

Mg 微管靶喷口电子密度及 X 射线谱的时间分辨特性*

章辉煌 林尊琪 何兴法 张正泉 王笑琴
逯其荣 谷忠民 庄亦飞 崔季秀 余文炎

中国科学院上海光学精密机械研究所

李 家 明

中国科学院物理研究所

龚美霞 张小秋 雷志远 杨斌洲 赵卫

中国科学院西安光学精密机械研究所

1989 年 1 月 24 日收到

1.06 μm 激光以 $3.5 \times 10^{12} \text{W/cm}^2$ 管壁辐照强度注入带侧向喷口 Mg 微管靶管内。利用 X 射线条纹相机测量 Mg^{10+} 和 Mg^{11+} 离子沿侧喷方向发射 X 射线谱随时间变化过程, X 射线时间分辨谱结果表明, 三体再复合过程是实现 Mg^{10+} 离子激发态 $1s4p$ 和 $1s3p$ 能级间粒子数反转的主要机制。用 2660\AA 紫外激光探针探测侧向喷口处等离子体电子密度, 其密度值与用光谱分析获取的一致。

一、引 言

自软 X 射线波长的自发辐射放大 (ASE) 输出在美国利弗莫尔实验室^[1]实现以来, 人们对 ASE X 射线激光发射的研究日趋深入^[2-5]。然而, 已实现了的 X 射线 ASE 激光发射能量转换效率甚低, 不能满足实用化的要求。文献[3]指出高等离子体电子密度对提高反转粒子数密度乃至增强 X 射线激光转换效率是至关重要的。基于这一想法, 我们设计一种后管口封闭、侧壁开喷口的微管靶^[6]。这种特殊结构靶可将高温等离子体束缚在微管内, 并使等离子体朝侧喷方向喷射时保持较高的电子密度状态。高温高密度等离子体以超声速从整个侧向喷口向外喷出过程中, 与喷口壁附近的冷等离子体产生能量交换, 形成强烈非平衡态区, 从而使该区域内 Mg^{10+} 离子激发态能级间实现三体再复合机制为主的高粒子数反转。先前的实验从沿侧喷方向 Mg^{10+} 离子发射时间积分谱中, 观察到 $1s4p$ 和 $1s3p$ 能级间强烈的粒子数反转, 推算获得最大反转粒子数密度和最大增益系数分别为 $\Delta N \approx 3.67 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ 和 $k \approx 27.4 \text{cm}^{-1}$; 同时测得较高平均温度下的电子密度为 $2 \times 10^{20} \text{cm}^{-3[6]}$ 。

* 国家自然科学基金资助的课题。

由于该实验测到的等离子体沿观测方向积分电子温度较高(470—520eV),尚不能断定三体再复合过程是导致侧向喷口区域粒子数反转的主要机构。本文利用X射线条纹相机对微管靶沿侧喷方向发射 Mg^{10+} 和 Mg^{11+} 的X射线谱做时间分辨,结果发现, Mg 类氦离子 (Mg^{10+}) 若干高激发态谱线出现时间迟于类氢离子 (Mg^{11+}) L_{β} 谱线,其相对延迟时间值与三体碰撞复合理论估算的结果符合,从而证实三体再复合过程是产生 $MgXI$ 的 $1s3p$ 和 $1s4p$ (甚至 $1s5p$)能级间高粒子数反转的主要机制。此外,用 2660 \AA 紫外激光探针精确测量了微管靶侧向喷口处的等离子体电子密度。探测结果与用光谱分析得到的结果基本一致。

二、实验排布

实验在中国科学院上海光学精密机械研究所六路激光装置上完成。侧壁开喷口微管靶及实验排布如图1所示。 $1.06 \mu\text{m}$ 波长激光经 $f/1.5$ 非球面打靶透镜沿微管管轴方向会聚到微管入口中心,由于微管管口直径 $d \approx 100 \mu\text{m}$, 大于激光靶面焦距尺寸(约 $\varnothing 60 \mu\text{m}$), 故会聚后激光可全部注入微管内,经管壁和管底的多次反射、吸收将能量淀积在微管内,建立较为均匀的护持器(tamper)。激光输出能量为 10J , 其脉宽约为 250 ps (FWHM)。微管靶由高纯镁制成,长度为 $200 \mu\text{m}$ 。考虑到有 30% 左右的输出激光能量在注入微管靶之前被损耗掉,估算微管靶内壁激光平均辐照强度约为 $3.5 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ 。

