

激光等离子体的电子温度对 Thomson 散射 离子声波双峰的影响*

于全芝^{1,2)} 李玉同¹⁾ 蒋小华³⁾ 刘永刚³⁾ 王哲斌⁴⁾ 董全力¹⁾ 刘 峰¹⁾ 张 杰¹⁾
黄丽珍³⁾ C. Danson⁵⁾ D. Pepler⁵⁾ 丁永坤³⁾ 傅世年²⁾ 张 杰¹⁾†

1) 中国科学院物理研究所光物理实验室, 北京 100080)

2) 中国科学院高能物理研究所加速器中心, 北京 100049)

3) 中国工程物理研究院高温高密度等离子体物理国际重点实验室, 绵阳 621900)

4) 中国科学技术大学近代物理系, 合肥 230027)

5) Central Laser Facility, Rutherford Appleton Laboratory, Didcot, OX110QX, UK)

(2006 年 4 月 12 日收到, 2006 年 5 月 15 日收到修改稿)

通过对不同激光条件产生的等离子体进行 Thomson 散射实验诊断, 发现在距靶面为 150 μm 的临界密度面内, 离子声波双峰强度出现明显的不对称性, 而且强峰的位置发生了转移: 当等离子体的电子温度较高时, 强峰出现在短波方向; 当等离子体电子温度较低时, 强峰出现在长波方向. 光的拉曼散射效应对应地解释了离子声波的双峰结构、双峰强度不对称性及强峰出现的位置. 建立了光的拉曼散射与电子的 Thomson 散射的对应关系.

关键词: 激光等离子体, Thomson 散射, 离子声波双峰, 拉曼散射

PACC: 5250J, 5270, 5225

1. 引 言

在激光等离子体诊断技术中, Thomson 散射作为一种主动而无干扰的诊断方法, 被研究者广泛采用^[1-6]. 因为它能够采用短波长的激光作为探针光, 诊断从等离子体晕区到临界面以内较大空间范围的等离子体, 并以较高的时空分辨率测量离子声波或电子等离子体波光谱, 获得描述等离子体状态的参数如电子温度、电子密度、等离子体膨胀速度及电子热流等, 从而深化人们对等离子体中的各种参量不稳定过程、热电子的输运过程、X 射线的产生与输运等物理过程的理解^[7-12]. 目前, 许多实验室都成功获得了具有时间和空间分辨率的离子声波光谱, 并根据离子声波的双峰间距、频率移动、强度不对称等特征, 分析了等离子体的状态参数, 得到了很多采用其他方法不可能得到的研究成果^[13-16]. 但是, 人们在使用这种诊断技术的同时, 也在对 Thomson 散射所发生的物理过程进行深刻地分析: 离子声波的双峰结构是怎样出现的; 双峰强度不对称是如何产生的;

强峰出现在长波还是短波方向; Thomson 散射光谱现象反映的物理本质是什么? 凡是对 Thomson 散射诊断有所了解和接触的, 都会提出这样的疑问. 但是, 迄今为止, 还没有文献对这些问题进行过仔细地分析与解答.

本文着眼于上述问题, 通过 Thomson 散射实验诊断方法, 在激光与固体靶产生的等离子体中, 测量到了离子声波光谱强峰位置因产生等离子体条件的不同而不同: 当等离子体电子温度较高时, 强峰出现在短波方向; 当电子温度较低时, 强峰出现在长波方向. 光的拉曼散射对应了等离子体中电子的 Thomson 散射过程, 它成功地解释了离子声波的双峰结构、强度不对称性及强峰出现位置等光谱结构, 揭示了 Thomson 散射过程的物理本质.

2. 实验布置

实验是在上海高功率激光国家实验室进行的, 它由八路钕玻璃激光装置组成, 对应的基频光波长为 1.053 μm , 脉宽为 1 ns^[17]. 实验采用第三、四、七、

* 国家自然科学基金(批准号: 10374116, 60321003, 10510490)和国家高技术惯性约束核聚变主题资助的课题.

