

整形脉冲信号处理方法及低温辐射流偏差

杜华冰, 孙 奥*, 尚万里, 侯立飞, 车兴森, 杨轶濛, 杨国洪

(中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 四川 绵阳 621900)

摘要: 平响应 X 射线二极管目前已经广泛应用在国内外大型激光装置, 用于角分布 X 射线辐射流的测量。在实际实验中, 平响应 X 射线二极管会对整形脉冲驱动辐射源产生台阶变化的辐射流图像进行测量。为了保证信噪比良好, 单一信号会接入示波器多通道, 然后对不同通道信号进行数据处理, 并且拼接得到最后信噪比很好的图像。该研究主要对这种数据处理方式进行了介绍, 并给出了理论计算, 同时对低温辐射流还原计算中的一种偏差做了理论近似和数值模拟, 得到了偏差的相对不确定度。耦合所有因素的不确定度, 得到了平响应 X 射线二极管的整体不确定度随辐射温度的变化曲线, 实现了精密化诊断, 完成了实验对于诊断的需求。

关键词: 惯性约束聚变; 整形脉冲; 平响应 X 光二极管; 信号拼接; 低温辐射流
中图分类号: O536 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3788/IRLA20200181

Signal processing method for shaped pulse and radiation flux deviation in low temperature

Du Huabing, Sun Ao*, Shang Wanli, Hou Lifei, Che Xingsen, Yang Yimeng, Yang Guohong

(Laser Fusion Research Center, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

Abstract: Flat response X-ray diodes have been widely used in large-scale laser devices at home and abroad for the measurement of angularly distributed X-ray radiation flux. In practical experiments, flat-response X-ray diodes measure radiation flux images that have a step change in a shaped pulse-driven radiation source. In order to ensure a good signal-to-noise ratio, a single signal will be connected to multiple channels of the oscilloscope, and then the signals of different channels will be processed, and the final image with good signal-to-noise ratio will be stitched. The research in this paper mainly introduced this data processing method and gave theoretical calculations. At the same time, a theoretical approximation and numerical simulation of a deviation in the calculation of the low temperature radiation flow reduction were made, and the relative uncertainty of the deviation was obtained. Coupled with the uncertainty of all factors, the curve of the overall uncertainty of the flat-response X-ray diode as a function of the radiation temperature was obtained, which realized precise diagnosis and completed the experimental needs for diagnosis.

Key words: inertial confinement fusion; shaped pulse; flat-response X-ray diode; signal splicing; radiation flux in low temperature

收稿日期: 2020-05-15; 修订日期: 2020-08-29

作者简介: 杜华冰 (1979-), 男, 助理研究员, 硕士, 主要从事 X 射线辐射能流诊断方面的研究工作。Email: duhb@outlook.com

通讯作者: 孙奥 (1995-), 男, 研究实习员, 学士, 主要从事 X 射线线谱诊断方面的研究工作。Email: sunao2013@163.com

0 引言

在能量密度物理实验中,物理量的准确诊断对了解物理过程至关重要。惯性约束聚变 (Inertial Confinement Fusion, ICF) 实验中激光与物质相互作用,产生高温等离子体并发射短暂、强烈、宽谱的 X 射线辐射,这些 X 射线可以加热、烧蚀样品,产生冲击波。对技术参数、样品种类进行调整,可以对相关科学研究进行探索与实验。所以,定量诊断等离子体发射的 X 射线辐射流的强度和角分布,对理解物理过程和指导下续科学研究都非常重要。^[1-2]

软 X 光能谱仪 (soft X-ray Spectrometer, SXS, 美国又称 Dante 谱仪)^[3-4] 和平响应 X 射线二极管探测器 (flat-response X-ray diode detector, FXRD)^[5-6] 是目前诊断 X 射线辐射流的常用设备,二者的基础原理有相似之处,都利用了 X 射线二极管对于 X 射线的响应。其中 SXS 体积较大,实验中布置与移动较困难;FXRD 体积小巧,便于安装到靶室的各个角度完成辐射流的角度分布时间分辨测量。对中性衰减片、平响应滤片、XRD 进行绝对标定,考虑示波器、线缆的传输、响应和探测器相对辐射源的立体角和距离,能够实现 FXRD 对于辐射流的定量测量,各项参数的不确定度可以用于评估 FXRD 测量辐射源分布的不确定度,包括辐射能流强度和辐射流温度的评估。

为了实现间接驱动^[7]点火,设计了一种整形脉冲激光间接驱动惯性约束聚变实验^[8-10],其中整形脉冲是多台阶能量的激光脉冲,整形脉冲激光驱动黑腔能够产生台阶上升的辐射温度时间过程,典型设计的辐射流温度图像变化如图 1 所示。从图中可以看出激

