



·惯性约束聚变物理与技术·

神光 III 原型上扩展 X 射线吸收精细结构谱实验研究

胡 云, 张继彦, 江少恩, 王哲斌, 蒲昱东

(中国工程物理研究院 激光聚变研究中心, 四川 绵阳 621900)

摘 要: 介绍了在大型激光装置上进行扩展 X 射线吸收精细结构 (EXAFS) 谱压缩物态参数测量的基本原理, 以及为获得高质量 EXAFS 谱在神光 III 原型装置上进行的实验研究。实验采用玻璃靶球、CH 靶丸和金球作为 EXAFS 谱测量的背光源, 通过多次叠加、光子数累积的方法获得了信噪比良好的金属 Ti 在常温常压下的 EXAFS 谱, 数据处理结果表明, 实验测得的金属 Ti EXAFS 谱拟合结果与同步辐射实验拟合结果相吻合, 表明实验设计的正确性与可靠性。对实验结果的分析表明, 影响 EXAFS 谱质量的因素主要是光子计数、测量系统谱分辨率、噪声以及实验器件上的瑕疵。

关键词: 扩展 X 射线吸收精细结构; X 射线源; 大型激光装置; 压缩物态; SGIII 原型

中图分类号: TN24

文献标志码: A

doi: 10.11884/HPLPB202032.200022

Experiment study of extended X-ray absorption fine structure spectrum on SG-III prototype facility

Hu Yun, Zhang Jiyan, Jiang Shaoen, Wang Zhebin, Pu Yudong

(Research Center of Laser Fusion, CAEP, P. O. Box 919-986, Mianyang 621900, China)

Abstract: This article introduces the principle of extended X-ray absorption fine structure (EXAFS) as parameter diagnostic method on large laser facilities, as well as the experiments on SG-III prototype facility for high quality EXAFS. Using glass ball, CH capsule and Au ball as backlighters, through multi-shots accumulation method, EXAFS of Ti in ambient condition with good signal-to-noise ratio were obtained. The experiment results coincide well with the results of the synchrotron radiation experiment, indicating the correctness and reliability of the experimental design. Analysis of the results show the factors affecting the EXAFS spectrum quality are photon counts, spectral resolution, noise and flaws on apparatuses.

Key words: EXAFS; X-ray source; laser facility; compression; SG-III prototype

在大型激光装置上, 通过脉冲整形或者其他手段, 可以实现样品的冲击压缩、准等熵压缩等不同的压缩过程^[1-4], 使得大型激光装置日益成为压缩物态性质研究的重要科学平台。目前, 在大型激光装置上正开展着多方面与压缩物态有关的研究, 它们对地球物理^[5-6]和物态方程^[3-4]等研究方向有着重要的作用。

在大型激光装置上开展压缩物态方面的研究, 相应地需要压缩物态的有效诊断方法。扩展 X 射线吸收精细结构 (EXAFS) 技术是凝聚态物理方向常用的研究方法之一, 一般在同步辐射装置上开展。而现在, 在大型激光装置上, EXAFS 技术也正在逐步建立起来。与同步辐射有所不同的是, 大型激光装置上的 EXAFS 技术建立的目的主要是为了实现压缩物态进行参数测量, 尤其是温度的测量。EXAFS 谱诊断技术是一种原位 (in situ) 诊断技术, 对温度敏感, 通过测量压缩物态的 EXAFS 谱, 进行数据拟合后可以得到压缩样品的结构参数和热力学参数^[7]。利用 EXAFS 技术还可以对压缩物态的相变过程等其他方面进行研究。罗彻斯特大学的 B. Yaakobi, Y. Ping 等人, 已在 OMEGA 激光装置上利用 EXAFS 谱开展了金属 Ti, V, Fe 压缩物态的参数测量及相变等方面的研究, 取得了良好的实验结果^[7-13]。后续还将在 NIF 激光装置上进一步开展类似的实验^[14]。在国内, 近年来, 随着神光 III 等大型激光装置上压缩物态研究的开展^[15-16], 相应的参数测量技术也同时需要发展起来。

* 收稿日期: 2020-01-17; 修订日期: 2020-03-30

基金项目: 国家自然科学基金项目 (11475154)

作者简介: 胡 云 (1983—), 男, 博士研究生, 从事高功率激光技术及高能量密度物理研究; huyunhy@163.com。

通信作者: 江少恩 (1964—), 男, 研究员, 博士生导师, 主要从事惯性约束聚变物理实验研究; jiangshn@vip.sina.com。

在激光装置上的 EXAFS 技术有以下特点: (1) 激光装置上的 EXAFS 一般采用激光驱动 X 射线源作为光源, 大小一般为 100 μm 量级, 脉宽为 100 ps 量级; (2) 被测量的压缩物态一般是 μm 量级, 存在时间尺度是 ns 量级; (3) EXAFS 谱振荡信号是弱信号, 而激光装置上存在各种噪声, 容易对信号形成干扰。为简化问题, 便于研究, 在大型激光装置上建立 EXAFS 参数诊断技术, 可以分为两步走, 将 EXAFS 测量和压缩物态分开来研究。第一步, 先对静态样品进行 EXAFS 测量, 着重研究如何获得高质量 EXAFS 谱的问题; 第二步, 在前者的基础上, 对压缩物态样品进行 EXAFS 谱测量。本文主要针对第一步, 在神光 III 原型上为获得高质量 EXAFS 谱开展研究, 并对影响因素和改进方法进行讨论。

