

0 98,17(1) 1-0

1598 (91821A) (01) 1001

辐射对准周期多层平板介质栅 传输特性的影响*

徐善驾 刘建

(中国科学技术大学电子工程与信息科学系, 安徽·合肥, 230037)

郑建成

(香港城市大学电子工程系, 香港)

1-78 TN201
TN011.4

摘要 本文采用了多模网络理论与模匹配相结合的方法对准周期多层平板介质栅的传输特性进行了系统的分析, 深入讨论了辐射现象对准周期栅传输特性的影响, 为各种介质栅结构的精确设计提供了依据。

关键词 辐射, 介质栅, 传输特性, 多模网络, 模匹配。

表面波

引言

介质周期与准周期结构在毫米波与光集成电路中占有重要的地位, 例如波导滤波器^[1,2]、分布反馈激光结构^[3,4]、触发开关^[5]、相位匹配器^[6]等, 已有不少文章讨论了周期栅色散特性的计算问题^[7,8,9,10], 主要包括耦合模法和有效折射率/介电常数法, 但这两种方法都忽略了连续谱模对栅结构传输特性的影响, 在实际应用时会带来较大的误差, 另外 Floquet 定理仅适用于无限长均匀周期栅, 对有限长周期栅或非周期栅不再适用, 因此也就不能利用 Floquet 定理来简化对问题的讨论, 在本文中, 我们把一大类准周期栅色散特性的分析归结为对一系列阶梯不连续性的计算, 因此这种方法适用于任何栅结构, 包括均匀、渐变和频率拉伸型栅, 同时, 本文应用多模网络理论与模匹配相结合的办法来分析这些不连续性, 实践证明这种方法特别适用于对多种栅结构作系统的分析。

众所周知, 开波导中完备本征模谱包括表面波与非表面波, 非表面波又有辐射模与消失模组成, 消失模只存储能量, 并不参与能量的辐射与传输, 在我们的分析中遵循常用的方法^[11], 在远离导波层的上下位置放置金属板来离散开波导中的连续谱, 在这种封闭的多层介质波导中, 除了支持表面波外还支持无数从辐射谱和消失谱中离散出来高次非表面波, 从辐射谱中离散出的非表面波是闭波导结构中的传输模, 它们携带着一部份能量, 沿着波导传输, 造成对表面波的损耗, 这正好与开放波导中的辐射相对应, 这种辐射对介质栅的散射特性在一定条件下可产生严重的影响, 本文对这种影响进行了深入的分析 and 讨论, 为精确设计各种栅提供了指导原则。

* 中国自然科学基金(69471012)和教委科研基金(9435802)资助项目
稿件收到日期 1997-05-09, 修改稿收到日期 1997-10-20

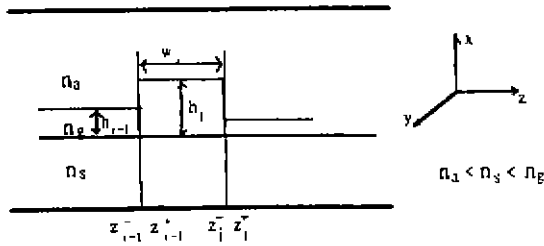


图1 平板介质栅结构
Fig. 1 Scheme of a planar dielectric grating

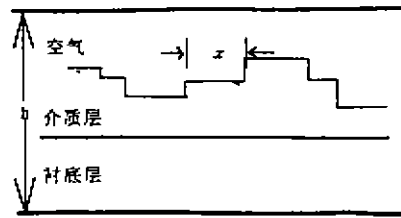


图2 介质栅中的第*i*个单元
Fig. 2 The *i*-th unit of the grating

1 理论分析

图1给出了平板周期结构的示意图,它可以是任意结构的介质栅.整个栅包括很多阶梯.图2给出了波导中第*i*个单元,它包括两个位于 $Z=Z_{i-1}$ 和 Z_i 处的不连续性及 Z_{i-1} 与 Z_i 之间的均匀波导段.介质填充金属平板波导中的场可以用完备的离散模式展开.对TE波,第*i*段均匀波导中的切向场展开为