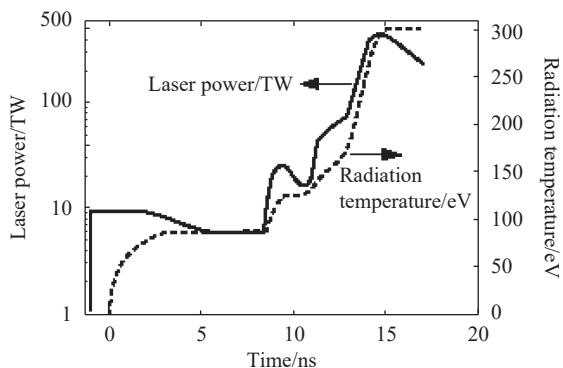


图 1 整形脉冲激光能量和靶内辐射温度^[10]

Fig.1 Laser power of shaped pulse and radiation temperature driving the target^[10]

光脉冲的能量幅度相差很大,驱动靶产生的辐射温度也差异很大,最高辐射温度达到 300 eV,而低台阶辐射温度低于 100 eV。

在黑腔物理学中,示波器探测辐射流的电压 U 和辐射温度 T 满足: $U \propto \sigma T^4$,其中 σ 是斯特藩常数。所以对于同一个信号,研究中关心的多台阶辐射流测量幅值最大相差 81 倍以上,如果使用示波器一个通道对完整信号进行测量,为了满足高台阶测量需求,低台阶信号将会淹没在示波器噪声中。所以为了防止这种情况,目前采用了一种多通道测量的方法,即将一个信号通过功分器分成两个信号,这些信号可以分别被两个通道测量,每个通道连接相应的衰减器、设置合适的示波器量程,这样可以实现对不同幅值信号的高信噪比测量。其中,加减衰减器能实现 1~100 倍的衰减,示波器量程可以调节 10 mV~1 V,能够覆盖 $100 \times 100 = 10\,000$ 倍的动态范围,满足实验中辐射流强度的差距对示波器探测信噪比的要求。这种测量方式需要对测量信号进行数据拼接,对于 ICF 实验来说,数据的精度要求很高,所以拼接数据带来的不确定度需要进行评估。

低辐射温度除了带来单通道测量信号信噪比的问题之外,还会引起 FXRD 数据处理的问题。FXRD 是一个绝对标定的标准探测器,但是由于北京同步辐射标定^[11]环境的限制,只能标定探测器对 80 eV 以上能区 X 射线的响应。假设黑腔 X 射线辐射源是黑体辐射,一般测量辐射温度 100 eV 以上的 X 射线,可以忽略低能区未标定带来的误差,但是如果测量低辐射温度的 X 射线辐射流,那么这种情况下低能区 X 射线能谱分布强度将会大大提高,这时候 FXRD 未标定的 80 eV 以下能区的响应将会带来很大的误差,所以需要进行针对性的处理,并分析其带来的不确定性。耦合这种因素带来的不确定度,可以得到 FXRD 诊断的整体不确定度随辐射温度的变化,满足实验对诊断量精密化的需求。

1 探测器结构与实验排布

平响应 XRD 在实验靶室的排布如图 2 所示,通过研究 FXRD 阴极对 X 射线的响应特性,考虑整体强度和阴极的饱和,设计了整套系统。辐射源发射辐射流经过腔室内传播,到达靶室壁,进入飞行管道,依次

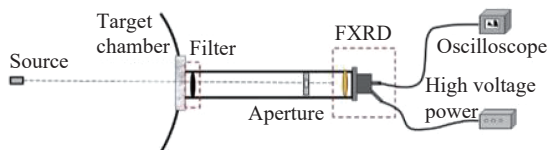


图 2 FXRD 原理及实验排布简图

Fig.2 FXRD's principle and experimental layout

通过中性衰减片、限孔光阑、平响应滤片、XRD 阴极,产生的电子经过偏压收集,信号传输至示波器,衰减后得到波形。最后示波器得到的电压信号 U 可以表示为:

$$U = \int I(E) \left(A_s \frac{S}{r^2} \cos \theta \right) R_N(E) R_f(E) R_{XRD}(R) \frac{Z}{A} dE = \int I(E) R(E) dE \quad (1)$$

式中: $I(E)$ 为单位立体角单位面积能谱分布; A_s 为黑腔诊断孔面积; S 为探测器前限孔光阑面积; r 为限孔到辐射源距离; θ 为探测器视线相对黑腔诊断孔法向角度; $R_N(E)$ 为中性衰减片的透过率函数; $R_f(E)$ 为平响应滤片透过率函数; $R_{XRD}(E)$ 为 XRD 阴极响应函数; Z 为示波器同轴阻抗; A 为衰减器衰减倍率; $R(E)$ 为综合计算的整套系统响应函数。FXRD 的设计目的在于将最后的 $R(E)$ 调整为整个能带的平响应函数, 这样之后由示波器数据反演, 辐射流能谱分布就变得简单了。配平 $R(E)$ 关键在于配平 $R_f(E) \cdot R_{XRD}(E)$, 目前典型的配平曲线如图 3 所示。

