

# HL-2A 装置 YAG 激光汤姆逊散射 测量电子温度的初步结果<sup>\*</sup>

刘春华<sup>1</sup>, 黄 渊<sup>1</sup>, 冯 震<sup>1</sup>, 施佩兰<sup>1</sup>, 刘祖黎<sup>2</sup>

(1. 核工业西南物理研究院, 成都 610041; 2. 华中科技大学 物理系, 武汉 430074)

**摘 要:** 叙述了激光汤姆逊散射的实验原理, 介绍了 HL-2A 装置上改进后的激光汤姆逊散射系统。高脉冲功率 Nd:YAG 激光光源发出的 1 064 nm 的激光能很好地满足测量等离子体电子散射光的要求, 硅雪崩光电二极管和窄带干涉滤波片组成的多色仪的使用, 大大提高了散射光的测量效率。数据处理方法采用按测量误差进行权重分析的查表法, 提高了数据处理的速度。最后介绍了各种放电条件下的单空间点电子温度的测量结果。

**关键词:** 汤姆逊散射; 硅雪崩光电二极管; 窄带干涉滤波片; 电子温度

**中图分类号:** O463.1 **文献标志码:** A

自激光器 20 世纪 40 年代问世以来, 激光散射已经发展成为磁约束等离子体研究中的重要诊断方法之一<sup>[1]</sup>, 它不仅可以测量电子温度和密度的空间分布和时间演化, 而且也可以用来标定其它一些诊断系统的测量结果。目前, 大多数的核聚变研究装置(如 JT-60U, MAST, ASDEX-U, Tore Supra 和 DIII-D 等)上, 已经配备了针对不同研究对象的激光散射系统, 用于测量等离子体芯部或边缘区域、X 点以及偏滤器等离子体的电子温度和密度的时空分布<sup>[2-5]</sup>。

1982 年德国 Garching 等离子体物理研究所报道了用掺钕钇铝石榴石(Nd:YAG)激光器、干涉滤光片(interference filter)光谱仪和硅雪崩光电二极管(Si-avalanche photo-diode, APD)探测器为核心器件建造的散射仪, 用该散射仪成功地测量了 ASDEX 装置的等离子体电子温度和电子密度, 散射仪测量电子温度和密度的时间分辨率为 16.6 ms、空间分辨率约 3 cm。干涉滤波片光谱仪具有结构小巧、动态范围大和价格低廉的优点。APD 探测器在 600~1 060 nm 范围内的量子效率大于 40%, 可以用来探测 Nd:YAG 激光器的基频激光脉冲与等离子体相互作用产生的散射光。因此, 在中国环流器 2 号 A(HL-2A)装置上, 我们也研制了一套这种 YAG 激光汤姆逊散射系统, 并在 2006 年的物理实验中成功地测量出了等离子体芯部单空间的电子温度, 数据获取率几乎达 100%, 达到了稳定可靠、高信噪比的测量要求。同时, 在几个炮次的 HL-2A 欧姆等离子体放电的电流平稳期间, 参照氰化氢(HCN)激光干涉的密度测量结果, 定性地计算出了散射强度与电子密度的比例系数, 从而测量出了等离子体芯部的电子密度。

## 1 实验原理

激光在等离子体中传播时, 将激起电子或离子作受迫振动, 发出次级辐射。自由电子在电磁波辐射场的作用下作受迫振动, 发射出次级电磁辐射, 形成散射波的现象, 称为汤姆逊散射。运动速度为  $v$  的电子的散射辐射产生多普勒频移, 频移大小取决于电子在散射差分矢量  $\Delta\mathbf{K}$  方向上的速度分量, 即  $\Delta\omega = \Delta\mathbf{K} \cdot \mathbf{v}$ 。如果在测量位置激光束截面积为  $S$ , 长度为  $L$ , 则该散射体积内的电子总数为  $N_e \approx LS n_e$ ,  $n_e$  表示该散射体的平均体电子密度。该散射体积内的每一个电子都会参与散射过程, 向光接收系统发出散射光。对于相干汤姆逊散射, 各个电子是完全相关的, 向接收系统辐射的散射光总功率为单个电子的  $N_e^2$  倍; 对于非相干汤姆逊散射, 即汤姆逊散射, 电子的散射光之间没有相关性, 总的散射光功率为单个电子散射光功率的  $N_e$  倍。这种相关性可以用散射参数  $\alpha$  表示为

