

用于毫米波焦面阵成像系统的扩展半球介质透镜

孙忠良, 窦文斌

(东南大学毫米波国家重点实验室, 南京 210096)

[摘要] 毫米波成像是近年来毫米波领域的一个研究热点, 而焦面阵成像因其具有实时成像的优点更加受到重视。文中分析可用于焦面阵成像的扩展半球介质透镜。这种焦面阵成像结构将集成天线阵贴附在透镜背面接收透镜聚焦的功率, 消除了集成天线工作在毫米波频段时存在的表面波对天线性能的影响, 具有尺寸紧凑、损耗小的特点。采用 Stratton-Chu 公式和射线追迹分析了电磁波入射到扩展半球透镜上时在其背面的场分布, 即透镜的焦区场分布, 以获得透镜用于焦面阵成像时的性能。为验证分析方法的正确性, 对平面波垂直入射和会聚高斯束入射两种情形进行了实验验证, 实验结果与理论分析吻合较好。该透镜天线还可用来消除常规集成毫米波系统中抛物面天线与集成前端之间的过渡, 以降低损耗, 改善系统性能, 也可用于与准光系统的连接或耦合。该文结果将对上述应用提供理论指导。

[关键词] 毫米波; 天线; 成像; 扩展半球介质透镜

1 引言

毫米波波长短, 具有类似光的特性。同时, 毫米波能穿透光波和红外不能穿透的雨雾灰沙。这些特点使毫米波成像受到广泛的重视, 美、日、英等国已在这方面进行了多年的研究。其应用领域包括战场上伪装目标或隐蔽目标的侦察, 成像制导, 伪装民航旅客的恐怖分子身上隐藏的非金属武器的非接触探查等。单接收机扫描成像系统已达实用阶段。毫米波焦面阵成像因具有实时成像的优点, 近年来倍受重视^[1], 美国等西方国家正在加紧研制。到目前为止, 已提出多种焦面阵结构, 如波纹喇叭天线阵、准集成喇叭天线阵等。将微波频段的集成天线阵如微带天线阵用到毫米波频段是一个自然的选择。但是, 在毫米波频段特别是在 3 毫米频段以及更高频段, 微带基片的电厚度增大, 表面波对天线性能的影响增强^[2]。消除表面波的影响有两个方法: 一是将天线做在很薄的介质膜片上^[3]; 二是将集成天线贴附在介质透镜的背面。当透镜介电

常数与集成天线基片介电常数相同时, 基片中不存在表面波^[4]。介质透镜可以有不同的形式, 如无球差的超半球, 或者是椭球。椭球透镜的特点是, 放置于椭球远焦点的点源发出的射线经椭球折射后将互相平行, 也就是说, 椭球透镜可以给出绕射受限的辐射图。工程上为加工方便则采用扩展半球透镜, 即半球与相同半径圆柱体连接而成的透镜。通过改变扩展长度, 可以得到超半球透镜并模拟椭球透镜。将不同的集成天线放在扩展半球透镜背面, 已有学者研究其辐射特性^[4~6]。研究发现扩展半球介质透镜在毫米波系统中应用有三个优点: 一是将集成天线贴附在透镜背面, 当透镜介电常数与天线基片介电常数相同时, 可以消除集成天线用于毫米波频段时基片中存在的表面波对天线性能的影响, 并通过改变扩展长度改变天线的辐射特性; 二是可以和不同 f 数的准光系统耦合连接; 三是可以用于毫米波成像焦面阵。扩展半球透镜天线还可用于消除常规集成毫米波系统中抛物面天线与集成前端之间的过渡, 以降低损耗, 改善系统性能。文

[收稿日期] 1999-07-05; 修回日期 1999-12-28

[基金项目] 国家自然科学基金资助项目 (69971009)

