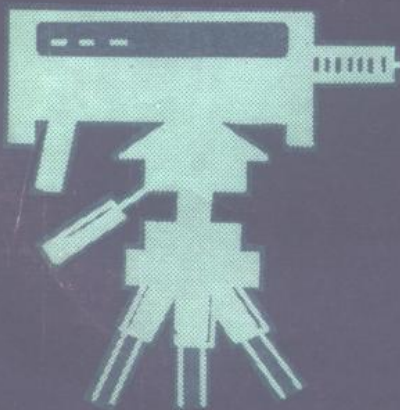


JIGUANG HEJUBIAN

激光核聚变

译文集

徐至展等译



原子能出版社

激光核聚变译文集

徐至展 等译

原子能出版社

内 容 简 介

本文集共有 33 篇文章。第一篇是评述性文章，简要地评述了近一二年来激光核聚变研究的进展情况，并给出了近期的主要参考文献。其余各篇均是翻译文章，比较系统地、全面地介绍了激光核聚变这门技术科学的理论基础、实验装置和测量技术等，内容比较丰富。

本书的读者对象系从事等离子体物理学研究的工作者，尤其是直接从事激光核聚变研究的科技人员，以及其他有关的科技人员和高等院校有关专业的师生。

激光核聚变译文集

徐至展 等译

原子能出版社出版

(北京 2108 信箱)

原子能出版社印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行·新华书店经售

★

开本 787×1092 1/16·印张 22 1/4·字数 52.1 千字

1979 年 12 月陕西第一版·1980 年 月北京第一次印刷

印数 001—2700·定价：2.20 元

统一书号：15175·163

目 录

激光核聚变研究近况	(1)
激光产生的向心聚爆	(7)
激光对物质的超高密度压缩及其在热核聚变中的应用	(9)
激光引发核聚变	(16)
激光引发球形氘氚靶聚爆达到热核燃烧条件	(24)
压缩的氘氚微球的热核燃烧特性	(28)
最佳聚爆氘氚球靶的流体动力学和热核燃烧	(53)
均匀等熵压缩理论及其对激光核聚变的应用	(76)
激光驱动的空球壳的压缩: 功率要求和稳定性限制	(86)
多层聚变靶丸的聚爆、稳定性及燃烧	(101)
激光驱动空心微球的聚爆	(110)
具有高能量增益系数的激光热核靶	(116)
激光聚变靶的流体不稳定性效应	(119)
高密度时的热核反应波	(129)
MEDUSA——一维激光核聚变编码	(142)
激光压缩热核反应中热化耦合与电动力学耦合的区别	(157)
强激光与物质相互作用时产生的高温等离子体现象	(169)
很强高频电场引起的反常等离子体加热	(195)
共振吸收加热的电子分布	(204)
共振吸收的二维相对论性模拟	(213)
关于激光等离子体中高能粒子的产生和输运的模型	(226)
飞散的高温等离子体对激光辐射的吸收与反射	(238)
激光聚变中的热传导限流	(246)
激光压缩玻璃球壳的实验研究	(248)
激光辐照充气微球的压缩观察	(260)
2兆瓦激光聚变实验	(263)
二氧化碳激光器进展和激光激励聚爆的不对称性	(272)
用激光压缩物质	(279)
激光产生的热核等离子体	(293)
激光聚爆靶流体力学效率的测量	(302)
激光引发核聚变方案中的 X 射线诊断	(306)
SHIVA——用于激光核聚变实验的 10 千焦耳高能激光装置	(325)
对热核聚变靶进行球形加热的 12 路大功率激光装置 “Delfin”	(336)

激光核聚变研究近况

徐至展

激光能在极短的时间 ($\leq 10^{-9}$ — 10^{-10} 秒)内, 将大量能量耦合进极小的体积 ($\sim 10^{-9}$ — 10^{-9} 厘米³), 因而可直接从凝聚态物质靶上, 瞬间产生高温、高密度等离子体。如果采用整形的激光脉冲, 均匀同时地辐照精密设计的微球聚变靶面, 则有可能将靶心燃料压缩到远高于液体的超高密度 (10^3 — 10^4 倍液体密度), 并同时加热到很高的温度 (≥ 10 千电子伏), 从而点燃起高效率释放能量的微型热核爆炸。现今的激光核聚变研究是以1972年公开的向心聚爆理论^{1,2}为其物理基础的。研究的长远目标, 是以惯性约束的新途径开辟受控热核新能源; 比较现实的近期目标, 可能是为核武器的模拟研究^{3,4}建立实验室手段。另外, 激光打靶也为高压、高能、高密度等极端条件物理的研究提供可能。

下面, 我们将对激光核聚变研究的近期进展, 作简要评述。

激光核聚变研究, 开创于六十年代初^{5,6}。七十年代后, 规模有了数量级的扩展。目前, 仍旧处在作为能源或武器应用必须经历的验证原理的阶段。通常将实现科学可行性的证明, 分成下列物理阶段而逐级论证⁷:

1. 激光驱动聚爆并点燃热核聚变;
2. 激光驱动高密度聚爆, 将靶心燃料压缩到 100 倍液体密度;
3. 经等熵压缩而达到显著的热核燃烧, 即靶增益 $G_L = \frac{\text{输出的热核能}}{\text{输入的激光能}} \geq 1\%$;
4. 实现光能的得失相当 (即 $G_L = 1$) 及高增益 ($G_L \sim 1-50$) 微型聚变爆炸。

根据极为复杂的包含各种物理过程 (如: 吸收、能量输运、流体力学压缩与热核燃烧物理等) 的二维计算机总体程序 (如美国的 LASNEX) 的计算所预告⁷, 采用 1×10^5 焦耳、 1×10^{14} 瓦级的激光脉冲, 经消融型等熵聚爆, 可望将氘氚燃料压缩至液体密度的千倍以上 (100 克/厘米³— 1000 克/厘米³), 实现科学得失相当, 即 $G_L = 1$; 如进一步采用 $(2-3) \times 10^5$ 焦耳、 $(2-3) \times 10^{14}$ 瓦级的激光脉冲, 则有可能实现高能量增益 ($G_L > 1$) 的微型热爆, 最终完成惯性约束途径的科学可行性的证明。这时, 才可能为今后的民用 (能源) 前景奠定科学基础, 并为军用 (核爆模拟) 研究提供现实的手段。近期, 已见到了实现“点火” (得失相当) 的大型激光核聚变实验装置的具体方案与研制计划^{7,8}, 如美国利弗莫尔实验室 (LL) 的代号为“Nova”的输出功率 10^{14} 瓦、能量 10^5 焦耳量级的多路钕玻璃激光聚爆系统, 预期 1982—1984 年建成; 而美国洛斯·阿拉莫斯科学实验室 (LASL) 则有代号为“Antares”的同样输出量级的二氧化碳激光聚爆系统, 也预期