† E-mail: jzhang@aphy.iphy.ac.cn

八四路作为主激光,用以打靶产生等离子体或对等离子体进行加热,如图 1(a)所示.每束主激光能量约为 500 J,经四片无规相位板(RPP)分别对其进行匀滑后,通过 $f/3$ 的透镜聚焦到位于靶室中心的靶

面上,每路主激光的入射角是 60° ,对靶面法线呈对称分布.实验所用靶为 $50 \mu\text{m}$ 厚的铝膜,尺寸大约为 $750 \mu\text{m} \times 750 \mu\text{m}$.该平面靶由一支杆支撑在靶室中心,打靶时靶室真空度为 10^{-2} Pa .

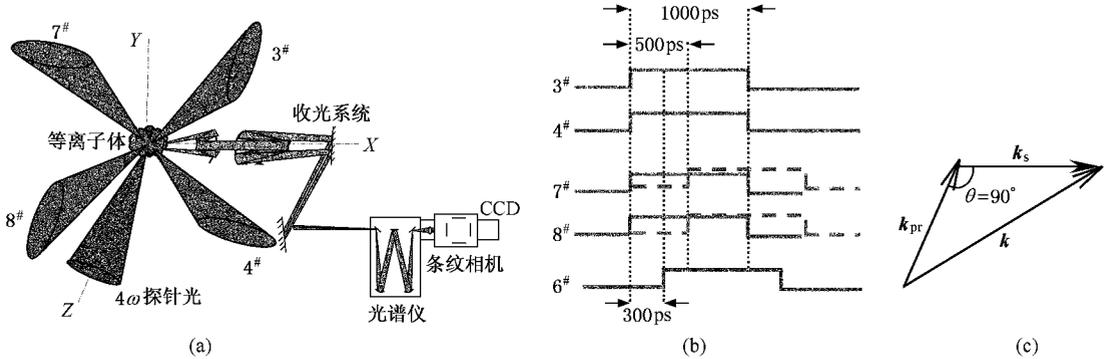


图 1 “神光 II” Thomson 散射实验光路布置 (a)用 X - Y - Z 坐标系表示了主激光与探针光及收光系统的相对位置 (b)表示了打靶激光、加热激光和探针光的脉宽和相对时间关系 (c)为被散射光波、探针光波及散射光波的波矢关系, $k = |k_s - k_{pr}| = 2k_{pr} \sin(\theta/2)$, 散射角 $\theta = 90^\circ$.

采用四倍频后的第六路激光作为探针光,对应的波长为 263.3 nm ,经放在靶室外面 $f/12$ 的透镜聚焦后,沿靶面法线方向垂直入射到主激光产生的等离子体上.通过改变靶的前后位置,即在 $-Z$ 方向上移动靶(此时主激光的聚焦透镜也相应改变),可以对等离子体的不同区域进行 Thomson 散射诊断.实验中探针光的能量为 39 J ,脉宽为 1 ns .探针光的偏振面在靶面竖直方向上,即沿 Y 轴方向偏振.

向垂直的 X 方向上,散射角为 90° ,如图 1(a)(c)所示.该收光系统放大倍数为 1.5 ,是仅由反射镜组成的双向 Cassegrain 结构,用以消除调节光与探针光的色差.收集到的散射光入射到一台焦长为 75 cm 的 CZERNY-Turner 光栅谱议上,光栅线数为 2400 l/mm ,谱议狭缝宽度为 $70 \mu\text{m}$.散射光经谱议色散后进入一台狭缝为 $100 \mu\text{m}$ 的紫外光条纹相机(C1587, Hananatsu)上,最后由一台面阵 CCD(Tek 512×512)记录.记录到的散射体积由探针光焦斑、谱议狭缝和条纹相机狭缝共同决定,约为 $150 \times 70 \times 100 \mu\text{m}^3$;谱分辨率由谱议狭缝大小和光栅线数决定,约为 0.4 \AA ;时间分辨率由条纹相机狭缝和扫速决定,约为 50 ps .

