arXiv:2303.15680v1 [physics.plasm-ph] 28 Mar 2023

用于磁化套筒惯性约束聚变停滞图像指标的实验数据驱动评估框架

William E. Lewis[1, a)] Eric C. Harding[1] David A. Yager-Elorriaga[1] Jeffrey R. Fein[1] Patrick F. Knapp[1, b)] Kristian Beckwith[1] 和 David J. Ampleford[1]*Sandia National Laboratories, Albuquerque, New Mexico 87185 USA*

（日期：2023年3月29日）

桑迪亚国家实验室Z装置的磁化套筒惯性约束聚变（MagLIF）实验已开发并部署了多种球面晶体X射线成像仪（SCXI）诊断系统。这些不同的成像方式能够深入揭示多种不同的物理现象，例如衬套材料混入热燃料、冷衬套发射，或衬套不透明度影响的减弱。然而，从缺乏一致的空间基准标记用于配准，到点扩散函数各不相同、调谐晶体或使用滤光片突出特定光谱区域等一系列实际因素，使得在不作出大量未经验证的假设的情况下，难以开发广泛适用的指标，以比较停滞图像数据库中的实验。我们利用实验数据，对任意指定图像指标对仪器相关特征的敏感性进行无模型评估。具体而言，我们使用包含 $N_{\mathrm{scans}} = 139$ 成像板扫描的历史及近期MagLIF数据集，这些数据采集自 $N_{\mathrm{exp}} = 67$不同实验，用于评估实验观测中的多种特征所产生的影响，包括配准不确定性，以及信噪比和仪器分辨率方面的差异。本研究选用一种称为Mallat散射变换的基于小波的图像度量指标，并说明也可以研究其他指标的选择。具体而言，我们展示了理解并减轻信噪比、图像配准以及图像间分辨率差异影响的能力。为此，我们利用同一成像板的多次扫描，对随机平移和旋转进行采样，并将通过光线追踪得到的仪器特定点扩散函数应用于高分辨率数据集，以实质上无模型的方式扩充数据。我们预计，本研究将有助于利用丝状结构形态推断物理条件。

一、引言

磁化套筒惯性约束聚变（MagLIF）[1] 是一种磁惯性聚变概念，目前正在桑迪亚国家实验室的 Z装置上开展研究。通过由 $\mathcal{O}$（20 MA）电流产生的磁压力，压缩封装在圆柱形铍管（即衬套）中的预磁化、预热氘燃料，从而实现与聚变相关的条件。外部场线圈[2] 提供轴向磁场 $\mathcal{O}$（10 T）以实现预磁化，并使用千焦级激光器[3,4] 预热燃料。随着驱动电流产生的高磁压力推动衬套向内加速，燃料通过PdV做功而近似绝热地升温；磁通压缩则可减少热传导损失，并约束带电聚变产物。当燃料中的热压力足以平衡磁驱动压力时，内爆便开始减速，最终达到停滞，此时离子温度为 $T_{\mathrm{ion}} \approx 3$ keV，燃料径向面密度为（ρR）$_{\mathrm{fuel}} \approx 2$ mg/cm^2, ，磁场强度则达到数千特斯拉。[5]

停滞燃料产生的自发射X射线包含诊断等离子体状态和形态的关键信息。实验上获取这些信息的一种方法是应用各种不同的球面晶体X射线成像（SCXI）能力。[6] 单一、双重和正交成像方式已部署于相关系统中，其中包括进行光谱滤波的可能性，以聚焦于包含相关信息的光谱区域，而这些信息持续深化着我们对停滞燃料的混合、衬层面密度和形态等量的理解。遗憾的是，由于处理和分析图像所需的专业知识和人工输入较多，以及对于由仪器响应不同的成像诊断系统采集的图像之间可比性的疑虑，从这些数据集中提取最大价值一直是一项挑战。因此，通常只有在专门设计用于展示等离子体整体结构显著变化的少量实验中，才可比较所得图像。[6–9]

在与本文配套的文章中，我们展示了一种基于深度学习的自动处理流程的开发，使得能够构建一个大型数据集，其中包含几乎所有可用的 MagLIF SCXI 停滞图像。[10] 在本文中，我们利用该数据集展示一种无模型方法，用于理解各种仪器响应特征的影响以及对图像配准的敏感性。在第二节中，我们简要说明使用一种称为 Mallat 散射变换（MST）的固定权重卷积网络来量化图像的动机[11] 。然而，我们强调，在第三节中所采用的、直接在选定度量空间中比较图像的方法，能够评估该度量对实验数据中现实特征的敏感性，并且独立于所选择的图像度量。

a)电子邮箱：willewi@sandia.gov b)现工作单位：洛斯阿拉莫斯国家实验室

所观察到的敏感性可能取决于多种因素，例如度量的选择、特定的诊断配置；例如，图像可能以几乎相同的视角获取，但采用不同的光谱滤波，或者使用具有不同成像分辨率或点扩散函数（PSF）的光学装置；此外还取决于数据数字化特性，例如扫描仪分辨率、增益设置，或对同一成像板进行多次扫描所产生的影响。此外，滞止柱的结构也应在确定图像度量时发挥作用。我们发现，MST 对成像板数字化引入的统计“纹理”表现出不理想的敏感性。因此，对同一成像板进行多次扫描时，即使其结构完全相同，但信噪比（SNR）不同，也可能在度量空间中产生分离，其尺度与来自不同实验的图像之间的分离相当。我们展示了一种“纹理消除”方法，以去除这一效应的影响。接下来，我们展示 MST 确实对图像配准具有一定敏感性。然而，由于 MST 随平移和旋转缓慢变化，这些变换会产生近似线性的响应，而我们表明可以有效地将其投影去除。我们还展示了图像度量对分辨率差异的敏感程度。特别是，我们说明如何利用通过光线追踪计算得到的 PSF，对高分辨率 SCXI 数据进行增强，以理解这对图像比较的影响。最后，在第四节中，我们展示了所得度量似乎对丝状结构形态中定性上明显的差异具有敏感性。

II. 图像度量

遗憾的是，多种因素阻碍了对 SCXI 数据进行大规模同步分析。其中最重要的因素或许包括：耗时的处理方法（且不同研究人员采用的方法可能各不相同）、缺乏有助于确保可重复性的最佳数据管理实践，以及难以定义和理解图像指标，从而无法对前一节详述的、可能采用截然不同成像模态和/或光谱滤波方式获取的停滞图像进行直接定量 比较。因此，关于滞止燃料-衬层系统空间结构的研究，通常只针对某次实验或某个实验计划中的一幅至数幅图像。尽管由此开展的研究成功揭示了重要的物理见解，但将分析限制在少数实验上，难免会因无意的“挑选有利数据”而导致分析产生偏差，或者错过数据集中可能蕴含的更深层见解。通过提高图像处理的自动化程度，并记录相关元数据参考文献 10，我们已经能够在整个数据集范围内应用图像度量，从而开展大规模研究。

本文重点研究如何利用我们的实验数据来设计一种图像度量，使其能够准确考虑由例如仪器响应产生的真实特征。为了开展敏感性研究，有必要选择一种特定的方法来量化图像。目前已有若干合理的方法得到应用，或正在研究之中。例如，在参考文献6中，对于旨在观察从衬层壁混合进入燃料的结构的实验，对双晶体成像仪配置中每个通道的图像进行配准和相减，揭示了有关壁面混合的结构信息。在参考文献9中，在沿水平线剖面进行积分后，对轴向丝状强度剖面以及丝状径向振幅应用傅里叶变换，以表征结构。在参考文献8中，将基于小波的变换与一组几何参数进行回归配对，这些几何参数用于生成二维合成图像，从而提取可解释的形态特征。上述每种方法都具有若干优点，同时也存在不足。第一种方法揭示了所研究物理过程空间结构中的丰富细节。然而，它仅适用于具有成对双晶体成像仪图像的单个实验，因为无法提供用于实验间比较的度量。此外，由于对图像对配准的敏感性所造成的不确定性可能难以处理。第二种方法通过将图像分解为两条轨迹的螺旋偏移振幅和径向积分强度随轴向位置变化的频谱内容，提供了一组高度直观、人工选取的特征。然而，所得傅里叶频谱并不十分稀疏，因此除最简单的推断之外，峰值识别和频谱比较都相当困难，并且可能受到人为偏差的影响。第三种方法采用一种基于小波的度量，可针对任意给定图像计算，并且具有较好的可解释性。基于小波的方法还具有一些理想的数学保证。然而，目前尚不清楚，所提出的背景扣除以及基于二维几何模型提取的形态参数是否具有直接可比性，尤其是在图像模态和频谱滤波不同的实验之间。因此，该方法的应用受到较大限制。此外，简单模型很可能无法表征我们实验数据集中的全部特征，这可能导致参数推断中出现未受控的偏差。本文的工作通过考虑对比以往规模大得多的数据集进行量化，与上述三种方法形成互补。本文还提供了一种手段，用于评估上述每种方法对由配准和仪器响应差异所产生影响的敏感性。