• 本文写于 1978 年 7 月。

在同时期建成。然而，现有的（1977年底以前）实际用于打靶的激光器系统，其输出功率都处在 10^{11} — 10^{12} 瓦量级，尚不足以演示能同时达到高温与高压的聚爆实验。自1974年5月，美国 KMS 公司进行了首次激光驱动向心聚爆的著名实验^[9]以来，事实上几乎全部压缩实验都仍旧是在充有低密度气体的薄壁玻璃壳靶上完成的。激光驱动的所谓“爆炸-推进型”聚爆与消融型等熵压缩不同，它将明显地偏离费米简并绝热过程，受压缩的气体燃料的最终密度接近或稍超过液体密度 [$\sim(0.2-1.0)$ 克/厘米³]，然而确易把离子加热到高温而会有显著的中子产额。迄今，“爆炸-推进型”聚爆已累积了大量数据，唯象定标律扩充到 4×10^{12} 瓦级的激光水平。最高的实验指标是在“Argus”（美）^[3,10] 和“激光4号”（日）^[11] 装置上取得的，例如，在“Argus” [$(1-4) \times 10^{12}$ 瓦] 上，已达到下列成就：经 α 粒子、中子飞行时间谱测量，证实离子温度最高已达 8 千电子伏；热核中子 $\sim 2 \times 10^9$ ；靶增益 $\sim 4 \times 10^{-5}$ ；氘氚增益 $\left(= \frac{\text{热核能}}{\text{氘氚内能}} \right) \sim 10^{-2}$ ；氘氚烧耗率（氘氚燃料经聚变反应而“烧掉”的相对比例） $\sim 3 \times 10^{-5}$ ；经 α 粒子针孔或夫累涅尔带板编码孔照相所证实，已实现了百倍以上的燃料体压缩；劳逊数 $\sim 10^{12}$ 厘米⁻³·秒。显然，激光核聚变已经越过了点燃热核聚变的里程碑，而已达到的氘氚增益是整个受控热核聚变研究领域中的最高指标。尤为令人鼓舞的，LASNEX 程序计算所预告的中子产额已在 $0-10^9$ 的宽广范围内，与实验值（2、3 倍精度内）相符合^[3]。理论计算预告，采用 10^{12} 瓦/10³ 焦耳量级的装置及专门的靶设计，有可能达到 10—100 倍液体密度的高压缩，（这时，还不足以同时取得 ≥ 1 千电子伏的高温。）而接近第二个物理里程碑。当然，这一预期尚待实验证实。目前，整个领域急需将以验证聚爆理论为目的的实验研究，推进到更高的激光功率和能量的水平。一方面，把已有的“爆炸-推进型”聚爆定标律加以扩充或修正；另一方面，实现接近费米简并绝热线的等熵或近等熵消融型压缩，以能同时达到高温与高压，完成以显著的热核燃烧（ $G_T \geq 1\%$ ）为指标的第三个物理里程碑。以上述要求为目标，近几年，国际上正筹建的输出功率 $\sim (2-4) \times 10^{13}$ 瓦、能量 $\geq 10^4$ 焦耳（ ≥ 1 毫微秒）的下一代大型多路激光核聚变装置计有 7 台^[12]，5 台是波长为 1.06 微米的钕玻璃系统，即：Shiva（美国 LLL）、Omega X（美国罗切斯特大学）、Дельфин（苏联列别捷夫物理研究所）、Мишень-3（苏联库尔恰托夫原子能研究所）与激光 12 号（日本大阪大学）；2 台是波长为 10.6 微米的二氧化碳激光系统，即美国 LASL 的 8 路 Helios 装置与日本大阪大学的烈光 3 号。其中，20 路钕玻璃 Shiva 装置已于 1977 年年底研制成^[13]，1978 年 5 月进行了首次满载运转的打靶试验^[14]，测量到的热核中子数为 7.5×10^9 ，激光输出指标为 1.02×10^4 焦耳/0.9 毫微秒和 2.6×10^{13} 瓦/0.1 毫微秒。预期在今年秋后的实验中，中子产额将达到 10^{10} — 10^{12} 。另外，8 路二氧化碳 Helios 装置也于前几月（1978 年 4 月）首次运转，激光输出达到 1.5×10^{13} 瓦/0.5 毫微秒的水平。这样，激光核聚变开始建立在比原有装置高出一个数量级的激光水平上，从而使整个领域进入到一个新的物理研究阶段。

二

激光核聚变的发展还取决于激光与等离子体相互作用物理的深入研究，要建立总体的

物理模型和设计聚变靶的结构,都需要确切地掌握在激光-靶的三个区域(即电子密度低于临界密度的外部冕区、临界密度面和压缩靶心消融表面间的能量输运区与将发生热核反应的高压缩靶心燃料区。)内所发生的基本物理过程(如:激光传输和吸收、电子热传导、流体力学压缩、热核燃烧与产物输运等)。多年来,相互作用的研究布满了(10^{10} — 10^{17})瓦/厘米²的范围。特别是最近几年,由于光束质量优异(发散角为十倍衍射极限)、功率为 10^{11} — 10^{12} 瓦级的激光器的出现,而已在(10^{14} — 10^{17})瓦/厘米²的高量级上积累了大量相互作用的数据^[12],再配合有等离子体模拟编码与解析理论的发展,而大大地加深了人们对激光核聚变物理学的了解,并提出了一系列基本理论问题或新的物理机制。例如:反常吸收与受激散射;超热电子及其预加热、去耦效应;快离子产生;自生磁场;辐射压力引起临界面附近密度分布变陡与临界密度面波纹等;强光束在冕区等离子体传播中的非线性或相对论性自聚焦;X光产生与输运物理;激光-靶耦合中的波长效应以及激光压缩中的若干基本问题(如界面流体力学不稳定性;非线性有质动力驱动的非热耦合压缩机制等)等等。下面,重点指出近一、二年内所取得的几点主要进展:

