

# 软 X 射线激光汤姆逊散射实验尝试

王琛<sup>1)†</sup> 安红海<sup>1)</sup> 乔秀梅<sup>2)</sup> 方智恒<sup>1)</sup> 熊俊<sup>1)</sup> 王伟<sup>1)</sup> 孙今人<sup>1)</sup> 郑无敌<sup>2)</sup>

1) (上海激光等离子体研究所, 上海 201800)

2) (北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100094)

(2012 年 12 月 26 日收到; 2013 年 3 月 13 日收到修改稿)

汤姆逊散射是诊断高温稠密等离子体状态参数的重要方法之一, 受到广泛的关注. 但是目前用于进行汤姆逊散射的探针光波长多局限于可见光或紫外光, 能够诊断的区域电子密度远低于驱动激光的临界密度. 相比较而言, 以软 X 射线激光作为探针, 有望诊断更高密度区域的等离子体. 利用“神光 II”高功率激光装置产生的类氪锆软 X 射线激光作为探针, 开展了软 X 射线激光汤姆逊散射实验的尝试. 根据散射的条件, 分别进行了非相干散射和相干散射的实验, 但均未能获得明显的散射谱. 理论分析表明, 主要原因可能是实验中作为探针的类氪锆软 X 射线激光的聚焦功率密度不够, 通过优化实验条件, 有望在今后的研究中获得相干汤姆逊散射的结果.

**关键词:** 等离子体诊断, 软 X 射线激光, 汤姆逊散射

**PACS:** 52.70.-m, 42.55.Vc

**DOI:** 10.7498/aps.62.135203

## 1 引言

等离子体的状态诊断对于 ICF 以及等离子体的理论模拟和研究都具有重要的价值. 通常情况测量等离子体电子温度等状态的方法是通过测量线辐射谱的强度, 然后经过理论计算给出的. 在计算中, 原子参数以及对离子占据数的近似理论对计算结果有很大影响, 因而可靠性差. 与之不同的是, 利用激光在等离子体中的汤姆逊散射来诊断等离子体电子温度等参数, 要直接的多.

汤姆逊散射是指等离子体中的带电粒子对入射光子的散射作用, 散射谱中, 包含了大量的关于待测等离子体的信息. 从汤姆逊散射信号可以得到等离子体电子温度、离子温度的信息, 还可以获得电子密度分布. 多年以来, 汤姆逊散射一直是诊断等离子体状态的非常有用的工具之一, 已经应用于诊断 Tokamak 等离子体、激光产生的等离子体以及低温电磁等离子体等方面的应用<sup>[1-9]</sup>. 但是目前用于进行汤姆逊散射的探针光波长多局限于可见光或紫外光 (UV)<sup>[1-7]</sup>, 受临界电子密度和等离子体吸收及折射的限制, 难以穿越到较高电子密度的区域, 能够诊断的区域电子密度远低于驱动激光的临

界密度, 通常上限只有  $10^{20} \text{ cm}^{-3}$ . 而基于 keV 量级的硬 X 射线汤姆逊散射<sup>[8,9]</sup> 尽管测量区域大大增加, 但还存在难以聚焦、实施困难等问题. 相比较而言, 波长介于两者间的软 X 射线激光 (SXRL) 具有波长短 (临界密度可以达到  $10^{24} \text{ cm}^{-3}$ )、发散角小、高亮度以及窄线宽的优势, 这表明利用 X 射线激光进行汤姆逊散射可以诊断更高的电子密度范围. 同时, 短波长激光在等离子体中的散射谱分离现象将更加明显, 这对于实验诊断而言是极为有利的, 可以大大提高实验精度, 因此利用 X 射线激光汤姆逊散射方法完全有能力诊断驱动激光临界密度附近的高密度等离子体.

由于实验的难度, 迄今为止, X 射线激光汤姆逊散射实验研究尚未取得比较好的结果<sup>[10-12]</sup>. 本文描述了在“神光 II”装置上开展的基于类氪锆软 X 射线激光<sup>[13-15]</sup> 探针的汤姆逊散射实验尝试, 尽管也同样未能获得理想的结果, 但对于进一步开展相关的研究具有很好的参考意义.

