

磁约束放电的电离特性研究^{*}

李 军 陈清明 李再光

(华中理工大学激光技术国家重点实验室, 武汉 430074)

(1995年3月23日收到)

应用蒙特卡罗(Monte Carlo)方法模拟研究了磁约束 Ar 放电中的电离, 考察了 30 Pa—4 kPa 气压范围内横向磁场对电离的影响, 得到了磁场作用的有效气压范围(低于 600 Pa)及最佳磁场值的概念. 通过分析, 对于磁约束放电方式有了进一步的认识, 并对这种放电方式在一般离子激光器及溅射型金属激光器中的应用进行了讨论.

PACC: 4255; 5280

1 引 言

近年来, 磁场被越来越多地应用到气体放电中. 其中, 横向磁场(其方向与放电电场方向正交)的应用最为广泛. 在众多的应用中, 横向磁场在薄膜的溅射沉积工艺过程中的应用——磁控溅射, 是较为成熟和成功的. 在磁控溅射镀膜过程中, 外部横向磁场与电场共同构成对电子的约束. 在约束作用下, 电子与气体原子的碰撞次数增多, 电离增强, 从而在低气压下(低于 20 Pa)能够实现稳定放电, 获得较高的薄膜沉积速率^[1].

最近, 横向磁场被应用于气体激光的放电激励过程^[2-4]. 我们在所进行的放电激励实验研究中发现, 稳定放电是磁场作用下表现出来的一个显著特点. Seguin 等^[2]的放电研究也得到了类似的结论. 我们对这种横向磁场作用下的气体放电——磁约束放电所作的理论研究表明^[4, 5], 横向磁场对于气体激光激励过程中的电子能量分布及电子的输运过程具有较大影响. 在实验方面, 采用磁约束放电方式, 我们获得了多种气体(He, Ne, Ar, N₂, CO₂)、较宽气压范围(Ar: 30 Pa—4 kPa; CO₂-N₂-He 混合气体: 50 Pa—12 kPa)、大面积平板电极的稳定放电, 并实现了高效率 CO₂ 激光器的运转^[6].

尽管对于应用横向磁场的磁控溅射放电过程已有很多研究^[7, 8], 但这些研究都局限于较低气压范围(低于 20 Pa); 而对于横向磁场在较宽气压范围的应用——气体激光研究领域的磁约束放电, 所作的研究还很少, 特别是对这种放电方式下的稳定放电机理还缺乏足够的认识. 此外, 磁约束放电在多种放电激励型气体激光器中的推广应用还有待于进一步探索. 由于电离对气体放电的维持起着关键作用, 并且电离对于溅射过程来说非常重要, 因此研究磁约束放电过程中的电离, 不仅有助于认识这种放电方式, 而且从激光研究

^{*} 国家自然科学基金资助的课题.

的角度来考虑,这对于磁约束放电方式在离子激光器(如 Ar^+)及溅射型金属激光器中的推广应用,具有重要的指导意义.

在本文中采用蒙特卡罗(Monte Carlo)模拟方法研究了磁约束 Ar 辉光放电中的电离情况,考察了 30 Pa—4 kPa 气压范围内横向磁场对电离的影响.

2 蒙特卡罗模拟

磁约束放电系统如图 1 所示.对于该模型作如下假设:

(1)平板放电电极在 x, y 方向无限长(坐标原点位于阴极表面),即电子在 x, y 方向不会逸出放电区;两个平板电极间距为 10 mm.

(2)磁场(沿 y 方向)在空间均匀分布,不随时间变化.

(3)电场(沿 z 方向)在阴极区内($z \leq d_c$)线性递减,不随时间变化:

$$E(z) = (2V_c/d_c)(1 - z/d_c), \quad (1)$$

v_c 为阴极位降电压, d_c 为阴极位降区长度.

