

CNIC-01418
CAEP-0042

中国核科技报告

CHINA NUCLEAR SCIENCE AND TECHNOLOGY REPORT

柱腔靶 X 光辐射能量传输分解实验与理论分析
SEPARATE EXPERIMENTS AND THEORETICAL
ANALYSES ON X-RAY ENERGY TRANSPORT IN
CYLINDER CAVITY TARGETS
(In Chinese)



中国核情报中心
原子能出版社

China Nuclear Information Centre
Atomic Energy Press

图书在版编目 (CIP) 数据

中国核科技报告 CNIC-01418, CAEP-0042: 柱腔靶 X
光辐射能量传输分解实验与理论分析/江少恩等著. —北
京: 原子能出版社, 1999. 12

ISBN 7-5022-2109-3

I. 中... II. 江... III. 核技术-研究报告-中国 IV. TL-2

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (1999) 第 54005 号

原子能出版社出版 发行

责任编辑 李雯丽

社址: 北京市海淀区阜成路 43 号 邮政编码: 100037

中国核科技报告编辑部排版

核科学技术情报研究所印刷

开本 787×1092 mm 1/16 印张 1 字数 27 千字

1999年12月北京第一版 1999年12月北京第一次印刷

印数: 1—150

定价: 5.00 元



江少恩：1986年毕业于电子科技大学，现为
中国工程物理研究院研究员、博士。

JIANG Shaoen: Graduated from
University of Electronic Science and
Technology in 1986. Associate professor
and Ph. Doctor of China Academy of
Engineering Physics.

CNIC-01418

CAEP-0042

柱腔靶 X 光辐射能量传输 分解实验与理论分析

江少恩 郑志坚 成金秀 孙可煦 杨家敏 缪文勇

(中国工程物理研究院, 成都, 610003)

摘 要

研究了柱腔靶中 X 光辐射能量传输。设计三种靶即源靶、输运靶(管靶)和缝靶进行分解研究, 由源靶可得到输运的初始条件, 由管靶得到输运的结果, 由缝靶的测量可得到 X 光沿输运路径的衰减情况。运用简化的辐射输运模型, 对三种分解靶的测量结果进行计算和分析。由实验和计算的结果推断 X 光在管靶中输运是指数衰减的, 由数值计算结合实验结果得到辐射输运的定标公式。提出三种与辐射输运有关的自由程的概念, 使得辐射输运的定标公式具有明确的物理意义。利用 X 光烧蚀的自相似解, 得到等离子体对输运产生影响的定标公式。

Separate Experiments and Theoretical Analyses on X-Ray Energy Transport in Cylinder Cavity Targets

(In Chinese)

JIANG Shaoen ZHENG Zhijian CHENG Jinxiu SUN Kexu
YANG Jiamin MIAO Wenyong
(China Academy of Engineering Physics, Chengdu, 610003)

ABSTRACT

X-ray radiation transport in cylinder cavity targets is studied. For X-ray radiation energy transport, three kinds of targets, which are source, transport and slit targets, are investigated separately. From source target, the initial condition for transport is obtained. From transport target, the transport result is obtained. From slit target, the attenuation change along transport path is obtained. The simple radiation transport model is used to calculate and analyse the results for three kinds of targets. From experimental and calculated results, X-ray transport attenuation changes in exponential function, and scaling law for radiation transport is obtained. Three kinds of free path relative to transport are advanced. Using X-ray ablative self-similar solution, the scaling law for plasma expansion effect on transport is obtained.

引言

惯性约束聚变 (ICF) 研究最关键的因素之一是要求靶丸内爆压缩的对称性, 研究表明靶丸辐照的对称性要求达到 1%, 才能更好地满足点火或高增益对内爆压缩的要求^[1, 2]。在直接驱动的 ICF 中, 许多光束质量相同并经过均匀平滑的激光束同时辐照靶丸, 以便满足对称性的要求。在间接驱动 ICF 研究中, 靶丸置于高 Z 材料的腔内, 由激光在腔壁转换 X 光辐照靶丸。间接驱动的 X 光辐照具有更好的对称性, 这是由于 X 光辐射被约束在腔内而不断地与腔壁相互作用, 经过多次吸收与再发射使得腔内 X 光辐射场变得更加平滑, 而且更加趋近于 Planck 谱。因此间接驱动受到了广泛的关注, 并被深入地研究^[1, 2]。

相对直接驱动来说, 间接驱动的物理过程更为复杂, 这些过程包括: 黑腔靶的堵口效应、能量吸收特性、X 光转换机制、腔内 X 光输运、辐射温度特性、受激散射及超热电子特性等物理过程。对这些问题进行综合研究难免有些物理过程被掩盖, 因此需要进行分解研究, 这样可以对每个物理过程作更细致的研究和分析。随着三倍频激光打靶的实施, 超热电子和受激散射可以大大地降低。能量吸收和 X 光转换可以通过对平面靶的研究而解决, 并且已经得到了大量的实验结果和一些定标规律。而对于 X 光输运的研究相对较少, 原因可能是 X 光输运过程的研究较为困难及保密^[7~13]。为此, 我们开展了这项研究, 设计了一些分解靶进行实验, 并且采用简单的 X 光输运模型对实验结果进行数值模拟与分析。

1 X 光输运实验研究方法及实验排布

1.1 X 光输运实验研究方法

X 光输运研究就是研究 X 光沿输运路径的衰减和分布情况。我们分三种分解靶对 X 光输运进行研究。这三种靶分别是辐射源靶 (简称源靶), 输运靶 (简称管靶) 和缝靶, 见示意图 1 中的 A、B 和 C。

