

惯性约束 · II
(受控热核聚变导论 · 第九章)

郑 坚

中国科学技术大学核科学技术学院

2023–2024 第二学期

提要

驱动器与驱动方式

驱动器

驱动方式

点火

点火热斑状态
参数中心点火方案
的热斑能量学中心点火方案
的主要困难

改善措施

聚变增益

小结

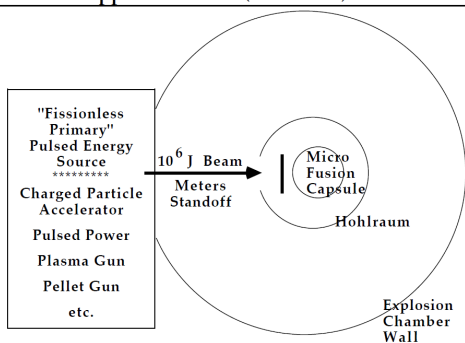
① 驱动器与驱动方式

② 点火

③ 聚变增益

④ 小结

Micro-fusion approach to IFE (1959-1960)



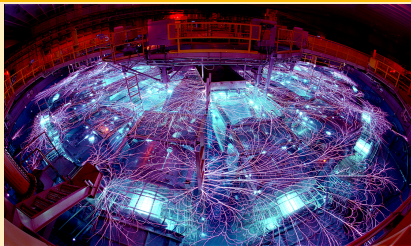
惯性约束聚变作为大科学工程，其实现方式与驱动器密不可分，体现了科学、技术与工程的统一：

- 驱动惯性约束聚变的物理思想会促进人们发明/发展新的驱动器；
- 新的驱动器会则会促使人们提出实现惯性约束聚变的新思路。

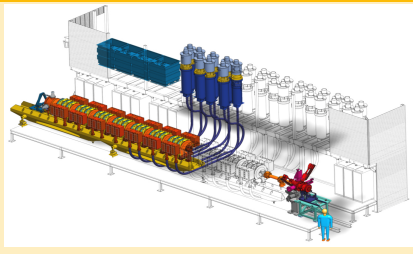
脉冲激光器



电磁驱动器



重离子加速器

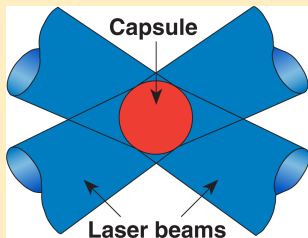


驱动器

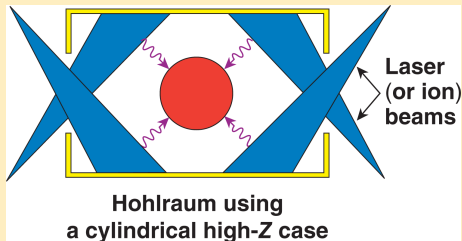
高功率驱动器是 ICF 研究的前提条件，主要有三种

- 脉冲激光器：用于激光聚变，研究最深入，已实现点火；
- 电磁驱动器：用于Z-箍缩聚变，研究比较深入，距离点火目标尚远；
- 重离子加速器：用于重离子束聚变，研究最浅。

直接驱动



间接驱动

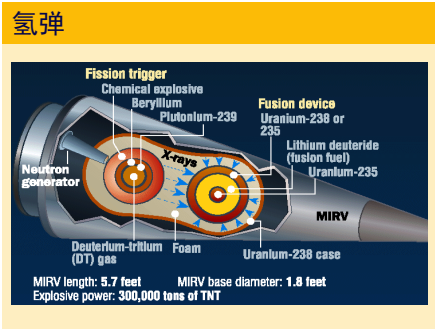
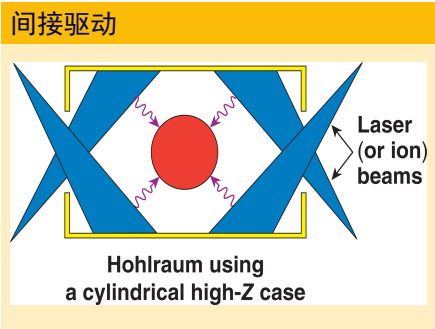


驱动方式

惯性约束聚变主要有两种驱动方式：

- **直接驱动**：驱动器输出的能量形式直接与聚变靶丸耦合；
- **间接驱动**：驱动器输出的能量形式经过转换再与聚变靶丸耦合。

惯性约束聚变主流研究方向是间接驱动为，因为间接驱动方式与热核武器有密切联系。

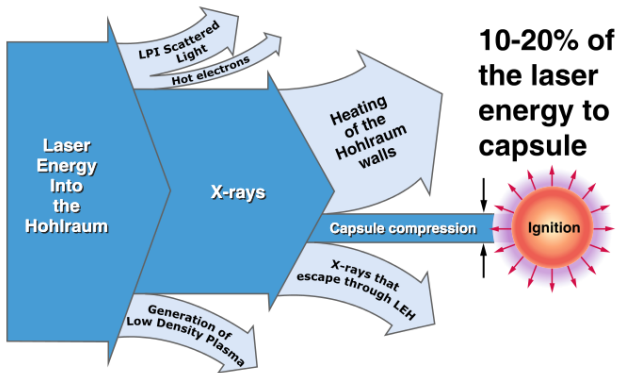
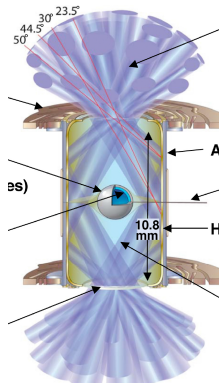


间接驱动与热核武器之间的关系：性质相同，量上接近 (于敏先生语)

- 热核武器的初级使用 DT 燃料助爆^a，以提高裂变燃料的燃烧效率：DT燃料发生聚变类似中心点火；
- 热核武器的初级和次级之间通过辐射场耦合，类似间接驱动；
- 热核武器的次级需要形成热核燃烧波才能大量释放能量，类似惯性约束聚变产生能量增益。

^a 助爆，英文 boost。DT 聚变产生的 14.1 MeV 的中子比裂变中子更容易引发裂变反应，可有效提高燃料的燃烧，减少燃料装量，是武器小型化的关键之一。在美国设计的各型核弹头中，曾经有 15 种出现过严重问题，都与助爆型初级有关。

^b 大约 80% 的裂变能转换为辐射能。



激光间接驱动

- 激光能量仅有 10 – 20% 左右能耦合到靶丸，仅有不到 1% 的能量耦合到聚变燃料，能量耦合效率低下。需要达到 100 倍以上聚变增益才能用于聚变能，而如此高的增益难以实现。
- 间接驱动靶的结构复杂，价格昂贵。难以作为聚变能的靶型。
- 高功率脉冲激光器的运行频率很低，仅若干次/天。难以作为聚变能的驱动器。

