

超短超强激光与物质相互作用X射线辐射实验研究

原子与分子物理专业

研究生 王向贤

指导老师 蒋刚 谷渝秋

超短超强激光与物质相互作用可以产生单能的 K-alpha 线辐射、X 射线激光辐射等。K-alpha 线辐射能量可达几到几十个 keV, 并且发射区域小, 时间短, 可广泛应用于惯性约束聚变背光照相, 医学成像, 光刻, 时间分辨 X 射线衍射等领域。K-alpha 线的产生和超热电子直接相关, 可以通过研究 K-alpha 线研究超热电子。X 射线激光具有高亮度、短波长、短脉宽和很好的相干性等优点, 在生命科学、原子结构和动力学、激光等离子体、材料科学和化学等领域有着诱人的应用前景。因此, 为了研究超短超强激光与物质相互作用产生的 K-alpha 线辐射、X 射线激光辐射, 并为以后的研究和应用做预研。本论文开展了: 1) 超短超强激光脉冲与铜平面靶相互作用 K-alpha 线辐射研究; 2) 圆偏振飞秒激光脉冲与低压氙气体靶相互作用软 X 射线辐射研究。

超短超强激光脉冲与铜平面靶相互作用 K-alpha 线辐射实验: 利用单光子计数型 X 射线 CCD 测量了 $5.5 \times 10^{17} \sim 1.96 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ (100mJ~4.5J) P 偏振超短超强激光与 3um、10um、30um Cu 平面薄膜靶, 密度为普通固体 Cu 密度 44% 和 92% 的 1mm 厚块状纳米 Cu 靶相互作用 K-alpha 线产额。实验观测到较强的 K-alpha 线辐射。K-alpha 线产额约为 $10^9 \sim 10^{10}$, 转化效率约为 $10^{-6} \sim 10^{-5}$ 。K-alpha 线产额和激光 K-alpha 光转化效率随激光强度的变化趋势与理论预言的趋势符合的较好。超短超强激光脉冲与 Cu 靶相互作用存在使 K-alpha 光产额和转化效率最优的激光强度。10um Cu 薄膜靶 K-alpha 线产额随激光强度的增加趋于饱和, 转化效率有一最大值。密度为普通固体 Cu 密度 44% 的 1mm 厚块

状纳米 Cu 靶 K-alpha 线产额和转化效率均有最大值。激光强度 $3.3 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ 的条件下, 薄膜靶厚度越厚 K-alpha 线产额和转化效率越高, 低密度纳米 Cu 靶 K-alpha 线产额和转化效率高于高密度纳米 Cu 靶。

圆偏振飞秒激光脉冲与低压氙气靶相互作用软 X 射线辐射实验: 利用平场光栅谱议, 分别在 2Kpa 和 3Kpa 的低气压下, 测量了 35fs 圆偏振超强超短激光脉冲与 5mm 长氙气体靶相互作用产生的波长在 5nm~60nm 范围内的离子谱线。2Kpa 时最强的跃迁为 Xe VIII: $5s(2S_{1/2})-4d^9(2D_{3/2})5s5p(1P_1)(3/2, 1P_1)_{1/2}$ 的 17.0856nm 线, 3Kpa 时最强的跃迁为 11.343nm 的 XeVII $5s^2(1S_0)-4d^95s^25f(3P_1)$ 跃迁。两种气压下, Xe 主要被电离到 XeVII, XeVIII, XeIX 态。

关键词: 超短超强激光 激光等离子体 K-alpha 光 产额 转化效率
离子谱线

Experimental study of x-ray emission from interaction of ultra-short and ultra-intense laser with matter

Major: Atomic and Molecular Physics

Postgraduate: Wang Xiangxian Supervisor: Jiang Gang, Gu Yuqiu

Monoenergetic K-alpha x-ray, x-ray laser et al can emit from interaction of ultra-short and ultra-intense laser pulse with matter. For the advantage of small source size and short pulse duration et al, K-alpha x-ray emission, of which the energy can reach several or tens keV, can be applied widely in many fields. Such as, back lighting imaging in inertial confinement fusion, medical imaging, photoengraving, time-resolution x-ray diffraction and so on. What's more, the generation of K-alpha x-ray has direct relation to the hot electron. So the hot electron can be studied by K-alpha x-ray indirectly. X-ray has interesting application in life sciences, atomic structure and dynamics, laser-plasma, material sciences and chemistry and so on, for it's advantage of high-brightness, short-wavelength and good coherence et al. In order to study K-alpha x-ray emission, x-ray laser emission from interaction of ultra-short and ultra-intense laser pulse with matter and prepare for future study and application. This thesis study: 1) K-alpha x-ray emission from ultra-short and ultra-intense laser pulse with copper planar target interaction. 2) Soft x-ray emitted by circularly polarized femtosecond-laser-pulse in low pressure xenon.

Experiment of K-alpha x-ray emission from ultra-short and ultra-intense laser pulse with copper planar target interaction: Using single-photon counting x-ray CCD, the yield of K-alpha x-ray was measured, which was emitted by interaction of $5.5 \times 10^{17} \sim 1.96 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ P-polarized ultra-short and ultra-intense laser pulse

with 3 μ m、10 μ m、30 μ m thick Cu planar film target, and two kind of 1mm thick compressed nanoparticle Cu bulk target of which the density is 44% and 92% to that of general solid Cu respectively. High intensity K-alpha x-ray was measured. The yield of K-alpha x-ray is $10^9 \sim 10^{10}$ and the conversion efficiency of laser energy to K-alpha x-ray energy is $10^{-6} \sim 10^{-5}$. The results show that the varying tendency of K-alpha x-ray yield and conversion efficiency as a function of laser intensity is accordant with the academic tendency. There is optimal intensity for both K-alpha x-ray yield and conversion efficiency. For 10 μ m Cu film target, K-alpha x-ray Yield is near-saturation, the conversion efficiency has a maximal value. For 1mm thick compressed nanoparticle Cu bulk target of which the density is 44% to that of general solid Cu, there is a maximal value for both the yield and conversion efficiency. When the laser intensity is $3.3 \times 10^{18} \text{W/cm}^2$, the thicker the film target is, the higher the K-alpha x-ray yield and conversion efficiency. K-alpha x-ray yield and conversion efficiency of low density nanoparticle Cu is higher than that of high density one.

Experiment of soft x-ray emitted by circularly polarized femtosecond-laser-pulse in low pressure xenon: Using flat-field grating Spectrometer, ionic spectra with wavelength between 5nm and 60nm were measured, which were emitted by 35fs circularly polarized ultra-short and ultra-intense laser pulse in 5mm length gas cell filled xenon at the pressure 2kpa and 3kpa respectively. The highest transition is XeVIII: $5s(2S_{1/2}) - 4d^9(2D_{5/2}) 5s5p(1P_1) (3/2, 1P_1)_{3/2}$ line with wavelength 17.0856nm at 2kpa, at 3kpa the highest intensity line is XeVII $5s^2(1S_0) - 4d^95s^25f(3P_1)$ with 11.343nm wavelength. The xenon is mainly ionized to XeVII, XeVIII and XeIX at both pressure.

Key Words: ultra-short and ultra-intense laser, laser-plasma, K-alpha x-ray, yield, conversion efficiency, ionic spectra

第一章 绪论

1.1 X 射线及其应用

X 射线是德国物理学家威廉·伦琴 (Rontgen, W.K., 1845~1923) 在 1895 年做阴极射线实验时发现的, 当年他用 X 射线给他妻子的左手骨骼拍照时, 揭示出 X 射线的强大威力, 伦琴也因为发现 X 射线于 1901 年获得首届诺贝尔物理学奖。今天, X 射线已经广泛应用于医学、物理学、化学等科学领域及工、农业生产等领域, 如用 X 射线诊断人体疾患, 用激光辐照腔靶产生的高能 X 射线进行间接驱动核聚变, 通过研究超短超强激光脉冲与固体靶相互作用产生的 K-alpha 线的特性研究超短超强激光与物质相互作用的机制及产生的超热电子的特性, 用 X 射线激光研究等离子体电子密度等等。

本节首先介绍 X 射线的主要产生机制, 然后讨论 X 射线的应用及惯性约束核聚变 (ICF)。

1.1.1 X 射线的主要产生机制^[1,2]

X 射线的本质是一种电磁波, 它具有电磁波的一切特点, 如: 反射、折射、衍射、干涉、偏振等, 其波长及频率在电磁波中的位置如图 1.1 所示。

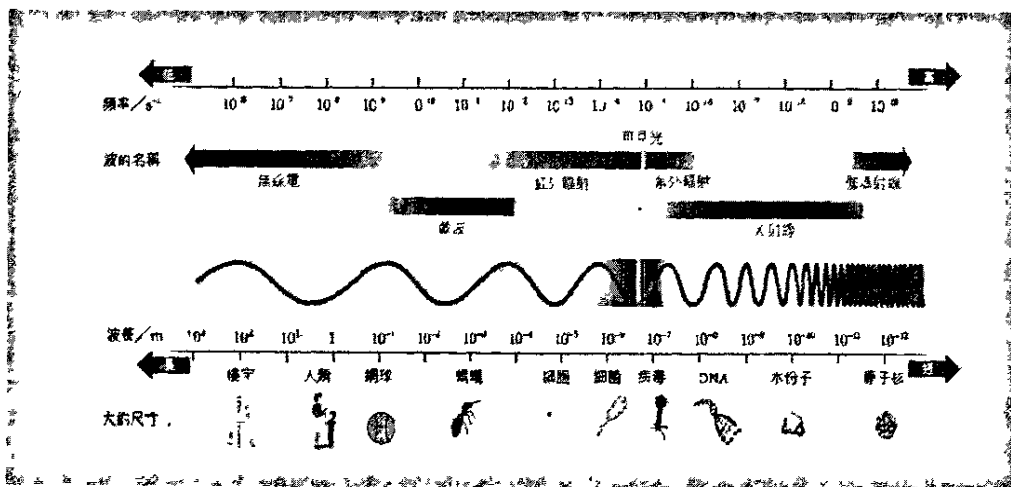


图 1.1 X 射线的波长及频率在电磁波中的位置

X 射线主要有两种产生机制，即：轫致辐射和线辐射产生 X 射线，经典电动力学告诉我们，带电粒子在加速或减速时必伴随着辐射，当带电粒子与离子或原子（原子核）相碰撞，在其库仑场的作用下发生骤然变速，由此伴随的辐射称之为轫致辐射。激光产生的等离子体中，电子与离子的库仑相互作用导致电子加速从而产生轫致辐射，但电子与其它电子的碰撞因为两个电子的加速度相等和方向相反并不产生这类辐射。

线辐射是原子中电子在不同能级之间跃迁产生的，对其研究最多的是特征辐射，特征辐射又称标识辐射，是原子内壳层电子之间跃迁产生的。产生特征 X 射线辐射必须先在内壳层产生空穴，如 K-alpha 线的产生是先在 K 壳层产生空穴，L 壳层的电子向 K 壳层跃迁产生的，产生空穴的方法有：e-X，用电子束产生空穴，称之为电子 X 荧光分析；p-X，用质子束产生，称之为质子 X 荧光分析；I-X，用离子束产生，称之为离子 X 荧光分析；X-X，用 X 射线束产生，称之为 X 荧光分析。激光产生的等离子体中，高能量的超热电子与原子、离子碰撞将其内壳层电离产生空穴，从而产生特征 X 射线辐射。各元素的特征 X 射线谱具有相似的结构，但各元素的特征 X 射线的能量值（或波长值）各不相同，如指纹可作为人的特征，特征 X 射线可作为元素的标识。

激光等离子体 X 射线产生的机制还有复合辐射、同步辐射等，此外在一定条件下还可以产生 X 射线激光辐射等^[3,4]。

1.1.2 X 射线的应用及惯性约束聚变

自 X 射线发现以来，X 射线已广泛应用于科学研究及生产等各种领域。如 X 射线给医生增长了一双能透视人体内部的眼睛，这在医学上的确是个了不起的跃进。通过 X 射线可以进一步研究原子结构。X 射线谱学为研究激光等离子体相互作用，尤其是在惯性约束聚变中为研究激光与爆聚靶相互作用提供了各种各样的诊断手段，例如研究热传导、不同靶层的混合和确定压缩在靶芯上的温度和密度。超短超强激光打靶形成的 X 射线源具有空间尺度小（微米量级）和时间尺度短（皮秒量级）等独特的性质，可应用于惯性约束聚变背光照相（单色 K-alpha 线）、光刻、时间分辨 X 射线衍射、内壳层光电离 X 射线激光、“快点火”研究中通过研究硬 X 射线研究超热电子等。X 射线激光可以用于诊断激光产生的等离子体状态，用于研究表面物理和化学等^[6]。

惯性约束聚变这个概念是二十世纪六十年代时，世界上多位科学家提出来的，其中包括中国著名科学家王淦昌先生。他提出利用大能量高功率激光器轰击氘冰，产生中子，并以此作为氢弹的点火机制。所谓的惯性约束是指在短时间内将极大的能量注入核燃料，产生高温高压高密度等离子体，然后利用物质的惯性，使得这些高温高压高密度等离子体在飞散以前完成核聚变的方式。以惯性约束机制对核聚变进行约束，我们称之为惯性约束聚变^[6,7,8]。

惯性约束聚变可以概括为四个阶段^[9]：辐射加热、内爆压缩、聚变点火和聚变燃烧（如图 1.2）。加热：将大功率激光器产生的激光束或由粒子加速器产生的高能粒子束照射在由 D-T 材料构成的靶球上，靶球外表面在纳秒级时间内迅速电离和消融，形成温度为数千电子伏的等离子体层—电晕层。压缩：电晕层一部分等离子体以极快的速度（约 10^8 cm/s）向外喷射，剩余部分的等离子体在向外喷射等离子体的反作用力的作用下聚心压缩，在燃料的中心形成很小的但有着极高温度（约 $100,000,000^\circ\text{C}$ ）和极高密度（约 $100\sim 1000\text{g/cm}^3$ ）的等离子体区域，称为热斑。点火：在热斑区域，高温高密度等离子体燃料发生热核反应，并且释放出能量巨大的中子（ 14.06MeV ）和 α 粒子（ 3.52MeV ）。燃烧：带电粒子的能量沉积在周围的燃料中，加热这部分燃料，开始了从里到外的热核燃料的燃烧过程，这种燃烧的波前从里到外通过整个燃料区域的时间比燃料飞散的时间要短，因此可以在燃料飞散前完成整个燃料的燃烧，这种点火模型也称为中心点火模型。

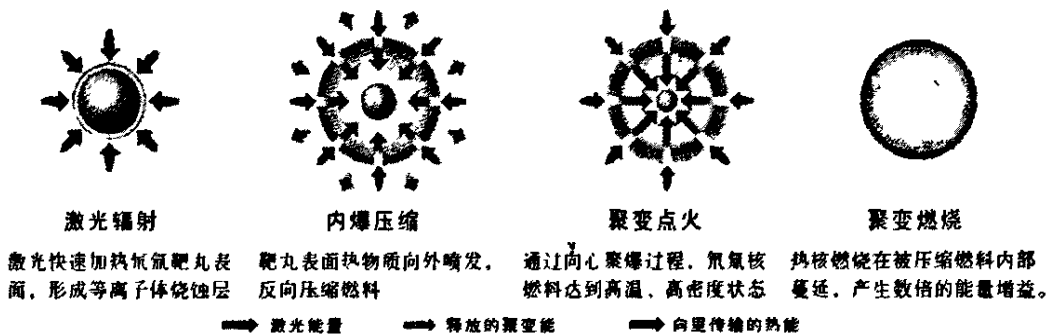


图 1.2 惯性约束聚变 (ICF) 的四个阶段示意图

激光压缩点燃热核燃料的方式有两种：一种是直接驱动的方式，即用多束高强度激光以球对称的方式直接照射在热核燃料靶球表面；另一种是间接驱动方式，是将热核燃料颗粒放在由重金属材料如金制成的空腔中（图 1.3），通过高强度激光照射空腔内表面使之产生均匀对称的 X 射线，再由后者辐照靶球。

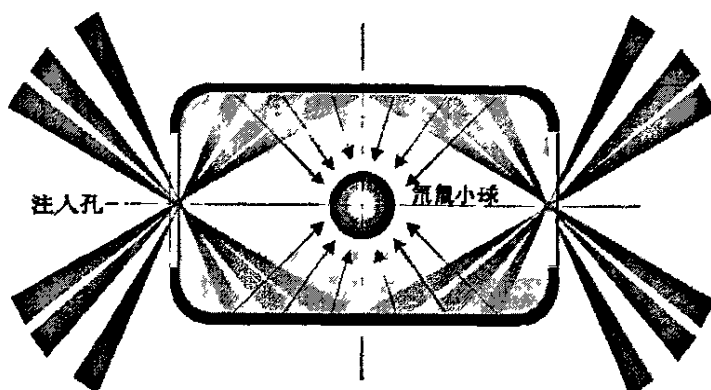


图 1.3 柱形黑腔间接驱动靶示意图

1.2 超短超强激光及“快点火”

自从 1960 年美国人 Maiman 制成第一个激光器（红宝石激光器）后，由于激光具有方向性好、相干性好、功率密度大等优点，激光广泛应用于测速、测距、通信、同位素分离以及受控热核聚变等各种领域^[10]。掺钛蓝宝石（Ti:sapphire）和啁啾放大（Chirped Pulse Amplification）技术的结合，使激光已经发展到强度高达 $10^{18} \sim 10^{21} \text{ W/cm}^2$ 的超强超短脉冲，其场强可大于任何原子内部的场强。这样高的功率密度在实验室中产生了前所未有的强电场、强磁场、高压强和高密度的极端物理条件，为 ICF“快点火”、高能量密度物理、粒子加速、非线性光学、相对论物理、天体物理等领域的研究带来了新的机遇。

1.2.1 超短超强激光简述

二十世纪八十年代中后期，掺钛蓝宝石和啁啾放大技术^[11]（CPA）二者的结合给超短脉冲激光技术的发展带来了一次革命。掺钛蓝宝石晶体具有宽频带和高增益以及良好的热性能等优点，是非常理想的超短脉冲激光工作介质，啁啾放大技术的基本原理如图 1.4。从宽频带超短脉冲（ $<10^{-12} \text{ s}$ ）振荡器发出的超

短激光脉冲先通过一个色散延迟光学元件（例如光栅）使其脉冲宽度得到 $10^3 \sim 10^5$ 倍的展宽，然后注入激光放大器中进行放大，以得到尽可能大的能量。由于此时的激光脉冲很宽，所以放大后的激光脉冲光强仍低于激光介质的破坏阈值。在激光放大器之后，再通过一个共轭色散补偿光学元件，把放大后的激光脉冲再压缩到原来的脉冲宽度。这样，既可以保证有高的通量以实现高的抽取效率，又避免了非线性效应。

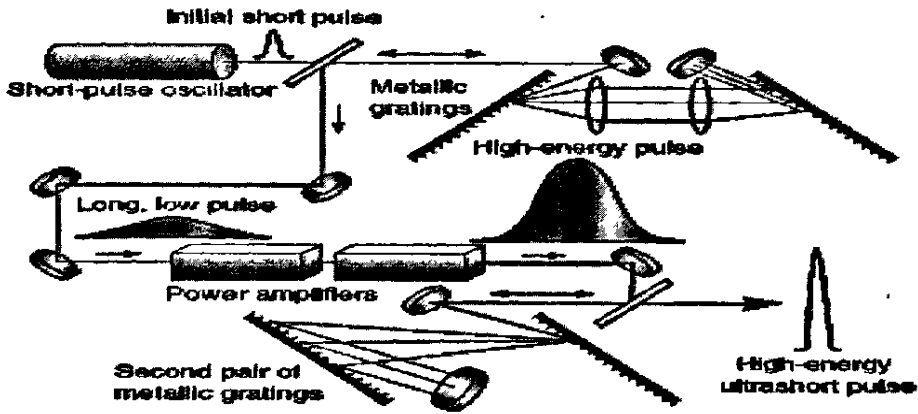


图 1.4 CPA 激光器的基本原理

九十年代以后，世界上许多大学和实验室相继建立了小型装置，脉冲宽度多为亚皮秒至数十飞秒，输出能量多小于几百 mJ ，输出功率大多不超过 $10TW$ ，聚焦后功率密度一般低于 $10^{18}W/cm^2$ 。这些装置的建立给物理学带来了新的机遇。科学家纷纷探索新现象、新规律和潜在的应用^[12]。在激光聚变研究的需求下，从事激光聚变的各大实验室纷纷投入力量将 CPA 技术与已有的大型激光器相耦合。美国利弗莫尔实验室 (LLNL)、日本大板大学激光工程研究所 (ILE)、英国卢瑟福实验室 (RAL)、法国里梅尔实验室 (Limeil) 等把这一技术与用于激光聚变研究的高功率固体激光器相耦合，形成了全新的一代高功率超短脉冲固体激光器，这些激光器脉冲宽度一般为数百飞秒，输出能量数十至数百焦耳，输出功率大都高于 $50TW$ ，甚至超过 $10PW$ ，聚焦功率密度后高达 $10^{19} \sim 10^{21}W/cm^2$ 。

目前，中国工程物理研究院激光聚变研究中心的 SILEX-1 超短超强脉冲激光装置其输出能量也高达 6 个焦耳左右，该装置主要技术指标为：激光能量 50mJ~6.8J，波长 800nm，主激光带宽 50nm，脉冲宽度 30~500fs，当激光输出能量小于 1J 时，可工作于 10Hz 和 1Hz 两种频率，但所需输出能量大于 1J 时，其工作频率为 15min/发，图 1.5 为该装置简图。

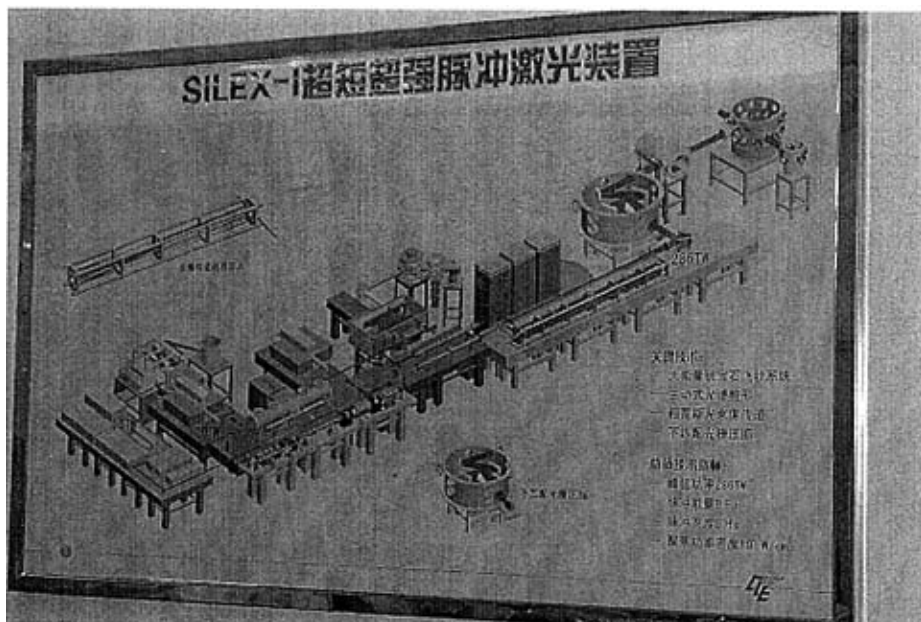


图 1.5 SILEX-1 装置简图

新型超短脉冲激光不仅可产生远大于原子内电场的超强电场，而且可以产生大于 10^{11} bar 的超高压和 10^4 T 的超强磁场，可以产生温度高达 10^9 K （远大于太阳的温度）的黑体辐射。在这样强的电场中，电子的振荡速度接近光速。其将给天体物理、材料科学、等离子体物理、激光核聚变、原子物理、非线性光学、相对论物理、凝聚态物理、激光物理、加速器物理、高能物理及其它许多应用学科带来巨大冲击和机遇。

由于啁啾脉冲放大技术（CPA）的引入，使得超短脉冲激光技术得到飞速发展。激光脉宽进入到皮秒($1 \text{ ps} = 10^{-12} \text{ s}$)和飞秒($1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$)范围，能量从几个

焦耳到几百焦耳，输出功率从几个 TW ($1TW=10^{12}W$) 到几个 PW ($1PW=10^{15}W$)，聚焦功率密度从原来的 $10^9W/cm^2$ 提高到 $10^{15}W/cm^2$ 再达到 $10^{21}W/cm^2$ 。

当功率密度大于 $10^{18}W/cm^2$ 时，具有强的相对论效应。此时，靶面激光电场 $E=\sqrt{2I/\epsilon_0 c}$ ，其中 ϵ_0 是真空介电常数， c 为光速。将数据代入，得到激光电场为 $3.14\times 10^{12}V/m$ ，其值已是氢原子中束缚基态电子的库仑场强 ($5.14\times 10^{11}V/m$) 的 5 倍多。功率密度达到 $10^{20}\sim 10^{21}W/cm^2$ 时，这样强的功率密度带来了实验室中前所未有的强电场、强磁场、高压强和高温度的极端物理条件。这样强的光场下激光与物质（或等离子体）相互作用属强场（或极端）物理范畴。此时电场已达数十至数百倍于氢原子第一玻尔半径库仑场，电子的颤动 (quiver) 能将达到 $10MeV$ 量级，远大于其静止能量 $m_0c^2=0.5MeV$ 。光压， $P=I/c$ ，则达到 $10\sim 50PPa$ ，即约 10^{11} 大气压。这和激光聚变所涉及的激光 ($I=10^{15}W/cm^2$) 等离子体相互作用有显著的不同。如激光吸收机制，激光等离子体不稳定性等。它的应用范围，实验诊断仪器，问题的处理方法等都有差异甚至截然不同。激光功率密度从 $10^{16}\sim 10^{21}W/cm^2$ 是一个很大的跨度，所能产生的物理现象和所能研究的物理问题也不尽相同。许多科学家在众多领域中已经或正在努力探索。这些领域如 ICF“快点火”，高能量密度物理，高强度 X 射线辐射，粒子加速，X 射线激光，激光高次谐波，中子，质子的产生等等。

以往常用的微扰理论不适于在超强激光等离子体相互作用研究中使用。需要发展新的非微扰理论。由于速度很高，电子速度可接近光速，超相对论效应尤为重要。由于超强的光压，很高的有质动力效应必然产生新的物理现象。例如穿孔效应。由于激光脉冲足够短，靶物质在超强激光作用下的高电离率和离子惯性，激光等离子体膨胀很小，等离子体标长 ($L=C_s\tau$, C_s 为离子声速， τ 为脉宽) 也很小。从而形成近固态密度且梯度很陡的等离子体。这种等离子体的电离、吸收、等离子体不稳定性都与聚变等离子体有显著差别，给理论研究、实验诊断提出新的要求。

