偏心电子注激励周期加载波导角向非对称模衍射辐射*

刘维浩 张雅鑫† 周俊 龚森 刘盛纲

(电子科技大学物理电子学院太赫兹科学技术研究中心, 成都 610054)

(2011 年 12 月 20 日收到; 2012 年 1 月 2 日收到修改稿)

周期加载波导中匀速带电粒子的衍射辐射是产生较高频段可调谐太赫兹电磁辐射 (频率高于 1 THz) 的有效方法. 对圆柱形周期加载波导中偏心电子注产生的衍射辐射现象, 进行了严格的理论分析和粒子模拟验证. 研究表明, 偏心电子注在波导中除了激励起角向对称模 (TM_0 波) 以外, 还将激励起角向模式为 1 (HE_1 波) 和 2 (HE_2 波) 的角向非对称模. 并且电子注偏离轴线距离越大, 激励的角向非对称模场强越强. 每个模式的功率随电子注的激励位置呈变态贝塞尔函数平方关系变化, 与电子注电流平方成正比. 理论分析与计算机模拟的结果符合较好. 研究结果将为发展该类可调谐太赫兹辐射源提供理论依据.

关键词: 太赫兹源, 周期加载波导, 衍射辐射, 角向非对称模

PACS: 42.72.−g, 41.60.−m, 42.25.Fx

1 引 言

太赫兹波是指频率在 0.1—10 THz 之间的电磁波, 是电磁波谱中迄今唯一尚未被完全开发的波段. 因其在生命科学、材料科学、通信技术以及国家安全等多个领域具有广阔的应用前景受到国内外科学家的普遍关注, 太赫兹科学与技术作为一门新兴的学科正在逐步成型. 太赫兹源的发展是太赫兹科学技术发展的基础, 也是当前制约太赫兹科学技术发展的主要瓶颈 [1−12].

基于传统真空电子学方法的返波振荡器 (BWO) 是一种被普遍应用在低频太赫兹波段的辐射源, 也是能够产生较高功率输出的太赫兹源. 然而, 目前返波管的实际应用仍然局限在低频太赫兹波段 (频率低于 0.5 THz)[13−15]. 制约其产生更高频率电磁辐射的主要因素之一是需要极高的起振电流密度: 产生频率超过 1 THz 的电磁辐射所要求的电子注电流密度通常达到几百安培每平方厘米, 远远超过了现有阴极的电子注发射能力 [16,17].

周期加载波导中匀速带电粒子的衍射辐射是最近新发现的一种辐射机理, 它属于带电粒子在周期结构表面产生的衍射辐射, 因此它不同于传统真空电子学中的注波互作用机理 (高频场对电子注进行调制); 同时它不同于开放周期结构表面的衍射辐射, 如 Smith-Purcell 辐射, 这一辐射发生在周期加载波导的内部, 是电子注与周期结构中波导模式耦合的结果 [18,19]. 因其特殊的机理, 这一新的辐射避开了起振电流这一制约传统真空电子学太赫兹源发展的首要障碍, 有望发展成为覆盖整个太赫兹频段的电磁辐射源.

然而, 现有研究均局限在电子注激励周期加载波导角向对称模 (TM_0 模) 的情形, 即电子注是沿轴线注入的. 而在实际实验中, 电子注的偏心在所难免. 同时, 为提高辐射功率, 希望电子注的激励位置尽量靠近波导内壁. 偏心电子注必然激励起角向非对称模式, 而在周期加载波导中, 角向非对称模不存在单纯的横电波 (TE 波) 或横磁波 (TM 波), 而是

* 国家自然科学基金 (批准号: 61001031) 资助的课题.

† E-mail: liuwhao@yeah.net

二者的耦合 (HE 波). 本文将对电子注激励角向非对称模这一现象进行详细探讨.

2 理论推导

图 1 为偏心电子注激励周期加载波导的示意图: 周期加载波导为内表面为矩形齿的圆柱形金属波导, 矩形梳齿内外半径分别为 a 和 b, 齿间隙为 d, 周期为 L. 匀速电子注注入波导 (注入点偏离轴线距离为 r_0), 入射场在波导内表面将发生衍射辐射, 衍射场与波导模耦合并以波导模的形式在周期结构中传播, 最终由波导口产生辐射. 辐射频率及辐射方向 (前向或反向) 由电子注与波导模式的耦合点决定 [19].

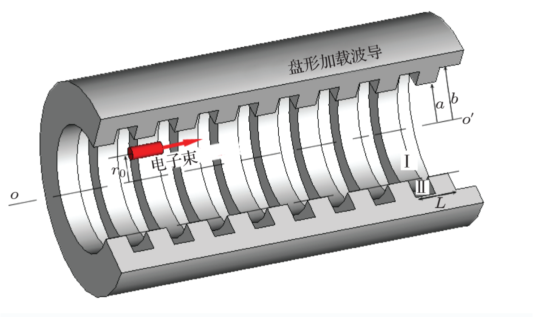

图 1 电子注激励周期加载波导剖面图

在圆柱坐标系中, 匀速运动电子注的入射电场纵向分量 (E_z) 满足如下 Helmholtz 方程 [20]:

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial E_z}{\partial r}\right)+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 E_z}{\partial \theta^2}+\frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2}-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 E_z}{\partial t^2}$$
$$=\frac{1}{\varepsilon_0}\frac{\partial \rho}{\partial z}+\mu_0\frac{\partial J}{\partial t}, \tag{1}$$

式中, c 为真空中的光速, ε_0, μ_0 分别为真空的介电常数和磁导率. 对于电荷量为 q, 速度为 v 的匀速运动电子注, 电荷密度 ρ 和电流密度 J 可分别表示为

$$\rho=q\frac{\delta(r-r_0)\delta(\theta-\theta_0)\delta(z-vt)}{r}, \tag{2}$$

$$J=qu_0\frac{\delta(r-r_0)\delta(\theta-\theta_0)\delta(z-vt)}{r}, \tag{3}$$

其中, (r_0,θ_0) 为电子注在横截面的注入位置. 将 (2) 式和 (3) 式代入 (1) 式, 并对其等式两边进行傅里叶变换得到频域 Helmholtz 方程:

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial \tilde{e}_z(\omega)\,\mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_z z}}{\partial r}\right)+\left(k_\mathrm{c}^2-\frac{m^2}{r^2}\right)\tilde{e}_z(\omega)$$
$$=\frac{\mathrm{j}\omega\mu_0 q}{2\pi}\left(1-\frac{1}{\beta^2}\right)\frac{\delta(r-r_0)}{r}, \tag{4}$$

