

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2013.03.06

高能量密度实验室天体物理近年来的 一些进展

韩 波, 王菲鹿, 赵 刚

(中国科学院光学天文重点实验室 国家天文台, 北京 100012)

摘要: 近年来, 随着用于高能量密度物理研究的实验装置如大功率激光器、磁力箍缩装置和托克马克等的发展, 人们在实验室中可以使毫米尺度的物质达到极端高温、高压、高密度的状态, 这使得在实验室环境中可以模拟天体物理环境中的物理条件及某些物理过程, 从而推动了一个新兴科学领域——高能量密度实验室天体物理的发展。高能量密度实验室天体物理有很多重要的研究方向, 包括超新星爆发过程中剧烈激波引发的非线性流体动力学不稳定性及其演化, 原初恒星的喷流和高马赫数喷流, 黑洞、中子星等致密天体周围的光致电离星风, 不透明度的测量和天体磁场的重联现象等。在此选取高能量密度实验室天体物理中近年来几个研究方向的进展, 对其进行系统地介绍, 并对此领域的发展做出展望。

关 键 词: 高能量密度实验室天体物理; 大功率激光器; 超新星爆发; 喷流; 光致电离

中图分类号: P141 **文献标识码:** A

1 引 言

传统上, 人们对天体状态和演化的认识源于观测分析天体的辐射与光谱。高能量密度实验室天体物理使得人们拥有了一个研究天体物理问题的新途径, 具有主动、可重复等特点^[1]。利用大功率激光器和磁力箍缩装置等实验设备, 人们可以得到能量密度大于 $10^5 \text{ J}\cdot\text{cm}^{-3}$ 的极端物理条件, 从而能够在实验室内模拟一些天体物理环境中的物理过程。通过控制实验的条件对某个现象进行模拟和研究, 可以根据需求加载各种诊断设备, 进而得到细致的物理信息。通过实验检验理论模型, 提出对理论模型的新要求。

用于高能量密度天体物理实验的装置需要将宏观尺度的能量 ($E \geq 1 \text{ kJ}$) 在极短时间内 ($\delta t \ll 1 \mu\text{s}$) 注入到很小的空间尺度 ($L \lesssim 1 \text{ mm}$), 产生高温、高压、高密度的等离子体状态。大功率脉冲激光器和磁力箍缩装置能够达到上述要求, 在过去的一段时间内, 这两种实验装置

收稿日期: 2012-12-25; 修回日期: 2013-04-09

资助项目: 973 项目 (2013CBA01503); 国家自然科学基金 (11173032)

在理论与建设方面都取得了长足的进步。现有的大功率激光器包括位于美国罗切斯特大学激光能量实验室的 Omega 激光器^[2], 位于日本大阪大学的 Gekko XII 激光器^[3], 位于美国劳伦斯利弗莫尔国家实验室的美国国家点火装置 (National Ignition Facility, 简称 NIF), 位于法国波尔多的 Megajoule 和位于中国上海的神光系列激光器等。主要的磁力箍缩装置包括美国桑迪亚的“Z”装置以及 Saturn 装置, 位于俄罗斯车里雅宾斯克的 Angara-5, 以及位于英国帝国理工学院的 MAGPIE 等。另外, 高分辨率的信号采集和诊断装置在技术上的突破^[4-7]也是推动高能量密度实验室天体物理发展的重要因素。

高能量实验室天体物理主要的研究方向包括: 超新星爆发过程中剧烈激波引发的非线性流体动力学不稳定性^[8-10], 原初恒星的高马赫数喷流^[11-14], 黑洞、中子星等致密天体周围的光致电离星云^[15], 恒星内部不透明度的测量^[16-21], 与太阳耀斑、日地磁层相关的磁重联机制^[22], 与行星内部结构模型相关的物质状态方程^[23-26], 强烈辐射源光致蒸发分子云后形成的非线性动力学过程^[27], 星际尘埃的起源与演化^[28]等。本文将对上述前 5 个研究方向进行详细介绍。

2 主要研究内容

2.1 超新星爆发

超新星是最激烈的天体物理现象之一。有许多问题涉及超新星爆发现象, 其中包括对其爆发机制和爆发过程的研究。超新星爆发可以带给我们平常观测不到的恒星内部的物理信息, 从而可以通过研究这个恒星演化的终点, 增进对恒星演化整个过程的认知。I 型超新星通常认为源于双星系统, 白矮星通过吸积伴星物质而点燃碳元素的核聚变过程, 在极短时间内释放大能量使得恒星解体, 这种超新星一般不留下致密的残骸; 如果白矮星能够吸积达到钱德拉塞卡极限 ($1.44 M_{\odot}$) 而爆发, 则是著名的 Ia 型超新星。II 型超新星源于质量大于 $8 M_{\odot}$ 的大质量恒星, 这些恒星在演化过程中, 由于强大的引力作用, 可以进行碳和更重元素的聚变, 最后形成一个铁-镍内核; 但是当核聚变的压强再也无法支撑强大的引力时, 恒星内核急剧坍缩释放巨大的引力势能, 形成超新星, 这种超新星一般最后会形成中子星甚至黑洞这样的致密天体。研究超新星在爆发过程中物质的抛射机制对于宇宙演化的研究有着重要意义。

现有的实验装置尚未达到 I 型超新星的重元素核聚变的温度, 美国国家点火装置 (NIF) 和后继的 Megajoule 装置也许能够达到氘氚混合物的点火温度, 但现在这些装置还在初期实验或建设之中。对于 II 型超新星, 爆发过程中的动力学过程的多维理论模型对 Rayleigh-Taylor 不稳定性的模拟无法解释观测结果^[29], 需要通过实验来研究流体的二维和三维动力学过程, 既有的实验装置已具备了这样的实验条件。

通过实验研究天体物理事件中的流体动力学过程, 其优势在于可以通过控制和改变初始条件进行多次重复, 并且可以通过不同的诊断设备得到完备的实验数据。但是天体物理环境和实验室环境在尺度 (L)、速度 (v)、密度 (ρ) 和压强 (p) 等参量上都相差数个量级 (以超新星爆发为例见表 1), 即使现在最大的实验装置也无法达到天体的尺度和物理状态。解决问题的方法是在实验室和相应的天体环境的流体力学系统之间建立标度的映射关系。在流体

动力学和磁流体动力学系统中,如果两个系统的 Reynolds 数和 Peclet 数都很大(粘滞作用和热传导作用可以被忽略),可以不必考虑两个系统的耗散结构时,通过 Euler 相似率两个系统之间就可以建立起对应关系^[30](具体推导见附录)。

表 1 超新星 SN1987A 爆发 2000 s 时在氢氦交界层处等离子体和 Remington 实验^[31]中 20 ns 时等离子体各参数的比较

参量	SN1987A	实验
长度/cm	9×10^{10}	5.3×10^{-3}
速度/cm·s ⁻¹	2×10^7	1.3×10^5
压强/N·cm ⁻²	3.5×10^8	6×10^6
密度/g·cm ⁻³	7.5×10^{-3}	4.2
Euler 数	0.29	0.34
Reynolds 数	2.6×10^{10}	1.9×10^6
Peclet 数	2.6×10^5	1.8×10^3

现在普遍认为像 SN1987A 这样的核坍缩超新星,在爆发前存在类似洋葱的层状结构,其中不同层所含的主要元素不同,越往内部元素越重。恒星内核坍缩释放大量的能量,形成向外的喷射物质的激波,这些喷射的物质与周围介质作用形成一个向内挤压的激波和一个向外扩张的激波,激波在穿过各层的过程中于交界处产生 Richtmyer-Meshkov 不稳定性。冲击波过后的区域密度梯度和压力梯度变得相反,这时交界面处变为以 Rayleigh-Taylor 不稳定性为主^[32-37]。

利用大功率激光器可以在实验室中产生类似于上述超新星中剧烈冲击波引发的非线性流体动力学的不稳定性。在过去的十几年内,人们曾经做过很多关于超新星爆发过程中不稳定性的实验。第一批这样的实验是由 Kane 和 Arnett^[39-41],以及 Remington 等人^[31,42]利用 Nova 激光器实现的。他们利用 Nova 激光器测量了由单模原初微扰在二维交界面所引发的 RT 不稳定性的演化过程。图 1(b)为实验开始 20 ns 后的压力和密度分布^[38],与图 1(a)超新星在 2000 s 时的压力和密度分布相对比,可见实验很好地模拟了超新星爆发过程中压强和密度的变化趋势。

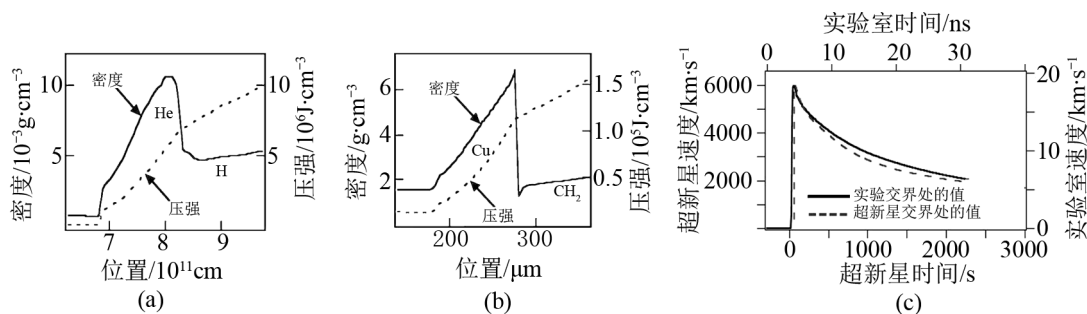


图 1 (a) 超新星在 2000 s 时的压力和密度分布; (b) 实验室在 20 ns 时的压力和密度分布^[38]; (c) 超新星 He-H 交界面随时间的速度变化(虚线)和激光实验在 Cu 层和 CH₂ 层的模拟(实线)^[39]。

