激光等离子体二次谐波发射的时间分辨特性的研究

徐至展　张伟清　赵世诚
（中国科学院上海光学精密机械研究所）

摘　　要

本文论述了激光等离子体相互作用中二次谐波发射的时间分辨特性研究方面的一些新结果.

二次谐波的发射是激光等离子体间非线性相互作用的重要标志. 在临界密度面附近，由共振吸收或参量蜕变不稳定性等过程而产生的电子等离子体波，将进一步与入射激光或与其自身相互作用而发射二次谐波. 因而，二次谐波的发射研究能提供有关吸收机制的重要信息. 我们曾通过较细致地观察其时间积分的发射特性，而获得激光与等离子体耦合的信息[1,2]. 本文将进一步报道，我们近期得到的有关二次谐波发射的时间分辨特性的新结果.

一、实 验 条 件

实验仍是利用我所六路亚毫微秒脉宽钕玻璃激光装置[3]中的一束激光辐照平面靶完成的. 波长 1.06μm、脉宽（FWHM）~100ps 的窄带宽（<1 Å）激光经 $f/2$ 透镜而聚焦到磨光的平板靶的表面. 激光入射角一般取 0°, 20°, 32°……. 激光场矢 $\boldsymbol{E}$ 与入射面间夹角 ϕ 为 45°；实验中可通过插入旋光片以得到 p 偏振或 s 偏振激光. 改变入射到靶上的激光能量或光斑大小，激光辐照强度可在 10^{13}—10^{15}W/cm^2 间变化. 预脉冲激光用快速示波器监测，有意义的数据是在预脉冲与主脉冲激光强度比约为 10^{-6}量级的打靶中取得的.

激光等离子体发射的二次谐波的时间分辨特性是本文实验的重点测试项目；考虑到不同的机制所发射的二次谐波会有不同的谱分布，我们通过联合使用一台高时间分辨率测量装置与一台光栅光谱仪，而同时拍摄包含有整个谱分布（记为 I_2）与只包含有“红移”（取谱分布中某一波长的长波侧）部分谱（记为 I_2'）的从靶后向散射（指进入聚焦透镜锥角）的二次谐波的强度-时间波形. 高时间分辨率测量装置自身的时间分辨率可高至 10ps. 另外，正如文献 [1], [2] 所述，还布置有测量后向散射与侧向散射（用另一其光轴与入射激光束正交的 $f/2$ 会聚透镜所收集）的时间积分的一维空间分辨的二次谐波的光谱仪. 光谱诊断的分辨率可达到<1 Å. 二次谐波光谱的波长定标是用激光（1.064μm，带宽<1 Å）经 KDP 晶体倍频而得到的标准的二

本文 1983 年 8 月 17 日收到.

次谐波(5320 Å)以及光谱灯(例如汞灯)而进行的.

另外,实验中还布置有其它多种等离子体诊断仪器,以对激光等离子体的特性进行监测,它们包括有:入射与后向散射(进入 $f/2$ 聚焦透镜锥角)的激光能量、光谱测量;X光针孔相机;X光线谱晶体谱仪;多道K边滤片X光谱仪以及等离子体卡计等.

二、结果与讨论

结果表明,二次谐波发射的时间宽度 (FWHW) 一般为~50—220ps, 与入射激光的宽度(FWHM)~100—220ps 大致相当. 图 1, 2 分别示出了入射激光和二次谐波发射的典型的时间波形. 在实验中,入射激光脉冲的后椽有时会延伸至 500ps 以上;然而, 在入射激光脉冲的主峰的时间进程中,未曾发现二次谐波发射的突然锐减或被抑制. 这显然表明,在本文的实验条件下,并不存在诸如受激布里渊散射等过程;经冕区而传播到临界密度面附近的入射激光脉冲,其强度-时间波形不会发生较严重的畸变.

