

激光等离子体中 Thomson 散射光谱的拟合*

王哲斌¹⁾ 赵 斌¹⁾ 郑 坚^{1)†} 胡广月¹⁾ 刘万东¹⁾ 俞昌旋¹⁾
蒋小华²⁾ 李文洪²⁾ 刘慎业²⁾ 丁永坤²⁾ 郑志坚²⁾

¹⁾ (中国科学技术大学近代物理系, 合肥 230027)

²⁾ (中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

(2004 年 3 月 14 日收到, 2004 年 4 月 26 日收到修改稿)

依据无碰撞、无磁场、麦克斯韦速度分布等离子体模型下的 Thomson 散射理论编写了一维 Thomson 散射光谱拟合程序, 并考虑了等离子体中的热流引起的电子相对漂移. 研究了诊断系统的谱分辨率、收集立体角、Thomson 散射参数 α 、等离子体参数梯度和电子的相对漂移速度对 Thomson 光谱拟合的影响. 等离子体不均匀性和有限收集立体角对参数诊断影响很小, 因此可以用无梯度无收集立体角的拟合程序简化处理. 实验中为了提高信号的信噪比可以适当增加收集立体角, α 较小时对拟合影响很大. 实验中可以通过选取散射角提高 α 值和精确监测等离子体密度来减小它的影响.

关键词: Thomson 散射, 激光等离子体, 电子相对漂移

PACC: 5270K, 5250J

1. 引 言

激光等离子体相互作用^[1]是惯性约束聚变(ICF)研究中的一个重要领域. 等离子体参数, 如密度、电子和离子的温度与速度及它们的分布和演化, 对激光在等离子体中的传播、吸收以及各种参量不稳定性的发展都有重要影响. 作为一种重要的等离子体诊断方法, Thomson 散射^[2]诊断具有时空分辨精度高的优点. 经过多年发展, 已经成为精确测量激光等离子体参数的基本工具^[3,4], 并为激光聚变模拟程序的校核提供了重要依据^[3].

在不同实验条件下, 激光等离子体的碰撞强度、自生磁场强度和电子速度分布不同, 对应的 Thomson 散射理论^[5-10]也不同. 利用 Thomson 散射理论拟合实验光谱从而精确推断出等离子体参数是 Thomson 散射测量等离子体参数的基础. 通过对实验数据的细致拟合不仅能提高等离子体参数的测量精度, 也有助于理解等离子体中的物理过程.

影响理论光谱的主要因素有探测系统的谱分

辨、收集立体角、散射参数 α 、等离子体的不均匀性以及热流引起的电子-离子相对漂移, 因此精确拟合实验数据并从中得到真实的等离子体信息必须清楚这些因素对理论光谱的影响. 为此, 本文对上述各因素进行细致分析.

2. Thomson 谱拟合程序的物理图像和理论基础

在 ICF 实验中, 激光的功率密度约为 10^{14} — 10^{15} W/cm². 在激光的作用下, 电子的速度分布因逆韧致吸收而可能偏离麦克斯韦分布. Langdon 指出, 当激光的强度满足下面的条件, 电子的分布函数将显著偏离麦克斯韦分布^[11],

$$\eta \equiv ZV_{\text{osc}}^2/V_{\text{th}}^2 \geq 3, \quad (1)$$

其中 Z 是有效电荷数, V_{osc} 是电子在光场中的振荡速度, V_{th} 是电子热速度. 实验中等离子体温度 T_e 在 keV 量级, 即使对于高 Z 的 Au 等离子体, 上面的判据通常在实验中也难以得到满足, 因此电子的速度仍然保持麦克斯韦分布. 实际上 Glenzer 等人^[3,10]的实验结果也表明, 电子的速度分布对麦氏分布的偏

* 国家自然科学基金(批准号: 10375064, 10275056, 10176028)和国家高技术研究发展计划(批准号: 863-804)资助的课题.

† E-mail: jzheng@ustc.edu.cn; 电话: 0551-3603744.

离并不明显.

