

# ICF 快点火概念中超热电子的能量输运\*

宋向阳 韩申生 张令清 邵雯雯 徐至展

(中国科学院上海光机所 上海 201800)

**提要** 快速点火是运用超短超强激光在常规聚变靶丸上打孔并利用其产生的超热电子向芯部输运能量来实现激光聚变点火,它将有可能大大降低对激光器能量及光束质量等方面的要求。利用超热电子的能量沉积模型,计算了在不同常规压缩驱动激光条件下,超短脉冲强激光产生的超热电子在靶丸中的能量沉积对快点火的影响。

**关键词** 激光核聚变,快点火,超热电子

## 1 引言

快速点火是近期由美国劳伦斯·里弗莫尔国家实验室<sup>[1]</sup>提出的一条通向惯性约束核聚变(ICF)的推测性途径。通过超短、超强脉冲激光与常规聚变激光器的配合使用,有可能只用比常规聚变方案所要求的少得多的激光驱动能量就可以产生较高的增益。该方案主要包括三个步骤:首先与常规聚变方案一样,使靶丸内爆形成高密度芯部;然后利用高强激光所具有的有质动力将临界密度面推到靠近靶丸高密度芯部,在消融材料构成的靶丸冕区打一个小孔;最后借助超短超强激光与等离子体相互作用所产生的超热电子把能量从临界面传输到高密度芯部使燃料点火。这一方案不仅使驱动激光的能量降低,而且对内爆驱动器的光束质量和对称性的要求也不太严格,大大地减轻了内爆的困难。这一方法将常规聚变方案的困难转变为如何产生高强激光和如何将此激光能量输送给燃料的技术困难。本文将讨论快点火方案中超热电子在聚变靶丸中的能量沉积。

## 2 超热电子能量沉积的简化模型

以往的理论分析和实验研究表明,在激光与等离子体的相互作用中,由于在冕区(特别是在临界密度面附近)存在各种反常吸收机制(如共振吸收、受激拉曼散射等),一部分激光能量将转化为电子等离子体波。而波与粒子相互作用过程(如 Landau 阻尼、粒子捕获、波破碎等)又将电子等离子体波能量转化为电子能量,从而产生能量极高的超热电子。由于超热电子具有较长的射程,因而可以穿透烧蚀面和冲击波前,将其大部分能量沉积在临界密度面以内的区域。

超热电子在靶中的能量输运过程主要采用多群限流扩散方法和 Monte Carlo 方法来进行

\* 国家 863 高技术基金资助项目。

收稿日期: 1996—09—27

模拟运算,而要研究其在整个打靶过程中输运行为则必须借助于大型的流体动力学程序,如 LASNEX 等,但是为了研究的方便,也可以采用 Harrach 等提出的超热电子在冷靶中的能量沉积模型<sup>[2]</sup>以及 Trainor 和 Lee 提出的在热等离子体中的能量沉积模型<sup>[3]</sup>来作解析分析。本文即是采用后一模型来研究快点火新概念中超热电子的能量沉积的。

对于热等离子体,在不考虑自洽电场作用的情况下,根据随机游动模型,超热电子的射程可以近似表示为

$$R(E, x) = \frac{1}{3}(\lambda_{ee}\lambda_{ei})^{1/2} \quad (1)$$

其中  $E$  为电子动能,  $\lambda_{ee}$  和  $\lambda_{ei}$  分别为超热电子经历电子-电子散射和电子-离子散射的平均自由程。

在临界密度面附近产生的超热电子向各个方向发射,但是进入密度稀薄区域的超热电子由于受到电荷分离电场的反射将折回到密度较稠的区域,所以可以认为产生的超热电子将全部向靶的稠密部分运动,在忽略超热电子在冕区的能量损失时,在临界密度面  $x = x_c$  处的平均能流为

$$\langle J_E(x_c) \rangle \cong \frac{1}{2}mv^3 f(x_c, v) \quad (2)$$

其中  $f(x_c, v)$  代表临界密度面附近的超热电子的分布函数,一般假定其为 Maxwellian 分布

$$f(x_c, v) = n_h(x_c) \left( \frac{m}{2\pi kT_h} \right)^{3/2} \exp\left( -\frac{mv^2}{2kT_h} \right) \quad (3)$$