其中, $k_\mathrm{c}^2=k_o^2-k_z^2$, $k_0=\dfrac{\omega}{c}$, $k_z=\dfrac{\omega}{v}$, m 为角向变化数, ω 为角频率. (4) 式中 $\tilde{e_z}(\omega)$ 与 (1) 式中 $E_z(t)$ 的关系满足如下变换式:

$$E_z(t)=\int_{-\infty}^{\infty}\tilde{e}_z(\omega)\,\mathrm{e}^{\mathrm{j}(\theta-\theta_0)-\mathrm{j}k_z z}\,\mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega t}\mathrm{d}\omega. \tag{5}$$

求解 (4) 式可以得到电子注入射电场的频域表达式

$$\begin{cases}\tilde{E}_z(\omega)=\dfrac{\omega\mu_0 q}{4}\left(\dfrac{1}{\beta^2}-1\right)\\ \qquad\times\displaystyle\sum_m^{\infty}\mathrm{J}_m(k_\mathrm{c}r_0)\mathrm{H}_m^{(2)}(k_\mathrm{c}r)\\ \qquad\times\mathrm{e}^{\mathrm{j}m(\theta-\theta_0)-\mathrm{j}k_z z},\quad(r\geqslant r_0),\\ \tilde{E}_z(\omega)=\dfrac{\omega\mu_0 q}{4}\left(\dfrac{1}{\beta^2}-1\right)\\ \qquad\times\displaystyle\sum_m^{\infty}\mathrm{J}_m(k_\mathrm{c}r)\mathrm{H}_m^{(2)}(k_\mathrm{c}r_0)\\ \qquad\times\mathrm{e}^{\mathrm{j}m(\theta-\theta_0)-\mathrm{j}k_z z},\quad(r\leqslant r_0),\end{cases} \tag{6}$$

其中, $\mathrm{J}_m(k_\mathrm{c}r)$, $\mathrm{H}_m^{(2)}(k_\mathrm{c}r)$ 分别为第一类 m 阶贝塞尔函数和第二类 m 阶汉克尔函数. 利用麦克斯韦方程组可以求得入射场的其他分量:

$$\begin{cases}E_r^\mathrm{in}=\dfrac{\omega\mu_0 q}{4}\left(\dfrac{1}{\beta^2}-1\right)\displaystyle\sum_m^{\infty}\dfrac{k_z}{k_\mathrm{c}^2}\mathrm{J}_m(k_\mathrm{c}r_0)\\ \qquad\times\mathrm{H}_m^{(2)\prime}(k_\mathrm{c}r)\,\mathrm{e}^{\mathrm{j}m(\theta-\theta_0)-\mathrm{j}k_z z},\\ E_\theta^\mathrm{in}=\dfrac{\omega\mu_0 q}{4}\left(\dfrac{1}{\beta^2}-1\right)\displaystyle\sum_m^{\infty}\dfrac{\mathrm{j}mk_z}{k_\mathrm{c}^2 r}\mathrm{J}_m(k_\mathrm{c}r_0)\\ \qquad\times\mathrm{H}_m^{(2)}(k_\mathrm{c}r)\,\mathrm{e}^{\mathrm{j}m(\theta-\theta_0)-\mathrm{j}k_z z},\\ H_\theta^\mathrm{in}=\dfrac{\omega\mu_0 q}{4}\left(\dfrac{1}{\beta^2}-1\right)\displaystyle\sum_m^{\infty}\dfrac{\omega\varepsilon}{k_\mathrm{c}^2}\mathrm{J}_m(k_\mathrm{c}r_0)\\ \qquad\times\mathrm{H}_m^{(2)\prime}(k_\mathrm{c}r)\,\mathrm{e}^{\mathrm{j}m(\theta-\theta_0)-\mathrm{j}k_z z},\\ H_r^\mathrm{in}=\dfrac{\omega\mu_0 q}{4}\left(\dfrac{1}{\beta^2}-1\right)\displaystyle\sum_m^{\infty}\dfrac{\omega\varepsilon m}{k_\mathrm{c}^2 r}\mathrm{J}_m(k_\mathrm{c}r_0)\\ \qquad\times\mathrm{H}_m^{(2)\prime}(k_\mathrm{c}r)\,\mathrm{e}^{\mathrm{j}m(\theta-\theta_0)-\mathrm{j}k_z z}.\end{cases} \tag{7}$$

当 $m=0$, 即角向对称模的情形, (7) 式简化为

$$\begin{cases}E_r^\mathrm{in}=\dfrac{\omega\mu_0 q}{4}\left(\dfrac{1}{\beta^2}-1\right)\dfrac{k_z}{k_\mathrm{c}}\mathrm{J}_0(k_\mathrm{c}r_0)\\ \qquad\times\mathrm{H}_1^{(2)}(k_\mathrm{c}r)\,\mathrm{e}^{\mathrm{j}m(\theta-\theta_0)-\mathrm{j}k_z z},\\ H_\theta^\mathrm{in}=\dfrac{\omega\mu_0 q}{4}\left(\dfrac{1}{\beta^2}-1\right)\dfrac{\omega\varepsilon}{k_\mathrm{c}}\mathrm{J}_0(k_\mathrm{c}r_0)\\ \qquad\times\mathrm{H}_1^{(2)}(k_\mathrm{c}r)\,\mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_z z}.\end{cases} \tag{8}$$

