

充填不同气体相对论返波管特性的 PIC-MCC 模拟

李小泽 王建国 童长江 张 海

(西北核技术研究所, 西安市 69 信箱 5 室, 西安 710024)

(2007 年 11 月 22 日收到, 2007 年 12 月 9 日收到修改稿)

讨论了 PIC-MCC 方法的基本原理以及在 UNIPIC 软件中的编程实现, 并用该软件模拟了充填不同种类气体在不同气压下相对论返波管的气体电离过程, 讨论了所产生的等离子体对电子束的传输以及波束相互作用的影响, 给出了返波管输出功率、频率和起振时间随气体种类和气压等参数的变化情况. 模拟结果表明, 电离产生的阳离子是返波管性能改善的原因, 而腔内滞留的低能电子是破坏返波管振荡而引起脉宽缩短的重要因素.

关键词: 蒙特卡罗碰撞, 粒子模拟, 高功率微波, 相对论返波管

PACC: 8760G, 4180D, 5265, 5280P

1. 引 言

相对论返波管 (relativistic backward wave oscillator, RBWO) 具有高功率、高效率和结构简单等特点, 从上世纪 70 年代以来一直是研究热点. 实验表明, 在 RBWO 中充填一定密度的等离子体能提高输出功率和效率, 并能在一定频率范围内调谐^[1]. 文献^[2]报道了向 RBWO 中加入等离子体, 输出功率提高了 7 倍. 目前 RBWO 加载等离子体有两种方式, 一是向返波管中直接加入预电离的等离子体^[3]; 二是在返波管内加入一定量的中性气体, 通过电子束和中性气体碰撞电离产生等离子体^[2]. 在许多实验中, 采用第二种加载方式. 这种方法有两个好处, 设备简单, 而且等离子体几乎都产生在电子束通道中, 该通道正需要电荷的中和作用. 这种方法的显著特点是电子束脉宽 (30—150 ns) 与生成等离子体的特征时间相差不大, 在电子束脉冲期间, 等离子体密度都在变化. 此外形成的微波本身又能产生附加电离. 采用第二种方法的缺点是等离子体参数难以控制, 这将明显影响各次实验之间结果的一致性. 由于波粒相互作用的复杂性, 本文采用粒子模拟方法, 研究各个参数对 RBWO 输出结果的影响, 对实验研究具有一定的参考价值.

已发表的有关 RBWO 充填中性气体粒子模拟的文献, 注重等离子体产生之后对返波管性能的影响^[4]. 本文采用西北核技术研究所和西安交通大学联合研制的粒子模拟软件 UNIPIC^[5,6], 模拟 RBWO

填充中性气体的电离过程. UNIPIC 为全电磁 2.5 维 PIC (Particle-in-Cell) 软件, 其中开放边界采用卷积完全匹配层方法^[6], 电子与气体相互作用采用蒙特卡罗碰撞 (Monte-Carlo collision, MCC) 方法. 使用 MCC 方法来模拟不同气体与电子相互作用, 能更准确地模拟等离子体的产生过程, 以及碰撞后各种粒子之间的动量分配. 这种方法使模拟能更真实地体现物理实际, 使得对 RBWO 受中性气体充填影响的分析建立在更科学合理的基础之上.

2. PIC-MCC 模型

PIC-MCC 是 MCC 模型在 PIC 方法中的应用, 它不同于一般的蒙特卡罗碰撞方法^[7]. 一般的蒙特卡罗碰撞采用碰撞时间随机的方法, 而 PIC 方法中, 粒子推进和场推进的时间步长是固定的, 所以, 为了在 PIC 方法中运用蒙特卡罗碰撞方法, 采用了在一个时间步长内随机决定源粒子和靶粒子之间发生或者不发生碰撞的方法来实现蒙特卡罗碰撞. PIC-MCC 已广泛应用于气体电离^[8], 激光与物质相互作用^[9]等领域的研究.

目前, UNIPIC 软件主要实现了电子与中性原子弹性碰撞、中性原子的激发和电离碰撞、离子与中性原子之间的弹性碰撞和电荷交换碰撞等五种碰撞. 在实际系统中, 还有很多其他的碰撞和激发方式, 因碰撞截面较小, 影响不大而忽略不计. UNIPIC 软件中所使用的碰撞截面数据来自国际原子能组织的核数据库^[10,11].

按照统计学观点,每一种碰撞类型都存在一定的碰撞概率,可由碰撞截面来确定.碰撞截面 $\sigma(\varepsilon)$ 是源粒子动能 ε 的函数,单位是 m^2 .图1为氦气、氖气和氩气三种惰性气体电离碰撞截面随入射电子能量的变化.入射电子能量要大于气体原子电离能,才能使其电离.电离截面先随入射电子能量的上升而增大,到达最大值之后,电离截面随入射电子能量的上升而降低.从这三种气体可以看出,气体的原子量越大,电离碰撞截面也越大.

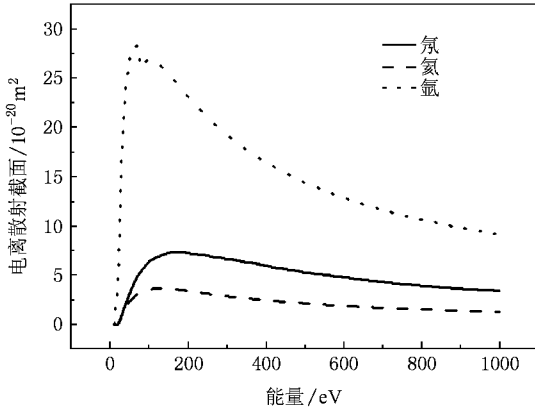


图1 氦气(虚线)氖气(实线)和氩气(点线)电离碰撞截面随入射电子能量的变化

假设第 i 个源粒子和靶粒子(粒子密度为 $n_i(x)$)之间可发生 N 种碰撞,设第 j 种($n_i(x)$, $j \in (1, N)$)碰撞的碰撞截面为 $\sigma_j(\varepsilon_i)$.总碰撞截面为所有类型的碰撞截面之和,即 $\sigma_T(\varepsilon_i) = \sigma_1(\varepsilon_i) + \sigma_2(\varepsilon_i) + \dots + \sigma_N(\varepsilon_i)$,则第 i 个源粒子与靶粒子发生碰撞(包括所有 N 种碰撞)的概率——总碰撞概率为

