

X 射线激光研究的进展概述¹⁾

张 杰

(英国牛津大学物理系;英国卢瑟福实验室)

摘要 X 射线激光是目前激光物理与等离子体物理中的一个重要研究领域。文章介绍了 X 射线激光的基本物理概念、最新研究动态、目前存在的问题和困难以及 X 射线激光研究和应用的发展趋势。

关键词 X 射线激光

Abstract X-ray lasers are an important area in the fields of laser and plasma physics. The basic physical concepts of X-ray lasers recent progress, existing problems and development trends of X-ray laser research & applications are reviewed.

Key words X-ray laser, plasma physics

1 引 言

我喜欢《物理》。说起来,我之所以对 X 射线激光的研究产生兴趣,还是受《物理》上的一篇文章的影响呢!

1989 年初,我在联邦德国的汉诺威大学,与那里的同行合作进行非线性光学的研究。汉诺威大学有一个全德国藏书最全的科技图书馆。在那里,我偶然地发现了《物理》。亲切、熟悉的方块字令我欣喜万分。我一口气浏览了所有库存的《物理》。在 1987 年的第 6 期上,我读到了任国光先生撰写的《X 射线激光器》一文。文章深入浅出地介绍了 X 射线激光研究最新的进展,使我顿时对 X 射线激光产生了浓厚的兴趣,从此,我走上了研究 X 射线激光的道路。

弹指间,五年过去了。在这五年间,我一直在 X 射线激光这一研究领域工作。每当我看到《物理》时,我总会想起那最初的经历,倍感亲切。

今天,我很愿意为《物理》撰文。并希望我的文章也能像任先生的文章一样引起读者的兴趣。

感谢聂玉昕先生和杜祥琬先生的两次约稿。

2 激光研究的重要目标——X 射线激光

自从激光问世以来,在 X 射线波段实现激光辐射就一直是激光研究的重要目标。X 射线激光的最终实现将会对非线性光学、原子分子物理、等离子体物理、生命科学、表面科学以及工业和医学等研究和应用领域产生非常重大的影响。X 射线激光的方向性强,发散度小,具有很好的空间和时间相干性,其单光子能量比传统的光学激光的光子能量大几个数量级。因此,X 射线激光的亮度极高,大约是工作在同一波段范围的同步辐射源亮度的几亿倍¹⁾。这将为基础科学的研究提供极有力的观测手段,推动基础光学的发展。比如,在水的“窗口”波段范围(2.3—4.4nm),利用 X 射线激光的相干性质,可能会使直接观察蛋白质分裂的三维动态变化和 DNA 双螺旋结构成为可能。

激光是利用激光增益介质中的受激辐射过

1) 1994 年 9 月 26 日收到。英国华人光电子学会组稿。

程产生的光放大, 激光光子的能量等于激光介质中的电子由高能级向低能级跃迁时的能量损失。由于 X 射线激光的光子能量比传统光学激光的光子能量大几个数量级, 因此, 产生 X 射线激光显然不能用中性原子或分子作为激光介质。具有电子跃迁能量处于 X 射线波段的激光介质只能采用高次离化的离子。

为了使中性原子高次离化, 必须剥离原子较外壳层中的许多个电子, 这需要能提供极大能量的泵浦源。同时, 产生激光的另一个必要条件是激光上能级的泵浦速率必须大于该能级向下能级跃迁的自发跃迁速率, 对于高次离化的离子的高能级来说, 自发跃迁速率远比中性原子中能级的自发跃迁速率大得多。因此, 产生 X 射线激光的泵浦源还必须能提供极高的功率密度 ($\geq 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$)。大量研究表明, 要想在 X 射线波段实现激光辐射, 必须采用与产生传统光学激光完全不同的泵浦手段。产生 X 射线激光需要应用与惯性约束聚变相类似的泵浦源。这样高功率密度的泵浦目前只有三种方式可以产生, 即大型高功率光学激光装置、高强度粒子束和核爆炸泵浦。限于篇幅, 本文只讨论用高功率光学激光装置产生的等离子体作为激光介质的 X 射线激光研究的进展情况。

3 X 射线激光物理的基本知识

3.1 X 射线激光对泵浦强度的要求

爱因斯坦的光电子理论告诉我们, 电磁场中的原子通过以下三种基本过程与电磁场发生相互作用, 即自发辐射、受激吸收和受激辐射。原子中处于较高能态的电子自发地向低能态跃迁, 同时产生光辐射的过程是自发辐射。自发辐射是一个不受外界因素影响的随机过程。自发辐射的光子在频率、位相、传播方向和偏振状态等方面都没有内在的相互联系。自发辐射的光子在频率 ν 到 $\nu + d\nu$ 的间隔内的跃迁几率用 $A_\nu d\nu$ 表示。处于较低能态的电子在电磁辐射的作用下, 吸收能量等于原子中某个较高能态与该低能态间能量差的光子, 跃迁到较高能

