



激光核聚变

陈 崇 光

(中国科学技术情报研究所)

从五十年代以来世界各国一直按传统法进行聚变研究,设计建造了若干装置,总体上来看,进展是缓慢的,其原因是:要在远低于热核温度的情况下,使等离子体通过强大电流进行电阻加热达到点火温度是十分困难的,因为随着温度的增高,电阻将随之下降,影响温度进一步提高;另外还有约束、稳定等问题。尽管后来又发展了有效的绝热压缩和中性束注入等加热技术,但迄今仍离点火的劳森条件(离子密度和约束时间的乘积 $n\tau \sim 10^{14}$ /厘米³·秒)有两个数量级之差。

一九六八年以来国外相继报导了激光引起氘化钍聚变反应放出中子的实验,一九七二年提出了激光向心爆炸理论。

目前激光引起热核燃料高密度压缩易于点火理论日益被许多科学家所注意。它的发展趋势有可能先达到劳森条件,有人估计如能采用裂变-聚变燃料(聚变燃料做为中子反射层)则可望更提前达到。

一、脉冲激光对固体小球聚变

反应的理论

1. 向心爆炸理论^[2]

传统法聚变研究在于加强磁场强度改进磁场形态提高约束时间来满足劳森条件,而向心爆炸理论在于用激光压缩获得高密度来满足劳森条件,其约束时间由燃料球半径除以声速所决定。为了使等离子体在飞散以前即完成加热过程,因此必需使激光脉冲短于毫微秒级。

聚变反应中高密度压缩可以提高燃料的燃烧效率。设 ρ 是密度(正比于粒子密度), σ 是反应截面, v 是麦克斯韦平均速度,则成对的粒子单位时间产生的聚变反应 $\sim \rho^2 \langle \sigma v \rangle$ 。燃烧效率是 $\rho \langle \sigma v \rangle \frac{r}{V}$, (V 是声速),在一定温度下, σ , v , V 不变,故效率 $\sim \rho r$,在此 r 是燃料球的半径。当燃料质量 M 固定时,压缩燃料, r 减小,而 ρ 随 $1/r^3$ 而增大,所以效率随压缩迅速增加。另一方面,如果效率固定,则 $\rho \sim \frac{1}{r}$, 这样总燃料量 $M \sim \rho V \sim \frac{1}{\rho^2} (V \text{ 是体积})$, 在压缩后就会大大节省燃料,从而也就大大减小为加热而投入的激光能量。这就是压缩燃料易于点火的理想。粗略估计,如

密度压缩 1000 倍,就可以减少原需激光能量 10^6 倍,甚至用 1000 焦耳的能量即可达到能量得失相当。

采用压缩的优越性,其一,可以充分利用 α 粒子的自加热效应,如考虑到 α 粒子的自加热过程,根据理论计算得到在八千电子伏温度时其热核反应即大于韧致辐射的能量。其二,在高密度压缩下,电子和离子的耦合时间变得比惯性约束时间为短。

可以看出,在压缩达液体氘氦密度的万倍时,其稠密氢的电子是费米简并的,其压力可以由量子统计关系得到:

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

式中 n_e 是单位体积内的电子数 $= 5 \times 10^{24}$ /厘米³

$$\epsilon_F (\text{费米能}) = \frac{h^2}{8m} \left(\frac{3}{\pi} n_e \right)^{2/3}$$

h 是普朗克常数

m 是电子质量

在 $KT \ll \epsilon_F$ 时,最小压力为 10^{12} 大气压,这比太阳中心的压力还大一个数量级。

经聚焦激光的功率流密度可以达 10^{17} 瓦/厘米², 其光压约为 10^8 大气压,考虑到激光辐射物质引起物质的烧蚀所增加的压力,压力可以增加至 10^{10} 大气压。

