

HL-1M 装置的氦辉光放电 清洗的清除率研究

王志文 张年满 王明旭 严东海 崔成和 梁 雁

(核工业西南物理研究院, 成都 610041)

(收稿日期 1998-01-13)

THE REMOVING EFFICIENCY OF HEGDC IN HL-1M TOKAMAK

Wang Zhiwen Zhang Nianman Wang Mingxu Yan Donghai Cui Chenghe Liang Yan

(Southwestern Institute of Physics, Nuclear Industry Ministry, Chengdu 610041)

Abstract: By studying the characteristics of discharge and the removing efficiency of HeGDC in the HL-1M Tokamak, we found that the electric field near the symmetric position of the anode section was very weak, and the depth of the cathodic potential fall was much larger than the free mean path of He ions, which led to a serious reduction of removing efficiency. We pointed out that the using of multianodes asymmetrically in HeGDC could improve the removing efficiency.

Keywords: HeGDC, Removing efficiency.

摘 要: 通过对 HL-1M 的氦直流辉光放电清洗(HeGDC)的放电特点和清除效率的研究,发现环形真空室的对称性导致与阳极截面相对称的区域的场强很弱,使其阴极位降区的厚度远大于氦离子的平均自由程,严重影响辉光清除效率。提出采用多电极不对称阳极电位的辉光放电来提高清除效率。

关键词: 氦直流辉光放电清洗、清除率。

分类号: TL6、O613.11、O461.21。

在各种聚变装置上用惰性气体进行各种放电来清除石墨或壁中的碳、氧杂质和降低其中的氢浓度。直流辉光放电清洗,因其操作简单、能耗小,并能有效地降低氢浓度和部分碳氧杂质,而被各装置广泛使用。在 HL-1M 上,对内壁进行原位处理如硼化、硅化等,HeGDC 已作为日常清洗,几乎完全取代了以前的泰勒放电清洗(TDC)。在 HL-1M 装置的现有壁条件和真空条件下,只要进行适当的 HeGDC,就可以进行较好托卡马克放电,并为辅助加料和辅助加热提供良好的壁条件。

1 直流辉光放电特点

在环形真空室内引入一电极作为直流辉光放电的阳极(1 kV, 1.5 A),真空室壁作为阴极,利用静电探针测辉光放电时的悬浮电位,由一套抽气机组的抽口处的质谱探头监测辉光放电清洗时清除的杂质组分及分压。

整个环形真空室为辉光放电阴极,阳极电位 U

$$U = \int E dx \quad (1)$$

式中, E 为环形室中的电场, 积分的限是从阴极到阳极。对于环形室壁(即阴极)的不同位置到阳极的路径不同, 场强也不一样。在阳极所在的截面及其附近电场很强, 而在环形室内离阳极越远处的电场越弱; 并且由于环形室的对称性, 在环形室中与阳极截面对称的区域的电场最弱。通过测量真空室中不同位置的悬浮电位来定性分析场分布, 测量与阳极截面对称的区域附近的悬浮电位分布知其最大值为 70 V, 阳极截面附近的悬浮电位分布如图 1 所示。测到的最大值为 114.5 V。这证实了上述分析正确, 即环形室中离阳极截面越远处的电场越弱, 阳极截面及附近的电场最强, 与阳极截面对称的区域电场最弱。

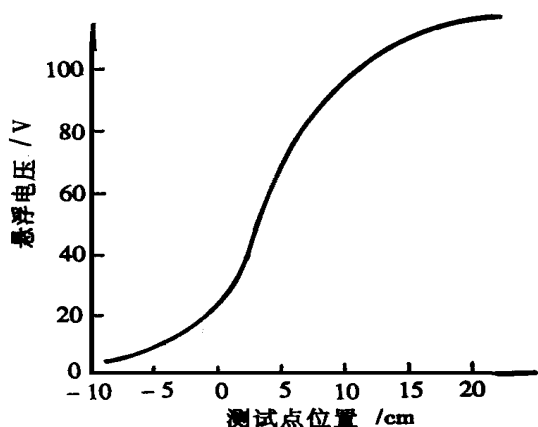


图 1 HeGDC 时真空室中的悬浮电位

(0 为器壁处, 负值为壁指向管内, 正值为壁指向小环轴心)

