

X 射线汤姆孙散射在温稠密物质研究中的应用^{*}

张小丁^{1,2,†} 张继彦² 胡广月¹ 郑 坚¹

(1 中国科学技术大学近代物理系 中国科学院基础等离子体重点实验室 合肥 230026)

(2 中国工程物理研究院激光聚变研究中心 绵阳 621900)

摘 要 温稠密物质(warm dense matter, WDM)是近年来兴起的一个前沿研究领域,它处于传统的凝聚态与等离子体状态之间的过渡状态.此状态下的物质广泛存在于宇宙和实验室中,如巨行星的内核、惯性约束聚变的内爆燃料等.然而人们对温稠密物质又是陌生的,因为传统的凝聚态和等离子体物理的理论和实验方法难以用于研究这样的物质状态.近几年,随着高功率激光装置以及诊断技术的发展,人们发展出 X 射线汤姆孙散射方法,对温稠密态物质开展了深入的研究,获得了重要的实验结果.

关键词 温稠密态物质, X 射线汤姆孙散射, 随机相位近似, 动力学形状因子

X-ray Thomson scattering in warm dense matter

ZHANG Xiao-Ding^{1,2,†} ZHANG Ji-Yan² HU Guang-Yue¹ ZHENG Jian¹

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

Key Laboratory of Basic Plasma Physics, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230026, China)

(2 *Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineer Physics, Mianyang 621900, China)*

Abstract Warm dense matter exists throughout the universe, such as in the evolving surface layers of stars or in the inner cores of giant planets, and this state of matter influences our daily life deeply (as in the production and propagation of our Sun's light). This extreme state of matter cannot be explained by traditional condensed matter physics or plasma physics, since it lies between the classical and quantum states. Recently, with the fast development of high power lasers, it has become possible to conduct experiments and test theories of the warm dense state. The existing theory developed for the corona plasma does not work well in this regime, but X-ray Thomson scattering has recently been successfully used in its diagnostics. A new theory is also required to analyze the experimental data.

Keywords warm density matter, X-ray Thomson scattering, random phase approximation, dynamic structure factor

1 引言

在惯性约束聚变(inertial confinement fusion, ICF)研究的牵引下,包括中国在内的国家建造了多个高功率驱动装置,导致了高能量密度物理(high energy density physics, HEDP)这一新兴学科的异军突起.在这个新兴的研究领域中,温稠密物质/等离子体(warm dense matter/plasma)的重要性凸现出来,成为研究的热点^[1].

在自然界中,温稠密态物质广泛地存在于大质量行星(如木星)的内核和恒星的外壳层中;在实验室中,温稠密物质存在于 ICF 过程中的 X 射线的转换区和内爆压缩的主燃料区^[2].对温稠密物质的物态方程的准确测量将对我们直接获得 X 射线在温稠密物质中的输运、X 射线发射、温稠密态下的吸收谱的改变等信息有着重大意义.

^{*} 国家自然科学基金(批准号:10625523)资助项目
2011-05-06 收到

[†] 通讯联系人. Email: justding@mail.ustc.edu.cn

温稠密物质并没有公认的定义. 人们普遍认为, 当电子温度 T_e 处在零点几电子伏至几十电子伏和电子数密度 n_e 为 $10^{21} - 10^{26}$ 时, 就可以认为物质处于温稠密状态下. 电子温度达到几个电子伏(相当于几万摄氏度)时, 物质都已成为等离子体态, 同时处在温稠密状态下的物质的等效能量密度大于 10^{11} J/m^{-3} , 温稠密状态下的物质亦是高能量密度物质.

温稠密物质成为研究难点的原因是来自该物质状态的两个基本性质: 一是粒子之间的相互作用能接近甚至超过粒子的平均动能; 二是物质中的电子是部分量子简并的, 必须采用量子理论描述. 采用数学语言, 就要有如下条件:

$$\Gamma = \frac{U}{E_K} \sim 1, \quad (1)$$

$$\Phi = \frac{T}{E_F} \sim 1, \quad (2)$$

这里 U 是粒子之间的相互作用能, E_K 是粒子的平均动能, T 是物质的温度, E_F 是物质的费米能量. 图 1 是温稠密物质状态在密度-温度空间的分布区间. 从图 1 可以看到, 温稠密物质的温度和密度分布在 $\Gamma=1$ 和 $\Phi=1$ 的两条直线的交点附近, 即温度大约在 $10^{-1} - 10^2 \text{ eV}$ 范围 ($1 \text{ eV} = 11600 \text{ K}$), 电子的数密度大约在 $10^{21} - 10^{26} \text{ cm}^{-3}$ 范围.