如用多束激光同时对称照射固体小球,引起向心爆炸,又可使压力增至 10^{11} 大气压,从而达到点火的条件。这样大的压力,除了在星球上或在原子弹爆炸的刹那间可以达到以外,在地球上极难达到的,目前高效能化学向心爆炸仅能达到 10^7 大气压。

这样大的压力必须使激光能量随时间的变化规律满足一定的条件,方能产生这样一个简并氢球体的近似等熵压缩。其过程是先用预热激光把小球表面烧蚀一层,使其周围产生一个大气压的等离子体,半径膨胀一倍左右,密度达到 4×10^{-3} 克/厘米³, 然后再在 20 毫微秒的短暂时间,把功率从 10^{11} 瓦急骤增加到 10^{14} 瓦。(见图 1)

在功率急骤增加的过程中,电子与等离子体不稳定性很强地耦合,形成近似麦克斯韦分布,向心爆炸压力由 10^6 大气压增至 10^{11} 大气压(见图 2), 小球外部未烧蚀的球壳就逐渐被压缩到密度大于 100 克/厘米³, 速度由 10^6 厘米/秒增至 3×10^7 厘米/秒(见图

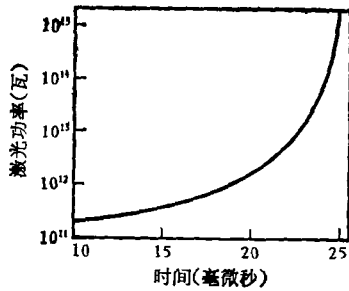


图 1

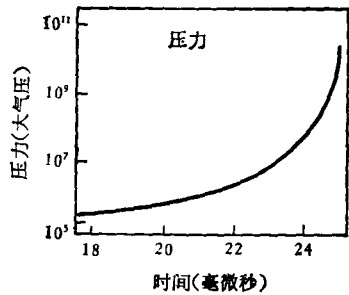


图 2

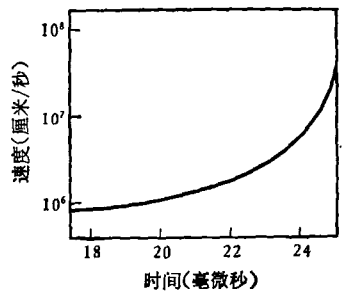


图 3

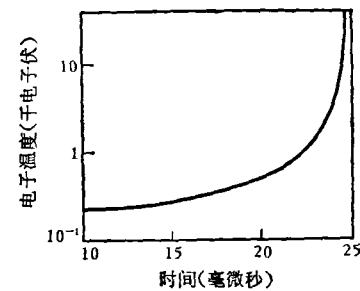


图 4

3). 当内部压力逐渐增加时, 这个外壳的收敛速度就减慢下来, 其密度将进一步压缩到大于1000克/厘米³, 而中心区则被球壳压缩到接近 1000 克/厘米³. 在此过程中可使电子离子温度大于 1 亿度(见图 4), 开始点火(见图 5).

计算机计算了六万焦耳的激光能, 波长为 1 微米,

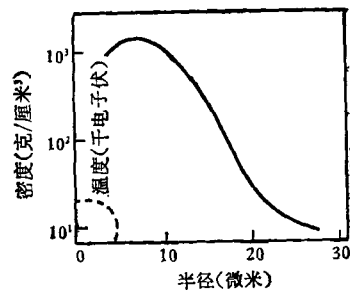


图 5

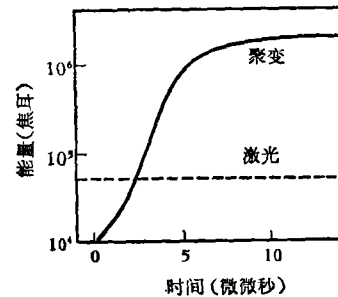


图 6

半径为 0.4 毫米的氘氚小球, 在 10^{-11} 秒内即产生出一百八十万焦耳的能量(见图 6)。所以用 10% 的电、激光能转化效率和 40% 热、电转化效率的装置就可以产生出净电能。

