

双层喷气 Z 箍缩氖等离子体 K 层辐射研究*

吴刚^{1)2)†} 邱爱慈²⁾ 王亮平²⁾ 吕敏¹⁾ 邱孟通²⁾ 丛培天²⁾

1)(清华大学工程物理系, 北京 100084)

2)(西北核技术研究所, 西安 710024)

(2009年12月12日收到;2010年3月15日收到修改稿)

报道了“强光一号”(1.6 MA, 70 ns)加速器驱动双层喷 Ne 气 Z 箍缩负载产生 K 层辐射(光子能量约 1 keV)的实验研究. 喷气负载出口半径为 1.5—1.4 cm 和 0.75—0.6 cm(半径比 2:1). 充气压力相同情况下外层和内层质量比约 2.8:1. 在内爆时间约 120 ns、负载线质量估计值 60—70 $\mu\text{g}/\text{cm}$ 时, 获得 K 层辐射产额约 7 kJ、峰值功率 0.28 TW, 脉冲宽度 20 ns. X 射线分幅图像表明内爆阶段的不稳定性影响较小, 最终内爆速度超过 25 $\text{cm}/\mu\text{s}$, 等离子体柱直径至少压缩到 2.5 mm. 随着负载线质量增大、内爆时间增加, K 层辐射功率和产额很快下降. 对于质量较轻(28—63 $\mu\text{g}/\text{cm}$)的负载, 时间分辨的 K 层线辐射谱给出的电子温度达到 500 eV 以上, 对较重的负载(72—80 $\mu\text{g}/\text{cm}$)则介于 300—400 eV. K 层发射区域的离子密度介于 $3\text{—}9 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, 参与 K 层发射的负载质量 m_K 介于 17—46 $\mu\text{g}/\text{cm}$, 其数值与 K 层产额的大小有正相关性.

关键词: 双层喷气, Z 箍缩等离子体, K 层辐射, 雪耙内爆

PACS: 52.58. Lq, 52.50. Lp, 52.25. Jm, 52.70. La

1. 引言

Z-pinch(Z 箍缩)等离子体是高效率的实验室 X 射线源, 采用高 Z 负载如 W 丝阵, 可产生光子能量 100 eV 级的近似黑体连续谱, 用于间接驱动惯性约束聚变的黑腔靶物理研究^[1]; 采用中低 Z 负载, 则可产生电子温度很高的等离子体, 使离子剥离到 K 壳层, 辐射出 1—10 keV 的 X 射线, 用于模拟高空核爆炸的 X 射线热-力学效应^[2,3]. 美国 Sandia 实验室电流达 20 MA 的 Z 装置, 驱动 W 丝阵内爆可产生总能量 2 MJ 的亚 keV 软 X 射线^[4], 驱动喷 Ar 气和 Ti 丝阵则分别可产生 300 kJ 的 3 keV X 射线和 100 kJ 的 5 keV X 射线^[5].

通过负载的优化设计提高电能向辐射能的转换效率是 Z-pinch 实验研究的重要内容之一. 近年来, 嵌套式丝阵、双层及多层喷气负载构型得到广泛应用, 在参数优化调整后能有效抑制内爆过程中的瑞利-泰勒不稳定性的影响, 在驱动源相同情况下能有效提高辐射功率甚至辐射产额. 如美国 Sandia 实验室在 Saturn 装置长脉冲状态(6.5 MA, 200 ns),

采用出口外径 12 cm 的三层喷 Ar 气负载, 在内爆时间 203 ns 情况下将 3 keV X 射线产额由此前的 40 kJ 提高到 75 kJ, 辐射转换效率甚至超过 100 ns 短脉冲内爆情形^[6].

国内现有脉冲功率装置如“强光一号”(1.5 MA, 70 ns)^[7-9]、“阳”加速器(0.5—0.8 MA, 80—110 ns)^[10,11]驱动能力较低, 能获得的辐射产额有限, 主要围绕负载优化设计、等离子体内爆和辐射特性、辐射诊断技术等开展实验研究, 并为数值模拟研究提供参考对比数据. 在产生 K 层辐射方面, “强光一号”可有效驱动喷 Ne 气负载获得光子能量约 1 keV 的 X 射线. 国外电流幅值与之相当的 Gamble-II(1.45 MA, 60 ns)^[12], Falcon(2 MA, 200 ns)^[13]装置驱动出口处中径 2.5 cm 的单层喷 Ne 气负载分别获得了 4 kJ 和 13.5 kJ 的 K 层产额. “强光一号”此前的单层喷 Ne 气负载(出口直径 2 cm 和 2.5 cm 两种)和初步的双层喷气负载(外层和内层出口直径分别为 3 cm 和 1 cm)实验获得 K 层产额 5—6 kJ, 内爆过程存在较严重的“拉链”效应和不稳定性^[14]. 本文将报道对双层喷 Ne 气负载作一定优化设计后的实验结果.

* 国家自然科学基金(批准号:10635050 和 10475065)资助的课题.

† E-mail: wugang00@gmail.com

2. 高温 Ne 等离子体的电离和辐射性质

利用基于碰撞-辐射平衡 (CRE) 模型的等离子体谱学模拟代码 FLYCHK^[15], 计算了高温 Ne 等离子体的电离和辐射特性. 该代码尚不能自洽处理离子布居与辐射运输的耦合问题, 未计入等离子体自辐射场的光激发、光电离对离子布居及辐射特性的影响. 计算中未指定等离子体空间尺度, 实际为光学薄近似下结果. 在离子密度 $n_i = 5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 、电子温度 $T_e = 0.1\text{--}1 \text{ keV}$ 条件下, 主要结果如图 1—4 所示. (对于半径 $r = 0.1 \text{ cm}$ 的均匀等离子体柱, $n_i = 5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 对应线质量 $m = 51 \mu\text{g/cm}$, 对“强光一号”Z-pinch 实验而言是典型的负载质量参数).

图 1 所示为高剥离态 Ne 离子即 Ne^{8+} , Ne^{9+} , Ne^{10+} 的丰度及平均电离度随 T_e 的变化. 在 $T_e = 200 \text{ eV}$, 类 H 和类 He 的 Ne^{8+} , Ne^{9+} 离子几乎各占一半; 到 $T_e = 400 \text{ eV}$ 则类 H 离子和裸核各占约一半; 此后随 T_e 继续增大, 类 H 离子丰度缓慢下降, 平均电离度在 9.5—10 之间缓慢增长.

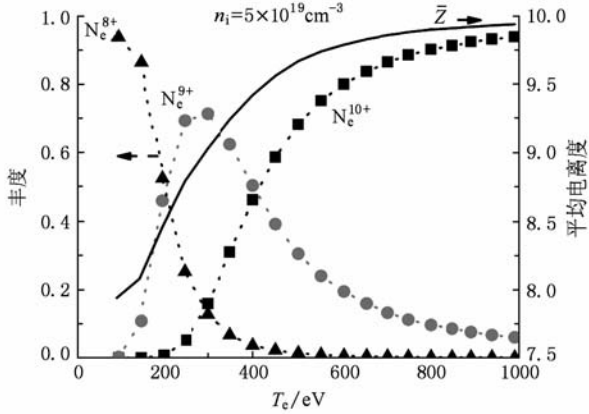


图 1 Ne 等离子体电离度分布

将等离子体加热到如此高的温度需要输入足够的能量, 假定离子和电子温度相同, 平均每个“原子”的内能 E_i (eV/atom) 可计算为

$$E_i = \frac{3}{2} (1 + \bar{Z}) T_e + \sum_{i=1}^{10} f_i \sum_{j=1}^i E_{Z_j} \approx 20.8 T_e, \quad (1)$$

其中 E_{Z_j} 是离子由电荷数 $j-1$ 到 j 的最低电离能, f_i 是电荷数为 i 离子态的丰度. (1) 式结果为对 T_e 在 100—1000 eV 的线性拟合. 对 $T_e = 400 \text{ eV}$ 实际计算

结果为 $E_i = 9 \text{ keV/atom}$, $n_i = 5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 等离子体的单位体积内能为 $n_i E_i = 72 \text{ kJ/cm}^3$. 在 n_i 变化不超过一个量级时, 相同温度下的电离度分布和 E_i 变化较小. 按 Z-pinch 内爆的零维薄壳模型, “强光一号”加速器耦合到负载的内爆动能 E_{KE} 为 4—6 kJ/cm. 线质量为 m 的等离子体加热到温度为 T_e 时, 单位长度上的总内能为

$$E_i = m N_A E_i / A = 20.8 m N_A T_e / A, \quad (2)$$

其中 N_A 为阿伏加德罗常数, A 为负载元素原子量. 对 $m = 51 \mu\text{g/cm}$ 的 Ne 等离子体, 当 $T_e = 400 \text{ eV}$ 时, 由 (1) 式可知, $E_i = 2.1 \text{ kJ/cm}$. E_{KE} 比 E_i 大 1—2 倍, 可以提供足够的能量输入.

