

零,也即将磁场零点定在  $\nu = 1/2$  处,那么所有的 FQHE 态看起来和 IQHE 态一样.例如,  $\nu = 1/2$  和  $\nu = 1/3$  之间的磁场间隔  $B$  正好与  $\nu = 1$  所需的磁场一样,也就是说,经平移以后  $\nu = 1/3$  态就成了  $\nu = 1$  态.同样  $\nu = 2/5$  态成为  $\nu = 2$  态,  $\nu = 3/7$  态成为  $\nu = 3$  态.这就是说,原来电子的 FQHE 态变成了组合费米子的 IQHE 态.组合费米子模型在 FQHE 和 IQHE 之间建立了十分直接的联系.

## 6 组合费米子的有效质量

众所周知,由 IQHE 的能隙  $\hbar \omega_c = \hbar eB / m^* c$  可以直接计算出电子的有效质量  $m^*$ .那么从图 11 上的直线斜率也可以直接算出组合费米子的有效质量  $m_{cFl}^* \approx 0.6 me$ .它远大于电子在导带中的有效质量.但是事情并不那样十全十美.按说将图 11 中能隙外推到  $\nu = 1/2$  处应当为零,然而现在得到的却是一个负截距.实际上在 IQHE 效应中也遇到类似的情况.在实际样品中,受杂质、缺陷或者结构尺寸涨落的影响,

朗道能级的展宽使整数填充因子处的朗道能隙间距减小,同样在  $B = 0$  处出现一个负截距.根据上述类比,图 11 中在  $\nu = 1/2$  处负截距大小实际给出了组合费米子所受到的散射大小.至此,可以讲组合费米子是分数量子霍尔效应中的新粒子.Stormer 认为,组合费米子的真实性一点不比超导中的库珀对差.

## 7 结束语

鉴于量子霍尔效应涉及深奥的物理内涵,本文只是力图从物理图像的角度粗浅地介绍它的基本性质.特别是目前对 FQHE 态的研究仍在不断深入,本文所涉及的内容十分基础,不可能反映这方面研究工作的广度和深度.作者只希望借 1998 年诺贝尔物理学奖颁布之际,能使本刊读者对量子霍尔效应有一概括的了解.另一方面,由于本文是属知识介绍性的文章,因时间关系没有一一列出每项工作的有关文献,其目的只是想减小工作量.如有不妥之处,请予以谅解.

# 浅谈惯性约束核聚变\*

张 杰

(中国科学院物理研究所,北京 100080)

**摘 要** 以煤、石油、天然气为代表的化石能源终将枯竭,基于核裂变反应的核裂变能源也由于安全性和核废料的处理等问题而不尽如人意.人类期待着新的能源.受控热核聚变反应能释放巨大的能量,而且由于这种能源干净、安全,且以用之不竭的海水作为原料,因此,受控热核聚变是人类下一世纪的能源的主要希望所在.在地球上,主要有两种方法实现受控热核聚变反应:磁约束核聚变和惯性约束核聚变.文章通俗地介绍了惯性约束核聚变的基本原理和惯性约束核聚变研究的最新进展.

**关键词** 惯性约束核聚变

\* 国家高技术惯性约束核聚变委员会资助项目  
1998 - 11 - 19 收到初稿,1998 - 12 - 10 修回

# AN OVERVIEW OF INERTIAL CONFINEMENT FUSION

Zhang Jie

(Institute of Physics, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080)

**Abstract** The fossil fuel era is almost over. If we continue to burn fossil fuels such as oil or natural gas for energy, they will last only another few hundred years. Present energy use trends indicate that an energy shortfall could arise midway through the 21st century as fossil fuels are depleted. Taming fusion will provide us with a virtually inexhaustible source of clean, accessible energy. In this article a brief overview of inertial confinement fusion with a summary of recent research results will be presented.

**Key word** inertial confinement fusion

## 1 引言

宇宙的能量来自核聚变反应。太阳,还有许多恒星都是天然的核聚变能源,在太阳中发生的核聚变反应给整个世界和我们的日常生活提供了能量。人类社会运转所需要的煤、石油和天然气都是亿万年前太阳与当时的植物相互作用的产物。在地球的沉积层中,埋藏着许多远古时代的生物遗体。在缺氧、泥沙层不断增厚、内部压力和温度不断增加的环境下,经过细菌的分解作用,形成了石油、煤和天然气等“化石”能

源。这些化石能源都是不能再生的。目前世界人口大约每 40 年翻一番,用电量也是每 40 年翻一番。到目前为止,人类已经用掉了地球上几乎一半的化石能源。如图 1 所示,按照目前人类对化石能源的要求来推算,在 22 世纪到 23 世纪这段时间,人类对化石能源的消耗将达到最大,与此同时,地球上开始出现这种化石能源供不应求的现象。到 24 世纪中叶,这种化石能源就会枯竭。这种严峻的现实使得人类对新能源的探索,已经从单纯的实验室中的研究项目变成了人类社会的强烈需求。