态的过程称为受激吸收。受激辐射则是受激吸收的逆过程, 即处于较高能态的原子在电磁辐射的作用下, 向较低能态跃迁, 同时产生光辐射的过程。在此过程中产生的光子与促使此过程发生的电磁辐射在频率、偏振态、传播方向和位相等各方面都完全相同。在 ν 到 $\nu + d\nu$ 频率间隔内的受激辐射几率用 $\rho_\nu B_\nu d\nu$ 来表示。其中 ρ_ν 是电磁辐射在 ν 到 $\nu + d\nu$ 频率间隔内的能量密度。自发辐射系数与受激辐射系数之间的关系遵循爱因斯坦公式:

$$A_\nu/B_\nu = 8\pi h\nu^3/c^3. \quad (1)$$

激光过程的基础是受激辐射。当原子体系处于粒子数反转状态时, 通过受激辐射过程可以对频率、偏振态、传播方向和位相等均相同的光子进行放大, 产生方向性强、亮度大、单色性好、相干性好的激光。

从(1)式可以看出, 自发辐射系数与受激辐射系数的比例随着光子能量的增大(波长的减小)呈立方关系增长, 使得受激辐射在短波长上超过自发辐射非常困难。波长越短, 实现受激辐射的困难就越大。

利用(1)式, 我们可以推算出在多大的泵浦强度下, 原子体系中的受激辐射过程才能成为占优势的过程。

要想使原子体系中的受激辐射速率超过自发辐射速率, 需要有以下关系:

$$\rho_\nu B_\nu d\nu > \int A_\nu d\nu \approx A_{\nu_0} \Delta\nu, \quad (2)$$

其中下标 0 表示谱线中心, $\Delta\nu$ 是谱线宽度。

(2) 式实际上是对泵浦源强度的要求。用 I_p 表示泵浦强度, η 表示效率, 则有

$I_p > \rho_{\nu_0} (c/\eta) d\nu = (A_{\nu_0}/B_{\nu_0}) (c/\eta) \Delta\nu.$ (3) 要想使激光过程中受激辐射的速率比自发辐射速率大 α 倍, 就要使

$$I_p \geq 8\pi\alpha h(\nu^3/\eta c^2) \Delta\nu. \quad (4)$$

一般激光等离子体中的谱线宽度可以用多普勒展宽来描述:

$$\Delta\nu \sim \nu(kT_i)^{1/2} \sim \nu^{2/3}, \quad (5)$$

其中 T_i 为等离子体中离子的动力学温度。结合(4)式与(5)式, 可以得到以下的结论:

$$I_p \sim \nu^{2/3} \sim \lambda^{-2/3}. \quad (6)$$

(6)式告诉我们,要想把激光波长 λ 向更短的方向推进一个数量级,泵浦源的强度必须相应提高 4.5 个数量级。这也部分地反映了实现 X 射线激光的困难程度。由(4)式可以估算出,若设 $\alpha = 10$, $\eta = 10^{-3}$, 要产生 10nm 左右的激光辐射,需要泵浦源的强度为 10^{13}W/cm^2 , 这样的强度只有大功率的激光装置的输出聚焦后才能达到。

3.2 X 射线激光的增益和饱和

绝大多数工作在可见和红外波段的激光都是在由反射镜组成的法布里-珀罗型的谐振腔中产生的。增益介质中的自发辐射,在腔内多次通过处于粒子数布居反转状态的激光介质,在沿腔的轴向方向不断受到受激辐射的放大,最终形成方向性强、亮度大、单色性高、相干性好的激光输出。