A. 基于小波的图像度量

我们选择使用一种称为 Mallat 散射变换（MST）的基于小波的图像度量来量化图像。本节将对该度量作简要且自洽的概述，并介绍其直观理解，但读者可参考许多详细阐述并应用这一度量及相关度量的研究。[8,11,12] MST通过级联应用带通滤波、非线性整流以及池化或平均操作，将空间信息转换为空间局部化的逆尺度、即空间频率和跨尺度相关性（即相干性）信息。带通滤波器由两个整数 j,ℓ进行索引，这两个整数刻画了对“母小波” ψ 进行变换以得到 $j-\ell$ 带通滤波器的过程

$$\psi_j^\ell(\mathbf{x}) = 2^{-j}\psi(2^{-j}r_\ell\mathbf{x}). \quad (1)$$

在上式中， $j \in \{0,1,...,J-1\}$ 设定特定带通滤波器的空间频率， j 越大，频率越低； ℓ 设定其方向，其中 r_ℓ 指定坐标旋转操作，将滤波器方向设为 $2\pi\ell/L$，其中 $\ell \in \{0,1,...,L-1\}$， L 为滤波器允许采用的方向总数。我们使用 Python 中的开源库 $kymatio$[13] ，在默认设置下计算 MST，其中 ψ(**x**) 取为复值莫雷小波

$$\psi(\mathbf{x}) = A(e^{i\mathbf{k}_0\cdot\mathbf{x}} - B)e^{\frac{-\mathbf{x}^2}{2\sigma_0^2}}, \quad (2)$$

其中， A 固定 $\int \psi^2(\mathbf{x})d\mathbf{x} = 1$， B 固定 $\int \psi(\mathbf{x})d\mathbf{x} = 0$，空间频率以 $k_0 = 3\pi/4$ 为中心，且 $\sigma = 0.8 \approx \pi/4$ 对应于无量纲“像素单位”下的带宽 $\delta_0 \approx \pi/2$。因此请注意， ψ_j^ℓ 的中心频率和带宽分别为 $k_j \approx k_0/2^j$ 和 $\delta_j \approx \delta_0/2^j$。MST 的一阶项为

$$S^1_{j,\ell}(\mathbf{x}) = |\mathcal{I}(\mathbf{x}) \star \psi_j^\ell(\mathbf{x})| \star \phi_J(\mathbf{x}), \quad (3)$$

其中， $\mathcal{I}$ 是待变换的图像， ϕ_J 是宽度与2^{J-1}成比例的高斯空间窗。请注意，该包络函数的宽度与母小波族所能分辨的最大尺度相匹配。

直观地说，式 3 中的模数项可解释为包含频带内总能量的贡献，以及频带内具有局部相干性的不同空间频率之间的拍频干涉。此类拍频的最大频率为所考虑带通滤波器的带宽，与 $1/2^j$ 成正比。因此，随后与ϕ_J 进行的卷积往往会平均掉模数中的干涉项，从而造成空间频率间相干性信息的损失。随后可在与 ϕ_J卷积之前再进行一层滤波，以帮助恢复这些信息

$$S^2_{j,\ell,j',\ell'}(\mathbf{x}) = \big||\mathcal{I}(\mathbf{x}) \star \psi_j^\ell(\mathbf{x})| \star \psi_{j'}^{\ell'}(\mathbf{x})\big| \star \phi_J(\mathbf{x}). \quad (4)$$

由于 S^1 定义中的模数会产生 S^2 旨在恢复的低频结构，我们可以将讨论限制在 $j' > j$ 的情形。级联过程可以继续进行，但由于能量不断向更低频率传递，每一层的运算都会收缩，导致系数的幅值逐渐减小。[11] 因此，我们只考虑到这种“二阶”散射变换。此外，我们注意到，平均算子 ϕ_J 往往会在每个图像位置**x**的最终输出中引入很强的相关性。换言之，这有助于降低对平移的敏感性，但代价是产生冗余信息。特别是，当平移向量**c** 满足 $|\mathbf{c}| << 2^J$ 时，散射系数几乎不变。旋转 $\Theta << 2\pi/L$ 不会对结果产生显著影响。因此，我们可以在点**u** 处对最终卷积 ϕ_J进行下采样，并根据 2^J 所设定的尺度及图像尺寸选择合适的卷积步幅，具体将在第二节 B 部分说明。此外，我们注意到，图像分辨率的微小变化通常不会使信息移出给定频带，因此该度量对于分辨率和放大倍率的细微变化（例如例如 ）具有稳定性。更一般地说，MST 对形变满足 Lipschitz 连续性，这意味着对于小幅对比度变化或图像配准的细微变化等形变，该度量的变化与形变幅度成正比，因此适用于图像间比较。可以预期，不同 SCXI成像模态之间分辨率的细微差异，或未能布设空间基准标记，都不会妨碍我们使用该度量比较图像。然而，必须评估现实实验仪器的限制所造成的这些变换的影响，以确保在系统地定量比较不同图像时能够准确理解结果。我们将在第三节中仅使用实验数据集展示对所有这些特征的敏感性。

按照构造方式，MST采用带通滤波器和池化函数，其频率与带宽按2的幂次缩放。因此，将图像下采样到尺寸为 $2^K \times 2^K$的网格上是很方便的。我们选择 $K = 9$，即在应用MST之前，所有图像都被下采样为512×512 像素。除非另有说明，我们令 $J = 7$ 和 $L = 8$ ，从而使 $\phi_J \sim 2^J$ 的尺度为图像尺度的 $1/4 \times 1/4$ 。在物空间单位下，MST的构造设定了约 5 μ米宽、 23 μ米高的非方形像素尺寸，并将 $\sim 4.0^{+2}_{-1}$毫米（$0.8^{+0.4}_{-0.2}$毫米）作为MST所用带通滤波器在垂直（水平）方向上能够分辨的最长波长，将$62.5^{+31.3}_{-15.6}$ μ米（$13.0^{+6.5}_{-3.3}$ μ米）作为最短波长。请注意，如果选择更大的 K ，就能更好地分辨较小尺度的结构。然而，我们必须同时增大 J ，以避免最大可分辨尺度减小。从这一角度看，很容易理解MST可以被视为一个固定权重的卷积网络，每一层都有一个输出，其中每个

MST阶数对应一个网络层，模数操作起到非线性整流的作用，而与父小波的卷积和下采样则对应池化操作。[11] 下一节将介绍如何将MST系数可视化，并简要讨论我们将采用的其他数据探索方法，以评估MST对实验图像中特征的敏感性。

B. 数据可视化与降维

我们在第 II A 节中提到，J 设定了所选步幅，以确定输出 MST 系数的位置。具体而言，为尽量减少冗余信息，步幅的选择使得每个位置 $\mathbf{u}$ 之间相隔 2^J 个像素，从而在 $(N_{\mathrm{pix}}/2^J)^2$ 个空间位置输出系数，以避免信息冗余。虽然我们不会深入探讨算法细节，但 *kymatio* 会在傅里叶域中进行与步幅为ϕ_J 相对应的卷积和下采样，并对图像进行反射填充，使其达到计算所需的尺寸。系数的具体输出位置会受到这些选择的影响，如图 1 中粉色和红色的点所示。利用参考文献 10 中的配准过程，我们图像中的条带主要分布在中间列的 3 个垂直框内，这些框主要包含最相关的信息。不过需要指出的是，这些框不应被理解为信息空间局域性的严格边界。请记住，垂直方向上可观测到的最大尺度为$\sim$ 6 毫米，而框的尺寸是这一距离的一半。因此，相邻框中的信息会有一定相似性。为避免难以控制的边界效应，我们仅保留图 1 中粉色点所示的 3×3 网格上的系数。请注意，本文后续也会使用左右两列，以下称为“条带外”区域。

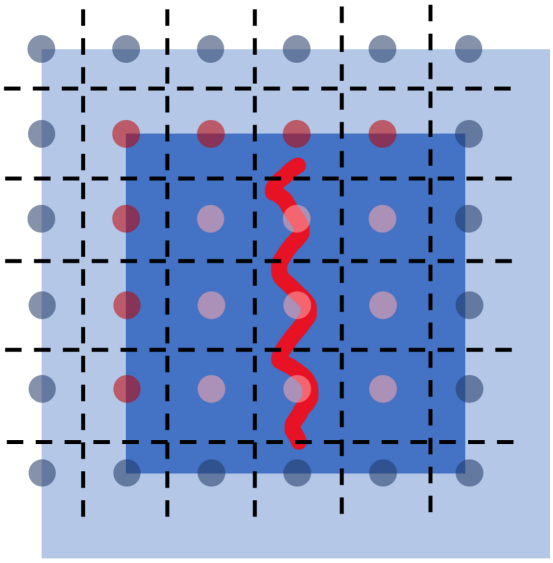


图1. 为计算MST系数，对图像（深蓝色）进行反射填充（浅蓝色）。在傅里叶域中完成带通滤波、与 ϕ_J 的最终卷积，以及将系数下采样至位置 $\mathbf{u}$ 。算法舍弃在蓝点处采样的系数，并输出红点和粉点位置处的系数。由于我们的信号具有显著的空间定位特性，因此仅保留原始图像中央列中三个粉点处的系数，而输出至额外“偏离链条”粉点处的系数则用于构建第三节A中的一种可能的纹理减除过程。