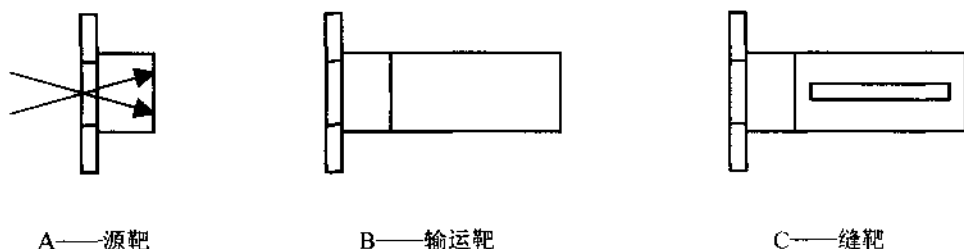


图 1 柱腔输运分解靶结构示意图

X 光辐射输运研究需要首先研究辐射源特性, 了解 X 光输运的初始条件, 包括输运能流、辐射温度、初级辐射光谱特性。这可以通过源靶进行研究, 其次研究 X 光的输运过程。进一步的分解, 分为输运靶和缝靶, 从输运靶可以研究 X 光在一维管道输运的结果 (管末端的 X 光谱和总量), 以模拟间接驱动的 X 光输运; 从缝靶可以了解 X 光辐射沿轴向的分布和不同位置的变化情况, 从而获取更多的物理信息。

A 为源靶, 柱腔直径为 $400\ \mu\text{m}$, 腔长为 $300\ \mu\text{m}$ 。源靶的特点是: (1) 激光正入射,

有利于与理论进行比较, (2) 可以产生较为“干净”的 X 光源。采用 $300\text{ }\mu\text{m}$ 直径的注入孔, 其目的是提高激光能量注入率, 增大腔内 X 光辐射能流。在离注入孔 $300\text{ }\mu\text{m}$ 的柱腔内, 用 $0.17\text{ }\mu\text{m}$ 厚度的 Au 箔将柱腔分为源区和输运区, $0.17\text{ }\mu\text{m}$ 大于 $0.35\text{ }\mu\text{m}$ 激光对 Au 的烧穿深度, 可以有效地阻止激光进入输运区, 确保输运区为纯 X 光辐射输运。在 Au 箔后加 $0.2\text{ }\mu\text{m}$ 厚度的 CH 膜来抑制高 Z 等离子体膨胀喷射造成输运通道和缝口的堵塞。

B 为输运靶, 在源靶后面加 1.2 mm 长的输运管道, 半径与源靶的半径相同。

C 为双缝结构, 在输运靶的后接部分两侧开双缝, 双缝的缝中心分别上下偏离水平线约 20° , 以确保对称安装的探测器能观测到对面腔壁发射的 X 射线。输运缝腔长 1.2 mm , 柱腔上的双缝长度为 1 mm , 宽度为 0.1 mm , 是观测腔内 X 光辐射细致结构的窗口, X 射线皮秒分幅相机、X 射线条纹相机以及 X 光 CCD 针孔透射光栅谱仪等诊断设备, 通过窗口获取腔内 X 光辐射光谱时空信息。缝靶结构利于多种诊断设备的排布和观测。

1.2 实验排布

辐射输运研究要求对 X 光时、空和谱在同一发次进行诊断, 故我们在辐射输运实验中安排了多种诊断设备。实验排布方式见图 2, 靶被置于靶室中心, 缝位于南北方向。

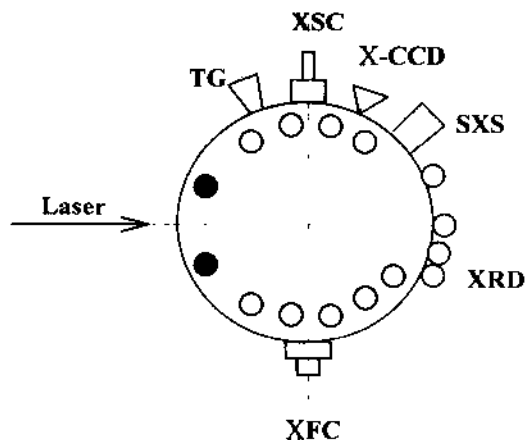


图2 探测器布局示意图

X 射线皮秒分幅相机 (XFC) 被安置在正北 $\phi 200\text{ mm}$ 的水平法兰孔上, 相机空间分辨 $15\text{ }\mu\text{m}$, 时间分辨 60 ps , 用来观测缝口 X 光辐射强度随时间和二维空间的变化特征。

X 射线条纹相机 (XSC) 被安置在正南 $\phi 200\text{ mm}$ 的水平法兰孔上, 相机时间分辨 6 ps , 空间分辨 $25\text{ }\mu\text{m}$, 用来获取缝口 X 光辐射时空分布。

X 射线 CCD 透射光栅谱仪与入射激光束夹角 112.5° , 用来获取缝口 X 光辐射光谱空间分布。该谱仪空间分辨 $20\text{ }\mu\text{m}$, 光谱分辨 0.2 nm , 具有很高的灵敏度, 特别适合对低能弱光强的辐射光谱进行成像测量。

平响应 XRD 为分离探头, 主要布置在靶室内的支撑架上, 在靶室外的法兰孔上只安装了 4 个探测器, 用来获取缝口、源和输运靶末端 X 光辐射角分布和辐射总量。亚千 X 光能谱仪 (SXS 谱仪) 与入射激光束夹角 135° 测量源和输运靶末端 X 光辐射温度。

在实验中, 我们所需要的数据为软 X 光能谱及 X 光总量, 所以主要用 SXS 谱仪和透

射光栅谱仪获得软 X 光能谱, X 光总量有 SXS 谱仪和平响应 XRD 获得。

2 简化的 X 光输运模型

严格来说, 研究辐射输运需要解辐射输运方程, 但由于辐射输运方程的复杂性, 一般需要编制极其复杂的程序来进行计算, 而这往往是相当困难的, 所以, 针对具体情况, 作一些合理假定, 使辐射输运问题得到简化。