下面求解衍射辐射场. 由于电子注非对称激励, 波导中将激励起角向非对称模, 同时考虑到波导内

部的周期边界条件, 图 1 中 I 区的衍射场可写成

$$\begin{cases} E_z^{\mathrm{I}} = \displaystyle\sum_{m=0}^{\infty}\sum_{n=-\infty}^{+\infty} A_{mn}\mathrm{I}_m(k_{cn}r) \\ \quad\times\ \mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_{zn}z}\,\mathrm{e}^{\mathrm{j}m(\theta-\theta_0)}, \\ H_z^{\mathrm{I}} = \displaystyle\sum_{m=0}^{\infty}\sum_{n=-\infty}^{+\infty} B_{mn}\mathrm{I}_m(k_{cn}r) \\ \quad\times\ \mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_{zn}z}\,\mathrm{e}^{\mathrm{j}m(\theta-\theta_0)}, \\ E_\theta^{\mathrm{I}} = -\displaystyle\sum_{m=0}^{\infty}\Bigg[\sum_{n=-\infty}^{+\infty} A_{mn}\frac{k_{zn}m}{k_{cn}^2 r}\mathrm{I}_m(k_{cn}r) \\ \quad+\displaystyle\sum_{n=-\infty}^{+\infty} B_{mn}\frac{\mathrm{j}\omega\mu}{k_{cn}^2}\mathrm{I}'_m(k_{cn}r)\Bigg] \\ \quad\times\ \mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_{zn}z}\,\mathrm{e}^{\mathrm{j}m(\theta-\theta_0)}, \\ H_\theta^{\mathrm{I}} = \displaystyle\sum_{m=0}^{\infty}\Bigg[\sum_{n=-\infty}^{+\infty} A_{mn}\frac{\mathrm{j}\omega\varepsilon}{k_{cn}^2}\mathrm{I}'_m(k_{cn}r) \\ \quad-\displaystyle\sum_{n=-\infty}^{+\infty} B_{mn}\frac{k_{zn}m}{k_{cn}^2 r}\mathrm{I}_m(k_{cn}r)\Bigg] \\ \quad\times\ \mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_{zn}z}\,\mathrm{e}^{\mathrm{j}m(\theta-\theta_0)}, \\ E_r^{\mathrm{I}} = \displaystyle\sum_{m=0}^{\infty}\Bigg[\sum_{n=-\infty}^{+\infty} A_{mn}\frac{\mathrm{j}k_{zn}}{k_{cn}^2}\mathrm{I}_m^{(1)'}(k_{cn}r) \\ \quad-\displaystyle\sum_{n=-\infty}^{+\infty} B_{mn}\frac{\omega\mu m}{k_{cn}^2 r}\mathrm{I}_m(k_{cn}r)\Bigg] \\ \quad\times\ \mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_{zn}z}\,\mathrm{e}^{\mathrm{j}m(\theta-\theta_0)}, \\ H_r^{\mathrm{I}} = \displaystyle\sum_{m=0}^{\infty}\Bigg[\sum_{n=-\infty}^{+\infty} A_{mn}\frac{\omega\varepsilon m}{k_{cn}^2 r}\mathrm{I}_m(k_{cn}r) \\ \quad+\displaystyle\sum_{n=-\infty}^{+\infty} B_{mn}\frac{\mathrm{j}k_{zn}}{k_{cn}^2}\mathrm{I}'_m(k_{cn}r)\Bigg] \\ \quad\times\ \mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_{zn}z}\,\mathrm{e}^{\mathrm{j}m(\theta-\theta_0)}, \end{cases} \tag{9}$$

其中, $\mathrm{I}_m(k_c r)$ 为第一类 m 阶变态贝塞尔函数,

$$k_{cn} = \sqrt{k_{zn}^2 - k_0^2},$$
$$k_{zn} = k_z + \frac{2n\pi}{L} = \frac{\omega}{v} + \frac{2n\pi}{L},$$

A_{mn} 和 B_{mn} 为待定系数.

根据 $r = b$ 处的完纯电导体边界条件

$$E_z^{\mathrm{II}}|_b = 0, H_z^{\mathrm{II}'}|_b = 0,$$

波导 II 区 (如图 1) 的透射场可以表示为 [21]

$$\begin{cases} E_z^{\mathrm{II}} = \displaystyle\sum_{m=0}^{\infty}\sum_{p=0}^{\infty} C_{mp}D_{mp}(k_{cp}r) \\ \quad\times\cos\left(\frac{p\pi}{d}\right)\left(z+\frac{d}{2}\right)\mathrm{e}^{\mathrm{j}m(\theta-\theta_0)}, \\ H_z^{\mathrm{II}} = \displaystyle\sum_{m=0}^{\infty}\sum_{p=0}^{\infty} F_{mp}G_{mp}(k_{cp}r) \\ \quad\times\sin\left(\frac{p\pi}{d}\right)\left(z+\frac{d}{2}\right)\mathrm{e}^{\mathrm{j}m(\theta-\theta_0)}, \\ H_\theta^{\mathrm{II}} = \displaystyle\sum_{m=0}^{\infty}\sum_{p=0}^{\infty}\Bigg[\frac{\mathrm{j}\omega\varepsilon_0\varepsilon_d}{k_{cp}^2}C_{mp}D'_{mp}(k_{cp}r) \\ \quad-\frac{\mathrm{j}m}{k_{cp}^2}\frac{1}{r}\frac{p\pi}{d}F_{mp}G_{mp}(k_{cp}r)\Bigg] \\ \quad\times\cos\left(\frac{p\pi}{d}\right)\left(z+\frac{d}{2}\right)\mathrm{e}^{\mathrm{j}m(\theta-\theta_0)}, \\ E_\theta^{\mathrm{II}} = \displaystyle\sum_{m=0}^{\infty}\sum_{p=0}^{\infty}\Bigg[\frac{\mathrm{j}m}{k_{cp}^2}\frac{1}{r}\frac{p\pi}{d}C_{mp}D_{mp}(k_{cp}r) \\ \quad-\frac{\mathrm{j}\omega\mu}{k_{cp}^2}F_{mp}G'_{mp}(k_{cp}r)\Bigg] \\ \quad\times\sin\left(\frac{p\pi}{d}\right)\left(z+\frac{d}{2}\right)\mathrm{e}^{\mathrm{j}m(\theta-\theta_0)}, \end{cases} \tag{10}$$

式中, C_{mp} 和 F_{mp} 为待定系数, 并且

$$\begin{cases} D_{mp}(k_{cp}r) = \mathrm{J}_m(k_{cp}r)N_m(k_{cp}b) \\ \qquad\qquad - \mathrm{J}_m(k_{cp}b)N_m(k_{cp}r), \\ D'_{mp}(k_{cp}r) = \mathrm{J}'_m(k_{cp}r)N_m(k_{cp}b) \\ \qquad\qquad - \mathrm{J}_m(k_{cp}b)N'_m(k_{cp}r), \\ G_{mp}(k_{cp}r) = \mathrm{J}_m(k_{cp}r)N'_m(k_{cp}b) \\ \qquad\qquad - \mathrm{J}'_m(k_{cp}b)N_m(k_{cp}r), \\ G'_{mp}(k_{cp}r) = \mathrm{J}'_m(k_{cp}r)N'_m(k_{cp}b) \\ \qquad\qquad - \mathrm{J}'_m(k_{cp}b)N'_m(k_{cp}r). \end{cases} \tag{11}$$

在周期结构表面 $r = a$ 处入射场, 衍射场, 及透射场满足如下匹配条件

$$\begin{cases} E_z^{\mathrm{in}}|_a + E_z^{\mathrm{II}}|_a = E_z^{\mathrm{II}}|_a, \\ E_\theta^{\mathrm{in}}|_a + E_\theta^{\mathrm{II}}|_a = 0, \\ H_z^{\mathrm{in}}|_a + H_z^{\mathrm{I}}|_a = 0, \\ H_\theta^{\mathrm{in}}|_a + H_\theta^{\mathrm{II}}|_a = H_\theta^{\mathrm{II}}|_a. \end{cases} \tag{12}$$