$$E_{y,i} = \sum_n V_{n,i}(Z) \varphi_{n,i}(x), \quad (1a)$$

$$H_{x,i} = \sum_n I_{n,i}(Z) \varphi_{n,i}(x). \quad (1b)$$

其中 $\varphi_{n,i}(X)$ 是均匀波导中的第*n*个模的归一化本征函数, $V_{n,i}$ 和 $I_{n,i}(Z)$ 则是第*n*个模的模式电压和电流.在不连续 $Z=Z_{i-1}$ 处,切向场应该连续.经过一些基本数学运算可得到

$$V_{m,i-1}(Z_{i-1}^-) = \sum_n P_{m,n} V_{n,i}(Z_{i-1}^+), \quad (2a)$$

$$I_{m,i-1}(Z_{i-1}^-) = \sum_n P_{m,n} I_{n,i}(Z_{i-1}^+), \quad (2b)$$

$$P_{m,n} = \int_0^h \varphi_{m,i-1}(x) \varphi_{n,i}(x) dx = \int_0^h \varphi_{m,i-1}(x) \varphi_{n,i}(x) dx. \quad (2c)$$

其中 $P_{m,n}$ 是不连续性左边第*m*个模与右边第*n*个模之间的耦合系数.而在第*i*个台阶的区间 $Z_{i-1}^+ < Z < Z_i^-$ 内,各个模式独立地传输,因而可得下列从 Z_{i-1}^- 到 Z_i^- 模式电压和电流的转移公式

$$\begin{bmatrix} \bar{V}(Z_{i-1}^-) \\ \bar{I}(Z_{i-1}^-) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [T_{11}] & [T_{12}] \\ [T_{21}] & [T_{22}] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \bar{V}(Z_i^-) \\ \bar{I}(Z_i^-) \end{bmatrix} = [T'] \begin{bmatrix} \bar{V}(Z_i^-) \\ \bar{I}(Z_i^-) \end{bmatrix}, \quad (3a)$$

$$[T_{11}] = P_{m,n} \cos(k_{z,m} w_i), \quad (3b)$$

$$[T_{12}] = j P_{m,n} \sin(k_{z,m} w_i), \quad (3c)$$

$$[T_{21}] = j P_{m,n} Y_{n,i} \sin(k_{z,m} w_i), \quad (3d)$$

$$[T_{22}] = P_{m,n} \cos(k_{z,m} w_i). \quad (3e)$$

这里 $[T']$ 是一个复合矩阵,它是一个基本单元的传输矩阵,显然,包含*N*个基本单元的传输

矩阵可写为 $[T]=[T^0][T^1]\cdots[T^N]$,这样,介质栅的散射特性就可确定.当栅沿 z 方向对称时,问题的分析可以进一步得到简化.令 $[R_s]$ 和 $[R_a]$ 代表对称面分别为电壁和磁壁时输入端的反射系数矩阵,则整个结构的散射系数矩阵可由下式求得:

$$[R] = ([R_s] + [R_a])/2.0, \quad (4a)$$

$$[T] = ([R_s] - [R_a])/2.0. \quad (4b)$$

主模反射系数和传输系数则由 $[R]$ 和 $[T]$ 的第一行第一列元素决定.

