

0.14 THz 过模表面波振荡器的模式分析

王光强^{1)†} 王建国¹⁾²⁾ 李爽¹⁾ 王雪峰¹⁾ 童长江¹⁾ 陆希成¹⁾ 郭伟杰²⁾

1) (西北核技术研究所, 西安 710024)

2) (西安交通大学, 电子与信息工程学院, 西安 710049)

(2012年11月26日收到; 2013年4月8日收到修改稿)

采用理论分析和实验验证相结合的方法, 研究了 0.14 THz 过模表面波振荡器 (过模比 $D/\lambda \approx 3$) 中太赫兹波模式成分的分布. 首先针对具有圆周对称结构的过模切连科夫器件, 建立了用于模式分析的纵向场分解法. 接着基于 2.5 维 PIC(Particle-in-cell) 软件的电场模拟结果, 采用该方法对 0.14 THz 表面波振荡器的模式进行了详尽的理论分析. 结果表明, 器件中不同结构区域的太赫兹波模式成分不同, 相互间存在模式转换, 输出模式以 TM_{02} 和 TM_{03} 模为主, 并伴有少量 TM_{04} 模. 最后利用图像显示法获取了 0.14 THz 表面波振荡器的近场辐射能量分布, 与由模式分析结果得到的理论分布符合的较好, 证明了纵向场分解法用于模式分析的可行性和结果的正确性.

关键词: 过模, 表面波振荡器, 模式分析, 场分解法

PACS: 07.57.Hm, 84.37.+q, 41.20.Jb

DOI: 10.7498/aps.62.150701

1 引言

高功率 O 型切连科夫器件作为最早出现的高功率微波源, 因其频率可调谐范围宽、结构紧凑和磁场要求低, 在雷达、电磁对抗和定向能武器等军事领域有着广泛的应用^[1]. 它利用某种慢波结构实现电磁波与轴向相对论电子束的同步, 从而达到输出高功率微波甚至太赫兹波的目的, 微波频段最成功的典型器件就是较早出现的相对论返波振荡器^[1](RBWO). 但 RBWO 的慢波结构尺寸限制了辐射电磁波的功率容量, 而且和波长具有共渡效应^[1-3], 为了提高输出功率和频率, 出现了过模结构的相对论切连科夫器件, 例如过模返波振荡器^[4,5]、过模表面波振荡器^[6-9]和多波切连科夫发生器^[10,11]等. 其中, 过模程度往往由慢波结构的内直径 D 与辐射波长 λ 之比来描述, 又被称为过模比^[1]. 常规切连科夫器件通常仅辐射 TM_{01} 模, 而过模结构的引入将导致器件出现模式竞争和多模输出的可能性, 从而影响器件的性能、测量和应用. 例如, 多模激励和传输会影响器件的工作效率和引起寄生损耗, 降低器件性能; 多模传输和辐射会增

大器件工作状态和辐射信号的不稳定性; 多模并存还将增大针对辐射应用的模式转换结构的设计难度. 因此, 需要对过模相对论切连科夫器件进行必要的模式分析, 以解决上述可能存在的问题. 但针对此类器件目前尚没有详尽准确的模式分析方法, 大都在实验上采用远场辐射场型对比^[4,6,10]或能量分布成像^[9]的方法来判断模式是否与 TM_{01} 模相似, 无法给出详细的模式成分信息及其成因, 限制了过模器件的性能提升和进一步应用.

为此, 本文针对典型的过模切连科夫器件, 提出并建立一种用于模式分析的纵向场分解法, 并在近年来研制的过模比为 3 的 0.14 THz 表面波振荡器^[7,12]上进行了应用, 完成了振荡器中模式成分及其成因的模拟分析, 同时采用近场能量分布成像实验对分析结果进行了验证. 模式分析结果将为 0.14 THz 过模表面波振荡器的结构改进和面向应用的模式转换设计提供必要的的数据.