$$P_i = 1 - \exp(-\sigma_T(\varepsilon_i)n_i(x_i)v_i\Delta t), \quad (1)$$

其中 x_i 和 v_i 为第 i 个源粒子的位置和速度, Δt 是 PIC 推进时间步长.总碰撞频率与靶粒子的密度、入射粒子的速度、相互作用的碰撞截面和时间步长都有关.因为 $P < 1$ 总是成立的,即假定一个时间步长内,只发生一次碰撞,所以对 Δt 大小有一定要求.经过计算,通常满足 Courant 条件的步长是符合要求的.在存在多种碰撞时,单独某种碰撞的概率为

$$P_{ij} = \frac{\sigma_j n_i(x_i) v_i \Delta t}{\sigma_T n_i(x_i) v_i \Delta t} P_i = \frac{\sigma_j}{\sigma_T} P_i. \quad (2)$$

在每个 PIC 推进时间步长内,对于每一个源粒子(以第 i 个源粒子为例),用随机数发生器产生一个 0 到 1 之间的随机数 R_1 ,如果 R_1 小于总碰撞概

率(第 i 个源粒子的总碰撞概率为 P_i),则源粒子与靶粒子一定发生一次碰撞.再产生一个 0 到 1 之间的随机数 R_2 ,由 R_2 所处的范围来决定该碰撞是 N 种碰撞中的哪一种碰撞,使得落在第 j 个范围内的概率等于相对碰撞截面 σ_j/σ_T .

假设有 M 个源粒子,每一种粒子发生 N 种碰撞.每一个源粒子的动能不同,相应的碰撞截面也不同.时间步长每推进一步,就需要计算 M 次动能以及 $M \times N$ 次碰撞截面.为了避免在每次推进中进行大量的计算,引入了空碰撞(null collision)的概念^[11].具体做法是:在初始时刻确定在源粒子某个能量范围和靶粒子某个密度范围内的最大总碰撞频率 $\nu' = \max_x(n_i) \max_{\varepsilon_i}(\sigma_T v_i)$,相应的最大总碰撞概率 $P_{\text{null}} = 1 - \exp(-\nu' \Delta t)$,则以后每一次推进时都假设每一个源粒子的总碰撞概率都为 P_{null} ,因此 M 个源粒子中最多有 $P_{\text{null}} M$ 个能发生碰撞,所以只需随机抽取 $P_{\text{null}} M$ 个源粒子(对于每一个源粒子,产生一个随机数,如果该数小于 P_{null} ,那么该源粒子发生碰撞,进行碰撞处理即可).空碰撞用来处理固定的最大碰撞概率 P_{null} 所带来的多余碰撞.这样每推进一步,只需要计算 $P_{\text{null}} M$ 次动能和 $P_{\text{null}} M \times N$ 次碰撞截面即可.选取适当的 Δt ,可使 $P_{\text{null}} < 0.01$,从而使计算量大为减小.

电子与中性原子的弹性碰撞时,入射电子的动能变化量为^[12]

$$\Delta E_e = -K_{ei}(1 - \cos\chi)(K_e - K_i), \quad (3)$$

其中 $K_{ei} = \frac{2m_e m_i}{(m_e + m_i)^2}$.由于电子的动能远大于原子的动能,即 $K_e \gg K_i$,所以上式可化为

$$\frac{1}{2} m_e v'^2 - \frac{1}{2} m_e v^2 = -\frac{2m_e m_i (1 - \cos\chi)}{(m_e + m_i)^2} \left(\frac{1}{2} m_e v^2 \right), \quad (4)$$

化简后得

$$v' = v \sqrt{1 - \frac{2m_e m_i (1 - \cos\chi)}{(m_e + m_i)^2}}. \quad (5)$$

运动方向的改变是随机的,如图2所示,其中 E 为入射电子能量,散射角 χ 和子午面角 ϕ 随机取值,随机值取法为^[13]

$$\phi = 2\pi R_3, \quad (6)$$

$$\cos\chi = \frac{2 + E - \sqrt{2(1 + E)^2}}{E}, \quad (7)$$

其中 R_3 为 0—1 之间的均匀随机数.

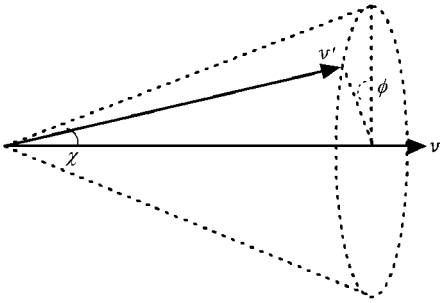


图2 电子碰撞前后速度变化(其中 v 是碰撞前的速度, v' 是碰撞后的速度)

文献 7 给出了发生散射之后, 入射粒子速度的计算方法. 如图 3(a) 所示, v 和 v' 是碰撞前后入射粒子的速度矢量. 选取如图 3(b) 所示的运动坐标系, 坐标系的三个正交方向 x' , y' , z' 分别与 $(v \times y) \times v$, $v \times y$, v 对应, 其中 v 和 v' 的夹角为散射角, v' 和子午面之间的夹角 ϕ 为子午面角. 由图 3 可得, v' 在运动坐标系的坐标分别为 $v'_x = v \sin \chi \sin \phi$, $v'_y = v \sin \chi \cos \phi$, $v'_z = v' \cos \chi = v \cos \chi$, 而 x' , y' , z' 三个方向的单位矢量在本地坐标系可分别表示为

$$\begin{aligned} x' &= (v \times y) \times v / |(v \times y) \times v| \\ &= r_{11} x + r_{12} y + r_{13} z, \end{aligned} \quad (8)$$

$$y' = v \times y / |v \times y| = r_{21} x + r_{22} y + r_{23} z, \quad (9)$$

$$\begin{aligned} z' &= v / |v| = (v_1 x + v_2 y + v_3 z) / |v| \\ &= r_{31} x + r_{32} y + r_{33} z, \end{aligned} \quad (10)$$