激光间接驱动已经实现点火，适用于武器相关的研究。

摘要

驱动器与驱动方式

驱动器

驱动方式

点火

点火热斑状态参数

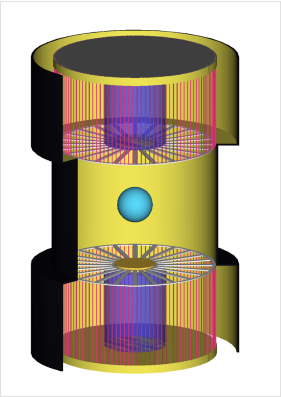
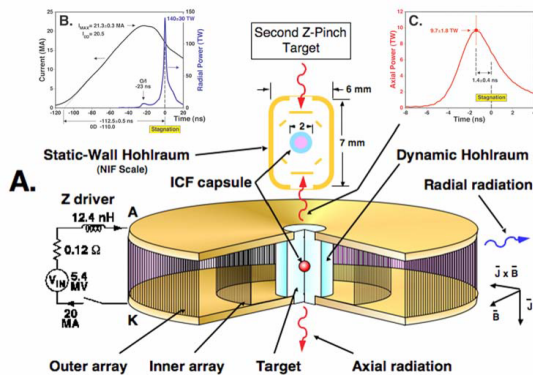
中心点火方案的热斑能量学

中心点火方案的主要困难

改善措施

聚变增益

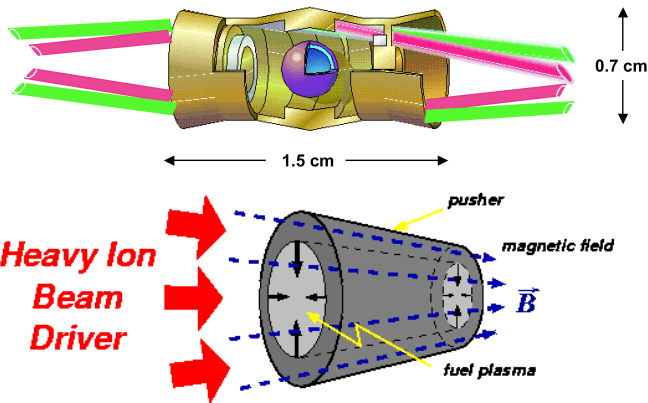
小结



电磁间接驱动

电磁驱动的一种方式Z-箍缩：脉冲大电流放电产生很强的安培力，可将载流的丝阵加速到很高的速度。丝阵物质的动能转换为x-射线辐射场后，实现间接驱动。Z-箍缩可产生高功率X-射线，有望在裂变-聚变混合堆方面发挥作用。

Ion Beams \Rightarrow *x-rays* X-rays symmetrize in *hohlraum*



重离子束驱动

利用脉冲强流重离子束驱动惯性约束聚变，可采用直接或者间接驱动方式。重离子束驱动的优点：
(1) 电能转换为离子束能量的效率高；(2) 重复频率高；(3) 终端组件的核屏蔽相对简单。

提要

驱动器与驱动方式

驱动器

驱动方式

点火

点火热斑状态参数

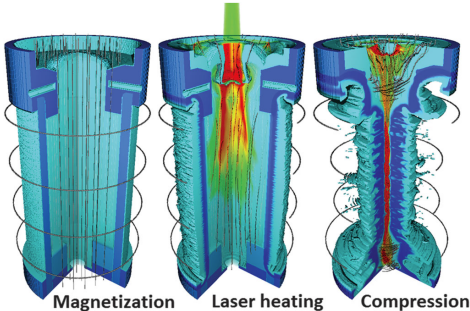
中心点火方案的热斑能量学

中心点火方案的主要困难

改善措施

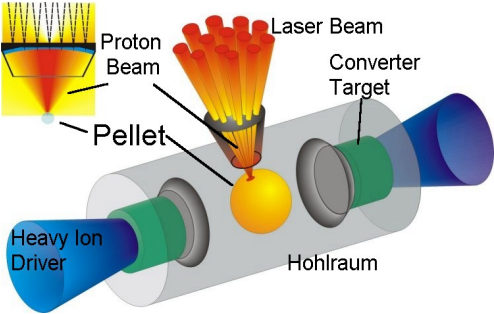
聚变增益

小结



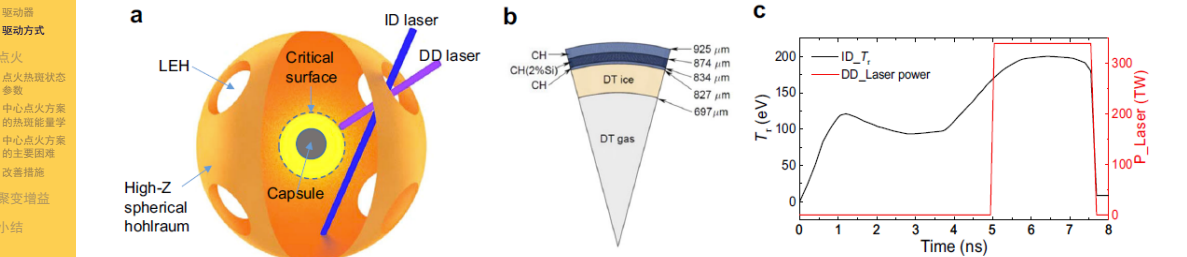
激光辅助加热的 Z-箍缩

将 Z-箍缩和激光加热结合起来，可以大幅度提高聚变中子产额。



激光辅助加热的重离子束驱动

超短高强度激光脉冲可以产生超短强流质子束，加热重离子束间接驱动的聚变燃料。



中国学者贺贤士等人提出混合驱动方式。采用混合驱动，可有效提高内爆压强，降低流体力学不稳定性的危害^a。在提高内爆压强方面，该方案得到了实验验证^b。图摘自文献^b。

^a X. T. He et al, Phys. Plasmas **23**, 082706 (2016).
^b J. Yan et al., Nature Communications **14**, 5782 (2024).

由于驱动能量的限制，惯性约束聚变需要首先实现点火。点火发端于一小部分燃料——[热斑](#)。热斑中的燃料首先发生聚变反应，产生的 α 粒子能够将冷燃料加热至聚变所需要的高温，从而使聚变燃料整体充分燃烧，实现能量增益。热斑需要满足以下基本条件，

热斑的基本条件

- 热斑燃料温度 $> 5 \text{ keV}$;
- 热斑燃料面密度 $> 0.3 \text{ g/cm}^2$;

假定热斑是半径为 r_h 的实心球，热斑达到点火条件所需要的能量为

$$E_h = \frac{4\pi}{3} r_h^3 \left(\frac{3}{2} n_e T_h + \frac{3}{2} n_D T_h + \frac{3}{2} n_T T_h \right) = 4\pi r_h^3 n_h T_h,$$

这里 n_h 是热斑中的原子核数密度。热斑的质量密度为

$$\rho_h = n_e m_e + n_D m_D + n_T m_T = 2.5 m_a n_h, \tag{1}$$

这里 $m_a = 1.66 \times 10^{-24}$ g 是原子质量单位。于是热斑燃料的能量可以表示为温度、密度以及面密度的函数

$$E_h = \frac{8\pi(\rho_h r_h)^3 T_h}{5m_a \rho_h^2} = 4.84 \times 10^5 \frac{(\rho_h r_h)^3}{\rho_h^2} T_h \text{ [J]}. \tag{2}$$