喷口在微管壁一侧,其宽度方向 AB 与微管轴平行。喷口最窄的颈部位与管壁相连,尺寸为 $30-60 \mu\text{m}$, 并沿侧喷方向逐步扩展到 $100-150 \mu\text{m}$ 。喷口长度 $h = 150-200 \mu\text{m}$ 。微管靶加工较为粗糙,经显微镜检验,微管内壁和喷口表面局部凹凸不平涨落可达 $10 \mu\text{m}$, 平度很差。尽管如此,此种靶已经对提高等离子体电子密度和产生 $MgXI$ 离子 $1s4p$ 和 $1s3p$ 能级间粒子数反转作出贡献^[6]。

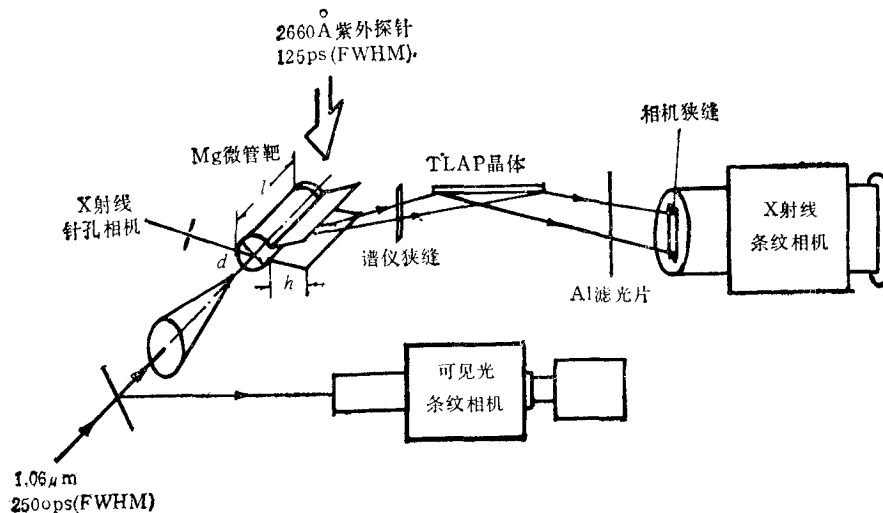


图1 测量侧喷微管靶电子密度和X射线时间分辨谱的实验排布

沿等离子体侧喷方向放置新设计的 TLAP 晶体谱仪和 X 射线条纹相机。谱仪狭缝取向垂直于微管轴，目的是测量 X 射线谱沿微管轴方向的空间分辨特性。谱仪狭缝距靶 54mm，宽度可调，实验中发现宽度取 $100\mu\text{m}$ 为宜。通过上下平动调整 TLAP 晶体位置，改变喷口发射 X 射线相对晶体平面的入射角，根据布喇格衍射原理可获得小范围波长不同的 X 射线谱 ($7.0\text{--}9.2\text{ \AA}$)。紧接着晶体谱仪安放由中国科学院西安光学精密机械研究所研制的阴极可拆卸式 X 射线条纹相机。在相机前加厚 $1\mu\text{m}$ 聚丙烯薄膜做为瞬间真空隔离，防止打靶后瞬间靶室真空度降低引起相机阴栅打火损坏相机。相机狭缝与谱仪狭缝平行放置，狭缝宽度为 $100\mu\text{m}$ 。相机的时间分辨率约为 50ps 。

在与激光入射方向成 45° 角的靶斜上方安置 X 射线针孔相机，用于监视激光与靶耦合情况。相机针孔直径 $16\mu\text{m}$ ，距靶 37.6mm 。在相机底片暗盒窗口前加厚 $140\mu\text{m}$ Be 箔。针孔成象结果清楚表明激光确实全部注入微管。

2660 \AA 紫外激光探针^[7]以图 1 所示的方向照明微管靶，探针能量为 $1\text{--}2\text{mJ}$ ，脉宽约为 125ps 。实验利用六路装置上第五路 $1.06\mu\text{m}$ 激光的 $\phi 50\text{mm}$ 输出作为基频光，经 KDP 和 BBO 晶体串级倍频后获得四倍频波长为 2660 \AA 的紫外探针光，探针系统总体能量转换效率为 0.2% 。与紫外探针配套用于测量微管靶喷口处等离子体电子密度的是经改进的 Normarski 型干涉仪。在此干涉仪中，采用显微成像物镜加色差补偿片的方法，利用现有可见波长的 He-Ne 激光便可完成干涉系统光路的准直和清晰靶像的调整。该干涉系统具有较高的空间分辨率 ($\approx 3\mu\text{m}$)。