在 X 射线和软 X 射线波段,由于缺乏有效的反射手段,不可能构成谐振腔,因此,目前的 X 射线激光绝大多数都是自发辐射单次通过激光介质时,沿某一特定方向得到受激辐射的放大而产生的放大自发辐射(ASE 模式)。这种单次放大的 ASE 模式激光要求增益介质具有约比通常谐振腔中的增益介质大 100 倍的增益系数。这种方式所产生的激光强度与激光介质长度呈指数关系:

$$I_A = \exp(\sigma \Delta N L) = \exp(GL), \quad (7)$$

其中 L 为增益介质的长度, ΔN 为布居于激光上下能级的粒子数密度之差, σ 为受激辐射截面,它与上下能级间的自发辐射系数 $A_{ul} = \int A_{ul}^{\nu} d\nu$ 及谱线宽度有如下关系:

$$\sigma = \lambda_{ul}^2 (A_{ul} / 8\pi) \Delta\nu. \quad (8)$$

在以上的讨论中都没有考虑频谱分布。当增益介质中的激光强度较小时,(7)式中的 $\sigma \Delta N = G$ (增益系数)与光强无关,故激光强度随介质的长度和增益系数按指数关系增长。当激光强度增大到一定程度时,布居在激光上能级的电子通过受激辐射跃迁到下能级的速率超过通过自发辐射与通过碰撞无辐射衰变的速率之和。

此时,处于上能级的电子迅速地通过受激辐射跃迁到下能级,相应的反转粒子数也随之下降。这时,激光强度不再随增益介质的长度 L 和增益系数 G 的指数关系变化,而变为线性依赖关系。在这个线性区域内工作的激光称为饱和激光。饱和激光输出是相应的增益介质的最大的激光输出,其强度为

$$I_s = h\nu / \sigma \tau_s = (8\pi h\nu^3 / c^3) (1/\tau_s A_{ul}) \Delta\nu, \quad (9)$$

其中 τ_s 为激光上能级粒子布居的恢复时间。对 X 射线激光来说, τ_s 一般要比上能级的寿命短得多。

激光增益饱和的条件可从 $I_A = I_s$ 得出, GL 值大约在 15—20 之间时,激光增益出现饱和。饱和的 X 射线激光输出是 X 射线激光研究追求的一个重要目标。对于波长为 20nm, $\tau A_{ul} = 0.01$ 的软 X 射线激光来说,饱和激光强度约为 $2 \times 10^{10} \text{W} \cdot \text{cm}^{-2}$ 。

4 电子碰撞激发 X 射线激光

产生 X 射线激光的必要条件是在增益介质中的上能级与下能级之间形成粒子数反转布居。目前在实验上取得巨大进展的两种产生 X 射线激光的方案都是通过特殊手段在增益介质的上能级形成大量粒子数布居,由于下能级与基态之间有很强的共振偶极辐射跃迁相联,造成下能级的迅速排空,从而在增益介质的上下能级之间形成粒子数反转布居。根据在上能级产生粒子数布居的手段的不同,我们将这两种机制分别称为电子碰撞激发机制和三体复合机制。

对等离子体中的各离化态间的离化平衡的研究表明,最外层电子组成闭合壳层的离子的丰度较大,有助于在较大的动态范围内产生粒子数反转。这样的离子有裸核,两个 1s 电子组成最外壳层的类氦结构的离子,6 个 2p 电子组成最外闭合壳层的类氟结构的离子和最外壳层为 10 个 3d 电子组成基态的类镍离子等。大量的理论计算和实验结果表明,电子碰撞激发机制比较容易在类氟和类镍这两种离子中产生 X

射线激光。

4.1 类氟结构

1984年,美国劳伦斯·利弗莫尔国家实验室(LLNL)利用当时世界上最大的激光装置Novette的两路激光,从两面聚焦在硒的薄膜靶上,首次成功地在20.6nm和20.9nm的波长上产生了高增益的软X射线激光。LLNL的实验所采用的就是电子碰撞激发机制。

电子碰撞激发机制的基本思想是:通过激光等离子体中的自由电子与离子碰撞,将处于基态的电子激发到增益介质的上能级,由于下能级与基态之间有较强的偶极跃迁相联,较容易被抽空,从而有可能实现上下能级之间的粒子数反转布居。对于类氟结构(见图1)的离子