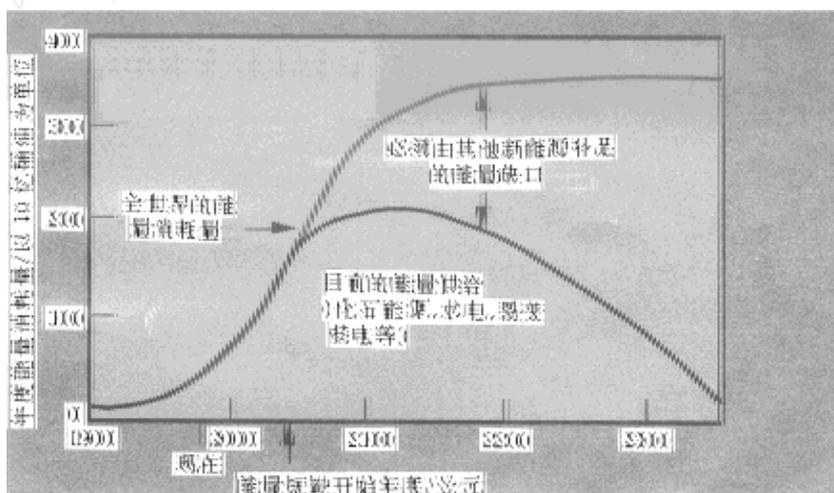


图 1 人类社会对能量的需求和现有的化石能源的供给随时间的变化趋势  
(图中的估算的假设:世界人口稳定在 100 亿,每人年平均能耗为美国 1985 年水平的 2/3)

尽管实际上世界上的所有能量都来自太阳的核聚变反应,习惯上,人们还是将“太阳能”专

指把太阳光转化为热能和电能的技术。太阳能的确非常重要,但是太阳能不可能满足人类生

活对能量的全部要求。

目前的核电站所产生的能量来自核裂变反应。这种核裂变反应所提供的能量在下一个世纪的生活中将会变得越来越重要。但是，这种核电站的安全性、对环境的污染以及核废料的处理等问题确实令人大伤脑筋。

核裂变反应能是在重原子核受到中子的轰击裂变为轻原子核时所释放的能量，与此相反，核聚变反应能则是在轻原子核聚变为重原子核时所释放的能量。如图 2 所示，核聚变反应可以比核裂变反应释放大得多的能量。早在 50 年前，人们就认识到太阳和其他恒星的能量都来自核聚变反应。下面我们以氢原子的两种同位素氘和氚的聚变反应为例来说明核聚变反应。

氘和氚都带正电荷，互相排斥，因此要想把它们聚合起来，需要用很大的能量才能克服它们相互间的斥力。这要把核燃料加热到 1 亿度以上，以使氘和氚有足够大的动能，但即使这样，也还不足以发生核聚变。还需要将核燃料约束到足够高的密度，以使氘和氚有足够大的机

会相撞以发生聚变。核聚变反应之前的反应物氘和氚的质量大于反应之后的产物——氦和中子的质量。根据爱因斯坦的质能关系  $E = mc^2$ ，反应物与产物的质量差变成了聚变能（见图 3）。尽管在这个聚变反应中仅失去了 0.38% 的质量，但是在 1g 氘氚反应中失去的 3.8mg 的质量就相当于燃烧约  $1.08 \times 10^4$ L 油所释放的能量。

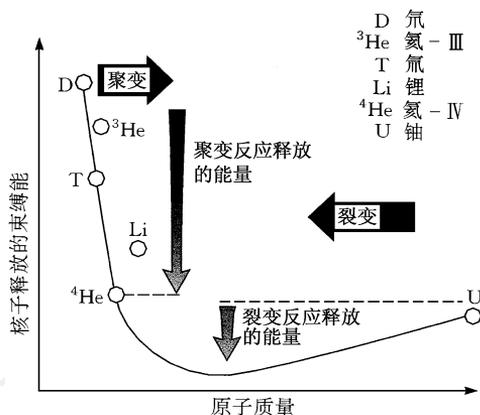


图 2 核聚变反应与核裂变反应所释放能量的比较 (核聚变反应所释放出能量比核裂变反应所释放的能量要大得多)

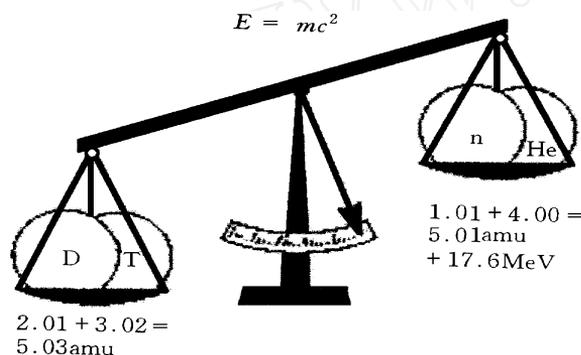
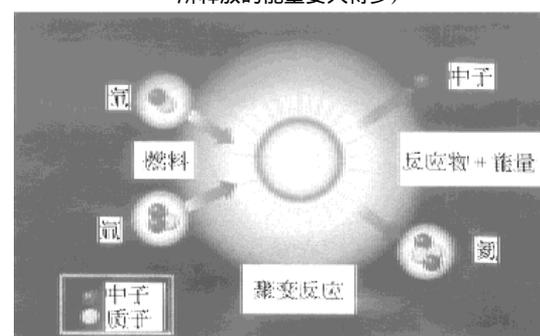


图 3 氘氚核聚变反应的示意图和氘氚核聚变反应质能平衡图

[轻元素(如氘和氚)在高温、高压下发生核聚变反应变为较重的元素(如氦或  $\alpha$  粒子),同时释放大量的能量(相当于燃烧石油所释放的能量的 1 百万倍)。在聚变反应过程中所释放的能量来自核聚变反应中所失去的质量,0.02 原子单位的质量(amu)变为 17.6MeV 的能量]