1. 靶对高强度($\sim 10^{15}$ — 10^{17} 瓦/厘米²)激光的吸收将是激光入射角与偏振特性的函数^[15,16],测量表明^[17],平面靶的吸收率约为40%;而玻璃球壳靶的吸收率约为(20—30)%。数值模拟和专门的诊断实验又已指出,激光束的辐射压力会使临界密度面附近的等离子体密度轮廓变陡^[18,19]。对于1.06微米激光,变陡的电子密度梯度的标量长度 $L = n_{cr} \left(\frac{dn}{dx} \right)^{-1} \ll 1$ 微米。陡化的密度梯度不利于逆韧致和参量不稳等机制,而有利于共振吸收。近期的理论和实验都已证实,共振吸收是吸收光能的主要机制。即使在正交入射的情形,辐射压力会引起临界密度面的小尺寸波纹,共振吸收仍会是有效的。

2. 共振吸收等反常机制将产生超热电子或超热X光谱,加热电子可近似为双温度麦克斯威分布所描述^[20]。二维模拟^[21]和实验^[22,23]指出,超热电子的“温度” $T_s \propto \phi_L^\beta$,这里 ϕ_L 是激光强度, $\beta = 0.3$ — 0.4 (如玻璃壳靶, $\beta \sim 0.39$)。在外部冕区,超热电子产生快离子而带走可观的动能;而向靶内部的输运将预加热靶心。超热电子在形成“爆炸-推进型”靶的聚爆中,有着重要的作用。

3. 计算机模拟^[24]表明,聚爆强烈依赖于电子热传导。实验已证实,的确存在对横向与径向电子热传导的反常抑制^[3,12]。等离子体不稳定性与自生磁场等可能是这种抑制的机制,抑制后的电子热传导的速率将比经典值低10倍以上。

4. 在相互作用的波长效应方面,也取得了研究进展^[25,26]。LASL采用波长为10.6微米的CO₂激光,实现了内充氘氚的玻璃壳靶的向心聚爆,且长波长与短波长打靶得到的数据落在同一条曲线上。研究指出,超热电子“温度”与激光波长的依赖关系也已减弱,

定标关系 $T_s \propto \lambda^\delta$,其中 δ 因子已从早期的2下降到 $\frac{1}{2}$ 。如采用聚变靶的专门设计,还可进一步消除长波的不利影响。当然,关于激光核聚变研究中的波长效应问题,仍待今后在理论与实验上深入研究,才能作出最后的判断。

三

近年来,在物理实验的诊断测试方面,最有意义的进展有如下几方面:

1. 空间分辨率为 6 微米的 X 光针孔相机与时间分辨率为 15 微微秒的 X 光条纹相机结合,直接测量聚爆速度与其动力学过程的物理图像^[27]。

2. 空间分辨率为 10 微米的 α 粒子 (3.52 兆电子伏) 针孔或夫累涅尔带板编码照相^[28],直接提供了燃料压缩区的形状、尺寸和体压缩等量的确切数据。

3. 利用能谱分辨率为 100 千电子伏的中子飞行时间谱仪^[3,10],测量到中子 ($>10^8$) 的能谱,提供了更为精确的燃料离子温度的取值。

4. 采用波长为 2650 埃的四倍频激光全息干涉照相术 (分辨率为 1 微米和 15 微微秒)^[29],测量了临界密度面附近 (10^{20} — 10^{21} 厘米⁻³) 等离子体的密度分布,证实了高强度激光辐射压力的重要效应,诸如电子密度梯度变陡、临界密度面波纹等。

5. 根据掺杂的高 Z 原子 (如氙、氫) 发射的 X 光谱线线型,得到靶心压缩的可靠信息 (如 ρ , ρR 等)^[30]。

激光核聚变诊断研究的最高水平可归结如下^[3]:

$$\begin{aligned}\Delta t &= 6 \text{ 微微秒 (红外波段)} \\ &= 15 \text{ 微微秒 (X 光波段)}; \\ \Delta x &= 1 \text{ 微米 (红外、可见、紫外; 时间积分)} \\ &= 3 \text{ 微米 (X 光; 时间积分)} \\ &= 6 \text{ 微米 (X 光; 15 微微秒时间分辨)} \\ &= 50 \text{ 微米 (120 微微秒; 满幅)} \\ &= 10 \text{ 微米 } (\alpha \text{ 粒子, 离子});\end{aligned}$$

$$100 \text{ 电子伏} \leq h\nu \leq 100 \text{ 千电子伏 (时间积分)};$$

$$1 \text{ 千电子伏} \leq h\nu \leq 20 \text{ 千电子伏 (15 微微秒时间分辨)};$$

$$10^{16} \text{ 厘米}^{-3} \leq n_e \leq 10^{21} \text{ 厘米}^{-3} (\sim 15 \text{ 微微秒曝光});$$

$$\Delta(h\nu) = 1 \text{ 电子伏 (在 } h\nu = 1 \text{ 千电子伏)};$$

$$\Delta E \simeq 100 \text{ 千电子伏 (14.07 兆电子伏中子, 3.52 兆电子伏 } \alpha \text{ 粒子)}。$$

四

靶的研制是激光核聚变研究中极为重要的部分。靶的设计要利用一维、二维总体计算机程序,进行大量计算才能完成。近期,利弗莫尔实验室提出了四类惯性约束聚变靶的设计^[31],用以与逐渐提高量级的激光系统相匹配,达到各个阶段的物理目标。这四类靶设计如下:

1. 爆炸-推进型靶:即是已大量应用于聚变实验的内充低密度氙气气体的薄壁 ($R/\Delta R \simeq 50$) 玻璃壳靶。这种靶不要求特殊的脉冲整形与苛刻的照明对称性及靶研制精度,在较低的激光功率,就因燃料易加热而能发射强的 X 光、中子和 α 粒子,玻璃推进层的 ρR 值又较低,故易对靶的聚爆动力学过程作细致的诊断。所以,在早期的聚爆实验中,大都采用这种靶。

2. 高密度靶：这类靶用于将氘氚燃料压缩至100倍液体密度的目标。采用低 Z 消融体外层+厚壁玻璃壳层+高压氘氚气体的结构。不同于爆炸-推进型靶，玻璃推进层壁厚约为靶初始半径的 $1/3$ ，氘氚气体从 2×10^{-3} 克/厘米³（10大气压）增至 10^{-2} 克/厘米³（50大气压），并用较宽的（0.3—1毫微秒）激光脉冲相匹配。为了进一步减少熵的改变，可用双阶梯波形。玻壳表面光洁度 <3000 埃，且 $R/\Delta R \sim 3$ ，所以能有效控制流体力学不稳定性。目前，正期待较长脉宽激光驱动这类靶的消融型压缩的实验结果。