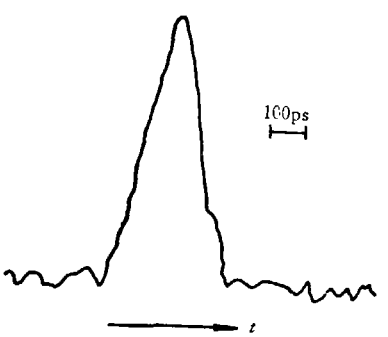


图 1 典型的入射激光脉冲的强度-时间波形
[水平方向代表时间(标尺见图示);垂直方向代表相对强度(取任意单位)]

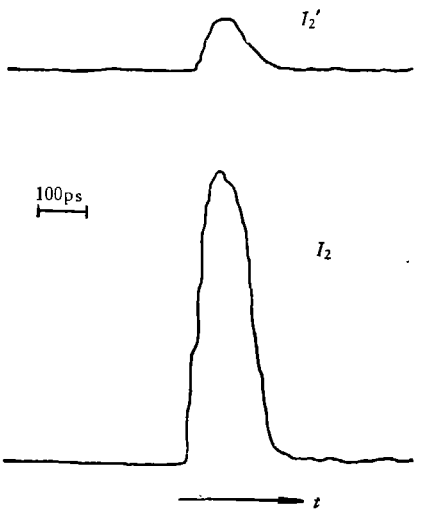


图 2 典型的后向散射的二次谐波的强度-时间波形
[图下方径迹系全谱强度波形(I_2~t);图上方径迹系红移部分谱强度波形 (I_2'~t). Al 平面靶; p 偏振激光;入射角32°;激光辐照强度~5×10^{14} W/cm²;其它说明同图1].

然而,对应于 p 偏振与 s 偏振激光打靶时的二次谐波,却有明显不同的时间发射特性. 对于 p 偏振激光,有较强的全谱发射 (I_2) 波形,但只有相当弱的红移部分谱发射 (I_2') 波形,即使激光强度高至 10^{15}W/cm²,情形也相似.图 3—5 则是 p 偏振激光打靶时所发射的二次谐波的强度-时间波形的典型示例. 而对于高强度 ($>10^{14}$W/cm²)、s 偏振激光, 情况却不同,典型的结果见图 6, 7. 这时, I_2 发射一般将减弱;但 I_2' 波形却明显增强,即二次谐波发射中的红移谱部分的贡献已显重要(因高强度激光有不同的偏振,从而会有不同的二次谐波的光谱特性, 也曾在文献[1,4]的工作中观察到). 根据上述两种偏振激光的结果, 显然能清楚地判明发射二次谐波的两种机制[5]. 正如我们在文献[1]中所指出的, 二次谐波的无红移的窄线谱成分来源于共振吸收;而红移的呈现加宽并具复杂结构的谱成分则可归因于参量不稳定性.在 p 偏振激光打靶时,等离子体发射的二次谐波主要由共振吸收机制所决定. 激光强度较低 ($\lesssim10^{14}$W/cm²)

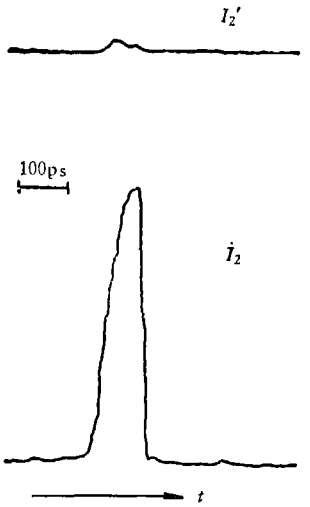


图 3　后向散射的二次谐波的强度-时间波形
(*Al* 平面靶，入射角20°，激光强度～1.0×10^{14} W/cm²，激光能量～1.3J，*p* 偏振激光)

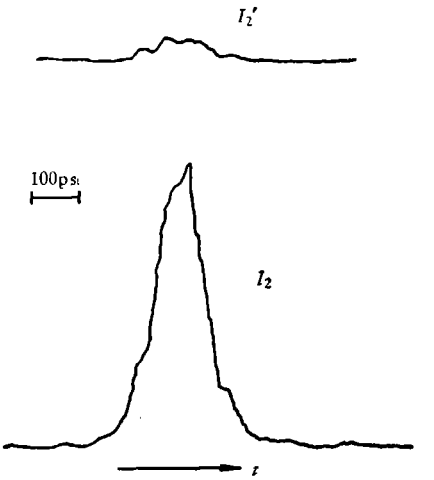


图 4　后向散射的二次谐波的强度-时间波形
(*Al* 平面靶，入射角20°，激光强度～6×10^{14} W/cm²，*p* 偏振激光)