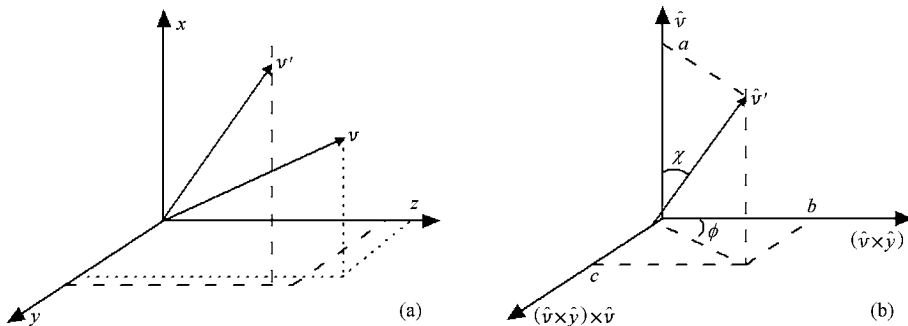


图3 (a)本地坐标系 (b)运动坐标系

对于电子与中性原子的激发碰撞, 按照先激发再弹性碰撞的方法来处理. 设中性原子的激发能为 E_e . 那么经过激发碰撞后, 入射电子的动能变为 E' $= E - E_e$. 速度大小改变为 $\sqrt{\frac{2E'}{m}}$ (弹性碰撞的新入射速度), 然后再用弹性碰撞来求取碰撞后的速度.

所以, 把 v' 转换到本地坐标系里, 可得

$$\begin{aligned} v' &= v \sin \chi \sin \phi x' + v \sin \chi \cos \phi y' + v \cos \chi z' \\ &= v \sin \chi \sin \phi (r_{11} x + r_{12} y + r_{13} z) \\ &\quad + v \sin \chi \cos \phi (r_{21} x + r_{22} y + r_{23} z) \\ &\quad + v \cos \chi (r_{31} x + r_{32} y + r_{33} z) \\ &= (v \sin \chi \sin \phi r_{11} + v \sin \chi \cos \phi r_{21} + v \cos \chi r_{31}) x \\ &\quad + (v \sin \chi \sin \phi r_{12} + v \sin \chi \cos \phi r_{22} + v \cos \chi r_{32}) y \\ &\quad + (v \sin \chi \sin \phi r_{13} + v \sin \chi \cos \phi r_{23} + v \cos \chi r_{33}) z. \end{aligned} \quad (11)$$

用矩阵表示可得

$$\begin{bmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{11} + r_{12} + r_{13} \\ r_{21} + r_{22} + r_{23} \\ r_{31} + r_{32} + r_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix}. \quad (12)$$

从而有

$$\begin{bmatrix} v'_x \\ v'_y \\ v'_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} v \sin \chi \sin \phi \\ v \sin \chi \cos \phi \\ \cos \chi \end{bmatrix}, \quad (13)$$

$$\begin{aligned} v &= [v \sin \chi \sin \phi \quad v \sin \chi \cos \phi \quad v \cos \chi] \begin{bmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{bmatrix} \\ &= [v \sin \chi \sin \phi \quad v \sin \chi \cos \phi \quad v \cos \chi] \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (14)$$

对于电子与中性原子的电离碰撞, 按照先电离再弹性碰撞的方法来处理. 对于新产生的电子, 其初始位置可近似为入射电子的位置, 初始动能 $E_{\text{scat } e} = 10 \tan \left[\arctan \left(\frac{ER_4}{20} \right) \right]$ (R_4 为 0—1 之间的均匀随机数), 它的速度方向(散射角和子午面角)按照弹性碰

撞中的方法来随机求取. 设中性原子的电离能为 E_0 , 那么入射电子碰撞后的动能为 $E' = E - E_0 - 10 \tan \left[\arctan \left(\frac{ER_4}{20} \right) \right]$, 电离后其速度(弹性碰撞的入射速度)变为 $\sqrt{\frac{2E'}{m}}$, 然后再按弹性碰撞来求取碰撞后电子(被散射)的速度. 新离子的动能及速度大小根据各向同性气体中的速度分布规律来随机取得, 其初始位置与入射电子位置相同, 速度方向按照各向同性来随机取值.

3. 返波管模型

美国新墨西哥大学开展了大量的 RBWO 实验研究, 这里取其实验研究装置的参数^[31]. 图 4 是用 UNIPIC 软件绘出的实验装置模型, 整个模拟部分长为 50 cm, 截止波导长 5 cm, 半径为 12 mm. 慢波结构由八个周期组成, 周期长为 15 mm, 波纹深度为 2 mm. 模拟采用束流式模型发射电子注, 电压为 $V = 475$ kV, 电流为 3940 A, 此时的输入功率为 1.87 GW, 环形电子束的内半径为 8.5 mm, 外半径为 10 mm. 外加磁场强度为 2.6 T. RBWO 波导的出口处, 靠近管壁的区域设置 θ 方向的磁场诊断点, 在出口面处, 设置功率积分线. 该结构返波管工作于 X 波段.

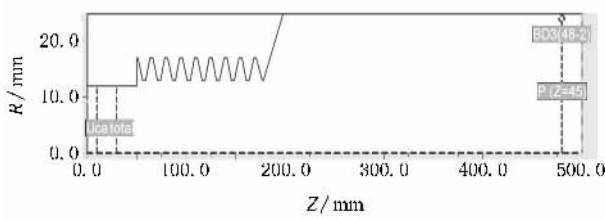


图 4 计算模型示意图

4. 模拟结果

与真空情况不同, 气体电离是一个持续过程, 在模拟过程中, 等离子体密度一直在随时间变化, 所以把模拟时间适当延长, 才能比较全面地得到电离变化的过程. 以下计算把模拟时间定为 200 ns. 首先在波导管中加入气压为 0.1 托 (1 托 = 1.33322×10^2 Pa) 的氦气.

