

## 基于场致发射阴极阵列的太赫兹源的物理机理研究\*

刘维浩 张雅鑫<sup>†</sup> 胡旻 周俊 刘盛纲

(电子科技大学太赫兹科学技术研究中心, 成都 610054)

(2011年8月25日收到; 2011年9月21日收到修改稿)

本文对一种基于场致发射阴极阵列 (FEA) 的太赫兹辐射源的物理机理进行了理论分析和粒子模拟验证. 采用场匹配法分析了器件的高频场结构, 确定  $\pi$  模作为器件的最优工作模式; 利用线性理论分析了器件的注波相互作用过程, 揭示了高频场对 FEA 阴极发射电流的预调制作用以及电子在阴阳极间隙的渡越时间效应是器件起振的物理原因; 分析得出了  $\pi$  模起振条件; 粒子模拟结果与理论分析具有较好的一致性.

**关键词:** 太赫兹源, FEA, 预调制, 渡越时间效应

**PACS:** 79.70.+q, 42.72.-g

## 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. 太赫兹辐射源的发展是太赫兹科学技术发展的基础<sup>[1-10]</sup>.

基于微加工技术的微真空电子器件是有望在太赫兹频段实现较大功率输出的一类重要器件<sup>[11-19]</sup>. 该器件的核心是场致发射阴极阵列 (FEA). 理论和实验表明, FEA 不仅能够产生极高电流密度的电子注而且容易实现微加工, 可以作为微真空电子学太赫兹源的重要基础. 2005 年, Lin 等人提出了一种基于 FEA 发射电流密度预调制效应的真空电子学太赫兹辐射源的器件模型<sup>[20-22]</sup>. 模拟结果显示: 模型在 1 kV 的工作电压下获得了约 1 THz 的电磁波输出. 该器件结构简单且不需要外加磁场, 容易实现微型化, 可望发展成新型太赫兹辐射源, 但是该器件工作的物理机理还需进行更

深入的探索研究.

本文旨在对此类器件工作的物理机理进行探讨, 通过粒子模拟与理论分析相结合, 分析了高频系统场分布特性及注波相互作用物理机理, 得出了器件的工作模式和起振条件, 模拟结果与理论分析能够得到基本一致的结果. 本文的研究结果将为该类太赫兹器件的发展提供理论支持.

## 2 器件模型及物理机理介绍

器件物理模型如图 1 所示: 器件的阳极板上设置了一系列矩形谐振腔, 它们与阴阳极间隙一起构成器件的高频系统, 阴极的电子发射采用 FEA, 每个阴阳极间隙的底部为电子发射区域. 场致发射阴极的电子注电流密度  $J$  与其表面电场  $E_s$  存在如下函数关系<sup>[23-25]</sup>:

$$J = \frac{AE_s^2}{\varphi t(y)^2} e^{-\frac{Bv(y)\varphi^{3/2}}{E_{s0}}}, \quad (1)$$

其中,  $A, B$  为 Fowler-Nordheim 常数;  $\varphi$  为有效功函数 (它反应阴极表面的粗糙度程度);  $t(y)$  与  $v(y)$  在通常情况下可以由下面的式子给出:  $y = 3.79 \times 10^{-5} E_s^{1/2} / \varphi$ ,  $t(y)^2 = 1.1$ ,  $v(y) = 0.95 - y^2$ .

\* 国家自然科学基金青年科学基金项目 (批准号: 61001031) 资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: zhangyaxin@uestc.edu.cn

可以看到, 阴极发射的电流密度是其表面电场的正相关函数.

器件工作的物理过程可以简要概括如下: 由于阳极谐振腔的存在, 阴极发射的电子将在这些谐振腔中以及阴阳极间隙激励起特定模式的高频场, 这一高频场反过来作用在场致发射阴

极的表面, 对阴极发射电流密度 (通过 (1) 式) 进行调制, 经过密度预调制的电子注在往阳极运动的过程中与高频场进行相互作用, 若电子注的群聚中心落在高频场的减速区, 则电子注将向高频场交出能量而放大高频场, 维持高频振荡的顺利进行.

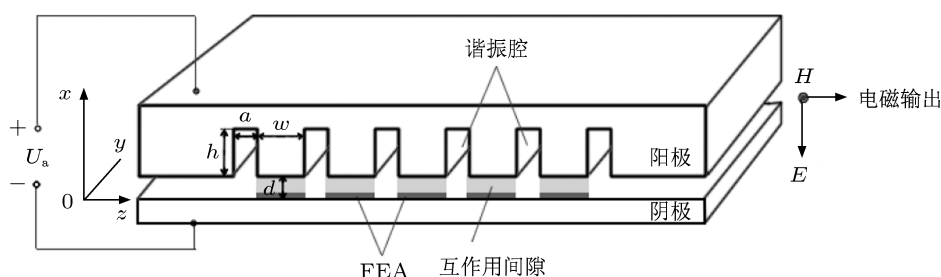


图1 物理模型

### 3 高频系统的电磁模式分析

为确定器件的最优工作模式及其频率, 我们首先采用场匹配法求解高频结构 (不含电子注) 的特征方程及各模式的场分布. 在图 1 所示的坐标系中, 相互作用区和谐振腔中的场分量分别可以写成:

相互作用区:

$$\begin{aligned} E_z^I &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} E_n^I \frac{\sin(k_{xn}x)}{\sin(k_{xn}d)} e^{-jk_{zn}z}, \\ E_x^I &= \frac{-jk_{zn}}{k_{xn}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} E_n^I \frac{\cos(k_{xn}x)}{\sin(k_{xn}d)} e^{-jk_{zn}z}, \\ H_y^I &= \frac{-j\omega\varepsilon}{k_{xn}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} E_n^I \frac{\cos(k_{xn}x)}{\sin(k_{xn}d)} e^{-jk_{zn}z}. \end{aligned} \quad (2)$$

阳极矩形腔区:

$$\begin{aligned} E_z^{II} &= E^{II} \frac{\sin(k(d+h-x))}{\sin(kh)}, \\ H_y^{II} &= \frac{j\omega\varepsilon}{k} E^{II} \frac{\cos(k(d+h-x))}{\sin(kh)}. \end{aligned} \quad (3)$$

其中,  $E_n^I$ ,  $E^{II}$  为待定系数,  $k_{xn} = \sqrt{k^2 - k_{zn}^2}$ ,  $k = \omega/c$ ,  $k_{zn} = k_{z0} + \frac{2n\pi}{L}$ ,  $\omega$  为角频率,  $c$  为真空中的光速.