超强超短激光等离子体相互作用研究内容十分广泛，主要有：超强超短激光与固态物质、原子或团簇的相互作用及电离机制；超强超短激光在等离子体中的传播、吸收；超强超短激光等离子体不稳定性，超热电子的产生机理和产额；超强超短激光与物质相互作用 X 射线辐射及其特性；超强超短激光等离子

体中的自生磁场及其影响；快点火机理及其粒子模拟；高次谐波的产生及其应用；X射线激光；粒子加速等。

超强超短激光等离子体相互作用的研究方法有：实验研究，通过实验探测超强超短激光在物质中的吸收机制和份额，产生的超热电子、质子、离子、X射线等的能谱及产额等；理论研究，微扰理论不再适用，需要创建新的理论和模型，粗略估计可能发生的现象，实验探测的量级范围，分析可能的机制。在已有实验数据的基础上，加强分析对比，进一步完善理论、修正理论模型，指导更进一步的实验；计算机模拟和仿真研究，这是超强超短激光等离子体相互作用研究的最重要的手段之一，根据已有的经典定律和经过验证的基本方程和可靠参数，编制计算机程序，计算出所需要的数据和发展的细致过程，这也是在计算机上进行的一种实验，它便于把某些分立过程研究清楚。粒子模拟方法和磁流体力学模拟方法是超强激光等离子体相互作用的基本数值模拟方法。这三种研究方法紧密结合、互相补充、相互支持。

1.2.1 “快点火”物理^[6, 8, 13]

高功率超短脉冲固体激光器的出现为快点火的研究提供了条件。根据 Tabak 提出的快点火模型（图 1.6），快点火将压缩和点火过程分开，具体可分为三个阶段：首先用通常的 ICF 方法，即用主脉冲几个纳秒、波长 $0.35\mu\text{m}$ 、功率密度 $10^{14} \sim 10^{15} \text{W/cm}^2$ 的激光压缩 DT 小球到高密度（ $\rho = 300 \text{g/cm}^3$ ）的芯区，外围为几个 mm 到 1cm 厚的高温低密度等离子体冕区。其次，用强度 10^{19}W/cm^2 、脉宽约 100ps 的强激光从冕区入射至约 100 倍临界密度（相对论效应）处，形成一个通道。最后，在芯区达到最大密度时，用波长为 $1.05\mu\text{m}$ ，脉宽为 $1 \sim 10 \text{ps}$ ，功率密度 $2 \times 10^{19} \text{W/cm}^2$ 的点火激光经过通道到达高密度区产生动能约为 1MeV 的超热电子，并在芯区边缘沉积能量，形成点火热斑。

同中心点火模型相比，要产生同中心点火模型相当的压缩燃料层，要求用于压缩的主脉冲能量（ 0.39MJ ），远远小于中心点火模型需要的（ 1.6MJ ）。并且，由于没有中心点火区，内爆压缩对称性的要求可以降低，特别是发生在热斑与高密度主燃料层界面间严重的流体力学不稳定性不再存在，大大放宽了对内爆对称性的要求，从而进一步降低了对激光能量的要求。

超短超强激光除在快点火物理中有重要应用外，其它领域如高能量密度物

理、激光天体物理、先进光源、强辐射源、武器物理等，均与超短超强激光等离子体相互作用密切相关，并具有潜在的应用价值。

超短超强激光与物质相互作用产生的X射线也是强场物理及快点火研究的主要组成部分，本论文以后各章将详细讨论其产生及特性。

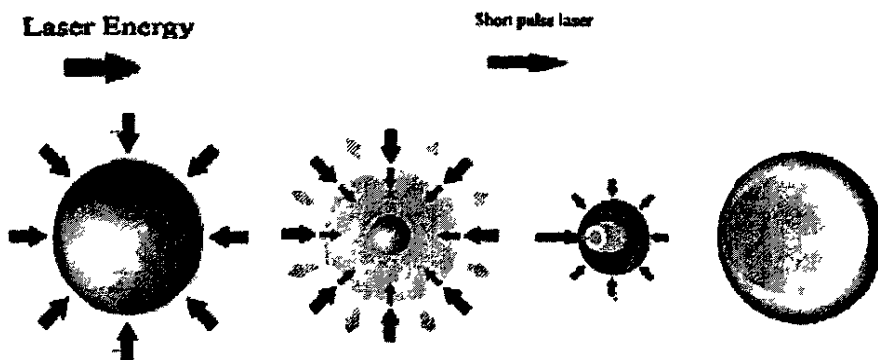


图 1.6 快点火模型

1.3 论文内容安排

第一章：绪论。

第二章：激光等离子体相互作用概述，从激光产生的等离子体的基本性质、高频波在等离子体中的传播方程和色散关系、激光能量在等离子体中的吸收和激光对物质的电离等方面介绍了激光等离子体基本相互作用过程。

第三章：激光等离子体 X 射线辐射基本理论，介绍激光等离子体 X 射线产生机制以及几种主要的辐射。

第四章：飞秒激光与铜平面靶相互作用 K-alpha 线辐射实验研究，从研究进展、实验条件和设置、诊断设备、实验结果与讨论等阐述了该研究领域研究进展及我们的实验结果并做了总结。

第五章：圆偏振飞秒激光与低压氙气靶相互作用软 X 射线辐射研究，从研究进展、实验条件和设置、诊断设备、实验结果与讨论等阐述了该研究领域研究进展及我们的实验结果并做了总结。

参考文献

- [1] 杨福家著. 原子物理. 北京: 高等教育出版社. 2000. 256~261.
- [2] 孙景文著. 高温等离子体 X 射线谱学. 北京: 国防工业出版社. 2003. 21~58
- [3] 王向贤, 谷渝秋, 蒋刚等. 瞬态电子碰撞激发 X 射线激光研究进展. 激光与光电子学进展. 2006. 43(1). 15~18
- [4] P. Zeitoun, G.Faivre, S.Sebban et al. A high-intensity coherent soft X-ray femtosecond laser seeded by a high harmonic. Nature. 2004. 431. 426~429
- [5] 杜祥琬, 马佳光, 王乃彦等著. 高技术要览激光卷. 北京: 中国科学技术出版社. 2003. 361~367
- [6] 周维民. 中国工程物理研究院硕士论文. 2004
- [7] 陈豪. 四川大学硕士论文. 2004
- [8] 谷渝秋. 中国工程物理研究院博士论文. 2004
- [9] Alexei Zhidkov, Akira Sasaki, Takayuki Utsumi et al., Phys. Rev E. 2000. 62. 7232
- [10] 徐龙道, 欧阳容百, 张世远等著. 物理学词典. 北京: 科学出版社. 2004. 264~269
- [11] 王光昶, 郑志坚, 杨向东等. 超短超强激光等离子体相互作用研究的进展及其潜在的应用. 四川师范大学学报(自然科学版). 2005. 28(4). 484~488
- [12] Mourou G A, Barty C P J, Perry M D. Physics Today. 1998. 22
- [13] 张钧, 常铁强著. 激光核聚变靶物理基础. 北京: 国防工业出版社. 2004. 371~378

第二章 激光等离子体相互作用概述

高功率激光束照射靶物质时，部分激光能量被吸收，导致靶物质电离而产生热等离子体。等离子体的温度主要和入射激光波长和强度有关，激光强度通常定义为：

$$I_L = \frac{E_L}{\tau S} \quad (2-1)$$

其中， E_L 是入射到靶面上的激光能量， S 是激光打在靶面上的焦斑， τ 是激光的脉冲宽度。 I_L 也称为激光功率密度，用激光电场表示为：

$$I_L = \frac{C}{2} \varepsilon_0 E_0^2 \quad (2-2)$$

$\varepsilon_0 (10^7 / 4\pi c^2)$ 为真空介电常数， C 为光速。所以 $E_0 (Vm^{-1}) = 2.75 \times 10^3 I_L^{1/2} (Wcm^{-2})$ 。激光聚变所要求的激光强度大约是 $10^{14} \sim 10^{15} W/cm^2$ ，相应的等离子体温度为几千万个 KeV ($1 KeV$ 相当于 $11.6 \times 10^6 K$)。在这样的高温下，激光产生的等离子体将以大约 $10^5 \sim 10^6 m/s$ 的速度向真空膨胀，形成高温、低密度的等离子体区，而且这一等离子体区的密度是很不均匀的，愈离开靶面其密度愈低。由于高温，低密度，电子热传导很快，这一区一电晕区的温度基本上是空间均匀的。

包括电晕区，整个等离子体流场共分为四个区域^[1]，沿着激光传播方向分别为电晕区（真空与临界密度面之间）、烧蚀区（临界密度面与烧蚀面之间）、冲击压缩区（烧蚀面与冲击波面之间）和静止区（冲击波面之前）。激光主要是在电晕区传播和吸收的。

激光在等离子体中传播时，通过多种复杂的机制将其能量交给等离子体。弄清楚激光能量的吸收机制对认识激光等离子体相互作用是非常重要的，它对研究激光是怎样把能量交给电子、离子，怎样在等离子体中沉积能量，怎样驱动等离子体产生 X 射线，甚至怎样实现 ICF 点火都起着十分关键的作用，所以研究激光能量被等离子体吸收的各种机制是研究激光等离子体相互作用的首要问题。

2.1 激光产生的等离子体的基本性质^[1, 2, 3]

2.1.1 等离子体频率

在等离子体内部，正负电荷的任意不平衡，会引起极强的电场，拉动电子

运动。这种电荷的不平衡通过电子运动伴随的一种振荡快速传递，使等离子体达到准中性。因此，任何等离子体都有一个自然振荡频率。假定电子、离子的密度分别为： $n(\mathbf{r}, t) = n_0 + n'(\mathbf{r}, t)$ ， $n_i = n_0$ ，这里 $|n'| \ll n_0$ ，并且只在某个小区域取值。由此产生的电场 $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ 与 n' 成正比；这个电场使电子在无规则运动上叠加一个小流速 $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$ ， $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$ 也正比于 n' ，于是电子的连续性方程

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n\mathbf{u}) = 0 \quad (2-3)$$

可以线性化为

$$\frac{\partial n'}{\partial t} + n_0 \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2-4)$$

电子动量方程为

$$m_e \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = -e\mathbf{E} \quad (2-5)$$

这里 \mathbf{E} 由 Poisson 方程给出

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = -4\pi en' \quad (2-6)$$

将 (2-4) 对时间求偏导并对 (2-5) 取散度，可得

$$\frac{\partial^2 n'}{\partial t^2} + \frac{4\pi n_0 e^2}{m_e} n' = 0 \quad (2-7)$$

因此，密度扰动将以频率

$$\omega_p = \left(\frac{4\pi n_0 e^2}{m_e} \right)^{1/2} \quad (2-8)$$

振荡。 ω_p 称为等离子体频率，它的倒数 ω_p^{-1} 是研究等离子体现象的时间尺度。

2.1.2 德拜屏蔽

等离子体行为的一个基本特性就是它具有屏蔽掉作用在它上面的电势的能力。为了衡量等离子体屏蔽电势的能力，在等离子体内插入两个和电池相连的带电球，以试图在等离子体内部引进一个电场。球会吸引相反电荷，几乎立刻就在负电球周围形成离子云，在正电球周围形成电子云（我们假定介电层阻止了等离子体在带电球表面的复合，或者尽管存在复合，但电池容量大到足够

保持这个电势)。倘若等离子体是冷的,不存在热运动,则云中的电荷刚好和球上的电荷一样多,这样屏蔽就是完全的,在云外面的等离子体内就不会存在电场;如果等离子体温度是有限的,处在云边缘(电场较弱处)的那些粒子就有足够的热能逃逸出静电势阱。此时,云边缘的电势能近似等于粒子热能 KT ,屏蔽是不完全的。

下面我们计算这种电荷云的近似厚度^[2]。假设在 $x=0$ 的平面电势 ϕ 保持在 ϕ_0 值,我们希望计算 $\phi(x)$ 。为简单起见,我们假定离子—电子质量比 M/m 是无限大的。所以离子不运动,形成一个均匀正电荷本底。更确切的说,是 M/m 足够大,使得在实验的时间尺度上,离子的惯性阻止了它们有效地运动,一维 Poisson 方程是

$$\nabla^2\phi = \frac{d^2\phi}{dx^2} = -4\pi e(n_i - n_e) \quad (2-9)$$

如果无穷远处的密度是 n_∞ , 那么则有:

$$n_i = n_\infty \quad (2-10)$$

在势能 $q\phi$ 存在时,电子分布函数是:

$$f(u) = A \exp\left[-\left(\frac{1}{2}mu^2 + q\phi\right)/KT_e\right] \quad (2-11)$$

对 u 积分 $f(u)$, 令 $q = -e$, 并代入边界条件 $n_e(\phi \rightarrow 0) = n_\infty$, 可求出

$$n_e(\phi) = n_\infty \exp[e\phi/KT_e] \quad (2-12)$$

把 (2-10) 和 (2-12) 代入 (2-9) 可得

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = 4\pi en_\infty \left[\exp\left(\frac{e\phi}{KT_e}\right) - 1 \right] \quad (2-13)$$

在 $|e\phi/KT_e| \ll 1$ 的区域里, 式中的指数用泰勒级数展开, 可得

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = 4\pi en_\infty \left[\frac{e\phi}{KT_e} + \frac{1}{2} \left(\frac{e\phi}{KT_e} \right)^2 + \dots \right] \quad (2-14)$$

只保留线性项, 可以得到

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = \frac{4\pi e^2 n_\infty}{KT_e} \phi \quad (2-15)$$

定义

$$\lambda_D = \left(\frac{KT_e}{4\pi n e^2} \right)^{1/2} \quad (2-16)$$

式中用 n 代替了 n_e 。我们能得到方程 (2-15) 的解

$$\phi(x) = \phi_0 \exp[-|x|/\lambda_D] \quad (2-17)$$

量 λ_D 称为德拜长度 (Debye length)，它是屏蔽距离或者鞘层厚度的量度。

可以看出，当密度增加时，由于等离子体中包含了更多的电子， λ_D 会减小。此外， λ_D 还随着 KT_e 的增加而增加，这是因为如果没有热运动，电荷云会收缩成一无限薄层。最后，在 λ_D 定义中使用的是电子温度，这是因为电子比离子更容易迁移，电子移动时通常会产生负电荷过剩或者不足，从而产生屏蔽作用。

λ_D 的物理意义是：1) λ_D 是热运动的空间尺度；2) λ_D 是碰撞的有效范围；3) λ_D 是研究等离子体的空间尺度单位，只有等离子体区域大小的特征长度 $L \gg \lambda_D$ 的条件下，对等离子体所作的描述才是有意义的；4) 只有当德拜球内的粒子数 $N_D = \frac{4}{3}\pi\lambda_D^3 \cdot n \gg 1$ 时，讨论等离子体的集体行为才有意义。

2.1.3 等离子体波

采用等离子体的双流体模型，即将电子看作一种流体，离子看作另一种流体，对等离子体的性质进行研究。可以发现，在没有大的外加磁场的等离子体中，存在两类等离子体波，一种是高频的电子等离子体波（可称为 Langmuir 波），另一种是低频的离子声波。

首先，看和电子运动相联系的高频电荷密度涨落。因为是高频振荡，可以把质量远远大于电子的离子作为密度为 n_0 的不动的、均匀的电中性背景来处理。因为这个波是静电波，电子运动是沿着波矢方向（取作 x 轴方向）进行的，所以一维的处理就足够了。密度为 n_e ，平均速度为 u_e ，压力为 p_e 的电子流体方程是

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(n_e u_e) = 0 \quad (2-18)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(n_e u_e) + \frac{\partial}{\partial x}(n_e u_e^2) = -\frac{n_e e E}{m_e} - \frac{1}{m_e} \frac{\partial p_e}{\partial x} \quad (2-19)$$

$$\frac{p_e}{n_e^3} = \text{Const} \quad (2-20)$$

对 (2-18) 取时间的偏导数, (2-19) 取空间的偏导数, 可得

$$\frac{\partial^2 n_e}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} (n_e u^2) - \frac{e}{m_e} \frac{\partial}{\partial x} (n_e E) - \frac{1}{m_e} \frac{\partial^2 p_e}{\partial x^2} = 0 \quad (2-21)$$

Poisson 方程

$$\frac{\partial E}{\partial x} = -4\pi(Zn_{0i} - n_e) \quad (2-22)$$

把电场和密度联系起来, 这里 Z 是离子的电荷数。

考虑一个密度、速度、电场和压强的小振幅扰动, 令 $n_e = n_0 + n'$, $u_e = u'$, $p_e = n_0 T_e + p'$ 和 $E = E'$ 。将方程线性化, 只保留一阶小量。由方程 (2-20) ~ (2-22) 给出

$$p' = 3m_e v_e^2 n' \quad (2-23)$$

$$\frac{\partial E'}{\partial x} = -4\pi e n' \quad (2-24)$$

$$\frac{\partial^2 n'}{\partial x^2} - \frac{n_0 e}{m_e} \frac{\partial E'}{\partial x} - \frac{1}{m} \frac{\partial^2 p'}{\partial x^2} = 0 \quad (2-25)$$

将 (2-23) 和 (2-24) 代入 (2-25) 式, 可以得到描述电子密度小振幅扰动的波动方程

$$\frac{\partial}{\partial x^2} n' - 3v_e^2 \frac{\partial}{\partial x^2} n' + \omega_p^2 n' = 0 \quad (2-26)$$

这里 $\omega_p = \left(\frac{4\pi e^2 n_0}{m_e} \right)^{1/2}$, 是等离子体频率。如果我们寻求一个行波解

$n' \sim \exp[ikx - i\omega t]$, 代入 (2-25), 可以得到色散关系

$$\omega^2 = \omega_p^2 + 3k^2 v_e^2 \quad (2-27)$$

此外, 等离子体也支持由离子惯性确定的低频离子密度振荡。为了研究这个振荡, 我们需要既考虑电子流体也考虑离子流体的运动。因为这些振荡的频

率远小于电子响应的特征频率 ω_p ，我们可以忽略电子的惯性，即忽略电子的质量。将(2-20)式乘以 m_e ，忽略包含 m_e 的项，那么电子流体的运动方程简化为

$$n_e e E' = -\frac{\partial p_e}{\partial x} \quad (2-28)$$

电子用等温状态方程 $p_e = n_e T_e$ 描述，将 p_e 代入(2-28)式，让 $n_e = n_0 + n_e'$ ， $E = E'$ ，我们得到线性方程

$$n_e e E' = -T_e \frac{\partial n_e'}{\partial x} \quad (2-29)$$

密度为 n_i ，平均速度为 u_i ，压力为 p_i 的离子流体方程为

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(n_i u_i) = 0 \quad (2-30)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(n_i u_i) + \frac{\partial}{\partial x}(n_i u_i^2) = \frac{Ze}{m_i} n_i E - \frac{1}{m_i} \frac{\partial p_i}{\partial x} \quad (2-31)$$

$$\frac{p_i}{n_i^3} = \text{Const} \quad (2-32)$$

这里 Z 和 m_i 分别为离子的电荷数和质量。采用和电子一样的处理方法导出离子密度的演化方程，得到

$$\frac{\partial^2 n_i}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2}(n_i u_i^2) + \frac{Ze}{m_i} \frac{\partial}{\partial x}(n_i E) - \frac{1}{m_i} \frac{\partial^2 p_i}{\partial x^2} = 0 \quad (2-33)$$

将方程线性化，取 $n_i = \frac{n_0}{Z} + n_i'$ ， $u_i = u_i'$ ， $p_i = p_{i0} + p_i'$ 和 $E = E'$ ，并有 $p_i' = 3T_i n_i'$ 。

代入(2-33)式，可得

$$\frac{\partial^2 n_i'}{\partial t^2} + \frac{en_0}{m_i} \frac{\partial E'}{\partial x} - \frac{3T_i}{m_i} \frac{\partial^2 n_i'}{\partial x^2} = 0 \quad (2-34)$$

将(2-29)式代入(2-34)式，并注意 $n_e' = Zn_i'$ ，因为电子紧紧跟随质量很大的离子运动，不难得到离子密度涨落的波动方程

$$\frac{\partial^2 n_i'}{\partial t^2} - \frac{ZT_e + 3T_i}{m_i} \frac{\partial^2 n_i'}{\partial x^2} = 0 \quad (2-35)$$

如果波的解为 $n_i' \sim \exp[ikx - i\omega t]$ ，方程(2-35)容易给出声波的色散关系

$$\omega = \pm kv, \quad (2-36)$$

这里 $v_s = \left(\frac{ZT_e + 3T_i}{m_i} \right)^{1/2}$, 称为离子声速。这些低频波和普通气体中的声波类似。

离子提供惯性, 压力涨落提供恢复力, 电子压力涨落通过电场转移给离子。

2.2 高频波在等离子体中的传播方程和色散关系^[1, 3, 4]

前面我们讨论了没有外加磁场的情况下, 等离子体内存在的高频电子等离子体波和低频离子声波。这里我们将讨论高频波(包括电磁波和电子等离子体波)在等离子体中的传播。

电磁波在等离子体中的传播遵循 Maxwell 方程组

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{B} &= -\frac{1}{\epsilon_0 c^2} \mathbf{j} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \end{aligned} \quad (2-37)$$

消去磁场 \mathbf{B} , 可得

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = -\frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} \quad (2-38)$$

其中 \mathbf{j} 为电流密度, 它决定于等离子体中电子和离子的运动。在这里我们利用流体力学近似描述, 即引入平均速度。令 n_e 和 n_i 分别为电子和离子数密度, \mathbf{u}_e 和 \mathbf{u}_i 分别为电子和离子的平均速度, Z 为电离度, 则电流密度

$$\mathbf{j} = -e(n_e \mathbf{u}_e - n_i Z \mathbf{u}_i) \quad (2-39)$$

密度和平均速度由流体力学方程给出

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} n_{e,i} + \nabla \cdot (n_{e,i} \mathbf{u}_{e,i}) &= 0 \\ \frac{d\mathbf{u}_e}{dt} &= -\frac{1}{n_e m_e} \nabla P_e - \frac{e}{m_e} (\mathbf{E} - \mathbf{u}_e \times \mathbf{B}) - \gamma_{e,i} (\mathbf{u}_e - \mathbf{u}_i) \\ \frac{d\mathbf{u}_i}{dt} &= -\frac{1}{n_i m_i} \nabla P_i + \frac{Ze}{m_i} (\mathbf{E} + \mathbf{u}_i \times \mathbf{B}) + \frac{n_e m_e}{n_i m_i} \gamma_{e,i} (\mathbf{u}_e - \mathbf{u}_i) \end{aligned} \quad (2-40)$$

其中 $\gamma_{e,i}$ 为电子和离子的碰撞频率, $d/dt = \partial/\partial t + (\mathbf{u} \cdot \nabla)$, 为运流微商。我们考

虑的是高频场在等离子体中的传播问题，即等离子体对高频场的响应。在高频场作用的要求下，任何等离子体物理量都可以分为高频和低频部分。高频部分是对高频场的响应，低频部分则是对时间平均了的流体力学量。因此，上述流体力学方程应当分出高频部分和低频部分。而且，由于离子的质量比电子要大得多，对于高频场难以响应，其高频分量可以忽略。因此，只要考虑电子对高频电流的贡献。令

$$\begin{aligned} n_e &= n_0 + n_1 \\ \mathbf{u}_e &= \mathbf{u}_0 + \mathbf{u}_1 \end{aligned} \quad (2-41)$$

由于 $|\mathbf{u}_1| \gg |\mathbf{u}_0|$, $|n_1| \ll |n_0|$, 电子对电流密度的贡献为

$$\mathbf{j} = -en_0\mathbf{u}_1 \quad (2-42)$$

电子运动方程包含电子压力梯度项。电子压力由状态方程给出。压力可以写为温度、密度的函数 $P_e = n_e KT_e$ 。假定温度不随空间变化，则 $\nabla P_e = KT_e \nabla n_e = m_e v_T^2 \nabla n_e$ ，其中 $v_T = (KT_e / m_e)^{1/2}$ 为电子热速度。因此，经过线性化处理可以得到

$$\frac{1}{n_e m_e} \nabla P_e = v_T^2 \frac{\nabla n_e}{n_e} = v_T^2 \left(\frac{\nabla n_1}{n_0} - \frac{1}{n_0^2} n_1 \nabla n_0 \right) \quad (2-43)$$

电子运动方程中包含的 Lorentz 力项做同样的处理，可以得到

$$-\frac{e}{m_e} (\mathbf{E} + \mathbf{u}_e \times \mathbf{B}) = -\frac{e}{m_e} (\mathbf{E}_1 + \mathbf{u}_0 \times \mathbf{B}_1 + \mathbf{u}_1 \times \mathbf{B}_0) \quad (2-44)$$

在没有外加磁场的条件下， $\mathbf{u}_1 \times \mathbf{B}_0$ 项为零。再有，因为

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E}_1 &= -\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B}_1 \\ |\mathbf{B}_1| &= \frac{k}{\omega} |\mathbf{E}_1| \end{aligned} \quad (2-45)$$

其中 k/ω 为高频波的相速度，考虑到通常 u_0 远小于高频波的相速度， $\mathbf{u}_0 \times \mathbf{B}_1$ 项也可以忽略。

对于电子运动方程左边的加速度项，有

$$\frac{d}{dt} \mathbf{u}_e = \frac{\partial \mathbf{u}_1}{\partial t} + (\mathbf{u}_0 \cdot \nabla) \mathbf{u}_1 + (\mathbf{u}_1 \cdot \nabla) \mathbf{u}_0 \quad (2-46)$$

考虑到等离子体是对于形式为 $\mathbf{E}_1 = \mathbf{E}_0 \exp[i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - i\omega t]$ 的高频场的响应，那

么等离子体振荡应当也具有与高频场相同的形式。因此，在高频项中有

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t} &= -i\omega \\ \nabla &= ik\end{aligned}\quad (2-47)$$

因此，对于式 (2-46) 的左边

$$\left| \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{u}_1 \right| = \omega |\mathbf{u}_1| \quad (2-48)$$

而

$$|(\mathbf{u}_0 \cdot \nabla) \mathbf{u}_1| = |(\mathbf{u}_1 \cdot \nabla) \mathbf{u}_0| = k |\mathbf{u}_0| |\mathbf{u}_1| \quad (2-49)$$

同样由于电子运动速度远小于波的相速度，从而 (2-46) 右边只保留第一项，即

$$\frac{d}{dt} \mathbf{u}_e = \frac{\partial \mathbf{u}_1}{\partial t} \quad (2-50)$$