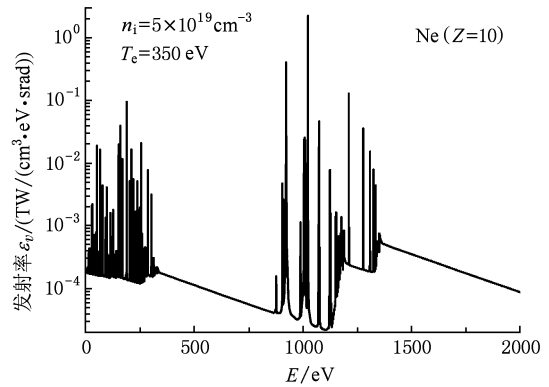


图 2 Ne 等离子体发射率

等离子体的辐射特性由发射率 ξ_ν 和吸收系数 κ_ν 表征, 典型结果如图 2 和图 3 所示. 对 $n_i = 5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 350 \text{ eV}$ 的 Ne 等离子体, 辐射能量主要集中在 0.9—1.2 keV 范围的 K 层线辐射上, 光子能量低于 300 eV 的线辐射主要由类 H 和类 He 离子的激发态之间的跃迁产生, 谱线强度较 K 层辐射低. 光子能量约 1022 eV 的 Ly- α 线发射率最大, 裸核和类 H 离子的辐射复合连续谱在 K 层辐射能量

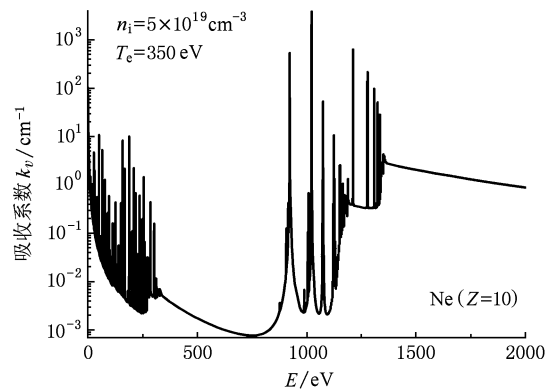


图 3 Ne 等离子体辐射吸收系数

中所占份额约为 15%. 另一方面, 主要 K 层共振线的吸收系数也达到 $100\text{--}1000\text{ cm}^{-1}$ 的量级.

对 ξ_ν 作积分, 得单位体积等离子体的总辐射功率 p_{total} ($1\text{--}3000\text{ eV}$) 及 K 层辐射功率 p_K ($E > 900\text{ eV}$). 计算所得 p_{total} 和 p_K 随 T_e 的变化如图 4 所示. 在 $T_e = 150\text{ eV}$ 以上, p_K 占 p_{total} 的比例达到 80% 以上, 其中类 He 和类 H 离子的最强共振线即 He- α , Ly- α 线强度之和又占 K 层发射能量的一半以上, 显示了这种辐射源的准单色性. p_{total} 和 p_K 在 $T_e = 400\text{ eV}$ 时达到最大值, 分别为 20 和 18 TW/cm^3 , 此后的 T_e 继续增加使更多的类 H 离子成为裸核, 发射率最大的 K 层线辐射开始减少, 因而 p_{total} 和 p_K 都下降, 而且 p_K 占 p_{total} 的比例也下降, 低能韧致辐射连续谱成分上升. 因此, 在以高温 Ne 等离子体作为 1 keV X 射线源时, 对于光学薄情形, 应以 T_e 约 400 eV 为宜.

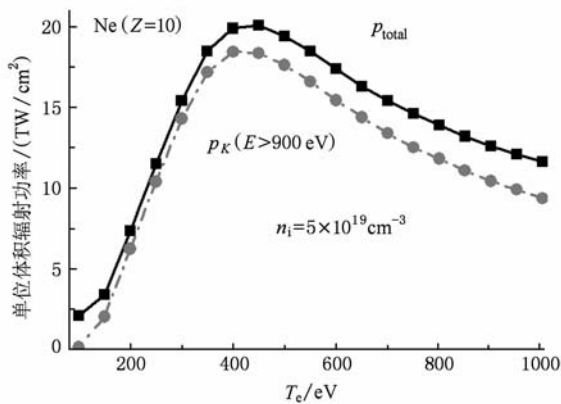


图 4 单位体积辐射功率随电子温度变化

通过 Z-pinch 内爆产生的柱状等离子体半径约 0.1 cm, 核心区域 K 层线辐射的光学厚度达到 10—100, 辐射输运过程使离子尤其是各激发态的布居及相应的发射率和吸收系数都具有非定域性. 不能直接由上述单位体积的 K 层辐射功率 p_K 作体积分得到实际的 K 层辐射功率 P_K . 上述结果主要对实验的辐射诊断和负载参数优化起到参考作用. 文献[16]的 CRE 计算基于逃逸概率自洽地处理辐射输运, 给出半径 $r = 0.1\text{ cm}$, $n_i = 5 \times 10^{19}\text{ cm}^{-3}$ 的 Ne 等离子体柱在 $T_e \geq 250\text{ eV}$ 时, 单位长度的 K 层辐射功率 P_K 约 0.15 TW/cm , 要提高 P_K 应增加 n_i (即参与 K 层发射的负载质量) 而不是 T_e . 这一结果可看作针对光学厚和辐射输运情形的负载优化判据. 实际等离子体因内爆动能热化而温度升高, 又因辐射而冷却, 辐射产生和输运较之稳态模型计算更复杂. 但

可以定性判断, 在输送能量相当情况下, 将更多的质量加热到 300 eV 左右, 比以较低的质量获得更高的温度可能更为有效.

3. 实验装置和辐射诊断

“强光一号”加速器由直线型脉冲变压器和低阻抗水介质同轴线构成. 初级 120 个 $3\text{ }\mu\text{F}$ 电容器充电 40 kV (电储能 288 kJ), 由直线变压器感应叠加获得 2.4 MV 高压脉冲, 再经两级压缩, 在 Z-pinch 负载二极管 (电感 50—70 nH) 上产生电压 1.2—1.5 MV、电流 1.4—1.8 MA、上升时间 60—70 ns 的强流脉冲. 将加速器等效电路方程与零维内爆模型耦合求解可得: 为使内爆动能最大化, 负载线质量 m 与初始半径 R_0 应满足 $mR_0^2 \sim 40\text{--}60\text{ }\mu\text{g}\cdot\text{cm}$. 为有效产生 K 层辐射, 应选择较轻的负载质量和较大的初始半径, 以获得高的内爆速度.

基于此前的单层和双层负载实验结果, 设计了出口处半径参数 1.5—1.4—0.75—0.6 cm 的双层喷气负载 (半径比 2:1), 结构如图 5 所示. 内外层喉部间隙都为 0.32 mm, 充气压力相同情况下, 质量比近似等于喉部半径之比 (2.8:1). 外层出口处角度内倾 $\theta_1 = 0.35\text{ rad}$, 以减轻气流发散的影响. 负载放电时, 双层喷嘴本身作为阴极, 阳极为高透过程率丝网, 阴阳极间距约 3.5 cm, 阳极回流柱直径约 7.2 cm. 因喷嘴产生的超音速气流持续时间在 100 μs 量级, 为保证主机放电和喷气过程的同步关联, 在阳极网后偏离轴线 1.5 cm 处设置气流探针, 其与丝网间隙约 1 mm, 加压 -1 kV, 在真空条件下压差可以保持, 一旦气流喷出, 丝网处气压增大到一定值将引起探针击穿. 该探针信号经适当延时后触发主机放电. 通过调整充气压力及探针的关联延时, 可改变放电时的实际线质量.