图 1(b)是主激光与探针光脉冲的相对时间.当四路主激光全部作为打靶激光时,这四路激光同步,聚焦到靶面上产生等离子体,探针光相对打靶激光延时 300 ps ,对距靶面 $150 \mu\text{m}$ 处的等离子体进行探测,记录为 shot1.将其中的第三、四两路激光同时打靶用以产生等离子体,第七、八两路延时打靶激光 500 ps 对产生的等离子体进行加热,探针光同样相对打靶激光延时 300 ps ,对靶前 $150 \mu\text{m}$ 处的等离子体进行探测,记录为 shot2.

3. 实验结果与分析

3.1. Thomson 散射的基础理论

为同时测量激光焦斑大小,在靶的正前偏下方放置了一台针孔相机,放大倍数为 10.75 . $5 \mu\text{m}$ 厚的铝膜放在针孔前,用来消除可见光对所测焦斑的影响.由于所使用的 RPP 经过仔细地角度矫正^[18],四路主激光聚焦在靶面上均产生圆形光斑,而且彼此重合.实验中所测焦斑直径大约为 $700 \mu\text{m}$,四路主激光同时打靶时在靶面上产生的光强约为 $5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$.

为保持文章内容的完整及讨论方便,这里简单叙述一下 Thomson 散射的基础理论.发生在等离子体中的 Thomson 散射,是等离子体中的电子在探针光电磁波作用下产生加速度,并向外辐射电磁波的过程.辐射电场彼此相干叠加,构成具有一定结构的 Thomson 散射光谱.由等离子体中的电子产生偶极辐射,散射功率谱可描述为^[19]

为获得最大的散射光强度及减少杂散光的影响, Thomson 散射收光系统放置在与探针光偏振方

$$\frac{d^2 P}{d\omega d\Omega} = \frac{I_{pr}}{2\pi A} r_e^2 |s \times (s \times E_{pr})|^2 \times n_e V S(k, \omega), \quad (1)$$

其中 ω 是散射频率, Ω 是接收立体角, 散射波矢 $k = |\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_{pr}| = 2k_{pr} \sin(\theta/2)$, $\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_{pr}$ 分别表示散射光与探针光波矢, θ 为散射角. A 是靶材原子量, I_{pr} 是探针光光强, V 是探测体积, r_e 为电子经典半径, n_e 是收光体积内的电子密度, $r_e^2 |s \times (s \times E_{pr})|^2$ 为 Thomson 散射截面, E_{pr} 为探针光偏振方向的单位矢量. S 是表征 Thomson 散射光谱形状的动力学因子, 可以表示为^[20, 21]

$$S(\mathbf{k}, \omega) = \frac{2\pi}{k} \left| 1 - \frac{G_e}{\epsilon} \right|^2 f_e(\omega/k) + \frac{2\pi\bar{Z}}{k} \left| \frac{G_e}{\epsilon} \right| f_i(\omega/k), \quad (2)$$

其中 $\epsilon = 1 + G_e + G_i$ 为等离子体介电常数, $G_{e,i}$ 分别表示电子和离子的磁化系数, $f_{e,i}$ 为沿 k 方向的电子和离子的速度分布函数, \bar{Z} 为等离子体的平均离化度.

$|\epsilon| = 0$ 反映了低频离子声波和高频电子等等离子体波引起的共振. 实验上测得了与探针光频率接近的离子声波光谱, 其色散关系为^[22]

$$\frac{\omega_{iaw}^2}{k^2} = \frac{T_e}{m_i} \left(\frac{\bar{Z}}{1 + k^2 \lambda_D^2} + \Gamma_i \frac{T_i}{T_e} \right) \approx \frac{\bar{Z} T_e}{m_i (1 + k^2 \lambda_D^2)}, \quad (3)$$

其中 T_e, T_i 分别为等离子体中电子和离子的温度, m_i 为铝离子的质量, λ_D 为等离子体的德拜长度. Thomson 散射因子 $\alpha = (k\lambda_D)^{-1}$, 它表征入射光波被等离子体散射的程度. 在实验中, 由于所测等离子体距靶面只有 $150 \mu\text{m}$, 属于临界面内的高密度区, 所以 $\alpha \gg 1$, 发生的 Thomson 散射属于相干散射范畴. 为方便计算等离子体的电子温度, (3)式又可描述为^[23, 24]

$$\bar{Z} T_e = \frac{1}{4} m_i c^2 \left(1 + \frac{1}{\alpha^2} \right) \left(\frac{\delta\lambda}{\lambda_{pr}} \right)^2, \quad (4)$$

其中 $\delta\lambda = |\lambda_{long} - \lambda_{short}|$, 即离子声波双峰的波长间隔. 由先前的实验及模拟分析, 等离子体中的铝原子在激光脉宽时间范围内, 大部分处于完全电离状态^[25, 26], 考虑到高密度区电子的碰撞复合效应, 取 $\bar{Z} = 12$.