[作者简介] 孙忠良 (1936-), 男, 浙江鄞县人, 东南大学教授, 博士生导师

献 [4] 分析了集成天线阵贴附在扩展半球透镜背面时的辐射图, 考虑了三个扩展长度: 超半球长度; 模拟椭球长度和介于两者之间的长度。目标是考察此透镜用于成像时可以达到的性能。但是, 当透镜用于成像时, 接收的入射波一般为平面波, 经透镜折射后只会在某个扩展长度的横截面上聚焦, 此横截面叫做焦平面。虽然在三个不同扩展长度的横截面上放置天线阵都可以辐射, 但接收则只可能在焦平面上得到最大聚焦效果, 集成天线阵应放在此平面上才能得到最大耦合效率。因此需要分析电磁波入射到透镜表面上时透镜的焦平面位置和焦区场分布, 其分析结果将给出透镜用于成像时可以达到的性能。文献 [4, 5] 还利用远区辐射场分析了扩展半球透镜与高斯束的耦合特性。但是, 在准光技术中当考虑扩展半球透镜与准光系统的耦合时关心的问题是近场, 即知道入射高斯束的参量后, 应如何选取扩展长度使扩展半球透镜与高斯束达到最大耦合。因此要分析高斯束入射到透镜表面上时的焦区场分布以确定焦平面位置。文中采用 Stratton-Chu 公式和射线追迹分析计算扩展半球透镜的焦区场分布, 说明该透镜可以达到的成像性能; 分析扩展半球透镜与高斯束的耦合问题。

2 分析

设一平面波倾斜入射到扩展半球透镜表面。此平面波代表无穷远处的点源。扩展目标由许多位置不同的点源的总和表示。因此, 不同倾斜角入射的平面波代表同一扩展目标处不同位置点源的辐射。所有点源辐射的电磁波 (即入射倾角不同的平面波) 经透镜折射后在焦面上所成的衍射斑的总和即为此扩展目标的像。所考虑的结构见图 1。

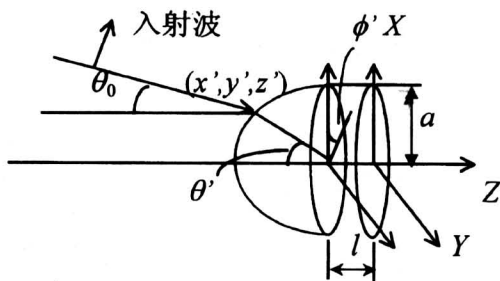


图 1 平面波入射到扩展半球透镜上示意图

Fig.1 Diagram of an extended hemispherical lens illuminated by obliquely incident plane waves

由于扩展半球透镜半径远大于波长, 按局部性原理, 可以采用射线光学法求出入射平面波在透镜表面介质一侧的等效电流和磁流分布, 再利用 Stratton-Chu 衍射积分公式由等效电流和磁流分布求出透镜的焦区场分布。当半球透镜半径大于一个波长以上时, 射线光学法就可以给出合理的精度^[7]。为分析简单起见, 设入射波倾角 θ_0 不大, 故略去了圆柱面上等效电流磁流的贡献。设入射电磁波极化在 $X-Z$ 平面, 极化在 $Y-Z$ 平面可类似处理, 任意极化可分成在 $X-Z$ 平面极化与在 $Y-Z$ 平面极化的叠加。入射波电场 E_i 为

$$E_i = (i \cos \theta_0 + k \sin \theta_0) \exp[jk_0(x \sin \theta_0 - z \cos \theta_0)] \quad (1)$$

式中 i 、 k 为 x 轴 z 轴单位矢量, k_0 为自由空间波数, 将入射平面波分成垂直入射平面分量和平行入射平面分量, 再由折射系数求出相应的折射场, 可求得透镜表面介质一侧的等效电流和磁流分布。由下面的 Stratton-Chu 矢量衍射积分公式即可求出透镜的焦区场分布^[8]:

$$E_p = -\frac{j}{4\pi\omega\epsilon_s} \int [(\mathbf{J} \cdot \nabla) \nabla + k^2 \mathbf{J} - j\omega\epsilon \mathbf{J}_m \times \nabla] \cdot \frac{\exp(-jkr_s)}{r_s} ds, \quad (2)$$

$$\mathbf{J} = \mathbf{n} \times \mathbf{H}, \quad \mathbf{J}_m = -\mathbf{n} \times \mathbf{E} \quad (3)$$