考虑任意形状由高 Z 材料制成的腔体, 在腔壁上开有注入能量(如 X 光形式)小孔。我们采用文献[8]中简化的 X 光输运模型, 它由一维含有辐射热传导流体力学(辐射流体力学)的自相似解而建立的, 并假定满足局部热动平衡, 腔壁和辐射均是平衡的, 满足斯特凡-波尔兹曼(Stefan-Boltzman)公式。假定等离子体膨胀很小, 因此腔内等离子体膨胀与填充不予考虑。

2.1 腔壁单元之间辐射能量交换

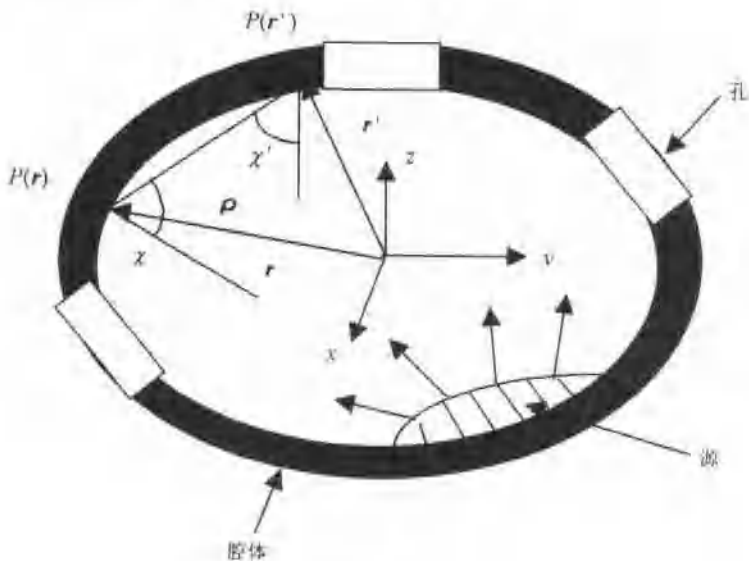


图 3 腔结构示意图

图 3 为腔结构的示意图, 图中绘制的腔体为椭圆实际代表任意形状。外辐射源占很小的腔壁面积, 大小为 A_s , 辐射的能流为 $S_0(r, t)$, 它一般是时变的。腔设有开口以模拟实际情况存在的注入孔和诊断口。辐射也通过这些孔漏失, 用 A_h 表示所有孔的面积和, A_w 为腔壁的面积, 腔的总面积为 A_c , 则有关系 $A_c = A_w + A_h$ 。忽略储存于腔内空间的辐射能量影响, 绝大部分的能量作用于腔壁, 将腔壁任意一点放大, 见图 4。于是可将腔内的空间与腔壁材料界面的能量平衡关系式表示为:

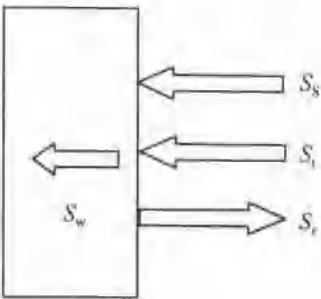


图 4 腔内壁的能流情况说明

$$S_i(r, t) + S_s(r, t) = S_r(r, t) + S_w(r, t) \quad (1)$$

$$S_i(r, t) = \int_{\Omega_w} \frac{S_r(r', t)}{\pi} \psi_v(r, r') dA' \quad (2)$$

$$S_s(r, t) = \int_{\Omega_s} \frac{S_0(r', t)}{\pi} \psi_v(r, r') dA' \quad (3)$$

$$S_r(r, t) = R(r, t)[S_s(r, t) + S_i(r, t)] \quad (4)$$

这儿式中, 第一式为能量平衡关系式。源能流为 $S_0(r, t)$, $S_i(r, t)$ 表示腔壁其他地方贡献的入射能流, $S_r(r, t)$ 为反射能流, $S_w(r, t)$ 为进入腔壁材料的能流。 $\psi_v(r, r')$ 为视角因子, 定义为:

$$\psi_v(r, r') = \cos \chi \cos \chi' / \rho^2, \quad \rho = |r - r'| \quad (5)$$

如图 3 所示, χ 和 χ' 分别为 PP' 连线与 $P(r)$ 和 $P(r')$ 点法线间的夹角。

(4) 式中的 $R(r, t)$ 为再辐射系数, 也称反照率。(1)~(4) 的方程组可以确定腔内辐射场。 $S_0(r, t)$ 和腔的结构是给定的, 但反照率 $R(r, t)$ 是已知的时, 就可以求出 $S_i(r, t)$ 、 $S_s(r, t)$ 、 $S_r(r, t)$ 和 $S_w(r, t)$ 。应注意到, 虽然(1)~(4) 中不显含时间, 但未知量是含时间的。即使源 $S_0(r, t)$ 是不变的, 反照率也是时变的。

2.2 辐射流体力学自相似解

当热辐射沉积在高 Z 材料的腔壁上时, 会形成相当稠密等离子体, 中等温度和高密度的等离子体会对入射的辐射场是光性厚的。能量传输到腔壁后, 紧接着是辐射扩散, 形成辐射热波。同时, 部分等离子体内能转换成膨胀的动能。由于等离子体是光性厚的, 它再辐射 X 光到腔内的空间区域。在等离子体与辐射之间存在完全热动平衡条件下, 可以得到解析公式。在这种情况下, 辐射流体力学方程满足自相似解^[14], 于是可以得到定标公式:

$$T_r(t) = c' t^{\alpha'} S_w^{\beta'} \quad (6)$$

其中系数 c' 与指数 α' 和 β' 与腔壁材料的物理性质相关。利用 Stefan-Boltzman 公式, 可以得到再辐射能流:

$$S_r(t) = \sigma T_r^4(t) = c t^{\alpha} S_w^{\beta} \quad (7)$$

其中 $c = \sigma c'^4$, $\alpha = 4\alpha'$, $\beta = 4\beta'$, σ 为 Stefan-Boltzman 常数。对于实验中通常所采用金作为腔体材料的情况, 可以得到^[15]

$$T_r(\text{eV}) = 262.2 \tilde{t}^{2/13} \tilde{S}_w^{4/13} \quad (8)$$

$$\tilde{S}_r = 4.87 \tilde{t}^{8/13} \tilde{S}_w^{16/13} \quad (9)$$

其中 $\tilde{S}_r$ 和 $\tilde{S}_w$ 是以 10^{14} W/cm^2 为单位, $\tilde{t}$ 以纳秒(10^{-9} 秒, ns)为单位。将(1)代入(9)式, 并消去 S_w 得到

$$S_r(r, t) = c t^{\alpha} [S_s(r, t) + S_i(r, t) - S_r(r, t)]^{\beta} \quad (10)$$