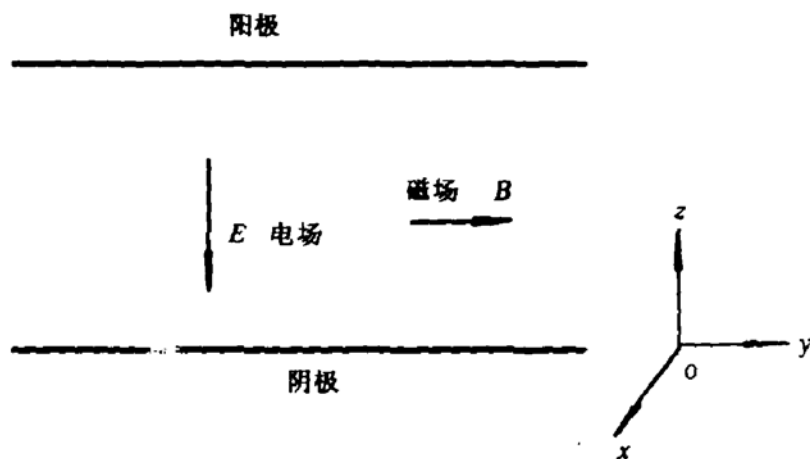


图1 磁约束放电系统示意图

在阴极区外($z > d_c$),电场均匀分布,场强很小,设为 $0.1 \text{ V} \cdot \text{mm}^{-1}$.严格地说,电场应该采用自洽模型.但由于求解泊松方程比较复杂且计算量大,因此,在本文的模拟中采用上述简化的电场形式.

具体地说,我们模拟的是电子的运动.假设初始电子从阴极表面($x = 0, y = 0$ 位置)发射进入放电空间,初始电子的能量选取为 0—10 eV 范围内^[9]的一个随机值.假设放电气体是弱电离气体,忽略其中的带电粒子间的库仑相互作用,只考虑电子与中性原子之间的弹性、激发及电离碰撞.这样,电子在没有碰撞发生的情况下的运动,可以用单粒子运动方程来描述:

$$\begin{aligned} \ddot{x}(t) &= (e/m)v_z B, \\ \ddot{y}(t) &= 0, \\ \ddot{z}(t) &= e/m(E(z) - v_x B), \end{aligned} \quad (2)$$

v_x 和 v_z 分别为 x, z 方向的速度分量, e 为电子电量, m 为电子质量, B 为磁场强度值. 利用定步长的四阶龙格-库塔方法积分求解运动方程, 确定电子在经历时间步长 Δt 后的位置和能量. 假设电子在 Δt 时间内不会与气体原子发生碰撞. 因此, 为了保证尽可能高的模拟计算精度, 时间步长需要选取足够短(比平均碰撞时间及电子在磁场中的回旋运动周期都短). 在每经历一个时间步长后, 判断电子是否与气体原子发生碰撞. 这是通过产生一个随机数 $R(0 \leq R \leq 1)$, 比较它与该时刻的碰撞几率(由碰撞截面决定)的大小来实现的. 若随机数大于碰撞几率, 则没有碰撞发生, 电子继续下一个 Δt 时间长度的运动; 若该随机数小于或等于碰撞几率则有碰撞发生, 此时, 再产生一个随机数使之分别与弹性、激发、电离碰撞截面占总截面的比例进行比较, 进一步判断碰撞类型. 对于电离碰撞, 记录下电离发生的位置. 经历碰撞过程后, 电子的能量被改变. 与激发和电离碰撞相比, 弹性碰撞过程中电子的能量损失较小, 因而在模拟中忽略电子的这部分能量损失. 假设电子在激发和电离过程中的能量损失为固定值, 分别是 Ar 原子的激发阈值和电离阈值. 由于电离过程中产生的电子的初始能量很小^[9], 假设这部分电子的能量为零. 被跟踪电子由于碰撞而被散射, 假设散射是各向同性的. 经历碰撞散射后, 电子继续进行 Δt 时间步长的运动, 并在每一步运动结束时判断是否与气体原子发生碰撞.

当电子到达阳极或回到阴极, 或当电子在阴极区外($z > d_c$)而其能量低于 10 eV(此条件保证电子不再有能力产生电离, 因 Ar 原子的电离阈值为 15.8 eV)时, 对这个电子的跟踪结束. 然后重新开始跟踪一个从阴极表面($x = 0, y = 0$ 位置)发射的电子. 重复这一过程, 直到跟踪完 1000 个电子为止. 最后, 对 1000 个电子的电离碰撞记录进行统计处理.

