

雷达高频传输系统

（供工程班学员用）

中国人民解放军空军雷达学校

一九七六年二月

第二章 厘米波雷达的高频传输系统

在第一章中,我们较详细地讨论了平行线和同轴线。平行线的结构简单,制造方便,工作频率在300兆赫以下时,能比较圆满的传输能量。但当频率进一步升高时,由于工作波长越来越短,以至于能和平行线的横向尺寸(例如平行线两导线的间距 d)可以相比拟时,电磁场开始向外扩展,将有一部分能量外逸而形成辐射损耗;此外,由于集肤效应,电阻损耗也要明显的增大。因此,平行线在分米波波段就不再适用了。

为了减小辐射损耗和电阻损耗,在分米波波段采用同轴线是适宜的。因为同轴线的外导体可以避免辐射损耗,又因为外导体的电流密度较内导体的小,电阻损耗主要集中在内导体上,因此总的电阻损耗也比平行线小。但当频率再升高时,同轴线的内导体及支持内导体的介质片上的损耗越来越大,因而到了厘米波段,同轴线也不再符合要求了。

在这些矛盾面前,人们很自然的想到,能否抽掉同轴线中造成高频衰减的主要障碍——内导体,而用一根空心的金属导管来传输高频能量呢?理论和实践都证明是可能的。这就是厘米波雷达通常采用的波导传输线。

与平行线和同轴线相比,波导具有以下几个优点:

1. 电阻损耗小

波导用铜管制成,而且常常在内表面上镀银或金,因此,电导率高,导电面积大,电阻损耗小;

2. 介质损耗小

波导内没有内导体,无需高频绝缘物作支撑,所以介质损耗小;

3. 没有辐射损耗

由于波导壁的屏蔽作用,电磁能量不会外逸,避免了辐射损耗;

4. 功率容量大

波导和同样尺寸的同轴线相比,因波导没有内导体,能承受的击穿电压大,故传输功率也可以比同轴线大;

5. 结构坚固

波导虽然具有这么多优点,但不能因此“作绝对肯定或绝对否定的简单结论。”事实上,波导并不适用于一切波段,因为它受到所谓“截止波长”的限制,只适用于厘米波和毫米波波段。如果把波导用于米波波段,则尺寸将会十分庞大,失去实际意义。例如,要传输工作波长为三米的电磁波,矩形波导的宽边尺寸应大于1.5米,显然这是不切实际的。

图2—1为某测高雷达的波导

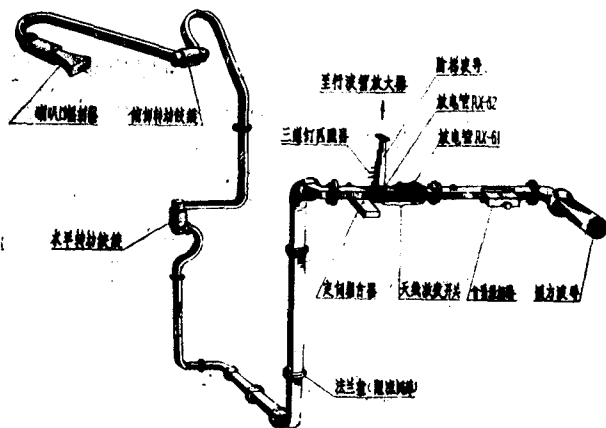


图2—1 某测高雷达的波导传输系统

传输系统实体图。它的主体部分是截面尺寸为 72×44 毫米的矩形波导。全系统分为发射支路和接收支路两部分。发射支路包括：圆方波导、介质移相器、天线收发开关，转动交连和测试用的定向耦合器等；接收支路包括：三螺钉匹配器、阶梯形波导和截面尺寸为 72×10 毫米的接收支路波导。

发射机磁控管振荡器产生的大功率脉冲，经圆方波导将波型变换以后，通过介质移相器、收发开关、主传输波导、转动交连等送到天线的喇叭辐射器；回波信号则通过相反的途径，经收发开关、三螺钉匹配器、阶梯形波导等送往接收机。

为了掌握波导传输电磁能的规律，必须首先弄清电磁场在波导内的分布规律和传播特点。

第一节 交变电磁场的一般知识

一、路与场

在低频网络里，我们已经有了比较完善的电路理论，籍此能够准确的预测电压、电流在电路中所发生的过程和结果。所谓电路理论，就是研究电路中电压、电流、阻抗之间关系的理论。例如欧姆定律，克希霍夫定律等都是这种关系的总结。它们是研究集中参数电路的，表征电路特性的参数——电阻、电感、电容都集中在电阻器、电感器和电容器等电路元件中。集中参数电路的几何尺寸都远比波长小，电压和电流通过整个电路所需要的时间也远比振荡周期短。因此集中参数电路中只研究过程与时间的关系，而不研究过程与空间位置的关系（即所谓零度空间电路），这就是我们所熟知的交流电路理论。

随着频率的升高，电路的线尺寸接近于甚至大于波长，这时电阻、电感、电容这些参数不仅集中在个别元件中，而且分布在整个传输线上了，因此需要研究分布参数电路。在这种电路中，不但要研究过程与时间的关系，而且要研究过程与空间位置的关系，这就是长线理论，它是集中参数电路理论的推广。然而我们绝对不应忘记，长线理论是基于这样一个前提，就是线的横向尺寸（例如两平行线的间距，同轴线内外导体的间距等）都远比波长小，因此它只需要研究过程与传输线的长度之间的关系（即所谓一度空间电路）。但到了厘米波或毫米波波段时，这个前提也不能满足了，因为这时传输线的横向尺寸也可以与信号的波长相比拟了，所以长线理论完全失去了它的基础，原则上必须借助于描述电场和磁场普遍规律的电磁场理论。

事实上，更为本质的是电磁场，电压和电流则是它们的综合效应。场的理论能更精确、更普遍、更深刻的反映宏观电磁现象的规律性，而电路理论只不过是场的理论在频率较低情况下的简化和近似而已。它们既是统一的，但又有区别。

场的理论比电路理论要复杂一些，因为它要研究场在三度空间的分布，所以微波电路又称为三度空间电路，或叫立体电路。

在微波技术中，原则上应采用场的分析方法，但在许多实际情形下，为了研究方便，又常常以路的概念加以等效，使问题简化。

二、电磁波

（一）电磁波的形成

在电工学中指出，变化的磁场可以在导体回路中产生变化的电流，而变化的电流又可以在导体回路周围激起变化的磁场。总之这种电与磁的相互转化要籍助于导体回路来说明。但

是人们在长期的实践中发现，这种理论是不完全的，这是因为电和磁的相互转化，并不一定要依赖于导体回路的存在。实践证明，在任何空间和介质中，变化的电场总可以激起变化的磁场；反过来，变化的磁场也总能激起变化的电场。也就是说，交变电场和交变磁场永远是互相联系着的，形成统一的电磁场。

电磁场相互产生、相互支持的过程简述如下：设空间某一给定区域中的电场发生变化（例如天线中的电荷高频振荡而产生的高频电场），在邻近的区域会引起变化的磁场，这变化磁场又在较远的区域引起新的变化的电场，接着在更远的区域引起变化的磁场，如此循环不已。图2—2可以形象地说明这种过程。当然，实际情形并非如此简单，而是在电磁场所及空间的各点都充满着电场和磁场。