等离子体中的弹性碰撞对 Thomson 散射光谱也会产生影响^[7], 其中主要的影响来自离子-离子间的碰撞. 原则上, 对实验数据进行拟合时应该计及它的影响. 但是, 当 $ZT_e/T_i \gg 1$ 时, 离子-离子碰撞对 Thomson 散射光谱的影响却不显著, 可以忽略^[7]. 因此对散射光谱的拟合可以简单地用无碰撞下的 Thomson 散射理论来处理, 而不会对拟合得到的参数带来任何显著的误差.

我们以离子声散射谱为对象, 利用无碰撞、无磁场、麦克斯韦分布下的 Thomson 散射理论^[2]编写了一维 Thomson 散射谱拟合程序. 等离子体参数分布不均匀性主要是沿靶面的法向, 为了考察它的影响, 此时 Thomson 散射功率谱采用下面的公式计算^[10]:

$$\frac{dP_s}{d\Omega} = \frac{(\boldsymbol{\eta}_{pr} \cdot \boldsymbol{\eta}_s) r_0^2}{2\pi} \int dx S(\mathbf{k}, \omega; \mathbf{x}) n_e(\mathbf{x}) \times \int dy dz \frac{cE_{pr}^2(r)}{8\pi}, \quad (2)$$

其中下标 pr, s 代表着探针束和散射光, $\boldsymbol{\eta}$ 为极化矢量; E_{pr} 为探针束电场; $r_0 = e^2/m_e c^2$ 即经典的电子半径; ω, k 分别为被测扰动量的频率和波矢:

$$\mathbf{k}_s = \mathbf{k}_{pr} + \mathbf{k}, \quad \omega_s = (\omega_{pr} \pm \omega) + \mathbf{k} \cdot \mathbf{U}_i, \quad (3)$$

其中 \mathbf{U}_i 为离子流速, 动力学形状因子 $S(\mathbf{k}, \omega; \mathbf{x})$ 的计算已经考虑了等离子体不均匀性. 程序中假定局域等离子体分布形式为: 电子密度 $d \ln n_e / dx = -1/L_n$, 电子温度 $dT_e / dx = 1/L_T$ 和流速 $dU_e / dx = dU_i / dx = 1/L_U$. Thomson 散射光谱通过动力学形状因子与散射参数 α 关联:

$$\alpha \equiv \frac{1}{k\lambda_D} = \frac{\lambda_{pr}}{4\pi \sin(\theta_s/2) \sqrt{1 - n_e/n_c} \sqrt{\epsilon_0 k T_e (n_e e^2)}}, \quad (4)$$

其中 λ_D 为 Deby 长度, λ_{pr} 为探针光波长, θ_s 为散射角, n_c 即临界密度.

Thomson 散射的离子声谱呈双峰结构, 由(3)式, 它们分别对应平行和反平行于散射差矢 $\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_{pr}$ 传播的二支离子声波, 用下标 b, r 表示其蓝峰和红峰; 在 $ZT_e/T_i \gg 1$ 下, 两峰的间距 $\Delta\omega$ 、峰峰值比 I_b/I_r 和光谱的整体漂移 $\delta\lambda$ 分别为

$$\Delta\omega \equiv \omega_b - \omega_r \approx 2k \sqrt{\frac{ZT_e}{M_i} \frac{1}{1 + \alpha^{-2}}}, \quad (5a)$$

$$\delta\lambda = -\lambda_{pr} U_i / c, \quad (5b)$$

$$\frac{I_b}{I_r} \equiv R = \frac{|k c_s + \mathbf{k}(\mathbf{U}_e - \mathbf{U}_i)|}{|k c_s - \mathbf{k}(\mathbf{U}_e - \mathbf{U}_i)|}, \quad (6a)$$

$$U_e = U_i + \frac{R-1}{R+1} c_s, \quad (6b)$$

其中 c_s 为离子声速, M_i 为离子质量. 通过光谱精确拟合, 我们可以较高精度地从峰峰距得到参数 ZT_e , 从光谱的整体移动得到离子流速 U_i , 从峰峰值比得到电子流速 U_e .