三、实验结果

图 2(见图版 1) 给出微管靶侧向喷口中心部位 Mg^{10+} 和 Mg^{11+} 离子发射的 X 射线时间分辨谱。其中图 2(c) 给出 MgXII 的 $L_\beta(n=3 \rightarrow 1)$ 谱线和 MgXI 的 $1snp-1s^2$ ($n \geq 3$) 各谱线随时间的变化。从图 2(c) 发现 Mg 类氢离子发射的 $1s5p-1s^2(7.310\text{ \AA})$ ， $1s4p-1s^2(7.473\text{ \AA})$ 和 $1s3p-1s^2(7.850\text{ \AA})$ 谱迟于类氢离子发射的 L_β 谱出现，其相对迟后时间分别为 $\Delta t = 100, 170$ 和 200ps ，其中 $\Delta t = 0$ 是 L_β 谱线的峰值时刻。这种现象清楚地表明在微管靶的侧向喷口等离子体存在着三体再复合区；并且从 MgXI 发射各谱线出现时刻的不同，反映了三体再复合过程中电子优先填充高激发态能级的原理。在相应于图 2(c) 的描述图(见图 3)中，可进一步观察到 MgXI 离子的 $1s4p$ (甚至 $1s5p$) 与 $1s3p$ 能级间存在强烈的粒子数反转。粒子数反转在 $\Delta t = 240\text{ps}$ 开始出现，到 $\Delta t = 400\text{ps}$ 时达到最大。由于未对 X 射线条纹相机作光强度转换定标，所以不能对反转粒子数密度值及增益系数作定量估算。然而，比较图 3 和文献[6]中图 2 给出的谱线描述图中 $1s4p$ 和 $1s3p$ 谱线强度的相对值，可以预计本实验仍获得较高反转粒子数密度值及增益系数。

注意到伴线光学薄的特性，用图 2(b), (d) 中 Mg 类氢共振线的伴线与类氢共振线的伴线强度比计算电子温度^[8]；类氢共振线与互组合线强度比获取电子密度值^[9]，得到平面 Mg 靶和微管靶电子温度和电子密度的时间分布(见图 4)。图 4(a) 展示 Mg 平面靶和微管靶的电子温度皆在较高的温度范围($400\text{--}600\text{eV}$)变化，随时间推移分别从 250ps 时

刻的 500 和 600eV 减小到 800ps 时刻的 400 和 430eV. 这里必须指出,图 4(a) 所测得的微管靶电子温度是沿侧喷方向微管靶管内和侧向喷口区电子温度的积分平均值,即电子温度测量结果含有微管中心区的温度信息,不能完全代表喷口区的电子温度随时间的变化.实际上,喷口区电子温度低于微管内电子温度,因而应低于图 2(a) 给出的结果.此外, Mg 类氢共振线 L_{α} 在 X 射线条纹相机 CsI 阴极的光量子转换效率较类氢共振线 ($1s2p-1s^2$) 的高(约 50%),造成相应伴线强度比增大,因而使电子温度测量结果偏高.

图 4(b) 给出的平面靶和微管靶沿观测方向积分平均的电子密度却有较大的差异.微管靶电子密度在 250—500ps 时达到最大 ($3.6 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$), 然后衰减到 800ps 时刻的 $1 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$; 平面靶的电子密度最高仅达 $1 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$. 这说明微管靶能够把电子密度束缚在较高数量级水平上.微管靶的这一功能为三体再复合机制主导的 Mg XI $1s4p$ 和 $1s3p$ 能级间粒子数反转提供必要的前提.

一般说来,用光谱分析获得的电子密度值存在着较大的误差.因此,利用 2660 Å 紫外激光探针精确测量侧喷口粒子数反转区域的等离子体电子密度.考虑到微管靶结构的特点,采用逐点取样测量法,即选取不同喷口侧喷长度(图 1 所示 h), 逐次测定喷口外缘处电子密度.紫外探针光从沿垂直微管轴和侧喷取向的方向探测,沿此方向可获得特定取样点喷口外缘的电子密度.从带侧喷微管靶的后向空间分辨积分谱观察的结果^[6]可知,产生粒子数反转的区域位于沿侧喷方向距喷口颈部 30—90 μm 处.因此,实验中选取喷口侧喷长度较短 ($h = 40, 80 \mu\text{m}$), 其它微管参数如同上述的微管靶,改变探针相对主激光的延迟,可分组测定离喷口颈部 40 到 80 μm 处随时间变化的电子密度值.探针测得的电子密度也在图 4(b) 给出,其结果(尤其是 $\Delta t = 400 \text{ps}$ 左右的密度值)与光谱分析获得的结果基本一致.在 150ps 左右,光谱分析获取的电子密度出现反常下降,而紫外光探针测得的电子密度则排除这一反常现象.沿微管轴方向直接探测喷口内部的电子密度的方案未能实现,原因是靶室内探针光诊断设施会阻挡主激光光路.