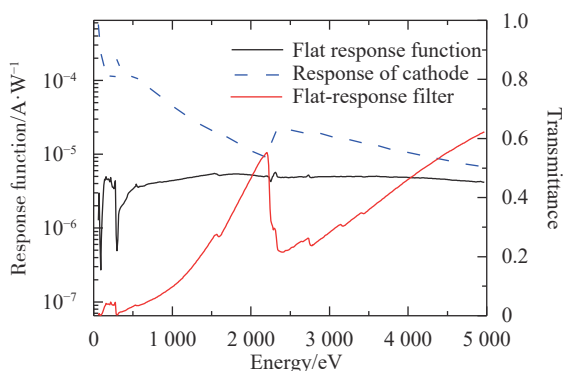


图 3 FXRD 滤片、阴极和总的能谱响应曲线

Fig.3 Response curves of FXRD filter, cathode and total energy spectrum

数据处理的方法是将辐射源谱 $I(E)$ 看做黑体谱加一定本底谱的加权函数, 计算 FXRD 对能谱 $I(E)$ 进行测量时的平均值 \bar{R} 。由 FXRD 响应平均值和示波器测量的电压时间分辨曲线, 还原计算能谱积分, 得

到辐射流能谱积分时间变化曲线。由此计算过程可以看出, FXRD 的响应曲线的平整性和完整性对结果的计算有很重要的作用。

2 整形脉冲数据处理方法

整形脉冲实验中采用功分器将一路信号一分为二, 两个信号分别使用不同的衰减器连接到示波器上。调节合适的示波器量程得到两个信号, 一个通道的信号得到完整的波形, 包括低台阶以及高台阶辐射流信号, 但是低台阶信号的信噪比较差; 另一个通道测量波形的低台阶信号表征很好, 同时信噪比较高, 但是高台阶信号超量程, 呈现过载状态。通过计算方法对两个通道获得的波形进行时间对齐, 并且将两者电压幅度进行处理, 还原得到辐射流强度信息, 再将两个信号进行拼接。信号幅值较低部分采用信噪比更好的测量通道数据, 而高台阶部分完整信号还是采用完整波形的通道, 这样低台阶和高台阶都保持比较好的信噪比。典型的实验发次中的数据形式如图 4 所示, 示波器两个通道采用不同衰减和量程, 蓝色曲线是完整波形, 黄色曲线是信噪比更好的低台阶信号测量。将两者还原辐射流之后的计算结果放到同一个时间坐标系下, 如图 5 所示。



图 4 两台整形脉冲产生辐射流示波器测量结果: 通道 1 和 3 为完整信号; 通道 2 和 4 为调整量程后的低通信号

Fig.4 Oscilloscope measurement results of radiation flux under two-step shaped pulses : channels 1 and 3 are complete signals; channels 2 and 4 are low-pass signals after adjusting the range

由于一个通道超过很多量程, 根据示波器使用说明, 超量程后回归信号的时刻是不可预知的, 对于某些型号的示波器甚至会产生波形失真; 同时两个通道之间由于衰减器以及示波器内部结构等原因, 存在一定的时间差异, 所以需要两路信号进行数据处理。首先将两个信号分别还原成辐射流结果, 然后将低通

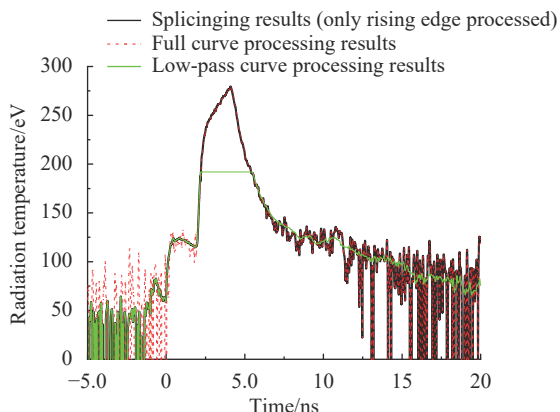


图 5 拼接信号还原辐射温度曲线

Fig.5 Splicing signals to obtain a complete radiation temperature curve

辐射流的量程内部分, 包括超量程前和超量程后两个部分, 分别调整时间与完整辐射流比较, 直到轮廓重叠后, 替换另一个通道测量的完整辐射流的相应部分, 得到信噪比较好的完整辐射流时间变化曲线。

