

烧蚀瑞利-泰勒不稳定性线性 增长率的预热致稳公式*

叶文华 张维岩 贺贤士

(北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

(1999 年 5 月 30 日收到)

烧蚀瑞利-泰勒(RT)不稳定性增长的准确估计是惯性约束聚变(ICF)的重要研究课题. 增大低温电子热传导系数以考虑烧蚀面预热效应时, 烧蚀面密度分布得到改善, 烧蚀 RT 不稳定性线性增长率的二维计算值明显降低, 与美国利弗莫尔实验室的实验值符合较好. 考虑烧蚀面预热效应后, Lindl 公式 $\gamma = \sqrt{kg/(1+kL)} - \beta k V_a$ 与二维计算值有较大偏差. 在分析研究发生偏差原因的过程中, 发现了预热情况的 Atwood 数变小致稳现象. 在合理近似下, 得到了烧蚀 RT 不稳定性线性增长率的预热致稳公式 $\gamma = \sqrt{Akg/(1+AkL)} - 2k V_a$. 此公式与各种情况的二维计算值都很好符合, 包含了密度梯度致稳、Atwood 数变小致稳和烧蚀对流致稳. 在 Atwood 数等于 1 时退化为 Lindl 公式, 在陡烧蚀面情况与 Takabe 公式接近. Lindl 公式没有考虑 Atwood 数变小的致稳作用, 所以只适用于 Atwood 数接近 1 的情况.

PACC: 5235; 5250J; 4720

1 引 言

流体不稳定性严重影响惯性约束聚变靶丸的内爆压缩和点火燃烧, 是成功实现惯性约束聚变(ICF)点火的一大障碍. 流体不稳定性也是超新星爆发等领域的重要研究课题. 烧蚀瑞利-泰勒(RT)不稳定性是 ICF 研究的一个尤为关注的问题^[1, 2]. 靶表面初始扰动或激光不均匀性引起的扰动在烧蚀面得到指数放大, 可引起烧蚀壳的破裂, 或扰动由烧蚀面耦合到内表面, 对点火和燃烧产生严重危害. 为成功实现 ICF 的点火, 通常要求烧蚀 RT 不稳定性有足够的致稳, 即线性增长率降低二分之一左右^[3]. 目前美国国家点火装置(NIF)上的直接驱动点火靶设计已进入最后攻坚阶段, 但烧蚀 RT 不稳定性的增长仍是点火靶设计中最不确定的因素. 任何 10% 以上的增长率的偏差都会导致直接驱动点火靶设计的失败. 近年日本大阪大学和美国利弗莫尔实验室(LLNL)相继进行了激光烧蚀 RT 不稳定性线性增长率的实验测量^[4, 5], 测量值与 Takabe 公式预言的数值明显不符, 小于美国 LASNEX 程序

Spitzer-Harm(SH)电子热传导^[6]计算值 18%, 这意味着直接驱动点火所要求的驱动激光器能量可大为减少. 快电子的预热能较好解释致稳的原因. 高能 X 射线的预热对 X 射线烧蚀 RT 不稳定性也同样产生致稳作用^[7]. 通过对入射 X 射线谱、强度与烧蚀壳的不透明度的优化设计, 可抑制 X 射线烧蚀 RT 不稳定性的增长. 最近利弗莫尔实验室的 NIF 间接驱动点火靶设计采用了这种先进技术^[8].

ICF 靶丸设计要求准确估计烧蚀 RT 不稳定性的增长, 为此人们已进行了 20 多年的研究. Border^[9]最早提出烧蚀对流致稳的概念. Takabe 等^[10]拟合一维 SH 电子热传导的自洽流体本征值方程的计算结果, 考虑了烧蚀对流致稳作用, 得到了激光烧蚀 RT 不稳定性线性增长率的 Takabe 公式 $\gamma = 0.9 \sqrt{kg} - 3k V_a$. 该公式被美国利弗莫尔实验室和海军实验室的数值实验所证实^[3]. 式中 k 为波数, V_a 和 g 为烧蚀速度和加速度. 利弗莫尔实验室 Lindl 等^[1]在理论和数值实验的基础上, 引入了密度梯度致稳的概念, 得到了烧蚀 RT 不稳定性线性增长率公式 $\gamma = \sqrt{kg/(1+kL)} - \beta k V_a$. 式中 β 为参数, $L = \min(|\rho/\nabla\rho|)$, 为密度梯度定标长度. 本文

* 国家高技术研究发展计划惯性约束聚变基金(批准号: 19932010)资助的课题.

