

国 际 电 信 联 盟

**ITU-R**

国际电联无线电通信部门

**ITU-R P.2040-2 建议书**  
(09/2021)

**建筑材料和结构对约100 MHz  
以上的无线电波传播的影响**

**P 系列**  
**无线电波传播**



国际电信联盟

## 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/zh>获得，在其中也可获取《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/zh>）

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

**说明：** 该ITU-R建议书的英文版本根据ITU-R第1号决议详述的程序予以批准。

电子出版  
2022年，日内瓦

© 国际电联 2022

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 P.2040-2 建议书

**建筑材料和结构对约100 MHz以上的  
无线电波传播的影响**

(ITU-R第211/3号课题)

(2013-2015-2021)

**范围**

本建议书就建筑材料和结构对无线电波传播的影响给出指导意见。

国际电联无线电通信全会，

**考虑到**

- a) 材料的电气特性及其结构极大地影响着无线电波的传播；
- b) 必须要了解由建筑材料和结构所引起的无线电波损耗；
- c) 需要为工程师提供避免来自从室外到室内和从室内到室外系统干扰的指导；
- d) 需要为用户提供计算建筑材料和结构影响的统一信息来源，

**注意到**

- a) ITU-R P.526建议书就衍射效应给出了指导意见，包括建筑材料和结构引起的衍射效应；
- b) ITU-R P.527建议书介绍了地球表面的电气性能方面的情况；
- c) ITU-R P.679建议书就卫星广播系统的规划给出了指导意见；
- d) ITU-R P.1238建议书提供了在900 MHz到100 GHz频率范围内进行室内传播的指导；
- e) ITU-R P.1406建议书提供了与VHF和UHF频段内地面陆地移动和广播业务相关的各类传播问题；
- f) ITU-R P.1407建议书介绍了多径传播的各方面情况；
- g) ITU-R P.1411建议书提供了从大约300 MHz至100 GHz频率范围中室外情形下短路径的传播方法；
- h) ITU-R P.1812建议书介绍了在30 MHz到3 GHz频率范围内地面点到面服务的传播预测方法，

**建议**

在评估建筑材料特性和结构对无线电波传播的影响时，以及在开发涉及建筑环境的传播确定性模型时，应以附件1和附件2中介绍的情况和方法为指南。

附件1介绍了基本原则，并给出了评估建筑材料和结构产生的反射及完成的透射的公式，此外还介绍了电气性能作为频率的函数的模型以及相关材料的参数表。

附件2给出了与建筑物相关的各类传播损耗的定义，并就建筑物穿透损耗的测量给出了指导意见。

建筑物透射损耗的测量示例见ITU-R P.2346报告。

## 附件1

### 1 引言

本附件就建筑材料的电气性能和建筑物对无线电波传播的影响给出了指导意见。

第2节介绍了关于无线电波与建筑材料的相互作用的基本原则，定义了用于此类目的的各种参数，并就典型建筑结构的单一材料界面以及单层和多层板坯产生的反射和完成的透射给出了基本公式。

第3节定义了电气特性的模型，并给出了各种建筑材料的参数表。

### 2 基本原理和理论

与一个建筑物相互作用的无线电波将产生损耗，它取决于建筑材料和材料结构的电气特性。在本节中，将讨论材料电气特性和结构对无线电波传播的理论影响。

#### 2.1 材料电气特性的理论

##### 2.1.1 引言

本节描述了普通建筑材料介电常数和电导率的简单频率相关公式的产生。该公式以对多个已公布测量结果进行拟合的曲线为基础，主要在1-100 GHz频率范围内。目的是要为在室内和室外之间射线踪迹建模中使用找出一个简单的参数化方法。

在文献中以多种不同的方式提出了材料电气特性的表征。为了能够将测量的数据简化到一个通用的格式，将在第2.1.2节中对这些特性进行描述。

##### 2.1.2 方法

###### 2.1.2.1 电气常数的定义

以下处理仅涉及非电离、非磁性材料，并且因此我们在这里通篇将自由电荷密度 $\rho_f$ 设为零，并将材料的磁导率 $\mu$ 设置为自由空间的磁导率 $\mu_0$ 。



所关心的基本量是电气介电常数 $\epsilon$ 和电导率 $\sigma$ 。在文献中有很多对这些参数进行量化的方式，所以，我们首先明确这些不同的表达方式以及它们之间的关系。

### 2.1.2.2 推导

出发点是从麦克斯韦方程推演出来的波动方程。在以上假设的情况下，电场 $\vec{E}$ 的波动方程是：

$$\nabla^2 \vec{E} - \epsilon \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial \vec{J}_f}{\partial t} \quad (1)$$

其中：

- $\vec{E}$ : (矢量) 电场强度 (V/m)
- $J_f$ : 自由电荷的电流密度 (A/m<sup>2</sup>)
- $\epsilon$ : 电介质介电常数 (F/m)
- $\mu_0$ : 自由空间磁导率, 根据定义为(N/A<sup>2</sup>)=  $4\pi \times 10^{-7}$ 。

在一个导体中， $\vec{J}_f$ 通过欧姆定律与 $\vec{E}$ 相关联：

$$\vec{J}_f = \sigma \vec{E} \quad (2)$$

其中：

- $\sigma$ : 电导率 (S/m)。

将方程(1)和(2)结合得出：

$$\nabla^2 \vec{E} - \epsilon \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (3)$$

将 $\vec{E}$ 写为指数表达形式：

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{j(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \quad (4)$$

其中：

- $\vec{E}_0$ :  $t = \vec{r} = 0$  (V/m)的 $\vec{E}$ 值
- $\vec{k}$ : (矢量) 波数(m<sup>-1</sup>)量值=  $2\pi/\lambda$ ，其中， $\lambda$ 是波长，单位是m
- $\omega$ : 角频率(s<sup>-1</sup>)=  $2\pi f$ ，其中 $f$ 是频率，单位是s<sup>-1</sup>
- $\vec{r}$ : (矢量) 空间距离 (m)。

将其代入方程式 (3) 得出

$$k^2 - \epsilon \mu_0 \omega^2 + j \omega \mu_0 \sigma = 0 \quad (5)$$

其中 $k$ 是 $\vec{k}$ 的量值。

方程式(5)显示出, 电场强度作为衰减的正弦波传播。

### 2.1.2.3 非导电电介质

在一个非导电电介质 ( $\sigma = 0$ ) 中, 电场不衰减, 并且从方程式(5)得出传播速度 $v (= \omega/k)$ 是:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu_0}} \quad (6)$$

$\epsilon$ 习惯上以相对介电常数 $\epsilon_r$ 和自由空间的介电常数 $\epsilon_0$ 的形式写为:

$$\epsilon = \eta\epsilon_0 \quad (7)$$

其中

$\eta$ : 有关介质的相对介电常数

$\epsilon_0$ : 自由空间介电常数 =  $8.854 \times 10^{-12}$  (F/m)。

因此相对介电常数的介质中的传播速度 $\eta$ 为:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\eta}} \quad (8)$$

其中 $c$ 是自由空间中的光速( $= 1/\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$ )。换句话说,  $\sqrt{\eta}$  是电介质介质的折射率。

### 2.1.2.4 导电电介质

当 $\sigma \neq 0$ 时, 电波在传播时会衰减。在此情况下, 很方便定义相对复介电常数, 具体演算过程如下。可以通过替换 $c^2 = 1/(\epsilon_0\mu_0)$ 对方程式(5)进行重新排列, 如下:

$$\frac{c^2}{v^2} = \eta - j \frac{\sigma}{\epsilon_0\omega} \quad (9a)$$

由于方程式(8)规定 $\frac{c^2}{v^2} = \eta$ , 这可以解释为通过下式给出的相对复介电常数。

$$\eta = \eta' - j \frac{\sigma}{\epsilon_0\omega} \quad (9b)$$

这显示出, 为一个纯电介质而定义的相对介电常数变成为一个导电电介质而定义的更一般的复数相对介电常数 $\eta$ 的实数部分 $\eta'$ 。

对这些术语没有普遍接受的符号。在本建议书中, 相对介电常数以如下形式表示:

$$\eta = \eta' - j\eta'' \quad (10)$$

其中,  $\eta'$ 和 $\eta''$ 为实数部分和虚数部分。采用公式(9b), 的虚数部分通过以下得出:

$$\eta'' = \frac{\sigma}{\epsilon_0\omega} \quad (11)$$

请注意,  $\eta$ 虚数部分的符号是任意的, 并且反映出在方程式(4)中的符号约定。在实际单位中, 方程式(11)给出了从 $\eta''$ 到 $\sigma$ 的一个变换:

$$\sigma = 0.05563 \eta'' f_{\text{GHz}} \quad (12)$$

$\eta$ 虚数部分的另外一个公式是以损耗角正切来表示, 定义为:

$$\tan \delta = \frac{\eta''}{\eta'} \quad (13)$$

以及:

$$\tan \delta = \frac{\sigma}{\epsilon \omega} \quad (14)$$

从方程式 (10)得出:

$$\eta = \eta' (1 - j \tan \delta) \quad (15)$$

并且, 以实际单位表示:

$$\sigma = 0.05563 \eta' \tan \delta f_{\text{GHz}} \quad (16)$$

有时会遇到的另外一个术语是介质的 $Q$ 。它被定义为:

$$Q = \frac{\epsilon \omega}{\sigma} \quad (17)$$

并且是位移电流密度  $\partial D / \partial t$  与传导电流密度  $J_f$  之比。对非导体,  $Q \rightarrow \infty$ 。从方程式(14)得出:

$$Q = 1 / \tan \delta \quad (18)$$

而遇到的另外一术语是复数折射率 $n$ , 它被定义为 $\sqrt{\eta}$ 。以其实数和虚数部分的形式写出 $n$ :

$$n = n' - j n'' = \sqrt{\eta} \quad (19)$$

从方程式(10)和(12)可以用下式给出 $\eta'$ 、 $\eta''$ 和 $\sigma$ :

$$\begin{aligned} \epsilon_r' &= (n')^2 - (n'')^2 \\ \epsilon_r'' &= 2n'n'' \\ \sigma &= 0.1113 n' n'' f_{\text{GHz}} \end{aligned} \quad (20)$$