控制。

由于与阳极截面对称的区域的电场很弱, 而特定的气体和电极材料在维持稳定的直流辉光放电时的阴极位降区的位降是基本一定的, 如铁氦为 161 V, 镍氦为 158 V 等^[1]。在弱电场时势必增加位降区的厚度来确保正常直流辉光放电的阴极位降。当该厚度远大于离子的平均自由程时, 粒子间的碰撞和离子被中和的几率大大增加, 这样打在器壁上的离子的数量和能量大大减少, 这在对硼化膜、硅化膜的分析中已经证实: 在阳极附近的壁上的膜厚远大于与阳极截面对称的区域的壁上的膜厚。另一方面, 在辉光放电清洗时因打在器壁上的离子的数量大大减少, 使离子诱导脱附的能力降低, 使得辉光放电对该区域壁的清洗效率很低。为改善这状况, 可采用多电极不同阳极电位的辉光放电清洗或降低放电气压以增大粒子的平均自由程(同时需增加阳极电位)。第二种方法受限于正常辉光放电的特性。过分降低气压和增大阳极电位, 容易造成异常辉光放电, 甚至拉弧, 并且气压太低会导致辉光熄灭; 第一种方法较好, 它可以解决真空室内部分区域因场强太弱而产生的阴极位降区的厚度大于离子的平均自由程的问题, 从而提高辉光放电清洗的清除效率。在 D III-D 和 ASDEX 等装置上都采用多电极的直流辉光放电来处理壁。

事实上, 根据辉光放电的特点有

$$U_k = \int_0^{d_k} E dx \quad (2)$$

阴极位降厚度 d_k 与气压 P 的乘积基本为定值, 即 $d_k \cdot P = C$ 。对于氦-铁时, 常数 C 为 $1.7 \text{ Pa} \cdot \text{m}^{[1]}$, 此时有

$$d_k = 1.7 / P \quad (3)$$

$$\lambda = 2.77 \times 10^{-2} / P \quad (4)$$

式中, λ 氦离子的平均自由程。由式(2)~(4)可知: 单靠降低气压, 提高阳极电位是不能很好的解决单电极辉光时环形真空室的对称导致的低清除率问题的; 而依靠增加电极数和适当降低气压来提高电位, 能有效提高真空室中各处的场强 E , 减小真空内壁各处附近的阴极位降区厚度 d_k , 使其与氦离子的平均自由程相接近, 从而降低碰撞和离子中和几率, 增加轰击壁阴极的离子数和提高这些离子的能量, 提高辉光放电的清除效率。

2 杂质及氢清除的实验特性

在保持总送氦量不变和直流电源输出的电压一定时, 在刚启动氦辉光放电清洗时, 真空室内的总气压较大, 壁平均面电流密度也较大, 阳极与阴极间的电压较小。随着辉光清洗过程的进行, 从真空室内壁上清除的杂质和氢也逐渐被抽气机组抽走, 真空室中的总气压逐渐降低到一个常量, 近似等于送入氦气的动态平衡气压。这说明: 在辉光清洗的起始阶段, 壁在托卡马克放电时所吸附的大量的氢和杂质受到离子诱导脱附和置换作用, 大量脱附。此时的清除效率很高。随着清洗过程的进行, 氢气和杂质被机组抽走, 壁上的氢和杂质质量逐渐减少, 清除效率也就逐渐降低, 直至氢和杂质的脱附与再吸附间动态平衡。此时的清洗效率最低, 接近零。表现出来的就是真空室的总气压接近常量。再把阳极电压提高 100 V , 则壁平均面电流密度增加, 真空室总气压也略有增加, 这是因为阳极电位的增加, 使辉光放电的阴极位降区的厚度减小, 碰撞的几率减小, 离子因碰撞而损失的能量和被中和的数量减小, 到达阴极的离子的能量和离子数量增加, 使清除效率增大的结果。

实验测得主要杂质成分的时间特性与平均面电流密度正相关, 与总气压变化特点相一致。因此, 无论采用何种方式提高平均面电流密度, 都将有利于提高氦辉光放电清洗的杂质清除率。