这样，电子运动方程 (2-46) 变为

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{u}_1 = -\frac{e}{m_e} \mathbf{E}_1 - \gamma_{e,j} \mathbf{u}_1 - v_T^2 \left(\frac{\nabla n_1}{n_0} - \frac{\nabla n_0}{n_0} \frac{n_1}{n_0} \right) \quad (2-51)$$

利用 Poisson 方程，可以得到

$$\nabla \cdot \mathbf{E}_1 = -\frac{e}{\epsilon_0} n_1 \quad (2-52)$$

从而有

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{u}_1 = -\frac{e}{m_e} \mathbf{E}_1 - \gamma_{e,j} \mathbf{u}_1 - v_T^2 \left(\frac{\epsilon_0}{e} \right) \times \left(\frac{\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}_1)}{n_0} - \frac{\nabla n_0}{n_0} \frac{(\nabla \cdot \mathbf{E}_1)}{n_0} \right) \quad (2-53)$$

由此方程可以得到下面形式的解

$$\mathbf{u}_1 = \left(\frac{\partial}{\partial t} + \gamma_{e,j} \right)^{-1} \left[-\frac{e}{m_e} \mathbf{E}_1 - \gamma_{e,j} \mathbf{u}_1 - v_T^2 \left(\frac{\epsilon_0}{e} \right) \times \left(\frac{\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}_1)}{n_0} - \frac{\nabla n_0}{n_0} \frac{(\nabla \cdot \mathbf{E}_1)}{n_0} \right) \right] \quad (2-54)$$

将上式代入 (2-42) 式，然后代入电场传播公式 (2-38)，就可以得到高频波在等离子体中的传播公式

$$-\frac{\omega^2}{c^2}\mathbf{E}_1 + \nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}_1) = \frac{1}{c^2} \left(1 + \frac{\gamma_{e,i}}{i\omega - \gamma_{e,i}} \right) \times \left(-\omega_p^2 \mathbf{E}_1 + v_T^2 \left[\nabla (\nabla \cdot \mathbf{E}_1) - \frac{\nabla n_0}{n_0} (\nabla \cdot \mathbf{E}_1) \right] \right) \quad (2-55)$$

通常 $\gamma_{e,i} \ll \omega$ (否则高频波不能传播, 很快衰减), 因此 $1 + \gamma_{e,i}/(i\omega - \gamma_{e,i}) \sim 1/(1 + i\gamma_{e,i}/\omega)$, 经过整理, 传播方程变为

$$\nabla^2 \mathbf{E}_1 + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}_1 = \left[\left(1 - \frac{v_T^2}{c^2} \right) \nabla + \frac{v_T^2}{c^2} \frac{\nabla n_0}{n_0} \right] (\nabla \cdot \mathbf{E}_1) \quad (2-56)$$

其中 $\varepsilon(\mathbf{r})$ 为等离子体介电常数

$$\varepsilon(\mathbf{r}) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 (1 + i\gamma_{e,i}/\omega)} \quad (2-57)$$

这个方程既适用于激光, 也适用于静电等离子体波的传播。对于横波 $\nabla \cdot \mathbf{E}_1 = 0$, 但是在实际问题中, 情况往往比较复杂, 横波和纵波会耦合在一起。例如, 激光是横波, 当其在具有密度梯度的等离子体中传播时, 如果激光是 P 极化的, 即激光电场在密度梯度方向有分量, 则这一分量引起的电子振荡必然导致电荷分离, 即电子的振荡, 而产生纵波, 在这种情况下, $\nabla \cdot \mathbf{E}_1 \neq 0$ 。

对于均匀等离子体, 密度梯度 $\nabla n_0 = 0$, $\varepsilon(\mathbf{r})$ 为常数。令 $\mathbf{E}_1 \sim \exp[i\mathbf{k}r]$, 代入传播方程(2-56), 分别代入横波性条件 ($\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}_1 = 0$) 和纵波性条件 $\mathbf{k} \times \mathbf{E}_1 = 0$, 可以得到

$$\begin{aligned} \omega^2 &= \omega_p^2 + c^2 k^2 \\ \omega^2 &= \omega_p^2 + 3k^2 v_T^2 \end{aligned} \quad (2-58)$$

这正分别是电磁波和静电等离子体波在均匀等离子体中的色散关系。

激光在等离子体中传播必须满足下面的色散关系:

$$\omega^2 = \omega_p^2 + c^2 k^2 \quad (2-59)$$

其中, ω 是入射激光的圆频率, k 是激光波矢等于 $2\pi/\lambda$, λ 是激光波长, ω_p 为等离子体圆频率 $\omega_p^2 = n_e m_e \omega^2 / \varepsilon_0 m_e$, n_e 为单位体积电子密度。由此可见激光只

能在低于某一密度的等离子体中传播，该密度称为临界密度，它定义为：

$$n_c \equiv \epsilon_0 m_e \omega^2 / e^2 \approx 10^{21} / \lambda^2 (\mu\text{m}) \quad (2-60)$$

由此可见：激光波长越短，临界密度越高。当电子密度高于激光临界密度时， $k^2 < 0, k = \pm i|k|$ ，激光传播因子 $\exp(ikx - i\omega t)$ 变为 $\exp(-|k|x - i\omega t)$ ，振幅随空间很快衰减，从次临界密度区传播过来的激光到达临界面处时要被反射。正因为如此，在临界面附近等离子体的温度和密度变化很剧烈。此外，从色散关系知道：在密度不同的等离子体中传播的激光，其波长随密度的变化而变化，激光频率在传播过程中可以认为是不变的。只有等离子体的状态随时间变化很快时，在其中传播的激光频率才会产生有意义的变化。在实际激光产生等离子体的情况中，等离子体宏观状态的变化决定于声速，它远低于光速，因此在激光传播的时间间隔内等离子体的状态可以近似地认为是不变的。

方程 (2-56) 的右端还包括正比于 $\nabla n_0 / n_0$ 的项。在激光产生的等离子体中的临界密度面附近，密度梯度很大，这一项不能忽略。临界密度面处的密度标长 $L_c \sim 1/|\nabla n_0 / n_0|$ ，实验验证 $L_c \sim \lambda$ ，至少在激光脉冲功率最强的一段时间内是如此。但是在离开临界密度面稍远一点的地方，密度的变化会明显趋缓，此时 $L \gg \lambda$ ，因而 $\nabla n_0 / n_0$ 项就可以忽略，方程进一步简化为

$$\nabla^2 \mathbf{E}_1 + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}_1 = \left(1 - \frac{v_T^2}{c^2} \right) (\nabla \cdot \mathbf{E}_1) \quad (2-59)$$

2.3 激光能量在等离子体中的吸收^[1,3,4,5,6]

激光在等离子体中传播时，激光能量通过各种机制不断耗散，即通过各种吸收机制把能量传递给等离子体，而激光强度逐渐减弱。激光在等离子体中的吸收机制很多，并且很复杂。激光的吸收可以分为经典碰撞吸收和反常吸收两大类。经典碰撞吸收是指由等离子体中粒子之间的碰撞引起的吸收。处于激光等离子体中的电子在激光电场的作用下进行高频 quiver 运动，当这些电子与其它粒子发生碰撞时，就将能量传递给其它粒子，激光能量通过碰撞变成等离子体无规运动的热能。这就是经典碰撞吸收，也称为逆韧致吸收。对短波长、长脉冲激光，这是主要的吸收机制。在激光传播方程中考虑这一机制是比较容易的，只要在电子运动方程中引入碰撞频率项就可以了。但是反常吸收机制就复杂得多。所谓反常吸收是指激光能量通过多种非碰撞吸收机制部分地转化为等

离子体波的能量，再通过朗道阻尼、波破或其它耗散机制把等离子体波能转化为等离子体无规运动的能量。反常吸收包括共振吸收、多种非线性参量不稳定性吸收以及反常碰撞吸收等。下面主要讨论逆韧致吸收、共振吸收和有质动力吸收。

2.3.1 逆韧致吸收

逆韧致吸收是指在激光场中高频振荡的电子在和离子碰撞时会将其相应的振动能变成无规运动能，结果激光能量变成等离子体热运动的能量，激光能量被等离子体吸收。

激光传播单位长度的强度损失应正比于

$$\frac{\gamma_{ei}}{c(1-\omega_p^2/\omega^2)^{1/2}} \cdot \frac{\omega_p^2}{\omega^2} I \quad (2-60)$$

从经典两体碰撞出发，可得到激光的吸收系数

$$A'_v = \frac{1}{6\sqrt{3}} \frac{z^2 e^6 n_e n_i}{\epsilon_0^3 m_e \omega^2 (2\pi m_e)^{1/2}} (k_B T_e)^{-1/2} \quad (2-61)$$

激光吸收和等离子体密度的平方成正比，和激光频率的平方成反比，和等离子体的温度的 3/2 次方成反比。但实际上激光频率愈高，吸收率愈高，这是因为短波长激光的等离子体临界密度大的原故；即短波长激光可以传播到更高等离子体密度的地方，导致更有效的吸收。用激光的临界电子密度作单位，且 $\omega^2 = n_c e^2 / \epsilon_0 m_e$ ，则

$$A'_v = \frac{1}{6\sqrt{3}} \frac{e^4 z \epsilon_0 (n_e/n_c)^2}{\epsilon_0^2 (2\pi m_e)^{1/2} (k_B T)^{1/2}} n_c \quad (2-62)$$

考虑到量子效应和等离子体的集体效应，需引入修正因子。用以上吸收系数除以激光传播的群速度即得激光传播单位长度的相对损失率，称为线性吸收系数

$$K'_v \equiv A'_v / C \sqrt{1 - \omega_p^2 / \omega^2} \quad (2-63)$$

将电子-离子碰撞频率 γ_{ei} 代入，得相应的线性吸收系数为

$$K' = 2.91 \times 10^{-21} \frac{Z \ln \bar{\Lambda} (n_e/n_c)^2 n_c}{\sqrt{1 - \frac{n_e T_e}{n_c}}} \text{ cm}^{-1} \quad (2-64)$$

从上式可见：逆韧致吸收和靶物质及其电离度，激光波长以及等离子体的温度有较敏感的关系，而且线性吸收系数在临界面附近最大。电离度 Z 显然和温度、密度有关，在强激光产生的高温等离子体情况下， $Z \sim (20/3) \times (AT_e(\text{keV}))^{1/2}$ ， A 为靶物质的原子量。等离子体的温度归根结底又和激光强度、波长和靶物质有关，这些量决定了靶烧蚀质量（通过高温等离子体区向超临界密度的电子热传导），从而决定了 Te 。通过在临界面处激光通量的吸收与直穿电子能量流的平衡，可以给出 $T_e^{3/2} \propto [I_a \lambda_L^2]$ (I_a 为吸收了的激光强度)，这一关系对长波长激光 ($\lambda_L = 10.6 \mu\text{m}$) 低 Z 靶比较合适。即使这样，由于 I_a 又和总的激光效率有关它也不能给出温度和波长的准确关系。对短波长激光 ($\lambda_L \leq 0.35 \mu\text{m}$) 和高 Z 靶材料，由于激光吸收是在临界面附近一个相对较宽的区域中进行，而且在该区域中同时存在着可观的 X 光辐射， Te 对 λ_L 的关系更为复杂。但是，无论如何，实验和数值模拟计算均表示 Te 随激光强度的增加而增加，随波长的减少而减少。

如果激光足够强时 ($I_L \geq 3 \times 10^{15} \text{Wcm}^{-2}$)，电子振荡速度

$$v_E = \frac{eE_L}{m_e \omega} = 25 \lambda_L (\mu\text{m}) \cdot I_L^{1/2} (\text{Wcm}^{-2}) (\text{cms}^{-1}) \quad (2-65)$$

可以超过电子热速度 v_T ，此时电子速度分布函数不再是 Maxwell 分布，而与激光电场有关，变成非线性的逆韧致吸收。此外很高强度的激光，当其电场能够和原子中原子核产生的电场相比时，还会发生多光子过程。有关理论指出：非线性吸收系数将会和 ω^5/E_L^3 有关，大大偏离线性吸收系数。

2.3.2 共振吸收

斜入射（电磁波的传播矢量与密度梯度成小于 90° 的某一角度）的平面电磁波入射到电子密度为 $n_e(z)$ 等离子体平板上。真空—等离子体界面取在 $z=0$ 处，如图 2.1 所示，入射角定义为在传播矢量 \mathbf{k} 与密度梯度方向 (z) 之间的角度，入射平面是（由向量 ∇n 与 \mathbf{k} 定义的平面）是 $y-z$ 平面。采用这种选择，在 x 方向无变化（亦即 $k_x=0$ 和 $\frac{\partial}{\partial x}=0$ ）。在真空等离子体界面上，注意 $k_y = \frac{\omega}{C} \sin \theta$ 和

$$k_z = \frac{\omega}{C} \cos \theta \quad .$$

如果电矢量垂直于入射平面，则这种光波称为 S—极化光，因为电矢量在 x 方向，与密度梯度方向垂直， $\mathbf{E} = E_x \mathbf{x}$ ，所以不会在密度梯度方向引起电子振荡。波动方程为：

$$\frac{d^2 E_x(z)}{dz^2} + \frac{\omega^2}{C^2} (\epsilon(z) - \sin^2 \theta) E_x(z) = 0 \quad (2-66)$$

显然当：

$$\epsilon(z) = \sin^2 \theta \quad (2-67)$$

时，光波被反射。由于 $\epsilon = 1 - \omega_{pe}^2 / \omega^2$ ，反射发生在电子等离子体频率 $\omega_{pe} = \omega \cos \theta$ 的地方，这就是说斜入射光波在低于临界密度的地方就被反射，亦即转向点的电子密度 $n_{cr} = n_{cr} \cos^2 \theta$ 。

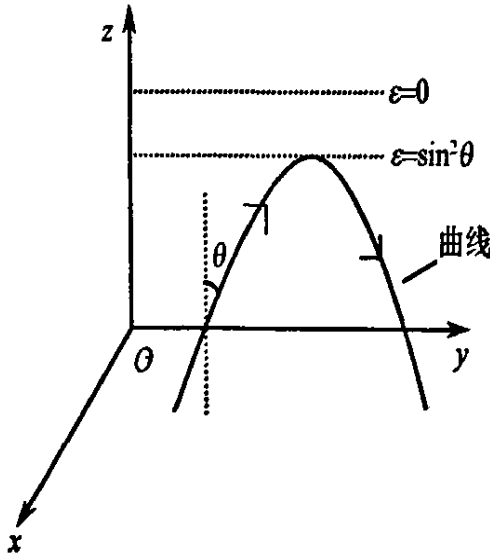


图 2.1 斜入射激光在非均匀等离子体中的传播轨迹草图

如果光波矢量在入射平面中，则这种光波称为 P—极化光。在这种情况下，电矢量的一个分量能使电子沿密度梯度方向进行振荡，也就是 $\mathbf{E} \cdot \nabla n_e \neq 0$ 。由于这种振荡产生电荷密度的涨落，它可以被等离子体共振而增强，波不再是纯电磁波。入射光波能量的一部分转换为静电振荡（电子等离子体波），这一现象称为共振吸收。由于激发的静电波的振幅与激光强度成正比，因此共振吸收基本上是线性的。 $\mathbf{E} = E_y \mathbf{y} + E_z \mathbf{z}$ ，这个场有一个静电分量。泊松方程给出：

$$\nabla \cdot (\varepsilon \mathbf{E}) = 0 \quad (2-68)$$

这里 $\varepsilon(z) = 1 - \omega_{pe}^2 / \omega^2$ 是等离子体介电函数。由于 $\nabla \cdot (\omega \mathbf{E}) = \varepsilon \nabla \cdot \mathbf{E} + \nabla \varepsilon \cdot \mathbf{E}$, 得到:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = -\frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} E_z \quad (2-69)$$

注意到, 只有当 $\varepsilon = 0$ 时, 也就是在 $\omega_{pe} = \omega$ 处有共振响应, 在该处电荷密度涨落的频率恰好等于等离子体共振响应的频率, 所以在 $\varepsilon = 0$, 也就是在临界密度处激发电子等离子体波。尽管斜入射光波在低于临界密度处被反射, 但它的场仍然可以通过隧道效应进入临界密度区, 激发这种共振, 沿着等离子体密度梯度的方向加速电子。

共振吸收能产生超热电子: 在共振激发的初期, 电子振荡振幅和电场都随着时间线性增长, 与此同时共振区域的大小却在不断缩小, 共振区宽度愈来愈窄, 同时共振区电场强度愈来愈高。当电场强度达到足够大时就会产生超热电子, 耗散不能再忽略, 电场达到其渐近值。产生超热电子的机制是波破裂 (Wave breaking)。静电场是由电荷分离引起的, 一个具有规则的时空变化的电场是由电荷的规则的运动支持着的。电荷的规则运动就意味电子空间位置的次序不变, 尽管不同空间位置的电子可以具有不同的运动。一旦这一相对的位置顺序发生了破坏, 波就被扭曲而“破裂”, 电子在静电波中得到加速, 获得很大能量的电子就不再被束缚在电场中, 产生超热电子。共振区的电子在激发起来的共振电场的作用下进行振荡, 当共振区电场愈来愈高时, 振荡振幅愈来愈大, 而振幅的大小和空间有关, 共振电场达到一定值时就产生波破裂。

2.3.3 有质动力吸收

激光在等离子体中传播会对等离子体产生压力, 称为有质动力 (pondermotive force)。随着激光功率密度的提高, 有质动力也越来越大。人们在研究中发现有质动力在等离子体现象的解释中起着关键作用。有质动力概括的说就是高频场产生的低频力。将电子动量的高频部分考虑进来, 有

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \mathbf{u}_0}{\partial t} + (\mathbf{u}_0 \cdot \nabla) \mathbf{u}_0 \\ & = -\gamma v_T^2 \frac{\nabla n_0}{n_0} - \frac{e}{m_e} \mathbf{E}_0 - \frac{e}{m_e} (\mathbf{u}_1 \times \mathbf{B}_1) - (\mathbf{u}_1 \cdot \nabla) \mathbf{u}_1 \end{aligned} \quad (2-70)$$

经过一系列推导可得，有质动力公式为

$$\Pi = -en_0 \langle \mathbf{u}_1 \times \mathbf{B}_1 \rangle - n_0 m_i \langle (\mathbf{u}_1 \cdot \nabla) \mathbf{u}_1 \rangle = -\frac{\epsilon_0 \omega_p^2}{4\omega^2} \nabla |\mathbf{E}|^2 \quad (2-71)$$

这个力称为有质动力。从有质动力公式可以看出，有质动力是高频电场存在梯度产生的低频力。当电场强度足够大时，有质动力会严重影响等离子体的流体力学运动。

当激光垂直入射到靶平面时，在垂直于激光传播方向没有电场梯度，有质动力来自 $\mathbf{u}_1 \times \mathbf{B}$ ，在激光传播方向会产生 MeV 量级的超热电子。因为电流密度与速度的关系，有质动力产生超热电子的机制，又称为 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ 加热。这种有质动力引起的超强激光的吸收也是产生超热电子的主要机制。其它现象如激光在等离子体中的自聚焦和成丝也是由于激光的有质动力造成的。

2.4 激光对物质的电离^[7,8]

使用， $0.53 \mu m$ 强激光照射氦原子气体。虽然每一个光子能量 ($2.34 eV$) 小于氦原子的第一电离阈值 ($12.31 eV$)，但是当激光强度达到 $10^{12} W/cm^2$ 量级时，氦原子可一次吸收 6 个以上的光子而电离产生光电子，这就是所谓的多光子阈上电离现象



在无外加电磁场的情况下，独立电子自恰场理论可以较好的描述原子结构。原子在无场下的电子波函数满足（原子单位）

$$i \frac{\partial \Phi(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = H_0 \Phi(\mathbf{r}, t) \quad (2-72)$$

这里 $H_0 = p^2/2 + V(r)$ 是无场下原子体系的哈密顿算符， $V(r)$ 是向心的原子自恰势。在存在外场时，总哈密顿算符可写成 $H = H_0 + H_1$ ，这里 H_1 为外场与原子相互作用的哈密顿算符。当外场不太强时，可用微扰理论来处理 H_1 。当强场作用与原子时，必须采用非微扰理论。强激光场辐照原子时，强场—原子相互作用体系可认为是一个场缀原子体系。场缀原子的电子波函数满足

$$i \frac{\partial \Psi(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = H \Psi(\mathbf{r}, t) \quad (2-73)$$

这里

$$H = H_0 - \mathbf{A}(t) \cdot \mathbf{p} / c + A(t)^2 / (2c^2) = H_0 + H_1 \quad (2-74)$$

H 是场缀原子体系的哈密顿算符, H_1 为场与电子的相互作用哈密顿算符。 $\mathbf{A}(t)$ 是激光电场的矢势。阈上电离过程可理解为从无场的初态吸收 N 个光子而到场缀末态的量子跃迁过程, 要定量的描述实验测量, 还需考虑光电子逃离光场时与光场相互作用的“后作用效应”, 即逃离的光电子感受到非均匀激光场形成的有质动力。

在外加电磁场比原子自恰场大很多的情况下, 可以把原子自恰场作为微扰来考虑, 这时的阈上电离称为隧道电离。具体在光电离过程中, 场缀电子波函数采用强激光场自由电子波函数可以解析地得到超短脉冲场强电离速率, 即在超强场极限下, 多光子阈上电离向准稳态隧道电离方向转变。利用 Keldysh 参数^[9]

$$\gamma = (E_{ion} / 2\Phi_{pond})^{1/2} \quad (2-75)$$

$\gamma > 1$ 时多光子电离占主导, $\gamma < 1$ 时隧道电离占主导。其中 E_{ion} 为原子或离子的电离势, Φ_{pond} 为激光的有质动力势。

被强激光场电离产生的电子, 其相应的平均动能包括相干振荡运动(颤动)能量和直接平动能。直接平动能是超过相干颤动能的剩余的电子能量(阈上电离能)。精确求解场缀电子波函数可以得到强激光场电离速率, 电子平均颤动能和电子在激光场中的剩余能量(阈上电离能)。这里我们只给出准经典阈上电离理论模型给出的电子在激光场中的阈上电离能, 更精确的量子力学推导可参考文献[7,8]。

根据 corkum 和 Burnett 等人的准经典阈上电离理论模型^[10,11], 设激光为双曲正割型脉冲, 即

$$E(t) = E_0 \operatorname{sech} \left| \frac{1.76(t - t_{max})}{\tau_p} \right| [\sin(\alpha t) \mathbf{e}_x + \alpha^2 \cos(\alpha t) \mathbf{e}_y] \quad (2-76)$$

式中 α 为偏振参量, 对线偏振光 $\alpha = 0$, 对圆偏振光 $\alpha = \pm 1$, 单个电子在激光场中的剩余能量(阈上电离能)为

$$\varepsilon = 2U_p \frac{\cos^2(\omega t) + \alpha^2 \sin^2(\omega t)}{1 + \alpha^2} = \frac{e^2 E_0^2 \operatorname{sech} \left| \frac{1.76(t-t_{\max})}{\tau_p} \right|}{2m_e \omega} [\cos^2(\omega t) + \alpha^2 \sin^2(\omega t)] \quad (2-77)$$

式中 U_p 为有质动力势

$$U_p = \frac{e^2 E_0^2 \operatorname{sech} \left| \frac{1.76(t-t_{\max})}{\tau_p} \right| (1 + \alpha^2)}{4m_e \omega} \quad (2-78)$$

由 (2-77) 可以看出, 对于线偏振 (P 偏振) 光。如果电离时刻发生在 $E(t)$ 是最大的时刻 t_0 , 即 $\varphi = \omega t_0 = \pi/2$, 这时被电离产生的电子除了具有颤动能外没有别的能量。除此之外, 以任一相位矢配 $\Delta\varphi$ 电离的电子将获得剩余动能; 而对于圆偏振光电离产生的电子除了具有颤动能外总具有阈上电离能, 而且其值大于线偏振光产生的电子的阈上电离能。即圆偏振光电离产生的电子其能量高于线偏振光电离产生的, 圆偏振光电离物质产生超热电子, 相反线偏振光电离物质产生能量相对较低的冷电子。根据圆偏振光与线偏振光的不同, 它们可分别用于强激光场驱动电子碰撞激发软 X 射线激光实验和强激光场驱动三体复合软 X 射线激光实验^[7, 12]。

参考文献

- 1 张钧, 常铁强著. 激光核聚变靶物理基础. 北京: 国防工业出版社. 2004. 14~40
- 2 邵福球著. 等离子体粒子模拟. 北京: 科学出版社. 2002. 1~14
- 3 周维民. 中国工程物理研究院硕士论文. 2004
- 4 常铁强, 张钧, 张家泰等著. 激光等离子体相互作用与激光聚变. 湖南: 湖南科学技术出版社. 2003. 1~70
- 5 张家泰著. 激光等离子体相互作用物理. 中国工程物理研究院北京研究生部. 1995. 25~44
- 6 陈豪. 四川大学硕士论文. 2004

- 7 彭惠民, 王世绩, 邱玉波等. X 射线激光. 北京: 国防工业出版社. 1997. 81~106, 293~327, 431~436
- 8 全晓民, 李家明. 强激光场阈上电离理论. 物理学报. 1991. 40 (2) .190~196
- 9 S. Augst, D. Strickland, D. D. Meyerhofer et al. Tunneling Ionization of Noble Gases in a High-Intensity Laser Field. Phys. Rev. Lett. 1989. 63 (20) .2212~2215
- 10 王骐, 陈建新, 夏元钦等. 基于 OFI 椭圆偏振光场等离子体中电离电子能量分布的研究. 物理学报. 2002. 40. 51 (5) . 1035~1039
- 11 陈建新, 王骐, 陈德应. 基于 OFI 线偏振光激励等离子体的电子能量分布讨论. 中国激光. 2001. 28 (8) . 701~704
- 12 B. E. Lemoff, C. P. J. Barty, S. E. Harriss. Femtosecond-pulse-driven, electron-excited XUV lasers in eight-times-ionized noble gases. Opt. Lett. 1994. 19 (8) . 569~571

第三章 激光等离子体 X 射线辐射基本理论

3.1 激光等离子体 X 射线产生机制^[1,2,3]

在激光产生的等离子体领域中，X 射线辐射起着一种重要作用。聚焦激光束的高功率密度可以很容易把物质加热到 KeV 温度产生强 X 射线。X 射线可以广泛地用于诊断稠密激光的沉积和激光产生的等离子体的输运区。因为 X 射线很容易从等离子体内部逃逸而且不受等离子体中产生的大的电场和磁场的影响，X 射线也是研究高密度聚爆的热稠密芯子的有用的诊断工具。