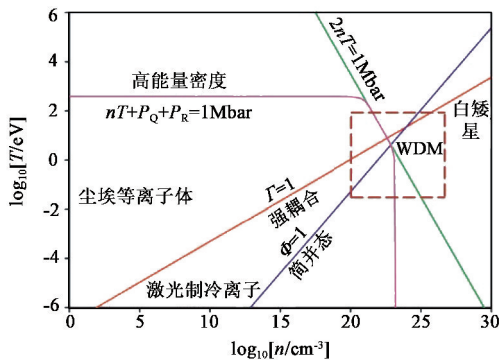


图 1 温稠密物质(WDM)在密度-温度空间所处的区域^[1](图中 n 为电子数密度, T 为电子温度, nT 为热压强, P_Q 为简并压, P_R 为辐射压)

温稠密物质的上述特点使其物理性质介于传统的凝聚态物质和传统的等离子体之间, 因此温稠密物质是凝聚态与等离子体之间的过渡物态. 由于粒子之间的强耦合以及电子的量子简并, 人们以前针对凝聚态物质和等离子体发展出来的理论分析方法对温稠密物质不再适用, 导致人们对温稠密物质的性质认识有很大的不确定性. 以物质的状态方程(即压强与温度和密度之间的关系)为例, 即使是对于铝和铜这样的常见物质, 其在温稠密区的状态方程的不确定度也是非常显著的(不确定度超过 60%), 如

图 2 所示. 而对温稠密物质的其他性质, 如粘滞、热导率、电导率、离子不同离化态在温稠密态下分布、离子细致能级的改变、发射谱结构的变化、吸收谱偏移和展宽^[2]、激波过后的物态信息、爆轰过程中物质状态和 X 射线辐射传输情况等, 人们了解的则更少.

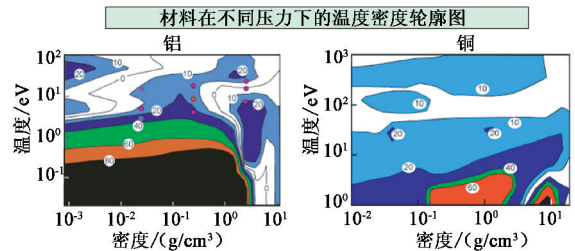


图 2 两种常见物质铝和铜的状态方程的计算不确定度在质量密度-温度空间的分布^[2]

在等离子体中, 粒子数密度达到 $n_e \geq 1 \times 10^{22} / \text{cm}^3$, 这将使得离子间的相互作用不能忽略, 离子间相互作用将会影响离子内部的电子能级分布、能级的寿命和能级的高低, 从而影响特征线的宽带和特征光子的能量. 电子能级的改变导致吸收谱改变, 因此温稠密态下的等离子体的不透明度与冷样品和高温稀薄样品有很大的差异, 但在温稠密态下的不透明度实验进展几乎没有, 现在发展起来的不透明度和发射谱的计算程序(如 UTA^[3], DCA, FLYCHK^[4])在温稠密态下的计算结果的正确性尚需大量实验结果验证.

在惯性约束聚变中, 主燃料层的压缩率直接决定了聚变中点火的成败, 压缩过程中的主燃料层处在温稠密态下, 其状态的演化直接反映了燃料压缩过程. 当压缩率低时, 核燃料的面密度达不到聚变核反应持续发生的要求, 聚变点火将失败. 在压缩过程中, 主燃料层的物质状态将从室温上升到 200 eV ($2.3 \times 10^6 \text{ K}$)左右, 质量密度从 0.7 g/cm^3 压缩到 1000 g/cm^3 , 压缩过程中需要保持等熵压缩^[5]. 在恒星演化中, 恒星的外壳层决定了恒星内部的低 Z 材料的核聚变产生的 X 射线能量经过辐射运输, 传输到外壳层(温度在百电子伏, 密度为几十 g/cm^3), 再经过流体的对流、湍流、热传导及辐射的传输等过程, 将内部产生的能量输运到恒星的表面, 进而通过辐射和发射粒子等形式将能量释放. 因此, 对恒星的辐射运输层的物质特性的研究有助于我们将认识向恒星内部推进.