将场表达式 (6)—(10) 式代入 (12) 式, 经过一系列数学运算得到待定系数 $A_{mn}, B_{mn}, C_{mp}, F_{mp}$ 满足

的线性方程组:

$$f(A_{mn},B_{mn},C_{mp},F_{mp}) \\ =G(E_z^{\mathrm{in}},E_\theta^{\mathrm{in}},H_\theta^{\mathrm{in}}). \qquad (13)$$

求解 (13) 式即可得到波导中所有区域的衍射辐射场. 进而可以求出波导中轴向辐射功率:

$$\begin{aligned} P_z =&\frac{1}{2}\mathrm{Re}\Big\{\iint[E_r^{\mathrm{I}}(H_\theta^{\mathrm{I}})^*-H_r^{\mathrm{I}}(E_\theta^{\mathrm{I}})^*]r\,\mathrm{d}r\,\mathrm{d}\theta\Big\}\\ =&\frac{1}{2}\iint\Big\{\sum_{n=-\infty}^{+\infty}(|A_n|^2+|B_n|^2)\frac{k_{zn}\omega\varepsilon}{k_{cn}^4}\\ &\times|\mathrm{I}_m'(k_{cn}r)|^2+\sum_{n=-\infty}^{+\infty}(|A_n|^2+|B_n|^2)\\ &\times k_{zn}\omega\mu\left(\frac{m}{k_{cn}^2}\right)^2\left|\frac{\mathrm{I}_m(k_{cn}r)}{r}\right|^2\Big\}r\,\mathrm{d}\theta\,\mathrm{d}r, \quad (14)\end{aligned}$$

在 (13) 式中令左边系数行列式为零, 即可得到结构的色散方程 [22]:

$$\det|f(A_{mn},B_{mn},C_{mp},F_{mp})|=0. \qquad (15)$$

3 数值计算

首先根据色散方程 (15) 确定周期加载波导的结构尺寸. 经过优化, 选定工作在太赫兹频段的波导结构参数: a = 80 μm, b = 120 μm, d = 30 μm, L = 60 μm, 图 2 为数值计算得到结构的色散曲线. 可以看到, 按频率由低到高依次为 TM_{01} 模, HE_{11} 模, HE_{12} 模, HE_{21} 模, TM_{02} 模. 随后分析将发现, 这几个模为电子注主要激励的辐射模.

根据 (6)—(8) 式可求得波导内电子注的入射场. 图 3 为当电子注电压 40 kV (对应电子速度 v = 0.374 c) 时, 计算得到周期结构表面 ($r=a$) 处入射电场纵向分量 (Ez) 的频域图, 其中图 3(a) 和图 3(b) 分别为电子注激励位置在 r_0 = 0.2 a 和 r_0 = 0.8 a 的情形. 可以看到, 入射场强随角向模式数 m 的增大而减小, 场主要集中在 m = 0, m = 1 以及 m = 2 的几个模式中. 因此在衍射场的计算中, 只考虑以上三种情形 (模拟结果表明这样做是合理的). 比较图 3(a) 和 (b) 可以发现, 电子注越靠近轴线 (r_0 越小), 场集中在越低阶的模式中 (事实上, 当电子注沿轴线激励时 (r_0 = 0), 入射场和衍射场均就只剩 m = 0 的模 —— TM_0 模).

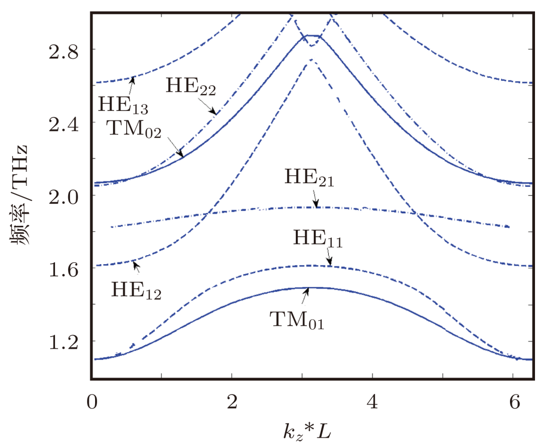

图 2 数值计算得到不同模式的色散曲线

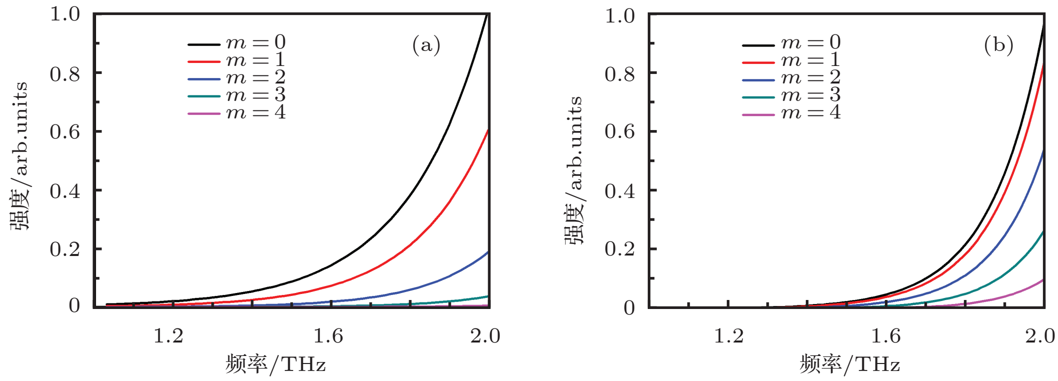

图 3 入射场中不同模式的场强分布 (a) 注入位置 0.2*a; (b) 注入位置 0.8*a

下面求解周期加载波导中的衍射辐射场. 设定电子注电压在 30—60 kV 变化, 图 4—图 6 分别为电子注激励 TM_0 模, HE_1 模和 HE_2 模的计算结果. 色散关系图 ((a) 图) 显示, 当电压在 30—60 kV 变化时, 电子注与 TM_0 模, HE_1 模以及 HE_2 模均存在交点 (图中 A—D 点). 在这些交点处, 电子注将

与波导模发生耦合而激励起波导模在波导中传播,并最终产生辐射,辐射频率及方向均由耦合点在色散曲线上的位置决定. 这正是电子注在周期加载波导中产生衍射辐射的物理实质. 我们看到: 30—60 kV 电子注与波导模的耦合点 (A—D 点) 均处在返波区, 因此波导中的衍射辐射均为反向辐射. 对于 $m = 0$ (图 4), 30, 40, 50, 60 kV 电子注激励 TM_{01} 模的辐射频率分别为 1.3, 1.37, 1.41 和 1.44 THz; 对于 $m = 1$ (图 5), 电子注同时激励起 HE_{11} 模和 HE_{12} 模, 30, 40, 50, 60 kV 电子注激励 HE_{11} 模的频率分别为 1.38, 1.42, 1.5 和 1.58 THz; 对于 $m = 2$ (图 6), 电子注同时激励起 HE_{21} 模和 HE_{22} 模, 40, 50, 60 kV 电子注激励的 HE_{21} 模的频率分别为 1.82, 1.86 和 1.88 THz.