离子声谱的不对称性通常认为是由激光等离子体中的热流导致的冷电子回流造成了电子与离子的相对漂移而引起的^[12]. 这样等离子体中温度的不均匀性对 Thomson 谱的影响将通过热流而被进一步放大. 为了考察这种影响, 我们在拟合程序中加入了电子的相对漂移^[12]:

$$U_s \equiv U_e - U_i = 0.23 \left(\frac{2k_B T_e}{m_e} \right)^{1/2} \frac{1.34\lambda_e}{L_T}, \quad (7)$$

其中 k_B, m_e, λ_e 分别为玻耳兹曼常数、电子质量和电子平均自由程; $L_T \equiv T_e / \nabla T_e$ 为温度梯度标长, 其正负由温度梯度方向决定, 反映了 U_e, U_i 的相对大小.

3. 散射光谱的拟合

3.1. 光谱展宽及系统谱分辨率

实验记录到的光谱形状是物理信号与测量系统谱响应函数的卷积. 我们假定系统的响应为高斯型. 物理信号的谱宽源于离子声波的阻尼以及等离子体参数的不均匀性. 在 $ZT_e/T_i \gg 1$ 下, 离子的碰撞阻尼和朗道阻尼都很小, 因此实验得到的光谱展宽主要取决于电子的朗道阻尼、等离子体的不均匀性和系统谱分辨. 通过计算发现, 系统的谱分辨决定性地影响实验光谱的展宽, 但它的大小由探测设备决定, 基本上是个常数, 因此对推断参数影响不大.

3.2. 收集立体角的影响

实验中, 散射光的收集一般如图 1 所示. 散射体积通常很小, 可视为一个点, 记之为原点; 收光系统的光轴定义为 Z 轴. 散射光谱的计算一般只考虑沿光轴方向(散射角记为 θ_s)的散射光. 实际记录的光谱是散射角处于收集立体角内所有散射光的叠加, 因此真实的散射角不是一个常数. 由(5)式, 散射角影响光谱的峰位但不影响光谱的整体移动, 因此有限收集立体角将展宽散射光谱并改变光谱的峰峰距, 定义有效波矢

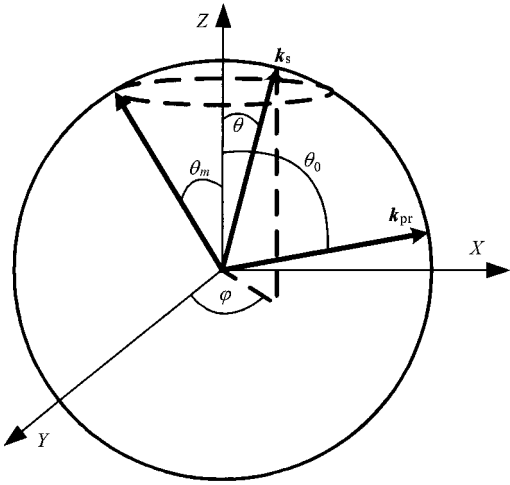


图 1 有限收集立体角内 Thomson 散射波矢关系示意图

$$k^* \equiv \int_0^{2\pi} \int_0^{\theta_m/2} k_s \sin\theta d\theta d\varphi / \int_0^{2\pi} \int_0^{\theta_m/2} \sin\theta d\theta d\varphi,$$

其中 θ, φ 是散射光在球坐标系中的坐标. 它与 $k_0 \equiv k_s^*(\theta_m = 0)$ 的偏差反映了程序拟合中有限收集立体角对峰峰距的影响. 以 $\theta_{s0} = 90^\circ$ 为例, 我们有

$$\Delta \equiv \frac{k_0 - k_s^*}{k_0} \approx \frac{1}{16} \left[1 - \frac{1}{3} \left(1 + \cos \frac{\theta_m}{2} + \cos^2 \frac{\theta_m}{2} \right) \right] = \frac{1}{48} \left(2 - \frac{2f}{\sqrt{4f^2 + 1}} - \frac{4f^2}{4f^2 + 1} \right), \quad (8)$$

这里 f 是散射光路的 f 数. 利用这个公式我们看到, 当 $f = 3.6, \Delta = 5.9 \times 10^{-4}$, 这已完全在实验误差范围之内. 图 2 是计入系统谱分辨时不同 f 数下的 Thomson 光谱中蓝峰的理论曲线, 可见收集立体角的影响的确很小, 因此在程序拟合中可以不考虑有限收集立体角的影响. 这个结果对实验也很有指导意义. 在信号微弱的时候, 因为可以适当增加探测系统的收集立体角以提高信噪比.

