

强流电子束碰撞电离背景气体研究

宋法伦[†] 张永辉 向 飞 常安碧

(中国工程物理研究院应用电子学研究所 绵阳 621900)

(2007 年 3 月 19 日收到 2007 年 7 月 1 日收到修改稿)

利用数值计算与粒子模拟两种方法, 结合实际的实验数据, 对高功率微波二极管中相对论电子束与背景气体相互作用碰撞产生的等离子体密度进行了研究. 研究表明, 碰撞产生的等离子体密度数值计算结果与粒子模拟结果基本一致, 背景气压在 0.01 Pa—0.05 Pa 时, 碰撞产生的等离子体密度在 $4\text{--}12 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$, 即便在考虑电子离子复合的情况下, 数值计算结果与粒子模拟结果依然符合得很好. 另外, 粒子模拟结果表明, 随着气压的增加, 等离子体密度呈现先增大再减小然后又逐渐增大的过程, 在气压为 20 Pa 附近呈现一个驼峰点. 与单纯的数值模拟不同, 采用实际的实验数据对碰撞产生的等离子体密度进行模拟, 对于研究等离子体对二极管及其高功率微波器件的影响具有重要的参考价值.

关键词: 相对论电子束, 等离子体, 数值计算, 粒子模拟

PACC: 5525, 5150, 4180D, 5265

1. 引 言

高功率脉冲相对论电子束在大电流加速器、高功率微波、X 射线的产生以及热核聚变研究等领域具有广泛地应用^[1]. 通常, 电子束通过加载在二极管阴阳极之间的高电压脉冲产生. 从阴极发射产生的电子束被阳极的高电势加速从而进入漂移区域. 在所有的电子束应用中, 束流传输技术是非常关键的部分. 许多作者研究了相对论电子束在中性气体中的传输. Miller 等人^[2]研究了在高气压条件下, 1.6 m 距离内, 电子束在各种不同的气体中的传输. Ko 等人在各种不同的气压下, 对通过填充气体的二极管区域的相对论电子束的宽度和增长时间进行了实验研究^[3]. Miller 比较全面地给出了相对论电子束与中性气体相互作用的特性研究^[4]. 由于电子束传输以及等离子体的产生由许多独立的参数决定, 相对论电子束在中性气体中的传输是非常复杂的问题, 因而没有比较简单形式的解释. 对于高功率微波二极管, 其在工作状态时并非处在真空状态, 而是存在一定的背景气体, 电子束在二极管中传输时将会与背景气体相互作用, 电离背景气体, 从而会形成一个等离子体通道. 等离子体的存在会改变电子束通道的

电场分布, 从而影响电子束的传输特性. 电子束电离中性气体的一个重要特征就是产生了随时间变化的等离子体密度.

Tkach 和 Fainberg 等人^[1,5]将相对论电子束注入到充填空气的慢波系统中, 研究结果表明: 当气压从 $1.333 \times 10^{-3} \text{ Pa}$ — 2.666 Pa 时, 微波输出功率从实际上的零增加到最大值, 当气压进一步增加时, 先是微波输出功率急剧下降, 然后微波功率完全消失. Carmel 等人^[6,7]利用外置脉冲等离子体枪产生的等离子体充入相对论 X 波段返波振荡器中, 使相互作用区等离子体密度控制在 10^9 cm^{-3} — 10^{12} cm^{-3} 范围内, 结果表明, 微波功率随着等离子体密度的增加而增加, 在 $2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 等离子体密度下微波功率达到最大值. 研究高功率微波二极管中电子束与背景气体相互作用的各种机理, 估计碰撞电离产生等离子体的范围, 对于进一步研究强流电子束的特性, 提高束流的利用效率以及充分利用等离子体的特性提高微波器件的输出效率具有重要意义.