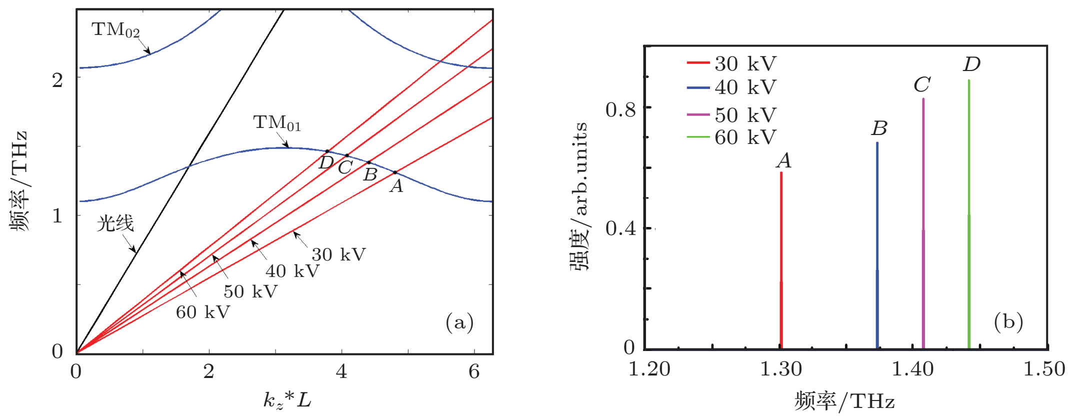

图 4 (a) TM_0 模及电子注色散曲线; (b) 数值计算得到辐射场频谱

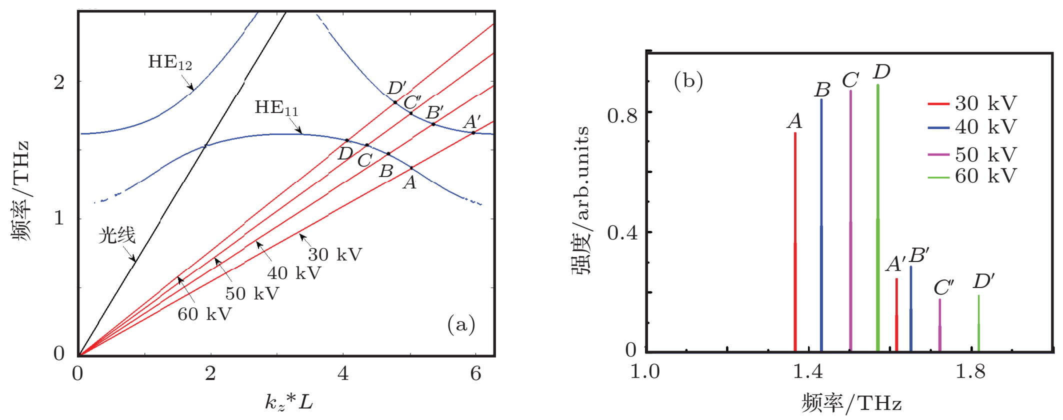

图 5 (a) HE_1 模及电子注色散曲线; (b) 数值计算得到辐射场频谱

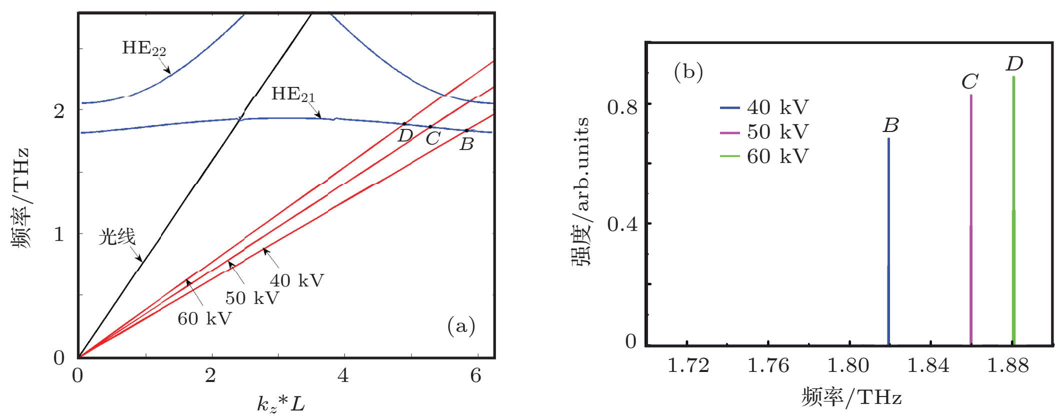

图 6 (a) HE_2 模及电子注色散曲线; (b) 数值计算得到辐射场频谱

图 7 为计算得到辐射强度与电子注注入位置 r_0 及电荷量 q 的关系: 辐射强度随 r_0 呈 $[\mathrm{I}_m(kr_0)]^2(m=0,1,2)$ 函数变化, 与电子注电荷量 q 呈平方成正比. 这与文献 [18] 的实验结果以及文献 [19] 的计算结果是一致的.

4 计算机模拟

为验证理论计算的准确性, 我们进行了系统的三维粒子模拟. 图 8 为模拟得到电子注的相空间分布 (电子注电压 40 kV, 电流密度 100 A/cm^2, 注入位置 $r_0 = 70$ μm). 电子注的速度和密度均没有出现明显的调制, 由此可知: 波导内高频振荡没有建立, 波导中的场主要来自电子注入射场在周期结构表面的衍射辐射.