就单位质量而言，核聚变反应所释放的能量要比核裂变反应所释放的能量大得多。在图 4 中我们可以把核能与其他化石能源进行一下直观的比较。一个发电量为 100 万千瓦的火力发电厂每年的耗煤量大约为 210 万吨，相当于 191 列由 110 节货车车厢组成的火车的运



量；同样的发电量，若用燃油则每年需 1 千万桶，相当于 10 艘超级油轮的运量。而对于核裂变发电厂来说，则需要 30 吨的二氧化铀作燃料，相当于 1 节货车车厢的运量；相同的电量对于核聚变发电厂来说，则仅需 600 公斤核燃料，这相当于 1 辆轻便客货两用汽车的运量。而且，

由于受控核聚变能是干净、安全、经济的能源，所以人们将下一世纪的能源主要寄希望于核聚变反应上。氢弹爆炸所释放的威力巨大的能量就来自爆炸时的核聚变反应。然而，氢弹的爆炸

是大规模的核能释放，无法人工控制。在地球上实现受控核聚变反应是半个世纪以来科学家们努力追求的目标。

图4 核能与其他化石能源的比较  
(1个100万千瓦发电站使用不同燃料时年消耗量的对比)

## 2 磁约束核聚变(MCF)和惯性约束核聚变(ICF)

目前，人们在实验室里研究核聚变反应主要采用磁约束和惯性约束两种方法(见图5)。

磁约束核聚变(magnetic confinement fusion, MCF)主要依靠强有力的磁场将低密度、高温度的等离子体约束足够长时间以使氘氚等离子体达到核聚变反应所需要的条件。经过几代科学家的努力，目前的磁约束实验装置已经分别可以将较低温度、低密度的等离子体约束足够长的时间或者在短时间内将等离子体加热，但是如何使磁约束实验装置中的等离子体在实现长约束时间的同时也达到核聚变反应所需要的高温，目前仍是一个极大的难题。

惯性约束核聚变(inertial confinement fusion, ICF)则是利用高功率激光束(或粒子束)均匀辐照氘氚等热核燃料组成的微型靶丸，在极短的时间里靶丸表面在高功率激光的辐照下会发生电离和消融而形成包围靶芯的高温等离子体。等离子体膨胀向外爆炸的反作用力会产

生极大的向心聚爆的压力，这个压力大约相当于地球上的大气压力的十亿倍。在这么巨大的压力的作用下，氘氚等离子体被压缩到极高的密度和极高的温度(相当于恒星内部的条件)，引起氘氚燃料的核聚变反应。

人们希望能通过惯性约束核聚变(受控热核反应)来产生既干净又经济的能量。当把氢的同位素氘、氚加热到10keV时，它们就具有足够高的动能来穿透核的库仑势垒，从而引发核反应。与磁约束核聚变反应不同的是，惯性约束核聚变的等离子体并不需要任何的外力对其约束，而是依靠燃料自身的惯性，在高温、高压下，在氘氚燃料还没来得及飞散之前的短暂时间内引发聚变核反应。

惯性约束核聚变(ICF)和磁约束核聚变(MCF)的共同点是它们都要求高达1亿度的反应温度。二者的不同在于：惯性约束核聚变等离子体的密度极高( $10^{26}\text{cm}^{-3}$ )，约束时间为纳秒( $10^{-9}\text{s}$ )量级，与氢弹的热核反应的条件类似。而磁约束核聚变等离子体的密度则低得多，仅为 $10^{15}\text{cm}^{-3}$ 的量级，因此，其约束时间必须长达秒的量级，以满足劳森判据(Lawson crite-

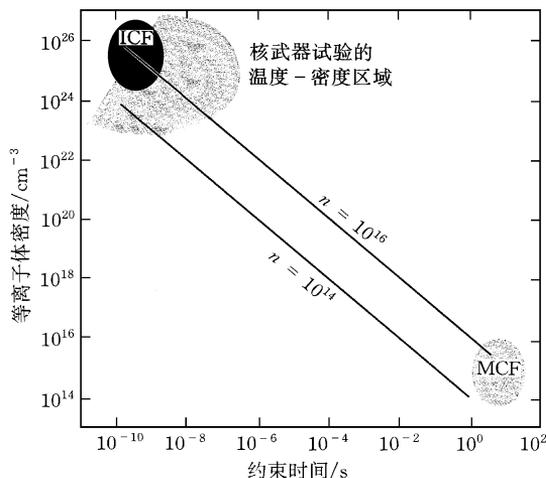


图5 实验室中实现核聚变反应的两种途径:惯性约束核聚变(ICF)和磁约束核聚变(MCF)。

[这两种途径的共同点是它们都要求1亿度的高温,密度和时间的乘积大于 $10^{14}\text{cm}^{-3}\cdot\text{s}$ 。二者的不同在于:惯性约束核聚变等离子体的密度极高( $10^{26}\text{cm}^{-3}$ ),约束时间为纳秒量级,与氢弹的热核反应的条件类似;而磁约束核聚变等离子体的密度则低得多,仅为 $10^{15}\text{cm}^{-3}$ 的量级,因此,其约束时间必须长达秒的量级,以满足劳森判据的要求]