3. 科学得失相当（或“点火”）靶：这种靶是具有五层结构的多层复合靶，用以实现等熵压缩并达到 $G_L = 1$ 的目标。最外层是低 Z （如Be）消融体，靶心是液态氘氚燃料，中间部分是以塑料泡沫或气体分开的内、外推进壳层。外壳推进层的功能是屏蔽超热电子，并在与内壳相碰时增大聚爆速度；通常内壳推进层选取更高 ρ 、 Z 的材料（如：金）。推进层研制精度 ≤ 1000 埃，并有苛刻的照明对称性要求。实验中，仍可采用双阶梯形激光脉冲。

4. 高增益靶：这类靶适用于输出数百兆瓦、数十万焦耳以上的激光或粒子束（电子、离子）聚爆实验，预期能达到反应堆量级的高能量增益，即 $G_L \geq 10-100$ 。靶通常是包含有冷凝氘氚壳的三层结构，最外层是LiH消融体，中间是推进体层。如要求有更高的增益，空的靶中心区将以涂金的氘氚点火剂填充，这样就类似于得失相当靶，而形成五层的复合结构。对于这种有中心点火器的多层靶，LASNEX计算表明，用兆焦耳级的聚爆驱动源（激光、电子或离子束），可能达到1000倍的高增益。利用这类靶，如要实现千兆瓦级电功率的反应堆，Nuckolls提出了聚变驱动源应有下列基本要求：

驱 动 源	电 子 束	离 子 束	激 光
能 量	10兆焦耳	1兆焦耳	1兆焦耳
功 率	1000兆瓦	100兆瓦	100兆瓦
重 覆 率	4次/秒	4次/秒	4次/秒
效 率	2%	2%	2%
粒 子 能 量 或	<3 兆电子伏	<30 兆电子伏 (U) ~ 5 兆电子伏 (P)	
波 长			<1 微米
聚 焦 距 离	5—10米	5—10米	5—10米

在制靶工艺方面，目前能制造各种尺寸和壁厚的玻璃球壳，表面光洁度优于1000埃，并发展了靶面涂层技术；低温冷冻形成的玻璃-氘氚液膜双层壳靶已用于聚爆实验^[32]，而多层复合靶也已初步制成。

虽然，激光核聚变研究尚处于证实惯性约束聚变途径科学可行性的阶段，但是近几年，在激光聚变反应堆的概念性设计与研制适用于堆的高重覆率、高效率的新型激光器等方面，也都引起了足够的重视，并取得了显著的进展。本文限于篇幅，不再赘述，可参阅有关的文献^{3,12,33,34}。

参 考 文 献

[1] J. Nuckolls et al., Nature, 239, 139 (1972).

- [2] K. A. Brueckner, KMSF-NP5, (1972); K.A.Brueckner and S.Jorna, Rev.Mod.Phys., 45, 325(1974).
- [3] Laser Program Annual Report—1976, Lawrence Livermore Laboratory, Rept. UCRL-50021-76 (1977); Energy and Technology Review, August (1977), Rept. UCRL-52000-77-8.
- [4] WASH—1363 “AEC Laser and Electron Beam Program, Five Year Plan, FY 1976—1980” .
- [5] N. G. Basov and O. N. Krokhin, in Proceeding of the Conference on Quantum Electronics, Paris (1963).
- [6] J. M. Dawson, Phys. Fluids, 7, 981 (1964).
- [7] T. J. Gilmartin, Technical Digest of Topical Meeting on ICF, Feb. , 1978.
- [8] T. F. Stratton et al. , Technical Digest of Topical Meeting on ICF, Feb. , 1978.
- [9] G. Charatis et al. , in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research , Vol. I , 317 (1974).
- [10] E. K. Storm et al. , Phys. Rev. Lett. , 40, 1570 (1978).
- [11] 产 新闻, 1978, 7, 16.
- [12] 参见, Technical Digest of Topical Meeting on ICF, Feb. , 1978; Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, vol. 4A, 4B, (1977), 等.
- [13] レ-ザ-研究, 5, No. 3, 222 (1977).
- [14] Laser Focus, 14, No.1,18 (1978);Laser Focus,1, No.6,26(1978).
- [15] K. R. Manes et al. , Phys. Rev. Lett. , 39, 281 (1977).
- [16] J. S. Pearlman et al. , Phys. Rev. Lett. , 38, 1397 (1977); J. E. Balmer et al. , Phys. Rev. Lett. , 39, 1084 (1977); R. P. Godwin et al. , Phys. Rev. Lett. , 39, 1198 (1977).
- [17] H. G. Ahlstrom et al. , in Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, Vol. 4A, 437 (1977) .
- [18] K. Lee et al. , Phys. Fluids, 20, 51 (1977).
- [19] J. Virmont et al. , Phys. Fluids, 21, 567 (1978).
- [20] K. Estabrook, Bull. Am. Phys. Soc. , 21, 1067 (1976).
- [21] K. Estabrook, et al. , Phys. Rev. Lett. , 40, 42 (1978).
- [22] K. R. Manes et al. , J. Opt. Soc. Am. , 67, 717 (1977).
- [23] R. Spielman et al. , Bull. Am. Phys. Soc. , 22, 1188 (1977).
- [24] M. Lubin, レ-ザ-研究, 4, No. 4, 211 (1977); G. A. Moses, Nucl. Sci. & Engng. , 64, 49 (1977).
- [25] Laser Focus, 13, 32 (1977).
- [26] K. Boyer, レ-ザ-研究, 4, No. 4, 86 (1977).
- [27] D. T. Attwood et al. , Phys. Rev. Lett. , 38, 232 (1977).
- [28] N. M. Ceglio and L. W. Coleman, Phys. Rev. Lett. , 39, 20 (1977).
- [29] Energy and Technology Review, August (1977), Rept. UCRL-52000-77-8.
- [30] B.Yaakobi et al. ,Phys,Rev.Lett.,39,1526(1977).
- [31] J. H. Nuckolls, Technical Digest of Topical Meeting on ICF, Feb. , 1978.
- [32] T. M. Henderson et al. , in Laser Interaction and Related Plasma Phenomena. Vol. 4A, 305 (1977).
- [33] 山中千代衛, 原子力工業, 24, No. 3, 22 (1978) ; 山中千代衛, 中井贞雄, 応用物理, 46, No. 4, 318 (1977) .
- [34] Л.П.Феокиштов И эр.,Квантовая электромака,1978,5,349(1978).