对齐数据的算法如下。首先将两路信号 $A = [a_1, a_2, \dots]$ 和 $B = [b_1, b_2, \dots]$ 分别插值到同一时间轴, 将 A 取不同延时 (对应数据点偏移 N) 后进行计算:

$$C(N) = \sqrt{\sum (A_N + B)^2} - \sqrt{\sum (A_N - B)^2} \quad (2)$$

C 代表取不同延时后 A 和 B 之间的偏差评估函数, 若 A 和 B 完全对齐, 在噪声较小的情况下, 公式 (2) 理论上接近最大值:

$$C_{\max} = \sqrt{\sum_{\substack{i \in \text{signal} \\ i+N \in \text{signal}}} (a_{i+N} + b_i)^2 + \sum_{\substack{i \in \text{noise} \\ i+N \in \text{noise}}} (a_{i+N} + b_i)^2} - \sqrt{\sum_{\substack{i \in \text{signal} \\ i+N \in \text{signal}}} (a_{i+N} - b_i)^2 + \sum_{\substack{i \in \text{noise} \\ i+N \in \text{noise}}} (a_{i+N} - b_i)^2} \approx$$

$$\sqrt{\sum_{\substack{i \in \text{signal} \\ i+N \in \text{signal}}} (a_{i+N} + b_i)^2} - \sqrt{\sum_{\substack{i \in \text{signal} \\ i+N \in \text{signal}}} (a_{i+N} - b_i)^2}$$

与之相对, 若 A 和 B 在时间轴上完全分离, 则:

$$C_{\min} = \sqrt{\sum_{\substack{i \in \text{signal} \\ i+N \in \text{noise}}} (a_{i+N} + b_i)^2 + \sum_{\substack{i \in \text{noise} \\ i+N \in \text{signal}}} (a_{i+N} + b_i)^2} - \sqrt{\sum_{\substack{i \in \text{signal} \\ i+N \in \text{noise}}} (a_{i+N} - b_i)^2 + \sum_{\substack{i \in \text{noise} \\ i+N \in \text{signal}}} (a_{i+N} - b_i)^2} \approx 0$$

此时 C 趋于 0, 其他情况则介于 $0 - C_{\max}$ 之间。此算法遍历时间数据, 由于数据量较大, 效率比较低, 为减少计算量, 引入判断计算值 C_m :

$$C_m = \sum A \cdot B \quad (5)$$

实际上即使 A 和 B 时间上完全对应, 由于噪声等影响, 两者仍存在差异, 且 A 或 B 通常不完整。所以取最大值附近足够范围, 并插值到更细分的时间轴上, 再判断 $(A-B)$ 的方差, 将最小值处作为对齐位置。

现理论证明此对齐方法。首先写出 C_m 的函数形式:

$$C_m(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \cdot f(t-\tau) dt \quad (6)$$

对其做傅里叶变换:

$$C(\xi) = \sqrt{2\pi} \cdot \mathcal{F}(\xi) \cdot \mathcal{F}(-\xi) = \sqrt{2\pi} |\mathcal{F}(\xi)|^2 \quad (7)$$

其中, $\mathcal{F}(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} f(\tau) e^{i\xi\tau} d\tau$, 做傅里叶逆变换:

$$C_m(\tau) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{2\pi} |\mathcal{F}(\xi)|^2 e^{-i\xi\tau} d\xi = \int_{-\infty}^{+\infty} |\mathcal{F}(\xi)|^2 \cos(\xi\tau) d\xi - i \int_{-\infty}^{+\infty} |\mathcal{F}(\xi)|^2 \sin(\xi\tau) d\xi \quad (8)$$

公式 (8) 第二项中被积函数为奇函数, 所以第二项值为零。第一项中,

$$|F(\xi)|^2 = \frac{1}{2\pi} \left[\left(\int_{-\infty}^{+\infty} f(\tau) \cos(\xi\tau) d\tau \right)^2 + \left(\int_{-\infty}^{+\infty} f(\tau) \sin(\xi\tau) d\tau \right)^2 \right] \geq 0 \quad (9)$$

所以从下式可知, 当 $\tau = 0$ 时, $C_m(\tau)$ 为最大值:

$$C_m(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} |\mathcal{F}(\xi)|^2 \cos(\xi\tau) d\xi \leq \int_{-\infty}^{+\infty} |\mathcal{F}(\xi)|^2 d\xi = C_m(0) \quad (10)$$

由公式 (10) 引入判据一: $\forall \tau, C_1(\tau) \leq C_1(\tau_m)$, 其中,

$$C_1(\tau) = \int_{L_1}^{L_2} f(t) \cdot f(t-\tau) dt = C_m(\tau) - \int_{-\infty}^{L_1} f(t) \cdot f(t-\tau) dt - \int_{L_2}^{+\infty} f(t) \cdot f(t-\tau) dt \quad (11)$$