目前实验室中所能采用的方法有激光打靶^[5]、飞片撞击(激波实验)、X 射线自由电子激光加热等,

以获得温稠密态等离子体样品. 目前, 采用激光打靶和自由电子激光方法制备的样品材料仍是低 Z 材料, 主要原因是由于目前尚无可以均匀加热中高 Z 样品的加热源, 从而获得温度均匀、样品尺度较大的温稠密样品. 对低 Z ($Z < 7$) 样品, 可以采用几个 keV 的 X 射线光子加热, 而且由于中高 Z 样品的不透明度较高, 高 Z 样品中的原子能级复杂, 要获得其准确的温度密度和不透明度的数据, 需要对实验条件进行精确控制和大量的计算分析, 目前尚无使用中高 Z 样品作为实验样品的能力.

超短脉冲激光 (激光脉冲为百飞秒量级, 10^{-13} s) 辐照固体靶, 由于激光作用时间短, 功率密度高, 激发的等离子体在实验测量时间内几乎不运动, 故可以得到薄层温稠密态等离子体, 对此层等离子体, 我们可以使用可见光或是其他可以使用的光源 (如 THz) 辐照, 从而测量其反射率、透射率以及电导率等信息^[6].

温稠密态物质的电子温度、电子密度、平均离化度等参数的获取, 是研究流体模型和计算稠密态物质的演化及其他物理过程的前提和基础, X 射线汤姆孙散射是主动式测量温稠密态等离子体电子温度、电子密度等参数的很好手段, 通过分析样品的 X 射线汤姆孙散射信号光谱, 即可进一步得到温稠密物质的介电函数和电导率、平均离化度等基本状态参数信息.

作者仅在 X 射线汤姆孙散射领域对温稠密物质进行了研究, 故下面以 X 射线汤姆孙散射为例, 对温稠密物质电子温度、密度、平均离化度等参数的获得方式进行介绍^[1,7]. 由于温稠密物质的密度高, 光学波段的光子不能进入物质的内部, 因此必须采用穿透能力更强的 X 射线作为探测束. 目前, 实验中一般采用光子能量为几个 keV 的 X 射线作为探测束, X 射线汤姆孙散射的基本物理图像与光学汤姆孙散射^[8]是完全类似的, 都是光子与电子之间的散射, 只是对于温稠密物质而言, 电子有束缚和非束缚两种状态, 且自由电子存在量子简并, 因此必须采用量子理论予以描述. 本文就简要介绍近年来 X 射线汤姆孙散射在温稠密物质研究中的国内外进展.

2 X 射线汤姆孙散射原理

与光学汤姆孙散射不同, 人们更多采用微分散射截面来描述 X 射线散射:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega} = \sigma_T \frac{k_s}{k_0} S(k, \omega), \quad (3)$$

这里 σ_T 是汤姆孙散射截面, k_s 是散射光子的波数, k_0 是入射光子的波数, $\omega = \omega_s - \omega_0$ 是散射光子与入射光子的频率差, 称为散射差频, $\mathbf{k} = \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_0$ 是散射光子与入射光子的波矢差, 称为散射差矢, $S(\mathbf{k}, \omega)$ 就是所谓的动力学形状因子, 它是电子密度涨落的自相关函数.