利用边界匹配条件得到结构的特征方程

$$-\frac{a}{L} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{k}{k_{xn}} \left[ \frac{\sin(\frac{k_{zn}a}{2})}{\frac{k_{zn}a}{2}} \right]^2 \cot(k_{xn}d)$$

$$= \cot(kh). \quad (4)$$

根据 (4) 式就可以确定不同模式的振荡频率 (即高频结构的模谱). 需要指出的是, 在 (2) 式中, 我们采用了周期边界条件, 即认为谐振腔的个数是无限的, 这将导致在同一个布里渊区内将有无数个谐振模式. 而在实际器件中, 阳极谐振腔的个数是有限的, 即只有有限个谐振模式存在于同一个布里渊区内. 不难发现, 腔的个数越多, 各谐振模式的振荡频率越接近, 这容易导致模式竞争而影响器件工作的稳定性 [26]. 反之, 如果腔个数过少则高频振荡将难以建立且注波相互作用不够充分而影响器件的输出功率和效率. 鉴于以上考虑, 本文选定腔的个数为六. 其振荡模式按照单个谐振腔的相移可分别写成  $\pi/6$  模,  $2\pi/6$  模,  $3\pi/6$  模,  $4\pi/6$  模,  $5\pi/6$  模,  $\pi$  模.

要使电子注在阴阳极间隙与高频场进行充分有效的能量交换, 就要求间隙具有分布均匀且幅值稳定的横向 ( $x$  向) 电场. 因此, 选择工作模式的关键是依据其在相互作用区的场分布. 利用边界匹配条件, 相互作用区横向电场表达式 (2) 可变为

$$\begin{aligned} E_x^I &= E^{II} \frac{-j2}{L} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{k_{xn}} \sin\left(\frac{k_{zn}a}{2}\right) \\ &\quad \times \frac{\cos(k_{xn}x)}{\sin(k_{xn}d)} \cos\left(\theta + \frac{z}{L}2n\pi\right), \end{aligned} \quad (5)$$

其中,  $\theta$  为单个周期的相移 (即模式).

表 1 模型结构参数

$a/\mu\text{m}$	$h/\mu\text{m}$	$d/\mu\text{m}$	$L/\mu\text{m}$	焦散数
20	60	8	60	6

通过对模型结构进行优化, 我们选定工作在太赫兹频段的器件结构参数如表 1 所示, 图 2 为利用 (5) 式计算得到相互作用间隙不同模式的横向电场  $E_x^I$  随  $z$  的变化. 可以看到,  $\pi$  模场在每个两个相邻相互作用间隙大小相等, 方向相反, 且在每个相互作用间隙都有分布均匀且幅值稳定的横向电场. 这说明,  $\pi$  模场在每个阴阳极间隙都能与电子注进行有效的相互作用, 有利于提高器件的效率及工作稳定性. 而非  $\pi$  模式的场分布在间隙则呈现明显的不均匀, 不能满足注波相互作用要求, 对器件的稳定工作显然

是不利的. 图 3 为计算机模拟得到的各个模式在相互作用区的场分布情况, 可以看到其结果与理论计算的结果是符合的.