$$\alpha = \frac{1}{K\lambda_D} = \frac{1.08 \times 10^{-4} \lambda_0}{\sin(\theta/2)} \sqrt{\frac{n_e}{T_e}} \quad (1)$$

\* 收稿日期: 2007-11-26; 修订日期: 2008-04-08

基金项目: 国家自然科学基金项目(10375020)

作者简介: 刘春华(1981—), 女, 硕士研究生, 从事高温等离子体物理激光诊断研究; liuchunhua@swip.ac.cn。

式中:  $\lambda_D$  是德拜长度;  $\lambda_0$  是入射激光的波长;  $\lambda_s$  为散射光波长;  $\theta$  为散射角;  $T_e$  是电子温度。

当  $\alpha \gg 1$  时, 入射波有较大的作用范围, 可以感受到电子的集体运动, 对应于相干汤姆逊散射 (collective Thomson scattering, CTS), 可用于测量离子温度、快离子能量分布、湍流以及等离子体波动等现象。利用远红外激光和回旋管的微波输出, 已经发展了各种各样的相干汤姆逊散射系统<sup>[6-7]</sup>。

当  $\alpha \leq 1$  时, 它完全反映了电子无规则热运动的特征, 接收位置  $\mathbf{R}$  处的散射功率与散射体积内的电子总数  $N$  成正比, 即为  $N$  个自由电子在  $\mathbf{R}$  处产生的散射功率的简单叠加。托卡马克等离子体的参数很容易满足  $\alpha \leq 1$ 。激光汤姆逊散射是核聚变研究中等离子体电子温度测量的一项重要诊断, 它直接测量等离子体的电子温度, 准确可靠, 已成为广泛应用于托卡马克装置的常规诊断手段。如果再通过瑞利散射或喇曼散射定标, 也可以测量等离子体的电子密度。

电子的汤姆逊散射截面很小, 其总截面为  $\sigma_T = (8/3)\pi r_e^2 = 6.65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$  ( $r_e$  是电子的经典半径), 而微分散射截面为  $d\sigma/d\Omega = (r_e \sin\phi)^2$  (如果电子受入射激光作用而产生的加速度为  $\dot{\mathbf{v}}$ , 散射光的观测方向为  $\mathbf{s}$ ,  $\phi$  则为  $\dot{\mathbf{v}}$  与  $\mathbf{s}$  的夹角)。对于一个入射激光脉冲, 散射体积内的电子在立体角  $\delta\Omega$  内向接收系统辐射的散射光总能量为

$$W_s = W_i (d\sigma/d\Omega) L \delta\Omega n_e = W_i (r_e \sin\phi)^2 L \delta\Omega n_e \quad (2)$$

式中:  $W_i$  为入射激光的能量。为了使微分散射截面最大, 从而提高散射光的功率, 应当尽可能使用  $\phi = 90^\circ$  的散射布局。对于传统的  $90^\circ$  激光汤姆逊散射, 入射激光的偏振方向与装置纵场方向平行, 将会获得更强的散射光信号, 杂散光最容易消除, 且有最好的空间分辨率。

如果等离子体的电子温度高于 1 keV 时, 接收系统测量的散射谱的形状发生了改变, 出现相对论效应引起的“蓝移”现象, 即散射谱强度峰值对应的波长比激光波长小。如果电子温度不高 ( $T_e < 1 \text{ keV}$ ), 相对论效应比较弱, 就可以不考虑相对论效应对散射光谱的影响。