2 纵向场分解法

相对论切连科夫器件大都采用圆周对称结构, 而且采用环形电子束激励, 因此其中只能产生和存

† 通讯作者. E-mail: wgq02@mails.tsinghua.edu.cn

在 TM_{0n} 模^[1]. 考虑器件中任意一段半径为 r_0 的圆波导, 如图 1 所示, 根据场的叠加原理, t 时刻波导内任意 z 处的纵向电场 E_z 沿 r 方向的分布可表示为

$$E_z(z, r, t) = \sum_{n=1}^{m_0} [E_{nzm}^+ J_0(x_{0n}r/r_0) \cos(\omega t - k_{nz}z + \theta_n^+) + E_{nzm}^- J_0(x_{0n}r/r_0) \cos(\omega t + k_{nz}z + \theta_n^-)], \quad (1)$$

其中, 等式中变量的上标“±”分别代表电磁波沿 $+z$ 和 $-z$ 方向传播, E_{nzm} 为 TM_{0n} 模的纵向电场幅度, ω 是传输电磁波角频率, J_0 是 0 阶贝塞尔函数, x_{0n} 是 $J_0(x) = 0$ 的第 n 个根, k_{nz} 是 TM_{0n} 模的纵向传播系数, 且满足 $k_{nz}^2 = \omega^2/c^2 - x_{0n}^2/r_0^2$, c 为波导介质中的光速, m_0 是圆波导中非截止 TM_{0n} 模的个数, 由波导半径 r_0 和器件产生电磁波的频率 f 决定, θ_n 为 TM_{0n} 模的初始相位.

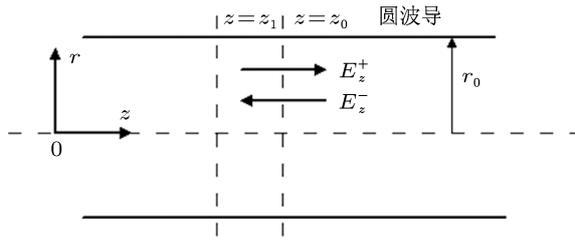


图 1 圆波导结构模型

由于 E_z 在半径 0 到 r_0 范围内绝对可积, 可将

其展开为傅里叶 - 贝塞尔级数

$$E_z(z, r, t) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n(z, t) J_0(x_{0n}r/r_0), \quad (2)$$

其中系数 A_n 满足

$$A_n(z, t) = 2 \int_0^{r_0} E_z(z, r, t) J_0(x_{0n}r/r_0) \times r dr / (r_0^2 J_1^2(x_{0n})). \quad (3)$$

对比 (1) 式和 (2) 式, 可得

$$\begin{aligned} A_n(z, t) &= E_{nzm}^+ \cos(\omega t - k_{nz}z + \theta_n^+) \\ &\quad + E_{nzm}^- \cos(\omega t + k_{nz}z + \theta_n^-), \\ n &= 1, \dots, m_0, \\ A_n(z, t) &= 0, \quad n > m_0. \end{aligned} \quad (4)$$

令 $\alpha_n^+ = \omega t - k_{nz}z + \theta_n^+$, $\alpha_n^- = \omega t + k_{nz}z + \theta_n^-$, 取 $z = z_0$ 和 $z = z_1$, $t = t_0$ 和 $t = t_1$, 代入 (4) 式, 得

$$\begin{aligned} A_n(z_0, t_0) &= E_{nzm}^+ \cos \alpha_n^+ + E_{nzm}^- \cos \alpha_n^-, \\ A_n(z_1, t_0) &= E_{nzm}^+ \cos [\alpha_n^+ + k_{nz}(z_0 - z_1)] \\ &\quad + E_{nzm}^- \cos [\alpha_n^- - k_{nz}(z_0 - z_1)], \\ A_n(z_0, t_1) &= E_{nzm}^+ \cos [\alpha_n^+ - \omega(t_0 - t_1)] \\ &\quad + E_{nzm}^- \cos [\alpha_n^- - \omega(t_0 - t_1)], \\ A_n(z_1, t_1) &= E_{nzm}^+ \cos [\alpha_n^+ + k_{nz}(z_0 - z_1) - \omega(t_0 - t_1)] \\ &\quad + E_{nzm}^- \cos [\alpha_n^- - k_{nz}(z_0 - z_1) \\ &\quad - \omega(t_0 - t_1)], \end{aligned} \quad (5)$$