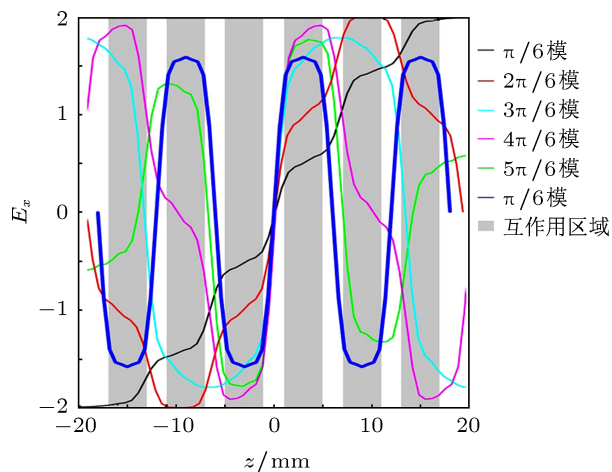


图 2 不同模式  $E_x^I$  幅值随  $z$  的分布

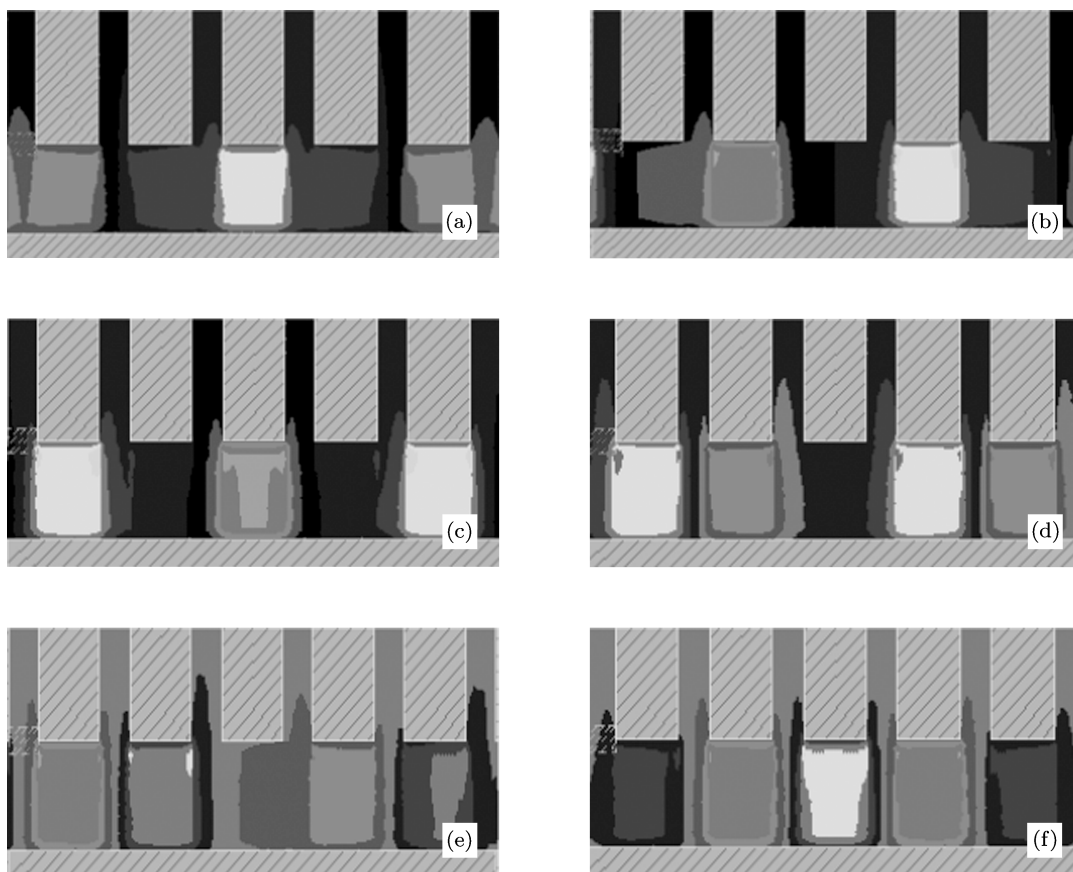


图 3 不同模式场分布的模拟结果

综上所述,为提高器件的工作效率和稳定性,应尽量使其工作在 $\pi$ 模,即 $\pi$ 模为器件工作的最佳模式.图4为理论计算与模拟得到的模谱图.可以看到, $\pi$ 模谐振频率约为1.06 THz,理论计算和模拟结果一致.

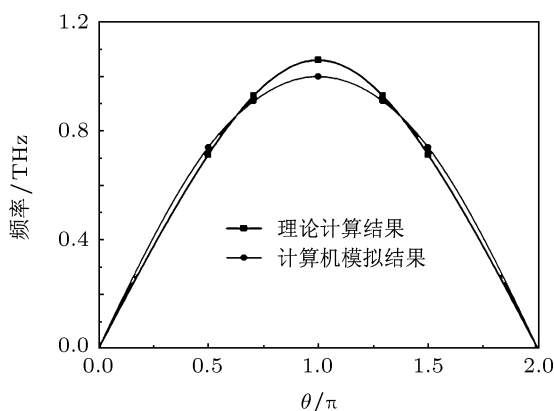


图4 高频系统模谱图

#### 4 注波相互作用机制分析

本节讨论电子注与高频场的相互作用过程,从而确定器件的起振条件.我们作如下分析:假设系统中已经存在 $\pi$ 模场分布,考察电子注与场的相互作用,如果其结果是电子注向高频场交出能量,则振荡能够维持,即 $\pi$ 模能够有效起振,所需的电子注条件(电压条件)即器件的 $\pi$ 模起振条件.

由于 $\pi$ 模在每个相互作用间隙的场分布在一个周期内是相同的,也就是说在一个周期内每个间隙的注波相互作用过程是等价的,因此分析时只需考虑电子注在其中一个间隙的情况.根据图1给出的模型及坐标系,当阴阳极之间加上直流电压时,电子注从阴极表面发出,在阴阳极间隙激励起高频场,这样在相互作用间隙既存在直流场又存在高频场.由于间隙的纵向( $z$ 向)长度远大于( $x$ 向)间隙宽度,可以认为每个间隙的场在 $z$ 向分布是均匀的.此时间隙内 $x$ 方向电场可表示为直流分量与高频分量的线性叠加

$$E_x = E_0 + E_1 \sin(\omega t + \phi_0), \quad (6)$$

其中 $E_0$ 代表直流分量振幅,其与直流电压 $V_0$ 的关系为 $E_0 = V_a/d$ , $E_1$ 代表高频简谐分量振幅, $\omega$ 为高频场(即 $\pi$ 模)的角频率, $\phi_0$ 为初始相位.

将(6)式代入(1)式,利用小信号假设 $E_1 \ll E_0$ ,略去高频分量的二次项,得到阴极发射电流密度

$$J_x = \frac{A(E_0^2 + 2E_0E_1 \sin(\omega t + \phi_0))}{\varphi t(y)^2} \times e^{-\frac{Bv(y)\varphi^{3/2}}{E_0}}. \quad (7)$$

(7)式表明,阴极发射的电流密度同样可写成直流分量与高频分量的线性叠加

$$J_x = J_0 + J_1 \sin(\omega t + \phi_0), \quad (8)$$

其中

$$J_0 = \frac{AE_0^2}{\varphi t(y)^2} e^{-\frac{Bv(y)\varphi^{3/2}}{E_0}},$$

$$J_1 = \frac{2AE_0E_1}{\varphi t(y)^2} e^{-\frac{Bv(y)\varphi^{3/2}}{E_0}}.$$

设阴极发射电子的初始速度为 $v_0$ ,则利用电流密度表达式 $J = \rho v_0$ 可以求出电子注进入间隙的初始时刻的电荷密度为

$$\rho_{st} = \rho_0 + \rho_1 \sin(\omega t + \phi_0), \quad (9)$$

其中直流分量与高频分量分别为 $\rho_0 = \frac{1}{v_0} \frac{AE_0^2}{\varphi t(y)^2} e^{-\frac{Bv(y)\varphi^{3/2}}{E_0}}$ , $\rho_1 = \frac{2AE_0E_1}{v_0 \varphi t(y)^2} e^{-\frac{Bv(y)\varphi^{3/2}}{E_0}}$ .