当电子速度分布服从 Maxwellian 分布函数时, 低温等离子体在  $\mathbf{s}$  方向上、立体角  $d\Omega$  内的按波长分布的散射光强度为

$$I(\lambda_s) = \frac{C(W_i, T_e)}{2\sin(\theta/2)} \exp\left[-\frac{6.3875 \times 10^4}{T_e \sin^2(\theta/2)} \eta^2\right] = W_s S(\lambda_s, T_e) \quad (3)$$

对于高温等离子体, A. C. Selden 给出了  $90^\circ$  散射布局、电子温度在 100 eV ~ 100 keV 之间的考虑了相对论效应的散射光谱按波长分布的精确表达式为<sup>[8]</sup>

$$I(\lambda_s) = \frac{C(W_i, T_e)}{Y(\theta, \eta)} [1 + 1.875B^{-1} + 2.695B^{-2}] \exp[B(T_e)X(\theta, \eta)] = W_s S(\lambda_s, T_e) \quad (4)$$

当  $T_e$  为 20 keV 时, 其误差小于 0.1%; 当电子温度高达 100 keV 时, 误差小于 1%。

在式(3)和(4)中:  $\eta = (\lambda_s - \lambda_0)/\lambda_0$  为散射光波长相对于入射激光波长的偏移系数,  $S(\lambda_s, T_e)$  为散射谱的形状因子

$$C(W_i, T_e) = 2.86 \times 10^2 W_i / (\lambda_0 \sqrt{T_e}) \quad (5)$$

$$B(T_e) = -5.11 \times 10^5 / T_e \quad (6)$$

$$X(\theta, \eta) = \sqrt{1 + \eta^2} / [2(1 - \cos\theta)(1 + \eta)] - 1 \quad (7)$$

$$Y(\theta, \eta) = (1 + \eta)^3 \sqrt{2(1 - \cos\theta)(1 + \eta) + \eta^2} \quad (8)$$

## 2 激光散射系统

HL-2A 装置上  $90^\circ$  激光汤姆逊散射系统布局如图 1 所示<sup>[9]</sup>。在该系统中, 将可重复脉冲工作的 Nd:YAG 激光器的基频激光作为光源, 激光束经过两块  $45^\circ$  反射镜以及一块焦距为 5 m 的聚焦透镜从装置下窗口准直进入, 由装置上窗口射出。在与入射激光成  $90^\circ$  方向上接收电子的散射光信号。

该系统主要部件: (1) Nd:YAG 激光器。它可以输出水平偏振激光脉冲, 其基频激光输出的波长为 1 064 nm, 发散角小于 0.5 mrad, 脉冲宽度约为 10 ns, 经过三级放大获得所需要的能量。实验时使用的放大后的激光能量一般为 4 J, 脉冲间隔为 100 ms; (2) 激光入射、出射光路。使用了扩束、准直的绿光半导体激光束 (与 1 064 nm 激光束同轴、同尺寸) 作为参考激光, 它的中心波长为 530 nm, 经扩束后光束直径为 30 mm; 使用了 1 064 nm/530 nm 激光双色镜, 它与主光路成  $45^\circ$ , 对 1 064 nm 激光束高度透射, 对 530 nm 参考激光束高