温稠密物质的温度范围为 10^3 K 到 10^5 K 的量级, 此时原子的外壳层电子被电离, 而内层电子未被电离, 所以温稠密物质中既有自由电子, 又有束缚电子. 在一定近似条件下, 动力学形状因子可将各部分电子对散射谱的贡献表示为如下形式^[9]:

$$S(k, \omega) = |f_1(k) + \rho(k)|^2 S_{II}(k, \omega) + Z_I S_{ee}^0(k, \omega) + Z_B \int \tilde{S}^{ee}(k, \omega - \omega') S_s(k, \omega') d\omega', \quad (4)$$

上式中等号右边三项分别来自束缚电子以及屏蔽电子的瑞利散射, 自由电子的汤姆孙散射以及束缚电子的拉曼散射. 其中 $f_1(k)$ 是离子实束缚电子的形状因子, $\rho(k)$ 是屏蔽离子实的电子云的形状因子, $S_{II}(k, \omega)$ 是离子实的动力学形状因子, $S_{ee}^0(k, \omega)$ 是自由电子的动力学形状因子, $S^{ee}(k, \omega)$ 是束缚电子的形状因子, $S_s(k, \omega)$ 是离子做热运动的形状因子. 离子运动的频率很低, 在目前的实验条件下, 现有的探测器谱仪难以分辨离子动力学形状因子的结构, 所以这个动力学项 $S_{II}(k, \omega)$ 可以简化为 $S_{II}(k) \delta(\omega)$, 这里 $S_{II}(k)$ 是离子的静态形状因子. 对于低 Z 的温稠密物质, 拉曼散射这部分 (指 (4) 式中 $Z_B \int \tilde{S}^{ee}(k, \omega - \omega') S_s(k, \omega') d\omega'$) 对整体散射谱的贡献可以忽略. 自由电子的动力学项 $Z_I S_{ee}^0(k, \omega)$ 是实验中测量的主要内容. 自由电子部分的动力学形状因子由等离子体中自由电子的介电函数决定^[7]:

$$S_{ee}^0(k, \omega) = - \frac{\hbar}{1 - \exp(-\hbar\omega/k_B T_e)} \frac{\epsilon_0 k^2}{\pi e^2 n_e} \text{Im} \left[\frac{1}{\epsilon(k, \omega)} \right],$$

其中 $\epsilon(k, \omega)$ 为自由电子的介电函数,

$$\epsilon(k, \omega) = 1 - \frac{2e^2}{\hbar\epsilon_0 k^2} \int \frac{f(\mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}/2) - f(\mathbf{p} - \hbar\mathbf{k}/2)}{\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}/m_e - \omega - i0} \frac{d^3 p}{(2\pi\hbar)^3},$$

由于温稠密物质中的电子存在量子简并, 自由电子将不能采用玻尔兹曼分布近似, 而需要严格按照费米-狄拉克分布进行计算,

$$f(p) = \frac{1}{\exp[(p^2/2m_e - \mu)/T_e] + 1}.$$

温稠密物质中自由电子的德拜屏蔽长度 λ_D 是一个特征长度, 在此特征长度内, 电子的运动表现为

无规则的热运动;而在大于该特征长度时,电荷由于库仑作用的长程性而表现出集体运动模式.因此,当 $k\lambda_D \gg 1$ 时,散射光子的能谱信息反映了所探测区域内的电子动量分布;当 $k\lambda_D < 1$ 时,散射光子的能谱信息反映的则是等离子体内部的集体运动模式.温稠密物质中存在朗缪尔波这类集体运动模式.该运动的频率由如下色散关系决定^[7]:

$$\omega^2 \approx \omega_{pe}^2 + \frac{3T_e}{m_e} k^2 (1 + 0.088n_e \Lambda_e^3) + \left(\frac{\hbar k^2}{2m_e} \right)^2,$$

方程右边第一项为等离子体频率,它只与电子密度有关,第二项是热效应修正,第三项则是量子修正.温稠密物质中朗缪尔波的阻尼问题很复杂,近年来这方面的研究工作也有一些进展.

获得了温稠密态等离子体样品的散射信号,即可以得到样品内的自由电子的介电函数信息,介电函数直接与样品内的电导率关联,在对散射光强度等信息进行绝对测量之后,我们即可以通过测量散射谱获得样品的电导率的信息.