## 2 汤姆逊散射基本原理

汤姆逊散射就是指等离子体中的带电粒子对入射光子的散射作用, 在低温散射理论无碰撞等高

† 通讯作者. E-mail: wangch@mail.shcnc.ac.cn

子体的假设下, 汤姆逊散射谱函数可表示为

$$S(\mathbf{k}, \omega) = S_e + S_i, \quad (1)$$

其中第一项  $S_e$  是电子散射谱项, 第二项  $S_i$  是离子散射谱项. 原则上通过实验测量的得到汤姆逊散射谱, 通过与 (1) 式进行比较就能够得到等离子体的状态参数. 但是全面和细致的比较是不现实的. 因此, 引入了两个参数来区分不同的散射过程. 这两个参数是

$$\alpha = \frac{1}{2k_0 \sin(\theta/2) \lambda_D} = 1.07 \times 10^{-11} \frac{\lambda [\text{nm}]}{\sin(\theta/2)} \sqrt{\frac{n_e [\text{cm}^{-3}]}{T_e [\text{eV}]}} \quad (2)$$

$$\beta = \left( \frac{\alpha^2 Z T_e}{1 + \alpha^2 T_i} \right)^{1/2} \quad (3)$$

其中  $k_0$  是入射激光的波数,  $\lambda_D$  为德拜长度,  $\theta$  为散射角,  $n_e$  是电子密度,  $T_e$  是电子温度,  $T_i$  为离子温度,  $Z$  是平均电离度.

当  $\alpha \ll 1$  时, 最显著的散射是自由电子个体对入射光的散射, 称为非相干电子散射. 散射谱的改变主要由自由电子热运动而引起, 其随波长的分布是高斯分布, 半高全宽为

$$\Delta\lambda_{1/2} = 4\lambda_0 \sin(\theta/2) \sqrt{\frac{2T_e}{m_e c^2} \ln 2} \quad (4)$$

其中  $m_e$  为电子质量,  $c$  为光速. 如果能测量到非相干电子散射谱的宽度, 就可以得到等离子体的电子温度.

同样, 当  $\beta \ll 1$  时, 散射谱主要受离子独自无规则热运动的影响, 称为非相干离子散射. 谱形状同非相干电子散射谱一样, 只需要把 (4) 式中的  $m_e$  换成离子质量  $m_i$  即可. 由于  $m_i \gg m_e$ , 离子非相干散射的谱宽度要比电子的窄很多.

当  $\alpha > 1$  时, 入射光将会被等离子体中离子及其束缚电子集体散射, 称之为相干散射或集体散射, 其中有两种散射最为显著, 分别是电子等离子体波散射和离子声波散射. 电子等离子体波散射主要是入射光受到等离子体中电子等离子体波散射引起的, 散射谱会在入射频率  $\omega_0$  两侧出现两个共振峰, 频移即等于等离子体中朗缪尔振荡频率, 当电子温度  $T_e$  不很高时, 可表示为

$$\begin{aligned} \Delta\omega_{\text{pew}} &= \pm\omega_{\text{pe}} = \pm\sqrt{4\pi n_e e^2 / m_e} \\ &= \pm 5.64 \times 10^4 \sqrt{n_e}, \end{aligned} \quad (5)$$

其中  $\omega_{\text{pe}}$  为等离子体振荡频率,  $e$  为电子电荷, 即可以通过测量电子等离子体波相干汤姆逊散射谱共振峰的间距来测量等离子体电子密度  $n_e$ .

此时如果  $\beta > 1$  时, 另一种散射, 即离子声波散射会越来越显著. 散射谱同样会在入射频率  $\omega_0$  两侧出现两个共振峰, 频移为

$$\Delta\omega_{\text{ia}} \cong \pm k \left( \frac{Z T_e + 3 T_i}{m_i} \right)^{1/2} \quad (6)$$

因此如果已知电子温度或离子温度, 就可以通过测量离子声波的散射谱频移得到另一个参数.

综合一下, 主要的汤姆逊散射如表 1 所示.