在数值计算时，面密度单位为 g/cm²，密度单位为 g/cc，温度单位为 eV。

假定驱动器形成热斑的能量效率为 η , 即 $E_h = \eta E_{driver}$, 那么热斑的质量密度为

$$\rho_h = \sqrt{\frac{8\pi(\rho_h r_h)^3 T_h}{5m_a \eta E_{driver}}}. \quad (3)$$

热斑的压强为

$$p_h = 2n_h T_h = \frac{8\sqrt{2\pi}}{5\sqrt{5}} \frac{(\rho_h r_h T_h / m_a)^{3/2}}{(\eta E_{driver})^{1/2}}. \quad (4)$$

热斑的质量为

$$M_h = \frac{4\pi}{3} r_h^3 \rho_h = \frac{5m_a \eta E_{driver}}{6T_h}. \quad (5)$$

点火热斑的特征状态

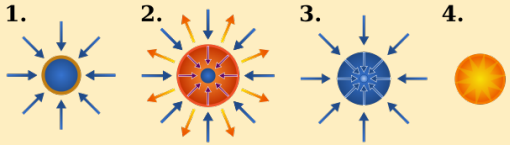
假设激光与热斑之间的能量耦合效率为 0.65%, 激光的能量为 1.8 MJ, 那么

- 热斑能量, 11.7 kJ;
- 热斑密度, 75 g/cc;
- 热斑压强, 2.9×10^{11} bar;
- 热斑质量, 20 μg ;
- 热斑半径, 40 μm 。

根据形成点火热斑的不同方法，点火大致可分为两种方案：

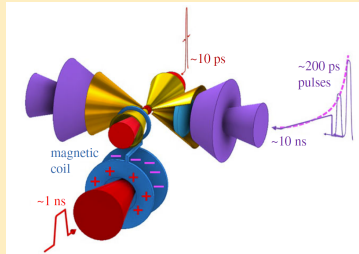
中心点火

点火热斑的形成完全依赖于球对称内爆压缩过程的压强做功



快点火

点火热斑的密度来自内爆压缩，温度来自强流高能电子束/离子束的快速加热



中心点火方案热斑的能量增益和损失

中心点火方案中，热斑有两个主要能量获得途径

- 压强做功 Q_p ；
- α 粒子加热 Q_α ；

热斑有两个主要能量损失途径

- 韧致辐射损失 Q_b ；
- 电子热传导损失 Q_T ；

形成点火热斑的要求

热斑温度不断上升，才有可能点火，即

$$\frac{dT}{dt} \propto Q_p + Q_\alpha - Q_b - Q_T > 0. \quad (6)$$

内爆时，压强对热斑做功的功率为

$$Q_p = 4\pi r^2 p u_{\text{imp}}. \quad (7)$$

这里 p 是热斑的热压强， u_{imp} 是冷燃料的内爆速度。利用 DT 燃料在高温时的状态方程

$$p = 0.8\rho T/m_a,$$

那么有

$$Q_p = 3.2\pi \frac{(\rho r)^2}{\rho} \frac{T}{m_a} u_{\text{imp}}.$$

典型内爆做功功率

当 $\rho r = 0.3 \text{ g/cm}^2$, $\rho = 75 \text{ g/cc}$, $T = 5 \text{ keV}$, $u_{\text{imp}} = 350 \text{ km/s}$, 有 $Q_p = 2.0 \times 10^{14} \text{ W}$ 。

提要
驱动器与驱动方式
驱动器
驱动方式
点火
点火热斑状态参数
中心点火方案的热斑能量学
中心点火方案的主要困难
改善措施
聚变增益
小结

热斑燃料的约束时间在 10^{-10} sec 量级，只要热斑温度不高于 10 keV，热斑燃料因为聚变反应而导致的消耗是可以忽略的，因此我们近似有

$$Q_{\alpha} = \frac{0.16\pi\epsilon_{\alpha}}{3m_p^2} f_{\alpha} \frac{(\rho r)^3}{\rho} \langle \sigma v \rangle = 3.4 \times 10^{34} f_{\alpha} \frac{(\rho r)_{\text{g/cm}^2}^3}{\rho_{\text{g/cc}}} \langle \sigma v \rangle_{\text{cm}^3/\text{sec}} [\text{W}]. \tag{9}$$

特征参数下， α 粒子的理想(即 $f_{\alpha} = 1$)加热功率如下表所列，

$T(\text{keV})$	4	5	6	7	8	9	10
$\langle \sigma v \rangle (10^{-17} \text{cm}^3/\text{sec})$	0.60	1.4	2.6	4.2	6.2	8.6	11.4
$\rho(\text{g/cc})$	75	75	75	75	75	75	75
$\rho r(\text{g/cm}^2)$	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3
$Q_{\alpha}^{\text{max}} (10^{14} \text{W})$	0.73	1.7	3.2	5.1	7.6	11	14

典型 α 粒子加热功率

当 $\rho r = 0.3 \text{ g/cm}^2$ ， $\rho = 75 \text{ g/cc}$ ， $T = 5 \text{ keV}$ ，有 $Q_{\alpha} = 1.7 \times 10^{14} \text{ W}$ 。

◀ ◻ ▶ ◀ ◻ ▶ ◀ ≡ ▶ ◀ ≡ ▶ ≡ ↺ 🔍 ↻

热斑燃料还会通过热传导损失能量。热传导损失为

$$Q_T = \int_V [-\nabla \cdot (\kappa \nabla T)] d^3r = - \oint (\kappa \nabla T) \cdot d\mathbf{s}.$$

假定热斑是球对称的，我们有

$$Q_T = 4\pi r^2 \kappa \frac{\partial T}{\partial r}.$$

对于高温等离子体，一般采用 Spitzer-Härm 热导系数，

$$\kappa_{\text{SH}}[(\text{sec} \cdot \text{cm})^{-1}] = 1.91 \times 10^{21} \frac{T^{5/2}}{\ln \Lambda}.$$

这里 $\ln \Lambda$ 是库伦对数，

$$\ln \Lambda = 22.36 + \frac{3}{2} \ln T - \frac{1}{2} \ln n.$$

在自相似情况下，温度分布可以表示为如下形式，

$$T(r, t) = f(t)[1 - r^2/r_f^2(t)]^{2/5}$$

其中 $r_f(t)$ 是热波波前的半径，它是时间的函数。那么

$$\begin{aligned} Q_T &= -4\pi r^2 \kappa_0 T^{5/2} \frac{\partial T}{\partial r} \\ &= \frac{16\pi}{5} r_f \kappa_0 T_0^{7/2} (r/r_f)^3 (1 - r^2/r_f^2)^{2/5}. \end{aligned} \quad (11)$$

