

托卡马克装置的击穿条件

杨士才¹⁾ 王 龙

(中国科学院物理研究所)

1986年10月1日收到

提 要

在 CT-6B 托卡马克实验装置上研究了充气气压、环向磁场、杂散磁场、环电压等放电条件对击穿的影响。发现垂直方向和水平方向的杂散磁场对击穿影响不同。指出实验结果与汤生放电模型的偏离。用 Monte-Carlo 方法解出击穿阶段电子分布函数,对汤生模型公式作出修正。

一、引 言

放电初期阶段是托卡马克装置放电的一个重要阶段。这是因为:

1. 托卡马克等离子体中的杂质,特别是轻杂质,绝大部分是在放电初期引进的。
2. 放电初期环电压高,耗费变压器磁通量大,并可能产生大量逃逸电子。
3. 在大型托卡马克装置中,放电初期会产生电流的趋肤效应,并可引起磁流体不稳定性。

主要决定放电初期等离子体行为的是预电离和击穿过程。适当选择预电离方式和控制击穿条件,可以得到较干净、稳定的等离子体,并影响到整个放电过程。

对于击穿过程和击穿条件的研究可追溯到受控聚变研究的初期阶段^[1,2]。但这方面的实验工作不多^[3,4],理论工作也很初步。这主要因为放电击穿阶段的物理过程十分复杂。

文献[5]采用了自由加速电子模型,考虑到磁场漂移粒子损失,得到了击穿条件。这一模型与实际情况显然存在很大偏离,特别当气压较高时。

另一模型是汤生放电模型^[3]。这一模型认为,电子的碰撞与加速间达到了平衡。这一平衡态的参数使用了以下公式。首先,在 E/P 较大时 ($E(\text{V/cm})$ 为电场, $P(\text{Torr})$ 为充气气压),氢气的第一汤生系数、平行电场方向的漂移速度,以及电离速率分别为

$$\alpha \simeq 2.5P, \quad (1)$$

$$\bar{v}_\parallel \simeq 3.5 \times 10^5 E/P, \quad (2)$$

$$\nu = \alpha \bar{v}_\parallel \simeq 9 \times 10^5 E. \quad (3)$$

在 E/P 较低时,电子温度

1) 现在地址: 重庆建筑工程学院。

$$T_e \simeq 0.1E/P \text{ (eV)} \quad (4)$$

但当 E/P 较高时,由于热电离, T_e 不能超过 10eV 的量级.

这一模型定义当电子与离子间的碰撞频率等于与中性粒子的碰撞频率(此时电子密度约为中性粒子密度的 0.1 倍)时为击穿. 再考虑到各种粒子损失机构,得到击穿条件.

从这一模型得到的击穿条件在形式上与实验一致. 但击穿条件公式中的预电离电子密度与击穿时的电子密度事实上都很难测量,其它量的测量精度也不高. 所以不能认为这一模型已为实验所证明.

本文首先介绍 CT-6B 托卡马克装置上的击穿实验结果,并将其与汤生模型公式相对照,指出这一模型存在的问题. 然后用一个 Monte-Carlo 程序模拟击穿阶段电子的运动,求出分布函数,计算电离速率,引进对汤生放电模型的修正.

二、实验装置

CT-6B 托卡马克装置的主要参数为: 平均大半径 $R = 45\text{cm}$; 孔栏半径 $a = 10\text{cm}$; 环向磁场 $B = 13\text{kG}$. 不锈钢真空室的小半径为 15cm , 环向有一割缝. 极限真空为 $10^{-8} - 10^{-7}\text{Torr}$. 放电时连续充进工作气体(氢气).

铁芯变压器初级匝数为 240 匝. 改变初级回路中贮能电容器充电电压,就可改变加在真空室内的环电压.

装置采用垂直磁场线圈来提供平衡垂直磁场,采用水平磁场线圈来补偿杂散磁场. 两线圈均由环向场回路分流供电,电流大小可调. 在本实验中,同时用这两线圈提供杂散磁场.