于是, 圆波导中传输的各个 TM_{0n} 模的幅度 E_{nzm}^{\pm} 和瞬时相位 α_n^{\pm} 可表示为

$$\begin{aligned} E_{nzm}^+ &= \sqrt{(B_{2n} + B_{3n})^2 + (B_{1n} - B_{4n})^2} / 2, \\ E_{nzm}^- &= \sqrt{(B_{3n} - B_{2n})^2 + (B_{1n} + B_{4n})^2} / 2, \\ \sin \alpha_n^+ &= (B_{3n} - B_{2n}) / 2E_{nzm}^+, \\ \sin \alpha_n^- &= (B_{3n} + B_{2n}) / 2E_{nzm}^-; \end{aligned} \quad (6a)$$

$$\begin{aligned} B_{1n} &= A_n(z_0, t_0), \\ B_{2n} &= \frac{A_n(z_1, t_0) - A_n(z_0, t_0) \cos k_{zn}(z_0 - z_1)}{\sin k_{zn}(z_0 - z_1)}, \\ B_{3n} &= \frac{A_n(z_0, t_1) - A_n(z_0, t_0) \cos \omega(t_0 - t_1)}{\sin \omega(t_0 - t_1)}, \\ B_{4n} &= \frac{A_n(z_1, t_1) - A_n(z_1, t_0) \cos \omega(t_0 - t_1)}{\sin \omega(t_0 - t_1)} \\ &\quad \times \frac{-(A_n(z_0, t_1) - A_n(z_0, t_0) \cos \omega(t_0 - t_1)) \cos k_{zn}(z_0 - z_1)}{\sin k_{zn}(z_0 - z_1) \sin \omega(t_0 - t_1)}. \end{aligned} \quad (6b)$$

因此,若已知圆波导中任意两个时刻的两个位置处的 E_z 沿 r 方向的分布,联立方程 (3) 和 (6),即可求得正反两个方向传输的 TM_{0n} 模所占的功率比例 χ_n 为

$$\chi_n^\pm = \left(\frac{\pi^2 f k_{zn} \epsilon r_0^4}{x_{0n}^2} (E_{nz_m}^\pm)^2 J_1^2(x_{0n}) \right) / \sum_{n=1}^i \left(\frac{\pi^2 f k_{zn} \epsilon r_0^4}{x_{0n}^2} (E_{nz_m}^\pm)^2 J_1^2(x_{0n}) \right), \quad (7)$$

式中, ϵ 为波导填充介质的介电常数. 由于切连科夫器件属于有源器件,而且所考察圆波导的两端可能存在反射结构, $E_{nz_m}^\pm$ 和 θ_n^\pm 将与时间 t 和纵向位置 z 有关. 但若选取的位置和时间参数满足 $|z_0 - z_1| \ll \lambda$ 和 $|t_0 - t_1| \ll T_p$, 可认为幅度和相位在考察位置和时间长度内保持不变,方程组 (5) 近似成立,利用上述各式仍可得到 t_0 时刻 z_0 附近较为准确的模式成分信息,其中 λ 和 T_p 分别为器件激励电磁波的波长和周期.

至此,本节建立了基于纵向场分解的模式分析方法,非常适用于只可能存在 TM_{0n} 模式的过模切连科夫器件. 波导截面上纵向场 E_z 的分布可以通过数值模拟的方法获得,再根据波导的结构参数和电磁波参数,代入方程 (3) 和 (6),即可求得 TM_{0n} 各模式的幅度 E_{nz_m} 和相对相位差,从而进行模式成分的理论分析.

3 太赫兹波模式成分的模拟分析

鉴于日益发展的太赫兹技术应用对高功率太赫兹波的迫切需求^[13],西北核技术研究所研制了 0.14 THz 过模表面波振荡器,二维结构简图如图 2 所示. 它的电子束内外半径分别为 2 mm 和 2.5 mm,慢波结构的平均内径、周期、槽深、槽宽和周期数分别为 3 mm, 0.7 mm, 0.3 mm, 0.4 mm 和 26,电子收集极长度为 10 mm,输出段波导直径为 12 mm. 因此,振荡器在慢波结构区域的过模比约为 3,在输出波导段的过模比达到了 6,且两者之间存在半径渐变的电子收集极,属于非常典型的过模相对论切连科夫器件. 振荡器设计使慢波结构工作在表面波 TM_{01} 模色散曲线上 0 次谐波的近 π 点来实现单模激励^[7],期望产生纯度较高的 TM_{01} 模太赫兹辐射. 下面将采用上文建立的纵向场分解法,对振荡器中各主要结构区域内的太赫兹波模式进行详尽的分析,以获取它的模式成分并考察器件结构带来的影响,为振荡器的性能改进提供依据. 由于

振荡器中太赫兹波处于行波状态,这里将只考察稳态时除二极管之外的结构区域(均已在图 2 中标出)内的模式. 电场由 PIC(Particle-in-cell) 模拟软件 UNIPIC^[14] 根据图 2 的模型计算得到,二极管馈入电压为上升沿 0.1 ns 的 200 kV 阶跃电压,计算时长为 10 ns. 目前 UNIPIC 软件已被成功地应用于高功率太赫兹波源的模拟设计,在误差允许范围内,基本可以预测实验结果^[7,8].