可见, 在信噪比较差, 或区间 $[L_1, L_2]$ 内信号不完整的条件下, 当 $\tau = 0$ 时, $C_1(\tau)$ 不一定是最大值。将公式 (11) 进行变形, 得到:

$$C_1(\tau) = \frac{1}{4} \left(\int_{L_1}^{L_2} (f(t) + f(t-\tau))^2 dt - \int_{L_1}^{L_2} (f(t) - f(t-\tau))^2 dt \right) \quad (12)$$

令

$$a(\tau) = \sqrt{\int_{L_1}^{L_2} (f(t) + f(t-\tau))^2 dt}$$

$$b(\tau) = \sqrt{\int_{L_1}^{L_2} (f(t) - f(t-\tau))^2 dt} \quad (13)$$

有

$$C_2(\tau) = a(\tau) - b(\tau) = \sqrt{\int_{L_1}^{L_2} (f(t) + f(t-\tau))^2 dt} - \sqrt{\int_{L_1}^{L_2} (f(t) - f(t-\tau))^2 dt} \quad (14)$$

将 $C_1(\tau)$ 和 $C_2(\tau)$ 对 τ 求导, 并整理得:

$$C_2'(\tau) = \left(\frac{4C_1'(\tau)/b'(\tau) + 2b(\tau)}{2a(\tau)} - 1 \right) b'(\tau) \quad (15)$$

将 $C_1(\tau)$ 最大值处 τ_{m1} 代入公式 (15), 并利用 $C_1'(\tau_{m1}) = 0$, 得到

$$C_2'(\tau_{m1}) = \left(\frac{b(\tau_{m1})}{a(\tau_{m1})} - 1 \right) b'(\tau_{m1}) \quad (16)$$

如果仅考虑 τ_{m1} 在 0 附近的情况, 假定 $b(\tau)$ 在区间 $[0, \tau_{m1} + \delta]$ 或 $[\tau_{m1} - \delta, 0]$ 为单调函数是合理的, 且有 $b(0) = 0$ 为最小值, 所以, $b'(\tau_{m1})$ 总是与 τ_{m1} 同号。又由于 $\frac{b(\tau_{m1})}{a(\tau_{m1})} - 1 \leq 0$, 所以 $C_2'(\tau_{m1})$ 总是与 τ_{m1} 反号。因此, $C_2(\tau)$ 最大值处 τ_{m2} 在一定限制下比 τ_{m1} 更接近于 0:

$$|\tau_{m1}| \geq |\tau_{m2}| \geq 0 \quad (17)$$

在 $\tau_m(\tau_{m1}$ 或 $\tau_{m2})$ 的邻域内引入判据二: $\forall \tau \in (\tau_m - \delta, \tau_m + \delta), C_3(\tau) \geq C_3(0)$, 其中

$$C_3(\tau) = \int_{L_1}^{L_2} (f(t) - f(t-\tau))^2 dt \quad (18)$$

若信号 $f(t)$ 不是常数, 且位于可观测区间 $[L_1, L_2]$ 内, 则容易证明, 当 $\tau = 0$ 时, $C_3(0) = 0$ 是唯一最小值。需要说明的是, 对信号的开高次方处理也会使信噪比变差, 因此如公式 (14) 中仅取开二次方。

3 低温辐射流的计算偏差

一般实验过程中实验结果不确定度可以给出, 但是在整形脉冲辐射流测量过程中, 还会引入另一个不确定性因素。在常规实验过程中, 利用了 FXRD 在 100 eV~4 keV 的平响应特性, 这就要求辐射能谱的分布应位于此区间。但在整形脉冲测量中, 对应低通信号的辐射流角强度很低, 在大部分这类实验中, 往往意味着辐射温度也很低。当辐射温度较低时, 其很大一部分能谱分布于 100 eV 以下, 而 FXRD 响应的有效标定范围仅为 80 eV~5 keV, 这就导致使用标定的 FXRD 响应函数进行辐射流还原计算会出现偏差。

首先进行理论计算。令 I 为总光强, $f(E)$ 是其归一化的能谱分布, 即:

$$\int_0^{\infty} f(E) dE = 1 \quad (19)$$

则 FXRD 的实际测量信号为:

$$Y = \int_0^{\infty} R(E) \cdot I f(E) dE \quad (20)$$

这里 $R(E)$ 是 FXRD 灵敏度曲线, 假设 \bar{R} 为迭代后使用的灵敏度均值, 则可得计算光强 $I' = \frac{Y}{\bar{R}}$, 所以计算相对偏差为:

$$U_I = \frac{I' - I}{I} = \frac{\int_0^{\infty} R(E) f(E) dE}{\bar{R}} - 1 \quad (21)$$