在激光等离子体中, 为处理问题的方便, 通常假设等离子体中的电子和离子的分布函数 $f_{e,i}$ 都呈麦克斯韦分布, 二者的不同仅在于电子相对于离子有一个漂移速度 U_d , 描述为^[7, 20]

$$f_e(\mathbf{v}) = \frac{\exp\left[-\left(\frac{v - U_d}{v_e}\right)^2\right]}{(\pi v_e^2)^{3/2}},$$

$$f_i(\mathbf{v}) = \frac{\exp\left[-\left(\frac{v}{v_i}\right)^2\right]}{(\pi v_i^2)^{3/2}}, \quad (5)$$

其中 v_e 和 v_i 分别是电子和离子的速度. 存在漂移速度的原因是: 在等离子体中, 部分电子吸收了激光能量变为高能热电子, 以较大的速度流向等离子体内部, 离子则由于质量较大相对落后, 这样就造成了在热电子和离子之间存在一个相对漂移速度. 为了维持等离子体的电中性, 就会有冷的电子回流产生并流向等离子体外部. 冷电子回流的速度 U_d 直接反映了流向等离子体内部电子热流的大小, 表现在 Thomson 散射光谱上就是两个离子声波双峰强度不对称性的出现. 电子热流越大, 双峰不对称性就越明显.

3.2. 实验结果与分析

图 2(a)(b) 是实验上测得的两发 Thomson 散射离子声波光谱, 分别对应 shot1 和 shot2 两种激光条件. 二者所采用的主激光都是 $500 \text{ J}/1\text{ns}/1\omega$, 探针光都是 $39 \text{ J}/1\text{ns}/4\omega$, 探针光均相对打靶激光延时 300 ps , 测量的都是距靶面 $150 \mu\text{m}$ 处等离子体的 Thomson 散射光谱, 条纹相机的增益系数都是 3. 也就是说, 除了主激光脉冲到达靶面的时刻又前后差异外, 其他条件均相同.

从这两发数据可以初步看出, 尽管离子声波都呈现出双峰结构, 而且双峰强度也出现了不对称性, 但双峰特征差别较大. 首先是双峰间距的差异: shot1 中的双峰间距明显较大, 而且随着时间呈减小的趋势, 而在 shot2 中, 双峰间距较小, 且除了在探针光刚刚开始的一小段时间内有减小的情况外, 基本不随时间变化. 另外, 两发中强峰出现的波长位置恰好相反: 在 shot1 中, 强峰出现在短波方向, 在 shot2 中, 强峰却出现在长波方向. 这些光谱特征的差别反映了所测等离子体处在不同的状态中.

图 3 是根据离子声波双峰间距取 (4) 式, 计算出的等离子体电子温度随时间的变化关系. 从图中可以看出, 当四路主激光同时打靶时 (shot1), 产生的等离子体电子温度较高, 在探针光进行诊断的初始时刻, 电子温度大于 2000 eV ; 由于产生的等离子体迅速向外膨胀, 使得电子温度随时间逐渐下降, 最后约为 1000 eV . 而对两路光打靶, 另两路光加热的情况