### 2.1.2.5 衰减率

一个导电电介质将使电磁波随着它们的传播而衰减。为了对此进行量化, 将方程式(5)代入方程式 (4), 并利用方程式 (14)进行简化:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp \left\{ j \left( \omega t - \sqrt{\eta' (1 - j \tan \delta)} \vec{k}_0 \cdot \vec{r} \right) \right\} \quad (21)$$

其中:

$\vec{k}_0$ : (矢量) 自由空间中的波数( $\text{m}^{-1}$ )。

在平方根符号下的虚数部分导致电场随着距离而按指数减小:

$$\vec{E} \propto \vec{E}_0 \exp(-|\vec{r}|/\Delta) \quad (22)$$

在使用复杂变量的实际计算中, 电场幅度下降 $1/e$ 的衰减距离 $\Delta$ 是:

$$\Delta = \frac{-1}{\text{Im}(k_0 \sqrt{\eta})} \quad (23a)$$

其中函数“Im”返回其参数的虚数部分。经过分析可以发现:

$$\Delta = \frac{1}{k_0 \sqrt{\eta'}} \sqrt{\frac{2 \cos \delta}{1 - \cos \delta}} \quad (23b)$$

这可以通过从 $\eta'$ 和 $\sigma$ 计算 $\tan \delta$ , 并转换得到 $\cos \delta$ 来进行计算。在 $\sigma \rightarrow 0$  (电介质极限) 和 $\sigma \rightarrow \infty$  (良好导体极限) 二种极限情况下可以有一个更加直接的计算。通过对方程式(21)中平方根符号下的项选择适当近似, 这些极限变为:

$$\Delta_{\text{dielectric}} = \frac{1}{k_0 \sqrt{\eta'}} \frac{2}{\tan \delta} \quad (24)$$

和:

$$\Delta_{\text{conductor}} = \frac{1}{k_0 \sqrt{\eta'}} \sqrt{\frac{2}{\tan \delta}} \quad (25)$$

方程式(24)和(25)对 $\tan \delta < 0.5$  (电介质)  $\tan \delta > 15$  (导体) 准确到大约3%。 $\Delta_{\text{conductor}}$ 通常被称为“趋肤深度”。

出于实用的目的, 衰减率是比衰减距离更加有用的参量, 并且通过下式直接地与其相关联

$$A = \frac{20 \log_{10} e}{\Delta} = 8.686 / \Delta \quad (26)$$

其中:

A: 衰减率, 单位是dB/m ( $\Delta$ 的单位是m)。

将方程式(24)和(25)代入方程式(26), 并变换到实用单位, 得出:

$$A_{\text{dielectric}} = 1636 \frac{\sigma}{\sqrt{\eta'}} \quad (27a)$$

$$A_{\text{conductor}} = 545.8 \sqrt{\sigma f_{\text{GHz}}} \quad (27b)$$



### 2.1.3 材料特性的频率相关性

在文献中，总是给出电介质常数的实数部分 $\eta'$ ，但经常不指明频率。在实际中，对于很多材料，从直流到大约5-10 GHz  $\eta'$ 是常数，之后它开始随频率下降。

$\sigma$ 的值通常在关心的频段中是与频率密切相关的函数，随频率而增加。这可能就是为什么经常在文献中指明电介质常数的虚数部分或者损耗角正切的一个原因：方程式(12)和(16)显示出，与 $\sigma$ 的频率相关性相比，这些项消除了线性频率相关性。

对每种材料，可以通过对在多个频率上测量得到的 $\sigma$ 值进行拟合来得到 $\sigma$ 频率相关性的一个简单回归模型。

### 2.1.4 材料特性频率相关性的模型

为了推算出材料特性的频率相关性，可以根据测量频率、相对介电常数的实数部分（ $\eta'$ ）和虚数部分（ $\eta''$ ）、损耗角正切（ $\tan \delta$ ）和电导率（ $\sigma$ ）来描述材料电常数值特性。§ 2.1.2.4中的公式允许在这些量之间进行转换。

对电导率，通常在统计上有随频率增加的明显证据。在此情况下，已经采用下式对趋势进行了建模：

$$\sigma = c f_{\text{GHz}}^d \quad (28)$$

其中， $c$ 和 $d$ 为表征材料的常数。这在一个 $\log(\sigma)$ - $\log(f)$ 图上是一条直线。此趋势直线最好地适合了所有可以得到的数据。

对于相对介电常数，可以假设类似的频率相关性：

$$\varepsilon_r' = a f_{\text{GHz}}^b \quad (29)$$

其中 $a$ 和 $b$ 为表征材料的常数。但是，几乎在所有情况下，都没有相对介电常数随频率变化趋势的证据。在这些情况下，可以在所有频率下采用一个常数值。这个常数值是所有所画数值的平均值。在表3中给出了一些实例。

## 2.2 材料结构对无线电波传播的影响

### 2.2.1 在单独一个界面处的平面波反射与透射

本节讨论到具有不同电气性能的两个均匀各向同性介质之间的平面界面的平面波入射。介质自界面延伸足够远，使得任何其它界面的影响可以忽略不计。这可能并非典型的建筑几何情况。例如，一道墙引起的传播损耗可以受到多个内部反射的影响。单层和多层板坯反射和透射系数的计算方法见§ 2.2.2。

平面波对分析有用，但此概念一般仅具有理论意义。在实践中，电波可能近似于平面，但不会完全呈平面状。在此强调这一点很重要，原因是真正的平面波不会发生自由空间（扩散）损耗。下列方法没有考虑自由空间损耗，仅考虑了介质界面的影响。

### 2.2.1.1 平面介质界面上的倾斜入射

图1为到平面界面的正弦平面波倾斜入射，此入射分离了具有相对介电常数 $\eta_1$ 和 $\eta_2$ 的两种同类非磁性电介质。 $\eta$ 值可通过使用方程式(10)和(11)从介电常数的实数部分 $\eta'$ 和导电性 $\sigma$ 来计算。表3给出了可作为频率的函数来计算的这些值的参数。

对这种情况，有三条出自几何考虑的重要定律。

- 1) 反射和透射（折射）波的矢量波数位于入射平面中，即，由入射波数 $k_1$ 和该界面法线所确定的平面。这个平面在图1中被作为 $x$ - $z$ 平面。
- 2) 入射角和反射角相等（在图1中都是 $\theta_1$ ）。
- 3) 折射角 $\theta_2$ 根据斯涅尔定律与入射角相关联。

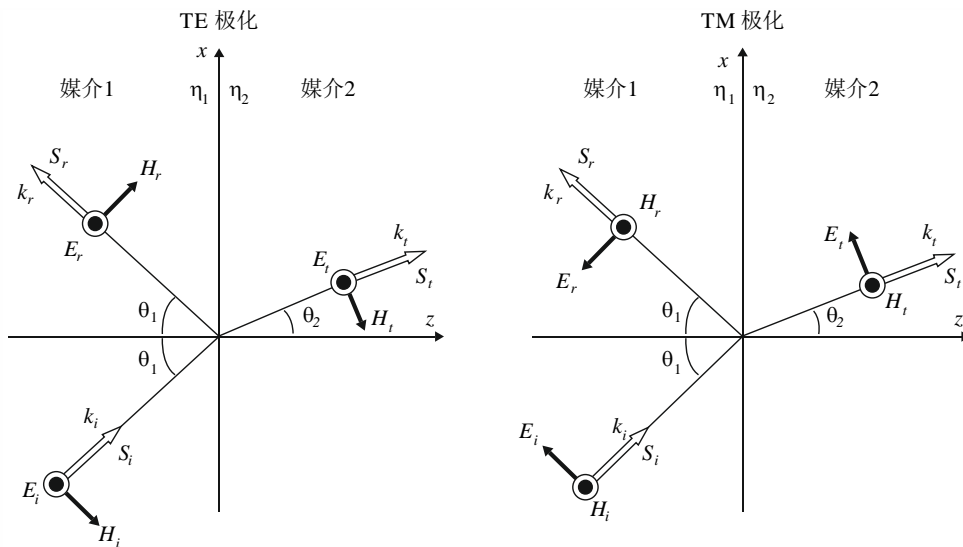
$$\frac{1}{c_1} \sin \theta_1 = \frac{1}{c_2} \sin \theta_2 \quad (30)$$

其中， $c_1 = c/\sqrt{\eta_1}$ 和 $c_2 = c/\sqrt{\eta_2}$ 分别是在二种介质中的波速， $\eta_1$ 和 $\eta_2$ 表示两种介质的相对复介电常数。

这些定律保证这三个波（分别是 $k \rightarrow k_1, k_1', k_2$ ）的指数时空因子 $\exp\{j(\omega t - k \cdot r)\}$ 在该界面所有的点上相同。

