

感应磁场压缩下氢等离子体中 巴耳末系谱线的斯塔克加宽*

洪明苑 葉茂福 孙 湘

(中国科学院)

提 要

本工作研究感应磁场压缩下, 氢等离子体中的巴耳末系谱线的斯塔克加宽。电容器对围绕在放电管外部的线圈放电, 产生交变轴向磁场, 使放电管中氢气离化、压缩与加热。放电周期14微秒, 放电电压20千伏, 最大电流165千安, 初始工作气压 2.0×10^{-1} 毫米汞高。用照相方法研究 H_{β} 和 H_{γ} 的轮廓。这些谱线有显著的加宽。在整个发光阶段中, H_{β} 的平均半宽度为14—16(埃), H_{γ} 为18—19(埃), 相应的离子密度为 $1.7—2.5 \times 10^{16}$ 厘米 $^{-3}$ 。实验轮廓与 Griem, Kolb 和 Shen 的理论较为接近, 与 Holtsmark 理论相差较远。光电测量进一步表明: H_{β} 的轮廓随着时间而改变, 相应的离子密度亦在改变。在放电的第三半周期初级电流极大时, 离子密度最大, 达到 3.2×10^{16} 厘米 $^{-3}$, 为初始氢原子密度的2.2倍。

一、前 言

近年来, 强脉冲放电产生的氢等离子体的离子密度, 常可达到 $10^{16}—10^{17}$ 厘米 $^{-3}$ 。在这种情况下, 氢原子所发射的谱线有显著的斯塔克加宽。这些谱线的轮廓可以用光谱方法测出, 从而推算离子密度, 了解等离子体的一个重要参量。早期 Holtsmark^[1] 计算了离子场的统计分布, 得出氢巴耳末系谱线斯塔克加宽的轮廓。近来, Griem, Kolb 和 Shen (GKS)^[2, 3] 考虑了电子碰撞、电子对离子的屏蔽、离子之间的相互作用, 计算了氢谱线强度随频率的分布。实验上, 最近在电弧^[4, 5, 6] 和激波^[7, 8] 中, 测量了巴耳末系谱线的轮廓, 结果与 GKS 理论相当符合。

本工作用脉冲放电方法, 产生高密度的等离子体; 并利用照相方法及光电方法, 测量了氢等离子体中谱线的斯塔克加宽。在摄谱测量中, 比较详细地观察了 H_{β} 的谱线轮廓; 对 H_{γ} 也进行了测量。在工作中, 直接采用了脉冲光源本身(放电管), 通过九阶减光板摄谱作为相对强度测量的标准。将所得的实验轮廓与理论轮廓进行比较, 得出放电过程中的平均离子密度。同时, 用光电方法测量了 H_{β} 谱线轮廓随时间的变化, 得出放电中各个阶段氢等离子体的离子密度, 从而判断气体击穿的时间及估计等离子体的压缩程度。同时也测量了 H_{β} 谱线的空间分布。

二、放 电 装 置

放电装置可分为放电回路及放电管两部分。回路由6个并联的50千伏、3.3微法的

* 1964年2月21日收到。

电容器与产生磁场的线圈组成(图1)。电容器对线圈放电,产生交变的轴向磁场;这磁场又感应电场,使放电管中的氩离化而形成等离子体,外部磁场使它压缩及加热。线圈是由两个并联的铜环组成的(图2)。环的直径7.5厘米,宽4.0厘米,两环之间的距离为5.0厘米。放电管采用硬质玻璃,直径7厘米,长27厘米,一端封有水晶片。

放电周期14微秒,回路电感0.26微亨,电阻 1.1×10^{-2} 欧姆。在20千伏放电时,线圈通过的最大电流为165千安。应用磁探针测量了线圈内部的磁场分布(图3)。磁场具

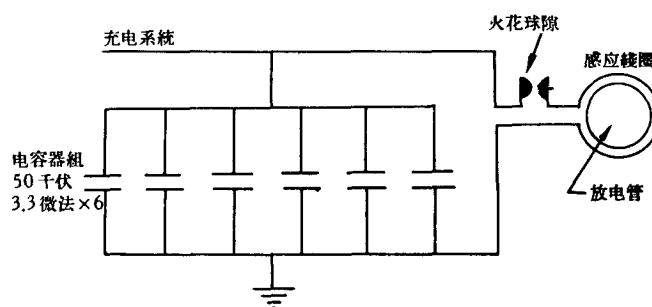


图1 放电回路

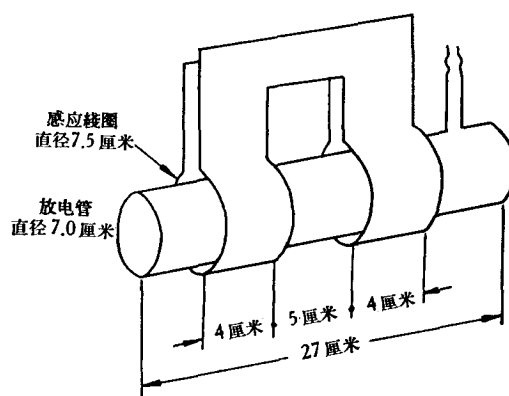


图2 放电管及感应线圈

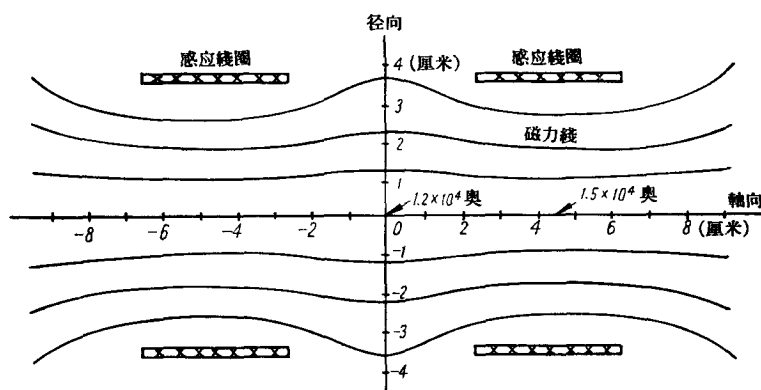


图3 感应线圈内部的磁场形态(由磁探针测量数据计算得出)