在激光加热物质后，受热的物质膨胀，一方面内能的一部分转换成动能，另一方面通过电子热传导加热冷物质，并发射 X 光。因此吸收的激光能转换为流体力学动能和 X 光能是两个相互竞争的过程。X 射线的主要发射机制是束缚—束缚跃迁产生的谱线发射，占 X 射线总能量的 95% 以上，其次是光电复合发射和韧致发射。相应的还有它们的吸收机制。

从原子动力学过程弛豫时间的分析知道，X 射线转换过程主要是通过电子碰撞激发，把基态电子激发到较高能态，这些激发态的寿命很短，很快就自发衰变又跃迁到低能态的束缚态，从而发射 X 射线。这是电子能量转换为 X 射线能量的基本过程。

从 X 射线发射过程和数值模拟结果知道，要提高 X 射线转换效率，必须创造适宜的电子温度和密度。在电晕区尽管电子温度很高，但电子密度很低，因此在该区发射的 X 射线能量占总 X 射线能量的 20%~30%，在电子烧蚀区有较适宜的发射 X 射线的电子温度（几百万开）和密度（约 $10^{22}/cm^3$ ）。该区发射的 X 射线能量占 X 射线总能量的 70%~80%。对于平面靶或空腔足够大的黑腔靶，X 射线的时间波形与激光波形极为相似，但时间稍有延迟（约推迟 200ps），并有加宽现象 $\tau_x \approx 1.5\tau_L$ 。这里 τ_x 和 τ_L 分别为 X 射线和激光的时间半宽度。

3.2 韧致辐射^[1,2]

当电子被吸向离子时，电子与离子的库仑相互作用导致电子加速，并且沿图 3.1 中所示的轨道飞行。根据电磁场的理论，一个加速电荷产生电磁辐射，由等离子体中的电子和离子做库仑碰撞产生的这类辐射称为“韧致辐射”或“自由—自由韧致辐射”。电子与其他电子的碰撞不会产生这类辐射，因为两个电子

碰撞后加速度相等但方向相反。又由于没有净电子电流产生，不可能以偶极子近似形式辐射能量，因此我们只考虑电子—离子碰撞。

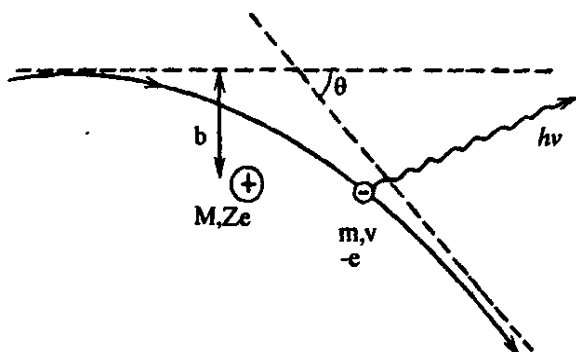


图 3.1 产生韧致辐射的原理示意图

对于感兴趣的等离子体参数，精确处理韧致辐射通常需要量子力学计算。通过把经典的计算变成引入合理的量子力学校正，可以得到相当近似的精确结果。根据经典的电磁理论，具有加速度为 a 的相对论电子辐射的功率 \dot{W} 由拉莫尔 (Larmor) 公式给出：

$$\dot{W} = \frac{e^2 a^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} \quad (3-1)$$

这种加速度可以通过运动方程的库仑引力来表示：

$$ma = Ze^2 / 4\pi\epsilon_0 r^2 \quad (3-2)$$

式中 r 是在电子轨道的特殊点的电子距这个离子的距离。把方程 (3-1) 代入方程 (3-2)，可以得到：

$$\dot{W} = \frac{2Ze^6}{3(4\pi\epsilon_0)^3 m^2 c^3 r^4} \quad (3-3)$$

借助于把方程(3-3)沿电子轨道对时间积分得到由于这种单次库仑碰撞的结果而辐射的总能量。沿轨道的距离由 s 表示，微分时间元可以写作 $dt = ds/v$ ，此处 v 是电子的瞬时速度。于是可以得到：

$$W_{rad} = \frac{2Z^2 e^6}{3(4\pi\epsilon_0)^3 m^2 c^3} \int \frac{ds}{r^4 v} \quad (3-4)$$

因为能量守恒提供了电子动能 $mv^2/2$ 与电子在离子的库仑场中的势能 $-Ze^2/r$ 之间的相对关系，可以用 r 表示瞬时速度 v ，以便给出电子的初始速度

值，即电子远离开这个离子的速度。因为电子运动轨道是双曲线几何图形，原则上可以计算方程(3-4)中的积分，这就能导出严格经典情况中韧致辐射的精确表示。

由于库仑力的长程作用，电子发生显著偏转更可能是许多弱相互作用的结果，而不是由单一的碰撞产生。实际上对韧致辐射的主要贡献来源于远碰撞，因而作为一级近似，电子轨道取直线

(图 3.2)，有可以得到 $r^2 = s^2 + b^2$ ，式中 b 是常用的碰撞参数，然后简化这个积分：

$$\int \frac{ds}{r^4} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{ds}{(s^2 + b^2)^2} = \frac{\pi}{2b^3} \quad (3-5)$$

此处利用了 $s = btan\alpha$ 代替最后一部。在这种单次碰撞中辐射能量的最后表达式成为：

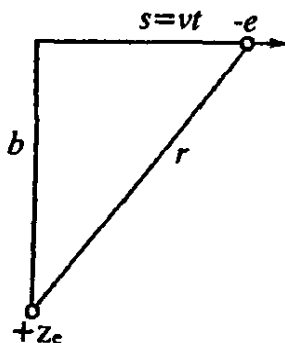


图 3.2 直线电子轨迹

$$W_{rad} \approx \frac{\pi Z^2 e^6}{3(4\pi\epsilon_0)^3 m^2 c^3 v b^3} \quad (3-6)$$

式中的约等号是沿轨道积分的近似处理。

在微分时间元 dt 中，许多离子与该电子以碰撞参数在微分范围 db 中的碰撞由密度 n_i 乘以体积元 $2\pi b db v dt$ 给出。每单位体积等离子体辐射的功率通过把方程(3-6)乘以 $2\pi n_i v b db$ ，对所有的 b 积分，最后乘以电子密度 n_e 而得到：

$$P_{br} \approx \frac{2\pi^2 n_i Z^2 e^6}{3(4\pi\epsilon_0)^3 m^2 c^3} \int_{b_{min}}^{\infty} \frac{db}{b^2} \approx \frac{2\pi^2 n_i n_e Z^2 e^6}{3(4\pi\epsilon_0)^3 m^2 c^3 b_{min}} \quad (3-7)$$

在这种计算中，通常引入碰撞参数容许值的较高截止，例如德拜长度 λ_D 。这是因为在碰撞参数范围的积分，在大 b 情况下并不发散。实际上，大角度碰撞贡献大约同多次小角度碰撞的韧致辐射一样多。但是，必须引入碰撞参数容许值的较低截止，我们把它表示为 b_{min} 。对于严格的经典情况，可以估计 $b_{min} \approx b_0$ ，此处 b_0 是 90° 散射的碰撞参数 ($b_0 = Ze^2 / 4\pi\epsilon_0 m v^2$)。但是，最令人满意的过程是精确地沿电子轨道计算积分，在这种情况下，较低的截止自然会以近似的 b_0 出现。

在超热电子温度 $T_e > 10eV$ 的情况下，量子力学效应确定等离子体中的最小碰撞参数。此外，韧致辐射主要是在较高温度（例如 $T_e \geq 10^7 K$ ）的等离子体中才是重要的，因为在较高的温度下韧致辐射是最主要的。此处，最小碰撞参数是德布罗意波长，即：

$$b_{\min} \approx \frac{\hbar}{mv} \quad (3-8)$$

并且 $v = (3T_e/m)^{1/2}$ 。把方程(3-8)代入(3-7)，得到在量子力学情况中每单位体积韧致辐射发射的功率：

$$P_{br} \approx \frac{2\pi^2 n_i n_e Z^2 e^6 T^{1/2}}{3^{1/2} (4\pi\epsilon_0)^3 m^{3/2} c^3 \hbar} \quad (3-9)$$

方程(3-9)是近似的，因为精确的计算必须是明确的量子力学计算，而不是利用特别的量子力学截止的经典计算。另外，需要在电子的麦克斯韦分布范围内正确地平均。尽管如此，方程(3-9)仅约有34%与精确的量子力学计算结果高度相关。为校正这种缺陷，在方程(3-9)的右边包含了一个附加因子0.75，并且在方程(3-9)中出现用数值代替不同的物理常数，可以得到由韧致发射的功率的最终表达式：

$$P_{br} = 1.7 \times 10^{-38} Z^2 n_e n_i T^{1/2} w / m^3 \quad (3-10)$$

式中 n_e 和 n_i 以 m^{-3} 为单位， T_e 以 eV 为单位。如果等离子体中包含具有不同的电荷数 Z_i 的几种离子，那么在方程(3-10)中 $n_i Z_i^2$ 必须由 $\sum_i n_i Z_i^2$ 代替。

了解韧致辐射的产生机理对认识激光与等离子体相互作用过程是很有帮助的，它可以通过测量硬 X 射线能谱和角分布获得等离子体内超热电子的相关信息。这方面的研究已成为激光等离子体的研究的重要方向。

3.3 线辐射^[1,2,4]

在高温等离子体中辐射能量损失是重要的，因为高温下轻元素的原子像氢和氦全被剥离，则线辐射仅来自较重元素的多电荷离子产生。在一定的电子密度下，对于局部热平衡，极限主量子数是相当高的。对于局部热平衡所要求的电子密度，可按下列式近似求出

$$N_e \geq 7 \times 10^{18} \frac{Z^7}{n^{17/2}} \left(\frac{KT}{Z^2 E_H} \right) (cm^{-3}) \quad (3-11)$$

具有较低主量子数的态主要来自基态的电子碰撞激发而增加粒子数，并且通过辐射衰变来减少粒子数。因为来源于较低的受激态的跃迁，线辐射总是占优势。在这种情况下，可以用光子发射的能量，即激发能 $E_n^{Z-1,a}$ 乘电子碰撞激发速率来估计线辐射。

在高速 $v \gg (2\Delta E/m)^{1/2}$ 和麦克斯韦—玻耳兹曼分布情况下，由态 n 到态 n' 的每个原子或离子的碰撞跃迁速率由

$$\begin{aligned}
 C_{n'n}^{Z-1} &= \langle \sigma_{n'n} v \rangle N_e \approx \\
 & \frac{2\pi}{m} \left(\frac{\hbar^2}{m a_0} \right)^2 \frac{f_{n'n}}{\Delta E} N_e \int_{v=(2\Delta E/m)^{1/2}} \left(\frac{2}{\pi} \right)^{1/2} \left(\frac{m}{kT} \right)^{3/2} v \times \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) dv = \\
 & \frac{2\pi}{m} \left(\frac{\hbar^2}{m a_0} \right)^2 \frac{f_{n'n}}{\Delta E} N_e \left(\frac{2m}{\pi kT} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right) = \\
 & \frac{8(\pi)^{1/2}}{z^3} \alpha a_0^2 c f_{n'n} N_e \left(\frac{Z^2 E_H}{\Delta E} \right) \left(\frac{Z^2 E_H}{kT} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right) \approx \\
 & \frac{9 \times 10^{-8}}{z^3} f_{n'n} N_e \left(\frac{Z^2 E_H}{\Delta E} \right) \left(\frac{Z^2 E_H}{kT} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right) \text{ (s}^{-1}\text{)} \quad (3-12)
 \end{aligned}$$

来估计。严格来说，这种估计只能用于离子。

利用方程 (3-12) 和 $\Delta E = E_n^{Z-1,a}$ ，可以估计某些元素和电离程度各种不同的谱线中发射的功率

$$\begin{aligned}
 P_{line}^{Z-1,a} &\approx 8(\pi)^{1/2} \alpha a_0^2 c E_H \left(\frac{E_H}{kT} \right)^{1/2} N_e N_1^{Z-1,a} \times \\
 & \sum_n f_{n1}^{Z-1,a} \exp\left(-\frac{E_n^{Z-1,a}}{kT}\right) \quad (3-13)
 \end{aligned}$$

式中 $N_1^{Z-1,a}$ 是基态的密度。作为典型，大部分辐射是在共振中出现，通过忽略其它受激态的总和并且借助于把 $f_{21}^{Z-1,a} N_1^{Z-1,a} \approx 0.5 N_e^{Z-1}$ 的大致方法考虑其它受激态得到一个简化的表达式，即等于总离子密度的一半

$$P_{line}^{Z-1,a} \approx 4(\pi)^{1/2} \alpha a_0^2 c E_H \left(\frac{E_H}{kT} \right)^{1/2} N_e N_1^{Z-1,a} \times \exp\left(-\frac{E_2^{Z-1,a}}{kT}\right) \quad (3-14)$$

在某些情况，共振线的激发能 $E_2^{Z-1,a}$ 相当低且振子强度小，则方程 (3-13) 应该用于估计各种不同谱线的贡献更精确。

只有在自吸收不重要时才能应用这些公式。为了检验这种假设的正确性，一定要计算等离子体的光学深度 $\tau(\omega, x)$ ，而光学深度又与有效吸收系数 $k'(\omega, x)$ 有关

$$k'(\omega, x) \equiv \sigma_{mn}^a N_n(x) - \sigma_{mn}^i N_m(x) = \frac{\pi e^2}{2\epsilon_0 mc} f_{mn} N_n(x) \left[1 - \frac{g_n}{g_m} \frac{N_m(x)}{N_n(x)} \right] L(\omega, x) = 2\pi^2 r_0 c f_{mn} N_n(x) \left\{ 1 - \exp\left[-\frac{\hbar\omega}{kT(x)}\right] \right\} L(\omega, x) \quad (3-15)$$

式中 σ_{mn}^a 为吸收截面， σ_{mn}^i 为感应吸收截面， N_m 和 N_n 分别为具有能量为 E_m 和 E_n 态中的同样元素和电离程度的原子或离子的密度， g_m 和 g_n 是统计权重。 f_{mn} 是无量纲振子强度， $L(\omega, x)$ 为归一化的谱线形状。因此，在 $x=b$ 点的光学深度为

$$\tau(\omega, x) \equiv \int_a^b k'(\omega, x) dx - \int_a^x k'(\omega, x) dx = \int_x^b k'(\omega, x) dx \quad (3-16)$$

根据方程 (3-15) 和 (3-16)，该值的量级是

$$\tau_a^{Z-1}(\omega) \approx 2\pi^2 r_0 c f_{21}^{Z-1, a} N_1^{Z-1, a} d L_a^{Z-1, a}(\omega) \approx \pi^2 r_0 c N_a^{Z-1, a} d L_a^{Z-1, a}(\omega) \quad (3-17)$$

再一次假设 $f_{21}^{Z-1, a} N_1^{Z-1, a} \approx 0.5 N_a^{Z-1}$ ，并且注意等离子体的最小的有效（几何）尺寸为 d 。在 高能等离子体中的谱线形状几乎总是由多普勒增宽支配，利用下述方程

$$I_D(\Delta\lambda) = \left(\frac{Mc}{2\pi kT\lambda_0^2} \right)^{1/2} \exp\left[-\frac{Mc}{2kT\lambda_0^2} (\Delta\lambda)^2\right] \quad (3-19)$$

转换成角频率之后，得到

$$\tau_a^{Z-1}(\omega_0) \approx \frac{1}{2} \left(\frac{\pi}{2} \right)^{1/2} r_0 \lambda_a^{Z-1} \left(\frac{M_a c^2}{kT_a^{Z-1}} \right)^{1/2} N_a^{Z-1} d \quad (3-20)$$

式中 M_a 为原子质量， T_a^{Z-1} 为开氏温度， λ_a^{Z-1} 为方程中离子共振线的波长，在数值上 $r_0 = 2.82 \times 10^{-13} \text{ cm}$ ， $M_a c^2 = 9.38 \times 10^8 \text{ AeV}$ ， A 为相对原子质量。因此方程 (3-20) 可写成

$$\tau_a^{Z-1}(\omega_0) \approx 1.5 \times 10^{-9} \left(\frac{AE_H}{kT} \right)^{1/2} \lambda_a^{Z-1} N_a^{Z-1} d \quad (3-21)$$

假设波长和几何深度以 cm 为单位测量 (由于精细结构分裂, 通常这是一种过高的估计)。

在许多实验应用中辐射能量的损失是重要的, $\tau_a^{Z-1}(\omega_0)$ 即在共振中心的光学深度刚好低于 1, 则应用方程 (3-13) 和 (3-14), 以电子密度低于由方程 (3-22) 中给出的极限少一个数量级为条件。实际上, 如果辐射损失是重要的话, 这个要求总能满足。就光学深度而论, 不会遭遇到严重的误差, 即使与方程 (3-21) 中估计的一样 $\tau_a^{Z-1}(\omega_0)$ 是 1 的量级。

$$\begin{aligned} N_e &\geq \frac{5}{8\pi^{1/2}} \left(\frac{\alpha}{a_0} \right)^3 Z^7 \left(\frac{E_2^{Z-1, \mu}}{Z^2 E_H} \right)^3 \left(\frac{kT}{Z^2 E_H} \right)^{1/2} \approx \\ &9 \times 10^{17} Z^7 \left(\frac{E_2^{Z-1, \mu}}{Z^2 E_H} \right)^3 \left(\frac{kT}{Z^2 E_H} \right)^{1/2} = \\ &9 \times 10^{17} \left(\frac{E_2^{Z-1, \mu}}{E_H} \right)^3 \left(\frac{kT}{E_H} \right)^{1/2} \end{aligned} \quad (3-22)$$

在大多数情况下, 电子经过线辐射的相对冷却速率可以根据方程 (3-14) 来估计, 把这个值除以 $\frac{3}{2} N_e kT$ 并且在 Z 和 a 的范围内求和

$$\begin{aligned} R_{line} &\approx \frac{8(\pi)^{1/2}}{3} \alpha a_0^2 c \left(\frac{E_H}{kT} \right)^{3/2} \sum_{Z, a} \exp\left(-\frac{E_2^{Z-1, \mu}}{kT}\right) \approx \\ &3 \times 10^{-8} \left(\frac{E_H}{kT} \right)^{3/2} \sum_{Z, a} \exp\left(-\frac{E_2^{Z-1, \mu}}{kT}\right) \quad (s^{-1}) \end{aligned} \quad (3-23)$$

因为完全剥离的离子不可能发射谱线, 在 Z 的范围内求和仅在 $Z=a$, 此处 a 在方程中是元素的原子序数。

为了评价在实验情况中由于线辐射而冷却的速率增加, 一定要知道最重要的电离程度的相对丰度和同时的电子温度。由于它们的共振线相对小的激发能量, 锂离子 (三个电子) 序列给出特别大的贡献。如果在等离子体中具有一个或更多的束缚电子的离子, 必须同时研究这些电子的激发和相应的线辐射。每单位体积的线辐射发射的功率为

$$P_i = 4\sqrt{\pi}\alpha\alpha_0^2 c \chi_H (\chi_H / kT)^{1/2} n_e \sum_{(Z)} n_i(Z) \exp\{-E(Z)/kT\} = 3.5 \times 10^{-25} (kT)^{1/2} n_e \sum_{(Z)} n_i(Z) \exp\{-E(Z)/kT\} \quad (W/cm^3) \quad (3-24)$$

$E(Z)$ 是激发能，求和是在具有一个或多个束缚电子的全部离子范围内完成的。

原子内壳层电子之间的跃迁产生特征 X 射线，如 K 线，L 线等。其谱线只与元素的原子序数有关，它可以作为元素的“指纹”，用做分析元素的工具，对特征 X 射线的研究是激光与物质相互作用等研究领域的重要研究内容和手段之一。图 3.3 给出了产生特征 X 射线的能级示意图。要产生特征 X 射线，必须先产生空穴，这是由泡利不相容原理决定的产生特征辐射的先决条件。例如，当一个原子的 K 层中有两个电子时，则永远不可能在其中产生 KX 射线；只有当 K 层中有一个电子被拿掉，即 K 层中出现一个空穴时，才可能获得 KX 射线。空穴的存在是产生特征辐射的先决条件，在激光等离子体相互作用中，超热电子将 K 壳层电子电离，从而产生 KX 线辐射，表 3.1 给出了几种元素的 K-alpha 线值。

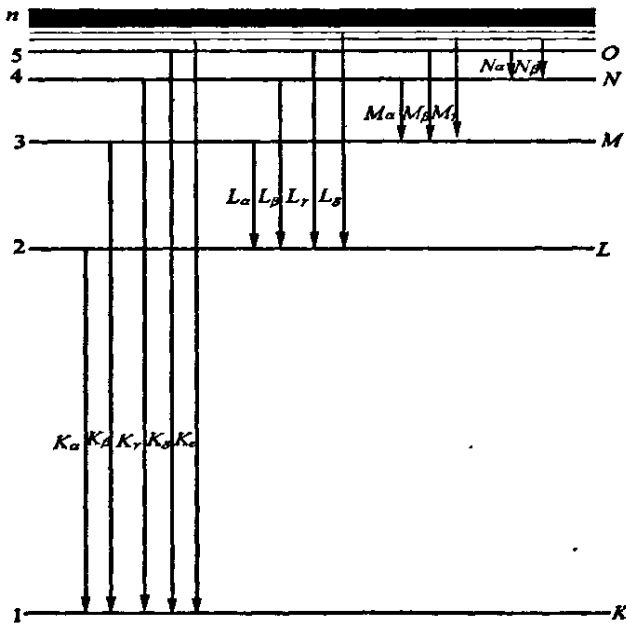


图 3.3 产生特征 X 射线的能级示意图

表 3.1 几种元素的 K-alpha 线值

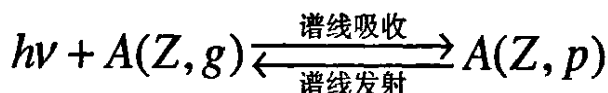
元素	铝	铁	铜	钼	钨	金
原子序数	13	26	29	42	74	79
$K_{\alpha 1}$ (ev)	1,486.70	6,403.84	8,047.78	17,479.3	59,318.2	68,803.7
$K_{\alpha 2}$ (ev)	1,486.27	6,390.84	8,027.83	17,374.3	57,981.7	66,989.5

3.4 其它辐射和碰撞反应^[2,3]

除了韧致辐射和线辐射外，激光等离子体中还存在其它辐射和碰撞反应及其逆过程，现将各种辐射、碰撞反应及其逆过程做一下简要总结。

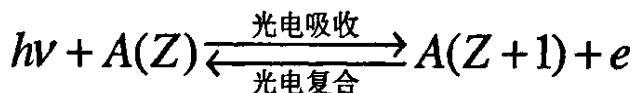
1) 谱线发射与吸收

处于 g 态的一个束缚电子吸收一个能量为 $h\nu$ 的光子后跃迁到 P 态，该过程称为谱线吸收；它的逆过程称为辐射衰变或谱线自发发射即线辐射。它们可用如下的反应式表示：



2) 光电吸收和光电复合：

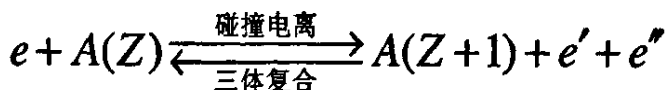
这个正逆过程可用如下的反应式表示



其中 $h\nu$ 表示光子， e 表示电子， $A(Z)$ 和 $A(Z+1)$ 分别表示不同有效电荷的离子。如果光子能量 $h\nu \geq I_n$ ，则有可能把第 n 壳层的电子离子化。

3) 碰撞电离和三体复合

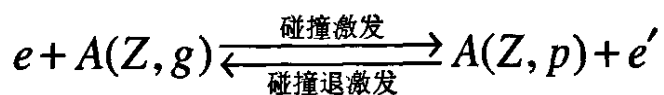
一个自由电子与某一束缚电子碰撞使之离子化，本身仍处于自由态，该过程为碰撞电离，它的逆过程为三体复合或碰撞复合。这一对过程可用如下的反应式表示：



4) 电子碰撞激发与退激发

一个自由电子与处于 g 态的一个束缚电子相碰，使其激发到另一个较高的能态 P，而自由电子仍处于自由态，该过程叫做碰撞激发，它可用如下的反应

式表示:



参考文献

- [1] 孙景文著. 高温等离子体 X 射线谱学. 北京: 国防工业出版社. 2003. 7~59
- [2] 张钧, 常铁强著. 激光核聚变靶物理基础. 北京: 国防工业出版社. 2004. 116~166
- [3] 常铁强, 张钧, 张家泰等著. 激光等离子体相互作用与激光聚变. 湖南: 湖南科学技术出版社. 2003. 234~301
- [4] 杨福家著. 原子物理. 北京: 高等教育出版社. 2000. 246~269

第四章 飞秒激光与铜平面靶相互作用 K-alpha 线辐射研究

4.1 研究进展

超短超强激光物质相互作用可以产生独特的 X 射线源^[1], 如空间尺度小(微米量级), 时间尺度短(皮秒量级)等。其在惯性约束聚变(ICF)背光照相(单色 K-alpha 线), 光刻, 时间分辨 X 射线衍射^[2-4], 内壳层光电离 X 射线激光^[5, 6]等领域具有广泛的应用价值。超热电子在“快点火”中是能量载体, 而硬 X 射线的产生和超热电子直接相关, 可以通过研究硬 X 射线研究超热电子。当前, 国内外对超短超强激光与靶物质相互作用产生的特征 X 射线辐射有广泛的研究, 这些主要包括: 激光偏振状态对 K-alpha 线产额的影响^[7-9]; K-alpha 光辐射的角分布^[9, 10]; K-alpha 光的脉冲宽度^[11-14]; K-alpha 光的空间尺度^[15-18]; K-alpha 线产额、激光 K-alpha 光转化效率^[19-27]; 预脉冲对 K-alpha 线产额的影响^[28-34]; 靶材结构及靶表面粗糙度对 K-alpha 产额的影响^[35-42]; 各种条件下 K 线辐射的优化以及 K 线的应用等^[2-6], 下文做一简要介绍。

1) 激光偏振状态对 K-alpha 线的影响^[7, 8];

在激光产生的等离子体中, 激光的很大一部分能量通过共振吸收和参量不稳定性等过程转移给超热电子。超热电子在临界密度面附近或 $1/4$ 临界面附近产生。它们主要发射到冕区, 降低等离子体密度梯度。然而, 由空间电荷效应产生的电场将一部分快电子拉到固体靶, 从而损失能量并产生非相干的 X 射线辐射, 超热电子的输运也受磁场的影响, 它迫使电子在横向作复杂的轨道运动。