图 5 显示电子束与氦气相互作用产生氦离子的情形. 氦气与电子束在通道内相互碰撞, 形成等离子体, 由于在电子束通道上, 静电势比较低, 所以大部分

阳离子被束缚在电子束通道上. 电子入射造成的等离子体密度可以由公式 $n = \frac{N \times P}{V} = \frac{N \times P}{\pi(r_2^2 - r_1^2) \times L}$ 估算, N 为宏粒子数, 模拟中取 $P = 3 \times 10^9$ 表示一个宏粒子代表的物理电子数, r_1 和 r_2 为内、外束半径, L 为离子通道长度. 得到离子数密度为 $n = N \times 10^8 / \text{cm}^3$. 在整个模拟过程中, 返波管内产生的等离子体密度大约为 $10^{11} - 10^{12} / \text{cm}^3$. 电离产生的电子, 一部分逃出电子束通道, 一部分留在电子通道内, 留下相对静止的正离子本底, 这部分抵消强电流的空间电荷力, 使得电子束轴向群聚更加完全, 这是等离子体加载使 RBWO 效率提高的主要原因.

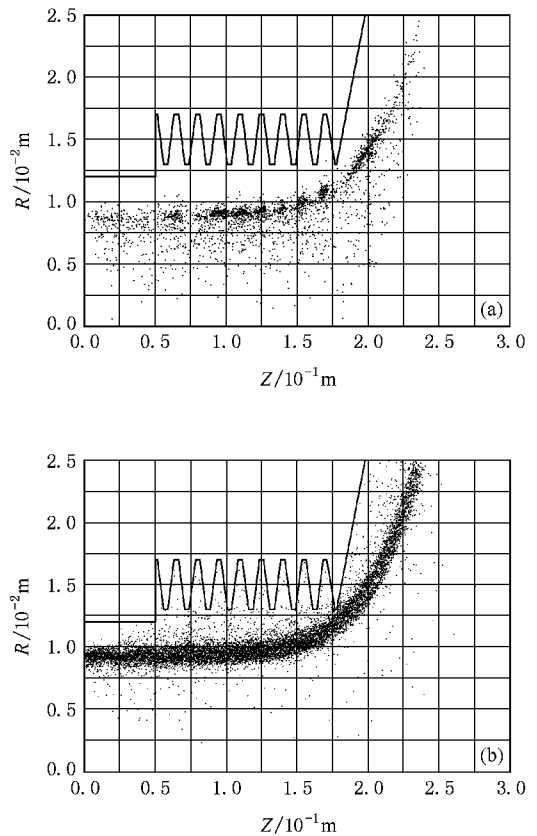


图 5 (a) 80 ns 时氦气电离情况 (b) 130 ns 时氦气电离情况

图 6 为窗口微波输出功率的变化图. 氦气气压在 0.1 托时, 经过 10 ns, RBWO 开始振荡, 随着阳离子密度的增大, 输出功率逐渐上升. 到 60 ns 时, 输出功率达到最大, 达到 600 MW, 此时效率约为 32%. 而后输出功率下降至 350 MW 左右, 效率约为 19%. 10—200 ns 微波输出平均功率为 373 MW. 较真空条件, 微波的平均输出功率和峰值功率提高了一倍. 图 7 为微波输出的频谱图, 除了主模 TM_{01} 之外, 该 RBWO 还产生相对强度小很多的 TM_{02} 模式.

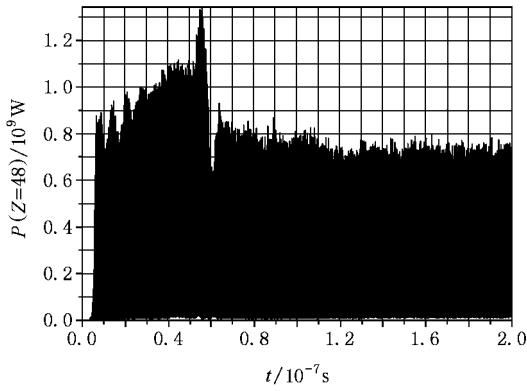


图 6 窗口功率输出变化图

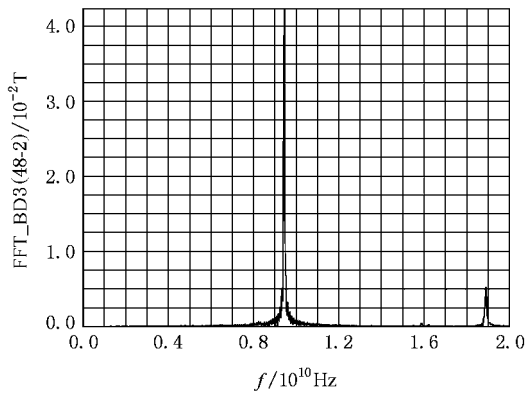


图 7 返波管窗口输出频谱图

驱动 RBWO 所需要的电子束密度可达 10^8 A/m^2 ，这导致电荷之间的库仑相互作用较强。为了约束电子束，使其行进在慢波结构中，不至于由于空间电荷力发散，一般的 RBWO 都应用高强度的轴向磁场来约束电子的径向运动。而在轴向，如果电流密度过大，使得电子束轴向群聚困难，甚至形成“虚阴极”，阻断强电流的传输，制约电流强度进一步增大。这就是一定半径的慢波结构存在功率极限的原因，即不能通过简单的增大电流来提高 RBWO 的功率输出。正离子本底的存在，使得相同半径的慢波结构能通过电流增大，从而提高 RBWO 的功率容量。图 8 为真空条件及等离子体加载条件下，RBWO 输出功率随电流的变化，其中等离子体的密度与电子束密度相同。在电流比较低时 ($< 3 \text{ kA}$)，等离子体加载对返波管的输出功率影响不大。而随着电流的增大，等离子体加载对于返波管功率改善的作用也越来越突出。在 8 kA 时，得到最大的输出功率，达到 696 MW ，为真空条件时的 20 倍。而电流为 9 kA 时，在真空条件时，由于空间电荷限制电流，RBWO 已经不能起

