螺綫天綫和開槽天綫

（科技情报参考資料）

內部資料

国防科学技术資料編輯部第四室

1962年4月

前　　言

在导弹工程中，有不少工作是要靠无綫电波来完成的。而无綫电波的發送和接收都得借助于天綫，因此，天綫便成为导弹电子設备的重要組成部分之一。

考虑弹上天綫时，要注意几方面的要求。首先，在电气性能方面要滿足方向图、阻抗和增益的要求，并要考虑到击穿問題；在机械性能方面則应注意空气动力、激震、温度变化等項要求，同时也要考虑結构紧凑性。其次，也不能忽視天綫与导弹整体的依賴关系，比如，对多級火箭，就要想到其各級分离时所出現的情况。最后，有必要时，还应考虑到导弹軌道和地面站的位置与天綫方向图的关系。

用途不同，对天綫的要求也不同，因之导弹天綫的型式亦是多种多样，下面只想簡单地介紹一下螺綫（Spiral）天綫和开槽（Slot）天綫。

和其它类型天綫相比，这二种天綫有着許多独特的优点。它們能够齐平按装，而且所占的空間不大。它們除能滿足定向性要求外，亦能滿足全向性要求。再者，就极化而言，既能做成綫极化的，又能做成圓极化的。此外，天綫罩問題也比較簡单。对螺綫天綫来說，其寬带性能更算是优点之一。

从所見資料来看，国外在这二种天綫方面作了不少工作，且已在导弹和飞机上正式使用。但不論是在理論方面，还是在工艺方面都还有許多工作要作。尤其是螺綫天綫，更不过是最近几年的事，需要解决的問題那就更多了。但是，不管怎样，螺綫天綫和开槽天綫作为弹上天綫还是非常理想的，并有着广闊的發展前途。

由于編譯能力和业务水平的限制，文內定有許多不妥与錯誤之处，敬請讀者指出，以便更正。

目　　录

第一部分　螺綫天綫

有一类天綫，它們的方向图和阻抗在相当寬的頻帶范围之內与頻率无关，这就是所謂的頻率无关天綫。其形状的一般表示式为：

$$R=e^{a(\phi+\phi_0)}\quad F(\theta)$$

其中 R、θ、ϕ 是球座标，a 和 ϕ_0 是常数，而 $F(\theta)$ 則是 θ 的任意函数。对于此类天綫而言，頻率的变化只能引起方向图的轉动。关于頻率开关天綫的基本考虑請参閱魯門塞(V.H.Rumsey)的文章〔1〕。

此类天綫中最为典型的是螺綫（Spiral）天綫。除了电气性能好之外，它还适于平装，这就决定了螺綫天綫在导弹应用中的地位。

螺綫天綫既可是平面的，又可是球形的、柱形的或錐形的。另外，还可把它做成天綫陣，起着透鏡和反射器的作用。

Ⅰ. 阿基米德螺綫天綫

1. 工作理論

对于阿基米德螺綫（算术螺綫）来說，目前尚无一套完整的理論。这里只打算介紹两种近似的分析方法，一种是半圓近似法，另一种是电流带法。前者偏重于数学分析，后者較为直观、定性。不論那种分析方法，都还与实驗符合。

（1）半圓近似法〔2〕

要解决的問題是螺綫天綫的輻射性質，特别是平衡螺綫在各个方向上的自由輻射。出發点是以一簇半圓代替螺綫，并进而推出阿基米德螺綫天綫的輻射場。所用的基本方法是通过特征格林函数的体积分与电流分布来确定矢势。

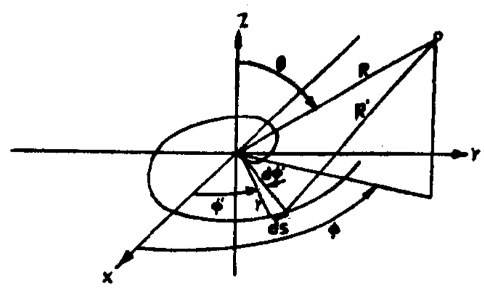


圖1—1　研究螺綫用的座标系

矢势 $\vec{A}$ 定义为

$$\nabla\times\vec{A}=\vec{H}\qquad(1)$$

其中 $\vec{H}$ 是磁場强度。在自由空間中

$$\vec{A}=\frac{1}{4\pi}\int_V\frac{Ie^{j(\omega t-\beta R')}}{R'}dv\qquad(2)$$

这里 R' 是所考虑之点与电流元間的距离。座标系如图1—1所示。

对于綫源的情况，当只考虑輻射，也就是远場时，(2)变成

$$\vec{A}=\frac{1}{4\pi R}\int_0^{S_0}I\,e^{-j\beta R'}[S_\varphi\vec{\phi}+S_\theta\vec{\theta}]ds\qquad(3)$$

其中

S 是螺綫的长度

S_0 是螺綫总长度

ds 是螺綫的长度元

R' 是从ds到空間一点的径向距离

$\vec{\phi}$，$\vec{\theta}$和$\vec{S}$是单位矢量

S_ϕ 是$\vec{S}$和$\vec{\phi}$間的方向余弦

S_θ 是$\vec{S}$和$\vec{\theta}$間的方向余弦

I 代表螺綫上的电流分布，为S的函数

$\beta = 2\pi/\lambda$

R、θ、ϕ是一般的球座标

r、ϕ'是螺綫的极座标

容易証明，

$$R' \approx R - r\sin\theta\cos(\phi-\phi') \tag{4}$$

方向余弦和长度元由极座标給定

$$S_\phi ds = r\,d\phi'\cos(\phi-\phi') - dr\,\sin(\phi-\phi') \tag{5}$$

$$S_\theta ds = \cos\theta[r d\phi'\sin(\phi-\phi') + dr\,\cos(\phi-\phi')] \tag{6}$$

螺綫的描述

螺綫的一般方程为

$$r = f(\phi') \tag{7}$$

螺綫长

$$S = \int_0^{\phi'}\left[\left(\frac{dr}{d\phi'}\right)^2 + r^2\right]^{1/2} d\phi' \tag{8}$$

上述函数关系很复杂。对由

$$r = r_0 + a\phi' \tag{9}$$

所定义的阿基米德螺綫而言，则有

$$S = \left(\frac{r_0 + a\phi'}{2a}\right)\left[(r_0 + a\phi')^2 + a^2\right]^{1/2} + \frac{a}{2}\ln\left[r_0 + a\phi' + \left\{(r_0 + a\phi')^2 + a^2\right\}^{1/2}\right] - S_1 \tag{10}$$

这里

$$S_1 = \frac{r_0}{2a}\left[r_0^2 + a^2\right]^{1/2} + \frac{a}{2}\ln\left[r_0 + \left(r_0^2 + a^2\right)^{1/2}\right] \tag{11}$$

如果（3）可积，那么就必須选取这样的螺綫，使得长度为ϕ'的簡单函数，例如S可直接正比于ϕ'角

$$S = a\phi' \tag{12}$$

和圓弧相比，螺綫长S并不比圓弧长。当然，圓弧不是螺綫，但是，利用不同半径的一簇半圓，就可以做成任意匝数的螺綫，如图1—2所示。与阿基米德螺綫比較，二者还是相当接近的，如图1—3所示。