用一个螺线管置于真空室旁,测量其它线圈和铁芯产生的杂散磁场,用以估计真空室内的杂散磁场水平.

在本实验中,采用安装在真空室上侧的一个 B-A 真空计规管作为预电离手段. 预电离电子密度因太低故未能测量.

三、击穿条件实验

当变压器初级回路放电时,真空室内环电压上升时间约为 0.1ms . 然后再经 $0.2 - 0.5\text{ms}$, 等离子体电流产生并迅速增长. 等离子体电流产生后,环电压就迅速降低. 因此可根据环电压是否降低来判断是否击穿.

在不同的环向场下,改变充气气压,测量击穿电压范围,可以得到如图 1 的电场-气压击穿区域. 三条实线分别对应不同的环向场.

由图 1 可以看出, 1. 在气压较低时,存在一个最高的击穿电压. 这个值随气压增加而增加,也随环向场增加而增加. 2. 存在一个最低的击穿电压. 这个值大致与气压成正比,并随环向场增加而减少. 3. 存在一个可击穿的最低气压值,这个值随环向场增加而降低.

文献[3]指出,击穿电压上限的存在是由于磁场漂移,并给出相应的击穿条件

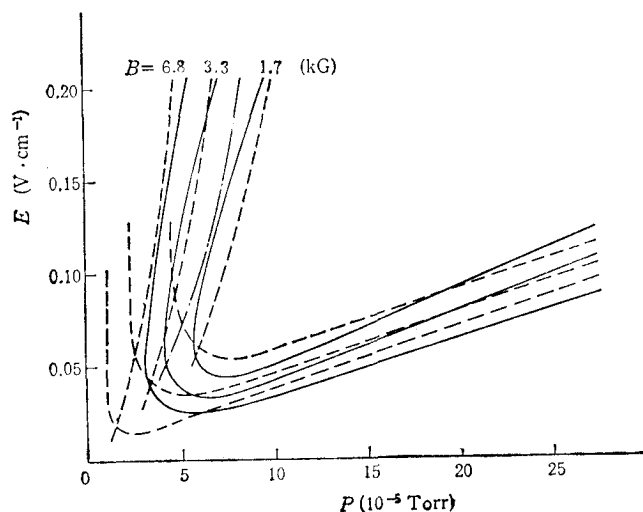


图1 不同环向场下的电场-气压击穿区域 实线为实验值;虚线为汤生放电模型;
破折线为自由加速电子模型

$$E < \frac{1.293 \times 10^2 a R B P^2}{\ln\left(\frac{n_{ec}}{n_{e0}}\right) + 1} - 4.18 \times 10^2 P. \quad (5)$$

其中除充气气压 $P(\text{Torr})$, $E(\text{V/cm})$ 外,其余物理量皆取高斯单位制。 n_{e0} 为初始电子密度, n_{ec} 为击穿所需达到的临界电子密度。文献[3]省略了(5)式等号右边分母中的1,此处不再省略下同。

假设 $n_{ec}/n_{e0} = 60$,从(5)式得到的击穿条件(图1左上方三条虚线)与实验值符合。用以反推 n_{e0} 。按文献[3]对击穿电子密度的估计, n_{e0} 应为 10^{10}cm^{-3} 量级,偏高。按文献[5], n_{ec} 应为 10^9cm^{-3} ,由此得到 n_{e0} 为 10^7cm^{-3} 量级,估计也偏高。

文献[5]从自由加速电子模型出发,得到了相对于磁场漂移粒子损失的击穿判据为

$$n_0 \geq \frac{2}{(\nu\sigma)_{\max} \sqrt{\frac{2t_0 p_0}{eE}}}, \quad (6)$$

其中 n_0 为中性粒子密度, ν 为电子速度, σ 为电离截面, t_0 为环电压上升时间, p_0 为碰撞电离开始时的电子动量。按电子能量 80eV 时 $\sigma = 10^{-16}\text{cm}^2$, $t_0 = 100\mu\text{s}$ 计,击穿条件在图1上以破折线表示。可以看出,当环向场较强时,这判据过于严格。这说明在自由加速模型中对电子速度估计过高。