图1

平面波在平面界面上的反射和折射



P.2040-01

入射波的两个极化如图1所示。

- a) 左侧的入射向量 $E_i$ 与入射平面垂直。这被称为横电（TE）极化，又称为垂直极化、 $s$ 极化和 $\sigma$ 极化。

- b) 右侧的入射向量电 $E_i$ 与入射平面平行。这就是所谓的横向磁（TM）极化，又称为平行极化、p极化和 $\pi$ 极化。

在以下描述中，极化将用TE或TM来表示。

出于计算目的，任意或圆极化波可分解为其TE与TM分量，然后可重新组合。

电场反射和透射系数分别被定义为在其所在界面处存在的反射和透射（折射）向量与相应的入射向量的比率。此类系数通常较为复杂。以下公式不考虑自由空间或电波与界面相互作用前后的其他损耗。

电场和磁场矢量在界面的平面中须为连续，由此给出以下电场系数公式。反射和透射系数分别用 $R$ 和 $T$ 来表示。下标表示相关矢量以及极化是TE还是TM。根据是否发生全内反射，(31a)至(32b)的每个公式均分为两部分。全内反射仅在电波入射在具有较低折射率的介质上时才可能发生。

TE极化的电场反射系数：

$$R_{eTE} = \frac{E_r}{E_i} = \begin{cases} \frac{\sqrt{\eta_1} \cos \theta_1 - \sqrt{\eta_2} \cos \theta_2}{\sqrt{\eta_1} \cos \theta_1 + \sqrt{\eta_2} \cos \theta_2} & \sqrt{\frac{\eta_1}{\eta_2}} \sin \theta_1 < 1 \\ 1 & \sqrt{\frac{\eta_1}{\eta_2}} \sin \theta_1 \geq 1 \end{cases} \quad (31a)$$

TM极化的电场反射系数：

$$R_{eTM} = \frac{E_r}{E_i} = \begin{cases} \frac{\sqrt{\eta_2} \cos \theta_1 - \sqrt{\eta_1} \cos \theta_2}{\sqrt{\eta_2} \cos \theta_1 + \sqrt{\eta_1} \cos \theta_2} & \sqrt{\frac{\eta_1}{\eta_2}} \sin \theta_1 < 1 \\ 1 & \sqrt{\frac{\eta_1}{\eta_2}} \sin \theta_1 \geq 1 \end{cases} \quad (31b)$$

TE极化的电场透射系数：

$$T_{eTE} = \frac{E_t}{E_i} = \begin{cases} \frac{2\sqrt{\eta_1} \cos \theta_1}{\sqrt{\eta_1} \cos \theta_1 + \sqrt{\eta_2} \cos \theta_2} & \sqrt{\frac{\eta_1}{\eta_2}} \sin \theta_1 < 1 \\ 0 & \sqrt{\frac{\eta_1}{\eta_2}} \sin \theta_1 \geq 1 \end{cases} \quad (32a)$$

TM极化的电场透射系数：

$$T_{eTM} = \frac{E_t}{E_i} = \begin{cases} \frac{2\sqrt{\eta_1} \cos \theta_1}{\sqrt{\eta_2} \cos \theta_1 + \sqrt{\eta_1} \cos \theta_2} & \sqrt{\frac{\eta_1}{\eta_2}} \sin \theta_1 < 1 \\ 0 & \sqrt{\frac{\eta_1}{\eta_2}} \sin \theta_1 \geq 1 \end{cases} \quad (32b)$$

其中， $\eta_1$ 和 $\eta_2$ 分别为介质1和2的相对复介电常数。可以通过使用方程式（9b）以及从§3和表3获得的 $\eta'$ 和 $\sigma$ 值来对这些常数进行评估。

方程式 (31a) 至 (32b) 中的术语  $\cos\theta_2$  可通过使用方程式 (30) 以及  $\theta_1$  来进行评估:

$$\cos\theta_2 = \sqrt{1 - \frac{\eta_1}{\eta_2} \sin^2 \theta_1} \quad (33)$$

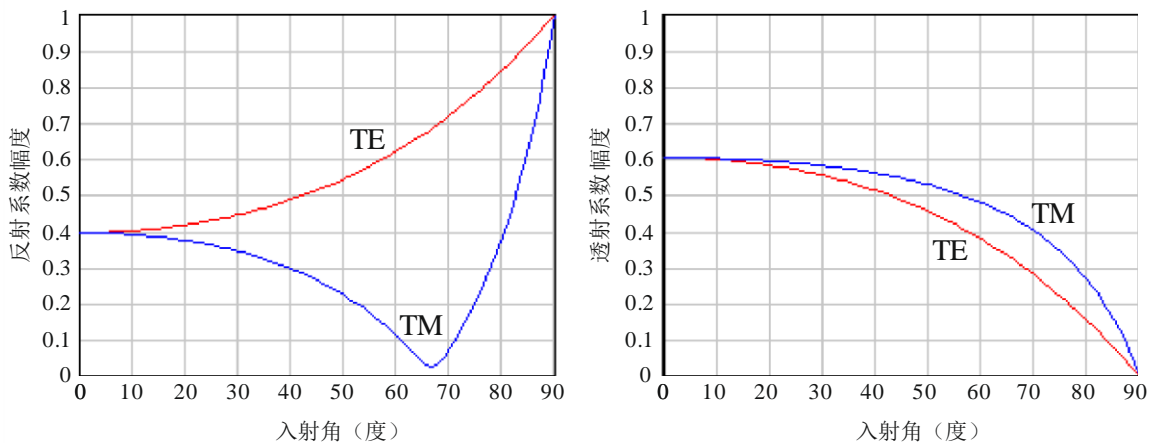
当  $\theta_1 = 0$  时, 入射面并非唯一限定。在此情况下, 传播的所有方向均垂直于界面, 且对每个极化而言从公式得到的系数振幅是相同的。在反射的情况下存在明显的符号变化。这纯粹因极化的定义方式而产生, 且并非物理上的不连续性。

### 2.2.1.2 计算示例

图2为反射和透射系数的振幅示例, 其中电波在1 GHz从空气入射到混凝土中, 相关计算使用了 (31a) 至 (32b) 方程式, 且涉及两种极化的一系列入射角, 在计算时采用了表3中所示的混凝土特性。

图2

1 GHz时空气/混凝土界面的反射和透射系数



P.2040-02

### 2.2.1.3 系数值的可用替换值

需要注意的E-矢量系数的以下替换值, 其中下标表示介质1或2, 电波入射到其中的一个界面上:

- 对于任一极化,  $R_1 = -R_2$ , 并因此  $R_1^2 = R_2^2$
- 对于任一极化,  $T_1 T_2 = 1 - R^2$ , 其中根据a), R可以是R1或R2。

### 2.2.1.4 功率通量密度系数

功率通量密度系数可从E-向量系数来获得:

$$R_{sTE} = \frac{S_r}{S_i} = R_{eTE}^2 \quad (34a)$$

$$R_{sTM} = \frac{S_r}{S_i} = R_{eTM}^2 \quad (34b)$$

$$T_{sTE} = \frac{S_t}{S_i} = T_{eTE}^2 \sqrt{\frac{\eta_2}{\eta_1}} \quad (35a)$$

$$T_{sTM} = \frac{S_t}{S_i} = T_{eTM}^2 \sqrt{\frac{\eta_2}{\eta_1}} \quad (35b)$$

因此，因反射或透射而产生的信号电平分贝数的变化可由 $10\log(|R_s|)$ 或 $10\log(|T_s|)$ 来给出，其中 $R_s$ 和 $T_s$ 代表方程式（34a）至（35b）中的反射或透射S矢量系数。

在介质界面的能量守恒要求对于给定的入射波前区而言，反射和透射功率通量的总和等于入射功率通量。为了说明这一点，必须考虑折射波面宽度的变化。对任一极化而言：

$$R_s + T_s \frac{\cos\theta_2}{\cos\theta_1} = 1 \quad (36)$$

其中， $\frac{\cos\theta_2}{\cos\theta_1}$  根据波面宽度的变化进行调整。

#### 2.2.1.5 经简化的空气入射波公式

当介质1是空气时，公式（31a）至（32b）可简化为：

$$R_{eTE} = \frac{\cos\theta - \sqrt{\eta - \sin^2\theta}}{\cos\theta + \sqrt{\eta - \sin^2\theta}} \quad (37a)$$

$$R_{eTM} = \frac{\eta\cos\theta - \sqrt{\eta - \sin^2\theta}}{\eta\cos\theta + \sqrt{\eta - \sin^2\theta}} \quad (37b)$$

$$T_{eTE} = \frac{2\cos\theta}{\cos\theta + \sqrt{\eta - \sin^2\theta}} \quad (38a)$$

$$T_{eTM} = \frac{2\sqrt{\eta}\cos\theta}{\eta\cos\theta + \sqrt{\eta - \sin^2\theta}} \quad (38b)$$

其中， $\theta$ 为入射角， $\eta$ 为电波所入射介质的相对介电常数。

在公式（37a）至（38b）中，在界面处的全内反射不可能发生，原因是可假设电波入射的介质具有比空气更高的折射率。

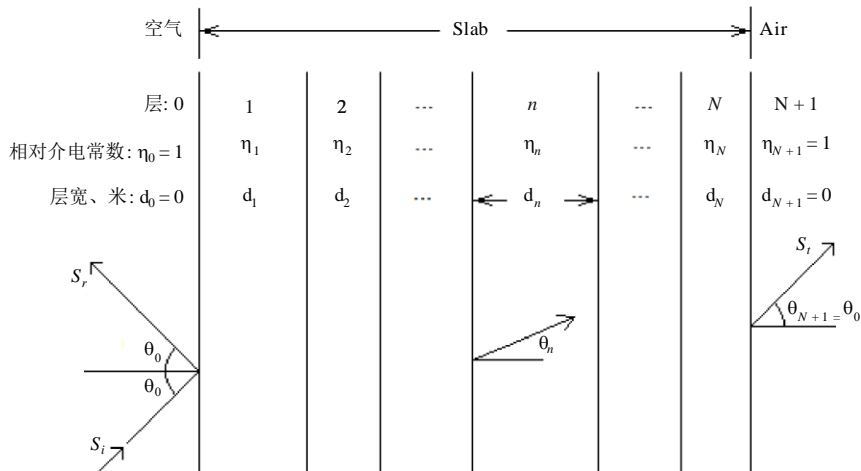
## 2.2.2 单层和多层板坯的平面波反射和透射

### 2.2.2.1 多层板坯的常用方法

图3为N层板坯上的平面波入射，每层板坯均具有光滑的、平面的和平行的表面，其中N可为1或更大。第n层的相对介电常数为 $\eta_n$ ，其宽度为 $d_n$ 米。假定板坯在空气中，且出于计算目的其被表示为第0层和第N+1层，且相对介电常数为1，宽度为0。

