

强激光 与等离子体的相互作用

胡昌信

(中国科学院力学研究所)

强激光与物质的相互作用是个包含多方面理论和实验研究内容的课题。它涉及到物理学和力学的许多重要分支,如激光物理、原子分子物理、非线性光学、等离子体物理、热力学、爆炸力学、断裂力学、物理力学等;同时它还要求设计一些新的实验方案和寻找特殊的探测方法。因此,任何一个专门学科都不可能包罗它或代替它,这就使得强激光和物质的相互作用这一领域会以其自身固有的特点而发展。

在应用方面,强激光与物质的相互作用又是与多种重大的工程技术相联系的,这些重大技术关键的突破,有可能引起工业发展和能源利用方面的一系列革新,甚至引起革命性的变化。激光工业加工、同位素分离、激光反导、模拟核爆炸、激光引发受控热核聚变等,无一不和强激光与物质的相互作用有深刻的联系。因此,研究强激光与物质的相互作用不论在学科上还是在工程应用上都有十分重大的意义。

在国际上,从第一台红宝石激光器在1960年问世后,只过了短短两、三年时间,就已经有人开始研究相互作用效应了。1963年,苏联的Басов和Крохин两人在巴黎召开的第三届国际量子电子学会议上首先公布了激光加热等离子体的理论研究结果^[1],可以作为这个领域研究工作的开端。而后,实验和理论研究不断深入,解释各种实验现象和实验规律的物理模型逐步完善。这些

式中 ω 为单位火花长度上的冲击电总能量; T 为冲击电流波动等值总长度; τ 为等值波头长度; $\beta = c_p/c_v$ 。

利用这种机械效应,我们可以进行电水锤破碎(图7)、电水锤加工(图8)等工艺,甚至可制造没有运动部件的电子锤泵等。

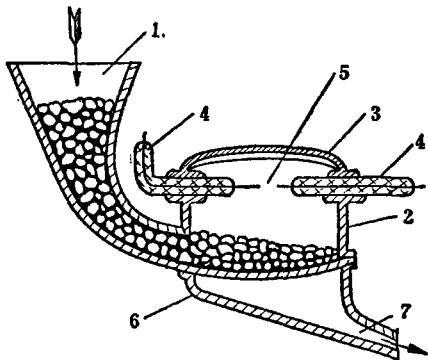


图7 电水锤破碎机

1. 进料漏斗 2. 外壳 3. 盖子 4. 电极 5. 工作火花间隙 6. 带有筛眼的底 7. 出口管

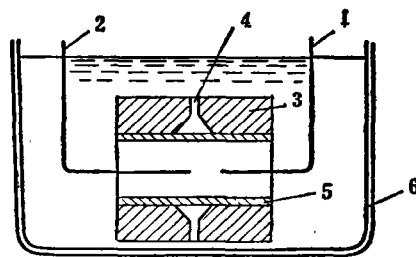


图8 带模具的电水锤成型原理

1、2. 电极 3. 模具 4. 气孔
5. 被加工金属管 6. 水槽

都说明对相互作用这一领域的研究既是不成熟的,而发展又是方兴未艾的,这就要求有更多的科学工作者投身其中,贡献自己的聪明才智。

在讨论强激光与物质的相互作用时,应该分别论述激光与气态、液态、固态、等离子态数种物质存在形态之间的相互作用。它的范围十分广泛,无法全面涉及。概括起来,大体上研究的基本问题是:强激光与气体介质的相互作用,主要是研究激光的大气传输和气体介质的光学击穿;强激光与液体和固体介质的相互作用,主要是研究透明介质中的非线性光学效应(如变频、散射、自聚焦等)和强激光辐射到非透明介质表面时的吸收现象和层裂破坏机理。