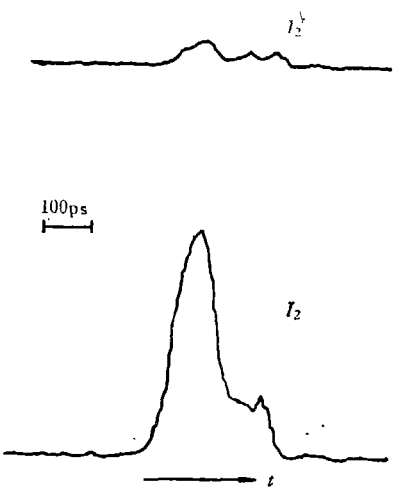


图 5　后向散射的二次谐波的强度-时间波形
(激光强度～10^{15}W/cm²，其它说明同图 4)

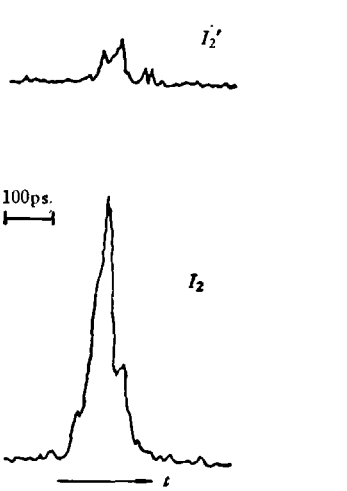


图 6　后向散射的二次谐波的强度-时间波形
(*s* 偏振激光，其它说明同图 4)

时，不能激发参量蜕变不稳定性(阈值强度～10^{14}W/cm²)，结果正如图 3 所示，I_2' 发射十分弱；而激光强度足够高时 [≥$(5\times10^{14}$—$10^{15})$ W/cm²]，倾斜入射的 *p* 偏振激光将于临界密度面附近形成很强的局域性电场[6,7]，其有质动力能引起等离子体密度轮廓的明显变陡．而这种非线性效应也将进一步抑制参量不稳定性的发生并有利于共振吸收．这样，正如图 4，5 所示，二次谐波的红移谱成分的发射强度(即 I_2')仍然是相当弱．然而，用如图 6，7 所示的 *s* 偏振激光打靶，则高强度 (≥5×10^{14}W/cm²) 激光在临界密度面附近所激发的参量不稳定性将成为发射二次谐波的主要机制，观测到的 I_2' 波形将明显增强；例如在图 7 的示例中，已差不多与 I_2

有相近的宽度与形状.

实验结果还指出,即使是高强度 p 偏振激光打靶的情形,二次谐波发射的强度-时间波形也将随着激光入射角的增大而有所变化,特别是 I_2' 发射的相对权重会相应增加. 例如对应图 2 的那发打靶,有较大的激光入射角 (~32°),则其发射的二次谐波就较图 5 的那发打靶 (有最佳的入射角~20°) 包含有更为明显的 I_2' 的贡献. 这显然是由于共振吸收及其引起的临界密度面附近的密度轮廓变陡效应都比最佳入射角时稍弱;因而,二次谐波全谱发射中就可能包含起因于参量不稳过程的相对明显的红移谱发射成分.

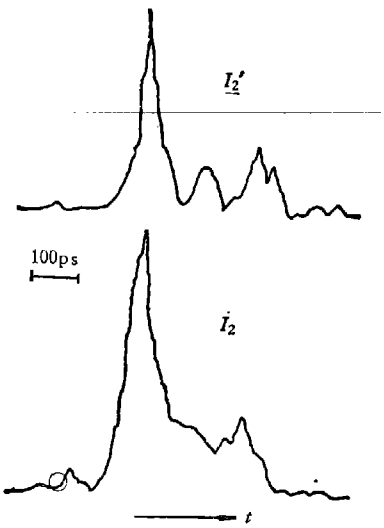
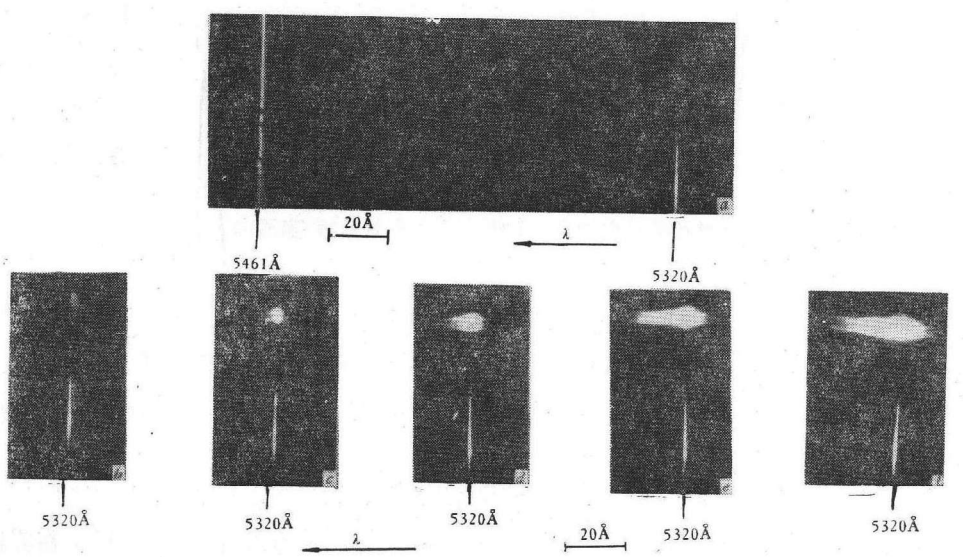