在造成击穿区域低电场限制的损失机构中,径向扩散可以忽略。复合系数为 10^{-8} — $10^{-10}\text{cm}^3/\text{s}$,因而复合是主要损失机构。但这一损失与磁场无关,与实验不符。应寻找另外的损失机构。

对于击穿区域的低气压边界,文献[3]归之于杂散磁场的影响,并得到击穿条件:

$$P > 0.389 \left[\ln\left(\frac{n_{ec}}{n_{e0}}\right) + 1 \right] \frac{B_t}{aB}, \quad (7)$$

其中 B_t 为径向杂散磁场。这一击穿条件与电场无关。这与下节将描述的实验不符。为

解释这一问题及上述低电压极限问题,提出一个模型.

把电子速度分布考虑作一个沿磁力线方向的速度加上一个温度为 T_e 的麦氏分布,然后用文献[3]的方法,得到如下击穿条件:

$$P > 0.389 \left[\ln \left(\frac{n_{ec}}{n_{e0}} \right) + 1 \right] \frac{B_r}{aB} f(8.35 \times 10^{-3} E / P \sqrt{T_e}). \quad (8)$$

其中 T_e 的单位为 eV, 函数 f 的形式为

$$f(x) = 2\Phi(x) - 1 + \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{\pi}x} e^{-x^2/2}, \quad (9)$$

其中 Φ 为误差积分.

当气压很低时, $f(x) \rightarrow 1$, (8) 式趋于 (7) 式, 规定了击穿区域的低气压边界. 当气压很高时, $f(x) \rightarrow \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{\pi}x}$, 击穿条件 (8) 式与气压无关, 因而与复合损失机构一起, 决

定了击穿区域的低电压边界. 假设两种损失机构是迭加的, 击穿条件为

$$E > \left(74.2 \frac{\sqrt{T_e} B_r}{aB} + 2.67 \times 10^9 \alpha P \right) \left[\ln \left(\frac{n_{ec}}{n_{e0}} \right) + 1 \right]. \quad (10)$$

取 n_{ec}/n_{e0} 为以前假设值, 复合系数 α 取 $3 \times 10^{-8} \text{cm}^3/\text{s}$, B_r 取 0.5G, T_e 取 10eV, B 值分别取各实验值. 按上述模型所得到的击穿条件如图 1 左下方三条虚线所示.

曾测量了放电时真空室附近几个点处的杂散磁场. 这一杂散磁场与环电压有关. 当电场低于 10^{-1}V/cm 时, 杂散磁场可低于 5G 水平. 上述实验是在将杂散磁场补偿到最小时进行的, 而影响击穿的有效杂散磁场系沿环向的平均场, 所以维持 0.5G 的杂散磁场水平是可信的.

四、杂散磁场实验

为研究杂散磁场对击穿过程的影响, 在一定气压、环向场条件下, 改变外加垂直及水平方向磁场, 测量击穿电压. 一个典型结果如图 2 所示. 在这一实验中, 环向磁场为 3.3 kG, 充气气压为 $4 \times 10^{-5} \text{Torr}$. 图 2 中不同封闭曲线围成的区域表示不同电场下的击穿区域, 有如下特征:

首先这个图形的中心, 即最低击穿电压处, 并不在坐标系的原点. 但这不能直接得出什么结论. 因为实际杂散磁场为外加杂散磁场和原有杂散磁场之和, 而原有杂散磁场难于测量. 当电场较低时, 原有杂散磁场较小, 且与电压关系不大. 这时图 2 的坐标可认为是实际杂散磁场, 但原点不能确定. 尽管存在这些不确定性, 仍可看到图 2 图形最重要的特征是垂直磁场和水平磁场作用的不对称性. 也就是说, 对于一定的击穿电压, 垂直磁场有比水平磁场大得多的变化范围. 所加电压越低, 这种差别越大.