激光产生的向心聚爆

戴伯尔(J. W. Daiber) 赫茨伯格(A. Hertzberg)
威特利夫(C. E. Wittliff)

采用弱的球面爆炸波来整形初始密度分布, 就可以将激光能量很好地耦合到该球的外围区域。于是, 加在高密度气体外壳上的能量将产生内爆的等离子体。

巴索夫(Basov)^[1]和道森(Dawson)^[2]首先提出可利用激光将等离子体加热到引发聚变的温度。他们考虑用聚焦的激光辐射直接加热球形小液滴。两位作者都从能量守恒的观点, 计算了等离子体在能量加进期间的温度和运动。他们得到结论: 能够达到的最高温度, 将受到使等离子体在激光频率处变成透明的球的迅速膨胀的限制。因此建议, 如果膨胀的有序的整体运动可以热化, 则可获得高得多的温度。已有人假设用磁场捕获^[2-4]或用膨胀中等离子体的碰撞^[2,5]使之热化。

描述了以激光能量驱动而产生聚爆冲击波的新的热化途径^[6]。此法将多束激光聚焦在一个公共点上, 并使整个立体角内均匀地充满辐射。其中一些激光器先发射, 其发射能量足以使中心区域被击穿, 因而产生向外爆炸的冲击波^[7,8], 其强度由所用能量的多少控制。当此冲击波到达预期的初始半径时, 其余的激光器以高能量发射。由于被逆韧致辐射机理吸收的激光能量取决于气体密度的平方, 所以辐射的能量便优先地被紧挨在向外爆炸的冲击波之后的区域吸收, 那里的气体密度比较高, 因而即能使外表面加热。如将激光器安排得使加热均匀, 则可产生球形向内爆炸的冲击波(和向外爆炸的冲击波)。

假若等离子体对激光频率来说是光学厚的, 而且反射损耗小, 则激光能量将被等离子体吸收⁹。如果忽略加热期间等离子体运动, 则这种吸收的限制对于所考虑的密度水平是不重要的。如果考虑等离子体运动, 那末, 用道森的向外爆炸模型^[2], 使等离子体透明所需的时间便和我们的向心聚爆时间(即, 向内爆炸的冲击波到达中心点的时间)同一量级。只有在初始密度大于100阿码(amagats)时, 等离子体频率才大于激光频率, 这表明大的激光反射可能发生。但是, 理论^[10]和实验的^[11,12]结果都表明, 等离子体边界梯度会大大地降低等离子体的反射率。这种梯度应为受热的等离子体的扩散和运动产生。电子和离子的平衡时间⁹的估计表明, 这个时间小于向心聚爆时间的千分之一。因此有理由预期, 驱动向心聚爆所需的激光能量将透入等离子体, 在那里被吸收并达到平衡。

基于这些考虑, 在非常纯的气体样品内用激光产生强向心聚爆看来是可行的。为了更好地估价用此法获得聚变状态温度的可能性, 采用了使之能作介析估计的简化模型进行了计算。假设激光能量是紧挨在初始向外爆炸冲击波之后瞬时加在气体上的, 即气体是在体积不变下加热, 那末, 新形成的冲击波的初始强度可用一维激波管理论进行计算。再用古德利(Guderley)的相似性解法¹³来确定随后的向心聚爆的过程。

向心聚爆期间韧致辐射损耗和聚变反应的能量输出, 可由对约束的持续时间内冲击波

加热的等离子体体积积分得到,这时,假设能量输出可从向心聚爆的气体动力学中去耦合。我们发现,总辐射能量输出正比于初始密度的平方和初始半径的四次方,与初始冲击波强度无关。核能输出正比于辐射损耗乘以与起动冲击波之后的初始温度有关的函数。激光加热的驱动气体的影响和反射冲击波使隔开驱动器与受驱动气体的界面静止而需要的停止时间的任何延长,在计算两种能量中都忽略了。

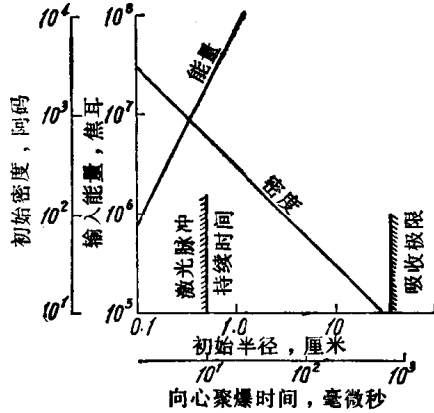


图1 氘氚气体所要求的输入能量
这是在输出核能等于输入激光能量两倍,即等于辐射能量损耗四倍的情况下计算的。

由于要求输出能量为输入的激光能量两倍,而输入的激光能量又被定为辐射能量损耗的两倍,因此对于氘氚混合气体,所要求的在向心爆炸冲击波之后的初始温度为 7×10^6 K。对此特定初始温度,所要求的输入能量和初始密度作为初始冲击波半径的函数关系示于图1。还示出了根据古德利解法而得到的冲击波向内爆炸所要求的时间。

对于几厘米的初始半径,这里所用模型中所作的主要假设是满意的;等离子体对激光辐射维持不透明,密度低到足以使反射损耗小,向心聚爆时间比可用的激光脉宽长。但是,对最小能量输入来说最可取的条件是小初始半径和高初始密度。这里能量瞬时加上去的假设并不满意;特别是,向心聚爆时间变得比激光脉宽短很多。同时,等离子体频率超过激光频率,因此反射损耗可能发生。目前,我们正在用随时间变化的能量输入修改上述分析,研究等离子体边界梯度的大小及其对反射损耗的影响,这样可决定小半径极限。

这里讨论的探索性分析表明,激光显示了通过强向心聚爆产生清洁的高密度等离子体,并从中获得净的聚变能量输出这一非常引人注目的可能性。由于分析仅仅是初步的,很大的希望还有赖于目前正在进行的进一步探索。