由于斜入射 P-偏振光与等离子体相互作用存在共振吸收加热, 而 S-偏振光与等离子体相互作用一般不存在共振吸收加热, 故 P-偏振光与物质相互作用产生的超热电子的能量和产额远远高于 S-偏振光与物质相互作用产生的超热电子的能量和产额。因此 P-偏振光与物质相互作用时 X 射线产额也远远高于 S-偏振光与物质相互作用^[7, 8]。

2) K-alpha 光辐射的角分布^[9, 10];

Yoichiro Hironaka 等^[9]将 41fs 激光以 60° 入射聚焦到 Cu 靶上(聚焦后强度 $1.3 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$)。用 X 射线光电二极管测量硬 X 射线(4-20keV)的产额, 用 Si 单晶衍射仪测量 Cu 的 K-alpha 线, 两探测器放在角度仪(可围绕焦点扫描)上测量硬 X 射线和 K 线的角分布。在 S-极化时, 总 X 射线辐射出现很强的各向异性, 前

向总X射线辐射在 80° 方向最强，相比K线辐射则表现出相对的各向同性。在P一极化时，二者的角分布都是各向同性的。K壳层电子的电离是能量高于8keV的超热电子与Cu原子碰撞产生的，随后的跃迁导致K线辐射的各向同性。S一极化时K线的小的各向差异可能是等离子的屏蔽引起的。从Cu靶喷射的超热电子也产生韧致辐射，而总X射线的各向异性主要是由韧致辐射造成的。一般实验假设K线辐射和总的X射线的辐射是各向同性的^[10]。

3) K-alpha 光的脉冲宽度^[11-14]：

激光电场与电子相互作用被限制在激光脉冲持续时间之内，因此电子脉冲的时间尺度与激光脉冲时间是相当的。接着电子穿透到等离子体后面的大块固态物质中产生特征线辐射。原则上讲，X射线脉冲宽度随着激光强度增加而增加，因为平均电子能量随激光强度增加而增加，因此电子进入固态物质的穿透深度增加。穿透深度大的电子产生的辐射由于再吸收而不能逃离，这样也限制了X射线的脉冲宽度。T. Feurer等^[11]用80fs, Ti: 蓝宝石CPA系统激光（最大能量200mJ）辐照Si靶，测得X射线脉冲宽度在200—640fs之间，并用PIC和Monte-Carlo电子输运程序模拟K线辐射的时间特性，实验结果和计算符合的较好。F. Pisani等^[12]用395nm、180fs（聚焦强度为 $10^{17}W/cm^2$ ），间隔20ps的两束飞秒脉冲辐照SiO₂靶，测量Si的K线辐射的时间特性，发现第一束激光脉冲产生的K线脉冲为1.1ps，而第二束产生的K线比第一束产生的长0.7ps。如果电子在射入固体靶前经历了轨道运动，则可以产生长脉冲的K线。靶前大尺度的预等离子体的存在增加了电子的轨道运动。这是因为第二束激光脉冲将能量沉积在预等离子体中并产生电场，这个电场诱捕电子的轨道深度可以达10几个 μm ，所以增加了K线的脉冲时间。一般，K线辐射的脉冲宽度约为入射激光脉冲宽度的3—10倍左右。

4) K-alpha 光的空间尺度^[15-18]：

Ch. Reich等^[15]用一二维的单色成像系统（6 μm 分辨）研究了fs激光与Ti靶相互作用K线辐射的空间特性。K线辐射的空间特性对高、低激光强度（大于或小于 $10^{17}W/cm^2$ ）有定性的不同。低强度时，K线的辐射由一宽的峰组成，而在高强度时，K线峰值的中心被一大的弱K线辐射的环围绕，它占K线辐射的2/3。当激光强度为 $7 \times 10^{18}W/cm^2$ 时，K线辐射区达400 μm ，峰值的半高宽为70 μm ，而激光尺寸为3 μm 。当激光强度增加时K线辐射的峰值不再增加，甚至减小。与此

相比, J. Yu等[18]用刀边成像技术(激光强度 $10^{18}W/cm^2$, 焦斑 $3\mu m$)测得Mo靶的K线辐射区则为 $12\pm 5\mu m$ 。

5) K-alpha 线产额、激光 K-alpha 光转化效率^[19-27];

D. Salzmann^[26]等考虑光子的再吸收现象。解析得出最优的产生K-alpha线辐射的靶厚度和超热电子的能量及靶材的关系, 发现最优的靶厚和电子的射程及光子的平均自由程相当。此时, 超热电子的能量应为K壳层电离势的4~12倍(原子序数越低比值越高, Cu为6倍)。

Ch. Reich^[27]等考虑了K线向靶前辐射时的再吸收效应, 用一解析模型和PIC程序(等离子体密度指数分布, 标长 $L=0.3\lambda$, $n_e(\max)=10n_c$, 800nm激光 45° 入射)模拟了最优的产生K线辐射的功率密度。解析模型得到的产生K线辐射最优的激光强度为: $I_{opt}=7\times 10^9 Z^{4.4}$, PIC模拟结果得到Cu、Ag的K-alpha线辐射的最优强度则分别为 $7\times 10^{15}W/cm^2$ 和 $3\times 10^{16}W/cm^2$, 其结果与解析模型结果有一定的偏差, 这主要是由于考虑再吸收过程的近似处理造成的。

J. Yu等^[18]将Nd: 玻璃CPA激光倍频为 $0.53\mu m$ 、400fs ($10^{17}-10^{19}W/cm^2$)超短脉冲辐照不同的靶($Z=13-73$), 测量了K线辐射和X射线连续谱。从K线和韧致辐射推出的激光能量转换成超热电子的能量的定标律则为: $E_e/E_L=a(I\lambda^2)^{3/4}$, 在激光强度为 $2\times 10^{18}W/cm^2$ 时高达25%。在该强度时, 激光转换成Ag的K线(22keV)的效率为 $10^{-3}\%$ 。

L. M. Chen等^[20]用Ti: 蓝宝石CPA激光($70-400fs$, 56° 入射, 强度 $10^{17}-10^{19}W/cm^2$)辐照银、铜靶平面靶研究超热电子角分布, 硬X射线(8—100keV)光谱和激光K-alpha线转换效率与激光强度、脉冲及能量的关系并用PIC程序作了有关模拟。发现当激光强度 $I>1\times 10^{17}W/cm^2$ 时, 银的激光K-alpha线的转换效率在激光强度 $I=4\times 10^{18}W/cm^2$ 时达到最大值 2×10^{-5} 。在激光强度小于 $10^{18}W/cm^2$ 时, 转换效率 η_k 与激光强度有一定标关系: $\eta_k\sim(I)^{2.2}$; 在激光强度不变时($\sim 7\times 10^{17}W/cm^2$), $\eta_k\sim(\tau)^{1.5}$, 长脉冲增加等离子体标长和温度, 进而增加硬X射线辐射; 当激光能量(40mJ)不变时, $\eta_k\sim(\tau)^{-0.3}$, 故 η_k 对激光脉冲的依赖关系, 在激光功率密度一定的情况时, 大于对在激光能量一定时。在激光能量和脉宽都不变时(420mJ, 70fs), 改变焦斑(焦点和靶的相对位置)研究 η_k 与激光功率密度的关系, 发现激光功率变小时, η_k 减小的很少, 即与改变激光能量相比, X射线产额的减少比较缓慢, 这可归因于大的发射区, 一大的焦

斑尺寸, 即大的X射线发射区可以补偿低激光强度减小引起的 η_k 的减少, 这说明 η_k 对激光脉冲能量的变化比其强度的变化更敏感。即转换效率 η_k 受激光能量的影响胜过受脉冲宽度和激光功率的影响。这一实验结果与C. Reich等[27]预言的(同样的靶, 同样的脉冲宽度)结果并不一致, 大的等离子体标长是造成这些现象的主要原因。[27]中 η_k 对于银靶在强度约为 10^{16}Wcm^{-2} 时达到饱和。但该实验中饱和强度出现在更高的激光强度(大于 10^{18}Wcm^{-2})。这一差异可以用等离子体标长 L 解释, 因为当考虑到不同激光脉冲对比度和能量时, 等离子体标长对超热电子的产生影响很大。对共振吸收最优的 L 应满足: $(2\pi L/\lambda)^{2/3} \sin^2 \theta \approx 0.6$, θ 为激光入射角(与靶法线的夹角)。模拟参数在文献[27]中满足该公式。相反在实验中, 临界密度处的 L 依赖于激光强度, 而且高于 3λ 。这个值远大于共振吸收的最优标长。然而, 根据他们的模拟, 共振吸收的增加可以通过使用超短脉冲(70fs)使其大幅减小, 因为临界密度面处共振等离子体波的建立是一慢的需要许多激光周期的过程, 它将推迟等离子体波并最终产生波破。另一方面, 如果激光能量不变时, 与400fs脉宽的激光相比, 短脉冲激光产生的超热电子存在一个不适合产生K-alpha线的高温。这些原因都说明K-alpha辐射并不在70fs相对论激光辐照条件下明显增强, 这一结论与想在高强度条件下实现X射线辐射的增强的实验结果是矛盾的。因此, 一些其他的加热机制如: 相对论有质动力产生的 $J \times B$ 前向电子加速或RSRS(相对论受激Raman散射)等在高激光强度区域激励和增加了超热电子的产生, 这一结论与它们所测的超热电子角分布的测量结果一致。

大多数实验结果^[19, 21, 22]K-alpha线产额为 $\sim 10^9 - 10^{11}$ ($4\pi \text{Sr}$), 转化效率为 $\sim 10^{-6} - 10^{-5}$ 。

6) 预脉冲对K-alpha线产额的影响^[28-34]:

$10^8 - 10^9 \text{W/cm}^2$ 低的ASE预脉冲虽然不能电离物质^[28], 但可以加热和汽化靶材, 当这些气体被激光的上升沿电离时, 它可影响高强度激光与固体靶的相互作用。

主脉冲强度越强, 则预脉冲强度也越强^[29], 预脉冲以独立于主脉冲的形式或以主脉冲的基底出现。它们出现在主脉冲前几个皮秒或几个纳秒, 以很高的强度有力的增加了脉冲持续时间。如, 峰值功率 10^{21}W/cm^2 , 适当好的对比度 10^6 , 飞秒主脉冲仍然有 10^{15}W/cm^2 的皮秒预脉冲。预等离子体在主脉冲的吸收

上起着至关重要的角色，而且可以减少等离子体的不稳定性的形成。例如：共振吸收需要最优的等离子体标长，因此非常短的干净的激光脉冲（无预脉冲）不利于共振吸收过程。用低强度预脉冲有意产生预等离子体可以增加共振吸收，进而增加超热电子的产生和X射线辐射。另一方面，大的等离子体标长不利于真空加热等吸收机制，所以预等离子体可以减小这种耦合。

Ch. Ziener等^[32]发现使用适当的预脉冲，K线转换效率可以提高2~5倍。Hidetoshi Nakano等^[30]用两束100fs、790nm的CPA激光辐照Al靶，研究预等离子体对K线辐射的影响。实验在中预、主脉冲强度固定在 $8.5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 和 $2.3 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ ，预、主脉冲间隔在0-3ns之间变化，激光入射角在0—40度之间变化。在正入射时，当预、主脉冲间隔约为500ps时，K线辐射最强，因为正入射时，等离子体中碰撞吸收是最主要的吸收机制，它随等离子体标长的增加而增加，所以X射线辐射随脉冲间隔的增加而增加。而在30度斜入射时，最强的K线辐射在脉冲间隔为20ps时出现，在该脉冲间隔时，等离子体标长几乎等于激光波长，它足以在等离子体靶面附近准备热电子云，进而在临界面产生有效的超热电子，而临界面正是强共振吸收发生的地方，所以K线辐射增加。他们还发现X射线的脉宽随着预、主脉冲延迟时间的增加而增加。因为在长标长的等离子体中，热传导率较小从而高温可以保持较长的时间。因此碰撞速率和复合速率因脉冲间隔、等离子体标长的增加而减小，从而导致X射线脉冲增加。最优的K线辐射的入射角随着脉冲间隔的增加而减小，因为最优的共振吸收的入射角随等离子体标长的增加而减小（ $(2\pi L/\lambda)^{2/3} \sin^2 \theta = 0.6$ ）。小的飞秒预脉冲可以使Al等离子体的K线辐射增加约20倍，但会因为预脉冲使得K线脉宽变宽。

Alexei Zhidkov^[31]等研究了42fs、780nm、 $\sim 10^{17} \text{ W/cm}^2$ 激光辐照厚Cu靶（直径70mm，厚5mm，表面抛光）产生的超热电子的能量分布和K线辐射。并用混合模拟程序（流体力学模型，碰撞PIC模型和Monte Carlo电子输运模型）进行了数值模拟。发现超热电子有一能量截至，它依赖与自发辐射放大（ASE）脉冲与主脉冲的对比度，当激光脉冲强度大于相对论强度（ $I\lambda^2 > 10^{18} (\text{W}\mu\text{m}^2/\text{cm}^2)$ ）时仍然存在。尽管吸收率不同，总的K线光子数在小、大等离子体密度梯度时几乎相等，因为截至能量的存在有效的补偿了等离子体标长造成的等离子体对激光能量的吸收，其结果使K线辐射的变化很小。

7) 靶材结构对K线产额的影响^[35-42]：

采用预脉冲技术虽然有效的提高了激光到 X 射线的转化效率。但预脉冲的使用使 X 射线脉冲宽度显著加宽, 对有些应用是不利的。靶的表面结构对 X 射线的产额影响很大, 故另一类现在广泛研究的办法是使用带一定表面结构的靶如: 刻槽 (grating) 靶^[35, 39], 胶体靶 (Colloidal)^[36], 多孔靶 (Porous Si)^[37, 39], 天鹅绒靶 (Velvet)^[38], 纳米圆孔阵列靶 (Nanocylinder)^[40], 以及金属纳米颗粒靶^[42]等等。这些带表面结构的靶通过不同的机制, 提高了激光到不同波长范围 X 射线 (软 X 射线, 中等硬 X 射线和硬 X 射线) 的转化效率。效率的提高在 4 倍到 20 倍不等, 但脉冲宽度基本不变, 显现出带表面结构的靶在增强激光靶耦合方面的优势。

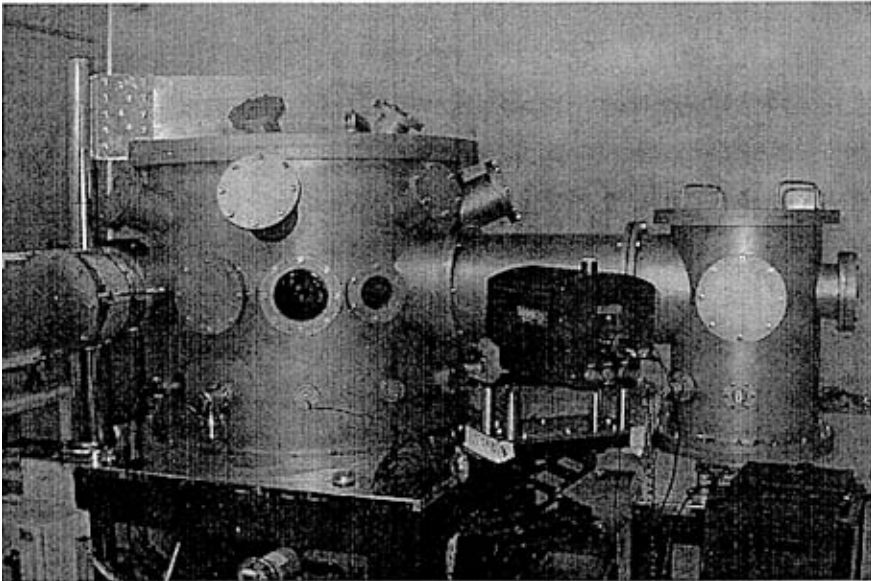
P. P. Rajeev 等^[42]通过高压直流溅射法在铜基底上形成厚度约 1 μm 的球形和椭球形 (比率为 1.5) 铜纳米粒子层。用 P 极化的 100fs 钛宝石激光 ($10^{14} \sim 10^{15} \text{W/cm}^2$) 以 45° 入射到纳米粒子层, 测量到 10keV—200keV 范围内的硬 X 射线产额, 相对于抛光的铜靶, 最大有 13 倍的提高。作者用“表面等离子体激元 (surface plasmon)”和“避雷针 (lightning rod)”效应在靶表面形成局部电场增强的理论对这一现象做了很好的解释, 即纳米涂层金属靶其介电常数的改变引起了靶内局部电磁场和非线性的增加, 导致靶内多光子离化过程的显著增加, 进而形成了更高密度的等离子体和激光能量吸收的增加, 硬 X 射线的产额相应的得到提高。

除了各种优点以外, 激光与固体靶相互作用存在一系列残骸 (debris) 会引起如损害光学特性等问题而且不利于长期操作。气体喷射靶与激光相互作用不存在这些问题, 但 X 射线转化效率很低^[43]。目前, 团簇密度可以接近固体密度, 故团簇对激光能量的吸收非常有效, 所以激光—团簇相互作用能够提高 X 射线的转化效率且不存在上述问题^[43, 44]。

4.2 实验条件和实验设置

实验是在中国工程物理研究院激光聚变研究中心高温高密度等离子体物理国家重点实验室的 SILEX-1 超短超强脉冲激光装置上进行的。该装置的主要技术指标为: 激光能量 50mJ~6.8J, 波长 800nm, 主激光带宽 50nm, 脉冲宽度 30~500fs, 当激光输出能量小于 1 焦耳时, 可连续工作于 10Hz 或 1Hz 两种频率, 但输出能量大于 1 焦耳时, 为 15min/发, 装置简图见第一章图 1.5。

靶室系统如图 4.1，整个靶室由主靶室、副靶室和真空系统组成。主靶室主要用于研究激光与固体靶相互作用。副靶室则主要用于激光与气体靶、团簇等相互作用研究。焦距为 420mm ($f/3$) 和 1400mm ($f/10$) 的离轴抛物面反射聚焦镜（离轴抛物面镜）分别用于主、副靶室，两抛物面镜离轴量均为 150mm。主靶室内有用于放置诊断仪器（磁谱仪，晶体谱仪等等）的诊断平台。对过于庞大或者需要距离靶较远的诊断设备，可连接在靶室壁上的各个法兰窗口上。靶架由一四维步进电机控制，用于调节靶的位置，抛物面镜由另一四维步进电机控制，用于精确调节激光的焦点，通过两者的相互耦合调节，可使激光脉冲准确打到所需的靶点位置。



4.1 靶室系统

飞秒激光与铜平面靶相互作用 K-alpha 线辐射实验在主靶室进行。实验布局如图 4.2 所示， $\phi 140\text{mm}$ 的主激光经 45° 、800nm 全反射镜后，被离轴抛物面镜聚焦到铜平面靶上。实验所用铜靶为 $3\ \mu\text{m}$ 、 $10\ \mu\text{m}$ 、 $30\ \mu\text{m}$ 厚的平面薄膜靶以及密度分别为普通固体 Cu 靶 44% (1mm NPCu1) 和 92% (1mm NPCu2) 的块状

平面纳米 (nanoparticle) 材料靶。铜纳米靶是用铜纳米颗粒(球形, 平均粒径 25nm)在高压下压制而成的, 形状为直径 10mm、厚度约 1mm 的圆盘。打靶激光为 P 偏振光, 脉冲宽度为 33fs 和 43fs, 能量在 100mJ~4.5J 范围, 激光入射角 (与靶的法线之间的夹角) 为 10° 。针孔相机配 X 射线 CCD (X 射线针孔相机, 针孔尺寸为 $\phi 10\mu\text{m}$, 加 3 μm 厚的铝膜做虑片, 相机放大倍数为 12, CCD 能量响应区间为 1keV~10keV。响应的峰值在 1~1.5keV 之间和 2.5~4keV 之间。其主要特点是灵敏度高, 并能实现激光焦斑的适时测量) 用于在线测量激光焦斑, 安装在与水平面夹角 23.7° , 其在水平面的投影与入射激光夹角 37° 的斜上方法兰上。光子计数型 CCD 用于测量铜 K-alpha 线光谱, 安装在与入射激光夹角 24° 且在同一水平面的靶室法兰上, CCD 相面距靶中心为 725mm。光子计数型 CCD 前加有 50 μm 厚的 Cu 膜和 400 μm 厚的铍 (Be) 分别用于衰减 X 射线流强和密封真空, 它们对 Cu K-alpha 线 (8047.78eV) 的透过率分别为 9.86% 和 92.14%。

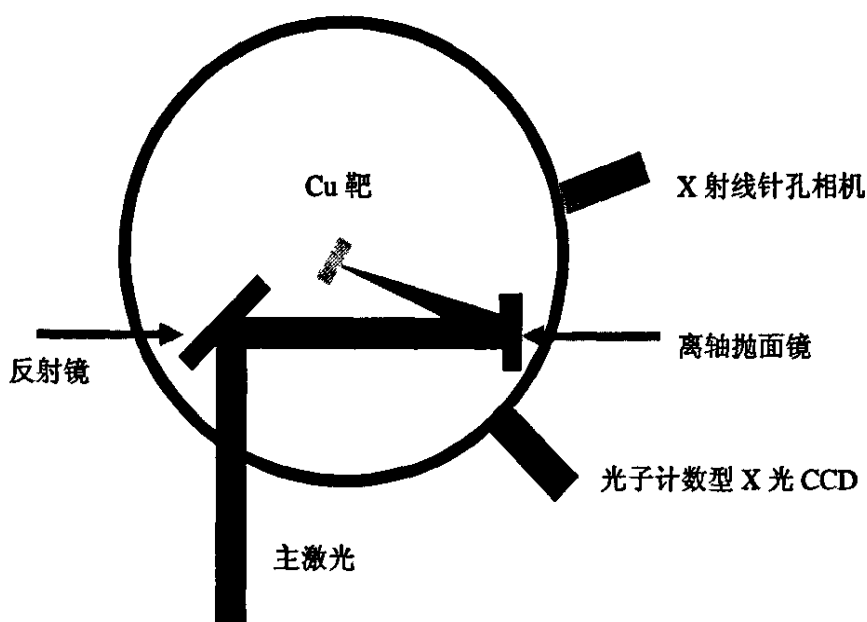


图 4.2 实验布局简图

4.3 诊断设备—单光子计数型 CCD

高温等离子体的 X 射线谱可以用于确定电子温度、等离子体的电离状态、电子能量分布、电子密度和以 X 射线形式发射的总能量，总之，等离子体 X 射线携带着等离子体的大量有用信息。涉及等离子体的诊断技术也因等离子体对象不同而有很大差异。测量 X 射线能谱常用的诊断设备有晶体谱仪、透射光栅谱仪、平场光栅谱仪等^[45,46]。晶体的布喇格 (Bragg) 定律为

$$n\lambda = 2d \sin \theta \quad (4-1)$$

式中 λ 为被衍射的波长， $n=1,2,3\cdots$ 为衍射级次， θ 为入射 X 射线与晶面的夹角， d 为晶面的面间距。由布喇格定律可知，晶体谱仪所能测得的最大波长为 $2d$ ，常用晶体的 $2d$ 值为零点几个纳米到 10nm 左右 (LiF 的 420 点阵面为 0.179nm, LSD—硬脂酸铅为 10.02nm)，所以晶体谱仪常用于短波长即高能 X 射线测量。当 X 射线通过透射光栅时，衍射光遵从光栅方程

$$d \sin \theta = m\lambda \quad (4-2)$$

式中 θ 为衍射光与光栅法线间的夹角， d 为光栅周期， m 为衍射级次， $m=1,2,3\cdots$ 。透射光栅的光谱范围很宽 (从近紫外 300nm 到 0.3875nm)。晶体谱仪和透射光栅谱仪各有优缺点，如晶体谱仪谱分辨高 ($\lambda/\Delta\lambda \approx 10^3 \sim 10^4$)，但测谱范围窄，而透射光栅则相反。将 X 射线谱仪与时间分辨设备 (如 X 射线扫描相机等) 相结合，可以同时研究时间、空间和波长这三个参数。本文主要介绍我们实验用的 X 射线测量设备—光子计数型 CCD 和平场光栅谱仪，本章介绍光子计数型 CCD，下一章介绍平场光栅谱仪。

电荷耦合器件 (Charge-Coupled Devices, 简称 CCD) 是 70 年代初迅速发展起来的一种新型光电成像器件，已广泛应用于信号处理和成像等领域。CCD 器件是以电荷而不是以电流或电压作为信号，构成 CCD 的基本单元是 MOS，在一定的偏压下，MOS 结构成为可储存电荷的分立势阱，当光照射到硅片上时，光电效应产生的电荷将储存在 MOS 势阱中，这些势阱构成了 CCD 的探测微元。一个 CCD 芯片由几百至上万个光敏微元组成，这些微元组成线阵或面阵的 CCD 探测器。MOS 光敏元 (图 4.3) 是在半导体基片上 (如 P 型硅) 生长一种具有介质作用的氧化物 (如二氧化硅)，又在其上沉积一层金属电极，形成了金属—氧化物—半导体结构元。当在金属电极上施加一正电压时，在电场的作用下，电极下的 P 型硅区域里的空穴被赶走，从而形成一个耗尽区，也就是说，对带负电的电子而言是一个势能很低的区域，称为势阱。如果此时有光入射到半导体硅

片上，在光子的作用下，半导体硅片上就会产生电子和空穴，光生电子被附近的势阱所俘获，同时光生空穴则被电场排斥出耗尽区。此时势阱内所吸收的光生电子数量与入射到势阱附近的光强成正比。人们称这样一个MOS结构元为MOS光敏元或叫做一个像素，把一个势阱所收集的若干光生电荷称为一个电荷包。