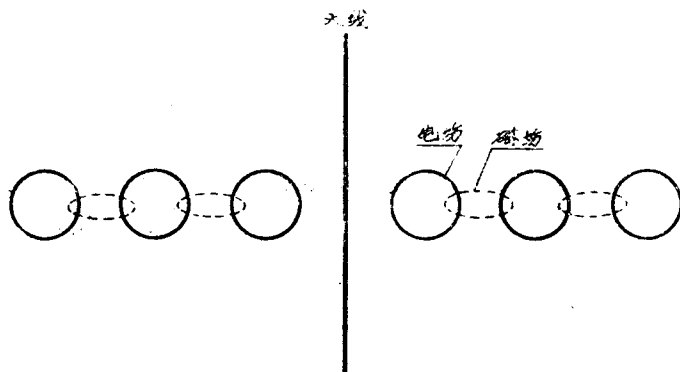


图2—2 交变电场和交变磁场在空间的相互转化

这种从空间某给定区域出发，由近及远地传播着的电磁场就叫做电磁波。

(二) 均匀理想介质中的平面电磁波

所谓均匀理想介质是指介电系数 $\epsilon = \text{常数}$ ，导磁系数 $\mu = \mu_0 = \text{常数}$ ，电导率 $\sigma = 0$ 的均匀无限大的介质。不言而喻，真空是理想介质，而空气也可以近似地看成均匀理想介质。

电磁波是一种特殊的电磁波动，比起其它形式的波动有其特点。但它既然是一种波动，那么与其它波动（例如机械波动）必有共性，因而有可能用相同的术语和方法加以研究。

1. 在波传播的介质中，振荡相位相同的所有点联成的面叫做等相位面或波阵面，波阵面为平面的叫平面波，为球面的称为球面波，在波动传播过程中处在最前沿的波阵面叫做波前。

2. 波的传播方向称为波线或射线。在各向同性的均匀介质中，射线垂直于等相位面。

3. 几个波在空间某一点相遇的时候，该点的效应等于各波单独存在时的效应的总和，这就是波的迭加原理。

4. 两个频率相同的波在同一直线上沿相反方向传播时，相遇迭加将形成驻波。

5. 波的传播速度、频率和波长之间关系为：

$$v = f \cdot \lambda$$

然而，电磁波终究不是机械波，它是一种特殊的电磁场运动形式，所以“尤其重要的，成为我们认识事物基础的东西，则是必须注意它的特殊点，就是说注意它和其它运动形式的区别”。

下面讨论雷达中常用的平面电磁波的基本特性。

存在电磁波的空间内任意一处，必然同时存在电场矢量 $\vec{E}$ 和磁场矢量 $\vec{H}$ ， $\vec{E}$ 和 $\vec{H}$ 不但永远互相垂直，而且还与电磁波的传播方向垂直，也就是说，场矢量 $\vec{E}$ 、 $\vec{H}$ 和速度矢量 $\vec{v}$ 三者之间的方向关系符合右手定则，如图2—3所示。

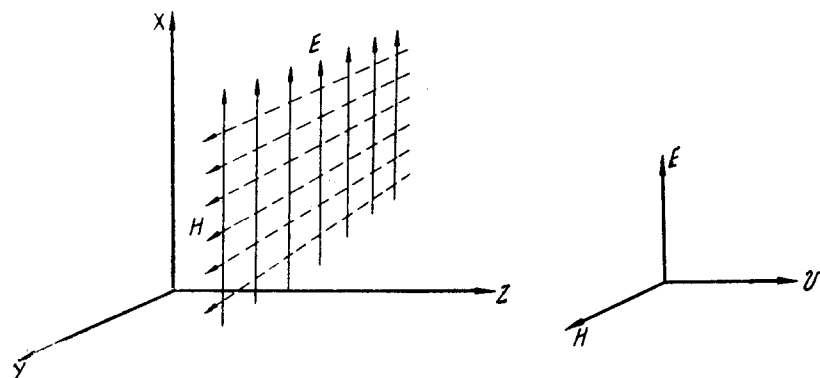


图2—3 平面电磁波以及电场、磁场和传播方向之间的关系

场的数学表达式为：

$$\left. \begin{aligned} E_x &= E_m \sin(\omega t - \beta z) \\ H_y &= H_m \sin(\omega t - \beta z) \end{aligned} \right\} \quad (2.1)$$

式中 E_m 和 H_m 为电场和磁场的振幅， ω 为角频率， β 为相移常数。

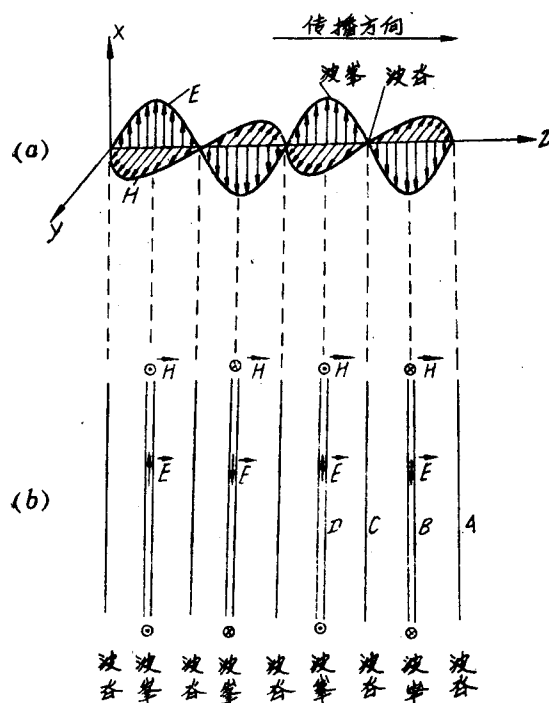


图2—4 平面波电磁场的空间分布

平面电磁波（以后简称平面波）在某一时刻的场分布可用图2—4(a)表示，其中XZ平面上分布的为电场矢量，YZ平面上分布的为磁场矢量。如果我们从上往下俯视图2—4(a)的场分布，便可画出图2—4(b)，图(b)中的实线表示电场的等相位面，箭头表示电场方向；磁场垂直于纸面，‘×’表示进入纸面，‘·’表示出自纸面。从图(b)中看出，在A平面上任意一点的电场 $\vec{E}$ 和磁场 $\vec{H}$ 都等于零；在B平面上任意一点的 $\vec{E}$ 和 $\vec{H}$ 都具有最大值；在D平面上任意一点的 $\vec{E}$ 和 $\vec{H}$ 也具有最大值，但场的方向正好与B平面上相反，……。

必须注意，电磁波是向前传播的，随着时间的推移，图中的整个波

形应该向Z轴方向移动,其速度与介质的介电系数和导磁系数有关,即:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu \epsilon}} \quad (2 \cdot 2)$$

在自由空间中

$$v_0 = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \cdot \epsilon_0}} = C = 3 \times 10^8 \text{ (米/秒)}$$

说明电磁波在自由空间中以光速传播。

此外,当电磁波在空间传播时,任意一点的电场强度与磁场强度之比具有不变的数值,即

$$\frac{|\vec{E}|}{|\vec{H}|} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$$

在自由空间中,

$$\frac{|\vec{E}|}{|\vec{H}|} = 120 \pi = 377 \text{ (欧姆)},$$

因为它具有阻抗的量纲,故称它为自由空间波阻抗。

最后,我们将均匀理想介质中的平面波的特点概括为以下几点:

1. 在平面波中,场只有横向分量,而无纵向(即传播方向)分量,这种波叫做横电磁波,记做TEM波。

2. 电磁波以 $v = \frac{1}{\sqrt{\mu \cdot \epsilon}}$ 的速度沿垂直于电场和磁场的方向传播, $\vec{E}$ 、 $\vec{H}$ 及 $\vec{v}$ 的方向之间成右手定则关系。在自由空间中,电磁波以光速传播。