按照文献[3]所述的杂散磁场引起的粒子损失机构, 两个方向的杂散磁场的作用不应有什么区别. 为解释上述实验结果, 须寻找两个方向的不对称性.

为维持环形等离子体平衡, 需要一个垂直磁场. 但击穿阶段的等离子体电流很小, 所

需垂直磁场不会超过高斯量级。这一机构并不重要。

另一种不对称性是带电粒子磁场漂移在垂直方向。这时,适当方向和大小的垂直磁场可以部分地抵消这一漂移。

考虑到这两种粒子损失机构,粒子的平均径向速度为

$$\bar{v}_r = \frac{1}{R\omega} \int \left(v_{\parallel}^2 + \frac{1}{2} v_{\perp}^2 \right) - \frac{B_r}{B} R\omega v_{\parallel} \Big| f dv, \quad (11)$$

其中 ω 为电子回旋频率, R 为磁力线半径, $v_{\parallel}$, $v_{\perp}$ 分别为速度的平行和垂直分量。如速度分布仍按前节假设,从(11)式得到下列结果:

$$\bar{v}_r = \frac{1}{R\omega} \frac{kT_e}{m} g(\xi, \eta), \quad (12)$$

其中

$$\xi = \frac{B_r}{B} R\omega \sqrt{\frac{kT_e}{m}},$$

$$\eta = v_0 \sqrt{\frac{kT_e}{m}}.$$

对于不同的 η 值,函数 $g(\xi, \eta)$ 随 ξ 变化如图3所示。

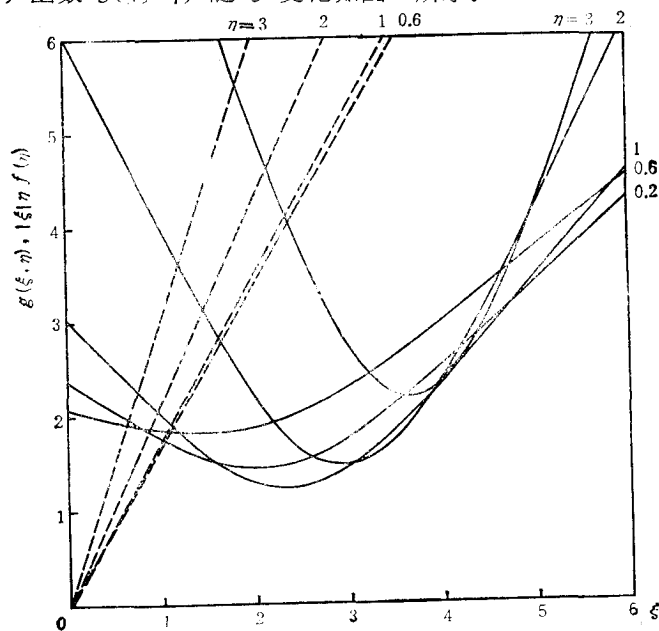


图3 函数 $g(\xi, \eta)$ (实线) 和 $|\xi|\eta f(\eta)$ (虚线)

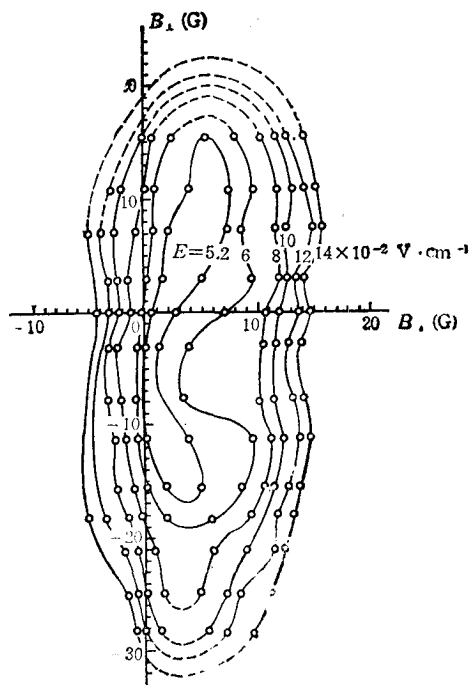


图2 不同电压在外加垂直磁场及水平磁场平面上的击穿区域

而相应于水平杂散磁场的平均径向速度为

$$\bar{v}_r = v_0 \frac{|B_r|}{B} f\left(v_0 / \sqrt{\frac{kT_e}{m}}\right) = \frac{1}{R\omega} \frac{kT_e}{m} |\xi| \eta f(\eta), \quad (13)$$

其中 B_r 表示水平杂散磁场, ξ 也表示相应的量.