有磁塞形式;沿管轴方向,两环之间磁场强度的瞬时最大值为 1.2×10^4 奥,在每个环的中心的瞬时最大值为 1.5×10^4 奥,放电管末端附近为 4×10^3 奥。

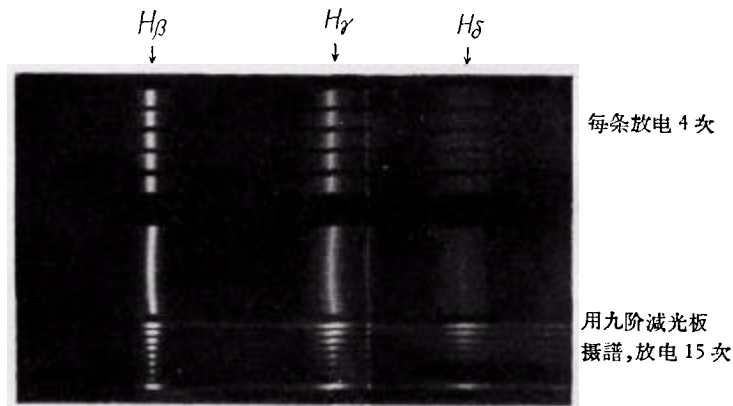
三、测量方法及结果

实验在放电电压 20 千伏、气压 2.0×10^{-1} 毫米汞高的氩气中进行。为了减少杂质辐射,在充入氩气之前,放电管抽到 4×10^{-5} 毫米汞高的真空度,然后经由钽管将氩气漏入放电管中;每次放电后,均须重新抽空,更换氩气。等离子体的辐射,分别用照相方法和光电方法记录。

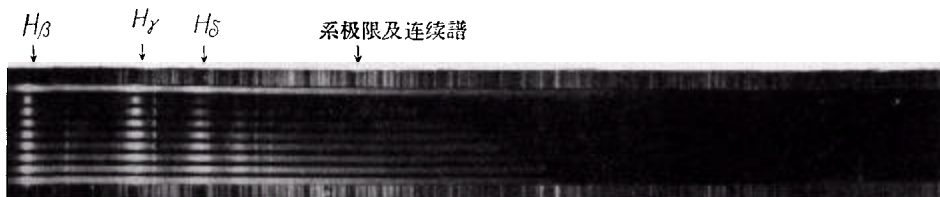
现将测量方法及所得到的结果叙述如下:

1. 照相方法

用照相方法,沿管轴方向拍摄放电管内等离子体的光谱,测量了 H_β 及 H_γ 谱线的轮廓、氢巴耳末系极限的位置,并观察到了连续谱。 H_β 和 H_γ 的轮廓是用 ИСП-51 型(焦距 $f = 270$ 厘米)光谱仪拍摄的。它在 H_β 处的色散为 41 埃/毫米, H_γ 处为 23.3 埃/毫米。狭缝对着放电管的一端,管端有直径为 4 厘米的圆孔光阑,只有放电管中心部分的辐射被记录下来。狭缝宽度 15 微米,离管端 30 厘米,这样可使整个狭缝照明均匀。用校正光源经过阶梯减光板摄谱,作乳剂特性曲线,然后作出 H_β 和 H_γ 谱线的轮廓。巴耳末系极限及连续谱是用 ИСП-28 型水晶光谱仪记录的。狭缝宽度为 20 微米,摄得的光谱如图 4。从图中可以看到,巴耳末系谱线都有显著的加宽。 H_β 的半宽度为 15 埃左右, H_γ 约为 19 埃。



(a) 放电电压 20 千伏,初始气压 2×10^{-1} 毫米汞高时,由 ИСП-51 光谱仪摄得的光谱



(b) 放电电压 20 千伏,初始气压 2×10^{-1} 毫米汞高时,由 ИСП-28 光谱仪摄得的光谱
图片上下边缘是铁弧谱线

图 4 氩等离子体光谱图

在工作中,曾用过铁弧作校正光源制作乳剂特性曲线,得出 H_{β} 的轮廓。结果表明,用不同的照相底板记录的 H_{β} 的宽度不同。我们用了依尔福 (Ilford) 的齐尼斯 (Zenith), FP4, R50 及阿格发 (Agfa) 的喇曼 (Raman) 四种底板,在同样的工作条件下,记录 H_{β} 谱线的轮廓,所得的结果却各不相同。从表 1 中可以看到,用齐尼斯板记录的 H_{β} 的半宽度,几乎为 FP4 板的二倍。在以后的工作中,直接采用了待研究的等离子体脉冲光源本身(放电管)作为强度标准,将九阶减光板插在狭缝前面进行摄谱,然后作谱线的轮廓。图 4(a) 是用上述方法得到的光谱。用这种方法测得各种底板的 H_{β} 的半宽度是互相接近的,最大相差只有 2.4 埃,其结果列于表 1。

表 1 两种光源作强度标所测量的 H_{β} 半宽度的比较

底 板 型 号	H_{β} 谱 线 的 半 宽 度 (埃)	
	待测脉冲光源	铁 弧
齐 尼 斯	15.0	19.7
喇 曼	15.8	18.1
喇 曼*	16.8	17.6
R50	15.5	14.0
FP4	14.4	10.2

由此可见,如果用与待测光源发光特性很不相同的光源作强度标准,由于底板互易定律的失效,窄谱线与宽谱线对特性曲线的影响^[9],将引入很大的误差。

为了试验底板的乳剂颗粒对谱线轮廓的影响,曾将喇曼板用阿格发微粒显影液显影(表 1 和表 2 中的喇曼*)。结果表明,对轮廓影响不大。依照同样的方法,用 FP4 板和喇曼板测量了 H_{γ} 的轮廓。图 5 和图 6 是用齐尼斯板记录的 H_{β} 轮廓和 FP4 板记录的 H_{γ} 轮廓。每点是 7 次测量值的平均数,标准误差很小。