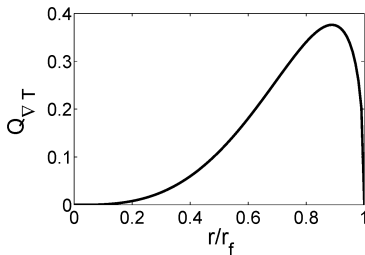
这里 $T_0 = T(r=0)$ 。

热流在 $r/r_f = \sqrt{15/19} = 0.89$ 附近达到极大，极大值为

$$\begin{aligned} Q_T^{\max} &= \frac{16\pi}{5} \left(\frac{15}{19}\right)^{3/2} \left(\frac{4}{15}\right)^{2/5} r_f \kappa_0 T_0^{7/2} \\ &= 1.26 \times 10^3 r_f \frac{T_0^{7/2}}{\ln \Lambda} [\text{W}]. \end{aligned} \quad (12)$$

将热传导损失进行空间平均，

$$\langle Q_T \rangle = \frac{\int_0^{r_f} Q_T 4\pi r^2 dr}{\int_0^{r_f} 4\pi r^2 dr} = 0.64 Q_T^{\max}. \quad (13)$$

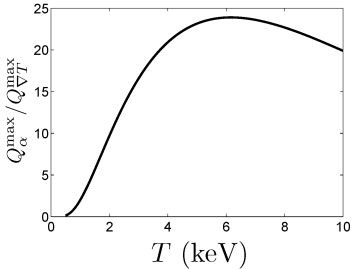


热传导损失的空间分布。

将 α 粒子的理想加热功率 Q_{α}^{\max} 与热斑的最大损失功率 Q_T^{\max} 进行比较

$$\frac{Q_{\alpha}^{\max}}{Q_T^{\max}} = 3.4 \times 10^{29} (\rho r)^2 \ln \Lambda \frac{\langle \sigma v \rangle}{T^{7/2}}.$$

当面密度为 $\rho r = 0.3 \text{ g/cm}^2$ 时，比值在 $T = 6 \text{ keV}$ 附近达到极大值，极大值约为 24。



特征参数下热斑的聚变加热功率和能量损失功率

ρ (g/cc)	ρr (g/cm ²)	T (keV)	τ_{α}	M (μg)	E_H (kJ)	f_{α}	Q_{α} (10 ¹² W)	Q_b (10 ¹² W)	Q_T^{\max} (10 ¹² W)
60	0.1	5	0.50	1.2	0.67	0.55	4.3	4.8	3.0
60	0.2	5	1.0	9.3	5.4	0.76	47	39	6.0
60	0.3	5	1.5	31	18	0.84	170	130	9.0

点火热斑能量损失以轫致辐射为主，热传导损失不到轫致辐射损失的 10 %。

提要

驱动器与驱动方式

驱动器

驱动方式

点火

点火热斑状态参数

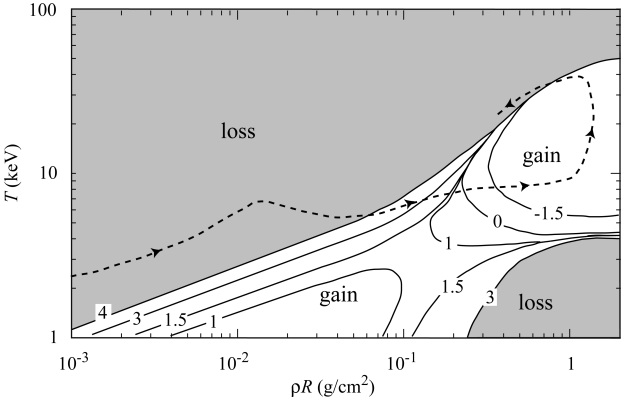
中心点火方案的热斑能量学

中心点火方案的主要困难

改善措施

聚变增益

小结



热斑能量平衡方程 $Q_p + Q_\alpha = Q_b + Q_T$ 在 $(\rho r) - T$ 平面内的曲线。当 $u_{imp} > 1.1 \times 10^7 \text{cm/s}$ 时，燃料的温度和 ρr 值可上升至聚变反应显著、 α 粒子可加热燃料的区域，从而实现点火。虚线是数值模拟的内爆轨迹。

这里 P_s 和 R_s 是滞止时刻热斑的压强以及主燃料的半径。

Betti等人通过辐射流体力学模拟，发现中子产生的时间波形接近于高斯函数【见右上图】，其半高全宽度 τ_{sim} 与近似公式(14)呈很好的线性关系【见右下图】，

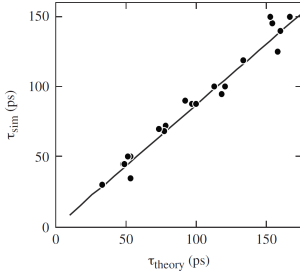
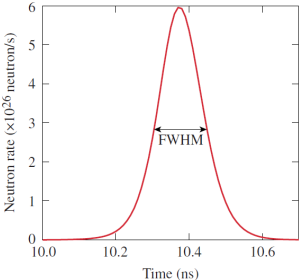
$$\tau_{sim} = 0.87\tau_{Betti}$$

因此也可以利用(14)估算热斑的约束时间。[R. Betti *et al*, Phys. Plasmas 17, 058102 (2010).]