表 1 几种主要的汤姆逊散射

序号	$\alpha$	$\beta$	散射体	基本谱形状	实验测量值	待测物理量
1	$\ll 1$		自由电子	高斯型	$\Delta\lambda_e$	$T_e$
2		$\ll 1$	孤立离子	高斯型	$\Delta\lambda_i$	$T_i$
3	$> 1$		电子等离子体波	双峰	$\Delta\omega_{\text{epw}}$	$n_e$
4	$> 1$	$> 1$	离子声波	双峰	$\Delta\omega_{\text{ia}}$	$Z T_e$ 或 $T_i$

### 3 实验方案

实验在“神光 II”高功率激光装置上进行, 方案如图 1 所示, 图 1(a) 是针对非相干散射的实验方案, 图 1(b) 是针对相干散射的实验方案. “神光 II”装置的第九路驱动激光辐照平面靶产生待测等离子体, 作为探针的软 X 射线激光经过一块多层膜凹球面镜聚焦到待测等离子体中以产生散射, 焦斑尺寸约  $\Phi 50 \mu\text{m}$ , 穿越位置距离靶面约  $500 \mu\text{m}$ . (a) 和 (b) 分

别通过两个方向测量散射谱, 使得相应的散射谱分别满足  $\alpha$  和  $\beta$  等参数的要求. 方案 (a) 中, 散射角约  $175^\circ$ , 其后经过一块 Mo 单层膜平面掠入射镜反射后进入平焦场光栅谱仪; 方案 (b) 中, 散射角约  $3^\circ$ , 其后利用一块多层膜球面反射镜把光束聚焦到平焦场光栅谱仪的狭缝上.

诊断用的光栅谱仪是以 Hitachi 公司生产的 1200 线/mm 光栅作为色散元件的平焦场掠入射光

栅谱仪, 光栅是为型号 001-0266 的变栅距凹曲面光栅, 曲率半径约 5649 mm, 狭缝到光栅中心距离 235 mm, 光栅中心到 CCD 接受面距离 237 mm, 入射角度 87°. 利用 PI 公司生产的 X 射线 CCD 作为光谱的记录仪器, 型号 PIXIS-XO:1300B, 像素数目 1340 × 1300, 最小像素尺寸 20 μm × 20 μm, 有效接受面积 26.8 mm × 26.0 mm. 在此条件下, 20—30 nm 波段的谱分辨能力约 0.02 nm.

作为探针光源的是碰撞激发机制类氪锆软 X 射线激光的 23.2 nm 和 23.6 nm 的双线激光, 利用“神光 II”装置产生的两路基频纳秒激光驱动四靶串对接产生. 图 2 是实验测量的得到的类氪锆软 X 射线激光的谱线, 有 5 条明显的激光谱线: 19.6 nm, 23.2 nm, 23.6 nm, 24.7 nm 和 28.6 nm. 其中 19.6 nm, 23.2 nm 和 23.6 nm 三条谱线获得了饱和的输出, 特别是 23.2 nm 和 23.6 nm 的激光强度更强, 并且大致相当. 通过光路中的中心波长在 23.4 nm, 带宽约 6nm 的多层膜元件后, 输出的谱线中只剩余 23.2 nm 和 23.6 nm 两条激光线. 图 3 是利用多层膜元件获得的类氪锆软 X 射线激光的场图分布, 其中主要成分即 23.2 nm 和 23.6 nm 两条激光线. 根据光路衰减和 CCD 计数估计, 两条谱线输出的总强度约 1.5 mJ.