称此公式为 Lindl 公式. 近年的理论研究结果表明 β 值为 2, 不是 $3^{[11,12]}$. 我们先前的数值研究也表明 β 值为 2, 并且在烧蚀面较宽和烧蚀速度较大情况 Takabe 公式与二维数值结果有较大偏差^[13]. 快电子或高能 X 射线对烧蚀 RT 不稳定性产生重要的预热致稳作用, 在直接或间接驱动 ICF 的靶丸设计中已有直接应用^[14,15]. 如何深入理解预热致稳作用, 得到应用于 ICF 靶丸设计的合适的线性增长率公式, 是 ICF 研究的重要课题. 本文先推导烧蚀 RT 不稳定性线性增长率的预热致稳公式, 然后给出预热致稳的二维数值研究结果, 最后是结论.

2 线性增长率的预热公式

考虑不可压缩、无黏和无热传导流体, 对流体方程进行线性化处理, 寻求 $(ik_x x + ik_y y + \eta)$ 形式的解, 则对于给定密度分布 $\rho(z)$, RT 不稳定性线性增长率服从如下的二阶本征常微分方程^[16]:

$$D_z(\rho D_z w) + \frac{gk^2}{\gamma^2} w D_z \rho - k^2 \rho w = 0, \quad (1)$$

式中本征函数 w 是 z 方向的速度, g 是加速度绝对值, 其方向在 $-z$ 方向, $D_z = d/dz$. 选定合适的边界条件, 可求出对应任一波矢 k 的本征值和本征函数. 对 (1) 式积分, 积分区间为 $-\infty \leq z \leq +\infty$, 利用 $\pm\infty$ 处的 w 和 $D_z w$ 为 0 的边界条件, 得到

$$\frac{\gamma^2}{g} = \frac{\int w D_z \rho dz}{\int \rho w dz}. \quad (2)$$

对于经典 RT 不稳定性, 密度分布为

$$\rho(z) = \begin{cases} \rho_2 & z \geq 0; \\ \rho_1 & z < 0, \end{cases} \quad (3)$$

则方程 (1) 简化为

$$D_z^2 w - k^2 w = 0. \quad (4)$$

满足 $\pm\infty$ 处 w 为 0 的解为

$$w = \omega_0 e^{-k|z|}. \quad (5)$$

将 (5) 式代入 (2) 式, 得到经典 RT 不稳定性线性增长率

$$\gamma = \gamma_c, \quad \gamma_c = \sqrt{Akg}, \quad (6)$$

式中 A 为 Atwood 数, $A = (\rho_2 - \rho_1) / (\rho_2 + \rho_1)$.

假定烧蚀面为指数密度分布, 则

$$\rho(z) = \begin{cases} \rho_2 - \frac{1}{2}(\rho_2 - \rho_1)e^{-\beta z} & z \geq 0; \\ \rho_1 + \frac{1}{2}(\rho_2 - \rho_1)e^{\beta z} & z < 0, \end{cases} \quad (7)$$

界面密度梯度定标长度为 $L = \min(|\rho/D_z \rho|) = |\rho/D_z \rho|_{z=0} = (A\beta)^{-1}$. 只要知道本征函数 w , 就可由 (2) 式求出线性增长率 γ , 但精确的 w 必须通过数值求解方程 (1) 得到. 为了解析得到线性增长率公式, 采用近似的本征函数

$$w_{\text{app}} = \omega_0 e^{-k|z-z_p|}, \quad (8)$$

式中 z_p 为实际本征函数的峰值位置. $z_p = 0$ 对应经典 RT 不稳定性本征函数 $w_c = \omega_0 \exp(-k|z|)$, 以此式代入 (2) 式, 经过简单计算, 可得

$$\gamma = \sqrt{\frac{Akg\beta}{k + \beta}} = \sqrt{\frac{Akg}{1 + AkL}}. \quad (9)$$