2. 基本理论

通常, 在实验条件下, 不论微波器件还是加速器二极管其真空度都是有限的. 在使用强流电子束的

[†] E-mail: emplasma@ustc.edu

加速器二极管中,剩余气体里含有氮气、氧气等成分.带电粒子束在传输过程中会电离背景气体从而产生等离子体.电子束引起的中性气体电离过程包括电子碰撞电离、电子雪崩,离子碰撞电离等.在低气压条件下,当中性气体的电离度小于 5%,空间电荷中和系数小于 1 时,根据 Miller 的理论可以只考虑碰撞引起的中性气体的电离^[4].本文只考虑电子束碰撞电离中性气体的过程.由于碰撞产生的等离子体密度值依赖于剩余气体的密度、气体的化学组成、电离截面以及束电流密度等;在脉冲束的情况下,还取决于脉冲的宽度.本文中假定电子密度与离子密度相等,那么由于碰撞电离而引起的电子产生率可以写为^[3,8]

$$\frac{d}{dt}n_e(t) = \frac{J_d(t)n_g(t)\alpha(t)}{e}, \quad (1)$$

其中 $J_d(t)$ 为二极管束电流密度, $\alpha(t)$ 为电离碰撞截面, $n_g(t)$ 为中性气体密度,对于空气而言, $n_g = 2.41 \times 10^{20} \text{ molecules/m}^3 \times P(\text{Pa})$, e 为电子电荷.方程 (1) 的积分形式可以写为

$$n_e(t) = \frac{1}{e} \int_0^t J_d(t')n_g(t')\alpha(t')dt', \quad (2)$$

二极管中束电流密度可以写为

$$J_d(t) = \frac{I_d(t)}{S_b}, \quad (3)$$

其中 $I_d(t)$ 为二极管电流, S_b 为束流面积,对于环形束流 $S_b = \pi(r_b^2 - r_a^2)$, r_b , r_a 分别为环形束的外半径和内半径.中性气体的电子碰撞电离截面 $\alpha(t)$ 可以写为^[3,9]

$$\alpha(t) = 1.874 \times 10^{-24} (M^2 x_1 + C x_2) \chi^2 m^2, \quad (4)$$

式中 $x_1 = \beta^{-2}(t) \ln[\gamma^2(t) - 1] - 1$, $x_2 = \beta^{-2}(t)$, $\chi(t)$ 和 $\beta(t)$ 为电子能量和速度因子, $\gamma(t) = 1 + eV_d(t)/m_e c^2$, $\beta(t) = \sqrt{\gamma^2(t) - 1}/\gamma(t)$. M^2 和 C 为气体电离的经验常数,对空气而言, $M^2 = 3.83$, $C = 35.6$. m_e 为电子的静止质量, c 为真空中的光速.将 (3)(4) 式代入 (2) 式,并且应用二极管束电流 $I_d(t)$ 和电压 $V_d(t)$ 的实验数据,可以对电子密度数值求解.

强流电子束与背景气体相互作用会产生等离子体,这些由于电子束与中性气体碰撞产生的等离子体电子会发生复合,包括辐射复合和三体复合^[10].考虑电子离子复合的情况下,可以将方程 (1) 写为

$$\frac{d}{dt}n_e(t) = \frac{J_d(t)n_g(t)\alpha(t)}{e} - \alpha_{\text{eff}}n_e^2(t), \quad (5)$$

其中, α_{eff} 为有效复合系数,包括辐射复合、三体复合.

3. 实验参数

实验所用的高功率微波二极管在工作状态下,背景气压为 0.01 Pa—0.1 Pa,二极管最大输出电压约为 1 MV,最大输出电流约为 25 kA,脉冲宽度约为 50 ns,外加磁场为 2 T.阴极为环型阴极,外半径为 22 mm,内半径为 20 mm.圆筒形电子束漂移管区域内半径为 24 mm,长 80 mm.二极管阴阳极间隙在 0—20 mm 内可调.

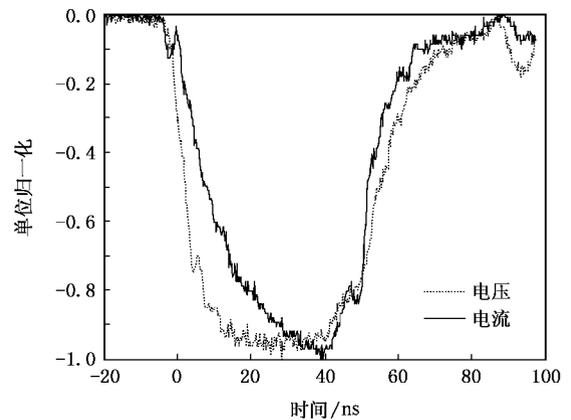


图 1 典型的二极管电压、电流特性曲线

二极管中,典型的电压脉冲包括三个部分:前沿脉冲,主脉冲和尾部脉冲.前沿脉冲是二极管电压的前端部分,其相应伴随的二极管电流较小,主脉冲伴随着主电流的产生,尾部脉冲与前沿脉冲一样,其相应的二极管电流较小.图 1 给出了典型的二极管电压电流随时间的变化曲线.典型的实验数据表明,前沿和尾部的电流比主脉冲电流小一个量级.因此,二极管束电流随着时间经历由小变大然后再变小的过程.