振，而在等离子体加载时，返波管输出功率仍高达 555 MW 。因此，等离子体阳离子中和电子束的强大库仑场是等离子体加载提高返波管输出功率的重要原因。

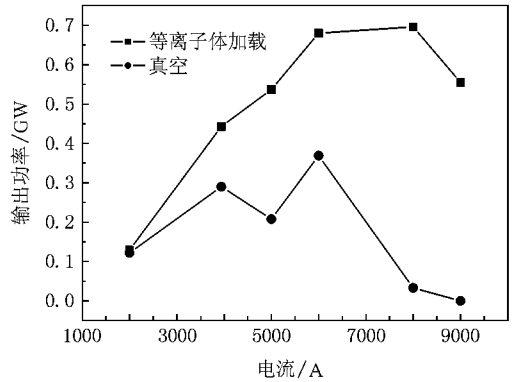


图 8 真空条件及等离子体加载条件下，输出功率随电流的变化

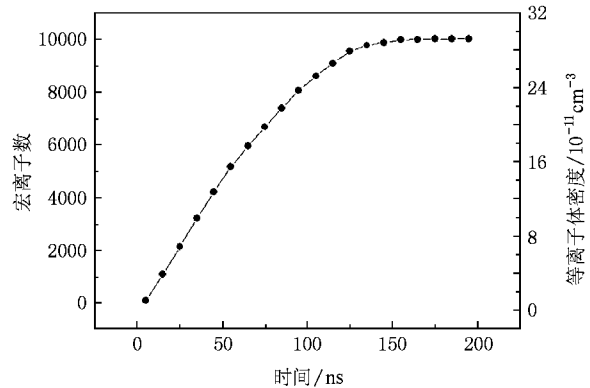


图 9 返波管内离子数(宏离子)随时间的增长

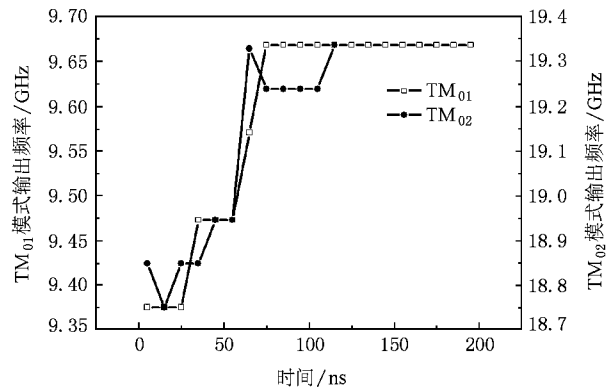


图 10 输出频率随时间的变化

随着时间的推移，等离子体密度逐步提高，返波管产生的两个模式 TM_{01} 和 TM_{02} 的频率都随之上升，其中 TM_{01} 频率上移 0.3 GHz ， TM_{02} 上移 0.6 GHz 。对比

图 9 和图 10 返波管输出频率的变化基本上和等离子体密度的变化是同步的. 等离子体加载返波管线性理论预测返波管加载等离子体后频率会发生上移^[14] 实验上也有相关报道. 对于一定结构的 RBWO, 可以通过改变电子束电压来在一定范围内改变其输出电磁波的频率^[15] 但是通过加载等离子体改变 RBWO 的输出频率的优点在于保持 RBWO 电参数基本不变, 从而保持功率水平基本不变.

返波管内填充不同气压的氦气时, 返波管的峰值功率相差不大. 如气压为 0.05 托时, 峰值功率为 561 MW 此时的效率为 28.7%, 比真空情况下大概高出 95%. 背景气体密度越大, 起振时间越短. 这说明离子通道的形成, 对于返波管起振是有帮助的, 不但没有影响电子束群聚, 而且使它们增强. 气压越高, 电子束与背景气体相互作用越强烈, 在相同的时间内形成的等离子体密度越大. 从图 11 中看出, 充填背景气体之后, 微波功率在到达峰值后, 开始下降. 气压越高, 开始下降的时间越早, 下降也越快. 但是还能在 200 ns 之内下降到真空稳定振荡时的水平. 以前发表的相关文献中没有提到这种现象. 我们认为, 这主要是归因于返波管内低能电子的影响. 低能电子来源于两部分, 一是电子束受调制后, 部分电子受到电场的阻尼, 速度下降, 二是电子束电子与背景气体碰撞后, 能量变低, 以及背景气体原子中被电离出来的电子能量也相对较低. 这些低能电子速度低, 很大部分滞留在波束相互作用区域, 破坏波束相互作用. 背景气压越高, 和背景气体相互作用的电子束电子以及电离出来的低能电子积累越快, 所以微波下降时间开始得越早. 如果产生的等离子体电子或离子和波导管壁相互作用, 这些粒子就会移出计算区域, 返波管中的等离子体密度相对稳定. 此后微波输出功率保持在一定水平. 而与此对应的是在真

空情况下, 低能电子由于没有阳离子的中和作用, 致使在低能电子积累到一定量之后, 微波输出截止. 很多文献报道高功率微波器件脉宽缩短现象, 并给出了各种解释^[16-19] 低能电子在返波管内滞留是导致 RBWO 脉宽缩短的重要原因之一. 如果背景气体气压过高, 电子束与背景气体作用强烈, 返波管内的低能电子迅速累积, 就会降低返波管的输出功率, 甚至破坏返波管的起振, 使返波管输出截止^[2]. 上述数值实验表明, 对于一定结构和电气参数的 RBWO, 充填背景气体存在最佳的气压. 在上述模型中, 背景气体氦气气压选为 0.05 托是比较合适的.