因此, 为比较两个方向的杂散磁场引起的粒子损失率, 可简单地比较 $g(\xi, \eta)$ 和 $|\xi| \eta f(\eta)$ 两个函数. 图 3 中用虚线表示 $3\xi > 0$ 的后一函数. 至于 $\xi < 0$ 部分与其相对于纵轴对称.

对于一定的电子速度, ξ 表示杂散磁场水平. 对于垂直磁场, 由于与漂移有耦合, 取一定值可使粒子损失降至最小. 而只有水平磁场为零时, 所引起粒子损失才最小. 由图 3 又可看出, 当杂散磁场在粒子损失最小处附近变化时, 垂直磁场变化所引起的粒子损失变化小, 水平磁场变化所引起的粒子损失变化大. 磁场的变化范围越小, 二者差别越大.

根据这一模型, 不难定性解释图 2 表示的实验结果. 当垂直方向杂散磁场在最佳值附近变化时, 所引起的粒子损失增加少, 所需增加的击穿电压也少. 而水平杂散磁场情况则相反.

还可稍作定量讨论. 由图 3 可看出, 倘使上述两方向杂散磁场的不对称性表现出来, 定向速度 v_0 , 热速度 $\sqrt{\frac{kT_e}{m}}$, 以及表示杂散磁场水平的量 $\frac{B_r}{B} R\omega$ 应在同一数量级以内. 按此计算, 电子温度应远大于 10eV. 这一点与汤生模型不符.

上节与本节所指出的实验结果与汤生模型的偏离并不难理解. 实际上, 汤生模型所根据的实验, 由于尺度关系, 不可能产生高的纵向速度, 又由于无磁场约束, 横向能量有很大损失.

五、电子分布函数的 Monte-Carlo 模拟

本文使用 Monte-Carlo 方法模拟电子的加速、碰撞、电离过程, 以求电离速率. 在用这一方法解关于电子分布函数的玻耳兹曼方程时, 不计电子空间坐标的变化, 因不考虑磁场漂移, 也不计磁力线的弯曲. 复合、二次电子等过程也不考虑. 此外还假设:

1. 电场与磁场同方向, 空间上均匀, 时间上不变, 分子密度也不随时间变化.
2. 仅考虑电子与分子的碰撞.
3. 不计激发、分解. 假设碰撞前分子不动来计算弹性碰撞后的电子能量损失.
4. 只考虑电子与分子间碰撞形成的一次电离.
5. 为防止逃逸, 当电子速度达到相对论速度时, 即认为已逸出所讨论的空间.

对每一种放电条件约取 1000 个试探粒子, 所得结果综述如下.

首先得到电子的速度分布. 图 4 表示 $P = 1 \times 10^{-4}$ Torr 不同电场时按平行速度的电子分布. 当电场较低时, 电子接近麦氏分布; 当电场较高时, 则距麦氏分布甚远, 且不能看作有一位移的麦氏分布. 再看图 5 的两图分别与图 4 的 (b), (c) 充分接近. 注意它们的 E/P 值相同. 因此可得出结论: 电子分布函数可看作 E/P 的函数.