上式包含了密度梯度致稳和 Atwood 数变小致稳的两种致稳效应. 文献 [17] 给出了通过数值求解本征方程 (1) 而得到的精确的本征值 γ 和本征函数, 表明当 $kL < 1$ 时 (9) 式给出的 γ 值和精确计算值完全符合; 当 $1 < kL < 2$ 时, 两者的偏差小于 5%. 精确数值求解的本征函数的峰值向 $z < 0$ 方向偏离, 所以由 (9) 式给出的线性增长率与精确计算值发生偏离. 考虑烧蚀对流致稳因素后, 烧蚀 RT 不稳定性增长率公式可表示为

$$\gamma = \sqrt{\frac{Akg}{1 + AkL}} - 2kV_a. \quad (10)$$

扰动波长越短 (10) 式等号右端第二项的贡献越大. 对于 $kL \gg 1$ 的短波长扰动 (10) 式等号右端第一项趋于常数 $\sqrt{g/L}$, 明显小于第二项 (烧蚀对流致稳项), 所以短波长扰动情况 (10) 式仍能使用.

在烧蚀面附近, 等压是很好的近似. 当采用理想气体状态方程时, $P = \Gamma \rho T = \text{const.}$, $\Gamma = N_0(Z_e + 1) \cdot k_B / A_0$, 所以

$$L = \min(|\rho/\nabla \rho|) = \min(|T/\nabla T|), \quad (11)$$

式中 N_0 , Z_e , k_B 和 A_0 分别为阿伏伽德罗常量、有效核电荷数、玻耳兹曼常量和原子量. 因流入烧蚀层的电子热传导能量等于烧蚀层流体内能的增加和压力做功之和, 所以

$$K_e |\nabla T| = \frac{\gamma_h}{\gamma_h - 1} \Gamma \rho T V_a, \quad (12)$$

从而

$$L = \frac{\gamma_h - 1}{\gamma_h \Gamma V_a} \min(K_e / \rho), \quad (13)$$

式中 K_e 和 γ_h 分别为电子热传导系数和绝热指数. 由此可见, 可通过预热 (相当于增大烧蚀面附近的热传导系数) 方式, 增加烧蚀面密度梯度定标长度 L , 增大密度梯度致稳作用.

由一维数值计算结果,可得到烧蚀面 Atwood 数、烧蚀速度 V_a 和烧蚀加速度 g . 烧蚀面密度梯度定标长度 L 可直接从一维数值结果中得到,也可由(13)式计算得到. 进而利用(10)式可得到烧蚀 RT 不稳定性的线性增长率.

3 烧蚀 RT 不稳定性预热致稳的二维数值研究

数值模拟使用二维非均匀和活动网格的计算程序 EUL2D^[18] 的更新版本 EUL3D. 该程序采用分裂格式算法分开计算流体和热传导. 流体计算采用六阶相位误差的 flux-corrected-transport(缩写为 FCT)算法^[19],在均匀网格区达二阶精度. 追踪烧蚀面并在其附近均匀密分网格,密分网格区两边的网格逐渐放大. 在激光吸收区和电子热传导区保持合适的网格宽度. 多维热传导方程计算采用局部一维追赶的分裂格式算法. EUL3D 程序考虑激光的逆韧致吸收和临界面附近的共振吸收. 采用局域的 SH 电子热传导公式进行计算时,对电子热传导流进行限流. 用 EUL3D 程序计算了线性和非线性 Richtmyer-Meshkov(缩写为 RM)不稳定性、经典和烧蚀 RT 不稳定性,计算结果与线性理论、国外的实验结果和数值模拟结果很好地符合.