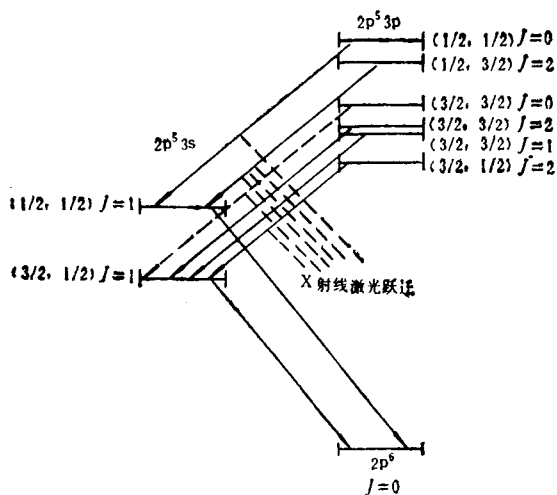


图1 电子碰撞激发类氟结构X射线激光离子能级图

来说,电子碰撞对3p上能级的激发速率远大于对3s下能级的激发速率。其中3p能级中 $J=0$ 的支能级主要通过由2p基态到3p的单极碰撞激发而布居,其他3p支能级($J=2,1$)则主要通过类氟离子的双电子复合及类镁、类钠离子的碰撞电离而布居。3p能级与2p基态之间的偶极跃迁是禁戒的,3s下能级与基态之间的共振偶极跃迁几率则很大,因此很容易形成3p与3s能级间的粒子数反转,产生受激辐射。在这种反转的等离子体中,增益系数随着电子密度的增大而增大,但极大值受3s与3p能级间

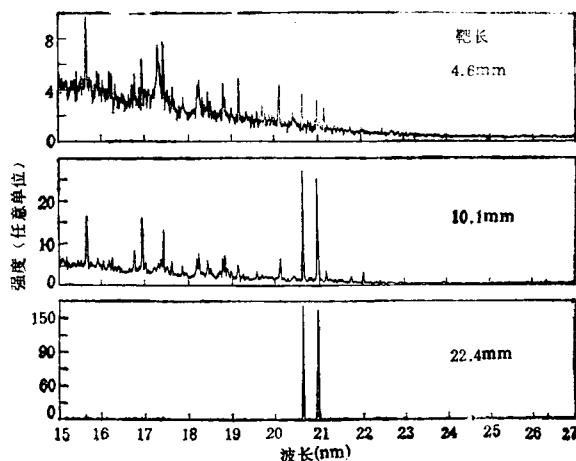


图2 X射线激光强度随等离子体的长度呈指数关系变化的

碰撞退激发过程制约。3p上能级的碰撞布居速率还随电子温度的升高而增加,但电子温度过高时,可能会造成等离子体的过离化,对产生高增益的激光不利。大量的实验和计算机模拟结果表明,产生 $S^{24}X$ 射线激光的最佳条件是均匀等离子体中的电子温度为1keV,电子密度为 $5 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$ 。除此之外,等离子体的横向尺度也要足够小,以避免共振辐射(3s—2p)的再吸收(trapping)。以上条件在LLNL随后进行的实验中很好地得到了满足。他们在实验中所使用的激光靶为在厚度为 $150 \mu\text{m}$ 的塑料($\text{C}_{11}\text{H}_{18}\text{O}_5$)基底上沉积厚度为 $75 \mu\text{m}$ 的硒箔膜,这样薄的硒层可以避免在爆炸箔膜时发生从3s到2p的共振辐射的再吸收。当用强度为 $4 \times 10^{13} \text{W} \cdot \text{cm}^{-2}$ 、脉宽为450ps的绿色($0.53 \mu\text{m}$)激光脉冲从两面聚焦在这种箔膜靶上时(聚焦线宽度为 $200 \mu\text{m}$),箔膜靶被迅速加热、烧蚀而爆炸,爆炸后形成均匀的高次离化的柱状等离子体。X射线激光在等离子体的轴线方向得到了 10^6 倍的单通(single transit)放大(见图2,从图中可以明显看出波长为20.6nm和20.9nm的两条激光谱线)。

LLNL的X射线激光实验成功后,美国、英国、法国、中国、日本等国家的几个国家级实验室也相继进行了大量的电子碰撞激发产生X射线激光的实验,在类氟的Ti, Ni, Cu, Zn, Ge, Br, Rb, Sr, Y, Nb, Mo, Ag离子中观察到了波长

表 1 电子碰撞激发类氦结构 X 射线激光进展

(续)