在堆的设计方面, 能量为 10^7 — 10^8 焦耳相当于 5—50 磅 T. N. T 炸药, 这是堆材料可以承受得了的。因此几十亿瓦的发电量可以每秒爆炸 100 颗燃料小球, 或由十个真空爆炸室来完成, 其中每个真空室每秒爆炸十次。

基于上述理论, 对空心球进行的计算表明, 用 5300 焦耳的二氧化碳激光能量, 质量为 7.5 微克, 半径为 5.4×10^{-3} 厘米的空心小球, 压缩中心温度达到 8000 电子伏时, 可以放出 58000 焦耳的聚变能量^[6]。

计算表明, 甚至用 350 焦耳的激光输入能量(设全部被吸收), 即可使质量为 3 微克氘氚空心小球达到能量得失相当。

2. 激波压缩理论^[1]

当聚变能等于热能时, 假设电子温度和离子温度相等均为 T , 如是得到劳森条件

$$ni = \frac{12 T}{\langle \sigma v \rangle w}$$

$\langle \sigma v \rangle$ 是反应截面和离子速度乘积的平均值。

w 是每次热核反应放出的能量。

如果考虑到热-电和电-激光的总体效率(其倒数为 M) 以及激光能吸收效率 ϵ_i 时, 则

$$n_1 = \frac{12 T M}{\sigma_{vw} \epsilon_1}$$

如 $T = 10$ 千电子伏, 要使半径为 r 的小球聚变所需的激光能为

$$E_1 = \left(\frac{n_0}{n}\right)^2 \frac{M^3}{\epsilon_1^2} \times 1.6 \times 10^6 \text{ 焦耳}$$

$$n_0 = 4.5 \times 10^{22} / \text{厘米}^3.$$

可见提高小球密度就可使激光能大大减低。

用激光加热小球表面, 当温度为几千电子伏, 小球密度为临界密度的 40 倍时, 产生的压力相当于 200×10^4 巴, 这样大的压力产生了激波向未加热的热核燃料中传播, 从而达到更高的压缩密度。

可以用激光引起一系列的激波来进行压缩。假设用压力 10, 100, 1000 个百万巴的激波对一球型体进行压缩, 可以提高密度 8000 倍, 即达到 1600 克/厘米³。由于压力使小球半径减小, 而激波速度随着(压力)^{1/2} 而增加, 所以不同的激波就可以在球心某邻近处汇聚, 产生极大压缩, 达到热核点火。

利用计算机运算的结果表明: 对于氘、氦密度为 0.19 克/厘米³ 的小球。激光的脉冲从 0 到 7.42 毫微秒的不同时间阶段, 采用从 6.3×10^{11} 瓦到 4×10^{14} 瓦的不同功率。在最大压缩时输入到压缩氘、氦燃料的能量为 2.9 千焦耳, 则放出的总聚变能为 510 千焦耳。

计算机运算表明, 对大的激光能量输入时, 其增益近似为 $\sqrt[3]{}$ 输入能, 如输入能为 10^6 焦耳, 则输出能量为 10^8 焦耳。如用 50 万焦耳的激光脉冲可换取 40 百万焦耳的热核能, 在热-电和电-激光转化效率分别为 40% 和 25% 时, 就可以有 1400 万焦耳/脉冲的净电能放出, 如每秒爆炸十次, 就可得到 140 百万瓦的功率。

虽然以上两种理论处理的方式有所不同, 但得到相似的结果, 其物理的图象是一致的, 即利用多路大功率激光脉冲的整形的方法, 同时同步地从四面八方对称地辐照燃料球, 产生千倍以上的压缩, 这样即可在高温高密度下实现点火。

应该指出, 到目前为止还没有在实验上进行验证, 只是在计算机上模拟和分析中做了演示, 要从实验上得到证明, 特别是用于功率发电, 那会首先遇到研制巨大功率(短脉冲)的激光器的困难, 其次就是目前还难以估计到的零功率堆至发电站的设计等等的问题。

