

**ITU-R**  
国际电联无线电通信部门

**ITU-R SA.1345-1 建议书**  
(01/2010)

**预测用于空间研究和射电天文的  
大型天线辐射方向图的方法**

**SA 系列**  
**空间应用和气象**

## 前言

无线电通信部门的职责是确保卫星业务等所有无线电通信业务合理、平等、有效、经济地使用无线电频谱，不受频率范围限制地开展研究并在此基础上通过建议书。

无线电通信部门的规则和政策职能由世界或区域无线电通信大会以及无线电通信全会在研究组的支持下履行。

## 知识产权政策 (IPR)

ITU-R的IPR政策述于ITU-R第1号决议的附件1中所参引的《ITU-T/ITU-R/ISO/IEC的通用专利政策》。专利持有人用于提交专利声明和许可声明的表格可从<http://www.itu.int/ITU-R/go/patents/en>获得，在此处也可获取《ITU-T/ITU-R/ISO/IEC的通用专利政策实施指南》和ITU-R专利信息数据库。

### ITU-R 系列建议书

(也可在线查询 <http://www.itu.int/publ/R-REC/en>)

系列	标题
<b>BO</b>	卫星传送
<b>BR</b>	用于制作、存档和播出的录制；电视电影
<b>BS</b>	广播业务（声音）
<b>BT</b>	广播业务（电视）
<b>F</b>	固定业务
<b>M</b>	移动、无线电定位、业余和相关卫星业务
<b>P</b>	无线电波传播
<b>RA</b>	射电天文
<b>RS</b>	遥感系统
<b>S</b>	卫星固定业务
<b>SA</b>	<b>空间应用和气象</b>
<b>SF</b>	卫星固定业务和固定业务系统间的频率共用和协调
<b>SM</b>	频谱管理
<b>SNG</b>	卫星新闻采集
<b>TF</b>	时间信号和频率标准发射
<b>V</b>	词汇和相关问题

注：本ITU-R建议书英文版已按ITU-R第1号决议规定的程序批准。

电子出版  
2010年，日内瓦

© ITU 2010

版权所有。未经国际电联书面许可，不得以任何手段复制本出版物的任何部分。

## ITU-R SA.1345-1建议书

## 预测用于空间研究和射电天文的大型天线辐射方向图的方法

(1998-2010年)

## 范围

本建议书描述了预测用于空间研究和射电天文的大型天线辐射方向图的方法，同时考虑了天线辐射方向图建模过程中反射器表面的畸变效应。

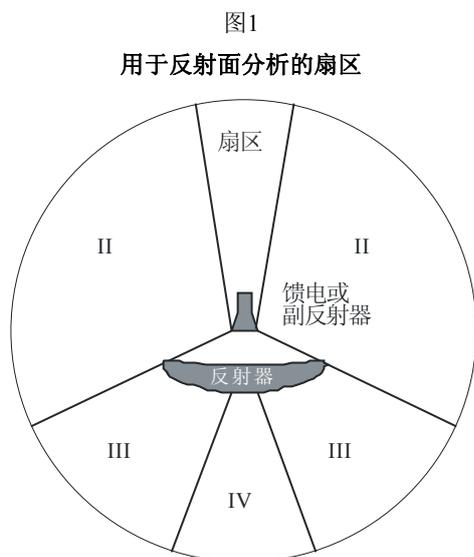
国际电联无线电通信全会，

考虑到

- a) 在许多情况下，空间研究和射电天文中采用的反射面天线是相似的，他们的直径很大且工作在高达数十GHz的频率上；
- b) 由于满足传统的远场条件 ( $2D^2/\lambda$ ) 需要很大的距离，标准天线测试范围或电波暗室测量并不合适，但是在某些情况下大型天线辐射方向图的预测可以用校准测量进行验证；
- c) 两种业务的许多地基干扰的潜在干扰源将位于天线的近场；
- d) 在近场和远场用于预测天线辐射方向图以及用于涉及与额外反射器或不需要的障碍情形相互影响情况下的准确模型和相关软件正在出现，

做出建议

- 1 在需要为预测大型反射面天线增益辐射方向图选择最适当的建模技术时，应采用附件1和以下所列出的方法：



建议的分析技术	
扇区I 前向轴向扇区	物理光学
扇区II 远旁瓣	衍射的几何原理/一致性原理和感应场比率
扇区III 后瓣	衍射的几何原理/一致性原理
扇区IV 轴向扇区	等效边缘电流

- 2 关于涉及测量的建模技术，附件2中的方法描述应作为选择最适当方法的指导原则；
- 3 在判定需建模天线的机械特性的重要性时，应考虑以下因素：
- a) 在判断旁瓣电平时，馈电支架的散射；
  - b) 直接来自馈电的辐射溢出；以及
  - c) 表面畸变。

## 附件1

### 各种预测大型天线增益和辐射方向图 电磁建模方法的恰当性

#### 1 引言

解决电磁问题有很多种方法。每种方法可能在为特定问题建模方面存在优势，但也可能不适用于其它问题。本附件考虑了用于反射面天线建模的方法并考虑了其用于空间研究和射电天文常见大型反射面天线的适当性。

#### 2 分析和数学方法

##### 2.1 矩量法

矩量法是一种求解以下类型非齐次性线性方程的数学方法：

$$Lf = g \quad (1)$$

其中L通常为积分微分算子，函数f和g为希尔伯特空间（Hilbert spaces）要素。在该公式中，g是可知的且其目标是求逆L以获得未知的函数 $f = L^{-1}g$ 。该过程涉及将算子方程(1)转化为线性代数方程系统的一种方法。为此，在一系列基底函数 $\{f_n\}$ 中用未知的常数系数 $\{C_n\}$ 扩展未知函数f。将其带回方程(1)并用一个已知的测试集合函数 $\{w_m\}$ 并取两边的内积，将公式(1)简化为以下形式的简单矩阵方程：

$$\mathbf{Ax} = \mathbf{b} \quad (2)$$

其中 $\mathbf{A}$ 和 $\mathbf{b}$ 由 $A_{mn} = \langle w_m, Lf_n \rangle$ 和 $b_m = \langle w_m, g \rangle$ 的内积给定且 $\mathbf{x}$ 为未知的系数 $\{C_n\}$ 的向量。对于 $\mathbf{x}$ ，采用初等数学方法可以很容易地求解方程(2)并得到f。

为了将该方法应用于反射面分析，有必要以方程(1)的形式表述问题。通过将天线散射场表示为反射面上未知的表面电流的积分，可以实现该目标。调用电磁场边界条件，使得总电场的切线分量在理想导体上为零，从而得出采用方程(1)形式的未知表面电流密度 $\mathbf{J}_S$ 的方程：

$$\mathbf{u}_n \times \int_S \mathbf{J}_S \cdot (\nabla \nabla + k^2 \tilde{\mathbf{I}}) G dS = -j\omega\epsilon_0 \mathbf{u}_n \times \mathbf{E}^i \quad (3a)$$