我们强调，在图 1 中每个粉色空间位置处，都会输出一组 $N_1 = JL$ 一阶和 $N_2 = J(J-1)L^2/2$ 二阶系数，分别量化每个频带中的能量以及给定频带内干涉的信息。这说明了本文中可视化 MST 系数的两种不同方式。第一种方式是使用图 2 上排所示的所谓散射圆盘显示。[11] 在这种表示中，一阶和二阶系数分别绘制在两个独立的圆盘上。一阶系数可以直接理解为显示给定频带内的能量含量，j 其中频率随圆盘半径增加而增大，分箱大小与带宽成正比，而滤波器角度 ℓ 由角坐标给出。第二个圆盘将原始的每个 j 和 ℓ 分箱沿径向细分为总计 $(J-1)-j$ 个分箱，用于 j' 坐标；沿角向则细分为总计 L个分箱，用于 ℓ' 坐标。请注意，在这种情况下，为便于查看，每个分箱在给定 $j-\ell$ 分箱内具有相同的径向和角向大小。图 2 的第二行展示了如何将系数绘制成一系列折线图。在这种情况下，频率随每个 j (j')分箱递增，而 ℓ (ℓ')在每个 j (j')分箱内递增。

在继续之前，我们先指出，图像和/或相应MST系数的图像归一化有几种合理的选择。例如，可以采用以下方式之一

$$\overline{\mathcal{I}}(\mathbf{x}) = \frac{\mathcal{I}(\mathbf{x}) - \mathcal{I}_{\min}}{\mathcal{I}_{\max} - \mathcal{I}_{\min}} \quad \text{(Min-max norm image)}, \tag{5}$$

$$\overline{\mathcal{I}}(\mathbf{x}) = \frac{\mathcal{I}(\mathbf{x})}{\int \mathcal{I} d\mathbf{x}} \quad \text{(Integral norm image)}, \tag{6}$$

$$\overline{S} \equiv (\overline{S}^1, \overline{S}^2) = \frac{S}{\sum S^1} \quad \text{(Spectral norm)}, \tag{7}$$

其中，式 7 中的求和是对所有一阶系数进行的，并针对图像中感兴趣的列。通过对数据集进行探索（类似于我们在第三节中的做法），我们发现，前两种选择不适用于我们的实验数据集。最小-最大归一化和积分归一化这两种选择更

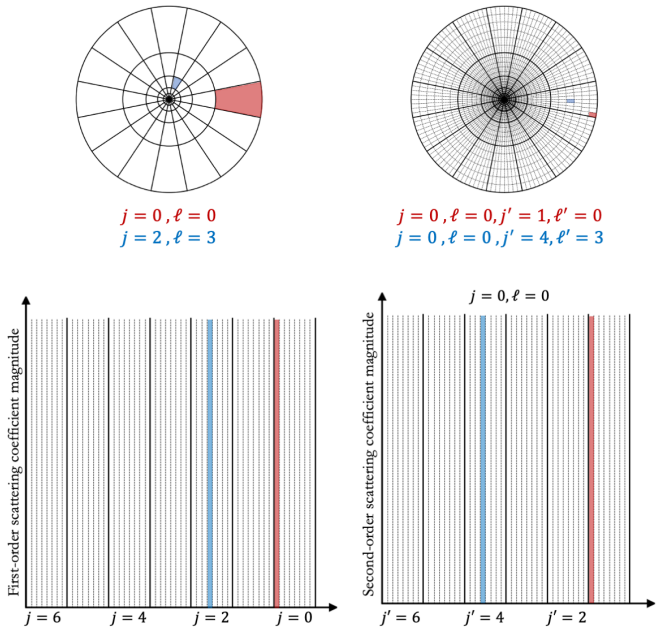


图 2. 上排：一阶和二阶 MST 系数的散射盘显示，$J = 7$，$L = 8$ 展示了显示中的分箱与 MST 索引 j，ℓ j' ℓ' ，, 和 之间的对应关系。请注意，此处的颜色旨在突出显示特定分箱，而非表示系数值。绘制散射系数时，颜色将表示其大小。下排：散射系数折线图的结构。请注意，在每个 j (j') 分箱内，ℓ (ℓ') 从 0 递增至 7。另请注意，对于二阶系数，每个 j，ℓ 组合都需要单独绘制一张折线图，用于表示 $j < 6$。因此，我们通常只会以折线图的形式展示一小部分二阶系数。

容易受到异常亮暗像素的影响，例如底片损坏、截断以及明亮的背景发射。因此，在下文中，我们采用光谱归一化，即除以一阶 MST 系数之和。需要注意的是，这并不等同于总光谱能量，因为我们尚未考虑每个光谱分箱的带宽。不过，这样做会使带宽较大的高频分箱获得更大的权重，而大部分相关的细丝信息都包含在低频分箱中。

在定义了用于量化图像的基本度量后，我们现在可以继续研究其在实验中的应用。图 3 展示了一个这样的示例，其中仅显示了所含图像中央列中一阶和二阶 MST 系数各自的三个散射盘。值得注意的是，MST 对图像信息进行了显著的降维。我们注意到，图像中央列中像素总数为 $N_{\mathrm{im}} \sim 65\mathrm{k}$。假设只有与条带对应的像素包含相关信息，仍约有 $N_{\mathrm{im}} \sim 16\mathrm{k}$ 个像素。另一方面，MST 系数仅有 $N_{\mathrm{MST}} = 4.2\mathrm{k}$ 个__

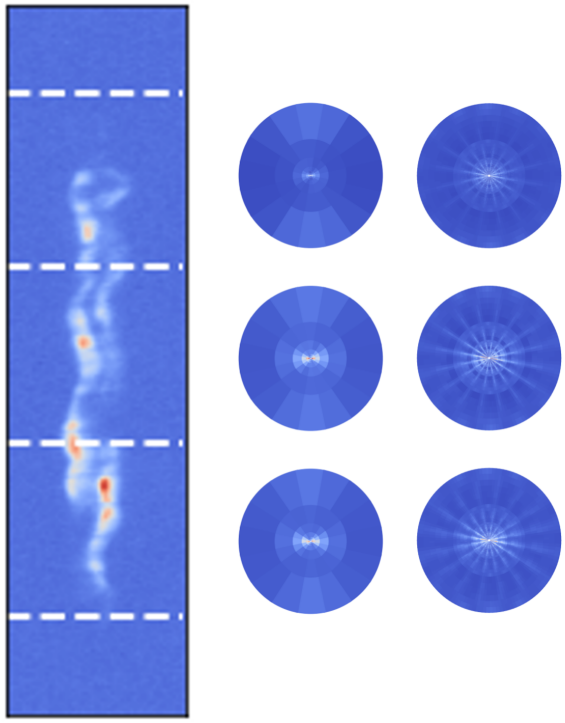


图 3. z3564 的停滞图像和 MST。

相应的降维因子介于 $4 - 15$ 之间。

尽管使用 MST 实现了显著的降维，但度量空间仍然具有相当高的维度，因此，在 MST度量空间中可视化和比较大量数据仍然颇具挑战。一种简单的关系可视化方法是使用成对距离矩阵

$$D_{i,j} = \frac{||\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j||_2}{d_{\mathrm{norm}}}, \tag{8}$$