图3

单层或多层板坯的平面波反射



P2040-03

入射和反射角为 $\theta_0$ ，且电波会从第N层出现， $\theta_{N+1} = \theta_0$ 。

第n层的传播方向为 $\theta_n$ 。图3中并未给出通过这些层的完整射线路径。对于单个入射射线 $S_i$ 而言，由于在各层发生的多次内部反射，所发出的射线 $S_r$ 和 $S_t$ 在空间内进行分布。

板坯的反射和透射系数可以通过以下递归方法来计算。

首先进行初始化：

$$A_{N+1} = 1 \quad B_{N+1} = 0 \quad F_{N+1} = 1 \quad G_{N+1} = 0 \quad (39a)-(39d)$$

然后 $n = N, N-1$ 等... .. 0:

$$A_n = 0.5 \exp(jk_n d_n \cos \theta_n) [A_{n+1} (1 + Y_{n+1}) + B_{n+1} (1 - Y_{n+1})] \quad (40a)$$

$$B_n = 0.5 \exp(-jk_n d_n \cos \theta_n) [A_{n+1} (1 - Y_{n+1}) + B_{n+1} (1 + Y_{n+1})] \quad (40b)$$

$$F_n = 0.5 \exp(jk_n d_n \cos \theta_n) [F_{n+1} (1 + W_{n+1}) + G_{n+1} (1 - W_{n+1})] \quad (40c)$$

$$G_n = 0.5 \exp(-jk_n d_n \cos \theta_n) [F_{n+1} (1 - W_{n+1}) + G_{n+1} (1 + W_{n+1})] \quad (40d)$$



其中

$$W_{n+1} = \frac{\cos \theta_{n+1}}{\cos \theta_n} \sqrt{\frac{\eta_n}{\eta_{n+1}}} \quad (41a)$$

$$Y_{n+1} = \frac{\cos \theta_{n+1}}{\cos \theta_n} \sqrt{\frac{\eta_{n+1}}{\eta_n}} \quad (41b)$$

$$\sin \theta_n = \frac{\sin \theta_0}{\sqrt{\eta_n}} \quad (41c)$$

$$k_n = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\eta_n} \quad (41d)$$

$\lambda$ 是单位为米的自由空间波长。

名义宽度 $d_0 = 0$ 导致方程式(40a)至(40d)中的指数项在 $n = 0$ 时的评估值为1。之所以将 $N + 1$ 的相对介电常数包含在图3中,仅出于一致性方面的考虑,在计算中不会使用这些常数。

已按 $n = N$ 到 $n = 0$ 的顺序,对电场就方程式(40a)至(40d)进行了评估。

$$R_{TE} = \frac{B_0}{A_0} \quad R_{TM} = \frac{G_0}{F_0} \quad T_{TE} = \frac{1}{A_0} \quad T_{TM} = \frac{1}{F_0} \quad (42a)-(42d)$$

其中下标 $TE$ 和 $TM$ 分别表示横电和横磁入射极化。

后附资料1规定了多层板坯方法的替代公式。

### 2.2.2.2 经简化的单层板坯方法

对单层板坯而言, $N = 1$ ,前述方法可简化为:

$$R = \frac{R'(1 - \exp(-j2q))}{1 - R'^2 \exp(-j2q)} \quad (\text{反射系数}) \quad (43a)$$

$$T = \frac{(1 - R'^2) \exp(-jq)}{1 - R'^2 \exp(-j2q)} \quad (\text{透射系数}) \quad (43b)$$

其中:

$$q = \frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{\eta - \sin^2 \theta} \quad (44)$$

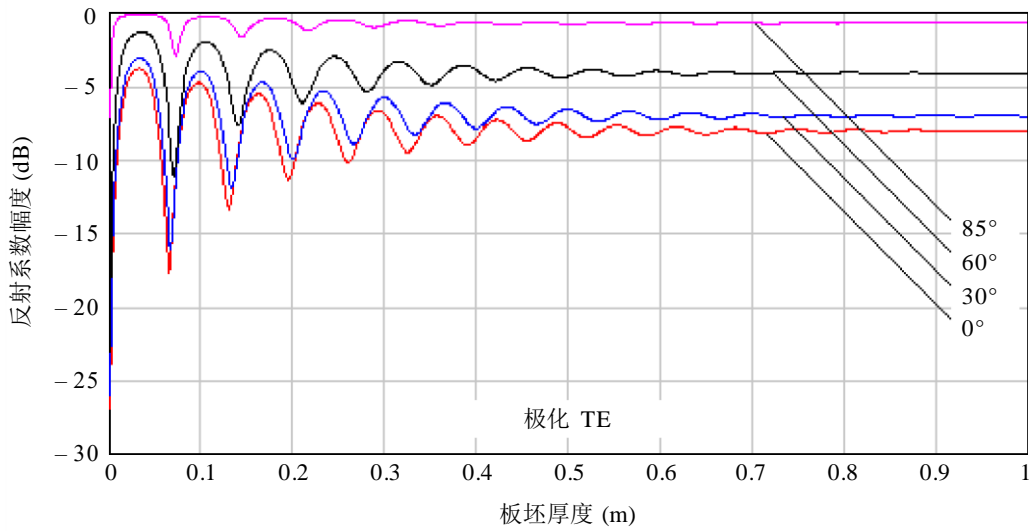
$d$ 是建筑材料的厚度, $R'$ 表示方程式(37a)或(37b)分别给出的 $R_{eTE}$ 或 $R_{eTM}$ ,这取决于入射电场的极化情况。

2.2.2.3 计算示例

图4至7为在1 GHz单层混凝土板坯的四个入射角使用公式（42a）至（42d）的结果示例。从方程式（43a）和（43b）可获得相同的结果。混凝土的电气特性来自表3。