此为第一类弗雷德霍姆（Fredholm），积分方程。此处：

$\mathbf{u}_n$ : 表面的单位垂线

$\tilde{\mathbf{I}}$ : 由  $\tilde{\mathbf{I}} = \mathbf{u}_x \mathbf{u}_x + \mathbf{u}_y \mathbf{u}_y + \mathbf{u}_z \mathbf{u}_z$  给定的单位并矢式

$G$ : 自由空间标量格林函数，由下式给定：

$$G = \frac{e^{-jk|r-r'|}}{4\pi|r-r'|}$$

其中 $r'$ 和 $r$ 分别为到辐射源和观测点的距离

$\mathbf{E}^i$ : 入射电场

$k = 2\pi/\lambda_0$ : 自由空间波数量

通过将表面分成小块，每个小块中 $\mathbf{J}_S$ 扩展成沿着正交方向的两个电流分量的和。或者，可将反射面建模呈线栅。这种方法具有散射场可以表示为沿着导线流动的一维电流积分的优势。对于沿着由单位向量 $\mathbf{u}_z$ 定义的 $z$ 方向的细导线部分的情况，形式(1)的恰当方程可由下式给定：

$$j\omega\mu_0 \int [I(z) + (1/k^2)I'(z)(\mathbf{u}_z \cdot \nabla)] G dz = \mathbf{u}_z \cdot \mathbf{E}^i \quad (3b)$$

其中上标符号表示倒数。通过将其在适当的基底函数集中展开，可以求解未知电流分布的方程(3b)。

原则上，这是所有在电磁散射分析所采用的已知方法中最为准确的方法。控制方程的公式表达准确且通过选择适当的基底和测试函数，可以获得非常精确的求解。此外，支柱、馈电、副反射面和支撑架构都可以并入到问题中。反射面上明确定义的表面不规则性也可以类似地进行建模。该方法本质上是完整的结构分割成微小的线性或平面小块，在每一个小块上通过蛮力使用从麦克斯维尔（Maxwell）方程直接得到的边界条件。这就得到了一个耦合方程组，在其中自动考虑了每个部分与所有其他部分的电磁相互作用。因此，该方法可以在空间所有点预测完整的天线辐射方向图，同时考虑天线支撑和相关子系统的影响问题。存在的问题是：假设一个线栅解，如果反射面用 $M$ 个线段建模且每一段的电流用 $N$ 个基底函数表示，一般这将形成 $MN$ 个线性方程组，带有许多未知数，需要 $(MN)^2$ 个积分的数值运算来获得系数矩阵的元素。典型地需要每个波长10到20部分以及每部分3个基底函数才能正确地表示电流，从而得到反射面每平方波长650个以上未知数的方程组。

但是，实际上还可以进行一些简化。对于馈电轴对称反射面，可采用圆对称来大大减少未知系数的数量。此外，还可在导线焦点处调用基尔霍夫电流定律（Kirchoff's current law）来关联一些未知常数。在数字电磁代码（NEC）— 一个采用方程(3b)的著名矩量法商业软件包中，每部分中的电流 $I(z)$ 用三项的和表示 — 一个常数、一个正弦和一个余弦。在三个系数中，用电荷和电流在导线连接点处不中断这一条件可以消去两个系数，仅留下一个常数。该常数决定电流振幅，后者由矩阵方法决定。要使该表达足够充分，每一线段的长度需要小于 $\lambda/10$ ，即在反射面每平方波长产生220个以上的片段。

对于一个 $100\lambda$ 直径的反射面，如果不对称，该方法将需要在系数矩阵 $\mathbf{A}$ 中决定约180万个元素。在转换成 $1340 \times 1340$ 复矩阵之后，如果子系统和支撑结构也建模，将产生一个相当大的方程组。除CPU时间以外，电脑的内存资源也随着反射面尺寸的增加而迅速增长。该方法需要大量的计算，因此，对于大型电气反射面，不是一种确实可行的方法。可成功运用矩量法的典型最大尺寸为 $10\lambda$ 。如果采用了圆对称，最大可以分析 $25\lambda$ 的反射面。随着性能越来越强大的电脑正在出现，这些限制正在不断地扩展，但是它们是否可以用于大型反射面天线，特别是在不久的将来用于大型反射面天线，还存在疑问。

## 2.2 口径场方法

口径场方法基于一种定理，该定理规定如果 $S$ 为包含有限集合辐射源 $\Sigma$ 的闭合表面，那么在 $S$ 以外任意点由于 $\Sigma$ 而产生的场可以表示为在 $S$ 之上场向量 $\mathbf{E}_a$ 和 $\mathbf{H}_a$ 的积分形式，其中下标 $a$ 指切向分量。由此，如果选择 $S$ 为包围天线的球体，那么可以采用球形近场扫描设置来测量 $\mathbf{E}_a$ 和 $\mathbf{H}_a$ 在 $S$ 之上的数值和相位，并由此可以计算 $S$ 以外空间任意一点的天线场。但是，测量大型反射面外围完全球面的近场非常困难（如果不是不可能的话），在实际中难以实现。另一个替代方法是通过分析法决定 $S$ 之上的场，但由于子系统复杂，该方法经常是难以解决的问题且需要援用各种近似取值。

其中一种近似取值称为口径场方法（见图2a），该方法基于仅在 $S$ 的有限扇区 $\mathbf{E}_a$ 和 $\mathbf{H}_a$ 为非零这一假设。在大型焦点馈电凸反射面的情况中，这已经得到了证实。在这种情况下，存在着一个有限的闭合曲线 $\Gamma_A$ ，该曲线划定了反射面照射一侧所有镜面反射射线族。在 $S$ 上沿着反射射线路径的投影定义了一个扇区 $A \in S$ ，由 $\Gamma_A$ 所包围，其中 $\mathbf{E}_a$ 和 $\mathbf{H}_a$ 根据几何光学定律进行计算。在 $S-A$ 上， $\mathbf{E}_a = 0$ 且 $\mathbf{H}_a = 0$ 。该方法详细说明了沿着 $\Gamma_A$ 的明显不连续性，这不符合麦克斯维尔方程。