从表 1 数据看到,用脉冲光源本身作校正光源时,不同底板所记录的半宽度的数值,虽然不象用铁弧作为校正光源时相差得那么大,但仍有一些差别。这些差别大于用某一种底板作数次记录的标准误差。从分析各种底板的数据来看,这些差别可能是由于它们的感光性能各异所造成的。在我们的工作中,谱线中心部分的强度较大,对于

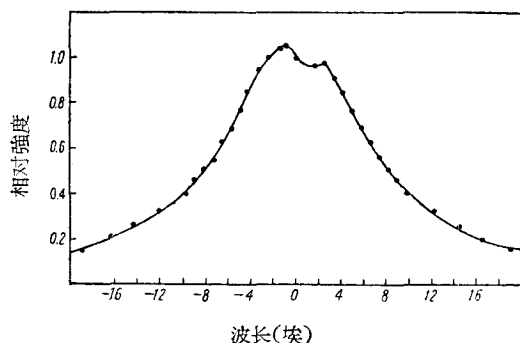


图 5 H_{β} 的谱线轮廓(齐尼斯板记录, 每点七次平均,标准误差很小)

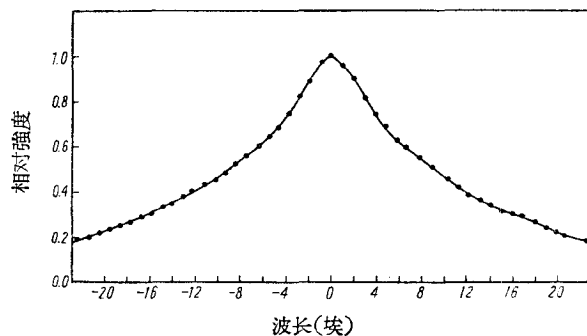


图 6 H_{γ} 的谱线轮廓 (FP4 底板记录, 每点七次平均,标准误差很小)

乳剂特性曲线线性范围较小的底板,容易超出曲线的线性部分。因此,不能很灵敏地反应这个区域的强度变化,强度的测量就不够精确,这给半宽度的数据带来了误差。实验结果指出,齐尼斯底板的乳剂特性曲线的线性范围较宽,对谱线中心区域的强曝光部分,反应是比较灵敏的。因此, H_{β} 谱线的中心凹部也能很好地反应出来,用这种底板测量 H_{β} 的轮廓是适宜的。

在我们的实验条件下, H_{β} , H_{γ} 的加宽主要是由于离子场的斯塔克效应引起的。谱线加宽的其他效应考虑如下: 对于仪器加宽,我们测量了 H_{β} 和 H_{γ} 谱线附近铁谱线的轮廓。在 H_{β} 处,铁谱线的半宽度为 0.8 埃; 在 H_{γ} 处为 0.3 埃。在实验轮廓中,用线性减法扣除了这种加宽,又利用反射镜增加光程的方法测量了 H_{β} 的轮廓,没有发现显著改变,这说明发光等离子体的自吸收很小。这与 Lochte-Holtgreven^[10] 指出的,温度约为几万度的等离子体自吸收很小的论断相符。在实验条件下, H_{β} 和 H_{γ} 的多普勒加宽比斯塔克加宽小很多。当在含少量空气的氢气中进行放电摄谱时,除了氢巴耳末系外,还有一些碳、氮、氧的谱线。它们绝大多数是一次离化谱线,只观察到少数二次离化谱线: 如 CIII 2297 埃; NIII 4515 埃; OIII 3047 埃。除了 CIII 2297 埃较强外,其他的二次离化谱线很弱。根据天体物理学中,按谱线出现情况将星体分类的方法, Fowler 等^[11] 指出,各种谱线强度的极大值,在不同的温度下出现。例如: CII 的极大值于 16000°K 时出现; 相应的 CIII $\sim 25000^{\circ}\text{K}$; NII $\sim 19000^{\circ}\text{K}$; NIII $\sim 28000^{\circ}\text{K}$; OII $\sim 20000^{\circ}\text{K}$; OIII $\sim 21000^{\circ}\text{K}$ 。根据斯必泽的计算(见完全电离气体物理学,第 61 页),上述温度和密度范围的等离子体是可以达到热平衡的,所以等离子体的温度上限,可认为落在 $28,000^{\circ}\text{K}$ 附近的区域内。即使在 $28,000^{\circ}\text{K}$ 时, H_{β} 和 H_{γ} 的多普勒加宽的半宽度也只有 0.6 埃左右,所以在本工作中,这个效应对谱线轮廓的影响是不大的。至于脉冲磁场中的塞曼加宽, Koran^[12] 指出: 对 H_{β} , 离子密度为 10^{16} 个厘米⁻³、磁场强度约为 5×10^5 奥时,塞曼加宽才与斯塔克加宽相等; 对 H_{γ} , 需要的磁场强度还要大。在本工作中,磁场的瞬时最大值为 1.5×10^4 奥。因此,塞曼加宽也可以忽略不计。

我们将 H_{β} 和 H_{γ} 的实验轮廓与 GKS 理论^[2,3]及 Holtsmark 理论^[1]作了比较。图 7 是用各种底板记录的 H_{β} 轮廓与 GKS 理论比较; 图 8 是 H_{β} 实验轮廓与 Holtsmark