图 9 为模拟得到不同时刻波导横截面纵向电场 (E_z) 的分布图. 偏心电子注在波导中同时激励起几个模式, 主要包括 TM_0 模, HE_1 模, HE_2 模, 图 9 显示的场分布是几个模式共同叠加的结果. 图 10 为模拟观测波导中不同位置处电场和磁场的时域波形及其频谱. 由于各模式不同的场结构特征, 各观测点测得的场强及频谱有所差异: 在周期结构表面 ($r=a$) 观测到的纵向电场 (E_z) 主要包含三个频率: 1.36, 1.64 和 2.07 THz (图 10(a)), 由前文分析可知, 它们分别对应波导中的 TM_{01} 模, HE_{11} 模, TM_{02} 模; 而在波导轴线上观测到的纵向电场 (E_z) 则主要包含两个频率分量: 1.36, 2.07 THz (图 10(b)), 对应 TM_{01} 模和 TM_{02} 模. 这一结果的产生是由于在轴线上角向非对称模 ($m \neq 0$) 的纵向电场为零, 而 TM_0 模的纵向电场在轴线上达到最大. 图 10(c) 为周期结构表面处观测到的角向磁场 (B_φ) 时域图及频谱, 其频谱分布与纵向电场 (E_z) 相同, 主要包含 TM_{01} 模, HE_{11} 模和 TM_{02} 模三个模式的场; 而在轴线上的角向磁场则主要包含两个频率: 1.42 和 1.65 THz (图 10(d)), 根据第 3 节理论计算的结果 (如图 5) 可知, 它们分别来自 HE_{11} 模和 HE_{12} 模. 由于角向对称模 ($m=0$) 的角向磁场在轴线上为零, 因此没有测得 TM_0 模的场.

图 11 为模拟得到辐射频率随电子注电压的变化. 观测点设在波导轴线处 ($r_0=0$), 观测场为角向磁场 B_φ (由上文分析可知, 测得的场主要来自 HE_{11} 模和 HE_{12} 模). 我们看到, 30, 40, 50 kV 电子注激励的 HE_{11} 模和 HE_{12} 模的频率分别为 1.35 和 1.57, 1.42 和 1.65, 1.50 和 1.71 THz, 与第 3 节理论计算的结果 (如图 5— 图 7) 是符合的.

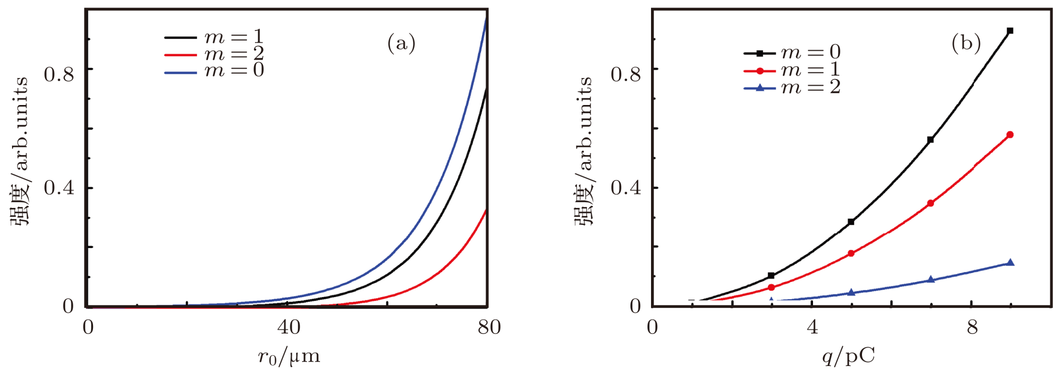

图 7 (a) 辐射场强随电子注注入位置的变化关系; (b) 辐射场强随电子注电荷量的变化关系

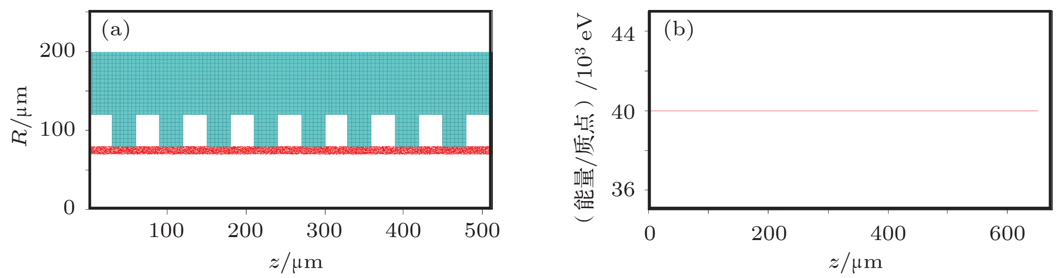

图 8 电子注相空间分布图 (a) r-z 空间; (b) z-kz(电子注能量) 空间

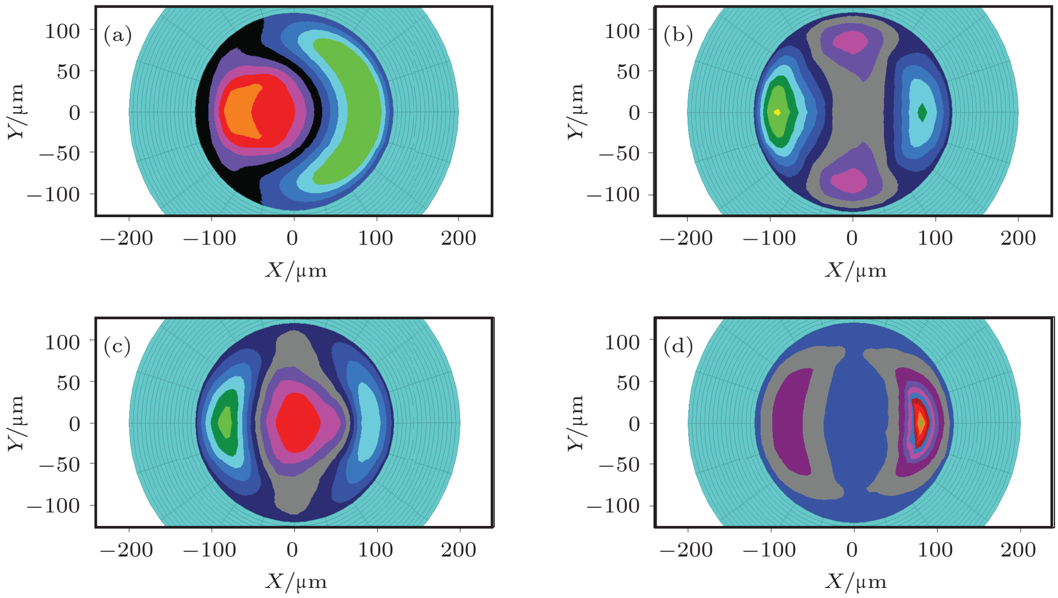

图 9 不同时刻波导横截面的纵向电场分布图 (电子注电压 40 kV, 电流密度 100 A/cm^2, 注入位置 r_0 = 70 μm)