参 考 文 献

- [1] N.G.Basov and O.N.Krokhin, Proceedings of the Third International Congress on Quantum Electronics (Columbia University Press, New York, 1963).
- [2] J.M.Dawson, Phys. Fluids 7, 981 (1964).
- [3] G.A.Askar'yan, N.B.Delone, and M.S.Rabinovich, Zh. Eksperim. i Teor. Fiz. 46, 814 (1934) (English transl.: Soviet Phys.-JETP 19, 555 (1964)).
- [4] W.I.Linlor, Phys. Rev. Letters 2, 383 (1964).
- [5] O.N.Krokhin, Zh. Techn. Fiz. 34, 1324 (1964) (English transl.: Soviet Phys.-Tech. Phys. 9, 1024 (1965)).
- [6] J.W.Daiber, C.E.Wittliff, and A.Hertzberg, Bull. Am. Phys. Soc. 10, 225 (1965).
- [7] S.A.Ramsden and P.Savic, Nature 203, 1217 (1964).
- [8] H.M.Thompson, J.W.Daiber, and A.Hertzberg, Presented at the American Physical Society Fluid Mechanics Meeting (1965).
- [9] L.Spitzer, Jr., Physics of Fully Ionized Gases (Interscience Publishers, Inc., New York, 1956), P. 65.
- [10] F.A.Albini and R.G.John, J. Appl. Phys. 32, 75 (1961).
- [11] J.W.Daiber and H.S.Glick, in Proceedings of the Symposium on Electromagnetics and Fluid Dynamics of Gaseous Plasma (Polytechnic Press, Brooklyn, New York 1961), P. 323.
- [12] G.R.Cowan and D.F.Hornig, J. Chem. Phys. 18, 1008 (1950).
- [13] G.Guderley, Luftfahrtforsch. 19, 302 (1942).

[字飞译自《Phys. Fluids》, Vol. 9, 617 (1966), 徐至展校]

激光对物质的超高密度压缩 及其在热核聚变中的应用

纳科尔斯(J. Nuckolls) 伍德(L. Wood)等

一个由高能激光器驱动的向心聚爆系统可将氢压缩至其液体密度的10000倍以上。采用这种方案有可能使重氢同位素靶丸高效率热核燃烧,并通过目前可以制成的激光装置实现热核反应堆。

热核燃烧是在地球以外的星体上,以及在地球上的氢弹爆炸中才发生^[1]。热核燃烧的比速率与密度成正比:

$$\phi \sim \rho \sigma \bar{V}$$

其中 ϕ 是相对燃耗率, ρ 是密度, $\sigma \bar{V}$ 是麦克斯韦速度平均的反应截面。因此,除了在高燃耗的情况外,当离子温度不变时,产生的热核能量正比于劳逊数,即密度与约束时间的乘积²。在通常的受控热核反应途径中,密度被材料性质所限制,其目的在于利用磁场获得足够长的约束时间³。用激光聚变实现受控热核反应的途径,目的在于获得足够高的燃料密度,而约束时间则由物质的惯性确定。本文叙述的用激光向心聚爆把物质球压缩10000倍的方法,使受控热核反应堆所需的激光能量减少1000倍以上,从 10^8 — 10^9 焦耳(这样大的能量在目前是不能实现的)降低到 10^5 — 10^6 焦耳,这里假定激光效率与热电效率分别为10%与40%^[4]。1千焦耳的激光能量足以产生等量的热核能。

压 缩

据认为,在太阳中心氢的密度比其液体密度高一千倍,压力大于 10^{11} 大气压(温度为1—2千电子伏)^[5]。这样的压力是靠覆盖着的巨大太阳质量(约 10^{33} 克)的引力来维持的。而在白矮星中心物质的密度高于 10^5 克/厘米³,压力大于 10^{15} 大气压^[6]。

白矮星中心的电子是费米简并的,因此,压力是由量子力学测不准关系和不相容原理确定的最小值^[7]。具有费米简并电子的稠密氢的压力是⁸:

$$P = \frac{2}{3} n_e \varepsilon_F \left[\frac{3}{5} + \frac{\pi^2}{4} \left(\frac{kT}{\varepsilon_F} \right)^2 - \frac{3\pi^4}{80} \left(\frac{kT}{\varepsilon_F} \right)^4 + \dots \right]$$

其中, n_e 是电子密度; $\varepsilon_F = \frac{h^2}{8m} \left(\frac{3}{\pi} n_e \right)^{2/3}$,是费米能量; kT 是热能; h 是普朗克常数, m 是电子质量。在密度等于液体密度的 10^4 倍($n_e = 5 \times 10^{26}$)时,若 $kT \ll \varepsilon_F$,则氢的压力达到最小值,为 10^{12} 大气压。

压力：向心聚爆，消融

为了把地球上的氢压缩到这样的星体密度，所需的压力必须用非引力的方法产生。虽然化学爆炸压力通过向心聚爆可从小于 10^6 大气压增大到 10^7 大气压，但用机械或化学方法产生的压力受化学键强度的限制，一般都小于或接近于 10^6 大气压。作用于向心聚爆系统的压力所做的功 PdV 产生动能，此动能接近等熵地转换为集中在压缩体积内的内能。因为压力是单位体积的能量，所以最大平均压力等于外加压力乘以压缩比。由于会聚效应，在接近中心处发生的附加压力是倍增的。空心小球聚爆时，外加压力在较大体积内起作用¹⁰⁾，因而可使压力倍增因子增大。

把激光聚焦，能使强度大于 10^{17} 瓦/厘米²¹¹⁾。在这样的强度下，“光压”（动量通量）差不多为 10^8 大气压 ($P \approx I/c$, I 是强度, c 是光速)。同时利用向心聚爆与消融，可由强光产生高得多的压力。喷射物质的火箭的推力大于功率相等的光子的推力，由于同样的原因，消融产生的动量通量（与压力）比光的动量通量高得多。强度为 10^{17} 瓦/厘米² 的激光产生的物质速度通常为 10^8 厘米/秒或 $3 \times 10^{-3}c$ （温度为 10 千电子伏时的声速）。动量通量和压力正比于激光能通量除以反冲速度，因此它们可以增大好几百倍，达到 10^{10} 大气压以上。产生高度压缩的激光消融向心聚爆，可使消融压力进一步增大到 10^{12} 大气压以上。

