

利用高能锂束激光荧光法测量 托卡马克中的角向磁场

郑少白 / 杨宣宗

中国科学院物理研究所, 北京, 100080

W. P. West D. M. Thomas

美国通用原子能公司

1989年6月13日收到

本文介绍了利用高能锂束激光荧光法测量托卡马克中角向磁场的原理、实验装置和主要技术, 同时也介绍了该方法的局限性.

PACC: 5270; 4260K; 3250F

一、引 言

托卡马克聚变实验装置中的角向磁场分布的测量是聚变等离子体研究中重要而长期没有得到很好解决的课题. 在众多可能的方案中, West 等人^[1-3]提出的利用高能锂束激光荧光法是一个比较理想的方法. 它是一个主动的测量手段, 具有准确、空间分辨强、无需积分反演等优点. 经过近 10 年的努力, 目前已经达到了相当的水平, 并成功地测到低密度放电时托卡马克中心区的安全因子 q 值^[4]. 但是由于技术上的困难, 它仍然有许多问题有待解决. 本文将介绍该方法的原理, 在 TEXT 装置上^[5]达到的水平和结果, 目前存在的困难及可能的解决办法.

二、原理与实验装置

设有一高能锂束从水平方向射入托卡马克等离子体, 那么它的共振线 $\text{Li}2s-2p$ 6709 \AA 在强磁场中发生塞曼分裂. 图 1 给出该线的塞曼分裂图. 从图 1 中可以看出, 在强磁场中, 中间两 π 成份合在一处并和磁场强度关系不大. 如果有一波长和该成份共振的激光同时射入等离子体, 那么基态锂原子被激光激发到 $2p$ 能级, 然后自发跃迁到基态而放出荧光. 由于激发系数是激光偏振方向和磁场夹角 θ 的函数, 对于 π 成份来说, 一般情况下是正比于 $\cos^2\theta$. 此时荧光强度也与 $\cos^2\theta$ 成正比. 当激光偏振面以 ω 的角速度旋转时, 由于激光是垂直于磁场方向入射, 荧光强度 I 和时间的关系为

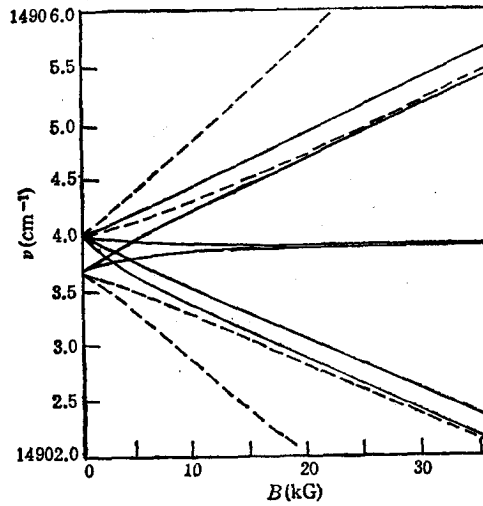


图 1 LiI 2s-2p 6709 Å 的塞曼分裂图

—为 π: ---为 σ

$$I = I_0 \cos^2(\omega t + \theta_0) = \frac{1}{2} I_0 (1 + \cos 2(\omega t + \theta_0)). \quad (1)$$

其中 θ_0 为磁场和激光偏振方向的初始夹角。如果将该信号经过频率为 2ω , 相位相差为 $\pi/2$ 的两个相敏检波器, 它们的输出信号分别为

$$I_s = \frac{1}{2\pi} \left[\int_0^\pi - \int_\pi^{2\pi} \right] I d(2\omega t) = \frac{1}{\pi} I_0 \sin 2\theta_0, \quad (2)$$

$$I_c = \frac{1}{2\pi} \left[\int_{-\frac{1}{2}\pi}^{\frac{1}{2}\pi} - \int_{\frac{1}{2}\pi}^{\frac{3}{2}\pi} \right] I d(2\omega t) = \frac{1}{\pi} I_0 \cos 2\theta_0. \quad (3)$$