度反射。通过双色镜,将半导体扩束激光耦合进激光入射光路,并调节它与 1 064 nm 激光束同心,作为参考光来监测激光光路的稳定性。光路上的 45° 转角反射镜对 1 064 nm 激光的反射率大于 95%,减少了激光能量在传输过程中的损失。5 m 焦距的聚焦透镜保证了入射激光在等离子体中很长的聚焦范围,有利于测量等离子体的电子温度和密度在很大范围内的空间分布。安装在装置顶部的可移动的 CCD 光路校准摄像机,可以方便地监测和调试激光入射和出射光路;(3) 散射光的接收与探测。散射光接收采用大孔径消色差组合透镜,有效地将散射光聚焦到光纤端面上。由于干涉滤光片构成的五通道多色仪将散射谱的短波侧的测量范围内的散射光分成不同的光谱段,最大限度的接收散射光信号,同时滤除杂散光。第 5 通道用于探测和接收喇曼散射标定<sup>[10-11]</sup>汤姆逊散射系统的散射光信号。探测和接收散射光使用近红外增强的硅雪崩光电二极管(型号为 C30956E,量子效率在 900 nm 处为 80%、在 1 050 nm 处为 45%,雪崩倍增因子为 50);(4) 数据采集。使用计算机辅助测量和控制(CAMAC)插件 CMC080 进行模/数转换,CAMAC 系统用于数据采集;(5) 光谱标定系统。在计算机的控制下,扫描单色仪可以输出不同波长、窄带宽的单色光,用于相对测量散射系统的光谱响应系数;(6) 计算机远程控制与数据处理。用计算机远程操作 Nd:YAG 激光器、标定和数据采集等系统,实时处理采集到的散射光信号得出电子温度数据,同时传输到 HL-2A 的物理数据库。

对于多空间点的电子温度和密度分布的测量,目前系统的观测范围是  $-40 \text{ cm} < z < 20 \text{ cm}$ ,分成约 20 个空间点。在等离子体芯部的空间分辨率为 3 cm,等离子体边缘的空间分辨率为 1.5 cm。等离子体芯部的电子温度的测量范围为 0.5~8 keV,边缘区域为 0.1~1.5 keV,电子密度的测量范围为  $(5 \sim 150) \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 。

### 3 数据处理

以 Nd:YAG 激光器和干涉滤光片多色仪为核心器件的激光散射系统,现在广泛采用按测量误差进行权重分析的查表法进行数据处理<sup>[12-13]</sup>,就 HL-2A 激光汤姆逊散射系统来讲,这种方法可以在 100 eV~8 keV 的范围内使用,测得等离子体电子温度的误差范围在 5%~12%。为简单起见,其过程大致以单空间点测量和四光谱通道探测为例进行描述。假设散射体积内的等离子体的电子温度和密度分别为  $T_e$  和  $n_e$ ,则在第  $n(n=1, 2, 3, 4)$  光谱通道“应该”获得的数值化读数可以写成

$$D_n = W_s \int S(\lambda_s, T_e) \Phi_n(\lambda_s) d\lambda_s = W_s F_n(T_e) \quad (9)$$

式中: $\Phi_n(\lambda_s)$ 是对应于该空间点测量的仪器函数,可以用光谱标定系统测量出来; $S(\lambda_s, T_e)$ 为散射谱的形状因子,是已知的; $W_s = W_i(d\sigma/d\Omega)L\delta\Omega n_e = KW_i n_e$ ,是散射系统在该空间点测量中获得的总的散射强度,如果入射激光脉冲的能量  $W_i$  进行监测,并用瑞利散射或喇曼散射实验获得系数  $K$ ,也能获得电子密度测量的绝对值。由于两个不同光谱通道之间测量结果的比值  $D_m/D_n$ ,仅仅是电子温度的函数,从该比值就能获得待测的电子温度值,所以对  $\Phi_n(\lambda_s)$  的测量称为相对标定。对系数的测量称为绝对标定,需要准确地测量出激光的能量和中性气体的密度。

对于一个假设的电子温度值  $T_e$ ,将散射测量的预期值两个两个地分组,并计算出它们的比值  $R_1 = D_1/D_2, R_2 = D_1/D_3, R_3 = D_1/D_4, R_4 = D_2/D_3, R_5 = D_2/D_4, R_6 = D_3/D_4$ ,从而获得一组数据  $(T_e, R_1)$ 。以  $T_e$  为自变量,在 100 eV~10 keV 范围内、每步长为 2.5 eV 改变  $T_e$  的值,重复上述计算,我们就得到了一个表格数据。