脉冲波形

费米简并态使所需的向心聚爆压力减到最小，它可以通过在时间上整形激光脉冲而获得。向心聚爆开始时，选取的激光功率使向心聚爆物质中初始冲击波的速度接近声速（压力为 10^5 — 10^6 大气压），随后，选取的激光功率使压缩接近于等熵压缩；仅在球体中心附近，流体动力学特征线才相交。由于非常强的会聚效应，同时通过调节脉冲波形使特征线刚要达到中心之前相交，中心区域内一小部分靶丸质量被压缩并加热到很高的温度，从而引起热核点火。使简并的氢球产生最佳的等熵压缩的激光功率随时间的变化近似为¹⁾：

$$\dot{E} = \dot{E}_0 \tau^{-1}$$

其中 $\tau = 1 - t/t'$, t' ($> t$) 是初始冲击波到达球体中心处的飞越时间（初始冲击波是由 \dot{E}_0 产生的），对于具有简并电子的稠密氢 ($\gamma = \frac{5}{3}$)， $S = \frac{3\gamma}{\gamma+1} = \frac{15}{8}$ 。利用目前可以制成的激光系统可以以足够的精度产生这样的波形。向心聚爆的计算表明，采用一个由大约 10 个脉冲组成的序列，可以很好地接近功率随时间的最佳变化。从最后一个最短且强度

1) 球形向心聚爆的计算机计算表明，这种功率随时间的变化产生近于最佳的压力变化，这样的压力变化为（对于拉格朗日表面）：

$$P = P_0 \left(\frac{h}{h_0 \tau} \right)^{2/3S}, \quad h = \int_0^R \rho dr.$$

用分析方法（流体动力学特征线方法）可以证明，这样的压力变化也使平板产生最佳压缩（这里 $h = h_0 = \text{常数}$ ）。根据计算 $P \sim E^{2/3}$ ，因为 $E \sim P \times \text{速度}$ ，因而速度 $\sim P^{1/2}$ 。

最高的脉冲出发（此脉冲不需要精确整形），利用分束器、衰减器及长度不同的光程，可以以足够的精度产生前面的一系列脉冲。也许可能有一些更成熟的脉冲整形方法。

对 称 性

为了使物质向心聚爆到达高密度，外加的向心聚爆压力必须同时具有足够的空间和时间对称性，而且也必须适当地控制流体动力学不稳定性。把球体压缩 10^4 倍时，半径减小 20 倍以上。如果在压缩以后要求球形对称性维持在压缩半径的 $\frac{1}{2}$ 之内，或初始半径的 $\frac{1}{40}$

以内，那末，向心聚爆速度（和时间）的空间均匀性（和同步），必须优于 $\frac{1}{40}$ 或百分之几。一般说来，在球形向心聚爆中，如果初始与最终体积之比为 η ，最终半径 r 所允许的误差为 Wr ，则速度与时间之乘积所允许的相对误差为：

$$\frac{\Delta(vt)}{vt} \approx \frac{W}{\eta^{1/3}}, \quad \eta \gg 1.$$

利用一个由分束器、反射镜、透镜及其它光学元件组成的多束辐照系统，向心聚爆误差可以减小到 10—20%。例如，将 6 束光向 6 个直角坐标方向照射，每束光用 $f/1$ 光学装置聚焦到离球中心约一个靶丸半径处的点上，光束边缘相互重叠。采用更多个光束可使强度变化减小。这样，利用气氛（由先行激光预脉冲的消融产生的）可使误差从 10—20% 减小到小于 1%，气氛扩展范围达几个靶丸半径，其密度稍大于临界密度（此时激光频率等于等离子体频率）。激光在外层气氛中被吸收，并通过逆韧致辐射和等离子体不稳定性加热电子¹²。在电子通过气氛的几个平均自由程输运能量而加热靶丸表面的过程中，不对称性减小。此外，较小的靶丸上的每一点被外层气氛的很大一部分热吸收区加热。

稳 定 性

除了那些增长太慢以致不能造成破坏的较长的波长表面扰动外，由扩散消融产生的压力所造成的靶丸向心聚爆，在流体动力学上是稳定的。在向心聚爆过程中，小滴表面扰动的振幅按 $A_0 e^{-i\sigma t}$ 增长， A_0 是表面粗糙度的初始振幅，

$$\sigma^2 = -ak + \frac{k^2 P_A}{\rho}.$$

其中 a 为加速度， $\lambda = 2\pi/k$ ，为波长， P_A 为消融压力， ρ 为密度。第一项 ak 即为熟知的瑞利-泰勒 (Rayleigh-Taylor) 不稳定性¹³。如果 Δx 为物质壳层的厚度，则利用 $a = P_A/\rho\Delta x$ (由 $F = ma$ 得出)，在 $n \ll 2\pi\Delta x$ 时 σ^2 为正值（表示稳定加速）。使消融达到稳定的部分原因是，表面扰动的峰值实际上离热源较近（距离为临界密度处的半径），因而温度梯度较陡，结果，消融发生得比较快，并产生较高的压力，从而使扰动的振幅减小，“燃烧刨光”也可能是一种重要的机理。

在已叙述的压缩方案中，球丸被向外膨胀的消融材料的反冲力向内加速。事实上，这

种方案是一种球形消融火箭向心聚爆系统，最佳功率整形的高能激光器从外面对这种系统提供能量。

热核燃烧

热等离子体球体的惯性约束时间正比于半径除以声速。这样，燃烧速率正比于密度，所以燃烧效率正比于密度和半径的乘积 ρr 。在球形压缩时，因为密度的增高比半径的减小快，故 ρr 增加。在 ρr 不变时，球体质量与密度的平方成反比。

球体压缩使高效率热核燃烧所需的最小靶丸质量和激光能量减小。此外，对球体的极高度压缩使半径与密度的乘积非常大，以致使聚变反应放出的高能带电粒子在稠密靶丸内被吸收¹⁾，同时使离子-电子耦合时间比惯性约束时间短^[14]。形成的自加热进一步减少了燃料有效点火所需的激光能量。压缩也提供了一种把燃料离子加热到点火温度的方法。除密度极低的物质外，只有电子才吸收激光能量而被加热到很高的温度^[15]。这些考虑排除了利用目前可以制成的激光器在受控热核反应堆中应用未压缩靶丸的可能性。由逃逸的消融材料造成的能量损耗部分地抵消了压缩的优点。这些损耗与向心聚爆及喷出速度的关系由火箭方程确定。

计算机计算

激光压缩及激光聚变已在 Lasnex 计算机程序中加以研究。这种 Lasnex 机利用拉格朗日有限差分方案模拟了以下各种不同的物理过程：流体动力学〔用冯纽曼-里希特迈耶 (Von Neumann-Richtmeyer) 方法〕；热离子和光子与达 50 个电子速度群之间的通量限制的空间能量输运及交叉场耦合；由韧致辐射和束缚-自由过程引起的热辐射的产生和吸收；由逆韧致辐射和各种非线性过程引起的激光与物质的相互作用，这里，对于每一种相互作用都有适当的电子谱输入电子速度群（对于非线性过程，相互作用通过等离子体的模拟编码研究来确定）；热核燃烧，包括非局部时间延迟的输运及带电聚变反应产物的适当的电子-离子耦合。利用了包括物态方程在内的物质的实际性质，如不透明性、压力、比热及输运系数，其中都考虑了核电荷量、简并及部分电离效应。