其中 $c = 4.87$, $\alpha = 8/13$, $\beta = 16/13$ 。利用(2)和(3)式, $S_s(r, t)$ 由源能流 $S_0(r, t)$ 的积分表示, $S_i(r, t)$ 由再辐射能流 $S_r(r, t)$ 的积分表示, 于是得到一个非线性、仅有一个未知量 $S_r(r, t)$ 的积分方程为

$$S_r(r, t) = ct^a \left[\int_{A_0} \frac{S_0(r', t)}{\pi} \psi_v(r, r') dA' + \int_{A_w} \frac{S_r(r', t)}{\pi} \psi_v(r, r') dA' - S_r(r, t) \right]^\beta \quad (11)$$

若 $S^*(r, t)$ 为(11)的解, 再辐射系数 $R(r, t)$ 就可以表示为

$$R(r, t) = \frac{S_r^*(r, t)}{\int_{A_0} \frac{S_0(r', t)}{\pi} \psi_v(r, r') dA' + \int_{A_w} \frac{S_r^*(r', t)}{\pi} \psi_v(r, r') dA'} \quad (12)$$

2.3 视角因子的确定

如果我们考虑仅限于象图 5 所示的柱腔的结构, 则可将视角因子 $\psi_v(r, r')$ 分为两个部分, 一个是 $G(\hat{z})$ 表示源的端面与柱腔壁间的几何关系, 另一个是 $F(\hat{z} - \hat{z}')$ 表示柱腔壁各点之间的几何关系。 $\hat{z}$ 和 $\hat{z}'$ 表示为沿轴项距离与柱腔半径 r_0 之比, 即 $\hat{z} = z/r_0$ 。 l 为柱腔的长度, 则 $\hat{l} = l/r_0$ 。对柱腔来说, 是轴对称的, 因此 $S_r(r, t)$ 等能流与方位角无关, 仅与轴向距离有关, 于是(11)变成

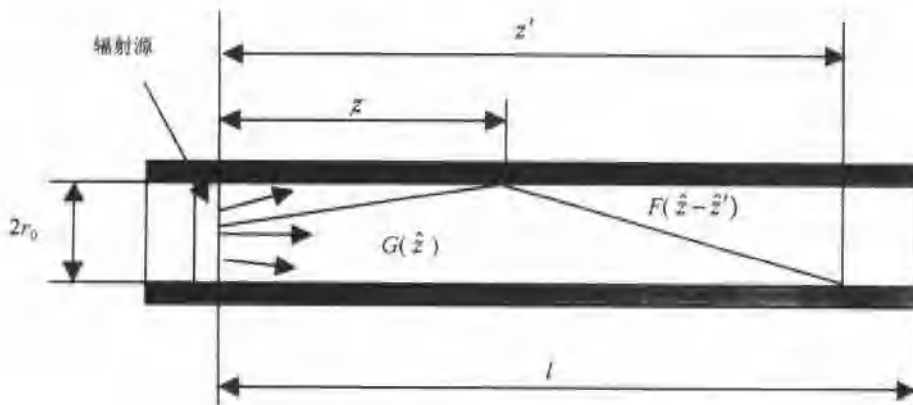


图 5 管腔结构示意图及视角因子 $G(\hat{z})$ 和 $F(\hat{z} - \hat{z}')$ 的图解说明

$$S_r(\hat{z}, t) = ct^a \left[\frac{S_0}{\pi} G(\hat{z}) + \int_0^{\hat{l}} \frac{S_r(\hat{z}', t)}{\pi} F(\hat{z} - \hat{z}') d\hat{z}' - S_r(\hat{z}, t) \right]^\beta \quad (13)$$

利用几何关系, 经过较为复杂的推导, 可以得到 $G(\hat{z})$ 和 $F(\hat{z} - \hat{z}')$ 的积分表达式为

$$G(\hat{z}) = \hat{z} \int_0^{2\pi} \int_0^{\hat{l}} \frac{(1 - \hat{r}'' \cos \phi'')}{[(1 - \hat{r}'' \cos \phi'')^2 + \hat{z}^2]^2} \hat{r}'' d\hat{r}'' d\phi'' \quad (14)$$

$$F(\hat{z} - \hat{z}') = \int_0^{2\pi} \frac{1 - \cos \phi'}{[2(1 - \cos \phi')^2 + (\hat{z} - \hat{z}')^2]^2} d\phi' \quad (15)$$

上两式中, 两撇坐标表示与源的端面极坐标有关的量如 $\hat{r}''$ 和 Φ'' , 一撇或无撇号的坐标表示与柱腔壁的坐标有关, 如 $\hat{z}'$, ϕ 和 $\hat{z}$ 等。其中 (r, ϕ, z) 为柱腔的极坐标。(14)和(15)不能解析求出, 需要数值积分。 $G(\hat{z})$ 和 $F(\hat{z}-0)$ 数值求解的结果见图 6。