3.3. 散射参数 α 的影响

散射参数 α 取值的不确定性会影响光谱拟合. 由 (5) 和 (6) 式, α 只影响谱双峰距 $\Delta\omega$ 和双峰值比 R , 不影响整体移动 $\delta\lambda$. 对 $\Delta\omega, R$ 作误差分析, 发现 α 的影响以 $\delta\alpha / [\alpha(1 + \alpha^2)]$ 形式存在, 这里 $\delta\alpha$ 为 α 的不确定值. 当 $\alpha > 3$ 时 $\delta\alpha / \alpha$ 对参数的影响将被因子 $1 / (\alpha^2 + 1)$ 减小一个量级, 对参数推断的影响可以忽略. 在影响 α 的四个参量 $\lambda_{pr}, \theta, T_e, n_e$ 中, λ_{pr}, θ 的取值就是实验定值, 变化很小, 因此对 α 值的不确定性影响很小. ZT_e 大小依赖于离子声波的双峰

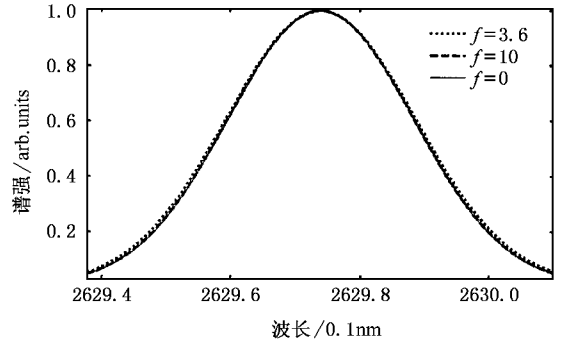


图 2 f 数对 Thomson 谱拟合影响 (其中拟合参数: 系统谱分辨率 FWHM = 0.066 nm; $n_c = 9 \times 10^{20} / \text{cm}^3, n_e = 0.06 n_c, \lambda_{pr} = 263.3 \text{ nm}, T_e = 580 \text{ eV}, T_i = 50 \text{ eV}, Z = 40, U_i = 1.64 \times 10^7 \text{ cm/s}$. 等离子体均匀, 无参数梯度)

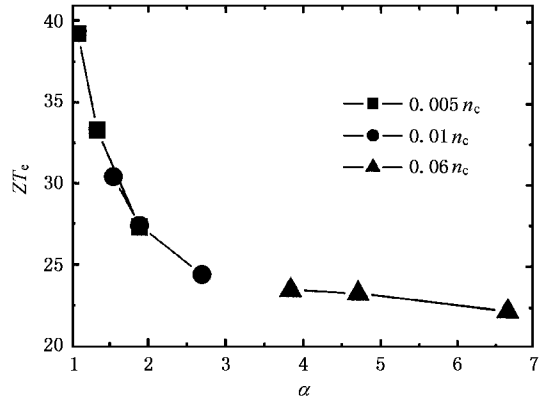


图 3 α 对拟合谱峰距 $\Delta\lambda$ 的影响 (各数据线中从左到右各点的电子温度分别为 600 eV, 400 eV, 200 eV. 拟合中其他参数设置同图 2, 取等离子体均匀)

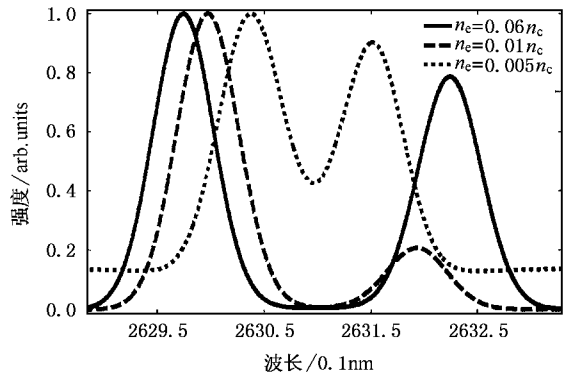


图 4 U_s 和 n_e 对光谱拟合的影响 (其中等离子体不均匀性: $50 \mu\text{m}$ 探测区域 $\Delta T_e / T_e = -0.1, \Delta U_i / U_i = \Delta U_e / U_e = -0.1$, 密度标长 $L_{ne} = 100 \mu\text{m}$, 拟合中其他参数设置同图 2)

距. 若 Z 不确定, 则 T_e 的取值存在一个变动范围,

响, 实验中还可以通过散射角的选取来使得 $\alpha > 3$.