因此 θ_0 实际上是相敏检波器相位为零时激光偏振方向和磁场的夹角。不难由 I_s, I_c 得到

$$\theta_0 = \frac{1}{2} \tan^{-1}(I_s/I_c). \quad (4)$$

测量在托卡马克放电中的 $\theta_0(t, r)$ 和等离子体电流出现前(纵场已存在)的 $\theta_0(0, r)$, 就可得到托卡马克中磁场的迴旋角 $\Delta\theta(t, r)$

$$\Delta\theta(t, r) = \theta_0(t, r) - \theta_0(0, r) \quad (5)$$

由于托卡马克的纵向磁场 B_T 是已知的, 这样角向磁场 B_p 就很容易计算, 得

$$B_p(t, r) = B_T \tan[\Delta\theta(t, r)] \quad (6)$$

为此在 TEXT 装置上作了如图 2 的实验安排。用电子束将涂有 β 铝霞石的钨盘加热到约 1300°C , 由钨盘表面发射的锂离子经拉出、加速、聚焦、偏转和中性化室之后从托卡马克外侧水平方向射入等离子体。目前使用的离子束能量为 95kV , 离子束电流为 $3-4\text{mA}$ 。中性化物质为 310°C 的钠蒸汽, 中性化效率约为 30% 。

在高能锂束的方向上同时射入用氩离子激光器激励的染料激光, 它的偏振方向经硫酸锂的偏振旋转器之后作频率为 50kHz 转动。氩离子激光器最大输出为 10W 。染料激光器的最大输出为 1W , 平时工作为 500mW 。激光频宽为 150MHz 。在激光迴路中还有

一个可测准到 0.01cm^{-1} 的波长计, 用来监测染料激光器输出波长的漂移, 并及时给于调整。利用一透明片反射少量的旋转后的激光经偏振片射入半导体接收器。用一频谱仪来监视它的输出, 以确定激光偏振面旋转的质量。

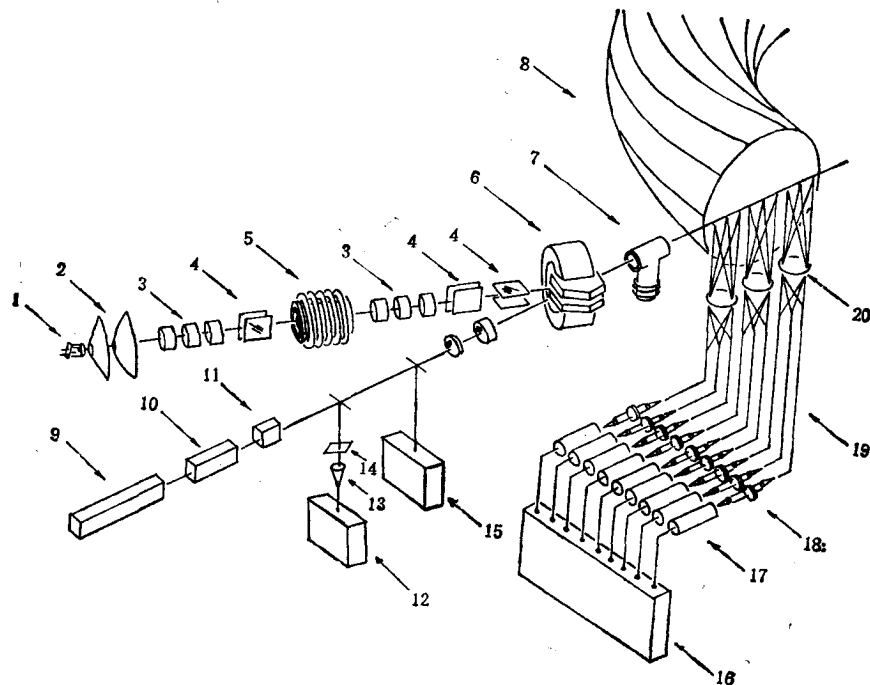


图 2 TEXT 上的实验安排

- 1 为 Li^+ 源; 2 为拉出电极; 3 为聚焦系统; 4 为电偏转系统; 5 为加速极绝缘柱;
6 为偏转磁铁; 7 为中性化室; 8 为 TEXT 等离子体; 9 为氦离子激光器; 10 为染料激光器;
11 为 LiNbO_3 偏振面旋转器; 12 为频谱仪; 13 为半导体光接收器; 14 为偏振片;
15 为波长计; 16 为相敏检波器; 17 为光电倍增管; 18 为滤光片;
19 为光导纤维; 20 为聚光透镜。