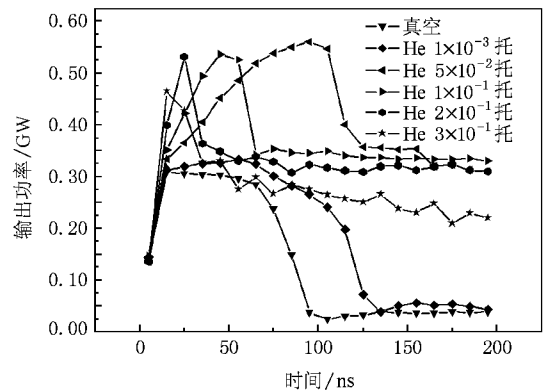


图 11 不同气压氦气下 输出功率随时间的变化

等离子体的存在将改变慢波结构内场的分布. 由于返波管内 TM 模式占主导, 而电子束的群聚主要是与轴向电场作用的结果, 因此选择观察 $R = 10$ mm(电子束所在位置)处的轴向电场的变化情况. 刚开始时, 在真空和等离子体加载两种情况下, 电场相差不大. 而当模拟时间较长时, 两者之间的差别比较明显. 图 12(a)与(b)分别为 178 ns 时真空条件下和等离子体加载时轴向电场强度分布.

在等离子体加载时, 慢波结构内电场强度较大,

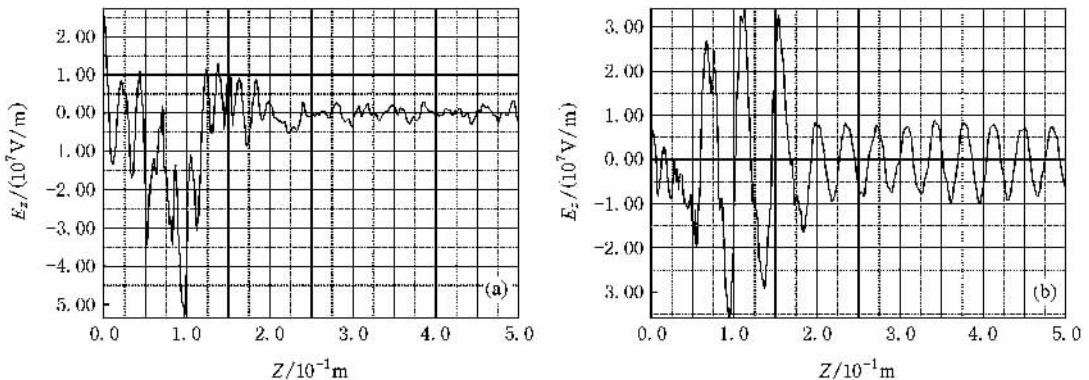


图 12 (a)真空条件下, 轴向电场分布 (b)等离子体加载时, 轴向电场分布

而且场分布比较规则. 电子束与慢波结构耦合强度大, 就能激励起较强的电场, 而较强的电场反过来能使电子束更好群聚, 两者之间相互促进, 从而提高 RBWO 的输出功率. 而在真空条件下, 由于低能电子

的干扰, 电子束与慢波结构的耦合被破坏, 以至不能建立起足够的场强, 电子束不能有效群聚, 致使微波功率输出截止. 图 13 (a) 与 (b) 反映了电子束在两种情况下的不同群聚效果.

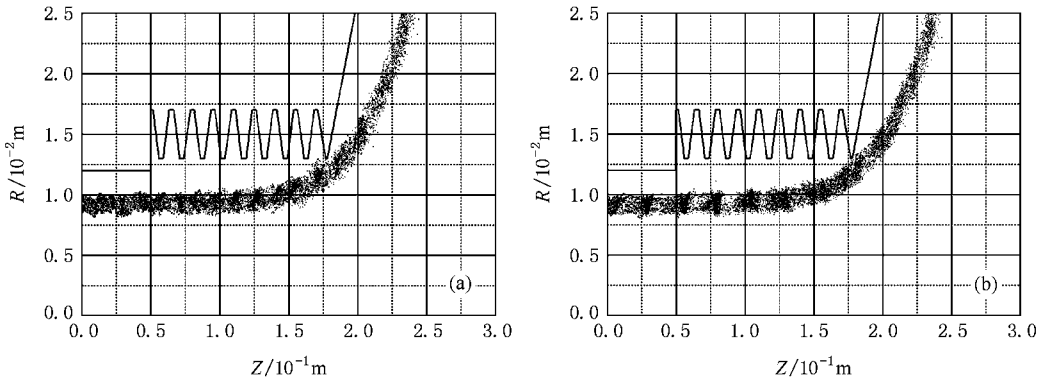


图 13 (a) 真空条件下, 电子实空间图 (b) 等离子体加载时, 电子实空间图

电磁场计算采用时域有限差分 (FDTD) 方法计算. 返波管内电磁场随时间、空间振荡, 某一时、某一点的电磁场幅度不能反映电磁场的整体强度. 图 14 给出了 50 ns 和 166 ns 时, 在真空条件下和等离子体加载下轴向电场的空间分布图. 从图中可以看出, 时间较短时 (50 ns), 两种条件下, 返波管都能正常起振, 在输出波导处都能形成规则的振荡, 而时间较长时 (166 ns), 在真空条件下, 返波管已不能正常起振, 而与此相反, 等离子体加载后, 输出波导处仍然存在规则振荡, 从而保证功率输出.

为了更好的观察与对比这两种情况下, 返波管内电磁场分布情况, 图 15 给出了波束相互作用区域 (慢波结构区域) 与输出波导区域轴向电场的三维分布图. 从图中可以看出, 轴向电场沿径向基本上按零阶 Bessel 函数变化. 波束相互作用区域的电场振荡幅度远大于输出波导区域的电场幅度. 而较真空条件下, 等离子体加载后电场强度增强. 在输入参数 (输入电压, 输入电流, 输入功率) 相同情况下, 电场强度的增强, 表明波束耦合系数增大, 电子动能转化为微波辐射的效率提高.

