

# 10~20ps 紫外等离子体光探针

孟绍贤 谷忠民 张伟清 林康春 林尊琪 施阿英 王笑琴 沈小华  
(中国科学院上海光机所, 201800)

**提要:** 我们将主激光分出一部分做为探测束, 探测束经过 KDP 晶体倍频, 然后用 DMSO 液体后向喇曼散射移频到 630 nm, 最后经 BBO 晶体倍频, 最终获得的探测束波长为 315 nm, 脉冲宽度为 10~20 ps, 脉冲能量大于 0.2 mJ。

**关键词:** 后向喇曼散射, 紫外光探针, 脉冲压缩

## 10~20ps ultraviolet optical probe of plasmas

*Meng Shaoxian, Gu Zhongmin, Zhang Weiqing, Lin Kangchun, Lin Zunqi,  
Shi Aying, Wang Xiaogin, Shen Xiaohua*  
(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai)

**Abstract:** A portion of the main beam was split off to form the probe beam. This beam was frequency doubled with a KDP crystal, frequency shifted to 630nm by backward Raman scattering in DMSO, and finally frequency doubled in a BBO crystal. The probe pulse wavelength was 315nm, pulse width 10~20ps, and pulse energy greater than 0.2mJ.

**Key words:** backward Raman scattering, ultraviolet optical probe, pulse compression

我们曾在频域和时域范围内,对液体受激喇曼效应进行了广泛的研究。先后解决了喇曼介质选择,主激光与诊断光的分光同步的问题。实现了喇曼光相对于泵浦光脉冲大幅度的压缩,成功地利用 250 ps 的绿光获得了 14 ps 的后向喇曼光和 26 ps 的前向喇曼光<sup>[1]</sup>。解决了利用二色镜提取后向喇曼光的问题,目前提取效率达 80% 左右。并进行了喇曼光倍频的研究<sup>[2]</sup>。在此研究基础上,1985 年我们在六路激光器上先后建成了前向喇曼光探针和后向喇曼光探针,并进行了等离子体干涉、阴影、纹影照像及等离子体冕区磁场测量<sup>[3~4]</sup>。

根据等离子体探针的进一步要求,在我们已建成的后向喇曼光探针的基础上,采用喇曼倍频方式,成功地获得了脉冲宽度为 14 ps, 能量大于 200  $\mu$ J, 波长为 315 nm 的紫外等离子体光探针。

### 一、紫外光探针基本原理

为了获得紫外等离子体光探针,有两个可供选择的途径,一是将 1.06  $\mu$ m 光进行四倍频,

然后进行喇曼变换。然而,为了获得大的脉冲压缩,利用后向喇曼效应提取探测光是困难的,可供选择的液体喇曼介质较少,如用高压气体,由于其色散小,容易同时产生高阶斯托克斯光和反斯托克斯光。很难获得高能量的探测光,如 Lawrence Livermore 国家实验室使用的探测光是脉宽为 15~20 ps,能量 15  $\mu\text{J}$  的 296 nm 的探测光<sup>[5]</sup>。

为了克服上述困难,我们采用喇曼光倍频方式来获得紫外光探针,此方法既简单,又可使同一装置既可在可见光用,也可在紫外用。然而面临的问题主要是提高整个系统的转换效率。

由 1.06  $\mu\text{m}$  变到 315 nm 的光经过下述变换过程,首先将 1.06  $\mu\text{m}$  光倍频为 530 nm 的绿光,然后经过喇曼变换为 630 nm 的红光,最后将此红光倍频成 315 nm 的紫外光。

为了获得高的转换效率,则要求倍频效率高,且采用有较高转换效率的喇曼介质。我们使用的六路激光器,其输出光强为  $I \sim 10^8 \text{ W/cm}^2$ 。在此光强下,倍频转换效率较低,可表示为<sup>[6]</sup>

$$\eta = \frac{I(2\omega)}{I(\omega)} = \frac{2\omega^2 |d_{\text{eff}}|^2 l^2 I(\omega)}{n^3 c^3 \varepsilon_0} \left[ \frac{\sin(\Delta kl/2)}{(\Delta kl/2)} \right]^2 \quad (1)$$

