

由大功率激光产生的超高温高密度等离子体

提要：大功率激光使气体和固体电离产生等离子体，是核聚变等离子体发生的原因，本文略述这一领域的研究现况。

在气体电离中，电离机理、加热、驰豫机理是问题的中心。现对产生核聚变等离子体时真空中粒子存在的方式、禁锢等离子体的磁场和产生核聚变等离子体所必需的千兆瓦级大功率激光进行概括的叙述。

最后考察了激光产生等离子体的应用研究。

1. 绪 言

由于 Q 开关技术的发展，大功率激光实用化了，这使得先前不可能全面研究的非线性现象，如光的高次谐波发生，受激喇曼效应、布里渊散射、光束的自陀螺现象等均得到了观测。并进一步使光束加工、电离、等离子体产生等新领域成为研究的对象。其中把激光应用在等离子体的研究上^[1]可看做是非常有希望的尝试，近一、二年来，人们对这方面的关心急速增加。这个领域大致分成等离子体产生和等离子体诊断两部分。

本文把以大功率激光光束能量集中在局部地区，而产生接近核聚变状态的等离子体作为论述中心。现在核聚变等离子体的研究现状示于图 1^[2]。由于激光方式和其他方式

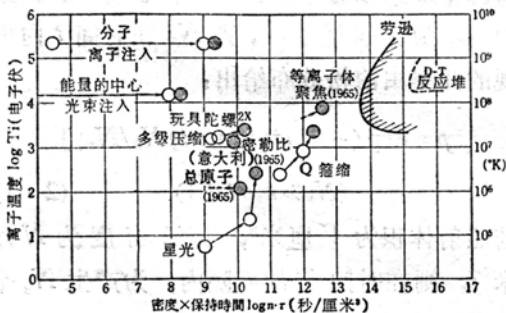


图 1 核聚变反应及其研究装置进展状况^[2]。

2. 激光光束引起的电离

为使光束发散角为 θ 的激光被焦距为 f 的透镜聚集到焦面斑点口径为 $f\theta$ 的程度，要求振荡模式少、平行度好的激光。照片是作者研究室的 Q 开关激光装置^[3]。红宝石*直径为 3/8 吋，长为 6.5 吋，一端被切成布儒斯特角。共振腔由每分钟 30,000 转的直角旋转棱镜和反射率为 30% 的多层介质反射镜构成。本装置产生的激光功率为 100 兆瓦左右(超过此值红宝石会破坏)。

图 2 是由照片所示的装置用焦距为 12.5 毫米的透镜把巨脉冲聚集到氩气中所产生的

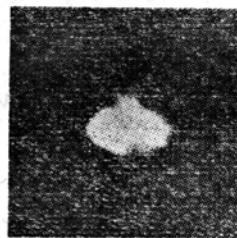


图 2 由等离子体激光装置产生氩^[4]等离子体，氩为二个大气压。

等离子体照片。图 3 是此时入射激光和透射激光的波形。由图 2 看出吸收激光非常强(第二个脉冲是 100%)。这时产生的等离子体随气体的压力^[4]、透镜的焦距、激光的幅

不同，使它逼近核聚变等离子体状态的目标。

(注)*：林德公司制作的开发级 (developmental) 红宝石。

度等变化而显著地变化,同时,随着激光能的吸收在激光光源的方向上以 10^7 厘米/秒^[6] 左右的速度增加,产生了复杂的冲击波。图 4 是以测量电子密度为目的,用宝石激光

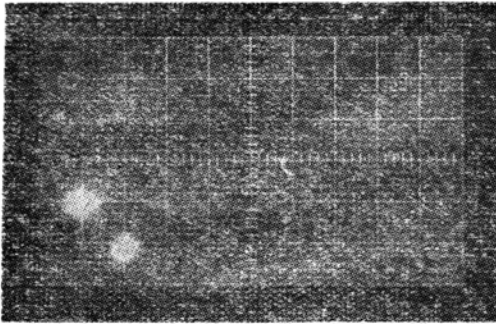
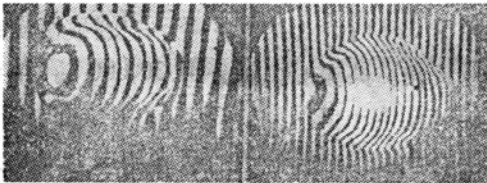