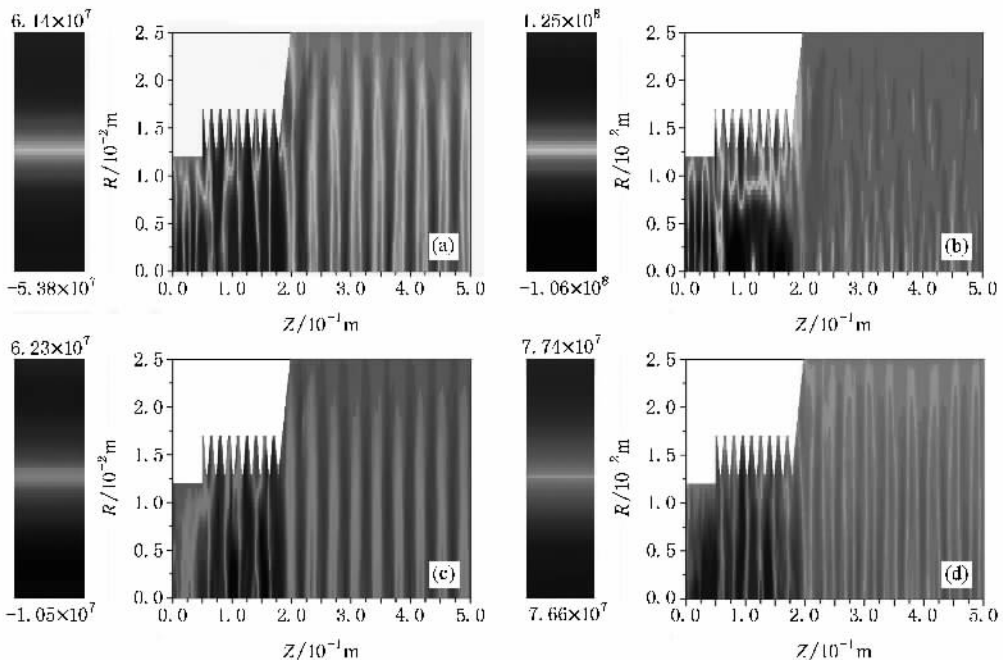


图 14 真空条件与等离子体加载条件下, 返波管内轴向电场分布 (a) 真空条件下, 50 ns (b) 真空条件下, 166 ns; (c) 等离子体加载条件下, 50 ns (d) 等离子体加载条件下, 166 ns

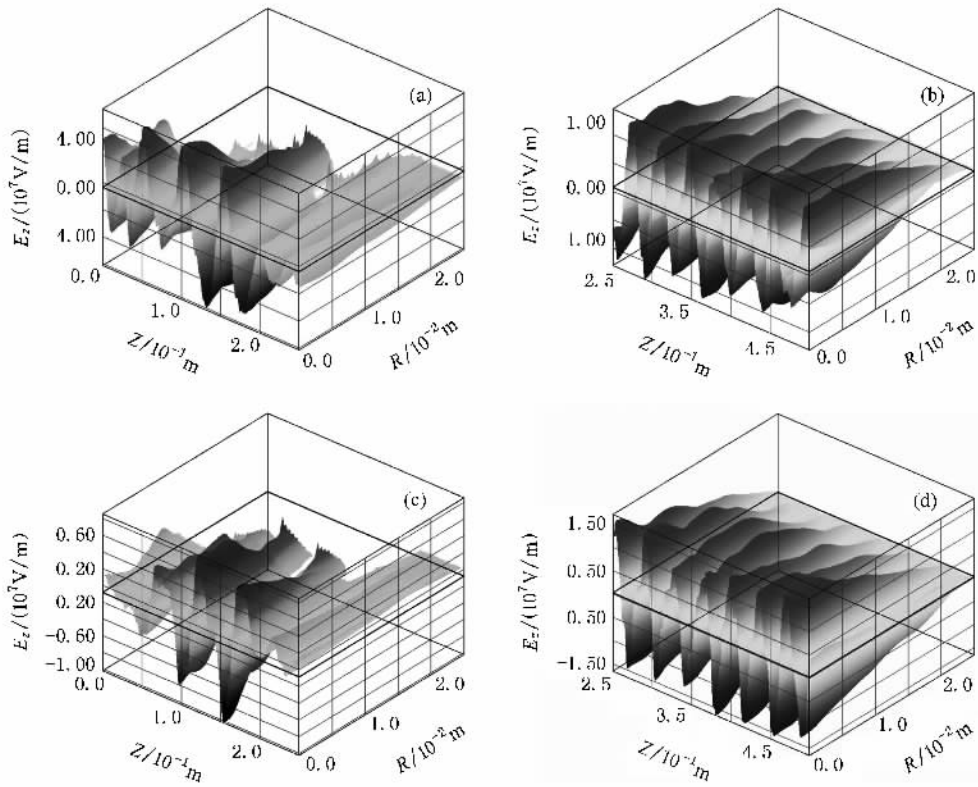


图 15 轴向电场三维分布图 (a)真空条件下, 50 ns 波束相互作用区域 (b)真空条件下, 50 ns 波导输出区域 (c)等离子体加载下, 50 ns 波束相互作用区域 (d)等离子体加载下, 50 ns 波导输出区域

将充填氙气(图 16)和氩气(图 17)的模拟结果与充填氦气模拟结果相比,表明充填不同气体时, RBWO 输出功率随气压变化的规律基本相同. 由于不同气体的电离截面大小不同,所以充填气体的压强也不同. 电子原子电离截面越大,电子束与背景气体作用越强烈, RBWO 起振时间也越短,所需背景气体的气压也越小. 对于其他气体如氙气,氮气,氢气等气体,模拟结果与此类似.

