激光压缩玻壳靶的计算结果

徐至展 沈文达 张文琦 潘仲雄

(中国科学院上海光学精密机械研究所) (上海科学技术大学)

利用我们所提出的一维拉格朗日编码^[1],对激光聚爆的全过程进行了数值计算,研究了若干物理因素的影响。重点是当前实验中广泛研究*的充氘氚的玻璃球壳,另外也对氘氚冰-玻璃双层球壳聚变靶作了初步计算。我们采用的一维模型,在物理上,考虑了靶元素的电离状态;给出了有关激光吸收的几种处理方式;计及了三种辐射跃迁过程;较细致地考虑了量子力学简并效应对电子系统的压力、内能和各种输运系数的修正;对于电子和离子的热传导,引入可调节参数的热流限制条件;并考虑了靶的复合结构,给出适当的边界条件及间断面上的连接条件。在计算方法上,采用预估校正的跳点显式差分格式,对能量方程进行数值解。

我们取得了如下的一些主要计算结果:

1. 表 1 列出了激光压缩充气玻壳靶的两个示例计算。为了与实验比较,靶球和激光的输出参量取已有确定实验结果^[2,3]的数值。计算时,以被靶净吸收的激光能量的测量值为输入参量,采用全吸收的处理方式。从表 1 可以看到,我们的计算结果与实验测量值(主要是 T_{fi} 和 $N_{n(14.07)}$)相符。

表 1 示例计算与实验比较(充氘氚气体, 10atm)

物理量 示例	P_L (W)	τ_L (ps)	激光波形	R (μm)	ΔR (μm)	$C_{\max}$	T_{fi} (KeV)	T_{fo} (KeV)	t_l (ps)	$N_{n(14.07)}$
A(计算)	4×10^{11}	45	方	27.5	0.7	-10^3	2.36	1.81	207	5×10^7
A(实验)	4×10^{11}	45	方	27.5	0.7	-10^3	2.5	—	—	2×10^7
B(计算)	2×10^{12}	40	高斯	50	0.8	-8×10^4	-4.0	-3.4	254	1.8×10^9
B(实验)	2×10^{12}	40	高斯	50	0.8	—	3—4.5	—	—	-10^9

注: P_L ——激光功率; τ_L ——激光脉宽(FWHM); R ——玻壳靶外半径; ΔR ——玻壳厚度; $C_{\max}$ ——气体部分最大体压缩比; t_l ——玻壳向心聚爆时间; $N_{n(14.07)}$ ——氘氚反应产生的能量为 14.07 MeV 的中子数目。

图 1 给出了靶球(示例 A)的各拉格朗日壳层的径向坐标随时间运动的流迹即 $R \sim t$ 图。在计算中,我们将玻壳分为 32 份网格,壳内气体分成 12 份网格。图形表明,在强激光作用下,玻壳外层由于加热、消融而向外部真空中迅速膨胀飞散;其内层作向心会聚运动,并使球壳内的氘氚气体压缩。玻璃和气体交界面的向内推进,经历加速、匀速和减速的阶段。当达到聚爆时间 t_l ($\sim 207\text{ps}$)时,其向心运动将被高温高密度气体的压力所阻止,跟着就是整个等离子体的稀疏运动。图 1 反映了激光压缩充气玻壳靶全过程的物理图象。图中还标出了临界电子密度面的位置 R_c 随时间运动的径迹。

本文 1978 年 8 月 2 日收到。

* 徐至展等,激光核聚变的物理模型及数值解,第四届全国激光学术报告会,1978. 7.

<https://engine.scichina.com/doi/10.1360/csb1979-24-2-63>

图1 靶球的各拉格朗日壳层的径向位置的流迹,即 $R \sim t$ 图,
虚线为临界密度面的运动径迹,即 $R_c \sim t$ 图

2. 两种聚爆类型的比较。模拟计算表明,激光驱动玻壳靶的聚爆可分为较强聚爆和较弱聚爆两类。若靶面上的激光辐照强度为 ϕ_T , 单位靶质量所吸收的平均激光能量为 ϵ_a , 则较强聚爆满足条件: $\phi_T > 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 和 $\epsilon_a > 0.1 \text{ J/ng}$; 较弱聚爆满足条件: $\phi_T < 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 和 $\epsilon_a < 0.1 \text{ J/ng}$ 。对于功率为 $10^{11} \sim 10^{12} \text{ W}$ 的近期激光压缩实验,小靶(直径 $< 100 \mu\text{m}$, 壁厚 $< 1 \mu\text{m}$)属于较强聚爆;大靶(直径 $> 100 \mu\text{m}$, 壁厚 $> 1 \mu\text{m}$)属于较弱聚爆。表2列出了两种类型计算的典型示例。显然,在较强聚爆时,向内推进的速度和加速度都较大(量级分别为 $\langle \dot{R}_{12} \rangle > 10^7 \text{ cm/sec}$, $\ddot{a}_{12} > 10^{17} \text{ cm/sec}^2$)。当壳层减速并被阻滞时,玻壳动能可有效地转变为中心气体的内能,因而气体的离子被加热到较高的温度,相应地也有较高的中子产额。在较弱聚爆时,壳层向内推进较缓慢($\langle \dot{R}_{12} \rangle \sim 5 \times 10^6 \text{ cm/sec}$; $\ddot{a}_{12} \lesssim 10^{16} \text{ cm/sec}^2$), 气体部分的离子温度($< 1 \text{ keV}$)和中子产额都较低。计算也表明,较强聚爆的聚爆时间很短,一般 $t_f \gtrsim (100 \sim$

