

激光柱形腔靶的 X 射线温度 和 X 射线转换效率

张 钧 裴文兵 隋成之 古培俊

应用物理与计算数学研究所, 北京, 100088

1990 年 5 月 21 日收到

本文根据实验和数值模拟给出的信息, 解析研究激光加热柱形腔靶(简称“腔靶”)X 射线温度与激光转换的 X 射线能之间的定标规律. 推断了 1989 年在神光激光器上做的系列腔靶实验, 对于每束激光能量为 300—500J, 脉冲宽度为 0.7—1.0ns, 波长 λ 为 1.06 μm 的高斯型激光源, 双束靶的 X 射线转换效率约为 (50—55)%, X 射线温度为 $(1.5—1.7) \times 10^6\text{K}$.

PACC: 5250J; 0785; 5270

一、引 言

激光 X 射线转换是腔靶物理的重要课题和关键技术. X 射线温度是内爆动力学要求的重要指标. 激光 X 射线转换的理论模拟包括激光吸收、电子传热、非平衡辐射流体力学和原子动力学, 以及非平衡电离和 X 射线发射等过程, 物理现象非常复杂. 但是由数值模拟知道, 腔内产生的 X 射线几乎全部被 Au 壁吸收. Au 壁向腔内的流体力学运动主要由热电子烧蚀引起, 而穿入 Au 壁的辐射对其影响并不显著. 因此可以将腔靶内激光产生的 X 射线在腔壁中的穿透问题与其它复杂的物理过程去耦. X 射线烧蚀产生的等离子体密度大于 $0.01\text{g}/\text{cm}^3$, 温度为 $(1.0—1.5) \times 10^6\text{K}$, 从弛豫时间分析知道, 该区域为平衡区, 因而可用单温能量方程描述, 并可从理论上得到腔靶内 X 射线温度与激光产生的 X 射线能量之间的定标关系.

激光 X 射线转换效率是腔靶物理很感兴趣的一个特征指标, 但是实验很难作直接测量. 可是腔内的 X 射线温度可通过激光入射孔(或诊断孔)精确测量. 于是通过实测温度给出的信息与上述理论定标规律可以确定腔靶的 X 射线转换效率.

二、腔靶 X 射线辐射温度的时间特性

1989 年在神光激光器上由腔靶诊断孔测量的 X 射线温度随时间变化的曲线如图 1 所示. 数值模拟计算也给出类似的曲线. 结果表明, 与激光脉冲宽度 τ_l 比较, X 射线脉冲宽度 τ_x 有加宽现象(大致为 $1.5—2.0\tau_x$). 大量的测试结果和数值模拟计算都说明这个事实.

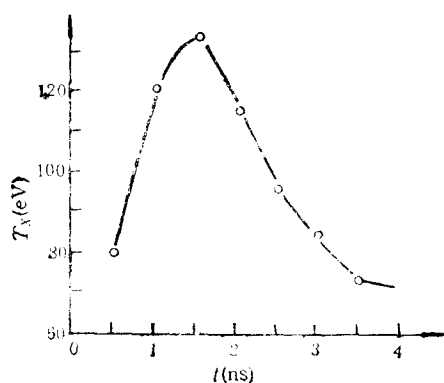


图 1 由柱形腔靶诊断孔测量的 X 射线温度 T_x 随时间 t 的变化

为了作解析计算, 将图 1 中的曲线拟合成如下的指数形式:

$$T_x = \begin{cases} T_{01} \exp(\alpha_1 t) & \text{当 } 0 < t \leq 1.5 \text{ ns 时;} \\ T_{02} \exp(-\alpha_2 t) & \text{当 } 1.5 \text{ ns} \leq t \leq 4 \text{ ns 时,} \end{cases}$$

式中 $T_{01} = 65.25 \text{ eV}$, $\alpha_1 = 0.518 \text{ ns}^{-1}$; $T_{02} = 189.85 \text{ eV}$, $\alpha_2 = 0.258 \text{ ns}^{-1}$. 拟合曲线的相对误差小于 $\pm 6\%$.