图4

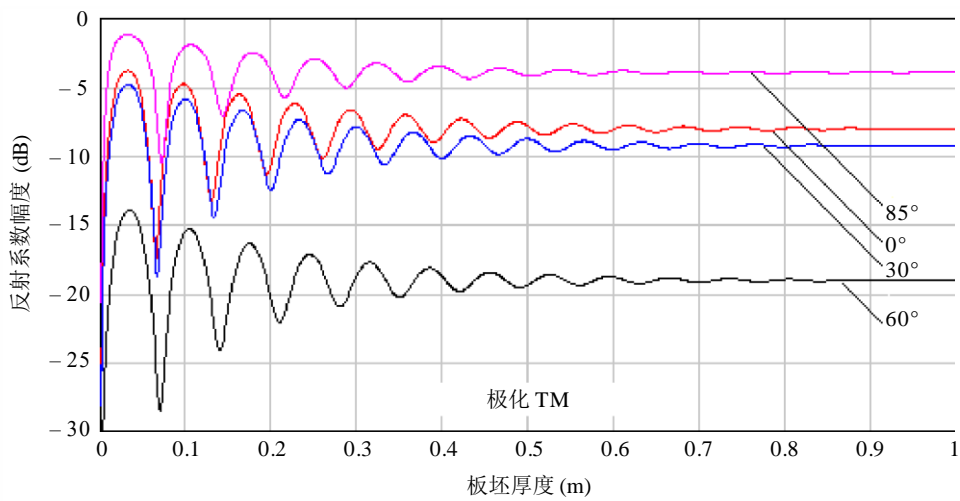
在1 GHz的混凝土板坯反射系数，TE极化



P2040-04

图5

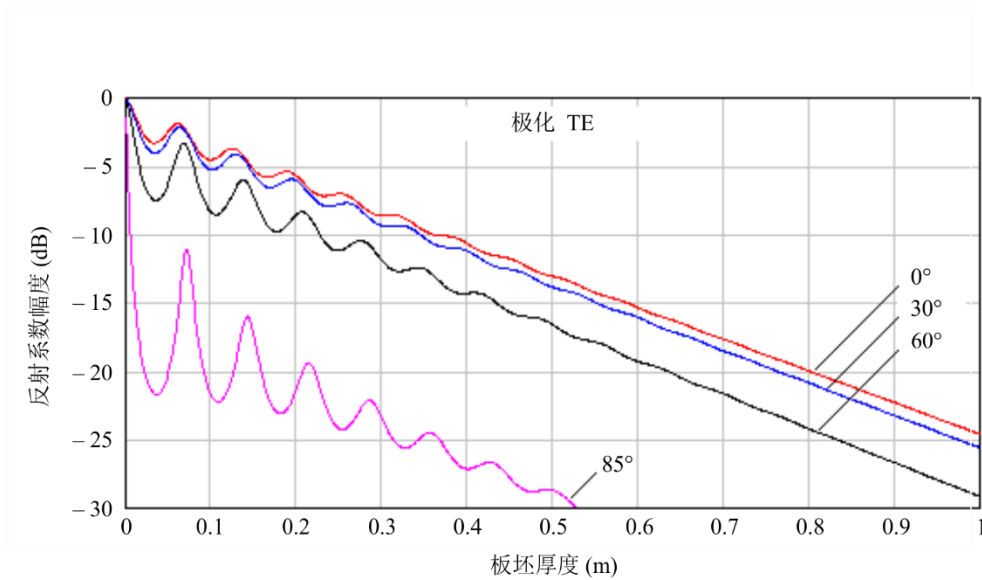
在1 GHz的混凝土板坯反射系数，TM极化



P2040-05

图6

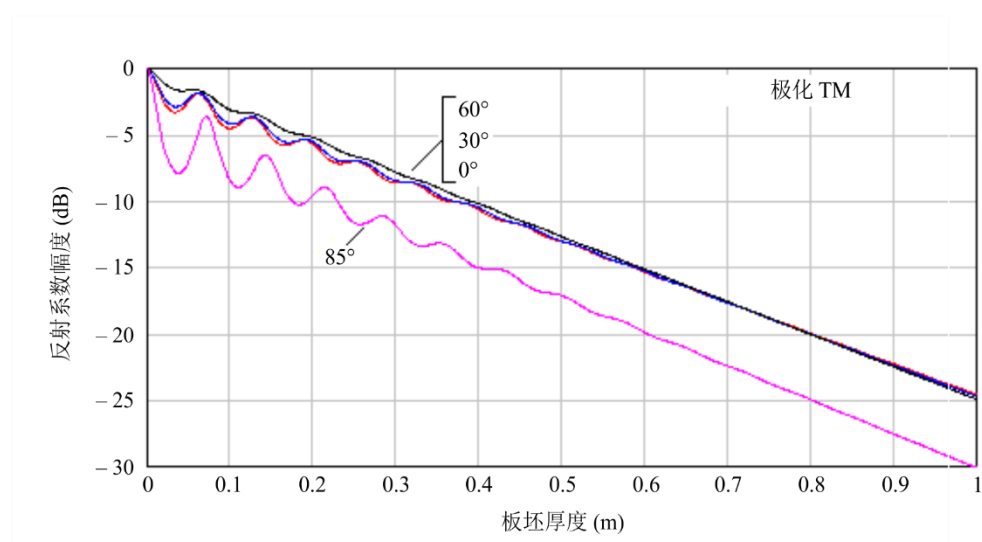
在1 GHz的混凝土板坯透射系数，TE极化



P.2040-06

图7

在1 GHz的混凝土板坯透射系数，TM极化



P.2040-07

在图5和7中可注意到，与其他三个角相比，85度入射角的TM极化系数值较为异常。这体现了在图2中可见的TM极化最小反射系数的影响，这一角度被称为假性布儒斯特角。

### 2.2.3 建筑物中的波导传播

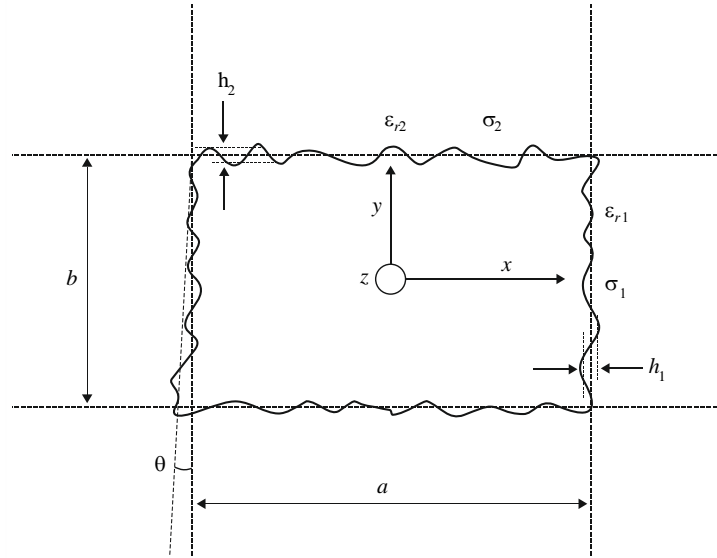
#### 2.2.3.1 关于波导中衰减常数频率特性的理论

一个波导可以由损耗电介质材料包围的一个空腔空间构成。在一个建筑物结构的情况下，一个走廊、地下购物中心、或者隧道可以被视为是一个波导。在一个波导中传播的无线电波功率随着距离被衰减。众所周知，一个波导具有频率特性，例如，根据形状变化的截止频率。在本节中，介绍了一个推导波导中衰减常数频率特性的公式。

图8中显示了一个正方形波导结构的横截面。在此情况下，损耗电介质材料的固有常数对边墙、天花板和地板是不同的。

图8

波导的横截面和材料常数



P.2040-08

在图8中， $a$ 是波导的宽度， $b$ 是高度(m)， $h_1$ 和 $h_2$ 是表面电平高斯分布的均方根粗糙度，而 $\theta$ 是均方根的倾角(rad)。材料的复数介电常数值 $\epsilon_{ri}^*$ 计算如下。

$$\epsilon_{ri}^* = \epsilon_{ri} - j \left( \epsilon_{ri}'' + \frac{\sigma_i}{\omega \epsilon_0} \right), \quad i = 1, 2 \quad (45)$$

其中 $\epsilon_{ri}$ 是相对电介质常数，而 $\sigma_i$ 是电导率。量值 $\epsilon_{ri}''$ 是材料的损耗角正切， $\omega$ 是角频率，而 $\epsilon_0$ 是自由空间的介电常数。

基本衰减常数用公式表示如下。

$$L_{basic,h} = K_h \lambda^2 \left[ \operatorname{Re} \left( \frac{\epsilon_{r1}^*}{a^3 \sqrt{\epsilon_{r1}^* - 1}} + \frac{1}{b^3 \sqrt{\epsilon_{r2}^* - 1}} \right) - \frac{\lambda}{2\pi} \operatorname{Im} \left( \frac{|\epsilon_{r1}^*|^2}{a^4 (\epsilon_{r1}^* - 1)} + \frac{1}{b^4 (\epsilon_{r2}^* - 1)} \right) \right] \quad (\text{dB/m}) \quad (46)$$

$$L_{basic,v} = K_v \lambda^2 \left[ \operatorname{Re} \left( \frac{1}{a^3 \sqrt{\epsilon_{r1}^* - 1}} + \frac{\epsilon_{r2}^*}{b^3 \sqrt{\epsilon_{r2}^* - 1}} \right) - \frac{\lambda}{2\pi} \operatorname{Im} \left( \frac{1}{a^4 (\epsilon_{r1}^* - 1)} + \frac{|\epsilon_{r2}^*|^2}{b^4 (\epsilon_{r2}^* - 1)} \right) \right]$$

$K_h$ 和 $K_v$ 是取决于截面形状的常数值。在表1中给出了取决于截面形状的常数值。

表1  
各种横截面形状的常数值

形状	圆	椭圆	正方形	拱形
$K_h$	5.09	4.45	4.34	5.13
$K_v$	5.09	4.40	4.34	5.09

根据表述限制条件的方程式（47），以上所提到的公式有效。

$$\lambda \ll \frac{\pi a \sqrt{\varepsilon_{r1} - 1}}{\varepsilon_{r1}} \quad (m) \quad (47)$$

$$\lambda \ll \pi b \sqrt{\varepsilon_{r2} - 1}$$

### 正方形情况下的独特特性

由于粗糙度所造成的衰减常数用公式表达在下式中，它被认为是相对于一堵墙壁表面平均电平的表面电平的局部变化。

$$L_{roughness,h} = K_h \pi^2 \lambda \left[ \left( \frac{h_1}{a} \right)^2 + \left( \frac{h_2}{b} \right)^2 \right] \quad (dB/m) \quad (48)$$

$$L_{roughness,v} = K_v \pi^2 \lambda \left[ \left( \frac{h_1}{a} \right)^2 + \left( \frac{h_2}{b} \right)^2 \right]$$

由于墙壁倾角所造成的衰减常数用公式表达在下式中。

$$L_{tilt,h} = K_h \frac{\pi^2 \theta^2}{\lambda} \quad (dB/m) \quad (49)$$

$$L_{tilt,v} = K_v \frac{\pi^2 \theta^2}{\lambda}$$

因此，在一个正方形情况下的总衰减常数是以上损耗之和。

$$L_h = L_{basic,h} + L_{roughness,h} + L_{tilt,h} \quad (dB/m) \quad (50)$$

$$L_v = L_{basic,v} + L_{roughness,v} + L_{tilt,v}$$

### 2.2.3.2 波导理论的适用性

波导理论显示出与在走廊中没有行进人流的情况下在200 MHz到12 GHz频率范围内在走廊中所测量的传播特性很好地吻合。

## 行进人流对波导的影响

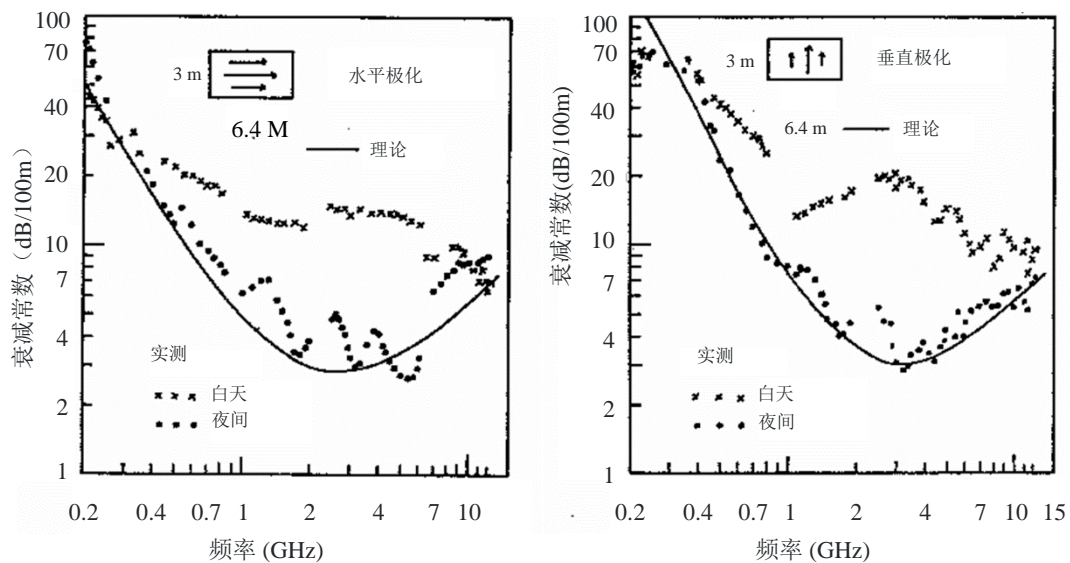
图9显示了在白天（有行进人流时）和在夜间（走廊里空无一人时）理论与实测衰减常数的比较。理论值是根据表2中所给参数计算出来的。