这里积分遍及半球面。 \mathbf{J} 和 \mathbf{J}_m 为等效电流和等效磁流。 \mathbf{E} 和 \mathbf{H} 是透镜表面介质一侧的电场和磁场。 r_s 是半球面上的源点和焦区场点之间的距离。 \mathbf{n} 是半球面上单位法向矢量。 k 是透镜介质中的波数, ϵ 是透镜的介电常数。式 (2) 可分成 3 项

$$E_p = E_{p1} + E_{p2} + E_{p3}, \quad (4)$$

其中

$$E_{p1} = -\frac{jk^2}{4\pi\omega\epsilon_s} \int [-(\mathbf{J} \cdot \mathbf{r}_s) \mathbf{r}_s + \mathbf{J} + \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \mathbf{J}_m \times \mathbf{r}_s] \cdot \frac{\exp(-jkr_s)}{r_s} ds, \quad (5)$$

$$E_{p2} = -\frac{j^2 k}{4\pi\omega\epsilon_s} \int [(\mathbf{J} \cdot \mathbf{r}_s) \mathbf{r}_s - \mathbf{J} - \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \mathbf{J}_m \times \mathbf{r}_s] \cdot \frac{\exp(-jkr_s)}{r_s^2} ds, \quad (6)$$

$$E_{p3} = -\frac{j}{4\pi\omega\epsilon_s} \int [(\mathbf{J} \cdot \mathbf{r}_s) \mathbf{r}_s - \mathbf{J}] \cdot \frac{\exp(-jkr_s)}{r_s^3} ds, \quad (7)$$

r_s 是从源点 (x', y', z') 指向场点 (x_0, y_0, z_0) 的单位矢量。 J 和 J_m 是复量, 即

$$J = j |J| \exp(-j\phi), \quad J_m = j_m |J_m| \exp(-j\phi) \quad (8)$$

j 和 j_m 为单位矢量。 ϕ 为相位函数。 ϕ 按下法决定, 取入射平面波的某个横截面为相位参考面, 则 ϕ 等于从参考面到透镜表面的光程 s 乘以自由空间波数 k_0 , 即

$$\phi = k_0 s, \quad (9)$$

将式 (8)、(9) 代入式 (5) ~ (7), 利用数值积分即可算出透镜的焦区场分布, 这里未做菲涅尔近似。式 (8)、(9) 的取法基于如下物理意义, 若从相位参考面出发的所有射线到达透镜焦区某一点时光程相同, 则它们的场将同相相加, 否则各射线场将相互干涉。因此, 式 (5) ~ (7) 被积函数中的相位函数 $k_0 (s + \sqrt{\epsilon_r} r_s)$ 包括透镜系统的所有像差 (ϵ_r 为透镜相对介电常数)。若入射波为会聚高斯束如图 2 示, 处理方法相同。只是入射高斯束的入射角由下式确定

$$\sin \theta_{in} = - \frac{1}{k_0} \frac{\partial \phi_{in}(\rho)}{\partial \rho} \quad (10)$$

$\phi_{in}(\rho)$ 为高斯束的相位函数, ρ 为入射点到高斯束束轴的距离。此时参考相位面不是平面, 而是高斯束的某个等相位面。

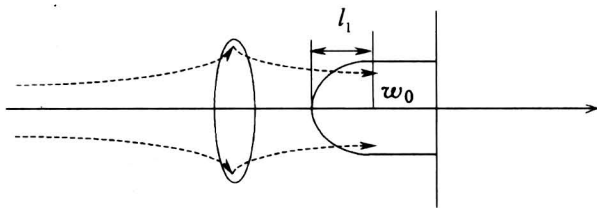


图 2 扩展半球透镜与准光系统连接耦合示意图

Fig.2 Diagram of the connection between extended hemispherical lens and quasi-optical systems