1 理 论

1.1 X 射线吸收谱精细结构

图 1 为 X 射线吸收谱的产生过程示意图。当入射 X 射线 I_0 透过厚度为 x 的样品时, 会被样品吸收而衰减, 透过 X 射线的强度可以表示为^[17]

$$I_t = I_0(E) \exp[-\mu(E)x] \quad (1)$$

式中: E 为 X 射线能量; $\mu(E)$ 称为样品材料的吸收系数, 它与入射 X 射线能量 E 有关。

吸收系数在特定能量处, 由于光电子吸收, 会突然增大, 产生跳变, 称为吸收边。由吸收原子发射出的光电子在向外传播过程中被近邻原子散射, 其散射波函数与光电子波函数叠加, 将对吸收系数产生调制, 使其呈现出振荡变化, 称为吸收谱的精细结构。

图 1(b) 为精细结构产生的示意图。精细结构一般分为两部分: 距离吸收边处 20~30 eV 以内的部分称为近边 X 射线吸收结构(X-ray absorption near edge structure, XANES); 50 eV 以外的部分称为扩展 X 射线精细结构(Extended X-ray absorption fine structure, EXAFS)。两者形成机制有所不同。一般来说, EXAFS 范围较大, 可以扩展至吸收边以后 800~1 000 eV 以后。图 1(c) 给出了在北京同步辐射装置上测得的金属 Ti 在常温常压下吸收谱。

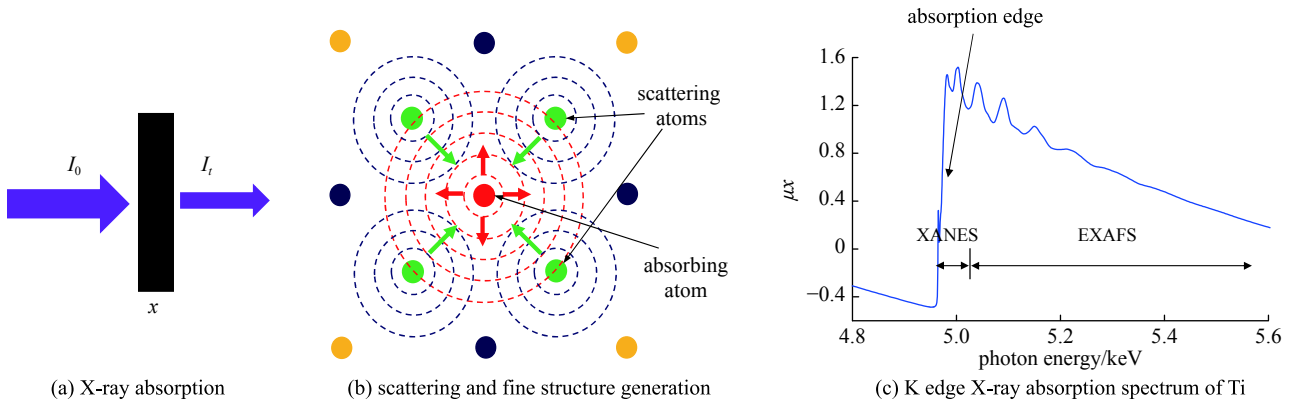


Fig. 1 Illustration of X-ray absorption and fine structure generation

图 1 X 射线吸收和精细结构产生示意图

1.2 EXAFS 谱参数测量方法

归一化吸收系数一般可以表示为^[7, 17]

$$\chi(k) = \frac{\mu(k) - \mu_0(k)}{\mu_0(k)} = S_0^2 \sum_j N_j F_j(k) \exp[-2\sigma_j^2 k^2 - 2R_j/\lambda(k)] \sin[2kR_j + \phi_{ij}(k)]/kR_j^2 \quad (2)$$

该公式采用平面波近似和单散射模型导出。其中 $\mu(k)$ 是吸收系数, $\mu_0(k)$ 是单原子吸收系数, 波数 k 由德布罗意关系 $\hbar^2 k^2/2m = E - E_K$ 给出, E 其中是吸收光子能量, E_K 是 K 吸收边能量, S_0^2 是振幅衰减因子, σ_j^2 是德拜瓦勒因子 (Debye-Waller Factor, DWF)。 R_j 是有效散射路径, $\phi_{ij}(k)$ 是相移, λ 是电子平均自由程。下标 j 代表第 j 个原子壳层。