热斑约束时间

假定热斑半径为 $40\mu\text{ m}$ ，内爆速度为 370 km/s ，那么热斑的约束时间近似为

$$\tau_h \sim 0.87\tau_{Betti} \sim 94\text{ps}.$$



提要

驱动器与驱

动方式

驱动器

驱动方式

点火

点火热斑状态

参数

中心点火方案

的热斑能量学

中心点火方案

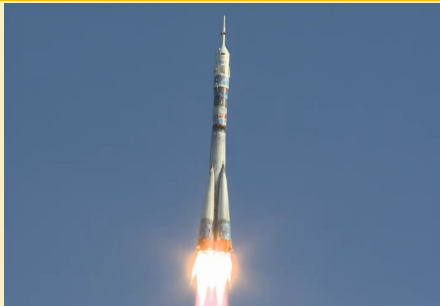
的主要困难

改善措施

聚变增益

小结

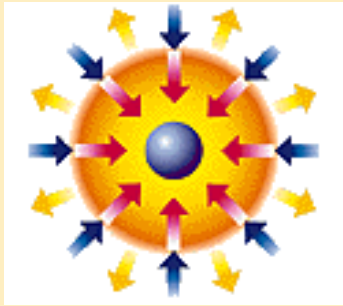
火箭



喷射高温燃气推动火箭上升

尾焰温度约 1 eV

内爆



加热物质，使之向外高速膨胀，
推动剩余物质内爆

等离子体温度约 3 keV

提要

驱动器与驱动方式

驱动器

驱动方式

点火

点火热斑状态参数

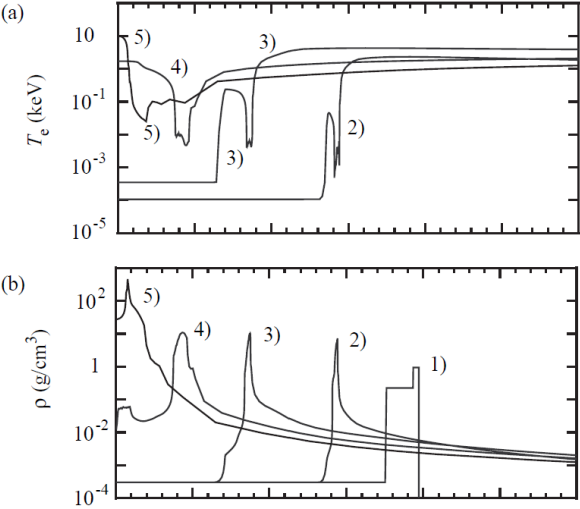
中心点火方案的热斑能量学

中心点火方案的主要困难

改善措施

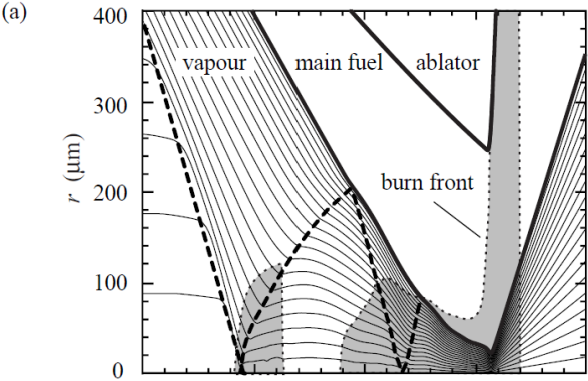
聚变增益

小结

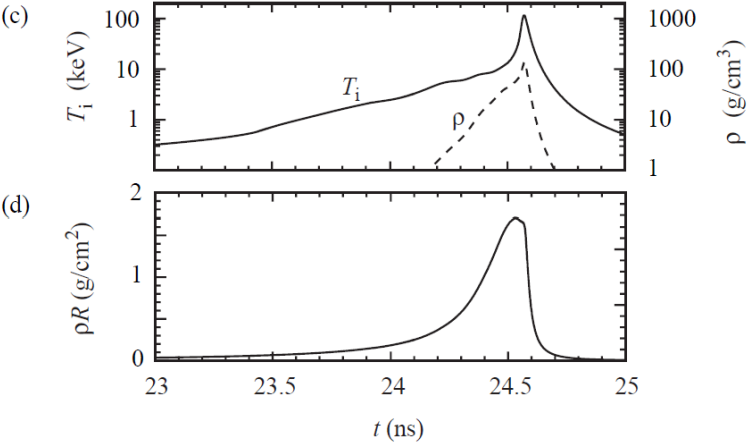


内爆过程的流体力学模拟

- 提要
- 驱动器与驱动方式
 - 驱动器
 - 驱动方式
- 点火
 - 点火热斑状态参数
 - 中心点火方案的热斑能量学
 - 中心点火方案的主要困难
 - 改善措施
- 聚变增益
- 小结



燃料滞止过程的模拟



燃料滞止过程的参数演化

- 提要
- 驱动器与驱动方式
 - 驱动器
 - 驱动方式
- 点火
 - 点火热斑状态参数
 - 中心点火方案的热斑能量学
 - 中心点火方案的主要困难
 - 改善措施
- 聚变增益
- 小结

为了进一步刻画热斑，近期人们提出燃烧等离子体条件(burning plasma condition)，即 α 粒子加热的能量超过压强做功提供的能量，

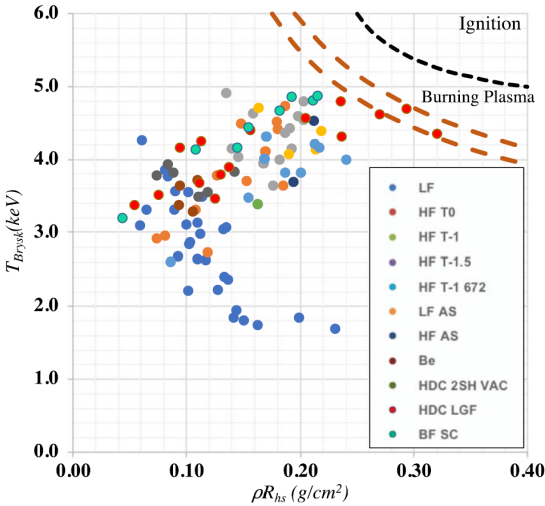
$$\int_0^{t_m} f_\alpha Q_\alpha dt \geq - \int_0^{t_m} p dV,$$

其中 t_m 是热斑体积达到最小的时刻。通过对热斑参数作适当的假定，燃烧等离子体条件为

$$7.4 \times 10^{25} f_\alpha (\rho R)_{\text{hs}} \frac{\langle \sigma v \rangle}{T_{\text{hs}}} > u_{\text{im}}.$$

其中各物理量的单位分别为 keV、g、cm 和 s^a。

^a O. A. Hurricane et al, Plasma Phys. Control. Fusion **61**, 014033 (2019).



NIF 点火实验结果、燃烧等离子体条件以及点火条件。黑色虚线为点火条件 $f_{\alpha} Q_{\alpha} = Q_b + Q_T$ ；褐色虚线为燃烧等离子体条件，分别对应的内爆速度为 370 km/s 和 430 km/s。^a

^a O. A. Hurricane et al, Plasma Phys. Control. Fusion **61**, 014033 (2019).

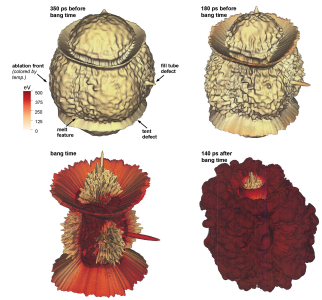
中心点火方案面临的主要问题

内爆速度高，达到 3.5×10^7 cm/s:

- 主燃料在内爆阶段的加速度大，流体力学不稳定性(瑞利—泰勒)的增长率高，烧蚀变得粗糙，并影响主燃料内界面的粗糙度；
- 主燃料在滞止阶段的加速度大，流体力学不稳定性(瑞利—泰勒)增长率高，主燃料内界面在内爆阶段出现的缺陷急剧放大，热斑发生严重的混合，导致点火失败。

流体力学不稳定性的发展，将从三个方面影响热斑的品质:

- 主燃料在内爆过程中获得的动能在滞止阶段不能有效地转化为热斑的内能，热斑压强难以提高；
- 烧蚀层物质因为不稳定性发展混入热斑，增加了热斑的韧致辐射损失，增加了点火的困难；
- 热斑有效表面积会远远大于 $4\pi r^2$ ，热传导损失显著高于理想情况的损失，增加了点火的困难；