3 验证

为验证理论的正确性, 我们制作了聚四氟乙烯扩展半球透镜和微带贴片集成天线, 将天线粘在透镜背面固定, 通过一过渡将天线与波导连接。通过波导即可和测试仪器连接。发射信号通过一波纹喇叭朝着扩展半球透镜辐射, 喇叭与扩展半球透镜相距一段距离, 见图 3。因为接收信号的大小与发射

信号的大小和喇叭与透镜的距离有关, 因此关心的是相对值。即当发射功率、喇叭与透镜的距离固定时, 透镜的扩展长度 (即图 1 中 l) 为多少时可接收的最大功率。入射波为线极化, 接收功率为主极化场功率。图 4 是平面波垂直入射时 (入射角 $\theta_0 = 0^\circ$) 的理论值与实验结果对比。图中纵坐标是归一化功率, 即不同 l 值处接收功率与其中最大功率之比值。

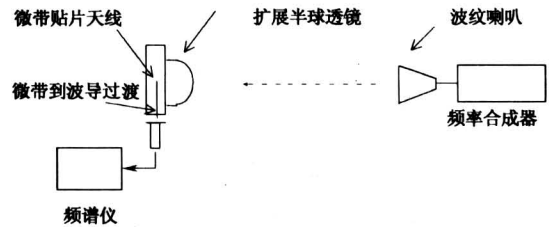


图 3 实验装置说明

Fig.3 Configuration of experimentation

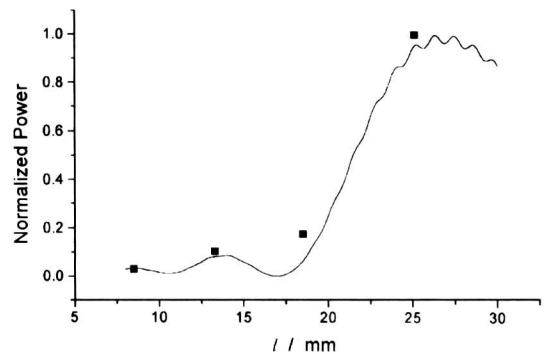


图 4 扩展半球透镜接收平面波功率理论值与实验值

实线—理论; 黑框—实验; $\epsilon_r = 2.1$; $a = 18$ mm;
 $f = 94.5$ GHz; $\theta_0 = 0^\circ$

Fig.4 Calculation results and experimental results of the plane wave power received by extended hemispherical lens

实验时制作了几个不同扩展长度的扩展半球透镜来模拟扩展长度的变化。实验结果和理论结果都按各自的最大值归一化。因此, 图 4 反映的是不同扩展长度时天线接收功率 (理论值反映焦面上聚焦功率) 之间的相对大小。由图 4 可见, 理论与实验吻合。

为验证会聚高斯束入射时的理论结果, 将上述扩展半球透镜天线与一准光系统连接。会聚高斯束

的参量可从准光系统获得，将这些参量代入计算公式，可以得到相应的计算结果。图5是理论与实验结果对比。图5说明中的 l_1 是扩展半球顶点至高斯束束腰之距离， w_0 是高斯束束腰半径，见图2。理论值与实验值的变化趋势相同，只是最大点位置不同，初步分析是入射到圆柱面上的场的贡献影响所至。上述验证结果表明，理论分析结果可信，可用于分析透镜的焦区场及其它特征。

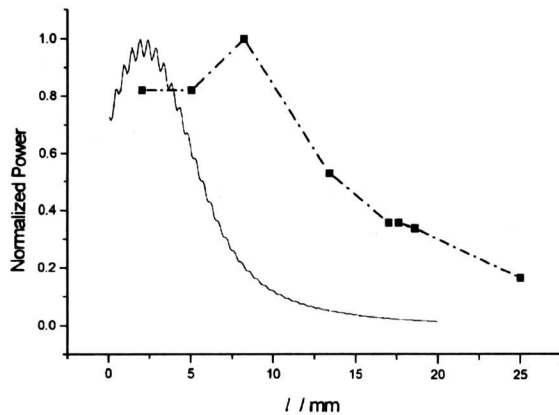


图5 扩展半球透镜接收高斯束功率理论与实验对照

实线—理论；黑框—实验； $\epsilon_r=2.1$ ； $a=18$ mm；
 $f=94.5$ GHz； $l_1=30$ mm； $w_0=3.6$ mm