在超新星爆发过程中, 理论认为交界层处密度的分布不均会扭曲激波, 进而影响更外层结构的变化。Kane 等人^[43]进行了相关的实验研究上述问题, 他们的靶由三层不同密度的物质组成, 第一个交界处呈波纹状来模拟不均匀的密度分布, 第二个交界处是平的。他们的实验模拟与实验结果与 Calder 等人^[44, 45]利用 FLASH 得到的模拟结果非常相似, 都在钉状结构上方第二个交界层处的结构产生扭曲, 说明交界层处的初始密度分布确实会影响后续结构的演化。除此之外, 与流体不稳定性相关的研究工作还有钉状结构的形成机理^[46, 47], 模拟多模微扰和在交界处不稳定性演化为湍流的实验和数值模拟等^[8, 10, 48, 49]。

结合上述实验, 我们总结出设计此类实验的注意事项: (1) 确定两个系统的流体动力学描述是相同的。虽然超新星爆发中压强由辐射主导, 而实验室中压强由气体压强主导, 但是 Ryutov 已经证明相同的流体动力学描述可以适用于两个系统^[50]。(2) 评估各种传导过程所起的作用。两个系统的粘滞性和热传导都非常小, 即 Reynolds 数和 Peclet 数都非常大, 这种条件下的两个系统可以用 Euler 方程组 (见附录) 准确地描述。(3) 确定物质的状态方程。超新星爆发时辐射压占主导说明状态方程中绝热系数 $\gamma = 4/3$, 实验中所用介质的绝热系数偏离 $\gamma = 4/3$ 不会太大, 即使有少许偏差, 也不会出现很大的不同, 因为 γ 值的变化对 Euler 方程组的结果影响不大^[29]。(4) 确定初始状态。现在有很多二维和三维流体动力学模型能够在 He-H 交界层产生激波, 但是它们的初始值的设定一般都源于如图 1(a) 给出的一维模型中的初始值^[29]。实验室中通过改变激光脉冲的能量、实验介质的材质和厚度等初始状态, 来控制 RT 不稳定性产生的交界层处的激波的强度、密度和压强的分布等, 如图 1(b)。(5) 确定几何结构的简化是否可行, 即实验中的平面系统模拟天体物理中球状系统的条件。例如, 1997 年 Remington 的实验^[31]是以平面系统模拟超新星的球状结构, 这个实验只能模拟超新星爆发后 He-H 交界层的半径变化小于初始值 20% 的情况^[29]。

类似 SN1987A 超新星核坍缩过程中的流体动力学不稳定性的模拟^[50-54]和实验^[43, 55-58]已经做了很多, 需指出的是由于实验设备限制, 得到的激波都不是辐射主导的, 而是纯动力学的, 但是在天体环境中激波的辐射对动力学过程和不稳定性的影响是非常重要的。近年完成建设的 NIF (National Ignition Facility) 具备了制造出辐射主导激波的能力。Kuranz 等人^[59]根据 NIF 的实验条件设计的研究超新星激波实验设置如图 2(a), 这个实验设置在 NIF 和 Omega 条件下都能够产生不稳定性结构的演化, 它们的一维模拟结果中的密度和辐射温度的比较如图 2(b)。模拟中激光打到靶体上产生激波, 然后激波蜕变成冲击波, 穿过与低密度泡沫层的交界面。模拟结果显示 NIF 的初始压强可以达到 1.6×10^{13} Pa, 而 Omega 只能达到 5×10^{12} Pa。在低密度层, 在激波作用下 NIF 实验中可达到 140 eV 的温度; 而 Omega 实验中只有 15 eV, 这个温度不足以形成有辐射主导的激波。两个模拟实验中反向激波的密度分布有相似的形态, 但是辐射温度的分布差别很大, 这是因为在 NIF 的实验条件下已经形成辐射性的激波, 其特性与纯动力学的激波有着不同的结构。后续的在 NIF 上的实验有利于增进天体物理中辐射性激波在超新星爆发中所起作用的认识。

除了上述研究超新星爆发过程中不稳定性演化的实验, 与超新星爆发相关的实验还有模拟超新星冲击波实验^[60-63], 研究辐射性激波实验^[64, 65]和研究超新星周围高密度云在冲击波作用下形态变化过程的实验^[66-70]等。

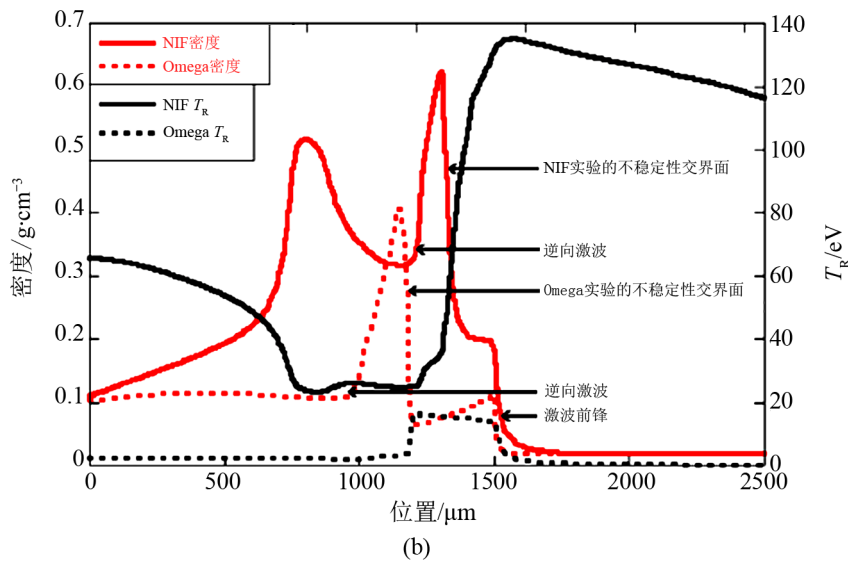
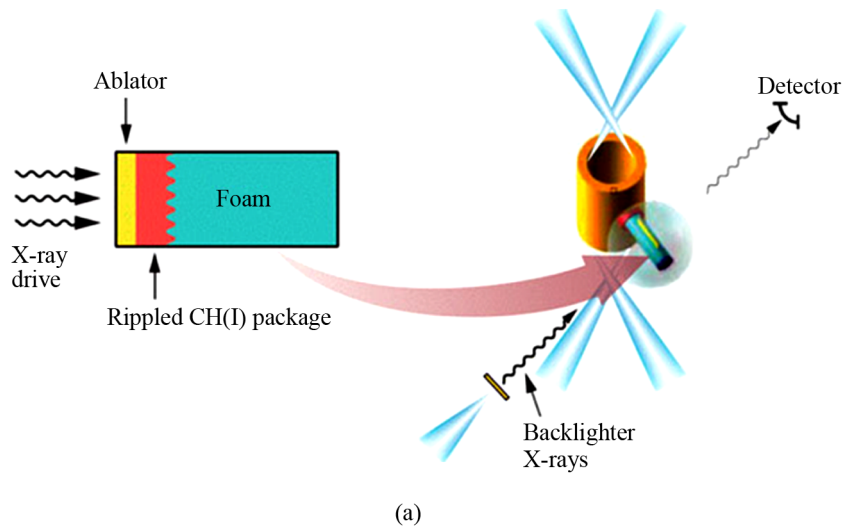


图2 (a) 在 NIF 上设计的研究核坍缩超新星激波的实验的图示; (b) NIF 和 Omega 模拟实验的一维模拟中温度和密度的比较^[59]。

2.2 天体喷流

喷流是宇宙中最壮观的景象之一, 其尺度从 10^{17} cm(原初恒星的喷流) 到 10^{24} cm(类星体活动星系核的喷流)。它们都具有很好的准直性和很大的马赫数。原初恒星的喷流被称为 Herbig-Haro(HH) 星体, 被认为是在恒星形成时吸积盘内物质从两极喷出而形成的。喷流的形成机制主要有两种理论解释: 一种是认为旋转着的吸积盘内的物质落到中心致密天体上, 从两极喷出物质而形成喷流^[71-74], 在 HH 喷流中这些中心天体被认为是原初恒星或年轻恒星; 另一种理论认为喷流源于螺旋管形的吸积盘, 吸积盘密度呈轴对称分布, 从两极到赤道逐渐

增大, 从恒星发出的球对称的星风物质与此吸积盘作用, 在吸积盘的对称轴方向形成烟囱状的喷流^[75]。这两种理论最后都会形成超声速的准直性极高的锥形喷流, 其马赫数可以达到 10 甚至更高, 这样高速高密度的喷流被认为有强烈的辐射冷却。影响喷流的结构和准直性的因素有很多, 如周围介质的等离子体性质, 外在磁场和其自身辐射冷却等。例如辐射冷却能够降低喷流内部的压强, 使得喷流的准直性增加, 并且会因一些流体不稳定性而产生细微结构; 这些结构是无辐射冷却喷流所不能形成的; 这些细微结构包括观测喷流中存在的节点, 纤维状和小尺度的弓状激波结构, 以及复杂的速度分布场。

喷流研究的一个重要问题是为什么它能保持如此高的准直性, 而实验模拟则提供了一个检验理论模型的独立手段。随着相关实验装置的发展, 可以通过不同的方式制造出高马赫数、辐射冷却与磁场共存的喷流。实验室产生喷流的方法主要有两种: 一种是增殖式喷流, 主要在大功率激光器上实现; 另一种是发射式喷流, 主要在磁力箍缩装置^[12]和球形托克马克^[76]上实现。增殖性激波在此方面的实验中比较多见, 这类实验中将生成的激波送入介质^[11, 77], 研究喷流与周围等离子体之间的相互作用^[78], 证明辐射冷却对喷流准直性的影响^[79-81]。

Foster 等人^[11]利用 Omega 激光器模拟喷流的实验如图 3 所示。图 3(a) 为实验设计, 实验中 7 束激光脉冲辐照靶体表面, 穿过钛层中心空腔, 最后在有机泡沫层 ($C_{15}H_{12}O_4$) 产生高马赫数的高密度等离子体喷流; 图 3(b) 为实验图像与数值模拟的比较, 可见模拟与实验吻合得很好。在此实验中, Reynold 数 $Re \approx 10^6$ 和 Plect 数 $Pe \approx 10^3$, 数值都很大, 即粘滞作用和热传导都是可以忽略的, 这与天体物理环境类似。年轻星体所产生的 HH 喷流的马赫数达到 20 甚至 100, 喷流密度远小于周围环境; 实验中产生的喷流的马赫数大约为 3, 喷流的密度约等于周围环境密度, 更类似于大尺度的星系所产生的低马赫数、低密度比的喷流。优化实验设计可以模拟处于更加复杂环境下的喷流的形态, 例如 Hartigan 等人^[82]在实验装置内加入一团聚苯乙烯来模拟高密度云, 实验中产生的喷流发生偏折, 这模拟了 HH110 在周围一团高密度暗云相互作用下改变了方向的现象。