式中  $n_h(x_c)$  为临界面处的超热电子密度,  $T_h$  为超热电子的电子温度。

假定在  $x$  处的超热电子平均能流为

$$\langle J_E(x) \rangle = \langle J_E(x_c) \rangle \exp\left( -\int_x^{x_c} \frac{dx'}{R(E, x')} \right) \quad (4)$$

$R(E, x')$  是在  $x'$  处能量为  $E$  的电子射程,由(1)式给出。

最终可以求出在  $x$  处单位长度上超热电子沉积的能量为<sup>[3]</sup>

$$E(x) \cong 0.648\sigma I_0\tau \frac{b^{1/6} \exp(-1.89b^{1/3})}{\rho R(kT_h, x)} \quad (5)$$

其中

$$b = \frac{6\pi e^4 (Z^+ Z^- \ln A_e \ln A_i)^{1/2} n_e x}{(kT_h)^2}$$

$\ln A_e$  和  $\ln A_i$  分别为电子和离子的库仑对数,  $n_i$  为离子密度,  $\sigma$  为入射激光能量转化为超热电子能量的百分比,  $I_0$  和  $\tau$  分别为激光光强及其脉冲的半高全宽(FWHM),  $\rho$  为靶密度,  $T_h$  为产生的超热电子的电子温度,它与激光光强  $I_0$  和激光波长  $\lambda$  之间的关系为

$$kT_h = 1.3(I_0\lambda^2)^{0.5} \quad (6)$$

### 3 快点火过程中超热电子的能量沉积

常规激光聚变点火是靠激光照射靶丸表面物质,由其融化后向外飞散时产生的反作用力在靶丸表面产生向靶丸中心会聚的激波来对主燃料加热的。描述点火增益的模型有等压增益模型<sup>[4]</sup>和等容增益模型<sup>[5]</sup>等。等压增益模型更适合于常规激光核聚变下的增益的计算,而快点火新概念中的增益可采用 Kidder 等容增益模型(假定燃料密度是均匀的)来计算。表 1 给出的

是在几种典型的不同的主激光能量下的最佳增益值及有关的参数,其中热点半径  $R_{hs}$  取等容增益模型最佳值时热点半径的三倍。

表 1 不同压缩激光能量时等容增益模型最佳增益及有关参数

Table 1 Optimal gains and parameters in the isochoric models as functions of different compress laser energy

parameters	$E = 1 \text{ MJ}$	$E = 100 \text{ kJ}$	$E = 20 \text{ kJ}$	$E = 8 \text{ kJ}$
gain	453	180	95	66
$R_{\text{hot spot}} (\mu\text{m})$	27	8.5	3.8	2.4
$R_{\text{main fuel}} (\mu\text{m})$	199	50	19	11
$\rho_{\text{main fuel}} (\text{g}/\text{cm}^3)$	147	467	1043	1650
Mass (mg)	4.68	0.23	0.03	$8.7 \times 10^{-2}$

注:激光耦合效率  $\eta = 0.05^{[1]}$ 。

在常规激光聚变方案中直接驱动内爆要求非简并因子  $\alpha$  为 2 或更大,我们取  $\alpha = 2$ ,则靶内等离子体电子温度为

$$kT_e = \frac{1}{2\pi m_e} \left( \frac{n_e k^3}{2\alpha} \right)^{2/3} \quad (7)$$

式中  $n_e = \rho/\mu_{DT}, \mu_{DT} = 4.2 \times 10^{-24} \text{ g}$ 。假定打孔激光已经穿透靶丸的外壳将临界密度面推进到主燃料区的边缘,从而可以求出高能超热电子与主燃料区等离子体中的电子和离子碰撞库仑对数  $\ln A_e$  和  $\ln A_i^{[6]}$ 。超热电子的温度  $T_e$  由点火激光光强  $I_0$  及波长  $\lambda$  决定。代入(5)式即可求出从临界密度面处向主燃料芯部沉积的单位长度比能量  $\epsilon(x)$ 。当点火激光波长  $\lambda = 1.0 \mu\text{m}$  时,激光的吸收效率约为 40%<sup>[7]</sup>,被吸收激光转化为超热电子的转化效率约为 50%<sup>[8]</sup>,所以可取  $\sigma = 0.2$ 。激光峰值强度的脉宽  $\tau$  应在电子-离子耦合时间  $\tau_e$  和燃料解体时间  $\tau_D$  之间<sup>[1]</sup>,从表 1 可知随着主激光能量的增加,主燃料半径增大,  $\tau_D$  也变长,但即使在所取的较低主激光能量 ( $E = 8 \text{ kJ}$ ) 时解体时间  $\tau_D$  也在 10 ps 左右,所以我们取激光峰值脉宽  $\tau = 9 \text{ ps}$ 。从表 1 可以看出为了达到最佳增益值,压缩激光比较低时所要求的燃料密度要大。在下面的计算中选点火激光的脉冲宽度  $\tau = 9 \text{ ps}$ ,因为按最保守的估计,即使所取压缩激光能量较低 ( $E = 6 \text{ kJ}$ ,这一能量是我国神光 II 升级后的三倍频输出)时,燃料解体时间  $\tau_D$  也在 10 ps 左右。