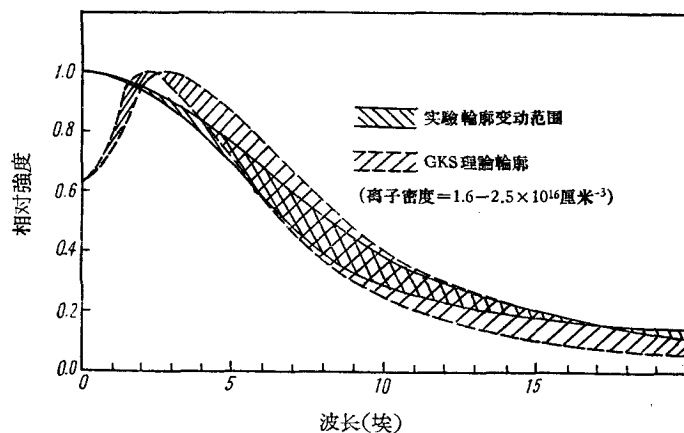


图 7 各种底板(齐尼斯, FP4, R50, 喇曼, 喇曼*)记录的 H_{β} 轮廓变动范围与 GKS 理论比较

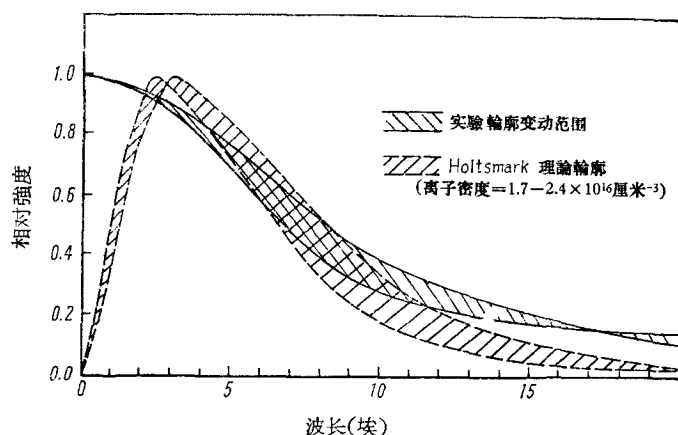


图8 各种底板(齐尼斯, FP4, R50, 喇曼, 喇曼*)记录的 H_β 轮廓变动范围与 Holtzmark 理论的比较

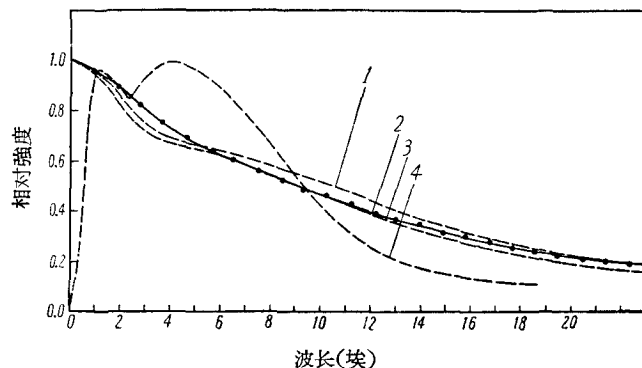


图9 H_γ 实验轮廓与 GKS 理论轮廓及 Holtzmark 理论轮廓的比较
1——GKS 理论轮廓 ($N_i = 2.7 \times 10^{16}$ 厘米 $^{-3}$); 2—— H_γ 实验轮廓(用 FP4 板记录); 3——GKS 理论轮廓 ($N_i = 2.3 \times 10^{16}$ 厘米 $^{-3}$); 4——Holtzmark 理论轮廓 ($N_i = 1.3 \times 10^{16}$ 厘米 $^{-3}$).

理论比较; 图9是FP4板记录的 H_γ 的轮廓与GKS理论及Holtzmark理论比较。从各个图中看出, 实验轮廓与GKS理论轮廓较为接近, 而与Holtzmark理论轮廓相差较远。比较时, 选择一个适当的离子密度, 使它的相应的理论曲线(轮廓)与实验轮廓最为接近, 这个离子密度就作为待测的等离子体的离子密度。此外, 用谱线的半宽度也可以计算离子密度。GKS理论对于谱线半宽度 $2\Delta\lambda$ (埃) 与离子密度 N_i (厘米 $^{-3}$) 的关系为

$$2\Delta\lambda = 2.50 \times 10^{-9} \alpha N_i^{2/3}, \quad (1)$$

$$\alpha = 0.084 (H_\beta), \alpha = 0.094 (H_\gamma);$$

其中 $\Delta\lambda$ 是谱线中心至强度下降为 $1/2$ 处的宽度。

Holtzmark理论对于谱线半宽度和离子密度的关系为

$$H_\beta: 2\Delta\lambda = 2.05 \times 10^{-10} N_i^{2/3}, \quad (2)$$

$$H_\gamma: 2\Delta\lambda = 3.26 \times 10^{-10} N_i^{2/3}. \quad (3)$$

由各种底板测量的轮廓的比较, 以及由半宽度计算所得的结果, 列于表2。谱线半宽度数据是多次测量的平均, 测量次数在表中第三项给出。表中, 由轮廓计算离子密度的数据, 是选择那些接近于平均半宽度的实验轮廓与理论轮廓比较而得出的。由表2中可以看到, 采用GKS理论, 由 H_β 和 H_γ 的轮廓所测得的离子密度的数据是比较符合的; 用

表2 H_β 及 H_γ 的斯塔克加宽及离子密度

谱 线	底 板 型 号	测 量 次 数	未扣仪器 加宽的谱 线半宽度 及标准误 差 (埃)	离子密度($\times 10^{16}$ 厘米 $^{-3}$)			扣除仪器 加宽的谱 线半宽度 及标准误 差 (埃)	离子密度($\times 10^{16}$ 厘米 $^{-3}$)		
				GKS 理论		Holtsmark 理 论		GKS 理论		Holtsmark 理 论
				由轮廓	由半宽度			由半宽度	由轮廓	
H_{β}	FP4	14	14.4 ± 0.1	1.8	1.8	1.9	13.6 ± 0.1	1.6	1.6	1.7
	齐尼斯	7	15.5 ± 0.2	2.0	2.0	2.1	14.7 ± 0.2	1.9	1.9	1.9
	R50	8	15.8 ± 0.0	2.1	2.1	2.1	15.0 ± 0.0	2.0	1.9	2.0
	喇 曼	10	16.4 ± 0.1	2.3	2.2	2.3	15.6 ± 0.1	2.1	2.0	2.1
	喇 曼*	4	17.1 ± 0.3	2.4	2.3	2.4	16.3 ± 0.3	2.3	2.2	2.2
H_{γ}	FP4	7	18.4 ± 0.4	2.5	2.3	(1.3)	18.1 ± 0.4	2.4	2.2	(1.3)
	喇 曼*	3	19.0 ± 0.1	2.6	2.4	(1.4)	18.7 ± 0.1	2.5	2.4	(1.3)