3. 理想介质(如真空)的电导率 $\sigma = 0$, 所以没有传导电流存在,因而电磁波传播时无损耗。

4. 电场和磁场在空间永远互相垂直。

5. 在空间的每一点,电场和磁场具有相同的相位。

6. 电场强度和磁场强度振幅的比值为一常数,该常数称为波阻抗。

7. 自由空间中任意一点的电场和磁场所具有的能量永远相等。

三、电磁波在理想导体表面的边界条件

一般地说,所谓边界条件,是指在两种不同介质的分界面上,电磁场的分布应服从的规律。在波导中,电磁场在管壁附近的分布应满足什么条件,就是一个十分重要的边界条件问题。由于波导管壁通常镀银,导电性能良好,近似于理想导体,因此,研究电磁波在理想导体表面的边界条件具有实际的意义。

(一)电场的边界条件

在理想导体表面上,不能存在与导体表面平行的电场,只能存在与导体表面垂直的电场。

当平行于导体表面的电场 E_1^+ 投射到导体上时,导体表面将出现感应电荷,正电荷顺电场方向移动,负电荷逆电场方向移动,在正、负电荷之间将形成电场,此即为反射电场 E_1^- 。 E_1^- 与入射电场 E_1^+ 的方向相反,如图2—5(a)所示。由于理想导体的电阻为零,在导体内表面不可能有切向的电位差存在,因此 E_1^- 和 E_1^+ 不仅方向相反,而且大小必须相等,因此平行导体外表面的合成电场为零。

由于理想导体表面可以存在正、负电荷，因此可以存在与表面垂直的电场，如图 2—5 (b) 所示。

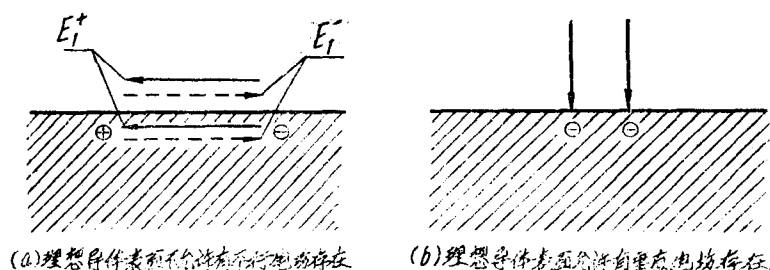


图2—5 导体表面电场的边界条件

(二) 交变磁场的边界条件

在理想导体的表面上，不能存在与导体表面垂直的交变磁场，只能存在与导体表面平行的交变磁场。

当垂直于导体表面的交变磁场 H_1^+ 投射到导体上时，导体内将出现感应电流，并出现与入射磁场方向相反的反射磁场 H_1^- ，如图 2—6 (a) 所示，其合成磁场为 $H_1^+ + H_1^-$ 。由于理想导体的电阻为零，若合成磁场不为零，则感应电流将为无限大，显然这是不可能的。因此垂直于导体的合成磁场必须为零。

当平行于导体表面的交变磁场 H_2^+ 投射到导体上时，导体表面也会出现感应电流，如图 2—6 (b) 所示。此电流产生的反射磁场 H_2^- 在导体内部与入射磁场 H_2^+ 的方向相反，大小相等，互相抵消；而在导体表面则与入射磁场的方向相同，大小相等，互相加强。因此，在导体表面可以存在平行的交变磁场。

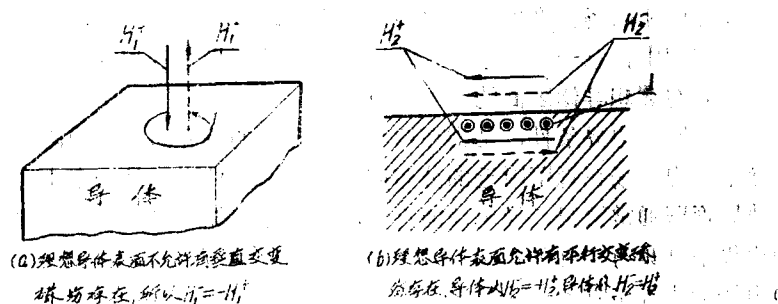


图2—6 导体表面磁场的边界条件

第二节 矩形波导内电磁波的传播

一、平行线传输电磁波的简单推广

(一) 波导为什么能够传输电磁波

从结构形式上看，波导不再是两根导线，与我们前面熟知的平行线不同。为什么波导能

够传输电磁波呢？粗略地看，矩形波导可以看成平行线演变而来的。

在平行线的两边并联 $\lambda/4$ 长度的绝缘支架，是不会影响电磁能量传播的。如果并接的支架非常多，乃至连成一个整体，成为一个矩形的金属导管，那么平行线也就演变成矩形波导了，如图 2—7 所示。当然，严格地来说，随着并接的 $\lambda/4$ 线段的增加，电磁场的分布会发生一些变化。十分明显的是，当最后

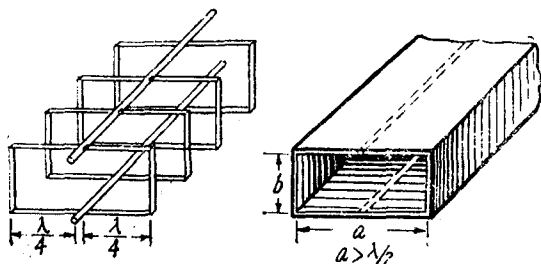


图2—7 矩形波导体可以看作是由平行线和金属绝缘支架的组成

演变成波导的时候，电磁场将全部集中在波导内部，而原来存在于平行线外侧的场遂不再存在。正是由于这些变化，按上述演变的波导内部传输的电磁波不再是横电磁波，而变成了所谓“横电波”。也就是说，磁场将出现纵向分量。至于波导内场的具体结构，将留待后面去讨论。

矩形波导常常做成高、宽不等的矩形导管，通常把较宽的一边称为“宽边”，其长度记以 a ；较窄的一边称为窄边，其长度记以 b 。

(二)波导可以传输哪些波长的电磁波

波导虽可以传输电磁波，但是一定尺寸的波导又只能传输波长小于一定数值的电磁波。根据平行线演变成波导的情形，可以初步说明这种限制。

当电磁波的波长 λ 小于波导宽边两倍，即 $\lambda < 2a$ 时，如图 2—8 (a) 所示，波导的宽边

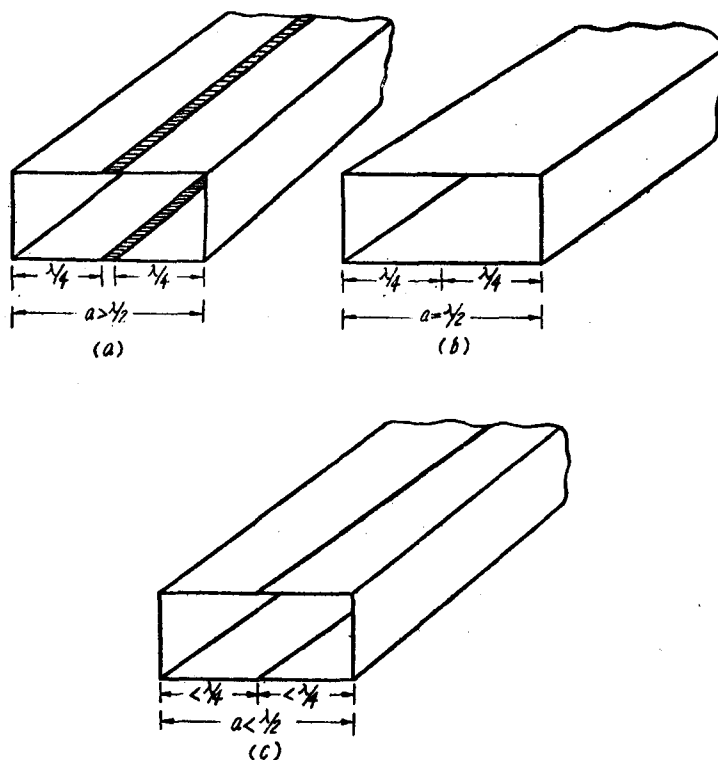


图2—8 不同波长的电磁波在波导内的传播

大于半个波长，相当于在尺寸较宽的平行线上并接了许多 $\lambda/4$ 绝缘支架。因此，矩形波导可以传输 $\lambda < 2a$ 的电磁波。

当电磁波的波长等于或大于波导宽边的两倍，即 $\lambda \geq 2a$ 时，波导宽边就等于或小于半个波长，这相当于在平行线两旁并联了许多电感（因为小于 $\lambda/4$ 末端短路线呈电感性），使电磁波迅速被反射回电源。可见矩形波导不能传输 $\lambda \geq 2a$ 的电磁波。