一般来讲, 在获得 EXAFS 谱以后, 可以通过参数拟合, 得到相应的参数, 与测量有关的参数就是 R_j 和 σ_j^2 。对压缩物态参数测量, 只需要对第一壳层进行拟合, 得到 R_1 和 σ_1^2 。首先, 压缩率可以通过有效散射路径进行计算 $C = (R_0/R_1)^3$, R_0 是未压缩时第一配位层的原子间距。德拜瓦勒因子与温度的关系可以由爱因斯坦模型给出^[18]

$$\sigma_E^2(C, T) = \frac{\hbar}{M\omega_E} \coth(\hbar\omega_E/2k_B T), \quad \omega_E(\sigma_1^2) = 3k_B\Theta_D/4\hbar \quad (3)$$

式中： \hbar 是普朗克常数， k_B 是玻耳兹曼常数， M 是原子量， Θ 是德拜温度。德拜温度 Θ 是压缩率 C 的函数，可以通过 Cowan 经验公式^[19]进行计算。当得到德拜温度以后，就可以通过德拜瓦勒因子与温度的关系(公式(3))来求得温度 T ，从而完成参数测量。

高质量 EXAFS 谱是进行数据处理、获得压缩物态参数的关键。因为 EXAFS 谱的质量好坏，直接关系到数据处理，进而关系到参数拟合参数的准确度。从公式中看到，EXAFS 谱是一个振幅逐渐衰减，周期逐渐拉长的正弦类振荡。EXAFS 振荡信号一般幅值较弱，一般来讲，振荡幅度仅为吸收边跳高的百分之几，这要求 X 射线光源有足够的强度，能够提供大量的光子计数。分析 EXAFS 谱的特点，在离吸收边较近的地方，振荡幅度相对较大，振荡频率较快，要求测量系统有较好的谱分辨；在离吸收边较远的地方，因为衰减较大，振荡幅度小，需要测量系统有较好的信噪比。因此，为获得较好的信噪比，在实验中需要针对这些特点进行实验设计和优化。

2 实验

2.1 实验设置

实验在神光 III 原型上开展，实验设置如图 2 所示，X 射线源位于真空靶室中心。分别采用玻璃球靶、金球、CH 靶丸作为 X 射线源。其中玻璃球靶、CH 靶丸由八束激光驱动，产生内爆，进而产生 X 射线辐射。激光参数为总能量 800 J/1 ns/3 ω /500 CPP(continuous phase plate, 相位板)，总能量约 6.4 kJ。金球则是激光烧蚀产生金等离子体，由等离子体辐射产生 X 射线，无内爆过程。实验中，玻璃球靶直径为 420~460 μm ，壁厚约为 1.8~2.2 μm ，内充约 1.0 MPa 的 DD 气体。另外，玻璃球、CH 靶丸内部同时掺入 0~5% Ar 原子气体。靶的详细参数请见表 1。晶体谱仪为 PET 平面晶体谱仪，晶体大小为 10 mm \times 50 mm，面间距为 $2d=0.876$ nm，在 Ti 的 K 边的布拉格散射角为 16.4°。晶体固定于倾斜角为 15°的斜面上。因为是静态测试，为简化实验，将金属 Ti 样品置于晶体谱仪入射窗口。窗口处加 30 μm Be 滤片，Ti 样品为 5 μm 金属箔片，覆盖约 2/3 面积。空余部分用于测量背光源光谱 I_0 ，透过样品的光谱为吸收光谱 I_t ，吸收系数为 $\mu_x = \ln(I_0/I_t)$ 。X 射线经过散射晶体衍射后，在 IP(Image Plate)成像板上记录，IP 板前加 50 μm Be 滤片。晶体衍射为一级衍射，衍射条件为 $2d\sin\theta = \lambda$ ，这是按入射角度分光。实验中，晶体谱仪 IP 成像板与 X 射线源距离设置为 $L_0 = 409.6$ mm，根

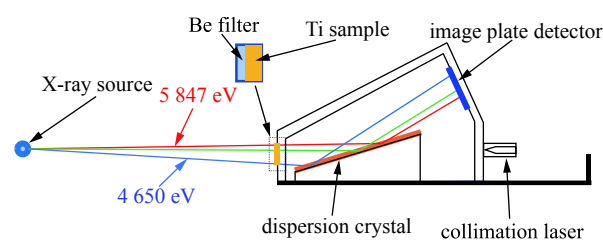


Fig. 2 Illustration of EXAFS measurements configuration on SG-III laser facility

图 2 神光 III 原型 EXAFS 测量示意图

晶体谱仪为 PET 平面晶体谱仪，晶体大小为 10 mm \times 50 mm，面间距为 $2d=0.876$ nm，在 Ti 的 K 边的布拉格散射角为 16.4°。晶体固定于倾斜角为 15°的斜面上。因为是静态测试，为简化实验，将金属 Ti 样品置于晶体谱仪入射窗口。窗口处加 30 μm Be 滤片，Ti 样品为 5 μm 金属箔片，覆盖约 2/3 面积。空余部分用于测量背光源光谱 I_0 ，透过样品的光谱为吸收光谱 I_t ，吸收系数为 $\mu_x = \ln(I_0/I_t)$ 。X 射线经过散射晶体衍射后，在 IP(Image Plate)成像板上记录，IP 板前加 50 μm Be 滤片。晶体衍射为一级衍射，衍射条件为 $2d\sin\theta = \lambda$ ，这是按入射角度分光。实验中，晶体谱仪 IP 成像板与 X 射线源距离设置为 $L_0 = 409.6$ mm，根