4. 模拟结果与分析

4.1. 碰撞产生的等离子体密度

将实验得到的二极管束电压和束电流数据代入方程 (2)(3)(4) 式,通过数值计算可以获得二极管中的电子束与背景气体碰撞产生的等离子体密度的值.图 2 给出了碰撞产生的等离子体密度随时间的变化关系,背景气压为 0.01 Pa,峰值电流分别为 14 kA, 20 kA 和 22 kA.可以看出,在开始 0—10 ns 时间内,是

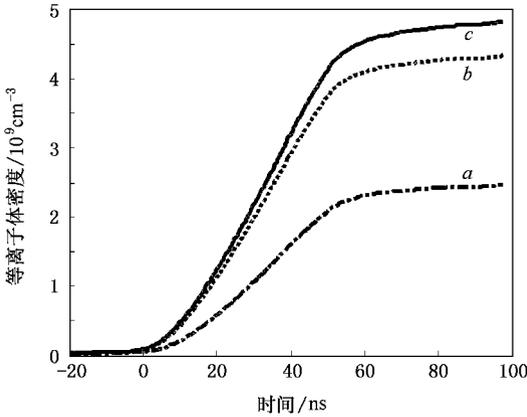


图2 碰撞产生的等离子体密度随时间的变化关系(曲线 *a*, *b*, *c* 的峰值电流分别为 14 kA, 20 kA, 22 kA)

电子束脉冲的前沿阶段,等离子体密度的增长变化相对缓慢。随着时间的增加,在 10 ns—55 ns 时间内,是电子束脉冲的主脉冲阶段,碰撞产生的等离子体密度迅速增长,这段时期是等离子体密度的快速发展时期。随着时间的进一步增加,在 55 ns 以后,是电子束脉冲的尾部阶段,此时碰撞产生的等离子体密度基本不再增加,保持相对稳定。另外,我们还可以看出随着电子束电流的增加,碰撞电离产生的等离子体密度也逐渐增加,在电子束束流为 22 kA 的条件下产生的等离子体密度约为 $4.7 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ 。

图 3 给出了碰撞产生的等离子体密度随束流的变化关系,在背景气压保持在 0.01 Pa 不变的情况下,碰撞产生的等离子体密度随着电子束电流的增加成线性增长。由(1)式可知,在碰撞截面不变,背景气体密度基本不变的条件下,碰撞产生的等离子体密度只与电流有关,成线性关系。

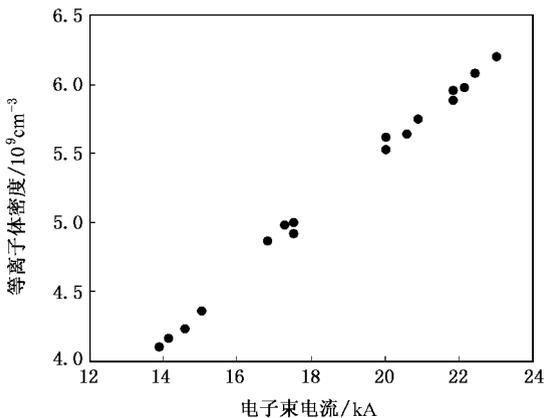


图3 碰撞产生的等离子体密度随电子束电流的变化关系

4.2. 与粒子模拟结果的对比

为与数值计算结果相对比,应用 MAGIC 程序进行粒子模拟,MAGIC 程序是公认的粒子模拟程序^[11],它从最基本的电磁运动和力学运动规律出发,采用时域有限差分方法和粒子模拟技术对 Maxwell 方程组和 Lorentz 方程进行自治的数值求解,直接得到电磁场、电荷粒子及电荷粒子和电磁场相互作用的时间非线性演化过程。MAGIC 程序算法的思想是从设置的边界条件和初始条件出发,对初始态的大量电荷粒子统计平均求出空间电荷和电流,再由完整的 Maxwell 方程组计算出空间的电磁场,由 Lorentz 公式求出每个电荷粒子在电磁场作用下的加速度、速度以及由此产生的空间位移和速度变化,得到电荷粒子新的空间和速度分布,该程序最大的特点是可以根据实际情况对空间结构、场和粒子的算法、初始条件、边界条件、介质特性及输出方式进行设定,因而可以模拟许多实际的电磁场与粒子的运动变化过程。程序中碰撞电离过程在默认的条件下自恰地包含了电子、离子的动能损失、附着、复合、散射以及周围空间电荷力的拖曳等,同时也可以根据实际的条件设定各种电离系数和损耗系数。