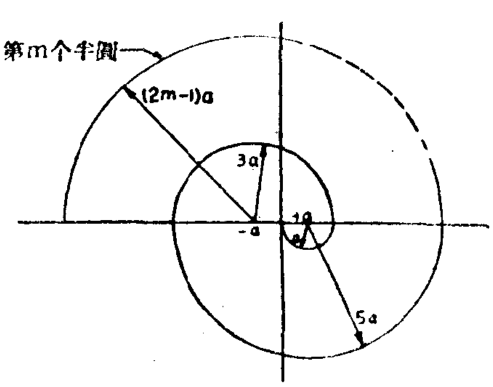


圖1—2　由半圓做成的螺綫

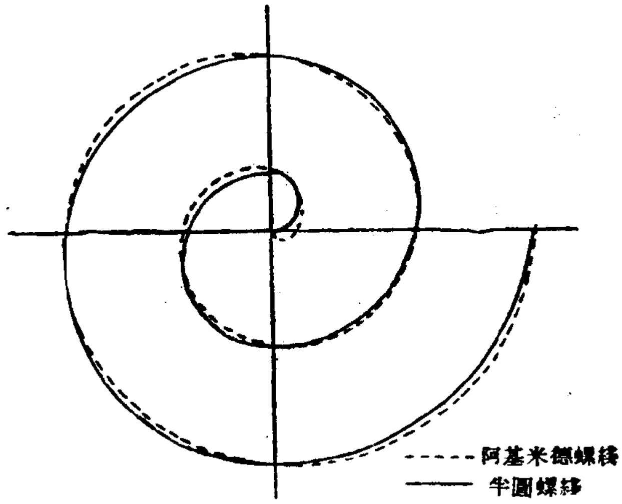


圖1—3　阿基米德螺綫与半圓螺綫的比較

電流分布

一般，皆認为电流分布为正弦形，亦即电流有两个分量，一为向外的行波，一为向內的行波（反射波）。这一分布可写成

$$I = I_0[e^{-\gamma S} + Ke^{\gamma S}] \tag{13}$$

其中，$\gamma = \alpha - j\beta$，α是衰減常数，β是相位常数，K 是反射系数，并为螺綫总长的函数。因为目前所考虑的是薄螺綫或輻射綫源，故电流在螺綫的終端是零，从（13）

$$e^{-\gamma S_0} + Ke^{\gamma S_0} = 0 \tag{14}$$

故

$$K = -e^{-2S_0\gamma} \tag{15}$$

将假定 $\beta = 2\pi/\lambda$，即与自由空間中平面波的相位常数一样。α 的值取決于螺綫的臂寬，并且是电流衰減的量度。可把这一衰減看成是由于輻射所导致的損耗。对小于波长的綫天綫而言，小的α值不会改变 α 为零时所应得之电流，因此，可忽略不計。根据用来驗証这一理論的螺綫来看，α大約是 $1/3\lambda$ 左右。

单个半圓的輻射

使半圓在 x－y 平面中，且圓心在原点上，如图1—4所示。利用(3)的ϕ分量，并且以上角标 1 表示单个半圓的特殊形状，得

$$A_\phi^I = \frac{1}{4\pi R}\int_0^{S_0} Ie^{-j\beta R'} S_\phi ds \tag{16}$$

其中

$$S_\phi ds = ad\phi' \cos(\phi - \phi') \tag{17}$$

$$S = a\phi' \tag{12}$$

$$R' = R - a\sin\theta\cos(\phi - \phi') \tag{4}$$

$$I = I_0(e^{-\gamma S} + Ke^{\gamma S}) \tag{13}$$

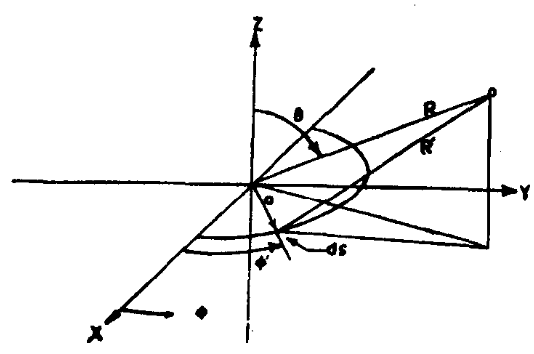


圖1—4　計算一个半圓輻射場用的座标系

把上述諸式代进（16），得

$$A_\phi^I = \frac{I_0 a e^{j(\omega t - \beta R)}}{4\pi R}\int_0^{\pi}(e^{-\gamma a\phi'} + K e^{\gamma a\phi'})e^{j\beta a \sin\theta\cos(\phi - \phi')}\cos(\phi - \phi')d\phi' \tag{18}$$

利用貝塞尔函数恆等式

$$e^{jx\cos(\phi-\phi')}=\sum_{n=-\infty}^{\infty} j^n e^{jn(\phi-\phi')}J_n(x)=J_0(x)+2\sum_{n=1}^{\infty} j^n J_n(x)\cos n(\phi-\phi') \tag{19}$$

进行积分运算，最后得

$$A_\phi^{I}=C\sum_{n=-\infty}^{\infty} j^n e^{jn\phi}J_n(x)\cdot\Big[\Big((-1)^n e^{-\pi d}+1\Big)\Big(\frac{(d+jn)\cos\phi+\sin\phi}{(d+jn)^2+1}\Big)$$

$$+K\Big((-1)^n e^{\pi d}+1\Big)\Big(\frac{(-d+jn)\cos\phi+\sin\phi}{(-d+jn)^2+1}\Big)\Big] \tag{20}$$

和

$$A_\theta^{I}=C\cos\theta\sum_{n=-\infty}^{\infty} j^n e^{jn\phi}J_n(x)\cdot\Big[\Big((-1)^n e^{-\pi d}+1\Big)\Big(\frac{(d+jn)\sin\phi-\cos\phi}{(d+jn)^2+1}\Big)$$

$$+K\Big((-1)^n e^{\pi d}+1\Big)\Big(\frac{(-d+jn)\sin\phi-\cos\phi}{(-d+jn)^2+1}\Big)\Big] \tag{21}$$

其中

$$C=\frac{I_0 a e^{j(\omega t-\beta R)}}{4\pi R} \tag{22}$$

$$d=\gamma a=(\alpha-j\beta)a \tag{23}$$

$$x=\beta a\sin\theta \tag{24}$$

反相饋電的两个半圓之輻射

对于由一端进行饋电的单个半圓来說，其輻射場已由前节确定，但在实际上，这是不可能实现的。所必須做的是或加上一个接地系統，或做成对称天綫系統由平衡綫饋电。下面将要考虑的是再加上一个半圓，組成对称形状，并进行反相饋电，如图1—5所示。

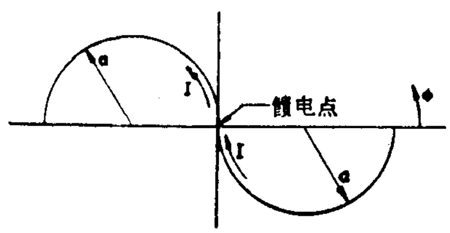


圖1—5 由二个半圓組成的平衡螺綫

借助于坐标系的平移与旋轉可确定平衡天綫的輻射場。如果单个半圓的原点有一平移，那么矢势的相位因子就要乘上

$$e^{j\beta\vec{R}\cdot\vec{a}}=e^{j\beta a\cos\tau}=e^{-j\beta a\cos\phi\sin\theta} \tag{25}$$

如图1-6所示，$\vec{a}$ 是新旧原点間的矢量距离，$\vec{R}$ 是新座标系中R方向上的单位矢量，τ 是 $\vec{R}$ 与 $\vec{a}$ 之間的夾角。令 A^{II} 表半圜經过平移以后的矢势，則

$$A^{II}=A^{I}e^{-j\beta a\cos\phi\sin\theta}=\sum_{n=-\infty}^{\infty}A_n^{I}e^{-jy} \tag{26}$$