二、激光与物质的相互作用^[3]

上述理论只是用计算机模拟计算的可能的结果, 反应机制迄今还不很清楚, 许多机制混在一起, 实验上把这些机制区分开, 并确定所起的作用, 还需要时间。甚至激光引起电离的过程, 即对第一个自由电子是如

何产生出来的还很不清楚。因为直接的单光子光电效应不能用, 必须引入多光子吸收机制, 但是多光子吸收理论与实验还有距离^[4]。另外, 一旦电离后, 形成的等离子体对激光的吸收机制更是复杂, 它已成为当前激光等离子体理论研究的重点课题之一。

吸收机制概括起来可以划分为以下几种(以激光波长为一微米, 氢等离子体为例):

1. 碰撞吸收(逆韧致辐射)

等离子体一旦形成, 它就从光场中吸收能量, 但这一过程是逆韧致辐射的过程。由于激光能量大量地被电子所吸收, 因此, 电子温度增高, 电子又通过库仑碰撞把能量交给离子, 从而加热了离子。这部分吸收是随着电子温度增高, 激光能量增强和波长增长而减小。在功率密度为 $\sim 10^{12}$ 瓦/厘米² 强度下, 出现反常吸收作用。

2. 共振吸收

当激光斜向射到球表面时, 则激光的电场就有与边界面正交的分量, 因此就与等离子体的振荡一同共振起来, 使表面振幅加大, 最后导致产生很热的电子。这种吸收是入射角的函数, 在 10° 角方向上有一极大值, 最有利情况下, 有 50% 的能量被吸收。

3. 无碰撞吸收(或称反常吸收)

一般激光强度在 10^{12} 瓦/厘米² 反常吸收就开始起作用。这种吸收来源以下三种不稳定性:

(1) **静电不稳定性** 这是由于入射波电场在界面产生的振荡电流引起的。这种不稳定性起着增加等离子体高频电阻的作用, 引起很强的吸收。

(2) **电磁不稳定性** 当入射光强足够大时, 一般在 10^{14} 瓦/厘米², 这时劳伦兹力中的 $\mathbf{V} \times \mathbf{B}$ 项不能再忽略, 即出现电磁不稳定性。

(3) **相对论效应** 当光强度超过 10^{16} 瓦/厘米² 以上时, 在这样高的强度下, 电子在一周内就可以接近光速, 所带的最大电流为 $n_e \cdot e \cdot c$, 就产生了相对论效应和辐射压力作用。

另外, 辐射场通过非线性机制直接与物质相互作用就可产生极强的力, 它可以改变密度梯度, 并且影响以上所提到的机制。

三、高功率脉冲激光器的进展^[4]

近几年激光技术发展迅速, 其能量输出较早期提高百万倍, 功率提高亿万倍, 因此使激光聚变研究有了可能。

目前, 用于聚变研究比较成熟的是钕玻璃激光器, 其次就是高压二氧化碳激光器, 所达到的水平如下

所示

激光器类别	效率	能量	功率	波长
钕玻璃激光器	~1%	~10 ³ 焦耳	10 ¹⁰ —10 ¹³ 瓦	1.06微米
二氧化碳激光器	~20%	~300—1000焦耳	10 ⁷ 瓦	10.6微米

钕玻璃激光器的谱线宽度较宽,通过锁模脉冲后可实现微微秒脉冲,此外,钕玻璃激光器波长短,利于吸收。目前发展起来的片状放大器可以解决扩大口径,增大输出能量的问题。因此,虽然它效率低,工作物质易破碎等限制,以及造价高等。但无疑它是作为聚变研究过渡阶段的有效工具。