tion)的要求。

### 3 惯性约束核聚变反应的基本原理

同其他所有的核聚变反应过程一样,惯性约束核聚变反应也必须满足劳森判据,但是在要求上它与通常磁约束核聚变又有一些区别。通常磁约束核聚变要求: $n_e > 10^{14}\text{s cm}^{-3}$ ,这里 $n_e$ 为等离子体密度,是反应时间。对磁约束核聚变反应来说,约束时间由被加热的粒子和能量弥散的时间来决定,而在惯性约束核聚变反应中,这个时间则是由等离子体的膨胀时间决定的。在等离子体半径 $R$ 膨胀25%的时间内,热核反应的速率降低一半。由此我们可以估算出热核反应时间 $\sim (1/4) R / C_s$ ,这里 $C_s$ 是等离子体的膨胀速度,由等离子体的温度决定。对应于热核反应温度 $10\text{keV}$ , $C_s \sim 6 \times 10^7\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$ ,把这个热核反应时间代入劳森判据,同时用质量密度代替粒子密度 $n_e$ ,可得变形后的劳森判据<sup>[11]</sup>:

$$R > 0.2\text{gcm}^{-2}. \quad (1)$$

然而,在这样的条件下,粒子只有约1—2个射程。对于惯性约束核聚变反应来说,由于粒子没有受到磁场的约束,很快就会跑掉,对于 $5\text{—}10\text{keV}$ 温度,氘氘的燃耗 $f \sim R / (R + 6)$ ,若 $R = 0.2\text{gcm}^{-2}$ ,这时的燃耗只有3.2%,这太不合算了。因此在惯性约束核聚变的研究中,通常要求 $R > 3\text{gcm}^{-2}$ ,以保证燃耗 $f > 33\%$ 。

从劳森判据估算可以得知,如果整个氘氘靶丸压缩到高温( $\sim 5\text{keV}$ )、高密度( $\sim 200\text{gcm}^{-3}$ ),则在 $R = 3\text{g/cm}^2$ 的要求下,需要提供给氘氘靶丸的能量为 $E_f = 1.7\text{MJ}$ ,若想要提供真正有用的能量输出,则在效率约4%的条件下,要求驱动激光能量为 $E_{\text{laser}} = 43\text{MJ}$ !这显然是不容易实现的。因此,要想用现实的驱动能量来实现惯性约束核聚变,只能采用压缩的高密度氘氘燃料,使其密度达到 $300\text{gcm}^{-3}$ (相当于原来密度的1000倍),同时,这个压缩要在低温下进行,使中心处2%—3%质量的氘氘燃料形成热斑(hot spot),实现“中心点火”。此时,用兆焦耳量级的驱动能量就可以引发热核反应,释放几百兆焦耳的聚变能量。建造这样的巨型激光装置需要花费十几亿美元,这大约相当于一个大型发电厂的造价。目前,美国正在建造这样的激光装置——国家点火装置(national ignition facility, NIF),预计在2003年建成。

1992年,日本大阪大学激光工程研究所利用GIKKO X激光聚焦后辐照空心壳层靶丸,将靶丸压缩到了相当于初始密度500—1000倍的高密度。美国利弗莫尔国家实验室利用NOVA激光装置的光束聚焦后辐照、压缩靶丸,也达到了这个水平。当然,这样的压缩是在远低于核聚变的点火温度下实现的。NOVA是目前世界上最大的激光装置,它由10路输出口径为74cm的光束组成。每路激光束的基频( $1.053\mu\text{m}$ )输出能量为8—10kJ,10路激光的基频总输出能量为80—100kJ,三倍频( $0.35\mu\text{m}$ )的输出能量为40kJ。NOVA激光装置上用于激光核聚变实验的靶室的直径为5m。

若想在点火温度下达到这样的高密度压缩,从而引发核聚变反应,就需要使用兆焦耳量级的激光装置来实现了.美国的国家点火装置 NIF 就是为这个目的而建造的.

当然,想同时达到高温(10keV)和高密度( $300\text{gcm}^{-3}$ )决非易事.在这样的条件下,等离子体内部的压强是大气压的  $10^{12}$  倍(1 万亿个大气压).这个压强比激光直接辐照靶丸表面所可能产生的最大压强(光压)还大 4 个数量级.这个困难只能通过对核聚变靶丸特殊的精细设计来克服.

最简单的设计就是一个空心靶丸,其外壳由适当材料组成,使其在激光辐照下有较好的逆韧致吸收性能.热核燃料装在空心靶丸内.高功率激光束在辐照靶丸外表面的同时,也加热了靶丸的表面.靶丸表面的电子吸收激光能量,

加热后迅速将能量传给其他的电子和离子,从而造成表面的快速升温并形成冲击波.同时,消融表面产生的高温、高压等离子体快速向外膨胀,由于动量守恒产生对靶面的反冲压强——消融压(ablation pressure),要比作用在靶丸表面的光压大 1 万以上.这种反冲压强对靶丸的压缩原理,与火箭推进器中的燃料燃烧、喷射所产生的反作用力(即推力)将火箭推向前进的原理是相同的.唯一不同的是,压缩核聚变靶丸所需要的“推力”要比火箭的推力大得多,大约比航天飞机所需要的推力大 100 倍以上.这样巨大的压强会使靶丸表面出现烧蚀、膨胀、爆炸.当靶壳发生爆炸时,会产生极强的向心冲击波和 X 射线光辐射,从而实现燃料进行高度压缩,并使其达到热核反应所需要的高温 and 高压(见图 6).