粒子模拟采用与实验装置一致的几何尺寸,电子束为环形电子束,电压由实验测量值的拟合曲线给出,在确定几何结构与边界条件及电压值后,通过设定发射阈值等阴极特性,电子由 magic 程序爆炸发射机理自动产生。粒子模拟电子束电压、电流结果与实验结果基本一致,从而使粒子模拟结果与数值计算结果具有可比性。

采用数值计算与粒子模拟两种方法,图 4 给出了在背景气压分别为 0.01 Pa, 0.02 Pa, 0.05 Pa 的条件下,碰撞产生的等离子体密度随时间的变化关系。随着背景气压的升高,碰撞产生的等离子体密度逐渐增加,但等离子体密度并不是与背景气压成正比,这是因为碰撞产生的等离子体密度不仅与背景气压相关,而且与电子束流密度以及束电压相关。在不同的背景气压下,即便在相同的二极管电压条件下,二极管产生的电子束束流强度也不相同。为与数值计算结果对比,在粒子模拟程序中,设定等离子体的损失率为零,只考虑等离子体的产生,不考虑等离子体的损失机理。由图 4 可以看出,用(1)式数值计算的结果与粒子模拟的结果基本一致。

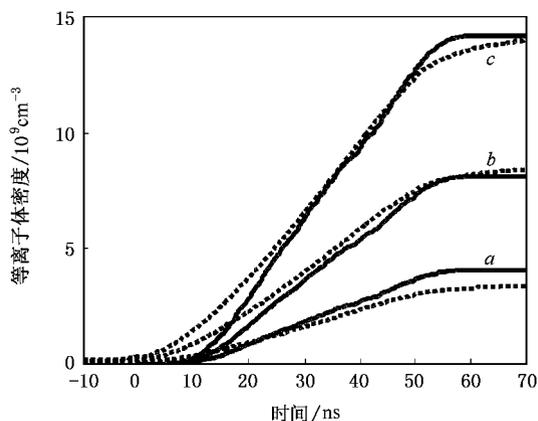


图4 碰撞产生的等离子体密度随时间的变化(其中点线为数值计算结果,实线为粒子模拟结果,曲线 a, b, c 的气压分别为 $0.01 \text{ Pa}, 0.02 \text{ Pa}, 0.05 \text{ Pa}$)

4.3. 考虑复合因素的影响

等离子体中电子损失的主要机理包括扩散、复合以及附着等因素.而在高功率微波二极管中,通常应用较强的磁场来约束电子束流,因而电子的径向扩散系数将会很小,忽略扩散引起的电子损失.电子附着包括三体附着、分解附着、辐射附着,电子附着的结果是牺牲了电子产生了负离子,但不影响正离子的密度.在二极管区域,由于强流电子束的存在,粒子模拟获得的等离子体密度以电离的正电荷粒子密度计算,因而电子附着效应可以忽略.鉴于上述原因,我们只考虑电子离子复合引起的电子损失率.图5给出了气压为 0.01 Pa ,束流为 22 kA 条件下,碰撞产生的等离子体电子密度随时间的变化关系.图中曲线 a 为粒子模拟结果,程序中自恰地包含了电子损失机理;曲线 b, c, d 为考虑复合系数的数值计算结果,其对应的复合系数 α_{eff} 分别为 $0.2 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-3}/\text{s}$, $0.5 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-3}/\text{s}$, $1 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-3}/\text{s}$.数值计算结果表明,在数值计算中设定电子离子的复合系数为 $\alpha_{\text{eff}} \approx 1 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-3}/\text{s}$ 时,此时的数值计算结果与自恰包含电子损失机理的粒子模拟结果近似相同.另外,由图可以看出,考虑复合效应后,峰值等离子体密度比实际碰撞产生的峰值等离子体密度减小了约 80% .这就是说,并不是碰撞产生的所有电子离子对都保留在空间中不变化,由于复合效应等电子离子损失机理,存在于空间的电子离子对数目比碰撞产生的电子离子对总数目要小得多.