首先数值模拟美国利弗莫尔实验室近来的激光烧蚀 RT 不稳定性实验^[5]. 实验条件为: $20 \mu\text{m}$ CH 薄膜靶,初始密度为 0.95 g/cm^3 ,激光波长为 $0.53 \mu\text{m}$,激光功率线性上升 1 ns 到峰值 $7 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$,然后维持峰值功率 2 ns ,扰动波长为 $20, 30, 50$ 和 $70 \mu\text{m}$,初始扰动幅度在 $0.1\text{--}1.0 \mu\text{m}$ 之间. 烧蚀 RT 不稳定性线性增长率的 LASNEX 程序计算值平均大于测量值 18% ,进行近似于电子 Fokker-Planck(缩写为 FP)方程的 BGK 输运方程的一维计算,得到的 Lindl 公式拟合值仍比实验值大^[5]. 由于直接的二维 FP 方程计算受目前计算条件的限制,我们采用电子热传导公式 $K_e = K_{\text{nlc}} f(T)$ 数值模拟 LLNL 的实验. 式中 $K_{\text{nlc}} = K_{\text{SH}} [1 + \text{Alf}(T_{\text{max}}/T_0)]^{20}$ 是近似非局域电子预热的热传导系数, K_{SH} 是 SH 电子热传导系数, A 取为 1 , T_{max} , T_0 分别为靶最高温度和靶前温度. 计算中 T_0 取 2.5 eV . K_{SH} 正比于 $T^{3/2}$,在烧蚀面附近温度很低,所以电子热流很小. 直接的电子 FP 方程计算结果表明,快电子能预热烧蚀面附近的区域,所以我们引入了温度的分段阶

梯函数 $f(T)$,以增大低温电子热传导系数,从而数值模拟烧蚀面附近的 RT 不稳定性预热致稳效应. 当计算中取 $f(T)=1$ 时,预热作用不大,线性增长率的二维计算值明显高于实验值,当取

$$f(T) = \begin{cases} 1.0 & T < 0.86 \text{ eV}; \\ 10000 & 0.86 \text{ eV} < T < 4.3 \text{ eV}; \\ 4000 & 4.3 \text{ eV} < T < 8.6 \text{ eV}; \\ 1500 & 8.6 \text{ eV} < T < 17.2 \text{ eV}; \\ 300 & 17.2 \text{ eV} < T < 43 \text{ eV}; \\ 2.5 & 43 \text{ eV} < T < 86 \text{ eV}; \\ 1.5 & 86 \text{ eV} < T < 172 \text{ eV}; \\ 1.0 & T > 172 \text{ eV} \end{cases} \quad (14)$$

时,靶密度分布与利弗莫尔实验室的 BGK 输运计算的结果接近,线性增长率的二维计算值与实验值较好地符合. 图 1 给出了增大低温电子热传导系数的二维计算结果(NLC 曲线)与实验测量值及不同公式拟合值的比较. Takabe 曲线和 Lindl 曲线是根

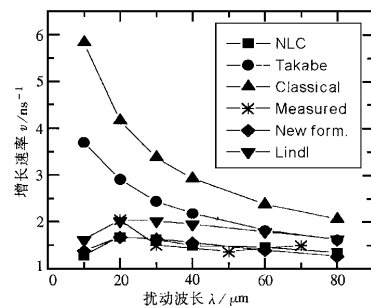


图 1 $20 \mu\text{m}$ CH 靶薄膜激光烧蚀 RT 不稳定性线性增长率比较

据一维计算结果分别进行 Takabe 公式和 Lindl 公式拟合的结果, measured 曲线是利弗莫尔实验室的实验测量结果, new form 曲线是(10)式的拟合结果. NLC 曲线与利弗莫尔实验室的测量值较好地符合,明显与 Takabe 曲线不符,与 Lindl 公式也有较大偏差. new form 曲线与 NLC 曲线相当好地符合. 日本大阪大学的激光烧蚀 RT 不稳定性实验结果也表明线性增长率有明显的降低^[4].