为克服这一难题，根据连续性方程沿着 $\Gamma_A$ 假设了电荷和磁荷密度。由此反射面的反射场由下式给定：

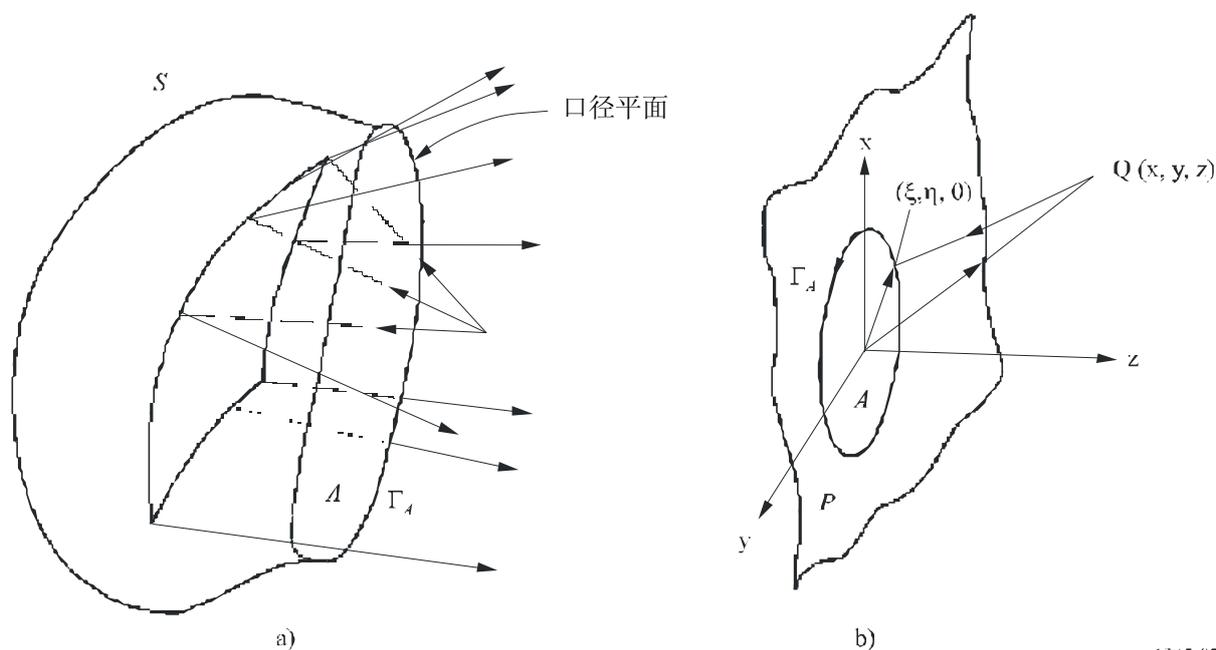
$$\mathbf{E}_s = \int_A \left[ -j\omega\mu(\mathbf{u}_n \times \mathbf{H}_a) - j(\omega\epsilon)^{-1}(\mathbf{u}_n \times \mathbf{H}_a) \cdot \nabla\nabla + (\mathbf{u}_n \times \mathbf{E}_a) \times \nabla \right] G dS \quad (4)$$

其中:

- $\mathbf{u}_n$ : A的外向单位法线
- $G$ : 自由空间标量格林函数

方程(4)构成了口径场方法的基本结果并同等适用于 $S$ 以外的近场和远场。在天线的远场扇区,可以在方程(4)中进行一些简化,大大降低其计算复杂性。但是,其主要不足是沿着 $\Gamma_A$ 假定然后又用纯人为概念加以克服的不连续性。除使得公式满足麦克斯维尔方程以外,沿着 $\Gamma_A$ 增加电荷和磁荷密度并没有提高精确度。但是,如2.3段所述,在实际使用中,通过选择适当的 $S$ ,方程(4)经常可以简化为一个标量积分。人们更为熟知该方程的此种形式。

图2  
口径场方法



1345-02

### 2.3 标量辐射积分/投影孔径方法

投影孔径方法(见图2b),基本上是上一节所述口径场方法的简化。表面 $S$ 认为是由一个无限平面 $P$ (在反射器辐射面选择)构成。此平面由辐射端的一个无限半球在无限远处闭合,因此封闭了天线。(由于辐射条件)半球扇区上的场消失且方程(4)的右边缩减为 $P$ 之上的表面积分。借助一些数学运算,该方程可以转化为一个标量辐射积分:

$$E_s = -\int_P \left( G \frac{\partial F}{\partial n} - F \frac{\partial G}{\partial n} \right) dS \quad (5)$$

其中 $F$ 代表孔径电场的任意笛卡尔分量且 $\partial/\partial n$ 为法向导数。如图2b)所示, 如果将辐射源限制为扇区 $z < 0$ , 通过将 $P$ 与 $x$ - $y$ 平面相重合, 方程(5)可以写为更加可用的形式。这给定了在任意点 $Q(x, y, z)$ 的散射场 $E_s(x, y, z)$ 为:

$$E_s(x, y, z) = \frac{1}{4\pi} \int_A F(\xi, \eta) \frac{e^{-jkr}}{r} \left[ \left( jk + \frac{1}{r} \right) (\mathbf{u}_z \cdot \mathbf{u}_r) + jk (\mathbf{u}_z \cdot \mathbf{u}_s) \right] d\xi d\eta \quad (6)$$

其中:

- $r$ : 孔径上从点 $(\xi, \eta, 0)$ 到场点 $Q(x, y, z)$ 的距离
- $\mathbf{u}_s$ : 在 $(\xi, \eta, 0)$ 与波阵面垂直的单位向量
- $\mathbf{u}_r$  等: 沿着由相应下标所示方向的单位向量。

在方程(6)中, 积分被舍项简化为一个有限孔径 $A \in P$ , 并隐含地假定在 $P-A$ 上 $F(\xi, \eta) = 0$ 。扇区 $A$ 为与 $P$ 相邻的反射阴影交叉曲线所包围的表面。

在远场扇区, 沿着 $(\theta, \varphi)$ 给定的方向, 方程(6)进一步简化为:

$$E_s(\theta, \varphi) = \frac{j}{\lambda r} e^{-jkr} \int_A F(\xi, \eta) e^{jk \sin \theta (\xi \cos \varphi + \eta \sin \varphi)} d\xi d\eta \quad (7)$$

方程(7)为著名的标量衍射积分, 该积分用平面孔径上切向电场的形式表示了远场。在其推导中, 假定 $F$ 相位基本不随着 $A$ 变化, 但是经常忽略这一事实。

方程(7)广泛用于预测远场辐射图。在镜面反射射线的扇区中采用几何光学来决定口径场 $F(\xi, \eta)$ 。场沿着反射阴影边界 $\Gamma$ 舍项, 在 $F(\xi, \eta)$ 中沿着 $\Gamma$ 形成了不连续性。当然, 这在现实中是不正确的。尽管如此, 方程(7)在过去广泛使用并正确地预测了主波束和内旁瓣。

对于大型口径场, 方程(7)中的积分可以用显式闭合式进行评估。由于在 $A$ 以外假定 $F$ 为零, 积分限可在不丧失精确性的情况下设定为 $-\infty$ 至 $\infty$ , 由此在公式表现为二重傅里叶积分的形式。然后, 可在其数值计算中采用快速傅里叶变换(FFT)等快速算法。

该方法相对而言更加快速且采用该方法的高效代码可用于各种孔径类型天线。如果反射器边缘构成了平面曲线 $\Gamma$ , 可选择 $A$ 作为 $\Gamma$ 所确定的表面。在此类情况下, 方程(7)的辐射积分提供了相对于物理光学近似取值(述于第2.4段)明显的计算优势, 因为方程(7)中的积分是平坦表面之上的积分(与后一种情况不同, 后者需要在曲线反射面上采用曲线坐标系)。对于一阶, 这可以预测反射器表面上的畸形, 这些畸形在波长方面很大, 通常弯曲部分的最小半径在大小上超过5个波长才能满足几何光学的要求。通过适当地追踪光线, 可以说明孔径遮挡的定性效应。通过一种称为感应场比率(IFR)的方法可以在分析中包括支架的影响, 该方法述于第2.6段中。如前所述, 投影孔径方法只能正确地预测主波束和为数不多的前几个旁瓣, 并不可避免地只能预测前向半球中的辐射方向图。但是, 它不能用足够的精确度预测交叉极化辐射方向图且可以看出, 即使在馈电架构存在不对称性的情况中, 该方法也显示对称方向图。在现代分析中, 投影孔径场方法总是与GTD方法(第2.5段)一起使用。