三、辐射热传导方程的自型解

根据上节描述的 X 射线温度的时间特性和数值模拟结果, 可作如下的假定:

1) 腔体内激光等离子体密度极低, 辐射平均自由程远远大于腔体线度, 因而 X 射线温度在腔内的空间分布是平缓的. 可认为 X 射线从 Au 壁的某一界面向壁内穿透, 该界面 (即腔内) 的 X 射线温度随时间指数增加;

2) Au 壁的密度较高, 其厚度比辐射平均自由程大得多, 扩散近似成立; Au 的辐射平均自由程具有如下形式:

$$l = l_0 (\rho_0 / \rho)^m (T / T_0)^n, \quad (1)$$

式中 l_0 , ρ_0 和 T_0 分别为无量纲化的自由程、密度和温度. Au 的状态方程如下形式:

$$\left. \begin{aligned} \text{压力:} & P = P_0 (\rho / \rho_0)^r (T / T_0)^s; \\ \text{比热:} & c_V = c_{V0} (\rho / \rho_0)^{r-1} (T / T_0)^{s-1}, \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

式中 P_0 和 c_{V0} 分别为无量纲化的压力和比热.

3) 腔体半径远远大于腔壁 (Au 材料) 厚度, 可用几何平面近似.

在上述假定下, 可找到辐射热传导方程在两种极端条件下的自型解. 解的形式类似于文献[1], 但文献[1]采用了理想气体状态方程, 本文采用的状态方程(2)是实际气体的, 这更接近于真实情况.

1. 常密度近似的自型解

常密度近似下, 辐射热传导方程可写成

$$c_V \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{ac}{3\rho_0} \frac{\partial}{\partial x} \left(l \frac{\rho}{\rho_0} \frac{\partial T^4}{\partial x} \right), \quad (3)$$

式中 a 为辐射常数, c 为光速, 时空均取拉格朗日坐标. 将温度 T 和密度 ρ 无量纲化

$$\tau = T/T_0, \quad \sigma = \rho/\rho_0. \quad (4)$$

考虑到(1),(2)和(4)式, 方程(3)可化简成

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = k \frac{\partial^2 T^{m_1}}{\partial x^2}, \quad (5)$$

式中 $T = \tau^s$, $m_1 = (n+4)/s$,

$$k = \{4ac l_0 T_0^3 / [3(n+4)\rho_0 c_V \sigma^{m_1+s-2}]\}. \quad (6)$$

假定

$$T(x, t) = J_0 \exp(2\alpha t) f(z), \quad (7)$$

取自型变量为

$$z = (\alpha/k J_0^{m_1-1})^{1/2} x \exp[-(m_1-1)\alpha t], \quad (8)$$

则方程(5)可化为常微分方程

$$2f(z) - (m_1-1)z \frac{df}{dz} = \frac{d^2 f^{m_1}}{dz^2}. \quad (9)$$

利用幂级数展开可求得方程(9)的渐近解.

令

$$f(z) = B \left(1 - \frac{z}{z_0}\right)^{n_1} \left[1 + b \left(1 - \frac{z}{z_0}\right)^{n_2} + \dots\right], \quad (10)$$

代入方程(9), 比较方程等号两边同次幂系数, 可确定 $n_1 = 1/(m_1-1)$, $n_2 = 1$,

$$B = [z_0(m_1-1)/m_1^{1/2}]^{\frac{2}{m_1-1}}, \quad b = [2m_1(m_1-1)]^{-1}. \quad (11)$$

利用边界条件

$$f(0) = 1 \quad \text{当 } z = 0 \text{ 时}, \quad (12)$$

可得辐射波头的位置

$$z_0 = m_1^{1/2}/(m_1-1). \quad (13)$$

于是辐射波的轨迹为

$$x_r = z_0(k/\alpha)^{1/2} T_i^{\frac{m_1-1}{2}}, \quad (14)$$

式中 $T_i = J_0 \exp(2\alpha t)$ 为辐射波起始位置的 $T(0, t)$. 由解答(10)和(11)式看出, 如果 $n = 2$, $s = 1.5$, 则略去展开式(10)等号右边第二项, 舍去误差仅约为4%. 因此方程(9)的解可写成

$$T(x, t) = J_0 \exp(2\alpha t) \left(1 - \frac{z}{z_0}\right)^{\frac{1}{m_1-1}}. \quad (15)$$

2. 等压近似的自型解

考虑到流体力学运动, 电子烧蚀压产生的冲击波跑在辐射波的前面, 辐射波经过的区域近似为等压区. 在该情况下, 能量守恒方程可化简为

$$c_v \frac{\partial T}{\partial t} - T \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_\rho \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{ac}{3\rho_0} \frac{\partial}{\partial x} \left(l \frac{\rho}{\rho_0} \frac{\partial T}{\partial x} \right). \quad (16)$$

这里时空都是拉格朗日坐标.