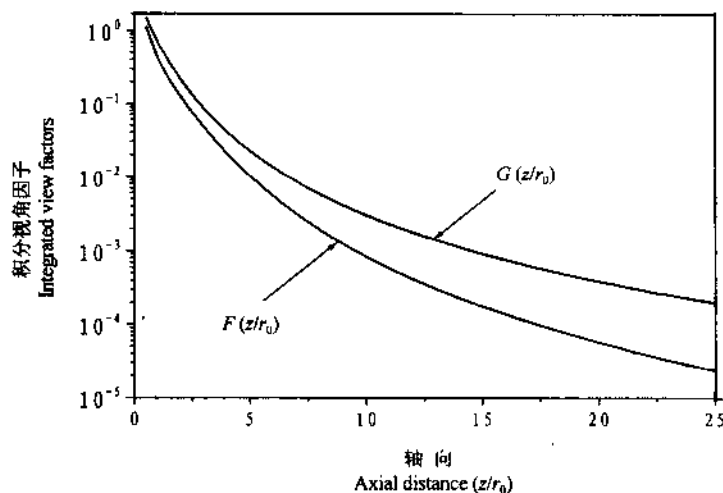


图 6 视角因子 $G(\hat{z})$ 和 $F(\hat{z})$ 随轴向距离的变化

2.4 简化的 X 光输运方程数值解法

对 $\hat{z}$ 作离散化, 即为 $k = 1, 2, \dots, N$ 个点, 在每一个 $d\hat{z}$ 的小环带内, $S_i(z, t)$ 不变, 于是在每一给定时刻, (13) 表示为 N 个非线性方程。这样就得到 $S_i(z, t)$ 第 k 个环的方程为

$$S_i^k(r, t) = ct^\alpha [S_i^k(r, t) + S_i^k(r, t) - S_i^k(r, t)]^\beta \quad (16)$$

由(16)看出, 关于 $S_i(z, t)$ 的方程是一套复杂的非线性的积分方程组, 只能数值求解。其中第 k 个环的 S_i^k 和 S_i^k 的表达式为

$$S_i^k = \frac{S_0^k}{\pi} G(\hat{z}_k) + \sum_{m \neq k} \frac{S_i^m}{\pi} F(\hat{z}_k - \hat{z}_m) d\hat{z} \quad (17)$$

$$S_i^k = \frac{S_i^k}{\pi} F(0) d\hat{z} \quad (18)$$

对非线性方程组一般只能采用迭代法求解。取方程组(16)的迭代初值为

$$S_i^{k(0)} = ct^\alpha \left[\frac{S_0 G(\hat{z}_k)}{\pi} \right]^\beta \quad (19)$$

上式中上标(0)表示第 0 次迭代值, 即初值。

迭代法求解的关键是迭代过程的稳定性和收敛性, 只有收敛才能得到有意义的解。不同的迭代方式要求不同的收敛条件, 但是这套方程较复杂, 对它们的收敛条件进行分析是很困难的, 对此情况, 一般只有试着采用多种方法, 从中找出能收敛的方法。对这套方程, 我们尝试采用了多种算法, 如不同形式的简单迭代法、牛顿法等均不收敛^[16], 最后采用梯度法^[17], 结果收敛而且很稳定, 说明此算法适用于本问题的数值求解。梯度算法简述如下。

设非线性方程组为

$$f_k(S_r^1, S_r^2, \dots, S_r^k, \dots, S_r^N) = 0, \quad k = 1, 2, \dots, N \quad (20)$$

上式就是方程组(16)的另外一种表示。

定义目标函数为

$$F = F(S_r^1, S_r^2, \dots, S_r^k, \dots, S_r^N) = \sum_{k=1}^N f_k^2 \quad (21)$$

则梯度法的计算过程如下。

(1) 选定一组初值(见 19 式)为

$$S_r^1, S_r^2, \dots, S_r^k, \dots, S_r^N \quad (22)$$

(2) 计算(21)式的目标函数值 F

(3) 若 $F < \varepsilon$ (ε 为很小的正数, 表示计算精度要求), 则 $S_r^1, S_r^2, \dots, S_r^k, \dots, S_r^N$ 即为方程组(20)的一组实根, 迭代过程结束, 否则继续。

(4) 计算目标函数 F 对于 $S_r^1, S_r^2, \dots, S_r^k, \dots, S_r^N$ 的偏导数

$$\frac{\partial F}{\partial S_r^k} = 2 \sum_{i=1}^N f_i \frac{\partial f_i}{\partial S_r^k}, \quad k = 1, 2, \dots, N \quad (23)$$

再计算

$$D = \sum_{k=1}^N \left(\frac{\partial F}{\partial S_r^k} \right)^2 \quad (24)$$

(5) 计算

$$S_r^k - \lambda \frac{\partial F}{\partial S_r^k} \Rightarrow S_r^k \quad (25)$$

其中 $\lambda = F/D$ 。

从(2)开始重复计算, 直到满足精度要求为止。

3 实验结果及其数值模拟与分析

实验采用“星光 II” $3\omega_0$ 激光打靶, 入射激光能量约 80 J, 脉宽约 700 ps, 激光 0° 入射, 聚焦注入。对实验结果的分析, 我们将三种靶分开讨论。

3.1 源靶

对源靶(见图 1A), 软 X 光能谱仪(SXS 谱仪)测得的软 X 光能谱见图 7, 沿能量轴积分得到 X 光能量为 15.1 J。由多个角度分布的平响应 XRD 获得的 X 光角分布见图 8, θ 定义为 XRD 视线与靶面法线的夹角, 图的横轴为 $\cos\theta$, 图中散点为实验点, 直线为拟合线。由图可以看到, X 光近似于 $\cos\theta$ 分布, 即满足朗伯定律。沿 $\cos\theta$ 积分, 得到 X 光总量为 14.5 J, 与 SXS 谱仪测量的 X 光总量相符合。源靶与双盘靶的初级结构相似, 在本论文的第一章对双盘靶初级后向 X 光辐射作了较详细的分析, 得到的结果与源靶相似。