| 波 长 (nm) | 种 类 | 离化态 | 方 式 |
|-------------|-----------|-----|-----|
| 8.16 | AgXXXVIII | 类氦 | 碰撞 |
| 9.94 | AgXXXVIII | 类氦 | 碰撞 |
| 10.04 | AgXXXVIII | 类氦 | 碰撞 |
| 10.64 | MoXXXIII | 类氦 | 碰撞 |
| 11.25 | NbXXXII | 类氦 | 碰撞 |
| 11.89 | ZrXXXI | 类氦 | 碰撞 |
| 13.1 | MoXXXIII | 类氦 | 碰撞 |
| 13.27 | MoXXXIII | 类氦 | 碰撞 |
| 13.86 | NbXXXII | 类氦 | 碰撞 |
| 13.94 | MoXXXIII | 类氦 | 碰撞 |
| 14.04 | NbXXXII | 类氦 | 碰撞 |
| 14.59 | NbXXXII | 类氦 | 碰撞 |
| 14.66 | ZrXXXI | 类氦 | 碰撞 |
| 14.76 | NbXXXII | 类氦 | 碰撞 |
| 14.86 | ZrXXXI | 类氦 | 碰撞 |
| 15.04 | ZrXXXI | 类氦 | 碰撞 |
| 15.5 | YXXX | 类氦 | 碰撞 |
| 15.63 | ZrXXXI | 类氦 | 碰撞 |
| 15.98 | SrXXIX | 类氦 | 碰撞 |
| 16.41 | SrXXIX | 类氦 | 碰撞 |
| 16.5 | RbXXVIII | 类氦 | 碰撞 |
| 17.35 | RbXXXVIII | 类氦 | 碰撞 |
| 16.65 | SrXXIX | 类氦 | 碰撞 |
| 17.61 | RbXXVIII | 类氦 | 碰撞 |
| 17.63 | BrXXVI | 类氦 | 碰撞 |
| 18.24 | SeXXV | 类氦 | 碰撞 |
| 18.52 | RbXXVIII | 类氦 | 碰撞 |
| 19.47 | BrXXVI | 类氦 | 碰撞 |
| 19.64 | GeXXII | 类氦 | 碰撞 |
| 19.78 | BrXXVI | 类氦 | 碰撞 |
| 20.25 | NbXXXII | 类氦 | 碰撞 |
| 20.64 | SeXXV | 类氦 | 碰撞 |
| 20.79 | BrXXVI | 类氦 | 碰撞 |
| 20.96 | ZrXXXI | 类氦 | 碰撞 |
| 20.98 | SeXXV | 类氦 | 碰撞 |
| 21.22 | ZnXXI | 类氦 | 碰撞 |
| 22.03 | SeXXV | 类氦 | 碰撞 |
| 22.11 | CuXX | 类氦 | 碰撞 |
| 23.22 | NiXIX | 类氦 | 碰撞 |
| 23.22 | GeXXII | 类氦 | 碰撞 |
| 23.35 | RbXXVIII | 类氦 | 碰撞 |
| 23.63 | GeXXII | 类氦 | 碰撞 |
| 24.73 | GeXXII | 类氦 | 碰撞 |
| 25.24 | BrXXVI | 类氦 | 碰撞 |
| 26.23 | ZnXXI | 类氦 | 碰撞 |
| 26.29 | SeXXV | 类氦 | 碰撞 |
| 26.72 | ZnXXI | 类氦 | 碰撞 |
| 27.94 | CuXX | 类氦 | 碰撞 |

| 波 长 (nm) | 种 类 | 离化态 | 方 式 |
|-------------|--------|-----|-----|
| 28.47 | CuXX | 类氦 | 碰撞 |
| 28.65 | GeXXII | 类氦 | 碰撞 |
| 29.62 | CuXX | 类氦 | 碰撞 |
| 29.77 | NiXIX | 类氦 | 碰撞 |
| 30.36 | NiXIX | 类氦 | 碰撞 |
| 31.48 | NiXIX | 类氦 | 碰撞 |
| 32.65 | TiXIII | 类氦 | 碰撞 |
| 33.15 | CuXX | 类氦 | 碰撞 |
| 34.75 | NiXIX | 类氦 | 碰撞 |

从 34.8nm 到 8.2nm 的一系列激光辐射放大 (见表 1)。这些实验大大加深了人们对 X 射线激光物理的认识。

用于生物活细胞全息成像的 X 射线激光必须具有以下三个必要条件:

(1) 激光波长须在 2.3—4.4nm 的“水窗”波段中, 以提供生物活体中的水与碳的高对比度。

(2) 激光强度须达到增益饱和输出, 以保证纳米量级高分辨率所要求的最大光子强度。

(3) 激光输出必须是完全相干的光束, 以提供清晰的生物活体全息干涉图像。

这三个必要条件是 X 射线激光研究的三个奋斗目标。

产生波长短于 4.4nm 的激光是 X 射线激光研究的第一个奋斗目标。

为了产生较短波长的 X 射线激光, 需要用动能较大的电子来碰撞激发由原子序数较高的元素所组成的等离子体, 因此, 泵浦激光的能量也要相应提高。

对上面提到的那些实验的数据进行分析, 可以得出以下适用于所有类氦结构 X 射线激光的经验公式:

$$I(W \cdot \text{cm}^{-2}) \sim 1.2 \times 10^{16}(\lambda/4.5)^{-3.5}, \quad (9)$$