其中，$||\cdot||_2$ 是 L_2 范数，d_{norm} 是经过适当选择的归一化常数。对于本文，我们令d_{norm} 取所有成对距离（包括自身距离 $D_{i,\ i}$）的 50^{th} 百分位数。虽然这种可视化方式有助于考察数据的小型子集或识别离群值，但其他可视化方法或许能提供更深入的见解。为提升数据可视化能力，我们采用主成分分析（PCA）。[14] 简而言之，我们提醒读者，对于数据集 $\mathbf{X} \in \mathbb{R}^{N_{\mathrm{samps}} \times N_{\mathrm{features}}}$，主成分是一组按顺序排列的正交向量，用于描述数据集中方差最大的方向。通常通过奇异值分解计算这些主成分

$$\mathbf{X} = \mathbf{U}\mathbf{\Sigma}\mathbf{V}^T, \tag{9}$$

其中，$\mathbf{U} \in \mathbb{R}^{N_{\text{samps}} \times N_{\text{samps}}}$ 是正交的，$\mathbf{\Sigma} \in \mathbb{R}^{N_{\text{samps}} \times N_{\text{features}}}$ 是对角矩阵，而 $\mathbf{V} \in \mathbb{R}^{N_{\text{features}} \times N_{\text{features}}}$ 是正交的，$\mathbf{V}$ 的各列构成数据集 $\mathbf{X}$ 的主向量。将数据投影到前几个主向量上以计算系数，常用于降维。这里我们将展示前两个主成分的图，但请注意，一般而言，这不足以得出关于点间两两距离等问题的详细结论。例如，我们发现必须保留 $N_{95\%} = 16$ 个主成分，才能解释数据集方差的 95%。不过，这确实显著降低了数据集的维度：系数数量从约 4.2k 降至约 16 个。最后需要指出的是，在计算主成分之前，会对 MST 系数进行标准正态缩放，使整个数据集中每个系数分箱的均值为零、标准差为 1。这样做是为了确保最大方差方向不会被系数值最大的分箱所主导。还需注意，在寻找方差最大的方向时，PCA 本质上对数据集中的离群值较为敏感。这将影响第三节 A 中关于所提出的“纹理减除”方法的进一步选择。

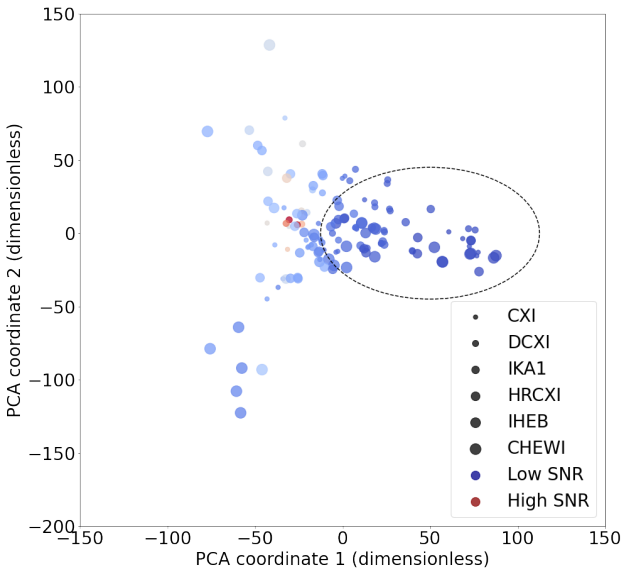


图 4. 对我们所有实验图像计算得到的 MST 应用主成分分析，结果显示图像在一定程度上按信噪比分离，黑色虚线椭圆仅包含信噪比较低的图像。另一方面，光谱滤波和成像仪分辨率各不相同的成像模态似乎至少在前两个主成分上充分交错分布，这表明它们并非数据方差的主要来源。

III. 实验驱动的度量设计 N

在本节中，我们将展示如何利用历史 MagLIF 数据，以及上述图像度量和数据可视化方法，来理解并降低完全源于仪器响应和配准不确定性的实验特征敏感性。预计这将由此提高该度量对数据集中基于物理的特征的敏感性；这些特征也将在本节末尾进行探讨。我们首先开展数据集探索。我们采用参考文献 10 中提出的处理方法对图像进行配准，并减去缓慢变化的背景（用多项式形式拟合）。图 4 展示了将 MST 投影到前两个主成分上的结果；这两个主成分由我们的整个实验数据集计算得到，该数据集包含来自 $N_{\text{exp}} = 67$ 次不同实验的 $N_{\text{scans}} = 139$ 次成像板扫描。点的大小表示具体的成像器模态，颜色表示信噪比（SNR）。本工作所包含的数据涵盖多种模态，包括单晶体和双晶体成像仪配置（有关成像器及其缩写，以及已部署的单晶、双晶或正交成像配置列表，请参见表 I）。总体而言，这些配置允许选择特定的光谱特征，以评估衬套壁或激光入口孔混合等物理过程。[6]。仅使用两个成分时，我们看不到基于成像器模态的聚类迹象。在本工作中，我们不考虑可能影响图像度量的不同成像仪模态的细节，这些影响源于实验的物理过程。相反，我们将仅关注分辨率差异所造成的影响

不同成像模态对图像指标的影响（见第二节 C）。不过，我们确实观察到右侧似乎存在一个区域，该区域在图 4 中以黑色虚线椭圆标出，包含了大多数信噪比较低的图像。这是我们将在第三节探讨的第一个方面，并将为统计噪声扣除方案的选择提供依据。

A. 统计噪声敏感性

在参考文献 10 中，研究发现，扣除缓慢变化的背景信号后，SCXI 数据的非条带区域似乎符合高斯噪声统计。因此，原则上我们可以利用正态分布噪声模型扩充数据集，以评估信噪比对 MST 的影响。然而，在此处，为评估敏感性而进行数据增强时，我们希望尽可能避免参照任何模型。这样可以确保度量设计的选择尽可能以观察结果为依据。幸运的是，我们的许多实验都获得了同一成像板的多次扫描数据。在扫描过程中，我们实验中通过曝光成像板记录的数据会被数字化。简而言之，将成像板放入扫描仪后，扫描仪会用激光对成像板进行栅格扫描，并记录由此产生的——

成像器	配置	分辨率 [μ米^2]
氩成像器(Ar-Imager)	单个	15×85
连续X射线成像器 (CXI)	单个	59×83
高分辨率连续X射线（CXI）	单个	15×16
双连续X射线（DCXI）	dual	Ch1 54×120 Ch2 46×84
铁 K-α_1 (IKA1)	dual	通道1 79×82 通道2 64×66
铁氦-β (IHEB)	dual	通道1 63×66 通道2 50×53
钴 He-w (CHEWI)	双晶体/正交 Ch1	61×66 Ch2 73×72

表 I. 本表列出了成像器缩写的全称，并说明成像器属于单晶体还是双晶体。我们还提供了成像仪分辨率的估算值。详情请参阅参考文献6。

在收集到的 X 射线照射下，原子进入亚稳态构型，其退激发产生的发光信号。这个过程会不可避免地破坏成像板上所含的信息。扫描仪可能会饱和，因此在某些情况下，必须对特定成像板进行多次扫描，以确保获得准确的信号。我们将证明，在量化图像时，至少对于我们采用的 MST 度量而言，考虑这一点很重要，因为破坏性的扫描过程会使连续扫描时的信噪比降低。另请注意，本文使用的所有图像均由像素分辨率为 $15\ \mu$m $\times 15\ \mu$m 的扫描仪扫描得到。图像按固定尺寸裁剪，在图像坐标中宽 1.51 cm、高 6.825 cm；对应于物空间坐标中宽约 2.5 mm、高约 1.2 cm。

图 5 展示了对同一张成像板进行多次扫描的影响。只要噪声没有淹没重要信号，各图像在重要结构上名义上是相同的。通常，每次连续扫描都会使信噪比单调下降，而其初始值则取决于各种实验结果。众所周知，MST 及其他多尺度小波指标对统计纹理高度敏感。[11,12] 事实上，在我们的案例中，仅由噪声统计造成的信噪比差异，就导致度量受到显著干扰。下文将介绍两种可能的方法，以消除这种敏感性。

如果我们考虑由下式定义的一阶离带 MST 系数

$$S_{\mathrm{BG}} \equiv \frac{S_{\mathrm{left}} + S_{\mathrm{right}}}{2}, \tag{10}$$

其中，$S_{\mathrm{left(right)}}$ 是从条带左（右）侧获取的 MST系数，我们可以获得一些

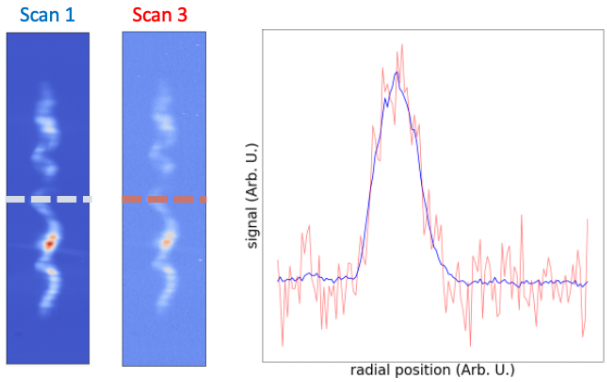


图 5。同一成像板的两次扫描显示出几乎相同的形态和对比度（峰值信号高于底噪），这一点可通过比较右侧图中的扫描结果和线剖面得到。两者的主要区别在于，扫描3的红色曲线中存在统计纹理或噪声，导致其信噪比较扫描1更低。