Fig.5 Calculation results and experimental results of a Gaussian beam power received by extended hemispherical lens

4 焦区场

亚毫米波焦面阵成像是目前毫米波领域被非常关注的一个课题。实际上，在目前的技术条件下，无源焦面阵成像更具有现实可行性。国外在这方面已进行了许多研究。但是，所见的报道未提及成像系统的焦区场计算、相应的成像性能分析以及对焦面阵设计的要求等。最近的文献报道了采用扩展半球透镜焦面阵的成像结构，但没有给出分析^[1]。文献[4]从分析计算辐射场的角度选取3个扩展长度研究了这一问题。如前所述，当透镜用于接收入射的平面波时，只能在一个扩展长度上实现聚焦。这个长度的横截面即是焦平面。求出焦平面的位置，计算焦平面上的衍射场功率分布，将对这个透镜的成像性能和焦面阵的选取以及信号处理方式等提供大量有价值的信息。将用前面阐述的方法进

行分析计算，考虑的扩展半球透镜参数为：透镜材料为 Silicon，介电常数 11.7；半球直径 13.7 mm，入射波频率 250 GHz。

4.1 焦平面位置

图6给出了平面波垂直入射时在扩展半球透镜轴上的主极化场功率分布。由图6可见，扩展长度 l 为 2.5 mm 时，有功率最大值，所以 $l=2.5$ mm 即为焦平面位置。由互易定理，将集成天线放在焦点上将给出衍射受限的辐射图。因此，这个结构是椭球透镜的模拟。需指出的是，这个结果与文献[4]不同，那里按文献[5]的几何近似方法取 $l=2.72$ mm 为模拟椭球透镜的尺寸。

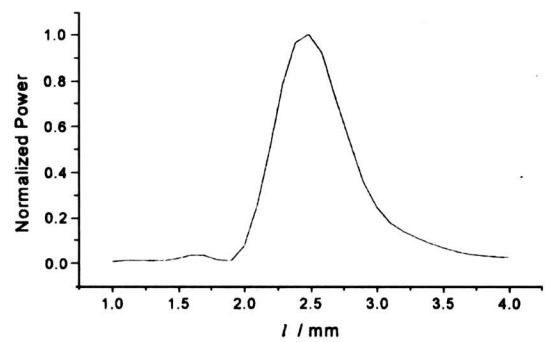


图6 平面波垂直入射时扩展半球透镜轴上主极化场功率分布

Fig.6 Distribution of co-polarization field power along the axis of extended hemispherical lens illuminated by normally incident plane waves

4.2 焦平面上的衍射斑

平面波倾斜入射时焦平面上的主极化场功率衍射斑分布反映透镜的成像特性。图7给出了计算结果。入射倾角用 θ_0 表示。由图7可见， $\theta_0=0^\circ$ 时的衍射斑的最小值位置与 $\theta_0=5^\circ$ 时衍射斑的最大值位置接近重合。按图像分辨率的瑞利判据，此时两个点目标的像刚刚能够分辨。所以这个透镜的角分辨率为 5° ，只能用于近距离成像，如文献[1]所述的等离子体诊断成像。当入射角 $\theta_0=20^\circ$ 时，由于透镜存在像差，衍射斑开始畸变。由此得到安排的阵元数目。衍射斑峰值也随着入射角增大而减小，见表1。故需要对接收不同入射角信号的阵元通道（像素）进行补偿，使相同强度的入射波在图像上有同样强度。需指出：图7中的衍射斑不能用光学中的 Airy 斑公式来给出，这里的结构参数不满足光学中导出 Airy 斑的条件。