待测等离子体通过利用“神光 II”装置的第九路 1 ns、二倍频 100J 的驱动激光辐照平面 C<sub>2</sub>H<sub>4</sub> 靶产生, 采用焦斑 450 μm × 450 μm 的列阵透镜均匀辐照技术, 靶面功率密度约激光能量约 4 × 10<sup>13</sup> W/cm<sup>2</sup>. 图 4 是利用 1.5D 的 JB19 程序计算得到的在上述打靶条件下的驱动激光后 2 ns 时的等离子体状态, 计算中采用的限流因子为 0.1. 图中竖线是实验条件, 即探针光从靶面前约 500 μm 处穿过. 在此位置,  $n_e = 6.7 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_e = 66 \text{ eV}$ ,  $Z = 5.7$ . 对于图 1(a) 的方案, 散射角 175°, 对于 23.2 nm 的探针, 根据 (2) 式可得  $\alpha = 0.25$ , 勉强可以算满足  $\alpha \ll 1$  的条件, 即对应的是非相干散射的情形. 根据 (4) 式, 可以简单估计非相干电子散射谱的半宽  $\Delta\lambda_e \approx 1.2 \text{ nm}$ , 利用 1200 线/mm 的光栅谱仪完全能够测量. 对于图 1(b) 的方案, 散射角 3°, 对于 23.2 nm 的探针, 可得  $\alpha = 9.6$ , 如果假设  $T_i \approx T_e$ , 则  $\beta = 2.4$ , 属于明显的相干散射. 此时, 电子等离子体波和离子声波两种散射过程会同时存在, 根据 (5), (6) 等式可以分别估计散射双峰的间距:  $\Delta\omega_{\text{pew}} \approx \pm 0.13 \text{ nm}$  和  $\Delta\omega_{\text{ia}} \approx \pm 0.018 \text{ nm}$ . 很明显, 前者能被记录仪器分辨, 而后者不能被分辨, 双峰会被当成单峰.

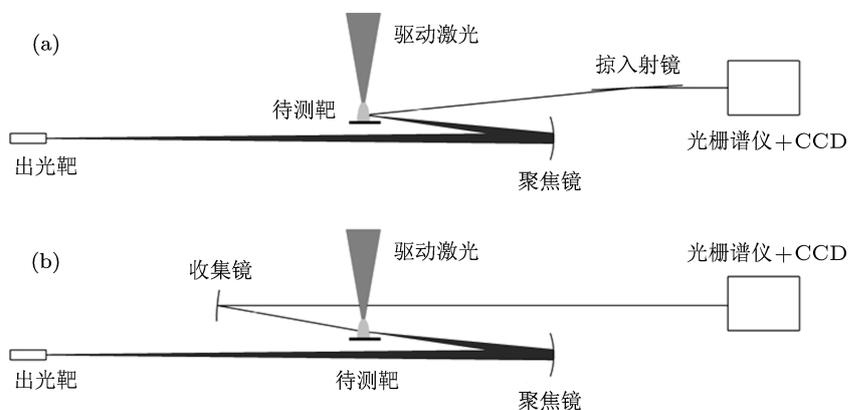


图 1 软 X 射线激光汤姆逊散射方案 (a) 非相干散射; (b) 相干散射

#### 4 实验结果

图 5 给出了实验的谱线测量结果. (a) 是非相干散射实验记录的谱图像, (b) 是相干散射实验记录的谱图像, (c) 则是待测等离子体的自发辐射与作为探针的类氪锆软 X 射线激光混合的谱图像. 从图 (c) 中软 X 射线激光线 23.2 nm 和 23.6 nm 的位置和间距, 可以标定出整个谱图像的波长, 每一幅图

中都存在三条很亮的谱线, 经过波长定标, 分别是 18.2 nm, 22.7 nm 和 24.8 nm, 这正是 C 的自发辐射线谱. 由这三根谱线, 就可以把 (a), (b) 对应的谱进行定标. 图 6 分别给出了在探针波长附近的谱扫描结果.

对于非相干散射的实验, 期待的结果是在入射光位置产生一个半高宽约 1.2 nm 的很宽的峰, 从图 5(a) 和图 6(a) 中都不能明显的看出这一点, 暗示非

相干散射谱并没有被记录到.

对于相干散射谱,其中包含电子等离子体波和离子声波两部分,其中电子等离子体波散射将会在入射光波长两侧形成两个峰,间距约 0.26 nm,而离子声波散射将会在入射光波长处产生一个峰.从图 5(b)和图 6(b)中同样不能明显的看出这些特征,因此表明相干散射谱也没有被记录到.