图 3 汞放电时,入射激光光束波型和透过激光光束波型^[4]。扫描速度 0.1 微秒/格。
上:入射激光光束,下:透过激光光束。



(a) 6943 埃 (b) 3471.5 埃
图 4 马赫-陈德耳干涉图形^[6]。

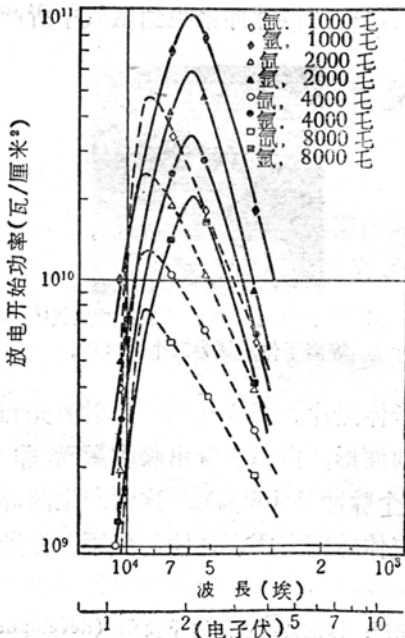


图 5 放电开始功率和激光波长^[8]。

和它的二次谐波摄下的马赫-陈德耳干涉图形^[6]。由两个波长测量消除了中性粒子的影响。算出等离子体产生时的电子密度为 2×10^{19} 厘米⁻³, 如图所示, 大致为 100% 电离。等离子体温度没有准确测量, 据推测为 $10^5 \sim 10^6$ °K^[7]。破坏阈值是研究电离机理的主要关键, 如图 5 所示, 它存在着对压力和波长的依赖关系^[8]。

象这样以激光在气体中产生等离子体是唯象的, 它包含着许多有趣的深奥问题, 关于其详细内容有很多地方还不明确。这里, 这种过程可考虑如下: (1) 由多光子吸收产生初期电子^[9]; (2) 由逆韧致辐射过程引起电子加速^[10]; (3) 加速电子的碰撞电离; (4) 在加热过程阶段产生等离子体。

2.1 由多光子吸收引起电子发射

多重光吸收是作为初期电子发射的中心问题来考虑的。为了用实验证明多重光子吸收几率是极小的, 要考虑光子束的摇动性^[9], 进而必须考虑在总的多光子吸收截面上引起共振能级的问题^[11]。

假定光子密度在原子的线度上是服从统计规律的。激发能级的能量为 E 时, 吸收的光子数是 $N_\nu = E/h\nu$, 光子和电子作用时间由测不准关系有 $t = h/h\nu = 1/\nu$ 。若光子数为 n_ν , 吸收截面为 σ , 则 N_ν 在时间 t 内出现的几率由泊松分布给出:

$$p = \exp(-n_\nu \sigma t) [(n_\nu \sigma t) N_\nu / N_\nu!]$$

$$(N_\nu \gg n_\nu \sigma t \ll 1) \quad (2.1)$$

若照射体积为 V 厘米³, 原子密度为 N 厘米⁻³, 则在时间 T 的间隔内, 为产生 N_0 个电子所必需的光子束是

$$n_\nu = [(1/\sigma t) (N_0 t N_\nu / VNT) \cdot \exp(n_\nu \sigma t)]^{1/N_\nu} \quad (2.2)$$

它不怎么依赖于原子密度(压力),而依赖于产生的电子数。如氦在一个大气压下产生的电子数为 10^{13} 厘米⁻³,取 $\sigma = 10^{-16}$ 厘米² 时,算出 $n_e = 10^{31}$,和实验值相符得很好,吸收截面 σ 是复杂函数,与贝布(H. B. Bebb)^[11]等人的计算和实验得到的数据相当一致。