可以看到电子注在进入高频间隙的初始时刻就已经经过了密度调制.

为分析间隙的注波相互作用过程,首先考虑单个电子与高频场的相互作用.单个电子在阴阳极间隙的动力学方程可表示为<sup>[27]</sup>

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = -e(E_0 + E_1 \sin(\omega t + \phi_0)). \quad (10)$$

利用速度初始条件 $\left. \frac{dx}{dt} \right|_{t=0} = v_{st}$ 对其积分得到电子速度表达式

$$v = v_{st} - \frac{e}{m} E_0 t - \frac{e}{\omega m} \times E_1 (\cos \phi_0 - \cos(\omega t + \phi_0)). \quad (11)$$

再利用位移初始条件 $x|_{t=0} = 0$ 对(11)式积分得到电子运动方程

$$x = v_{st} t - \frac{eE_0}{m} \frac{t^2}{2} - \frac{eE_1}{\omega m} t \cos \phi_0 + \frac{eE_1}{\omega^2 m} (\sin(\omega t + \phi_0) - \sin \phi_0). \quad (12)$$

为了求解(12)式,令

$$t = t_0 + \delta(\phi_0), \quad (13)$$

其中,  $t_0$  为直流场单独存在情况下单个电子在阴阳极之间的渡越时间, 其值满足式

$$d = v_{st}t_0 - \frac{eE_0}{m} \frac{t_0^2}{2}, \quad (14)$$

$\delta(\phi_0)$  为考虑高频场之后的修正量, 根据小信号假设其满足  $\delta(\phi_0) \ll t_0$ . 将 (13) 式代入 (12) 式并忽略  $\delta(\phi_0)$  二次项得到

$$x = v_{st}t_0 - \frac{eE_0}{m} \frac{t_0^2}{2} - \frac{eE_1}{\omega m} t_0 \cos \phi_0 + \delta \left( v_{st} - \frac{eE_0}{m} t_0 - \frac{eE_1}{\omega m} \cos \phi_0 \right)$$

$$+ \frac{eE_1}{\omega^2 m} (\sin(\omega t_0 + \omega \delta + \phi_0) - \sin \phi_0). \quad (15)$$

定义

$$\theta_0 = \omega t_0 \quad (16)$$

为直流渡越角. 将 (15) 式右端含  $\delta$  的项在  $\theta_0 + \phi_0$  处进行泰勒级数展开并忽略其二次及更高次项得

$$\begin{aligned} & \sin(\theta_0 + \phi_0 + \omega \delta(\phi_0)) \\ & \approx \sin(\theta_0 + \phi_0) + \omega \delta(\phi_0) \cos(\theta_0 + \phi_0). \end{aligned} \quad (17)$$

将 (14) 式和 (17) 式代入 (15) 式得到  $\delta(\phi_0)$  为满足方程

$$\delta(\phi_0) = \frac{\theta_0 \cos \phi_0 - \sin(\theta_0 + \phi_0) + \sin \phi_0}{\frac{\omega^2 m}{eE_1} v_{st} - \frac{\omega E_0}{E_1} \theta_0 - \omega \cos \phi_0 + \omega \cos(\theta_0 + \phi_0)}. \quad (18)$$

比较 (18) 式分母各式发现, 在小信号假设 ( $E_0 \gg E_1$ ) 的条件下  $\frac{\omega E_0}{E_1} \theta_0$  远大于其他两项, 因此可略去另外两项将 (18) 式化简为

$$\delta(\phi_0) = -\frac{E_1}{E_0} \frac{\theta_0 \cos \phi_0 - \sin(\theta_0 + \phi_0) + \sin \phi_0}{\omega \theta_0}. \quad (19)$$

这就是考虑了高频场之后电子渡越时间的修正量. 将其代入 (13) 式即得到在直流场与高频场共同作用下的电子渡越时间. 再将电子渡越时间  $t$  代入速度表达式 (11), 得到电子到达阳极时刻的速度为

$$v = v_0 + \frac{eE_1}{m\omega} \left( \frac{-\sin(\theta_0 + \phi_0) + \sin \phi_0 + \theta_0 \cos(\theta_0 + \phi_0)}{\theta_0} \right), \quad (20)$$

其中,  $v_0$  为直流场单独存在情况下电子到达阳极的速度. (20) 式表明考虑间隙高频场之后电子到达阳极的速度是随直流渡越角  $\theta_0$  和初始相位  $\phi_0$  变化的函数, 这正是电子与高频场相互作用的结果. 因此, 电子到达阳极时的动能可表示为

$$\begin{aligned} \frac{mv^2}{2} &= \frac{mv_0^2}{2} + v_0 \frac{eE_1}{m\omega} \left( \frac{-\sin(\theta_0 + \phi_0) + \sin \phi_0 + \theta_0 \cos(\theta_0 + \phi_0)}{\theta_0} \right) \\ &+ \frac{m}{2} \left( \frac{eE_1}{\omega m} \left( \frac{-\sin(\theta_0 + \phi_0) + \sin \phi_0 + \theta_0 \cos(\theta_0 + \phi_0)}{\theta_0} \right) \right)^2, \end{aligned} \quad (21)$$