四、讨论与分析

激光加热微管,并在侧向喷口区域产生粒子数反转的物理过程示于图 5. 注入微管靶的激光首先加热微管内壁,等离子体开始由壁向微管轴心会聚运动.与此同时,部分激

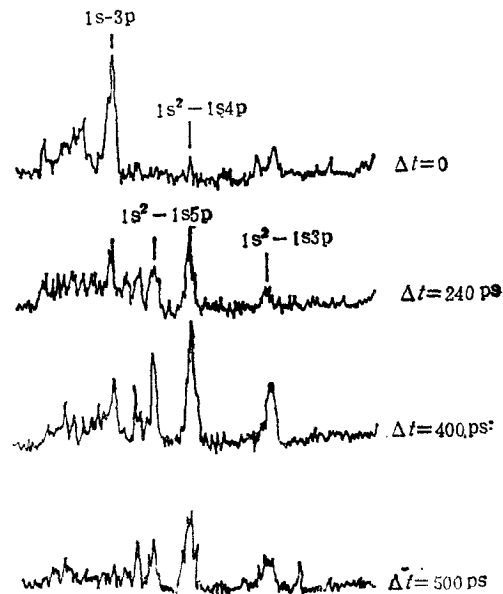


图 3 相应于图 2(c) 的黑密度描述 $\Delta t = 0$ 表示 Mg XII L_{α} ($3p-1s$) 谱线峰值时刻

光能量从整个侧壁喷口向外泄漏使喷壁产生低温等离子体。管内壁激光辐照强度为 $3.5 \times 10^{13} \text{W/cm}^2$ 时, 等离子体向轴心会聚的速度约为 10^7cm/s , 经约 500ps 时间, 会聚在微管轴心, 恰为半宽度 250ps 激光脉冲结束的时刻。此时管内 Mg 处于高温高离化状态 (相应 $\Delta t = 0$ 时刻), 随后中心高温等离子体向外扩散, 经过喷口颈部后以超声速向外喷射, 在喷口延展区与喷口壁附近的低温等离子体交汇构成瞬间极不平衡的热力学条件, 从而在喷口颈外形成非平衡的三体再复合区。与此同时, 高温等离子体因定向膨胀而降温, 亦为三体再复合区的形成作出贡献。

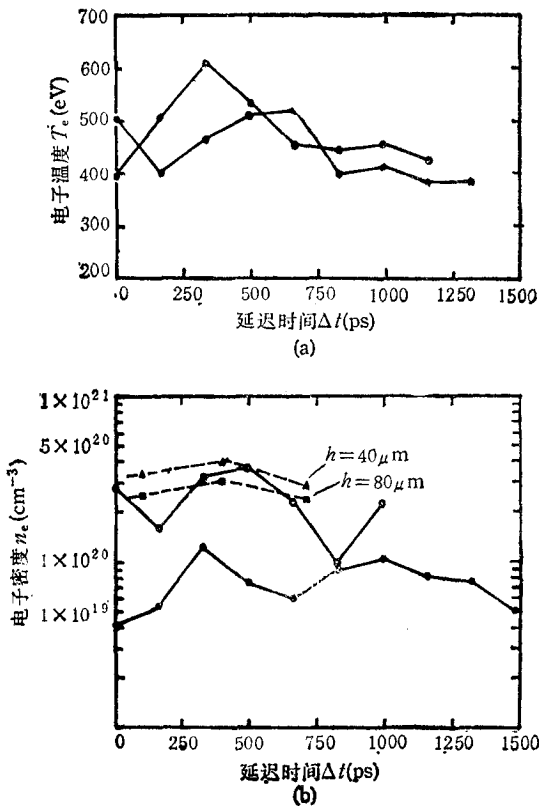


图 4 微管靶侧喷方向测得的电子温度(a)和电子密度(b)随时间变化。—●—和—○—分别对应于用光谱分析获取的平面靶和微管靶的测量值; —▲—和—■—分别表示用 2660\AA 紫外激光探针测得的侧向喷口区距喷口颈部 40 和 $80 \mu\text{m}$ 的电子密度随时间变化值