电子的横向速度分布也与麦氏分布不同, 但可根据其横向速度的均方值定义一等效

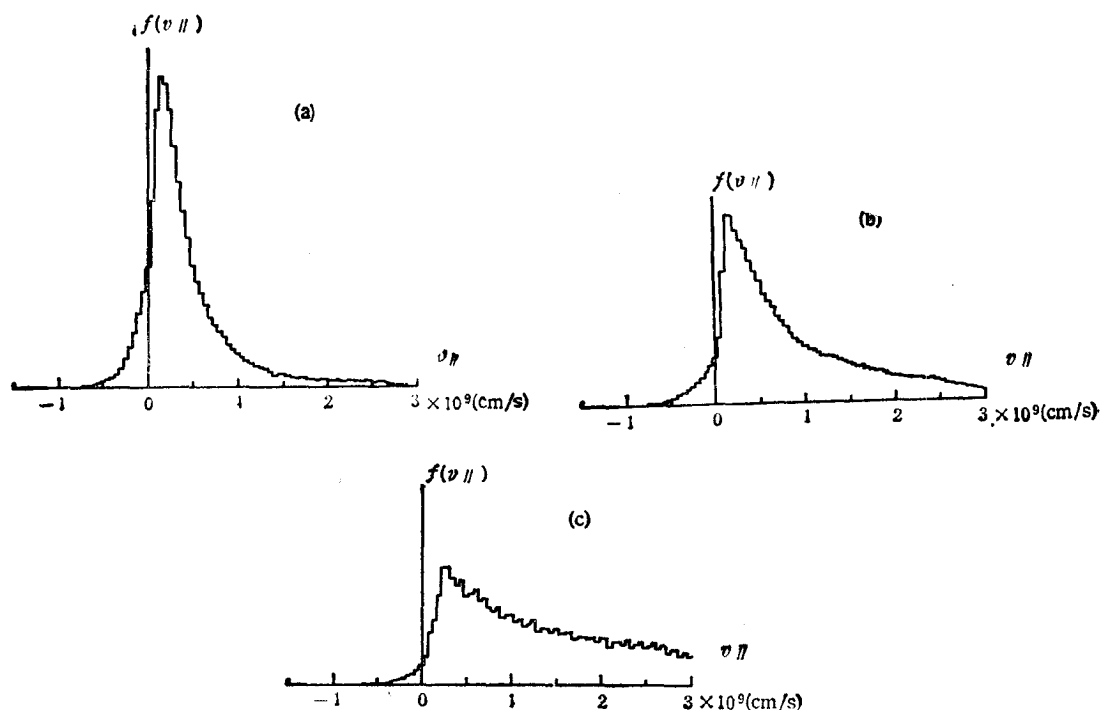


图 4 电子对于平行速度的分布 $P = 1 \times 10^{-4}$ Torr, 电场为
(a) 0.05 V/cm; (b) 0.1 V/cm; (c) 0.2 V/cm