深入了解噪声统计对 MST 的影响。图 6 展示了来自 $z2839$ 的同一成像板的三次不同扫描所得到的这些系数，其中我们按照 $\sum_{j=4}^{6} S^1_{j,\ \mathrm{BG}} = 1$ 对前三个低频分箱进行了归一化。两个主要特征显而易见。首先，图左侧的低频峰对应于信号从条纹“泄漏”到条纹外分箱中的情况。其次，在扫描编号较高时，朝高频方向再次出现非常明显的上升。鉴于高斯噪声具有均匀的功率谱，且我们的带通滤波器带宽按 2^{-j} 缩放，因此对于高斯噪声，较小的 j（即较高频率）应包含

更多来自噪声项的贡献。我们将计算 MST 时所用那组带通滤波器（其带宽具体按 1.25×2^{-j} 缩放）对应的高斯噪声预期缩放关系，以虚线形式绘于图 6 中。虚线的总体高度是我们根据最高频率 j–分箱目测估算的，后续虚线的高度则按预期缩放关系计算得出。请注意，只有当噪声谱对应的幅度接近“泄漏”条纹贡献的水平时，才会出现偏离缩放关系的情况。二阶系数 S^2_{BG} 也表现出类似但稍复杂的特征，因此此处不予展示。这与参考文献 10 一道，进一步证明高斯噪声统计适用于描述我们的数据。

如果我们假设条带信息主要集中在低频范围内，那么考虑到噪声谱将主要集中在高频范围内这一事实，可以通过计算以下内容来去除统计纹理

$$\Delta S = \overline{S - S_{\mathrm{BG}}}\,. \tag{11}$$

请注意，在减除之前，S 和 S_{BG} 均未进行归一化；我们仅在完成减除后，才按照公式7进行光谱归一化，以确保噪声谱不会对归一化因子产生贡献。我们将公式11规定的程序称为“偏离条带纹理减除”。

图 7 的第一行和第二行分别展示了从条带中心 $z2839$（即 图 1 中的中央粉色点）获取的 MST 系数：第一列和第二列分别对应同一成像板连续三次扫描、进行偏离条带纹理减除前后的结果，而最右列展示了所有实验数据的距离矩阵。从图中可以明显看出，该过程成功消除了噪声对一阶 MST 系数的影响，但二阶系数仍存在显著方差。我们从图像中看到，偏离条带减除程序至少产生了两个显著的离群值。

偏离条带减除数据集中最明显的离群值，同时表现出停滞燃料信号微弱，以及背景信号显著；采用参考文献 10 中的流程无法成功去除该背景信号。因此，偏离条带MST系数的振幅显著高于通常水平。基于此，我们探讨在计算MST系数之前对图像进行去噪的可能性。

我们选择对 512×512 图像进行中值滤波以去除噪声。[15] 值得注意的是，类似方法已用于测量国家点火装置中低温霍尔拉姆内爆的门控 X 射线探测器数据。[16] 当然，这会使图像变得模糊，从而降低图像分辨率。滤波过程通过以下方式完成：对半径为 7 个像素的圆盘内的像素值取中值，并据此生成新图像。然而，由于第 IIA 节中讨论的 MST 特性，我们预计其影响

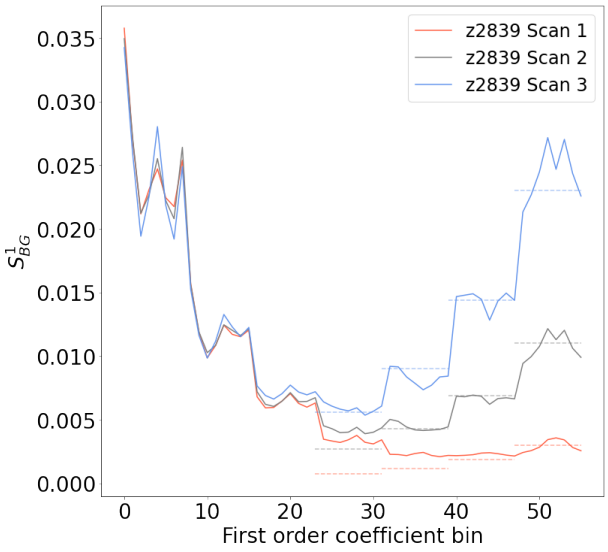


图 6. 偏离条带信号中包含来自中心条带的成分，这些成分通过父小波“泄漏”到偏离条带信号中；此外还包含类似高斯白噪声的频谱（水平虚线）。噪声贡献随扫描编号单调增加，对应的信噪比单调降低。

不会导致条带信号发生显著变化，因为该信号主要由较长波长成分主导。图 7 的第三行展示了应用这一处理后的结果，表明该方法对导致条带外相减出现问题的特征更具鲁棒性。此外，系数似乎与第一次扫描相比没有明显变化，这表明该方法能够有效去除噪声的影响，同时不会大幅改变条带中的重要特征。所得的˜（经光谱归一化）系数记为 S。

如前所述，离群值可能主导数据集方差，严重偏倚由此得到的主成分向量。虽然可以剔除偏离条带纹理减除产生的离群值，但实空间去噪纹理减除方法不存在这一问题。因此，我们选择该方法来构建基于MST的图像度量。请注意，以下讨论中，“未减除”或“已减除”数据集分别指使用原始数据或实空间去噪数据。

回到全局主成分分析的视角，图 8 展示了现在仅限于 CXI 模态的前两个主成分；在不同模态中，CXI 模态的成像板多次扫描数量最多。左图显示未进行纹理减除的数据，右图则显示纹理减除后的数据，其中主成分分析是在进行纹理减除后计算的。连接同一图像多次扫描的红色箭头出现了明显的收拢，这表明我们已在很大程度上消除了对信噪比的敏感性；其中较深的红色箭头对应于图 5 所示的 $z2839$ 特例。

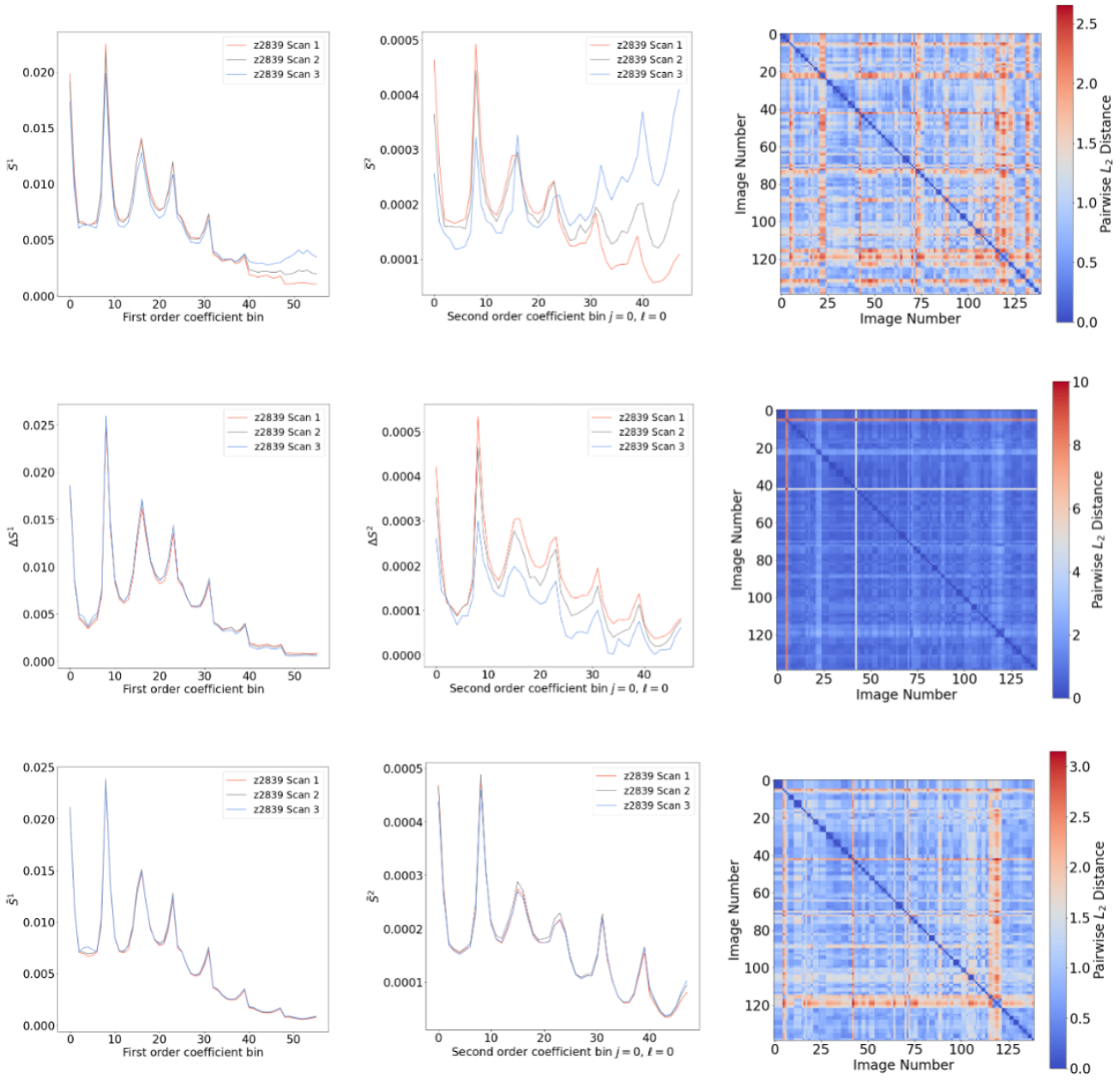


图 7. 每行的第一列为一阶 MST，第二列为二阶 MST，第三列为对应的距离矩阵。顶行：未进行纹理减除的原始数据，表明 MST 会随信噪比而异。中行：在最小生成树空间中进行偏离条带纹理减除，结果表明该方法对所选图像效果良好，但距离矩阵显示该过程产生了若干离群值，详见正文。底行：实空间去噪纹理减除结果，各次扫描之间吻合极佳，光谱结构仅存在细微差异。