微管靶电子温度随时间变化的结果可以看到, 在等离子体喷射后期电子温度呈下降趋势, 尽管下降幅度不大, 但三体再复合机制仍有可能对粒子数反转作出贡献 (因为实际电子温度值应低于测量值)。这一点可由实验观测到的侧向发射的 X 射线时间分辨谱结果得到证实: 图 2(c) 表明, Mg^{10+} 离子发射的 $1snp-1s^2$ ($n \geq 3$) 各谱线迟后于 Mg^{11+} 离子的 L_{β} 谱线 $100-200 \text{ps}$ 出现; 并且在 $\Delta t = 400 \text{ps}$ 时 $1s4p$ (甚至 $1s5p$) 与 $1s3p$ 能级间粒子数反转达到最大。这与上面描述三体再复合机制导致微管靶侧向喷口区粒子数反转的时间发展过程符合。此外, 根据三体复合速率与主量子数 n 的四次方正比使粒子数

实验测得喷口延展区等离子体仍保持较高的电子密度约为 $3 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$ 。这对三体再复合为主导的粒子数反转过程极其有利, 因为已知三体再复合过程与电子密度平方成正比^[10]。然而, 三体再复合系数

$$R \propto \alpha_{ee} \propto n^4 T_e^{-3.65} \quad (1)$$

与电子温度的 3.65 次方成反比, 式中 α_{ee} 为三体复合速率, n 为主量子数, 这一依赖关系说明, 如果在粒子数布局反转的瞬态时刻电子温度较高, 那么 R 将大幅度减小, 三体再复合则不能成为粒子数反转的主要机构。不过根据实验所测的

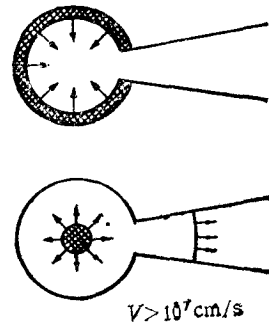


图 5 激光加热微管靶及其在侧喷口区产生 Mg^{10+} 离子 $1s4p$ 和 $1s3p$ 能级间粒子数反转的三体再复合物理过程示意图

布局优先占据高能态的特征,推断出 $1s5p-1s^2$ 谱线应比 $1s4p-1s^2$ 和 $1s3p-1s^2$ 谱线早出现的事实亦为实验所证实。

与微管靶相对照,图 2(a) 给出的 Mg 平面靶发射的 X 射线时间分辨谱表明, Mg 离子发射的各级谱线几乎同时出现,而且观察不到 MgXI 的 $1s4p$ 和 $1s3p$ 能级间粒子数反转的任何迹象。这说明平面靶取样区三体再复合机构不占主要地位,因而也没有粒子数反转的现象。

用简单理论模型可以定量地分析上述三体再复合过程导致 Mg^{10+} 离子 $n \geq 3$ 各谱线出现时间迟于 L_β 谱线的现象。 $\Delta t = 0$ 是 Mg^{11+} 离子 L_β 谱线的峰值时刻。假设这时组成等离子体主要是 Mg 类氢离子,则 Mg^{11+} 离子数密度可近似地认为 $n_i \approx n_e/11 \approx 2.7 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ 。基于碰撞辐射冕模型, L_β 谱线强度可表达为^[10]

$$I_\beta = n_e n_i E_{1 \rightarrow 3} e^{-\Delta t/\tau}, \quad (2)$$

式中 n_e 为电子密度; $E_{1 \rightarrow 3}$ 为电子碰撞激发率; $1/\tau$ 为总复合率。在本实验条件下, $n_e = 3 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$, $E_{1 \rightarrow 3} = 5.6 \times 10^{-12} \text{cm}^2/\text{s}$, $1/\tau = 2.5 \times 10^9 \text{s}^{-1}$ 。

在高电子密度的等离子体复合区域中,类氢离子 MgXI $1snp-1s^2$ 谱线强度为^[11]

$$I_n = A_n n_e^2 n_i R_n \tau (1 - e^{-\Delta t/\tau}). \quad (3)$$

这里 $n = 3, 4, 5$ 为 MgXI 各激发态主量子数, A_n 为自发辐射系数, R_n 为三体复合系数。在本实验条件下, $A_3 = 5.5 \times 10^{12} \text{s}^{-1}$, $A_4 = 2.27 \times 10^{12} \text{s}^{-1}$, $A_5 = 1.15 \times 10^{12} \text{s}^{-1}$; $R_3 = 3.4 \times 10^{-33} \text{cm}^6/\text{s}$, $R_4 = 8.4 \times 10^{-33} \text{cm}^6/\text{s}$, $R_5 = 2.8 \times 10^{-34} \text{cm}^6/\text{s}$ ^[12]。