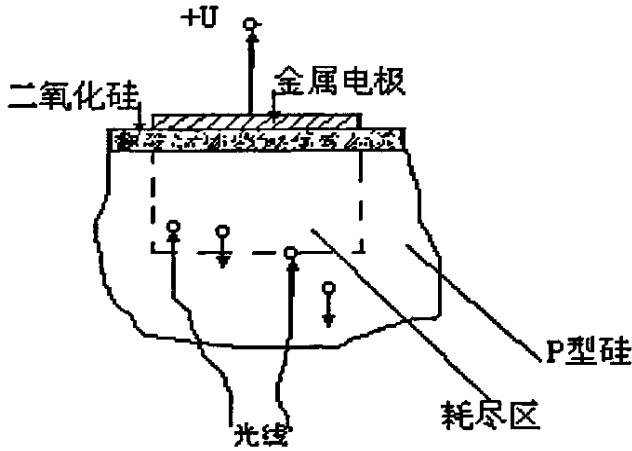


图 4.3 MOS 光敏元示意图

单光子计数型CCD^[47]具有能量分辨、灵敏度高等优点。它采用单光子计数技术，即每个像素上可对一个入射光子响应产生计数。每个像素灵敏层上吸收的X射线光子能量通过光电效应损耗，产生电子—空穴对(电子—空穴对的数目正比于入射光子的能量)，然后经过模—数转换成计数输出。利用相应的处理软件(如WinView32或WinSpec32)，可以获得不同像素单元的计数，对CCD相机所有像素上的计数做统计直方图，可得到具有相同计数值的像素数量，得到计数值—像素数的关系。如果CCD处于单光子计数状态，则像素数就表示同一能点的X射线光子数，不同计数值则表示不同的能点，计数值对应的能量必须经过实验的精确标定。为避免两个光子同时射到一个像素上带来误差，实验中通过选择铜滤片的厚度来控制X光的流强，以保证一个像素上只入射一个光子，即实验时必须保证CCD在一定的误差范围内工作于单光子计数状态。我们实验用光子计数型CCD的像元面上产生一个计数，需要的光子能量约为6.4eV。图4.4为该CCD的探测效率与光子能量的关系^[47]，其对铜的K-alpha线(8047.78eV)的探测效率为

48.73%，CCD主要性能见表4.1。

表 4.1 实验用光子计数型 CCD 主要性能

名称	型号	像元大小	像元阵列	能谱范围
PI-LCX	1300/TE	20 μm ×20 μm	1340×1300	2~30keV

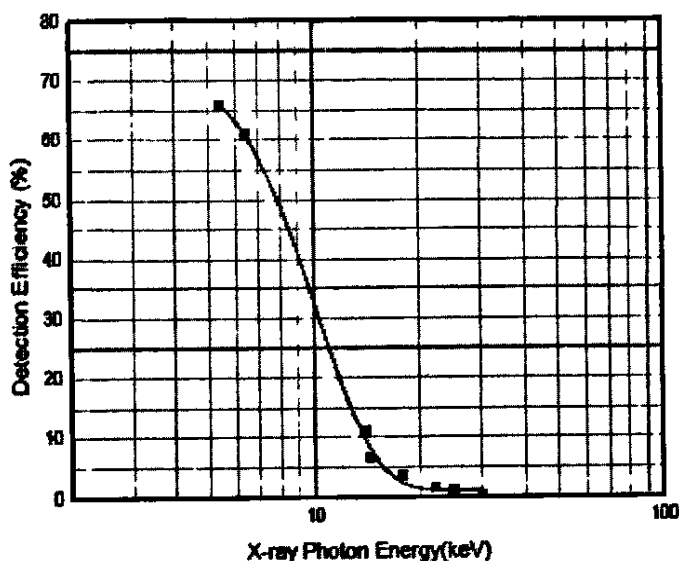


图 4.4 CCD 探测效率与光子能量的关系

4.4 实验结果与讨论

4.4.1 激光焦斑测量

激光与物质相互作用中，对激光焦斑的测量至关重要的，因为其于激光功率密度直接相关，激光功率密度定义为：

$$\begin{aligned}
 I &= \frac{E_L}{\pi r^2 \tau} = \frac{E(\text{mJ}) \times 10^{-3}}{\pi \times (d(\mu\text{m}) \times 10^{-4} / 2)^2 \times \tau(\text{fs}) \times 10^{-15}} \\
 &= \frac{E(\text{mJ})}{d(\mu\text{m})^2 \tau(\text{fs})} \times 1.2737 \times 10^{20} (\text{W} / \text{cm}^2)
 \end{aligned}
 \tag{4-3}$$

其中 E_L 为激光能量， τ 为激光脉冲宽度， d 为激光焦斑半高全宽。实验中用上文介绍的 X 射线针孔相机测得的激光焦斑半高全宽 (FWHM) 为 20~30 μm 。图 4.4 为测量的焦斑及扫描图，焦斑大小随激光能量的变化有一小的波动，本文计算时焦斑取平均值，即能量小于 1J 时取为 24 μm ，大于 1J 时取为 28 μm 。

这样处理的激光功率密度为 $5.5 \times 10^{17} \sim 1.96 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ 。

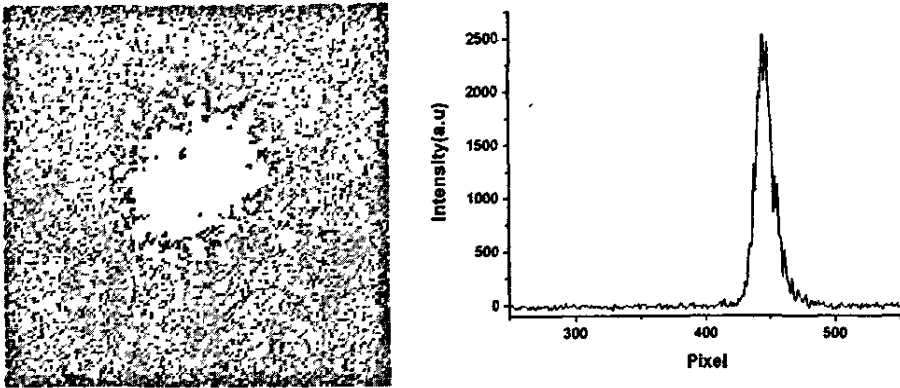


图 4.5 针孔相机测量的激光焦斑及扫描图

4.4.2 实验数据处理

光子计数型 CCD 测量的原始结果如图 4.6 所示，图中圆形区域为 CCD 探测到的 X 射线辐射信号，为计算方便，计算 K-alpha 光子产额所用区域为图中长方形区域（横向像素从 460—820，纵向像素从 630—980）。即计算用区域面积为 50.6844 mm^2 ($351 \times 361 \times 0.02 \times 0.02$)。故 K-alpha 线产额为：

$$\begin{aligned}
 N &= \frac{4\pi N_{mea}}{\Omega} / (\eta \times t_1 \times t_2) \\
 &= \frac{4\pi N_{mea}}{(50.6844 / 725^2)} / (0.4873 \times 0.0986 \times 0.9214) = 2.9437 N_{mea} \times 10^6
 \end{aligned} \tag{4-4}$$

其中， Ω 为上述面积所张的立体角， N_{mea} 为该面积中 K-alpha 光光子数， η 为 CCD 对 Cu 的 K-alpha 光的探测效率，而 t_1 和 t_2 分别为 50um 的 Cu 和 400um 的 Be 对 Cu K-alpha 光的透过率。激光 K-alpha 光转换效率为：

$$\begin{aligned}
 \eta_k &= \frac{N \times E_k}{E_L} = \frac{N \times 8.048 \times 10^3 \times 1.602 \times 10^{-19} \times 10^3 (mJ)}{E_L (mJ)} \\
 &= 3.7953 \times \frac{N_{mea}}{E_L} \times 10^{-6}
 \end{aligned} \tag{4-5}$$

其中 E_k 为一个 Cu K-alpha 光子的能量，而 E_L 为打靶激光能量。

图 4.7 为 43fs、684mJ 激光脉冲与 1mm NPCu1 靶相互作用后能量在

3keV-25keV 之间的 X 射线辐射光谱，可以看出飞秒激光脉冲与 Cu 固体靶相互作用产生准单能的 Cu K-alpha 光 X 射线辐射，其谱线半高约为 330eV。

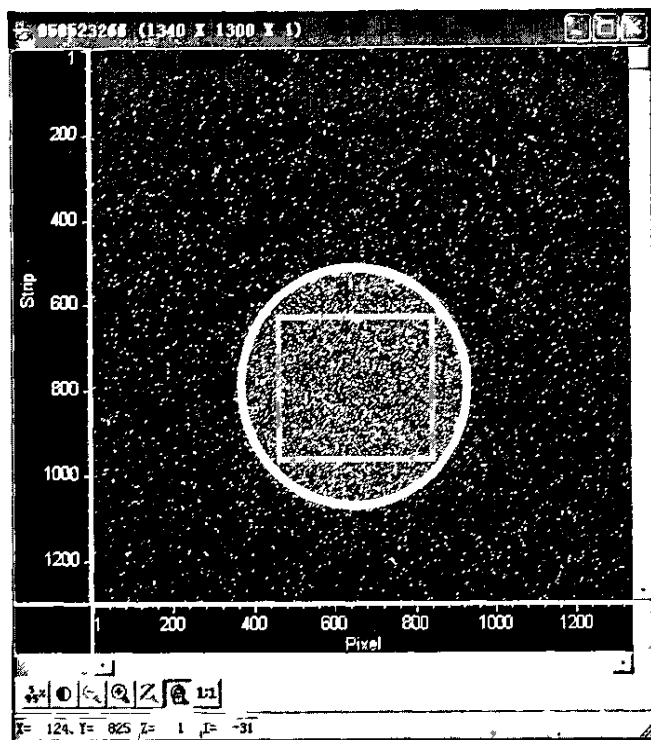


图 4.6 光子计数型 CCD 测量结果原始图

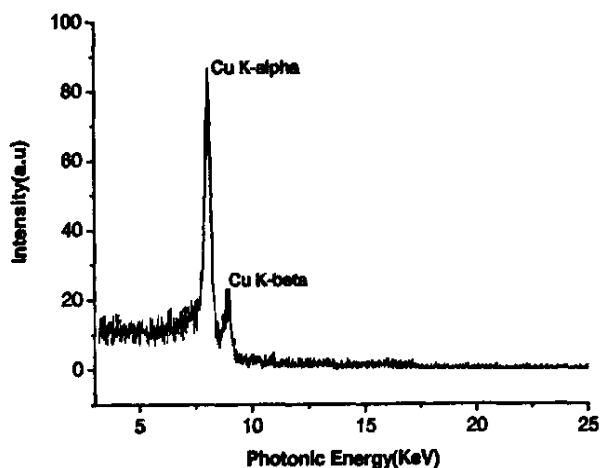


图 4.7 1mm NPCu1 靶与 43fs、684mJ 激光脉冲相互作用后 3keV-25keV X 射线光谱

4.4.3 结果与讨论

图 4.8 为 33fs 超短超强激光脉冲（能量 300mJ ~ 4J, 强度 $2 \times 10^{18} \sim 1.96 \times 10^{19} \text{W/cm}^2$ ）与 10um Cu 平面薄膜靶相互作用 K-alpha 线辐射的产额和激光 K-alpha 光转化效率随激光功率密度的变化关系。从图中可以看出，K-alpha 线产额随激光强度的增加而增加，当激光强度为 $1.96 \times 10^{19} \text{W/cm}^2$ （对应的激光能量为 4J）时，其产额最高达 2.1×10^{10} ，当激光强度为 $1.51 \times 10^{19} \text{W/cm}^2$ （3.1J）时 K-alpha 光产额开始趋于饱和。但激光 K-alpha 光转化效率随激光强度的变化并非与 K-alpha 光产额随激光强度的变化关系一致，其在 $6.5 \times 10^{18} \text{W/cm}^2$ （970mJ）时达到最大值 1.2×10^{-5} ，当激光强度继续增加时，激光 K-alpha 光转化效率很快下降，激光强度为 $1.96 \times 10^{19} \text{W/cm}^2$ （4J）时，其值只有 6.8×10^{-6} 。

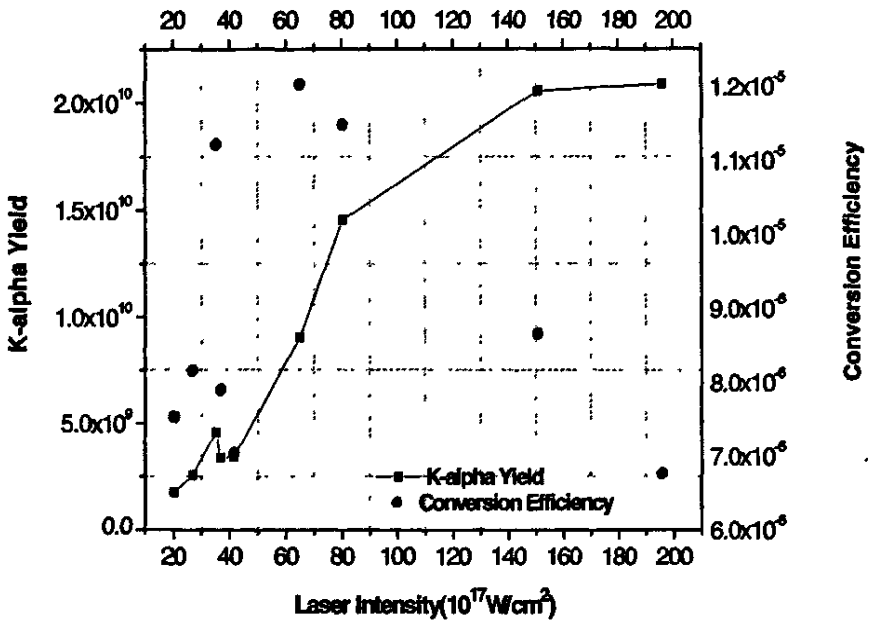


图 4.8 33fs 激光脉冲与 10um Cu 平面薄膜靶相互作用 K-alpha 光产额，激光 K-alpha 光转化效率随激光强度的变化关系

图 4.9 为 43fs 超短超强激光脉冲（能量 107mJ ~ 4.28J, 强度 $5.5 \times 10^{17} \sim 1.62 \times 10^{19} \text{W/cm}^2$ ）与密度为普通固体 Cu 密度 44% 的 1mm 厚块状纳米

靶 (1mm NPCu1 靶) 相互作用 K-alpha 线辐射的产额和激光 K-alpha 光转化效率随激光强度的变化关系。从图中可以看出, 在激光强度较低时, K-alpha 线产额随激光强度的增加而增加, 当激光强度为 $8.44 \times 10^{18} \text{W/cm}^2$ (对应的激光能量为 2.23J) 时, 其产额达到最大值 2.36×10^{10} , 接着当激光强度继续增加时, K-alpha 线产额减少。激光 K-alpha 光转化效率随激光强度的变化与 10um 铜薄膜靶类似, 其在 $3.52 \times 10^{18} \text{W/cm}^2$ (684mJ) 时达到最大值 2.83×10^{-5} , 当激光强度继续增加时, 激光 K-alpha 光转化效率很快下降。当激光强度为 $1.62 \times 10^{19} \text{W/cm}^2$ (4J) 时, 其值为 6.31×10^{-6} 。

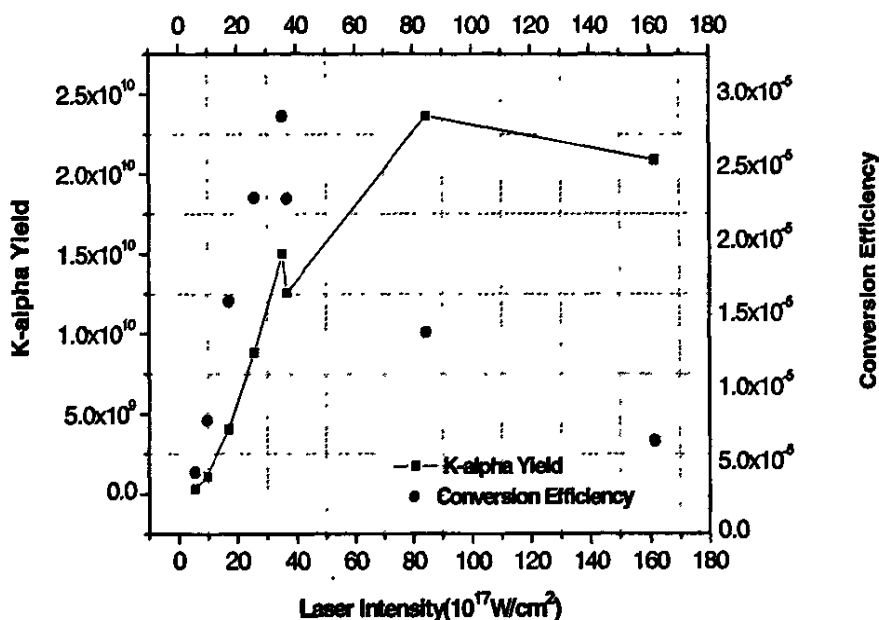


图 4.9 43fs 激光脉冲与密度为普通固体 Cu 靶 44%，厚 1mm 的 Cu 平面纳米靶 (1mm NPCu1) 相互作用 K-alpha 光产额, 激光 K-alpha 光转化效率与激光强度的关系

图 4.10 为 43fs 激光脉冲与 30um Cu 薄膜靶相互作用 K-alpha 光产额和激光 K-alpha 光转化效率与激光强度的关系。K-alpha 光产额随激光强度的关系与 1mm NPCu1 靶类似, 激光强度为 $8.9 \times 10^{18} \text{W/cm}^2$ 时最大 2.2×10^{10} , 接着随强度增加而下降。由于 30um Cu 薄膜靶与 43fs 激光脉冲相互作用实验是在激光强度大于 $3.2 \times 10^{18} \text{W/cm}^2$ 的条件下进行的, 故没有观察到激光强度小于该值时

K-alpha 光产额和激光 K-alpha 光转化效率随激光强度的变化关系。但可以肯定，激光 K-alpha 光转化效率在激光强度 $3.2 \times 10^{18} \text{W/cm}^2$ （该值对应转化效率为 1.98×10^{-5} ）附近出现最大值。

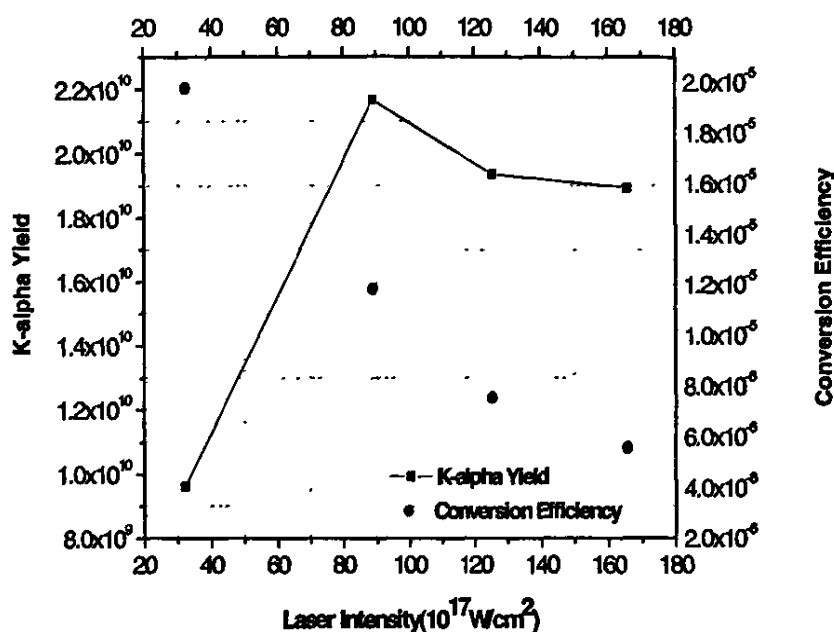


图 4.10 43fs 激光脉冲与 30um Cu 平面薄膜靶相互作用

K-alpha 光产额，激光 K-alpha 光转化效率随激光强度的变化关系

表 4.2 激光强度 $3.3 \times 10^{18} \text{W/cm}^2$ 左右各种靶 K-alpha 光产额、转化效率数据表

T	E (mJ)	I (10^{18}W/cm^2)	Y (10^9)	η (10^{-5})
3um Cu	602	3.1	3.13	0.67
10um Cu	525	3.5	4.57	1.12
30um Cu	627	3.2	9.61	1.98
1mm NCu1	684	3.5	15.01	2.83
1mm NCu2	633	3.3	9.30	1.89

注：表中 T 表示靶，E 表示激光能量，I 表示激光强度，Y 表示 K-alpha 光产额， η 表示激光 K-alpha 光转化效率

图 4.11 为 3um、10um、30umCu 薄膜靶和 1mm NPCu1 靶（密度为普通固体

Cu 密度的 44%) 和 1mm NPCu2 靶 (密度为普通固体 Cu 密度的 92%) 在功率密度为 $3.3 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ 左右时, K-alpha 线产额和激光 K-alpha 光转化效率的比较。表 4.2 为实验详细数据。在激光强度一定时 ($3.3 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$), 薄膜靶厚度越厚 K-alpha 线产额和激光 K-alpha 光转化效率的越高。低密度纳米 Cu 靶 K-alpha 线产额和激光 K-alpha 光转化效率高于高密度纳米 Cu 靶。

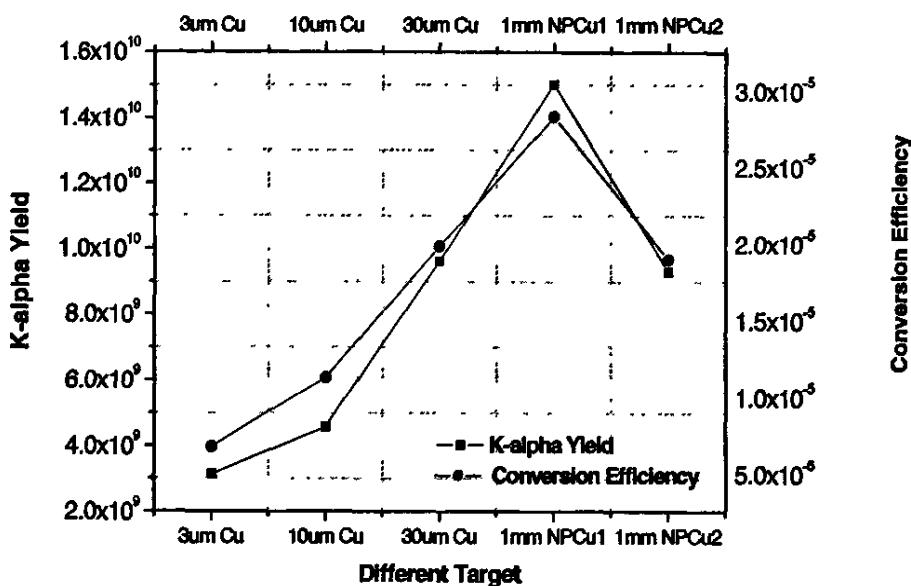


图 4.11 功率密度为 $3.3 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ 左右时 3um、10um、30um Cu 薄膜靶和 1mm NPCu1、1mm NPCu2 靶 K-alpha 线产额和激光 K-alpha 光转化效率

在激光产生的等离子体中, 激光的很大一部分能量通过共振吸收加热、有质动力加热、真空加热、受激 Naman 散射、激光尾波场加速以及各种参量不稳定性等过程转移给超热电子。超热电子向等离子体后的“冷”固体中输运时损失能量并产生特征 X 射线辐射 (K 线) 和韧致辐射。故 K-alpha 线产额和激光 K-alpha 光转化效率与超热电子的产生机制密切相关。而各种加热机制的产生直接决定于激光强度和等离子体密度标长。为了确认占主导地位的加速机制, 需要确定等离子体的密度标长:

$$L = \left(\frac{1}{n} \frac{dn}{dx} \right)^{-1} \quad (4-6)$$

$$\text{和电子抖动振幅: } X_{osc} = \frac{eE_0}{m_e \omega_0} \quad (4-7)$$

式中 $E_0(V/m) = \sqrt{\frac{2I}{\epsilon_0 c}} = 2.75 \times 10^3 I^{1/2}$ 为激光电场的振幅 (式中 I 为激光强度, ϵ_0

为真空介电常数, c 为光速), e 为电子电量, m_e 为电子静止质量, $\omega_0 = 2\pi c/\lambda$ 为激光圆频率。我们实验的激光条件下, X_{osc} 约为 $0.089\lambda \sim 0.53\lambda$, 典型的预等离子体密度标长为 $L = (1 \sim 2)\lambda$ 或 $L \approx (2 \sim 22)X_{osc}$ ^[48, 49]。由于真空加热要求 $L \approx X_{osc}$, 共振吸收要求 $L \gg X_{osc}$ 。因此, 激光强度较低时, 主要的加热机制为共振吸收加热, 而激光强度较高时, 则为共振加热和真空加热。对共振吸收超热电子的温度定标律为:

$$T_{hot} = 100(I\lambda^2 / 10^{17})^{1/3-1/2} \quad (4-8)$$

当激光的规格化强度 $I\lambda^2 > 10^{18} W \mu m^2 / cm^2$, 即激光强度 $I > 1.56 \times 10^{18} W cm^2$, 指数接近 $1/2$ 。根据该定标律, 实验用激光强度产生的超热电子温度对 $10 \mu m$ Cu 薄膜靶约为 $358 keV \sim 1120 keV$, 对 $1 mm$ NPCu1 纳米靶为 $152 keV \sim 1018 keV$, 对 $30 \mu m$ Cu 薄膜靶为 $450 keV \sim 1031 keV$ 。

利用文献[27]给出的K-alpha线产额表达式:

$$N = \int n_{hot} f_{hot}(E) N_{gen}(E) f_{em}(E) dE \quad (4-9)$$

其中 N 为辐射的K-alpha光子总数。 n_{hot} 为总的超热电子数, $f_{hot}(E)$ 为超热电子的分布, $N_{gen}(E)$ 为入射能量为 E 的电子产生的K-alpha光子, $f_{em}(E)$ 为这些光子中“逃离”固体的光子—“辐射因子”。 $n_{hot} = \eta_{hot} E_L / T_{hot}$, 决定于激光能量 E_L 、激光超热电子转化效率 η_{hot} 和超热电子的有效温度 T_{hot} , η_{hot} 一般为 10% 左右^[26]。 $f_{hot}(E)$ 可假设为类麦克斯韦分布。 $N_{gen}(E)$ 决定于电子能量和靶的原子序数 Z , 根据文献[26]的结果, 对Cu靶产生K线辐射的最优电子能量为K壳层电离能的6倍, Cu K壳层电离能约为 $9 keV$ 。 $f_{em}(E)$ 决定于电子能量和原子K壳层的电离能之比 $U = E/E_{Kl}$ 。当 $U \leq 20$ 时, f_{em} 接近于1, 即大部分光子可以“逃离”靶。而当 $U > 20$ 时, $f_{em} (\sim U^{-5/3})$ 很快下降, 因为这时电子的穿透深度和光子的再吸收都增加。