根据状态方程(2), 等压假定应有如下关系:

$$\rho^r T^i = \rho_i T_i^i.$$

无量纲化后变成

$$\sigma = \sigma_i (\tau_i / \tau)^{r/r}, \quad (17)$$

下标“i”表示 Au 壁内界面边界上的量.

将方程(16)无量纲化, 并考虑到(1)和(2)式得

$$\frac{\partial T}{\partial t} - k_2 \frac{T}{\tau_i} \frac{\partial \tau_i}{\partial t} = \bar{k} \tau_i^{(2-m-r)s/r} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \quad (18)$$

式中 $T = \tau^{r/r}$, $m_2 = (n+4) \frac{r}{s} + m - 1$

$$\begin{aligned} \bar{k} &= 4ac l_0 T_i^i s / \{ 3[(n+4)r + (m-1)s] \sigma_i^{m+r-2} k_1 \}, \\ k_1 &= c_{V0} \rho_0 + s^2 P_0 / r T_0, \quad k_2 = s^3 P_0 / r^2 T_0 k_1. \end{aligned} \quad (19)$$

假定

$$\begin{aligned} T(x, t) &= J_0 \exp(2\alpha t) f(z), \\ T_i(0, t) &= J_0 \exp(2\alpha t), \quad \tau_i = [J_0 \exp(2\alpha t)]^{r/s}. \end{aligned} \quad (20)$$

如取自型变量为

$$z = x(\alpha / \bar{k})^{1/2} (J_0 \exp(2\alpha t))^{-\frac{1}{2}(m_2 - m - r + 1)}, \quad (21)$$

则方程(18)可化简为

$$2 \left(1 - \frac{r}{s} k_2 \right) f(z) - (m_2 - m - r + 1) z \frac{df}{dz} = \frac{d^2 f}{dz^2}, \quad (22)$$

仍寻找(10)式的幂级数解, 可定出

$$n_1 = 1/(m_2 - 1), \quad B = [z_0^2 (m_2 - 1)(m_2 - m - r + 1)/m_2]^{1/(m_2 - 1)}. \quad (23)$$

利用边界条件可确定辐射波头位置

$$z_0 = [m_2 / (m_2 - 1)(m_2 - m - r + 1)]^{1/2} \quad (24)$$

和辐射波轨迹

$$x_r = z_0 (\bar{k} / \alpha)^{1/2} \tau_i^{(m_2 - m - r + 1)/2r}, \quad (25)$$

得到方程(18)的渐近解

$$T(x, t) = J_0 \exp(2\alpha t) (1 - z/z_0)^{1/(m_2 - 1)}. \quad (26)$$

四、辐射能耗与腔壁内边界温度的定标规律

利用所得自型解, 容易找到腔壁内表面边界温度(即腔内温度)与透进腔壁辐射能之间的关系.

当辐射波传播到 x_r 时, 加热物质的能耗为

$$E = \int_0^{x_r} \rho_0 dx \int_0^T c_V dT' = \int_0^{x_r} \frac{1}{s} c_V \rho_0 T dx. \quad (27)$$

按能量守恒, 该能量应等于到 t 时刻通过单位面积由腔壁内表面流入腔壁的辐射能流 q_r . 对腔壁内表面积分, 得到从腔壁内表面流入腔壁的总辐射能流 F_r , 即

$$F_r = q_r S = ES, \quad (28)$$

式中 S 为腔壁内表面的总面积. 注意, F_r 为对时空的积分量, 量纲为能量. 由自解 (15), (26) 和 (27), (28) 式可得到定标关系. 常密度近似结果为

$$T_i = \xi_1 \sigma_1^{(m-r)/(n+4+s)} (F_r/S)^{2/(n+4+s)}. \quad (29)$$

式中取了无量纲化温度 $T_0 = 1$,

$$\begin{aligned} \xi_1 &= \{[(n+4)\alpha/k']^{1/2}/T_0\rho_0\}^{2/(n+4+s)}, \\ k' &= 4ac l_0 T_0^4 c_{V0}/[3(n+4)\rho_0]. \end{aligned} \quad (30)$$

等压近似结果为

$$T_i = \xi_2 \sigma_1^{(m-r)/(n+4+s)} \left(\frac{F_r}{S} \right)^{2/(n+4+s)}, \quad (31)$$