增益只要不导致生成的数字图像饱和，就相当于简单的乘性增益。对成像板进行扫描时，会同时生成低增益和高增益数字图像。乘性

该因子在对数据进行归一化时会被约去，因此不应出现显著变化。在未扣除和已扣除两种情况下，都有小蓝箭头连接同一扫描的低增益和高增益版本。没有观察到任何分离现象，这表明

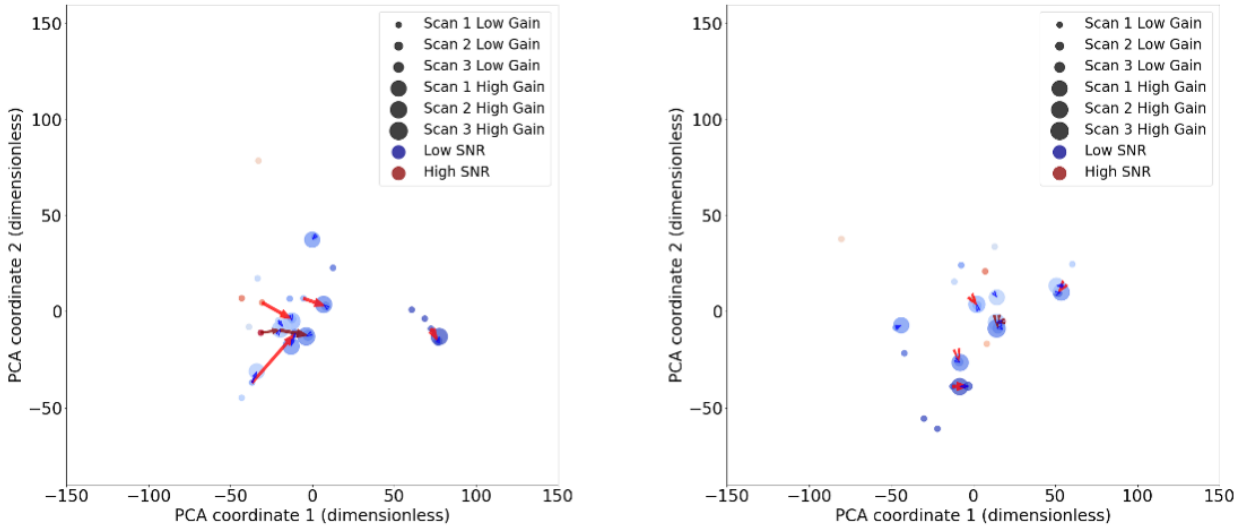


图 8. 两幅图均仅采用 CXI 数据，其成像板的多次扫描次数最多。右：如果不采用我们的“纹理减除”流程，同一成像板的多次扫描在度量空间中的跨度可能与实验间变化相当，甚至更大。观察连接同一成像板不同次扫描的红色箭头，以及图 5 中连接 $z2839$ 不同次扫描的一系列深红色箭头，即可清楚看出这一点。左：在计算 MST 之前对图像进行去噪，可以大幅消除统计噪声的影响，从而突出我们希望主要由形态差异造成的实验间变化。

正如预期，我们对图像乘以一个比例因子并不敏感。最后需要指出，尽管图 7 中未扣除和去噪情况下的距离矩阵结构看起来相当相似，但这种变换确实会以非平凡的方式显著改变两两距离。两两距离的变化幅度高达原始距离值的 $\pm 50\%$ 并不罕见，而且这种变化在所有成对关系中并不均匀。因此，最近邻关系可能发生变化，尤其是会增加例如同一成像板上按顺序连续扫描的 k 次扫描成为原始扫描的前 k 个最近邻的可能性。这样，我们就可以自由选择第一个未饱和的扫描进行比较，而不必担心信噪比会在实验间比较时造成重大影响。

为评估平移和旋转的影响，我们进行了如下数据增强。首先，去噪后，˜我们计算数据集中 S值矩阵的主成分。其次，以图像中心为基准，随机旋转 $[-10°, 10°]$，然后进行垂直和水平位移（按整数像素量），最大位移为 ± 20 像素；所有变换均作用于 512×512 经过下采样和去噪的图像。随后，˜我们在这个增强数据集上计算 S，并将其投影到根据原始未增强实验数据集计算出的主成分上。我们在图9中展示了前两个主成分，其中左侧图像中的点按垂直不对称因子着色，该因子的计算方式如下：

B. 配准敏感性

进一步检查数据集后，我们发现存在这样一种情况：去噪后，同一成像板的扫描结果之间仍有残余差异。结果发现，该成像板存在严重损坏，而用户最初指定的图像裁剪略有差异，这些差异传递到了最终图像配准结果中。虽然 MST 随图像的平移和旋转缓慢变化，但并不对这些变换保持不变。遗憾的是，绝对配准要求在所有实验中都布设空间基准标记，而本文所考虑的大多数数据都不具备这一条件；此外，实际布设基准标记也存在困难，因此这通常并非理想的解决方案。

$$\Gamma_S = \frac{\sum \tilde{S}^1_{\text{top}} - \tilde{S}^1_{\text{bottom}}}{\sum \tilde{S}^1_{\text{middle}}}, \tag{12}$$

而在右图中，各点的颜色表示对增强图像施加的垂直平移量。我们看到，Γ_S 与第一主成分之间存在很强的相关性，并且有一个明显的趋势：将图像向上平移，也会使第一主成分的值变得更正。

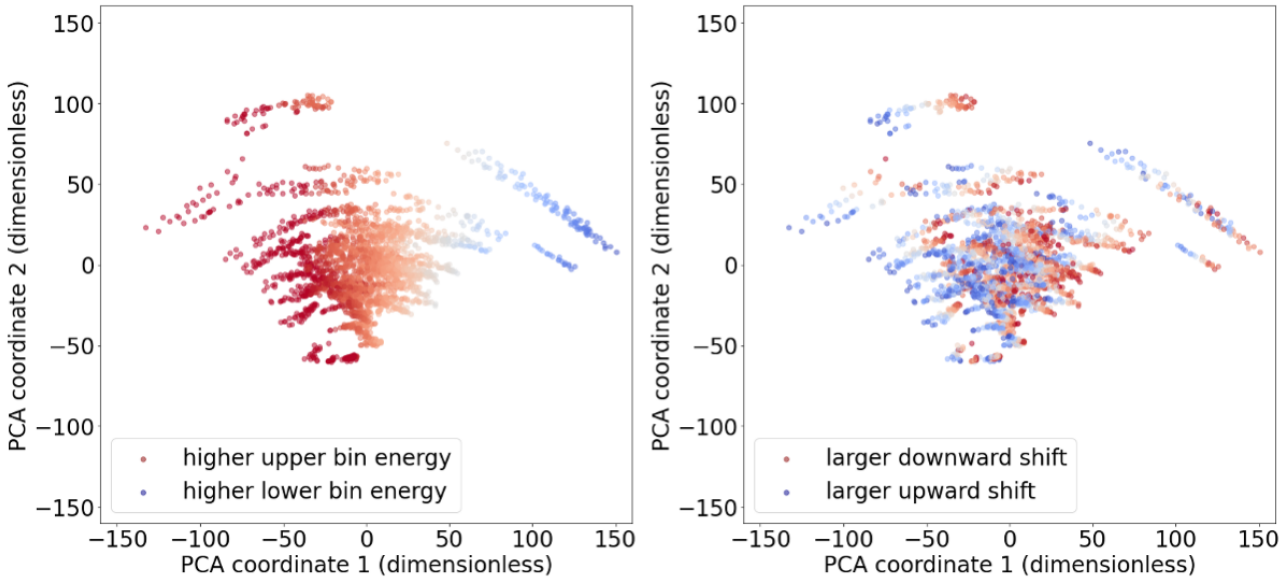


图9。我们可以看到，第一主成分很大程度上取决于链不对称因子 Γ_S，而后者又取决于原始图像的垂直配准。因此，我们应谨慎地以可重复且有意义的方式对图像进行配准。

一般而言， Γ_S 包含固有链不对称性、整体轴向长度以及图像中可能存在的任何垂直偏移所带来的影响。对于每张原始图像，分别绘制每种平移和每个旋转角度下第一主成分值的变化与平移幅度之间的散点图，可以发现其关系近乎恒定。换言之，MST 似乎能够将小幅平移和旋转近似线性化。虽然这里并非如此，但我们注意到，如果这种线性关系的斜率在整个数据集上都相同，就可以将数据投影到与变换相关的方向向量的正交补空间中，