其中

$$y=\beta a\cos\phi\sin\theta \tag{27}$$

而 A^{I}_n 除了求和号外，与（20）和（21）完全一样。

为确定半圓旋轉180°后（位置2）的輻射場 A^{II}，在（20）和（21）中用（$\phi+180°$）代替 ϕ 之后，便得

$$A^{II}=\sum_{n=-\infty}^{\infty}(-1)^{n+1}A_n^{I} \tag{28}$$

如果半圓旋轉过后其原点再移动一段距离，如位置3所示，則有

$$A^{\text{IV}} = A^{\text{I}} e^{jy} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-1)^{n+1} A_n^{\text{I}} e^{jy} \tag{29}$$

A^{I}与A^{IV}之 差 就 是由平衡綫饋电的两个半圓之輻射場

$$A^{\text{V}} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n^{\text{I}} [e^{-jy} + (-1)^n e^{jy}] \tag{30}$$

由任意个半圓所組成之平衡螺綫的輻射

下一步工作是把上面的結果推广到任意匝数的情况。下面用m表示每半个平衡螺綫中所包涵的半圓数目，如图1-7所示。

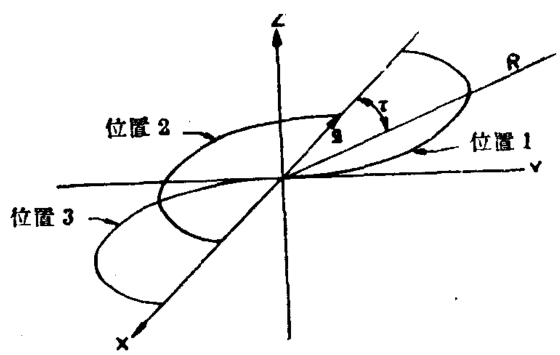


圖1—6　組成平衡螺綫的單个半圓位置

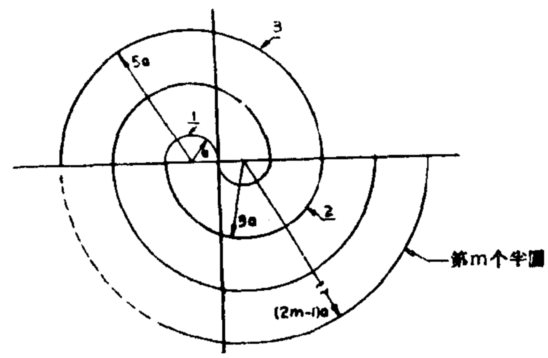


圖1—7　由m个半圓所組成的平衡螺綫

算出电流分布，再利用貝塞尔函数进行积分，最后可得由任意个半圓所組成之平衡螺綫的輻射場。

如果只考虑$\phi=0°$和$\phi=90°$的两个特殊平面，則可得

$$A_\theta\Big]_{\phi=0°} = 2C\cos\theta \sum_{k=1}^{m} \Big\{-\frac{1}{2}C_{k,0} J_0(x_k)\cos x_1 + \sum_{l=1}^{\infty} [B_{k,2l-1} J_{2l-1}(x_k)\sin x_1 - C_{k,2l} J_{2l}(x_k)\cos x_1]\Big\} \tag{31}$$

$$A_\theta\Big]_{\phi=90°} = 2C\cos\theta \sum_{k=1}^{m} \Big\{\frac{1}{2}D_{k,0} J_0(x_k) + \sum_{l=1}^{\infty} (-1) D_{k,2l} J_{2l}(x_k)\Big\} \tag{32}$$

$$A_\phi\Big]_{\phi=0°} = 2C \sum_{k=1}^{m} \Big\{\frac{1}{2}D_{k,0} J_0(x_k)\cos x_1 + \sum_{l=1}^{\infty} [E_{k,2l-1} J_{2l-1}(x_k)\sin x_1 + D_{k,2l} J_{2l}(x_k)\cos x_1]\Big\} \tag{33}$$

$$A_\phi\Big]_{\phi=90°} = 2C \sum_{k=1}^{m} \Big\{\frac{1}{2}C_{k,0} J_0(x_k) + \sum_{l=1}^{\infty} (-1) C_{k,2l} J_{2l}(x_k)\Big\} \tag{34}$$

其中

$$B_{k,2l-1} = \frac{2(-1)^k(-1)^l(2k-1)(-d_k + (2l-1)^2 - 1)}{(d_k^2 + (2l-2)^2)(d_k^2 + (2l)^2)} [-e_1 + e_2 + e_3 - e_4]$$

$$C_{k,2l} = \frac{2(-1)^k(-1)^l(2k-1)(-d_k^2 + 4l^2 - 1)}{(d_k^2 + (2l-1)^2)(d_k^2 + (2l-1)^2)} [+e_1 + e_2 - e_3 - e_4]$$

$$D_{k,2l}=\frac{-2(-1)^{k}(-1)^{l}(2k-1)d(d_k^2+4l^2-1)}{(d_k^2+(2l-1)^2)(d_k^2+(2l-1)^2)}[+e_1+e_2+e_3+e_4]$$

$$E_{k,2l-1}=\frac{2(-1)^{k}(-1)^{l}(2k-1)^2d(d_k^2+(2l-1)^2+1)}{(d_k^2+(2l-2)^2(d_k^2+(2l)^2)}[-e_1+e_2-e_3+e_4]$$

$$C_{k,o}=\frac{-2(-1)^{k}(2k-1)}{1+(2k-1)^2d^2}[+e_1+e_2-e_3-e_4]$$

$$D_{k,o}\neq\frac{-2(-1)^{k}(2k-1)^2d}{1+(2k-1)^2d^2}[+e_1+e_2+e_3+e_4]$$

$$d=\gamma a=(\alpha-j\beta)a$$

$$d_k=(2k-1)d$$

$$e_1=e^{-\pi(k-1)^2d}$$

$$e_2=e^{\pi(k-1)^2d}$$

$$e_3=e^{-\pi(2m^2-k^2)d}$$

$$e_4=e^{-\pi(2m^2-(k-1)^2)d}$$

$$x_k=(2k-1)\beta a\sin\theta$$

$$C=\frac{I_0a}{4\pi R}e^{j(\omega t-\beta R)}$$

A的另外一个重要的分量是軸上的极化，即 $\theta=0$时的 A。此时，A_θ与A_ϕ已无甚差别，因为把坐标系旋轉90°后，二者便一样了。这里

$$A_\theta\Big]_{\theta=0}=C\sum_{k=1}^{m}(D_{k,0}\sin\phi-C_{k,0}\cos\phi) \tag{35}$$

对由m个半圓所組成的螺綫而言，其輻射場的方程就如上所述。

在远場情況

$$\vec{E}=-j\omega\mu\vec{A} \tag{36}$$

这就說明，定义为$\vec{E}$的絶对值的电压方向图将与$\vec{A}$的絶对值成正比。

理論結果的实驗証明

m＝1， 2， 3时的实驗方向图与理論方向图都相当一致。图1—8为 m＝3 时两种方向图的比較。m＝7 时的理論方向图示于图1—9中。

軸上的极化

可以用极化率来量度极化。极化率的定义为（35）中的最小值与最大值之比。因之圓极化的极化率应当是 1，而綫极化的极化率应是零。不同 m 值时的半圓，其极化率与 βa 的关系如图1—10所示。