式中仍取无量纲化温度 $T_0 = 1$,

$$\begin{aligned} \xi_2 &= \left[\frac{1}{c_{V0} T_0 \rho_0} \left(\frac{\alpha m_2 (m_2 - m - r + 1)}{\bar{k}' (m_2 - 1)} \right)^{1/2} \right]^{2/(n+4+s)}, \\ \bar{k}' &= 4ac l_0 T_0^4 / 3k_1 [(n+4)rs + (m-1)s^2]. \end{aligned} \quad (32)$$

由(29)和(30)式看出, 在两种近似下得到的定标指数完全相同, 只是系数不同. 另外, 假定边界温度为定常温度时, 也得到类似于常密度近似下给出的规律(29)式, 如取图 1 给出的 X 射线脉冲的半宽度代替时间, 则得到的定标指数和系数与(29)式完全相同. 因此, 相信这里得到的辐射温度与辐射能之间的定标指数有相当的可靠性.

如果取 Au 元素的辐射平均自由程(1)式和状态方程(2)中的常数为 $l_0 = 3.42 \times 10^{-3} \mu\text{m}$, $m = 1.45$, $n = 2.2$, $P_0 = 27.2 \text{ 0.1 TPa}$, $c_{V0} = 23.4 \text{ erg}/10^6 \text{ K} \cdot \text{pg}$, $r = 0.9569$, $s = 1.482$. 另外, 考虑到 X 射线温度下降阶段流入腔壁的辐射能, 用 $(1 + \sqrt{\alpha_2/\alpha_1})$ 代替 α ; 由于腔内产生的 X 射线能几乎全部流入腔壁, 因而可用腔内产生的 X 射线能 E_x 代替 F_r , 同时边界温度 T_i 用腔内 X 射线温度 T_x 代替. 这样可得到

$$T_x = \begin{cases} 0.376 \sigma_1^{0.0642} (E_x/S)^{0.26} & \text{常密度近似;} \\ 0.385 \sigma_1^{0.0642} (E_x/S)^{0.26} & \text{等压近似,} \end{cases} \quad (33)$$

$$(34)$$

式中的单位, E_x 为 erg, S 为 μm^2 , T_x 为 10^6 K . 考虑到 X 射线转换区的物质密度和辐射波的穿透深度 ($< 1 \mu\text{m}$), 取 $\sigma = \sigma_1 = 0.52 \times 10^{-3}$; 为了与实验结果比较, 取 E_x , T_x 和 S 的单位分别为 10^4 J , eV 和 cm^2 , 则(33)和(34)式可写成

$$T_x = \begin{cases} 120.2 \left(\frac{E_x}{S} \right)^{0.26} \text{ eV} & \text{常密度近似;} \\ 123.2 \left(\frac{E_x}{S} \right)^{0.26} \text{ eV} & \text{等压近似.} \end{cases} \quad (35)$$

$$(36)$$

辐射烧蚀深度的定标关系(14)和(25)式也是很有意义的量. 将具体参数代入可得到等效固体密度 ($\sigma = 1$) 烧蚀深度的定标关系

$$x_r = \begin{cases} 0.186 T_x^{2.359} & \text{常密度近似;} \\ 0.167 T_x^{2.359} & \text{等压近似} \end{cases} \quad (37)$$

$$(38)$$

式中的单位: T_x 为 $\times 10^6 \text{K}$, x_r 为 μm . 当 T_x 在 $(1-2) \times 10^6 \text{K}$ 之间变化时, 等效固体密度辐射烧蚀深度为 $0.2-1.0 \mu\text{m}$.

由于非线性热传导形成的热波波阵面比较陡峭, 波后比较平缓^[2], 又由于辐射波加热冷介质时, 主要是提高物质的内能, 因此作为零级近似, 可用辐射烧蚀深度估计腔内温度与进入腔壁辐射能之间的关系.

五、X 射线温度与进腔激光能的实验定标关系

在实验中, 注入腔体的激光能量 E_1 可精确测量; Au 壁内表面的总面积 S 也是已知的. 激光在腔靶内转换的 X 射线温度可通过诊断孔或激光入射孔测量. 实验测量的辐射温度 T_x 随进腔激光比能量 (E_1/S) 的变化如图 2 所示. 具体数据见表 1.

为了与理论定标规律比较, 将实验结果拟合成如下的形式:

$$T_x = A(E_1/S)^{0.26}, \quad (39)$$

式中幂指数 0.26 为理论值. 由实验测量值确定的系数 A 也列在表 1 中. 按照平均值 $\bar{A}$ 由(39)式计算的 X 射线温度 T_x 与实测值比较, 相对误差 $< \pm 4\%$.