利用电离系数 α 来定量考察不同放电条件下的电离情况为

$$\alpha = \ln(1 + N_i/N_0)/d, \quad (3)$$

N_0 和 N_i 分别为阴极发射的电子数和由这些电子产生的电离的数目, d 为放电长度, 即两个电极之间的距离.

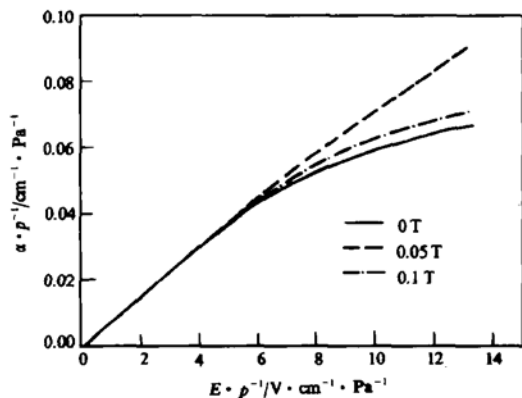
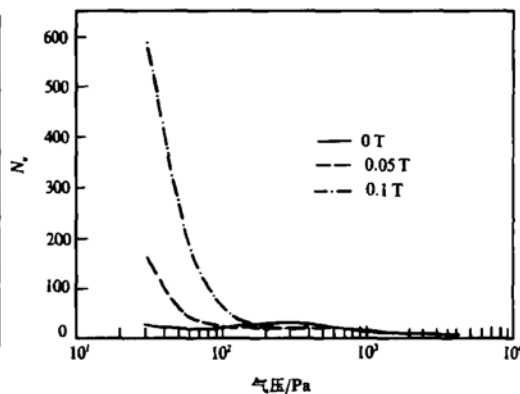
3 模拟结果与讨论

模拟了阴极位降为 400 V、气体温度 300 K 的放电条件下、30 Pa—4 kPa 气压范围的 Ar 磁约束放电的电离情况. 模拟中采用的 Ar 的弹性截面数据和非弹性截面数据分别来源于 Ferreira^[10] 和 Carman^[9] 的研究报告. 对应不同气压 p 的阴极位降区长度 d_c 根据 Carman^[9] 提供的 ρd_c 表达式得到.

图 2 给出了 α/p 随 E/p 的变化关系. 图中的电场强度 E 定义为

$$E = V_0/d, \quad (4)$$

V_0 为电极间电压. 根据所假设的电场形式, 取 V_0 与阴极位降电压值近似相等, 即 $V_0 \approx 400$ V. 从图中看到, α/p 随 E/p 的增大而增大. 在 E/p 较小时, 三种情况下的 α/p 值相等; 在 E/p 较大时, 有磁场情况下的 α/p 值较大. 在这里, 由于 E 一定, 因此得到: 磁场对电离的影响仅表现在气压较低的区域. 在这一区域, 在同一气压条件下, 磁场作用下的电离系数 α 较无磁场情况的大, 即磁场作用下的电离较强. 这是因为: 在无磁场情况下, 在

图2 α/p 随 E/p 的变化关系图3 在阴极损失的电子数目 N_e 随气压的变化关系

气压较低时, 电子的平均自由程较大, 有相当一部分电子未经历充分的碰撞(其中包括电离碰撞)就到达阳极, 因而电离不够充分, 电离系数小. 而在有磁场情况下, 由于磁场与电场的作用, 电子具有 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 方向(x 方向)的漂移运动, 在低气压下这一漂移运动使得电子在向阳极的运动过程中经历较长的路程, 有较多的机会与气体原子发生碰撞而增强电离, 电离系数较大. 但是, 由于气压升高造成的电子平均自由程的减小及相应的电子与气体原子的碰撞(电离)的增加, 使得磁场对电离的影响在高气压时变得不明显.

从图2我们还看到, 在磁场具有显著影响的低气压范围, 在同一气压条件下, 不同磁场强度作用下的电离系数 α 不同, 并非磁场越强电离越强. 图3对此作了解释.