若迭代后的 \bar{R} 使 $U_I = 0$, 则有理论灵敏度均值:

$$\bar{R}_{0,\infty} = \int_0^{\infty} R(E) f(E) dE \quad (22)$$

如果令 $f'(E)$ 为根据 I' 得到的归一化谱分布, 区间 $[E_1, E_2]$ 足够大, 则有实际使用值:

$$\bar{R} = \frac{\int_{E_1}^{E_2} R(E) f'(E) dE}{\int_{E_1}^{E_2} f'(E) dE} \quad (23)$$

另一方面, 令 $R(E) = \bar{R} + \Delta R(E)$, 则有:

$$U_I = \frac{\int_0^{\infty} (\bar{R} + \Delta R(E)) f(E) dE}{\bar{R}} - 1 = \frac{\int_0^{\infty} \Delta R(E) f(E) dE}{\bar{R}} \approx \frac{\int_0^{E_2} \Delta R(E) f'(E) dE}{\bar{R}} + \frac{\int_0^{E_2} \Delta R(E) (f(E) - f'(E)) dE}{\bar{R}} \quad (24)$$

公式 (24) 假定了当 $E > E_2$ 时, $f'(E) \rightarrow 0, f(E) \rightarrow 0$ 。公式 (24) 中第一项, 设为 ε_R , 可以使用辐射流处理程序进行计算得到, 主要是因为 $\bar{R} \neq \bar{R}_{0,\infty}$ 带来的偏差; 第二项, 设为 ε_f , 主要是实际能谱与假定能谱的不同带来的偏差, 这就是第 2 节关于数据处理过程中响应函数不平整带来的还原误差。这里假设 ε_f 可以忽略, 只估算 ε_R 。令 $R(E) = S + \Delta S(E)$, 其中 $S = \bar{R} + \delta$, 为平响应区间均值, 则 $\Delta R(E) = \Delta S(E) + \delta$, 所以有:

$$U_I \approx \varepsilon_R = \frac{\int_0^{E_2} (\Delta S(E) + \delta) f'(E) dE}{\bar{R}} = \frac{\int_0^{E_2} \Delta S(E) f'(E) dE}{\bar{R}} + \frac{\delta}{\bar{R}} \quad (25)$$

根据实际的 FXRD 灵敏度情况, 设定在区间 $[0, E_0]$ 内, $R(E) = 0$, 在区间 $[E_0, E_S]$ 内, $R(E)$ 从 0 单调增加到 S , 在区间 $(E_S, +\infty)$ 内, $\Delta S(E)$ 相对 S 为小量, 则有:

$$U_I \approx \frac{\int_0^{E_0} (-S) f'(E) dE}{\bar{R}} + \frac{\int_{E_0}^{E_S} \Delta S(E) f'(E) dE}{\bar{R}} + \frac{\int_{E_S}^{E_2} o(S) f'(E) dE}{S - \delta} + \frac{\delta}{\bar{R}} \quad (26)$$

当 δ 相对 S 为小量时, 忽略公式 (26) 第三项, 如果同时假定 $E_S \rightarrow E_0$, 则可忽略第二项, 则得到估算值:

$$U_I \approx \frac{\delta}{\bar{R}} - \frac{S}{\bar{R}} \int_0^{E_0} f'(E) dE = \frac{S}{\bar{R}} \int_{E_0}^{E_2} f'(E) dE - 1 \quad (27)$$

以实验中具体的一个 FXRD 为例, 如图 6 所示, 黑色实线为实际的响应曲线, 80 eV 以下是理论拟合值, 红色实线是由此计算的平响应区间均值。

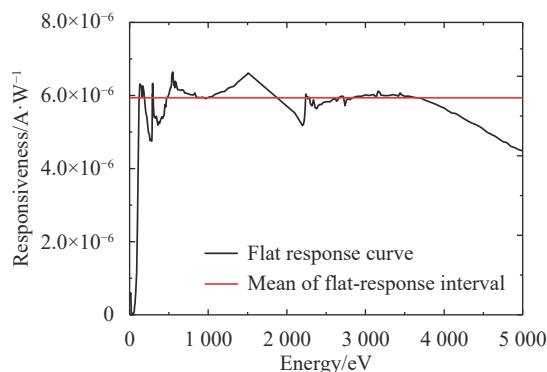


图 6 FXRD 响应曲线和平响应区间均值

Fig.6 FXRD response curve and mean of flat-response region

由此可以计算得到 \bar{R} 和 U_I 。当使用不同的积分范围时 (即不同的 $[E_1, E_2]$), 会带来不同的偏差, 具体的计算结果如图 7 所示。可以看到当使用 $[1 \text{ eV}, 5000 \text{ eV}]$ 积分范围时, 带来的偏差已经很小, 但是如果只考虑平响应区间范围 $[100 \text{ eV}, 4000 \text{ eV}]$, 在辐射流温度 $T_r = 50 \text{ eV}$ 处, 辐射流强度积分的计算会比实际值小 14%, 在 $T_r = 30 \text{ eV}$ 处更是会偏小 37%。如果计算辐射温度的偏差, 如图 8 所示, 即使是高温辐射源峰值, 辐射温度计算也会偏差 0.1~0.2 eV, 在 50 eV 处偏低达