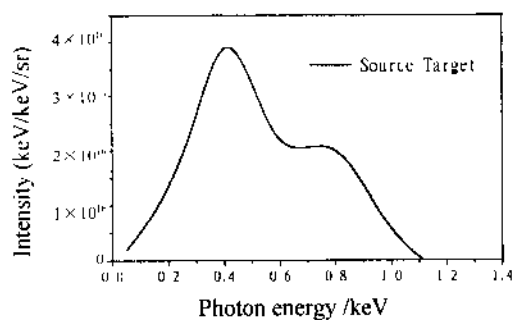


图7 源靶 X 光辐射能谱分布

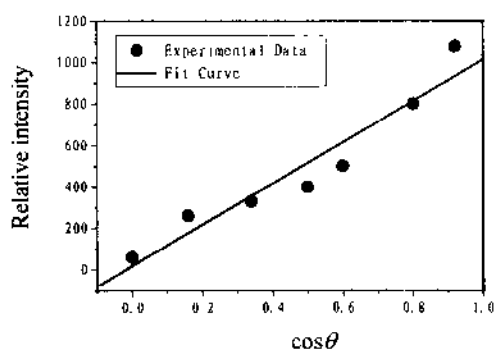


图8 源靶 X 光辐射角分布

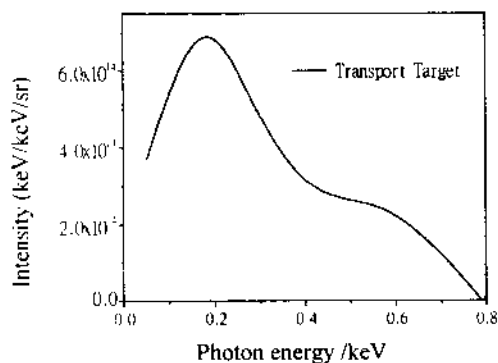


图9 管靶末端 X 光辐射能谱分布

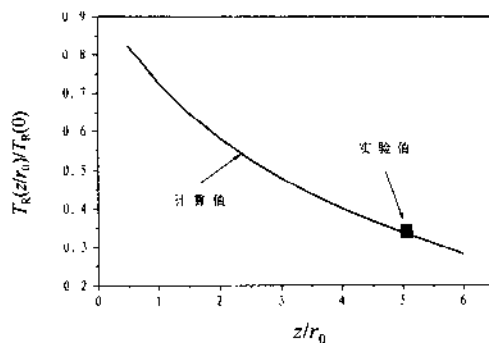


图10 腔内辐射温度空间

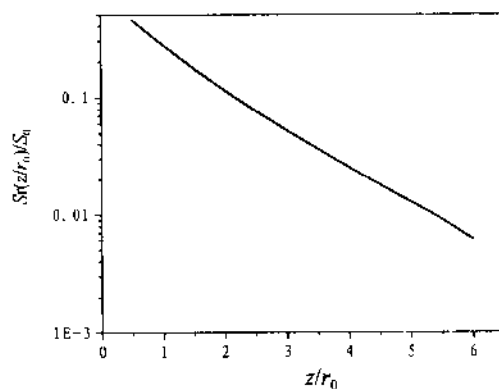


图11 再辐射通量 S_r 随轴向距离的变化 (计算值)

3.2 输运靶(管靶)

对输运靶(见图 1B), 加 1.2 mm ($\hat{l} = l/r_0 = 1200/200 = 6$) 长度的输运管道后, 受管道的约束, X 光辐射角分布在小角度观测方位即离开源的距离较近强度相对应较强。观测角度越大, 则离开源距离越远, X 衰减得越多。与靶后端成 45° 角的 SXS 谱仪探测的辐射

仅为输运管口($\hat{z}=5$)处附近的管壁辐射的X光,由SXS谱仪测量的软X光能谱见图9,得到的X光总量为0.2 J。比较图7(源)和9(输运末端)的X光谱,可以看到,经过一段距离的腔壁对X射线的多次吸收和发射后,X光强度显著衰减,下降将近两个量级。另外,相对来说,经过X光在管道中的输运后,O带比N带更强,趋近于平衡谱。这与前面的假设一致。

由测量的X光总量可计算出平均辐射温度 T_R ,由于X光谱可能偏离普朗克谱,所以 T_R 为等效温度。比较源靶与输运靶的辐射温度对X光输运研究很有意义,由此可以了解X光衰减情况。由源的X光总量(15.1 J),计算出能流为 $S_0 = 2.0 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$,由Stefan-Boltzman公式 $S = \sigma T_R^4$ 得到源的辐射温度为118 eV。同样由输运管道末端的X光总量(0.2 J),计算出能流为 $S = 2.7 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$,于是得到管末端辐射温度为37 eV。

利用已测量的源强度 S_0 ,输运管长度 $\hat{l}=6$,并取 $t=1 \text{ ns}$,作为已知条件,对方程组(16)的计算出辐射温度沿轴向分布见图10,图中将辐射温度用源出的辐射温度 $T_R(0)$ 进行归一化,即图中的纵轴为 $\hat{T}_R(\hat{z}) = T_R(\hat{z})/T_R(0)$,图中小矩形为SXS谱仪所观测的对应于 $\hat{z}=5$ 处的辐射温度 $\hat{T}_R(\hat{z})$, $\hat{T}_R(\hat{z})=0.31$ 。由图可见,测量结果与理论预测的较好的符合。与图10相同,我们绘制再辐射通量 S_r 随轴向距离的变化情况得到图11,注意到,纵轴 S_r 为对数坐标,由图可见,在对数坐标条件下, S_r 随 $\hat{z}$ 变化基本为直线,这就说明 S_r 为 $\hat{z}$ 的指数函数, S_r 随 $\hat{z}$ 指数衰减,遵从指数衰减律。