从上面的讨论可以知道，一定尺寸的波导不能传输任意波长的电磁波，说明波导内存在着电磁波能否传输的波长界限，这一界限称为“临界波长”或“截止波长”，记以 λ_c 。凡大于或等于截止波长的电磁波都不能在波导中传播。这就是为什么波导只适用于厘米波段和毫米波段，而不适用于米波波长的原因。

在上述简单的推论中，波导的窄边相当于平行线两根导线的间距，它的大小对电磁波的传播并不起本质的决定性的作用。在长线理论中，平行线两导线的间距和线的特性阻抗有关；在波导中，窄边 b 的大小也同样和波导的特性阻抗有关，此外还与波导的衰减和功率容量等有关。这些将待后面去讨论。

二、平面电磁波在理想导体表面上的反射

（一）为什么要讨论反射

由于波导内不能传输横电磁波，只能传输所谓“横电波”或“横磁波”。而横电波和横磁波又是横电磁波以一定的角度投射到波导管壁上，经管壁来回反射迭加而成的。因此，要研究波导内电磁场的分布及特点，必须首先弄清平面电磁波在理想导体表面的反射规律。

波导内为什么不能传输横电磁波呢？我们可以用反证法来证明：假设波导中能传输横电磁波，那么，磁力线一定会在波导的横截面中形成闭合曲线，而不能穿出波导管壁（因为理想导体表面不能存在垂直的磁场分量），如图 2—9 所示。由于磁力线只能围绕着传导电流

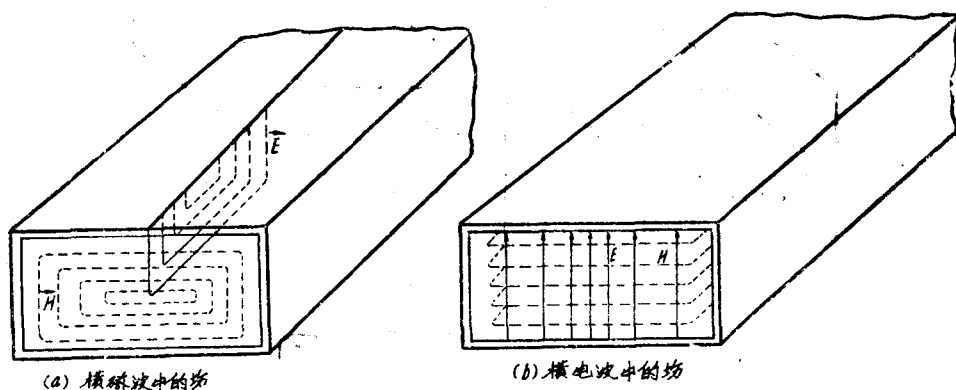


图2—9 波导中的电磁场

或者变化的电场而闭合。很显然，波导内部空间是没有传导电流的，因此磁力线必须围绕着纵向的交变电场而闭合。但是横电磁波是不存在纵向交变电场的，因此波导中不可能存在横电磁波。

（二）反射定律

在图 2—10(a)中，将一无限大的理想金属平面铺于 YOZ 平面上（ Y 轴从纸面穿出，图上未画出）。有一 Y 方向极化的平面波（所谓 Y 方向极化是指随着时间的改变，电场矢量的

方向始终平行于Y轴),其射线与X轴线成 θ^+ 角投射到导体表面。由于理想导体的电阻为零,不吸收能量,必然产生全反射。在反射点O,入射波的电场 E_{0y}^+ 平行于金属板,入射磁场 H_0^+ 可以分解为 H_{0x}^+ 和 H_{0z}^+ 两个分量。根据边界条件,平行于理想导体表面的总电场必须为零。因此O点的反射电场 E_{0y}^- 与入射电场 E_{0y}^+ 大小相等,相位相反,即 $E_{0y}^- = -E_{0y}^+$,

当 E_{0y}^+ 出自纸面时, E_{0y}^- 进入纸面。又因为理想导体表面不允许存在垂直的交变磁场,故 $H_{0x}^- = -H_{0x}^+$;由于理想导体表面允许存在平行的交变磁场,故 $H_{0z}^- = H_{0z}^+$ 。把以上结果写在一起,

$$\left. \begin{aligned} E_{0y}^- &= -E_{0y}^+ \dots\dots (a) \\ H_{0x}^- &= -H_{0x}^+ \dots\dots (b) \\ H_{0z}^- &= H_{0z}^+ \dots\dots (c) \end{aligned} \right\} (2 \cdot 2)$$

从图2—10(a)还可以看出,入射角 θ^+ 和反射角 θ^- 分别为

$$\begin{aligned} |\theta^+| &= \tan^{-1} \left| \frac{H_{0x}^+}{H_{0z}^+} \right| \\ |\theta^-| &= \tan^{-1} \left| \frac{H_{0x}^-}{H_{0z}^-} \right| \end{aligned}$$

由于 $\left| \frac{H_{0x}^+}{H_{0z}^+} \right| = \left| \frac{H_{0x}^-}{H_{0z}^-} \right|$

所以 $\theta^+ = \theta^-$

反射角等于入射角,这就是物理学中讨论过的反射定律。所以平面电磁波在理想导体表面的反射是全反射,而且满足反射定律。

图2—10(b)可以简单的说明反射过程。图中 ab 是入射波等相位面的一部分, b 点的入射波正处于反射的瞬间,它形成的反射波将沿着 bd 方向传播; a 点的入射波尚未到达反射面,将继续沿着 ac 方向传播,当传到 c 点产生反射时, b 点的反射波正好传到 d 点, c 、 d 两点的反射波应处于同一等相位面 cd 上。由于入射波和反射波在同一介质中的传播速度相等,经过相同的时间所走过的路程也必然相同,所以在直角三角形 $\triangle abc$ 和 $\triangle dc b$ 中, $ac = bd$, bc 为公共边,故两个三角形全等,得到 $cd = ab$ 。这说明反射波等相位面和入射波等相位的宽度相等,原因就是等相位面 cd 是等相位面 ab 通过反射后形成的。

(三)平面电磁波经反射后,空间的合成场强

由于电场和交变磁场在理想导体表面的边界条件不同,因此,要知道平面波反射后的合成场强,必须首先找出反射前后电场和磁场的分布规律,然后通过矢量相加得出合成场强。

假设入射波仍为Y方向极化的平面波,则交变磁场可以分解成X向和Z向两个分量。下面先讨论反射后的合成电场分布。图2—11(a)中,入射波以 θ 角投射到YOZ平面上,双实线表示入射电场的波峰,双虚线表示入射电场的波谷,带箭头的黑粗线表示射线方向。由于入射波将在导体表面产生全反射,且反射角等于入射角,因此反射波也应该是一个强度与入射波相等、反射角为 θ 的平面波,其等相位面与反射波的射线垂直。根据边界条件,平行于理想导体表面的合成电场必须为零,因此,Y向反射电场和入射电场大小相等,相位相