图 7 后向散射的二次谐波的强度-时间波形
(激光强度~8×10^{14}W/cm^2, s 偏振激光,其它说明同图 4)

为了与上述的时间分辨测量所得到的结果相比较,图 8 中示出了一组时间积分的后向散射的二次谐波的光谱照片. 从这组照片,能看到二次谐波的发射强度及光谱分布将如何随着入射激光能量 (或激光强度,其余实验条件保持相同,如激光脉宽与焦斑尺寸基本不变,仍用 Al 平面靶,激光入射角为 0° 等) 的增加而变化,从而也能清楚地观察到二次谐波发射的两类物理机制. 图 8a 是用于光谱实时定标的照片,定标是用一条已知的汞灯光谱线



(激光能: 0.6J) (激光能: 1.5J) (激光能: 4.2J) (激光能: 4.8J) (激光能: 5.7J)

图 8 时间积分的后向散射二次谐波光谱照片

(Al 平面靶,激光脉宽(FWHM)~100ps, 入射角0°;照片 a, 光谱定标照片;照片 b,c, d, e, f 分别为不同激光能量(或强度)打靶时的二次谐波光谱照片, 照片上方为等离子体发射的二次谐波光谱,而照片下方的谱线即为用来定标的入射激光经 KDP 晶体后的倍频光谱线 (5320Å). 照片上的长波方向都系从右至左,正如图中箭头所示)

(5461 Å)与激光自身经 KDP 晶体得到的倍频光谱线 (5320 Å)进行的. 在每一次拍摄等离子体发射的二次谐波光谱的照相底片上,都同时拍摄上激光自身的倍频光的谱线; 这样,就能更直观地判别或标识二次谐波发射的谱分布,特别是相对于定标用倍频光谱线的红移情况.当入射激光能量很低时, 如图 8b (激光能量～0.58J, 辐照强度～4×10^{13}W/cm^2) 所示, 二次谐波谱呈现无红移的单峰、窄线状分布,显然仅来源于共振吸收过程. 而随着入射激光能量(或强度)的递增,不仅由共振吸收引起的二次谐波的发射(具有无红移的窄线谱分布的特征)强度将急剧增强;且呈现红移, 并明显向长波方向加宽的谱分布的成分也相继出现, 这种谱成分的红移与加宽量将随着激光能量(或强度)的增加而增加, 它是与参量蜕变不稳定性所激发的等离子体波的谱相关联的. 很显然, 这里根据时间积分的二次谐波的光谱分布所得到的结果是与前述同时拍摄包含有整个谱分布与只包含有"红移"部分谱分布的二次谐波的强度-时间波形所得到的结果相一致的.