其中 λ 是 X 射线激光波长, 单位为 nm, I 为泵浦激光光强。从这个经验公式可以知道, 要想用类氦结构的电子碰撞激发方案来产生波长短于 4.4nm 的 X 射线激光, 至少需要输出光强为 $10^{16} W \cdot \text{cm}^{-2}$ 的泵浦激光装置, 这在目前来说, 还是不现实的。

4.2 类镍结构

与类氦结构类似，电子碰撞对类镍离子中(图3)的4d上能级有较大的单极激发速率，4p下能级与3d基态能级由很强的共振偶极跃迁相联，因此，类镍离子中的4d与4p能级之间有可能通过电子碰撞实现粒子数反转，产生X射线激光。而且，由于类镍结构4d—4p的能级间距大于类氦结构的3p—3s间距，基态3d电子的束缚能与类氦结构基态2p电子的束缚能几乎相同，所以类镍结构的泵浦效率高于类氦结构。对类镍结构的电子碰撞X射线激光可以得到以下经验公式：

$$I(W \cdot cm^{-2}) \sim 2.5 \times 10^{14} (\lambda/4.5)^{-3.5}, (10)$$

它为X射线激光向更短波长推进提供了依据。

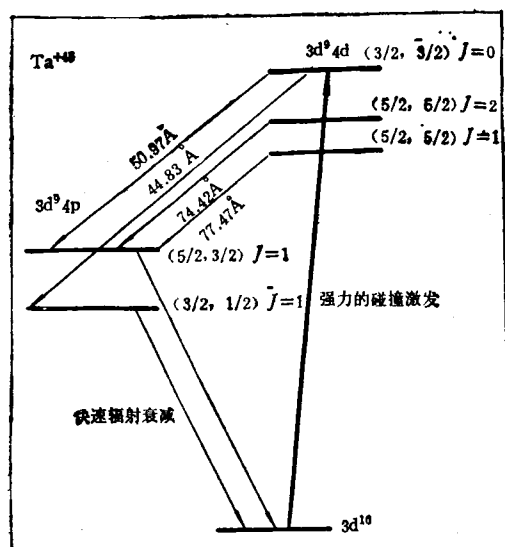


图3 电子碰撞激发类镍结构X射线激光离子能级图(以 Ta⁴⁸⁺ 为例，4d与4p能级间的跃迁是可能的激光跃迁)

1987年，LLNL用世界最大的激光装置Nova，在类镍Eu离子的4d—4p能级间实现了粒子数反转，产生了波长为7.1nm的X射线激光。稍后，英国卢瑟福实验室(RAL)、LLNL等实验室又先后在类镍Sm(7.5nm)，类镍Yb(5.0nm)，类镍Ta(4.5nm)，类镍W(4.3nm)，类镍Au(3.6nm)等离子中观察到激光辐射^[2]，成功地进入了“水窗”波段，实现了X射线激光研究第一阶段的目标(见表2)。

表2 类镍结构X射线激光实验进展

| 波 长 (nm) | 种 类 | 离化态 | 方 式 |
|-------------|---------|-----|-----|
| 3.56 | AuLII | 类镍 | 碰撞 |
| 4.32 | WXLVII | 类镍 | 碰撞 |
| 4.48 | TaXLVI | 类镍 | 碰撞 |
| 4.92 | WXLVII | 类镍 | 碰撞 |
| 5.03 | YbXLIII | 类镍 | 碰撞 |
| 5.09 | TaXLVI | 类镍 | 碰撞 |
| 6.08 | EuXXXVI | 类镍 | 碰撞 |
| 6.83 | SmXXXV | 类镍 | 碰撞 |
| 7.1 | EuXXXVI | 类镍 | 碰撞 |
| 7.24 | WXLVII | 类镍 | 碰撞 |
| 7.3 | SmXXXV | 类镍 | 碰撞 |
| 7.53 | WXLVII | 类镍 | 碰撞 |
| 7.74 | TaXLVI | 类镍 | 碰撞 |
| 8.44 | YbXLIII | 类镍 | 碰撞 |
| 8.48 | EuXXXVI | 类镍 | 碰撞 |
| 10.04 | EuXXXVI | 类镍 | 碰撞 |
| 20.42 | NbXIV | 类镍 | 碰撞 |