## 2.4 物理光学

物理光学(PO)本质上是一种将导体上的表面电流与入射电磁场相关联的近似取值。在一个无边际扇区中的散射场 $\mathbf{E}_s$ ，由于电流源 $\mathbf{J}$ 和磁流源 $\mathbf{J}_m$ 的聚集，在有限的容积 $V$ 的范围内，由下式给定：

$$\mathbf{E}_s = -\frac{j}{\omega\epsilon} \int_V \left[ (\mathbf{J} \cdot \nabla) \nabla + k^2 \mathbf{J} - j\omega\epsilon \mathbf{J}_m \times \nabla \right] G \, dv \quad (8)$$

如果源仅包括完全导电面 $S$ 之上的诱导电流密度 $\mathbf{J}_s$ ，那么方程(8)转化为 $S$ 之上的表面积分：

$$\mathbf{E}_s = -\frac{j}{\omega\epsilon} \int_S \left[ (\mathbf{J}_s \cdot \nabla) \nabla + k^2 \mathbf{J}_s \right] G \, dS \quad (9)$$

方程(9)是精确的且在辐射源扇区以外空间的所有点都成立（在辐射源处，格林函数 $G$ 存在奇点）。如果在反射表面每个点上表面电流密度 $\mathbf{J}_s$ 都已知，那么可从方程(9)求出近场和远场区域的散射场。遗憾的是， $\mathbf{J}_s$ 并不可知，其求解涉及求解一个复杂的边界值问题。（事实上，矩法是这种思路的一种尝试。）

物理光学是一种在反射面的任意点，以该点的入射场强密度 $\mathbf{H}_i$ 表示 $\mathbf{J}_s$ 的近似取值。具体地说，假定：

$$\mathbf{J}_s = 2\mathbf{u}_n \times \mathbf{H}_i \quad (10)$$

其中 $\mathbf{u}_n$ 为 $S$ 的单位法线。这意味着，在不是辐射源直接照射的反射器表面的部分，电流为零。严格地说，方程(10)只有在无限大导体平面的情况下才成立。通过反射器的有限性及其曲率修改其实际电流分布（根据方程(10)给定的数值）。如果曲率半径在波长方面很大，方程式处在靠近边缘和阴影区域以外非常精确。可以沿着边缘增加边缘电流来改善预测，但这将明显增加计算复杂程度。

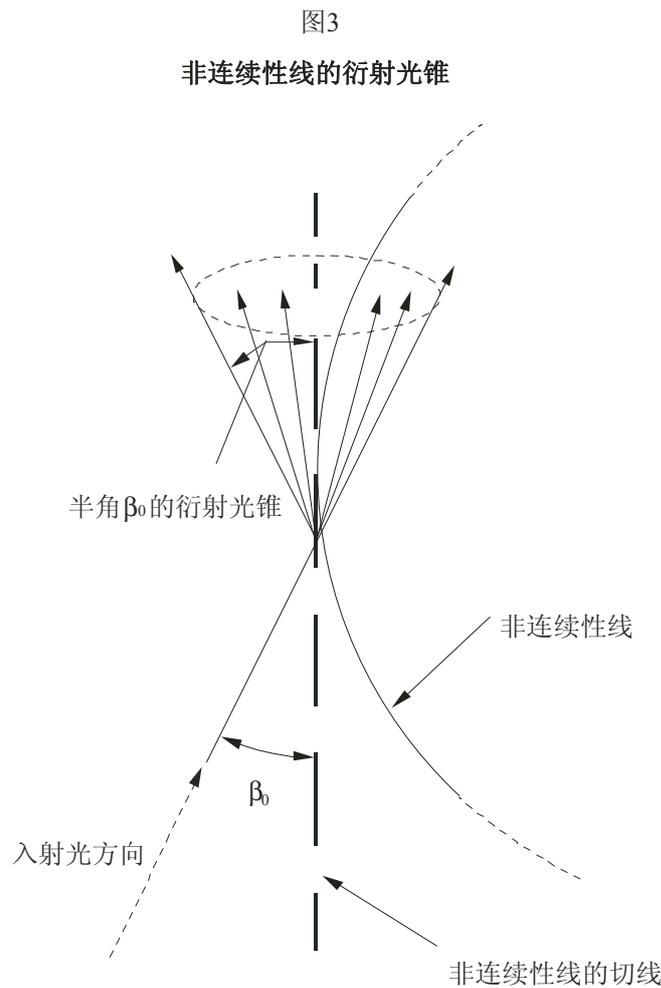
在远场扇区中，沿着 $\mathbf{u}_r$ 方向，方程(9)可简化为：

$$\mathbf{E}_s = -\frac{jk^2}{\omega\epsilon} \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} \left( \tilde{\mathbf{I}} - \mathbf{u}_r \mathbf{u}_r \right) \cdot \int_S \mathbf{J}_s(r') \exp(k\mathbf{r}' \cdot \mathbf{u}_r) \, dS \quad (11)$$

其中 $\tilde{\mathbf{I}}$ 为单位并矢式。方程(11)是在物理光学近似取值中采用的标准远场表达式。在CPU时间和存储要求方面，PO与口径场方法具有可比性。但是，该方法通常比后者更加准确并准确地预测了主波束，在旁瓣的预测也很接近。它也可以更好地预测交叉极化辐射方向图。可以轻松地为光滑表面畸变进行建模。此外，在支架、馈电和其他分系统表面上流动的电流需要考虑在内的话，可以增加这些要素的影响（通过方程(10)的PO表达式获得），但各种辐射源之间的相互影响并不包括在内，且由此获得的此类预测影响可能仅有定性数值。物理光学通常用于除正常可以投影到与自身大小相当的平面孔径以外的各种情况。在后一种情况中，投影孔径方法在计算上更加优秀。如同口径场方法一样，PO现在总是与高频衍射方法联合使用。