这里,  $l$ ,  $n$ ,  $\varepsilon_0$  分别为晶体长度、折射率和介电常数。 $\Delta k = k_2 - 2k_1$  为位相失配量。 $d_{\text{eff}}$  为有效非线性系数。我们采用 KDP 晶体倍频,其 II 型位相匹配与 I 型位相匹配相比有较大的有效非线性系数 ( $d_{\text{eff}}^{\text{II}} = 1.36d_{\text{eff}}^{\text{I}}$ ) 和失配角接收半宽度 ( $\theta^{\text{II}} = 1.9\Delta\theta^{\text{I}}$ )<sup>[6]</sup>, 因此在我们新的探针装置中,采用 II 型倍频晶体代替以前采用的 I 型倍频晶体。

然而,II 型位相匹配要求入射光电场满足  $E_{\omega}^0 = E_{\omega}^z$ , 即要求两分量混合比为 1。可通过晶体旋转调整或采用旋光片、四分之一波片以满足上述要求。

但 630 nm 光到 315 nm 光的倍频,采用 II 型晶体难于满足位相匹配角要求,故只能采用 I 型匹配。BBO 晶体有较大的非线性系数  $d_{\text{eff}}(\text{BBO}) = (3.4 \pm 0.3) |d_{\text{eff}}(\text{ADP})|$ <sup>[7]</sup>, 对倍频是有利的,如用 ADP 则需增加晶体厚度。

光探针的核心部分是喇曼变换,它既起频移作用,又起脉冲压缩作用。由于二甲亚砷有较高的喇曼转换效率,故选它做为喇曼介质。

我们采用后向喇曼光,它有好的方向性和均匀性及高的功率转换效率。

下面将论证后向喇曼光可以具有大的脉冲压缩率。若泵浦光脉冲在时域内为高斯型:

$$P_L = P_{L_0} e^{-4 \ln 2 \left(\frac{t}{t_p}\right)^2} \quad (2)$$

忽略了前向斯托克斯光和高阶斯托克斯和反斯托克斯光,并采用慢变量近似,可以推出从泵浦光到斯托克斯光的脉冲压缩率为

$$\eta = \frac{t_p}{t_s} = \sqrt{P_{L_0} g_{s_1} \lambda^{-1} \tan^{-1}(x/z_R)} \quad (3)$$

这里  $P_{L_0}$  是泵浦光功率;  $\lambda$  是泵浦光波长;  $g_{s_1}$  是喇曼介质增益系数;  $z_R = \lambda f^2 / \pi w^2$  是聚焦光束的雷莱范围,  $f$  是透镜焦距,  $w$  是光束半径,  $x$  是增益介质长度,在后向喇曼散射中,一般取  $x = \frac{ct_p}{2n}$ ;  $n$  是喇曼介质折射率。从 (3) 式看出,为获得大的脉冲压缩,要求泵浦光功率高,聚焦透镜焦距短,光束半径适当地大。我们还可看出,适当调节增益介质长度  $x$ , 可以改变脉冲压缩率。

由于采用后向喇曼散射,自然大大降低了燥声干扰的可能性。这样获得的探测光,可很好地用于激光等离子体的诊断。

## 二、实验装置与结果描述

该实验是利用六路激光器中一路的一部分做为泵浦源。其实验装置如图 1。

1.06  $\mu\text{m}$  泵浦光为口径  $\phi 45 \text{ mm}$  的线偏振光，为了满足 KDP 晶体 II 型倍频的匹配条件，我们利用  $45^\circ$  旋光片，将其偏振方向旋转  $45^\circ$ ，以使 KDP 晶体满足正常光和非正常光电场分量相等。然后经过 3:1 缩束望远镜缩孔，经过 KDP 晶体倍频为绿光。这个绿光和 1.06  $\mu\text{m}$  光经过二色镜分光，而绿光通过  $f=20 \text{ cm}$  透镜聚焦于喇曼介质中。由二甲亚砷产生的后向喇曼光 630 nm 光通过二色镜，再用长焦距透镜缩束，经匹配角为  $38^\circ$  的 I 型 BBO 晶体倍频，变为 315 nm 紫外超短光脉冲。