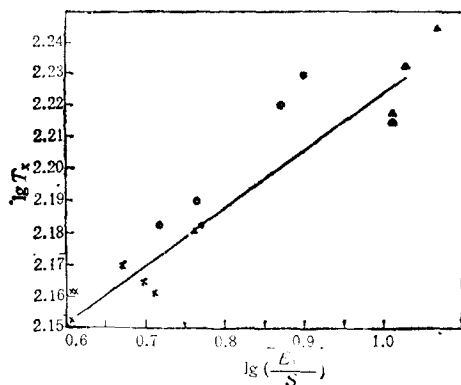


图 2 实验测量的辐射温度 T_x 随进腔激光比能量的变化
× 为双束靶 o 为泄漏靶 Δ 为单束靶
 E_1 的单位是 $(\frac{\times 10^4 \text{J}}{\text{cm}^2})$; T_x 的单位是 eV

表 1 实验测量的 X 射线温度 T_x 随进腔激光比能量 (E_1/S) 的变化和对应的 A 值*

靶 型	名 称	测量值和拟合值						平均 $\bar{A}$
双束靶	$\lg \frac{E_1}{S}$	0.607	0.606	0.610	0.671	0.696	0.711	97.73
	$\lg T_x$	2.1525	2.153	2.153	2.170	2.1645	2.161	
	A	98.78	98.96	98.72	98.98	96.26	94.65	
泄漏靶	$\lg \frac{E_1}{S}$	0.714	0.763	0.770	0.867	0.893		98.28
	$\lg T_x$	2.182	2.190	2.182	2.220	2.230		
	A	99.17	98.09	95.90	98.76	99.50		
单束靶	$\lg \frac{E_1}{S}$	0.760	1.007	1.009	1.022	1.062		92.39
	$\lg T_x$	2.180	2.2175	2.215	2.233	2.2455		
	A	96.03	90.30	89.67	92.74	93.19		

* 图 1 和图 2 均由中国西南核物理与化学研究所提供, 表 1 中的测量值是由图 2 读出的.
表中 $E_1(\times 10^4 \text{J})$; $T_x(\text{eV})$; $S(\text{cm}^2)$.

六、柱形腔靶的 X 射线转换效率

按定义,进腔激光能 E_l 与转换的 X 射线能 E_x 有如下的关系:

$$E_x = \eta_a \eta_x E_l. \quad (40)$$

将(40)式代入理论定标关系(35)或(36)式与实验定标关系(39)式比较得到

$$\eta_x \eta_a = B_1 = \begin{cases} 0.449 & \text{双束靶;} \\ 0.458 & \text{泄漏靶;} \\ 0.361 & \text{单束靶,} \end{cases} \quad (41)$$

ε 常密度近似;

$$\eta_x \eta_a = B_2 = \begin{cases} 0.411 & \text{双束靶;} \\ 0.420 & \text{泄漏靶;} \\ 0.331 & \text{单束靶,} \end{cases} \quad (42)$$

ε 等压近似.

根据实验测量的激光吸收效率 η_a , 按照(41)和(42)式推算的各种靶型的 X 射线转换效率列在表 2—表 4 中.

表 2 双束靶的 X 射线转换效率

发 次	实 验 测 量 值				推算值(%)	
	$E_l(\text{J})$	$\tau_l(\text{ps})$	$T_{\text{XG}}(\text{eV})$	$\eta_a(\%)$	η_x 等压	η_x 常密度
89052503	369	960	142	82	50.1	54.8
	456	998				
89052601	468	820	145	83	49.5	54.1
	510	1350				
89053001	371	100	145	75	54.8	59.9
	355	1120				
89053002	368	620	145	83	49.5	54.1
	360	750				
89053101	427	820	148	79	52.0	56.8
	415	1000				
89053102	452	690	146	82	50.1	54.8
	464	915				

表 3 泄漏靶的 X 射线转换效率

发 次	实 验 测 量 值				推算值(%)	
	$E_l(\text{J})$	$\tau_l(\text{ps})$	$T_{\text{XG}}(\text{eV})$	$\eta_a(\%)$	η_x 等压	η_x 常密度
89060904	293	940	154	77	54.5	59.5
89061203	333	810	152	70	60.0	65.4
89061004	415	840	166	76	55.3	60.3
89061204	442	840	170	82	51.2	55.9