## 2.5 衍射的几何原理

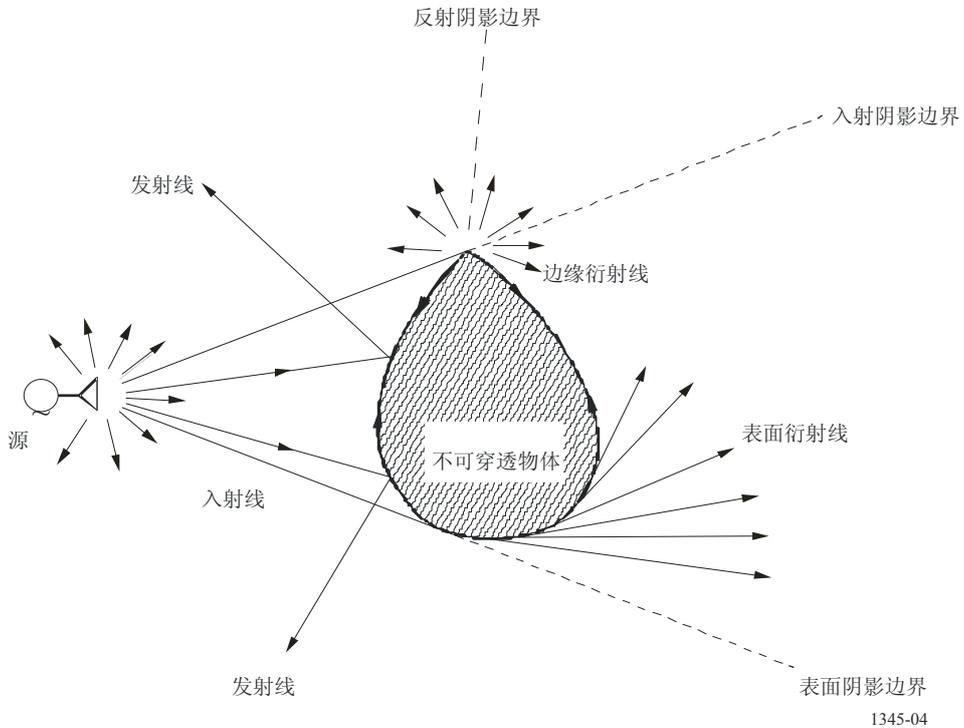
衍射的几何原理（GTD）是一种适合分析在波长方面很大的天线的高频方法。该方法最初由约瑟夫·凯勒（Joseph Keller）明确阐述。作为说明阴影扇区非零场的几何光学（GO）的延伸，这可以通过引入一套与GO反射和传导光线类似的衍射射线得以实现。衍射射线（图3和图4）起源于边缘、角落以及表面曲率中任何其他类似的不连续性。与GO类似，假定衍射为绝对的本地现象：这意味着衍射场仅取决于入射场在衍射点以及衍射楔（diffracting wedge）局部几何上的强度。



在GO中，通过将入射场乘以反射系数来获得反射场。以类似的方式，可以通过将入射场乘以衍射系数获得衍射场；后者被发现为一个适当的公理问题的渐近解。

图4

与不可穿透表面反射和衍射有关的射线



在反射分析中，GTD及其扩展是最广为使用的高频方法。

根据GTD，空间内某一个点的散射场 $\mathbf{E}_s$ 由下式给定：

$$\mathbf{E}_s = \mathbf{E}_r + \mathbf{E}_d \quad (12)$$

其中 $\mathbf{E}_r$ 和 $\mathbf{E}_d$ 分别为GO和GTD场。GO场为：

$$\mathbf{E}_r = \tilde{\mathbf{R}}\mathbf{E}_i H e^{-jks} \quad (13)$$

其中

- $\tilde{\mathbf{R}}$ : 并矢反射系数（无限电介质平界面反射的菲涅尔系数构成）
- $\mathbf{E}_i$ : 反射点 $Q_R$ 的入射场
- $H$ : 取决于入射波阵面主曲率半径以及 $Q_R$ 反射面主曲率半径的发散因数
- $s$ : 从 $Q_R$ 到场点的距离。

衍射场类似地为：

$$\mathbf{E}_d = \tilde{\mathbf{D}}\mathbf{E}_i L e^{-jks} \quad (14)$$

其中：

- $\tilde{\mathbf{D}}$ : 并矢衍射系数
- $L$ : 类似发散因素。

但是，凯勒的 $\tilde{\mathbf{D}}$ 表达式在靠近反射和阴影边界以及焦散线（caustic）的过渡扇区不能成立。为克服这一困难，构想了“均匀”理论，该理论在整个过渡扇区生成了连续函数。这包括衍射的一致性几何理论（UTD）以及一致性渐近理论（UAT）。两种理论都给出了在过渡扇区不存在基点的 $\tilde{\mathbf{D}}$ 值，且均已成功地在远场预测中应用了20多年。衍射系数包含了可轻易评估的菲涅尔积分，由此为大型反射面的分析提供了一种快速有效的算法。在计算GTD中，在源和场点已知的情况下，大部分时间实际用于确定反射面上反射和衍射点的位置。在多个反射面和复杂几何形状的情况下，尽管所需的时间不一定可与计算大型表面上的二重积分相比，但有时这可能非常耗时。

但是，一致性理论在焦散线上并不成立，这条线定义为一族光线聚合形成焦点或焦线的扇区。此类扇区可用等效电流方法（ECM）进行分析，该方法从远离焦散线的GTD解决方法重新着手，以便获得可在那里产生类似场的等效电流。随后，该电流被用来推算在焦散线的场。在GTD焦散线和过渡扇区重叠的地方，GTD、UTD、UAT和ECM都不成立。此类扇区可以由衍射物理理论（PTD）进行处理，该理论是PO方法的系统性延伸，正如GTD是PO的延伸一样。PTD明确阐述了从与边缘相切的GO场边缘电流和边缘磁流；要评估衍射场，有必要在沿着边缘长度将这些电流积分。在PTD和UTD/UAT都使用的扇区，可以看出后者的首项可以从PTD求解中获取。但是，PTD的应用涉及沿着边缘的额外积分且数值计算表明，在GTD交散线和GO阴影边界相重叠的扇区以外，它并不提高相对于UTD/UAT方法的准确性。

GO/UTD/UAT的主要优势是其运算速度很快且可用于具有任意外形的任意形状表面，前提是表面和轮廓的曲率半径在波长方面很大。这意味着明确定义的表面不规则性和表面畸变（如由重力效应引起的畸变）可用该方法进行处理。可以通过多次反射解决馈源和负反射面。在某些情况下，不完美传导面和电介质媒介可以包括在分析中。GO/GTD方法在焦散线上无法工作，在此类扇区需要援用替代性的理论。

## 2.6 孔径遮挡和支架影响

本节给出了孔径遮挡和支架影响建模的考虑。

射电天文或空间研究天线馈电、负反射器（如果有的话）以及相关的机械支撑结构和线缆馈电可能会阻挡在通常情况下会到达天线孔径的一些能量。对于轴对称系统而言，该问题显然比偏移安排更为重要。尽管如此，这些遮挡问题降低了天线的性能。相关的影响表现为增益的降低，旁瓣电平显著增加（至少在某些方向）以及天线系统极化纯度的退步等。

当我们用PO、孔径积分或GO/UTD的任意一种方法分析天线辐射方向图时，有可能将遮挡效应考虑在内。

通常，可通过考虑PO表面电流或口径场上的光学阴影效应来将负反射器和馈电遮挡考虑在内。一般而言，这已经足够，因为它允许我们评估主波束增益的下降和内旁瓣电平的变化。同样还可以评估辐射方向图，因为原先低估的照射可以从假想在结构被遮挡部分存在的照射中扣除。如果采用了一种将PO切换为GO/UTD的方案，根据特定的条件，那么该减法方