下面以有限长均匀周期栅结构为例来讨论辐射对介质栅传输特性的影响.令图 2 所示结构中每一节长度为 w_0 ,第 n 节导波层的厚度为

$$h_n = 1.5 + (-1)^n d_g (\mu\text{m}), \quad n = 1, 2, \dots, 1000 \quad (5)$$

在很多实际应用中, d_g 很小,基模传输常数 k_{x0} 的实部与均匀平板层表面波传输常数 β_{x0} 很接近,即 $n_{x0}(\lambda) \approx \beta_{x0}(\lambda)/k_0$.这样可得到第 n 次空间谐波传输常数的实部为

$$\beta_{xn} \approx (\beta_{x0} + 2n\pi/d). \quad (6)$$

对于 -1 次空间谐波,其传输常数的实部可写为

$$\beta_{-1}(\lambda) = k_0 n_{-1}(\lambda) = k_0 (n_{x0}(\lambda) - \lambda/d), \quad (7)$$

$$d = 2w_0. \quad (8)$$

其中 k_0 是自由空间的传播常数, $n_{x0}(\lambda)$ 和 $n_{-1}(\lambda)$ 分别为基模和 -1 次空间谐波的有效折射率.在窄带工作时, $n_{x0}(\lambda)$ 基本上可视做常数.因此由式(8)知 $n_{-1}(\lambda)$ 在工作带内随 λ 线性变化.当工作波长 λ 满足 Bragg 条件 $\beta_{x0}(\lambda_b)d = \pi$ 时,有

$$\beta_{-1}(\lambda_b) = k_0 n_{-1}(\lambda_b) = k_0 (n_{x0}(\lambda_b) - \lambda_b/d) = -k_0 n_{x0}(\lambda_b). \quad (9)$$

这时 -1 次空间谐波与反向传输的基模之间发生强烈耦合,出现 Bragg 反射.当 $n_{x0}(\lambda_b) \approx n_s$ 时,有 $-n_{-1}(\lambda_b) \approx n_s$.由于 $n_{-1}(\lambda)$ 随 λ 线性变化,当 $\lambda < \lambda_b$ 时,有 $-n_{-1}(\lambda) < n_s$.表面波模落入 -1 次空间谐波的辐射区内,出现辐射,如图 3 所示.这种现象只有进行了多模分析后才能发现.由图 3 可见,由于辐射的影响,反射功率的频率特性与有效介电常数(EDC)法获得的结果有很大的差别.EDC 方法实际上是只考虑一个模的模匹配法,它完全忽略了辐射对介质栅传输特性的影响,因此误差较大,不能用于精确设计.

2 数值结果

为了具体说明辐射对介质栅传输特性的影响,这里给出一些数据结果.由于基模散射功率(包括反射和传输功率)的变化,意味着向高次模的功率转换,代表了开结构中连续谱的功率.这样,辐射模功率可用在部分介质填充波导所有高次传输模的总功率来代替.由于我们所考虑的结构是无损的,因此总功率必须守恒.我们采用归一化的基模入射,这样散射功率和是否为 1.0 可作为检验我们数值结果精度的一种判据.计算中使用了 30 个模进行模匹配.除了少数点功率和在 0.999998 到 1.000003 间变化外,大部分计算点的功率和达到了 1.000000,说明本文计算结果是合理的.

图 3 给出了有限长均匀周期栅的反射特性,其中 $w_0 = 0.2459(\mu\text{m})$, $d_g = 0.108(\mu\text{m})$, n_s

$= 1.55, n_2 = 1.0, n_3 = 1.52$. 图 3(a)中虚线是文献[12]用 EDC 方法计算的结果,它与本文在模匹配中使用一个模计算的结果完全一致,这就证实了 EDC 法实际上是单模的模匹配法的结论;实线表示多模网络方法的结果. 两者的偏差是因为 EDC 方法完全忽略了辐射对栅结构传输特性的影响. 图 3(b)中 $n_{z0}(\lambda)$ 同 $-n_{-1}(\lambda)$ 直线的交点为 λ_0 , 这点附近是基模的强烈反射区. n_3 同 $-n_{-1}(\lambda)$ 直线的交点为 λ_{brad} , 它是表面波进入 -1 次空间谐波辐射区的起始波长, 当 $\lambda < \lambda_{\text{brad}}$ 时, 发生了强烈的后向辐射. 从图中可看到数值计算结果同理论预计是一致的.