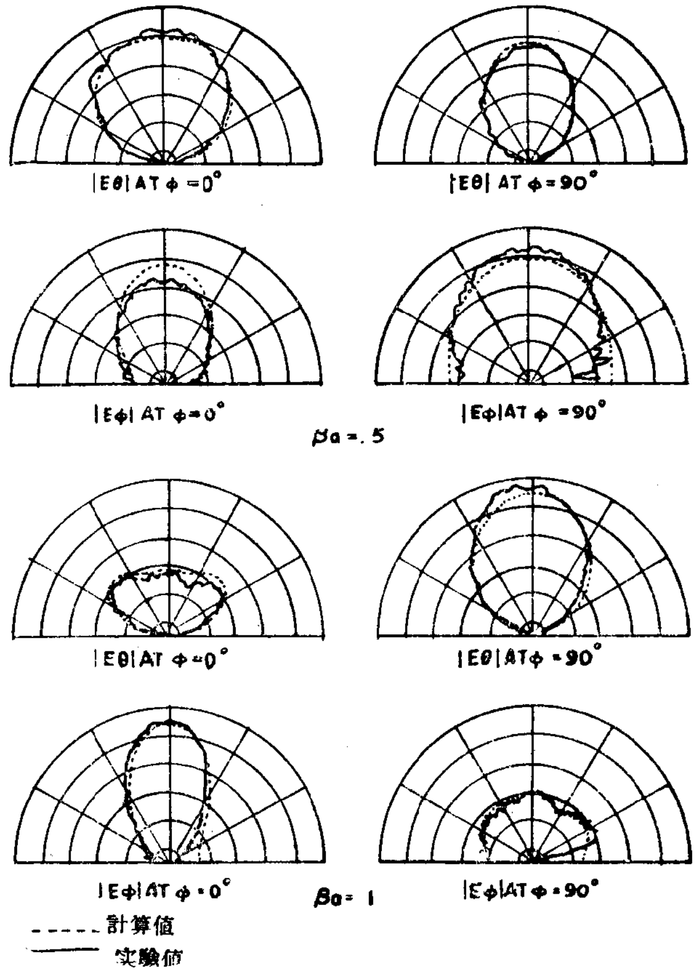


圖1—8 半圓螺綫(m＝3)的远場方向圖

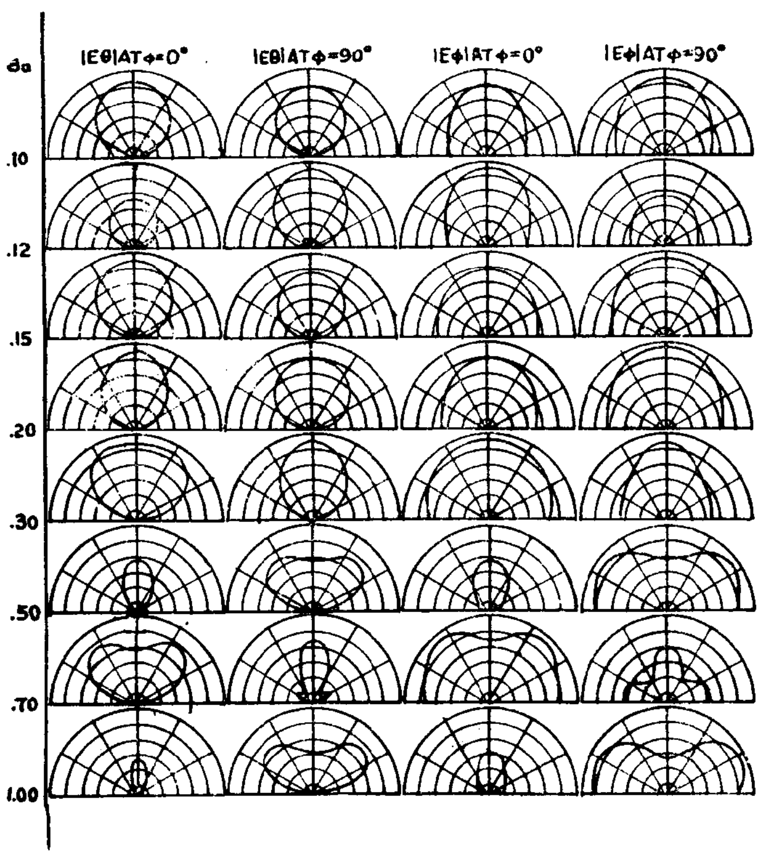


圖1—9 m＝7，$\alpha=1/3\lambda$ 时的半圓螺綫方向圖

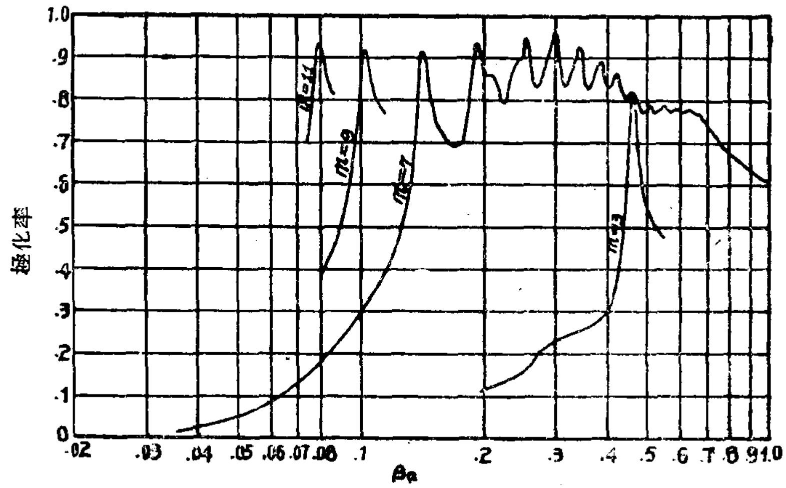


圖1—10　半圓螺綫的極化率

极化在一定程度上决定了天綫的可用带寬。通常，要求螺綫天綫的极化为圓极化，故由极化率即可決定頻率的上限与下限。

根据图1—10,我們看到可用頻率的下限是极化图中的第一个峯值。图1—11表示相应于这一峯值的螺綫外直径与m的函数关系。重要的是当螺綫的匝数增加时，相应于极化曲綫中第一个峯值的直径接近于半波长。

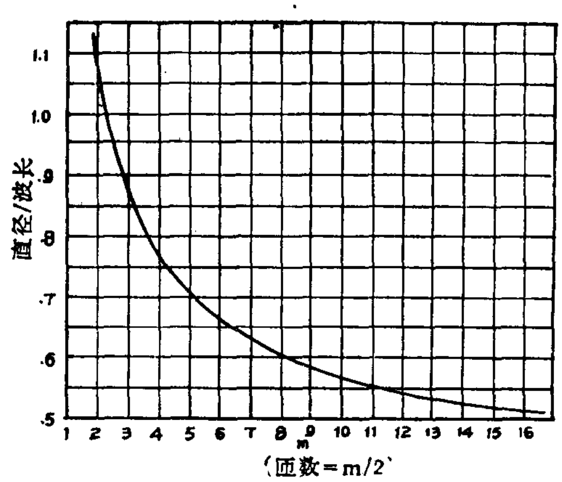


圖1—11　相应于極化曲綫中第一个峯值的外直徑与波長之比作爲匝数（$\frac{m}{2}$）的函数

由极化图决定上限頻率不太方便。不过，根据表征主瓣开裂成两个波瓣的方向图，就能选择上限頻率。当 βa 大于或等于1时，方向图的开裂出現，亦即是第一个半圓或饋电半圓的长度等于半波长时，开裂出現，这可由图1.10看出。

（2）电流带法[3][4]