2.2 由逆韧致辐射过程^[10]引起的电子加速

本来,逆韧致辐射过程被用来说明太阳光球中的连续光谱。由于辐射吸收电子离开负的氢离子而跃迁是跳跃-自由跃迁。同样,由于负离子的自由-自由跃迁而引起的辐射被吸收现象,叫做在中性原子近旁电子的逆韧致辐射。

假定电子和原子的碰撞截面为 σ 厘米²,原子密度为 N 厘米⁻³,光子束为 n_ν ,光量子为 $h\nu$,电子密度为 n 厘米⁻³,则各电子的能量变化是

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dt} &= N n_\nu \sigma^{5/2} h\nu - 2Nv\sigma Em/M \\ &= N n_\nu \sigma^{5/2} h\nu \left[\frac{1 - 2vEm}{(n_\nu \sigma^{3/2} h\nu M)} \right] \quad (2.3) \end{aligned}$$

这里, v 是电子速度, m/M 是电子原子的质量比。因为电子原子的碰撞截面是 E 的复杂函数,选用适当的平均值而用实验求得达到激发能量 V 的时间,则破坏所必要的光子束亦可以求出。计算结果表明和实验值很好地一致。

3. 等离子体的形成

3.1 吸收过程

为使激光入射到等离子体内,必须使等离子体振荡频率 $\nu_p = \sqrt{4\pi n_e^2/m}$ 小于激光

振荡频率 ν (红宝石: 4.35×10^{14} 周/秒,玻璃: 10^{14} 周/秒),等离子体的折射率 N 是

$$\begin{aligned} N &= \{1 - (\nu_p/\nu)^2\}^{1/2} \\ &\approx 1 - 1/2(\nu_p/\nu)^2 \quad (3.1) \end{aligned}$$

由此对红宝石激光极限密度是 $n_e = 2.4 \times 10^{21}$ 厘米⁻³ (玻璃: 2.1×10^{21} 厘米⁻³)。等离子体表面对垂直入射光的反射率是 $(N_1 - N_2)/(N_1 + N_2)$,射向等离子体的入射率是

$$f = \frac{\{[\nu + (\nu^2 - \nu_p^2)^{1/2}]^2 - [\nu - (\nu^2 - \nu_p^2)^{1/2}]^2\}}{[\nu + (\nu^2 - \nu_p^2)^{1/2}]^2} \quad (\nu > \nu_p) \quad (3.2)$$

因固体或液体的密度是 5×10^{21} 厘米⁻³ 左右,故激光在等离子体发生时的表面被全反射,随着等离子体的膨胀,激光将侵入等离子体。由于电子、离子碰撞,等离子体对入射光的吸收系数^[12]为

$$\begin{aligned} K &= 8\pi z^2 n_e e^6 \ln \Lambda / 3c\nu^2 (2\pi m_e kT)^{3/2} (1 \\ &\quad - \nu_p^2/\nu^2)^{1/2} = 1.17 \times 10^{-8} z n_e^2 \ln \Lambda / \\ &\quad 3\nu^2 (kT)^{3/2} (1 - \nu_p^2/\nu^2)^{1/2} \quad (3.3) \end{aligned}$$

这里, Λ 是斯皮采尔(Spitzer)给出的和碰撞有关的参数^[13]。若氢 1,000 电子伏特, $n_e = 2.4 \times 10^{21}$, $\nu = 4.3 \times 10^{14}$, $\ln \Lambda = 10$, 则 $K = 40$ 厘米⁻¹,光可以被 2.5×10^{-2} 厘米等离子体吸收。

3.2 加热、弛豫过程

等离子体加热,弛豫过程在真空中保持等离子体块的情况和均匀介质情况各有不同。即后者必须考虑和周围中性气体的相互作用。随着等离子体的成长产生了激光吸收层,并引起 10^7 厘米/秒速度传播的加热和弛豫现象。作为这个机理^[14]可以考虑:(1)冲击波过程;(2)破坏波过程;(3)由辐射引起的发展过程。