在装置的下方有 3 个大孔径透镜和 9 个光导纤维接收锂束发出的荧光。光导纤维的接收头可调节到锂束的不同区域的像位置。光导纤维的直径为 $1/4$ 英寸, 为了防止辐射的老化, 采用水晶材料。它的输出经 6709 \AA 的滤光片之后由光电倍增管接收。滤光片的通频带为 10 \AA 。光电倍增管输出直接送相敏检波器得到 I_s, I_c 。相敏检波器的滤波常数为 0.3ms 。图 3 示出在 TEXT 上典型的磁场回旋角测量结果。

三、频率描准与对锂束能量稳定度的要求

为了得到尽可能大的激光激发效率, 除了显然地要求激光和锂束在空间准直之外, 同时还要求它们频率要一致。设激光光强频谱分布为

$$\rho(\nu) = \rho_0 f(\nu - \nu_{1s}) \quad (7)$$

其中 ν_{1s} 为激光的中心频率, f 为它的谱分布。锂原子的光激发频率响应函数可写成

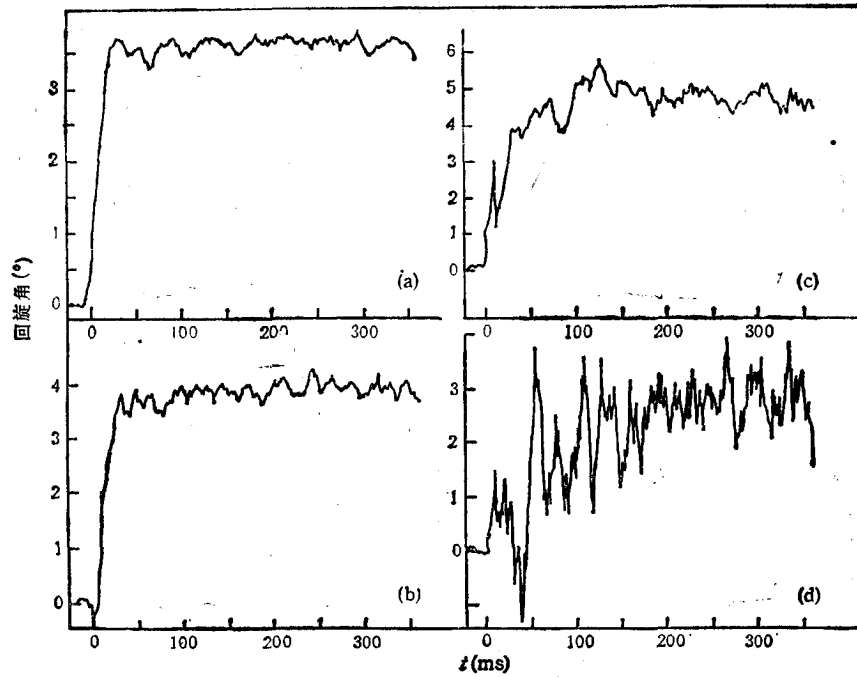


图 3 TEXT 上磁场回旋角测量的典型结果(平均时间为 10ms)
(a) 为 $r = 20.5\text{cm}$; (b) 为 $r = 19.5\text{cm}$; (c) 为 $r = 14.0\text{cm}$; (d) 为 $r = 7.0\text{cm}$

$$B(\nu) = B_0 \varphi(\nu - \nu_{\text{Li}}). \quad (8)$$

同样 ν_{Li} 为中心频率, φ 为它的谱函数. 设 f 和 φ 的谱宽分别为 $\Delta\nu_{\text{L}}$ 和 $\Delta\nu_{\text{Li}}$, 那么激光对锂原子的激发率正比于

$$\int \rho(\nu) B(\nu) d\nu = \rho_0 B_0 \frac{M(\varphi, f)}{\Delta\nu_{\text{L}} \Delta\nu_{\text{Li}}}. \quad (9)$$