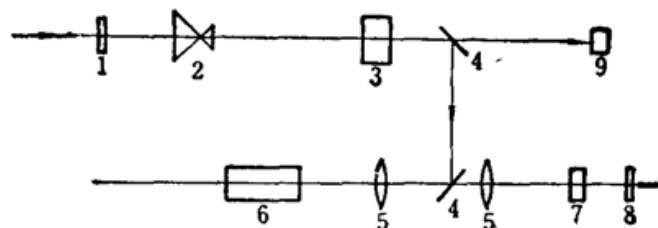


Fig. 1 Ultraviolet Raman probe apparatus

1— $45^\circ$  rotator; 2—telescope; 3—type II KDP;  
4—dichroic mirror; 5—lens; 6—Raman cell;  
7—BBO crystal; 8—filter; 9—calorimeter

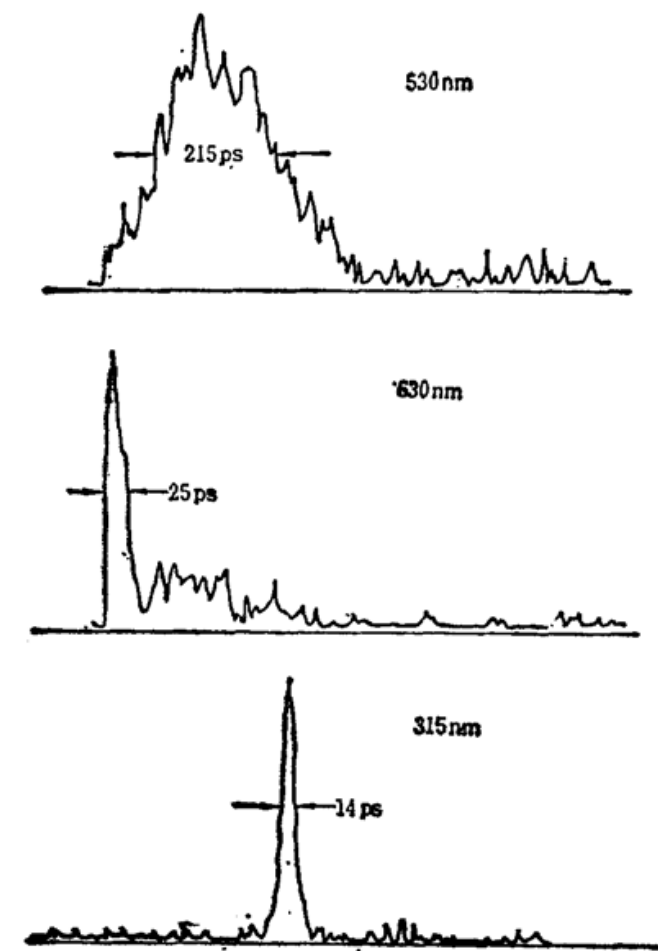


Fig. 2 Pulse shapes of pumping light, backward Raman light and frequency doubled Raman light

况下，测得的 530 nm, 630 nm 和 315 nm 光的脉冲波形如图 2。

从图中可以看出 530 nm 光波形非常不光滑，存在着很深的调制特性，这是由于六路激光

我们首先用二台能量计，测量 1.06  $\mu\text{m}$  光到紫外光 315 nm 的转换效率。当 1.06  $\mu\text{m}$  光能量为 100 mJ 左右时，可得紫外光能量为 200  $\mu\text{J}$ ，即转换效率为千分之二。其中由 1.06  $\mu\text{m}$  到 530 nm 光的转换效率约 20%。530 nm 到 630 nm 光转换效率为 10%，630 nm 光到 315 nm 光转换效率 10%。