实验中利用滤片和晶体分光建立了时、空、谱分辨的等离子体辐射诊断. 以 Al 阴极 X 射线二极管 (XRD) 为辐射功率波形探测器: 加 $2.5\text{ }\mu\text{m}$ Mylar 膜为滤光片的 Al-XRD 对 L 层和 K 层辐射都有响应, 可反映总的辐射功率波形; 加 $2.5\text{ }\mu\text{m}$ Mylar + $3\text{ }\mu\text{m}$ Al 复合滤光片的 Al-XRD 只响应 K 层辐射, 平均灵敏度约 1.3 A/MW. 软 X 射线 8 分幅相机^[17] 也采用滤片分光实现分能区图像测量, 时间分辨约 2 ns, 成像放大率为 0.31, 其中 4 幅为宽谱响应, 主要针对内爆阶段、光子能量 100 eV 级的 XUV 辐射,

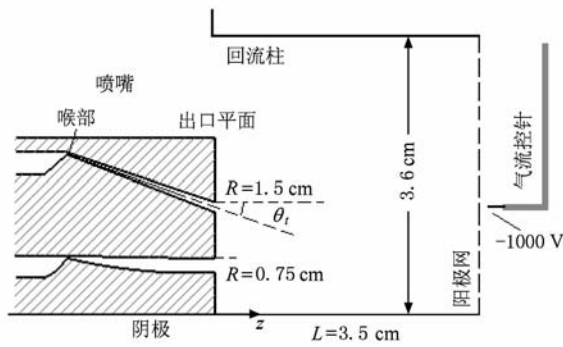


图5 双层喷气负载结构示意图

空间分辨约 0.7 mm, 另外 4 幅针对 K 层辐射, 空间分辨 0.4 mm. 基于 KAP 晶体和软 X 射线 4 分幅相机建立了时空分辨弯晶摄谱仪^[18], 用于测量 Ne 等离子体的 K 层辐射谱, 设计摄谱范围 0.8—1.4 keV, 时间分辨 2 ns, 空间分辨约 1 mm, 可一次获得 4 幅时间分辨 (或 3 幅时间分辨、1 幅时间积分) 结果.

4. 实验结果及分析

在“强光一号”用上述双层负载开展了两轮实验. 2008 年的 10 余发次实验因负载二极管电感较低 (约 50 nH), 获得驱动电流幅值 1.55—1.7 MA; 2009 年的 4 发次实验因采用了较大绝缘距离的真空传输线, 负载二极管初始电感增加, 电流幅值 1.3—1.45 MA. 这里着重讨论双层负载的内爆和辐射特性.

4.1. 喷气负载内爆动力学

喷气负载内爆动力学特性由加速鞘层质量、内爆速度、内爆轨迹等描述, 首先要确定的是负载的初始线质量、密度分布等. 由于实验条件限制, 尚未对喷气线质量和气流密度分布进行实际测量. 气流探针的击穿可以给出一个粗略估计. 对于电压 1 kV、间隙 0.1 cm 的均匀场, 由 Ne 气放电的 Paschen 曲线给出的放电气压约 500 Pa, 考虑到针-网电极电场不均匀因素, 实际在 $p \sim 100$ Pa 时就可能引起击穿. 向真空喷出的超音速气流温度远低于室温, 按定常流估计约为室温的 1/5. 由此给出的丝网处线质量参考数值为 30 $\mu\text{g}/\text{cm}$. 实验中探针信号一般延时 60 μs 后触发主机, 线质量应超过这一数值. 实际情况下, 每发次的放电间隙需要重新制作因而略有偏

差, 加上丝网电极非均匀场击穿的随机性, 即使充气压力和关联延时相同, 探针放电时刻的线质量仍然有变化, 这是影响实验重复性的重要因素.

利用描述喷气负载内爆的雪耙模型, 可由实验测得的电流波形和内爆时间估算负载线质量. 实验中内爆时间 t_{imp} 由负载电流和 X 射线功率关联波形确定, 典型结果 (Shot 08022) 如图 6 所示, 该发次负载电流幅值 1.6 MA, 10—90% 上升时间约 65 ns, 以其线性外推到时间轴的交点为电流起始点, 内爆时间 t_{imp} 定义为 K 层辐射功率波形上升沿 10% 处到电流起始点的时间间隔. 对于该发次, $t_{\text{imp}} = 123$ ns.

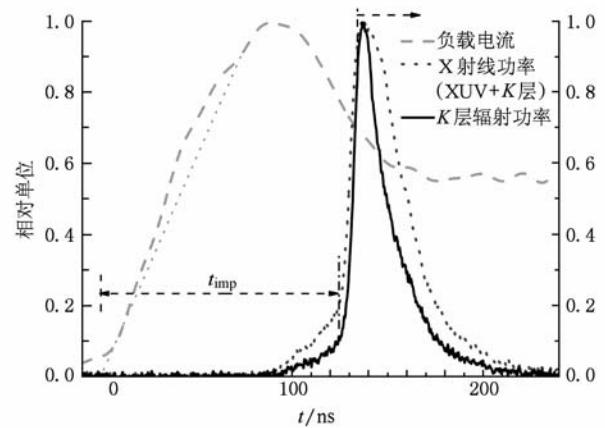


图6 典型的负载电流和 X 射线功率归一化关联波形 (Shot 08022)

雪耙模型的动力学方程为

$$m^*(t) \frac{d^2 r}{dt^2} - 2\pi r \rho(r) \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 = -\frac{\mu_0 I^2}{4\pi r}, \quad (3)$$

$$\frac{dm^*(t)}{dt} = 2\pi r \rho(r) \frac{dr}{dt}, \quad (4)$$

其中 $\rho(r)$ 为径向质量密度分布, $m^*(t)$ 为雪耙鞘层质量. 由分幅图像证实, 负载的阴极端即喷嘴出口附近先内爆到心, 鉴于出口位置气流主要集中于给定壳层外内半径即由 R_{out} 和 R_{in} 确定的环形以内, 假定气流密度 $\rho(r)$ 是峰值位于 $r = 0.5(R_{\text{out}} + R_{\text{in}})$ 处的 Gauss 分布, 且在两个边缘点即 $r = R_{\text{out}}$ 和 $r = R_{\text{in}}$ 处的密度分别为峰值的 1/10, 则描述 Gauss 分布宽度参数可确定. 初始条件为 $r(0) = R_{\text{out}}$, $r'(0) = 0$, 并进一步假定初始雪耙初始质量 $m^*(0) = 0.03m$. 以径向压缩比为 10 作截止条件, m 的数值直到计算出的内爆时间与实验值相当, 则可得实际负载线质量的估计值.

由上述方法计算的结果如图 7 所示. 电流幅值 1.6—1.7 MA 情况下, $t_{\text{imp}} = 120$ ns 对应的线质量 m

的估计值约 $60 \mu\text{g}/\text{cm}$, 随 t_{imp} 增大 m 递增, 到 $t_{\text{imp}} = 150 \text{ ns}$ 时达到约 $120 \mu\text{g}/\text{cm}$. 图中同时给出了由上述计算确定的、平均每个离子获得的磁场能 $E_{j \times B}$ 随 t_{imp} 的变化, 由于电流幅值变化不大, 随 $t_{\text{imp}}(m)$ 的增大, $E_{j \times B}$ 很快降低至接近或小于 $10 \text{ keV}/\text{ion}$.

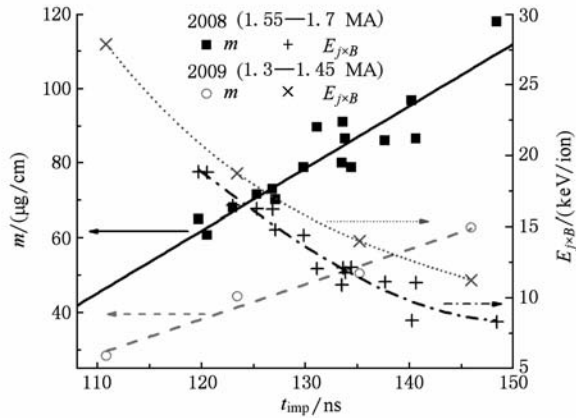


图7 不同内爆时间下的线质量估计

由估算的负载线质量和冲击气流模型 (ballistic-gas-flow model, BFM) 可进一步推断初始气流密度分布. 该模型在喷气负载研究中常用于拟合实测的密度分布, 它考虑了喷嘴出口倾角对气流的定向和气流在真空中的膨胀发散, 给出的气流分布为^[19]

$$n(r, z) = \frac{N}{\pi \delta^2} \exp\left(-\frac{r^2 + R_z^2}{\delta^2}\right) I_0\left(\frac{2rR_z}{\delta^2}\right), \quad (5)$$

其中 N 为单位长度的原子数密度; $I_0(x)$ 为零阶变型 Bessel 函数; $R_z(z) = R_n - z\theta_1$, $\delta(z) = (z + z_0)\theta_\mu$ 分别为距离出口平面为 z 处的气流壳层中心半径和分布宽度, 在出口处 $R_z(0) = R_n = 0.5(R_{\text{out}} + R_{\text{in}})$, $\delta(z) = z_0\theta_\mu$. 其中 z_0, θ_μ 为待定参数, 其余量由喷嘴参数确定.