高压二氧化碳激光器正在发展中,目前器件亮度是低的,由于放电激发区的不均匀以及气体击穿等,使它的方向性很差,这是目前器件发展中遇到的障碍之一。但它存在着通过提高压力和加大体积,提高输出能量的可能性。理论上孔径为三平方米的二氧化碳激光器可以给出 10⁷ 焦耳-0.1 毫微微秒脉冲的输出。有人估计 1975 年前后可望得到一万焦耳-0.1 毫微微秒脉冲激光。

综上所述,激光聚变研究不论在理论和实验方

面^[1]其内容是极其丰富的,对它的研究已经开辟了若干新的领域,提出了许多新的研究课题,它已成为当前国际上很受重视的科研项目。

参 考 文 献

- [1] Nuckolls, John, Wood, Lowell, et al., *Laser Compression of Matter to Super-high Densities Thermonuclear (CTR) Applications*, *Nature*, **239** (1972), 139—142.
- [2] Brueckner, Keith A., *Laser Driven Fusion* K. M. S. Fusion Inc. 21, April, 1972.
- [3] Clarke, J. S., et al., *Laser-Driven Implosion of Spherical DT Targets to Thermonuclear Burn Conditions*, *Phys. Rev. Letter*, **30** (1973), 89.
- [4] Boyer, Keith, *Astronautics & Aeronautics*, **11** (1973), 28.
- [5] Bobin, J. L. "Laser Created Plasma and Controlled Thermonuclear Fusion", *Fifth European Conf. on Controlled Fusion & Plasma Physics*, Vol. 2, p. 171, Aug. 21—25, 1972.
- [6] Lubin, M., et al., "Laser Heated Overdense Plasma for Thermonuclear Fusion" in "Laser Interaction & Related Plasma Phenomena", Vol. II, p. 433—469, Plenum Press, 1972.

非 线 性 光 学

邱 明 新

(上海市激光技术试验站)

一、引 言

激光出现之前的光学是研究弱光束在介质中的传播、反射、折射、干涉、衍射、线性吸收与线性散射等现象的科学。这些现象是满足波的线性迭加原理的,现在称之为线性光学。而将强光在介质中出现的很多新现象^[1],如谐波的产生、光参量振荡、光受激散射、自聚束、多光子吸收、光致透明和光子回波等现象的研究称为非线性光学,波的线性迭加原理不再成立。

光电场作用下,原子或分子正负电荷中心发生位移,称为极化,并在宏观上出现电极化矢量,表达为

$$P = \chi_1 \cdot E + \chi_2 : EE + \chi_3 : EEE + \dots \quad (1)$$

式中 E 为电场强度矢量;

χ_1 为线性极化系数,是线性光学研究的对象,为二阶张量;

χ_2 和 χ_3 为非线性极化系数,分别是三阶张量和四阶张量,称为二阶和三阶非线性极化系数。从二阶非

线性极化系数开始,所有高阶非线性极化系数都是非线性光学的研究对象。低一阶非线性极化系数元与高一阶非线性极化系数元的比值,约为原子内电场数量级。因此在弱光电场情形,(1)式仅需考虑第一项,极化矢量与光电场之间存在线性关系,各光波场产生的极化矢量之和等于各光波场矢量和产生的极化系数。激光出现之后,中等功率的激光器输出光束稍加会聚之后,其光电场已能够与原子内电场相比较。这时原子或分子已不能用线性偶极子描述了,必须考虑更高的非线性项。与线性光学相似,极化系数实部表示折射率的变化,虚部表示光的衰减。

从量子电动力学观点讲,非线性光学现象意味着一些光子的湮没伴随着另一些频率光子的产生,新旧光子之间满足能量守恒定律与动量守恒定律。二阶非线性极化系数也可以写成 $\chi_2^{ijk}(-\omega_1, \omega_2, \omega_3)$; 二阶非线性极化矢量表达为 $P_i = \chi_2^{ijk}(-\omega_1, \omega_2, \omega_3)E^j(\omega_2)E^k(\omega_3)$ 。其中正频率代表入射晶体的光子,负频率为晶体产生的新光子。光子的湮没也可以伴随其他波色子