本文只围绕实现受控热核聚变的问题,略为详细地介绍电激励 CO_2 强激光与等离子体的相互作用。

等离子体是物质存在的第四种形态。研究强激光与等离子体的相互作用的最终目的是要解决人类的能源问题——受控热核聚变。现已探明,有可能实现受控反应的途径有三条:大型托卡马克装置的磁约束系统、脉冲激光器、高能电子束。已经确定,产生热核聚变反应所需的温度和压力范围大约是:温度 $T = 10^8 \text{K}$, 压力 $p = 10^{12}$ 巴。

1. 等离子体的产生和加热

用激光产生和加热等离子体的研究是从六十年代开始的。苏联和美国的科学家相继公布了他们的研究成果。

用强激光辐照固体核燃料氘(D)-氚(T)小粒靶时,小粒蒸发和电离,产生高温高密度的等离子体。等离子体吸收激光辐射的机构主要有二种:逆韧致辐射和反常吸收。等离子体中的电子由激光辐射直接加热,电子所获得的能量通过碰撞,再转移给离子,使离子的温度升高,这种等离子体吸收激光的机构叫做逆韧致辐射或韧致吸收。离子温度的升高对聚变反应截面起着决定性的作用。在激光功率不十分高时,逆韧致辐射是等离子体吸收激光的主要机构。分析表明,等离子体振荡频率 ν_p 由下式给出^[2]

$$\nu_p = 8.9 \times 10^3 n_e^{1/2} \quad (1)$$

n_e 是电子密度。 CO_2 激光波长为 10.6 微米,相应的光频 $\nu = 3 \times 10^{13}$ 秒⁻¹,若令 $\nu = \nu_p$,则得到截止电子密度 $n_c = n_{cc} = 10^{19} \text{cm}^{-3}$ 。

若等离子体中的电子密度 $n_e \geq n_{cc}$,则激光不能穿入。因此,为使激光能加热等离子体,必须使 $n_e < n_{cc}$,此时经典的韧致吸收系数为^[3]

$$\alpha = \frac{0.6}{\theta_e^{3/2}} \cdot \frac{n_e}{n_{cc}} \quad (2)$$

θ_e 是以千电子伏表示的电子能量。

等离子体对 CO_2 激光 10.6 μ 的吸收系数比对钽玻璃的要小 100 倍。在 $\theta_e = 3 \text{KeV}$, $n_e = n_{cc}$ 时, α 约为 0.1 厘米⁻¹ 的数量级。这比金属对激光的吸收要低得多。典型金属的 α 约为 10^4 — 10^5 厘米⁻¹。因此,单纯的韧致吸收机构对加热等离子体至聚变温度是不行的。幸而实验指出,在很高的激光功率密度下($I \geq 10^{12}$ 瓦/厘米²),由于等离子体的不稳定振荡而引起了反常吸收,反常吸收大大提高了等离子体的温度。通常可将等离子体的不稳定性过程分为三类:静电不稳定性、电磁不稳定性、相对论效应不稳定性。当激光功率密度超过相应阈值时,反常吸收变得很显著。在讨论激光引发热核聚变时,其功率密度要高于反常吸收阈值,因此可认为发生很强的吸收作用。此时,等离子体对强激光基本上是“黑”的,亦即全部激光功率均被吸收。

目前,国外对韧致吸收的研究比较完整,理论也比较成熟。但是对极高功率密度下的反常吸

收机制则在理论和实验两方面都研究得很不充分,是今后应该加强的。

在高功率激光辐照下,聚变材料在极短时间内可以形成高密度等离子体。但是迄今产生自由电子和离子的机理仍不清楚。因为激光光子的能量远小于原子或分子的电离能,直接的光电离不可能发生。为了解释这种实验结果,提出了多光子吸收、杂质影响和表面效应等多种机理。目前以多光子电离比较为人们所接受。但一个原子或分子要吸收几个至几十个光子才能电离。这个问题还没有较成功的理论分析和计算。因而,激光辐照产生等离子体的机理,特别是多光子效应,还有待于今后深入研究。