不同底板对于 H_β 的测量结果虽然有些差别,但整个变动范围在 $1.6-2.5 \times 10^{16}$ 厘米 $^{-3}$ 之内。

Inglis^[13] 根据经典理论,计算了带电粒子密度和系极限的关系:

$$\log N_i = 23.46 - 7.5 \log n_{\max}, \quad (4)$$

其中 $n_{\max}$ 为最靠近系极限而尚能观察到的谱线的主量子数。在 ИСП-28 光谱仪摄得的光谱[图 4(b)]中,得到 $n_{\max} = 9$, 从而求出 $N_i \sim 2 \times 10^{16}$ /厘米 3 。

2. 光电方法

为了了解放电不同阶段内离子密度的变化情况,用光电方法测量了 H_β 谱线的轮廓。等离子体的辐射由放电管中心部分直径为 1.5 厘米的圆孔发出,沿管轴方向射到距放电管 4 米远的单色仪 YM-2 的入射狭缝上,再由装在出射狭缝处的光电倍增管 ФЭУ-19M 接收。光电信号经阴极跟随器匹配后,输入 ОК-17 双线脉冲示波器;放电迴路的初级电流讯号(由罗果夫斯基线圈测得)同时输入,作为时标。单色仪的入射狭缝和出射狭缝的宽度,分别为 15 微米和 20 微米,它在 H_β 处的色散是 80 埃/毫米。在实验条件下, H_β 的谱线较宽。根据上述单色仪的色散和狭缝宽度,可以测得谱线各部分的相对强度,从而定出它的轮廓。文献 [7, 14—16] 中,亦用这种方法测量了 HeII4686 埃和 H_α , H_β , H_γ 谱线的轮廓。我们在 4830—4892 埃之间,选择了 25 个不同的波段作了测量。由于放电一次只能记录一个很窄波长间隔的强度随时间变化的情况,测量 H_β 的整个轮廓,就需要多次放电。为此,要求放电具有良好的重复性。除了保持氢气的纯洁,气压与充电电压恒定以外,还要求示波器的起动与触发放电有良好的同步。工作中,所能达到的同步时间为 10^{-7} 秒。图 10 为放电三次的重迭。图中第一条曲线为电流讯号;第二条为光讯号。

单色仪的入射狭缝、出射狭缝、光阑及示波器的放大器都经过调节,尽量使谱线各部分的相对强度与示波器的电压幅度之间的变化在线性范围内。相对强度的测量是用闪光灯校正的。闪光经过氧化镁反射层射入狭缝。调节灯和反射层之间的距离,就可改变光强,从而得到相对光强与示波器电压幅度之间的响应曲线。实验结果指出,校正曲线是随着波长而改变的。因此,在 4846 埃, 4861 埃和 4876 埃处分别作了测量。以此三条曲线

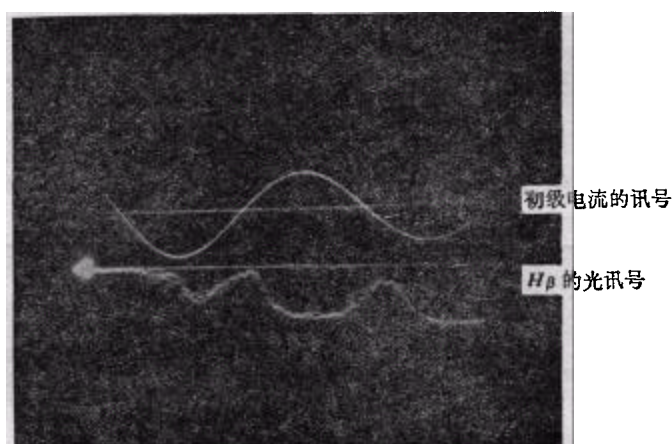


图 10 电流及光讯号三次重迭的示波图

为标准,用内插法和外推法,求得所有测量波长的校正。每条曲线由 10 点组成,每点是 10 次闪光的平均,最大值和最小值相差不超过 10%。图 11 为上述三个波段的校正曲线。

图 10 指出,等离子体在放电电流的第二半周期内开始发光(示波器在第一半周期末开始扫描),光较弱;第三半周期以后,光强增大。为了避免光讯号的饱和,测量仪器要按照发光强弱加以调节,然后分别进行测量,尽量使示波器所记录的讯号能较灵敏地反映强度的变化。

按照上面所描述的方法,拍摄了 H_β 各个波段的示波图。图 12 即为 H_β 中六个波段强度变化的示例(示波器在第二半周期尾部开始扫描)。根据校正曲线,从所拍摄的 25 个不同波段的示波图中,求出在某一个固定时刻 H_β 在各波段的强度分布,从而得到在该时刻 H_β 的谱线轮廓。在第二半周期到第五半周期这段时间内,一共选取了 24 个不同放电时刻,得到了相应的 H_β 的谱线轮廓及其半宽度。然后与 GKS 理论进行比较,求出了各放电时刻的离子密度。

结果如表 3 所列。表中每个数据都是 4—5 次的平均,最大的标准误差小于 30%。图 13 和图 14 分别是在 16.7 微秒和 28.8 微秒时, H_β 的轮廓及它们的标准误差。由于所测量的是脉冲光讯号,单色仪的狭缝也较窄,因此光电倍增管的疲劳不大^[17]。但是,由于这些数据是在经过许多次的放电后取得的,每次放电的条件不可能完全相同。在长时期的测