由(2)和(3)式可见, I_β 和 I_n 随 Δt 分别呈衰减和增强趋势。假设 I_n 出现时 $I_n \approx I_\beta$, 即可求出 Mg^{10+} 离子的 $1snp-1s^2$ 谱线迟后于 Mg^{11+} 离子 L_β 谱峰值出现的时间: $\Delta t_3 \approx 80 \text{ps}$, $\Delta t_4 \approx 140 \text{ps}$, $\Delta t_5 \approx 150 \text{ps}$ 。以上理论估算的延迟时间与实验基本一致。

除此之外,由紫外光探针测得电子密度与光谱分析获取的电子密度相符的结果,可推断导致粒子数反转的三体再复合过程确应发生在与以前报道^[6] 相同的离侧喷颈部 $30-90 \mu\text{m}$ 区域。

作者感谢于敏、邓锡铭、谭维翰和王世绩教授对本工作给予的热心关怀和极大支持;感谢六路实验室全体工作人员的大力配合。

- [1] D.L. Matthews *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **54** (1985), 110.
- [2] G.J. Pert *et al.*, Rutherford Appleton Lab. Annual Report RAL-86-046, (1986), A4.24-A4.32.
- [3] S. Suckewer, C. H. Skinner, H. Milchberg, C. Keane and D. Voorhees, *Phys. Rev. Lett.*, **55** (1985), 1753.
- [4] C. Chénais-Popovics, R. Corbett, C.J. Hooper, M.H. Key, G.P. Kiehn *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **59**(1987), 2161.
- [5] 谭维翰、林尊琪、余文炎、顾敏、陈文华、郑玉霞、王关志、崔季秀、程瑞华、邓锡铭、物理学报, **37**(1988), 989.
- [6] Zunqi Lin, Wenyan Yu, Weihan Tan, Wenhua Chen, Yuxia Zheng *et al.*, *Opt. Comm.*, **65** (1988), 445.
- [7] 章辉煌、林尊琪、谷忠民、张燕珍等,强激光与粒子束,待发表.
- [8] 卢仁祥、龚维燕、殷光裕,科学通报 **24**(1979), 1018.
- [9] A.V. Vinogradov, I. Yu. Skobelev, E.A. Yuko, *Sov. J. QE*, **5**(1975), 630.

- [10] 田伯刚,李家明,物理学报, **35**(1986),203.
[11] W. L. Wiess, N. W. Smith, and B. M. Miles, Atomic Transition Probabilities, NSRDS-NBS 22, National Bureau of Standards, U.S.A., (1969).
[12] Dong Qi, Li Jiaming, Atomic and Molecular Physics Research Report, No. 76, Institute of Physics, Chinese Academy of Science, (1987).

FEATURES OF ELECTRON DENSITY AND TIME-RESOLVED X-RAY SPECTRA FROM LATERAL JET NOZZLE OF Mg MICROTUBE TARGET

ZHANG HUI-HUANG LIN ZUN-QI HE XING-FA ZHANG ZHENG-QUAN WANG XIAO-QIN
LU QI-RONG GU ZHONG-MIN ZHUANG YU-FEI CUI JI-XIU YU WEN-YAN
Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica

LI JIA-MING
Institute of Physics, Academia Sinica

GONG MEI-XIA ZHANG XIAO-QIU LEI ZHI-YUAN YANG BIN-ZHOU ZHAO WEI
Xian Institute of Optics and Precision Mechanics, Academia Sinica

(Received 24 January 1989)

ABSTRACT

The 1.06 μm laser with irradiance $3.5 \times 10^{18} \text{W/cm}^2$ was injected into Mg microtube target with lateral jet nozzle. The temporal evolution of X-ray spectra emitted from Mg^{10+} and Mg^{11+} ion along the side-blow direction was recorded by using X-ray streak camera. The results demonstrate that three-body recombination is the main mechanism to realize the strong population inversion between the excited state energy levels 1s4p and 1s3p of Mg^{10+} ion. The electron density in lateral jet nozzle measured by a 2660 \AA UV laser probe coincides with density results deduced from the spectrum information.