其次,数值研究不同预热情况的烧蚀 RT 不稳定性增长. 计算条件为: $100 \mu\text{m}$ CH 靶,初始密度为 1.0 g/cm^3 ,激光波长为 $0.53 \mu\text{m}$,激光功率线性上升 3 ns 到峰值 $3 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$,然后维持峰值功率不变,扰动波长为 $40 \mu\text{m}$. 先进行一维计算至 5 ns 时

刻 此时流体基本达稳态 然后记下一维计算结果 , 在烧蚀面附近加入密度扰动 , 进行二维烧蚀 RT 不稳定性的数值计算. JJ1 : $f(T) = 1$;

$$JJ2 : f(T) = \begin{cases} 1.0 & T < 43 \text{ eV} ; \\ 2.5 & 43 \text{ eV} < T < 86 \text{ eV} ; \\ 1.5 & 86 \text{ eV} < T < 172 \text{ eV} ; \\ 1.0 & T > 172 \text{ eV} , \end{cases}$$

$$JJ3 : f(T) = \begin{cases} 1.0 & T < 8.6 \text{ eV} ; \\ 1500 & 8.6 \text{ eV} < T < 17.2 \text{ eV} ; \\ 300 & 17.2 \text{ eV} < T < 43 \text{ eV} ; \\ 2.5 & 43 \text{ eV} < T < 86 \text{ eV} ; \\ 1.5 & 86 \text{ eV} < T < 172 \text{ eV} ; \\ 1.0 & T > 172 \text{ eV} , \end{cases}$$

JJ4 : $f(T)$ 与 (14) 式相同 JJ5 : 限流 SH 电子热传导 , 限流因子为 0.05 JJ6 : $f(T) = 200/T^{3/2} \rho$, $1 \text{ eV} < T < 43 \text{ eV}$ 和 $r > r_p - 12 \mu\text{m}$, r_p 为密度峰值位置 ; JJ7 : $f(T) = 3000/\rho$, $1 \text{ eV} < T < 43 \text{ eV}$, $r > r_p - 12 \mu\text{m}$.

图 2 给出了上述七个模型的烧蚀 RT 不稳定性面密度扰动 $\rho R(y) = \int_{z_0}^{z_c} \rho(y, z) dz$ 的傅里叶振幅

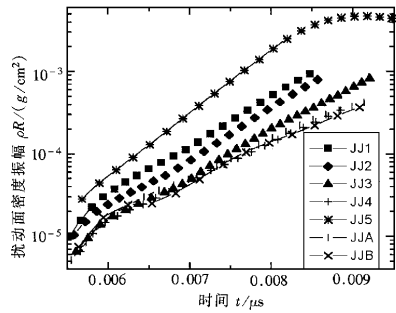


图 2 不同预热模型的烧蚀 RT 不稳定性面密度扰动值

$$\rho R(y) = \int_{z_0}^{z_c} \rho(y, z) dz \text{ 的傅里叶振幅随时间的增长}$$

随时间的增长. z_0 和 z_c 分别为靶后和临界面位置. 在线性增长区指数拟合傅里叶振幅得到烧蚀 RT 不稳定性线性增长率的二维计算值 结果在表 1 给出. γ_c , γ_{cal} , γ_A 和 γ_L 分别为 RT 不稳定性线性增长率的经典值、二维计算值、(10) 式拟合值和 Lindl 公式拟合值. 表 1 数据表明 JJ1 JJ2 和 JJ5 这三个模型