由汤姆逊散射实验所得到的测量数据  $(d_1, d_2, d_3, d_4)$ ,可以计算出对应的比值  $(r_1, r_2, r_3, r_4, r_5, r_6)$ ,然后从表格的不同数据栏(如  $r_1$  从  $R_1$  对应项,  $r_2$  从  $R_2$  对应项,等等)中“查出”温度值  $(T_{e1}, T_{e2}, T_{e3}, T_{e4}, T_{e5}, T_{e6})$ 。

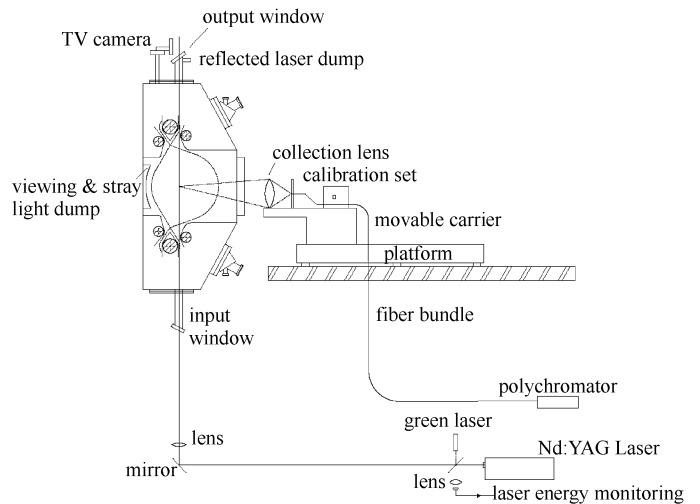


Fig. 1 Layout of laser Thomson scattering system on HL-2A Tokamak

图 1 HL-2A 激光汤姆逊散射系统布局

这些温度数值一般是不同的,需要按测量误差进行拟合。

对于  $T_e \rightarrow R_1$ ,可以得到  $\Delta R_e = \Delta R_1 \partial T_e / \partial R_1$ ,所以  $T_{e1}$  的测量误差可表示为

$$V_{ar}(T_{e1}) = \left( \frac{\partial T_e}{\partial R_1} \right)^2 \left[ \left( \frac{\delta d_1}{d_2} \right)^2 + \left( \frac{d_1 \delta d_2}{d_2^2} \right)^2 \right] \quad (10)$$

式中:  $\delta d_1, \delta d_2$  表示为

$$\delta d_1 = \sqrt{A_1 d_1 + P_{1AMP}^2 + P_{1RAD}^2 + 1} \quad (11)$$

$$\delta d_2 = \sqrt{A_2 d_2 + P_{2AMP}^2 + P_{2RAD}^2 + 1} \quad (12)$$

在方程(11)和(12)中,右边第一项是散离噪声引起的误差,第二项为电路噪声引起的误差,第三项为等离子体辐射引起的误差,第四项为数字采集系统的量化误差。 $A_1$  和  $A_2$  是与探测器及其工作状态有关的系数,探测器所接收的光子数和散射信号大小成正比,探测器所接收到的光子数为

$$N = \frac{E_{laser}}{h\nu} \theta n_e L \Delta \Omega \frac{\eta}{M} F \quad (13)$$

式中:  $E_{laser}$  为激光能量,可以通过实时监测得出,一般为 4 J;  $h\nu$  为单个光子能量;散射角  $\theta$  为  $\pi/2$ ;等离子体密度  $n_e$  约为  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ;散射体长度  $L=4 \text{ cm}$ ;接收立体角  $\Delta \Omega$  约  $10^{-3} \text{ sr}$ ;探测器量子效率  $\eta$  约为 0.1;分光道数  $M=4$ ;系统透过率  $F$  约为 0.1。