2. 激光辐照 D-T 靶后对靶材的反冲压缩

不论由于何种吸收机构,在等离子体吸收激光能量后,要发生两种效应。这就是等离子体的温度升高和随之产生强冲击波。采用一定的流体动力学模型和计算方法,可以对等离子体的温升和冲击波强度进行估算。

Floux^[4] 等人按经典吸收理论对固体靶材的分析,认为等离子体的温度 T 与激光功率密度 I 的 $2/3$ 次方成正比。

$$T = 3.64 \times 10^{-7} I^{2/3} \quad (3)$$

这个结果在功率密度不十分大时已为实验所证实,式中 I 以尔格/秒·厘米²表示。如在 $I = 10^{12}$ 瓦/厘米² = 10^{19} 尔格/秒·厘米²时,计算温升 $T = 1.7 \times 10^6$ K, 实测 $T = 2 \times 10^6$ K, 二者相当符合。由(3)式,要达到 10^8 K 的热核聚变温度,所需的最小功率密度约为 10^{15} 瓦/厘米²。当然在 I 极高时,由于反常吸收效应显著,(3)式的计算结果会出现很大的偏差。

等离子体由于迅速吸收激光能量而猛烈膨胀,巨大的反冲压力会在介质中产生冲击波,冲击波的扰动将等离子体吸收的能量带到静止固体 D-T 靶中去,使之变热和离化。被加热的等离子体表面由于反冲作用而产生的高压为^[3]

$$p = 1.6\theta \frac{n_i}{n_c} \text{ (兆巴)} \quad (4)$$

θ 是以千电子伏表示的等离子体温度, n_i 为等离子体密度。在 $n_i = 5 \times 10^{22}$ 厘米⁻³ 的固体密度时,若温升为 10^6 K 的数量级,即 $\theta = 0.1$ KeV,由(4)式得 $p = 800$ 兆巴 = 8×10^8 巴。这就是反冲压力所能达到的数量级。

3. 多路激光向心聚爆压缩

虽然反冲压缩能达到 10^8 巴以上这样高的压强,但对热核聚变所要求的 $p = 10^{12}$ 巴来说,还是远为不够的,必须寻找另外的增加压力的方法。后来, Teller 和 Nuckolls^[5] 等人受到了天体物理学成就的启发,提出了崭新的见解。

众所周知,位于太阳中心参加热核反应的氢的同位素氘和氚的电子密度为液体的 10^4 倍,达 $n_e = 5 \times 10^{26}$ 厘米⁻³,此时电子处于费米简并态,其最小压力为 10^{12} 巴。为了将等离子体的压力提高到太阳中心产生热核反应的压力,必须进一步压缩等离子体,提高等离子体的密度。在太空星体中,极高密度的等离子体是靠四周的巨大的均匀压缩力维持的,如太阳中心和白矮星便是。因此,能否从四面八方同时均匀压缩等离子体使之达到极大的密度呢?正是基于这一设想,导致了“多路激光向心辐照引发热核聚变”理论的出现^[5]。这个理论的梗概是:利用经过适当整形的多路脉冲激光同时从四面八方辐照氘氚小球或球壳。一方面由于韧致吸收和反常吸收,产生一个反冲压缩波向等离子体内渗透,其压力可达 10^8 巴;另一方面,在多路激光同时向心会聚的过程中,初

始脉冲会使小球表面均匀地汽化、消融。消融产生的离子迅速向外膨胀,附加一个更加强大的反冲力,使小球内层压缩和加热。这就是所谓激光向心会聚压缩作用。通过冲击波的反冲压缩和向心爆炸压缩,可将压力提高至 10^{12} 巴,小球被压至费米简并态。激光可由 10 个脉冲组成一个序列,适当控制波形,可以使各个脉冲产生的压缩效应同时在中心会聚,使小球的线度压缩至原来的 $1/20$,从而密度提高 8000 倍,达 4×10^{26} 厘米⁻³。目前,美苏等国都在竞相开展多路激光向心聚爆方面的研究工作。