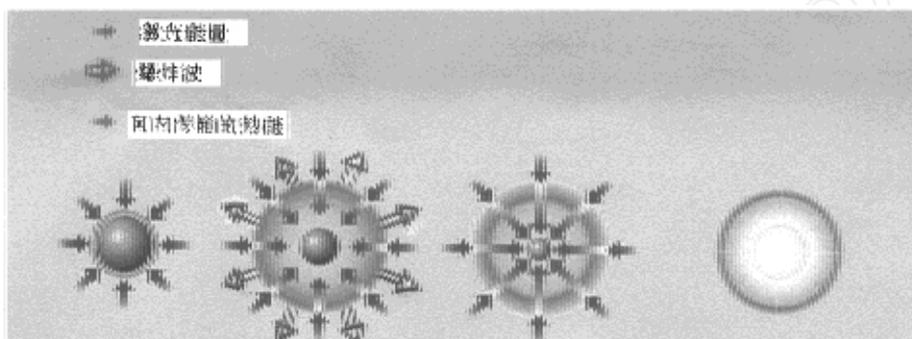


图 6 惯性约束核聚变的基本原理示意图

[惯性约束核聚变反应过程由以下 4 步组成:(a)由均匀辐照靶丸的激光束迅速地将靶丸表面物质电离形成等离子体;(b)等离子体膨胀所产生的反冲对靶丸进行压缩;(c)在压缩的后期,靶丸的核心部分达到 1 亿度的高温和相当于 20 倍的固体铅密度的高密度,从而在被压缩的燃料中心产生“热斑”;(d)整个靶丸实现热核反应并释放能量,燃烧起来]

在爆炸过程中,有两个途径可以使压强得到进一步增强.下面我们用能量密度来说明这一点,因为对理想气体而言,能量密度  $(3/2)nkT$  与压强  $nkT$  之间仅相差一个  $3/2$  因子.惯性约束核聚变的主要思想就是将尽可能大的能量注入到靶丸的燃料内,然后将燃料压缩到尽可能小的体积之中.在靶壳爆炸过程中,能量不断地会聚到靶芯处的核燃料中,同时燃料的体积也由于压缩而不断缩小,这两个过程的共同作用造成了靶芯处燃料的压强比靶壳表

面上的激光压强大得多的结果.

核聚变反应所需要的会聚因子  $\eta = R_{\text{init}}/R_{\text{final}}$  (始末半径之比)由靶芯燃料压强增加的倍数所决定.假设激光辐照靶丸外壳的驱动压强为  $P_d$ ,那么压缩靶丸外壳所作的功  $P_d dV$  就为

$$E_d = 4 \int R^2 P_d dR \cong \frac{4}{3} P_d R_{\text{init}}^3. \quad (2)$$

如果压缩比很大,即  $R_{\text{init}}^3 \gg R_{\text{final}}^3$ ,则靶芯处的核燃料在核反应发生时的能量为

$$E_f = \frac{4}{3} R_{\text{final}}^3 \frac{3P_f}{2}, \quad (3)$$

这里的燃料仍被当作理想气体来处理,其能量密度为  $(3/2) P_f$ . 如果在压缩过程中所作的功  $PdV$  都用于加热燃料的话,那么由  $E_d = E_f$  就可给出

$$\frac{R_{init}}{R_{final}} \left[ \frac{3 P_f}{2 P_d} \right]^{1/3} \text{ 辐照} \quad (4)$$

如果  $P_f = 10^6 \text{ Mbar}$ ,  $P_d = 50 \text{ Mbar}$ , 那么线压缩的结果就是:  $R_{init}/R_{final} = 30$ , 对应于  $3 \times 10^4$  倍的体压缩,足以将燃料压缩到其固体密度的 1000 倍以上. 当然,对应于这样大的压缩比,靶壳的爆炸就必须非常均匀. 假如靶壳不同部分的加速度有哪怕 3% 的差别,它们到达靶芯的时间就会有所不同,最终造成压缩失败. 这个要求非常苛刻,因为这意味着辐照靶壳的激光强度的分布必须非常均匀、平滑才行.

从 80 年代以来,激光光束的光滑化技术有了很大的发展. 先后发明了无规相位板技术 (random phase plates, RPP) [2], 诱生空间非相干技术 (induced spatial incoherence, ISI) [3] 和光谱色散光滑化技术 (smoothing by spectral dispersion, SSD) [4]. 因此,技术上的困难似乎可以解决. 但是,物理上的困难却给均匀压缩设置了极大的障碍. 这个物理上的困难给靶壳厚度提出了非常苛刻的要求:假如线压缩比要达到 30, 并且靶壳在爆炸的末期要想加速到足够高的速度的话,那么靶壳的厚度  $R$  就必须远小于靶丸的初始半径  $R_{init}$ .

对靶壳的苛刻要求是由于在有加速度的两种密度不同的流体界面存在瑞利 - 泰勒不稳定性所带来的. 这种不稳定性会把在靶丸的压缩过程中出现的任何不均匀性指数放大,从而造成压缩失败. 所以必须尽可能地减少激光辐照的不均匀和限制瑞利 - 泰勒不稳定性的发展时间.

“间接驱动惯性约束核聚变”是另一种驱动方案. 如图 7 所示,这种方案的主要思想是将核聚变靶置于黑洞腔靶 (hohlraum) 内,激光不再直接辐照靶丸,而是辐照黑洞腔靶壁. 腔壁将所吸收的激光能量转化为 X 射线,由这种强度极大的 X 射线辐照、压缩置于黑洞靶中心的氘氚

靶丸从而引发核聚变. 由于 X 射线辐照要比激光辐照均匀得多,因此可以避免流体不稳定性问题 [5].