其中,  $mv_0^2/2$  为直流场单独存在下电子到达阳极时具有的动能, 根据能量守恒定律其值等于  $eV_a$ . 可以看到, 在高频场存在的情况下电子到达阳极时的动能不再是  $eV_a$ , 而是与直流渡越角  $\theta_0$  和初始相位  $\phi_0$  有关的函数. 根据小信号条件, 略去  $E_1$  二次项, 并且令

$$f(\theta_0, \phi_0) = \frac{-\sin(\theta_0 + \phi_0) + \sin \phi_0 + \theta_0 \cos(\theta_0 + \phi_0)}{\theta_0}, \quad (22)$$

则 (21) 式可简化为

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{mv_0^2}{2} + v_0 \frac{eE_1}{m\omega} f(\theta_0, \phi_0). \quad (23)$$

电子是从高频场获得能量还是向高频场交出能量, 由等式右边的第二项决定, 若其值大于零, 则电子从高频场获得能量, 反之, 则电子向高频场交出能

量. 注意到电场  $E_1$  的方向与  $v_0$  的方向相反, 因此若  $f(\theta_0, \phi_0)$  大于零, 则  $\frac{mv^2}{2} < \frac{mv_0^2}{2}$ , 即电子到达阳极时的能量比直流场单独存在时小, 减小的电子动能转化高频场能量; 反之, 当  $f(\theta_0, \phi_0)$  小于零, 则电子从高频场吸收能量, 动能增加, 这对维持高频振荡显然是不利的.

以上考虑的是单个电子与高频场相互作用的情形. 器件起振需要考虑阴极不同时刻发射的所有电子与高频场作用的共同效果, 只有当向高频场交出能量的电子比从高频场获得能量的电子多时, 注波互作用的整体效果才是放大高频场而使振荡得以维持. 因此需要考虑群聚中心电子对应的  $f(\theta_0, \phi_0)$  值的正负情况. 根据前面的分析, 阴极发射的电子注在进入互作用区之初就已经经过了高频场调制, 由 (9) 式可以求出电子注初始电荷密度表达式为 ( $t = 0$ )

$$\rho_{st} = \rho_0 + \rho_1 \sin \phi_0. \quad (24)$$

由 (24) 式可知, 初始相位  $\phi_0$  等于  $\pi/2$  的电子为阴极发射电子注的群聚中心, 因此器件是否能够起振取决于  $f(\theta_0, \pi/2)$  的正负. 根据 (22) 式可以求出一个周期内  $f(\theta_0, \pi/2)$  随直流渡越角  $\theta_0$  的变化情况如图 5 所示. 可以看到, 当  $0 < \theta_0 < 0.6\pi$  时 (图中 A 点左边区域)  $f(\theta_0, \pi/2)$  值小于 0, 电子注从高频场吸收能量, 器件不能起振  $\pi$  模; 当  $0.6\pi < \theta_0 < 2\pi$  时  $f(\theta_0, \pi/2)$  值大于 0, 电子注向高频场交出能量, 器件能够起振  $\pi$  模, 相应的  $\theta_0$  取值范围即为管子的  $\pi$  模起振条件. 对于给定结构尺寸的器件来说, 只要电子注工作电压确定, 直流渡越角就是确定的. 因此  $\theta_0$  的起振条件可以转换为对应电子注电压的起振条件, 这对器件来说更具实际意义.

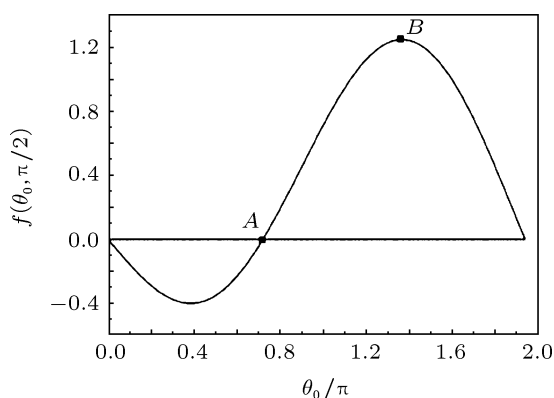


图 5  $f(\theta_0, \pi/2)$  随  $\theta_0$  的变化情况

以上只是单独考虑  $\pi$  模的起振条件. 事实上在一定工作电压条件下器件可能同时激励几种模式的高频场, 即出现模式竞争. 因此要使器件单独工

作在  $\pi$  模, 应该调节电压使其工作在  $f(\theta_0, \pi/2)$  值最大的点 (如图 5 中的 B 点). 因为此时电子注向高频场 ( $\pi$  模) 交出的能量最多, 互作用效率最高, B 点也即为  $\pi$  模的理想工作点.

## 5 注波互作用粒子模拟验证

热测模拟仍然采用表 1 所示模型结构参数. 计算得到不同阳极电压情况下  $f(\theta_0, \pi/2)$  值如图 6 所示. 可以看到, 工作电压在 0.68 kV 到 2.2 kV 之间取值时均满足  $\pi$  模起振条件, 阳极电压 1 kV 对应的值最大, 为  $\pi$  模的理想工作电压. 粒子模拟时, 电子注电压分别取 0.7 kV, 1 kV 和 1.5 kV, 所得结果如图 7 所示.