4. 燃料的点火和燃烧

如果 D-T 小球在高温时发生自加热而不需外界供给能量,甚至向外馈送能量的话,这就是材料的点火和燃烧。对于最易达到点火条件的燃料是等量的 D-T 混合物,即 $n_D = n_T$ 。我们定义实验室条件下的“得失相当”条件为:加入的热能 W_H 等于由反应释放出来的聚变能 W_F ,即 $W_H = W_F$ 。显然,在平衡态时,单位体积内必须供给的热能为

$$W_H = \frac{3}{2} n_0 (\theta_e + \theta_i) = 3n_0 kT \quad (5)$$

$n_0 = n_D + n_T$ 为 D-T 混合物的总密度, $\theta_e = \theta_i = kT$ 为等离子体温度。为求聚变反应释放出来的能量,考虑聚变反应^[6]



1n_0 为一个中子, Q 为一次 D-T 反应所释放出来的能量,实验得到 $Q = 17.6$ MeV。在密度为 $n_D = n_T = \frac{1}{2} n_0$ 的等离子体中, D-T 反应的总数为 N ^[7], 则

$$N = \int_V \int_{\tau} \frac{1}{2} n_D \cdot n_T \langle \sigma v \rangle dt dV \quad (7)$$

V ——等离子体体积, τ ——等离子体存在时间, σ ——微分反应截面, v ——按马克斯威尔分布的离子速度,相关参数 $\langle \sigma v \rangle$ 表征了聚变几率。对于 D-T 聚变反应, Post 给出^[6]

$$\langle \sigma v \rangle = 2.6 \times 10^{-12} T_i^{-2/3} \exp[-18.76 T_i^{-1/3}] \text{ 厘米}^3 \cdot \text{秒}^{-1} \quad (8)$$

式中 T_i 是离子温度,单位为 KeV, 当 $kT_i = 10$ KeV 时,由给出的曲线查得 $\langle \sigma v \rangle = 2 \times 10^{-16}$ 厘米³·秒⁻¹。 $\langle \sigma v \rangle$ 只与离子温度 T_i 有关,因此由(7)式得单位体积内的聚变数

$$N = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} n_0 \right)^2 \langle \sigma v \rangle \tau = \frac{1}{8} n_0^2 \tau \langle \sigma v \rangle \quad (9)$$

单位体积内由 D-T 反应释放出的聚变能

$$W_F = N \cdot Q = \frac{1}{8} n_0^2 \tau \langle \sigma v \rangle \cdot Q \quad (10)$$

设释放出的能量 W_F 与加入的热能 W_H 之比为能量增益系数 G , 则

$$G = \frac{W_F}{W_H} = \frac{\frac{1}{8} n_0^2 \tau \langle \sigma v \rangle \cdot Q}{3n_0 kT} = \frac{n_0 \tau \langle \sigma v \rangle Q}{24kT} \quad (11)$$

此式可写成 Lawson 判据的形式

$$n_0 \tau = \frac{24GkT}{\langle \sigma v \rangle \cdot Q} \quad (12)$$

上式右端只与温度有关,在 $kT = 10$ KeV 时,由 $G = 1$ 的得失相当条件得出

$$n_0 \tau = 6.8 \times 10^{13} \text{ 秒/厘米}^3 \quad (13)$$

这就是我们通常说的 Lawson 判据数,与 Lawson^[8]本人在 1957 年得到的 $n_0\tau = 10^{14}$ 秒/厘米³ 相当一致。

Brueckner 从 Lawson 判据出发,给出了聚变点火所需单路激光器的最小热能 $W_{H_{\min}}$,与此同时还给出了等离子体的反应时间 τ 和 D-T 小粒丸的半径 r ,相应的表达式为^[3]:

$$W_{H_{\min}} = 4 \times 10^{21} \frac{G^3}{n_0^2} \text{ 焦耳} \quad (14)$$

$$\tau = 6.4 \times 10^{13} \frac{G}{n_0} \text{ 秒} \quad (15)$$

$$r = 6.4 \times 10^{21} \frac{G}{n_0} \text{ 厘米} \quad (16)$$

由(14)式可见,输入给 D-T 小球靶的最小热能与能量增益系数 G 的三次方成正比,而与燃料密度 n_0 的平方成反比。因而,提高密度 n_0 ,可以有效地降低输入激光能量。对于固体密度 $n_0 = 5 \times 10^{22}$ 厘米⁻³。为获得实验室条件下的得失相当,则 $W_{H_{\min}} = 1.6 \times 10^6$ 焦耳,同时可以算得 $\tau = 1.28 \times 10^{-9}$ 秒, $r = 0.13$ 厘米。考虑到激光能量的耦合效率后,要求输出激光能量达 10^7 焦耳。这样大能量的脉冲器件,是目前难以达到的。但是,若利用多路激光向心辐照,使 D-T 球靶得到极大的向心压缩,则最小能量可以大为下降,因此,千焦耳级的激光能量在实验室条件下获得得失相当的前景将是有所希望的。

但是,如果希望得到能量增益,比如 $G = 100$,则必须增大多路激光器中每路激光的输出能量,使靶球受到目前可达到的最大压缩,密度提高 8000 倍, $n_0 = 4 \times 10^{26}$ 厘米⁻³,则所需的最小热能 $W_{H_{\min}} = 2.5 \times 10^4$ 焦耳,相应的激光能量约为 10^5 焦耳,这种器件在不久的将来也是可以实现的。

5. 激光聚变的现实应用问题

当前可能实现受控热核聚变反应的激光器件只有钕玻璃和 CO₂ 两类。利用聚变反应所释放出来的能量发电,需要经过几个能量转换过程。首先是由电能转换成激光能,效率为 G_L ;其次是由激光能变成加热靶球的热能,若反常吸收显著,耦合效率甚高,假设激光能量被全部吸收转换成热能;第三是由激光引发聚变反应而释放出聚变能,增益系数为 G ;最后由释放的能量转换发电,效率为 G_e 。于是发电站的净电能增益系数 G_e (得到的电能与泵浦激光电能之比)

$$G_e = G_L \cdot G \cdot G_e$$

其中设 $G_e = 40\%$ 是发电站的效率,对所有激光器都是一样的,若 $G = 100$,由此得 $G_e = 40G_L$ 。对于钕玻璃激光器

$$G_L = 1\% \text{ 故 } G_e < 1$$

对于电激励 CO₂ 激光器

$$G_L = 25\% \text{ 得 } G_e = 10$$

看来钕玻璃激光器对于实际应用来说,可能是没有价值的。因为要有电能增益, G 至少应达 1000,根据(14)式,此时所需的最小能量约为 2.5×10^7 焦耳。尽管如此,此时的净电能增益也只有 4 倍。从经济上讲,最终也许是不合算的。所以,有希望得到实际应用的激光聚变反应器件,眼前只有 CO₂ 合适。某些化学激光器和碘分子激光器,从功率和效率两方面看,也有可能作为聚变反应器件。但这两种类型器件还处于初始研究阶段。不过,由于目前钕玻璃激光器输出的脉冲能量最大,所以在实验室用以产生得失相当条件,以检验各种理论模型还是十分有价值的。