对于变周期的频率拉伸型栅, 结构参数 h_n 满足式(5), 其中 $d_p = 0.0775(\mu\text{m})$. 周期 $2\omega_0$ 被 ω_1 微扰, 由下式所示:

$$\omega_n = \omega_0 + \omega_1(n/500 - 1)(\mu\text{m}), \quad n = 1, 2, \dots, 1000 \quad (10)$$

其中 $\omega_0 = 0.2465(\mu\text{m}), \omega_1 = 0.00125(\mu\text{m}), n_1 = 1.55, n_2 = 1.0, n_3 = 1.51$. 因为 ω_1 很小, 因此栅的周期可视作在 $2(\omega_0 + \omega_1)$ 和 $2(\omega_0 - \omega_1)$ 之间. $\beta_{-1}(\lambda)$ 不再是单线, 它分布在 $\beta_{-1\text{max}}(\lambda)$ 和 $\beta_{-1\text{min}}(\lambda)$ 之间, 有

$$\beta_{-1\text{max}}(\lambda) = k_0 n_{-1\text{max}}(\lambda), \quad (11)$$

$$\beta_{-1\text{min}}(\lambda) = k_0 n_{-1\text{min}}(\lambda), \quad (12)$$

$$n_{-1\text{max}}(\lambda) = n_{z0}(\lambda) - \lambda / (2(\omega_0 + \omega_1)), \quad (13)$$

$$n_{-1\text{min}}(\lambda) = n_{z0}(\lambda) - \lambda / (2(\omega_0 - \omega_1)). \quad (14)$$

在 λ_0 附近窄带内, $n_{z0}(\lambda)$ 可用 $n_{z0}(\lambda_0)$ 代替. 从 Bragg 条件 $\beta_{-1\text{min}}(\lambda) < -k_0 n_{z0}(\lambda) < \beta_{-1\text{max}}(\lambda)$ 我们得到

$$\lambda_0 - 4\omega_1 n_{z0}(\lambda_0) < \lambda < \lambda_0 + 4\omega_1 n_{z0}(\lambda_0). \quad (15)$$

这里 λ_0 是周期 ω_0 的介质栅的 Bragg 波长. 它由下式确定:

$$k_0 n_{-1}(\lambda_0) = k_0 (n_{z0}(\lambda_0) - \lambda_0 / 2\omega_0) = -k_0 n_{z0}(\lambda_0). \quad (16)$$

当 λ 满足式(15)时, 入射波会发生强烈的反射. 如果 λ 满足 $-n_{-1\text{max}}(\lambda) < n_3$, 就会出现强烈的后向辐射.

图 4 给出了频率拉伸型栅的反射特性. 图 4(a)中虚线代表文献[12]用 EDC 法的计算结果, 与本文用一个模计算的结果完全一致, 实线代表本文多模网络法结果. $n_{z0}(\lambda)$ 同 $-n_{-1\text{min}}(\lambda)$ 与 $-n_{-1\text{max}}(\lambda)$ 直线的交点分别为 λ_{bmax} 和 λ_{bmin} , 这两点之间是基模强烈反射区. 我们从式(15)可得到 $\lambda_{\text{bmax}} = 1.5075(\mu\text{m})$ 和 $\lambda_{\text{bmin}} = 1.4925(\mu\text{m})$. n_3 同 $-n_{-1\text{max}}(\lambda)$ 直线的交点为 λ_{brad} , 当 $\lambda < \lambda_{\text{brad}}$ 时, 有强烈的后向辐射出现. 从图中可看到, 数值计算结果与理论预计符合得很好.