在喷嘴出口附近, δ/R_z 较小, BFM 分布接近宽度参数为 $\delta/1.4R_z$ 的 Gauss 分布. 假定出口处边缘密度为中心峰值密度的 $1/10$, 可确定 z_0, θ_μ 的乘积 $z_0\theta_\mu$, 对于负载的外壳层, $z_0\theta_\mu = 0.045 \text{ cm}$. 从内爆图像来看, 喷嘴出口附近的气流分布沿轴向较为均匀, 而阳极端则仍有发散. 说明气流发散角 θ_μ 略大于出口内倾角 θ_1 (0.35 rad). 对外壳层取 $z_0 = 0.1 \text{ cm}$, $\theta_\mu = 0.45 \text{ rad}$, 假定内外壳层气流发散角 θ_μ 相同, 由(5)式给出 Shot 08022 发次 ($m \sim 68 \mu\text{g}/\text{cm}$) 的密度分布如图 8 所示. 可见, 由于气流的发散, 仅出口附近可明显区分内外壳层, 离出口 0.5 cm 以后

内外壳层融合形成沿径向密度递减的实心气柱.

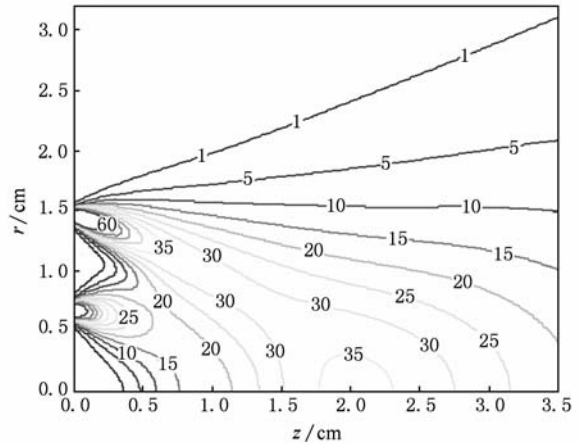


图8 BFM 模型给出的线质量 $68 \mu\text{g}/\text{cm}$ 时气体数密度等值线分布 (单位: 10^{16} cm^{-3})

由图 8 可得不同轴向位置的质量密度 $\rho(r, z)$. 在对不同轴向位置作雪耙计算时还需要确定各处的初始电流鞘半径 $R_0(z)$. 从内爆过程的分幅图像判断当阴极端压缩到半径约 0.5 cm 时, 阳极端半径仍然大于 2 cm , 由此估计阳极网附近的初始电流鞘半径可能达到 3 cm 左右. 阴极端初始半径受到喷嘴出口限制, 约 1.5 cm . 假定阴阳极之间的初始电流鞘半径随轴向位置线性变化, 即近似沿着图 8 中数密度 $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 的等值线, 分别对不同轴向位置求解(3), (4)式得到不同时刻内爆等离子体鞘层边界如图 9 所示. 图中同时给出了 Shot 08022 发次分幅图像给出的实验结果作为对比. 计算结果与实验数据相近, 表明对气流分布的推断及初始电流鞘半径的假设有一定合理性, 能半定量地解释实验中观察到的“拉链”现象.

图 10 所示为负载阴极端径向加速过程的计算结果, 所得最终内爆速度约 $35 \text{ cm}/\mu\text{s}$, 高于由分幅图像估计的平均值. 离开出口平面 $0.5-1.5 \text{ cm}$ 处的负载在电流起始后 40 ns 到 100 ns 时近似匀速或缓慢加速, 而 RT 不稳定性的扰动增长率与加速度大小正相关, 因此可限制不稳定性的增长. 而早期从 $0-40 \text{ ns}$ 的快加速过程出现的扰动则在后续质量聚集和碰撞过程中被“抹平”. 因此内爆鞘层的稳定性仍然可以得到改善.

以上分析是对内爆过程的零维简化处理, 未考虑不同轴向位置之间的相互影响. 实际情况下内爆鞘层边界为类似“喇叭”形结构, 电流有径向分量, 磁场力并不完全沿径向, 内爆动力学至少是二维性

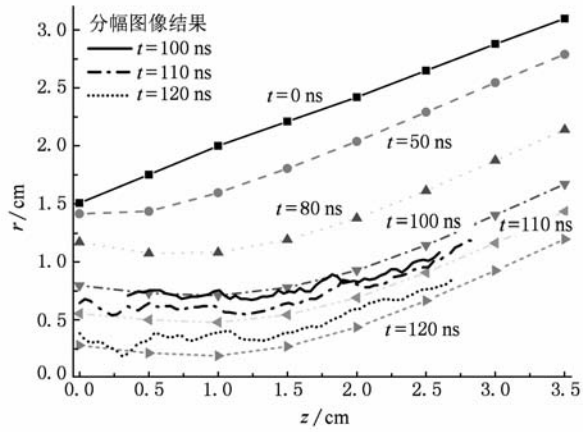


图9 雪耙内爆模型计算确定的等离子体鞘层边界演化及与实验结果的对比

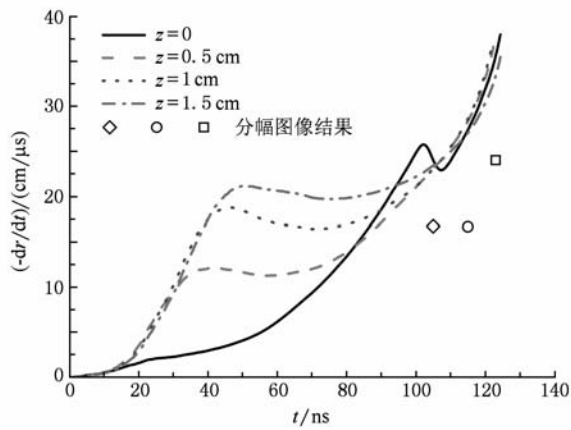


图10 雪耙内爆模型计算的负载阴极端内爆速度变化

质的. 按文献[20]中的二维 MHD 模拟结果, 图9所示内凹的电流鞘引入了沿着负载外边界的轴向流, 并通过对流作用使 RT 不稳定性增长得以减轻, 因而在雪耙内爆的基础上又额外提供了一种可能的致稳机理.

4.2. 内爆时间扫描与等离子体图像

辐射脉冲的典型功率波形如图6所示, K层辐射功率上升沿12 ns, 半高宽18 ns, 但相对幅度0.1处宽度超过50 ns, 脉冲全宽度则超过100 ns. 同时响应L层和K层辐射的探测器给出的功率波形半高宽为31 ns, 其上升沿与K层辐射波形相符, 但下降沿偏缓, 说明在脉冲后期L层辐射份额上升、等离子体温度下降. 该次的K层辐射产额和功率峰值分别为6.7 kJ和0.27 TW.

$t_{\text{imp}} = 110\text{--}150$ ns 下测得的K层辐射产额 Y_K 、

峰值功率 P_K 及脉冲宽度 t_{FWHM} 结果如图11所示. 可见, t_{imp} 约120 ns的负载 Y_K 和 P_K 较高, 最大值分别为7.4 kJ和0.28 TW, t_{FWHM} 约20 ns(电流较小时约28 ns). 随 t_{imp} 增加, P_K 很快下降, t_{FWHM} 也缓慢减小, Y_K 自然迅速降低.