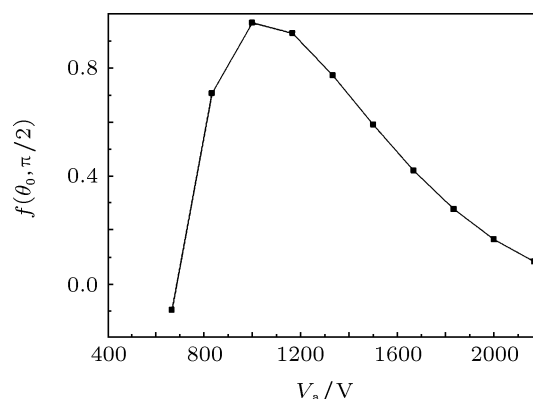


图 6  $f(\theta_0, \pi/2)$  随工作电压的变化

可以看到, 当电子注电压 1 kV 时高频振荡最稳定, 从场分布和频谱图 (高频场频率为 1.06 THz) 可以看出此时器件激励  $\pi$  模, 与理论分析的结果符合. 图 7(a) 表明, 当电子注电压为 0.7 kV 时, 器件同时激励起了两个模式, 说明此时电压同时满足两个模式的起振条件, 器件发生了模式竞争. 图 7(c) 表明, 当阳极电压 1.5 kV 时, 结构中的高频振荡同样不稳定, 不能够有效起振  $\pi$  模. 可以看到, 在后两种情况下器件结构中激励的高频场幅值明显较  $\pi$  模最佳工作情况下的高频场幅值低. 图 8 进一步观察了  $\pi$  模工作 (工作电压 1 kV) 时的阴极发射电流及其频谱. 可以看到, 阴极发射电流为直流分量和交流分量的叠加, 这说明文章中做的线性理论分析是合理的.

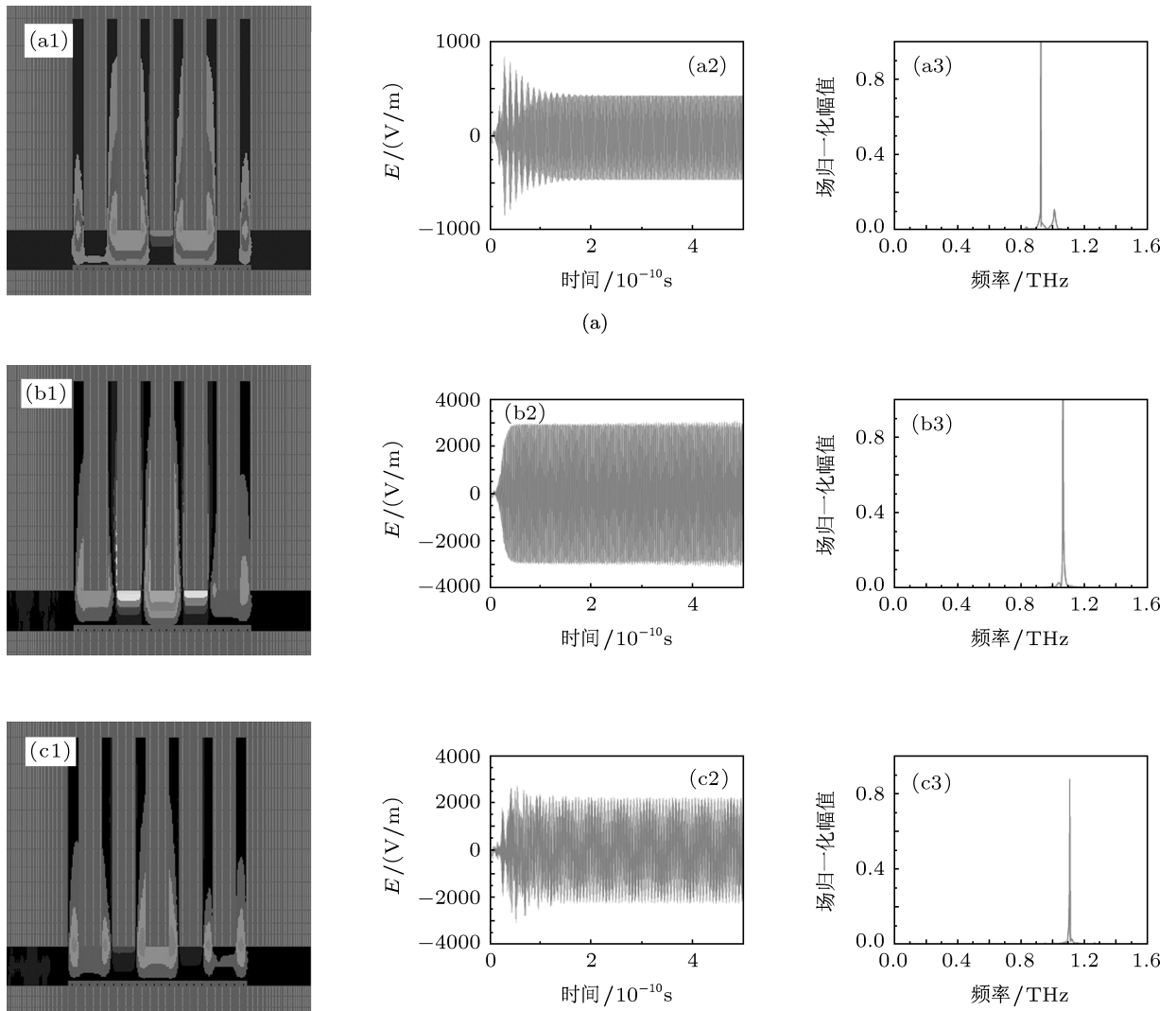


图7 不同电压情况下的热侧模拟结果 (a) 工作电压 0.7 kV 时的模拟结果 (a1 为场分布图, a2 为场时域图, a3 为场频谱图); (b) 工作电压 1 kV 时的模拟结果 (b1 为场分布图, b2 为场时域图, b3 为场频谱图); (c) 工作电压 1.5 kV 时的模拟结果 (c1 为场分布图, c2 为场时域图, c3 为场频谱图)