3.2.1 真空中等离子体的加热、弛豫密度、温度均匀的粒子速度在半径方向线性增加的等离子体运动方程^[15]和能量守恒方程将成为:

$$4\pi r^2 p \frac{dr}{dt} = \frac{3}{10} N_i m_i \frac{d}{dt} \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 \quad (3.4)$$

$$\frac{3}{2} (N_e + N_i) k \frac{dT}{dt} = -4pr^2 \frac{dr}{dt} + W \quad (3.5)$$

$$p = 3(N_e + N_i) kT / 4\pi r^3 \quad (3.6)$$

$$W = \begin{cases} \frac{r^2}{R^2} \phi (1 - e^{-kr}) \\ \phi (1 - e^{-kr}) \end{cases} \quad (3.7)$$

这里, N_i 、 m_i 是总离子数及平均离子质量^[12], r 、 p 是在时间 t 的等离子体半径及压力。 W 是入射能, ϕ 是激光能, R 是光束焦面半径, 由这些式子可给出等离子体半径、温度如下:

$$\frac{d^3}{dt^3} (r^2) = \begin{cases} \frac{20}{3} \frac{\bar{z}}{N_e m_i R^2} r^2 \phi (1 - e^{-kr}) & r \leq R \\ \frac{20}{3} \frac{\bar{z}}{N_e m_i} \phi (1 - e^{-kr}) & r \geq R \end{cases} \quad (3.8)$$

$$T = \frac{\bar{m}_i}{5\bar{z}(1 + 1/\bar{z})k} r \frac{d^2 r}{dt^2} \quad (3.9)$$

这里, \bar{z} 是平均离子电荷。在图6中示出了对LiH情况计算值^[15]的一例。由这个计算可知, 为了得到高能等离子体, 必须有上升快、峰值功率大的激光。

3.2.2 冲击波过程^[14] 由于最初的电离产生了高温等离子体的膨胀, 从而形成了冲击波, 使周围的气体被电离加热, 激光的吸收能力保持不变。假定激光象图7那样, 让我们考虑光束角 α 很小和圆筒聚光器的情况。在这个范围内, 吸收激光而产生了平面吸收波, 从而使等离子体加热扩展。

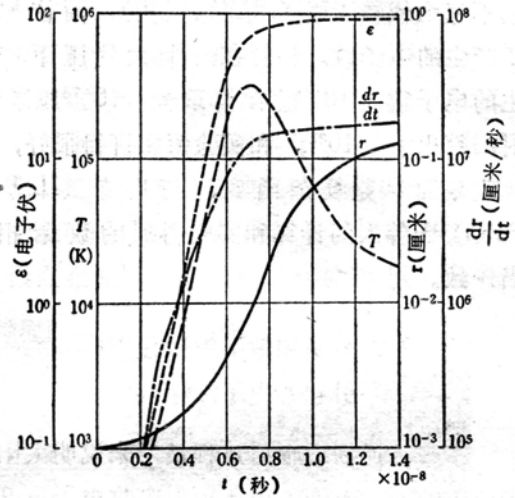


图6 等离子体加热和弛豫^[15]。

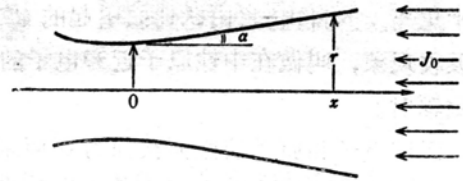


图7

以 D 表示冲击波的速度, 则欧拉方程及状态方程式变为:

$$\rho u = \rho_0 D \quad (3.10)$$

$$p + \rho u^2 = \rho_0 D^2 \quad (3.11)$$

$$\varepsilon + p/\rho + \frac{1}{2}u^2 = \frac{1}{2}D^2 + J_0/(\rho D) \quad (3.12)$$