法仍可采用，唯一的区别是未被遮挡的方向图将采用GO/UTD方法进行计算。由于被遮挡照射所造成的主波束通常远远宽于整个天线辐射方向图的主波束，仍可采用PO或孔径积分来计算相对于主反射器辐射方向图核心所对应方法的有效界限宽广很多的角扇区的遮挡被遮挡辐射方向图。也可用类似的方式，即考虑光学阴影效应来处理支架所造成的影响。如果支架的横截面在边缘上足够大，该方法可以成为一种成功的方法。如果不是这样，在IFR的帮助下仍可以准确地预测支架的影响。IFR概念背后的原理非常简单。馈电从主反射器反射后，照射到支架上并随后被遮挡；在局部范围内，照射场具有平面波的特性。下一步是寻找在平面波照射下与支架相同横截面的无限长物体的前向二维（角长度）散射特性。最后，可以通过将长度和重量按照局部照射等比例缩放的方法来计算实际的支架遮挡场，特别是前向散射场。IFR概念允许定义两种不同极化的两个对应值，局部入射平面波可以在两个极化进行分解；因此该方法也允许对由于支架散射造成的极化相关影响进行评估。

IFR是一种根据几何光学应用条件，将实际前向支架散射场关联到支架遮挡场的数量。平面波照射下圆柱物体的IFR的正式定义指出，它是一种前向散射场与平面波在正向辐射的假想场之间的比率，该场的宽度等于圆柱体几何截面部分的光学阴影大小。IFR概念的有用之处在于IFR的数量可以用分析、数学（矩法、有限元等）或甚至利用经验方法进行求解，以便准确地预测支架的影响。IFR的分析或数学演进也允许作为一个中间级，求解出支架自身上的实际或等效电流。原则上，可因此计算支架完整扇区的散射方向图。在这种情况下，上述过程将天线辐射方向图大角度扇区上的支架遮挡和散射影响正确地包括在内。

当反射面表面由面板构成时，面板间缝隙衍射可影响到辐射方向图以及中心增益。这些影响随着操作频率的增加而自然地增强。对于计划工作在毫米波频率的天线，应将其考虑在内。如果缝隙有大的电子宽度，光学遮挡的概念可以应用。在相反的情况下，可以沿用与传统的IFR概念基本相同的思路，定义磁流感应场比率（MIFR）。

## 2.7 反射面效应

对于馈电、副反射器、主反射器等理想表面条件和位置，通常进行反射器天线系统的精密电子分析。由于表面误差和各种要素的不匹配，实际情况往往与理想条件有所区别。一般而言，这些误差或者是确定的，或者是随机的。

确定性误差相对而言可以容易地在问题公式化中进行说明。例如，大型反射面天线由于重力而下垂，在指向各种仰角时形成的表面畸变以及昼夜温差变化形成的热变形可以通过采用数学定义表面或通过各种解析函数进行说明，如在圆孔反射面的情况下采用泽尔尼克径向多相式，或一般而言采用仿样函数或其它插值函数。这些表面的函数匹配可在分析中使用，以弥补确定性误差的影响。

随机或伪随机表面误差主要是由于生产过程以及在小面板用于制造大型反射器的情况下出现的面板错位等因素造成的。这些误差不能轻易获得并进行分析，因此它们必须利用统计方法进行求解和分析。表面的统计误差通常简化为表面上的高斯统计均匀，并以两个参数为特征：一个均方根（r.m.s.）表面误差 $\sigma$ 和一个相关长度 $C$ 。表面的相关长度为孔径上误差密度的指示；对于密排误差，该值较小；而对于缓慢变化的误差，该值较大。可采用全息或其它测量方法来求解各种精确度的这两个参数，随后将其用于所生成辐射方向图的统计分析。

最著名的方法起初由John Ruze博士<sup>1</sup>提出并得到了其他研究人员的补充。如果反射器天线表面的均方根误差为 $\sigma$ ，那么由其反射的波阵面将具有均方根相位误差，该误差在不考虑由于反射器曲率而造成的微小更正的情况下，由下式给定：

$$\delta = \frac{4\pi\sigma}{\lambda} \quad (15)$$

Ruze在关联的空间属性以及相位误差的频率分布方面进行了一些假定且对于小于 $2C$ 的短距离，相位值完全相关；而对于长距离则完全不相关。此外，各种相位来源于均方根误差 $\delta$ 的高斯总数。随后，通过将方程(16)给定的另一项增加到没有误差的理想反射器的增益 $G_0(\theta, \varphi)$ 上，计算任意方向的平均增益：

$$G(\theta, \varphi) = G_0(\theta, \varphi)e^{-\delta^2} + \left(\frac{2\pi c}{\lambda}\right)^2 (1 - e^{-\delta^2}) \Lambda_1\left(\frac{2\pi c \sin \theta}{\lambda}\right) \quad (16)$$

其中 $\Lambda_1$ 为一阶匿名函数（或归一化贝塞尔函数）。这是在所谓误差帽子（hat）近似基础上的结果的最简单形式。Ruze和其他人也采用了其它更为精确的误差近似取值方法。但是，这些方法都属于统计方法且只能在大量天线的限制条件下平均地适用。

### 3 结论

绝大多数第2节所述的方法都可以在其各自有效的扇区内准确地预测远场辐射方向图。一般来说，通过将各种方法适当地组合，可以获得天线辐射方向图的完整描述。对于大型反射分析，物理光学积分是最广泛使用的方法。它的主波束扇区和内旁瓣提供了准确的结果。用GTD及其派生方法（UTD等）或PTD来改进PO解决方法，可以在所有方向（包括广角照射和后向辐射）提供天线辐射方向图的完整描述。

---

<sup>1</sup> RUZE, J. [1966年4月] “Antenna tolerance theory – A Review”, *Proc. IEEE*, 第54期, 4, 633-640 页。

当 $S$ 可以缩减为一个平面时，在这些情况下可以采用口径场方法加GTD。增加了基于GTD的衍射射线来覆盖一个有限的表面 $A$ 。 $A$ 的选择方法为 $F$ 沿着其边缘下降到一个负值。这形成了整个平面 $P$ 之上的光滑和连续函数 $F$ 且平面积分可以很快地在整个前向半球生成辐射方向图。如果 $A$ 比 $P$ 上的辐射源天线的正轴投影 $A'$ 大很多，那么该方法就无法成立，因为 $A'$ 以外 $F$ 的相位变化随着我们从边界走开而迅速增加。如果反射器的边缘是平面的，可以选择 $A$ 来覆盖反射器。