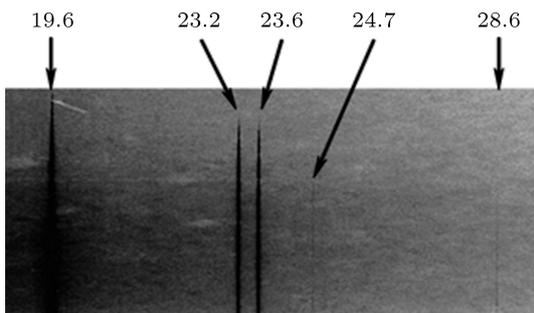


图2 实验获得的类氖锆软 X 射线激光谱线

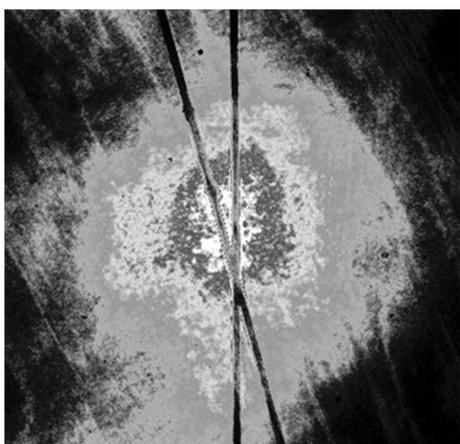


图3 类氖锆软 X 射线激光场图,其中包含 23.2 nm 和 23.6 nm 成分

### 5 实验简单讨论

实验未能光测到明显的散射信号,最大的原因可能是散射信号太弱.对于实验来说,对散射信号最基本的要求就是散射信号的强度大于作为本底噪声的自发辐射的强度.在低温散射理论下,不考虑等离子体碰撞效应,单位时间,单位体积,散射到  $\Omega$  到  $\Omega + d\Omega$  的能量为

$$P_s = \frac{I_i r_0^2}{2\pi} |\mathbf{s} \times (\mathbf{s} \times \mathbf{e}_i)|^2 n_e V S(\mathbf{k}, \omega), \quad (7)$$

其中  $I_i$  为入射激光功率密度,  $\mathbf{s}$  为散射方向的单位矢量,  $\mathbf{e}_i$  为探针激光的极化方向,  $S(\mathbf{k}, \omega)$  为散射谱

函数.如果等离子体的自发辐射主要考虑韧致辐射,则有单位辐射能量:

$$P_b = 2.09 \times 10^{-36} Z^2 \left( \frac{n_e n_i}{\lambda_i^2 T_e^{1/2}} \right) e^{-\frac{1.24 \times 10^{-4}}{\lambda T_e}} \times \frac{1}{4\pi}. \quad (8)$$

(7) 与 (8) 式连立,令  $P_s = P_b$ ,可以求出要求最小的探针光功率密度  $I_i$ ,也就是阈值  $I_{th}$ .只有入射激光功率密度  $I_i$  大于阈值  $I_{th}$ ,散射信号才可能高于本底噪声,才可能被记录到.