图 1 表示聚变靶丸压缩 10000 倍的计算机计算结果，以及所得的热核微爆炸。在这些计算中，用波长为 1 微米、60 千焦耳的激光使真空室中半径为 0.4 毫米的等克分子氘-氚球形液滴产生向心聚爆。激光予脉冲使靶丸消融，产生半径接近于 1000 微米，密度大于 4×10^{-3} 克/厘米³ 的氘氚气氛。然后，外加的激光功率在 20 毫微秒左右的时间内从约 10^{11} 瓦最佳地增加到约 10^{15} 瓦（图 1a）。

激光在外层气氛中被吸收，使电子加热。在此计算中假设电子由可能的等离子体不稳定性强烈耦合，形成近似的麦克斯韦分布。这些热电子气氛，在向心聚爆过程中使电子温

1) 在温度为 10 千电子伏特的氘氚中，由氘氚聚变产生的 3.6 兆电子伏特的 α 粒子的有效射程为 0.3 克·厘米⁻²。具有这个 ρr 值的液体密度的氘氚小球的质量为 3 克，加热到 10 千电子伏特所需的能量为 3×10^9 焦耳。在密度为液体的 10^4 倍和 ρr 值相同时，质量和能量减小 10^8 倍。

度从 10^7 °K 升高到 10^8 °K 左右 (图 1b)。靶丸表面被加热并消融, 产生的压力从 10^6 大气压最佳地升高到 10^{11} 大气压 (图 1c)。在初始冲击波达到小滴中心的飞越时间内, 向心聚爆压力升高了许多个数量级, 因此使未消融的靶丸的外部逐渐压缩入一密度大于 100 克/厘米³ 的球壳内, 同时此壳层被向内加速, 速度从 10^6 升高到 3×10^7 厘米/秒 (图 1d)。当内压力大于消融压力时, 迅速会聚的壳层会聚速度变慢, 并且, 在亚简并温度时仍接近等熵地被压缩着, 直到密度大于 1000 克/厘米³。此时低密度非费米简并中心区被壳层压缩到密度接近于 1000 克/厘米³, 并在此过程中被加热到高于 10^8 °K 的离子与电子温度, 从而点燃热核燃烧 (图 1e)。在小于 10^{-11} 秒内产生约 1800 千焦耳的聚变能量 (图 1f)。因为输入激光能量为 60 千焦耳, 所以在激光器效率与热-电效率分别为 10% 与 40% 时, 有可能获得净电能输出。

对于非麦克斯韦电子及线性电子耦合进行的计算表明, 激光等离子体不稳定性产生的超热电子在压缩过程中使燃料预热, 并有效地从气氛去耦合。也可能出现热电子的去耦合^[16]。在采用 CO₂ 激光器这样的长波长激光时, 因为吸收是在密度较低时发生的, 所以这种效应是最坏的。利用激光的逆韧致辐射吸收可使超热电子的产生减到最小程度。利用

紫外激光器, 并在靶丸中加入少量高 Z 材料 (~0.1 原子%), 可使不稳定性阈值增高, 并使逆韧致辐射吸收增强。去耦合限制了最大消融压力。如果超热电子预热可以避免的话, 则这点可以通过利用空心靶丸而得到补偿。在采用紫外激光及掺杂的靶丸时, 对于非麦克斯韦线性耦合进行的计算, 得到了与上述相似的结果。

图 2 表示增益 G_L (聚变能量与激光

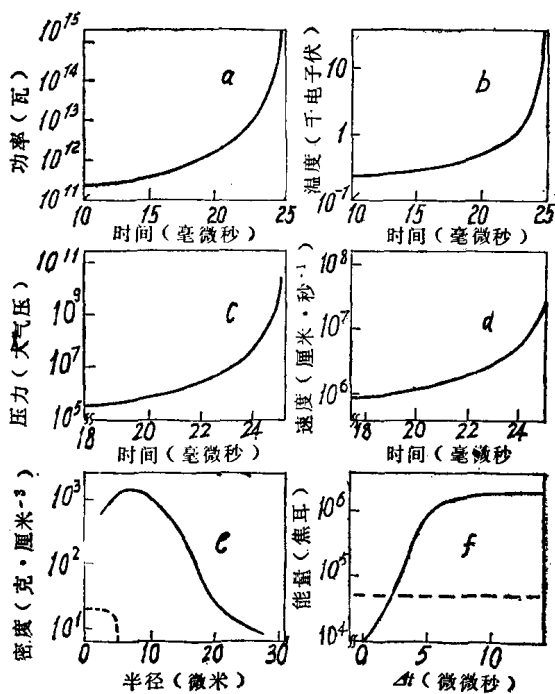


图 1 聚变靶丸压缩 10000 倍引起的微爆炸的计算机计算结果

假设 60 千焦耳、1 微米的激光使半径为 0.4 毫米的等克分子氘-氦小球产生向心聚爆。图中 a—激光功率; b—电子温度; c—压力; d—壳层速度; e—热核点火时的密度 (实线所示) 和离子温度 (虚线所示); f—产生的能量 (实线为聚变能量, 虚线为激光能量)。

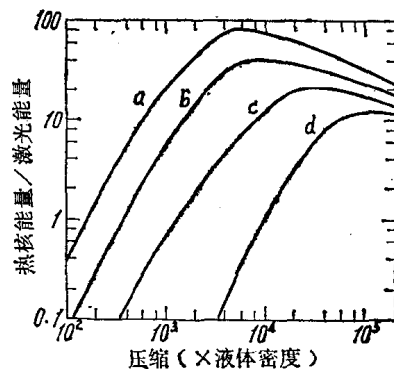


图 2 能量增益与压缩的关系

图中 a—激光能量 10^6 焦耳; b— 10^5 焦耳; c— 10^4 焦耳; d— 10^3 焦耳。

能量之比) 随压缩和激光能量的增加。激光能量为 10^6 焦耳时算出的增益接近 100。压缩小于 10^3 倍时, 由于燃料效率与 α 粒子对燃料的自加热, 所以增益随压缩增大而迅速升