3 X射线汤姆孙散射实验进展

国际上已对实验室内的温稠密态物质样品的制备和状态诊断进行了较深入的研究^[10].其中样品制备方式有两种:等容加热^[11]和激波加热^[12,13],并发展出了参数分析的理论和模拟程序^[12-15].等容加热是采用超强激光与固体高 Z 材料相互作用,通过高 Z 材料发射的硬 X 射线对低 Z 样品等容加热(X 射线辐照样品,沉积在样品不同区域的能量相对均匀,此时的稀疏效应相对于激波加热非常微弱);激波加热方式是采用激光直接辐照样品表面,通过烧蚀靶材料产生激波,激波向样品内部传播时,对样品产生加热和压缩效应而获得温稠密样品.相对而言,激波加热产生的样品的密度高于样品的最初密度.等容加热方式中散射体长度和样品的热化程度比较容易控制,因此,相对于激波加热方式,此法获得的样品更容易测量到汤姆孙散射信号,而且这类样品的汤姆孙散射实验类似于测量静态像.激光直接辐照样品产生冲击波加热方式,所得到的温稠密样品的压缩区样品厚度只有几十微米,相对于等容加热所得样品的散射体积小很多,而且不可控制^[13],这类样品的汤姆孙散射实验类似于测量动态像.因而等容加热方式的汤姆孙散射演示实验是需要首先实现的.

在等容加热实验的非相干散射实验方面,美国

劳伦斯利弗莫尔国家实验室的 S. H. Glenzer 等人首次在 OMEGA 激光装置上得到了温稠密样品的散射信号,并且解析了散射光谱,获得样品的电子温度为 53eV.等容加热方式制备的温稠密等离子体 Be 样品,样品是通过总能量为 15kJ、脉冲宽度为 1ns 的激光辐照 1 μ m 厚的 Rh,激发 Rh 的 L 带光谱(光谱能量范围是 2.4—3.5keV)等容加热 Be (C) 样品^[9];使用总能量为 7kJ、脉宽为 1ns 的激光束辐照 Ti 膜,激发 Ti 的 He- α 线(光子能量为 4.75keV)做为探针光,与样品发生散射,得到散射光谱.通过解谱程序拟合,推得样品温度密度为 $T_e = 53\text{eV}$, $n_e = 3 \times 10^{23} \text{cm}^{-3}$,平均离化度为 $Z_f = 2.7$.实验得到的散射能谱如图 3 所示.

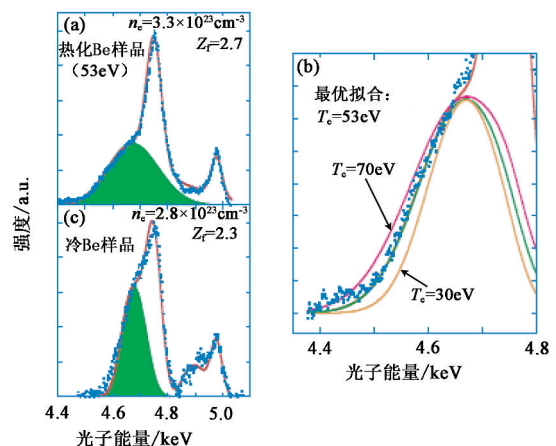


图 3 (a)热化样品的散射谱解谱;(b)对比几种温度的对散射谱的拟合差别;(c)冷样品的散射结果

由于等离子体内部的集体振荡对电子密度很敏感,前向散射对温稠密态的电子密度的诊断能更加准确.电子离子间的碰撞对电子的集体振荡有阻尼作用,而且在现在实验所可以达到的状态下阻尼效应较为明显,碰撞频率的考虑将会使得温稠密态物质的理论模型更为完善.

Glenzer 等人又测量到温稠密等离子体 Be 内的集体振荡的散射信号(相干散射)^[5,10],并解析散射光谱,得到样品的电子密度为 $n_e = 3 \times 10^{23} \text{cm}^{-3}$.样品的制备方式为等容加热方式,样品材料是 Be,探测光是 Cl 的 Ly- α 线(2.96keV),散射谱如图 4 所示,电子温度为 $T_e = 12\text{eV}$.解谱时增加温稠密样品中的电子离子碰撞效应.