这种理論指出，螺綫的輻射主要是在螺綫表面的电流带上进行，在这样的地方，相鄰螺綫元中的电流最接近于同相。如果向螺綫的饋电使得进入两个螺綫元的能量在中心处有着180°的相位差，那么第一个电流带就将在一臂中的电流轉过一圈时而与另一臂中电流为同相的地方出現。这一条件之所以能出現是因螺綫的几何形状所致；也就是說，螺綫的每下一匝都要比上一匝长。几何分析表明，相鄰螺綫元中的电流达到同相条件是出現在环的圓周等于一个波长之时。

参看图1—12,在原点附近，两螺綫元中的电流反向，以致沒有或者是只有少量的輻射。离开原点較远时，相鄰螺綫元中电流的相位关系变得紊乱起来，沒有什么規律，因之这一区域的輻射也不大。只有在圓周为一个波长时，相鄰螺綫元中的电流才同相，也就是在这一地方及其附近才存在輻射的条件。

令A和 A′ 表示同一螺綫元上，同一直径两端上的微电流元，并使得弧长 AA′ 恰为半波长。此时，电流向量A和A′便为同相，这一方面是由螺綫的几何形状所致，另方面也是由于AA′等于半波长而使电流向量 A 与 A′的方向相反所致。相应于电流元A，在另个螺綫元上，有一电流元 B，并有着同样的相对相位。电流元 B和 A在同一直径的两端处，并与原点等距。因此 A，A′，B 和 B′在同一直綫上，且方向相同。推广之，便可知存在平均直径为 λ/π 的有限寬度电流带。在这电流带中相鄰螺綫元的电流同相或接近同相。这就是第一个輻射带。

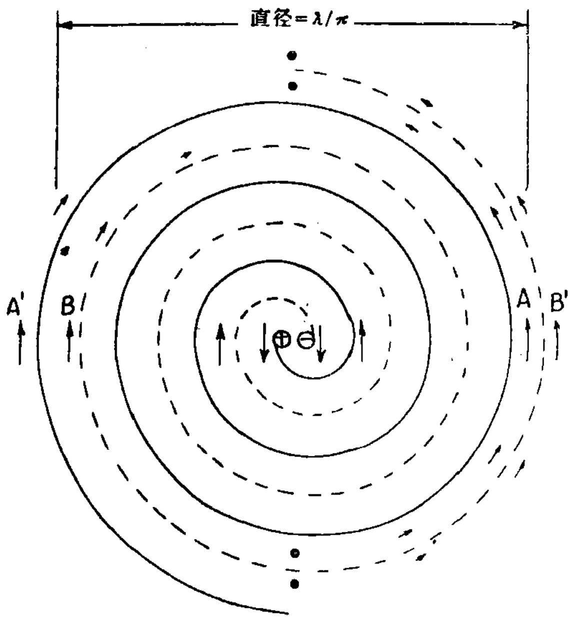


圖1—12　垂直模式或第一种輻射帶

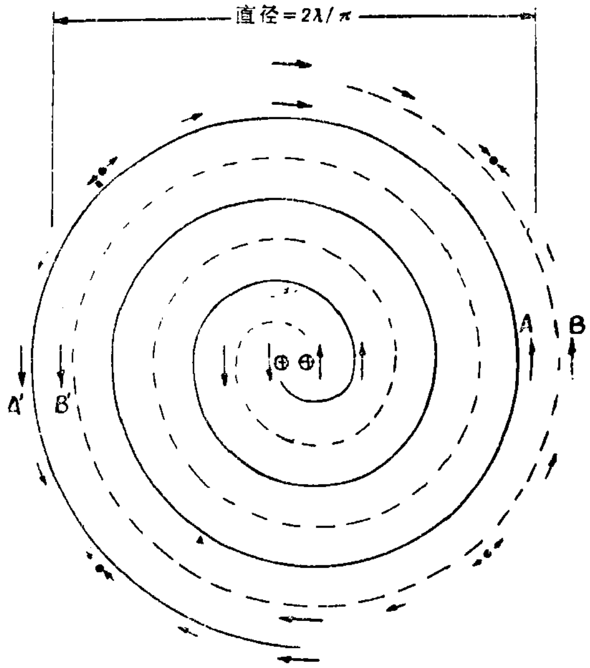


圖1—13　軸模式或第二种輻射帶

对每一組位在輻射带之內，同一个直径之上的微电流元，存在一組相应的电流元，它的相位在时間和空間方面对前者来説皆差 90°；因此，輻射是圓极化的。此外，由于螺綫的形状，也就决定了方向图是双向性的。

如果向螺綫的饋电使得进入二个螺綫元的能量在中心有着相同的相位，如图 1—13 所示。那么要滿足相邻导体中电流为同相的条件，同相饋电时所要求的距离为反相饋电时所要求之距离的二倍。这个条件将在圓弧长 AA′ 等于一个波长处出現。即使在中心地方，相邻两螺綫元中的电流为同相，但由于螺綫的几何形状，也会使得前述关系只能在很少几匝中成立，而且由于紧靠螺綫元之后还有金属板，这一区域的輻射也会受到遏抑。除了前面提过的主电流元之外，还有次电流元的存在，而这两种电流元在相位上相反，因此，沿垂直于螺

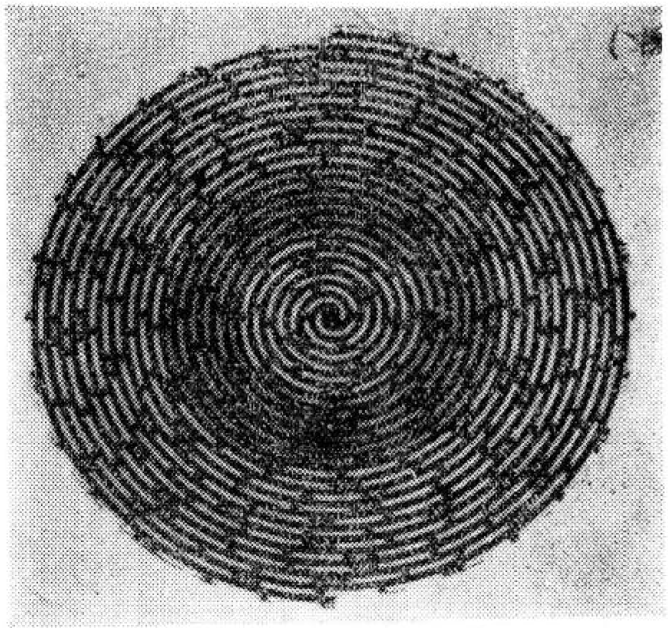


圖1—14　12匝螺綫，工作在下限頻率时电流带的圖示

綫平面的軸，方向图有一零点。还要指出，在螺綫附近，場是圓极化的，而以各种角度离开軸时，則是橢圓极化的。

实驗表明，当离开螺綫很远时，附加的电流带存在，但它只輻射小部分能量，而絕大部分还是出自主带。

采用作图法，能够沿着螺綫确切地标繪出电流的相位[3]。假定了正弦分布后，螺綫元中的电流可用标明正負极性的箭头来代表。当螺綫工作在下限頻率时，其电流带如图1.14所示。根据表示电流方向的箭头，可測察到螺綫元中的相位关系。图1—14中螺綫的饋电是同相的。每一臂中的电流皆沿螺綫元向外流动，經过$\lambda/2$，然后倒向。由于两螺綫元是同相饋电的，所以中心处相邻螺綫元中电流为同相的区域很小；然而，与主电流带相比，由于这一区域太小，同时在这区域之后有匹配板，故在这里产生的輻射很少或者根本沒有。由于螺綫元的几何形状，在圓周約为两个波长时螺綫元中的电流便开始同相排列。图1—15所示的螺綫与图1—14所示的螺綫其大小，形状完全一样，只不过是工作頻率較高而已。因为波长有所降低，因而电流带的位置亦向內移至圓周仍为二倍波长之处。頻率更高时的情况示于图1—16之中，此时电流带在圓周方面又有所減少。显然，螺綫天綫随着工作頻率的变化而改变它的孔径，因而在一个方向上保持其与頻率无关的特性。此外，由图1—16还可看到，在螺綫的外圓周上存在次电流带，正是由于这一电流带的存在，才使得頻率較高时，全向性方向图这一点变坏。以軸模式工作的螺綫，其波束有点开裂，也归結于次电流带的結果。