正是由于实验室研究和实际应用的同等重要性,美国对钕玻璃和 CO₂ 激光器受控热核聚变的

方案正在分头进行研究。据一些刊物报道, Livermore 实验室研究以钽玻璃器件为主, 型号命名为“NOVA”的激光系统, 估计在 1979 年可投入运转, 共 20 路, 输出 10^{14} — 2×10^{14} 瓦。又报道 Los Alamos 实验室正在进行 CO_2 激光聚变的研究。型号命名为“Antares”的激光系统, 1978 年可达到万焦耳, 到 1982 年估计 72 路输出, 能量可达 10^5 焦耳, 脉宽 1 毫微秒, 功率亦达 10^{14} 瓦^[9]。

在激光引发核聚变的研究方面, 苏联是起步最早的, 现在和美国处于不相上下的地位。美刊报道, 在 Лебедев 物理研究所, 型号命名为“Дельфин”的钽玻璃激光系统, 预计今年达到 216 路输出 10^4 焦耳, 功率 10^{13} 瓦^[10]。

参 考 文 献

- [1] Basov, N. G. and Krokhin, O. N., Quantum Electronics Proceedings of the Third International Congress, Paris 1963 Conference, Chapter 8 (1963), 1373.
- [2] Spitzer, L., 完全电离气体的物理学, 科学出版社 (1959).
- [3] Brueckner, K. A., 1972. Apr. 21, KMS Fusion Inc., KMSF-NP5. 见“国外激光”1973 年第 5 期(增刊) 62 页。
- [4] Floux, F., etc., *Physics of Fluids*, 13, 2 (1970), 386.
- [5] Nuckolls, J., etc., *Nature*, 239, 5368 (1972), 139.
- [6] Post, R. F., *Rev. Mod. Phys.*, 28, 3 (1956), 338.
- [7] Floux, F., *Nuclear Fusion*, 11, 6 (1971), 635.
- [8] Lawson, J. D., Proceedings of the Physical Society, Section B, 70 (1957), 6.
- [9] *Laser Focus*, October (1977), 30.
- [10] *Laser Focus*, February (1977), 18.

[上接 33 页]

可选而检验和建立适合于具体构造特点的力学模型。这是一个基础性工作。另外, 要结合典型的构造体系与具体的地区来研究构造运动的特征和进行动力学分析; 探索构造变形场和应力场与矿产分布的关系, 应力状态对于矿物、油、气迁移和富集的关系, 提出寻找盲矿体的途径等等。

(4) 地震的孕育、发生和震后效应的力学过程的研究。结合我国地震的特点, 研究地质体断裂力学和地震破裂过程, 地震能量的来源和积累过程, 地震前后变形场和应力场的变化, 以及地震震中的迁移规律, 为地震预报服务, 并进而为控制地震打下基础。

(5) 全球构造运动的动力学分析。探讨各种力源、天文因素所造成的全球构造变形场和应力场, 进行地球内部物质运动的热动力学研究, 从而解决地球构造运动的动力来源问题。

(6) 构造动力学中的反演理论和计算问题。构造动力学的分析, 既不应该也不可能等待把地质体的本构关系、深部构造情况等搞清楚以后再来进行。我们被迫在原始资料不完整和不精确的情形下, 反过来寻找造成构造形迹的动力来源。所采取的方法是根据所能得到的实际资料, 在实验结果的指导下, 选取地质体的力学参数和深部构造分布, 并允许它们在合理的范围内变化。将分析的结果和尽量多的实际资料进行对比, 可以反过来帮助我们判定深部的岩性、构造以及推动力的合理范围。在数学上提出了多参变量随机数据输入的反演计算问题。

以上简单地介绍了构造动力学在国民经济和基础理论方面的重要意义、它的大致情况和有待解决的力学问题。由于地质现象十分复杂, 未知的因素很多, 进行力学分析的工作是比较困难的。然而, 现在地质和地震工作者已积累了大量的实际资料, 又有高速计算机的有力工具, 这都给力学工作者创造了良好的条件。在国外转过来进行构造动力学的力学工作者日益增多, 而在国内从事这一学科工作的人现在还寥寥无几, 很需要有更多的力学工作者参加进来, 尽快地发展这一学科。