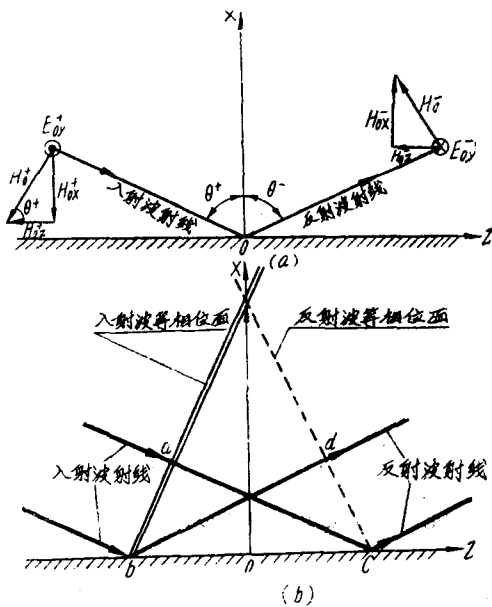


图2—10 平面电磁波在导体表面的反射

反, 即 $E^-_{0y} = -E^+_{0y}$ 。故在导体反射面上, 凡入射电场为波峰的地方, 反射电场必为波谷; 入射电场为波谷的地方, 反射电场必为波峰。我们用单实线表示反射波的波峰, 单虚线表示反射波的波谷, 于是就绘出了图中反射电场和入射电场的波峰、波谷等相位面在某一瞬间的分布图。

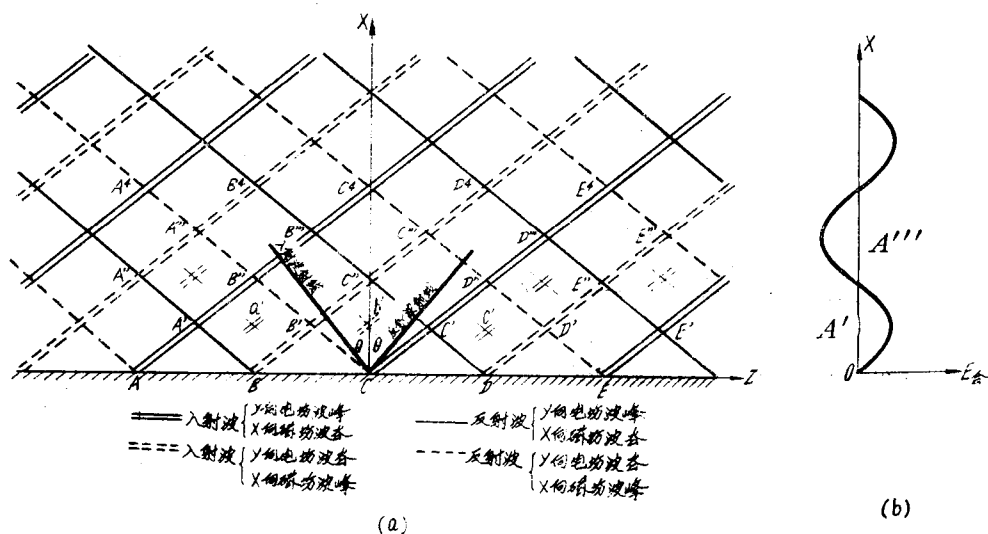


图2—11 平面电磁波经导体平面反射后, Y向电场 (X向磁场) 振幅的分布

首先让我们沿着X轴方向来观察一下合成场强的分布规律。在 $A'B'C'D'$ 直线上, 凡入射波是波峰之处, 反射波也是波峰; 入射波是波谷之处, 反射波也是波谷, 因此合成场强最强, 且幅度等于相应点的电场幅度的两倍。在 $A''B''C''D''$ 直线上, 入射波是波峰之处, 反射波是波谷; 是入射波波谷之处, 反射波是波峰, 沿线的合成电场处处为零。在 $A'''B'''C'''D'''$ 直线上, 场强的分布又与 $A'B'C'D'$ 直线上相同, 只是相位相反。以后每隔同等距离, 分布情况就要变换一次。所以合成场强沿X轴方向是按正弦规律分布的, 图2—11(b)所示的为过 A' 、 A''' 两点所在直线上合成电场的分布情况。

再沿着Z轴方向观察一下合成场强的分布规律。在Z轴方向上, 除了 $A''B''C''D''$ 直线上的场强处处为零以外, 无论在 $A'B'C'D'$ 直线上还是 $A'''B'''C'''D'''$ 直线上, 场强都是波峰、波谷交替出现的。因此沿Z轴方向的合成场强也是按正(余)弦分布的, 见图2—11(b)所示。

虽然沿Z轴或X轴方向的场强都按正(余)弦分布, 但两者却存在着本质的区别。仔细分析图2—11(a)便可以发现, 沿Z轴方向的合成电场呈行波状态, 而沿X轴方向的合成电场呈驻波状态。电场的这一特点可以从图2—11(a)中看出, 该图所绘的是合成场强在某一瞬间的分布情形, 若经过四分之一周期时间, 则入、反射都将沿着各自的传播方向前进四分之一波长距离, 原先的波峰、波谷点 $A'B'C'$ 将沿着Z轴方向前进到 $a'、b'、c'$ 位置, 但沿X轴方向并没有移动, 仍在 $A'B'C'$ 直线上。可见, 随着时间的推移, 合成电场的整个波形只向Z轴移动而并不向X轴方向移动, 因此沿Z轴方向的场呈行波状态, 而沿X轴方向的场呈驻波状态。

磁场 H_x 的反射和合成情况也可以用图2—11(a)来说明。图中双线仍然表示入射波, 单

线表示反射波。应注意的是现在的实线是波谷，虚线是波峰。其原因可以从图 2—10(a) 中看出，当 E^+_{0y} 指向 Y 时， H^+_{0x} 指向 $-X$ ； E^+_{0y} 指向 $-Y$ 时，为了保持入射波的传播方向不变， H^+_{0x} 必须指向 X 。也就是说，凡 E^+_{0y} 为波峰之处， H^+_{0x} 必为波谷； E^+_{0y} 为波谷之处， H^+_{0x} 必为波峰。又因为理想导体表面不允许存在垂直交变磁场，故 $H^-_{0x} = -H^+_{0x}$ 。因此，在导体反射面上，凡 H^+_{0x} 为波峰之处， H^-_{0x} 必为波谷；凡 H^+_{0x} 为波谷之处， H^-_{0x} 必为波峰。可见磁场 H_x 的反射情况和电场 E_y 的反射情况完全相同。因此，图 2—11(a) 同样可以代表 H_x 的反射和合成情况。所不同的仅仅是 E_y 为波峰的地方恰好是 H_x 为波谷的地方。

磁场 H_z 的反射和合成情况与上面的情形不同，这是因为理想导体表面可以存在平行交变磁场，所以反射波不需要反相，即 $H^-_{0z} = H^+_{0z}$ 。据此可以画出某一瞬间 Z 向磁场分量的分布图形，见图 2—12 所示。图中双线为入射波，单线为反射波，实线为波峰，虚线为波谷。