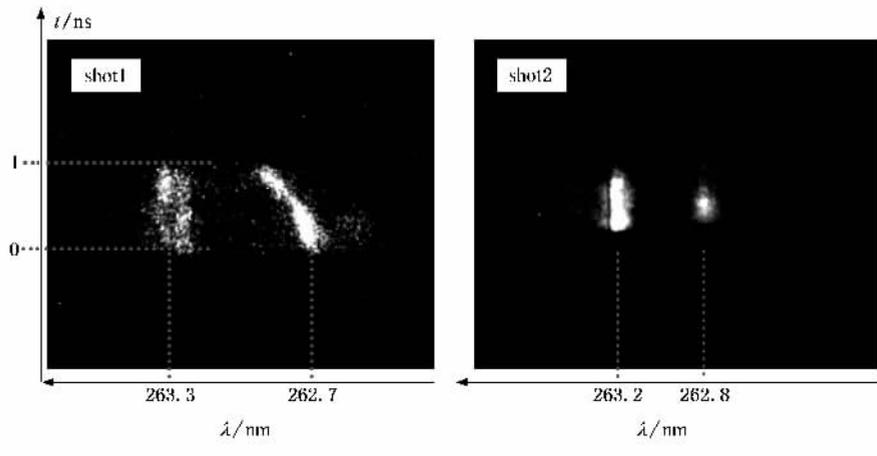


图 2 距靶面 $150 \mu\text{m}$ 处等离子体的 Thomson 散射离子声波光谱 (shot1 对应了四路主激光同时打靶的情况, shot2 对应了二路主激光打靶、另二路主激光延时打靶激光 500ps 对等离子体进行加热的情况. 二者所采用的主激光为 $500 \text{ J/1ns/1}\omega$, 探针光为 $39 \text{ J/1ns/4}\omega$, 探针光均延时打靶激光 300 ps , 条纹相机的增益系数为 3)

(shot2), 产生的等离子体电子温度明显较低, 在探针光进行诊断的前 200 ps , 即只有两路光打靶产生等离子体, 电子温度只有大约 500 eV , 而且随时间开始降低; 当另两路加热光束到来时, 电子温度明显升高, 达到 800 eV , 而且在随后的时间内基本不随时间而改变. 由此可以清楚地看到, 加热光束的确起到了对等离子体的加热与温度维持作用.

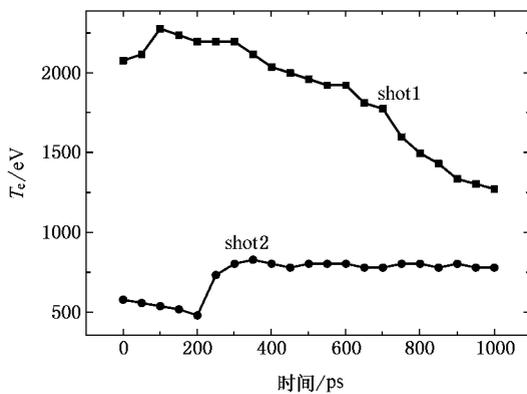


图 3 两种不同激光条件下等离子体的电子温度随时间的变化关系

图 4 是实验两发次的离子声波长波峰值与短波峰值强度比 $R (= I_{\text{long}}/I_{\text{short}})$ 随时间的变化关系, 右上方的插图表示了长波峰与短波峰的积分强度. 从 shot1 中可以看出, 在探测的初始时间内, 长波峰与短波峰强度比约为 0.5 , 随着等离子体的发展, 强度比慢慢增大, 甚至出现近似于 1 的情况, 即双峰强度随时间慢慢接近. 但总的说来, 短波峰强于长波峰,

强峰出现在离子声波的短波方向. 这就表明在等离子体发展的初始时刻, 在等离子体中有较多的热电子流向等离子体内部. 随着时间推移, 等离子体发展趋向平衡, 电子热流也逐渐变小.

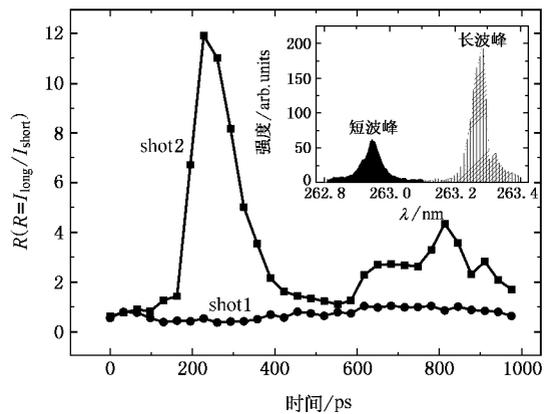


图 4 两种不同激光条件下离子声波光谱所对应的长波峰与短波峰强度比 $R (R = I_{\text{long}}/I_{\text{short}})$ 随时间的变化 (插图表示了长波峰与短波峰的积分强度)

