测量設备的情况下使用。在怀疑場“花瓣”数目是否数得正确时，也可以用活动短路法来驗証。此外，系統中波长的确定是用 S 曲綫法（見第Ⅲ章）研究均匀綫和慢波系統之間轉換接头（变換器）特性的附带結果。

諧振法也有許多严重的缺点：

1．不能确定色散的性质；

2．必須找出所有的振盪模式，而在用其他的方法时，仅在通頻带中感兴趣的部分上进行測量就可以了；

3．只能用于最簡单的慢波系統类型；

4．沒有給出場分布的特性；

5．在通頻带上出現附加的"多余"諧振时，这种方法便不精确或者是完全不能使用。

除以上这些缺点以外，諧振法也有一些优点。第一，諧振法不需要专用的測量設备；第二，測量工作量不很繁重；第三，在条件良好的情况下，可以保証較高的測量精度。

实际上，諧振法可以用来成功地研究当几何尺寸有些变化时对各种已知慢波系統参量的影响。将諧振法与活动探針法配合起来可以保証測量既有最高精度又有最大可靠性。

§ I-7．通頻带边界的測定

在某些情况下有可能产生用实驗方法測定通頻带边界的必要性。但是，实际解决这个問題是一件相当复杂的任务，其原因如下：第一，靠近通頻带边界处的色散很强。因而，在接近截止頻率时，系統尺寸的不均匀性即使是不太大的时候，也会造成很大的損耗。于是就形成这样的結果，在实际的系統中，边界經常是"漠糊的"(Размазанный)。第二，在 $\varphi=\pi$ 的情况下，第一次空間諧波的振幅变得与基波的振幅相等。第三，在截止頻率区域內，由于强烈的幅射，"快"振盪模式强烈的自激現象是經常有的[13]。如果沒有"快"模式的干扰，則借助于活动探針，根据場分布显著衰减現象出現的时刻，就可以大致測定通頻带的边界（图 12 *a*)。如果单元数目不太大（$N=4—10$)，則用諧振法有时可以相当精确地确定截止頻率。而单元数目較大时情况就复杂得多。

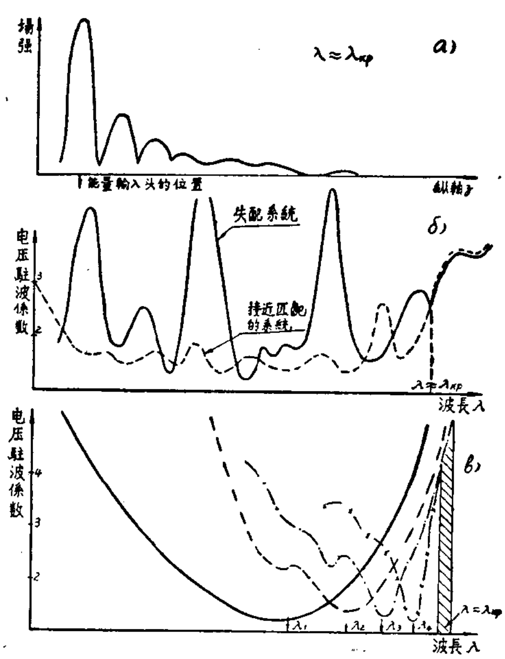

图 12 通頻带边界的确定：*a*）根据場的衰減；*б*）根据系統匹配和失配时的电压駐波系数的比較；*в*）根据寬带匹配（λ_1，λ_2，λ_3，λ_4——系統匹配时的波长）

測量截止頻率的非常可靠的方法目前尙不知道。但是可以指出一些方法，这些方法有助于进一步明确截止頻率的范围。其中之一是在慢波系統上接一測量綫并二次測量靠近通頻带边界处的电压駐波系数，第一次在系統尽可能匹配时进行，第二次在系統严重失配时进行。这两条曲綫的叠加（图 12，*б*）将給出根据負載影响存在与否来确定截止頻率的可能性。