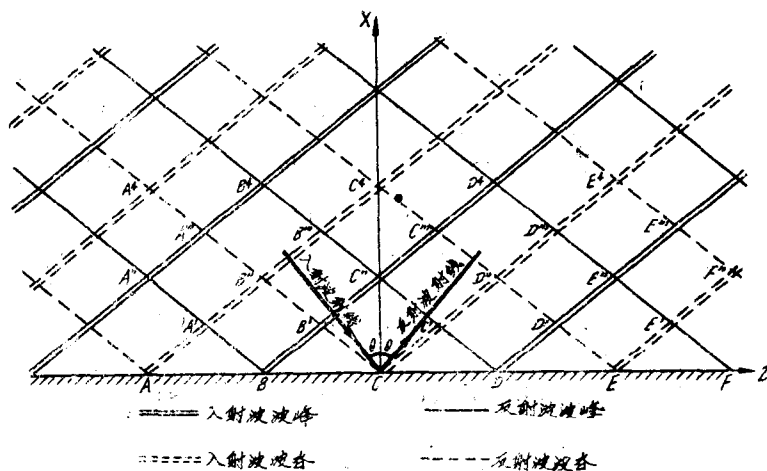


图2—12 平面电磁波经导体平面反射后， Z 向磁场振幅的分布

同样，合成磁场沿 Z 轴方向呈行波状态，沿 X 轴方向呈驻波状态。比较图 2—11(a) 和 2—12 可以发现， Z 方向的合成磁场最强的地方，正好是 Y 方向的合成电场和 X 方向的合成

磁场等于零的地方；而 Y 方向的合成电场以及 X 方向的合成磁场最强的地方，恰好又是 Z 方向的合成磁场等于零的地方。

上面我们从物理概念出发讨论了平面波经理想导体表面反射以后，合成场强的分布规律，这一规律也可以通过简单的数学演算得到证实。

假设：入射波为沿 ξ 方向前进的余弦波，反射波为沿 $-\xi'$ 方向前进的余弦波，见图 2—13 所

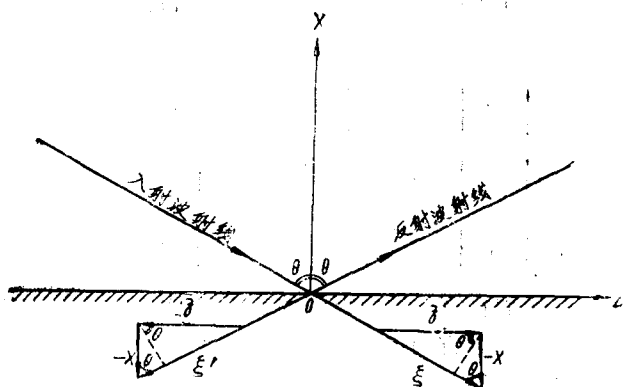


图2—13 求平面电磁波在导体表面反射时的场方程

示。

很显然，空间任意一点的合成电场可以写成

$$E_y = E^+_y + E^-_y = E_{ym} \cos(\omega t - \beta \xi) - E_{ym} \cos(\omega t + \beta \xi')$$

写成复数形式，

$$\begin{aligned} \overline{E}_y &= \overline{E}_{ym} [e^{j(\omega t - \beta \xi)} - e^{j(\omega t + \beta \xi')}] \\ &= \overline{E}_{ym} [e^{-j\beta \xi} - e^{j\beta \xi'}] e^{j\omega t} \end{aligned}$$

因为我们现在讨论的是场在空间的分布规律，为了计算方便，可以先略去时间因子 $e^{j\omega t}$ ，则上式可改写成

$$\overline{E}_y = \overline{E}_{ym} (e^{-j\beta \xi} - e^{j\beta \xi'}) \quad (A)$$

将 ξ 和 ξ' 用图 2—13 中的直角坐标表示出来，根据几何关系有：

$$\left. \begin{aligned} \xi &= d \sin \theta - x \cos \theta \\ \xi' &= -d \sin \theta - x \cos \theta \end{aligned} \right\} \quad (B)$$

把 (B) 式代入 (A) 式，得空间任意一点的合成电场为：

$$\begin{aligned} \overline{E}_y &= \overline{E}_{ym} [e^{-j\beta(d \sin \theta - x \cos \theta)} - e^{j\beta(-d \sin \theta - x \cos \theta)}] \\ &= \overline{E}_{ym} e^{-j\beta d \sin \theta} [e^{j\beta x \cos \theta} - e^{-j\beta x \cos \theta}] \\ &= 2j \overline{E}_{ym} \sin(\beta x \cos \theta) \cdot e^{-j\beta d \sin \theta} \end{aligned}$$

考虑到电场随时间的变化，则

$$\overline{E}_y = 2j \overline{E}_{ym} \sin(\beta x \cos \theta) \cdot e^{j(\omega t - \beta d \sin \theta)}$$

取实部

$$E_y = -2E_{ym} \sin(\beta x \cos \theta) \cdot \sin(\omega t - \beta d \sin \theta)$$

令

$$2E_{ym} = E_{ym}$$

则

$$E_y = -E_{ym} \sin(\beta x \cos \theta) \cdot \sin(\omega t - \beta d \sin \theta)$$

这就是空间任意一点合成电场的分布规律。用同样的方法可以求得合成磁场的分布规律为：

$$H_x = H_{xm} \sin(\beta x \cos \theta) \cdot \sin(\omega t - \beta d \sin \theta)$$

$$H_z = -H_{zm} \cos(\beta x \cos \theta) \cdot \cos(\omega t - \beta d \sin \theta)$$

因为 β 是入射波的相移常数，故 $\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$ ，(注意： λ 为入射波的波长)，代入以上三式，便得到空间合成场强的分布规律为：

$$\begin{aligned} E_y &= -\left[E_{ym} \sin\left(\frac{2\pi \cos \theta}{\lambda} x\right)\right] \cdot \sin\left[\omega t - \left(\frac{2\pi \sin \theta}{\lambda}\right) d\right] (a) \\ H_x &= \left[H_{xm} \sin\left(\frac{2\pi \cos \theta}{\lambda} x\right)\right] \cdot \sin\left[\omega t - \left(\frac{2\pi \sin \theta}{\lambda}\right) d\right] (b) \\ H_z &= -\left[H_{zm} \cos\left(\frac{2\pi \cos \theta}{\lambda} x\right)\right] \cdot \cos\left[\omega t - \left(\frac{2\pi \sin \theta}{\lambda}\right) d\right] (c) \end{aligned} \quad (2.3)$$

上面三式中后半部分方括号里的因子与我们在第一章中得到的长线方程解的行波波动物因子相似。说明合成场随着时间的推移，是向着 Z 轴方向传播的。

上面三式中前半部分的方括号代表行波的振幅，它们沿 X 轴方向作正（余）弦分布，而且不随时间变化。也就是说，沿着 X 轴方向上，合成场的振幅有的地方始终最大，有的地方

始终最小, 这就是我们熟知的驻波分布特点。

下面将可以看到, 以上三个场方程, 实际上就是矩形波导中 TE_{10} 波的场的表达式。

三、矩形波导内的基本波型—— $TE_{10}(H_{10})$ 波

(一) 矩形波导内的电磁波是怎样传播的

图 2—11(a) 和 2—12 表明, 在 $A''B''C''D''$ 直线上, E_y 和 H_x 处处为零, 而 H_z 则处处最大。若通过直线 $A''B''C''D''$ 放置一块平行于 YOZ 平面的理想金属平板, 则肯定不会影响上下导体之间的电磁场分布 (因为该金属平板满足场的边界条件)。这样, 以一定角度投射的电磁波, 将在上下导体表面来回反射, 曲折地向前传播, 如图 2—14 所示。图中向斜下方投射的波相当于图 2—11(a) 和 2—12 中的入射波; 向斜上方投射的波相当于反射波; 空间的总场强就是这两种投射波的合成场强。