表2 两种聚爆类型的示例计算
充 $DT: \rho_{f0} = 2 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$, 10 atm

序 号	1	2	3	4	5
靶 $\phi(\mu\text{m})$	55	55	55	100	110
$\Delta R(\mu\text{m})$	0.35	0.70	0.70	4.0	3.6
激光 $E_s(\text{J})$	3.4	6.8	3.4	20	20
$\tau_L(\text{ps})$	45(方波)	45(方波)	45(方波)	1000(高斯)	1000(高斯)
$\phi_T(\text{W/cm}^2)$	4×10^{15}	8×10^{15}	4×10^{15}	6.4×10^{14}	5.3×10^{14}
$\epsilon_a(\text{J/ng})$	0.46	0.46	0.23	0.072	0.066
$t_f(\text{ps})$	124	148	207	1085	1100
$\langle \dot{R}_{12} \rangle(\text{cm/sec})$	2×10^7	1.7×10^7	1.2×10^7	4.2×10^6	4×10^6
$\ddot{a}_{12}(\text{cm/sec}^2)$	5×10^{17}	3.1×10^{17}	3×10^{17}	2.2×10^{16}	1.4×10^{16}
$\dot{R}_{12\text{max}}(\text{cm/sec})$	3.5×10^7	2.8×10^{17}	2×10^7	7.8×10^6	7.5×10^6
$T_{fi}(\text{keV})$	4.72	3.80	2.40	0.46	0.42
C_{max}	712	2×10^3	-10^3	1050	720
$N_{H(14,07)}$	4.2×10^8	2.5×10^8	5×10^7	1.1×10^8	6×10^8
$N_{H(2,45)}$	1.2×10^6	7.8×10^5	2.4×10^5	2.0×10^2	1.2×10^2

E_s ——被靶净吸收的激光能量; τ_L ——激光脉冲全宽。

300)ps; 而较弱聚爆的时间为 ~ 1 ns, 故激光驱动大靶的弱聚爆实验, 允许采用 ns 宽度的激光脉冲。然而, 要产生玻壳靶的强聚爆, 则要求 ns 的窄脉冲。例如, 对于直径为 $110\text{ }\mu\text{m}$ 、壁厚 $3.6\text{ }\mu\text{m}$ 的充气玻壳靶, ns 脉宽的激光能量为 (50—100) J, 若净吸收能量为 (10—20) J, 则 $\phi_T \sim (2\text{—}5) \times 10^{14}\text{ W/cm}^2$, $\varepsilon_a \sim (0.035\text{—}0.07)\text{ J/ng}$ 。实验所测得的数据表明*, 玻壳向内推进的平均速度约为 $\sim 5 \times 10^6\text{ cm/sec}$, 体压缩量级 $\sim 10^2$, 中心 X 光发光区弱, 当充以氙气时, 未测量到中子。而相应的计算给出: 聚爆时间 $t_i \sim 1.1\text{ ns}$, 壳层向内推进平均速度为 $\langle \dot{R}_{12} \rangle \sim 4 \times 10^6\text{ cm/sec}$, 气体温度 $\sim (0.3\text{—}0.4)\text{ keV}$, 体压缩为几百倍, 氙氙反应的中子数量级 $N_{n(2,45)} \sim 10^2$, 低于仪器可探测下限。

3. 电子热传导速率的影响。激光能量在 $n_e \leq n_{ec}$ (n_{ec} 为临界电子密度) 范围内被吸收后, 通过电子热传导而扩展到整个消融区并输运到靶内部。近几年的研究^[4,5]已指出, 存在着对电子热流的反常抑制。在计算中, 通过调节限流因子 β_e 和 β_i 的取值, 可确定反常热传导的量级及其对总体的影响。我们的数值模拟表明: 调节 β_i , 计算结果没有显著变化, 这是与离子热导远比电子热导次要这一事实相符合; 然而, β_e 的取值对聚爆却有重要影响, 大量示例的计算表明, 为了得到与实验(主要指 N_n , T_{fi} 和 $C_{\max}$ 等)一致的计算结果, 电子热导限流因子的取值应比经典值 (~ 0.6) 小一个量级以上, 一般 β_e 取 $0.03\text{—}0.05$, 这一结论与近年来关于电子反常热传导的理论和实验研究的结果相一致。