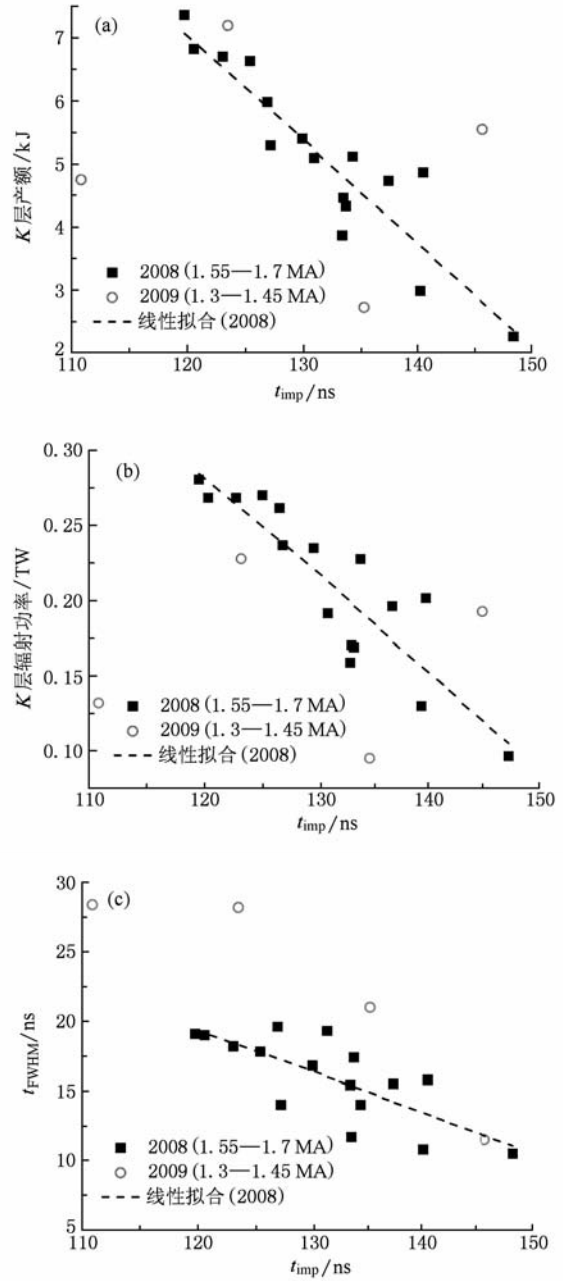


图11 不同内爆时间下的K层辐射特性 (a) K层辐射产额; (b) K层辐射功率; (c) 辐射脉冲半高宽

从能量耦合角度, 由于负载电流的达峰时间约为90 ns, 在 t_{imp} 已经超过120 ns的情况下, t_{imp} 的进一步增加, 负载压缩到轴线的时刻越来越偏离电流峰值时刻, 尽管电流幅值变化不大, 但通过磁场力

做功的能量耦合效率下降,总的能量输入减少.此外,质量的增加要求更多的能量消耗于对全部负载的电离和加热.而平均到每个离子获得的能量的减少(见图7中 $E_{j \times B}$)也限制了温度的有效上升.综合图7和图11结果,电流幅值1.6—1.7 MA情况下,优化的负载线质量在60—70 $\mu\text{g}/\text{cm}$,平均每个离子获得的磁场能估计为16—19 keV/ion.

分幅相机给出的等离子体图像显示,在内爆阶段的大部分时间内等离子体鞘层压缩边界未受到不稳定性的显著影响,“拉链”效应则仍然存在.由于每次只能获得4幅宽谱图像,这里选择了内爆时间较为接近的3发次实验结果组成内爆图像序列,如图12所示. Shot 08022, 08023, 08034 的 t_{imp} 分别为123 ns, 120 ns 和 120 ns, K 层产额分别为6.7 kJ, 7.4 kJ 和 6.8 kJ, 内爆动力学和辐射输出有很大相似性. 各分幅像标示的曝光时刻以 K 层辐射功率上升沿 90% 处为零点.

图12(a)—(d)正好对应内壳层被压缩的过程,可见内爆等离子体鞘层的边界清晰、平滑,几乎没有受到不稳定性的影响.从喷嘴出口处至其下游约2 cm处等离子体鞘层半径较为接近,内爆几乎同步,而阳极端则内爆较为滞后.在-18 ns时刻,阴极和阳极端直径分别约为1 cm和2.5 cm.到-13 ns时刻,喷嘴出口附近的内爆已越过内壳层气流的分布区域,雪耙致稳机理不再起作用,鞘层界面的扰动有所增长,但已来不及充分发展.靠近阴极一端内爆到心后,阳极一侧仍呈“喇叭”形,在约20 ns的时间内依次到达轴线,图像上表现为“拉链效应”,即箍缩柱逐渐向阳极端伸展.到+18 ns时刻,阳极网附近到中心时,阴极端已趋于飞散.

由图12(e), (f)估计从-13 ns到-3 ns的平均内爆速度约为25 cm/ μs , 因内爆为加速运动,到达轴线附近时的实际内爆速度高于该数值.最终箍缩直径小于2.5 mm,表明径向压缩比超过12倍.

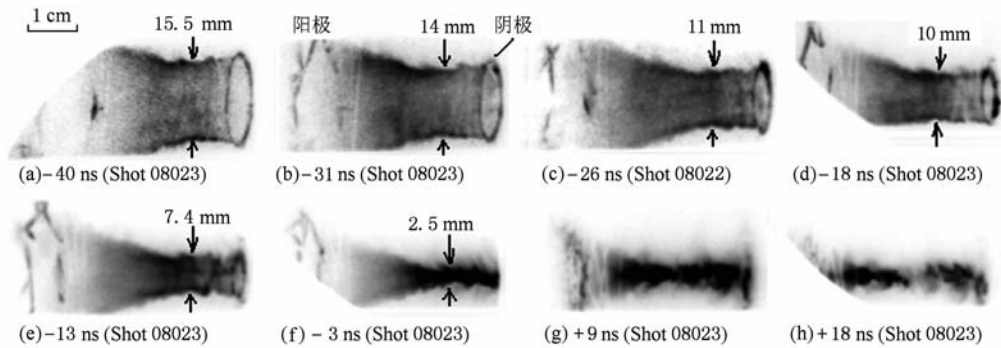


图12 $t_{\text{imp}} \sim 120$ ns 负载内爆等离子体宽谱图像序列

这3发次实验中获得的K层辐射图像序列如图13所示.在图13(b)—(e)中“拉链”的发展尤为明显,在曝光时刻为负值、即辐射脉冲峰以前的上

升沿, K 层发射主要在靠近阴极一侧,而脉冲下降沿则以阳极端发射为主.时间积分图像给出 K 层发射体的平均直径约2 mm,而且轴向较均匀.

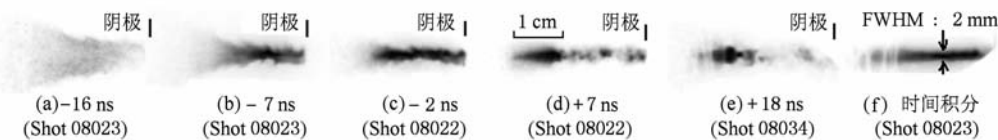


图13 $t_{\text{imp}} \sim 120$ ns 负载 K 层辐射图像序列

值得注意的是图13(a)即-16 ns时刻,等离子体鞘层直径约8 mm即离轴线尚远,但已有微弱的K层辐射产生.图6中K层辐射功率波形的前沿出现的相对幅度小于0.1、持续约30 ns的“根部”即对应

这一微弱发射.这些K层辐射来自正在内爆中的等离子体鞘层边界,表明鞘层温度已经接近150 eV(见图4).这与雪耙内爆中质量聚集过程的非弹性碰撞引起内爆动能“损失”或者说提前热化有关,这

一热化速率可表示为

$$\frac{dE_{\text{loss}}}{dt} = \frac{1}{2} \frac{dm^*(t)}{dt} \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 = \pi r \rho(r) \left| \frac{dr}{dt} \right|^3. \quad (6)$$

因温度较低时 Ne 等离子体辐射冷却速率也很低, 在内爆雪靶以较快的径向速度(如 10—20 cm/μs) 聚集质量时, 动能损失 E_{loss} 热化的速率很容易超过辐射冷却的速率, 将使等离子体内能增大, 电离度提高.