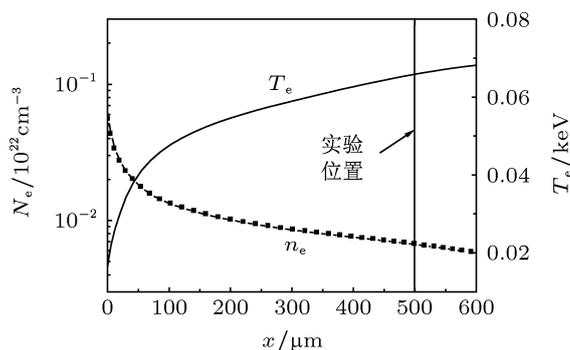


图4 利用 JB19 程序模拟的等离子体状态,竖线是实验位置

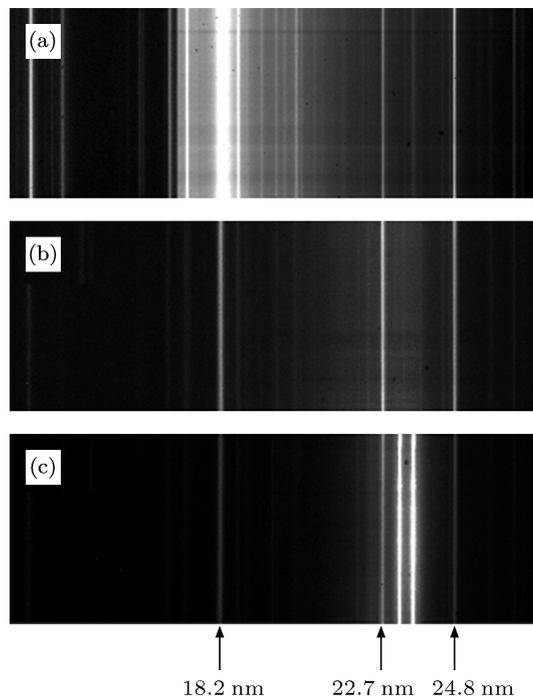


图5 实验记录谱图像 (a) 非相干散射谱; (b) 相干散射谱; (c) 混合谱

对于非相干电子散射的情况,根据  $P_s(I_{th}) = P_b$  可以计算出探针激光的阈值  $I_{th}$  与电子温度  $T_e$  和电子密度  $n_e$  的关系.图 7 给出了在  $n_e = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  保持不变的条件下,  $I_{th}$  随  $T_e$  变化的曲线.从图中可

可以看出, 如果要测量  $n_e = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_e = 50 \text{ eV}$  的等离子体的非相干自由电子散射谱, 对应的阈值为  $I_{th} \sim 3 \times 10^{12} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ . 尽管在  $T_e$  比较低的时候, 阈值会大大降低, 但随着  $T_e$  的减小, 散射参数  $\alpha$  逐渐变大, 对应的情况越来越偏离非相干散射, 必须要考虑相干散射的影响了.

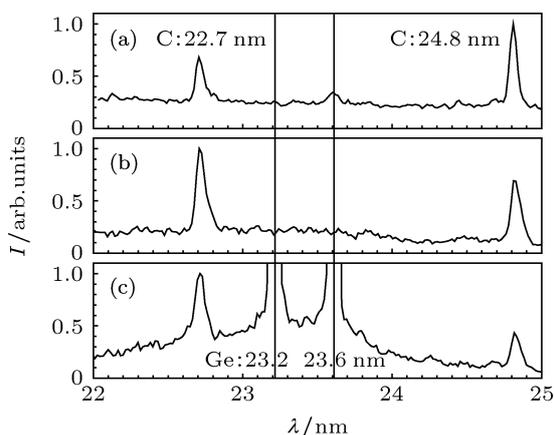


图6 实验谱强度 (a) 非相干散射谱; (b) 相干散射谱; (c) 混合谱

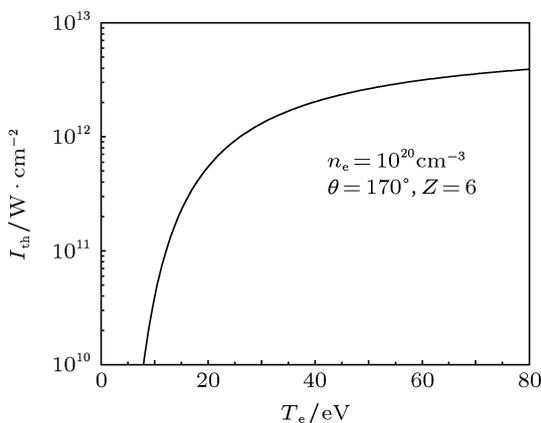


图7 非相干散射探针强度阈值随电子温度的变化

而对于相干散射的情况, 令根据  $P_s(I_{th}) = P_b$  同样可以求出探针激光的阈值  $I_{th}$  与电子温度  $T_e$  和电子密度  $n_e$  的关系, 如图8所示. 阈值  $I_{th}$  随  $T_e$  的减小而减小,  $T_e$  低于某一值后, 阈值强度又突然增加. 从图8可以看到, 在  $n_e = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_e = (30 - 60) \text{ eV}$  的范围对应的  $I_{th}$  要略低, 仅为  $10^{10} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$  左右, 比较适合用于实验研究.