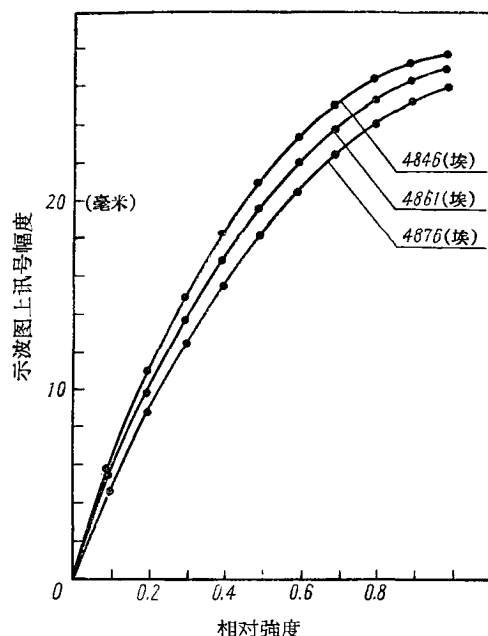
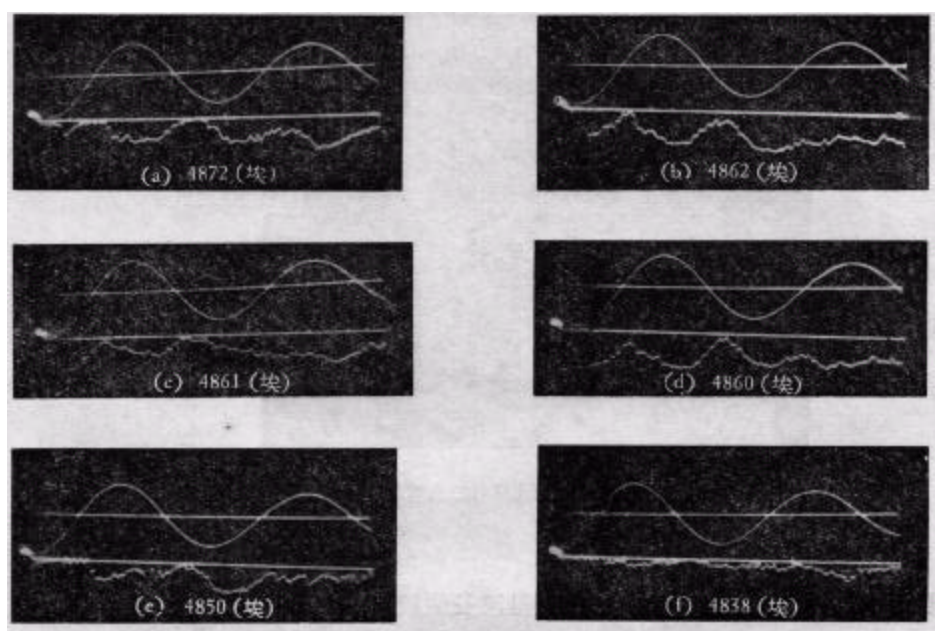


图 11 校正曲线(闪光灯作为校正光源,横坐标为光强相对值,纵坐标为示波图上讯号幅度)

图 12 $H\beta$ 在六个不同波长位置强度的变化表 3 $H\beta$ 半宽度及离子密度随时间的变化

时 间 (微秒)	半 宽 度 (埃)	离子密度($\times 10^{16}$ 厘米 $^{-3}$)
11.0	14.0	1.7
11.5	12.0	1.3
12.0	11.5	1.3
12.5	11.5	1.3
13.0	11.5	1.3
13.5	10.0	1.0
15.1	19.0	2.7
15.6	18.5	2.6
16.2	18.0	2.5
16.7	20.0	2.8
17.3	21.0	3.2
17.8	18.0	2.5
18.4	17.0	2.3
19.0	15.8	2.1
19.5	13.8	1.7
20.1	9.5	1.0
26.8	18.0	2.5
27.3	16.2	2.2
27.6	16.0	2.1
28.8	13.0	1.5
29.9	13.5	1.6
31.5	18.0	2.5
32.6	16.7	2.2
33.7	14.0	1.7

量中,放电条件的细小变化、光电倍增管的统计涨落、校正光源本身(闪光灯)的误差等因素的存在,以致所得结果误差较大。

从表 3 看出,在所测量的半周期中,离子密度都有较大的变化。一般在线圈上的初级电流最大时,离子密度最大,随着电流的减小,离子密度亦减小。在第三半周期的电流极大值附近, H_{β} 的半宽度最大,相应的最大离子密度为 3.2×10^{16} 厘米⁻³,是初始氢原子密度的 2.2 倍。第四、第五半周期中,离子密度渐渐减小。第二半周期的前部,光较弱,没有可靠的数据,在它的后部测得的

离子密度较在第三半周期相应的位相时小。在这个半周期中,只有在 11 微秒时(即电流峰值附近),离子密度比初始的氢原子密度大,其余都比初始氢原子密度小。这表明在此半周期中,气体只是部分电离。

光讯号在第二半周期开始出现,以后光强逐渐增加,到第六半周期开始减弱。整个发光时间为 150 微秒左右。由光讯号开始出现的时间表明,放电管内的氢气是在放电电流的第二半周期内,被击穿而形成等离子体的。在许多类似的实验中,如果没有预电离的气体,击穿也往往发生在第二半周期^[18-20]。

此外,我们还测量了放电管内不同放电区域 H_{β} 的光讯号。将放电管沿半径方向分成六个部分,每次测量其中一部分的辐射,比较各部分的强度,从而可以观察到,放电管不同区域内辐射强度的空间分布情况。

H_{β} 的空间分布的测量结果由图 15 给出。a, b, c, d, e, f 为放电管轴心到管壁顺次排列的各发光区域的光电示波图。从这些图中可以看到,光讯号在第二半周期开始出现。在这半周期中, H_{β} 的辐射强度的空间分布显然是不均匀的。b 区的光讯号较 a 区强, c 区的光讯号又很小, d 和 e 区的更为微弱。这说明在放电时,发光粒子集中在中心部分。这可能是由于等离子体被压缩所致。

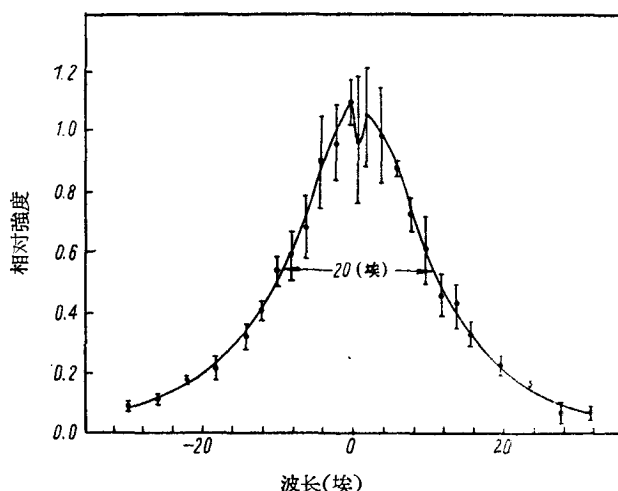


图 13 16.7 微秒时 H_{β} 的谱线轮廓(光电测量)