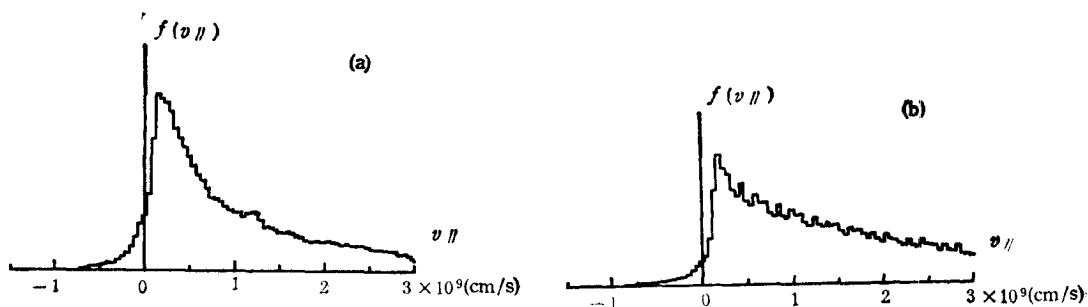


图 5 电子对于平行速度的分布
(a) 2×10^{-4} Torr, 0.2 V/cm; (b) 5×10^{-5} Torr, 0.1 V/cm

温度。图 6 表示不同充气压下, 这一等效横向温度作为 E/P 的函数。显然, 在 E/P 值较高时, 这一温度较汤生模型 10 eV 左右的限制要高得多。

图 7 表示不同充气压下, 平均纵向速度随 E/P 的变化。可以看到, 在大部分区域, 数值结果比汤生公式 (2) 高 2—5 倍。

按汤生公式 (3), 电离速率可看作电场的函数。但是, 如果把电离速率的数值解表为电场的函数, 那么, 不同的充气压则对应不同的曲线。因而, 只能把比值 ν/P 表为 E/P 的函数, 如图 8。图 8 中的数值结果比汤生公式值高。但如果我们能允许最多 50% 的误差, 那么可用一直线 (图 8 中虚线) 来近似计算值, 因而 ν 可作为 E 的函数。这个近似值是 (3) 式的两倍。

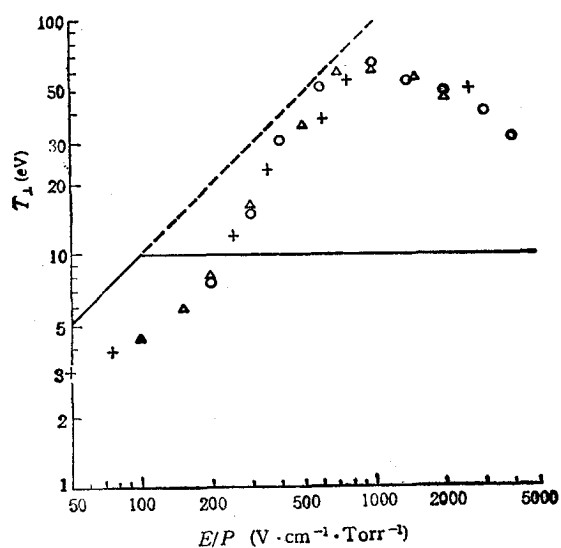


图6 不同充气压下,等效横向温度随 E/P 的变化 实线表示汤生模型的值;虚线表示(4)式的外推值;○为 5×10^{-5} Torr; △为 1×10^{-4} Torr; +为 2×10^{-4} Torr

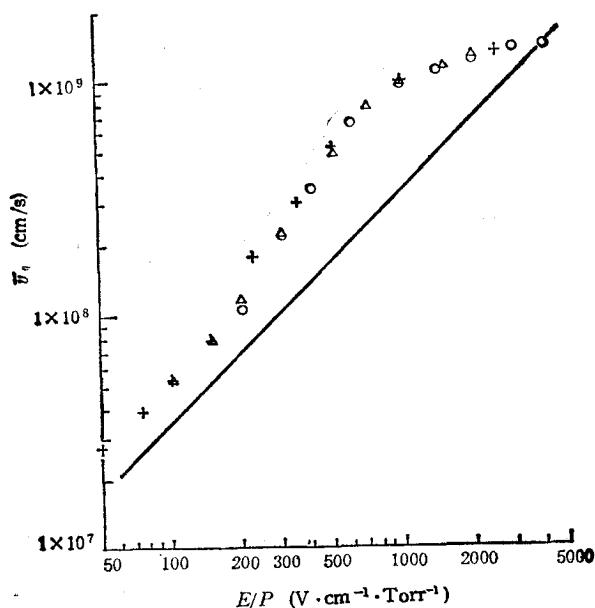


图7 不同充气压下,平均纵向速度随 E/P 的变化 直线表示汤生模型的值;其它图注同图6

把这一近似值代入汤生模型的击穿条件,各公式形式不变,仅改变一些系数。如(5)式改写为

$$E < \frac{2.586 \times 10^3 e R B P^2}{\ln \left(\frac{n_{ec}}{n_{e0}} \right) + 1} - 4.18 \times 10^3 P. \quad (14)$$