从图 1 可以看出随着主激光能量的增大,超热电子在主燃料区的射程变长,单位长度上沉积能量的峰值离主燃料边缘更远,能量沉积的范围也在变大。由于超热电子的能量和射程与点

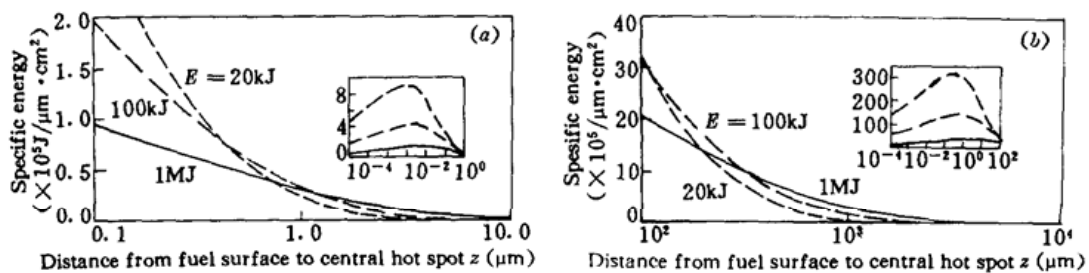


图 1 不同主激光能量条件下,当点火激光光强为 (a)  $I_s = 10^{19} \text{ W}/\text{cm}^2$ , (b)  $I_s = 10^{21} \text{ W}/\text{cm}^2$  时,超热电子在靶丸的燃料区沉积的比能量

Fig. 1 The specific energy deposited in the main fuel by superthermal electrons. The main laser energy is different, and the ignition laser irradiance is (a)  $I_s = 10^{19} \text{ W}/\text{cm}^2$ , (b)  $I_s = 10^{21} \text{ W}/\text{cm}^2$

火激光能量有关,所以随着点火激光光强的增强,能量沉积的范围也在增大(如图 1 (b))。单位长度上所沉积的能量也比较平均。常规点火要求燃料热斑的面密度在  $0.3 \sim 0.4 \text{ g/cm}^2$  内,相当于  $\alpha$  粒子的射程。达到点火条件后,将依靠 DT 靶丸燃料产生的  $\alpha$  粒子的能量输运来点燃

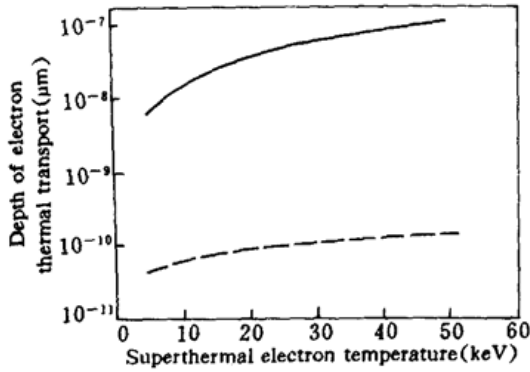


图 2 超热电子的电子热传导距离。实线为不考虑热阻因素时的情况,虚线为限流因子  $f = 0.05$  时的情况

Fig. 2 Depth of electron thermal transport versus superthermal electron temperature

其余的燃料从而实现点火自持燃料。这样就需要存在一个中心热斑,而快点火中的超热电子能量沉积在空间上却是一个缓变的过程,在能量损失的峰值后还要有一段距离才能完成其全部的沉积,特别是压缩激光能量比较大时,这样加热靶丸的机制可能适合用体点火模型来计算其增益参量以及能量输运过程等。