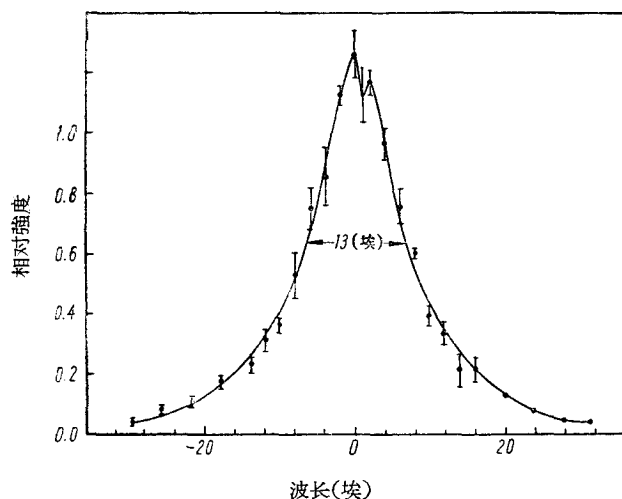


图 14 28.8 微秒时 H_{β} 的谱线轮廓(光电测量)

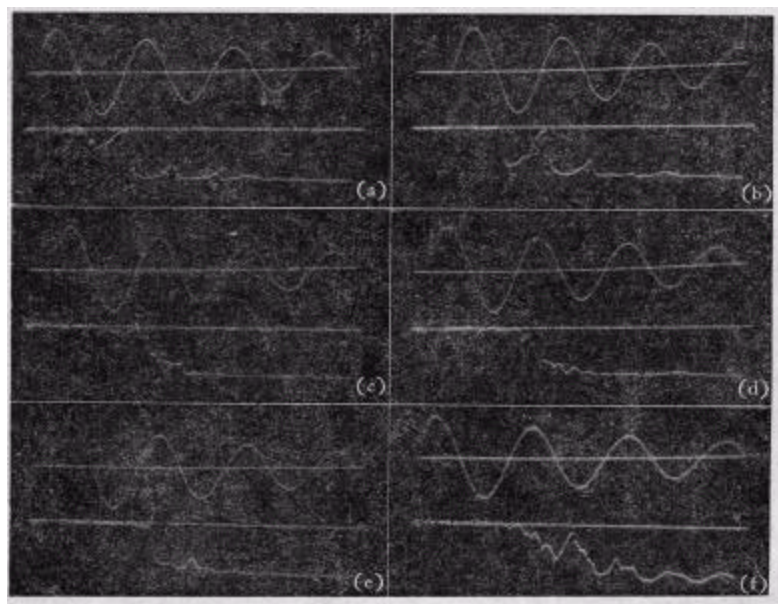


图 15 $H\beta$ 的空间分布. a, b, c, d, e, f 为放电管中心到管壁顺次排列各个发光区的光讯号, 每个发光区域的面积为 6×6 毫米²

四、討 論

根据上述结果,作如下两方面讨论.

1. 实验轮廓与理论比较

在照相方法中,测得的 $H\beta$ 的轮廓和 GKS 的理论轮廓较为接近,与 Holtsmark 理论相差较远. 在电弧和激波工作中^[4-8],亦得到相似的结论,但在他们的实验中,实验轮廓与 GKS 理论符合得很好. 在本工作中,只是较近似地符合. 我们认为,主要原因是由于等离子体的不均匀而造成的. 因为所测量的等离子体是由脉冲放电产生的,磁场是随时间变化的;同时具有磁塞形态,因此等离子体也具有空间和时间的不均匀性. 用一般照相方法来测量,只能得到光强的时间和空间的积分. 尽管如此,在用 $H\beta$ 轮廓计算等离子体的离子密度时,仍能给出一个平均离子密度的范围,如图 7 所指出的,这个范围为 $1.6-2.5 \times 10^{16}$ 厘米⁻³. 用巴耳末系极限估计的数值为 2.0×10^{16} 厘米⁻³,也在这范围以内.

由齐尼斯板记录的 $H\beta$ 轮廓(图 5)和光电记录的轮廓(图 15 和图 16),都可以看到 $H\beta$ 中心的凹部. 谱线的中心部分是不对称的,短波部分的极大值较长波部分大. 在这区域,实验和理论亦有较大的差别. Griem^[21] 认为, $H\beta$ 的不对称性是由于二次斯塔克加宽的影响. 除了不对称以外,实验曲线的凹部没有理论计算那么深. 这个差别的原因,可能是由于多普勒效应所引起的. 如上所述,在这个工作中,多普勒加宽虽然对谱线加宽的影响不大,但其加宽作用是高斯分布形式,且贡献主要表现在谱线的中心部分,使得实验曲线中心部分,受到一定程度的填补.

FP4 板和喇曼板测量的 $H\gamma$ 轮廓基本上是一致的,也与 GKS 理论符合良好,而与 Holtsmark 理论相差甚远. 与 GKS 理论比较而得出的离子密度为 2.4×10^{16} 厘米⁻³ 左

右,亦在 H_β 的测量范围之内。

由表 2 中看出,在 H_β 的计算中,用 GKS 理论轮廓,半宽度公式得到离子密度的数值是一致的;用 Holtsmark 半宽度公式也可得到很相近的结果,但对于 H_γ ,用 Holtsmark 半宽度公式的结果则相差甚远。Китаева 等^[8]指出:对 H_β ,使谱线加宽的电子碰撞和使谱线变窄的离子场屏蔽,在谱线的半宽度处几乎相互对消。尽管 Holtsmark 理论没有考虑这两种作用,但由此所引起的差别不大。这是一种巧合,并不是对所有氫巴耳末系谱线都可适用的。