冲击加热样品的特点是:冲击后的样品密度高于初始状态,且高密度样品区是移动的,对这样的状态的诊断对于实际的 ICF 主燃料层的压缩状态的诊断更有意义.故在对等容加热方式产生温稠密样品实现汤姆孙散射之后,亟需将发泡样品压缩为固

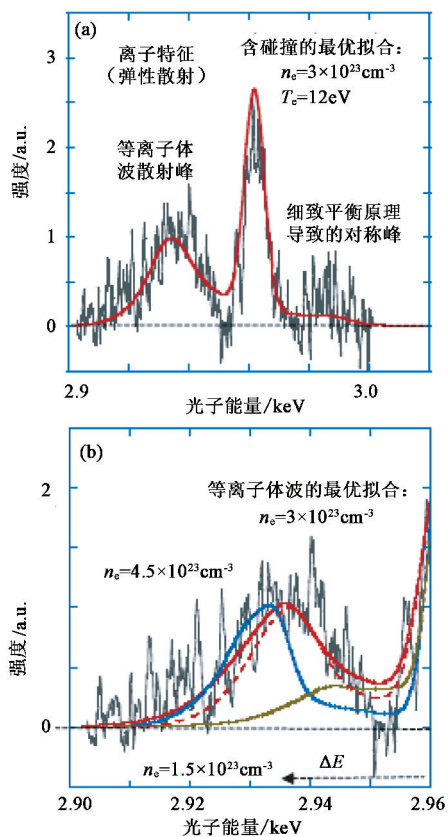


图4 X射线汤姆孙散射的集体散射能谱,从中可以看到朗缪尔共振峰 (a)实验数据拟合图;(b)不同密度下拟合实验结果对比

体密度样品,进行汤姆孙散射诊断,确定其状态参数,进而研究将固体密度样品压缩到超固体密度样品的汤姆孙散射实验,获得其状态参数. Kritcher 等人首次使用弱激光直接辐照发泡的 LiH 样品^[11],样品的初始密度为 0.72g/cm³,激波经过后的样品密度达到了 2.2g/cm³,压缩率达到 3 倍,并且样品中激波经过的区域电子温度达到 2.2eV.

H. J. Lee, P. Neumayer 等人首次实现了通过激波加热方式获得的样品密度高于固体,并通过 X 射线汤姆孙散射方式分别获得集体散射峰和非集体散射峰散射谱的结果^[12],这是首次进行的 X 射线汤姆孙散射对超固体密度(约 3 倍于固体密度)的温稠密样品的散射实验,实现了激波压缩、加热固体材料,并且获得了合适的汤姆孙散射实验数据. 其实验结果如图 5 所示. 与之前的探针光不同,这次使用的 Mn 的 He- α 线为双峰结构. 与 Ti 的 He- α 线相比,能量高了 2keV,对超固体密度样品的穿透力强于 Ti 的 He- α 线. 实验上测到了集体和非集体的散射峰信号,前向和背向散射的解谱结果自治.