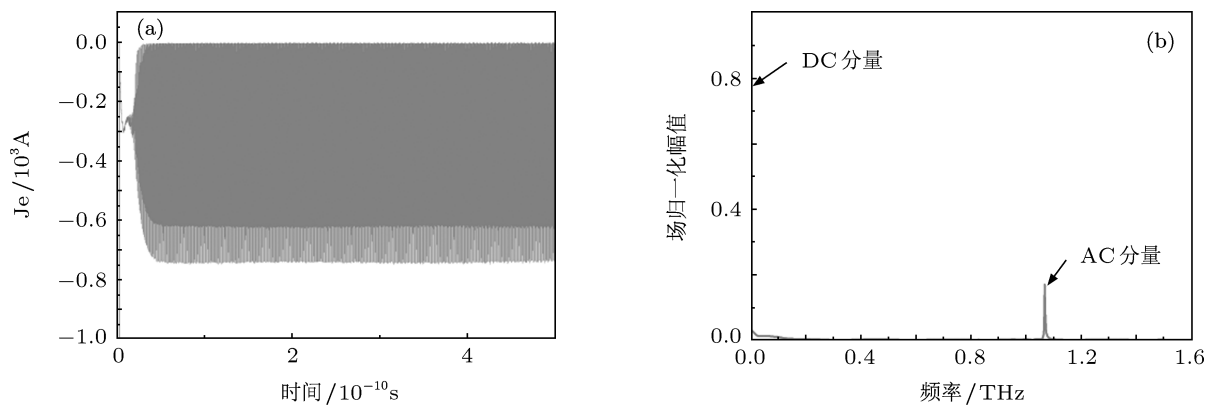


图8 阴极发射电流密度 (a) 及其频谱 (b)

图 9 为 $\pi$ 模激励情况下不同时刻粒子的相空间分布图. 可以看到, 起振之前每个间隙电子注的能量分布是相同的, 其最大动能 (到达阳极时的动能) 等于阳极直流电压决定的势能; 起振之后电子的相空间图发生显著变化: 绝大部分电子的能量低于上述势能, 只有少部分的电子能量达到或超过这一势

能. 这说明大部分电子失去了部分动能而将其转移给高频场, 只有少部分电子从高频场吸收能量而使动能增加. 总的效果是电子注向高频场交出能量而使振荡持续进行, 这与理论分析的结果是符合的. 图中不同时刻相邻相互作用间隙电子相位空间分布在相位上刚好相反, 这也反应了 $\pi$ 模场结构的特点.

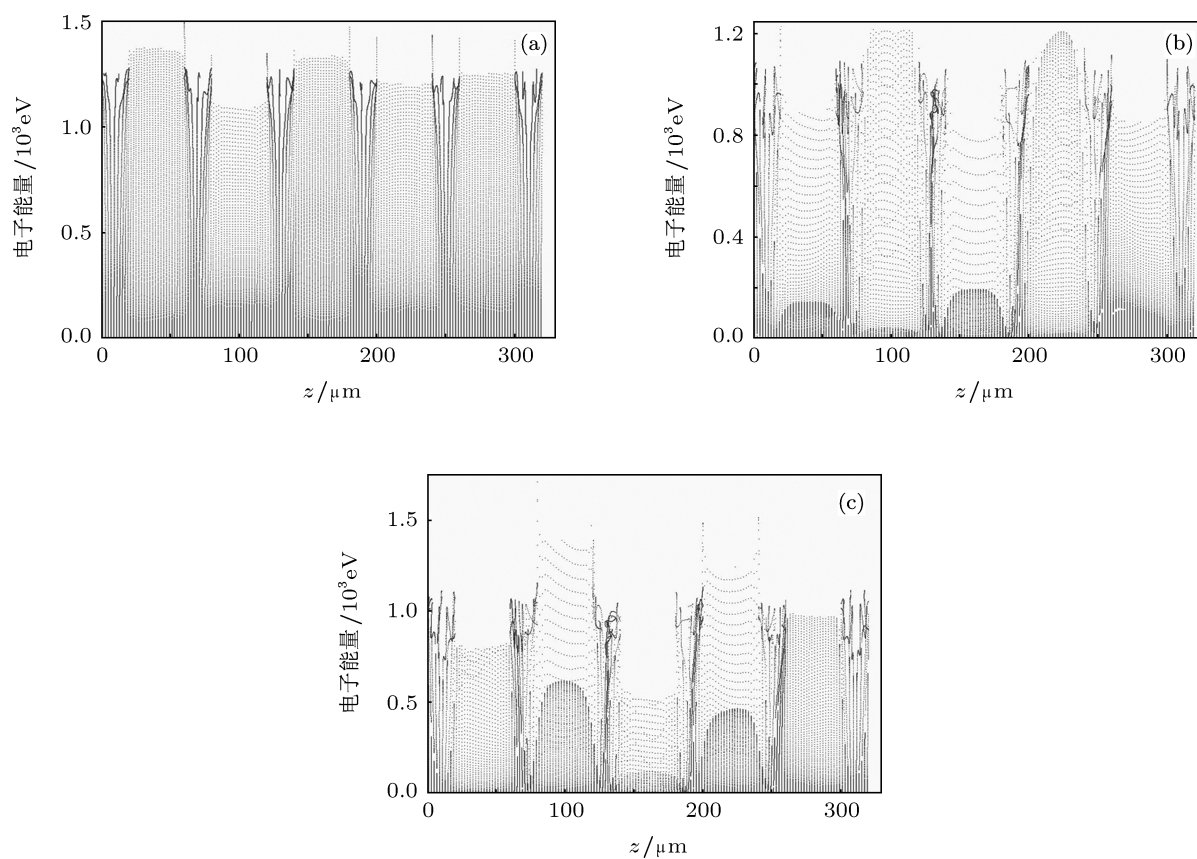


图 9 电子注的能量相空间分布 (a) 为起振之前能量相空间分布; (b), (c) 分别为起振  $\pi$  模后不同时刻的能量相空间分布

## 6 结论

本文对基于场致发射阴极的太赫兹源的工作原理进行了详细的理论分析和粒子模拟验证. 分析发现  $\pi$  模场结构是其能够作为器件工作模式的原

因; 高频场对场致发射阴极的发射电子注电流密度的预调制作用以及电子注在阴阳极间隙的渡越时间效应是器件工作的物理机理. 本文利用线性理论得出了器件起振的条件, 理论分析与粒子模拟的结果能够较好的符合.