2. 离子密度随放电过程的变化

光电测量表明,等离子体的离子密度是随着放电过程而变化的。在第二半周期的后半部,离子密度较初始氫原子密度(1.4×10^{16} 厘米⁻³)小,这说明在这段时间内,等离子体尚未完全电离。第三半周期中,离子密度迅速增长,同时 H_β 的辐射强度也有增加。这种现象说明,除离化程度增加外,磁场也使等离子体向中心压缩。第四、第五半周期中,虽然辐射强度逐渐增加,但 H_β 的宽度却逐渐减小。这表示激发态的氫原子数目增加了,但离子密度则在减小。从各个半周期中离子密度的变化情况,可以定性地解释放电各个阶段温度的变化情况:在第二半周期的后部,气体尚未完全电离,等离子体的温度不会很高;在第三半周期中,离化程度高,表示此时温度也高;第四、第五半周期及以后,由于复合而使氫原子密度增加,可推测温度在逐渐下降。

每一个半周期内离子密度变化情况的分析:每当电流极大时,离子密度亦极大;电流减小,离子密度亦减小。这是由于电流大时,外磁场对等离子体压缩大;压缩时,除了离子向中心集中外,还能使等离子体加热,增加离化程度。在第三半周期电流极大值附近(17.3 微秒),离子密度为 3.2×10^{16} 厘米⁻³,是初始氫原子密度的 2.2 倍,这是由于等离子体的压缩所致。在 H_β 的空间分布测量中(图 15),在第二半周期内,亦观察到了等离子体的压缩现象。

本工作中实验设备的建立,实验条件的控制,由章晋昌、朱海忠、何耀永同志共同进行。磁场的测量、消除干扰及同步等问题由张洪钧、朱友清同志协助解决,特此表示感谢。

参 考 文 献

- [1] Holtsmark, J. *Ann. Physik*, **58** (1919), 577; *Z. Phys.*, **20** (1919), 162; *Z. Phys.*, **25** (1924), 73.
- [2] Kolb, A. C. and Griem, H. R., *Phys. Rev.*, **111** (1958), 514.
- [3] Griem, H. R., Kolb, A. C. and Shen, K. Y., *ibid.*, **116** (1959), 4.
- [4] Bogen, P., *Z. Phys.*, **149** (1957), 62.
- [5] Коновалов, Ю. Н. и Магидсон, В. В., *ЖТФ*, **32** (1962), 450.
- [6] Vujnovic, V., Harrison, J. A. and Craggs, J. D., *Proc. Phys. Soc.*, **80** (1962), 516.
- [7] Berg, H. F., Ali, A. W., Lincke, R. and Griem, H. R., *Phys. Rev.*, **125** (1962), 199.
- [8] Китаева, В. Ф. и Соболев, Н. Н., *ДАН СССР*, **137** (1961), 1069; *Proc. 5th. Intern. Conf. Ioniz. Phen. Gases*, Vol. 2, (1961), 1897.
- [9] Slovin, M., *Applied Spectroscopy*, **16** (1962), 127.
- [10] Lochte-Holtgreven, W., *Rep. Progr. Phys.*, **21** (1958), 312.
- [11] Fowler, R. H., *Mon. Not. R. Astro. Soc.*, **85** (1925), 970; Fowler, R. H. and Milne, E. A., *ibid.*, **83** (1923), 403; *ibid.*, **84** (1924), 499.
- [12] Коган, В. И., *Физика плазмы и проблемы управляемых термоядерных реакций*, том. 4, (1958), 258.

- [13] Inglis, R. and Teller, E., *Astro. J.*, **90** (1939), 439.
- [14] Lupton, W. H., Mclean, E. A. and Phillips, D. T., *Proc. 5th. Intern. Conf. Ioniz. Pheno. Gases*, Vol. **2** (1961), 2262.
- [15] Hearn, A. G., Jones, B. B. and Ramsden, S. A., *J. Nuclear Energy, Part C (Plasma Physics)*, **4** (1962), 23.
- [16] Mclean, E. A., Faneuff, C. E. and Kolb, A. C., *Phys. Fluids*, **3** (1960), 843.
- [17] Marshall, F. H., Coltman, J. W. and Hunter, L. P., *Rev. Sci. Instr.*, **18** (1947), 504.
- [18] Bodin, H. A. B., Green, T. S., Niblett, G. B. F., Peacock, N. J., Quinn, J. M. P. and Reynolds, J. A., *Nuclear Fusion Suppl.*, Part 2, (1962), 521.
- [19] Наседкин, Ю. Ф., *Атомная техника за рубежом*, 1962, № 7, стр. 10.
- [20] Bickerton, R. J., *Nucleonics*, **20**, (1962), 56.
- [21] Griem, H. R., *Z. Phys.*, **137** (1954), 280.

THE STARK BROADENING OF BALMER LINES IN A HYDROGEN PLASMA PRODUCED BY INDUCED MAGNETIC FIELD

HONG MING-YUAN YEH MOW-FOH SUN HSIANG

(Academia Sinica)

ABSTRACT

The Stark broadening of Balmer lines in a hydrogen plasma produced by induced magnetic field has been investigated. A condenser bank discharging into the coil surrounding the discharge tube, produces an alternating axial magnetic field which ionizes, compresses, and heats the hydrogen in the tube. The working conditions are: initial pressure of hydrogen, 2.0×10^{-1} mm Hg; charging voltage, 20 kV; discharge period, 14 microseconds; maximum current, 165 kA.

Profiles of the spectral lines of H_β and H_γ are studied by the photographic method. These lines are considerably broadened. In the whole luminous stage, the mean half-widths of H_β and H_γ are 14–16 Å and 18–19 Å respectively, corresponding to an ion density of $1.7\text{--}2.5 \times 10^{16}$ cm⁻³. The experimental profiles agree better with Griem, Kolb, and Shen's theory than with Holtsmark's theory. Photo-electrical measurements show that the profile of H_β changes with time, accordingly the ion density changes also. At the primary current maximum of the third half-period of discharge, the ion density reaches a peak value of 3.2×10^{16} cm⁻³ which is 2.2 times the initial density of hydrogen atoms.