事实上脱附量 N_t 是入射到壁上的离子流密度 φ 、脱附几率 δ 和壁上的吸附量 N_m 的函数, 即 $N_t(t) = f(\varphi, \delta, N_m)$; 在辉光放电清洗时, 壁内的吸附粒子的扩散和脱附气体与壁再结合都可以忽略^[2], 则有

$$-dN_t/dt \approx \varphi \delta N_t \quad (5)$$

可以看出清除率近似正比于入射到壁上的离子流密度和壁上的吸附量; 脱附几率 δ 与入射离子能量有关。

在真空室中单位时间的气体变化量为

$$V \frac{dP}{dt} = q_0 + kT \frac{-dN_t}{dt} - SP \quad (6)$$

式中, q_0 为辉光放电时的送气速率; S 为机组抽气速率。上式右边第二项为脱附量。设壁上初始吸附量为 N_0 且 φ 和 δ 近似为常量, 求解式(5)和(6)得

$$N_t = N_0 \exp(-\delta \varphi t) \quad (7)$$

$$P = \frac{q_0}{S} + \frac{kTN_0}{V} \int \delta \varphi \exp[-(\delta \varphi + \frac{S}{V})t] dt + C \exp(-\frac{St}{V}) \quad (8)$$

式中, C 为初始常数, 它反映出在辉光放电清洗时的总气压的变化规律。辉光开始时, 式(8)的第二项很大, 总气压很高, 然后按两种不同的衰减常数衰减。当辉光清洗时间很长, 即 t 远大于衰减常数时总气压接近常数 q_0/S 。此时辉光清洗的脱附将于壁的再吸附处于动态平衡。

从大量的硼化壁的辉光清洗的杂质及氢气变化实验数据分析知: 在约 50 min 的辉光清洗过程中, 共清除的 H_2 , H_2O , CO 分别约为 $10 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3$, $0.2 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3$ 和 $2 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3$ 。

对于硅化壁和锂化壁, 在辉光放电清洗时的清除效率与硼化壁不同。硅化壁的吸氢能力大于硼化壁。这与硅化后的托卡马克放电时送气量比硼化壁大, 而等离子体的密度却较小的事实相吻合。对于锂化时的情况, 还有待于进一步的实验研究。在 HL-1M 的现有壁条件下, 每次辉光清洗清除的氢气及杂质总量是不同的, 这与辉光放电前的壁所吸附的量有关, 但无论其状况如何, 只要辉光清洗至氢气的分压(即 $3 \times 10^{-3} \text{ Pa}$ 左右)比托卡马克放电的送氢量($5.3 \times 10^{-2} \text{ Pa}$)低一个量级多时, 托卡马克放电的氢再循环系数就小于 1.0, 放电就能正常进行。

3 辉光放电清洗后的氢循环特点

在硼化壁条件下, 对 HL-1M 的辉光放电清洗后的托卡马克放电结束后最大氢分压随放电次数的变化进行了实测。结果表明: 这 10 次托卡马克放电的本底送氢量一样且无辅助加热和辅助加料。在辉光清洗后的第一次放电, 壁有强大的吸氢能力, 使得放电结束后的最大氢分压很小, 再循环小, 随着托卡马克放电次数的增加, 吸附的氢增多, 再循环增大, 其吸氢能力下降, 放电结束后的最大氢分压也变大; 随着托卡马克放电次数的继续增加, 壁所吸附的氢也继续增多, 直至再循环系数大于 1。同时壁上所吸附的杂质量增大许多, 此后的放电将失控, 又需进行辉光放电清洗, 以清除杂质和降低壁中的氢含量, 使托卡马克放电能重复进行。

在托卡马克放电过程中, 被壁物理吸附的氢受到能量氢离子轰击时, 一部分注入到壁内, 与碳原子形成化学键, 如 $C-H$, $C-H_2$ 等^[3], 直到壁中的氢浓度达到饱和, 才有大量的氢又被后来轰击到壁上的能量离子所诱导脱附; 也有一部分离子复合成原子、再结合成分子, 在真空中形成较高的气压, 并逐渐被抽气机组抽走。随着放电的进行, 壁上的氢浓度增加, 其吸附氢的能力降低, 放电结束后真空中的最大气压也就逐渐增加。当壁中的氢浓度饱和后, 打在壁上的能量氢离子将诱导出大量的氢, 此时托卡马克放电将难以控制。

参 考 文 献

- 1 魏杨主编. 电真空物理. 北京: 人民教育出版社, 1961: 170
- 2 Langley R A. Helium ion induced release of Hydrogen from graphite. J. Nucl. Mater., 1989, 162~164: 1030
- 3 Wilson K L, Hsu W L. Hydrogen recycling properties of graphite. J. Nucl. Mater., 1987, 145~147: 121

作者简介: 王志文, 男, 1969 年 7 月生于四川省华蓥市。1992 年毕业于西南师范大学物理系, 获理学学士学位; 1995 年毕业于核工业西南物理研究院, 获工学硕士学位, 现从事聚变科研的第一壁材料研究工作, 正在攻读边缘等离子体物理专业博士学位。