4.3. K 层辐射谱及其分析

用时空分辨晶体谱仪测得的 Ne 等离子体 K 层辐射谱典型结果如图 14 所示. 其中(a)—(c)为 X 射线峰后 16—26 ns 的时间分辨结果, 可见辐射谱结构仍以类 H 离子线辐射为主, 表明此时电子温度仍然很高. 除了 Ly-α 线强度较大, 由主量子数 $n = 3-6$ 的较高激发态离子产生的 Ly-β, Ly-γ 等共振线(1.2—1.3 keV)也相去不远, 而在类似图 2 所示的光学薄模拟中, 高激发态共振线的强度则相比 Ly-α 线有量级上的差别, 反映了光学厚度和辐射输运对发射最强的 Ly-α 线的限制. 时间分辨结果中同时能辨认出复合辐射连续谱, 以及比 Lyman 线系弱得多的类 He 离子谱线. 图 14(d)的时间积分结果沿轴向分布较为均匀, 类 He 离子线系及复合辐射连续谱相对 Lyman 线系的强度都有所提高.

对以线辐射为主的辐射谱的定量分析主要是由线强比确定等离子体电子温度 T_e , 并结合辐射功率、图像诊断确定离子密度 n_i . 具体方法是先通过等离子体谱学代码作大量计算, 对给定的等离子体柱直径建立线强比、K 层辐射功率等主要诊断数据与

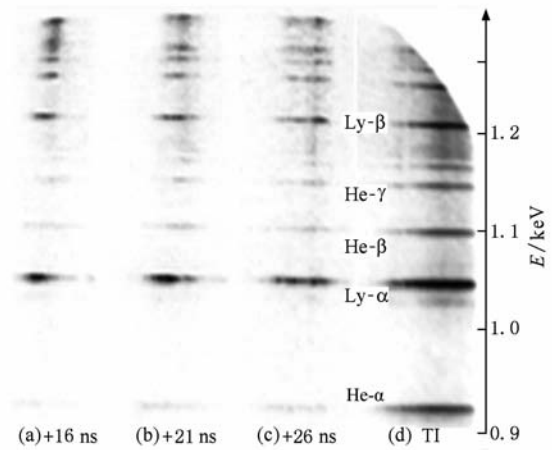


图 14 Ne 等离子体 K 层辐射谱测量结果(Shot 09016)

(T_e, n_i) 对应关系的数据库, 然后将实验结果与计算结果对照, 按图索骥, 间接确定 T_e 和 n_i [16]. 这一方法的关键在于理论模拟部分, 即基于 CRE 原子物理模型和辐射输运模型建立方程组, 自洽地求解离子布居与辐射场. 用于等离子体谱学模拟的代码尚在研制当中, 这里先基于文献[16]所列的较为有限的数据库对测得的诊断数据作初步分析.

文献[16]计算了直径为 1, 2, 3 mm 的 Ne 等离子体柱单位长度 K 层辐射功率 P_{keV} 及主要共振线的强度比在 $T_e = 100-500$ eV, $n_i = 10^{19}-10^{21}$ cm⁻³ 相空间的等值线图, 其中直径 2 mm 情况下的部分结果如图 15 所示. 当 $T_e \geq 250$ eV 时, K 层辐射功率只对 n_i 敏感而对 T_e 依赖很弱; 线强比 Ly-α/(He-α + IC) 对等离子体柱直径和 n_i 依赖较弱, 主要对 T_e 敏感.

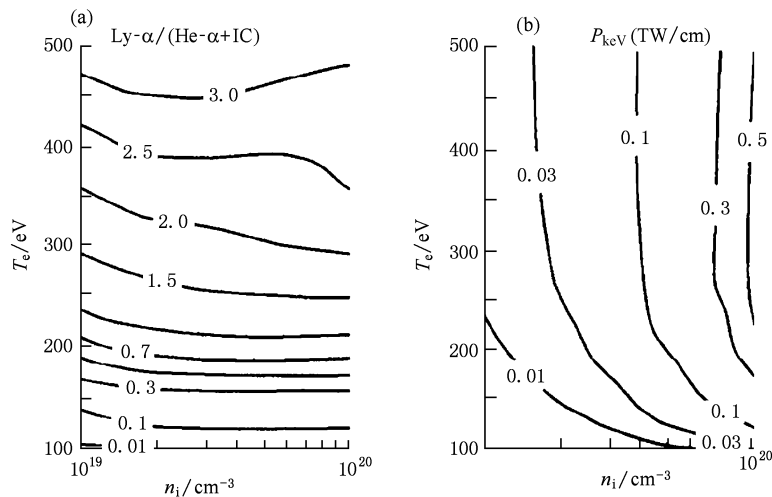


图 15 直径 2 mm Ne 等离子体柱谱学诊断数据 [16]

实验结果中 Ly- α /(He- α + IC) 线强比介于 0.7—9, 由摄谱图像记录系统谱响应变化引入的不确定度在 $\pm 10\%$. 滤片 XRD 测得了 K 层辐射功率, 分幅图像确定了 K 层发射区域的有效长度、半径, 由此计算的单位长度 K 层辐射功率的不确定度为 $\pm 15\%$. 在根据上述方法推断等离子体参数时, 由于等离子体谱学模拟代码本身难以从实验上得到严格验证和校核, 总的不确定度较大. 文献[21]中将其估计为: 包括实验测量的不确定度在内, 所得出

的 T_e 和 n_i 的精度分别为 $\pm 15\%$ 和 $\pm 30\%$.

鉴于可用的谱学对比数据较少, 仅对部分有效发射直径约为 1 或 2 mm 的发次作了初步分析, 结果如表 1 所示. 在由 K 层辐射功率确定 n_i 时, 对 T_e 超过 500 eV 的, 取 500 eV 处数值; 介于两条等值线之间的区域作了插值处理; 直径 1.9—2.1 mm 的, 按 2 mm 处理; 直径 1.2 mm 的两发次, 由直径 1 mm 和 2 mm 的图表分别确定 n_i 后作了插值修正.

表 1 K 层辐射谱推断 Ne 等离子体状态参数典型结果 (I_0 , 电流峰值; m , 负载线质量估计值; t_{imp} , 内爆时间; Y_K , K 层产额; D_{FWHM} , 有效发射直径; P_K/L_{FWHM} , K 层辐射峰值功率与有效发射长度的比值; m_K , 参与 K 层发射的线质量估计值; 互组合线 IC 很弱、未能分辨, 没有计入线强比)

炮号	I_0 /MA	t_{imp} /ns	m /($\mu\text{g}/\text{cm}$)	Y_K /kJ	D_{FWHM} /mm	(P_K/L_{FWHM}) /(TW/cm)	时间分辨谱			时间积分谱			
							曝光时刻 /ns	Ly- α / He- α	T_e /eV	$n_i/10^{19}$ /(cm^{-3})	m_K /($\mu\text{g}/\text{cm}$)	Ly- α / He- α	T_e /eV
09016	1.31	111	28	4.7	1.9	0.08	+16—+26	4—9.3	>500	3.2	30	0.7	200
09017	1.36	135	50	2.7	1.2	0.055	+2—+7	5.7—6	>500	4.4	17	2.3	350
09018	1.33	146	63	5.5	1.2	0.14	-9	3.9	>500	9	34	1.5	250
08029	1.65	125	72	6.6	2.1	0.096	-7—+3	1.7—2	280—310	4	46	—	—
08032	1.57	133	80	3.9	1.9	0.069	-9—+6	2.1—2.8	340—430	2.8	26	—	—
08034	1.62	120	61	6.8	2	0.12	+8—+18	3.2—4.7	>500	4.4	46	—	—

由表 1 可见, 对质量较轻 (28—63 $\mu\text{g}/\text{cm}$) 的负载, 时间分辨的 Ly- α /(He- α + IC) 线强比大于 3.5, 估计的 T_e 超过 500 eV, 表明这类负载处于“过热”状态, 直到 K 层辐射脉冲后沿, 等离子体温度仍较高, 线辐射以类 H 离子谱线为主 (如图 14 所示). 时间积分的辐射谱给出的线强比和 T_e 相对较低. 线质量分别为 72 和 80 $\mu\text{g}/\text{cm}$ 的两发次实验, 时间分辨谱给出的 T_e 介于 300—400 eV.

K 层发射区域的 n_i 在有效直径约 2 mm 时介于 $2.8—4.4 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$, 直径减小到 1.2 mm 时可达 $9 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$. 根据推断出的 n_i 计算了参与 K 层发射的负载质量 m_K , 其数值介于 17—46 $\mu\text{g}/\text{cm}$, 对质量最轻的 09016 发次, m_K 与总的线质量估计值 m 相当, 其余发次则与 m 的比值介于 32%—75%. m_K 与 K 层产额 Y_K 有正相关性, 即产额高意味着有更多的质量参与发射.