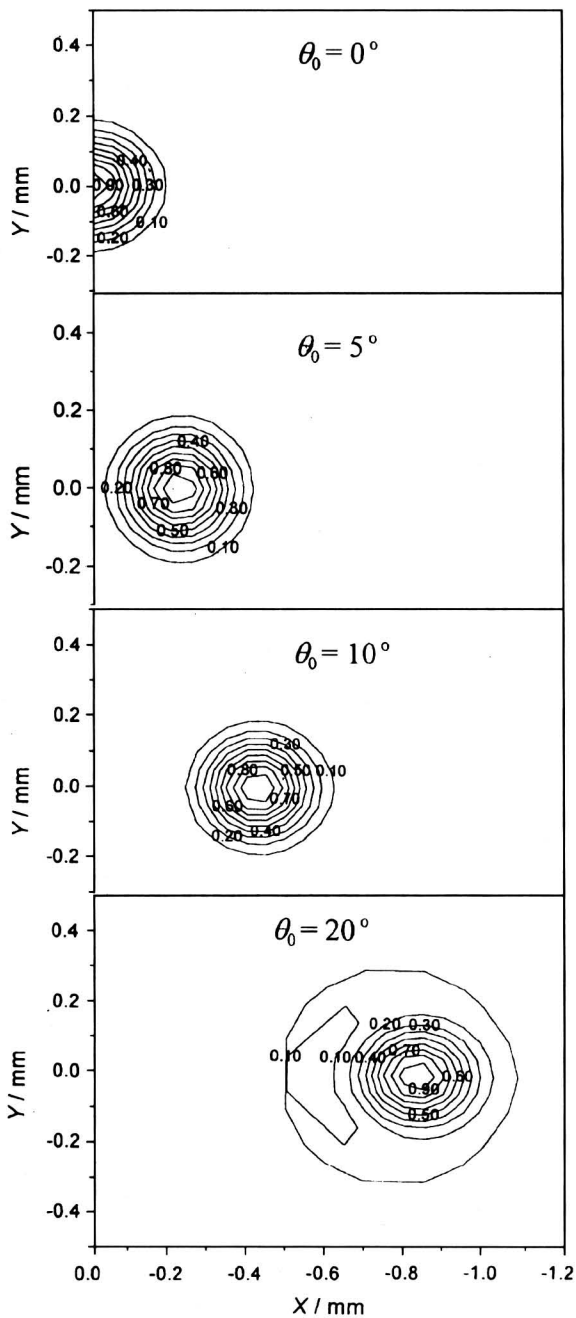


图 7 平面波倾斜入射时在扩展半球透镜焦平面上的衍射斑

Fig.7 Diffraction patterns in the focal plane of extended hemispherical lens illuminated by obliquely incident plane waves

表 1 入射角与衍射斑峰的关系

Table 1 Relationship between incident angle and diffraction pattern peak

$\theta_0 / (^\circ)$	0	5	10	20
P^*	1.000 0	0.982 8	0.922 0	0.532 2

* P 为衍射斑峰值与 $\theta_0 = 0^\circ$ 衍射斑峰之比。

5 结语

本文分析用于毫米波焦面阵成像系统的扩展半球介质透镜；计算了该透镜的焦区场功率分布，用以确定透镜的分辨率和在容许像差条件下容纳焦面阵阵元的数目。文中还讨论了扩展半球透镜与准光系统的耦合问题。实验验证了分析方法的正确性。本文的结果对扩展半球透镜焦面阵的制作提供了指导。该透镜天线还可用于消除常规集成毫米波系统中抛物面天线与集成前端之间的过渡，以降低损耗，改善系统性能。

获得透镜焦面上的衍射斑分布后，需考虑天线阵的形式和安排。阵元的选择应与衍射斑有最大的耦合效率且便于封装，阵元的安排应满足重建像的要求。扩展半球透镜可以和双曲面透镜组合构成“倒置显微镜”形式的成像系统，如图 8 示。有关研究工作正在进行。