$$\varepsilon = p/(\gamma - 1)\rho \quad (3.13)$$

这里, ρ_0 、 $\varepsilon(T)$ 、 J_0 是初始气体密度、单位质量的平均内能和激光能密度。 p 、 ρ 、 u 分别是波的后方的压力、密度、速度, γ 是绝热常数。由上面4式得:

$$p = [2(1 - \eta)^{1/2} \left(\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \eta - 1 \right)^{-1} J_0 \rho^{1/2}]^{2/3} \quad (3.14)$$

$$\eta = \frac{\rho_0}{\rho} \text{ (逆压缩比)} \quad (3.14)$$

由(3.11)(3.12)得:

$$p = \rho_0 D^2 (1 - \eta) \quad (3.15)$$

等离子体状态由图 8 中 (3.14) 和 (3.15) 式的交点给出, 波的速度由 (3.15) 的斜率推出。对激光能 J_0 产生波的最小速度是在爆炸波的邱肯特 (Jouguet) 点 J (3.14), (3.15) 的交点上, 速度 D 及内能 ε 是

$$D = [2(\gamma^2 - 1)J_0/\rho_0]^{1/3} \quad (3.16)$$

$$\varepsilon = \{2^{2/3}\gamma/(\gamma^2 - 1)^{1/3}(\gamma + 1)\} (J_0/\rho_0)^{2/3} \quad (3.17)$$

将 $J_0 = 2 \times 10^{18}$ 尔格厘米⁻²秒⁻¹, $\rho = 1.3 \times 10^{-3}$ 克厘米⁻³(空气), $\gamma = 1.33$ 等实验条件代入, 得 $D = 133$ 千米/秒, $\varepsilon = 1.35 \times 10^{14}$ 尔格/克, 这和实验值 $D = 110$ 千米/秒, $T \simeq 6 \times 10^5$ °K 符合得很好。用短焦点透镜聚光时, 必须考虑波面弯曲和横向加宽。考虑这个效应后的计算值和实验值符合得更好。

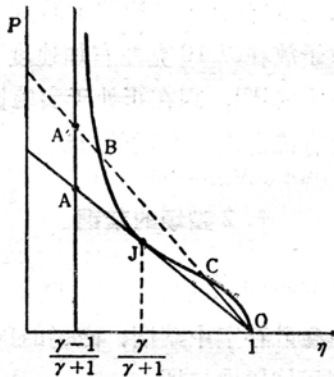


图 8

3. 2.3 破坏波过程^[14] 在焦点面上产生的等离子体均匀地膨胀。而且在光束中产生新的电离, 由于这点的光束强度比焦点面上的低, 因而有一时间延迟。在这样的光束中, 要考虑会发生顺次破坏, 而且破坏波的方向是逆光束的。

在激光作用下, 考虑到级联电子倍增的引起及破坏范围的扩展, 求出波的速度为:

$$D = dx/dt = \gamma_0/t_e \tan \alpha \quad (3.18)$$

这里, γ_0 是焦点处的光束半径, t_e 是到引起破坏的时间延迟, α 是图 6 中的光束角。取 $\gamma_0 = 10^{-2}$ 厘米, $t_e = 10$ 毫微秒, $\tan \alpha = 0.1$, 则 $D \approx 100$ 千米/秒, 和冲击波过程的计算值符合得很好; 在 $\tan \alpha$ 大的情况下, D 变得非常小, 和实验就不符合了。又 $\tan \alpha$ 小时, 比冲击波过程计算值要大。

3. 2.4 辐射的扩展过程 由激光产生的等离子体温度达数十万度, 放出的黑体辐射包含强的紫外线。由于光子能量 $h\nu = 20 \sim 200$ 电子伏特的光在一个大气压下空气中的平均自由程是 $10^{-1} \sim 10^{-2}$ 厘米, 于是周围的气体将引起电离、吸收激光, 从而使等离子体扩展, 产生吸收波。黑体辐射的吸收比例和激光的吸收比例相等的点取作波前, 考虑了能量平衡, 可求出吸收波的速度, 它和冲击波过程符合得很好。