其中 $M(\varphi, f)$ 为 φ 和 f 的有效频率重叠范围. 从(9)式可以看出, 为了得到尽可能大的激发率, 要求有尽可能大的 M 值和尽可能小的 $\Delta\nu_{\text{L}}$ 和 $\Delta\nu_{\text{Li}}$.

M 尽可能大意味着 ν_{L} 和 ν_{Li} 一致. ν_{Li} 是由锂原子共振线塞曼分裂的中心 π 成份的频率 ν_0 和它的多普勒位移造成.

$$\nu_{\text{Li}} = \nu_0 \left(1 - \frac{1}{c} \sqrt{\frac{2}{m}} \nu \right) = \nu_0 (1 - 1.9 \times 10^{-5} \sqrt{E}). \quad (10)$$

其中 E 为锂原子的能量, 单位为 eV. 设锂束的高压电源的纹波电压为 δE , 它引起 ν_{Li} 的变化为

$$\delta\nu_{\text{Li}} = -9.5 \times 10^{-6} \frac{\nu_0}{\sqrt{E}} \delta E. \quad (11)$$

因此对于我们 150MHz 频宽的激光器和 95kV 的能量来说, 电源电压的纹波不能超过 11 V, 否则锂束的共振激发频率有可能落到激光频率范围之外. 另外监视激光波长的波长计的测量精度原则上应达到 $150\text{MHz} = 0.005\text{cm}^{-1}$, 这样才能严格保证激光和锂束的频率一致.

当 $\nu_{Li} = \nu_{Li}$ 时, $M(\varphi, f)$ 等于 $\Delta\nu_{Li}$ 和 $\Delta\nu_{Li}$ 中窄的那一个, 因此 (9) 式的数值由 $\Delta\nu_{Li}$ 和 $\Delta\nu_{Li}$ 中宽的那个决定. 由于多普勒效应引起高能锂束的吸收变宽是很窄的, 对于 1300°C , 95kV 锂束的多普勒变宽约为 1.5MHz . $\Delta\nu_{Li}$ 主要由自发跃迁寿命决定约为 37MHz . 它比我们能得到染料激光的谱宽要窄, 因此在给定的激光功率下, 一个重要的任务是要尽可能压缩激光的谱宽.

四、锂原子的速率方程与荧光强度

为了进一步讨论锂原子的荧光强度和等离子体的影响, 必需讨论锂原子在等离子体中的速率方程. 在通常情况下, 锂原子在共振激光和等离子体的作用下, 基态和共振态之间发生的过程要比和其他态的相互作用及电离过程频繁得多. 基态和共振激发态的速率方程近似可写成

$$u \frac{dN}{dx} = -\alpha NN_e, \quad (12)$$

$$N_0(N_e\beta + B\rho) = N^* \left(A + N_e\beta + \frac{1}{3} B\rho \right), \quad (13)$$

$$N = N_0 + N^*. \quad (14)$$

其中 N_0 , N^* 为锂原子的基态和共振激发态的密度, N_e 为电子密度, α 为电离速率, β 为激发速率, A 为自发跃迁几率, $A = 3.7 \times 10^7/\text{s}$, B 为激光激发几率, 利用爱因斯坦关系, 并考虑到激光可能激发的跃迁和光偏振有

$$B = \frac{6}{5} \times 3\cos^2\theta \cdot \frac{A}{\rho\pi h\nu^3} = 8.1 \times 10^9 \cos^2\theta (\text{cm}^2/\text{s/erg}). \quad (15)$$