表 1 X 射线源参数及实验结果

Table 1 Parameters of X-ray source and results of experiments

measurement	shot number	target	diameter/ μm	wall/ μm	total energy/J	results
1	shot255	16A-II-9#	423	1.82	6 168	EXAFS not detected
	shot256	16A-II-10#	426	1.95	5 839	
2	shot257	16A-I-19#	435	1.8	6 076	EXAFS detected
	shot258	16A-I-17#	441	2.19	5 958	
3	shot259	Au ball	300	/	624	EXAFS detected
	shot260	16A-I-18#	445	1.96	5 861	
4	shot263	Au ball	300	/	1 175	EXAFS detected, no fine structure
	shot264				773	
5	shot265	16A-III-15#	461	2.21	4 562	EXAFS detected
	shot266	16A-III-12#	463	1.81	5 191	
6	shot267	16B-II-1#	409	16.4	5 982	EXAFS not detected
7	shot268	16B-I-4#	425	15.8	5 834	
8	shot269	16B-II-2#	409	17.0	6 165	
9	shot270	16B-II-3#	415	16.5	5 840	

Note: A is glass ball, B is CH capsule. I, II, III correspond to Ar atomic ratio of 0%, 1%, 5%, respectively. Pressure in glass balls and capsules is 1.0 MPa.

据晶体谱仪结构参数, 计算得到晶体谱仪测量能量范围为 4 746~5 382 eV, 覆盖金属 Ti 的 K 边吸收谱范围(Ti K 吸收边能量为 4 966 eV)。根据衍射公式, 晶体谱仪能量分辨率可以表示为 $\Delta E = E\Delta\theta/\tan\theta$, $\Delta\theta \approx s/L_0$, s 为光源大小。设光源大小为 100 μm , 则可以估算 Ti K 吸收边处的能量分辨率为 4.1 eV。

2.2 实验结果

表 1 为 X 射线源参数及实验统计结果。实验共计进行了 14 个发次, 共计进行了 9 次 EXAFS 谱的测量。其中第 2, 3, 4, 5 次测量为发次叠加测量。第 2 次测量为发次 256~258 共 3 个发次的叠加, 第三次测量为 259, 260 两个发次的叠加, 第 4 次测量为 263, 264 两个发次的叠加, 第 5 次测量为 265, 266 两个发次的叠加。其中, 第 2, 3, 4, 5 次测量均测得 EXAFS 谱。

图 3 给出了三个测量结果的原始图像。图像中左边是 X 射线源光谱, 右边是金属 Ti 的吸收谱。三次测量均测到较好的吸收谱, 图像中显示出明显的振荡结构。因为我们最关心的是 EXAFS 谱, 而 EXAFS 振荡幅值较小, 一般为吸收边跳高的百分之几, 为了清晰地显示振荡结构, 调整了对比度, 故使得 X 射线源谱及吸收边低能段亮度过大, 看起来是饱和状态。