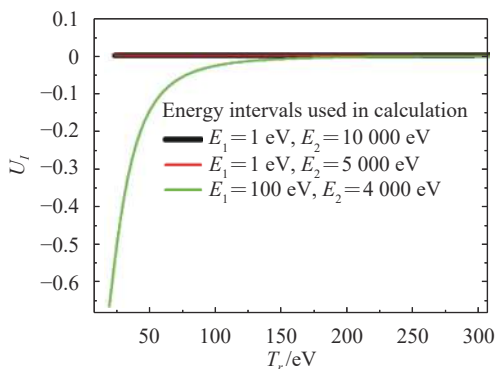


图 7 FXRD 使用不同能谱区间带来的偏差 U_l

Fig.7 Deviation U_l due to different energy spectrum intervals of FXRD

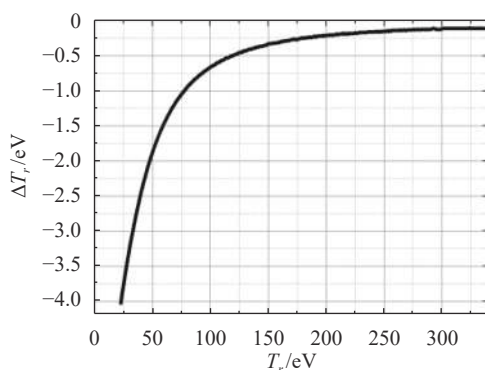


图 8 FXRD 低温辐射流处理带来的辐射温度偏差

Fig.8 Radiation temperature deviation caused by FXRD low temperature radiation flux processing

到 1.88 eV, 单独这一项带来的辐射流温度相对不确定度就达到 3.7%。因此, 计算程序应该把计算 R 的范围从平响应区间扩展到更大, 在不能标定的区域, 实行理论模拟补充的方式, 这样带来的误差会减少很多。

4 不确定度分析

由公式 (1) 可知辐射流 $\int I(E)$ 的不确定度来源于电压 U 、中性衰减片透过率 $R_N(E)$ 、FXRD 系统响应函数、限孔大小 S 、安装距离 r 、示波器阻抗 Z 、衰减器衰减倍率 A 、辐射源面积 A_s 和相对辐射源法向角度 θ 。FXRD 系统响应函数由滤片透过率 $R_f(E)$ 和阴极响应函数 $R_{XRD}(E)$ 决定, 计算中分别考虑两者不确定度。其中每个参数的不确定度由多个影响因素决定, 比如实验测量带来的不确定度、标定带来的不确定度、算法带来的不确定度、机构精度带来的不确定度等。具体的类目如表 1^[12] 所示。

实际使用加权算法还原谱与响应函数的相互作用, 消去未使用还原的不确定度, 但是标定数据会因为加权还原算法带来额外的不确定度, 这一部分引入的不确定度必须有真实辐射源的能谱与加权用能谱

表 1 辐射流强度不确定度来源汇总表

Tab.1 Summary table of sources of radiation flux intensity uncertainty

Category	Components	Source of uncertainty	Uncertainty of component	Comprehensive uncertainty
Measurement	Oscilloscope	Voltage measurement noise	2%	3.17% (changes with T_r)
		Verification accuracy	1%	
	Cable	Transmission loss	1%+1%	
	Attenuator	Attenuation bias	0.3%	
		Verification accuracy	1%	
Calibration	Neutral filter	Calibration accuracy	2%	8.9% (changes with T_r)
		Face uniformity	2%	
	flat-response filter	Calibration accuracy	2%	
		Face uniformity	1%	
	XRD	Calibration accuracy	1.5%	
		Face uniformity	8%	
Algorithm	Reduction algorithm	Response flatness	1% (peak)	1% (changes with T_r)
	without reduction algorithm	Response flatness of F/M-XRD	<15%	<15% (eliminated)
Mechanical	Solid angle	Aperture punching accuracy	0.5%	1.1% (stable)
		Distance from aperture to target		
	Angle	Effect of installation angle on field of view	1%	