对 shot2, 长波峰值与短波峰值强度比很大, 远远超过 1 , 双峰强度不对称性特别明显. 在只有两路光打靶产生等离子体的情况下, 即探测时间的前 200 ps , 双峰强度比与 shot1 相比差别较小, 但当另外两束加热激光到来时, shot1 与 shot2 的双峰强度比出现了较大的差异. shot2 中的长短波峰强度比迅速增大, 甚至高达 12 , 在持续了约 200 ps 后双峰强度比开始下降, 但仍然持续在 3 左右, 表明双峰强度仍有很大的差异. 可见, 两路激光打靶产生的等离子

体,尽管其电子温度低于四路激光同时打靶的情况,但是,由于另外两路激光用于对产生的等离子体的加热,等离子体中的电子就会吸收激光能量而使其运动速度显著增大,导致向等离子体内部运输的热电子增加。

从以上分析可以看出,由于产生等离子体的激光条件不同,所探测到的 Thomson 散射离子声波光谱有明显的差异,离子声波双峰间距、双峰强度比差别较大,而且强峰位置出现了从短波到长波方向的转移,说明在等离子体中所发生的物理过程有很大区别。

4. 讨 论

从量子观点来看,光的喇曼散射效应^[27-28]与等离子体中的电子散射相对应,可以用来解释 Thomson 散射离子声波的双峰结构及强峰位置。首先简单地回顾一下光的拉曼散射效应。在散射体中,由于电子之间存在能级差,电子就会通过与入射光子交换能

量来实现自身的能级跃迁,如图 5 所示。图中的 E_0 、 E_i 分别表示电子所对应的两个振动能级,且 $E_i > E_0$, γ_0 表示入射光子的波数, $\gamma_i = (E_i - E_0)/hc$, 虚线不是电子可能的能级,只是用以表示入射光子和散射光子的能量。如果入射光子与电子发生的是弹性碰撞,则二者不交换能量,如图 5(a), 散射光子的波数仍为 γ_0 , 对应光子的瑞利线;而对电子来说,由于碰撞前后电子能量不变,没有产生加速度,因此没有电磁辐射产生。如果波数为 γ_0 的光子与处在 E_0 能级上的电子发生的是非弹性碰撞,如图 5(b), 则入射光子失去能量 $hc\gamma_i$, 波数变为 $\gamma_0 - \gamma_i$, 产生斯托克斯线;电子则获得能量产生加速度,在由低能态向高能态跃迁的同时,产生低频的电磁辐射。相反地,如果入射光子吸收能量 $hc\gamma_i$, 产生反斯托克斯线,则电子就会释放能量产生加速度,在从高能态 E_i 跃迁到低能态 E_0 跃迁时辐射高频电磁波,如图 5(c)。这就是光的拉曼散射效应及与之对应的电子散射。

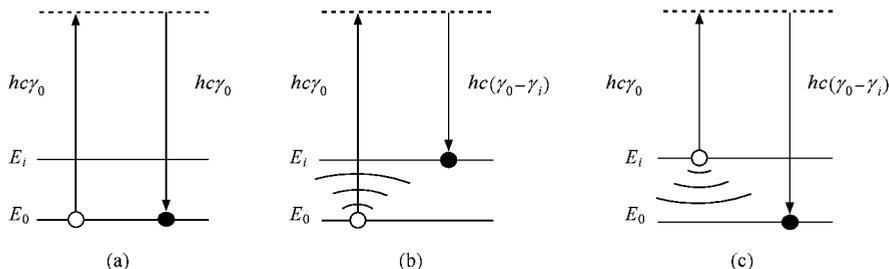


图 5 入射光子产生喇曼散射效应与电子发生能级跃迁及电磁辐射的模型图。光子的(a)瑞利散射,(b)斯托克斯散射与(c)反斯托克斯散射,分别对应了电子的(a)无电磁辐射,(b)低频电磁辐射与(c)高频电磁辐射