2009 年, Gregory 等人^[13]设计了另一个产生喷流的实验方案, 即两个铝片成 140° 张角排列, 两束激光脉冲同时辐照铝片, 产生的等离子体流相互碰撞, 导致横向运动停滞, 纵向运动则加强, 进而加热等离子体并产生纵向的超音速喷流。当腔内注入压强为 5×10^{11} Pa 的氮气时, 可模拟天体物理环境的压强和密度比。所产生的喷流在 Reynold 数、Plect 数和马赫数等方面都接近或等于原初恒星的喷流, 但是这里所产生的喷流不呈圆柱对称, 与天体环境中的情况有所不同^[13]。

发射式喷流的实验一般在磁力箍缩装置上完成。2005 年, Lebedev 等人^[12]在 MAGPIE 上生成喷流, 如图 4 所示: (a) 实验中金属丝呈辐射型排列于电极之间, 强度为 1 MA, 持续时间 240 ns 的电流脉冲加载到金属丝上。金属丝因电阻发热而被加热成外层为高温等离子体、内芯为较冷金属芯的状态。(b) 产生的等离子体在 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ 作用力下加速带走, 金属芯成为持续的等离子体提供源。产生的等离子体聚集金属丝阵列上方。(c) 靠近电极的被烧灼的金属丝形成一个腔体。(d) 最后在压力和环形磁场的作用下形成磁塔状的喷流。在此实验中得到的喷流参数分别为马赫数 $M \approx 3 \sim 5$, $Re > 10^4$, $Pe \approx 5 \sim 20$ ^[12]。

实验中金属丝的材质和排列的阵列是可以改变的, 从而制造出更加多样化的喷流, 如

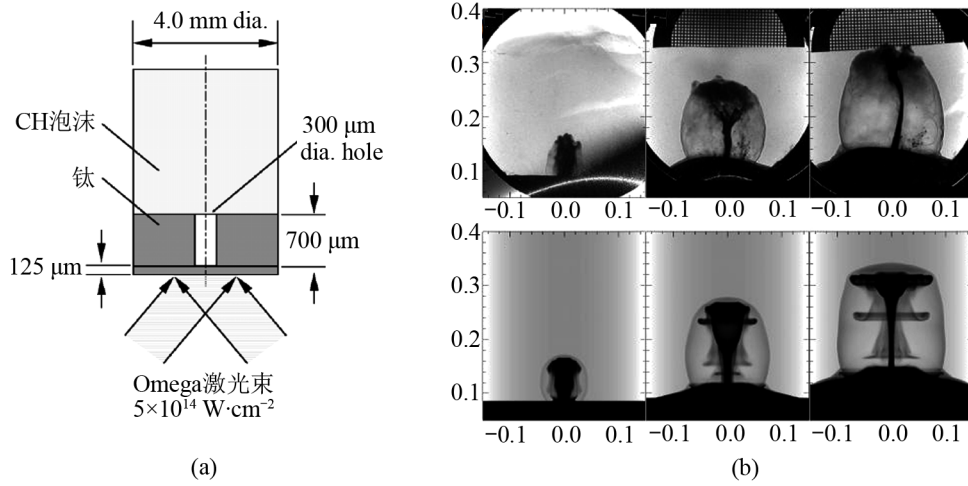


图3 Foster 等人在 Omega 激光器上实现的高马赫数喷流实验^[11]

(a) 为实验装置图解, (b) 为实验图像(上)和数值模拟(下)的对比。

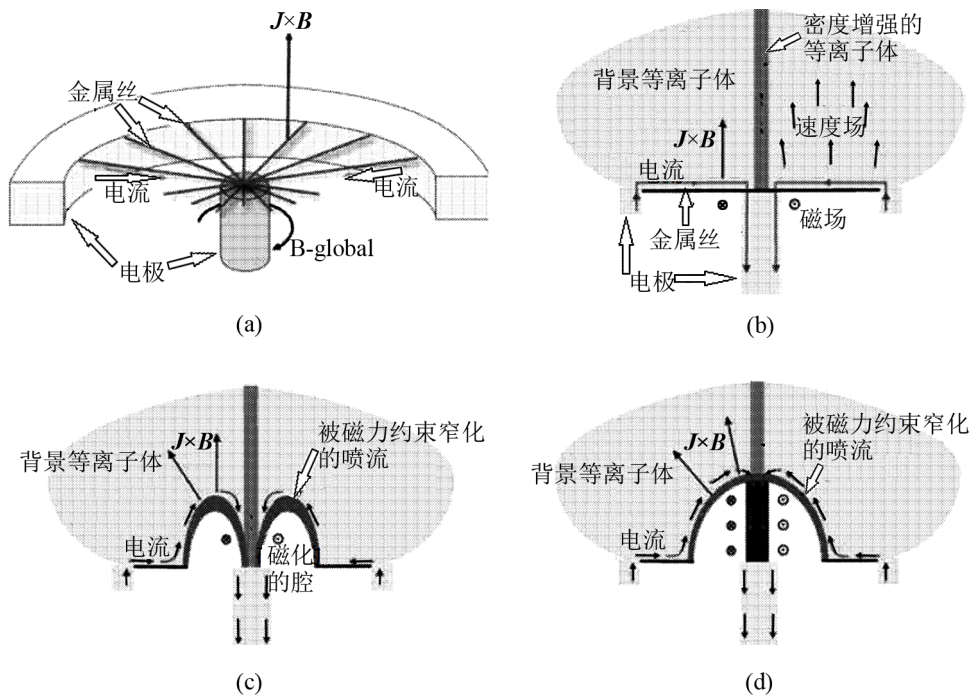


图4 Lebedev 等人在 MAGPIE 上生成喷流实验过程的图解^[12]

Lebedev 等人在 2002 年做的实验就是将金属丝呈锥形排列^[81]。如果用像钨这样比较重的金属元素, 喷流的辐射冷却作用会更加有效, 使得喷流的准直性和马赫数增高^[81]。同样可以在实验中增加其他影响因素, 模拟一些更加复杂的天文现象, 比如在产生的喷流侧面加上等离子体流来模拟伴星的星风, 可以观测到被迫转向的喷流^[83]。

2011 年, Suzuki-Vidal 等人^[14]在 MAGPIE 装置上通过 1.4 MA、持续时间为 250 ns 的脉冲电流完成了类似的实验, 此实验将前面实验中的金属丝换成金属片。图 5(a) 展示了金属片的摆放位置, (b) 与 (c) 所示为 430 ns 时喷流分别在真空中与氮气中电子密度沿视向积分后的强度分布。可见在真空中喷流清晰可见, 有很好的准直性。当注入氮气时, 在产生与真空中相似的喷流的同时, 在末端产生了两个显著的激波结构: 第一个激波形成于金属片相应的上方, 呈圆锥状; 第二个激波位于喷流的顶端, 呈半球状, 很像天文观测中的弓状激波^[14]。

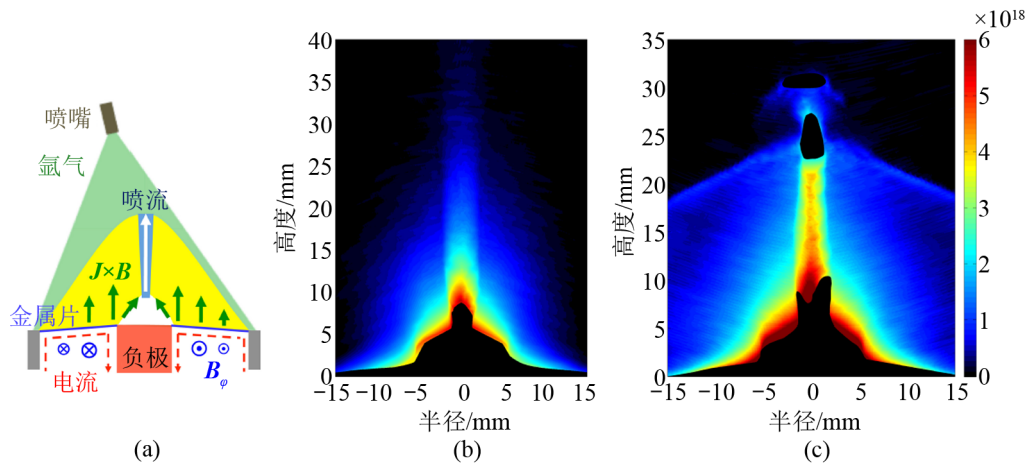


图 5 Suzuki-Vidal 等人^[14]在 MAGPIE 生成器上的实验

(a) 实验设置; (b) 和 (c) 430 ns 时喷流分别在真空中与氮气中电子密度沿视向积分后的强度分布。

两个系统之间能否建立 Euler 相似率 (见附录) 取决于两个系统的耗散过程是否足以被考虑。在理想磁流体系统之间建立 Euler 相似映射, 要求系统的欧姆耗散作用可以忽略, 即磁 Reynolds 数 $Re_M \geq 10^{12[11]}$; 因为 Re_M 数越大, 欧姆耗散过程所起的作用越小。 $Re_M = \frac{sL^*}{D_M}$ (D_M 为磁场的散度, s 为介质的声速, L^* 为实验室中的特征尺度), 天体环境虽然温度很低, 但是因为空间尺度非常大导致非常大的 Re_M 值, 如温度为 0.1 eV 时, $Re_M \approx 10^{15}$ 。2005 年 Lebedev 的实验中 $Re_M \approx 10^{12[12]}$, 可以忽略欧姆耗散过程, 但要模拟更加接近天体物理环境中的喷流则需更高磁 Reynolds 数的磁流体。NIF 能够实现的 Re_M 数可达到 $10^{4[28]}$, 在这样的实验条件下产生的喷流具有前所未有的高马赫数, 更接近天文环境。