图3给出了不同气压下电子在阴极的损失, 即电子回到阴极, 被阴极吸收. 从图中看到无磁场时的阴极损失几乎不随气压变化, 而有磁场时电子的阴极损失在气压低于600 Pa时相当显著, 且0.1 T情况下的比0.05 T情况下的严重. 在有磁场情况下, 随着气压的升高阴极损失减小; 600 Pa以后阴极损失基本恒定, 且与无磁场情况下的基本相等. 由于磁场的作用电子的运动既有 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 方向的漂移运动, 又有洛伦兹力作用下的回旋运动. 阴极表面附近的电场较强, $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 漂移显著, $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 方向的漂移使得电子有较长时间被约束在阴极表面附近, 而同时进行的回旋运动使电子有较大的几率回到阴极. 因此, 磁场越强电子在阴极附近被约束得越厉害, 回到阴极的电子越多. 但电子与气体原子的碰撞在一定程度上削弱甚至破坏了磁场的约束, 碰撞散射破坏了电子的 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 方向的漂移, 使电子摆脱约束, 逃离阴极附近的约束区. 因此, 随着气压的升高, 电子与气体原子的碰撞增多, 磁场的约束作用减弱, 由于磁场约束而造成电子的阴极损失降低.

磁场的约束作用, 一方面由于电子与气体原子碰撞增强而使得电离增强, 另一方面则由于电子在阴极的损失增加而影响电离. 磁约束作用下的电离是这两个正负效应的综合. 因此, 若要利用磁场获得理想的电离效果, 则需要综合考虑这两个方面的效应, 选取最佳磁场值.

此外,我们考察了磁场对电离的空间分布的影响.无磁场,气压 75 Pa 情况下的电离系数与磁场强度 0.05 T,气压 50 Pa 情况下的电离系数非常接近,分别是 2.9310 cm^{-1} 和 2.9316 cm^{-1} .图 4 给出了这两种情况下电离的空间分布的比较.从图 4(a)中看到,在 x 方向,这两种情况下的电离分布是有差异的.无磁场情况下的电离基本发生在 x 轴的原点($x = 0$)附近,而 0.05 T 磁场下的电离大多发生在 x 轴的一侧($x > 0$),即 $E \times B$ 方向.在 y 方向(图 4(b)),二者的电离分布基本相似,主要位于 y 轴原点($y = 0$)附近,只是无磁场时的电离分布较集中一些而已.在 z 方向(图 4(c)),二者的电离分布存在细小差异,0.05 T 磁场下的电离分布在总体上较为靠近阴极一些.由此可见,虽然两种情况下的电离系数相近,但电离的空间分布是不同的,磁场情况下的电离分布所具有的这些特点,是磁场作用的具体反映:在磁场作用下电子的 $E \times B$ 方向的漂移使得较多的电离发生在 $E \times B$ 方向;由于 $E \times B$ 漂移在阴极附近较为显著,即电子较长时间被约束在阴极附近,因而使得电离较多地发生在阴极附近.