故K线辐射是上述 n_{hot} 、 $f_{hot}(E)$ 综合竞争的结果。在激光脉冲宽度和焦斑一定时。当激光强度（能量）较低时，超热电子的有效温度 T_{hot} 较低， $f_{hot}(E)$ 中低能超热电子所占份额较多，有利于产生K-alpha光，但 n_{hot} 却小，故K-alpha光总数较少。当激光强度较高时，超热电子的有效温度 T_{hot} 较高， $f_{hot}(E)$ 中高能超热电子所占份额较多，不利于产生K-alpha光，但 n_{hot} 却大，故K-alpha光总数较大。当激光强度继续增加时，K-alpha光总数开始减小。所以 n_{hot} 、 $f_{hot}(E)$ 的竞争导致K线辐射随激光强度的增加而增加，在某一值时出现最大值，接着K线辐射的产额随激光强度的增加而下降。故存在一最优的激光强度使得K线的辐射最强。激光K-alpha光转化效率随激光强度的变化类似于K-alpha线产额的变化，但最大的转化效率并不一定出现在K-alpha线产额最大的激光强度，因为激光K-alpha光转化效率：

$$\eta = \frac{N \times E_K}{E_L} \quad (4-10)$$

而 N 随 E_L 并不是线性变化的。

实验结果显示K-alpha光产额和激光K-alpha光转化效率随激光强度的变化趋势与理论预言趋势一致，即分别出现最大值。但最大值并没有出现在文献[27]所预言的强度处。文献[27]中 η_k 对于Cu靶在强度约为 10^{16}Wcm^{-2} 时达到最大值。我们的实验结果最大值出现在更高的激光强度（大于 10^{18}Wcm^{-2} ）。因为我们的实验是在激光强度接近或在相对论激光强度条件下进行的。大的等离子体标长是造成这一现象的主要原因，因为不同激光脉冲对比度和能量对应不同等离子体标长，后者对超热电子的产生影响很大。模拟参数在文献[27]中恒定为 $L = 0.3\lambda$ 。相反在实验中，临界密度处的 L 依赖于激光强度，而且高于 λ 。另外，一些其他的加热机制如：真空加热、相对论有质动力产生的 $J \times B$ 前向电子加速或相对论受激Raman散射（RSRS）等在高激光强度区域激励和增加了超热电子的产生也影响K-alpha线辐射。

相比，我们的实验结果与L. M. Chen等^[20]的实验结果非常相似。他们的实验银靶的激光K-alpha线的转换效率在激光强度 $I = 4 \times 10^{18} \text{Wcm}^{-2}$ 时达到最大值 2×10^{-5} 。我们的实验结果对30um Cu薄膜靶和1mm NPCu1靶也出现在激光强度 $I \sim 3.5 \times 10^{18} \text{Wcm}^{-2}$ 时，但对10um Cu薄膜靶却出现在 $I \sim 6.5 \times 10^{18} \text{Wcm}^{-2}$ 。

激光强度约 $3.3 \times 10^{18} \text{W/cm}^2$ 时，厚度较薄的薄膜靶 K-alpha 线产额和激光

K-alpha 光转化效率较低, 因为薄膜越薄靶背超热电子产额越高, 故大部分超热电子穿透靶到达靶背, 所以 K-alpha 线产额和激光 K-alpha 光转化效率相对较低。厚靶 K-alpha 线产额较高, 但厚靶使得 K-alpha 光辐射的脉冲宽度变大, 其不利于有些应用。低密度纳米 Cu 靶 K-alpha 线产额和激光 K-alpha 光转化效率高于高密度纳米 Cu 靶。可能原因是低密度纳米靶更有利于吸收激光能量, 故激光超热电子转化效率较高, 另外, 低密度靶对 X 射线的吸收较小, 故 K-alpha 光在低密度纳米靶中的辐射因子较高, 所以 K-alpha 线产额也较高。

4.5 总结

4.5.1 结论

利用 SILEX-1 超短超强激光脉冲装置, 重点研究了 800nm 超短超强激光脉冲在: 1) 33fs 脉宽、300mJ~4J 能量 (强度 $2 \times 10^{18} \sim 1.96 \times 10^{19} \text{W/cm}^2$) 条件下与 10um 铜平面薄膜靶相互作用 K-alpha 线辐射产额和激光 K-alpha 光转化效率随激光强度的变化关系, K-alpha 线产额随激光强度的增加而增加, $1.51 \times 10^{19} \text{W/cm}^2$ (3.1J) 时开始趋于饱和, $1.96 \times 10^{19} \text{W/cm}^2$ (4J) 时最高 (2.1×10^{10})。激光 K-alpha 光转化效率在 $6.5 \times 10^{18} \text{W/cm}^2$ (970mJ) 时达到最大值 1.2×10^{-5} ; 2) 43fs、107mJ~4.28J ($5.5 \times 10^{17} \sim 1.62 \times 10^{19} \text{W/cm}^2$) 条件下与密度为普通固体 Cu 靶 44% 的 1mm 厚块状纳米靶 (1mm NPCu1 靶) 相互作用 K-alpha 线产额和激光 K-alpha 光转化效率随激光强度的变化关系, 激光强度较低时, K-alpha 线产额随激光强度的增加而增加, $8.44 \times 10^{18} \text{W/cm}^2$ (2.23J) 时, 其产额达到最大值 2.36×10^{10} , 当激光强度继续增加时, K-alpha 线产额减少。激光 K-alpha 光转化效率随激光强度的增加而增加, $3.52 \times 10^{18} \text{W/cm}^2$ (684mJ) 时达到最大值 2.83×10^{-5} , 激光强度继续增加时, 激光 K-alpha 光转化效率很快下降; 3) 激光强度 $3.3 \times 10^{18} \text{W/cm}^2$ 条件下, 比较了 3um、10um、30um Cu 薄膜靶, 密度为普通固体 Cu 密度 44% 和 92% 的 1mm NPCu1 纳米靶和 1mm NPCu2 纳米靶 K-alpha 线产额和激光 K-alpha 光转化效率, 薄膜厚度越厚 K-alpha 线产额和激光 K-alpha 光转化效率的越高, 低密度纳米 Cu 靶 K-alpha 线产额和激光 K-alpha 光转化效率高于高密度纳米 Cu 靶。

实验结果显示, 超短超强激光脉冲与 Cu 靶相互作用存在使 K-alpha 光产额和激光 K-alpha 光转化效率最优的激光强度。尽管最优的强度并非出现在理

论预言的强度，但其变化趋势与理论预言的一致，同时实验结果与有关实验结果非常相似。

4.5.2 研究展望

超短超强激光脉冲与物质相互作用产生的 K-alpha 线辐射是准单能的 X 射线源，它具有广泛的应用价值和研究意义，对 K-alpha 线产额和激光 K-alpha 光转化效率的研究是最基础的研究。本轮实验取得了较好的数据。以后的研究将关注：1) 同时研究 K-alpha 线辐射和超热电子的产额、角分布和能谱，以精确研究 K-alpha 光辐射和超热电子的关系；2) 激光脉冲宽度对超短超强激光脉冲与物质相互作用 K-alpha 线产额和激光 K-alpha 光转化效率的影响；3) 超短超强激光脉冲与不同原子序数的固体靶，气体靶，团簇等相互作用 K-alpha 线产额和激光 K-alpha 光转化效率；4) 超短超强激光脉冲与各种微结构靶相互作用 K-alpha 线产额、激光 K-alpha 光转化效率和超热电子的产额、角分布、能谱以及它们之间的关系；5) 圆偏振超短超强激光脉冲与物质相互作用 K-alpha 线产额和激光 K-alpha 光转化效率以及超热电子的产额、角分布、能谱以及它们之间的关系；6) 初步研究 K-alpha 线辐射的应用如 K-alpha 线背影成像等。

参考文献

- 1 Donald Umstadter. Review of physics and applications of relativistic plasmas driven by ultra-intense lasers. *Phys. Plasmas*. 2001. 8 (5) . 1774~1785
- 2 A. Cavalleri, C.W. Siders, F. L. H. Brown et al. Anharmonic Lattice Dynamics in Germanium Measured with Ultrafast X-Ray Diffraction. *Phys. Rev. Lett.* 2000. 84(3). 586~589
- 3 A. Cavalleri, Cs. Tóth, C.W. Siders et al. Femtosecond Structural Dynamics in VO₂ during an Ultrafast Solid-Solid Phase Transition. *Phys. Rev. Lett.* 2001. 87(23). 237401-1~237401-4
- 4 Christoph Rose-Petruck, Ralph Jimenez, Ting Guo et al. Picosecond

- milliangstrom lattice dynamics measured by ultrafast X-ray diffraction. *Nature*. 1999. 398(25). 310~312
- 5 Jiansheng Liu, Ruxin Li, Zhizhan Xu et al. Approximately analytical model for inner-shell photoionization x-ray lasers in low- Z elements. *Phys. Rev. A*. 2001. 63. 033809-1~033809-7
 - 6 R. C. Constantinescu, S. Hunsche, H. B. van Linden van den Heuvell et al. Highly charged carbon ions formed by femtosecond laser excitation of C60 :A step towards an x-ray laser. *Phys. Rev. A*. 1998. 58(6). 4637~4646
 - 7 U. Teubner, J. Bergmann, B. Van Wousterghen et al. Angle-Dependent of X-Ray Emission and Resonance Absorption in a Laser-Produced Plasma Generated by a High Intensity Ultrashort Pulse. *Phys. Rev. Lett.* 1993. 70(6). 794~797
 - 8 R. Fedosejevs, R. Ottmann, R. Sigel. Absorbtion of Femtosecond Laser Pulses in High-Density Plasma. *Phys. Rev. Lett.* 1990. 64(11). 1250~1253
 - 9 Yoichiro Hironaka, Kazutaka G. Nakamura, Ken-ichi Kondo. Angular distribution of x-ray emission from a copper target irradiated with a femtosecond laser. *Appl. Phys. Lett.* 2000. 77(25). 4110~4111
 - 10 M. Schnur, R. Nolte, A. Rousse et al. Dosimetric measurements of electron and photon yields from solid targets irradiated with 30 fs pulses from a 14 TW laser. *Phys. Rev. E*. 2000. 61(4). 4394~4401
 - 11 T. Feurer, A. Morak, I. Uschmann et al. Femtosecond silicon $K\alpha$ pulses from laser-produced plasmas. *Phys. Rev. E*. 2001. 65. 016412-1~ 016412-4
 - 12 F. Pisani, U. Andiel, K. Eidmann et al. Influence of the density gradient on the duration of Si- $K\alpha$ pulses generated by a double femtosecond-laser pulse. *Appl. Phys. Lett.* 2004. 84(15). 2772~2774
 - 13 D. G. Stearns, O. L. Landen et al. Generation of ultrashort x-ray pulses. *Phys. Rev. A*. 1988. 37(5). 1684~ 1690
 - 14 P. Audebert, P. Renaudin, S. Bastiani-Ceccotti et al. Picosecond Time-Resolved X-Ray Absorption Spectroscopy of Ultrafast Aluminum Plasmas. *Phys. Rev. Lett.* 2005. 94. 025004-1~025004-4
 - 15 Ch. Reich, I. Uschmann, F. Ewald et al. Spatial characteristics of $K\alpha$ x-ray

- emission from relativistic femtosecond laser plasmas. *Phys. Rev. E.* 2003. 68, 056408-1~056408-5
- 16 N. Zhavoronkov, Y. Gritsai, M. Bargheer et al. Generation of ultrashort $K\alpha$ radiation from quasipoint interaction area of femtosecond pulses with thin foils. *Appl. Phys. Lett.* 2005. 86, 244107-1~244107-3
- 17 Nickolai Zhavoronkov, Yuri Gritsai, Matias Bargheer et al. Microfocus $Cu K\alpha$ source for femtosecond x-ray science. *Optics letters.* 2005. 30(13). 1737~1739
- 18 J. Yu, Z. Jiang, J. C. Kieffer et al. Hard x-ray emission in high intensity femtosecond laser - target interaction. *Phys. Plasmas.* 1999. 6(4). 1318~1322
- 19 L. M. Chen, P. Forget, R. Toth et al. High resolution hard x-ray spectroscopy of femtosecond laser-produced plasmas with a CZT detector. *Rev. Sci. Instrum.* 2003. 74(12). 5035~5038
- 20 L. M. Chen, P. Forget, S. Fourmaux et al. Study of hard x-ray emission from intense femtosecond Ti:sapphire laser - solid target interactions. *Phys. Plasmas.* 2004. 11(9). 4439~4445
- 21 M. Schruer, P. V. Nickles, M. P. Kalachnikov, W. Sandner et al. Characteristics of hard x-ray emission from subpicosecond laser-produced Plasmas. *J. Appl. Phys.* 1996. 80(10). 5604~5609
- 22 J. A. King, K. Akli, R. A. Snavely et al. Characterization of a picosecond laser generated 4.5 keV Ti $K\alpha$ source for pulsed radiography. *Rev. Sci. Instrum.* 2005. 76.076102-1~076102-3
- 23 Masatake Yoshida, Yasushi Fujimoto, Yoichiro Hironaka et al. Generation of picosecond hard x rays by tera watt laser focusing on a copper target. *Appl. Phys. Lett.* 1998. 73(17). 2393~2395
- 24 D. Riley, J. J. Angulo-Gareta, F. Y. Khattak et al. $K\alpha$ yields from Ti foils irradiated with ultrashort laser pulses. *Phys. Rev. E.* 2005. 71. 016406-1~016406-7
- 25 J.-C. Gauthier, P. Geindre, P. Audebert et al. Theoretical and experimental studies of laser-produced plasmas driven by high-intensity femtosecond laser

- pulses. Phys. Plasmas 1997. 4 (5) 1811~ 1817
- 26 D. Salzmann, Ch. Reich, I. Uschmann et al. Theory of $K\alpha$ generation by femtosecond laser-produced hot electrons in thin foils. Phys. Rev. E. 2002. 65. 036402-1~036402-7
- 27 Ch. Reich, P. Gibbon, I. Uschmann et al. Yield Optimization and Time Structure of Femtosecond Laser Plasma $K\alpha$ Sources. Phys. Rev. Lett. 2000. 84(21). 4846~4849
- 28 K. B. Wharton, C. D. Boley, A. M. Komashko et al. Effects of nonionizing prepulses in high-intensity laser-solid interactions. Phys. Rev. E. 2001. 64. 025401-1~025401-4
- 29 K. Adumi, K. A. Tanaka, T. Matsuoka et al. Characterization of preplasma produced by an ultrahigh intensity laser system. Phys. Plasmas. 2004. 11(8). 3721~3725
- 30 Hidetoshi Nakano, Tadashi Nishikawa, Naoshi Uesugi. Enhanced K-shell x-ray line emissions from aluminum plasma created by a pair of femtosecond laser pulses. Appl. Phys. Lett. 2001. 79(1). 24~26
- 31 Alexei Zhidkov, Akira Sasaki, Takayuki Utsumi et al. Prepulse effects on the interaction of intense femtosecond laser pulses with high- Z solids. Phys. Rev. E. 2000. 62(5). 7232~7240
- 32 Ch. Ziener, I. Uschmann, G. Stobrawa et al. Optimization of $K\alpha$ bursts for photon energies between 1.7 and 7 keV produced by femtosecond-laser-produced plasmas of different scale length. Phys. Rev. E. 2002. 65. 066411-1~066411-8
- 33 A. A. Andreev, J. Limpouch, A. B. Iskakov. Enhancement of x-ray line emission from plasmas produced by short high-intensity laser double pulses. Phys. Rev. E. 2002. 65. 026403-1~026403-8
- 34 F. Pisani, U. Andiel, K. Eidmann et al. Influence of the density gradient on the duration of Si- $K\alpha$ pulses generated by a double femtosecond-laser pulse. Appl. Phys. Lett. 2004. 84(15). 2772~2774
- 35 M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, J. Bokor et al. Efficient coupling of high-intensity subpicosecond laser pulses into solids. Appl. Phys. Lett. 1993.

- 62(10). 1068~1070
- 36 C. Wu, W. Theobald, D. R. Gnass et al. Soft x-ray emission from plasmas produced by ultraintense KrF-laser pulses in colloidal Al. *Appl. Phys. Lett.* 1996. 68(10). 1338~1340
- 37 Tadashi Nishikawa, Hidetoshi Nakano, Hyeyoung Ahn et al. X-ray generation enhancement from a laser-produced plasma with a porous silicon target. *Appl. Phys. Lett.* 1997. 70 (13). 1653 ~1655
- 38 G. Kulcsár, D. AlMawlawi, F.W. Budnik et al. Intense Picosecond X-Ray Pulses from Laser Plasmas by Use of Nanostructured “Velvet” Targets. *Phys. Rev. Lett.* 2000. 84. 5149~5152
- 39 S. P. Gordon, T. Donnelly, A. Sullivan et al. X rays from microstructured targets heated by femtosecond lasers. *Optical Letters.* 1994. 19(7). 484~486
- 40 Tadashi Nishikawa, Hidetoshi Nakano, Katsuya Oguri et al. Nanohole-array size dependence of soft x-ray generation enhancement from femtosecond-laser-produced plasma. *J. Appl. Phys.* 2004. 96(12). 7537~7543
- 41 G. T. Boyd, Th. Rasing, J. R. R. Leite et al. Local-field enhancement on rough surface of metals, semimetals, and semiconductors with the use of optical second-harmonic generation. *Phys. Rev. B.* 1984. 519~526
- 42 P. P. Rajeev, S. Banerjee, A. S. Sandhu et al. Role of surface roughness in hard-x-ray emission from femtosecond-laser-produced copper plasmas. *Phys. Rev. A.* 2002. 052903-1~052903-5
- 43 Antoine Rousse, KimTa Phuoc, Rahul Shah et al. Production of a keV X-Ray Beam from Synchrotron Radiation in Relativistic Laser-Plasma Interaction. *Phys. Rev. Lett.* 2004. 93(13). 135005-1~135005-4
- 44 Tomas Mocek, Jong Ju Park, Chul Min Kim et al. Observation of enhanced soft x-ray emission using nitrogen clusters ionized by intense, femtosecond laser. *J. Appl. Phys.* 2003. 93(5). 3105~3107
- 45 孙景文著. 高温等离子体 X 射线谱学. 北京: 国防工业出版社. 2003. 136~294
- 46 郑志坚, 丁永坤, 丁耀南等. 激光—惯性约束聚变综合诊断系统. *强激光与粒子束.* 2003. 15 (11) . 1073~1078

- 47 张双根, 黄文忠, 谷渝秋等. 用于激光等离子体中X射线测量的单光子计数型CCD的标定. 强激光与粒子束. 2006. 18 (1) . 76~80
- 48 蔡达锋, 谷渝秋, 郑志坚等. 超短超强激光与固体靶相互作用中超热电子的角分布. 强激光与粒子束. 2004. 16 (5) . 587~592
- 49 谷渝秋, 蔡达锋, 郑志坚. 飞秒激光-固体靶相互作用中超热电子能量分布的实验研究. 物理学报. 2005. 54 (1) . 186 ~191

第五章 圆偏振飞秒激光与低压氙相互作用软 X 射线辐射研究

5.1 研究进展

如 2.4 节所述, 线偏振激光与物质相互作用产生能量相对较低的电子, 适合于碰撞复合 X 射线激光 (XRL), 而圆偏振激光和气体相互作用产生较高能量的超热电子, 适合于电子碰撞激发 XRL。圆偏振飞秒激光与低压惰性气体相互作用, 通过隧道电离产生能量较高的超热电子, 超热电子与离子相互作用, 将离子碰撞激发到能量较高的激发态, 从而产生高激发态能级与其它能级之间的跃迁, 产生的软 X 射线辐射不同于线偏振激光与惰性气体相互作用产生的 X 射线辐射。如果激光信噪比和圆偏振偏振度足够高, 在一定能量和气压条件下, 可以产生能量很高的超热电子, 超热电子与离子相互作用, 通过单级激发将离子从基态碰撞激发到激射跃迁的上能级, 从而在激射跃迁的上、下能级之间产生粒子数反转, 进而产生 X 射线激光辐射。

Corkum 等^[1]建议利用圆偏振的飞秒激光隧道电离气体靶物质, 同时形成冷的等离子体和超热电子, 让这些超热电子碰撞激发样品形成粒子数反转产生 X 射线激光。1994 年, B. E. Lemoff 等^[2]根据这个思想对这种类型的三个特殊系统: Ar IX (类氙 48nm), Kr IX (类镍 32nm), Xe IX (类钡 41nm) 进行了理论模拟计算。计算表明这些系统中的每一个都有可能产生高增益的 X 射线激光。利用聚焦后强度达 $10^{16} \sim 10^{17} \text{ W/cm}^2$ 圆偏振飞秒激光脉冲纵向泵浦位于不同气池中的低压 ($\leq 1 \text{ Torr}$, $1 \text{ Torr} = 133.33 \text{ Pa}$) 氙、氪、氙气。可以使其外壳层电子完全剥离, 并产生足以将离子从基态碰撞激发到激射跃迁上能级的高能电子。次年, 他们^[3,4]用 10 Hz 、 40 fs 、 70 mJ 圆偏振 800 nm 激光脉冲作驱动, 纵向聚焦到峰值强度 $> 3 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$, 辐照到长度达 8.4 mm 含有 $5 \text{ Torr} \sim 12 \text{ Torr}$ 氙气的不同泵浦池, 第一次观测到强光场下电子碰撞激发 (Xe IX: $4d^9 5p ({}^1P_1) - 4d^9 5d ({}^1S_0)$) 41.8 nm XRL 输出, 激光增益系数为 13 cm^{-1} , 增益长度积 GL 为 11。S. Sebban 等^[6]2001 年首次成功演示了 Xe IX 41.8 nm XRL 的饱和输出, 驱动激光系统是 10 Hz 掺钛蓝宝石激光系统, 信噪比好于 10^6 , 靶面平均激光强度高达 $3 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$, Xe 气压力均匀。在 Xe 气压 15 Torr , 气室长为 2.2 mm , 驱动激光能量为 250 mJ 时, 即可达到饱和, 增益系数为 $67 \pm 3 \text{ cm}^{-1}$ 。

2002 年, 法国的 S. Sebban 等^[6]第一次实现 Kr IX: $3d^9 4p ({}^1p_1) - 3d^9 4d ({}^1S_0)$

32.8nm 光场电离碰撞激发软 X 射线激光辐射, 增益系数达 78cm^{-1} 。激射介质由聚焦 760mJ, 30fs (聚焦后强度约 $5 \times 10^{17}\text{W}/\text{cm}^2$), 10Hz 的 Ti: 蓝宝石圆偏振激光光场电离 3—6mm 长的 Kr 气产生。为了得出最优的激射条件, 他们系统地研究了 XRL 的输出与实验的主要参数 (压强, 泵浦能量, 偏振的椭圆度, 焦点相对于入射针孔的位置) 之间的关系。发现激光线的激射作用对驱动激光的信噪比非常敏感, 并且只有在信噪比好于 10^6 的条件下才有效。在气体靶长小于 3mm 时无激射作用, 靶长 4.5mm、激光能量为 600mJ 的条件下, 激射作用在 15Torr—25Torr (2kpa—3.33kpa) 的范围内是有效的, 在 20Torr 时达到最大。最强的 XRL 在 760mJ、30fs 圆偏振、4.5mm 靶长和 20Torr 压强下得到。

最近, 光场电离碰撞激发软 X 射线激光实验又有了新的突破^[7,8]。如台湾的 H.-H. Chu 等利用 10Hz、810nm Ti: 蓝宝石圆偏振激光与 Xe 团簇气体喷嘴靶实现了类钡氙 XRL 接近饱和的输出。实验用圆锥型 (6mm 口径, 1.2mm 喉径, 5.4° 张角) 和狭长型 (5mm × 0.5mm) 两种喷嘴, 背压分别为 0.7—4Mpa 和 0.013—4Mpa。一束 55fs 预脉冲、焦斑 180um 产生适当的预等离子体, 另一 55fs 的主脉冲焦斑 25um 峰值强度 $7 \times 10^{17}\text{W}/\text{cm}^2$ 泵浦产生 XRL。

5.2 实验条件和实验设置

圆偏振飞秒激光与低压氙气靶相互作用软 X 射线辐射实验也是在中国工程物理研究院激光聚变研究中心的 SILEX-1 超短超强脉冲激光装置上进行的。该装置的有关技术指标和靶室系统见本文 1.2 节和 4.2 节。该实验利用主、副两个靶室。实验布局如图 5.1 所示, 被压缩后的线偏振激光脉冲经 45° 、800nm 全反镜反射后, 经 1/4 波片变成圆偏振光, 再由放在副靶室的离轴抛物面镜 ($f=1400$) 聚焦到气体靶上。在打靶脉冲前进方向的靶室壁上连接一台平场光栅谱仪, 用于测量等离子体辐射的离子谱线, 进而判断等离子体的电离态, 谱线用上海 5FW X 光胶片记录。打靶激光脉冲宽度为 35fs, 能量约为 380mJ/发。

Xe 气室两端均开有直径为 0.5mm 的针孔作为打靶激光脉冲的入口和软 X 射线及打靶脉冲的出口, 气体靶长为 5mm, 图 5.2 为其实物照片。氙气由铜导气管通入 Xe 气室, 氙气压力用压力传感器测量。由于 Xe 气室两端的小孔, 传感器所测气压与气室气压有一定的差值, 我们实验前用两个传感器标定得其差值在实现条件下约为 0.2kpa。实验时校正后的气压分别为 2kpa 和 3kpa。