3.4. 等离子体不均匀性的影响

因为散射体积通常很小, 在散射体积之内, 等离子体参数的分布可以视为是一维的. 参数梯度的存在使得不同参数的散射谱在记录系统上叠加从而展宽光谱. 密度梯度对拟合的影响可由其标长 L_n 和探测区域尺度 L_p 决定: 当 $L_n > L_p$ 时, 其内的等离子体可以视为均匀分布, 此时密度梯度对拟合的影响

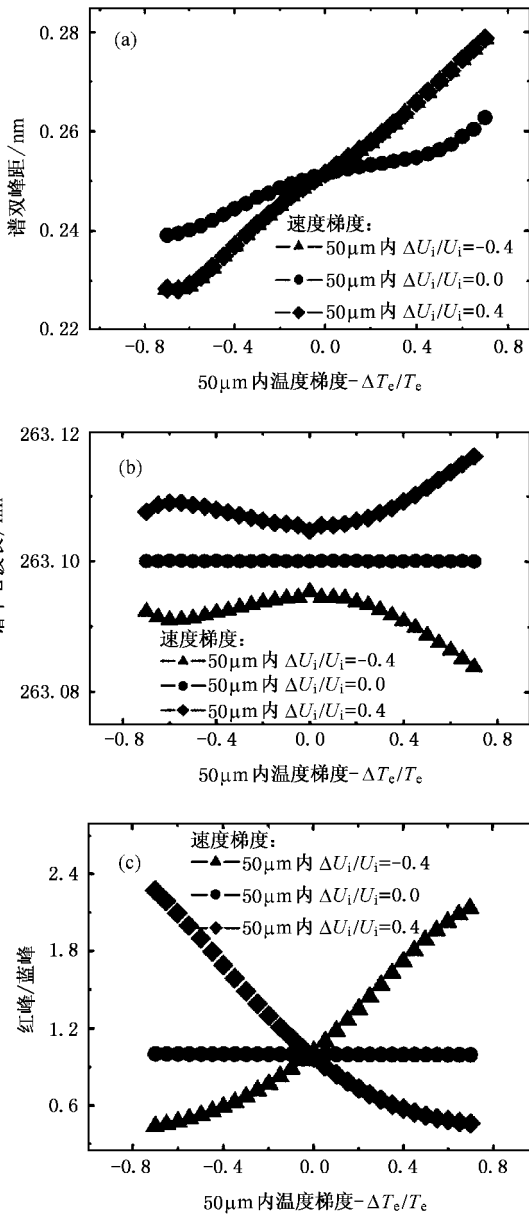


图 5 无电子漂移时, 参数梯度对 (a) 峰峰距 (b) 谱整体漂移, (c) 峰峰值比值的影响 (拟合中其他参数设置同图 2)

从而造成 α 取值的不确定性. 同样密度随时间的演化也会影响 α . 图 3 反映了不同温度或密度下 α 对参数 ZT_e 的影响, 拟合时保持峰距不变. 密度对 α 影响很大, 当 $n_e < 0.01n_c$ 时 $\alpha < 3$, 此时 α 的不确定性对 ZT_e 的影响非常显著. 当程序计入电子漂移时, 密度不仅影响双峰距, 还显著影响双峰比, 如图 4 所示. 这主要是因为 U_s 与 n_e 密切相关, 当 $n_e \sim 0.005n_c$ 时, U_s 与 c_s 同量级, 它的微小变动都会极大影响峰峰比. 因此通过密度的精确测量以降低 α 的不确定性对精确拟合实验数据很有意义. 另外为了减小 α 的影