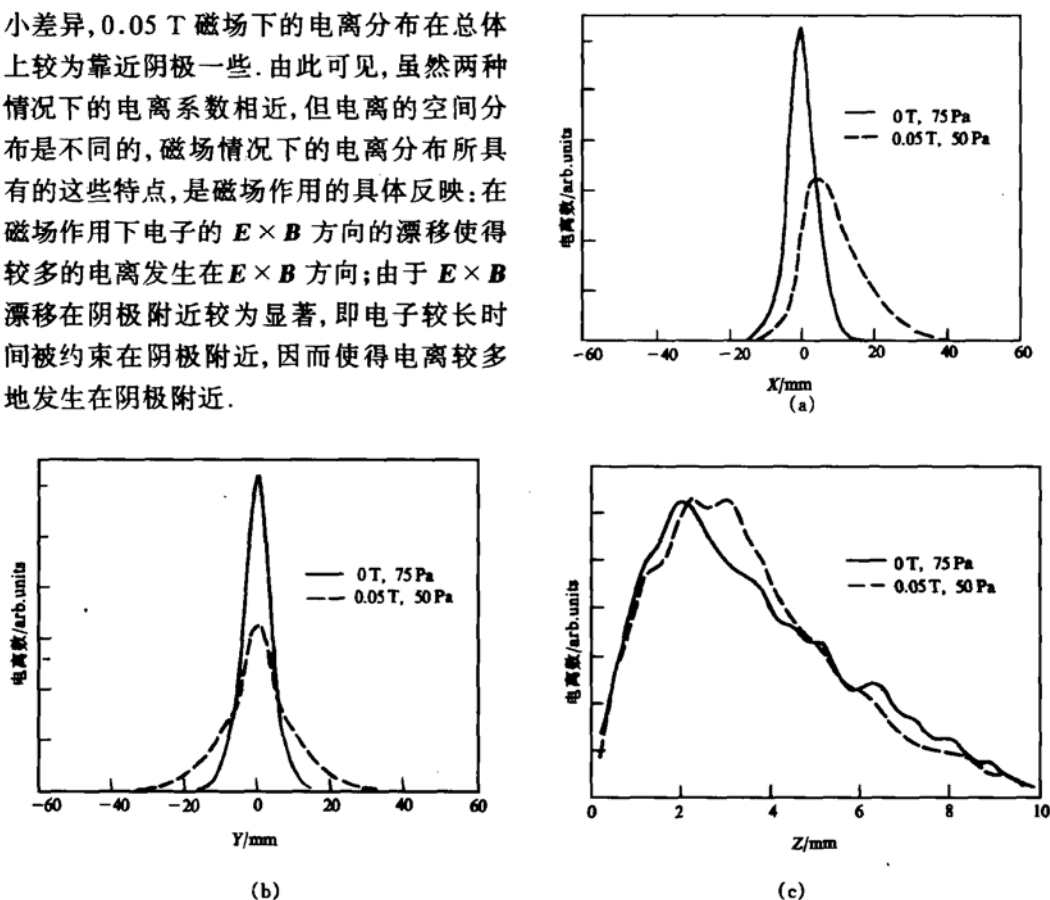
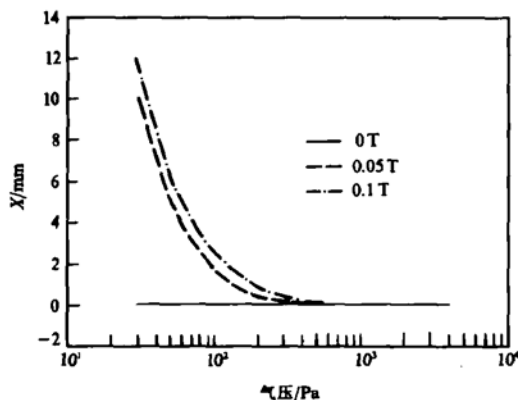
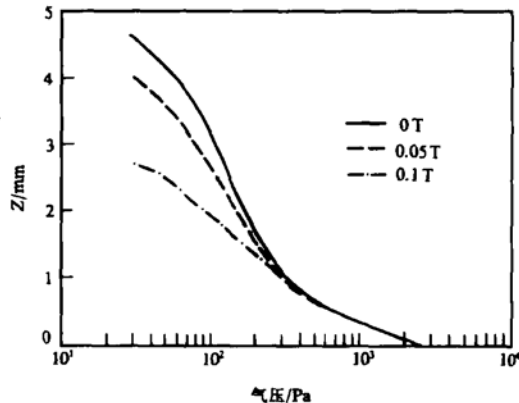


图 4 两种放电条件下电离的空间分布比较 (a) x 方向分布; (b) y 方向分布; (c) z 方向分布

图 5 和图 6 给出了不同气压下的电离的空间分布特点.图 5 和图 6 分别是在 x 和 z 方向电离碰撞的平均位置随气压的变化关系.由于在 y 方向电离碰撞的平均位置不随气压变化,均位于 y 轴原点($y = 0$),在这里不再讨论.从图 5 看到无磁场时在不同气压下,电离主要发生在 x 轴原点附近.磁场作用下,在低气压时,电离主要发生在 $x > 0$ 的一侧,磁场越强,电离发生的位置距原点越远;随着气压的升高,电离位置逐渐靠近原点,当气压达到约 600 Pa 以上时,电离基本上发生在 x 轴原点附近,即磁场的作用不明显了.