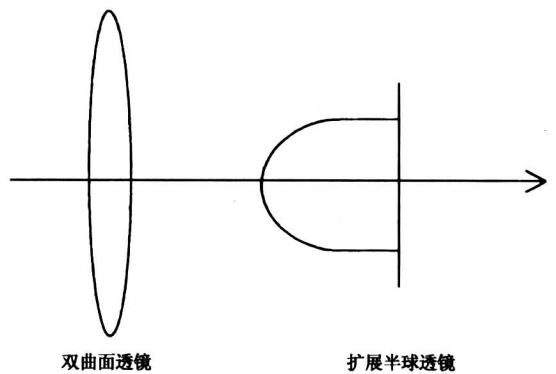


图 8 倒置显微镜成像结构示意图

Fig.8 Diagram of inverse microscope imaging system

参考文献

- [1] Mizuno K. Development of array devices for the millimeter and submillimeter wave region [A]. 23rd International Conference on Infrared and Millimeter Waves, Conference Digest [C]. Essex, United Kingdom, 1998, 1~4
- [2] Rultlidge D B, Neikirk D P, Kasilingam D P. Integrated circuit antenna [A]. In: Button K J. Infrared and Millimeter-waves [M]. New York: Academic, 1983. 10: 1~90
- [3] Gearhart S S, Ling C C, Rebeiz G M. Integrated millimeter-wave corner-cube antennas [J]. IEEE AP-39, 1991, (7): 1000~1006
- [4] Filipovic D F, Gauthier G P, Raman S, et al. Off-axis properties of silicon and quartz dielectric lens antennas [J]. IEEE AP-45, 1997, (5): 760~766
- [5] Filipovic D F, Gearhart S S, Rebeiz G M. Double-slot antennas on extended hemispherical and elliptical silicon dielectric lenses [J]. IEEE MTT-41, 1993, (10): 1738~1749
- [6] Kormanyos B K, Ostdiek P H, Bishop W L, et al. A planar wideband 80~200 GHz subharmonic receiver [J]. IEEE MTT-41, 1993, (10): 1730~1737
- [7] Lee S W, Sheshadri M S, Jamnejad V, et al. Refraction at a curved dielectric interface: geometrical optics solution [J]. IEEE MTT-30, 1982, (1): 12~19
- [8] Silver S. Microwave antenna theory and design [M]. IEE Series on Electromagnetic Waves, Vol. 19, 1984
- [9] Stratton J. Electromagnetic theory [M]. McGraw-Hill, New York, 1941

Extended Hemispherical Lens and Its Applications in Millimeter Wave Focal Imaging Systems

Sun Zhongliang, Dou Wenbin

(State Key Laboratory of Millimeter Waves, Southeast University, Nanjing 210096, China)

[Abstract] Recently millimeter wave imaging attracts many attentions. Especially much research work has been done on the millimeter focal imaging because of its advantage of real time imaging. This paper analyzes extended hemispherical lens, which can be used in focal imaging. An integrated antenna array is placed at the back plane of the lens to receive the power focused by the lens. This structure can eliminate the effect of the surface wave excited in the thick dielectric substrates at millimeter wave wavelengths. Low loss and compact are its merit. Assuming an electromagnetic wave is incident on the lens surface, the field distribution in focal space of the lens is analyzed by using Stratton-Chu formula and ray tracing method. It will provide much information about the imaging performance of the lens. Experiments have been carried out for two types of incident waves, one is normally incident plane wave and another is Gaussian-beam. Good agreement has been found between experiments and calculation results. The lens antenna also can be used to eliminate the transition between paraboloidal antenna and integrated front-end in conventional integrated millimeter wave systems so that the system loss can be decreased and performance can be improved. Furthermore, the lens can be used to couple with a quasi-optical system. The results presented here will provide useful guidelines for the above mentioned applications.

[Key words] millimeter waves; antennas; imaging; extended hemispherical lens