辐射流体模拟给出的滞止阶段烧蚀面的轮廓，摘自 D. S. Clark, et al., Phys. Plasmas **23**, 056302 (2016)。

措施一

提高激光与靶丸的能量耦合效率

- 降低腔靶的充气气压，减少入射激光的反射率；
- 适当增加靶丸表面积，提高靶丸吸收的能量；
- 减小腔靶激光注入口尺寸，降低辐射场损失；

摘要

驱动器与驱动方式

驱动器

驱动方式

点火

点火热斑状态参数

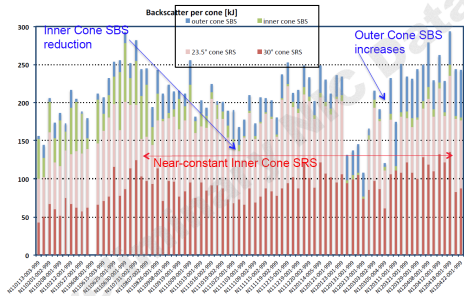
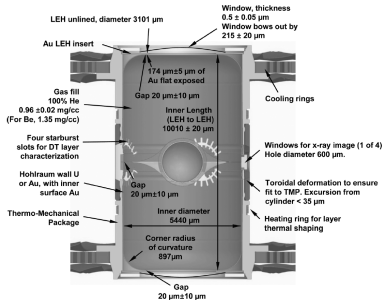
中心点火方案的热斑能量学

中心点火方案的主要困难

改善措施

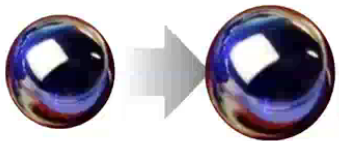
聚变增益

小结



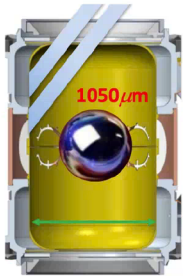
NIC 阶段的点火实验，腔靶充气密度为 0.9 mg/cm^3 ，接近 20% 的激光能量被等离子体反射。现在腔靶充气密度降至 0.3 mg/cm^3 ，激光反射率降低至 6% 左右。

910 μm -> 1100 μm
capsule



增加靶丸尺寸，提高靶丸能量吸收。

3.65 -> 3.1 mm LEH

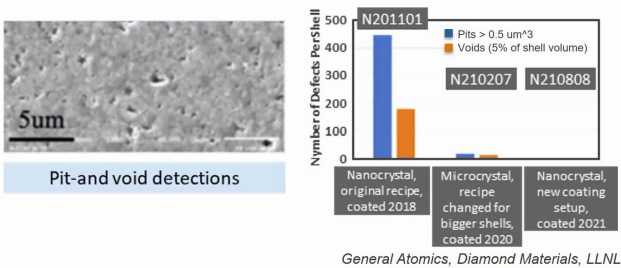


减小激光注入口，减少腔靶辐射损失。

措施二

抑制流体力学不稳定性的发展，降低混合。

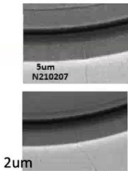
- 提高靶丸质量，减少流体力学不稳定性发展的种子；
- 减小充气毛细管直径，减少流体力学不稳定性发展的种子；
- 采用新的激光脉冲，适当提高熵增，降低流体力学不稳定性增长率；



采用新的制靶工艺，减少靶丸的缺陷，降低不稳定性发展的种子^a。

^a J. L. Kline, presentation for IFSA 2021.

5μm -> 2μm
fill tube



减小充气管的直径，降低其影响。

摘要

驱动器与驱动方式

驱动器

驱动方式

点火

点火热斑状态参数

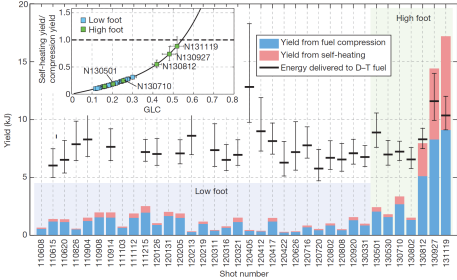
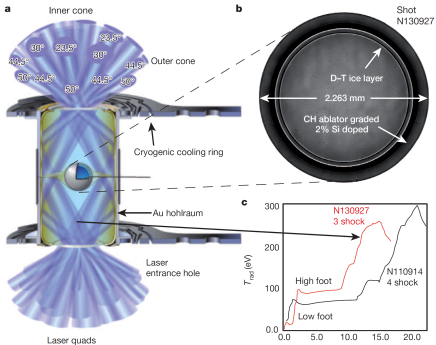
中心点火方案的热斑能量学

中心点火方案的主要困难

改善措施

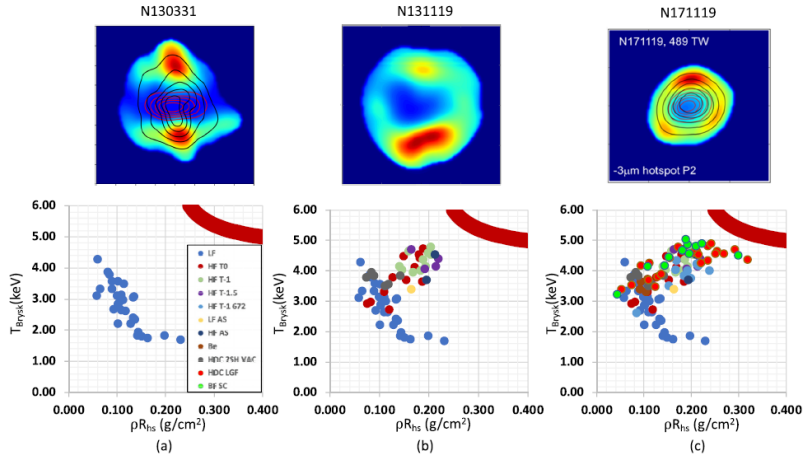
聚变增益

小结



2013年，美国科学家采用所谓的 high foot 脉冲，大大提高了聚变中子产额，其中心思想就是降低流体力学不稳定性的增长率，减少热斑混合。但付出的代价是增加了主燃料的熵增，降低了主燃料的密度和面密度^a。

^a O. A.Hurricane, et al., Nature **506**, 343–348 (2014).



NIF点火实验的主要改进历程^a: (a) 低熵增 $\alpha \sim 1.6$, 流体力学不稳定性发展严重; (2) 中等熵增 $\alpha \sim 1.8 - 2.8$, 中子产额显著上升; (3) 采用低密度充气腔, 降低激光等离子体相互作用; (4) 采用高密度碳作为烧蚀层材料, 缩短激光脉冲。

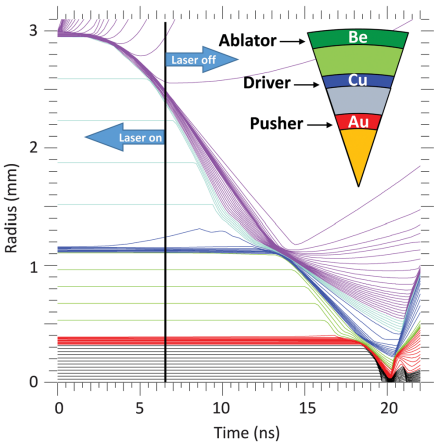
^a O. A. Hurricane, Phys. Plasmas 26, 052704 (2019).