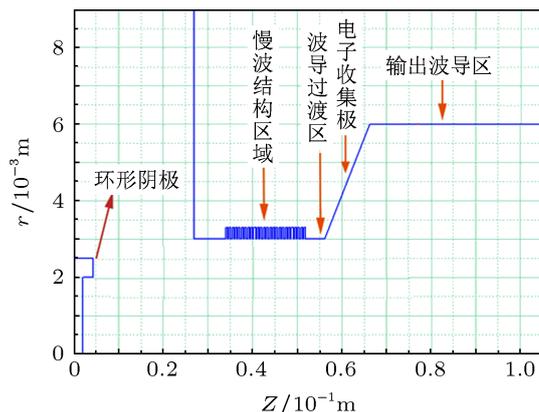


图 2 0.14 THz 过模表面波振荡器的结构简图

0.14 THz 过模表面波振荡器的慢波结构为矩形盘荷波导结构,其中的表面波 TM_{0n} 模是由无数个空间谐波叠加而成,无法使用纵向场分解法进行模式分析. 因此,这里将 PIC 模拟得到的慢波结构内的纵向场值与表面波 TM_{01} 模理论值进行比较,定性地分析振荡器的工作模式. 图 3 给出了慢波结构内某周期处 10 ns 和 $10 \text{ ns} - T_p/4$ 两个时刻的 E_z 沿径向的分布. 在一个周期内的两个典型时刻,慢波结构区域内纵向电场的最大值出现在内半径处,沿 r 方向纵向电场基本只有 1 个零点,且与表面波 TM_{01} 模的理论曲线都符合得非常好. 因此说明 0.14 THz 过模表面波振荡器工作在 TM_{01} 模式,所激励的太赫兹波在慢波结构区域为纯度很高的表面波 TM_{01} 模.

太赫兹波在慢波结构区域激励后,将主要沿 $+z$ 方向经由波导过渡区、电子收集极和输出波导区进行辐射输出. 其中,波导过渡区和输出波导区均为光滑圆波导段,而电子收集极属于光滑圆波导半径线性渐变区域,理想的直圆波导模式不再满足边界条件,将发生持续的模式耦合和转换. 但电子收集极任一截面上的 E_z 分布都可以看作是与该截面相同的直圆波导中 E_z 分布的微扰,扰动就来自于截面两边的半径变化. 不过,收集极长度较长

(10 mm, 约 5λ), 扰动对每个位置的电场带来的影响可以忽略. 因此, 这三个结构区域内的模式分析均可采用纵向场分解法进行, 结果如图 4 所示. 图中所给出的每个位置的 mode 成分均表征该模式的太赫兹波沿 $+z$ 方向传输的功率比例, 而且计算时只需从 UNIPIC 的模拟结果中选择该位置处时间间隔为 $T_p/8$ 的电场数据即可.