下面我们使 n_2 和 n_3 保持不变, 通过改变 n_1 去控制 $n_{z0}(\lambda_0)$ 与 n_3 的距离, 以便看出辐射对栅的传输特性究竟有多大影响. 随着距离的减小, 后向辐射的范围和辐射强度越来越大, 这种辐射对介质栅传输特性的影响也越来越严重. 从而 EDC 方法的结果与本文计算结果的偏差也越来越厉害, 如图 4 和 5 所示. 当 n_1 与 $n_{z0}(\lambda_0)$ 距离拉的很开, 以至于 n_3 与 $-n_{-1\text{max}}(\lambda)$ 直线在工作带内无交点, 证明在这段频段内表面波不会进入 -1 次空间谐波的辐射区, 也就无后向辐射, 此时 EDC 方法与本文的结果符合得很好, 如图 6 所示. 这从另一方面说明辐射对介质栅传输特性影响的严重性. 这一现象在介质栅的精确设计是必须认真考虑的.

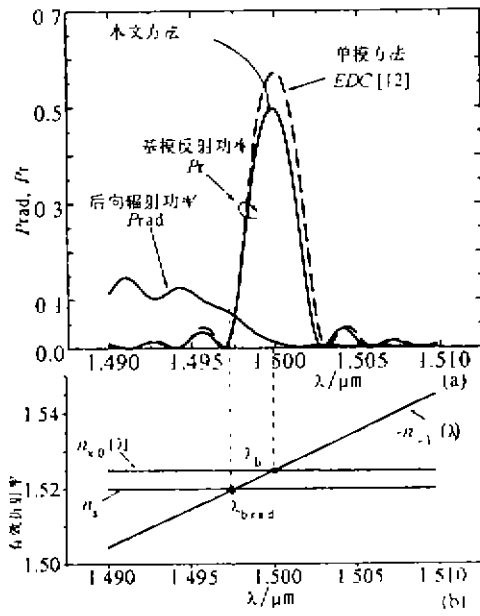


图3 均匀栅的反射特性($n=1.52$)
Fig. 3 Reflection of the uniform gratings

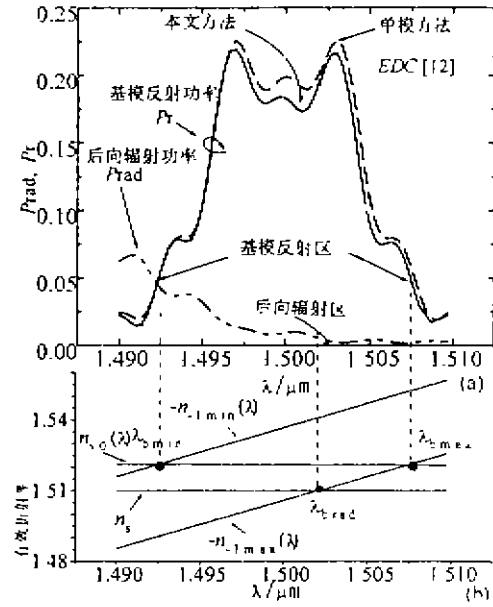


图4 频率拉伸型栅的反射特性($n=1.51$)
Fig. 4 Reflection of the chirped gratings

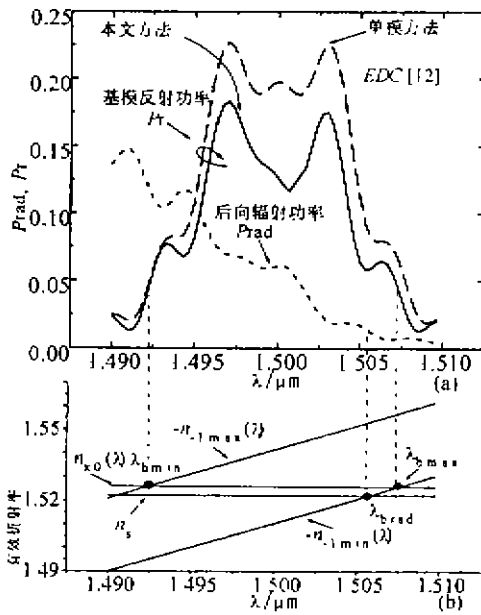


图5 频率拉伸型栅的反射特性($n=1.522$)
Fig. 5 Reflection of the chirped gratings

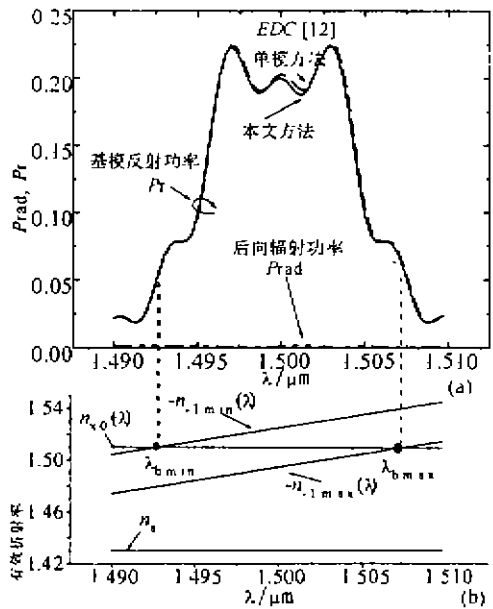


图6 频率拉伸型栅的反射特性($n=1.43$)
Fig. 6 Reflection of the chirped gratings

REFERENCES

- 1 Kogelnik H, *et al.* *Bell Syst. Tech. J.*, 1976, **55**:109~126
- 2 Song G H, Shin S Y, *et al.* *J. Opt. Soc. Am.*, 1985, **A2**:1905~1915
- 3 Winick K A, Roman J E, *et al.* *IEEE J. Quantum Electron.*, 1990, **26**:1918~1929
- 4 Haus H A, Shank C V, *et al.* *IEEE J. Quantum Electron.*, 1976, **11**:532~539
- 5 Kogelnik H, Shank C V, *et al.* *Appl. Phys.*, 1972, **43**:2327~2335
- 6 Stegeman G I, Seaton C J, *et al.* *J. Appl. Phys.*, 1985, **58**:57~78
- 7 J P Van der Ziel, Liegems M, Foy D W, *et al.* *Appl Phys. Lett.*, 1976, **29**:775~777
- 8 Kogelnik H. *Integrated Optics*, T. Tamir, Ed. New York: Springer-Verlag, 1979