$$v_i^j = \frac{\Delta \mathrm{PC}_i}{\Delta \tau_j}, \tag{13}$$

$$\hat{\mathbf{v}}^j = \frac{\mathbf{v}^j}{||\mathbf{v}^j||_2}. \tag{14}$$

其中， $\Delta \mathrm{PC}_i$ 表示 i^{th} 主成分的变化，$\Delta \tau_j$ 表示施加于原始图像的特定变换的大小。将$\mathbf{v}$ 的正交补记为 $\mathcal{R}_{\mathbf{v},\perp}$，我们可以通过计算将每幅图像的主成分投影到该空间中

$$\tilde{\mathbf{X}}^n = \mathbf{X}^n - \hat{\mathbf{v}}^j \cdot \mathbf{X}^n \hat{\mathbf{v}}^j, \tag{15}$$

其中， $\mathbf{X}^n$ 表示 $d-$表征 n^{th} 图像的 MST 系数向量的主成分分解的 $\tilde{}$维向量$\mathbf{X}^n \in \mathcal{R}_{\mathbf{v},\perp}$。或者，也可以尝试选择一个对指定变换不敏感的汇总值，以表征数据。例如，对于给定图像， $\alpha \equiv \Delta\Gamma_S/\Delta y$几乎保持不变，这就是此类特征的一个例子。计算得到的 α 刻画了沿链高度采样的垂直位置之间链能量变化的快慢。

就我们的用途而言，我们注意到，随机变换不会显著改变成对邻接关系。尽管图9中各实验看起来存在重叠，但即使仅加入第三主成分，也能看出数据在主成分空间中形成了彼此分离良好的“丝状结构”。因此，在与 MST 进行粗略形态学比较时，图像配准的细微变化似乎无关紧要。不过，通常而言，对手工设计的图像特征进行详细比较时，应仔细考虑配准敏感性，以便通过类似于此处所示的方法分析不确定性。

C. 分辨率敏感性

我们此前声称，光学系统放大倍率或成像器/后处理的微小变化所引起的分辨率差异，不应对MST系数产生显著影响。然而，不同的SCXI成像仪模态，甚至DCI模态的不同通道，都可能呈现出差异显著的点扩散函数。通过考察

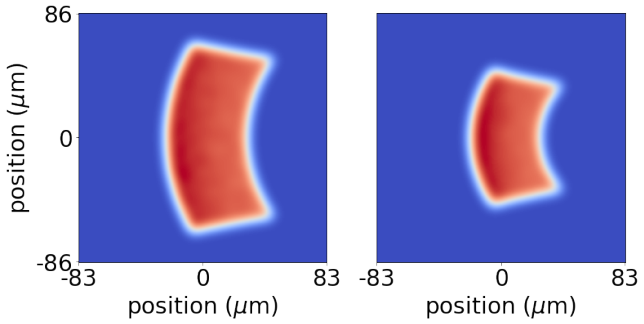


图10. DCXI配置中左、右通道的点扩散函数。可应用差分滤波，以评估由衬层面密度导致的 *e.g.* 衰减。务必确保，不要将分辨率造成的图像指标差异与通道间光谱滤波造成的差异混为一谈。

DCXI数据，我们可以揭示这对MST产生影响的典型尺度。具体而言，我们注意到，用于生成HRCXI数据的光学系统具有较高的分辨率，其点扩散函数约为 15 μm $\times$ 15 μm，与用于数字化成像板的扫描仪的像素尺寸处于同一量级。需要指出的是，实际上，球面晶体视场内的点扩散函数和通量确实会有所变化，[6] 不过我们认为，这一效应对当前演示相对不重要。因此，我们可以有效地将HRCXI数据视为一种“全分辨率”基准真值，并在此基础上应用会进一步降低图像分辨率的不同点扩散函数。图10展示了通过光线追迹获得的DCXI配置左通道和右通道的点扩散函数，表明两者的分辨率存在相当显著的差异，尤其是在垂直方向上。

图 11 将 HRCXI数据显示为灰色点，红色和蓝色点则分别表示与图10所示的右通道和左通道DCXI点扩散函数卷积后的结果。图中还显示了原始DCXI数据，红色箭头连接右通道数据与左通道数据。可以看到，增强数据和实验数据总体上都呈现向下的方向性趋势。遗憾的是，无论是增强数据还是原始数据，从右通道数据转到左通道数据时，主成分都没有呈现恒定的偏移。因此，我们无法有把握地消除这种分辨率差异。不过，考察主成分空间中左右通道数据之差的分布后可以发现，增强数据和实验数据似乎遵循非常相似的分布。对于DCXI数据，有一次实验 $z3041$ 采用了差分滤波，左、右通道图像由图10中的深红色箭头连接。与左右通道图像中分离距离的分布相比， $z3041$ 的数据似乎没有显示出两个通道之间的显著差异。我们还要指出，双分量视图可能会使我们的解读产生偏差

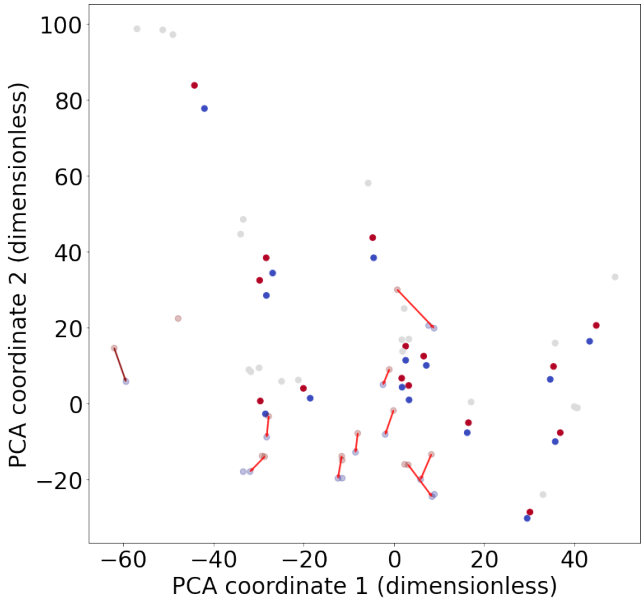


图 11. 通过将左、右通道的点扩散函数应用于HRCXI数据集，以模拟DCXI数据集，我们发现似乎存在与分辨率差异相关的系统性趋势。遗憾的是，在数据范围内，该趋势不够规律，也不够线性，因此无法使用第三节B部分提出的方法将其投影消除。

。例如，从图 11 中并不容易看出，成对的左右通道图像点之间的距离往往显著小于实验之间的距离，而图12清楚地展示了这一点。图12表明，总体而言，仅分辨率不同的左右通道图像之间差异很小；平均来看，相应的HRCXI 图像与低分辨率增强版本的相似度，高于与其他实验图像的相似度。因此，分辨率差异可能远不如实验间形态差异重要。不过，在条件允许时，进行详细推断（例如判断形态结构的表观波长）时，建议确保比较的是仪器响应相同的图像。或者，对HRCXI数据应用相应的点扩散函数，应能直接将其与其他成像仪模态的连续谱发射数据进行比较。

IV. 形态相似性：案例研究

从详尽的图像特征角度对 MST 进行全面解读，远远超出了本文的范围和目的。此类研究需要参考特定的燃料等离子体几何模型，例如参考文献 8、10 和 17 中介绍的模型，和/或对数据集中的图像特征进行大量手动标注。然而，基于数据增强的