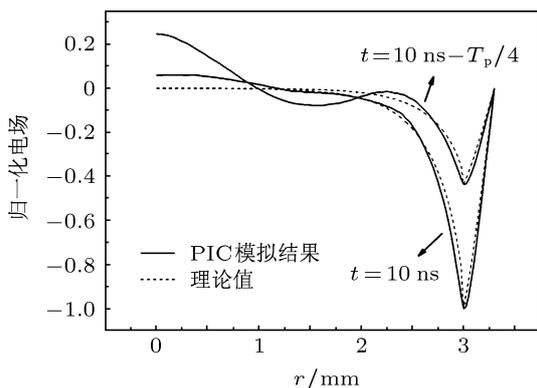


图 3 慢波结构内某处 E_z 的径向分布

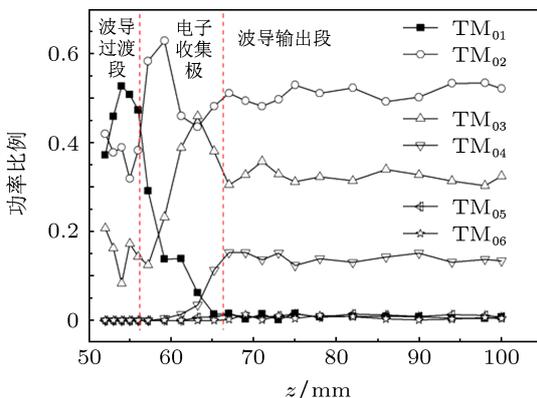


图 4 0.14 THz 太赫兹波模式成分沿 z 的变化

很明显, 太赫兹波在波导过渡区已经出现混合模式, 其中以 TM_{01} 模为主, 约占 50%, 其次是 TM_{02} 模, 约占 40%, 还有少量的 TM_{03} 模. 由于过渡区域两侧都存在不连续结构, 模式成分随位置而不同. 从区域中心到两侧, TM_{01} 模成分减少, 另外两个高次模成分增大. 在电子收集极区域, 随着波导半径的不断增大, TM_{01} 模的成分逐渐减小, TM_{02} 模则在收集极两端所占成分较高, TM_{03} 模持续增大后略有下降, TM_{04} 和 TM_{05} 模在半径增大到其成为非截止模式时, 所占成分也开始增加, 收集极末端 TM_{04} 模成分可达 10% 以上. 进入到输出波导区域, 太赫兹波的模式成分逐渐稳定, 其中 TM_{01} 模已基

本消失, TM_{02} 和 TM_{03} 模占据主要成分, 并包括少部分 TM_{04} 模.

上述模式分析结果也与 PIC 模拟得到的结构内不同轴向位置处的电场分布特征相符, 如图 5 所示. 电场的纵向和径向分量在慢波结构的内径附近的达到最大值, 径向分布无反向, 符合表面波 TM_{01} 模的特征; 而在波导过渡区、电子收集极和波导输出区, E_z 和 E_r 都出现了至少一次反向, 电场的最大值也分别偏离了波导中心和 0.765 倍半径位置, 说明太赫兹波中产生了除 TM_{01} 模外的高次模, 而且模式成分随着结构的变化越来越复杂, 与上段纵向场分解法给出模式分布信息相符. 图 5(b) 中还给出了基于纵向场分解法得到模式分布后反推得到的 E_r 分布, 与三个区域内典型位置处的 PIC 模拟结果符合得较好, 进一步证明了纵向场分解法的可信性和结果的准确性.

综合以上振荡器不同结构内的模式分析可知, 纯度很高的表面波 TM_{01} 模在慢波结构内被激励, 传输至波导过渡段时, 尽管波导的内半径并未改变, 但结构上由周期性矩形槽结构变为光滑圆波导, 而后者只支持体积波的传输, 因此模式上出现了表面波 TM_{01} 模向体积波 TM_{0n} 模的转换. 进入波导过渡区, 太赫兹波已经由混合模式组成, TM_{01} 模只占到一半左右. 接着波导出现线性渐变段, 理想直圆波导的模式已经不再满足边界条件, 发生了模式耦合和转换. 在电子收集极区域, 随着半径的不断增大, TM_{01} 模的成分持续减小, TM_{02} 模和 TM_{03} 模则逐渐增大到占据主要地位, 其他高次模式出现并增加. 最后太赫兹波进入输出波导区域, 各模式基本保持如下功率比例不变: TM_{01} , TM_{05} 和 TM_{06} 模不足 1%, TM_{02} 模约占 51%, TM_{03} 模约占 31%, TM_{04} 模约为 13%. 因此, 0.14 THz 过模表面波振荡器将无法实现预期的 TM_{01} 模输出, 而出现主要由两处结构 ((1) 慢波结构与光滑圆波导的连接处 (2) 半径线性渐变的电子收集极) 的不连续性引起的混合模式的太赫兹波输出.

4 太赫兹波模式成分的实验验证

虽然目前尚无法对输出波导处的太赫兹波模式进行直接的实验诊断, 但根据它与辐射场型的关系, 可以通过辐射场能量或功率密度分布的实验诊断来判断输出波导中的模式成分 [15]. 这里就采用了近场能量分布成像的方法, 对 0.14 THz 过模表面波振荡器的辐射模式进行了定性诊断, 通过与模拟

结果的对比来验证上述模式分析结果的正确性.