即使在不考虑阻热因素的情况下,超热电子的电子热传导距离也要远小于热点半径  $R_h$  (如图 2 所示)<sup>[9]</sup>,可以认为在整个快点火过程中热点半径基本上保持不变,所以在以下的处理中并不考虑电子热传导。若同时忽略超热电子在等离子体中的热辐射以及与离子的碰撞损失和流体动能的损失,即假定由超热电子沉积的能量全部经过碰撞而转化为靶内的电子能量,则

$$\frac{3\pi}{4} R_h^3 E_e = \int \varepsilon(x) dv \quad (8)$$

从而可以求出主燃料区单位体积内的电子能量  $E_e$ 。在电子-离子耦合时间  $\tau_{ei}$  内,电子热传导距离也同样远小于热点半径  $R_h$ 。燃料区达到热平衡时的离子-电子温度可以由上式求出。

## 4 讨 论

根据表 1 给出的参数,由方程(5)~(8),可以求出在不同的主激光能量下,超热电子所沉积的能量与用不同功率密度的超短脉冲强激光作为点火激光之间的关系。从图 3 可知仅仅依靠超热电子而使靶内沉积的电子能量达到  $10 \text{ keV}$ ,点火激光的功率密度应该在  $10^{21} \text{ W/cm}^2$  左右,显然边缘部分温度的升高所要求的功率密度要低,并且超热电子的能量大部分都沉积在主燃料区的边缘,所以快速点火的关键是超短脉冲激光打孔要尽量地将临界密度面推向主燃料区的芯部,以便让产生的超热电子的大部分能量能沉积在中心点火区。这一使临界密度面推进的过程,亦即钻孔过程,可以通过激光光压直接驱动激波来实现。超热电子在从临界密度面向靶芯部沉积能量时,在主燃料区边缘能量沉积的多少与压缩激光能量的大小并没有多大关系,但在压缩激光能量较大时,从燃料区边缘向靶芯部的能量沉积的空间范围比较大,而在压缩激光能量比较小时,能量沉积范围比较小(如图 4)。这是因为压缩激光能量的大小、激光的脉冲形状等特性影响了主燃料区的密度分布,从而引起了超热电子能量沉积的变化。所以采用何种脉冲形状和能量的压缩激光来对靶丸进行压缩可以使点火激光产生的超热电子能量更好地沉积,也是快速点火中需要特别考虑的问题。另外在打孔期间要尽量抑制各种反常吸收机制的产生,否则由此所引起的各种效应(如靶丸预热等)将会降低打孔效率;而在点火期间则要求产生

大量的超热电子,这样就对点火激光的脉冲特性也要有特殊的要求。

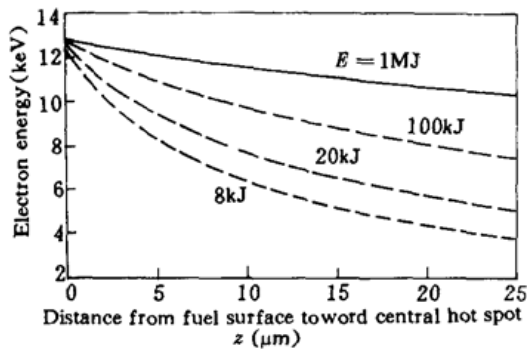


图 3 点火激光光强  $I_s = 10^{21} \text{ W/cm}^2$  时,在不同的主压缩激光条件下,由超热电子在主燃料区沉积的电子能量

Fig. 3 Electron energy deposited in the main fuel versus the distance from the fuel surface to the center of the main fuel for a variety of main compressed laser energies. The ignition laser energies  $I_s = 10^{21} \text{ W/cm}^2$

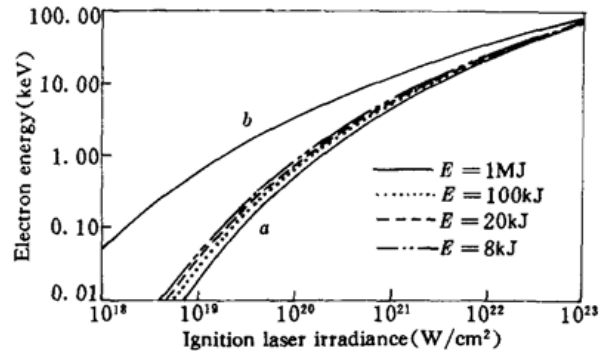


图 4 不同主压缩激光条件下,使用不同的点火激光时,超热电子在主燃料区边缘(b)和芯部(a)所沉积的能量

Fig. 4 Electron energy deposited in the fuel surface (b) and the center (a) of the main fuel versus ignition laser irradiance for different main compressed laser energies