若图 2—14 中的上下金属板宽度取为 b , 再用另外两块金属将它们左右封闭起来, 就成为矩形波导, 如图 2—15 所示。由于后加的两块金属板正好与电场 E_y 垂直, 与磁场 H_x 和 H_z 平行, 符合场的边界条件, 因此也不会影响场的分布。如此构成的矩形波导, 其窄壁就是上下金属板 (宽度为 b), 宽壁为后加的两块金属板 (宽度为 a)。电磁场通过窄壁的来回反射, 向前传播。事实上, 如上放置的金属板内部的电磁波, 就是矩形波导内的 TE_{10} 。

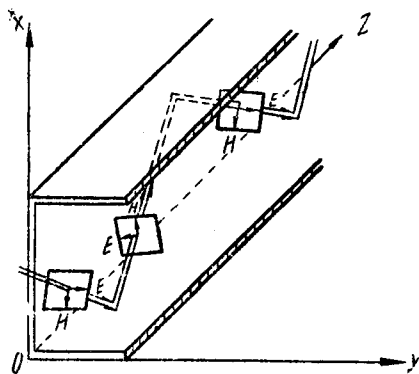


图2—14 电磁波在矩形波导内的传播途径

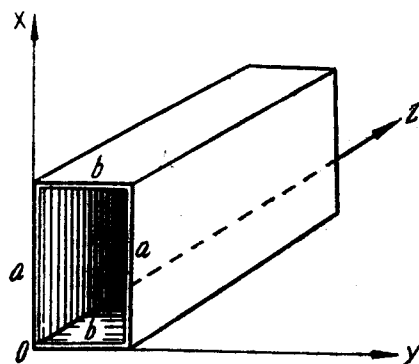


图2—15 将上、下金属板连接成矩形波导

(二) 矩形波导内 TE_{10} 波的电磁场分布

上面从金属平板反射面过渡到矩形波导的分析中可以看出, 由于我们恰当地选择了金属板的放置位置, 避免了对电磁场分布的影响。因此可以肯定, 矩形波导内 TE_{10} 波的场分布必然和图 2—11(a) 和 2—12 相同。现分别从图 2—11(a) 和 2—12 中截取相同的一段, 并绘成图 2—16, 其中图 (a) 为 E_y 的场强分布, 图 (b) 为 H_x 的场强分布, 图 (c) 为 H_z 的场强分布。图中双线表示向斜下方投射波的等相位面, 单线为向斜上方投射波的等相位面; 实线为波峰, 虚线为波谷。

图 (d)、(e)、(f) 是分别根据图 (a)、(b)、(c) 绘出的场分布图。其中图 (d) 为电场 E_y 的分布情况, 在上、下导体表面处的 E_y 等于零; A' 、 C' 点是 E_y 的波峰, 场最强, 故电力线最密, 且指向 Y 方向 (即出自纸面); B' 、 D' 点是 E_y 的波谷, 场也最强, 电力线也最密, 但指向 $-Y$ 方向 (即进入纸面); 空间其它各点的场强随着离开波峰、波谷距离的增大而减弱, 在相邻的波峰、波谷中间, 场强最弱 (等于零)。

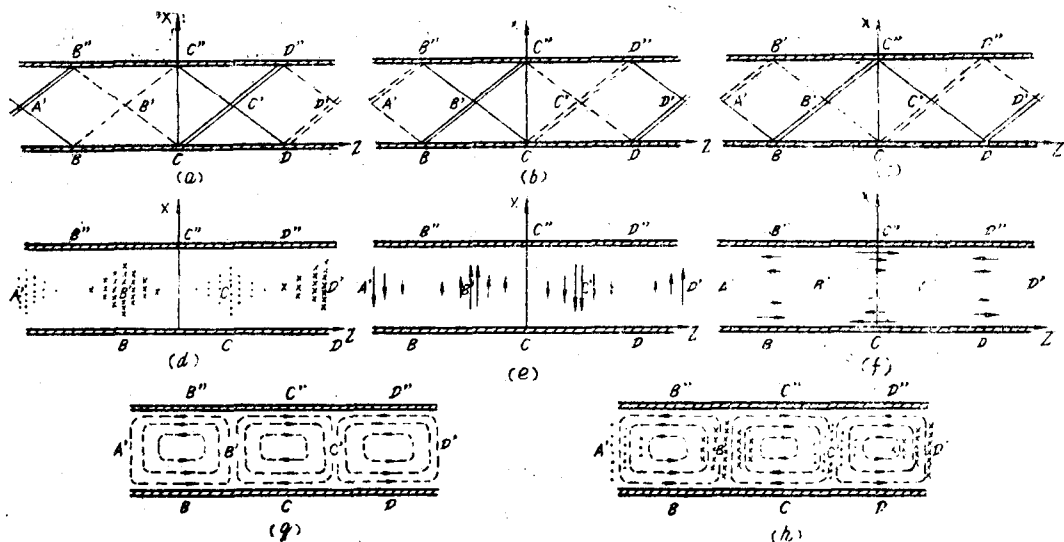


图2-16 矩形波导内 TE_{10} 波的电磁场分布

图(e)为磁场 H_x 的分布情况。在上、下导体表面处， H_x 等于零； B' 、 D' 点为 H_x 的波峰，磁场最强，故磁力线最密，且指向 X 方向； A' 、 C' 点为 H_x 的波谷，磁场也最强，磁力线也最密，但指向 $-X$ 方向；空间其它各点的场强随着离开波峰、波谷距离的增大而减弱，相邻波峰、波谷的中间，场强最小（等于零）。

图(f)为磁场 H_z 的分布情况， B 、 D 、 C'' 点是 H_z 的波峰，磁场最强，故磁力线最密，且指向 Z 方向； C 、 B'' 、 D'' 点是 H_z 的波谷，磁场也最强，磁力线也最密，但指向 $-Z$ 方向；沿 $A'B'C'D'$ 直线上的 H_z 等于零。

将图(e)、(f)与图(d)作一比较可以发现，凡 E_y 最强处， H_x 也最强，但 H_z 为零；凡 E_y 等于零处， H_x 也为零，但 H_z 为最强。

由于磁力线总是闭合的，因此， H_x 和 H_z 合成后，总的磁场分布如图(g)所示。再考虑到 E_y 的分布，则矩形波导内总的电磁场分布将如图(h)所示。场的立体分布如图2-17(a)所示，图2-17(b)为各剖面的场分布图，它的顶视图就是图2-16(h)。

从图2-17可以又一次看出，电磁场沿着 Z 轴呈行波状态，沿着 X 呈驻波分布。原因是根据右手定则，图中 E_y 和 H_x 的方向正好使能流向 Z 轴方向传输，且传输方向处处相同，因此正好是行波传播的规律；而 E_y 和 H_z 的方向虽然也表明有 X 轴方向传输的能量，但传输方向不一，有的指向 X 、有的指向 $-X$ ，可见这不是行波传播的规律，而是驻波电磁场中电场能量和磁场能量互相转换时的传播特点，因此沿 X 轴方向是驻波电磁场。

磁场 H_x 垂直于传播方向，我们称之为横向磁场，由于它和 E_y 构成行波电磁场，并对能量传递有贡献，故又称为行波磁场；磁场 H_z 与传播方向一致，我们称之为纵向磁场，由于和 E_y 构成驻波电磁场，对能量传递没有贡献，故又称驻波磁场。

在图2-17中，电场全部分布在垂直于波导轴线的横截面内，故通常称之为横电波或磁波，用符号“ TE ”或“ H ”表示。图2-17中的电磁波称为 TE_{10} 波(或 H_{10} 波)，其中第一个注