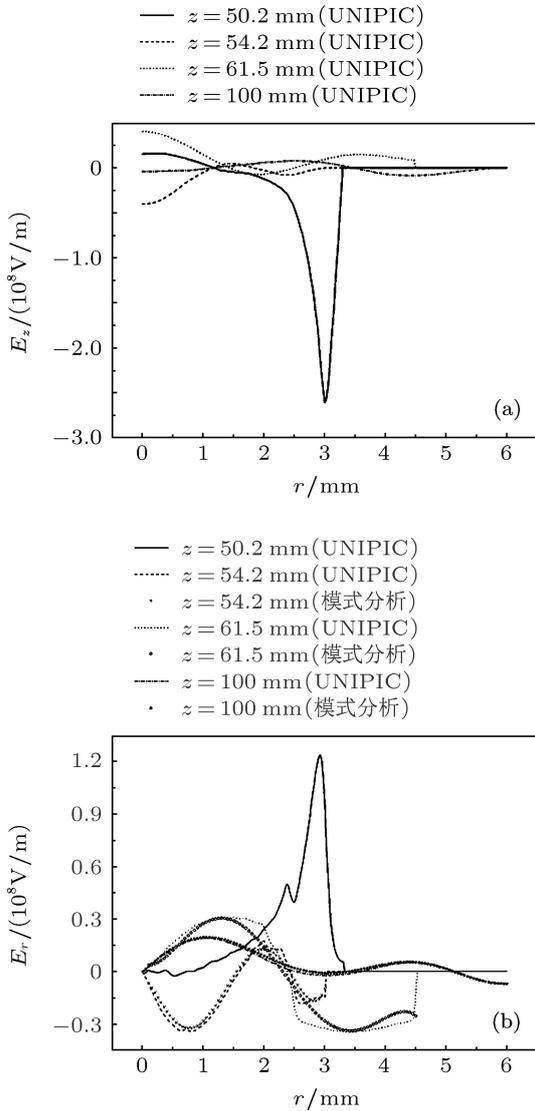


图5 典型位置处 0.14 THz 太赫兹波的电场沿 z 的变化 (a) E_z ; (b) E_r

近场能量分布成像采用的是目前太赫兹成像领域广泛使用的热释电相机 Pyrocam III (PY-III)^[16], 脉冲灵敏度为 $70 \mu\text{J}/\text{cm}^2$. 现有的测量结果指出, 0.14 THz 过模表面波振荡器的辐射信号频率约为 0.1465 THz, 辐射功率不小于 2 MW, 脉宽约为 1.5 ns, 重频可达 10 Hz^[12]. 若将 0.14 THz 高功率脉冲从半径 6 mm 的圆波导天线中直接辐射, 则单个脉冲持续时间内的辐射能量密度约为 $1320 \mu\text{J}/\text{cm}^2$, 远大于相机的脉冲灵敏度, 因此 PY-III 相机可用于 0.14 THz 高功率脉冲波的近场能量分布成像. 实验中, 近场辐射能量测量面距波导辐射口约 2 mm, 在 2.3 T 约束磁场下的诊断结果如图 6 所示. 忽略由于实验中强流电子束的不均匀性^[17] 带来的辐射强

度不对称性, 近场能量分布出现了两个明显的能量环, 且第二个环接近辐射边界. 因此, 可以初步判断太赫兹波的模式成分以 TM_{02} 模式为主, 与前述理论分析结果相符合.

采用纵向场分解法模拟计算了实验条件下输出的 0.14 THz 高功率脉冲波中各模式的功率比例和瞬时相位分布, 然后采用 2.5 维并行 FDTD 方法^[18] 计算了相同圆波导在 2 mm 处的近场辐射功率分布, 峰值附近某时刻的模拟结果如图 7 所示, 很明显, 图 7 出现了双功率环, 外环接近该位置处的辐射边界, 且内功率环的峰值稍大于外功率环, 符合图 6 的实验结果. 但对比图 6, 理论功率分布的内外环距离较近, 内环半径比实验结果大. 这些偏差产生的主要原因包括: 1) 通过多模辐射场的模拟计算发现, 各模式间的相位差对内外功率环的峰值差影响很大. 而相位差是由各模式的激励时间、初始相位、传输结构和距离决定^[1], 这些尚无法在模拟计算中完美体现, 导致了模拟近场辐射场时采用的各模式相位差与实际输出太赫兹波中各模式的相位差出现了一定偏差; 2) 实验图像表征的是近场辐射能量的分布, 属于太赫兹波持续时间内的近场功率分布的时间积分, 积分时间间隔和长度由 PY-III 相机对 1.5 ns 脉宽的太赫兹波的灵敏度和响应时间决定, 而图 7 给出的只是太赫兹脉冲峰值时刻的近场功率大小的分布. 因此综合以上分析, 可以认为纵向场分解法给出的模式分析结果详实可信, 已能够较好地预测实验结果, 可基本代替现有的实验诊断技术用于过模相对论切连科夫器件的设计和性能预评估.