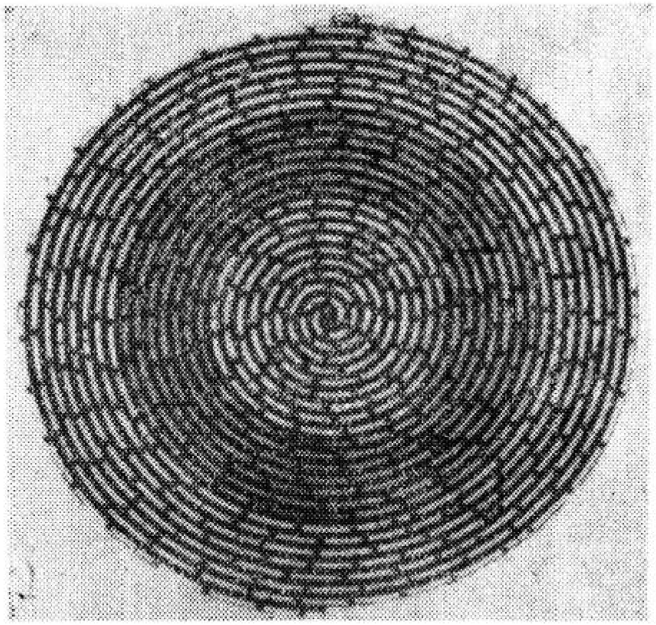


圖1—15　12匝的螺綫，在中間頻率上工作时电流带的圖示

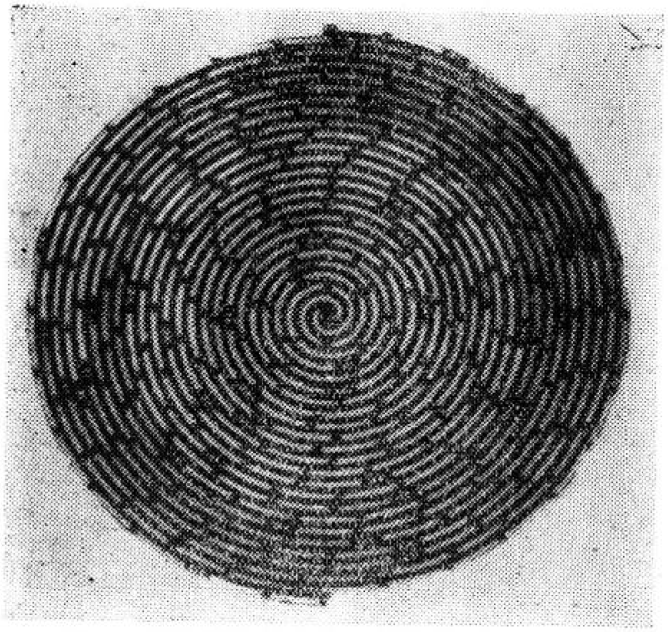


圖1—16　12匝的螺綫，工作在下限頻率时电流带的圖示

如果不考虑次电流带，那么理論的上限截止頻率只由螺綫中心处的公差和所采用之匹配板的尺寸决定。

由电流带图示法还可决定既定直径的螺綫天綫以垂直模式工作时的下限頻率。参看图1—15，于1525MC时，完全包括电流带所要求的直径为15.3厘米。波长給定时，以垂直模式工作所要求的直径由下式确定

$$D=\frac{2.5\lambda_L}{\pi}$$

其中　　　　　　　D＝所要求的直径

λ_L＝以最低频率工作时的波长

由前述諸电流带的标示图看到，电流带的寬度近似为$\lambda/7$。

（3）电流环法[17][18]

除了前面的半圓近似法与电流带法之外，还可用电流环法对阿基米德天綫的輻射性質进行分析。此法的实質为把螺綫看成是圓周等于一个波长的电流环。图1—17即表示这一情况，电流环与接地平面的距离为四分之一波长。在假定了电流分布为$I_0e^{-j(\phi'-\alpha}$之后，其方向图的表达式形如

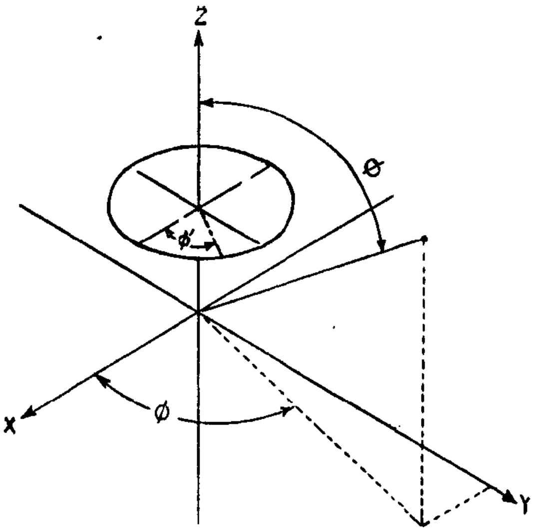


圖1—17　接地板上的一个波長的电流环

$$E_\theta = jK\sin\left(\frac{\pi}{2}\cos\theta\right)\cos\theta\, e^{\pm j(\phi-\alpha)}\, e^{-j\frac{\pi}{2}\cos\theta}\left[J_0(\sin\theta)+J_2(\sin\theta)\right]$$

$$E_\phi = \pm K\sin\left(\frac{\pi}{2}\cos\theta\right)e^{\mp j(\phi-\alpha)}\, e^{-j\frac{\pi}{2}\cos\theta}\left[J_0(\sin\theta)-J_2(\sin\theta)\right]$$

极化椭圓軸比率为

$$\frac{|E_\theta|}{|E_\phi|} = \cos\theta\left[\frac{J_0(\sin\theta)+J_2(\sin\theta)}{J_0(\sin\theta)-J_2(\sin\theta)}\right]$$

式中，上面的符号代表右旋螺綫，而下面的符号則代表左旋螺綫。

在軸上（$\theta=0$）为圓极化，而在螺綫平面上則为綫极化；当$\theta=30°$时，軸比率等于1分貝，当$\theta=45°$时，等于3分貝，随着螺綫旋轉α_0度，輻射場相位也变化α_0。

2．工作模式[3]

不論是阿基米德螺綫天綫还是以后将要提到的等角螺綫天綫，其工作模式都有軸模式与垂直模式两种。饋电点上的相位关系决定了天綫的工作模式。如果向两个螺綫元饋电时有着180°的相位差，則出現軸模式輻射，此时最大輻射出現在与螺綫平面垂直的平面中。若在螺綫元之后放一反射空腔，那么就将出現与螺綫平面垂直