2.3 光致电离等离子体

光致电离等离子体普遍存在于天体物理环境中, 主要分布于强辐射源周围, 例如行星状星云、HII 区、X 射线双星和活动星系核周围的星云等。通过分析光致电离气体的光谱, 主要是 X 射线波段的光谱, 可以得到其温度、密度、运动速度及辐射源的

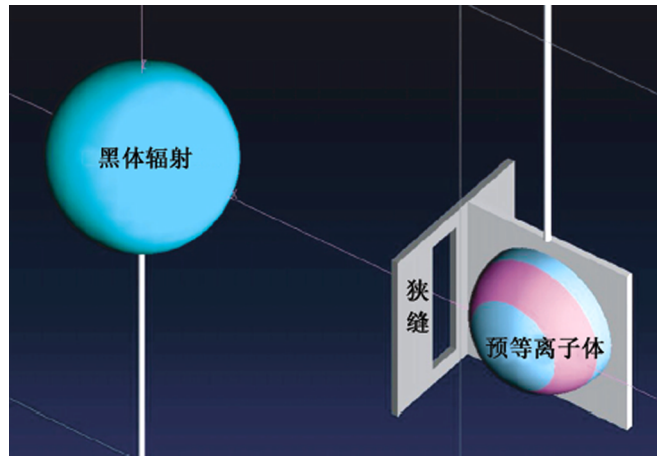
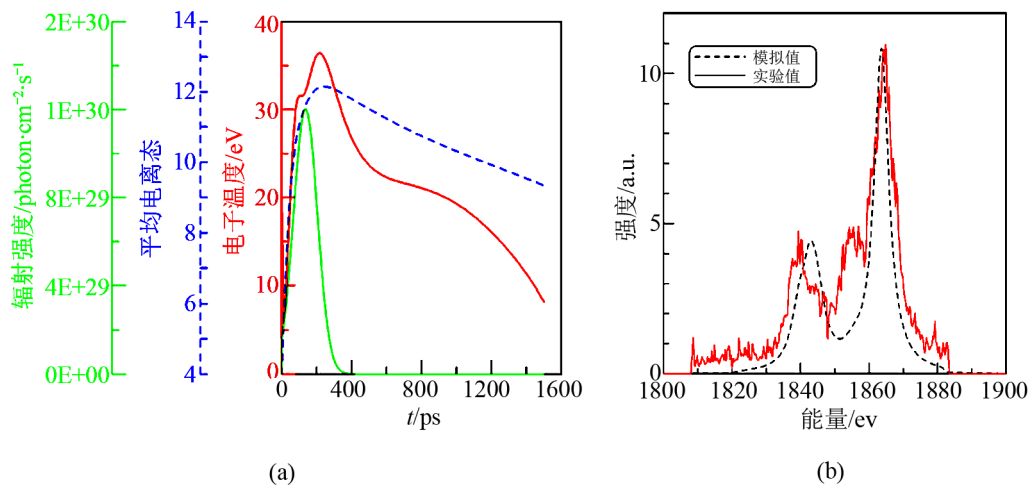
性质等。例如分析双星系统中致密天体周围的吸积盘的 X 射线连续谱和伴星星风与表面气体的荧光 X 射线, 可以获得致密天体的物理性质。天文学通过研究弥散于强辐射源周围的非局部热动平衡气体的原子物理过程来进行光致电离 X 射线方面的研究, 其中这些强辐射源的平均辐射温度可达 $1 \text{ keV}^{[15]}$ 。针对光致电离等离子体提出的理论模型包括 GALAXY^[84-86]、NIPM^[86, 87]、FLYCHK^[88]、CLOUDY^[89, 90]、XSTAR^[91-93]、TITAN^[94, 95] 和 PhiCRE^[96, 97] 等。

这些理论方法各有特点, 但是处理的基本思路类似, 下面以 PhiCRE 为例, 对基本处理方法进行简单介绍。光致电离等离子体的原子物理过程主要是由辐射过程决定的, 处于光致电离碰撞平衡的状态 (简称为 ΦCRE)。在 ΦCRE 等离子体中, 电离状态 ζ 与相邻两个电离态 $\zeta - 1$ 和 $\zeta + 1$ 在光致电离、碰撞电离、双体复合和三体复合等过程作用下达到平衡^[96, 97]。由于光电离截面与原子的主量子数的三次方成反比, 那么 K 层电子有最大的光致电离截面, L 层电子次之, M 层及以上电子截面较小可以不考虑。为了简化模型可以做出以下假设: (1) 考虑到自发跃迁系数很大, 假设离子都处于基态; (2) 假设等离子体是光学薄的, 不考虑辐射的再吸收; (3) 由于等离子体的温度很低 (约几十 eV), 可以忽略碰撞电离和三体复合, 只考虑光致电离和双体复合。这样通过求解速率方程可以得到各电离态分布随时间的变化。

对光致电离等离子体的实验模拟, 需要构造强辐射源与低温低密度等离子体, 近年来在大型实验装置发展的推动下, 人们利用大功率激光器^[15, 98] 和磁力箍缩装置^[27] 对天体物理相关的光致电离等离子体开展了一些探索性研究。

2009 年 Fujioka 等人^[15] 利用大阪 Gekko XII 激光器, 开展了光致电离等离子体的研究, 如图 6 所示。实验中硅片被一束红外脉冲激光预加热, 产生缓慢膨胀的等离子体用来模拟被辐照的低密度星风物质; 与硅片相距 1.2 mm 处一个半径为 $(505 \pm 5) \mu\text{m}$ 、厚为 $(6.4 \pm 0.1) \mu\text{m}$ 的塑料球壳在 $(1.2 \pm 0.1) \text{ ns}$ 内, 被 12 束激光携带大约为 $(4 \pm 0.2) \text{ kJ}$ 的总能量照射, 产生持续时间大约为 $(160 \pm 20) \text{ ps}$, 辐射温度为 500 eV 的类黑体辐射, 用来模拟强辐射源。一个钽薄片被置于辐射源与硅等离子体之间, 辐射源的光子通过一个 $100 \mu\text{m} \times 400 \mu\text{m}$ 的狭缝, 照射在硅表面, 从而可以计算出光电离参数。实验研究了低密度硅等离子体在强辐射作用下, 所产生的光致电离等离子体的物理性质。硅等离子体的温度大约为 $26 \sim 29 \text{ eV}$, 密度大约为 $(0.5 \sim 1.0) \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 。为了确保得到的实验结果是可信的, 对辐射源和被照射的两个等离子体分别做了独立的实验测量, 然后再将两部分联合进行实验。通过对比发现只有在预加热激光和 12 束激光同时作用的情况下才能测到硅的高阶电离状态的发射线。这说明实验测到的光谱是光致电离等离子体的发射谱, 而不是碰撞等离子体的光谱, 实验结果如图 7 所示。

根据激光的情况可以得到输入长脉冲的强度, 如图 7(a) 中的绿线, 通过理论模拟^[99] 可以得到等离子体的平均电离度 (红线) 和等离子体温度 (蓝色虚线) 随时间的演化。等离子体温度的最大值为 36 eV , 平均值与测量值相符合。平均电离度达到最大之后在辐射脉冲峰值过后而降低, 表征了等离子体的离化-复合过程。理论模型得到的光谱与实验光谱基本符合, 如图 7(b); 但能量为 1855 eV 处的峰值在理论光谱中没有出现, 虽然有后续工作进行了探讨^[100, 101], 但还需要进一步研究。

图 6 Fujioka 实验的示意图^[15]图 7 (a) Fujioka 实验中辐射强度 (绿色), 平均电离态 (蓝色) 和电子温度 (红色) 随时间的变化的模拟值^[99]; (b) Fujioka 实验中光谱的实验值和模拟值的比较^[99]

天体物理中一般用电离参数 $\xi = \frac{L}{n_e r^2}$ (单位 $\text{J}\cdot\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$) 来衡量等离子体的光电离程度, 其中 L 为辐射源的光度, n_e 为电子密度, r 为辐射源与等离子体的距离。 ξ 的值越大代表等离子体的辐射过程越占优。通过紫外和 X 射线卫星观测到天体物理环境中光致电离参数范围是 $\xi = 10^{-6} \sim 10^{-3} \text{ J}\cdot\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$ ^[29]。Fujioka 等人的实验中 ξ 的最大值为 $5.9 \times 10^{-7} \text{ J}\cdot\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$, 在“Z”装置上做的氦的光致电离实验中测得 ξ 的值达到 $5 \times 10^{-6} \text{ J}\cdot\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$ ^[28]。在 NIF 的实验条件下, ξ 的值可达到 10^{-4} , 与天体物理环境相似; 在这样极端的条件下 NIF 能够将铁元素的 K 层电子电离。这使得在以后的实验中能够得到更接近天文观测的数据来检验光致电离的理论和模型, 增进对致密天体的吸积盘及其周围环境的物理认识。

2.4 恒星的不透明度

恒星内部不透明度在恒星演化过程中起着重要的作用, 因为其影响着恒星内部能量向外部的辐射转移过程, 进而影响着恒星的结构与演化。虽然占恒星大部分质量的元素是氢和氦, 但是重元素对不透明度的贡献是非常重要的; 然而由于原子结构复杂, 它们的不透明度的计算极其复杂。

大功率激光器可以用来测量元素的不透明度。1992 年 Da Silva^[102] 和 Springer^[103] 在 Nova 激光器上完成了铁的不透明度测量实验。实验装置如图 8(a) 所示, 第一束波长为 $0.53 \mu\text{m}$ 的激光辐照在一片 250 nm 厚的金箔上, 产生持续时间为 1 ns 能量为 3.3 kJ 脉冲。产生的 X 射线将一块 20 nm 的铁样本离化为温度为 20 eV , 密度为 $5 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$ 的等离子体。为了测得不透明度, 需要背景光。第二束波长 $0.53 \mu\text{m}$, 2 ns 的脉冲激光照射到另一片金箔上, 产生的 X 射线作为背景光穿过样本, 吸收谱被远紫外光谱仪记录下来。测量到的吸收谱有一个以 70 eV 为中心的吸收特征。在这个实验的标定下, OPAL 改进了理论模型, 考虑了中间态耦合对不透明度的贡献, 大幅提高了不透明度的数值, 将新的不透明度数值应用到造父变星的模型之中, 得到的脉动周期与观测值的符合程度大幅提高, 如图 8(b) 所示。图 8(b) 中上方虚线为利用未考虑超精细结构的旧的不透明度数据得到的结果, 下方实线为利用新的不透明度数据得到的结果。通过比较可见, 新的不透明度数据得到的结果与观测值 (图中圆点) 吻合得很好。