在等离子体内部,正如前面所提到的,存在着与离子声波相速度接近但温度及流向不同的两团电子束,即吸收了激光能量流向等离子体内部的热电子流和为维持等离子体电中性而流向等离子体外部的冷电子回流,这两团电子之间显然存在着能级差。当入射光子与这两团电子分别发生非弹性碰撞时,电子就会获得或者释放能量产生加速度,在发生能级跃迁的同时向外辐射电磁波。由于入射探针光是与等离子体中的大量电子相互作用的,这些电子所产生的电磁辐射彼此相干叠加,就构成了相干的 Thomson 散射。热电子流产生高频的电磁波,即离子声波的短波峰;冷电子回流产生低频的电磁辐射,即离子声波的长波峰。Thomson 散射离子声波的双峰

结构因等离子体中存在的两团不同电子束而形成。即使等离子体中的电子因充分碰撞达到运动平衡,此时的电子仍然有振动低能态和高能态之分,只是二者的电子数目均等, Thomson 散射离子声波的双峰结构同样成立。

离子声波双峰强度的不对称性,则是由等离子体中的电子处在不同的能级造成的。当电子温度较低时,处在低能级振动的电子数目要大于处在高能态的电子数目,所以在与入射光子发生非弹性碰撞造成能级跃迁时,产生低频的电磁辐射较强,即离子声波长波方向的散射强度较大。随着等离子体电子温度的升高,处在高能级的电子数目就会显著增加,在向低能态跃迁时就会产生高频的电磁辐射,导

致离子声波短波方向的峰值较强.可见,电子所处的能级,即等离子体的电子温度,是双峰强度不对称的原因所在,它同时也决定了强峰出现在长波还是短波位置.

如果离子声波的其中一个峰值特别强,则表明处在某振动能级上的电子数目远远超过其他能级上的电子数,在与入射光子进行能量交换时,容易产生大量电子的集体跃迁,电子温度在瞬时发生很大的变化,即在等离子体中产生很大的温度梯度,继而造成等离子体中电子的集体输运,产生热流.也就是说,不管离子声波的强峰出现在长波还是短波方向,二者不对称程度的大小,表征了电子温度梯度的大小,反映出等离子体中电子热流的强弱.

5. 结 论

我们在上海高功率激光国家实验室开展了 Thomson 散射实验研究,对四路主激光同时打靶时

产生等离子体、以及两路主激光同时打靶另两路激光相对打靶激光延时 500 ps 对等离子体进行加热两种情况,分别对靶前 150 μm 处的等离子体进行了 Thomson 散射实验诊断.在激光与固体靶作用产生的等离子体中,测量到了离子声波光谱的强峰因产生等离子体条件的不同而出现在不同的位置:当等离子体电子温度较高时,强峰出现在短波方向;当电子温度较低时,强峰出现在长波方向.离子声波光谱结构的不同反应了所测等离子体具有很大的差异.通过对 Thomson 散射离子声波光谱特征的分析,我们用光的拉曼散射效应对应地解释了离子声波的双峰结构、强度不对称性及强峰出现的位置等,揭示了 Thomson 散射过程的物理本质,建立了光的拉曼散射与电子的 Thomson 散射过程之间的对应关系.

感谢国家高功率联合实验室全体工作人员的共同努力;感谢贺贤士院士、顾援教授、方勤学教授、刘慎业研究员等对本工作的大力支持.