在强流强磁场电子束电离中性气体产生的等离子体中,电子离子复合引起的电子损失率在气压小

于 100 Pa 时占主要优势,随着气压的不断升高,电子雪崩取代碰撞电离成为主要的电离机理,等离子体产生率迅速增加,此时电子离子复合不再占主导地位,等离子体各种不稳定性及非线性效应产生,反常扩散是主要的电子损失机理^[12].

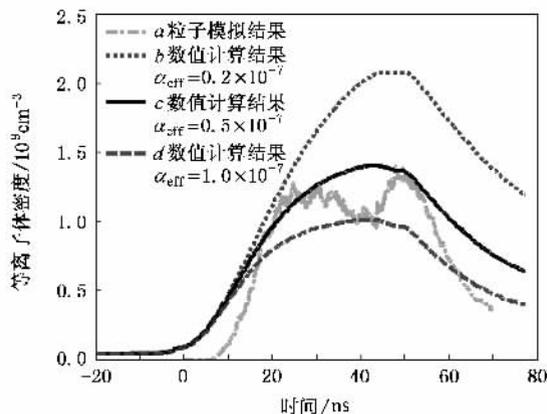


图5 碰撞产生的等离子体密度随时间的变化关系(曲线 a 为粒子模拟结果; b, c, d 为考虑复合系数的数值计算结果,曲线 b, c, d 对应的复合系数 α_{eff} 分别为 $0.2 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-3}/\text{s}$, $0.5 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-3}/\text{s}$, $1 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-3}/\text{s}$)

另外,采用粒子模拟的方法研究了碰撞电离等离子体密度随着气压的变化关系,如图6所示.程序中自恰地包含了电子损失机理,可以看出,随着气压的增加,等离子体密度呈现先增大再减小然后又逐渐增大的过程,在气压为 20 Pa 附近呈现一个驼峰点.这与文献^[3, 13]中电子束与中性气体相互作用产生的等离子体电子、离子密度随气压的变化关系曲线变化趋势基本相同.这可能是因为,在气压小于 20 Pa 时,电子束电离中性气体产生等离子体,等离子体不再进一步从电子束获得能量;当气压增加大于 20 Pa 时,等离子体与电子束相互作用并且从电

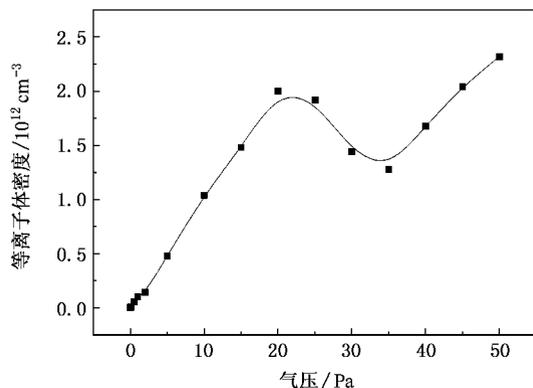


图6 等离子体密度随背景气压的变化关系

子束获得能量从而使得部分电子束能量降低,因而使得电子束电离产生的等离子体密度也降低;当气压进一步增加时,由于等离子体从电子束获得了能量,等离子体中的电子能量变得很大,可以进一步电离中性气体从而产生二次电子,因而等离子体密度逐渐增加.另外,当气压大于 50 Pa 时,二极管电压变得很小并且很快接近于零,出现短路现象.

由图 6 还可以看出,背景气压在 0.01 Pa—20 Pa 范围内变化时,碰撞产生的等离子体密度将在 $1 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ — $2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 范围内变化.在此范围内的等离子体密度将对高功率微波器件的功率输出具有重要影响^[5-7].