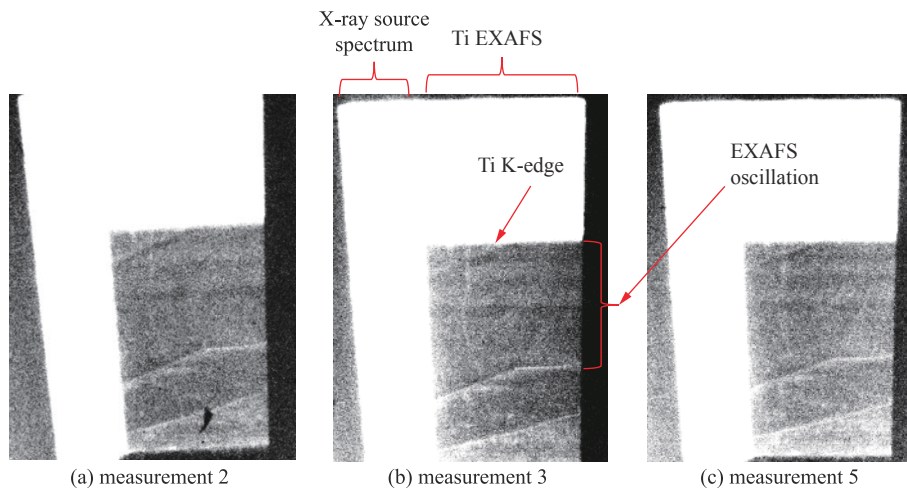


Fig. 3 Raw EXAFS images of three measurements

图 3 三个测量结果的 EXAFS 原始图像

图 3 中给出的各发次均为单发次累积而成。其中图 3(a)为测量 2 的结果, 由三发内爆玻璃球累积而成, 一发掺入 1% Ar, 另两发不掺杂。靶球内径分别为 426 μm , 435 μm 和 441 μm , 壁厚分别为 1.95 μm , 1.8 μm 和 2.19 μm , 激光能量分别为 5 839 J, 6 070 J 和 5 958 J。三发累积结果在原始图像上即显示出精细结构。一方面累积的结果增大了光子计数, 另外可能是因为第一发玻璃球内掺入 1% Ar 原子, 增强了热斑 X 射线发射。图 3(b)为测量 3 的结果, 由一发金球与一发不掺杂玻璃球叠加累积得到, 获得了较强的信号, 背光达到了饱和。这一结果好于图 3(a)三发累积的结果, 但金球驱动能量为 624 J, 并不算太大, 玻璃球内径 445 μm , 壁厚 1.96 μm , 未掺 Ar, 与前者差别也不算太大, 驱动能量 5 861 J, 比前者略低。分析原因, 可能是因为本次测量中玻璃球内爆较强。另一测量 4, 共两发金球叠加, 驱动能量分别为 1 175 J 和 763 J, 仅测量到吸收边却并未看到明显的精细结构, IP 板光子计数也较小, 这也说明了本实验中金球的辐射并不是很强, 测量 2 中的光子计数主要贡献来自于玻璃球靶。分析原因, 金球不能被压缩, 无内爆过程, 仅有烧蚀辐射的贡献; 同时金球由于发光面积较大, 影响了谱分辨率。下一步可以考虑将其做成平面靶, 而激光采用聚焦光斑, 多束叠加, 这样激光功率密度大大提高, X 射线辐射增强, 光源面积也很小, 可以很好地满足 EXAFS 测量要求。图 3(c)为测量 5 的结果, 由两发掺杂 5% 的玻璃球靶累积得到, 精细结构清晰。其中靶直径大于 460 μm , 壁厚分别为 2.21 μm 和 1.8 μm 。驱动能量分别为 4 562 J 和 5 191 J, 比前面的激光能量均为低。从这上面的结果可以说明掺杂原子序数相对较高的元素可以增强 X 射线辐射。然而四发塑料球靶均未测到吸收谱信号, 分析原因, 是因为壁厚太大(15~17 μm), 激光总能量相对较小, 所产生的内爆较弱, 故 X 射线辐射强度较低, 并且没有进行叠加测量。第一次测量为玻璃球单发次测量, 未测到吸收谱, 可能是本次测量玻璃球未能形成良好的内爆过程造成的。从图像中可以看到, 由于散射晶体上的一些瑕疵, 吸收谱出现了一些杂散信号。由于 EXAFS 谱是弱信号, 对于这样的信号测量, 需要要求晶体具有很好的品质。

图 4 给出了三次测量结果的 EXAFS 谱及其与同步辐射测量结果的比较。为了便于比较, 将图中的曲线进行

了平移。在内嵌小图中给出了三条曲线在 $E=5.02$ keV (第二个振荡峰处) 能量点的光子计数值作为参考。首先, 我们看到吸收边后的第一个峰被测量到了。由于 EXAFS 振荡信号的特点是振荡周期随着能量的增加而增大, 因此如果第一个峰能被测量到, 那么后面的每一个振荡峰都应该能被很好地测量到, 系统应有足够的能量分辨率。从图中可以看到, 前面三个峰较为清晰, 从第四个峰开始, 随着振荡辐射的减小, 波形受到噪声影响, 畸变较大, 至第五个峰, 其振荡已不易辨认。另外, 可以看到, 晶体上的瑕疵对 EXAFS 谱产生了较大的影响。仔细比较实验结果和同步辐射结果, 可以看到, 虽然前面的波形与同步辐射结果吻合, 振荡峰一一对应, 但实验结果丢失了一些细节。三次测量中, 第 2 次测量结果畸变较大, 振荡幅值较小, 第 3, 5 次测量结果振荡幅值较大, 前面三个峰分辨较好, 且能呈现出一些细节。从 IP 板的光子计数值上来看可以发现, 随着光子计数增加, 曲线变得更为光滑, 信噪比更好, 质量更高。这是因为假设光子噪声由光子计数涨落形成, 正比于光子计数 \sqrt{N} , 那么相对涨落为 $\sqrt{N}/N = 1/\sqrt{N}$ 。当光子计数 N 增大时, 相对涨落将变小。因此, 增大光子计数有重要意义。更强的光源, 多次的叠加, 都是为了增大光子计数, 增大信噪比。图 4 中同时给出了对实验结果的数据平滑结果。