## 5 结 论

本文结合激光聚变中的等容增益模型和超热电子在热等离子体中的能量沉积模型,分析了快点火概念中超热电子能量的沉积特性,我们认为在快点火过程中(1)打孔过程至关重要,打孔激光应尽可能地将临界密度面推进到靶丸的芯部;(2)选取合适的主压缩激光能量及脉冲形状可以使得超热电子的能量沉积更加有效;(3)应当选取适当的超短激光脉冲使其在打孔期间不会产生过多的超热电子而影响打孔,而在点火期间又可以产生足够的超热电子以实现点火;(4)体点火中的燃烧概念可能更适用于快点火。

## 参 考 文 献

- 1 M. Tabak, J. Hammer, Michael E. Glinsky *et al.*. Ignition and high gain with ultrapowerful laser. *Phys. Plasmas*, 1994, 1: 1626
- 2 R. J. Harrach, R. E. Kidder. Simple model of energy deposition by suprathermal electrons in laser-irradiated targets. *Phys. Rev. A*, 1981, 23: 887
- 3 R. J. Trainor, Y. T. Lee. Analysis models for design of laser-generated shock wave experiments. *Phys. Fluids*, 1982, 25: 1898
- 4 J. Meyer-ter-Vehn. On energy gain of fusion targets; the model of Kidder and Bodner improved. *Nucl. Fusion*, 1982, 22: 561
- 5 R. Kidder. Energy gain of laser-compressed pellets; a simple model calculation. *Nucl. Fusion*, 1976, 16: 405
- 6 D. Mosher. Interactions of relativistic electron beams with high atomic-number plasmas. *Phys. Fluids*, 1975, 18: 846
- 7 常铁强,张 钧,张家泰 等. 激光等离子体相互作用与激光聚变. 长沙:湖南科学技术出版社,1991,158
- 8 S. C. Wilks. Simulation of ultraintense laser-plasma interactions. *Phys. Fluids*, 1993, B5: 2603
- 9 D. Hares, J. Kilkenny. Measurement of fast-electron energy spectra and preheating in laser-irradiated targets. *Phys. Rev. Lett.*, 1979, 42: 1216

## Superthermal Electron Energy Transport in the Fast Ignition Concept

Song Xiangyang Han Shensheng Zhang Lingqing Shao Wenwen Xu Zhizhan

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

**Abstract** We use an analytical model to calculate superthermal electron energy deposition in the main fuel under different main compressed laser energy conditions in the fast ignition concept. It is concluded: (1) During the fast ignition process, most superthermal electron energy will be deposited near the edge of the main fuel. (2) This energy deposition is the slowing down process for higher main laser energy.

**Key words** laser driven fusion, fast ignition, superthermal electron

\*\*\*\*\*

## 关于举办第十三届 CCD 应用技术讲习班的通知

CCD 技术是一项具有广泛应用前景的新技术。近年来,该技术在国内外发展迅速,令人瞩目。它在现代光电技术和现代测试技术中的地位举足轻重。目前,CCD 被广泛用于传真、静电复印、遥感遥测、监控、保安工程、航天航空、天文观测、卫星侦察、非接触工业测量、光谱分析、光学图像处理等领域,新的应用方法、应用系统及应用领域在不断扩展。为了推动这项技术的发展,中国光学学会 CCD 应用技术开发与培训中心将于 1998 年 8 月 18 日继续举办 CCD 应用技术讲习班。

讲习班将采用讲授与实验相结合的方式学习如下内容:1. CCD 基本工作原理;2. CCD 固体摄像传感器;3. 线阵 CCD 数据采集与计算机接口技术;4. CCD 图像采集板(卡)的工作原理;5. CCD 的典型应用实例;6. 国内外各种 CCD 摄像机特性及应用介绍;7. CCD 电视监控系统原理应用。

通信地址:天津市南开区卫津路 92 号 天津大学精仪学院

联系人:王庆有 郭青

电 话:(022)27406540

邮政编码:300072