在类镍电子结构的4d—4p上下能级之间，有好几对支能级间都有可能形成粒子数反转，但实验中一般只能观察到4d—4p能级中 $J = 0 \rightarrow 1$ 间的激光跃迁， $J = 2 \rightarrow 1$ 之间和 $J = 1 \rightarrow 1$ 之间的跃迁几乎没有激光增益。这一点与类氦结构的实验结果恰好相反。对类氦结构来说，最强的激光跃迁出现在角动量较大的 $J = 2 \rightarrow 1$ 之间， $J = 0 \rightarrow 1$ 之间的跃迁的激光增益则很小。

在类氦结构和类镍结构的X射线激光实验中，使用的激光靶大致可以分为两大类：一类是泵浦激光从靶的两面线状聚焦在薄膜靶上，使薄膜靶迅速加热，爆炸后形成温度和密度都比较均匀的柱状等离子体，这样的均匀等离子体容易使X射线激光束在其中得到充分的放大，但增益区的维持时间有限；另一类是泵浦激光线聚焦后单面辐照平板厚靶，这种构型产生的等离子体的密度和温度的变化梯度均较大，因而对X射线激光光束的折射严重。但这种构型具有制靶容易、增益区维持时间长等优点，对于序数不太高的靶材料来说，这种构型有其独特的优越性，但不适于产生波长很短的X射线激光。

电子碰撞激发 X 射线激光产生于激光等离子体的加热过程中，激光增益通常出现在入射的泵浦激光脉冲峰值附近，一直维持到入射激光脉冲结束。在目前的实验中，增益区的宽度大都约为 100—200 μm ，维持时间约为数百皮秒。

4.3 实现增益饱和输出的努力

X 射线激光的强度随着激光介质增益的增大而呈指数关系迅速增长，激光介质中的受激辐射也随之越来越强。当 X 射线激光的增益足够大时，布居在激光上能级的电子通过受激光辐射跃迁到下能级的速率会远大于通过其他过程向下跃迁的速率之和，这时就会出现增益饱和的现象。此时的 X 射线激光强度达到增益介质输出的最大值，X 射线激光自身的场强开始对激光介质中的能级布居动力学过程、光辐射场的空间分布和频率分布等产生影响。同时，光辐射场的光子统计分布也开始从非相干光场的混沌分布迅速向相干光场的泊松分布演变，进而大幅度地改善 X 射线激光的光束质量。

在“水窗”波段实现了 X 射线激光的放大之后，X 射线激光研究工作者的注意力转到了第二个目标——在“水窗”波段实现 X 射线激光的饱和输出。在这方面的努力同样也是沿着两条不同的技术路线同时进行的，相互之间既是合作，又是激烈的竞争。英国 RAL 和中国高功率激光联合实验室是使用平板厚靶产生 X 射线激光的典型代表，而美国的 LLNL 的传统则是用激光双面辐照薄膜靶来产生 X 射线激光。

如前所述，泵浦激光单面辐照平板厚靶所产生的等离子体中存在较大的垂直于靶面的密度梯度，会使 X 射线激光由于折射偏离出激光增益区，限制了它在等离子体中得到有效放大的长度。为了解决这个问题，X 射线激光研究者提出了许多办法。例如，1983 年，当时在 LLNL 工作的 Hagelstein 提出的“双靶对接”方法即是其中之一^[3]。这种方法采用两束相向的泵浦激光线聚焦后辐照相向依次排列的平板厚靶的相对表面，以产生膨胀方向(因而密度梯度方向)相反的两段等离子体柱，X 射线激

光从第一段等离子体的增益区中折射出来后进入第二段等离子体的增益区而得到进一步的放大。英国和中国的 X 射线激光研究工作者们均采用了这种方法，有效地补偿了由折射造成的影响，大大提高了 X 射线激光的增益系数与长度的乘积值 (GL)。

1991 年 6 月，英国 RAL 在对接的双靶远端加上 X 射线反射镜，形成“半腔”式结构，使 X 射线激光两次通过增益区，“双通”放大了 X 射线激光。在实验中，类氪 Ge 离子中的两条 $J = 2 \rightarrow 1$ 跃迁激光线的增益 GL 达到 21 (见图 4)，在世界上首次实现了波长为 23.2nm 和

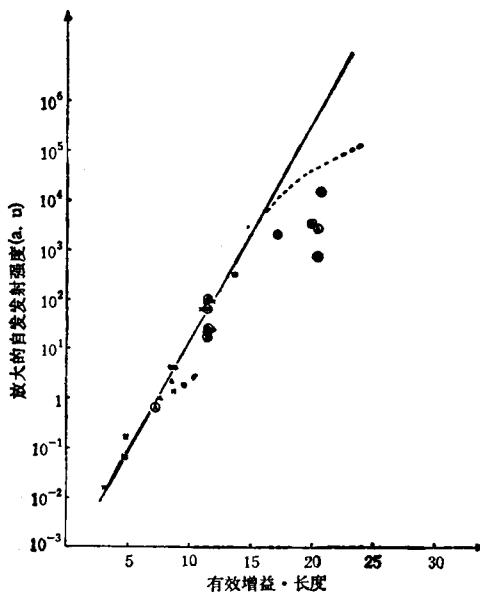


图 4 类氪锗离子 X 射线激光输出达到饱和 (在增益 GL 约为 15 时, X 射线激光出现饱和)