脚“1”表示沿波导宽边的电场强度有一个最大值，或者说有一个驻立半波；第二个注脚“0”表示沿波导窄边的电场强度没有变化，或者说沿波导窄边电场强度的最大值个数为零。

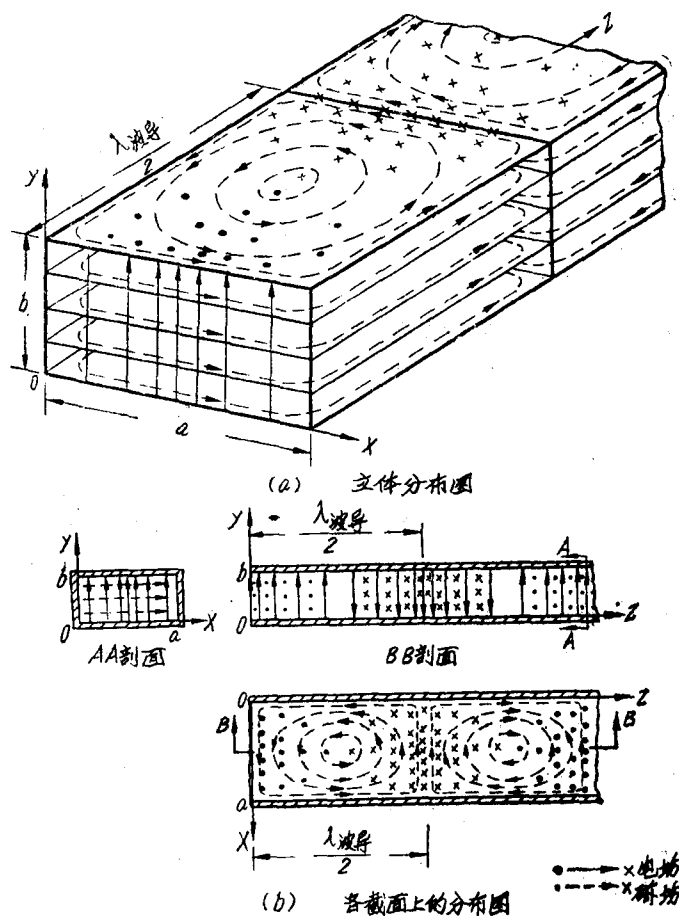


图2-17 矩形波导内 TE_{10} 波的电磁场分布

综上所述，矩形波导内 TE_{10} 波的电磁场分布特点可以归纳为如下几点：

1. 电场只有与窄边平行的横向分量 E_y ， E_y 沿着宽边是按正弦分布的驻波，沿轴向是按正弦变化的行波；

2. 磁场既有横向分量 H_x ，又有纵向分量 H_z 。 H_x 沿宽边是按正弦分布的驻波。 H_z 沿宽边是按余弦分布的驻波，沿轴向是按余弦变化的行波。

3. E_y 、 H_x 的分布和变化规律相同，两者构成行波电磁场。 E_y 、 H_z 的分布和变化规律不同，两者构成驻波电磁场。

根据上面的分析，我们还可以写出矩形波导内 TE_{10} 波的场方程。从矩形波导的形成过程看出，后加的三块金属板不会影响场的分布，因此矩形波导内 TE_{10} 波的场方程就是

(2·3)的表达式。因为 $\frac{2\pi \cos \theta}{\lambda} = \frac{\pi}{a}$ [见后面的(2·8)式]， $\frac{2\pi \sin \theta}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda_{波导}}$ [见后面的(2·9)式]，所以矩形波导内 TE_{10} 波的场方程为：

$$\left. \begin{aligned} E_y &= -\left[E_{yM}\sin\left(\frac{\pi}{a}x\right)\right]\cdot\sin\left[\omega t-\left(\frac{2\pi}{\lambda_{\text{波导}}}\right)z\right](a) \\ H_x &= \left[H_{xM}\sin\left(\frac{\pi}{a}x\right)\right]\cdot\sin\left[\omega t-\left(\frac{2\pi}{\lambda_{\text{波导}}}\right)z\right](b) \\ H_z &= -\left[H_{zM}\cos\left(\frac{\pi}{a}x\right)\right]\cdot\cos\left[\omega t-\left(\frac{2\pi}{\lambda_{\text{波导}}}\right)z\right](c) \end{aligned} \right\} \quad (2.4)$$

很明显, (2.4) 式概括了我们上面分析的 TE_{10} 波的场的一切特点。

TE_{10} 波是矩形波导内传输的最基本和最常用的一种波型。为了进一步弄清矩形波导传输 TE_{10} 波时的工作特性, 以便指导今后的实际应用, 下面分别讨论波导的管壁电流分布, 波导内的电磁波波长和截止波长以及波导内电磁波的传播速度等问题。

(三) 波导管壁上的电流分布

当电磁波在波导内传播时, 管壁内表面上必将伴随着电流的流动。由于电流和磁场是互相依存的, 因此根据波导内磁场的分布规律, 就可以求出管壁上的电流分布规律。

为了确定管壁电流和波导内磁场之间的关系, 可以在管壁附近取闭合曲线 $ABCD A$, 曲线所包围的电流为 I , 如图 2-18 所示。根据全电流定律, 沿闭合曲线, 对与闭合曲线相切的磁场积分, 等于曲线包围的总电流, 即

$$\int_{ABCD A} H dl = I$$

因为 $\overline{AB}$ 和 $\overline{CD}$ 边垂直于管壁, 所以与该两边相切的磁场为零; $\overline{AD}$ 边在导体内部, 因为在纯导体内不允许有交变电磁场存在, 故与 $\overline{AD}$ 边相切的磁场也为零, $\overline{BC}$ 边的切向磁场正好是管壁附近的磁场, 所以上面的积分就变为,

$$\int_{ABCD A} H dl = H \cdot \overline{BC} = I$$

因为 $\overline{BC}$ 边无限贴近管壁, 所以 I 就是曲线包围的管壁内表面上的电流。将上式改变一下,

$$J = \frac{I}{\overline{BC}} = H$$

式中 J 为管壁上的电流密度。因此, 上式说明, 管壁上的电流密度和管壁附近的磁场强度相等。至于电流的方向可以根据磁场的方向用左手螺旋定则确定。

根据以上关系和图 2-17 中的磁场分布规律, 就可以画出矩形波导内传播 TE_{10} 波时的管壁电流分布图形, 如图 2-19 所示。图中实线代表管壁电流, 虚线代表磁场, 其中

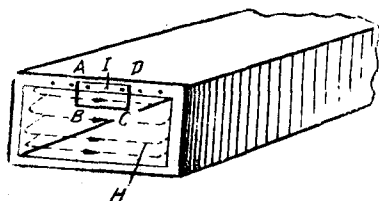


图2-18 波导管壁电流和磁场的关系

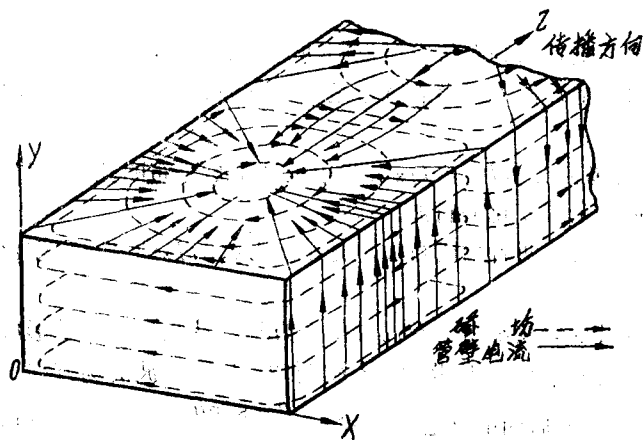


图2-19 传输 TE_{10} 波时波导管壁上的电流分布