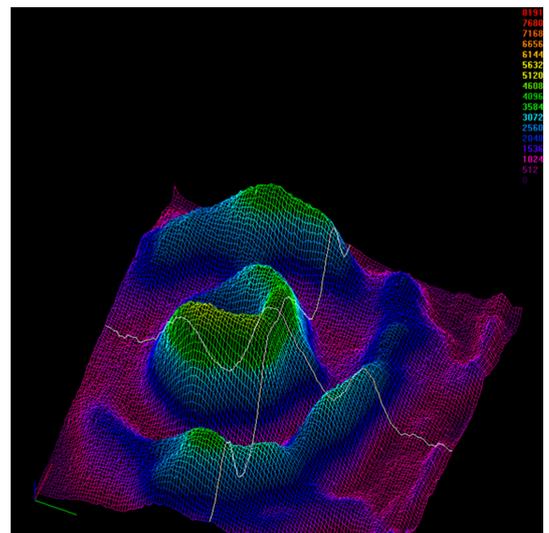


图6 近场能量分布的诊断图像

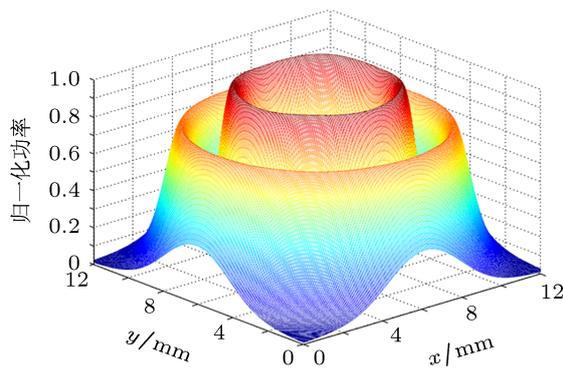


图7 脉冲峰值时刻,理论模式成分的近场辐射功率分布图

5 结论

针对过模相对论切连科夫器件的模式分析需求,建立了一种适用于圆波导中只存在 TM_{0n} 模的纵向场分解法,采用该方法完成了 0.14 THz 过模

表面波振荡器模式的理论分析,并被近场能量分布成像实验的诊断结果所证实.详细的分析表明,0.14 THz 过模表面波振荡器虽然成功激励起纯度较高的表面波 TM_{01} 模,但由于其过模结构的特点和其中的两处结构变化引起了模式转换和高次模激励,导致输出太赫兹波的模式以 TM_{02} 为主,其次是 TM_{03} 模,并伴有少量的 TM_{04} 模.因此,下一步将继续利用纵向场分解法研究器件结构参数和馈入的电子束参数等对输出模式的影响,通过改进振荡器的结构和工作条件来实现较纯的 TM_{01} 模太赫兹波的输出.此外,针对混合 TM_{0n} 模到类高斯模式转换的 0.14 THz 波段模式转换器和直接辐射结构也在研究当中,以满足重频 0.14 THz 过模表面波振荡器的实际应用需求.本文提出的模式分析方法简单实用,适用于各频段的多模相对论切连科夫器件,将为器件的设计、辐射信号的测量和应用提供技术支持.