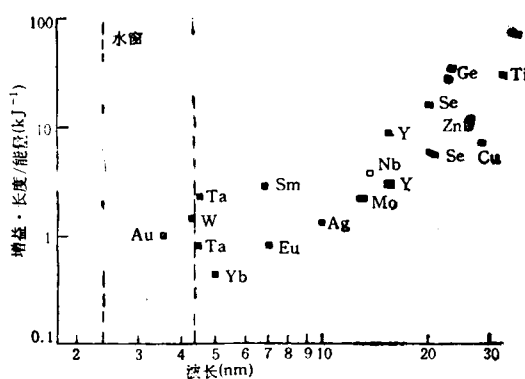


图 5 电子碰撞激发产生的 X 射线激光效率 (定义为激光增益与泵浦能量之比)

23.6nm 的软 X 射线激光的增益饱和输出^[4]。随后, LLNL 使用薄膜靶实现了类氙 Se 离子的 X 射线激光(波长为 20.6nm 和 20.9nm)的增益饱和输出。中国的研究工作者用平板厚 Ge 靶也得到了很好的结果^[5]。

大量的理论计算和实验结果证明, 采用电子碰撞激发机制不可能在现有的激光装置上产生波长比 20nm 短得多的饱和增益 X 射线激光。工作在“水窗”波段的饱和 X 射线激光需要泵浦激光能量至少大于 10kJ(图 5)。因此, 要想实现 X 射线激光的第二个目标, 必须采用其他的对泵浦激光能量要求较低的机制, 或对电子碰撞机制进行重大修改才有可能。

令人高兴的是, 近一两年来, 世界范围对这

个方面的探索研究都非常活跃, 取得了一系列振奋人心的重大进展, 为在“水窗”波段实现增益饱和输出的 X 射线激光带来了巨大的希望。这几方面的进展, 我们将在另一篇文章中论及。这另一篇文章将在本期稍后发表。

参 考 文 献

- [1] D. L. Matthews and M. D. Rosen, *Scientific American*, 259-6 (1988), 60.
- [2] B. J. MacGowan et al., *Phys. Fluids B*, 4(1992), 2326.
- [3] P. Hagelstein, *Plasma Physics*, 25(1983), 1345.
- [4] A. Carillon, *Phys. Rev. Lett.*, 68(1992), 2917.
- [5] 王世绩、顾授、傅思祖等, *中国科学 (A 辑)*, 2(1991), 151.

中子散射与 1994 年诺贝尔物理奖¹⁾

孙 向 东

(中国科学院物理研究所, 北京 100080)

摘要 中子以它特有的性质, 使它成为继 X 射线和电子衍射之后的又一研究微观物质结构的有效方法。由于中子散射技术的发展, 人们才得以在声子色散曲线和同位素效应的研究等方面有所收获。中子散射可以说是对 X 射线衍射和电子衍射的一个重要的和不可缺少的补充。Shull 和 Brockhouse 由于在这一领域中的杰出贡献而获得 1994 年诺贝尔物理奖。

关键词 中子, 散射, 结构

Abstract Neutron scattering is an efficient method for detecting the microstructure of matter by which we can study, for example, details of the phonon spectrum in solids, and the isotopic effect. Bertram N. Brockhouse and Clifford G. Shull earned the Nobel physics prize in 1994 for their significant contributions in this domain.

Key words neutron, scattering, structure

瑞典皇家科学院 1994 年 10 月 12 日宣布, 将 1994 年诺贝尔物理奖授予加拿大麦克马斯特 (McMaster) 大学教授布罗克豪斯 (Bertram N. Brockhouse) 和美国麻省理工学院 (MIT) 教授沙尔 (Clifford G. Shull), 以表彰他们对中子散射技术的发展所作的贡献。50 几年来,

中子散射技术在固体物理、高温超导、化学催化剂、电子器件、蛋白质结构、微生物构造及储氢材料的研究等广泛的领域中, 有着极其重要的应用。

1) 1994 年 11 月 11 日收到。