从图11容易拟合出定标公式:

$$\frac{S_r(\hat{z})}{S_0} \approx \exp(-\alpha \hat{z}) \quad (26)$$

其中 $\alpha=0.9$ 。

定标公式(26)对辐射输运是普适的。输运方程(16)在给定腔的大小后,再辐射通量 S_r 仅与源强 S_0 有关,则 α 是X光源强度 S_0 的函数。如果输运方程(16)是线性的,即 $\beta=1$,则 $\alpha=0.9$ 对所有的源强度 S_0 都是适用的。但是由于输运方程(16)是非线性的,所以衰减系数 α 依赖于X光源的辐射强度 S_0 ,对不同的 S_0 , α 取值是不同的,严格来说, $\alpha=0.9$ 仅对图11的结果适用。可是(16)式中的指数 $\beta=16/13=1.23$ 比1大得不多,因此, $\alpha=0.9$ 的适用范围还是比较宽的。当源的辐射温度 $T_R(0)=118 \pm 30 \text{ eV}$,由(16)式得到再辐射X光强度分布 S_r 的误差不会超过20% ($2^{0.23}=17.2\%$)。从物理意义分析,引入自由程的概念,令

$$\hat{l}_\alpha = \frac{1}{\alpha} \quad (27)$$

可以称 $\hat{l}_\alpha$ 为辐射输运自由程,且得到 $\hat{l}_\alpha = 1/0.9 = 1.1$,于是(26)式变为

$$\frac{S_r(\hat{z})}{S_0} \approx \exp\left(-\frac{\hat{z}}{\hat{l}_\alpha}\right) \quad (28)$$

而输运自由程 $\hat{l}_\alpha$ 可以分为几何自由程 $\hat{l}_g$ 和辐射进入管壁泄漏能量而引起的自由程 $\hat{l}_w$,为了方便,称 $\hat{l}_w$ 为泄漏自由程。 $\hat{l}_g$ 是由视角因子引起的自由程。这几个自由程都以管靶的半径进行归一。

由腔壁再辐射强度 S_r 与进入腔壁的辐射强度 S_w (热波)的关系式(9)式可以得到

$$S_w \propto S_r^{13/16} \quad (29)$$

而 S_r 满足指数衰减率(26)或(28)式, 则有

$$S_w \propto \exp\left(-\frac{\hat{z}}{\hat{l}_w}\right) = \exp\left(-\frac{13\hat{z}}{16\hat{l}_\alpha}\right) \quad (30)$$

这样, 可得到泄漏自由程 $\hat{l}_w$ 与输运自由程 $\hat{l}_\alpha$ 的关系为

$$\hat{l}_w = \frac{16}{13}\hat{l}_\alpha = 1.23\hat{l}_\alpha \quad (31)$$

于是得到 $\hat{l}_w = 1.23/\alpha = 1.353$ 。

几何自由程 $\hat{l}_g$ 与视角因子有关, $\hat{l}_g$ 定义为腔内壁所有的面元对腔壁任一点的平均几何自由程, 即

$$\hat{l}_g = \frac{\int_{A_c} \psi_v(r, r') \rho / r_0 dA'}{\int_{A_c} \psi_v(r, r') dA'} \quad (32)$$

其中 $\psi_v(r, r')$ 和 ρ 的定义见(5)式, 且 $\hat{l}_g$ 已用管靶的半径进行归一, 上式积分是对整个腔的面积 A_c 积分, 不难证明:

$$\int_{A_c} \psi_v(r, r') dA' = \pi \quad (33)$$

可以进行简单的证明。在 p' 点上, 有关系式存在 $\rho^2 d\Omega = dA' \cos \chi'$, $d\Omega$ 是 p' 点处的面元 dA' 对 p 点所张的立体角, 则有

$$\int_{A_c} \psi_v(r, r') dA' = \int \frac{\cos \chi \cos \chi'}{\rho^2} \frac{\rho^2 d\Omega}{\cos \chi'} = \int \cos \chi d\Omega = \pi \quad (34)$$

即得到(33)式。因此, $\hat{l}_g$ 可写成

$$\hat{l}_g = \frac{1}{\pi} \int_{A_c} \psi_v(r, r') \rho / r_0 dA' \quad (35)$$

对于管靶, $\hat{l}_g$ 与视角因子一样可以分为端面与柱腔壁间以及柱腔壁与柱腔壁间的两个部分。分别称之为 $U(\hat{z})$ 和 $V(\hat{z} - \hat{z}')$, 利用 $G(\hat{z})$ 和 $F(\hat{z} - \hat{z}')$ 的表达式可以得到

$$U(\hat{z}) = \frac{\hat{z}}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^1 \frac{(1 - \hat{r}'' \cos \phi')}{(1 - \hat{r}'' \cos \phi')^2 + \hat{z}^2} \hat{r}'' d\hat{r}'' d\phi' \quad (36)$$

$$V(\hat{z} - \hat{z}') = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{1 - \cos \phi'}{2(1 - \cos \phi')^2 + (\hat{z} - \hat{z}')^2} d\phi' \quad (37)$$

于是得到

$$\hat{l}_g(\hat{z}) = U(\hat{z}) + \int_0^{\hat{z}} V(\hat{z} - \hat{z}') d\hat{z}' + U(\hat{l} - \hat{z}) + \int_0^{\hat{l} - \hat{z}} V(\hat{z} - \hat{z}') d\hat{z}' \quad (38)$$

上式中 $\hat{l} = l/r_0$ (l 为管靶的总长度) 是以管靶半径归一的管靶长度, 另外 $U(\hat{z})$ 和 $V(\hat{z} - \hat{z}')$ 均含有两项, 这是由于在 $\hat{z}$ 处, 左右腔壁和端面的面元均对 $\hat{z}$ 点处的自由程有贡献。由靶管长度 $\hat{l} = 6$, 代入(38)式, 经过数值计算得到图 12 的曲线。由图可见, $\hat{l}_g$ 随 $\hat{z}$ 是变化的,

取 $\hat{l}_g$ 的平均值为 3.83。

总的自由程即输运自由程 $\hat{l}_\alpha$ 是几何自由程 $\hat{l}_g$ 及泄漏自由程 $\hat{l}_w$ 组合得到的, 即

$$\frac{1}{\hat{l}_\alpha} = \frac{1}{\hat{l}_g} + \frac{1}{\hat{l}_w} \quad (39)$$