图 5 x 方向电离碰撞的平均位置随气压的变化关系图 6 z 方向电离碰撞的平均位置随气压的变化关系

从图 6 看到, 三种情况下电离碰撞的位置均随气压的升高而逐渐接近阴极表面. 气压在 600 Pa 以下时, 磁场越强电离发生的位置越接近阴极表面, 无磁场时的电离位置距阴极最远. 在气压高于 600 Pa 时, 有磁场和无磁场情况下电离的平均位置变得一致了, 且距阴极表面很近.

通过模拟分析, 得到这样的结论: 横向磁场只在低气压范围对电离具有影响. 在我们的研究中得到的这个有效气压范围是: 气压低于 600 Pa. 由此, 我们对磁约束放电有了进一步的认识: 磁约束方式之所以能够获得稳定放电, 在低气压下, 主要是因为应用磁场增强了电离; 但在高压下 (约在 10^3 Pa), 由于磁约束方式对电离影响很小甚至没有影响, 放电的稳定则是磁约束作用对放电过程中的其他因素产生影响的结果. 此外还得到, 磁场在增强电离的同时, 也增加了电子在阴极的损失. 因此, 在磁场的应用中存在最佳磁场值的问题.

由于磁约束放电在低气压下具有较高的电离度, 可以考虑将磁约束放电方式应用于工作在其有效气压范围内的离子激光器. 但在应用中必须考虑到磁场对电离的空间分布的影响, 如 $E \times B$ 方向电离较强、阴极附近电离较强等特性, 这些特性将影响离子激光器中增益的空间分布. 另外, 可以考虑将这种放电方式应用于溅射型金属激光器. 与磁控溅射中应用磁场增强电离 (溅射) 的思想类似, 在合适的气压下利用磁场来增强电离, 增强金属的溅射, 进而获得较高的金属蒸汽密度, 有可能获得较高功率的激光输出.

4 结 论

应用蒙特卡罗方法模拟磁约束 Ar 放电中的电离, 研究了在 30 Pa—4 kPa 气压范围内横向磁场对电离的影响. 由模拟得到: 磁场仅在低气压范围内 (低于 600 Pa) 对电离有影响; 要获得理想的电离效果, 需要选取最佳磁场值.

通过研究, 对于磁约束方式对放电稳定性的影响有了进一步的认识. 另外, 考虑了磁

约束方式在离子激光器及溅射型金属激光器中的应用.

- [1] J. A. Thornton and A. S. Penfold, *Thin Film Processes* (Academic, New York, 1978), p. 76.
- [2] H. J. J. Seguin, C. E. Capjack, D. Antoniuk and V. A. Seguin, *Appl. Phys. Lett.*, **39**(1981), 203.
- [3] J. Macken, H. Wrench and M. Samis, *Lasers Electro-Optical Conference* (Anaheim, CA, 1988), P. FD-3.
- [4] 李 军、许强华、陈清明, *物理学报*, **43**(1994), 30.
- [5] Q. H. Xu, Q. M. Chen and J. Li, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **27**(1994), 795.
- [6] Q. M. Chen, H. Sun, F. Q. Zhou, X. P. Li, H. Lu and G. H. Feng, *Proceedings of International Conference on Lasers '93*(1993), p. 241.
- [7] A. E. Wendt, M. A. Lieberman and H. Meuth, *J. Vac. Sci. Technol.*, **A6**(1988), 1827.
- [8] J. E. Miranda, M. J. Goeckner, J. Goree and T. E. Sheridan, *J. Vac. Sci. Technol.*, **A8**(1990), 1627.
- [9] R. J. Carman, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **22**(1989), 55.
- [10] C. M. Ferreira and A. Ricard, *J. Appl. Phys.*, **54**(1983), 2261.

IONIZATION IN A MAGNETICALLY CONFINED DISCHARGE

LI JUN CHEN QING-MING LI ZAI-GUANG

(National Laboratory of Laser Technology Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074)

(Received 23 March 1995)

ABSTRACT

Ionization in a magnetically confined argon discharge has been studied by the use of a Monte Carlo simulation. Especially, influences of the transverse magnetic field have been investigated for a pressure range of 30 Pa—4 kPa. It is found that the magnetic field acts effectively only in a definite range of pressure (< 600 Pa), and within the range there is an optimum strength for the field. Analyses for the results and consideration of applying the discharge in ion lasers as well as in sputtering-based metal vapor lasers have been given.

PACC: 4255; 5280