需要指出的是在 Z-pinch 内爆最后的滞止阶段, 动能热化和辐射冷却两个能量转化过程的相对量变决定了不管是 T_e 还是参与 K 层发射的 n_i 都是随时间变化的量. 而且由于最后鞘层厚度不可忽略, 通过碰撞热化的机理也决定了这两个状态量在

径向必然是空间变化的. 上述由时间分辨线强比和 K 层辐射峰值功率确定的 T_e 和 n_i 只是反映了滞止阶段等离子体状态参数经历过的数值, 而且带有一定的平均意义. 将这些结果与一些基本的估计进行比较可以对滞止和热化阶段有更多理解.

在滞止阶段等离子体的内能变化形式上可写为^[22]

$$dE_i(n_i, T_e, t)/dt = Q_{\text{th}} - P_{\text{rad}}(n_i, T_e, t), \quad (7)$$

其中 Q_{th} 为动能热化的速率, P_{rad} 为辐射冷却速率或总的辐射功率. 热化过程的特征时间尺度可估计为 $\tau_{\text{th}} \sim R_f/v_{\text{imp}}$ (R_f, v_{imp} 分别为最终箍缩半径和内爆速度), 即 $\tau_{\text{th}} \sim 3—4 \text{ns}$. 如果 $E_{\text{KE}} \sim 5 \text{kJ}/\text{cm}$ 的内爆动能在这段时间内全部热化, 则 $Q_{\text{th}} \sim 1—2 \text{TW}/\text{cm}$. P_{rad} 受到离子密度的限制, 对 $n_i \sim 5 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$, 典型数值在 0.1—0.2 TW/cm. 这一相对关系意味着等离子体主体将经历一个快速热化升温、较慢辐射冷却的状态变化过程. 在图 7 中给出了对 $t_{\text{imp}} \sim 120 \text{ns}$ 情况下, 内爆阶段平均每个离子获得的能量 $E_{j \times B} \sim 16—19 \text{keV}/\text{ion}$, 如全部转化为等离子体内能, 则对应的温度为 $T_e \sim 800—900 \text{eV}$, 可以看作升温过程的上限. 上述时间分辨的辐射谱分析给出的质量较轻

负载的线强比显著超过 $T_e = 500$ eV 时的数值,说明实际的 T_e 很可能是接近这一上限数值的.

快速的升温使等离子体热压增加,有可能超过磁场压力. 由 Bennett 关系给定的平衡时的温度 T_B 满足

$$(1 + \bar{Z}) N(\text{cm}^{-1}) T_B(\text{eV}) = 3.1 \times 10^{21} I^2(\text{MA}), \quad (8)$$

对 $m \sim 60 \mu\text{g}/\text{cm}$, 离子线数密度 $N \sim 1.8 \times 10^{18} \text{cm}^{-1}$; 滞止阶段 $I \sim 1-1.1$ MA. 故 $T_B \sim 160-200$ eV, 这一数值对应 Ne 等离子体产生 K 层辐射的下限温度. 热化阶段的温度显然超过这一数值. 不过, 即使等离子体向外膨胀, 因速度尺度在 $10 \text{cm}/\mu\text{s}$ (或 $0.1 \text{mm}/\text{ns}$), 在 10ns 左右的时间内膨胀也极为有限, 能量仍主要通过辐射冷却释放. 较高温度下辐射功率对温度相对不敏感, 温度随时间下降过程近似线性; 到后期, 辐射功率随温度下降而下降, 冷却过程变慢, 即温度较低的状态保持时间相对较长, 辐射脉冲下降沿的根部与这些状态相对应. 时间积分辐射谱结果中类 He 离子线系的强度相对增加应与此有关.

离子密度理论上由负载质量和最终箍缩半径决定. 对 $m \sim 60 \mu\text{g}/\text{cm}$, $R_f \sim 1.2 \text{mm}$, 离子密度均值为 $4 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$. 表 1 中 $t_{\text{imp}} \sim 120 \text{ns}$ 时推断的 n_i 及 m_k 分别与上述密度均值及初始线质量相当, 表明在功率峰值时刻负载主体确实都加热到较高温度, 因而都产生 K 层辐射. 对于质量较重、内爆时间较长的负载, 一般而言, 内爆速度的降低使碰撞热化过程相对延长, 另外能量输入的相对不足使等离子体主体难以都加热到较高温度, 温度的梯度分布特征会更突出. 原则上位于柱体内部即轴线附近的一部分质量更容易被“挤压”到高温状态, 并同时对应较高的离子密度, 但因 K 层发射区域的半径偏小, 总的 K 层辐射功率仍然有所下降. 对于这种外围存在较多偏冷质量的情形, 辐射输运相对复杂, 需要以更多的谱学诊断数据及能处理温度梯度的物理模型加以分析.

5. 结 论

在“强光一号”开展了双层喷 Ne 气 Z 箍缩产生

K 层辐射(光子能量约 1 keV)的实验研究. 双层负载外内层质量比约 2.8:1, 出口半径分别为 1.5 cm 和 0.75 cm, 名义半径比约 2:1. 在内爆时间约为 120 ns, 负载线质量估计值 60—70 $\mu\text{g}/\text{cm}$ 时, 获得 K 层辐射产额约 7 kJ、峰值功率 0.28 TW, 脉冲宽度约 20 ns. 随着内爆时间增加即负载线质量的增大, K 层辐射产额和功率很快下降.

密度呈空间分布的喷气负载本身会通过雪耙致稳机制提高内爆品质^[23,24], 而双层嵌套负载也已被证明由于内外层的相互作用能有效抑制 RT 不稳定性的发展^[25,26]. 本文报道的实验结果中, 该负载也获得了较好的内爆效果, 在占绝大部分的内爆时间内等离子体鞘层边界未受到不稳定性的显著影响, 箍缩柱直径至少压缩到 2.5 mm, 最终内爆速度超过 25 $\text{cm}/\mu\text{s}$. 内爆过程存在“拉链效应”, 阴极端到轴线时, 阳极端半径仍较大, 功率峰值附近有效发射长度只有负载总长度的约一半. 内爆时内凹的鞘层边界可能提供了额外的致稳机理. 根据分幅图像特征可对初始气流密度分布和电流鞘半径进行估计, 将其带入零维雪耙模型计算, 可简单地模拟再现内爆过程的动力学特征.

利用测得的 K 层辐射谱给出的线辐射强度比及单位长度的 K 层辐射功率估计了等离子体 K 层发射区域的状态参数. 对于质量较轻 (28—63 $\mu\text{g}/\text{cm}$) 的负载, 时间分辨谱给出的电子温度达到 500 eV 以上, 时间积分结果则只有 200—350 eV. 较重的负载时间分辨电子温度介于 300—400 eV. K 层发射区域的离子密度介于 $3-9 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$, 根据这一密度估计的参与 K 层发射的负载质量 m_k 介于 17—46 $\mu\text{g}/\text{cm}$. K 层产额较高即接近 7 kJ 的发次, m_k 也取最大值即 46 $\mu\text{g}/\text{cm}$.

后续将对喷气负载初始密度及早期电流鞘半径进行实验测量, 并完善对 500 eV 以上电子温度的时间分辨诊断. 对辐射谱的深入分析目前尚不成熟, 有待等离子体谱学模拟代码的完成, 并与 MHD 模拟代码相耦合, 以更多地从细节上理解等离子体状态参数变化对辐射谱的影响.

诚挚感谢“强光一号”加速器运行组雷天时、孙铁平、黄涛、张国伟、郭宁、韩娟娟等同志为实验工作提供的协助.