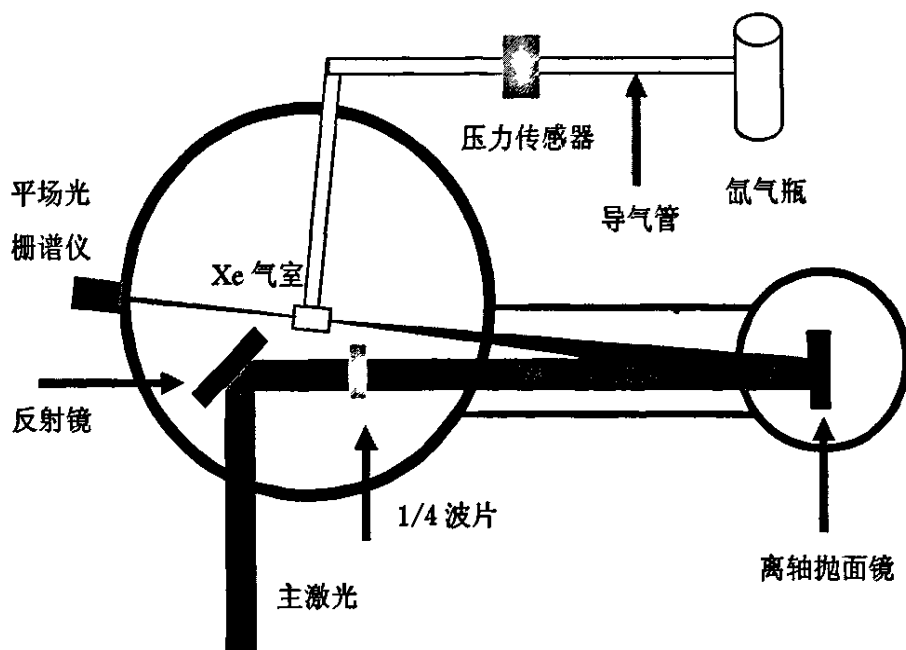


图 5.1 实验布局简图

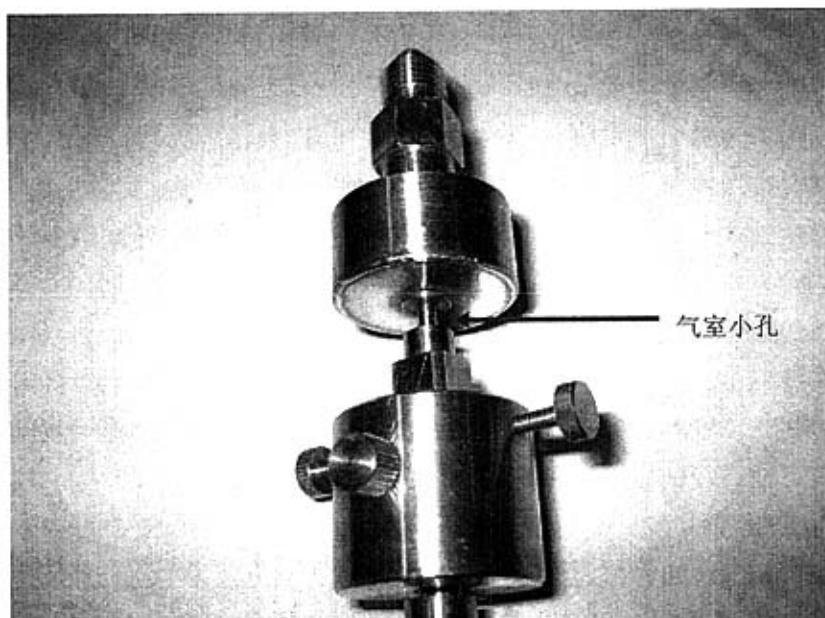


图5.2 氙气室照片图

5.3 诊断设备—平场光栅谱仪^[9, 10]

有关 X 射线测量的简介已在 4.3 做了介绍, 本节只介绍平场光栅谱仪。对于一种光栅谱仪, 衍射光束与入射波长的关系可用光栅方程

$$d(\sin \alpha - \sin \beta) = m\lambda \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (5-1)$$

来描述, 若栅距 (光栅常数) d 为常量, 则对于一个确定的波长 λ 和光栅级数来说, 衍射角 β 取决于入射角 α , 只要谱仪的狭缝 S 和光栅 G 均位于直径等于光栅凹面曲率半径 R 的罗兰圆上, 则衍射光束焦点必在罗兰圆柱体上 (图 5.3)。这个罗兰圆柱接近光栅, 因此探测器或照相底板一定要圆柱安装, 而且随着波长 λ 的增加, 焦距变化很大。

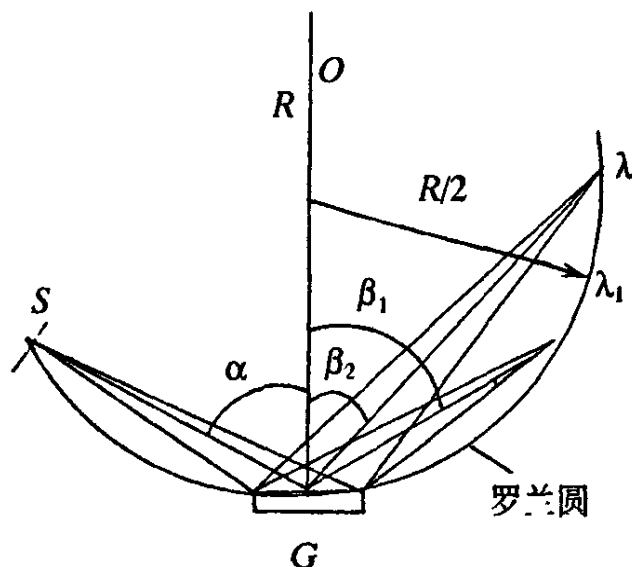


图 5.3 恒栅距光栅成像

利用变栅距凹面光栅, 使 d 和 α 均可变化, 则可实现某一波段衍射光的焦点处在几乎平直的焦面内。

平焦场掠入射光栅谱仪 (简称平场光栅谱仪) 的原理如图 5.4 所示。我们先在光栅中心点 O 处建立一个直角坐标系, 然后, 令 x 轴垂直于光栅并使 y 轴垂直于刻线。光栅毛坯为一球面, 为降低像散, 环形表面可以用作光栅毛坯。为了测量不同波长范围的 X 射线需要专门设计凹面光栅。我们实验用光栅为日本日立公司制造的平场光栅。其参数^[11]为: 曲率半径 5649mm, 标称光栅谱线间

距 1200 线/mm，并且在整个 50mm 刻划宽度内从 1015 线/mm~1449 线/mm 变化，槽线长 30mm，半径为 5649mm 的球面金复制光栅。谱仪入射角为 87° ，狭缝到光栅中心的距离 r 为 237mm，光栅中心到光谱面的距离 L 为 235mm。

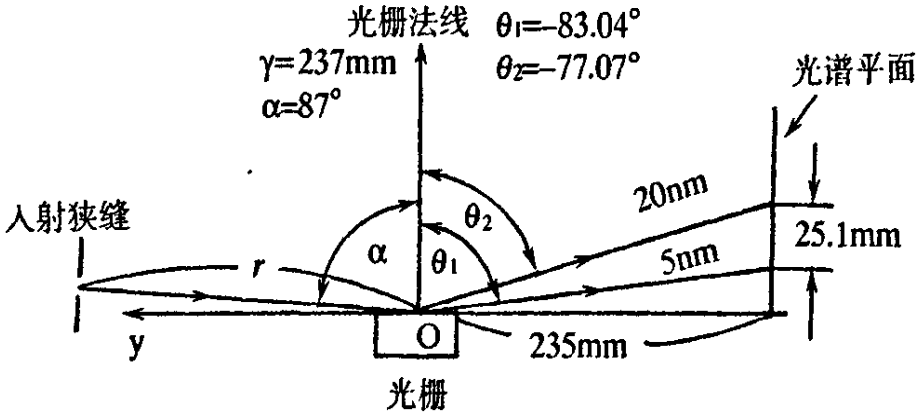


图 5.4 平场光栅谱仪

从图 5.4 可知，波长 λ 作为沿焦平面的距离的函数给出

$$m\lambda = d(\sin \alpha - \sin \theta) \tag{5-2}$$

$$L = 235 \cot \theta \tag{5-3}$$

式中 m 为衍射级， α 和 θ 分别为入射角和衍射角， L 为光谱像沿焦平面距 y 轴的距离。实验中测出某一谱线到零级谱线的距离 L_λ 便可推出该谱线的波长，即

$$\begin{aligned} \lambda &= \frac{d(\sin \alpha - \sin \theta)}{m} = \frac{d(\sin \alpha - \sin(\cot^{-1}(L_\lambda + L_0)/L))}{m} \\ &= \frac{(1/1200)(\sin 87^\circ - \sin(\cot^{-1}(L_\lambda + L_0)/235))}{m} \times 10^6 (nm) \\ &= \frac{\sin 87^\circ - \sin(\cot^{-1}(L_\lambda + L_0)/235)}{12m} \times 10^3 (nm) \end{aligned} \tag{5-4}$$

式中， $L_0 = 235 \cot 87^\circ$ 为零级谱线到 y 轴的距离。与 X 光单门控分幅相机结合可得到时空分辨平焦场光栅谱仪，这里不再介绍，可参考文献^[12]。

5.4 实验结果与讨论

5.4.1 实验数据处理

图 5.5 为实验用上海 5FW X 光胶片记录的原始信号，用黑密度计扫描仪扫描胶片，进而用 Origin 软件处理便可得到软 X 射线辐射的相对强度。实验用黑密度计扫描仪狭缝 15 $\mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$ ，扫描步距 15 μm 。利用零级谱线和 (5—4) 式求出光谱曲线，为了排除干扰，我们还在显微镜下观测谱线以确保所得离子谱线的正确性。将测量得到的谱线波长与 National Institute of Standard and Technology Physics Laboratory (NIST)^[13] 中 Xe 的 Atomic Spectra Database Lines Data 做比较，得出某一波长谱线所对应的跃迁。以每种压强下测得的最强谱线强度为基准，将该压强下的谱线强度进行了归一化。



图 5.5 上海 5FW X 光胶片记录的原始信号

5.4.1 实验结果与讨论

图 5.6 为脉宽 35fs，能量 377mJ/发圆偏振激光脉冲与 2kpa Xe 气相互作用后波长范围在 5nm~60nm 的软 X 射线光谱。图 5.7 为脉宽 35fs，能量 390mJ/发圆偏振激光脉冲与 3kpa Xe 气相互作用后波长范围在 5nm~60nm 的软 X 射线光谱。从图中可以看出，两种压强下跃迁最强的谱线均分布在 11nm、17nm 和 22nm 的波长附近，并且其分布相似。2kpa 的气压下，最强的跃迁谱线为 Xe VIII: $5s^2(^1S_{1/2}) - 4d^9(^2D_{3/2}) 5s5p(^1P_1) (^3/2, ^1P_1)_{1/2}$ 的 17.0856nm 线，以该谱线的强度为基准，将谱线强度进行了归一化。3kpa 气压下，最强的跃迁谱线为 11.343nm 的 Xe VII: $5s^2(^1S_0) - 4d^9 5s^2 5f(^3P_1)$ 跃迁，同样以该谱线强度为基准，将谱线强度进行了归一化。表 5.1 给出了跃迁相对较强的和比较感兴趣的 25 条谱线所对应的波长和所属的跃迁及在两种气压下的强度。可以看出：两种气压下，Xe IX: $4d^{10} (^1S_0) - 4d^9 5p (^3D_1)$ 和 Xe IX: $4d^{10} (^1S_0) - 4d^9 5p (^1P_1)$ 的两条谱线的跃迁也相对很强，可以产生激射跃迁的 Xe IX: $4d^9 5p (^1P_1) - 4d^9 5d (^1S_0)$ 41.8nm

线的相对强度也分别达 0.59 和 0.54。

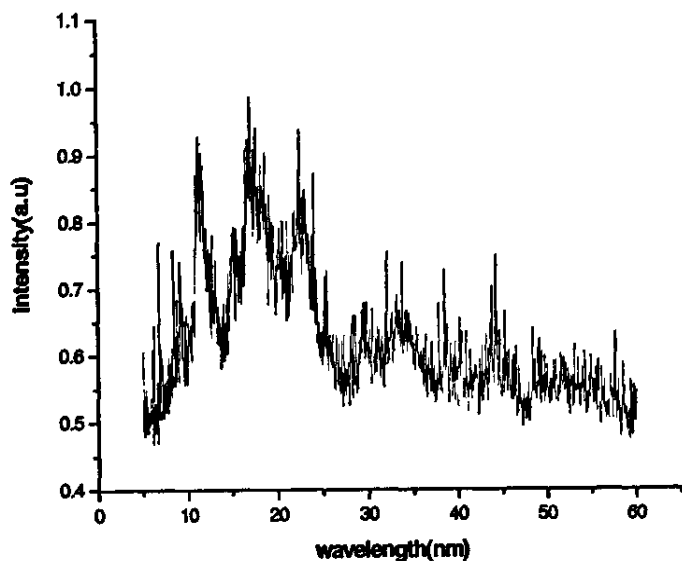


图 5. 6 圆偏振激光脉冲与 2kpa Xe 相互作用 5nm~60nm 的软 X 射线光谱

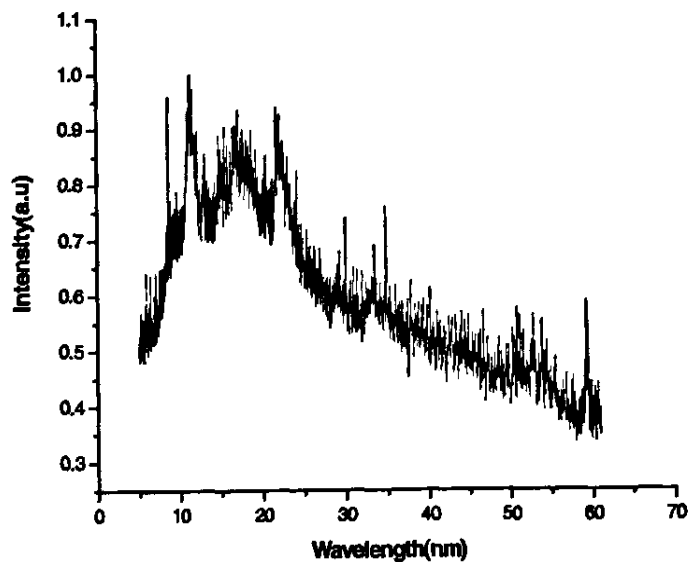


图 5. 7 圆偏振激光脉冲与 3kpa Xe 相互作用 5nm~60nm 的软 X 射线光谱

从测量到的谱线可以定性的确定，激光脉冲与实验条件下的 Xe 气相互作用后所产生的等离子体中达到了 XeVII、XeVIII 和 XeIX 的电离态。

表 5.1 跃迁相对较强的和比较感兴趣的
25 条所对应的波长和所属的跃迁及在两种气压下的强度

ION	CON (Terms)	WL (nm)	I1 (a. u)	I2 (a. u)
Xe IX	$4d^{10}(^1S_0) - 4d^9 7p(^1P_1)$	8.7517	0.64	0.96
Xe IX	$4d^{10}(^1S_0) - 4d^9 5f(^1P_1)$	9.6499	0.73	0.79
Xe IX	$4d^{10}(^1S_0) - 4d^9 5f(^1D_1)$	9.9553	0.63	0.74
Xe IX	$4d^{10}(^1S_0) - 4d^9 6p(^3P_1)$	10.3808	0.72	0.75
Xe VII	$5s^2(^1S_0) - 4d^9 5s^2 5f(^3P_1)$	11.343	0.93	1
Xe VII	$5s^2(^1S_0) - 4d^9 5s^2 6p(^1P_1)$	11.825	0.91	0.89
Xe IX	$4d^{10}(^1S_0) - 4d^9 4f(^1P_1)$	12.0133	0.81	0.81
Xe VIII	$5s(^2S_{1/2}) - 4d^9 5s(^3D) 4f(^2P_{3/2})$	12.3243	0.77	0.79
Xe IX	$4d^{10}(^1S_0) - 4d^9 4f(^1D_1)$	14.3614	0.68	0.77
Xe IX	$4d^{10}(^1S_0) - 4d^9 4f(^3P_1)$	15.0275	0.84	0.86
Xe VII	$5s^2(^1S_0) - 4d^9 5s^2 4f(^3P_1)$	15.383	0.73	0.81
Xe IX	$4d^{10}(^1S_0) - 4d^9 5p(^3D_1)$	16.1742	0.86	0.84
Xe IX	$4d^{10}(^1S_0) - 4d^9 5p(^1P_1)$	16.5323	0.96	0.90
Xe VIII	$5s(^2S_{1/2}) - 4d^9 (^2D_{3/2}) 5s5p(^1P_1)$ $(^3/2, ^1P_1)_{1/2}$	16.6674	0.91	0.91
Xe VIII	$5s(^2S_{1/2}) - 4d^9 (^2D_{5/2}) 5s5p(^1P_1)$ $(^3/2, ^1P_1)_{3/2}$	17.0856	1	0.94
Xe VIII	$5s(^2S_{1/2}) - 4d^9 (^2D_{3/2}) 5s5p(^3P_1)$ $(^3/2, ^3P_1)_{1/2}$	17.7258	0.97	0.85
Xe VII	$5s^2(^1S_0) - 4d^9 5s^2 5p(^3D_1)$	18.1876	0.91	0.88
Xe VII	$5s^2(^1S_0) - 4d^9 5s^2 5p(^1P_1)$	18.5438	0.86	0.86
Xe VIII	$5s(^2S_{1/2}) - 6p(^2P_{3/2})$	22.1841	0.82	0.85
Xe VIII	$5p(^2P_{1/2}) - 7s(^2S_{1/2})$	22.279	0.83	0.87
Xe VIII	$5s(^2S_{1/2}) - 6p(^2P_{1/2})$	22.5541	0.98	0.86
Xe VII	$5s^2(^1S_0) - 5s6p(^1P_1)$	24.5215	0.67	0.71
Xe VII	$5s^2(^1S_0) - 5s6p(^3P_1)$	24.9445	0.64	0.70
Xe IX	$4d^9 5p(^1P_1) - 4d^9 5d(^1S_0)$	41.8257	0.59	0.54
Xe IX	$4d^9 5d(^3D_1) - 4d^9 5f(^3F_2)$	48.4365	0.67	0.50

注：表中 CON 为 Configurations, WL 为 Wavelength, I1 和 I2 分别表示 2kpa 和 3kpa 时的谱线强度

由于受 1/4 波片面积的限制，本次实验没有将激光器输出的全部能量有效

利用, 从而没有将 Xe 完全电离到 XeIX 态, 下一阶段我们将利用大口径的 1/4 波片, 将激光器输出的能量全部利用, 即将 Xe 完全电离到 XeIX 态, 进行 Xe IX: $4d^9 5p (^1P_1) - 4d^9 5d (^1S_0)$ 跃迁的 X 射线激光研究。

5.5 总结

5.5.1 结论

利用平场光栅谱仪和上海 5FW 软 X 射线胶片, 测量了脉宽 35fs 的圆偏振超强超短激光脉冲分别与 2kpa 和 3kpa 的低压氙气体靶相互作用产生的波长在 5nm~60nm 范围的离子谱线。两种气压下, 谱线强度分布基本一致, 2kpa 的气压时, 最强的跃迁谱线为 XeVIII: $5s(^2S_{1/2}) - 4d^9(^2D_{3/2}) 5s5p(^1P_1) (^3/2, ^1P_1)_{1/2}$ 的 17.0856nm 线, 而 3kpa 时最强的线为 11.343nm 的 XeVII: $5s(^1S_0) - 4d^9 5s^2 5f(^3P_1)$ 跃迁, XeIX 的 $4d^{10} (^1S_0) - 4d^9 5p (^1P_1)$ 和 $4d^{10} (^1S_0) - 4d^9 5p (^3D_1)$ 两条线也相对较强, 通过对测量结果的定性分析得出, Xe 在两种气压下被圆偏振飞秒激光脉冲作用后, 主要被电离到 XeVII (Xe^{6+})、XeVIII (Xe^{7+}) 和 XeIX (Xe^{8+}) 态。离子谱线强度分布受气压的影响有一定的变化。

5.5.2 研究展望

下一阶段我们将利用大口径的 1/4 波片, 充分利用激光器输出的能量, 将 Xe 完全电离到 XeIX 态, 进行 XeIX: $4d^9 5p (^1P_1) - 4d^9 5d (^1S_0)$ 跃迁的 X 射线激光研究。此外, X 射线激光有广泛的应用价值, 将来的研究还将关注圆偏振飞秒激光脉冲与 Kr 相互作用产生的 X 射线激光辐射, X 射线激光的时间和空间特性等。

参考文献

- 1 彭惠民, 王世绩, 邱玉波等. X 射线激光. 北京: 国防工业出版社. 1997. 308~315
- 2 B. E. Lemoff, G. P. J. Barty, S. E. Harris. Femtosecond-pulse-driven electron-excited XUV lasers in eight-times-ionized noble gases J. Opt. Lett. 1994. 19. 569~571
- 3 B. E. Lemoff, G. Y. Yin, C. L. Gordon III et al., Demonstration of a 10-Hz

- Femtosecond-Pulse-Driven XUV Laser at 41.8 nm in Xe IX Phys.Rev.Lett. 1995. 74. 1574~1577
- 4 B. E. Lemoff, G. Y. Yin, C. L. Gordon III et al. Femtosecond-pulse-driven 10-Hz 41.8-nm laser in Xe IX. J. Opt. Soc. Am. B. 1996. 180~184
- 5 S. Sebban, R. Haroutunian, Ph. Balcou et al. Saturated Amplification of a Collisionally Pumped Optical-Field-Ionization Soft X-Ray Laser at 41.8 nm. Phys.Rev.Lett. 2002. 86(14). 3004~3007
- 6 S. Sebban, T. Mocek, D. Ros et al. Demonstration of a Ni-Like Kr Optical-Field-Ionization Collisional Soft X-Ray Laser at 32.8 nm. Phys.Rev.Lett. 2002. 89(25). 253901-1~253901-4
- 7 P. Zeitoun, G. Faivre, S. Sebban et al. A high-intensity coherent soft X-ray femtosecond laser seeded by a high harmonic. Nature. 2004. 431. 426~429
- 8 H.-H. Chu, H.-E. Tsai, M.-C. Chou et al. Collisional excitation soft x-ray laser pumped by optical field ionization in a cluster jet. Phys.Rev.A. 2005. 71. 061804-1~061804-4
- 9 孙景文著. 高温等离子体 X 射线谱学. 北京: 国防工业出版社. 2003. 197~2
- 10 张继彦, 杨国洪, 张保汉等. 小型平焦场光栅光谱仪的研制. 光学学报. 2001. 21 (9). 1099~1102
- 11 黄文忠, 尤永禄, 成金秀等. 平场光栅谱仪相对衍射效率测量. 强激光与粒子束. 1999. 11 (6). 701~704
- 12 王耀梅, 杨家敏, 丁耀南等. 时空分辨平焦场光栅谱仪. 强激光与粒子束. 2002. 14 (5). 727~730
- 13 http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html

硕士期间参与的课题及论文发表情况

作者在攻读硕士期间参与了国家863计划项目基金资助课题和中国工程物理研究院高温高密度等离子体物理国家重点实验室基金资助课题的研究:

项目名称	本人承担任务
国家 863 计划资助课题: 光场电离碰撞机制X射线激光研究	实验方案制定 平场光栅谱仪测量及数据处理
中物院高温高密度等离子体物理国家重点实验室资助课题:飞秒激光与铜平面靶相互作用研究	参与实验方案制定 X射线测量及数据处理
中物院高温高密度等离子体物理国家重点实验室资助课题:激光尾波场电子加速中日联合实验	实验方案讨论 BCT、电子谱仪测量
中物院高温高密度等离子体物理国家重点实验室资助课题:飞秒激光与氖团簇相互作用实验	实验方案讨论 团簇对激光能量吸收测量
中物院高温高密度等离子体物理国家重点实验室资助课题:飞秒激光与固体靶相互作用渡越辐射实验	实验方案讨论 X射线相机CCD测量

- 1 王向贤, 黄文忠, 谷渝秋, 洪伟, 蒋刚等. 圆偏振飞秒激光脉冲与低压氙气体靶相互作用软X射线辐射实验研究. 光谱学与光谱分析 (已接收)
- 2 王向贤, 谷渝秋, 蒋刚, 黄文忠. 瞬态碰撞激发 X 射线激光研究进展. 激光与光电子学进展. 2006. 43(1). 15~18
- 3 LIU Hong-Jie, GU Yu-Qiu, WANG Hong-Bin, ZHENG Zhi-jian, GE Fang-Fang, WANG Xiang-Xian et al. High-Energy Ion Emission from Cooled Deuterium clusters in 20TW Laser. CHIN. PHYS. LETT. 2005. 22(5). 1174~1175
- 4 王光昶, 郑志坚, 杨向东, 谷渝秋, 刘红杰, 王向贤等. 超短超强激光与固体靶相互作用中背表面光发射的实验研究. 物理学报. 2005. 54(10). 4803~4807

声 明

本人声明所呈交的学位论文是本人在导师指导下进行的研究工作及取得的研究成果。据我所知，除了文中特别加以标注和致谢的地方之外，论文中不包含其他人已经发表或撰写过的研究成果，也不包含未获得四川大学或其他教育机构的学位或证书而使用过的材料。与我一同工作的同志对本研究所做的任何贡献均已在论文中作了明确的说明并表示谢意。

本学位论文成果是本人在四川大学和中国工程物理研究院激光聚变研究中心读书期间在导师指导下取得的，论文成果归四川大学所有，特此声明。

作 者：王有贵
导 师：蒋刚

致 谢

本文是在四川大学原子与分子物理研究所和中国工程物理研究院激光聚变研究中心顺利完成的。感谢双方的所领导创造严谨活泼、团结向上的学习氛围，感谢导师和其他老师的悉心指导，感谢同事的热忱帮助。

论文从选题、开展到最后成文定稿的每一环节都渗透着导师谷渝秋研究员和蒋刚教授的心血。他们敏锐的观察力、渊博的学识、踏实的工作作风时刻影响着我，使我获益非浅，终生难忘。从他们身上，我不仅学到了理论知识与实验技能，还学到了开展科研工作的方法和科研工作者应当具备的素质。对他们这三年来对我的无私关怀和悉心教导，在此表示衷心的感谢和崇高的敬意。

在论文开展过程中，黄文忠研究员和洪伟研究员对实验设计和数据处理给予了精心指导，亲自到实验室指导和督促实验的开展。并经常和作者交流学术思想，帮助解决了很多的困难，他们渊博的知识和热情的态度我获益非浅，终生难忘，衷心感谢他们朋友般的帮助和严师般的教导。

感谢温贤伦、赵宗清、张双根、胡广月和吴玉迟对我的帮助和热情积极的讨论，和他们的讨论中我发现了许多细节问题并得以解决。在完成论文的工作中先后得到何颖玲、温天舒、焦春晔、刘红杰、周维民、王光昶、葛芳芳、唐翠明等同志的关心与热情帮助。在学习、工作和生活中，与他们相处愉快、合作默契，并建立了深厚的友情。本论文还受到杨国洪、张继彦、李三伟、李文洪、杨家敏、张保汉、郑志坚、江少恩等专家的帮助和指导，从他们身上我学到了许多知识和方法，在此衷心感谢他们。感谢王传珂、况龙钰、梁志远、汪艳、王哲斌、陈鸣、朱托、董建军、周琴琴、刘伟民、赵军普、马兆侠、贾国柱、鲁委员、张美光等对我学习和生活上的帮助。感谢三部的黄小军、王晓东、周凯南、郭仪等和二部的雷海乐等为实验提供高质量的激光和纳米靶。

感谢我的中学物理老师陈仁虎、大学老师周效信和四川大学原子与分子物理研究所的老师程新路、杨向东和朱正和等对我的帮助和早年物理兴趣的培养以及研究方向的指导。

感谢我爱人王丽琴及其家人这三年对我无私的帮助和关爱。我的父母、哥哥、姐姐等一直关心我的学习和生活，给予我鼓励和支持，对此我心存感激。

最后，再次对所有关心和帮助过我的人表示衷心的感谢！