其中 ρ 为激光的能量密度, 如果激光输出功率为 $P(\text{W})$, 截面为 $S(\text{cm}^2)$, 那么有

$$\rho = \frac{P}{Sc\Delta\nu_{Li}} \times 10^7 (\text{erg/cm}^2). \quad (16)$$

(13)式中已经隐含了 $\Delta\nu_{Li} \ll \Delta\nu_{Li}$ 和 ν_{Li} 在激光谱函数 $f(\nu - \nu_{Li})$ 之中的条件, 同时也假定共振态 6 个子能级之间平衡时间要比其他过程都快. 这样由(12—14)式可得到锂原子单位体积的荧光辐射率为

$$I = N^*A = \frac{N_e\beta + B\rho}{A + N_e\beta + \frac{4}{3} B\rho} NA, \quad (17)$$

$$N(r) = N(a)e^{-\int_r^a \frac{N_e\alpha}{u} dx}. \quad (18)$$

其中 a 为等离子体的半径, $N(a)$ 为入射等离子体前的锂原子的密度.

从(17)和(18)式可以看出锂原子的荧光是由两部分组成, 即激光激发荧光和等离子体激发荧光. 图 4 给出激光用扇板转盘调制之后的荧光强度. 可以看出在等离子体出现之后, 有一个很强的等离子体激发荧光的背景. 显然只有那些被激光调制的信号是需要的, 它和激光强度、等离子体关系比较复杂, 下面分别讨论.

(1) 等离子体激发荧光. 由(17)式的分子部分可以看出 $N_e\beta$ 是由等离子体激发产生

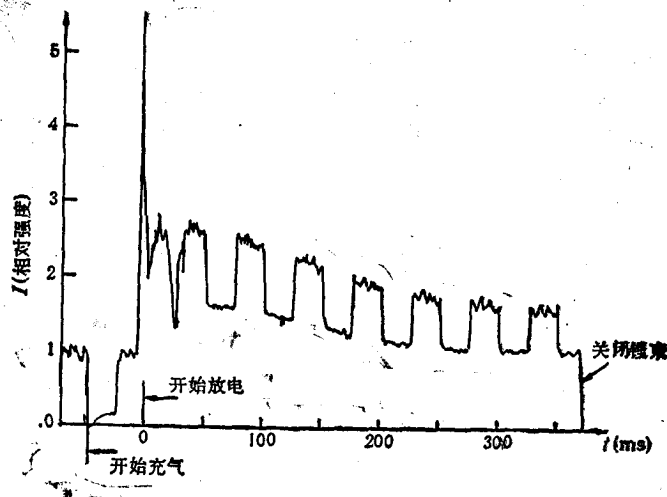


图 4 激光用扇板转盘调制后的荧光信号

的荧光。它不受激光光强和偏振面旋转的影响。它给出一背景信号，当等离子体密度大于 $1 \times 10^{13}/\text{cm}^3$ 时，背景信号就相当地大。尽管它可用相敏检波器去掉，但从第六部分可以看出，它将产生一个非常大的统计误差。

(2) 等离子体退激发。由(17)式的分母可以看出，当 $N_e \beta$ 增加时，分母变大，使激光激发的荧光信号变小。对于 95kV 的锂束和 $Z_{\text{eff}} = 1$ 的等离子体， $\beta \approx 1.6 \times 10^{-16} \text{cm}^3/\text{s}$ ^[6]。当 $B\rho < A$ 时， $N_e = A/\alpha\beta \approx 1.2 \times 10^{13}/\text{cm}^3$ ，即可使激光激发荧光强度下降一倍。因此 $N_e < 1 \times 10^{13}/\text{cm}^3$ 是本方法理想的工作范围。当 $N_e \gg 1 \times 10^{13}/\text{cm}^3$ 时，由于等离子体退激发的影响，信号变得非常弱而限制了本方法的使用。

(3) 等离子体的电离和锂束能量的选择。利用文献^[6]的结果我们可以大致计算得(18)式指数中的数值，

$$\frac{\alpha}{u} \approx 4.3 \times 10^{-13} / \sqrt{E} + 8.3 \times 10^{-15} Z_{\text{eff}}. \quad (19)$$