在这种考虑下, 我们认为有着若干个过程影响等离子体的加热、弛豫, 它们是相互关联的, 其中的任一过程均不能主宰等离子体的情况。

4. 核聚变等离子体的方案

核聚变所期望的目标必须使等离子体粒子密度达 $10^{16} \sim 10^{19}$ 厘米⁻³, 粒子能量达 $1 \sim 0.1$ 千电子伏特 ($10^7 \sim 10^6$ °K)^[12]。因而需要的总能量为 $1 \sim 1,000$ 焦耳·厘米⁻³, 如这个能量在 10 毫微秒的瞬间放出, 则要求 100 兆瓦 \sim 100 千兆瓦的激光。

4. 1 固体等离子体化方式

在产生高温、高密度等离子体时, 必须竭力以中性粒子引起等离子体的冷却, 为此把固体粒子放在真空中保存成为重要的方式。

图9^[15]是作者们进行实验的装置,通过三相回转电场^[16]使直径10~20微米的LiH保持在真空中,从而成为等离子体化的一种方式。

电极配置如图10所示,在对向电极加上同位相的电压。加的电压是1,500伏左右,直径10~20微米的LiH可在激光束中静

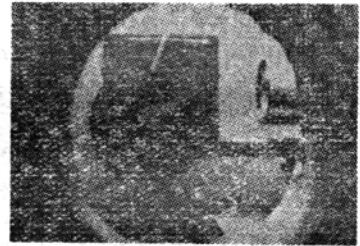


图9 固体等离子体产生装置^[15]。

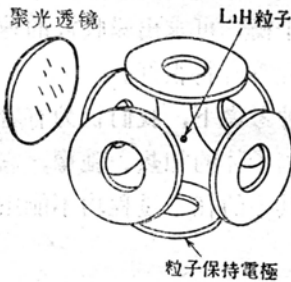


图10 三相回转电场配置成的粒子保持电极。

(U. Ascoli-Bartoli)^[17]等用300兆瓦的宝石激光照射喷嘴前端的固体重氢,得到100电子伏特的粒子能量。在这个实验中,由于粒子大小和激光束宽是同一量级的,故如图11所示,等离子体是非各向同性的。

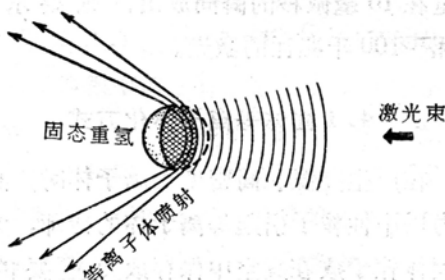


图11 用固体重氢产生振荡的等离子体^[17]。

止放置。用这种方法,由20兆瓦的宝石激光得到的平均粒子能为500电子伏特^[16]。

还有一种方式是把固体重氢放在真空中,使其在激光光束中落下,从而等离子体化。把重氢用液氮在直径 4×10^{-2} 厘米左右的喷嘴的尖端固化,然后用适当的方法切断,使之在光束中落下来。阿斯柯里·巴托里

除了这些方式以外,有人提议用直径10微米以下的石英丝悬挂粒子的方法^[18],以及把粒子放在以10克左右加速度下降针的尖端的方式^[19],现在正处于实验探讨阶段,还没有确定出最合适的方法。

4.2 磁场的禁锢

为了把密度 n 厘米⁻³,温度 $T^\circ K$ 的等离子体在磁贮存室中禁锢,磁场的压力必须大于等离子体压力。即:

$$\frac{B^2}{8\pi} \geq 2nkT$$

$$B \geq 2 \sqrt{2\pi nkT} \quad (4.1)$$

如 $n=10^{19}$ 厘米⁻³, $kT=1$ 千电子伏特,则 $B \geq 7 \times 10^5$ 高斯的磁场是必要的。由于激光产生的等离子体体积小,因而它比用其他方法生成等离子体使磁场等离子体化的方法来容易。