措施三

对燃料施加保温层，降低韧致辐射损失。

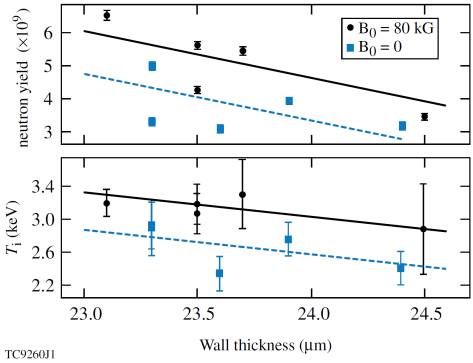
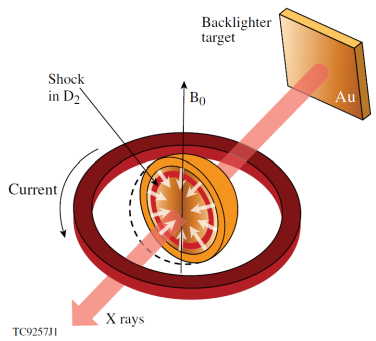
在聚变燃料外围采用高 Z 物质(金)作为保温层，可有效减少高温燃料的韧致辐射损失，降低点火温度以及燃料的内爆速度，缓解高内爆速度和高压缩度对点火带来的负面影响。右图为一个概念设计，内爆速度为 1.9×10^7 cm/s，点火温度为 2.5 keV，收缩比为 10^4 。

Molvig et al., Phys. Rev. Lett. 116, 255003 (2016).



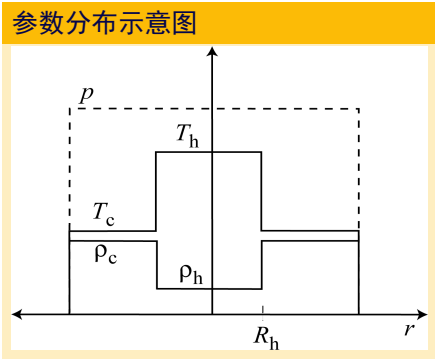
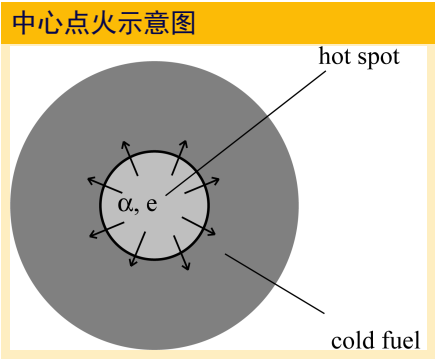
措施四

引入磁场，降低电子热传导损失。



对聚变靶丸施加一个种子磁场，在内爆过程中，由于磁通守恒，磁场随着内爆而不断增强。强磁场可有效减少电子热传导引起的能量损失，从而提高热斑温度以及聚变中子产额^a。

^a P. Y. Chang, et al., Phys. Rev. Lett. **107**, 035006 (2011).



内爆燃料在滞止阶段将动能转化为燃料内能，但尚未显著发生燃烧时，热斑燃料与主燃料近似处于等压状态。

在中心点火方案中，燃料分为热斑和主燃料两个部分，其中主燃料处于量子简并状态。 $T = 0$ 时，理想电子气体中，电子的最大动量为费米动量

$$p_F = (3\pi^2)^{1/3} n^{1/3} \hbar,$$

相应的费米能量和费米压强分别为

$$\epsilon_F = \frac{p_F^2}{2m_e} = 3.65 \times 10^{-15} n_{\text{cm}^{-3}}^{2/3} [\text{eV}],$$

$$p_F = \frac{(3\pi^2)^{2/3}}{5} \frac{\hbar^2}{m_e} n^{5/3} = \frac{2}{5} n \epsilon_F.$$

此时物质总内能为

$$E = \frac{V p_F^5}{10 m_e \pi^2 \hbar^3} = \frac{3}{5} n \epsilon_F V = \frac{3}{2} p_F V.$$

对于处于简并状态的 DT 燃料，有

$$\epsilon_F = 14.1 \rho_{\text{g/cc}}^{2/3} [\text{eV}],$$

燃料的压强为

$$p_C = 2.18 \times 10^5 \rho_{\text{g/cc}}^{5/3} [\text{J/cm}^3]$$

热斑的压强为

$$p_H = 2nT = 7.72 \times 10^4 \rho_{\text{g/cc}} T_{\text{eV}} [\text{J/cm}^3]$$

若热斑温度为 $T = 5 \text{ keV}$, $\rho = 60 \text{ g/cc}$, 那么热斑压强为

$$p_H = 2.32 \times 10^{10} [\text{J/cm}^3] = 2.32 \times 10^{11} [\text{bar}]$$

在等压模型下，冷燃料与热斑燃料压强相等，即 $p_C = p_H$ ，那么冷燃料的密度为

$$\rho_C = 1.04 \times 10^3 \text{ g/cc}.$$

假定燃料的燃耗为 $\phi = 15\%$ ，那么要求

$$\rho_H r_H + \rho_C (r_C - r_H) = 1.24,$$

若热斑面密度为 $\rho_H r_H = 0.3$ ，那么

$$r_C - r_H = 9.04 \times 10^{-4} \text{cm}.$$

由于

$$r_H = \frac{(\rho r)_H}{\rho_H} = 50 \mu\text{m},$$

那么冷燃料的外半径为

$$r_C = 59.04 \mu\text{m}.$$

$$G = \frac{20}{1.5} = 13.$$

熵增的负面影响

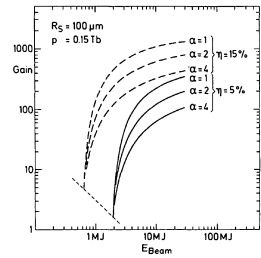
引入绝热因子 α ，其意义是主燃料的实际压强与费米压强之比，

$$\alpha = \frac{p}{p_F} \tag{18}$$

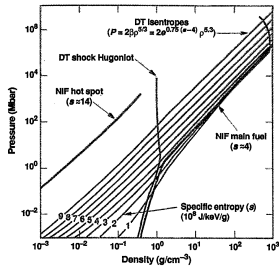
绝热因子是熵的函数

$$\alpha = \exp [0.75(\Delta s - 4)] \tag{19}$$

若主燃料在压缩过程中有显著的熵增，那么在给定压强下，主燃料的密度就会降低，导致燃料的总面密度降低，燃料的燃耗减小，燃料的聚变增益下降。为了实现燃料高增益，需要将燃料的熵增控制在 $\Delta s < 4$ 。

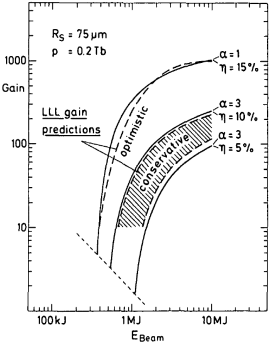


增益与绝热因子。



压强与熵增。

J. Meyer-ter-Vehn 首先建立了中心点火方案的等压模型，并利用该模型预测了聚变增益曲线，与 LLNL 的科学家通过数值模拟得到的结果高度一致 [J. Meyer-ter-Vehn, Nuclear Fusion **22**, 561 (1982)]。