假设式(11),(12)中第二和第三项在 1 ms 内是固定不变的,可以通过激光发射后 20~40  $\mu\text{s}$  的本底光中估算出来。这样通过  $\delta d_1$  与  $\delta d_2$  得到测量误差  $V_{ar}(T_{e1})$ 。

以此类推,可以得到测量误差  $V_{ar}(T_{e1}), V_{ar}(T_{e2}), V_{ar}(T_{e3}), V_{ar}(T_{e4}), V_{ar}(T_{e5})$  和  $V_{ar}(T_{e6})$ 。按测量误差进行权重,拟合后就得到电子温度的测量值  $T_e^m$  为

$$T_e^m = \left[ \frac{T_{e1}}{V_{ar}(T_{e1})} + \frac{T_{e2}}{V_{ar}(T_{e2})} + \frac{T_{e3}}{V_{ar}(T_{e3})} + \frac{T_{e4}}{V_{ar}(T_{e4})} + \frac{T_{e5}}{V_{ar}(T_{e5})} + \frac{T_{e6}}{V_{ar}(T_{e6})} \right] V_{ar}(T_e) \quad (14)$$

$$V_{ar}(T_e) = 1 / \left[ \frac{1}{V_{ar}(T_{e1})} + \frac{1}{V_{ar}(T_{e2})} + \frac{1}{V_{ar}(T_{e3})} + \frac{1}{V_{ar}(T_{e4})} + \frac{1}{V_{ar}(T_{e5})} + \frac{1}{V_{ar}(T_{e6})} \right] \quad (15)$$

在进行等离子体边缘区域或偏滤器室电子温度测量时,由于电子温度较低,汤姆逊散射谱较窄,可能只有两光谱探测通道测得数据,此时从两通道的比值就可以得到电子温度值<sup>[14]</sup>。

另外,将激光汤姆逊散射光谱中得到的强度信号作对数变化,即  $\ln I$  与  $\Delta \lambda$  成线性关系。作对数变换后的 3 道信号按最小二乘法拟合直线,由直线的斜率和等离子体电子温度的函数关系得出电子温度。这种方法在数据量小的情况下是合适的,但是当采集得到的数据量增大时,用这种方法分析数据效率极低。DIII-D 的经验表明,当同时使用全部 8 个激光器(20 Hz),即是频率为 160 Hz 连续发出激光脉冲,测量空间 40 道,数据分析机用 Micro VAX3400,在这样的条件下,用最小二乘法拟合直线分析一发数据需要 2~3 h,这是不能容忍的。所以我们在处理数据时也是采用上述方法。

## 4 实验结果

在 2006 年度 HL-2A 物理实验期间,激光汤姆逊散射系统测得了各种放电条件下等离子体芯部单空间点(散射体的长度约 4 cm、直径约 3 mm,位于中平面附近,其大半径约为 163.25 cm 处,而 2A 装置真空室几何中心的大半径为 165 cm)电子温度随时间的变化情况,其结果与其它诊断手段的结果相符<sup>[9]</sup>。由于当时没有电子密度测量的绝对标定(在装置中注入中性气体开展喇曼散射或瑞利散射),我们依据在等离子体欧姆加热条件下 HCN 激光干涉测量的电子线平均密度结果,定性地计算出了散射强度与电子密度的比例系数,得到等离子体芯部区域的电子密度的相对变化趋势。在电子回旋加热(ECRH)期间,汤姆逊散射系统测得了自实验以来等离子体芯部电子温度的最高值,约 4.93 keV,为国内所测的等离子体电子温度的最高值<sup>[15]</sup>。图 2 所示是序号为 6075 的等离子体放电实验中,分子束注入(SMBI)和 ECRH 加热期间 TS 测得的电子温度和密度变化情况。其中  $I_p$  表示等离子体电流,  $U_{SMBI}$  表示分子束电压,  $n_{ch}$  为 HCN 激光干涉所测得芯部线平均电子密度,  $n_e$  和  $T_e$  分别为激光汤姆逊测得的等离子体芯部相对电子密度和电子温度。这次的放电参数如下,在孔栏位形下,纵场强度 2.38 T, ECRH 的加热功率 217 kW。在 ECRH 加热期间, TS 测得等离子体芯部的电子温度明显增加,电子密度明显降低;随着分子束的注入, TS 测得芯部电子密度逐步增加,与 HCN 测得的电子线平均密度变化趋势一致。在高功率近轴电子回旋加热期间,观察到了等离子体芯部密度明显降低的现象,如图 3 所