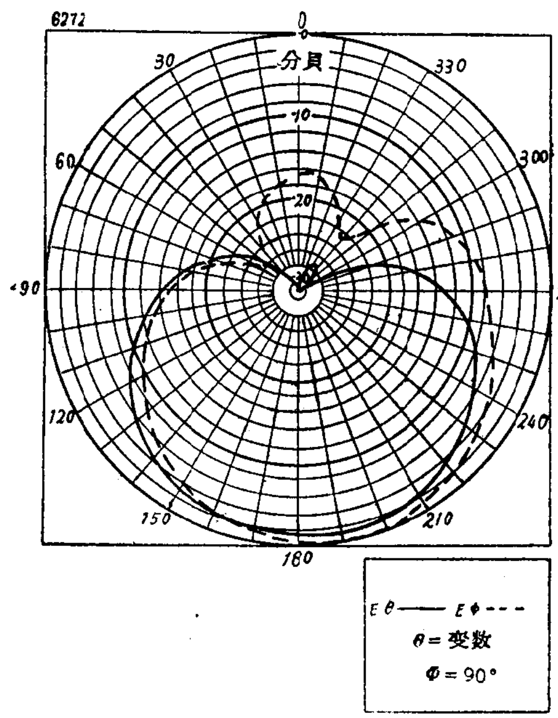


圖1—18　θ平面方向圖（裝有空腔，以軸模式工作）

的单瓣方向图，如图1—18所示。天綫在坐标系中所取的方向如图1—19所示。如果向两个螺綫元的饋电是同相的，則垂直模式的輻射出現，輻射場在螺綫所在平面內有一最大值。于垂直模式工作时使用反射空腔就要使得最大輻射值在离开螺綫平面約 50° 之处出現。結果，方向图出現了开裂，如图1—20所示。由前两图还可看到，不論是哪种工作模式都是圓极化的。

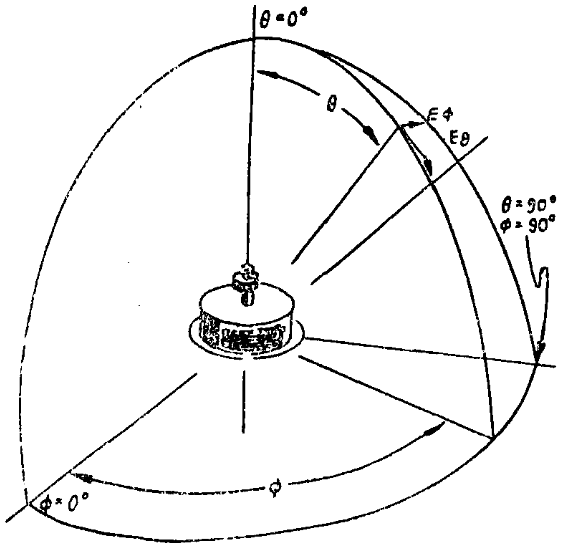


圖1—19 天綫坐标系

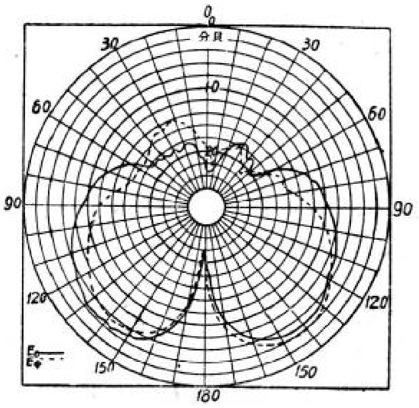


圖1—20 θ平面方向圖（裝有空腔，以垂直模式工作）

3. 参量及設計要点〔3〕〔4〕〔6〕

三种双臂螺綫的形状示于图1—21之中。这里只討論圓形阿基米德螺綫。

对于阿基米德螺綫天綫而言，四条曲綫定义了两个螺綫导体元的边界。曲綫的方程为

$$r = a\theta + b$$

r 与 θ 分别为极坐标中的矢径与幅角，a 和 b 是任意常数。a 称为螺綫的增长率。四条曲綫的 a 都一样，但 b 不同。通常，第一个导体繞原点旋轉180°即成为第二个导体。如果 b_1 和 b_2 是决定螺綫一条臂的两条曲綫的参量，則$W = |b_2 - b_1|$即是导体（或螺綫元）的寬度。通常是使导体的寬度与导体間的距离相等，在这种情況，a 与 W 的关系是 $a = 2W/\pi$。

圖1—21 双臂螺綫的几何形狀

由于不需要双向性的方向图，故在螺綫之后装上一个反射空腔。在設計时要考虑如何选择最佳参量，以滿足实用的要求。这些参量是导体間的距离，螺綫增长率，螺綫直径，空腔尺寸等。另外，考虑到方向图的平滑性，匝数也是值得注意的参量之一。

空腔的直径与螺綫的直径

如前所述，当螺綫直径小于λ/π时，增益不大，隨着直径的增加，增益逐漸加大，最后到

达某一上限，如图 1—22 上方所示。軸上橢圓率与空腔直径的关系示于图 1—22 下方之中。

我們知道，由原点向外沿螺綫运行的能量要以圓极化方式輻射掉（順时針方向）。在“第一带”上所輻射掉的輸入能量的百分数与螺綫的直径有关。一直到最后还沒有輻射掉的那部份能量被反射并向原点运行。反射的能量中，一部份輻射掉（逆时針方向），一部份又出現在輸入处。因之，螺綫在以順时針方向輻射能量的同时也以逆时針方向輻射能量。結果輻射場变成了橢圓极化，或者是在 $D<\lambda/\pi$ 的极端情况变成了綫极化。

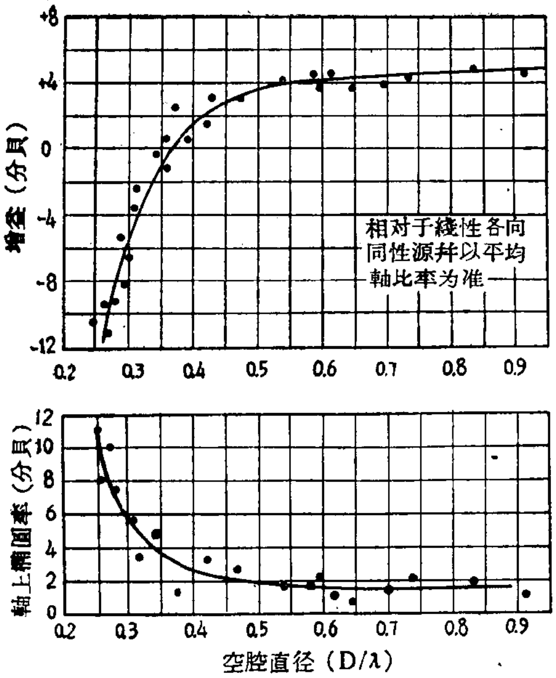


圖1—22 空腔直徑的效应

值得注意的是当螺綫外端有着电阻或吸收材料时，能够改进軸比率〔4〕〔12〕，但天綫的增益却不受影响，如图 1—23 所示。这一結果之所以产生是由于增益是以平均軸比率为准来标准化的。軸比率还有不足之处是由于“第二带”的輻射所致，这个場或加在“第一带”的輻射場上，或由“第一带”的輻射場減去該場，以致改变了軸比率，而不改变标准化增益。