上面的计算, 尽管其中采用的入射角、 $n_e$  等与实验条件略有差别, 但对  $I_{th}$  的影响应该不会有本质的影响. 针对实验的条件, 可以简单估计一下作为探针的类氩锆软 X 射线激光的功率密度  $I_i$ . 考虑到双线强度差不多, 因此对于单线比如  $23.2 \text{ nm}$  软 X

射线激光, 能量取总能量的一半, 即  $0.75 \text{ mJ}$  是合适的; 采用  $1 \text{ ns}$  激光驱动, 根据经验, 产生的软 X 射线激光脉冲宽度约  $0.8 \text{ s}$ ; 聚焦斑斑约  $\Phi 50 \mu\text{m}$ , 由此可计算功率密度  $I_i \sim 5 \times 10^{10} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ . 对比图7, 显然入射软 X 射线激光的功率密度明显低于非相干电子散射的阈值, 因此记录不到信号是很正常的. 对于相干散射, 参考图8, 入射激光功率密度尽管比最低的阈值 ( $I_{th} = 10^{10} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ ) 要求要高5倍左右, 但对于实验中实际测的等离子体, 根据模拟的条件  $T_e = 66 \text{ eV}$ , 对照图8可知, 阈值仍在  $10^{11} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$  以上, 因此在实验中也难以记录到散射信号.

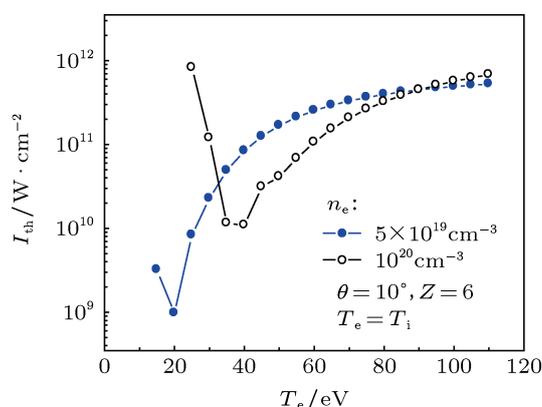


图8 相干散射探针强度阈值随电子温度的变化

尽管本次实验并没有记录到散射谱的信号, 但从上面的分析可以看到, 利用软 X 射线激光做为探针的汤姆逊散射实验并非没有可能. 对于目前的情况, 尚有改进的余地: 第一, 通过优化驱动条件、增加反射镜实现双程放大等方式, 类氩锆软 X 射线激光的输出能量能够获得3—5倍的增加; 第二, 改进聚焦的方式, 焦斑尺寸能够达到  $\Phi 20 - 30 \mu\text{m}$ ; 第三, 改进收集系统, 增加收集的空间立体角; 最后, 通过选择合适的待测等离子体状态, 可以大大的减小阈值功率密度. 通过前两种方式, 可以使得入射软 X 射线激光探针的功率密度提高约1个量级, 达到约  $5 \times 10^{11} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ . 这样的功率密度, 尽管对于非相干散射仍然远远不足, 但应当已经可以用来进行相干散射的实验.

## 6 结论

利用“神光 II”高功率激光装置产生的类氩锆软 X 射线激光作为探针, 分别开展了软 X 射线激光作为探针非相干和相干汤姆逊散射实验的尝试. 由于实验中作为探针的类氩锆软 X 射线激光的聚

焦功率密度不够, 导致实验未能获得明显的散射谱信号. 通过理论分析表明, 通过优化实验条件, 软 X

射线激光相干汤姆逊散射的实验研究是有希望获得好结果的.