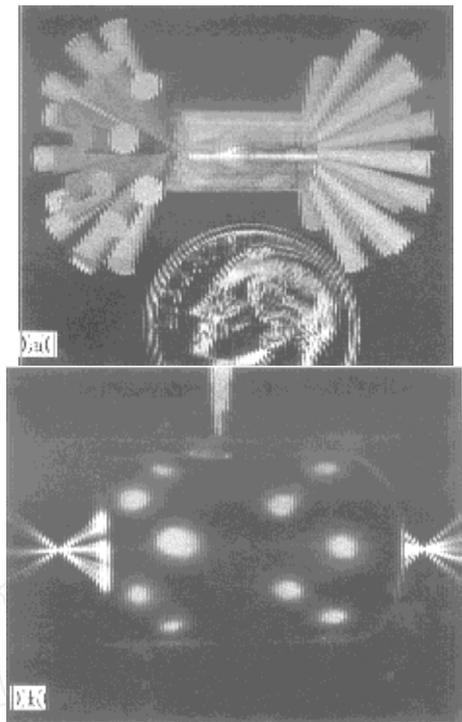


图 7

(a) NOVA 激光装置上用于间接驱动激光核聚变研究的黑洞腔靶; (b) 在激光辐照下的黑洞腔靶 (NOVA 的黑洞腔靶是直径为毫米量级的空心圆柱. 多路激光束从左右两端辐照在黑洞内的腔壁上,高效率地转化为 X 射线. 置于黑洞腔靶中央的氘氚燃料靶在 X 射线的均匀辐照、压缩下实现燃烧)

传统的惯性约束核聚变主要依赖对氘氚靶丸的均匀向心压缩、加热而产生的中心热斑来实现. 这一条件可以通过用多束激光直接或间接地辐照靶丸产生的快速、高度球对称的聚心内爆 - 压缩 - 热斑来达到. 惯性约束聚变对激光辐照的球对称性和均匀性有极高的要求,而且要求总能量为百万焦耳量级的巨型激光器才能实现输出能量大于输入能量 (增益  $> 0$ ) 的聚变. 这样的巨型激光器,如美国国家点火装置 (NIF) 目前正在建造之中. NIF 共有 192 路激光束,这个装置的占地面积将超过一个中型体育场,其总输出功率将高达 5 千亿千瓦 ( $5 \times 10^{14} \text{ W}$ ),这个功率大约相当于美国全国发电量

的 1000 倍！当然，由于激光输出是在极短的时间内完成的，所以，并不会对电网造成任何影响。造价预算高达 12 亿美元的 NIF 装置计划将于 2003 年建成。

我国德高望重的科学家王淦昌先生早在 60 年代初就想到了把激光与核物理研究相结合，并于 1964 年独立提出了惯性约束核聚变的概念，这在世界上是最早的惯性约束核聚变的建议之一<sup>[6]</sup>。在王淦昌先生的积极倡导和推动下，我国的科研人员从 60 年代起就将惯性约束核聚变作为发展高功率激光技术的主要方向，在惯性约束核聚变研究和高功率激光技术等方面取得了巨大的成就，先后建成了“六路装置”、“星光”、“天光”和“神光”等大型高功率激光装置。我国的巨型激光装置也将于下个世纪初建成并投入使用。

#### 4 “快点火”惯性约束核聚变的方案

针对以上“中心热斑”方案遇到的巨大困难，近年来，随着超短脉冲激光啁啾放大技术的重大突破，有人提出了“快点火”的技术方案<sup>[7]</sup>，即在聚变燃料被均匀压缩到最大密度时，将一束超短脉冲强激光 ( $10^{-11}$  s) 聚焦在靶丸表面 (光强  $> 10^{20}$  Wcm<sup>-2</sup>)，极高的有质动力在靶丸表面的等离子体的临界密度面上“打洞”，并将临界密度面压向靶芯的高密核。此时，在这个过程中产生的大量的 MeV 能量的超热电子穿透临界密度面射入高密核使离子温度迅速升温至点火所要求的 5—10keV 的高温并实现快速点火。图 8 为传统惯性约束“中心热斑”聚变与“快点火”聚变的示意图。可以这样形象



图 8 “快点火”激光核聚变原理示意图

- (a) 传统的中心热斑激光核聚变与柴油机的点火过程类似；
- (b) “快点火”激光核聚变与汽油机的点火过程类似

地比较这两个过程：传统的中心热斑激光核聚变过程与柴油机的点火过程类似，在压缩到一

定密度时,柴油会自动燃烧;而“快点火”激光核聚变过程则与汽油机的点火过程类似,当燃料被压缩到最高密度时,用电火花将其点燃。在“快点火”激光核聚变过程中,超热电子所起的作用就是电火花在汽油机中所起的作用。

“快点火”激光核聚变的概念涉及许多与高强度、超短脉冲有关的强场物理相互作用过程<sup>[8]</sup>。其中包括超短脉冲强激光与高密度等离子体的相互作用、高强度的超热电子流在高密等离子体中的产生和传输、在临界密度面附近的谐波产生、超强磁场的产生和所起的作用、与有质动力有关的效应、相对论自聚焦和成丝、超短脉冲强激光束的“打洞”和“隧道”效应等。