5. 结 论

本文利用数值计算与粒子模拟两种方法,结合实际的实验数据,对高功率微波二极管中相对论电子束与背景气体相互作用碰撞产生的等离子体密度

进行了研究.研究表明,碰撞产生的等离子体密度数值计算结果与粒子模拟结果基本一致,背景气压在 0.01 Pa—0.05 Pa 时,碰撞产生的等离子体密度在 $(4-12) \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$,即便在考虑电子离子复合的情况下,数值计算结果与粒子模拟结果依然符合得很好.粒子模拟结果表明,随着气压的增加,等离子体密度呈现先增大再减小然后又逐渐增大的过程,在气压在 20 Pa 附近呈现一个驼峰点,这与文献 [3,13] 中电子束与中性气体相互作用产生的等离子体电子、离子密度随气压的变化关系曲线变化趋势基本相同.另外,我们的计算结果还表明:当二极管工作气压处在 0.01 Pa—20 Pa 时,相对论电子束与背景气体碰撞产生的等离子体密度处在比较关键的范围内,在 $1 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ — $2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 范围内变化.根据文献 [5—7],在此范围内的等离子体对微波器件的功率输出具有很重要的影响.因此,采用真实的实验数据对碰撞产生的等离子体密度范围进行计算,对于二极管特性及微波输出功率的研究具有指导意义.

- [1] Barker R J, Schamiloglu E 2005 *High-Power Microwave Sources and Technologies* (Tsinghua University Press) (in Chinese) [Barker R J, Schamiloglu E 2005 高功率微波源与技术(清华大学出版社)]
- [2] Miller P A, Gerardo J B, Poukey J W 1972 *J. Appl. Phys.* **43** 3001
- [3] Ko J J, Choi E H, Choi M C, Seo Y, Cho G S, Shin H M, Uhm H S 1997 *IEEE Transaction on Plasma Science* **25** 400
- [4] Miller R B 1982 *An Introduction to the Physics of Charged Particle Beams* (Plenum, New York)
- [5] Tkach Y V, Fainberg Y B, Magda I I 1975 *Sov. J. Plasma Phys.* **1** 43
- [6] Carmel Y, Lou W R, Antonsen T M 1992 *Phys. Fluids B* **4** 2286

- [7] Carmel Y, Minami K, Kehs R A, Minami K, Abe D, Lou W R, Kehs R A 1989 *Phys. Rev. Lett.* **62** 2389
- [8] Merkel G, Litz M, Roberts H, Smith M, Still G W, Miller R B, McCullough W F 1993 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **40** 1434
- [9] Rieke F F, Prepejchal W 1972 *Phys. Rev. A* **6** 1507
- [10] Murphy D P, Raleigh M, Pechacek R E, Greig J R 1987 *Phys. Fluids*, **30** 232
- [11] Wen G J, Li J Y, Xie F Z, Xiong X Z, Liu S G 1998 *High Power Laser and Particle Beams* **10** 621 (in Chinese) [文光俊、李家胤、谢甫珍、熊祥正、刘盛纲 1998 强激光与粒子束 **10** 621]
- [12] Hoh F C, Lehnert B 1960 *Phys. Fluids* **3** 600
- [13] Strasburg S, Hinshelwood D D, Schumer J W, Mosher D, Ottinger P F, Fernsler R F, Slinker S P 2003 *Physics of Plasma* **10** 3758

Ionization of background gas by an intense relativistic electron beam

Song Fa-Lun[†] Zhang Yong-Hui Xiang Fei Chang An-Bi

(*Institute of Applied Electronics, CAEP, Mianyang 621900, China*)

(Received 19 March 2007; revised manuscript received 1 July 2007)

Abstract

In the paper, the interaction of an intense relativistic electron beam with the background gas in the high power microwave diode is studied. According to the experimental data, the plasma density generated by impact ionization have been calculated using the numerical method and particle-in-cell code. The results show that the values of the plasma density produced by impact ionization obtained by the two calculating methods agree well. The ionized plasma densities are $4 - 12 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ at the pressures of 0.01 Pa—0.05 Pa. Even considering the two- and three-body recombination effects, the values of the plasma densities produced by impact ionization obtained by the numerical method and particle-in-cell code still agree well. In addition, the results of PIC simulation show that there is a hump in the plasma density curve with the increasing of pressure. Different from the simple numerical calculation, in calculating the plasma densities, the experimental data are used. The results obtained by the two calculation methods using the experimental data will be very useful for high power microwave diode and microwave devices.

Keywords : relativistic electron beam, plasma, numerical calculation, particle-in-cell simulation

PACC : 5525, 5150, 4180D, 5265

[†] E-mail : emplasma@ustc.edu