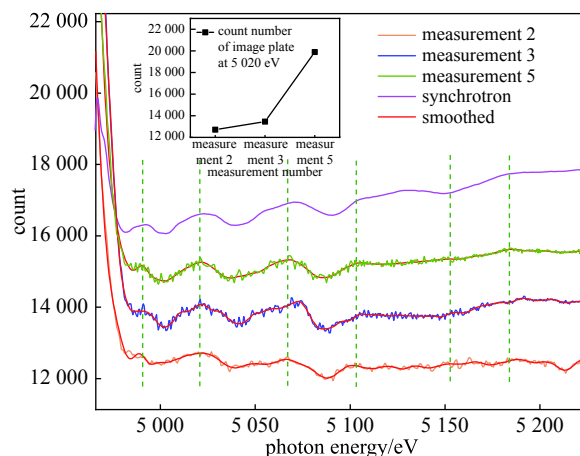


Fig. 4 Absorption spectra of measurements 2, 3 and 5

图 4 测量 2, 3 和 5 的吸收谱

我们对信号幅值较大、质量相对较好的测量 3、测量 5 以及同步辐射结果进行了拟合。根据 EXAFS 参数测量原理, 仅对第一壳层进行拟合。图 5 给出了测量 3、5 在 k 空间的拟合结果, 表 2 中给出了三者拟合参数 R 和德拜瓦勒因子 σ^2 的比较。从拟合结果中看到, 实验与同步辐射拟合结果吻合较好, 对第一壳层, 有效散射路径 R 略小于同步辐射结果, 而 σ^2 则偏高; 另外, 实验结果的不确定度比同步辐射的大。这是因为实验测量中噪声对 EXAFS 谱影响较大。尤其是对第四个振荡峰之后, EXAFS 谱峰振荡幅值已经较小, 受噪声的影响更大。还有, 就是晶体谱仪所采用的散射晶体以及 IP 板上的瑕疵, 对 EXAFS 信号影响较大, 会引起谱峰畸变。这些因素都会影响最终 EXAFS 数据质量, 给拟合结果带来明显的偏离和较大的不确定度。由于我们 EXAFS 谱测量的目标是要进行参数测量, 为提高参数测量的可靠性, 减小不确定度, EXAFS 谱的数据质量还需要进一步提高。

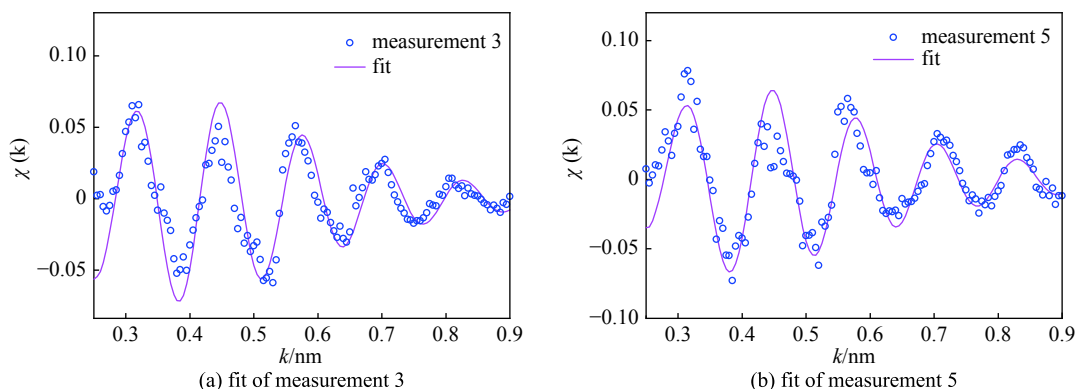


Fig. 5 Data fitting of measurement 3 and 5 in k space

图 5 测量 3 和测量 5 的 k 空间拟合

表 2 测量 3、测量 5 和同步辐射拟合结果比较

Table 2 Comparison of measurements 3, 5 and synchrotron data fitting results

measurements	$R/(0.1 \text{ nm})$	$\sigma^2/(0.1 \text{ nm})^2$
measurement 3	2.865 ± 0.005	0.0076 ± 0.004
measurement 5	2.866 ± 0.030	0.0068 ± 0.008
synchrotron	2.869 ± 0.002	0.0062 ± 0.0003

3 讨 论

在神光 III 原型装置上,玻璃球内爆 X 射线辐射较强,可以作为 EXAFS 测量的 X 射线源。但玻璃球收缩比较小,因此光源大小不够小,会影响谱分辨率。故玻璃球内爆背光源还需要进一步改进,或者在实验设计上进行改进以适应上述特点。