作为禁锢磁场的有密勒磁场、卡斯皮磁

场及最小的 B 场, 图 12 中指出了这样的一些例子。最小 B 场兼备了密勒磁场和卡斯皮磁场的优点。由外部把等离子体入射是不适宜的, 而在磁场中等离子体化是最合适的。

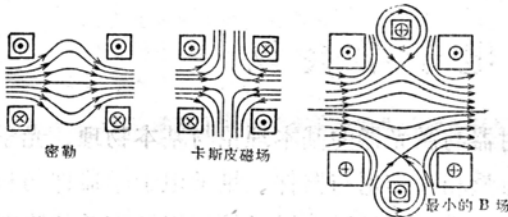


图 12 禁锢等离子体的磁场。

恩格耳哈尔特 (Engelhardt)^[18] 等在密勒比 2:1, 在密勒点的场强为 12 千高斯的密勒磁场中产生平均粒子能 1 千电子伏特的等离子体, 保持了 50 微秒左右。

4.3 大功率激光装置

输出 500 兆瓦以上的激光由单一激光装置产生, 但要不引起激光材料的破坏 (宝石 100 兆瓦/厘米², 玻璃 80 兆瓦/厘米² 左右), 这是不可能的。为此正在研制附有 2~3 级放大器的激光装置。现在在研制的世界上最大的激光是在苏修的列别捷夫物理研究所。它的输出为 5 千兆瓦, 脉冲宽度为 7 毫微秒^[20]。

这个装置的构造如图 13 所示, 放大器是由两根 10 吋切成布儒斯特角的宝石棒组成的, 脉冲宽度是由振荡器的克尔盒进行控制。在 7 千兆瓦、2 毫微秒工作时, 最后一级受十次冲击后即遭破坏。

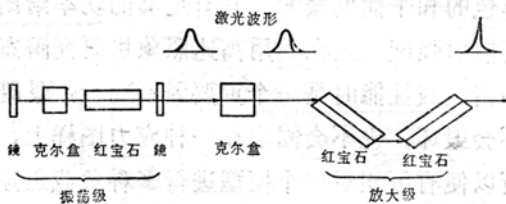


图 13 带放大级的 5 千兆瓦激光器^[20]。

法国研制出 2 千兆瓦^[21] 的玻璃激光器。在作者的实验室中, 振荡器为 ϕ 10 毫

米 \times 1150 毫米, 放大器为 ϕ 20 毫米 \times 1300 毫米, ϕ 40 毫米 \times 1300 毫米的二级放大器做成玻璃激光装置, 现正在研制中。最大输出可望达 5 千兆瓦。进一步计划是, 把这个有 5 千兆瓦输出的主激光器 10 台同时运转, 计划集中 50 千兆瓦的能量, 通过等离子体的研究建立大功率激光技术。

5. 应用

除了用于核聚变等离子体外, 还能用于慧星间空间磁场同超新星、新星的相互作用, 地磁场和太阳爆发的相互作用, 以及桑夫莱亚 (サンフレヤ)、欧鲁拉 (オーロラ) 等的模拟实验中。

由于等离子体块的碰撞容易满足无碰撞冲击波 (波幅小于粒子的平均自由程的冲击波) 的条件, 因而适于研究它的各种性质, 而急剧的膨胀可用于驱动冲击波。它也可研究高密度等离子体的再结合, 在需要的情况下, 可能得到高能中子。

而等离子体中光的吸收、散射及高次谐波的产生亦适宜研究光子和高密度等离子体的相互作用。

6. 小结

由激光产生等离子体的研究开始被人注意起来, 使现在处于停滞状态的热核聚变研究有了出路, 现正在大力进行研究中。在作者的研究室中, 对等离子体的生成和等离子体的诊断进行了研究。这里只谈及等离子体的生成, 尚有许多未开辟的领域有待于将来的发展, 尤其急需研制千兆瓦级的激光器。

参考文献 (略)

译自: 山中千代衛, エレクトロニクス, 1967 (2 月), 12, №2, 167~172