可以看出，提高锂束的能量 E 是有利于锂束在等离子体中的穿透。但在另一方面，对于相同流强的锂束，空间的粒子密度是反比于它的速度，因此对于给定的实验条件下有一个最佳的锂束能量。在流强一定的情况下，可以得到最佳的锂束能量为

$$E = \left[4.3 \times 10^{-13} \int_0^a N_e dx \right]^2. \quad (20)$$

对于 TEXT，取 N_e 平均为 $3 \times 10^{13}/\text{cm}^3$ ，等离子体半径为 25cm。因此要使等离子体中心区得到最大锂束浓度时 $E \approx 100\text{kV}$ 。

(4) 激光激发饱和。为了增强激光激发荧光信号，提高激光的功率是必要的。但是由于高功率激光是昂贵的，同时也由于激光退激发的作用，使得激光激发效率随功率提高而下降，因此需要合理地选择激光功率。

从(17)式可以看出，在低密度的等离子体中，当激光的能量密度

$$\rho = \frac{3A}{4B} = 3.4 \times 10^{-3} \text{erg}/\text{cm}^2 \quad (21)$$

时, 激光激发开始饱和。设激光截面为 1cm^2 , 谱宽为 150MHz , 它对应的激光输出功率为 50mW 。

当等离子体密度提高时, 开始饱和的激光功率也要提高一些, 因此几倍于(21)式的激光功率是比较好的选择。

五、自发跃迁的延时引起测量值空间位置与磁场偏转角的修正

当锂原子被激光激发到激发态时, 由于原子在激发态有寿命 τ , 所以它发射荧光的时间平均比激发时间晚一寿命 τ 。由于锂原子有很高的运动速度, 光电倍增管测到荧光位置和激发位置有一距离。另一方面磁场的偏转角是决定于激发率对相敏检波器的相移, 而输入相敏检波器是荧光信号。两者之差引起附加的相移, 因此必须对测得的位置和磁场偏转角进行修正。

设锂原子在 r_1 处被激光激发, 由于激发系数正比于 $\cos^2\theta$, 因此(17)式决定的激发率中和激光偏振面旋转有关的交变部分正比于

$$\cos [2\omega t + 2\theta_0(t_1, r_1)]. \quad (22)$$

被激发的原子经过寿命 τ 之后平均在 r_2 处发射荧光。因此 r_1, r_2 两处相差

$$r_2 - r_1 = u\tau. \quad (23)$$

其中 u 为锂束的运动速度。由于寿命 τ 的延时, 输入相敏检波器的荧光信号交变部分正比于

$$\cos [2\omega(t + \tau) + 2\theta_0(t_1, r_1)]. \quad (24)$$

因此由(4)式计算得到的磁场偏转角 $\theta'_0(t_1, r_1)$ 和实际上的磁场偏振角 $\theta_0(t_1, r_1)$ 相差

$$\theta'_0(t_1, r_1) = \theta_0(t_1, r_1) + \omega\tau. \quad (25)$$

由于 τ 是等离子体参数的函数, 因此在托卡马克放电中它是空间和时间的函数。类似(5)式计算得放电中对放电前的偏转角差 $\Delta\theta'_0(t_1, r_1)$ 和托卡马克中回旋角 $\Delta\theta(t_1, r_1)$ 之间关系为

$$\begin{aligned} \Delta\theta'(t_1, r_1) = \Delta\theta'_+(t_1, r_1) = \theta'_0(t_1, r_1) - \theta'_0(0, r_1) = \Delta\theta(t_1, r_1) \\ + \omega[\tau(t_1, r_1) - \tau(0)]. \end{aligned} \quad (26)$$