将 $\hat{l}_g = 3.83$ 和 $\hat{l}_w = 1.353$ 代入(39)式得到

$$\hat{l}_\alpha \approx 1.0 \quad (40)$$

这与实验结果及数值计算得到定标输运自由程 $\hat{l}_\alpha = 1.1$ 很相近, 可见定标公式(24)式的物理意义很明确, 可以从自由程的概念分析而得到输运自由程 $\hat{l}_\alpha$ 的近似值。

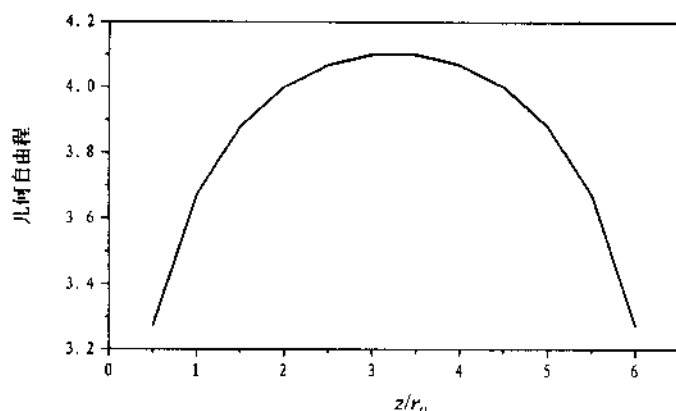


图 12 几何自由程 $\hat{l}_g$ 随轴向距离的变化曲线

对管靶, 由多个角度分布的平响应 XRD 获得的 X 光角分布见图 13。图中散点为实验数据, 曲线为指数拟合曲线。 $\cos\theta$ 实际代表轴向距离, 所以 X 光强度也是 $\hat{z}$ 指数函数, 遵从指数衰减规律, 这与图 11 所计算的结果相符合。XRD 所测量正是 S_i 的分布, 所以它们之间应是一致的。由图可见, X 光角分布偏离 $\cos\theta$ 分布。这是由于 XRD 在小角度观测的 X 光更靠近 X 光源, 而靠近源区的地方 X 光辐射更强, 因此辐射角分布在小角度强度明显增强。沿 $\cos\theta$ 积分, 得到 X 光总量为 0.90 J。比较 X 光能谱仪测得的 X 光总量 0.2 J 更大, 这是因为软 X 光能谱仪观测的角度在 $\theta = 45^\circ$ 位置, 大约相当于图 13 中 $\cos\theta = 0.7$ 的位置, 它比 $\theta = 22.5^\circ$ (对应于图 13 最上边的点) 处的值小 3 倍左右, 按此计算, 可以得到 0.8 J 的 X 光总量。这与 XRD 所测量的 X 光总量 (0.9 J) 比较接近。

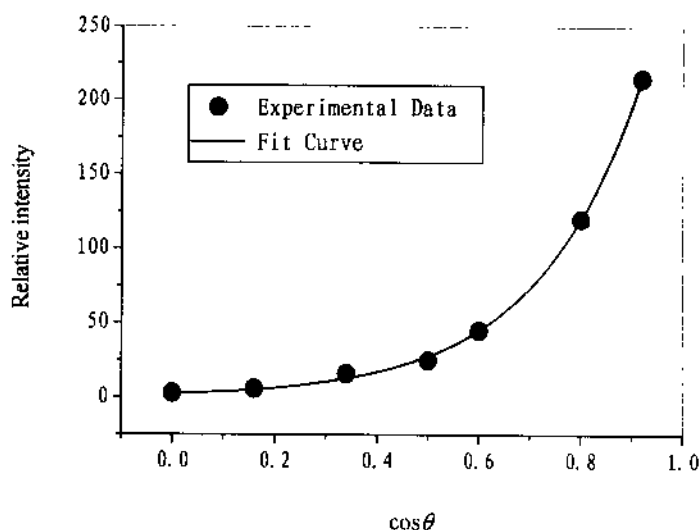


图 13 输运靶 X 光辐射角分布

3.3 缝靶

对缝靶(见图 1C)进行 X 辐射特性研究实际上是研究 X 光在输运腔中的再辐射特性,通常腔壁不同位置将有不同的温度,不同的谱特征,而温度和谱结构又与辐射时间紧密相关。采用柱腔开缝的方法,利用空间分辨能谱诊断技术观测柱腔壁辐射细致结构,理论和实验相结合,可以得到温度空间梯度变化。

由于沿缝靶辐射强度是变化的,因此测量 X 光的空间变化需要能谱测量系统具有空间分辨的能力,为此,我们在透射光栅谱仪前一定距离的位置上与光栅的栅线垂直加一个 $20\text{ }\mu\text{m}$ 宽的成像狭缝,这样使光栅谱仪成为既有空间分辨又有能谱分辨的光谱仪,测量原理见图 14。

由 X 光 CCD 配透射光栅谱仪获得的双缝封底缝口 X 光辐射光谱轴向分布见图 15A,水平方向为空间分辨方向,垂直方向为光谱分辨方向,中间为光谱零级分布。从图中可明显观测到在缝的前 $1/4$ 区域内的光谱高能成分居多,带状结构较明显,在缝的后半段, X 光被多次吸收和发射,能谱变软,发射强度较弱。

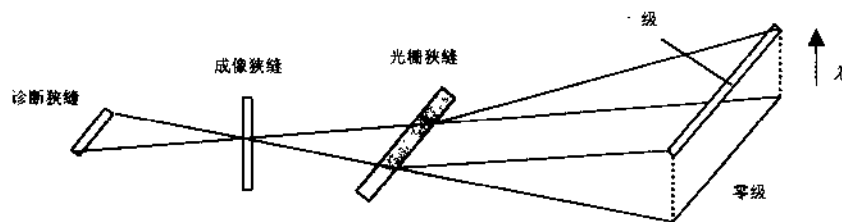


图 14 具有空间分辨和谱分辨光栅谱仪测量缝靶的示意图