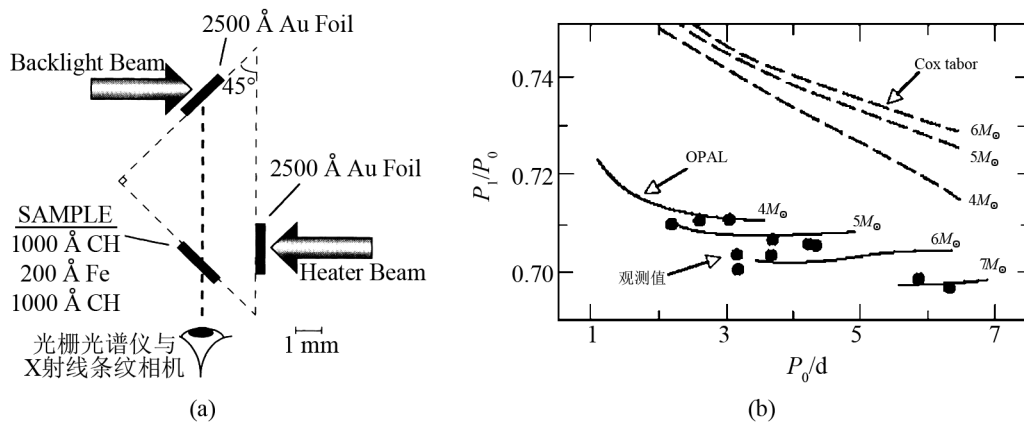


图 8 (a) Da Silva 的实验装置的图解^[102]; (b) 新的 OPAL 的不透明度应用到造父变星周期计算后与观测值的比较^[16]。

测量不透明度的实验难度随着元素原子序数的升高而增加, 这是因为需要更多的能量将样本等离子体化, 此外对背景光的要求也相应提高, 需要比离化后样本的自发光更亮。NIF 所能达到的实验条件, 可以进行温度高于 200 eV 的样本的不透明度测量。这使得进行接近恒星的中心区域不透明度的实验测量成为可能, 进而增进对恒星结构和演化的认识。

2.5 天体磁场的重联现象

磁重联过程是指方向相反的磁力线相互靠近而发生的磁力线重新连接的过程, 这个重联

过程将磁能快速地转化为等离子体的热能和动能, 并以辐射和物质流的方式释放出去。磁重联现象被认为在太阳耀斑、恒星形成和其他一些天体物理事件, 以及激光生成的等离子体喷流和核聚变等离子体的一些不稳定性等物理现象中起着重要的作用。虽然实验室条件和天体物理环境在尺度上有巨大差异, 但是依靠前面所提到的 Euler 相似性可以将实验现象类比到天文现象中。

2010 年, 仲佳勇等人^[22] 在上海神光 II 激光器完成了磁重联实验, 很好地模拟了 Mesuda 等人^[104] 在太阳耀斑中观测到的环顶 X 射线源 (实验设置如图 9)。实验中所用的靶由一片 $1600\ \mu\text{m}\times 500\ \mu\text{m}$, 厚度为 $50\sim 100\ \mu\text{m}$ 的铝片, 和铝片下面 $1600\ \mu\text{m}\times 250\ \mu\text{m}$, 厚度为 $150\ \mu\text{m}$ 的铜片组成。神光 II 激光器有 8 路波长为 $351\ \text{nm}$ 的光束, 分别打到铝片正反两面而形成 4 个焦斑, 靶面上的磁场可达 $100\ \text{T}$ 。太阳耀斑中的环顶 X 射线源与实验结果如图 10。图 10(a) 为利用磁重联模型解释太阳耀斑中环顶 X 射线源的示意图, 两个逆向的磁场 B_1 和 B_2 在交界处发生重联; 同时在上下两个方向形成喷流, 与太阳耀斑作用, 在环顶处形成 X 射线源。图 10(b) 为针孔相机拍摄到的铝靶正面的图像。靶面上焦斑周围形成两个很强的环形磁场, 磁场在交界处产生重联, 形成上下两个方向的喷流, 并在下方与铜靶相互作用而形成了一个亮斑, 类似太阳耀斑中的环顶 X 射线源。图 10(c) 除了可以看到铜靶上明显的 X 射线源之外, 还可以看见一个向上的喷流, 并且由于两个磁场的大小不完全相等使得喷流方向发生了偏转。实验、太阳耀斑及经过 Euler 相似性对应处理后太阳耀斑等离子体的各参量数值的比较见表 2, 经过 Euler 相似率 (见附录) 转化之后的太阳耀斑的各参量的值与实验中等离子体的各参量的值非常接近, 这说明实验中的磁流体过程和太阳耀斑中的相应过程是类似的。

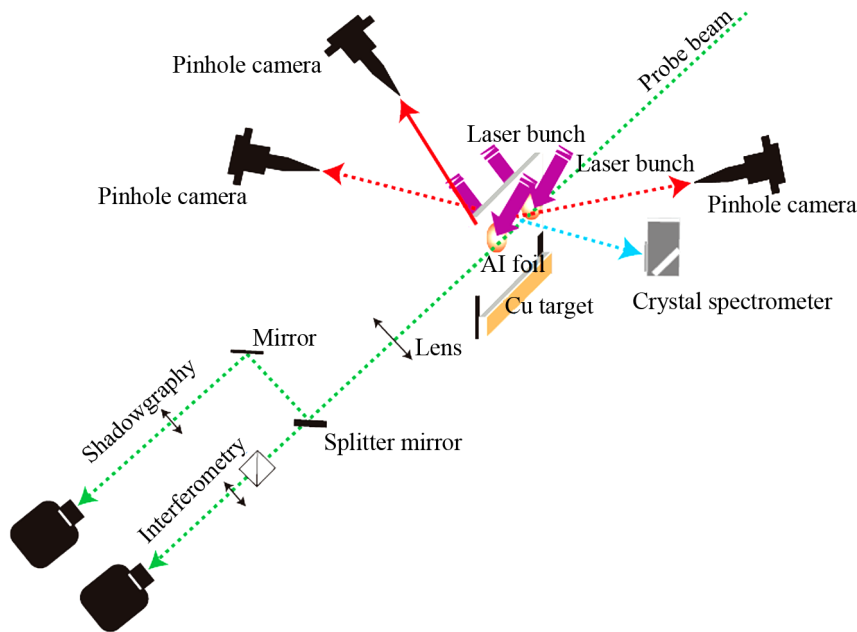


图 9 仲佳勇等人的实验装置的图解^[22]

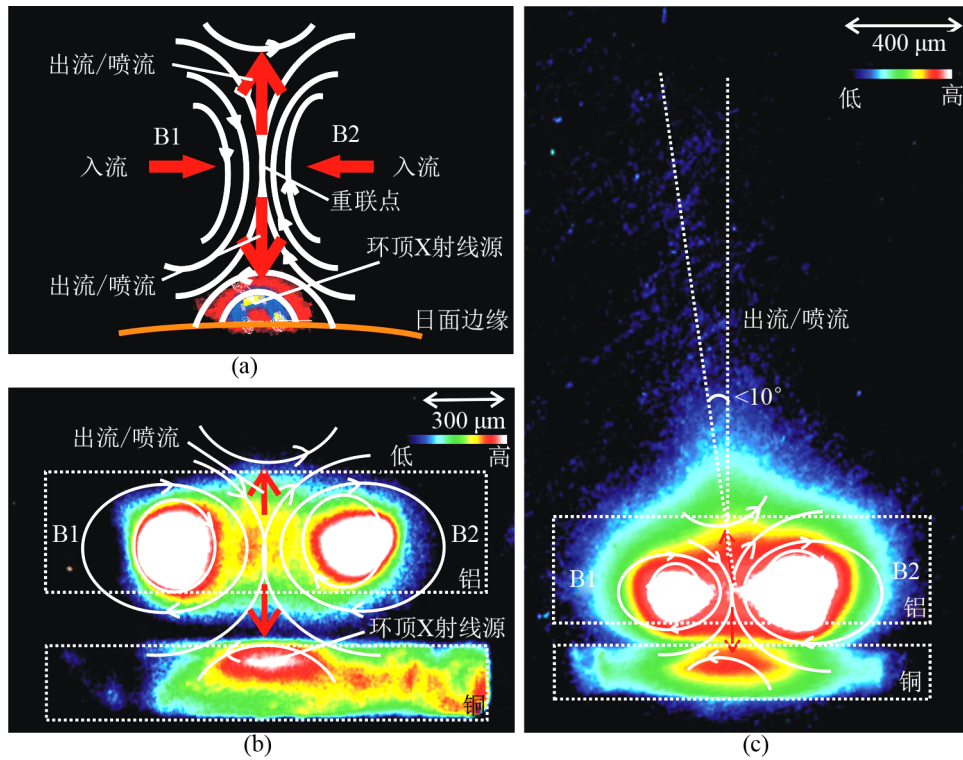


图 10 (a) 太阳耀斑中的环顶 X 射线源的磁重联模型解释；(b)、(c) 仲佳勇等人实验中由 X 射线针孔相机拍到的环顶 X 射线源与重联喷流^[22]

表 2 实验与太阳耀斑中等离子体的各参量比较^[22]

参量	太阳耀斑	太阳耀斑 (Euler 转化)	实验
长度/cm	约 $10^9 \sim 10^{10}$	约 $10^{-2} \sim 10^{-1}$	约 10^{-1}
持续时间/s	约 100 ~ 1000	约 $10^{-10} \sim 10^{-9}$	约 10^{-9}
压强/Pa	约 0.001 ~ 10	约 $10^7 \sim 10^{11}$	约 10^7
密度/ cm^{-3}	约 $10^9 \sim 10^{10}$	约 $10^{19} \sim 10^{21}$	约 $10^{19} \sim 10^{21}$
速度/ $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$	约 10 ~ 100	约 100 ~ 1000	约 100
磁场/T	约 0.001 ~ 0.01	约 100 ~ 1000	约 100