的差来进行计算,涉及非线性迭代还原方法,所以主要依靠蒙特卡罗方法进行计算,表 1 中已经考虑此因素。同时整形脉冲中低温辐射温度下也会带来算法不确定度,其随温度变化函数已于前文中进行计算。而示波器、电缆、衰减器、衰减片、滤片、XRD 阴极等不确定度都会随辐射温度的变化而变化,由于机构带来的不确定是不随辐射温度变化的。各个影响因素的相对不确定度随辐射温度变化的曲线如图 9 所示,注意 $\int I(E)dE \sim T^4$, 所以表格数据和图像数据是经过转化得到的。从图 9 可以看出,在辐射温度较低区间,整体的不确定度会发生陡升,主要影响因素就是低温辐射温度下 FXRD 的响应存在的不确定性带来的算法不确定度。

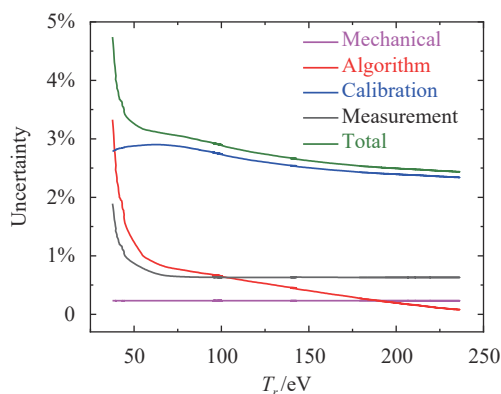


图 9 FXRD 不同辐射温度条件下的不确定度

Fig.9 Uncertainty of FXRD under different radiation temperature conditions

5 结论

使用平响应 X 射线二极管测量整形脉冲辐射流时会产生一些问题,比如低台阶辐射流测量的信噪比问题和低温辐射流测量偏差的问题等。前者可以使用双通道调整衰减和示波器量程的方法解决,然后通过理论和数值计算对双通道信号进行拼接,并且降低信号拼接带来的误差。后者通过理论以及数值计算,得到了不同计算场景下带来的偏差,如果只积分平响应能段的响应函数,在低辐射流温度的计算中会带来很大的偏差,但是可以将未标定的能谱响应区域进行理论补齐,之后的计算会极大降低低温辐射流计算的偏差。考虑低温辐射流计算的偏差,可以计算得到使

用 FXRD 测量辐射温度的不确定度随着辐射温度变化的曲线,满足实验对于诊断量的精密性要求。该项工作的开展,为惯性约束聚变辐射温度的精密化诊断提供了有利的条件。

参考文献:

- [1] Lindl J D. Development of the indirect-drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain [J]. *Physics of Plasma*, 1995, 2(11): 3933-4024.
- [2] Lindl J D, Amendt P, Berger R L, et al. The physics basis for ignition using indirect-drive targets on the National Ignition Facility [J]. *Physics of Plasmas*, 2004, 11(2): 339-492.
- [3] Dewald E, Campbell K M, Turner R E, et al. Dante soft X-ray power diagnostic for NIF [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2004, 75(10): 3759-3761.
- [4] Li Sanwei, Yi Rongqing, Jiang Xiaohua, et al. Experimental study of radiation temperature for gold hohlraum heated with 1 ns, 0.35 μm lasers on SG-III prototype laser facility [J]. *Acta Phys Sin*, 2009, 58(5): 3255-3261. (in Chinese)
- [5] Li Zhichao, Jiang Xiaohua, Liu Shenye, et al. A novel flat-response x-ray detector in the photon energy range of 0.1-4 keV [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2010, 81: 073504.
- [6] Li Zhichao, Zhu Xiaoli, Jiang Xiaohua, et al. Note: Continuing improvements on the novel flat-response x-ray detector [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2011, 82: 106106.
- [7] Caruso A, Strangio C. Indirect drive for inertial fusion energy [J]. *Laser and Particle Beams*, 1993, 11(1): 149-156.
- [8] Hunt J T, Manes K R, Murray J R, et al. Laser design basis for the National Ignition Facility [J]. *Fusion Technology*, 1994, 26(3P2): 767-771.
- [9] Douglas C Wilson, Paul A Bradley, Nelson M Hoffman, et al. The development and advantages of beryllium capsules for the National Ignition Facility [J]. *Physics of Plasmas*, 1998, 5(5): 1953-1959.
- [10] Steven W Haan, Stephen M Pollaine, John D Lindl, et al. Design and modeling of ignition targets for the National Ignition Facility [J]. *Physics of Plasmas*, 1995, 2(6): 2480.
- [11] Yi Rongqing, Zhao Yidong, Wang Qiuping, et al. Characteristic study and application of the soft X-ray beam line 4B7B on BSRF [J]. *Acta Opt Sin*, 2014, 10: 345-350. (in Chinese)
- [12] Shang Wanli. Radiation temperature diagnosis and the uncertainty analysis for shaped laser [C]//The 19th National Conference on Plasma Science and Technology, 2019.