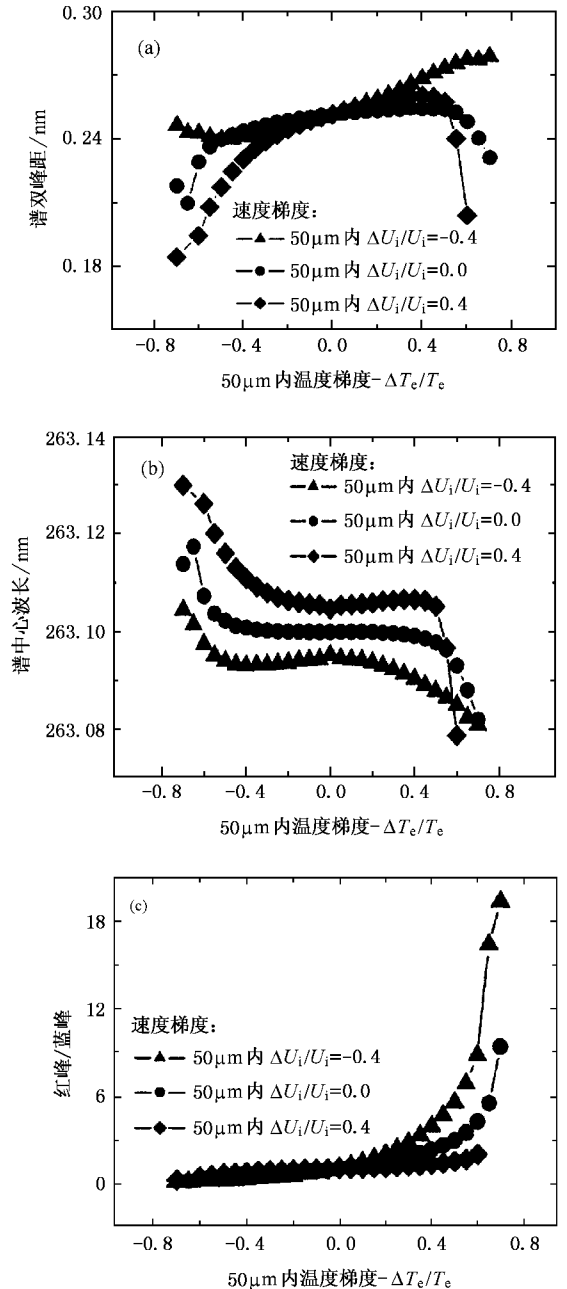


图 6 计入电子漂移时, 参数梯度对 (a) 峰峰距 (b) 谱整体漂移, (c) 峰峰值比值的影响 (拟合中其他参数设置同图 2)

很小,反之,它对拟合光谱的峰距和峰峰比会有明显影响,而且这种影响随着温度和速度梯度的加入更显著.温度梯度主要影响散射谱的峰距,速度梯度主要影响光谱的整体移动;梯度越大,它们影响也越大,两种梯度的同时存在更会显著增大这种影响.图 5、图 6 分别反映有无电子漂移时,梯度对峰距(a)、谱整体漂移(b)和双峰比(c)的影响.

电子相对漂移 U_s 主要影响拟合光谱的峰峰比,由(6)和(7)式,温度梯度不仅决定了它的大小,其方向还决定了它的正负,而 U_s 的大小和正负直接决定了红蓝峰的强弱,因此电子相对漂移的引入使得温度梯度成为影响峰峰比的决定性因素,而它对谱双峰距和整体移动影响只有在温度梯度和速度梯度很大时才明显.

实际中更关心等离子体不均匀性对参数诊断的影响.以 2003 年“神光 II”Thomson 实验为例(实验将另文介绍), $L_n = c_s \tau \approx 100 \mu\text{m}$, $50 \mu\text{m}$ 探测区域内等离子体参数变化 $|\Delta ZT_e / ZT_e| \leq 0.3$, $|\Delta U_s / U_s| \leq 0.2$, 同时考虑有无电子相对漂移的情况,理论计算的光谱相对于无梯度时的偏差对参数诊断的影响为

$$\begin{aligned} dU_i / U_i &= -\alpha(\delta\lambda) / \delta\lambda \leq 2.4 \times 10^{-5}, \\ d(ZT_e) / ZT_e &\approx 2\alpha(\Delta\lambda) / \Delta\lambda \leq 0.02. \end{aligned}$$

这个差异已在实验误差之内,因此对 Thomson 散射谱的参数诊断完全可以用无梯度时的拟合程序简化处理.