和实验结果比较, n_{ec}/n_{e0} 约为 10^4 , 即比原来得到的比值高两个数量级以上。以此值计

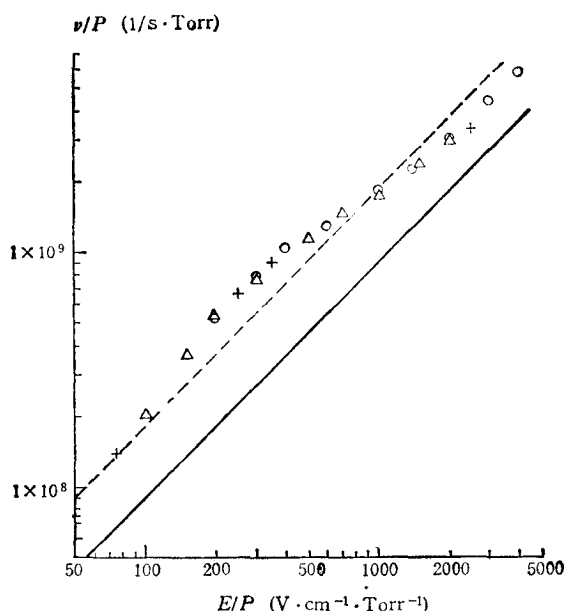


图8 不同充气压下,电离速率与气压之比作为 E/P 的函数 实线表示汤生模型的值;虚线表示汤生模型值的两倍;○为 $5 \times 10^{-5} \text{ Torr}$; + 为 $1 \times 10^{-4} \text{ Torr}$; △为 $2 \times 10^{-4} \text{ Torr}$

算,按文献[3]的算法,初始电子密度应为 $10^7-10^8 \text{ cm}^{-3}$ 。但该文对击穿时的电子密度的假设有人为性,不应以此为根据。按文献[5]的算法,初始电子密度应为 $10^4-10^5 \text{ cm}^{-3}$,比较合理。

从图6可知横向电子温度可达50eV水平。纵向的分布实际上更宽。这样就可解决实验上垂直和水平杂散磁场作用不对称问题。

六、结 论

原有的两个击穿阶段电子运动模型,即汤生放电模型^[3]和自由加速模型^[7]代表了碰撞很多和碰撞很少两种极端情况。实际情形介于二者之间。本文用 Monte-Carlo 方法处理这时的电子分布函数问题。从数值结果来看,所得到的分布函数和量之间的关系比较复杂,以致于很难把击穿条件解析地表示出来。但是,如果把汤生放电模型得到的电离速率乘以等于2的系数,而对原公式进行修正,则可粗略地给出正确的击穿条件。

由于这一较接近实际情况的模型比较复杂,也由于实验上测量比较困难,进行定量的比较是不容易的。但本文对实验和理论公式的比较可从数量级上和定性上证明了这一模型的正确。

从物理上来看,上述电离速率加倍这件事表示了**在强磁场约束下,横向能量不致散失的结果。**

感谢与袁定朴同志的有益讨论。感谢等离子体研究会对本工作的指导。

参 考 文 献

- [1] Б. И. 达维道夫, 等离子体物理学与受控热核反应的问题, 第一卷, 科学出版社, (1960), 68 页.
- [2] А. М. 安德里昂诺夫, С. М. 奥索维茨, 同上, 85 页.
- [3] R. Papoular, *Nucl. Fusion*, **16**(1976), 37.
- [4] G. Waidmann, 13th Inter. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, (1977), 363.
- [5] В. А. Абрамов, О. П. Перыце и др., *Физ. плазмы*, **1**(1975), 536.

BREAKDOWN CONDITION IN A TOKAMAK

YANG SHI-CAI, WANG LONG

(Institute of Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

An experiment has been conducted on CT-6B tokamak in order to study the effect of discharge conditions, such as filling gas pressure, toroidal field, stray magnetic fields and loop voltage, on the breakdown. It is found that the dependence of breakdown voltage on the vertical stray field is obviously different from that on the horizontal stray field. The main experimental results are discrepant from the Townsend discharge model. The distribution function of electrons during the breakdown phase has been solved by using a Monte-Carlo code and the breakdown condition deduced from the Townsend model has been revised.