4. 激光脉冲波形的影响。表 3 列出了在相同的激光能量、脉宽 (FWHM) 和靶的参量条件下, 三种不同的激光脉冲波形对聚爆影响的计算结果。计算表明, 激光所驱动的充气玻壳靶

表 3 激光脉冲波形对充气玻壳靶聚爆影响的示例计算
聚爆参量: $\phi_T = 4 \times 10^{15}\text{ W/cm}^2$, $\varepsilon_a = 0.24\text{ J/ng}$; 强聚爆类型

脉 冲 波 形	T_{fi}	$\langle \dot{R}_{12} \rangle$	$C_{\max}$	$N_{n(2,45)}$
方 波	2.0	-1×10^7	1600	2×10^7
尖 峰 波	2.14	-1×10^7	1728	6.5×10^7
高 斯 波	2.07	-1×10^7	2040	5×10^7

的强聚爆, 与可以获得超高压缩^[6](达到固体密度的千倍以上) 的等熵压缩模式不同, 对脉冲整形要求较低, 脉冲波形的改变并不使结果发生显著变化, 实验中可以采用诸如高斯波形等未专门整形的脉冲。

5. 玻璃-氙氙冰双层球壳靶计算。如果将玻壳内的高压氙氙气体冷凝成冰层或液膜而附着在玻壳的内表面上, 就能形成这种双层空心壳靶, 如图 2 所示。近年来, 已开始对这种靶进行激光聚爆实验^[7]。测量证实, 在冷冻前充气压相当高的低温靶与对应的具有相同燃料质量的常温充气靶相比, 其中子产额要高, 一般可以提高一个量级以上。表 4 列出了我们的数值计算结果。在计算中, 氙氙的充气压、靶及激光的参量与实验条件相同, 计算结果表明, 与未冷凝的充气靶相比, 低温靶的中子产额确可提高近十倍。另外, 计算还表明, 对于这种双层空心壳靶, 可以有更高的压缩, 氙氙冰可望压

图 2 玻璃-氙氙冰双层球壳靶

* 上海光学精密机械研究所, 多束激光辐照球形靶的实验研究, 第四届全国激光学术报告会, 1978. 7.

表4 玻璃-氘氚冰双层球壳靶与充气氘玻壳靶比较的示例计算

 E_L : 50J; 脉冲波形: 方波; τ_L : 0.21ns; E_e : 9J

物理量 \ 类型	低温玻璃-冰双层球壳靶	常温充气氘气体玻壳靶
$R_{\text{壳}}(\mu\text{m})$	32	32
$\Delta R_{\text{壳}}(\mu\text{m})$	1.3	1.3
$\Delta R_{\text{冰}}(\mu\text{m})$	1.1	—
$\rho_{f0}(\text{g}/\text{cm}^3)$	0.21(液体)	$2.2 \times 10^{-2}(110\text{atm})$
$T_{fi}(\text{keV})$	1.3	0.9
$\rho_{f\text{max}}(\text{g}/\text{cm}^3)$	30.0	3.3
$N_{\text{e}}(14,07)$ (计算)	2.5×10^6	3.0×10^5
$N_{\text{e}}(14,07)$ (实验)	$(3-9) \times 10^6$	$(1-3) \times 10^5$

缩到其液体密度的 100 倍以上。这种冷凝的靶,在压缩的早期,不会像充气靶那样,由于易获得熵而产生阻挡壳层向内推进的较显著的背景气体压力,从而影响最终的压缩度。例如,对于表 4 中的示例靶的情形,充气靶的玻璃-燃料界面可以推进到初始半径约 1/5 处,然而低温靶的玻璃-冰层界面却可以推进到约 1/10 初始半径处。这种靶对于激光脉冲整形应有一定要求,以便能过渡到近似等熵的高密度压缩模式,另外应当调节冰层厚度或冷凝前的氘氚充气压,使其达到最佳的聚爆状态。

参 考 文 献

- [1] 徐至展、沈文达、潘仲雄、张卫生,上海科技大学学报, 1978, 1: 14.
- [2] Campbell, P. M., et al., ν - γ -研究, 4(1977), 4: 134.
- [3] Ahlstrom, H. G., ν - γ -研究, 4(1977), 4: 1.
- [4] Malone, R. C., et al., *Phys. Rev. Lett.*, 34 (1975), 721.
- [5] Ripin, B. H., et al., *Phys. Rev. Lett.*, 34 (1975), 1313.
- [6] Nuckolls, J. et al., *Nature*, 239 (1972), 139.
- [7] Henderson, T. M. et al., *Laser Interaction and Related Plasma Phenomena*, Plenum, New York, vol. 4A, 1977, 305.