- 9 Verly P, Tremblay R, Lit J W Y, *et al.* *J. Opt. Soc. Am.*, 1980, **70**:964~968
- 10 Verly P, Tremblay R, Lit J W Y, *et al.* *J. Opt. Soc. Am.*, 1980, **70**:1218~1221
- 11 Winick K A, *et al.* *J. Opt. Soc. Am.*, 1992, 757~764
- 12 Peng S T, Xu S J, Schwering F K, *et al.* *IEE Pro. H.*, 1989, **6**(136):487~491
- 13 Peng S T, Oliner A A, *et al.* *IEEE Trans.*, 1981, **29**:843~855
- 14 Peng S T, Tamir T, *et al.* *IEEE Trans. MTT*, 1975, **23**:123~133

THE EFFECT OF RADIATION ON TRANSMISSION OF QUASI-PERIODIC MULTI-LAYER PLANAR DIELECTRIC GRATINGS*

XU Shan-Jia LIU Jian

(Department of Electronic Engineering and Information Science, University
of Science and Technology of China, Hefei, Anhui 230027, China)

K. S. Chiang

(Department of Electronic Engineering, City University of Hong Kong, Hong Kong, China)

Abstract The transmission characteristics of quasi-periodic multi-layer planar dielectric gratings were systematically investigated by a method which combines the multimode network theory with mode matching method. The effect of radiation on the transmission characteristics of the multi-layer dielectric gratings was discussed in details, and guideline was given for accurate design of the gratings.

Key words radiation, dielectric grating, transmission characteristic, multimode network, mode matching.

* The project supported by the National Natural Science Foundation of China and the Foundation of State Education Commission

Received 1997-05-09, revised 1997-10-20