示。这次等离子体放电中,等离子体电流  $I_p = 300$  kA,纵场强度  $B_t = 2.36$  T,电子回旋加热功率为 1 429 kW,加热区间如图 3 所示。

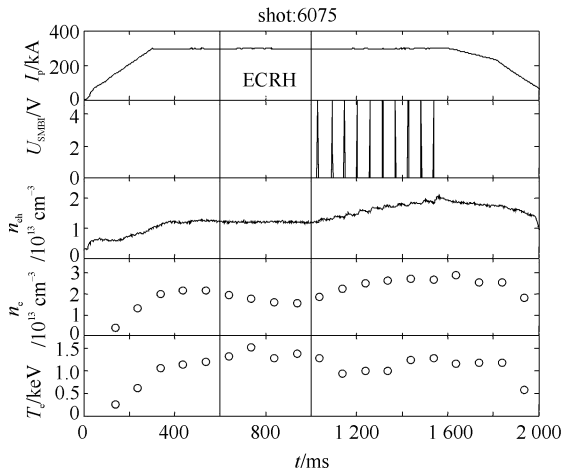


Fig. 2 Electron temperature in plasma core measured by TS, increasing step by step during SMBI

图2 SMBI 期间 TS 测得等离子体芯部区域电子密度逐步增加

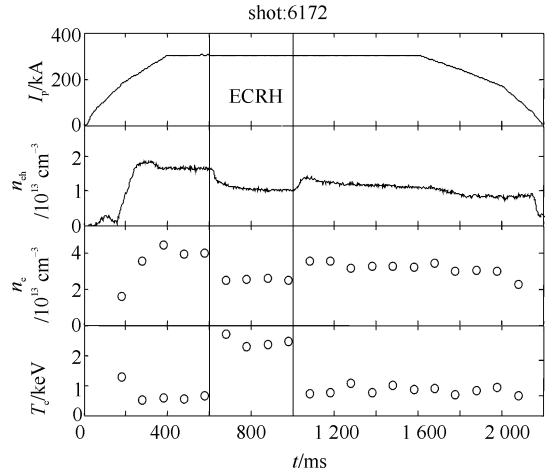


Fig. 3 Measurement results of electron temperature and density during ECRH

图3 在 ECRH 期间电子温度和密度的测量结果

## 5 结 语

在单空间的测量中,已经证实了汤姆逊散射系统运行的稳定性和可靠性,在下一步的实验中,我们将进一步完善该系统,如在装置的上窗口装一个光吞食器吸收掉出射激光,而不是让激光直接打在天花板上,以尽可能减小杂散光的干扰。还将增加空间测量点,测量等离子体中心和边缘区域的电子温度,并在此基础上在装置中充入中性气体氮气,在几个不同压强处测量散射强度与压强的关系,拟合出一条直线,求出直线的斜率,得出绝对标定系数,从而得出测量点的电子密度数据,进一步研究等离子体的物理问题。