表 1 不同预热情况的烧蚀 RT 不稳定性线性增长率比较

	$L/\mu\text{m}$	A	γ_c/ns^{-1}	$\gamma_{cal}/\text{ns}^{-1}$	γ_A/ns^{-1}	γ_L/ns^{-1}	γ_{cal}/γ_c	$\left \frac{\gamma_{cal} - \gamma_A}{\gamma_{cal}} \right $	$\left \frac{\gamma_{cal} - \gamma_L}{\gamma_{cal}} \right $
JJ1	1.32	0.974	1.626	1.415	1.381	1.397	0.870	0.024	0.013
JJ2	1.53	0.974	1.639	1.365	1.371	1.387	0.833	0.004	0.016
JJ3	2.78	0.757	1.735	1.228	1.207	1.346	0.708	0.017	0.096
JJ4	4.04	0.706	1.676	1.082	1.059	1.200	0.646	0.021	0.109
JJ5	0.96	0.974	1.827	1.656	1.585	1.604	0.906	0.043	0.031
JJA	3.23	0.727	1.672	1.125	1.107	1.249	0.673	0.016	0.110
JJB	2.27	0.625	1.662	1.032	1.059	1.298	0.621	0.026	0.258

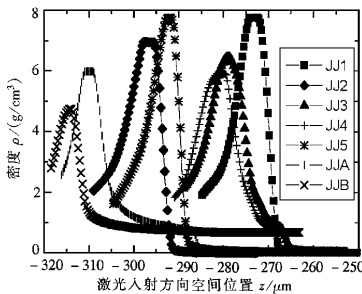


图 3 不同预热情况的烧蚀面密度空间分布

的线性增长率都在经典值的 80% 以上 , 只有较小的不稳定性致稳. 从图 3 看出 , 这三个模型的密度峰值

ρ_2 都较高 (大于 7 g/cm^3) , 烧蚀面台阶下面的密度 ρ_1 很小 接近零 所以 Atwood 数 $A \approx 1$. 这三个模型的烧蚀面密度梯度定标长度 L 较小 , 因此密度梯度致稳作用较弱 , 由 (10) 式或 Lindl 公式拟合的增长率在数值上接近 , 也与二维计算值符合. 当逐渐增大低温电子热传导系数时 , 如从 JJ2 到 JJ3 和 JJ4 , 烧蚀 RT 不稳定性线性增长率二维计算值逐渐降低 , 由 Lindl 公式拟合的增长率与二维计算值逐渐发生偏离 , 但由 (10) 式拟合的增长率仍与二维计算值很好地符合. 对于 JJ3 JJ4 JJA 和 JJB 这四个模型 , 线性增长率的 Lindl 公式拟合值与二维计算值出现较大偏差. 对照图 3 , 出现偏差的原因不难理解. 一方面 , 预热增大了靶的烧蚀 , 烧蚀面台阶底部的 ρ_1 值从不增大低温电子热传导系数的接近零上升到 1 g/cm^3

左右,另一方面,预热使烧蚀面内声速增大,靶的稀疏加快,靶峰值密度降低,所以烧蚀面 Atwood 数 A 明显变小,这四个模型的烧蚀面 Atwood 数都降到了 0.76 以下,出现了由界面 Atwood 数变小而产生的不稳定性致稳现象.因此线性增长率公式中必须考虑这种 Atwood 数变小的致稳效应.特别是 JJB 模型,虽然 L 仅为 $2.27 \mu\text{m}$,密度梯度致稳不算大,但 A 降到了 0.625,结果线性增长率的二维计算值最小,Lindl 公式拟合值与二维计算值产生 25% 的偏差.可见 Lindl 公式仅适用于 A 接近 1 的情况.

图 4 给出了不同扰动波长的线性增长率的二维计算值的比较.计算条件与 JJA 模型的相同.图 4 中清楚表明,各种波长扰动的线性增长率的 Lindl 公式拟合值与二维计算值有明显偏差,大于 10%,而 (13) 式的拟合值与二维计算值相当好地符合.因此在 A 明显小于 1 的情况,除了要考虑密度梯度致稳作用外,还要考虑 Atwood 数变小的致稳作用.