其中 $\tau(t_1, r_1)$ 和 $\tau(0)$ 为放电中和放电前的激发态寿命。由于放电前锂束基本上处于自由跃迁, 因此 $\tau(0)$ 是由自发跃迁几率而定。

$$\tau(0) = 1/A = 2.7 \times 10^{-8}\text{s}. \quad (27)$$

为了消去(26)式中磁场回旋角的测量误差, 一个简单的办法是将激光偏振面旋转方向反向再作同样测量, 与上面的讨论完全相同, 此时得到的 $\Delta\theta'(t_1, r_1)$ 为

$$\Delta\theta'(t_1, r_1) = \Delta\theta'_-(t_1, r_1) = \Delta\theta(t_1, r_1) - \omega[\tau(t_1, r_1) - \tau(0)]. \quad (28)$$

这样可以很容易得到托卡马克中磁场回旋角为

$$\Delta\theta(t_1, r_1) = \frac{1}{2} [\Delta\theta'_+(t_1, r_1) + \Delta\theta'_-(t_1, r_1)]. \quad (29)$$

而锂原子激发态寿命为

$$\tau(z_1, r_1) = \tau(0) + \frac{1}{2\omega} [\Delta\theta'_+(z_1, r_1) - \Delta\theta'_-(z_1, r_1)]. \quad (30)$$

测量位置的修正为

$$r_1 = r_2 - u\tau(z_1, r_1). \quad (31)$$

表 1 给出一组在 TEXT 上典型的实验结果。放电中等离子体的平均电子密度为 $1 \times 10^{13}/\text{cm}^3$ ，数据由正反旋转各 21 和 14 次放电，每次取 50ms 平均得到。

表 1 TEXT 典型实验结果

$r_2(\text{cm})$	$\Delta\theta_+$	$\Delta\theta_-$	$\Delta\theta$	$\tau(\text{ns})$	$r_1(\text{cm})$
25.6	7.90	7.85	7.88	27	30.3
21.2	8.35	8.59	8.47	20	24.7
7.2	3.27	3.80	3.54	12	9.3
5.0	1.78	2.41	2.10	9	6.7
3.3	0.40	1.09	0.75	8	4.7
1.2	-1.61	-0.81	-1.21	5	2.0

六、迴旋角测量的统计误差

测量托卡马克中角向磁场的目的是为了测量等离子体中纵向电流的分布。这对迴旋角测量的精度要求非常高，作为简单估计，取 TEXT 参数 $B_T = 30\text{kG}$ ， $I_p = 300\text{kA}$ ，半径为 25cm，并假设电流均匀分布，那么半径相差 Δr 的两点迴旋角差为 $0.18 \times \Delta r(^{\circ})$ 。因此对于 2cm 的空间分辨，测准 0.1° 是绝对必要的。在众多偶然误差的因素中，我们发现光电倍增管光电子数的统计误差是最重要的。

从统计角度来看，由于光电倍增管的电子增益非常大，因此统计事件主要由光电倍增管光阴极产生的光电子数目决定。忽视激发态能级寿命的延时，由(17)式可知，光电子的计数率可写成

$$n_0 + n[1 + \cos 2(\omega t + \theta_0)]. \quad (32)$$

其中 n_0 为由等离子体激发决定，而 n 为由激光激发决定，经过时间 $T (\gg 1/\omega)$ 的平均之后总的计数的统计误差为 $\sqrt{(n_0 + n)T}$ 。如果每一个光电子在最后输出产生信号为电压 V 乘 δ 函数，那么相敏检波输出为

$$I_s = \frac{2n}{\pi} V \sin 2\theta_0. \quad (33)$$

$$I_c = \frac{2n}{\pi} V \cos 2\theta_0. \quad (34)$$

它们的统计误差为

$$\delta I_s = \delta I_c = \sqrt{\frac{n_0 + n}{T}} V. \quad (35)$$

由(4)式可得磁场偏转角的统计误差为

$$\delta\theta_0 = \frac{|I_s\delta I_c| + |I_c\delta I_s|}{I_s^2 + I_c^2} \\ = \frac{\pi}{2n} \sqrt{\frac{n_0 + n}{T}} (|\sin 2\theta| + |\cos 2\theta|) \simeq \frac{\pi}{2n} \sqrt{\frac{n_0 + n}{T}}. \quad (36)$$

从上式可以看出, 为了使 $\delta\theta_0 < 0.1^\circ$. 当 $n_0 \ll n$, 即等离子体激发可以忽视时, 要求 $nT > 8 \times 10^5$. 下面将讨论这个要求对装置参数的影响.