表2  
用于对地下空间进行计算的参数

	宽度 (m)	高度 (m)	倾角 (度)	粗糙度		材料常数			
				$h_1$	$h_2$	$\epsilon_{r1}$	$\epsilon_{r2}$	$\sigma_1$	$\sigma_2$
地下空间	6.4	3.0	0.35	0.4	0.2	15	10	0.5	0.1

图9

对白天与夜间衰减常数的比较



P.2040-09

图9显示出波导理论适用于夜间200 MHz到12 GHz频率范围内走廊中的现实传播特性。但是，波导理论不适用于白天的现实传播特性，因为接收功率受到行进人流的衰减。

因此，波导理论适用于没有来自遮蔽障碍物影响的情形。

## 2.3 频率选择性表面材料的理论和结果

### 2.3.1 频率选择性表面

散射波功率随表面的粗糙度变化。在本节中，描述了计算来自具有圆凸起阵列表面的散射场的一个理论。首先，为了特性化该表面的粗糙度，通过采用一个周期性排列圆柱体形成的圆凸起阵列定义粗糙的表面。

其次，通过采用格形求和描述一个周期性排列的散射物体以及采用T矩阵描述圆柱阵列来定义散射场的反射系数。第三，显示了一个数值结果，它展示了来自圆凸起表面的反射的



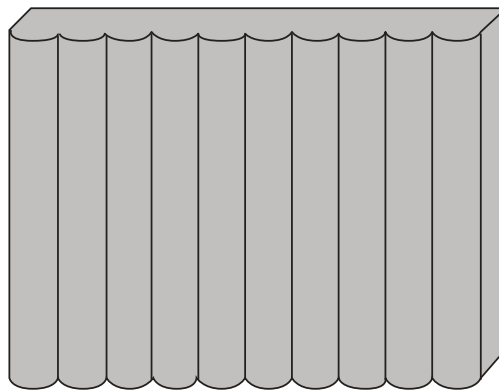
频率相关特性。最后，显示了一个实测结果来解释当在一个建筑物的表面上有一个圆凸起阵列时散射波功率随一个入射波的频率变化。

### 2.3.2 围绕圆凸起阵列表面的波传播理论

通过在一个建筑物的表面上做出周期性凸起阵列，如图10所示，可以比对平坦表面更好地控制反射/散射波。计算来自周期性圆柱体阵列的散射波的理论可以被用来定义围绕一个凸起阵列表面的传播波。

图10

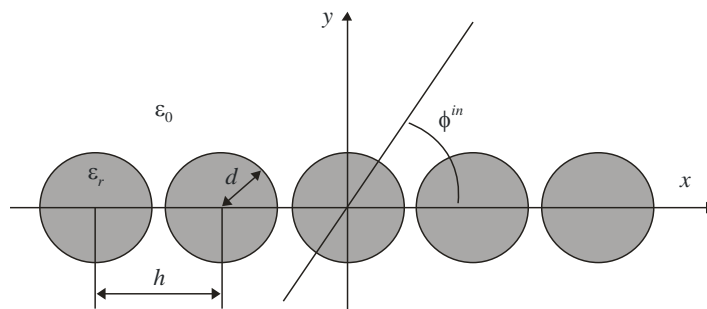
圆凸起阵列的表面



P.2040-10

图11

一个周期性圆柱体阵列的几何图形



P.2040-11

当如图11中所示将相同的圆柱体周期性地排列在一个x轴上时， $k_v > 0$ 的第 $v$ 阶传播模的功率反射系数 $R_v$ 给出如下：

$$R_v = \frac{k_v}{k_0 \sin \varphi^{\text{in}}} |\mathbf{p}_v^T \cdot \mathbf{a}_0^{\text{sc}}|^2 \quad (51)$$

其中,  $k_0 = 2\pi / \lambda_0$ ,  $\lambda_0$ 是以角度 $\varphi^{in}$ 入射波的波长。在方程式(79)中, 得到 $\mathbf{p}_v^T$ 和 $\mathbf{a}_0^{sc}$ 如下:

$$\mathbf{p}_v = \begin{bmatrix} \frac{2(j)^m (k_{xv} + jk_v)^m}{hk_v k_0^m} & (m \geq 0) \\ \frac{2(-j)^{|m|} (k_{xv} - jk_v)^{|m|}}{hk_v k_0^{|m|}} & (m < 0) \end{bmatrix} \quad (52)$$

$$\mathbf{a}_0^{sc} = (\bar{\mathbf{I}} - \bar{\mathbf{T}} \cdot \bar{\mathbf{L}})^{-1} \cdot \bar{\mathbf{T}} \cdot \mathbf{a}^{in} \quad (53)$$

其中,  $\bar{\mathbf{I}}$ 是单位矩阵,  $k_{xv} = -k_0 \cos \varphi^{in} + 2v\pi/h$ ,  $k_v = \sqrt{k_0^2 - k_{xv}^2}$ , 而 $h$ 是每个圆凸起之间的周期性间隔。 $\bar{\mathbf{L}}$ 是一个正方形矩阵, 其元素以如下的格形和形式定义:

$$L_{mn} = \sum_{l=0}^{\infty} H_{m-n}^{(1)}(k_0 l h) e^{jk_0 l h \varphi^{in}} + (-1)^{m-n} \sum_{l=0}^{\infty} H_{m-n}^{(1)}(k_0 l h) e^{-jk_0 l h \varphi^{in}} \quad (54)$$

其中,  $H_m^{(2)}$ 是第一类第 $m$ 阶汉克尔函数。 $\bar{\mathbf{T}}$ 是散射场的T矩阵, 并且分别由以下入射电场 $E_z^{in}$ 和入射磁场 $H_z^{in}$ 的对角线矩阵给出。

$$T_{mn}^E = -\frac{\sqrt{\varepsilon_r} J_m'(kd) J_m(k_0 d) - J_m(kd) J_m'(k_0 d)}{\sqrt{\varepsilon_r} J_m'(kd) H_m^{(1)}(k_0 d) - J_m(kd) H_m^{(1)'}(k_0 d)} \delta_{mn} \quad (55a)$$

$$T_{mn}^H = -\frac{J_m'(kd) J_m(k_0 d) - \sqrt{\varepsilon_r} J_m(kd) J_m'(k_0 d)}{J_m'(kd) H_m^{(1)}(k_0 d) - \sqrt{\varepsilon_r} J_m(kd) H_m^{(1)'}(k_0 d)} \delta_{mn} \quad (55b)$$

其中,  $\varepsilon_r$ 是电介质柱体的相对介电常数,  $J_m$ 是第 $m$ 阶贝塞尔函数, 主要部分表示对于自变量的导数,  $\delta_{mn}$ 表示罗内克 $\delta$ 函数。 $\mathbf{a}^{in}$ 表示一个列矢量, 其元素表示未知的入射场幅度。

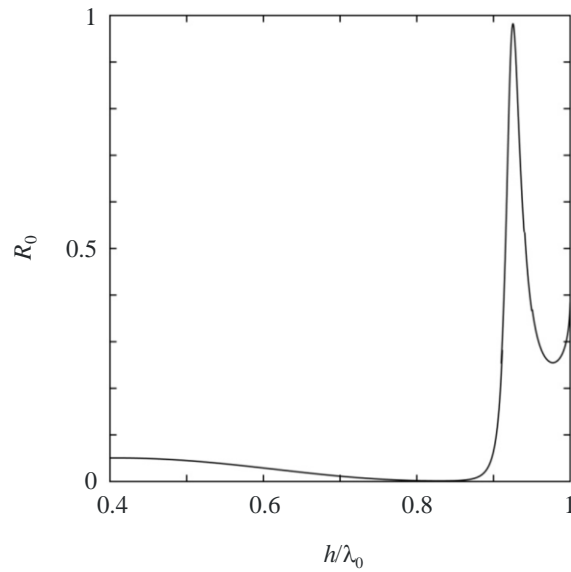
$$\mathbf{a}^{in} = [(j)^n e^{-jn\varphi^{in}}] \quad (56)$$

### 2.3.3 计算结果

在图12中显示了一个功率反射系数的计算结果。该结果是采用方程式(51)针对电场 $E_z^{in}$ 以角度 $\varphi^{in}=90^\circ$ 对直径和介电常数分别是 $d=0.3h$ 和 $\varepsilon_r=2.0$ 的电介质圆凸起发射的情况计算的。在结果中, 存在着入射波几乎完全被该表面反射的频段, 即使其材料是一个无损电介质物质。