总之

（1）空腔的直径要选择得与螺綫的直径相等。

（2）空腔直径太小会降低增益，增加电压駐波比，增加橢圓率。

（3）空腔直径太大会使方向图發生畸变。

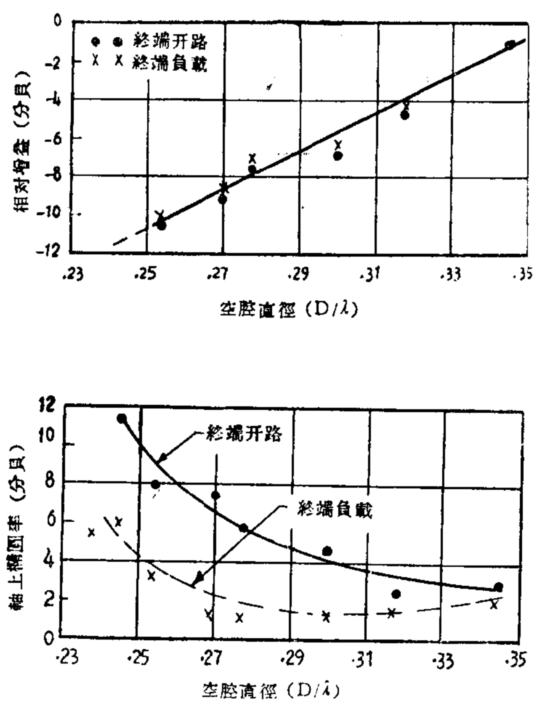


圖1—23 螺綫外端負載的影响

空腔深度

空腔深度对螺綫天綫軸上增益的影响如图 1—24 所示，所示增益已以平均軸比

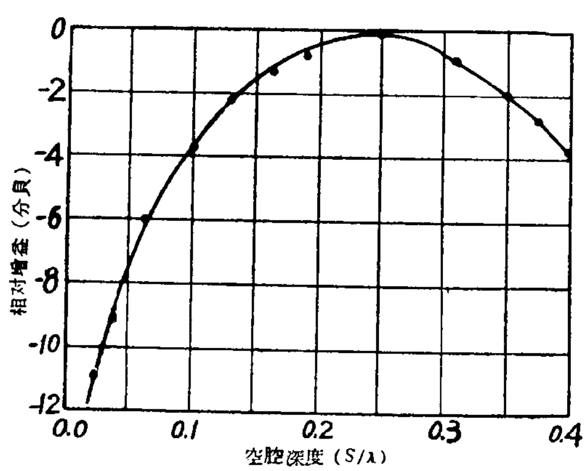
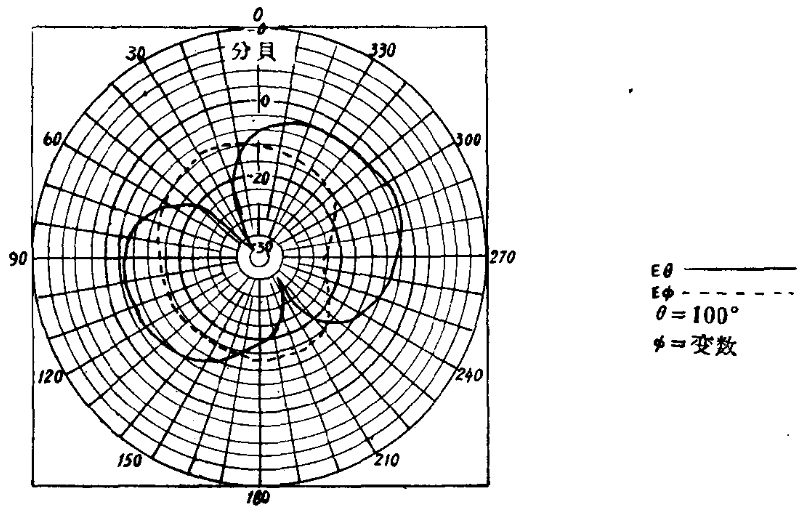


圖1—24 空腔深度的影响

率为准而进行了标准化，并对輸入电压駐波比做了修正。深度等于 0.25 λ 时增益最大；带宽不超出3.3：1时，增益的变化不超过3分貝。



实驗証明，电压駐波比与空腔深度的关系不大。

不同深度的方向图如图 1—25 所示。可看到深度小于某一值时，全向性会破坏，且当工作在频带的下端时，方向图亦与頻率有关。

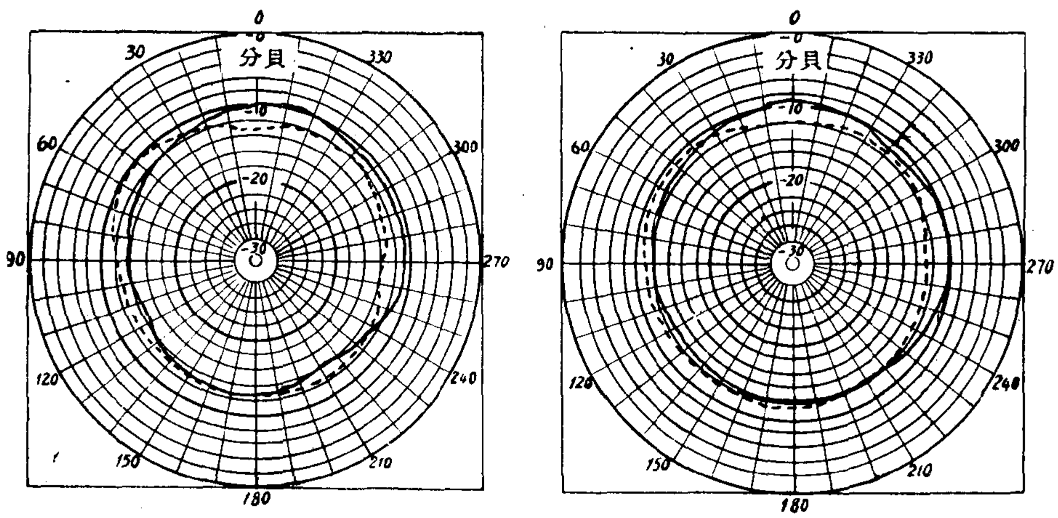


圖1—25　不同空腔深度的方向圖

此外，在文献〔3〕中，还給出了以垂直模式工作时求最小空腔深度的經驗公式（看来，下面的公式与图 1—24 的結果相差不是很大）

$$S = \frac{\lambda_{最大}}{5.9}$$

S = 天綫以垂直模式工作时的最小空腔深度。

$\lambda_{最大}$ = 最大工作波长。

在以軸模式工作时，作者指出，由于輻射垂直于螺綫平面，故要求深度要小于四分之一最短工作

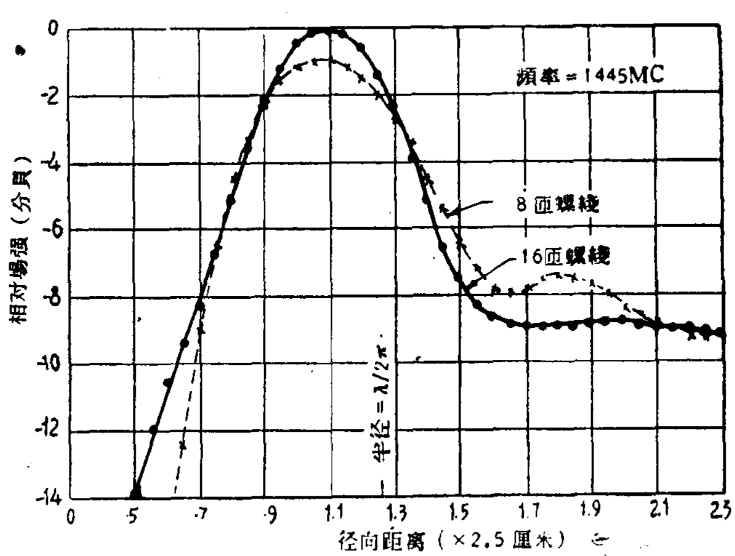


圖1—26　螺綫增長率与沿螺綫面的場分布關系