此外，中国科技大学的张寿彪等人以其线性磁化等离子体装置为基础，开展了相关的研究工作^[105]；2011年他们^[106,107]利用上述装置验证了重联电流与通行粒子的依赖关系。

2.6 行星内部结构

对土星、木星等类木巨行星的内部结构的研究是天文学中一个重要的研究领域。随着对宇宙探测的深入，越来越多类似的，甚至更大的行星被发现，发展和完善现有的行星结构模型对研究行星形成演化等有着重要意义。这些类木行星由于自身巨大的质量，在中心区域压力极大。物质在如此巨大的压力作用下的压缩率决定了这些行星的内部结构。在实验室中，

物质的压缩率由沿等熵线的状态方程 (EOS) 决定。但是物质在巨行星中心高压高密度环境下的状态方程和其他物理特性是不确定的。巨行星的特征等熵线表明其中心的等离子体是高度耦合和简并的^[108], 即巨行星的内部结构和温度、密度的变化趋势由在高温高压 (一些超级类木行星中心可达到 $P \approx 10^{14}$ Pa, $T \approx 10^5$ K) 下高度简并耦合的等离子体的状态方程决定, 而人们对这样复杂的状态方程知之甚少。

对于木星和土星这样的类木巨行星, 氢随高压等熵线的压缩率和当氢转化为金属态后的特性是其内部结构研究的中心课题^[109], 需要实验对氢在高压下的状态方程和导电率等物理特性的测量。对于天王星和海王星这样的行星, 理论认为在岩石核和气态大气之间是水、氨和甲烷的混合物, 这些物质呈致密的液态, 因此习惯上称之为“冰”, 所以天王星和海王星也被称为巨冰行星^[110, 111]。现有的观测显示这些巨冰行星的一些特性, 如重力运动、大气组成和磁场都受冰层特性和状态的影响。对于天王星和海王星磁场的起源, 现有的研究也是不确定的。建立可靠的磁场起源模型需要通过实验来确定水、氨和甲烷这些化合物在压强大于 100 GPa 时的导电率。

人们在这方面做出了一系列工作, 如研究激波驱动的 D_2 压强达到 10^{14} Pa 时状态方程的实验。图 11 给出了不同实验的比较。这些实验是在不同设备上完成的, 有气体枪^[112]、磁力箍缩装置^[113]、球对称托克马克^[114-116] 和 Nova 激光器^[117]。上述 4 个实验只有 Nova 激光器实验中 D_2 的压缩率是直接测量得出, 其他实验的结果都是与其他元素的状态方程相比较得出的。但是 Nova 实验的结果与其他 3 个差别很大, 产生上述差距的原因仍然不明^[29]。也有实验研究了与海王星内部结构相关的高压环境中水的状态方程和电导率^[25, 118-120]。

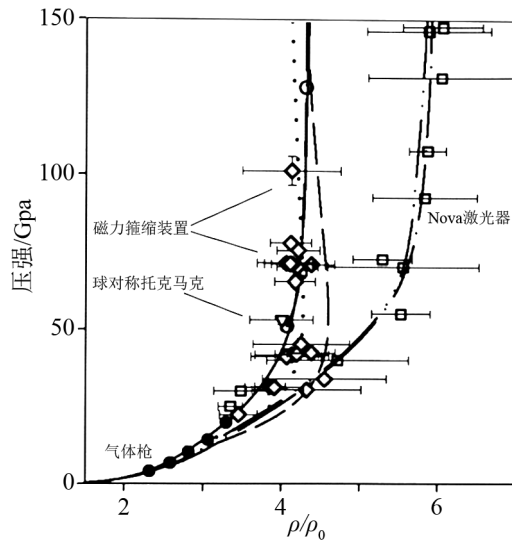


图 11 在不同装置上所做的实验得到的 D_2 状态方程的比较^[24]

利用 NIF 可以得到更接近类木巨行星和超级类地行星内部高温高压的实验环境。这使得测量上述状态下氢、氨和它们的混合物的状态方程成为可能。并且 NIF 也能够测量水、氨和

甲烷等的“冰”态化合物,硅化物和铁及其合金的状态方程。除此之外,NIF还能进行一些新类型的实验,研究类地行星在形成和演化过程中的撞击过程,比如模拟在碰撞过程中物质在冲击作用下的液化和蒸发的实验。

3 总结和展望

在实验室天体物理发展的这几十年来,针对天体物理领域的问题,人们借助最新的实验手段,与原子物理、等离子体物理、(磁)流体物理领域相交叉,取得了令人振奋的进展,加深了人们对天体物理现象的认识,成为天体物理研究的第三种途径。模拟更多天体物理现象并使实验条件更接近天体物理的极端条件,需建设更加强大的实验装置。已经投入使用或升级在建的新一代大功率实验装置包括NIF(劳伦斯利弗莫尔国家实验室,美国)和LMJ(CEA,法国),它们能够在一次脉冲时间内释放大约2 MJ的能量;“Z”装置升级之后的“ZR”装置(桑迪亚,美国),这个装置可以在一次放电中释放2 MJ的X射线;我国正在建设的神光III激光器,2015年建设全部完工后,将成为一台有48路输出光,输出能量达400 kJ的大功率长脉冲激光器,届时神光III将成为继NIF和LMJ之后世界第三的大功率激光器。利用这些实验装置,将帮助我们对天体物理中的现象和物理过程加深了解,从而推进天体物理研究的发展。

表3 NIF可达到的极端的实验环境^[28]

密度	中子密度	压强	温度	辐射温度
约 $19^3 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$	10^{26} cm^{-3}	10^{11} atm	10^8 K	19^6 K

美国国家点火装置(NIF)是现今世界上建成的最大的激光器,能够在纳秒尺度将192束激光聚集到靶上,释放高达2 MJ的能量。其所能达到的实验条件如表3^[28]所述。在这样极端的物理条件下,不仅可以推进已有研究进入新的发展阶段(见第2章),而且还可以为实验室天体物理拓展新的研究领域。

(1) 模拟天文环境中星际物质从等离子体到尘埃进而到有机分子的演化过程^[28],这个过程的研究对增进星际尘埃的形成,进而对行星和生命形成的认识有着重要意义。理论认为恒星喷出温度极高的等离子体流,这些等离子体先膨胀后冷却,逐渐凝结成尘埃颗粒。部分颗粒表面会被冰层覆盖,当其暴露在keV甚至GeV量级的高能辐射场中会发生化学反应和结构变化,可能产生有机分子,进而演化出生命。在NIF等新一代大激光器的实验条件下,将有可能在实验中模拟上述过程,需将目标靶体放于靶腔中心,在大功率激光照射下产生类似恒星周围的等离子体喷流,然后尘埃从等离子体中冷凝出来,经过足够强的辐射场和足够长的距离进行充分的反应。NIF能够产生上述等离子体喷流和引起尘埃产生上述反应的强辐射场,NIF的靶腔半径达到5 m,中心反应物质到达腔壁的时间约为 $10^{-14} \sim 10^{-3} \text{ s}$,比尘埃从等离子体中凝结出来所需要的时间10~100 ns长得多,尘埃在腔中有足够长的时间发生化学反应和结构变化;并且NIF可以搭载足够完备的诊断设备。这些条件使得在实验室内研究星际尘埃的演化成为可能。

(2) 模拟双星吸积物质撞到恒星表面时逆向辐射激波的作用。在双星系统中, 当主星吸积的物质撞到主星表面, 会形成逆向的辐射性的激波, 这个逆向的波与下落的物质作用在某处达成一个平衡, 例如理论认为白矮星可以在离其表面大约 1000 km 处达到这个平衡。要在实验室内验证这个理论, 需要持续时间足够长的高速等离子体流, 并且使其碰撞到模拟主星的障碍物上。这要求在数 ns 时间内释放几百 kJ 的能量, 而这正是 NIF 等新一代实验装置可以做到的。

(3) 宇宙线加速机制的研究。对于宇宙高能射线的加速机制及其相关的磁场产生问题, 实验室天体物理提供了另一种研究方式, NIF 可以制造出磁 Reynolds 数高达 10 000 的磁流体, 这样的磁流体能够持续足够长时间尺度 ($\approx 10 \mu\text{s}$), 演化到高度非线性阶段, 从而研究在 Biermann “电池” 过程中磁场的产生机制。理论和数值模拟都认为超新星爆发中的激波加速可以产生高能宇宙射线。在宇宙射线的加速过程中非谐振的增益、激波前端的跳变和周围辐射场都起着重要作用, 新一代实验装置可以满足研究这些过程所需要的极端实验条件。

总之, 超大型激光器的建成和磁力箍缩等设备的升级改造, 以及高能量密度实验室天体物理的发展, 将为探索相关天体物理问题提供更为有力的实验手段和理论支持。

致谢

感谢王立峰和平永利在文章的撰写和修改中所提出的宝贵意见。

附录 A Euler 相似性 (Euler Similarity)

Euler 相似性基于理想磁流体近似:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{v} = 0, \quad (1)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \right) = -\nabla p - \frac{1}{4\pi} \mathbf{B} \times \nabla \times \mathbf{B}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times \mathbf{v} \times \mathbf{B}, \quad (3)$$

此处 \mathbf{v} 、 ρ 、 p 和 \mathbf{B} 分别是速度、密度、压强和磁场。如果假设流体中的热力学过程是多方过程, 则方程 (1) 可被表达成

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla p = -\gamma p \nabla \cdot \mathbf{v}, \quad (4)$$

其中 γ 是绝热系数, 对于全电离的非相对论气体 $\gamma = 5/3$, 对于压强由辐射占主导的气体 $\gamma = 4/3$, 对于双原子分子气体 $\gamma = 7/5$ 。方程 (4) 表示在流体中没有耗散过程, 流体的熵是守恒的。方程组中各参量的空间分布的初始值可表达为:

$$\rho_{(t=0)} = \rho^* f \left(\frac{\mathbf{r}}{L^*} \right), p_{(t=0)} = p^* g \left(\frac{\mathbf{r}}{L^*} \right), \quad (5)$$

$$\mathbf{v}_{(t=0)} = v^* \mathbf{h} \left(\frac{\mathbf{r}}{L^*} \right), \mathbf{B}_{(t=0)} = B^* \mathbf{k} \left(\frac{\mathbf{r}}{L^*} \right), \quad (6)$$