- [1] Glanzer S H , Back C A , Estabrook K G *et al* 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 1496
- [2] Caameron S M , Camacho J F 1995 *J. Fusion Energy* **14** 373
- [3] Malka V 2003 *Phys. Plasmas* **10** 495
- [4] Bai B , Zheng J , Liu W D *et al* 2001 *Phys. Plasmas* **8** 4144
- [5] Froula D H , Davis P , Divol L *et al* 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 195005
- [6] Hawreliak J , Chambers D , Glanzer S H *et al* 2004 *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.* **37** 1541
- [7] Hawreliak J , Chambers D , Glanzer S H *et al* 2001 *Jour. Quan. Spec & Radi. Tran.* **71** 383
- [8] La Fontaine B , Baldis H A , Vileneuve D M *et al* 1994 *Phys. Plasmas* **1** 2329
- [9] Glanzer S H , Back C A , Suter L J *et al* 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 1277
- [10] Amiranoff F , Baton S D , Hüller S *et al* 2000 *Phys. Rev. E* **61** 1949
- [11] Murphy A B 2004 *Phys. Rev. E* **69** 0016408
- [12] Yu Q Z , Zhang J , Li Y T *et al* 2005 *Chin. Phys. Lett.* **22** 1717
- [13] Froula D H , Divol L , Glanzer S H 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 105003
- [14] Faure J , Malka V , Amiranoff F 2001 *Phys. Rev. E* **64** 026404
- [15] Yu Q Z , Zhang J , Li Y T *et al* 2005 *Phys. Rev. E* **71** 046407
- [16] Malka V , Fritzier S , Lefebvre E 2002 *Science* **298** 1596
- [17] Lin Z , Deng X , Fan D *et al* 1999 *Fusion Eng. Des.* **44** 66
- [18] Danson C and Winstone T , 私人通讯
- [19] Evans D E and Katzenstein J 1969 *Rep. Prog. Phys.* **32** 207
- [20] Sheffield J 1975 *Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation* (Academic , New. York)
- [21] Monchicourt P , Holstein P A 1980 *Phys. Fluids* **23** 1475
- [22] Evans D E , Katzenstein J 1969 *Rep. Prog. Phys.* **32** 207
- [23] Bai B , Zheng J , Jiang X H *et al* 2000 *High Power Laser and Particle Beams* **12** 715 (in Chinese) [白 波、郑 坚、蒋小华等 2000 强激光与粒子束 **12** 715]
- [24] Yu Q Z , Zhang J , Li Y T *et al* 2005 *Chin. Phys.* submitted
- [25] Yu Q Z , Zhang J , Li Y T *et al* 2005 *Optic Commu.* **256** 470
- [26] Chambers D M , Glanzer S H , Hawreliak J *et al* 2001 *JQSRT* **71** 237
- [27] Long D A 1997 *Raman Spectroscopy* (McGraw-Hill)
- [28] Durig J R 1990 *Raman Spectroscopy* (John Wiley & Sons)

Influence of electron temperature on the two peaks of Thomson scattering ion-acoustic waves in laser plasmas *

Yu Quan-Zhi^{1,2)} Li Yu-Tong¹⁾ Jiang Xiao-Hua³⁾ Liu Yong-Gang³⁾ Wang Zhe-Bin⁴⁾
Dong Quan-Li¹⁾ Liu Feng¹⁾ Zhang Zhe¹⁾ Huang Li-Zhen³⁾ C. Danson⁵⁾
D. Pepler⁵⁾ Ding Yong-Kun³⁾ Fu Shi-Nian²⁾ Zhang Jie^{1)†}

1) *Key Laboratory of Optical Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China*

2) *Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*

3) *Research Center for Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China*

4) *Department of Modern Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230027, China*

5) *Central Laser Facility, Rutherford Appleton Laboratory, Didcot, OX110 QX, UK*

(Received 12 April 2006; revised manuscript received 15 May 2006)

Abstract

With the effective Thomson scattering diagnostic of the laser plasmas produced under different laser conditions, the distinct asymmetry of the two peaks of the ion-acoustic waves are measured $150 \mu\text{m}$ in front of the target surface. The more intense peak appears at shorter wavelength when the electron temperature is higher, and switches to longer wavelength when the electron temperature is lower. The two-peak structure, the asymmetry and the position of the more intensity peak of the ion-acoustic waves can be well interpreted with the Raman scattering effect. This paper, for the first time, establishes the corresponding relationship between Raman scattering of light and Thomson scattering of electrons in laser plasmas.

Keywords : laser plasmas, Thomson scattering, two peaks of ion-acoustic waves, Raman scattering

PACC : 5250J, 5270, 5225

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10374116, 60321003, 10510490), and the National Hi-tech ICF Program of China.

† E-mail : jzhang@aphy.iphy.ac.cn