等压模型与数值模拟的对比

在非等压情况下,

$$p'_\text{C} = \eta p_\text{H},$$

与等压模型相比，主燃料的密度降低

$$\rho'_C = \eta^{3/5} \rho_C.$$

燃料的燃耗为 ϕ ，那么要求

$$\rho_{\mathrm{H}} r_{\mathrm{H}} + \rho'_{\mathrm{C}}(r'_{\mathrm{C}} - r_{\mathrm{H}}) = \frac{7\phi}{1 - \phi},$$

我们有

$$r'_C = \frac{7\phi}{\eta^{3/5}\rho_C(1-\phi)} + \left(1 + \frac{\rho_H}{\eta^{3/5}\rho_C}\right)r_H.$$

$$E' = \frac{3}{2}p_{\text{H}}V_{\text{H}} + \frac{3}{2}\eta p_{\text{H}}V_{\text{C}} = 18.2 + 18.5 = 37.7\text{kJ}.$$

提要

驱动器与驱动方式

驱动器

驱动方式

点火

点火热斑状态参数

中心点火方案的热斑能量学

中心点火方案的主要困难

改善措施

聚变增益

小结

若激光与燃料的能量耦合效率为 2%，激光器的能量为 1.9 MJ，理想增益为

$$G = \frac{38.4}{1.9} = 20.$$

在保持热斑性质以及燃耗不变的前提下，非等压点火模型给出的增益更高，原因是在非等压模型中，主燃料的密度较低，为了保持燃耗，主燃料的总质量增加，聚变释能增加；尽管要求的驱动能量也增加，但聚变释能增加得更快。

快点火

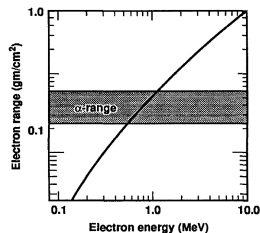
利用 ps 脉冲宽度的强激光脉冲等离子体相互作用产生强流相对论电子数，在短时间内加热燃料，产生热斑，使之达到点火条件^a。

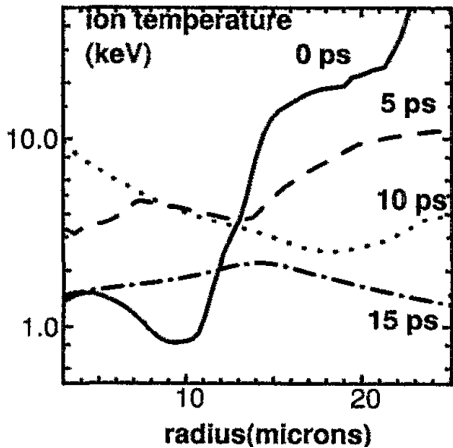
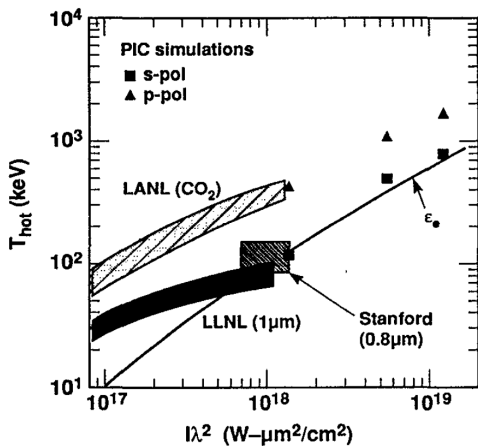
^a M. Tabak et al., Physics of Plasmas **1**, 1626 (1994).

要产生点火热斑，超热电子加热与 α 粒子沉积能量超过热斑能量损失

$$Q_e + Q_\alpha > Q_b + Q_T.$$

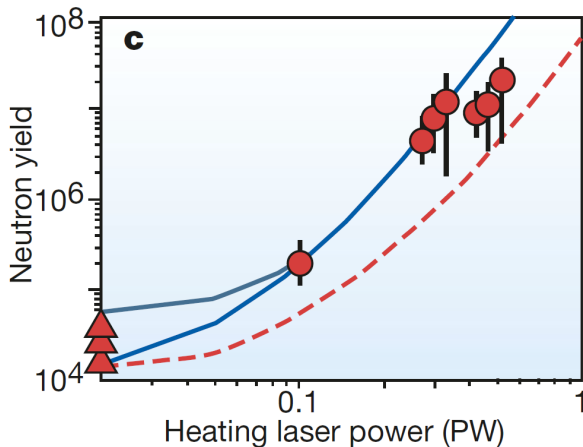
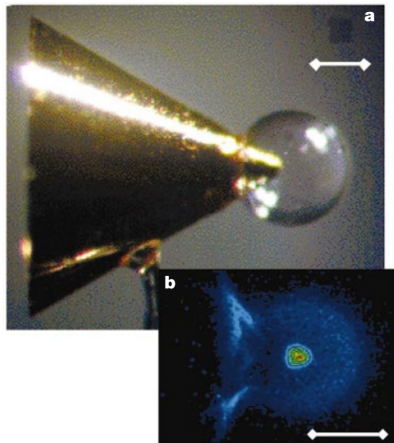
电子在氘氚燃料中的射程如右图所示。为了让电子在燃料中有效沉积能量，且产生的热斑与 α 粒子加热相匹配，电子的能量应该控制在 0.1 – 1 MeV。





(左) 高能电子温度与激光功率密度的关系。产生如此高能电子束需要功率超过 10^{15} W 的皮秒脉冲激光束，这在啁啾脉冲放大(chirped pulse amplification, CPA)技术发明之后才有可能。(右) 高能电子束对 DT 的加热。强流相对论电子束在稠密 DT 燃料中的能量沉积很复杂，需要对物理准确建模。

达到点火条件的热斑能量为 10 kJ 左右，若短脉冲激光加热的效率为 10%，那么皮秒激光束的能量为 100 kJ。皮秒激光束与热斑的能量耦合效率是点火是否成功的关键。



(左) 金锥靶是针对快点火实验的靶型^a；(右) 通过中子产额，推断皮秒加热激光束与热斑的能量耦合效率可达 15-30%^b。

^a R. Kodama et al., Nature **412**, 798 (2001).

^b R. Kodama et al., Nature **418**, 933 (2002).



小结

- 历经 60 多年的研究，惯性约束聚变从概念设计逐渐变为现实；
- 惯性约束聚变是利用物质的惯性，在聚变燃料在飞散之前能够发生显著的核燃烧，释放大量聚变能；
- 和平利用惯性约束聚变能对聚变燃料的状态提出了一系列苛刻的要求，这些要求可以通过简单的物理考虑半定量地得到；
- 点火是惯性约束聚变的必然之路，中心点火是目前已经实现的方案；
- 高增益点火方案是未来的惯性约束聚变未来的研究方向。