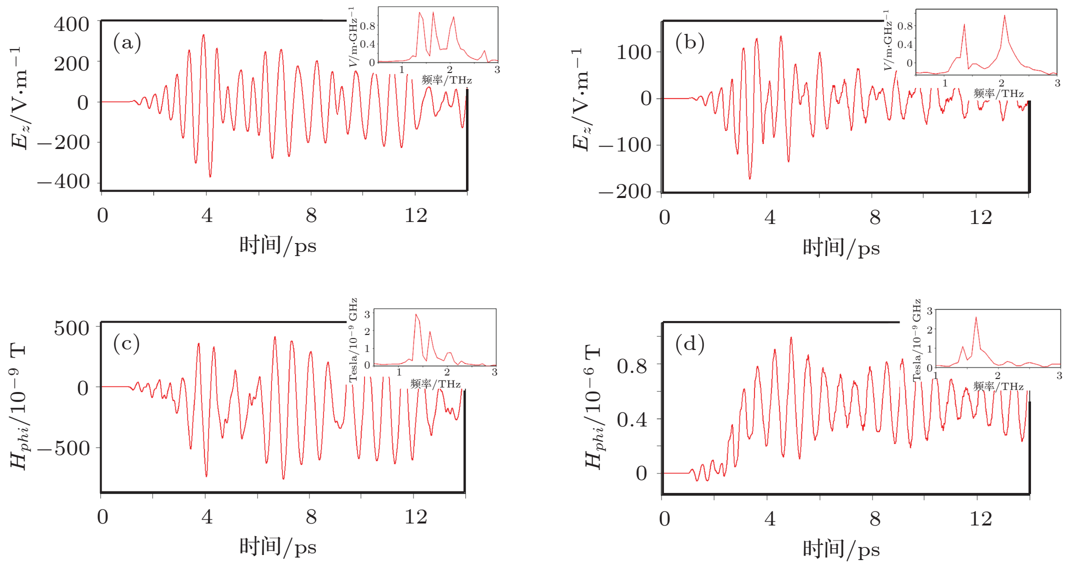

图 10 模拟测得波导不同位置处的电场及磁场时域图和频谱 (电子注参数同图 9) (a) 结构表面 ($r_0 = a$) 处纵向电场 (E_z) 及其频谱; (b) 轴线上 (r_0 = 0) 纵向电场 (E_z) 及其频谱; (c) 结构表面 ($r_0 = a$) 处角向磁场 (B_φ) 及其频谱; (d) 轴线上 (r_0 = 0) 角向磁场 (B_φ) 及其频谱

改变电子注的注入位置 r_0, 得到模拟结果如图 12 (r_0 = 10 μm) 和图 13 (r_0 = 30 μm) 所示. 可以看到, 激励的波导模式随注入位置的改变而改变: 当 r_0 = 10 μm 时, 波导中激励的主要是 TM_{01} 模 (图 12); 当 r_0 = 30 μm, 主要激励模式为 TM_{01} 模和 HE_{11} 模 (图 13). 这与理论计算结果 (如图 2) 也是符合的: 注入位置越接近波导轴线, 激励的模式越集中在低阶模.

图 14 为模拟得到电磁辐射强度 (轴线处角向磁场) 与注入位置 (r_0) 的关系与理论计算结果的比较: 模拟结果与理论计算结果符合较好, 均呈 $[I_1(kr_0)]^2$ 函数关系变化.