设光电倍增管光阴极的量子效率为 α_1 . 光学系统传输效率为 α_2 , 透镜收集光的立体角为 Ω , 每个光纤接受锂束的长度为 l , 束截面为 S . 设它和激光束截面完全重合. 由(17)式可得

$$n = \frac{1}{2} \frac{B\rho NA}{A + 2N_e S + \frac{4}{3} B\rho} \alpha_1 \alpha_2 \frac{\Omega}{4\pi} Sl, \quad (37)$$

$$n_0 = \frac{N_e \beta NA}{A + 2N_e S + \frac{4}{3} B\rho} \alpha_1 \alpha_2 \frac{\Omega}{4\pi} Sl. \quad (38)$$

其中 \hat{B} 为 B 幅值 $\hat{B} = 8.1 \times 10^9 \text{cm}^2/\text{s/erg}$.

对于最理想情况激光强度很强, (37), (38)式分母中最后一项比前面两项大得多. 取锂束强度为 1mA, 能量为 100kV, $\alpha_1 = 0.03$, $\alpha_2 = 0.5$, $\Omega = 0.1$, $S = 1\text{cm}^2$, $l = 1\text{cm}$, 可计算得计数率 $n = 6 \times 10^{10}$. 因此大于 1.7ms 的平均时间可使磁场偏转角测重值的统计误差少于 0.1° .

但是在通常情况下, 在等离子体中等离子体的激发和退激发是很强烈的, 实验发现当 $N_e \approx 3 \times 10^{13}/\text{cm}^3$ 时, 在 TEXT 条件下, 等离子体激发荧光比激光激发荧光要大一个数量级, 同时锂束的等离子体电离衰减也非常大. 因此在等离子体中的 n 值要比上述理想情况少一个数量级以上, 再加上 n_0 的背景辐射. 增加 100 倍的平均时间是需要的, 因此目前在 TEXT 中总是取多次放电每次放电取比较长时间平均得到.

七、结 论

利用激光激发高能锂束荧光法是测量托卡马克中角向磁场很好的方法. 它有较好的空间分辨, 无需作积分反演. 它已经在 TEXT 上得到令人兴奋的结果. 该方法目前的缺点是比较适用于低密度的放电, 同时在目前能达到的技术条件下, 需要作比较长时间的平均来消除统计误差, 因此还不能得到很好的时间分辨.

- [1] J. K. Baur, E. S. Ensbarg, W. P. West, *Bull. Am. Phys. Soc.*, 25(1980), 997.
- [2] W. P. West *et al.*, GA Report, GA-A16816 (1981).
- [3] W. P. West, Fourth APS Topical Conference on High Temperature Plasma Diagnostics, Boston, MA (1982).
- [4] W. P. West, D. M. Thomas, J. S. deGrassie, S. B. Zheng, *Phys. Rev. Lett.*, 58(1987), 2758.
- [5] K. W. Gentle, *Nucl. Tech/Fusion*, 1(1981), 479.
- [6] K. McCormick, IPP III/40 January (1978).

MEASUREMENT OF POLOIDAL MAGNETIC FIELD OF TOKAMAK BY LASER EXCITED FLUORESCENCE OF HIGH ENERGY Li BEAM

ZHENG SHAO-BAI YANG XUAN-ZONG

Institute of Physics, Academia Sinica, Beijing, 100080

W. P. WEST D. M. THOMAS

GA Company, San Diego, U. S. A.

(Received 13 June 1989)

ABSTRACT

In this paper the principle, experimental setup and technique of the tokamak poloidal magnetic field measurement by laser excited fluorescence of high energy Li beam are presented. The main difficulties and its limitations are also mentioned.

PACC: 5270; 4260K; 3250F