转换效率低的原因如下：在 1.06  $\mu\text{m}$  到 530 nm 倍频过程中，由于入射光不是精确的线偏振光，因为在激光传输过程中，光束强度分布的变化，低空间频率的光束分裂及放大过程中增益饱和和引起的时间脉冲畸变，都会改变正常光成分与非正常光电场分量的比，从而影响倍频转换效率<sup>[2,3]</sup>。再者缩孔望远镜在多次激光照射下，出现明显的破坏，影响望远镜的透过率，并使激光方向性变坏，从而使倍频效率降低。其它如二色镜及一些光学元件表面损耗等也都影响总体转换效率。如去除各种损耗，在最佳设计条件下，从 1.06  $\mu\text{m}$  到 315 nm 光转换效率有可能达到百分之儿以上。

我们采用分辨率为 10 ps 的条纹相机测量脉冲宽度的压缩率。在条纹相机扫描速度为 2 ns 情

器的振荡源采用染料和声光主被动锁模所引起。而后向喇曼光波形前后沿都很光滑,这是由于受激喇曼效应,当泵浦光达到一定强度时,后向喇曼光立即产生,它与继续而来的泵浦光相遇而产生放大,并使脉冲变窄。后向喇曼光脉冲尾部有些背底,它是由后向喇曼光放大过程中没完全倒空泵浦光引起。将后向喇曼光经过BBO晶体倍频,脉冲波形变窄,更加光滑。由于谐波光强与泵浦光强的平方成比例,故喇曼光脉冲后部的背底被大大抑制。而且,所获得的紫外光脉冲的光学质量也非常好。

扣除条纹相机的响应特性引起的脉冲加宽后,得到 530 nm 脉冲宽度为 215 ps; 630 nm 脉冲宽度为 25 ps; 315 nm 脉冲宽度为 14 ps。可以估计 1.06  $\mu\text{m}$  的脉冲宽度约 300 ps。可见在波长变换的全过程中,脉冲宽度压缩了 20 倍。这样短的紫外光脉冲可以“冻结”等离子体,进行高的时空分辨率等离子体测量。

### 三、现在通用的等离子体探针比较

目前世界各国等离子体实验室采用的激光等离子体探针列于表 1。从表中看出,等离子体探测用的光探针可分三类。1. 激光直接倍频或四倍频作为探测光束。2. 利用受激喇曼效应进行频率变换。3. 利用染料激光作探测光。

Table 1 Performance comparison of laser plasma probes

	SIOM China	Naval Research Laboratory <sup>[9]</sup>	Rutherford Appleton Laboratory <sup>[10]</sup>	Lawrence <sup>[6]</sup> Livermore Laboratory	Max-Planck Institut für Quantenoptik <sup>[11]</sup>	Ecole Polyte- chnique <sup>[12]</sup>
approach	backward Raman light	forward Raman light	forward Raman light	forward Raman light	Dye Laser	PHG
media	liquid	ethanol	ethanol	pressure H <sub>2</sub>	Rhodamine 640	crystal
wavelength	315 nm	630 nm	630 nm	296 nm	580 nm	263 nm
Pulsewidth	10~20 ps	50 ps	30~50 ps	15~20 ps	3 ps	15 ps
energy	>200 $\mu\text{J}$	—	500 $\mu\text{J}$ -1.5 mJ	15 $\mu\text{J}$	500 $\mu\text{J}$	—
Compression rate	>10	1~1.5	2~3	1.5	~	1~1.4
monopulse	best	better	better	best	ASE	best
direction	good	worse	worse	worse	no good	good
Synchronism	good	worse	worse	worse	$\pm 200$ ps	worse
Structure	simple	simple	simple	complex	complex	complex
Price	cheap	cheap	cheap	expensive	expensive	expensive
adjustment	simple	simple	Simple	complex	complex	complex
tunable frulrewidth	good	worse	worse	worse	worse	worse
tunable wavelength	good	good	good	good	good	worse

采用倍频或四倍频做探测光束,一方面受等离子体谐波干扰,再者需要主激光和探测光两台激光器同步,按照列别捷夫研究所的最近结果,其同步精度为 100 ps<sup>[1]</sup>。

染料激光器做探测光束,两台激光器同步更难,稳定性差,难于提取能量。

前向喇曼光探测方案压缩倍率小,方向性差,且容易产生高阶喇曼光。

我们采用后向喇曼光,脉冲压缩率超过 10 倍,喇曼光束的方向性和均匀性都好于泵浦光。其干扰小,同步性能好,稳定,并且可以根据需要调整探针光波长和脉冲宽度。

(下转第 920 页)