表 4 单束靶的 X 射线转换效率

发 次	实 验 测 量 值				推算值(%)	
	$E_i(\text{J})$	$\tau_i(\text{ps})$	$T_{\text{xc}}(\text{eV})$	$\eta_s(\%)$	η_x 等压	η_x 常密度
89052602	385	976	164	70	47.3	51.6
89052701	384	850	165	73	45.3	49.5
89052901	434	780	176	81	40.9	44.6
89052904	397	780	171	74	44.7	48.8
89060104	217	770	152	72	46.0	50.1

七、结 果 讨 论

通过对柱形腔靶 X 射线转换的大量的一维数值模拟和基础研究,以及一定数量的实验结果分析,提出了较为符合实际的理论模型,给出 X 射线温度与 X 射线能量之间的理论定标规律。柱形腔靶的激光 X 射线转换效率在实验上是很难作直接测量的,通过理论与实验定标关系的比较,提出了一种确定柱形腔靶激光 X 射线转换效率的半唯象方法。

腔靶实际上是一种二维几何结构,理论上完善的模拟需要二维程序,这就给数值模拟带来很多困难。采用一维数值模拟、解析研究和实验测量相结合的方法,提出了确定腔靶激光 X 射线转换效率的方法,无疑将推动进一步的理论研究和实验结果的分析。

对于波长为 $\lambda_1 = 1.06 \mu\text{m}$ 的激光,能量为 300—500J,脉宽为 0.8—1.0ns,由一维数值模拟知道,腔靶的 X 射线转换效率为 60—70%,而实际上由定标规律确定的 X 射线转换效率,双束靶为 50—55%,泄漏靶为 51—66%,单束靶为 41—50%,说明二维效应使一维结果下降 10—20%。其中单束靶的 X 射线转换效率最低,这可能是由于它对 X 射线的再吸收最大,其次是双束靶,泄漏靶的再吸收最小。

数值模拟和实验测量均表明,柱形腔靶的 X 射线转换效率明显高于平面靶^[3]。这是因为柱形腔内体积有限,等离子体的飞散受到约束,动能大幅度减少,从而有效地提高了 X 射线转换效率。从辐射驱动的靶设计来说,柱形腔靶是有优越性。

在第三一五节给出了两种近似解的结果。从完善的数值模拟知道,电子烧蚀驱动的冲击波的确跑在辐射波的前面。辐射波经过的区域更接近于一个等压区,因此等压近似给出了更逼近真实情况的结果。

为了核实在第三节中给出的方程(9)和(22)的幂级数解的精度,按照文献[4]的方法作了数值解,结果表明解析解与数值解符合得相当好,相对误差小于 $\pm 4\%$,说明解析解有相当的精确度。

在本文写作过程中,与中国西南核物理和化学研究所从事腔靶测试的同志进行过充分讨论;郑志坚、孙可煦等同志提供了充足的实验数据;常铁强和陈光南等同志作的二维唯象模拟为定标规律提供了另一方面的依据。对他们的大力协作表示衷心感谢。

- [1] R. E. Marshak, *Phys. Fluids*, 1(1958), 24.
[2] Я. Б. 泽尔道维奇, Ю. П. 莱依捷尔, 激波和高温流体力学现象物理学 (中译本), 第 10 章, 科学出版社, (1985).
[3] Zhang Jun, *Laser Interaction*, Plenum Publishing Corporation 8 (1987), 205.
[4] A. G. Petschek, R. E. Williamson, Los Alamos National Laboratory, 2421, (1960).

X-RAY TEMPERATURE AND X-RAY CONVERSION EFFICIENCY FOR LASER CYLINDRICAL CAVITY TARGETS

ZHANG JUN PEI WEN-BING SUI CHENG-ZHI GU PEI-JUN

Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing, 100088

(Received 21 May 1990)

ABSTRACT

In this paper, the scaling laws between the X-ray temperature and the X-ray energy converted by laser have been studied analytically for the laser cylindrical cavity targets according to the information of the experiments and the numerical simulations. For a series of experiments made on the Shenguang facility in 1989, we predict that, as the laser energy of each beam is 300—500J, the pulse width is 0.7—1.0ns, and the wavelength is 1.06 μm , the X-ray conversion efficiency is about 50—55% for the two beam targets, and the corresponding X-ray temperature is about 1.5×10^6 — $1.7 \times 10^6 \text{K}$.

PACC: 5250J; 0785; 5270