在国内,由中国科学技术大学和中国工程物理研究院激光聚变研究中心组成的联合研究小组也开展了这方面的物理实验和理论模拟研究. 实验上采

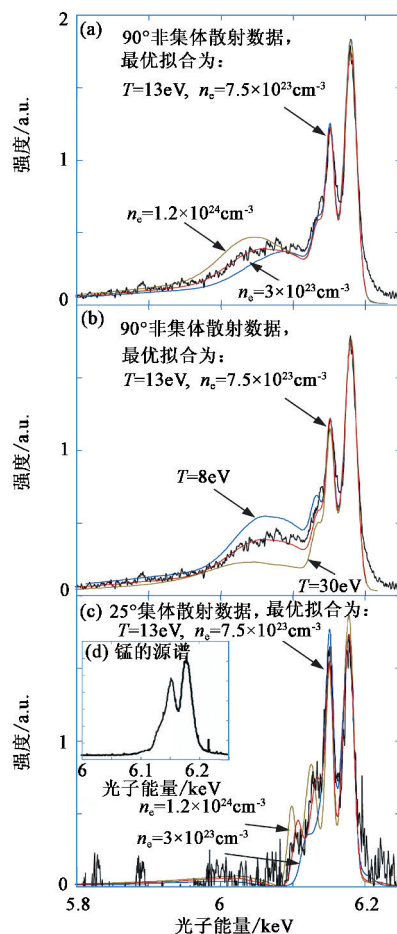


图5 集体散射峰和非集体散射峰散射谱的实验结果 (a)不同密度下拟合结果的比较;(b)不同电子温度下拟合结果的对比;(c)集体散射数据的拟合图;(d)锰的源谱图

用等容加热方式产生温稠密物质. 实验中的等容加热方式是采用八路主激光辐照中高 Z 材料(Au, Ta, Ag, Rh 等),从而产生 2—4keV 的 X 射线光子,实现对样品(Be, C, B 固体样品)等容加热.

我们在上海神光 II 激光装置上对 CH 样品所做的汤姆孙散射实验中,通过我们的解谱程序得到样品的电子温度为 20eV 左右,电子密度为 $2 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$. 之后我们在神光 II 激光装置上面对 C 泡沫(密度为 1g/cm³)使用 Ti 的 He- α 线,并对其低能光子部分作适当屏蔽,尽量让样品不热化,以得到低温样品的散射信号. 解谱拟合得到 C 泡沫样品的物态参数为:电子温度为 2.2eV,电子数密度为 $1.4 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$,C 的平均离化度为 2.4.

这两次的实验结果我们已经在撰文准备发表,我们在国内首次通过激光等离子体相互作用得到了温稠密等离子体样品,并且使用自己设计加工的探测器测量到了温稠密样品的汤姆孙散射信号;根据文献提供的理论,发展了自己的解谱程序,应用于实

验结果分析,得到了合理的等离子体参数.

4 结束语

本文回顾了中国科学技术大学等离子体物理学科点在温稠密态物质的汤姆孙散射方面的实验研究工作的主要结果. 对于该项诊断技术的掌握,使我们对激光聚变等离子体的演化有了更加深入的了解,有助于我们对恒星演化等方面有更深刻的了解,对 ICF 聚变时的主燃料层的等离子体的演化有更深入的认识.

致谢 本文报告的工作是多人共同努力协作的结果. 作者对以下人员的贡献表示感谢:张海鹰、韦敏习、杨国洪、杨冬、詹夏雨、黎航、王哲斌、蒋小华、丁永坤等,感谢巫顺超对我们在物态参数计算方面和激波特性等方面提供的帮助,同时感谢中国工程物理研究院激光聚变中心的制靶人员以及“神光 II”装置全体运行人员.

参考文献

- [1] Murillo M S. *Phys. Plasmas*, 2004, 11: 2964
- [2] Zhang J *et al.* *Phys. Rev. E*, 2009, 79: 016401
- [3] Logan G *et al.* *Accelerator-Driven Warm Dense Matter Research. Preliminary Report* (2004)
- [4] Chung H K *et al.* *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 2003, 81: 107
- [5] Lindl J. *Phys. Plasmas*, 1995, 2: 3933
- [6] Widmann K *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2004, 92: 125002; Kim K Y *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2008, 100: 135002
- [7] Glenzer S H, Remder R. *Rev. Mod. Phys.*, 2009, 81: 001625
- [8] 郑坚, 俞昌旋. *物理*, 2008, 37: 8 [Zheng J, Yu C X. *Wuli(Physics)*, 2008, 37: 8 (in Chinese)]
- [9] Glenzer S H, Gregori G *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2003, 90: 175002; Gregori G *et al.* *Phys. Plasmas*, 2004, 11: 2754
- [10] Glenzer S H, Gregori G *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2007, 98: 065002
- [11] Kritcher A L *et al.* *Science*, 2008, 322: 69
- [12] Lee H J, Neumayer P *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2009, 102: 115001
- [13] Chihara J. *J. Phys. Condens. Matter*, 2000, 12: 231; Gregori G *et al.* *Phys. Rev. E*, 2003, 67: 026412
- [14] Landau L D, Lifschitz E M. *Physical Kinetics* (Vol. 10). Pergamon Press Ltd, 1981; Ichimaru S. *Statistical Plasma Physics*. Cambridge: Cambridge Press, 1990
- [15] Fortmann C *et al.* *Laser and Particle Beams*, 2009, 27: 311