尽管也需要GTD来提供一个靠近阴影边界的准确模型，可以通过简单的场叠加来包括经过反射器的馈电溢出。副反射器或馈电遮挡可以作为主反射器表面上一个阴影或投影阴影包括在内。可以用IFR方法估算支架的影响。IFR方法限于可测量的数值或可以近似或精确求解的公理问题且可能需要开展额外的工作，获得具体设备的支架辐射方向图。但是，通用的近似取值可以提供一个可以接受的支架散射电平的近似值，该散射通常发生在距中心点较大的角度（取决于支架配置）且对大多数场合而言这已经足够。物理光学积分方法可包括反射器畸变或馈电/副反射器错位。可以通过测量或机械分析经验性地获得反射器的概况。如附件2所述，微波全息术、经纬仪测量和照相测量法是也可以用来评估反射器表面机械状况以及馈电和副反射器配置等相关系统机械状况的诊断方法。

在许多系统中，反射器位于馈电或副反射器的近场。这就需要精确地评估馈电或馈电加副反射器组合的近场辐射方向图。矩法（MoM）和MoM/GTD混合法可能是合适的方法。

UTD或PTD的物理光学积分的组合是预测大型反射面天线辐射方向图的推荐分析工具。通过全息术或照相测量法等分析技术可以获得反射器的真实分布图。

根据具体设备细节的不同，人们也应该考虑天线在其中操作的环境所造成的影响。天线屏蔽器效应、地面和周围建筑物的反射等是应该加以考虑的因素。由于复合天线环境状况明显使问题复杂化，建议采用尽可能简单的方法。如此，一种基于射线的方法通常很可能是唯一一种评估大型天线与其直接环境相互作用的实际方法。

给出的建议概述在图1和表1中。大型发射器的辐射方向图分为四个扇区。

扇区一： 前向轴扇区；

扇区二： 远旁瓣；

扇区三： 后瓣；

扇区四： 后轴向扇区。

主要的方法和推荐的分析方法述于表1。

表1

大型反射器的机械和分析方法

	主要方法	分析方法
扇区一 前向轴扇区	馈电/副反射器性能 - 总体天线配置 - 反射器/馈电匹配 - 反射器变形	PO
扇区二 远旁瓣	- 馈电/副反射器性能 - 总体天线配置 - 反射器边缘衍射 - 支架	GTD/UTD和IFR
扇区三 后瓣	- 反射器边缘衍射	GTD/UTD
扇区四 后轴向扇区	- 反射器边缘照射 - 反射器边缘几何	等效边缘电流

## 附件2

### 采用经验数据的分析

#### 1 引言

除单纯依靠理论方法外，当处理通过经验获得的中间数据时，也可以评估射电望远镜天线的辐射方向图。此处考虑的方法涉及与以下内容相关的经验数据：

- 近场探测；
- 微波全息术；
- 经纬仪测量；
- 照相测量法。

以下描述了各种方法。任何一种应用的最合适方法取决于各种具体情况，因此无法给出一个总体建议。

#### 2 近场测量

近场测量的理论基于方程(4)所述的封闭表面原理。唯一的区别是，现在符号 $A$ 被用来描述完整的表面 $S$ 。我们可以看出，如果封闭一个天线的表面之上的切向场已知的话，那么可以在任何地方发现其天线辐射方向图。但是此处涉及了直接测量，而不是采用理论方法来评估表面场。

可采用平面近场探测来评估半球绝大部分区域之上的辐射场。另一方面，圆柱，特别是球形近场度量可以提供所有或几乎整个辐射范围内各个方向的辐射方向图。

对于这些公理几何，辐射方向图可以作为基本的平面波分量、柱协函数或立体函数的积分或总和进行计算。存在着可以非常高效地进行必要算术运算的数学算法。但是，与是否可以将近场度量用于求解射电天文或空间研究天线辐射方向图有关的问题，是由于所需的大量近场数据以及为采用可靠的方法获得这些数据所面临的实际问题。所需的采样间隔确定了准确确定辐射方向图所需的近场数据量。在平面扫描的情况下，该采样间隔应为 $\lambda/2$ 或更小。对于圆柱扫描的情况，沿着圆柱轴的采样距离应为 $\lambda/2$ 或更少，而沿着圆截面的角度采样间隔应为 $\lambda/(2R)$ （拉德）或更小，其中 $R$ 为封闭柱面的半径。同样的，对于球形近场扫描器，方位角和仰角的角度采样间隔应不超过 $\lambda/(2R)$ （拉德）。

从这些采样值可以推断出，对于普通的射电天文或空间研究天线尺寸，所需的近场数据量相当巨大。此外，还存在着与为获取准确的近场数据设计适当安排相关的重大机械、电气和财务问题。这些问题包括当探测位置进行天线场采样所需的长距离移动时，要求探测位置具有严格的机械精度。而且射频源和测量仪器也应足够稳定（或其变动应可以可靠地进行补偿），在数据采集的很长时间内。环境条件可以严重地影响这些近场测量，而出于实际考虑，这些测量必须在露天场所进行。

出于所有这些原因，完整地测定射电天文或空间研究天线的近场辐射方向图不应成为一个严肃的实际建议。在另一方面，可采用近场探测来评估馈电，紧凑的馈电 – 副反射器安排或波束波导馈电子系统（如果使用的话）的天线关键子系统的辐射特性。这些测量的参数可用于PO或GO + GTD等方法中，以分析天线性能。

### 3 微波全息术

微波全息术包括测量天线的辐射性能；进行额外的复杂测量，以推断出望远镜反射器的曲线图和匹配。全息摄影术用来确定表面变形的位置和幅度。从全息过程中获得的额外信息可关系到标称焦点位置的可能馈电位移。当获取了天线口径场“相位变化”的准确情况后，全息过程就实现了其目标。一旦完成此步骤以后，就有可能采用射线追踪，以便将口径相位变化解释为表面轮廓信息。

全息过程以记录天线在振幅和相位的辐射方向图开始。为了可以记录可靠的相位信息，通常采用第二个（参考）天线，该天线在测量过程中保持固定不变。当一个远处或邻近的辐射源照射天线时，记录其辐射方向图。在后一种情况中，对于由于天线和辐射源之间分割距离不够而产生的二次相位误差，获得的孔径相位分布应进行矫正。

采用的实际辐射源可放置在陆地环境中，可以是对地静止卫星搭载，甚至还可以是微波辐射的宇宙源。后两种类型对于天线全息摄影术非常有用，因为它们允许在与射电天文或空间研究天线实际操作中采用的仰角范围类似的仰角范围进行辐射方向图测量。因此，相对于

采用地面照射源的情况，重力失真效应将获得更具代表性的数值。相对于采用宇宙辐射源，基于空基辐射源的全息摄影术可以获得的优势在于测量可以利用足够大的信噪比值进行。但是，需要采用算法，以便补偿卫星在整个测量期间的运动且通常需要特定类型的接收机。

一旦记录了辐射方向图，采用傅立叶变换关系来推导口径场。采样定理要求应在分离的方向，按照 $U$ - $V$ 空间（ $U = \sin \theta \cos \varphi$ 、 $V = \sin \theta \sin \varphi$ ）采样间隔 $\delta_{UV}$ 记录辐射方向图，以便：

$$\delta_{UV} \leq \lambda D \quad (17)$$

其中 $D$ 为天线的直径。可采用傅立叶变换理论来证明如果在 $U$ - $V$ 空间处理了 $N \times N$ 测量阵列，那么可以用具有以下尺寸的像素分辨率来恢复孔径分布：

$$\delta_{XY} = \frac{\lambda}{N\delta_{UV}} \quad (18)$$

获得的像素的振幅和相位值代表着在相应区域存在实际场的平均值。由于整个辐射方向图只有被删节的一部分被记录下来并随后进行了处理，这是卷积（convolution）类型效应的结果。在这种情况下，全息术只能记录“局部平均值”，并不显示天线表面轮廓的信息。