此处 L^* 是一个特征空间尺度; f 、 g 、 \mathbf{h} 和 \mathbf{k} 都是球状坐标下的无量纲单位方程, 它们决定着空间分布的初始几何形状; L^* 、 ρ^* 、 p^* 、 v^* 和 B^* 是五个有量纲的参量, 它们决定了各参量初始值的大小, 星号表示对应着一个特征方向。引入新的无量纲变量:

$$\tilde{\mathbf{r}} = \frac{\mathbf{r}}{L^*}, \quad \tilde{t} = \frac{t}{L^*} \sqrt{\frac{p^*}{\rho^*}}, \quad (7)$$

$$\tilde{\rho} = \frac{\rho}{\rho^*}, \quad \tilde{p} = \frac{p}{p^*}, \quad (8)$$

$$\tilde{\mathbf{v}} = \mathbf{v} \sqrt{\frac{\rho^*}{p^*}}, \quad \tilde{\mathbf{B}} = \frac{\mathbf{B}}{\sqrt{p^*}}, \quad (9)$$

则初始值可表达为:

$$\tilde{\rho}_{(\tilde{t}=0)} = f(\tilde{\mathbf{r}}), \quad \tilde{p}_{(\tilde{t}=0)} = g(\tilde{\mathbf{r}}), \quad (10)$$

$$\tilde{\mathbf{v}}_{(\tilde{t}=0)} = v^* \sqrt{\frac{\rho^*}{p^*}} \mathbf{h}(\tilde{\mathbf{r}}), \quad \tilde{\mathbf{B}}_{(\tilde{t}=0)} = \frac{B^*}{\sqrt{p^*}} \mathbf{k}(\tilde{\mathbf{r}}). \quad (11)$$

引入另外两个无量纲参量:

$$v^* \sqrt{\frac{\rho^*}{p^*}} = \text{inv}, \quad (12)$$

$$\frac{B^*}{\sqrt{p^*}} = \text{inv}, \quad (13)$$

其中公式 (12) 为 Euler 数, inv 代表常数。如果上述无量纲函数 f 、 g 、 \mathbf{h} 、 \mathbf{k} 形式相同, 且公式 (12)、(13) 守恒, 则两个系统的无量纲初始值是恒等的。也就是说对任意两个流体动力学体系, 如果这两个参量是不变量, 并且初始状态的几何结构是相似的 (即 f 、 g 、 \mathbf{h} 、 \mathbf{k} 相同), 就能得到相同的无量纲方程组和初始值, 即这两个系统在限定范围内的演化过程是相等的。如果天体环境和实验环境的参数存在如下关系, 则在计算中系数 a 、 b 、 c 是可以被消掉的。

$$h_{\text{SN}} \rightarrow ah_{\text{lab}}, \quad \rho_{\text{SN}} \rightarrow b\rho_{\text{lab}}, \quad (14)$$

$$p_{\text{SN}} \rightarrow cp_{\text{lab}}, \quad \tau_{\text{SN}} \rightarrow a(b/c)^{1/2}\tau_{\text{lab}}, \quad (15)$$

h 、 ρ 、 p 和 τ 对应着特征空间尺度、密度、压强和时间尺度, 下标 SN 代表超新星, lab 代表实验室, 任何在实验中观测到的现象皆可以直接通过上述关系映射到超新星事件中^[30]。

对于 L^* 、 ρ^* 、 p^* 、 v^* 和 B^* 这 5 个值只有公式 (12) 和 (13) 两个约束条件。在已知天体物理环境中各个参量的值之后, 实验室中可以先确定特征速度和磁场强度所能达到的量级, 然后通过调整 L^* 、 ρ^* 和 p^* 三个参量的值来得到一个能够与天体物理中系统相映射的系统。当然, 也可以在已知实验室中各参量的值之后, 反推到天体物理尺度。由于两个系统在一些参量上相差太大, 不可能得到完全相同的结果, 但是一些实验通过 Euler 相似性映射之后得到了与天体物理环境非常相近的结果。例如表 2 给出了在模拟天体磁场重联的实验中, 等离子体的各参量实验值与映射之后得到的太阳耀斑的值的比较, 两个系统中各参量的值非常相

近, 可以认为实验很好地模拟了观测。另外特别需要指出的是 Euler 相似性不仅适用于方程 (2)、(3)、(4) 所组成的 Euler 方程组有平滑解的情况, 并且也适用于解为激波的情况^[121]。Euler 相似性在当系统演化到高度非线性阶段之后仍然适用, 但是当耗散过程开始变得显著之后, 这个关系就不再适用^[30]。对于 Rayleigh-Taylor 不稳定性, Euler 相似性可以描述非线性不稳定性在小尺度湍流出现之前不必考虑湍流粘滞作用的早期阶段的演化。湍流结构的出现与各系统的 Reynolds 数有关^[30], 只要这两个系统耗散结构的尺度仍然都不值得考虑, 便可认为 Euler 相似性仍然适用 (具体关系和推导见参考文献 [30]), 同样也可以得到一个对 Peclet 数的限制。例如表 1 中虽然两个系统的 Reynolds 数和 Peclet 数都相差几个量级, 但是两个系统的 Reynolds 数和 Peclet 数都非常大, 每个系统的粘滞作用和热传导作用都可以忽略, 不会出现显著的湍流, 因此两个系统可以建立起映射关系。也有一系列相关实验研究 Euler 相似性的适用范围问题^[122-124]。

参考文献:

- [1] 张杰, 赵刚. 物理, 2000, 29(7): 393
- [2] Boehly T R, Hicks D G, Celliers P M, et al. FED, 1999, 44: 35
- [3] Yamanaka C, Nakai S, Yamanaka T, et al. NucFu, 1987, 27: 19
- [4] Budil K S, Perry T S, Alvarez S A, et al. RSci, 1997, 68: 789
- [5] Koch J A, Landen O L, Hammel B A, et al. RSci, 1999, 70: 525
- [6] Heeter R F, Bailey J E, Cuneo M E, et al. RSci, 2001, 72: 1224
- [7] Landen O L, Farley D R, Glendinning S G, et al. RSci, 2001, 72: 627
- [8] Robey H F, Zhou Ye, Buckingham A C, et al. POP, 2003, 10: 614
- [9] Drake R P, Leibrandt D R, Harding E C, et al. 2004, POP, 11: 2829
- [10] Miles A R, Braun D G, Edwards M J, et al. POP, 2004, 11: 3631
- [11] Foster J M, Wilde B H, Rosen P A, et al. ApJ, 2005, 634: L77
- [12] Lebedev S V, Ciardi V A, Ampleford D J, et al. MNRAS, 2005, 361: 97
- [13] Gregory C D, Howe J, Loupiau B, et al. Ap&SS, 2009, 322: 37
- [14] Suzuki-Vidal F, Bocchi M, Lebedev S V, et al. POP, 2012, 19: 022708
- [15] Fujioka S, Takabe H, Yamamoto N, et al. NatPh, 2009, 10: 1038
- [16] Roger F J, Iglesias C A. Science, 1994, 263: 50
- [17] Roger F J, Iglesias C A. SSRv, 1998, 85: 61
- [18] Arnett D. NuPhA, 2001, 688: 177C
- [19] Bailey J E, Chandler G A, Cohen D, et al. POP, 2002, 9: 2186
- [20] Chénais-Popovics C. LPB, 2002, 20: 291
- [21] Wang F L, Zhao G, Yuan J M. ApJ, 2004, 600: 963
- [22] Zhong J Y, Li Y T, Wang X G, et al. NatPh, 2010, 6: 984
- [23] Celliers P M, Collins G W, Hicks D G, et al. POP, 2004, 11: L41
- [24] Knudson M D, Hanson D L, Bailey J E, et al. Phys. Rev. B, 2004, 69: 144209
- [25] Koenig M, Henry E, Huser G, et al. NucFu, 2004, 44: S208
- [26] Saumon D, Guillot T. ApJ, 2004, 609: 1170
- [27] Foord M E, Heeter R F, Chung H-K, et al. JQSRT, 2004, 99: 712
- [28] Sarrao J. Basic Research Directions for User Science at the National Ignition Facility, Darby, PA: Diane Publishing Company, 2013: 18