## 参考文献:

- [1] 项志遵,俞昌旋. 高温等离子体诊断技术(下册)[M]. 上海:上海科学技术出版社,1982;92-104. (Xiang Z L, Yu C X. Diagnostics technology on high temperature plasma(II). Shanghai: Shanghai Scientific and Technical Publishers,1982;92-140)
- [2] Fajemirokun H, Gowers C, Nielsen P, et al. A high-resolution lidar-Thomson scattering diagnostic for JET[J]. *Rev Sci Instrum*, 1990, **61**(10):2843-2845.
- [3] Nilson D G, Carlstrom T N, Hill D N. Divertor Thomson scattering on D III-D [J]. *Fusion Engineering and Design*, 1997, **34-35**:609.
- [4] Carlstrom T N, Hsieh C L, Nilson D G, et al. Initial operation of the divertor Thomson scattering diagnostic on DIII-D[J]. *Rev Sci Instrum*, 1997, **68**(2):1195-1200.
- [5] Donne A J H, Costley A E, Barusley R, et al. Diagnostics[M]. 2007;S349-S352.
- [6] Tartari U, Grosso G, Nowak S. Polarization in millimeter-wavelength collective Thomson scattering on FTU Tokamak[J]. *Rev Sci Instrum*, 1999, **70**(1):1162-1166.
- [7] Truc A, Quemeneur A, Laviron C, et al. ALTAIR: an infrared laser scattering diagnostic on the TORE SUPRA Tokamak[J]. *Rev Sci Instrum*, 1992, **63**(7):3716-3724.
- [8] Selden A C. Simple analytic form of the relativistic Thomson scattering spectrum[J]. *Phys Lett*, 1980, **A79**:405.
- [9] Huang Y, Zhang P, FENG Z, et al. The development of Thomson scattering system on HL-2A Tokamak[J]. *Rev Sci Instrum*, 2007, **78**:113501.
- [10] Yamada I, Narihara K, Hayashi H, et al. Raman calibration of the LHD Thomson scattering for electron-density measurements[J]. *Rev Sci Instrum*, 2003, **74**(3):1675-1678.
- [11] Howard J, James B W, Smith W I B. Rotational Raman calibration of Thomson scattering[J]. *J Phys D: Appl Phys*, 1979, **12**:1435-1440.
- [12] Narihara K, Yamauchi K, Minami T, et al. Construction of a 100-Hz-repetition-rate 28-channel Thomson scattering system for the JIPPT-IIU Tokamak[J]. *Jpn J Appl Phys*, 1996, **35**:266-273.
- [13] Greenfield C M, Campbell G L, Carlstrom, et al. Real-time digital control, data acquisition, and analysis system for the DIII-D multipulse Thomson scattering diagnostic[J]. *Rev Sci Instrum*, 1990, **61**:3286-3288.
- [14] Hatae T, Nagashima A, Kondoh T, et al. YAG laser Thomson scattering diagnostic on the JT-60U[J]. *Rev Sci Instrum*, 1999, **70**(1):

772-775.

[15] Duan X R. From ASDEX to the HL-2A Tokamak[J]. *Europhysics News*, 2007, **35**(4):14-15.

## Primary results of measuring plasma electron temperature with YAG laser Thomson scattering system on the HL-2A Tokamak

LIU Chun-hua<sup>1</sup>, HUANG Yuan<sup>1</sup>, FENG Zhen<sup>1</sup>, SHI Pei-lan<sup>1</sup>, LIU Zu-li<sup>2</sup>

(1. *Southwest Institute of Physics, Chengdu 610041, China;*

2. *Department of Physics, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China*)

**Abstract:** This article describes the laser Thomson scattering principle and the developed system on HL-2A device. The high power Q-switch Nd:YAG laser, with a wavelength of 1 064 nm, can sufficiently satisfy the measurement requirement. The polychromator consisting of avalanche photo-diodes(APD) and narrow band interference filters, can effectively improve the measurement of scattering light. The electron temperature is deduced by error-weighted lookup table method, which improves the data-processing speed or efficiency. Finally, the experiment results of the one-point electron temperature during different discharges of plasma are presented.

**Key words:** Thomson scattering; Si-avalanche photo-diodes; Narrow band interference filter; Electron temperature