- [1] Landen O L, Winfield R J 1985 *Phys. Rev. Lett.* **54** 1660
- [2] Glenzer S H, Alley W E, Estabrook K G, DeGroot J S, Haines M G, Hammer J H, Jadaud J P, MacGowan B J, Moody J D, Rozmus W, Suter L J, Weiland T L, Williams E A 1999 *Phys. Plasmas* **6** 2117
- [3] Bai B, Zheng J, Liu W D, Yu C X, Jiang X H, Yuan X D, Li W H, Zheng Z J 2001 *Phys. Plasmas* **8** 4114
- [4] Glenzer S H, Redmer R 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 1625
- [5] Lee H J, Neumayer P, Castor J, Döppner T, Falcone R W, Fortmann C, Hammel B A, Kricher A L, Landen O L, Lee R W, Meyerhofer D D, Munro D H, Redmer R, Regan S P, Weber S, Glenzer S H 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 115001
- [6] Ross J S, Glenzer S H, Palastro J P, Pollock B B, Price D, Divol L, Tynan G R, Froula D H 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 105001
- [7] Visco A J, Drake R P, Glenzer S H, Döppner T, Gregori G, Froula D H, Grosskopf M J 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 145001
- [8] Riley D, Woolsey N C, McSherry D, Weaver I, Djaoui A, Nardi E 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 1704
- [9] Glenzer S H, Gregori G, Lee R W, Rogers F J, Pollaine S W, Landen O L 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 175002
- [10] Baidis H A, Dunn J, Foord M E, Rozmus W 2002 *Rev. Sci. Instrum.* **73** 4223
- [11] Riley D, Keenan R, Topping S J, Khattak F Y, McEvoy A M, Angulo J J, Lamb M J, Lewis C L S, Neely D, Notley M 2003 *IEEE T Plasma Sci.* **31** 1016
- [12] Rus B, Dunn J, Mocek T, Nelson A J, Foord M E, Shepherd R, Rozmus W, Baldis H A, Kozlová M, Polan J, Homer P, Stupka M 2006 *Proceedings of the 10th International Conference on X-Ray Lasers* Berlin, Germany, August 20–25, 2006 p577
- [13] Wang S J, Gu Y, Zhou G L, Ni Y L, Yu S Y, Fu S Z, Mao C S, Tao Z C, Chen W N, Lin Z Q, Fan D Y, Zhang G P, Sheng J T, Yang M L, Zhang T X, Shao Y F, Peng H M, He X T, Yu M 1991 *Chinese Phys. Lett.* **8** 618
- [14] Wang C, Zhang G P, Zheng W D, Qiao X M, Fang Z H, Sun J R, Wang W, Xiong J, Fu S Z, Gu Y, Wang S J 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 6264 (in Chinese) [王琛, 张国平, 郑无敌, 乔秀梅, 方智恒, 孙今人, 王伟, 熊俊, 傅思祖, 顾援, 王世绩 2009 物理学报 **58** 6264]
- [15] An H H, Wang C, Fang Z H, Xiong J, Sun J R, Wang W, Fu S Z, Qiao X M, Zheng W D, Zhang G P 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 104207 (in Chinese) [安红海, 王琛, 方智恒, 熊俊, 孙今人, 王伟, 傅思祖, 乔秀梅, 郑无敌, 张国平 2011 物理学报 **60** 104207]

# An experimental attempt to produce Thomson scattering with soft X-ray lasers

Wang Chen<sup>1)†</sup> An Hong-Hai<sup>1)</sup> Qiao Xiu-Mei<sup>2)</sup> Fang Zhi-Heng<sup>1)</sup> Xiong Jun<sup>1)</sup>  
Wang Wei<sup>1)</sup> Sun Jin-Ren<sup>1)</sup> Zheng Wu-Di<sup>2)</sup>

1) (Shanghai Institute of Laser Plasma, Shanghai 201800, China)

2) (Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100094, China)

(Received 26 December 2012; revised manuscript received 13 March 2013)

## Abstract

Thomson scattering is one of the important methods of diagnosing parameters of the hot and dense plasma state that receive widespread attention. But the probe light wavelength for Thomson scattering is more limited to the visible or ultraviolet light, so the electron density that is capable to be diagnosed is much lower than the critical density of the driving laser. In comparison, soft X-ray laser as a probe is hopeful for diagnosing higher density of plasma. The experimental attempt of soft X-ray laser Thomson scattering has been carried out using Ne-like Ge soft X-ray laser generated on the SG-II high-power laser device. According to the scattering case, incoherent scattering and coherent scattering experiments were carried out, but it is unable to obtain the significant scattering spectrum. Theoretical analysis shows that the main reason may be the focusing power density of Ne-like Ge soft X-ray laser being not enough, in the experiments. By optimizing the experimental conditions, it is expected to obtain coherent Thomson scattering in the future.

**Keywords:** plasma diagnostic, Soft x-ray lasers, Thomson scattering

**PACS:** 52.70.-m, 42.55.Vc

**DOI:** 10.7498/aps.62.135203

---

† Corresponding author. E-mail: wangch@mail.shnc.ac.cn