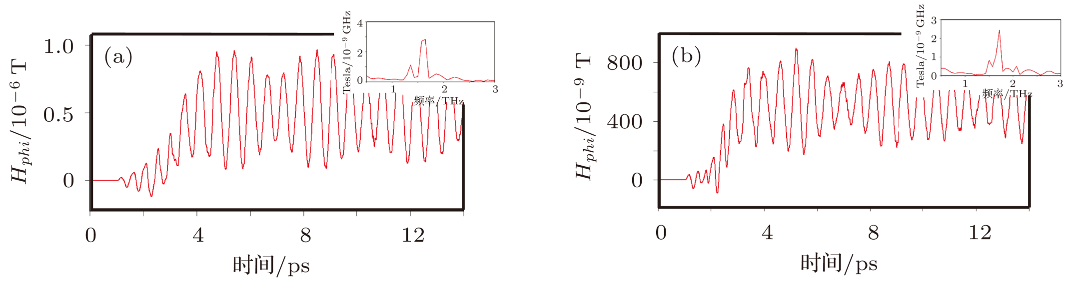

图 11　(a) 30 kV 激励时轴线处角向磁场 (B_φ) 及其频谱; (b) 50 kV 激励的轴线处角向磁场 (B_φ) 及其频谱

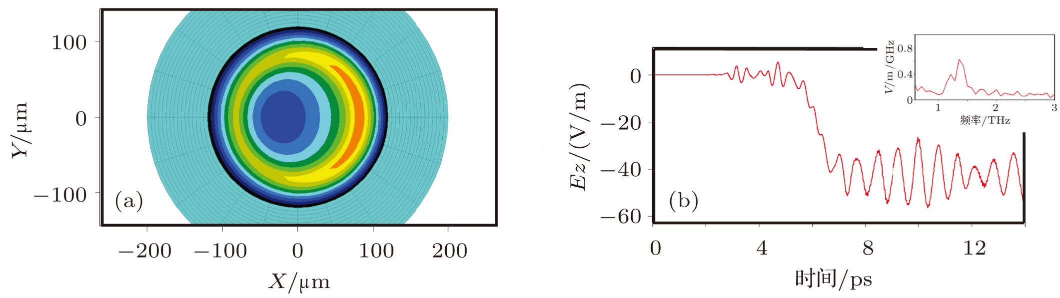

图 12　$r0 = 10$ μm 时 (a) 波导横截面的纵向电场分布图; (b) 结构表面 ($r_0 = a$) 处纵向电场 (E_z) 时域图及其频谱

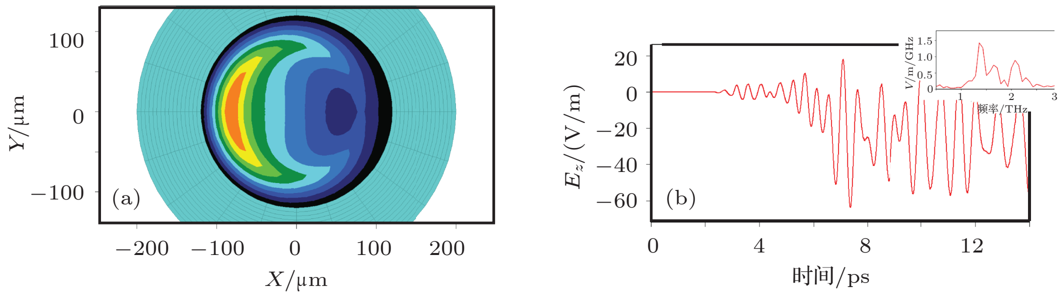

图 13　$r_0 = 30$ μm 时 (a) 波导横截面的纵向电场分布图; (b) 结构表面处纵向电场 (E_z) 时域图及其频谱

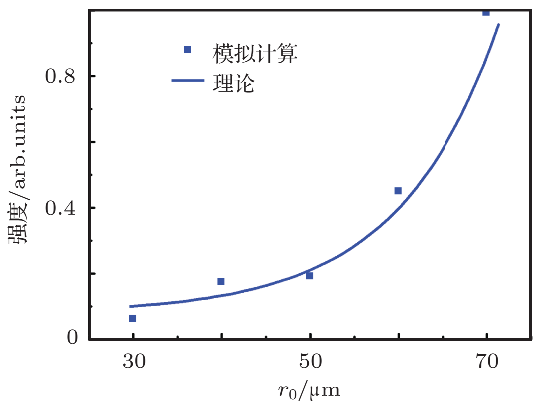

图 14　理论及模拟得到辐射强度 (轴向上角向磁场) 随注入位置的变化

5 结 论

我们第一次对电子注激励周期加载波导中非对称模产生衍射辐射进行了严格的理论分析和粒子模拟验证. 发现当电子注偏心激励的情况下, 周期加载波导中主要激励起角向对称模 TM_0 模, 以及角向变化数 1 和 2 的角向非对称模, 且电子注偏离轴线距离越大 (越靠近波导壁), 激励的角向非对称模场强越强. 周期加载波导中的角向非对称模不是单纯的 TE 波或 TM 波, 而是二者的耦合波 ——HE 波. 理论计算得出了各模式的色散关系,

各模式功率随电子注参数的变化关系: 辐射功率与电子注的激励位置呈变态贝塞尔函数平方关系, 与电子注电流平方成正比. 理论分析与计算机模拟的结果符合较好, 本文结果将为发展该类可调谐太赫兹辐射源提供重要的理论依据.

[1] Liu S G 2006 *China Basic Science* **1** 7 (in Chinese) [刘盛纲 2006 中国基础科学 **1** 7]

[2] Siegel P H 2002 *IEEE Trans. MTT* **50** 91

[3] Liu D W, Yuan X S, Yan Y, Liu S G 2009 *Chin. Phys.* B **18** 3049

[4] Ferguson B, Zhang X C 2003 *Physics* **32** 286 (in Chinese) [Bradley Ferguson, 张希成 2003 物理 **32** 286]

[5] Zhang R, Cao J C 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 3294 (in Chiense) [张戎, 曹俊诚 2010 物理学报 **59** 3294]

[6] Charles A Schmuttenmaer 2008 *International Journal of Terahertz Science and Technology* **1** 1

[7] Michael von Ortenberg 2008 *International Journal of Terahertz Science and Technology* **1** 9

[8] Li Z Y, Yao J Q, Xu D G, Zhong K, Wang J L, Bing P B 2011 *Chin. Phys.* B **20** 054207

[9] MacPherson E P2011 *International Journal of Terahertz Science and Technology* **3** 163

[10] Qi Q, Williams B S, Kumar S, Reno J L, Hu Q 2009 *Nat. Photon.* **3** 732

[11] Wang Y Y, Zhang C H, Ma J L, Jin B B, Xu W W, Kang L, Chen J, Wu P H 2010 *Acta Phys. Sin.* **58** 6884 (in Chinese) [王媛媛, 张彩虹, 马金龙, 金彪兵, 许伟伟, 康琳, 陈建, 吴培亨 2010 物理学报 **58** 6884]

[12] Thumm M 2010 *International Journal of Terahertz Science and Technology* **1** 31

[13] Zhang K C, Wu Z H, Liu S G 2009 *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves* **30** 309

[14] Zhang K C, Wu Z H, Liu S G 2008 *Chin. Phys.* B **17** 3402

[15] Swegle J A, Poukey J W, Leifeste G T 1985 *Phys. Fluids* **28** 2882

[16] Nguyen K T, Pasour J A, Antonsen T M 2009 *IEEE Trans. Electronic Devices* **56** 744

[17] Mineo M, Paoloni C 2011 *IVEC*-2011 265

[18] Adamo G, MacDonald K F, Fu Y H , Wang C M, Tsai D P, Garcia de Abajo F J, Zheludev N I 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 113901

[19] Liu S G, Hu M, Zhang Y X, Liu W H, Zhang P, Zhou J 2011 *Phys. Rev.* E **83** 066609

[20] Liu W M, Gai W 2009 *Phys. Rev.* st: *Accelerate. Beam* **12** 051301

[21] Wang D, Fan Z K, Chen D B, Deng J K 2007 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **35** 1070

[22] Wang H Y, Yang Z Q, Zhao L X, Liang Z 2005 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **33** 111

Radiation from the unsymmetrical modes of the periodical waveguide structure excited by eccentric electron beam*

Liu Wei-Hao Zhang Ya-Xin† Zhou Jun Gong Sen Liu Sheng-Gang

(*Terahertz Science and Technology Research Center, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu* 610054, *China*)

(Received 20 December 2011; revised manuscript received 2 January 2012)

Abstract

The special kind of diffraction radiation from the uniformly moving electron beam in a periodical waveguide structure has great potential applications in developing the tunable terahertz radiation sources. Rigorous theoretical analyses and detailed computer simulation on the diffraction radiation from the periodical waveguide structure excited by the eccentric electron beam are carried out. Our results show that the eccentric beam can primarily excite the axial symmetrical modes (TM_0 modes) and axial unsymmetrical modes with axial variation numbers of 1 and 2. The energies of the unsymmetrical modes increase with the distance of electron beam to the axis. For each mode, the radiation intensity changes with beam location as the square of modified Bessel function and in direct proportion with the square of the charge quantity. The results of theoretical analyses and computer simulations are in good agreement with each other. These results are of significance for developing this kind of radiation source.

Keywords: THz source, periodical waveguide structure, diffraction radiation, un-symmetric mode

PACS: 42.72.−g, 41.60.−m, 42.25.Fx

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61001031).

† E-mail: liuwhao@yeah.net