孔径相位信息的多项式拟合可以恢复由于馈电轴位移和横向位移所造成的偏差以及重力和全球热变形等确定性误差。如果扣除所有这些因素，那么其余的可以归因于表面轮廓的伪随机变形。这些随机变形通常可主要归因于制造误差，且如果采用了面板，则属于面板错位。在后一种情况中，这些获得的表面数据可用来改善构成反射器表面的面板的校准。在任何情况下，通常用 $\sigma$ 描述天线表面的统计特性，该符号是特定（通常为抛物面）发射器轮廓表面变形的均方根值。可从全息过程中明确求解的 $\sigma$ 值取决于多种因素，包括工作波长、信噪比、测量模式记录的范围，接收系统的相位不稳定性等。实际的测量表明，可以可靠地测量的最高可获得 $D/\sigma$ 值为250 000左右。

获取了天线的全息信息之后，有可能采用仿样内插函数，泽尔尼克多项式等提供反射面的分析表达式。这主要是作为辐射方向图预测工具的全息数值。现在，可采用分析表面描述，与PO、PO + PTD或GO + GTD等任意一种方法一起来提供初始全息数据采集过程中未涵盖的角度扇区或全息过程中所使用频率以外的辐射方向图数据。由于先前所述的卷积现象，关于表面轮廓变化的部分信息不可避免地丢失了。这意味着所采用的表面描述可能不完全正确。因此，就预测的远旁瓣电平的准确性而言，可能存在着一些模棱两可之处。但是，这种情况不一定很严重，因为远旁瓣也受到在物理模型中再现反射边缘几何和相关照射的精确性的强烈影响。

但是，当考虑多反射器天线时，全息方法可能并不能完全提供表面轮廓的信息。在这种情况下，对于主反射器或副反射器，不能简单地将获取的口径相位信息正确并明确地与确定或随机轮廓误差相关联。

如上所述，如果只要求评估天线射频性能，而不是还确定造成性能退步的轮廓误差，那么微波全息术通常并不需要。但是，该方法可用来测量中距的天线并推导出远场。

#### 4 经纬仪测量

采用经纬仪测量以及后文所述的照相测量法是采用光学传播的几何属性，以便确定选定目标（目标）几何坐标的光学方法。这些目标可设置于主发射器、副发射器、支撑结构、支架的表面上或者甚至设置在天线的主馈源上。

经纬仪在本质上是一种在其瞄准目标位置时，测量仰角和方位角等两个角度的仪器。基本上存在着两种可以进行的经纬仪测量变体：

- 经纬仪和卷尺方法；
- 多个经纬仪站的三角测量。

在经纬仪和卷尺方法中，一个点的坐标表示为与经纬仪相关的坐标系。仪器本身基本上提供目标的两个极角。目标从经纬仪参考点的径向距离可以或者用一个钢卷尺进行测量，或者用激光测距仪进行更准确的测量。

在测量实际开始之前，假定经纬仪和卷尺系统进行了校准。此外，在非顶点位置，似乎存在着一个潜在的问题，因为重力在其倾斜时（如同其安装在反射器上也将倾斜一样）会扰乱光学仪器，因此该仪器必须特别设计。

在多个经纬仪站的三角测量中，有放置在天线前面不同位置的两个或多个（通常在2-4个之间）设备测量目标。在此时刻，仅记录角度测量。有可能建立整体坐标系，以便每个目标的直角坐标可以明确地表达；因此，应提前准确地知道每个经纬仪站的确切位置。这就是校准阶段（在经纬仪测量中，这永远是第一项任务）且在本质上包括测量参考标记，参考棒的终点等已知点。

经纬仪系统的测量精确度当然受到仪器基本精确度的影响。现在，高度精确的数字经纬仪可以提供约0.5弧秒的显著降低误差。这意味着，经纬仪测量的最终精确度将主要由校准过程的精确度决定，而不是测量本身的基本精确度。对于两个经纬仪站，先前所述的表示为 $D/\sigma$ 比率的实际测量精确度大约为120 000；而对于四个经纬仪站，大约为250 000。

## 5 近距离照相测量法

照相测量法是一种通过测量其摄影图像而获得一个物体可靠的几何信息的过程。在此，在天线结构上定义了一些目标点。通过采用特别的摄影测绘照相机，从不同方向对天线进行拍照，以便给定的目标在一个以上的照片中出现。求解用感光片坐标系表示的目标图像的坐标 $x$ ,  $y$ 。采用投影公式，人们可以将给定目标的像面坐标关联到其与整体坐标系相关的真实3-D坐标上。对于每一个拍摄的图像，天线上所有目标的投影联立方程形成了投影三角测量过程的基础。

每个目标的投影公式取决于一套参数（投影参数），这些参数对于每个图片都是固定不变的。决定这些常量是校准阶段的目标。校准可以根据与在经纬仪测量中所采用的方法类似的方法进行，即测量多个控制点。但是，照相测量法在单个照片中可以记录多个目标的能力使得另一种备选校准程序成为可能，该程序与实际目标位置确定同时进行。从本质上而言，在多个照片中记录一个给定目标的可能性形成了一个超定系统，该系统可通过最小平方法进行求解。该方法通过缩减的联立方程产生了投影参数。可以随后推断出目标点的坐标。这样一种方法称为射束法。

多个经纬仪系统方法和照相测量法之间存在着相似性，即两种方法都采用三角测量法确定目标坐标。但是，两者存在着重大的区别，即在照相测量法中，无需知道仪器站的准确位置。该点可以从测量中获得，因为在照片中成像的，代表目标的射线束一直假定在参考站位置是去像散的。

照相测量法的精确度随着照片数量的增加而提高且相对于经纬仪测量的情况，照相测量法更容易测量多个点并在不同位置进行测量。照相测量法还十分迅速，在具有时变参数的情况下（通常是这样）是合适的。（大型天线的机械测量经常需要在夜间进行，且要求具备良好的云量和恒定的温度。）这些优势以及上述强大的校准程序使得照相测量法成为比采用经纬仪时更加准确的坐标求解程序。通常，可以从照相测量法中获得250 000的 $D/\sigma$ 准确性。大型天线结构的认真照相测量完全可以获得500 000或甚至1 000 000的精确度。但是，由于在测量中天线经常倾斜到几乎水平位置，可能会引入没有代表性的重力变形。

由于照相测量法可以测量大量点，相对于其它测量方法而言，可以获得一种更好的天线主要或副反射器表面的表达方式。将该数据与PO或GO + GTD方法进行处理可以得到延伸的角扇区之上辐射方向图的良好预测。

---