第二个方法[13]是在慢波系統和測量綫之間接入一个可調的匹配变换器，借助于該变换器在接近通頻带边界 λ_1 的頻率上进行匹配。然后在进行匹配的頻率附近測量电压駐波系数与波长之間的关系曲綫（示于图 12 *в*）。然后在更接近边界 λ_2 的頻率上进行匹配，并作出同样的曲綫。重复該过程，直到获得当离开所匹配的波长向截止波长接近时电压駐波系数急剧上升的曲綫为止。检驗結果表明，該方法不是完全可靠的，它仅給出了測定截

止频率区域的可能性。

最后，第三种方法[21]是借助于某种带晶体检波器的指示器，测量慢波系統开口端的輻射强度。在通频带边界附近，輻射强度发生急剧的下降（实际上一直降到零）[21]。

§ I-8．研究慢波系統中場分布的方法

在本章第1节中已經指出，詳細地了解慢波系統中場分布的情况具有非常大的实际意义。

某些最简单的测量可以借助于普通探針来完成，如直的細絲状电探針和尺寸不大的环形磁探針。在具有相应的設备时（见本章第9节），利用这些探針就可以测定电場或磁場的某一分量沿 z 軸（y 座标軸取不同值时）和 y 軸（z 座标軸取不同值时）的分布情况。但是，探針测得的場的相对值是沿 x 座标的平均值，这是由于探針在这个方向上具有一定的长度。正是由于这种原因就不可能利用探針沿 x 軸移动的方法来测定場沿該軸的分布。

在文献[22]中介紹了一种借助于平衡电偶极子在放大的螺綫慢波系統模型（平均直径33.8毫米，节距9.17毫米）中研究場分布的方法。如果偶极子是理想对称的，则它仅对沿其軸綫指向的場分量有反应，因为由另外两个場分量在偶极子的两个支臂上所产生的电流相互抵消。偶极子探針在测量技术中之所以沒有获得广泛的应用，主要是由于使其平衡的复杂性。在文献[22]中曾采用了一个小的气体放电管（直径4.5毫米）作为测量相对場强的探針。但是用这种探針的测量过程相当繁杂。近几年来在超高频测量技术中获得了广泛应用的微扰法是比較完善的方法[10，11，12，23]。这种方法的基础奠定于 I. Müller, L. C. Maier, J. C. Slater 和其他作者的一些有重大价值的文献之上[24，25，26]。微扰法的理論及其实际应用問題在 B. П. Сазонов 等人的报告[12，27]中有詳細的叙述。下面簡短地介紹一下該方法的实质。大家知道，在諧振的空腔内，电能量与磁能量的平均值是相等的，即：$W_E=W_H$。当在空腔内加入某一种扰动（体积 δv 或是介质常数 $\delta\varepsilon$，$\delta\mu$）时，则在該频率 f_0 上的能量平衡就被破坏。为了恢复能量平衡就必須将频率 f_0 改变 Δf。对于小扰动，理論上确立了体积或介质常数的改变和因此而引起的频率变化之間的联系为：

$$2W\Delta f=-f_0\Big[\Big(\int_{\Delta v}\delta\mu H^2dV+\int_{\Delta v}\delta\varepsilon E^2dV\Big)-\Big(\int_{\delta V}\mu H^2dV-\int_{\delta V}\varepsilon E^2dV\Big)\Big], \tag{I.15}$$

式中，W 是諧振时空腔的体积 v 中的儲能；

E 和 H 是电場和磁場的有效值；

δV 是体积的变化；

Δv 是介质常数发生变化的体积。

这就是微扰理論的基本公式。在空腔内引进金属体等效于体积变化了 δV。从公式（I.15）中看出，在电場較强的地方放一块金属体，就会引起諧振频率的减小。如果将該物体放在磁場較强的地方，则諧振频率便增加。使用該方法测量場分量的可能性是以下列两个主要假設为基础的：

1. 放入扰动体后被研究空腔的場結构不发生变化；
2. 优动体应小到这种程度，以至于可以认为在其附近的場是均匀的。