CH 球内爆收缩比比玻璃球要大,因此能形成更好的点光源。同时外壁烧蚀辐射比玻璃球弱一些, X 射线辐射主要来自于内爆,因此若用于动态压缩物态测量,可以得到较好的时间分辨率。但本次实验采用 CH 球并未获得 EXAFS 谱,分析其原因,主要是由于实验中 CH 球内爆较弱。根据内爆相关计算和实验结果,在驱动能量不变的情况下,减小 CH 球壁厚有助于提高 CH 球内爆强度。考虑到仅是作为 X 射线源来使用,CH 靶丸的支撑层和保气层都可以去掉,仅留下烧蚀层,内部不充入气体。这样,必然能大大提高内爆强度,进而产生较强的 X 射线辐射。金球作为 EXAFS 谱背光源,它不能被压缩,但实验中发现它在 Ti K 边吸收谱范围内光谱平滑,可以进一步改进作为背光源。可以考虑采用金属平面靶,并将驱动激光进行聚焦,这样可以提高功率密度和焦斑大小,形成辐射较强的点背光源。

实验中,通过多发次累积的方法提高了信噪比,获得了质量较好的 EXAFS 谱。多发次累积的方法实质上是提高光子计数。这提示我们可以采用以下一些途径来进一步提高 EXAFS 谱数据质量:(1) 进一步提高 X 射线光源辐射强度;(2) 增大晶体谱仪的散射晶体面积,收集更多光子;(3) 采用多通道谱仪,同时记录多套数据,从而增大采光子计数,提高信噪比。

从获得的 EXAFS 谱数据来看,实验中的 EXAFS 谱质量与同步辐射结果还有较大差距。一方面是实验中测量系统谱分辨还不够高,丢失了频率较高的数据;另一方面是数据噪声以及实验器材的瑕疵造成的畸变。从实验数据来看,前面几个峰振荡较快,幅值较大,受系统分辨率影响较大,而后面几个峰振荡较慢,但幅值较小,受噪声影响较大。实验中采用的是平晶谱仪,从谱仪原理来看,谱分辨受限于光源尺度 s 和晶体谱仪参数 L_0 ,所以,一方面我们改进光源,尽可能地减小光源尺度,另一方面,我们也可以适当增大 L_0 来获得足够的谱分辨。对于噪声问题,除了上述提到的一些方法外,还应提高实验器件的质量,如减少晶体和 IP 板上的瑕疵,尽可能地把这些能控制的情况减少到最低。

从实验原理上分析,动态压缩的情况与静态的区别在于样品的压缩与否。由于样品压缩仅能维持纳秒量级,再加上样品内部温度和密度不均匀性的影响,动态压缩物态的 EXAFS 质量不会超过静态测量结果。因此,一般来说,静态样品的 EXAFS 谱测量结果即是实验中 EXAFS 谱质量的上限。所以,在进行动态压缩样品的测量之前,应尽可能提高静态样品的 EXAFS 谱的数据质量。

4 结 论

为获得高质量的 EXAFS 谱,在神光 III 原型激光装置上,采用玻璃球、金球、CH 球作为背光源对金属 Ti EXAFS 谱进行了实验研究。通过多发次叠加、光子数累积的方法获得了信噪比良好的金属 Ti 在常温常压下的 EXAFS 谱,并对进行了数据处理。结果表明,实验测得的金属 Ti EXAFS 的拟合结果与同步辐射实验结果的拟合结果相吻合,表明实验设计的正确性与可靠性。实验结果对在激光装置上建立压缩物态 EXAFS 参数测量方法有重要作用,为进一步在激光装置上采用 EXAFS 谱对压缩物态进行参数测量提供了数据参考。

致 谢 感谢北京同步辐射装置 EXAFS 组郑黎荣给予的指导和帮助。

参考文献:

- [1] Smith R F, Lorenz K T, Ho D, et al. Graded-density reservoirs for accessing high stress low temperature material states[J]. *Astrophysics and Space Science*, 2006, 307: 269-272.
- [2] Bradley D K, Eggert J H, Smith R F, et al. Diamond at 800 GPa[J]. *Physical Review Letters*, 2009, 102: 075503.
- [3] Wang J, Smith R F, Eggert J H, et al. Ramp compression of iron to 273 GPa[J]. *J Appl Phys*, 2013, 114: 023513.
- [4] Eggert J H, Smith R F, Swift D C, et al. Ramp compression of tantalum to 330 GPa[J]. *High Pressure Res*, 2015, 35: 339-354.
- [5] Zhong J, Li Y, Wang X, et al. Modelling loop-top X-ray source and reconnection outflows in solar flares with intense lasers[J]. *Nature Physics*, 2010, 6: 984-987.
- [6] Dong Q L, Wang S J, Lu Q M, et al. Plasmoid ejection and secondary current sheet generation from magnetic reconnection in laser-plasma interaction[J]. *Phys Rev Lett*, 2012, 108: 215001.
- [7] Yaakobi B, Marshall F J, Boehly T R, et al. Extended X-ray absorption fine-structure experiments with a laser-imploded target as a radiation source[J]. *Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics*, 2003, 20: 238-245.