图12

在垂直入射电场 $E_z^{in}$ 情况下  
功率反射系数作为归一化波长 $h/\lambda_0$ 的函数



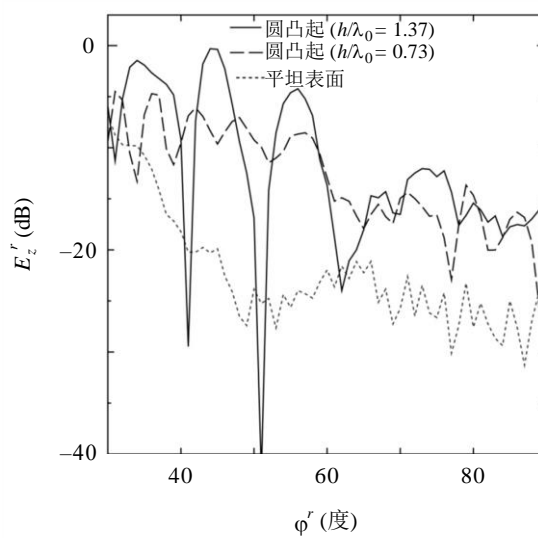
P.2040-12

### 2.3.4 测量

对来自具有圆凸起阵列的建筑物的散射波进行了测量。图13显示了来自平坦表面和具有圆凸起阵列表面建筑物的散射波之间的比较。当电场以角度 $\phi^i$ 发射时，以 $30^\circ$ 到 $90^\circ$ 之间各种反射角测量了来自建筑物的散射波。入射角和反射角定义如图14所示。

图13

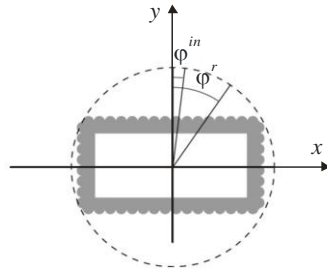
一个周期性圆柱体阵列的几何图形



P.2040-13

图14

测量组合图的平面图



P.2040-14

测量结果显示，来自具有圆凸起阵列表面的散射场功率大于来自平坦表面的散射场功率，而且可以受每个圆凸起之间间隔周期和直径的控制。请注意，建筑材料的相对介电常数和电导率分别被估计为 $\epsilon_r = 6.0$ 和 $\sigma = 0.1 \text{ S/m}$ 。

### 3 材料电气特性汇总

很难找到关于材料电气特性的代表性数据，因为特性是采用不同参数组合来表示的，而且所引用的相对介电常数可能不是在接近所关心的频率上。因此采用在第2.1.4节所描述的曲线拟合方法汇总了一个代表性材料特性表。

已经对来自公开文献的8组材料电气特性的数据（总共超过90个分别的特性）进行了整理，转换成了一个标准的格式，并按材料分类进行了分组。

对各组而言，已得到相对介电常数实数部分的频率相关值 $\eta'$ 和电导率 $\sigma$ 的简单公式。具体为：

$$\eta' = a f^b \quad (57)$$

和：

$$\sigma = c f^d \quad (58)$$

其中， $f_{\text{GHz}}$ 是以GHz为单位的频率，和以S/m为单位的 $\sigma$ 。（ $\epsilon_r'$ 无量纲。）在表3中给出了 $a$ 、 $b$ 、 $c$ 和 $d$ 的值。当 $b$ 或 $d$ 值为零时， $\eta'$ 或 $\sigma$ 的对应值将为 $a$ 或 $c$ ，且与频率无关。

如果需要，可以从电导率和频率得到相对介电常数 $\eta''$ 的虚数部分：

$$\eta'' = 17.98 \sigma / f \quad (59)$$

为确保完整性，空气、金属和三种接地条件的参数均包括在表3中。

表3  
材料特性

材料分类	相对介电常数的 实数部分		电导率 S/m		频率范围 GHz
	<i>a</i>	<i>B</i>	<i>c</i>	<i>d</i>	
真空 (≈ 空气)	1	0	0	0	0.001-100
水泥	5.24	0	0.0462	0.7822	1-100
砖	3.91	0	0.0238	0.16	1-40
石膏板	2.73	0	0.0085	0.9395	1-100
木材	1.99	0	0.0047	1.0718	0.001-100
玻璃	6.31	0	0.0036	1.3394	0.1-100
玻璃	5.79	0	0.0004	1.658	220-450
天花板	1.48	0	0.0011	1.0750	1-100
天花板	1.52	0	0.0029	1.029	220-450
纤维板	2.58	0	0.0217	0.7800	1-100
胶合板	2.71	0	0.33	0	1-40
大理石	7.074	0	0.0055	0.9262	1-60
木塑地板	3.66	0	0.0044	1.3515	50-100
金属	1	0	$10^7$	0	1-100
非常干燥的地面	3	0	0.00015	2.52	仅仅1-10
中等干燥的地面	15	-0.1	0.035	1.63	仅仅1-10
潮湿地面	30	-0.4	0.15	1.30	仅仅1-10

在表3中给出的频率范围不是硬性限制，而是对推导模型所用测量结果的陈述。对三种地面是例外，对它们不得超过1-10 GHz的频率限制。在ITU-R P.527建议书中给出了不同种类地面相对介电常数和电导率作为0.01 MHz至100 GHz范围中的频率函数的典型值。

表3中所有电介质材料在所指明频率范围上的损耗角正切小于0.5。因此，可以采用对方程式（24）和（27）中所给出衰减率的电介质极限近似来估算通过这些材料的电磁波的衰减。

### 附件1的后附资料1

#### 根据ABCD矩阵公式得到由N层电介质板坯 所表示的建筑材料的反射和 透射系数的替代方法

如图5所示，下面介绍第2.2.2.1节的替代方法，根据ABCD矩阵公式来得到以N层电介质板坯所表示的建筑材料的反射（*R*）和透射（*T*）系数。假设在建筑材料的二侧的区域都是

自由空间。这个替代方法产生出与在第2.2.2.1节中所给出的完全相同的结果。

$$R = \frac{B/Z_0 - CZ_0}{2A + B/Z_0 + CZ_0} \quad (60a)$$

$$T = \frac{T}{2A + B/Z_0 + CZ_0} \quad (60b)$$

其中， $A$ 、 $B$ 、和 $C$ 是使用矩阵乘法由下式给出的ABCD矩阵的元素：

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & D_1 \end{bmatrix} \cdots \begin{bmatrix} A_m & B_m \\ C_m & D_m \end{bmatrix} \cdots \begin{bmatrix} A_N & B_N \\ C_N & D_N \end{bmatrix} \quad (61a)$$

其中：

$$A_m = \cos(\beta_m d_m) \quad (61b)$$

$$B_m = jZ_m \sin(\beta_m d_m) \quad (61c)$$

$$C_m = \frac{j \sin(\beta_m d_m)}{Z_m} \quad (61d)$$

$$D_m = A_m \quad (61e)$$

$$\beta_m = k_m \cos(\theta_m) = k_m \left[ 1 - \frac{\sin^2 \theta_0}{\eta_m} \right]^{1/2} \quad (61f)$$

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (61g)$$

$$k_m = k_0 \sqrt{\eta_m} \quad (61h)$$

$\lambda$  是自由空间波长， $k_0$  是自由空间波数， $\eta_m$  和  $k_m$  是在第  $m$  层板坯中的复数介电常数和波数， $\beta_m$  是垂直于板坯平面方向上的传播常数， $d_m$  是第  $m$  层板坯的宽度。

波阻抗  $Z$  根据入射极化给出：

$$Z_m = \frac{120\pi}{\sqrt{\eta_m} \cos \theta_m} \quad \text{TE极化} \quad (62a)$$

$$Z_m = \frac{120\pi \cos \theta_m}{\sqrt{\eta_m}} \quad \text{TM极化} \quad (62b)$$

其中：

$$\eta_0 = \eta_{N+1} = 1 \quad (63a)$$

$$\theta_0 = \theta_{N+1} = \theta \quad (63b)$$

$$Z_0 = Z_{N+1} \quad (63c)$$



## 附件2

## 1 引言

本附件提供建筑物损耗方面的术语定义，并就所推荐的测量做法给出了指导意见。

ITU-R P.2346报告整合了建筑物射入损耗的测量结果。

## 2 涉及室外-室内界面的场景说明

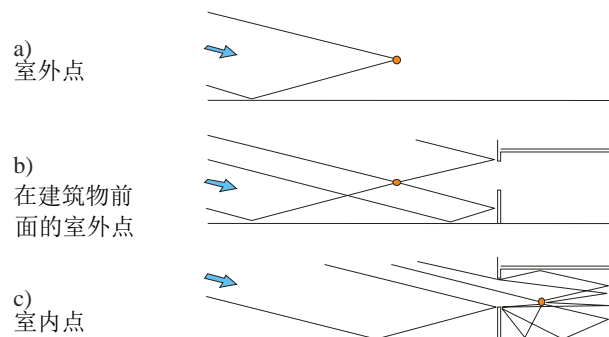
## 2.1 从室外到室内传播：关于入射损耗参考场的问题

定义入射损耗参考场的一个困难是建筑物的存在将改变在其外面的信号强度。采用简单一些的形式，图15显示出所涉及的问题。该图的三个部分显示出：

- a) 一个相对孤立的室外点接收一个直接和地面反射射线。在一个城市环境下，这两个射线实际上可能从一个远距离的信号源通过在一个建筑物上绕射后充分地到达图的左侧。对于相对于水平面较小角度的传播，将会有相当简单和主要是垂直的波瓣，即，当该点垂直移动时有最大和最小值。
- b) 不移动该点，而仅仅在其后面有一个建筑物。它现在接收从该建筑物反射的两个额外射线，其中一个也是地面反射射线。波瓣图现在将在垂直和水平方向都有很好的结构。
- c) 该点现在在建筑物内移动。出于演示的目的，假设频率足够高，使得仅仅进入窗口的射线是明显的。而在一个较低的频率，穿过墙壁的透射是明显的，射线图将会改变。