4. 结 论

Thomson 散射谱的精确拟合是高精度诊断激光等离子体参数的基础.本文用无碰撞、无磁场、麦克斯韦速度分布下的 Thomson 散射理论编写了 Thomson 谱拟合程序,并加入了热流引起的电子漂移速度.本文从系统谱分辨率、收集立体角、Thomson 散射参数、等离子体不均匀性以及自洽漂移速度等方面细致考察了它们对光谱拟合的影响.分析发现:在参数诊断时,等离子体不均匀性和有限收集立体角对它的影响很小,可以用无梯度无收集立体角的拟合程序简化处理.这个结果表明,在实验中可以适当增加收光系统收集立体角来提高信号的信噪比; $\alpha > 3$ 时,散射参数对拟合的影响很小;当 α 较小时,其影响变大,实验中可以通过散射角的设计和电子密度精确监控来减小它的影响.电子相对漂移主要影响谱峰峰值比,此时密度梯度和温度梯度通过影响漂移速度显著增大了对拟合的影响.

[1] Baldis H S, Campbell E M and Kruter W L 1991 *The Physics of laser plasmas* (New York: North-Holland) p58
 [2] Evans D E and Katzenstein J 1969 *Rep. Prog. Phys.* **32** 207
 [3] Glenzer S H et al 1999 *Phys. Plasmas* **6** 2117
 [4] Bai B et al 2001 *Phys. Plasmas* **8** 4144
 [5] Zheng J and Yu C X 2001 *Phys. Plasmas* **8** 2980
 [6] Zheng J, Yu C X and Zheng Z J 1997 *Phys. Plasmas* **4** 2736

[7] Zheng J, Yu C X and Zheng Z J 1999 *Phys. Plasmas* **6** 435
 [8] Liu Z J, Zheng J and Yu C X 2002 *Phys. Plasmas* **9** 1073
 [9] Zheng J et al 2003 *Chin. Phys. Lett.* **20** 1799
 [10] Rozmus W et al 2000 *Astrophys. J. Suppl.* **127** 459
 [11] Langdon A B 1980 *Phys. Rev. Lett.* **44** 575
 [12] Gray D R and Kilkenny J D 1979 *Plasmas Phys.* **22** 81

Precisely fitting Thomson scattering spectrum in laser-produced plasmas^{*}

Wang Zhe-Bin¹⁾ Zhao Bin¹⁾ Zheng Jian^{1)†} Hu Guang-Yue¹⁾ Liu Wan-Dong¹⁾ Yu Chang-Xuan¹⁾
Jiang Xiao-Hua²⁾ Li Wen-Hong²⁾ Liu Shen-Ye²⁾ Ding Yong-Kun²⁾ Zheng Zhi-Jian²⁾

¹⁾*(Department of Modern Physics , University of Science and Technology of China , Hefei 230027 , China)*

²⁾*(Laser Fusion Research Center , Chinese Academy of Engineering Physics , Miayang 621900 , China)*

(Received 14 March 2004 ; revised manuscript received 26 April 2004)

Abstract

Based on the collisionless , Maxwellian Thomson theory , a program is developed for carefully analyzing the influence of experimental set-up and plasma gradients and electron drifts on Thomson scattering spectrum. Calculations show that spectra resolution , collection angle , drift velocity and plasma gradient only have minor effects on diagnostics , so we can conveniently ignore these in fitting the spectrum. An important result is that signal-to-noise ratio can be enhanced by increasing the collection angle of the experimental system. The uncertainty of the scattering parameter can strongly affect the inferred plasma parameters when it is less than 3. This problem could be solved by choosing a smaller scattering angle or by accurately measuring the plasmas density.

Keywords : Thomson scattering , laser-produced plasmas , electron drift

PACC : 5270K , 5250J

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10375064 , 10275056 , 10176028) and the National High Technology Development Program of China (Grant No. 863-804).

[†] E-mail jzheng@ustc.edu.cn ; Tel 0551-3603744.