“快点火”方案的几个主要的物理过程如图9所示。首先用纳秒级长脉冲激光束对充满

氘、氚气体的空心靶丸进行高度对称的压缩,压缩后的靶丸中心的氘、氚气体的密度将达到其固体密度的1000倍以上( $> 300\text{gcm}^{-3}$ );第二步,用一束脉冲宽度约为100ps、聚焦光强为 $10^{18}\text{Wcm}^{-2}$ 的激光辐照压缩后的高密靶丸,这束聚焦的激光会将靶丸的临界密度面进一步压向中心,在高密靶丸上打出一个“洞”来。紧接着,用一束脉宽为10ps左右、聚焦光强为 $10^{20}\text{Wcm}^{-2}$ 的激光对靶芯部分进行快速点火:点火的激光束与靶芯的大密度梯度的高密等离子体相互作用,产生大量能量为MeV量级的超热电子<sup>[9]</sup>,超热电子流穿入高度压缩的靶丸并淀积在靶芯处的燃料中,靶芯附近燃料的局部温度迅速上升到点火温度,从而实现靶丸的“快点火”。

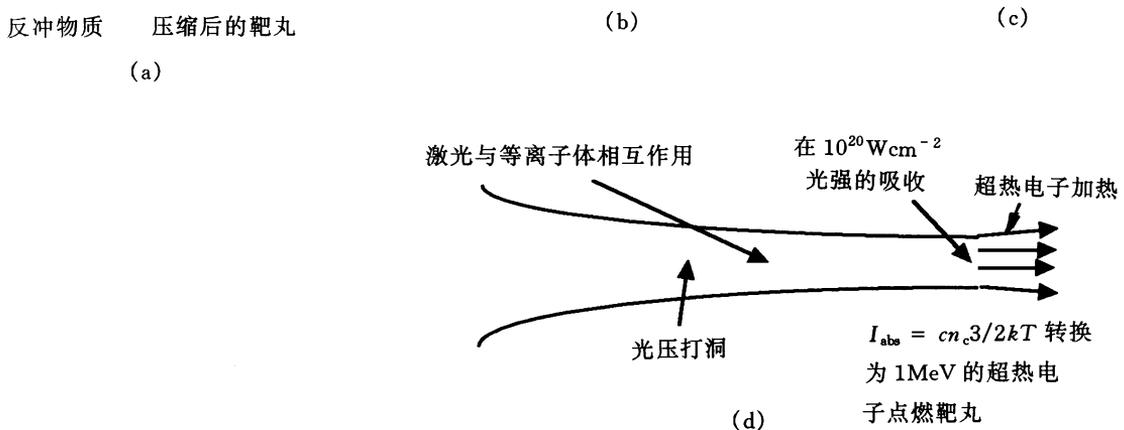


图9 快点火激光核聚变的几个主要物理过程的示意图  
(a)高压比压缩;(b)“打洞”激光束;(c)点火激光束;(d)“快点火”过程中的能量转换

实际上,正如图8(b)所示,“快点火”方案中的第二步中所用的100ps的激光脉冲与第三步中用的10ps激光脉冲在实际的实验中是一个整形后的激光脉冲。这个激光脉冲由一个100ps的前沿和一个10ps的尖峰组成。使用这种整形后的激光脉冲可以大幅度地降低实验难度。

由于“快点火”惯性约束聚变将压缩和点火这两个过程分开进行,因此可以大幅度降低对爆炸对称性和驱动能量的要求。在“快点火”方案中,初始压缩期仅要求达到高密度,并不要求高温,所以对长脉冲压缩激光的“光滑化”要求大幅度地降低了。超短脉冲强激光与压缩后

的高密等离子体相互作用,可以使激光能量高效地转换给 MeV 量级的超热电子,并进而高效地加热靶芯,实现点火,所以可以大幅度地降低对驱动能量的要求。目前的理论计算表明,“快点火”方案仅需要 10 万焦耳的激光能量就可以实现高增益的核聚变,比传统的中心点火方案对激光能量的需求低 10 倍。

当然,“快点火”方案目前还有许多物理问题和技术问题有待探讨和解决。由于“快点火”发生在对靶丸进行高度压缩达到很高密度的后期,对实际的激光装置有很高的要求。因此,在目前阶段,暂时还不具备进行“快点火”方案可行性判断的总体实验的条件。在这种情况下,如何对“快点火”方案进行合理的分解实验,对其中的许多物理过程和技术问题分别进行研究,以达到对这一方案的可行性进行判断的目的,是目前国际激光等离子体研究领域的重要目标。目前,“快点火”方案的分解实验主要有以下物理问题组成:(1)长脉冲激光对靶丸的对称压缩问题。在这个方面,由于有激光核聚变多年的研究基础,已经积累相当丰富的研究经验。一般认为,将靶丸压缩到“快点火”方案的第一阶段所要求的密度是目前的激光技术和制靶技术可以达到的。(2)超短脉冲强激光在高密等离子体中的吸收问题。这个貌似简单的问题其实包含着极其复杂的物理过程,对于不同强度、不同脉冲宽度的激光在不同密度等离子体中的吸收过程完全不同。庆幸的是,这个问题已经引起了广泛的注意和兴趣,国际上已有上百篇实验和理论的论文对此进行了广泛的研究。(3)“快点火”方案中超热电子的产生问题。这个问题在一定程度上与第二个问题有关联,但还包括另外的许多内容,诸如等离子体的密度、温度梯度对超热电子产额及能谱分布的影响、等离子体界面的真空加热、强场激光等离子体对电子的加速等。(4)“快点火”方案中超热电子在等离子体中传输问题。这个问题非常复杂,是目前国际上激光等离子体物理研究的一个热点问题。(5)超快激光等离子体中超强磁场的产生及其所起的作用的问题。超短脉冲强激光与等离子体相互作用