- [1] Hua X S, Peng X J 2009 *High Power Laser and Particle Beams* **21** 801 (in Chinese) [华欣生、彭先觉 2009 强激光与粒子束 **21** 801]
- [2] Qiu A C 2000 *Engineering Science* **2** 24 (in Chinese) [邱爱慈 2000 中国工程科学 **2** 24]
- [3] Wu G, Qiu A C, Lv M, Kuai B, Wang L P, Cong P T, Qiu M T, Lei T S, Sun T P, Guo N, Han J J, Zhang X J, Huang T, Zhang G W, Qiao K L 2009 *Acta Phys. Sci.* **58** 4779 (in Chinese) [吴刚、邱爱慈、吕敏、蒯斌、王亮平、丛培天、邱孟通、雷天时、孙铁平、郭宁、韩娟娟、张信军、黄涛、张国伟、乔开来 2009 物理学报 **58** 4779]
- [4] Spielman R B, Deeney C, Chandler G A, Douglas M R, Fehl D L, Matzen M K, McDaniel D H, Nash T J, Porter J L, Sanford T W L, Seamen J F, Stygar W A, Struve K W, Breeze S P, McGurn J S, Torres J A, Zagar D M, Gilliland T L, Jobe D O, McKenney J L, Mock R C, Vargas M, Wagoner T, Peterson D L 1998 *Phys. Plasmas* **5** 2105
- [5] Coverdale C A, Deeney D, Jones B, Thornhill J W, Whitney K G, Velikovich A L, Clark R W, Chong Y K, Apruzese J P, Davis J, Lepell P D 2007 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **35** 582
- [6] Sze H, Levine J S, Banister J, Failor B H, Qi N, Steen P, Velikovich A L, Davis J, Wilson A 2007 *Phys. Plasmas* **14** 056307
- [7] Xu R K, Li Z H, Ning J M, Guo C, Xu Z P, Yang J L, Li L B, Xia G X, Hua X S, Ding N, Liu Q, Gu Y C, Grabovsky E V, Oleynic G M, Nedoseev S L, Alexandro V V, Mitrofanov K N, Zurin M V, Volkov G S, Porofeev I A, Frolov I N, Smirnov V P 2005 *Chin. Phys.* **14** 1613
- [8] Qiu A C, Kuai B, Zeng Z Z, Wang W S, Qiu M T, Wang L P, Cong P T, Lv M 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5917 (in Chinese) [邱爱慈、蒯斌、曾正中、王文生、邱孟通、王亮平、丛培天、吕敏 2006 物理学报 **55** 5917]
- [9] Kuai B, Cong P T, Zeng Z Z, Qiu A C, Qiu M T, Chen H, Liang T X, He W L, Wang L P, Zhang Z 2002 *Plas. Sci. Tech.* **4** 1329
- [10] Huang X B, Yang L B, Gu Y C, Deng J J, Zhou R G, Zou J, Zhou S T, Zhang S Q, Chen G H, Chang L H, Li F P, Ouyang K, Li J, Yang L, Wang X, Zhang Z H 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1900 (in Chinese) [黄显宾、杨礼兵、顾元朝、邓建军、周荣国、邹杰、周少彤、张思群、陈光华、畅里华、李丰平、欧阳凯、李军、杨亮、王雄、张朝辉 2006 物理学报 **55** 1900]
- [11] Ren X D, Huang X B, Zhou S T, Zhang S Q, Li J, Yang L B, Li P 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 7067 (in Chinese) [任晓东、黄显宾、周少彤、张思群、李晶、杨礼兵、李平 2009 物理学报 **58** 7067]
- [12] Stephanakis S J, Apruzese J P, Burkhalter P G, Davis J, Meger R A, McDonald S W, Mehlman G, Ottinger P F, Young F C 1986 *Appl. Phys. Lett.* **48** 829
- [13] Deeney C, LePell P D, Roth I, Nash T, Warren L, Prasad R R, Coulter M C, Whitney K G 1992 *J. Appl. Phys.* **72** 1297
- [14] Qiu A C, Kuai B, Wang L P, Wu G, Cong P T 2008 *High Power Laser and Particle Beams* **20** 1911 (in Chinese) [邱爱慈、蒯斌、王亮平、吴刚、丛培天 2008 强激光与粒子束 **20** 1911]
- [15] Chung H K, Chen M H, Morgan W L, Ralchenko Y, Lee R W 2005 *High Energy Density Physics* **1** 3
- [16] Apruzese J P, Whitney K G, Davis J, Kepple P C 1997 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **57** 41
- [17] Qiu M T, Lv M, Wang K L, Hei D W, Qiu A C, Zeng Z Z, Du J Y, Kuai B, Yuan Y, Tian H, Sun F R, Luo J H 2003 *High Power Laser and Particle Beams* **15** 101 (in Chinese) [邱孟通、吕敏、王奎禄、黑东炜、邱爱慈、曾正中、杜继业、蒯斌、袁媛、田慧、孙凤荣、罗建辉 2003 强激光与粒子束 **15** 101]
- [18] Wu G, Qiu A C, Lv M, Hei D W, Sheng L, Wei F L, Kuai B, Wang L P, Cong P T, Lei T S, Han J J, Sun T P 2009 *High Power Laser and Particle Beams* **21** 1115 (in Chinese) [吴刚、邱爱慈、吕敏、黑东炜、盛亮、魏福利、蒯斌、王亮平、丛培天、雷天时、韩娟娟、孙铁平 2009 强激光与粒子束 **21** 1115]
- [19] Mosher D, Weber B V, Moosman B, Commisso R J, Coleman P, Waisman E, Sze H, Song Y, Parks D, Steen P, Levine J, Failor B, Fisher A 2001 *Laser and Particle Beams* **19** 579
- [20] Douglas M R, Deeney C, Roderick N F 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 4577
- [21] Commisso R J, Apruzese J P, Black D C, Boller J R, Moosman B, Mosher D, Stephanakis S J, Weber B V, Young F C 1998 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **26** 1068
- [22] Thornhill J W, Velikovich A L, Clark R W, Apruzese J P, Davis J, Whitney K G, Coleman P L, Coverdale C A, Deeney C, Jones B M, LePell P D 2006 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **34** 2377
- [23] Velikovich A L, Cochran F L, Davis J 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 853
- [24] DeGroot J S, Toor A, Golberg S M, Liberman M A 1997 *Phys. Plasmas* **4** 737
- [25] Sze H, Coleman P L, Failor B H, Fisher A, Levine J S, Song Y, Waisman E M, Apruzese J P, Chong Y K, Davis J, Cochran F L, Thornhill J W, Velikovich A L, Weber B V, Deeney C, Coverdale C A, Schneider R 2000 *Phys. Plasmas* **7** 4223
- [26] Deeney C, Douglas M R, Spielman R B, Nash T J, Peterson D L, L'Eplattenier P, Chandler G A, Seamen, J F, Struve K W 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 4883

Study on *K*-shell X-ray production of double-shell neon gas puff Z-pinch*

Wu Gang^{1)2)†} Qiu Ai-Ci²⁾ Wang Liang-Ping²⁾ Lü Min¹⁾ Qiu Meng-Tong²⁾ Cong Pei-Tian²⁾

1) (Department of Engineering Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

2) (Northwest Institute of Nuclear Technology, Xi'an 710024, China)

(Received 12 December 2009; revised manuscript received 15 March 2010)

Abstract

The main results of investigation on *K*-shell X-ray production of double-shell neon gas puff Z-pinch, driven by Qiangguang-I facility (1.6 MA, 70 ns), are reported. The exit radii of the outer and inner shells are 1.5—1.4 cm and 0.75—0.6 cm, respectively. Both shells have a throat width of 0.32 mm, while the ratio of the throat radii is 2.8:1, to which the mass ratio would be approximately equal for identical plenum pressures. *K*-shell yield and peak power up to 7 kJ and 0.28 TW, respectively, for a 20 ns full width at half maximum pulse have been obtained with about 120 ns implosions, the load mass per unit length of which are estimated to be 60—70 $\mu\text{g}/\text{cm}$. Time-resolved X-ray images show that RT instability during the implosion stage has been well suppressed, resulting in a final pinch diameter compressed to less than 2.5 mm. The final implosion velocity exceeds 25 cm/ μs . *K*-shell yields and peak powers are largely reduced with longer implosion time. For shots with lower mass, i. e. 28—63 $\mu\text{g}/\text{cm}$, the electron temperature inferred from time-gated *K*-shell spectra should be greater than 500 eV, implying an overheated plasma column being formed in the stagnation stage. While for shots with load mass of 72—80 $\mu\text{g}/\text{cm}$, time resolved electron temperatures are in the range of 300—400 eV. The inferred ion densities of the *K*-shell emitting region are in the range of $(3—9) \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, which have been used to calculate the mass fractions that contribute to *K*-shell radiation. Those shots with near 7 kJ yields also have maximum *K*-shell emitting load mass (about 46 $\mu\text{g}/\text{cm}$).

Keywords: double-shell gas puff, Z-pinch plasma, *K*-shell X-ray radiation, snowplow implosion

PACS: 52.58.Lq, 52.50.Lp, 52.25.Jm, 52.70.La

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10635050 and 10475065).

† E-mail: wugang00@gmail.com