另外,实验中还发现,当 p 偏振激光辐照靶的强度高至 $\geqslant 10^{15}$W/cm^{2}时,二次谐波的强度-时间波形有时会呈现明显的周期性的时间调制结构, 各分裂子脉冲的间距约为 30—50ps. 图 9 即是出现这种情形的典型示例. 类似的结果也曾在文献[8]所报道的长脉宽 (～1.6ns)激光打靶中初步观察到. 应特别指出,我们直接根据强度-时间波形所观察到的上述现象, 仅当入射激光为 p 偏振光、入射角～20° 且辐照强度相当高 ($\geqslant 10^{15}$W/cm^2) 时才能明显发生. 这种有趣的时间结构很可能与倾斜入射的高强度 p 偏振激光引起的临界密度附近密度轮廓的明显

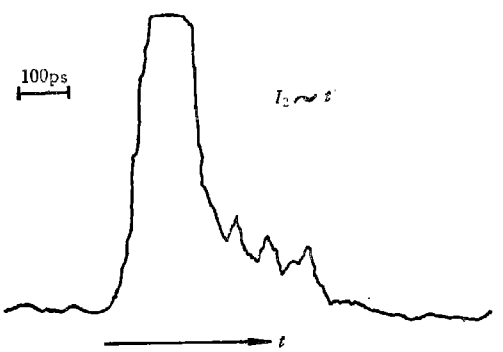


图 9　后向散射的二次谐波的强度-时间波形
(Al 平面靶; p 偏振激光,入射角20°,激光强度～1.5 $\times 10^{15}$W/cm^2. 脉冲主峰呈平顶状表明强度饱和;波形显现出明显的周期性时间调制结构)

变陡有直接的关联. 特别是已有研究[9]指出,带有凹腔的陡化密度轮廓所形成的共振静电场,将引起二次谐波发射的剧增. 而这种共振静电场结构随时间的迅速变化, 则有可能是形成谐波发射时间上的脉冲分裂结构的一种起因. 当然,我们的结果尚是初步的,为了判明这种有趣现象的起源,显然需要进一步的深入研究.

另外也应当指出,如在入射激光脉冲中,包含有(或人为引进)足够大的提前于主脉冲数毫微秒的预脉冲激光(例如,它与主脉冲激光的强度比 $\eta \gtrsim 10^{-4}$—10^{-1}), 则有可能形成较大尺寸的稀薄冕区等离子体,从而严重影响主脉冲高强度激光与靶等离子体的各种相互作用过程.例如,有可能发生显著的受激布里渊散射[10](包括后向与侧向),以使经冕区传输到临界密度面附

近(在那里,有二次谐波发射)的入射激光(主脉冲)强度减弱;再如也将直接影响经典吸收与引起二次谐波发射的诸种反常吸收机制(主要是共振吸收与参量蜕变不稳定性等)间的竞争与分配等[11]. 因而,引入相当大的预脉冲激光必然引起二次谐波的发射特性的变化. 当然,如果我们采用较本文所使用的 sns 量级更为长的激光脉冲 (ns 量级)打靶,由于也改变了激光形成的且本身随时间变化着的冕区等离子体的形态(如更大的几何尺寸等),因而同样也会发生如上述的激光与靶等离子体相互作用特性的改变,从而引起二次谐波发射特性的相应变化,特别是在时间分辨的特性上会有新的现象. 有关长脉冲激光打靶时的二次谐波发射的时间积分与时间分辨特性的研究结果,将在以后的工作中专门报道.

作者对我所六路运行组在实验中给予的支持与帮助表示感谢. 周复正同志曾协助使用高时间分辨测量装置;徐毓光、张文琦、王黎君与钱爱娣同志协助进行了时间积分的光谱测量,在此也一并致谢.

参 考 文 献

[1] Xu Zhizhan (徐至展) et al., *XII International Quantum Electronics Conference,* Munich, 1982; *Applied Phys.*, B **28** (1982), 294.
[2] Xu Zhizhan (徐至展), Lee, P. H. Y. et al., *Bull. Am. Phys. Soc.*, **27** (1982), 1027; 徐至展等,中国科学A辑, 1983,1: 52.
[3] 徐至展等,物理学报, **29**(1980), 439; 邓锡铭等,光学学报, **4**(1981), 289.
[4] 余文炎等,中国科学A辑, 1982, 11: 1047.
[5] Басов, Н. Г. и др., *Квантовая электроника,* **6**(1979), 1829.
[6] Ginsberg, V. L., *Propagation of Electromagnetic Waves in Plasmas,* Pergamon, New York, 1970.
[7] White, R. B. & Chen, F. F., *Plasma Phys.*, **16**(1974), 565.
[8] Gray, D. R. et al., *ibid.*, **22** (1980), 967.
[9] Andreev, N. E. et al., *Phys. Fluids,* **24** (1981), 1492.
[10] 徐至展等,物理学报, **32**(1983), 481.
[11] 徐至展等,中国科学A辑, 1982, 1: 58.