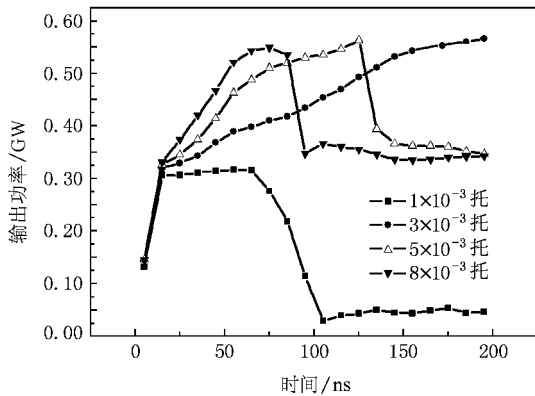


图 16 不同气压氙气下 输出功率随时间的变化

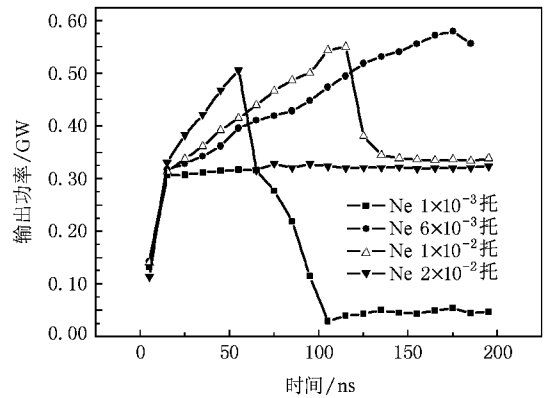


图 17 不同气压氩气下 输出功率随时间的变化

从单纯的能量角度来说,电子束与背景气体作用,将导致部分能量损失,但是背景气体电离出来的等离子体能部分抵消强电流的空间电荷力,从而提高 RBWO 的输出功率,而且等离子体阳离子的存在,能中和返波管内滞留的低能电子,使得返波管能持续运行较长时间.

5. 结 论

精确模拟等离子体的产生过程是研究高功率微波器件等离子体效应的前提和关键. 本文运用 PIC-MCC 方法, 进行不同气体填充相对论返波管模拟计

算, 给出了返波管内气体电离的过程. 模拟结果表明, 填充一定密度的背景气体能大幅度提高输出功率, 并实现一定频率范围内的调谐. 我们还将进一步完善 UNIPIC 软件中 PIC-MCC 模块的功能, 使其能够模拟更多的气体 and 更多的碰撞类型, 如二次电离、潘宁电离等.

- [1] Carmel Y , Nusinovich G S 1999 *Physics of Plasma* **6** 2225
- [2] Zhai X L , Eusebio T , Robert P , Gregory B , Amnon F 1993 *IEEE Trans . Plasma Sci .* **21** 142
- [3] Moreland L D , Schamioglu E , Lemke R W *et al* 1994 *IEEE Trans . Plasma Sci .* **22** 554
- [4] Liu L , Liu Y G , Li C L 2002 *High Power Laser and Particle Beams* **14** 757 [in Chinese] 刘 列、刘永贵、李传胪 2002 强激光与粒子束 **14** 757]
- [5] Shao H , Liu G Z , Yang Z F , Chen C H , Song Z M , Huang W H 2006 *IEEE Trans . Plasma Sci .* **34** 7
- [6] Wang J G , Wang Y , Zhang D H 2006 *IEEE Trans . Plasma Sci .* **34** 681
- [7] Birdsall C K 1991 *IEEE Trans . Plasma Sci .* **19** 65
- [8] Jin X L , Yang Z H 2006 *Acta Phys . Sin .* **55** 5935 [in Chinese] 金晓林、杨中海 2006 物理学报 **55** 5935]
- [9] Xiong J G , Wang D W 2000 *Acta Phys . Sin .* **49** 2420 [in Chinese] [熊家贵、王德武 2000 物理学报 **49** 2420]
- [10] <http://www-amdis.iaea.org/ALADDIN/>
- [11] Bell L , Gillbody B , Hughes J G , Kingston , Simith F J 1983 *Phys . Chem . Ref. Data* **12** 891
- [12] Vahedi V , Surendra M 1995 *Computer Physics Communications* **87** 179
- [13] Golant B E 1983 *Basic Plasma Physics* (Beijing : Atomic Energy Press) p16—24 [戈兰特 1983 等离子体物理基础(北京:原子能出版社)第 16—24 页]
- [14] Minami K , Cammel Y , Victor L , William W D , Destler W W , Lou W R , Abe D K , Kehs R A , Ali M M , Hosokawa T , Ogwrak , Watanabe T 1990 *IEEE Trans . Plasma Sci .* **18** 537
- [15] Swegle J A 1985 *Phys . Fluids* **28** 2882
- [16] Benford J 1997 *IEEE Trans . Plasma Sci .* **25** 311
- [17] Huang H , Fan Z K , Tan J , Ma Q S , Gan Y Q , Chang A B 2004 *Acta Phys . Sin .* **53** 1131 [in Chinese] 黄 华、范植开、谭 杰、马乔生、甘延青、常安碧 2004 物理学报 **53** 1131]
- [18] Gao Y B , Zhang Z , Wei Y Y , Meng F B , Fan Z K , Wang W X 2004 *Acta Phys . Sin .* **53** 3990 [in Chinese] 宫玉彬、张 章、魏彦玉、孟凡宝、范植开、王文祥 2004 物理学报 **53** 3990]
- [19] Agee F J 1998 *IEEE Trans . Plasma Sci .* **26** 235

PIC-MCC simulations on characteristics of RBWO filled with different gases

Li Xiao-Ze Wang Jian-Guo Tong Chang-Jiang Zhang Hai

(*Northwest Institute of Nuclear Technology, P. O. Box 69-15, Xi'an 710024, China*)

(Received 22 November 2007 ; revised manuscript received 9 December 2007)

Abstract

This paper discusses the basic theory of PIC-MCC method and its implementation in the software UNIPIC. Simulation of relativistic backward-wave oscillator (RBWO) filled with different kinds of neutral gas of different pressures is made by using UNIPIC. The effects of plasma on the propagation of electron beam and wave-beam interaction are discussed. The dependence of the output power, frequency, and the start-oscillation time of the RBWO on the kinds and pressures of the filled gases are presented. The simulation results show that the improvement of RBWO is mainly attributed to the produced ions, and that the low-energy electrons remaining in the tube is the key factor of oscillation-failure and pulse-shortening.

Keywords : Monte-Carlo collision, particle simulation, high power microwave, relativistic backward wave oscillator

PACC : 8760G, 4180D, 5265, 5280P