强激光感应下  $A_u$  态不会引起布居。所以, PTP 分子在强激光作用下, 很容易在高激发电子“g”态与  $A_u$  态之间产生双光子喇曼受激散射。由于有机染料分子的转动能级非常密集, 仅观察到图 3(b) 所示的宽带辐射结果。根据 PTP 分子的  $[C_6H_6]_8$  的对称性及其  $D_{2h}$  点群的特征标, 可以计算得到该分子的振动有

$$\Gamma^{vib} = 18 A_g + 5 B_{1g} + 17 B_{2g} + 11 B_{3g} + 6 A_u + 17 B_{1u} + 11 B_{2u} + 17 B_{3u}$$

其中  $A_u$  态存在 6 种振动频率, 实验结果也明显表明这些振动结构的存在。我们通过双光子激发的能量高度、紫外辐射的频率, 对结果中的可分辨的  $A_u$  振动态进行标定: ①  $9747.39 \text{ cm}^{-1}$ 、②  $8413.27 \text{ cm}^{-1}$ 、③  $8038.97 \text{ cm}^{-1}$ 、④  $7575.98 \text{ cm}^{-1}$ 。

以上的实验和讨论表明, 所测得的定向带辐射是一种受到分子的  $A_g$  态和  $B_{0g}$  态近共振增强的由双光子激发所产生的受激超 Raman 散射, 散射的终态为  $A_u$  态, 估计终态的能量高度为  $6170 \sim 9900 \text{ cm}^{-1}$ 。

在实验中, 在测得定向紫外带辐射的同时, 由电离探针测得了电离信号。在不用聚焦透镜会聚泵浦光束(也即较低激光强度)的实验条件下, 测量不同入射光强度  $I$  时的电离信号强度  $F$ , 由公式:  $k = \partial(\log F) / \partial(\log I)$  可求得电离的阶数  $k \approx 3$ , 结果由图 5 所示。此时, 前向紫外辐射信号不再具有强烈的方向性, 并且信号也很微弱。在泵浦强度为  $10 \times 10^6 \text{ W cm}^{-2}$  的情况下, 观察电离信号强度随泵浦波长的变化, 由图 4(a) 可明显看到, 三光子电离过程同样受到  $A_g$  态和  $B_{1g}$  态的近共振增强。

文章中关于分子的振动结构得到了潘佐棣老师的指数, 特此感谢。

### 参 考 文 献

- 1 R. P. Drucker *et al.*, *J. Chem. Phys.*, **61**, 2609(1974)
- 2 V. I. Tomin, *Opt. Commun.*, **26**(3), 396(1978)
- 3 V. F. Lukinykh *et al.*, *Appl. Phys.*, **B38**, 143(1985)

(上接第 912 页)

感谢蔡希洁提供 KDP 晶体, 戴美兰、薛志玲、樊根良等在实验上给予的协助。

### 参 考 文 献

- 1 孟绍贤 *et al.*, 物理学报, **34**(9), 1220(1985)
- 2 孟绍贤 *et al.*, 光学学报, **5**(7), 640(1985)
- 3 孟绍贤, 中国光学学会 1985 年年会论文摘要汇编, 162
- 4 孟绍贤 *et al.* 核聚变与等离子体物理, **9**(2), 102(1989)
- 5 Lawrence Livermore National Laboratory 1981 Laser Program Annual Report
- 6 R. L. Byer (1977) Chapter in "Nonlinear Optics", edited by P. G. Harper and B. S. Wherret, 47~153
- 7 陈创天 *et al.*, 中国科学 B, **7**, 598(1984)
- 8 J. A. Stamper *et al.*, *Phys Rev. Lett.*, **40**(18), 1177(1978)
- 9 O. Willi, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-17**(9), 1909(1981)
- 10 A. G. M. Maaswinkel *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.*, **55**(1), 48(1984)
- 11 R. Benattar *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **45**, 1108(1980)
- 12 N. G. Basov *et al.*, Translated from Preprint No. 85 of the Lebedev Physics Institute, 1988