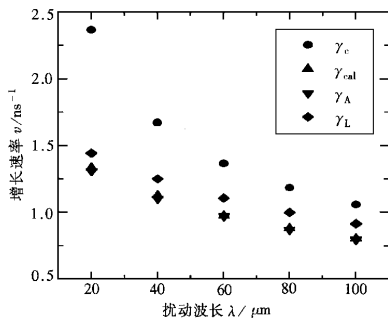


图 4 不同扰动波长的线性增长率二维计算值与不同公式拟合值的比较 $L = 3.23 \mu\text{m}$; $A = 0.727$

4 结 论

增大低温电子热传导系数,以增大烧蚀面附近

的预热效应时,烧蚀 RT 不稳定性线性增长率明显降低,二维计算值与利弗莫尔实验室的激光烧蚀 RT 不稳定性线性增长率的实验值较好地符合.在分析研究预热情况线性增长率的 Lindl 公式拟合值与二维计算值不一致的过程中,我们发现了 Atwood 数变小的致稳现象及其在预热致稳中所起的重要作用.烧蚀面有明显预热作用时,线性增长率的二维计算值与 Takabe 公式拟合值明显不符,与 Lindl 公式拟合值有较大偏差,原因是烧蚀对流、密度梯度和 Atwood 数变小这三个致稳因素中,Takabe 公式仅考虑了烧蚀对流致稳因素,Lindl 公式没有考虑预热引起的烧蚀面 Atwood 数变小的致稳因素,因此 Takabe 公式仅适用于烧蚀面很陡的情况,Lindl 公式仅适用于 A 接近 1 的情况.在合理近似下,我们推导了线性增长率的预热致稳公式,给出了计算密度梯度定标长度的表达式.(10)式同时包含了三种致稳因素,所以与各种情况的线性增长率的二维计算值都很好符合.

预热有效改善了烧蚀面密度分布,不仅增大了烧蚀面密度梯度致稳作用,而且也产生了烧蚀面 Atwood 数变小的致稳作用.烧蚀面 Atwood 数变小的致稳是预热情况的特有现象.预热加快了靶的稀疏,增大了靶的烧蚀,明显降低了烧蚀面的 Atwood 数.线性增长率公式(10)对抑制烧蚀 RT 不稳定性的增长有重要指导意义.通过选择合适的预热方式,可有效改善烧蚀面密度分布,降低烧蚀不稳定性的增长.

在激光烧蚀情况,烧蚀速度较小,对于感兴趣的扰动波长(10)式第二项贡献较小.SH 电子热传导的理论研究结果表明 β 值为 2.在 X 射线烧蚀情况,烧蚀速度较大,X 射线能量输运需作多群处理, β 值是否仍为 2,有待以后作进一步的研究.

[1] J. Lindl, *Phys. Plasmas* **2** (1995) 3933.
 [2] S. Border *et al.*, *Phys. Plasmas* **5** (1998) 1901.
 [3] J. Kilkenny *et al.*, *Phys. Plasmas* **1** (1994) 2122.
 [4] K. Shigemori *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **78** (1997) 250.
 [5] S. Glendinning *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **78** (1997) 3318.
 [6] L. Spitzer and R. Harm, *Phys. Rev.* **89** (1953) 977.
 [7] S. Weber *et al.*, *Phys. Plasmas* **1** (1994) 3652.
 [8] T. Dittrich *et al.*, UCRL-JC-124913 (1996).
 [9] S. Bodner, *Phys. Rev. Lett.* **34** (1975) 1273.
 [10] H. Takabe *et al.*, *Phys. Fluids* **26** (1983) 2299; H. Takabe *et al.*, *ibid.* **28** (1985) 3676.

[11] J. Sanz, *Phys. Rev. Lett.* **73** (1994) 3968; J. Sanz, *Phys. Rev.* **E53** (1996) A026.
 [12] A. Piriz *et al.*, *Phys. Plasmas* **4** (1997) 1117.
 [13] 叶文华等, *强激光与粒子束* **10** (1998) 567.
 [14] M. Honda *et al.*, *Phys. Plasmas* **3** (1996) 3420.
 [15] T. Dittich *et al.*, *Fusion Technol.* **31** (1997) 402; D. Wilson *et al.*, *Phys. Plasmas* **5** (1998) 1953.
 [16] S. Chandrasekhar, *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability* (Oxford University Press, London, 1968) p. 433.
 [17] K. Mikaelian, *Phys. Rev.* **A33** (1986) 1216.