- [29] Remington B A, Drake R P, Ryutov D D. *RMP*, 2006, 78: 755
- [30] Ryutov D D, Drake R P, Kane J, et al. *ApJ*, 1999, 518: 821
- [31] Remington B A, Kane J, Drake R P, et al. *POP*, 1997, 4: 1994
- [32] Wang L F, Ye Wen-Hua, Li Y J. *ChPhL*, 2010, 27: 025203
- [33] Wang L F, Ye W H, Li Y J. *POP*, 2010, 17: 052305
- [34] Wang L F, Ye W H, Sheng Z M, et al. *POP*, 2010, 17: 122706
- [35] Wang L F, Ye W H, He X T. *POP*, 2012, 19: 012706
- [36] Wang L F, Yang B L, Ye W H, He X T. *POP*, 2012, 19: 072704
- [37] Wang L F, Wu J F, Fan Z F, et al. *POP*, 2012, 19: 112706
- [38] Ryutov D D, Remington B A, Robey H F, et al. *POP*, 2001, 8: 18004
- [39] Kane J, Arnett D, Remington B A, et al. *POP*, 1999, 6: 2065
- [40] Kane J, Arnett D, Remington B A, et al. *ApJ*, 1997, 478: L175
- [41] Kane J, Arnett D, Remington B A, et al. *ApJ*, 2000, 528: 989
- [42] Remington B A, Arnett R P, Drake R P, et al. *Science*, 1999, 284: 1488
- [43] Kane J D, Remington B A, Drake R P, et al. *PRE*, 2001, 63: 055401
- [44] Calder A, Fryxell B, Plewa T, et al. *ApJ*, 2002, 143: 201
- [45] Calder A, Dursi L J, Feyxell B, et al. *CSE.*, 6: 10
- [46] Wang L F, Ye W H, He X T, et al. *POP*, 2012, 19: 100701
- [47] Ye W H, Wang L F, He X T. *ChPhL*, 2010, 27: 125203
- [48] Robey H F. *POP*, 2004, 11: 4123
- [49] Miles A R, Blue B, Edwards M J, et al. *POP*, 2005, 12: 056317
- [50] Arnett D, Fryxell B, Muller E. *ApJ*, 1989, 341: L63
- [51] Muller E, Fryxell B, Arnett D. *A&A*, 1991, 251: 505
- [52] Fryxell B, Muller E, Arnett D. *ApJ*, 1991, 367: 619
- [53] Kifonidis K, Plewa T, Janka H-Th, et al. *ApJ*, 2000, 531: L123
- [54] Kifonidis K, Plewa T, Scheck L, et al. *A&A*, 2006, 453: 661
- [55] Robey H F, Kane J O, Remington B A, et al. *POP*, 2001, 8: 2446
- [56] Drake R P, Robey H F, Hurricane O A, et al. *ApJ*, 2002, 564: 896
- [57] Kuranz C, Drake R, Harding E, et al. *POP*, 2009a, 696: 749
- [58] Kuranz C, Drake R, Grosskopf M, et al. *POP*, 2009b, 16: 056310
- [59] Kuranz C, Park H S, Remington B A, et al. *Ap&SS*, 2011, 336: 207
- [60] Keilty K, Liang E P, Ditmire T, et al. *ApJ*, 2000, 538: 645
- [61] Hansen J F, Edwards M J, Froula G, et al. *POP*, 2006, 13: 022105
- [62] Liang E, Keilty K. *ApJ*, 2000, 533: 890
- [63] Edens A D, Rambo P, Ruggles L, et al. *PRL*, 2004, 95: 244503
- [64] Bouquet S, Stehle C, Koenig M, et al. *PRL*, 2004, 92: 225001
- [65] Keiter P A, Drake R P, Perry T S, et al. *PRL*, 2002, 89: 165003
- [66] Drake R P, Carroll J J, Estabrook K, et al. *ApJ*, 1998, 500: L157
- [67] Drake R P, Carroll J J, Smith T B, et al. *POP*, 2000, 7: 2142
- [68] Drake R P, Glendinning S G, Estabrook K, et al. *PRL*, 1998, 81: 2068
- [69] Robey H F, Perry T S, Klein R I, et al. *PRL*, 2002, 89: 085001
- [70] Klein R I, Budil K S, Perry T S, et al. *ApJ*, 2003, 127: 379
- [71] Pudritz R E, Norman C A. *ApJ*, 1986, 301: 571
- [72] Lovelace R V E, Romanova M M, Contopoulos J. *ApJ*, 1993, 403: 158
- [73] Shu F H, Najita J, Ostriker E C, et al. *ApJ*, 1995, 455: L155
- [74] Livio M. *Phy.Rep*, 1999, 311: 225
- [75] Icke V, Mellema G, Balick B, et al. *Nature*, 1992, 355: 524
- [76] Hsu S C, Bellan P M. *MNRAS*, 2002, 334: 257
- [77] Logory L M, Miller P L, Stry P E. *ApJS*, 2000, 127: 423

- [78] Lebedev S V, Ampleford D, Ciardi A, et al. *ApJ*, 2004, 616: 988
- [79] Farely D R. *PRL*, 1999, 83: 1982
- [80] Shigemori K, Dimmire T, Remington B A, et al. *PRE*, 2000, 62: 8838
- [81] Lebedev S V, Chittenden J P, Beg F N, et al. *ApJ*, 2002, 564: 113
- [82] Hartigan P, Morse J A, Reipurth B, et al. *ApJ*, 2009, 705: 1073
- [83] Lebedev S V, Ciadi A, Ampleford D J, et al. *PPCF*, 2005b, 47: B465
- [84] Rose S J. *JPhB*, 1998, 31: 2129
- [85] Foord M E, Heeter R F, van Hoof P A M, et al. *PRL*, 2004, 93: 05002
- [86] Rose S J, van Hoof P A M, Jonauskas V, et al. *JPhB*, 2004, 37: L337
- [87] Djaoui A, Rose S J. *JPhB*, 1992, 25: 2745
- [88] Chung H-K, Morgan W L, Lee R W. *JQSRT*, 2003, 81: 107
- [89] Ferland G J, Korista K T, Verner D A, et al. *PASP*, 1998, 110: 761
- [90] Foord M E, Heeter R F, Chung H-K, et al. *JQSRT*, 2006, 99: 712
- [91] Kallman T R, Liedahl D, Osterheld A, et al. *ApJ*, 1996, 465: 994
- [92] Bautista M A, Kallman T R. *ApJSS*, 2001, 134: 139
- [93] Boroson B S, Vrtilik S D, Kallman T, et al. *ApJ*, 2003, 592: 516
- [94] Dumont A M, Abrassart A, Collin S. *A&A*, 2003, 357: 823
- [95] Collin S, Dumont A M, Godet O. *A&A*, 2004, 419: 877
- [96] Salzmann D, Takabe H, Wang F L, et al. *ApJ*, 2011, 742: 52
- [97] Wang F L, Salzmann D, Zhao G, et al. *ApJ*, 2011, 742: 53
- [98] Wang F L, Fujioka S, Nirshimura H, et al. *POP*, 2008, 15: 073108
- [99] Wang F L, Salzmann D, Zhao G, et al. *ApJ*, 2009, 706: 592
- [100] Hill E, Rose S. *POP*, 2010, 17: 103301
- [101] Bao L H, Wu Z Q, Duan B, et al. *POP*, 2011, 18: 023301
- [102] Da Silva L B, MacGowan B J, Kania D R, et al. *PRL*, 1992, 69: 438
- [103] Springer P T. *PRL*, 1992, 69: 3735
- [104] Masuda S. *Nature*, 1994, 371: 495
- [105] 张寿彪, 谢锦林, 胡广海等. *天文学进展*, 2010, 28: 348
- [106] 张寿彪, 谢锦林, 胡广海等. *天文学报*, 2011, 52: 199
- [107] Zhang S B, Xie J L, Hu G H, et al. *ChA&A*, 2011, 35: 339
- [108] Van Horn H M. *Science*, 1991, 252: 384
- [109] Fortney J J, Hubbard W B. *ApJ*, 2004, 608: 1039
- [110] Harbbard W B. *Science*, 1997, 275: 1279
- [111] Cavazzoni C. *Science*, 1999, 283: 44
- [112] Holmes N C, Rose M, Nellis W J. *Phys. Rev. B*, 1995, 52: 15835
- [113] Knudson M D, Hanson D L, Bailey J E, et al. *PRL*, 2003, 90: 035505
- [114] Belov S I, Boriskov G V, Bykov A I, et al. *JetPL*, 2002, 76: 433
- [115] Boriskov G A, Bykov A I, Il'kaev R I, et al. *PhRvB*, 2005, 71: 092104
- [116] Trunin R F, Boriskov G V, Belov S I, et al. *JetPL*, 2005, 82: 317
- [117] Collins G W, Da Sliva L B, Celliers P, et al. *Science*, 1998, 281: 1178
- [118] Celliers P M, Collins G W, Hicks D G, et al. *POP*, 2004, 11: L41
- [119] Chau R A, Mitchell A C, Minich R W, et al. *CP*, 2001, 114: 1361
- [120] Nellis W J, Hamilton D C, Holmes N C, et al. *Science*, 1988, 240: 779
- [121] Ryutov D D, Drake R P, Remington B A. *ApJ*, 2000, 127: 465
- [122] Ryutov D D, Remington B A. *POP*, 2003, 10: 2629
- [123] Ryutov D D, Remington B A. In: Hammel B A, Meyerhofer D D, MeyerterVehn J Azechi H, eds. *Proceedings of the 2003 International Conference on Inertial Fusion Science and Application, LaGrange Park: ANS, 2003: 945*
- [124] Ryutov D D, et al. In: Bertin G, Farind D, Pozzdi R, eds. *Plasmas in the Laboratory and in the Universe, Melville: AIP, 2004: 415*

Some Recent Progress in the Field of High Energy Density Laboratory Astrophysics

HAN Bo, WANG Fei-lu, ZHAO Gang

(Key Laboratory of Optical Astronomy, National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Science, Beijing 100012, China)

Abstract: Laboratory astrophysics is one of the youngest branches of astrophysics. Its name was coined about 30 years ago. It is successful because the physical laws we discover on Earth should work everywhere. We use laboratory experiments to expand our understanding of physical processes and then apply these results to the processes throughout the Universe.

High energy density laboratory astrophysics (HEDLA) allows a depth study and comparison of the measurements produced by laboratory Z-pinches and lasers. In this paper, we review the recent progress in several fields of HEDLA, such as the supernova explosion, stellar jets, photoionized plasmas, stellar opacity and equation of state (EOS) and solar magnetic reconnection. In some cases laboratory experiments can reproduce similar physics. For example, the charged plasmas can be created in the laboratory to study the interactions among photons, electrons and ions that occur in the stars, the solar corona and the X-ray binaries. In other cases, we need some scales to study the processes behind the astrophysical phenomena by the experiments. For example, the evolution of a laboratory plasma jet, with typical spatial scales of a few mm and characteristic timescales of hundreds of ns, can be a scaled version of large-scale jets from young stars (typically thousands of astronomical units in length and evolving in timescales of many years). In order for this scaling to be valid, both the laboratory and astrophysical jets must have similar dimensionless parameters such as the Mach number, Reynolds number, and Peclet number.

HEDLA is being paced by large experiments such as NIF, LMJ, and Shenguang lasers. New experimental techniques, improved simulations codes, and experimental diagnostics provide the ground-based testing which benefits our understanding of the Universe. The most powerful laser project is the National Ignition Facility (NIF), in which 196 laser beams deliver nearly 2 megajoules to a millimeter sized target, reproducing the plasma temperatures within stars. The updated experimental power makes HEDLA promising to explore more in the Universe and contribute more to the understanding of the astrophysical objects and processes.

Key words: high energy density laboratory astrophysics; laser; opacity; supernova; jet