- [1] Benford J, Swegle J A, Schamiloglu E 2007 *High Power Microwaves* (2nd Ed.) (New York: Taylor and Francis) p321–p370
- [2] Bratman V L, Denisov G G, Ofitserov M M, Korovin S D, Polevin S D, Rostov V V 1987 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **PS-15** 2
- [3] Booske J H 2008 *Phys. Plasma* **15** 055502
- [4] Wu Y, Jin X, Ma Q S, Li Z H, Ju B Q, Su C, Xu Z, Tang C X 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 084101 (in Chinese) [吴洋, 金晓, 马乔生, 李正红, 鞠炳全, 苏昶, 许州, 唐传祥 2011 物理学报 **60** 084101]
- [5] Min S H, Kwon O J, Sattorov M A, So J K, Park S H, Baek I K, Choi D H, Shin Y M, Park G S 2011 *Proceedings of 36th International conference on IRMMW-THz*: Houston, USA, October 2–7, 2011 p1
- [6] David K A, Yuval C, Susanne M M, Alan B, Baruch L, Thomas M A, William W D 1998 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **26** 591
- [7] Tong C J, Li X Z, Wang J G, Wang X Z, Wang G Q 2009 *Proc. SPIE* **7385** 73851
- [8] Li X Z, Wang J G, Song Z M, Chen C H, Sun J, Zhang X W, Zhang Y C 2012 *Phys. Plasmas* **19** 083111
- [9] Chen H B, Zhou C M, Hu L L, Ma G W, Xu D M, Song R, Jin X 2010 *High power Laser and Particle Beams* **22** 865 (in Chinese) [陈洪斌, 周传明, 胡林林, 马国武, 许冬明, 宋睿, 金晓 2010 强激光与粒子束 **22** 865]
- [10] Zhang J, Zhong H H, Ling L 2004 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **32** 2236
- [11] Zhu J, Shu T, Zhang J, Li G L, Zhang Z H 2010 *Phys. Plasmas* **17** 083104
- [12] Wang G Q, Wang J G, Li X Z, Fan R Y, Wang X Z, Wang X F, Tong C J 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 8459 (in Chinese) [王光强, 王建国, 李小泽, 范如玉, 王行舟, 王雪峰, 童长江 2010 物理学报 **59** 8459]
- [13] Booske J H, Dobbs R J, Joye C D, Kory C L, Neil G R, Park G S, Park J, Temkin R J 2011 *IEEE Trans. Terahertz Sci. Tech.* **1** 54
- [14] Wang J G, Zhang D H, Liu C L, Li Y D, Wang Y, Wang H G, Qiao H L, Li X Z 2009 *Phys. Plasmas* **16** 033108
- [15] Wang W X, Yue L N, Zhao G Q, Gong Y B 2005 *J. Infrared Milli. Terahz. Waves* **26** 147
- [16] Ophir optronics solutions Ltd <http://www.ophiropt.com/laser-measurement-instruments/beam-profilers/products/industrial-applications/the-camers/pyrocam> [2012]
- [17] Wang G Q, Li X Z, Wang J G, Wang X Z, Tong C J 2009 *Proc. SPIE* **7385** 73850Y
- [18] Zhu X Q, Wang J G, Wang Y, Wang G Q, Chen Z G 2011 *High power Laser and Particle Beams* **23** 2157 (in Chinese) [朱湘琴, 王建国, 王玥, 王光强, 陈再高 2011 强激光与粒子束 **23** 2157]

Mode analysis of 0.14 THz overmoded surface wave oscillator

Wang Guang-Qiang^{1)†} Wang Jian-Guo^{1),2)} Li Shuang¹⁾ Wang Xue-Feng¹⁾
Tong Chang-Jiang¹⁾ Lu Xi-Cheng¹⁾ Guo Wei-Jie²⁾

1) (Northwest Institute of Nuclear Technology, Xi'an 710024, China)

2) (School of Electronics and Information Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

(Received 26 November 2012; revised manuscript received 8 April 2013)

Abstract

Mode analysis of the terahertz wave generated by 0.14 THz overmoded surface wave oscillator (SWO) (overmoded ratio $D/\lambda \approx 3$) is theoretically accomplished and experimentally validated. At first, longitudinal field-expansion method for mode analysis is established aiming at overmoded Cherenkov devices. Then this method is used to analyze the theoretical mode content of 0.14 THz SWO in detail based on the simulation results of electric field extracted from a 2.5-dimensional PIC (particle-in-cell) code. Results show that the mode content of terahertz wave in different characteristic regions of the oscillator is varied due to the mode conversion, and it is dominated by TM_{02} and TM_{03} modes accompanied by a small quantity of TM_{04} mode at the output. Finally, the energy distribution in the near-field radiation of 0.14 THz SWO is obtained by image-displaying method. The experimental result is reasonably in accord with the theoretical distribution calculated from the mode analysis results under experimental conditions, testifying the feasibility of longitudinal field-expansion method for the mode analysis and the correctness of its results.

Keywords: overmoded, surface wave oscillator, mode analysis, field-expansion method

PACS: 07.57.Hm, 84.37.+q, 41.20.Jb

DOI: 10.7498/aps.62.150701

† Corresponding author. E-mail: wgq02@mails.tsinghua.edu.cn