图15

对室外和室内点的简化射线图

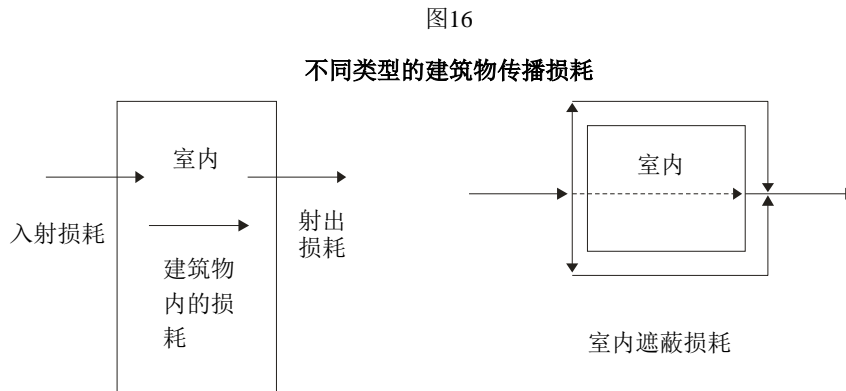


P.2040-15

尽管多径传播引起波瓣的形成，但是多径射线的功率和近似于空间平均场。因此，一般而言，可以预期在一个接收机后面存在一个建筑物将增加接收信号的强度。在建筑物内，特别是靠近受辐射的外墙时，很可能接收到大量的射线，尽管很多将会受到传输、反射或绕射的衰减。因此有可能在室内比在室外会有更强的信号。

## 2.2 建筑物传播损耗

图16显示了在一个从室外到室内和从室内到室外应用场景中遇到的不同类型的建筑物损耗。在后面几节中给出它们的定义。



P.2040-16

## 3 定义

### 3.1 建筑物射入损耗的定义

建筑物射入损耗是因建筑物内的终端而产生的附加损耗。

### 3.2 建筑物遮蔽损耗的定义

建筑物遮蔽损耗是在距离地面相同高度处一个建筑物被辐射表面外信号电平随位置变化性中值和该建筑物相对表面外信号电平之间的差值，对两个信号都进行了多径衰落空间平均。它可以被视为通过一个建筑物的传输损耗。

### 3.3 透射（例如，墙壁）的定义

在一个建筑物外的信号主要通过穿过墙壁透射进入一个封闭的建筑物。对墙壁的透射也可以指对穿过建筑物内部部分的透射。在建筑物内，墙壁透射损耗是在距离地面相同高度处墙壁一侧的信号电平随位置变化性中值和该墙壁的相对侧的信号电平之间的差值，对两个信号都进行了多径衰落空间平均。它可以被视为通过一面墙传输损耗。

### 3.4 孔洞透射的定义

孔洞透射是信号从墙壁的一侧通过在墙壁上的开口透射到另外的一侧，例如窗口。

### 3.5 建筑物射出损耗的定义

出于对等考虑，建筑物射出损耗的数值将与建筑物射入损耗相同。在本文的其余部分，两个术语可互换使用。

## 4 建筑物射入损耗的测量

### 4.1 引言

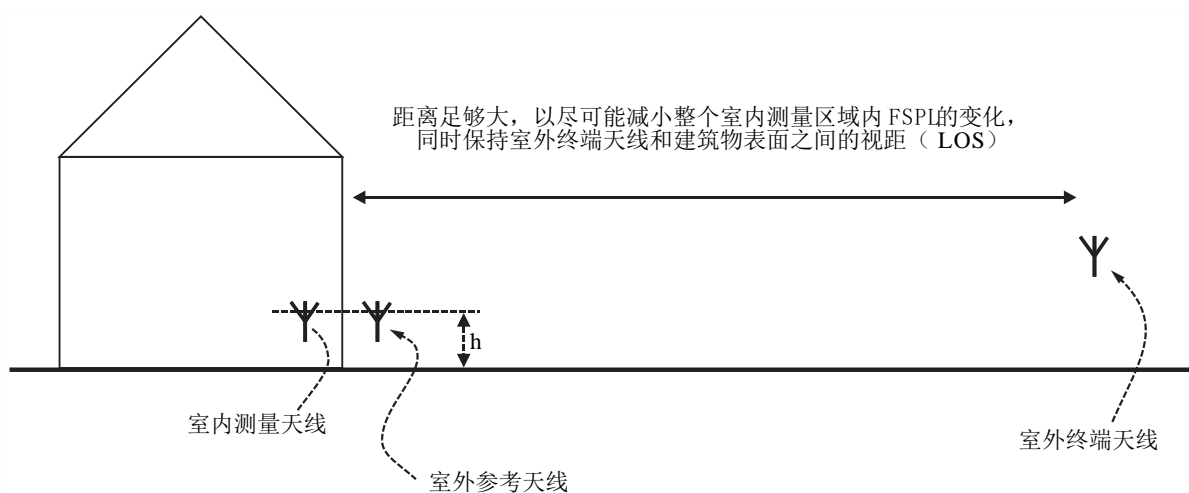
所测得的建筑物射入损耗以dB表示，指建筑物被照射面以外的信号电平空间中位数与地面以上同一高度建筑物内的信号电平空间中位数之差，在下图17中显示为“h”（即：损耗=外场空间中位数-内场空间中位数，测量单位为分贝）。外部测量旨在对不存在建筑物的情况就室内场强做出近似估计。若外部和内部测量的间隔占了整体路径的较大部分，则应允许出现额外的可用空间损耗。

在测量室外电场时，应尽可能靠近建筑物，同时确保避免发生近场效应及天线特性不受影响。用定向和全向天线进行的测量预计会产生不同结果；在任何情况下，均应对天线特性进行细致描述。当不可能测量室外电场到建筑物的入射电波时，应使用预测值，并对此加以明确说明。

测量通常应在室外终端与被测建筑物的一个面之间的视距（LOS）上进行。

图17

建筑物射入损耗测量的参考和测量天线位置



P.2040-17

在建筑物内被选作进行空间平均的区域将取决于特定应用，应对其加以明确说明；在表示离散方面，房间平均数可作为实用和有益基础。

### 4.2 应记录的参数

在测量建筑物射入损耗时，应记录以下参数。

假定每组测量值均将包括若干取样，且相关结果被表示为损耗的表列累积分布函数。

研究人员宜提供尽可能多的额外资料，并尽可能提供建筑物内部和外部的照片资料。

表4  
测量参数

参数	单位或分类	注释
频率	MHz	
测试信号的带宽	MHz	若使用CW源则为0 MHz
周边环境	空地/郊区/城市/人口密集的城市	须估计通过其他建筑物散射的能量进行耦合的重要性
到建筑物的视距?	是/否	通常应为视距，以尽可能减小测量误差
平均	光谱/空间/其他	自由格式字段，以允许用户描述所使用的平均形式（如有）
穿透深度	1 = 房间内的室内终端/外墙面对室外终端的空间 2 = 房间内的室内终端/没有外墙的空间 3 = 房间内的室内终端/有其他外墙的空间	
所测楼层		地面层 = 0
取样区域	平方米	
样本数		应提取足够数目的样本，以保证测量结果的统计置信
参考	1 = 所测得的中位数信号 2 = 预测的自由空间路径损耗	尽可能进行测量
室外终端到建筑物的距离	米	
路径的仰角	度	
相对于正常建筑物表面的最小方位角	度	
相对于正常建筑物表面的最大方位角	度	

表5  
建筑物参数

参数	单位或分类	注释
宽度	米	非常规建筑物为近似丈量值
长度	米	
高度	米	
总层数		
外墙厚度	米	
内墙厚度	米	
楼层厚度	米	
由窗口/空洞组成的建筑物外立面的占比	%	
窗口	0 = 未知 1 = 一扇 2 = 两扇 3 = 三扇 9 = 其他	
窗口涂层	0 = 未知 1 = 无 2 = 镀金属玻璃 3 = 内部钢丝网 4 = 金属百叶窗 9 = 其他	
是否安装了金属保温层?	0 = 未知 1 = 否 2 = 是 9 = 其他	
地面材料	0 = 未知 1 = 木材 2 = 金属 3 = 混凝土 9 = 其他	
主要外墙材料	0 = 未知 1 = 石材 2 = 砖 3 = 空心砖 4 = 轻质砖 5 = 木材 6 = 混凝土 7 = 玻璃 8 = 金属 9 = 其他	占外墙比例最大的材料

表5（完）

参数	单位或分类	注释
辅助外墙保温材料	0 = 未知 1 = 石材 2 = 砖 3 = 空心砖 4 = 轻质砖 5 = 木材 6 = 混凝土 7 = 玻璃 8 = 金属 9 = 其他	
内墙	0 = 无内墙 1 = 石材 2 = 砖 3 = 轻质砖 4 = 木材 5 = 混凝土 6 = 石膏板（木板钉） 7 = 石膏板（金属钉） 8 = 金属化石膏板 9 = 其他	
楼顶材料	0 = 未知 1 = 混凝土瓦片 2 = 板岩砖 3 = 木瓦 4 = 钣金 5 = 带顶毡的木材 9 = 其他	