- [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 transactions on Microwave Theory and Techniques* **50** 91

- [3] Bradley Ferguson, Zhang X C 2003 *Phys.* **32** 286 (in Chinese) [Bradley Ferguson, 张希成 2003 物理 **32** 286]  
 [4] Sun B, Yao J Q 2006 *Chinese Journal of Lasers* **33** 1349 (in Chinese) [孙博, 姚建铨 2006 中国激光 **33** 1349]



- [5] Cao J C 2006 *Phys.* **35** 632 (in Chinese) [曹俊诚 2006 物理 **35** 632]
- [6] Zhang R, Cao J C 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 3294 (in Chinese) [张戎, 曹俊诚 2010 物理学报 **59** 3294]
- [7] Liu H, Xu D G, Yao J Q 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5662 (in Chinese) [刘欢, 徐德刚, 姚建铨 2008 物理学报 **57** 5662]
- [8] 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, 金飘兵, 许伟伟, 康琳, 陈健, 吴培亨 2010 物理学报 **58** 6884]
- [9] Kohler R, Tredicucci A, Beltram F 2002 *Nature* **417** 156
- [10] Schmuttenmaer C A 2008 *International Journal of Terahertz Science and Technology* **1** 1
- [11] Booske J H 2001 *IEEE International Conference on Plasma Science* p O1E5
- [12] Schwoebel P R, Spindt C A, Holland C E 2005 *J. Vac. Sci. Technol. B* **23** 691
- [13] Vishnu Srivastava 2008 *Journal of Physics: Conference Series* **114** 012015
- [14] Liao F J 2003 *Acta Elets. Sin.* **31** 1361 (in Chinese) [廖复疆 2003 电子学报 **31** 1361]
- [15] Liao F J 2006 *Acta Elets. Sin.* **34** 513 (in Chinese) [廖复疆 2006 电子学报 **34** 513]
- [16] Spindt C A, Holland C E, Rosengreen A, Ivor Brodie 1991 *IEEE Trans. on ED* **38** 2355
- [17] Qin H F, Guo T L 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 1224 (in Chinese) [覃华芳, 郭太良 2008 物理学报 **57** 1224]
- [18] Wang Y, Wu Q, Shi w, He X J, Yin J H 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 924 (in Chinese) [王玥, 吴群, 施卫, 贺训军, 殷景华 2009 物理学报 **58** 924]
- [19] Wang Y, Wu Q, Wu Y M, Bo J H, Wang D X, Wang Y, Li L W 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 057801 (in Chinese) [王玥, 吴群, 吴昱明, 博佳辉, 王东兴, 王岩, 李乐伟 2011 物理学报 **60** 057801]
- [20] Lin M C, Huang K H, Lu P S, Lin P Y, Jao R F 2005 *J. Vac. Sci. Technol. B* **23** 849
- [21] Lin M C, Lu P S 2005 *J. Vac. Sci. Technol. B* **23** 636
- [22] Lin M C, Lu P S 2007 *J. Vac. Sci. Technol. B* **25** 631
- [23] Fowler R H, Nordheim L W 1929 *Proc. R. Soc. London, Ser. A* **119** 173
- [24] Nordheim L W 1928 *Proc. R. Soc. London, Ser. A* **121** 626
- [25] Busta, Heinz H, Spindt, Charles A 1991 *IEEE Transactions on Electron Devices* **38** 2558
- [26] Zhang Z T 1980 *Principles of Microwave Electronics (II)* (Beijing: National Defence Industry Press) p113—p116 (in Chinese) [张兆镗 1980 微波电子管原理 (下) (北京: 国防工业出版社) 第 113—116 页]
- [27] Zhou C M, Liu G Z, Liu Y G, Li J Y, Ding W 2007 *High Power Microwave Sources* (Beijing: Atomic Energy Press) p89—p93 (in Chinese) [周传明, 刘国治, 刘永贵, 李家胤, 丁武 2007 高功率微波源 (北京: 原子能出版社) 第 89—93 页]

# Mechanism study of a THz source using field emission array\*

Liu Wei-Hao Zhang Ya-Xin<sup>†</sup> Hu Min Zhou Jun Liu Sheng-Gang

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

(Received 25 August 2011; revised manuscript received 21 September 2011)

## Abstract

The micro-vacuum electronic device is one of the most promising sources for the generation of high power THz-wave radiations. In this paper, the systematical theoretical analyses and computer simulations on the physical mechanism of a kind of micro-vacuum electronic THz radiation source based on the cathode of field-emission array (FEA) are carried out. The mode matching method is used to study the electromagnetic characteristics of the structure, and  $\pi$ -mode is confirmed to be an optimal operation mode for its field distribution. Linear theory (small signal theory) is used to analyze the beam-wave interaction of this kind of source, and the starting condition of the  $\pi$ -mode oscillation is derived. The premodulation of electron beam emitted from FEA and the electron transit time effect in the interaction gap are the physical cause of the electromagnetic oscillation. These results are well verified by the computer simulations.

**Keywords:** THz sources, FEA, premodulation, transit time effect

**PACS:** 79.70.+q, 42.72.-g

---

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

<sup>†</sup> E-mail: zhangyaxin@uestc.edu.cn