会产生极高强度的磁场,由于这个超强磁场对激光能量的吸收、超热电子的产生和传输都有极大的影响,已经引起了注意,但目前对这个问题的了解还远远不够。(6)“快点火”方案中的“打洞”问题。这是“快点火”方案中至关重要并倍受关注的一个问题。(7)“快点火”方案中超热电子在高密等离子体中的能量沉积问题。这个问题是决定“快点火”方案成败的关键问题之一。在这个方案中,携带 MeV 能量的超热电子对靶芯高密核所起的“引爆”作用与粒子在氢弹爆炸时所起的作用相同。但由于电子与粒子的根本区别,带来了超热电子在高密等离子体中能量沉积时特有的物理问题。(8)“快点火”方案中的核反应问题。目前,美国利弗莫尔国家实验室、英国卢瑟福实验室和日本大阪大学等单位正在加紧进行后 5 个分解实验,以求能尽快对这一方案从实验上进行可行性论证,并希望能对 NIF 的建造规划起到一定的指导作用。利用光学诊断的方法,超短脉冲激光在等离子体上的打洞现象已被实验所证实<sup>[10]</sup>。对于超短脉冲激光与固体靶相互作用产生的超热电子在高密等离子体中的加速和输运过程的研究,也取得了长足的进展<sup>[11]</sup>。

我国的激光核聚变高技术发展计划也对“快点火”方案给予了很高的重视,有关研究项目已经启动。

## 5 结束语

从原始人类学会用火到今天的百万年的时间里,化石能源给人类带来了辉煌的文明,随着化石能源的枯竭,人类呼唤着核聚变能源时代的早日到来。受控核聚变研究是一项重大的科学前沿课题,也是一项功在千秋的伟业,由于受控核聚变的燃料可以直接从海水中获得,而且聚变反应的产物是非放射性的,因此,受控核聚变的实现将会为人类提供取之不尽、用之不竭的洁净能源。对受控核聚变的研究始于本世纪的 50 年代,从那时起,在地球上实现受控核聚变就成了半个世纪以来人类所奋力追求的目的。

标,几代科学家在受控核聚变研究上付出了巨大的努力.在世纪之交的今天,历史把实现受控核聚变反应的重任交给了我们这一代青年人,让我们来一起努力吧!

谨以此文敬献我国惯性约束核聚变研究的奠基人——王淦昌先生.

### 参 考 文 献

- [ 1 ] T. Tajima, J. M. Dawson, *Phys. Rev. Lett.*, **43**(1979), 267.
- [ 2 ] Y. Kato, K. Mima, *Appl. Phys.*, **B29**(1982), 186.
- [ 3 ] R. H. Lehmborg, A. J. Schmitt, S. E. Bodner, *J. Appl. Phys.*, **62**(1987), 2680.
- [ 4 ] S. Supsky et al., *J. Appl. Phys.*, **66**(1989), 3456.
- [ 5 ] D. Kalantar et al., *Phys. Plasmas*, **4**(1997), 1985; E. Wolfrum et al., *Phys. Plasmas*, **5**(1998), 227.
- [ 6 ] 王淦昌, *原子能科学技术*, **22**(1988), 7.
- [ 7 ] M. Tabak et al., *Phys Plasmas*, **1**(1994), 1626.
- [ 8 ] Y. Zhang, J. Zhang, S. H. Pan et al., *Opt. Commun.*, **126**(1996), 85; Y. Zhang, J. Zhang, S. H. Pan et al., *J. Phys. D*, **30**(1997), 655.
- [ 9 ] J. Kmetec et al., *Phys. Rev. Lett.*, **68**(1992), 1527; P. Zhang et al., *Phys. Rev. E*, **57**(1998), R3746.
- [ 10 ] M. Zepf et al., *Phys. Plasmas*, **3**(1996), 3242.
- [ 11 ] M. H. Key et al., *Phys. Plasmas*, **5**(1998), 1968.

## 金属 - 有机物界面的偶极层 \*

侯 晓 远

(复旦大学应用表面物理国家重点实验室,上海 200433)

李 述 汤

(香港城市大学物理与材料科学系)

**摘 要** 利用光电子能谱研究了镁、金与 8-羟基喹啉铝( $\text{AlQ}_3$ )的界面.对于  $\text{Mg}/\text{AlQ}_3$  和  $\text{Au}/\text{AlQ}_3$  两种界面,费米能级到  $\text{AlQ}_3$  的最高占有轨道边的距离都约为 1.7eV,与金和镁的功函数无关.这一实验结果无法解释用  $\text{Mg}/\text{Ag}$  电极替代  $\text{Au}$  电极可以提高电子注入效率的实验事实.为此,在引入了界面偶极层后, $\text{Mg}/\text{AlQ}_3$  和  $\text{Au}/\text{AlQ}_3$  界面处有效势垒分别为 0.76eV 和 2.2eV,由此对上述实验事实给予较好的解释.

**关键词** 有机发光,电致发光,界面,偶极矩

### DIPOLE LAYER AT THE METAL / ORGANIC - MATERIAL INTERFACES

Hou Xiaoyuan

(Surface Physics Laboratory, Fudan University, Shanghai 200433)

Lee Shuitong

(Department of Physics & Materials Science, City University of Hong Kong)

**Abstract**  $\text{Au}/\text{AlQ}_3$  and  $\text{Mg}/\text{AlQ}_3$  interfaces have been investigated using ultraviolet photoelectron spectroscopy. For both interfaces, the difference between the Fermi Level and the highest occupied state of  $\text{AlQ}_3$  is around 1.7eV, which is independent of the work function of Mg and Au. This

\* 国家杰出青年基金资助项目

1998 - 07 - 17 收到初稿,1998 - 09 - 14 修回