- [8] Yaakobi B, Meyerhofer D D, Boehly T R, et al. Extended X-ray absorption fine structure measurements of laser-shocked V and Ti and crystal phase transformation in Ti[J]. *Physical Review Letters*, 2004, 92: 095504.
- [9] Yaakobi B, Meyerhofer D D, Boehly T R, et al. Extended X-ray absorption fine structure measurements of laser shocks in Ti and V and phase transformation in Ti[J]. *Physics of Plasmas*, 2004, 11: 2688-2695.
- [10] Yaakobi B, Boehly T R, Meyerhofer D D, et al. EXAFS measurement of iron bcc-to-hcp phase transformation in nanosecond-laser shocks[J]. *Physical Review Letters*, 2005, 95: 075501.
- [11] Yaakobi B, Boehly T R, Meyerhofer D D, et al. Extended X-ray absorption fine structure measurement of phase transformation in iron shocked by nanosecond laser[J]. *Physics of Plasmas*, 2005, 12: 092703.
- [12] Yaakobi B, Boehly T R, Sangster T C, et al. Extended X-ray absorption fine structure measurements of quasi-isentropically compressed vanadium targets on the OMEGA laser[J]. *Physics of Plasmas*, 2008, 15: 062703.
- [13] Ping Y, Coppari F, Hicks D G, et al. Solid iron compressed up to 560 GPa[J]. *Phys Rev Lett*, 2013, 111: 065501.
- [14] Coppari F, Thorn D B, Kemp G E, et al. X-ray source development for EXAFS measurements on the National Ignition Facility[J]. *The Review of Scientific Instruments*, 2017, 88: 083907.
- [15] Xue Q X, Wang Z B, Jiang S E, et al. Laser-direct-driven quasi-isentropic experiments on aluminum[J]. *Physics of Plasmas*, 2014, 21: 072709.
- [16] Xue Q X, Wang Z B, Jiang S E, et al. Characteristic method for isentropic compression simulation[J]. *Aip Adv*, 2014, 4: 057127.
- [17] Teo B K. EXAFS basic principles and data-analysis [M]. Berlin Heidelberg: Springer, 1986.
- [18] Sevilleano E, Meuth H, Rehr J J. Extended X-ray absorption fine structure Debye-Waller factors. I. Monatomic crystals[J]. *Physical Review B*, 1979, 20: 4908-4911.
- [19] More R M, Warren K H, Young D A, et al. A new quotidian equation of state (QEOS) for hot dense matter[J]. *Phys Fluids*, 1988, 31: 3059-3078.

《强激光与粒子束》“高能量密度物理”专辑征稿启事

高能量密度物理 (HEDP) 是研究能量密度超过 10^{11} J/m³ 的极端条件下物质结构与特性及变化规律的科学, 是近年来快速发展的重要交叉前沿领域, 对惯性约束聚变、天体物理、加速器物理、材料物理等具有极其重要的意义。为分享我国在该领域的最新进展, 研讨未来发展方向, 促进学术交流, 推动相关领域向纵深发展。《强激光与粒子束》编辑部邀请本刊副主编丁永坤研究员作为专辑主编, 决定在 2020 年策划推出《强激光与粒子束》“高能量密度物理”专辑, 现公开征集领域高水平研究论文及综述。

01 专辑主题

- (1) 高能量密度物理现象与物质特性
- (2) 惯性约束聚变物理
- (3) 强激光驱动粒子加速及新型辐射源
- (4) 超强激光与物质相互作用
- (5) 高能量密度物理加载及诊断技术

02 投稿要求

- (1) 投稿可选择网上投稿(www.hplpb.com.cn), 投稿时文章题名前加“高能量密度物理”专辑; 也可电子邮件投稿, 邮件主题注明“高能量密度物理”专辑, 投稿邮箱: liuyn862010@163.com。
- (2) 论文体例格式请参照《强》刊网站投稿指南。
- (3) 投稿时请附论文投稿保密审查证明(保密审查证明要求为纸质原件)。
- (4) 未尽事宜请联系编辑部刘玉娜编辑或专辑主编。

03 重要日期

征稿截止日期: 2020年5月15日
计划出版日期: 2020年8月15日

04 联系方式

责任编辑:
刘玉娜/《强激光与粒子束》编辑部
[0816-2485753, liuyn862010@163.com](mailto:0816-2485753_liuyn862010@163.com)。
专辑主编:
丁永坤/北京应用物理与计算数学研究所
ding-yk@vip.sina.com

05 专辑主编简介

丁永坤研究员, 现任北京应用物理与计算数学研究所党委书记、北京大学应用物理与技术研究中心副主任、中国物理学会高能量密度物理专业委员会副主任、等离子体物理分会副主任。长期从事激光惯性约束核聚变(ICF)研究, 在ICF实验、诊断和靶物理设计方面, 曾负责过国家高新技术和国家重大科技专项的重要课题, 主持了国家自然科学基金重点项目和科技部重点研发计划“大科学装置前沿研究”重点专项等。曾获国家技术发明二等奖、国家科技进步二等奖和省部级科技进步奖, 相关工作发表论文200余篇, 出版专著一部。

《强激光与粒子束》编辑部

2020年4月15日