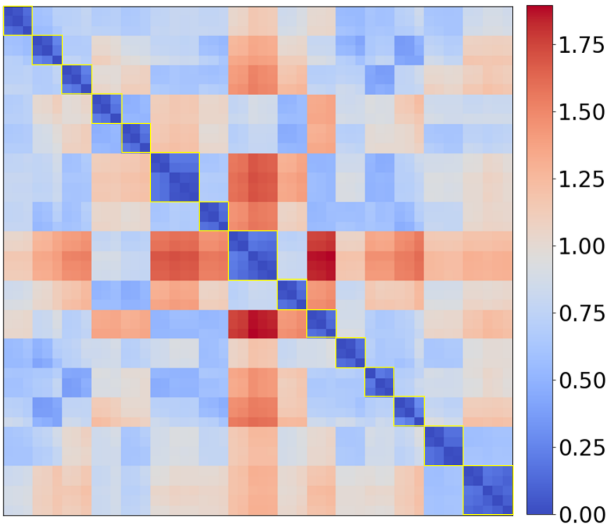


图12。原始 HRCXI 以及使用 DCXI 左通道和右通道点扩散函数进行增强时的距离矩阵。对角线上的深蓝色块中，每个块的左上方包含两个通道，其余部分则包含一至三幅对应的 HRCXI 图像（多次扫描/增益设置）。请注意，左通道和右通道都明显比其他实验数据更接近对应的 HRCXI 图像。这似乎表明，尽管由于成像器模态之间的分辨率差异而发生变化，MST 对此相对不敏感，但并非完全不变。

评估方法，以及在可能的情况下消除由仪器和实验布置造成的影响，似乎表明 MST 能够有效描述 SCXI 图像。具体而言，MST 似乎对至少较明显的形态特征具有合理的敏感性。本节将介绍一项实验案例研究，以支持这一论断。

图 13 左侧展示了部分实验炮次的距离矩阵。从定性上看，这些炮次明显分为两个视觉上不同的类别：一类的停滞状态较为均匀，无论是轴向强度变化还是股线的螺旋振幅都是如此；另一类在这些特征上则不那么均匀。我们将这两类分别标记为 c 和 u 。距离矩阵中的红色虚线框突出显示了这两个视觉上不同类别成员之间的成对距离；每一行中的蓝色虚线框则突出显示与该行对应图像的前三个最近邻。黄色虚线框突出显示具有相同衬套纵横比 $AR = r_o/(r_o - r_i)$ 的图像组，其中 r_o 是衬套的外半径， r_i 是内半径；如果存在介电涂层，则该涂层标记为 cAR，并涂覆于衬套外表面。总体而言，右上和左下非对角区域中的蓝色框较少，表明最近邻往往属于同一“类别”。

这可以通过有向图直观呈现：如果目标图像是原始图像的前三个最近邻之一，则箭头从一幅图像指向另一幅图像，如图 13 右栏所示。图中的箭头权重对应于 MST度量空间中图像间距离的倒数。检查该图可见，图像之间的转变很可能会使图像保持在同一类别 u 或 c中。

有多种合理的方法可以表征图的连通性。由于该图的构造方式，这些方法也同时刻画了类别 u 与 c 之间的关系。我们选择通过计算以下概率来表征其结构：假设我们随机选择类别 α 中的一幅图像，那么在假定不同最近邻之间的转移概率相等的情况下，最终落入类别 β 的概率是多少？从图 13 中不难看出，这些概率为

$$P(u \to u) = 0.\overline{66}, \tag{16}$$
$$P(u \to c) = 0.\overline{33}, \tag{17}$$
$$P(c \to u) = 0.2 \tag{18}$$
$$P(c \to c) = 0.8. \tag{19}$$

显然，跨类别图像之间的间隔远大于同一类别内图像之间的间隔，这表明 MST 能够根据明显的大尺度形态特征有效地区分图像。关于使用涂层衬套和无涂层衬套的实验所得停滞图像之间形态差异成因的详细讨论，请参阅参考文献9，其中提供了详尽的定量分析。我们还指出，上述用于表明类别 u 和 c 之间分离程度的方法，在定性上类似于参考文献8中采用 MST 对图像进行分类的方法。不过，我们这里只使用实验数据，而非滞止燃料等离子体的几何模型。此外，参考文献8并未采用基于图的方法，即通过最近邻关系汇集边来构建图。基于图的方法往往会弱化点之间距离的绝对大小。在使用能够生成任意规模数据集的参数化模型时，这一点并不重要；但考虑到维数灾难、最小生成树空间相对较高的维度，以及可用实验数据相对有限，我们预计，将基于图的方法应用于实验数据，可能会揭示仅凭距离矩阵不易显现的互补结构。

更进一步，我们可以将这两个分组视为具有代表性，并根据其他图像与各组图像的平均距离对其进行标注。图14展示了每组中标注的前17张图像，

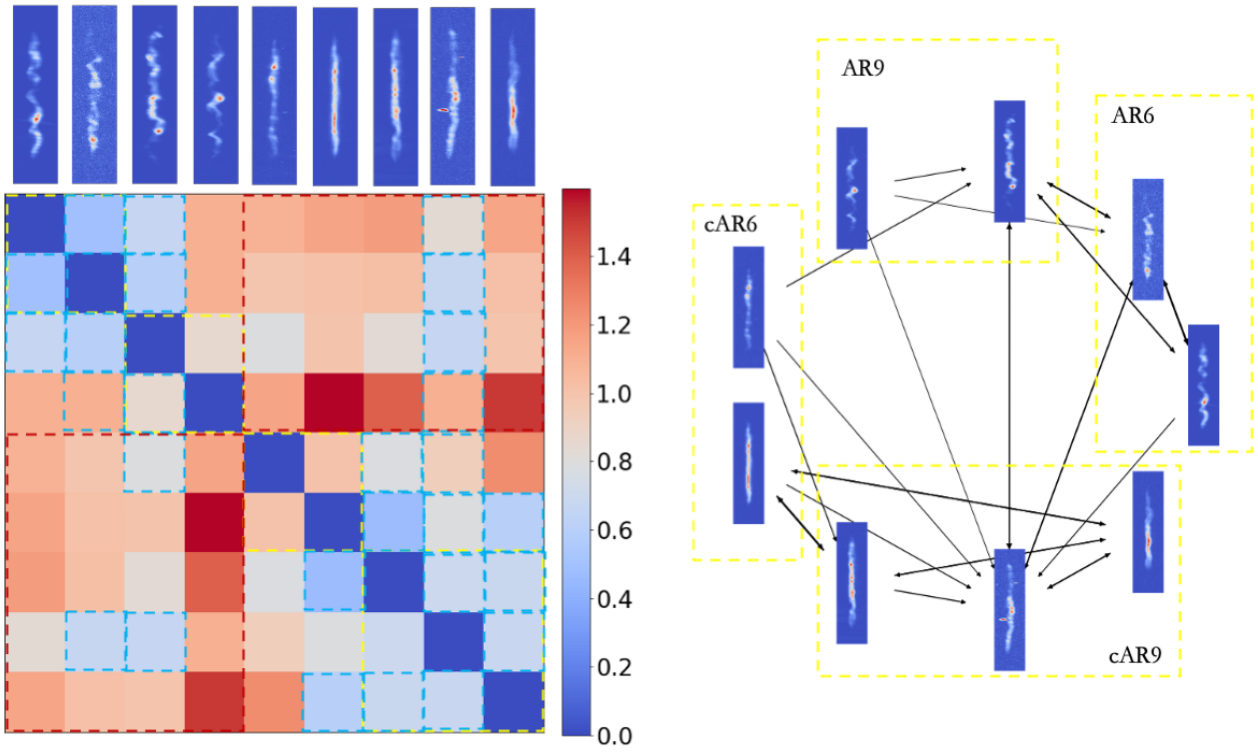


图 13. 案例研究表明，MST能够有效分离具有明显大尺度形态差异的图像。左：使用MST度量得到的图像之间的成对距离矩阵。从左到右，拍摄编号依次为 z2839、z2979、z3018、z3303、z2965、z2966、z3019、z3075 和 z3135。右：如果目标图像属于源图像的前三个最近邻，则允许一条从源图像指向目标图像的有向边，由此构建图；边权重对应于两两距离的倒数。距离矩阵中的蓝色虚线框表示源图像的最近邻，其中行对应源图像，列对应目标图像。通过检查距离矩阵的结构及其对应的最近邻可以看出，这两个视觉上不同的类别在MST度量空间中得到了良好分离。

上排为组 u，下排为组 c。共标注了17张图像 c，另有41张标注为 u。若将介电涂层拍摄图像归入组 c，将未涂层拍摄图像归入组 u，并以此作为真实标签，我们便可计算第一类和第二类错误，以及真正率和真负率。在这一过程中标注的58张图像中，共有15张来自使用涂层目标进行的实验。因此，给定图像为使用涂层目标进行的实验图像的概率为 $P(c) \approx 0.26$。随后，我们可以将结果与正确的先验概率下随机标注所预期的结果进行比较，得到

随机	u	c
$\tilde{u}$	0.74 ± 0.06	0.74 ± 0.11
$\tilde{c}$	0.26 ± 0.06	0.26 ± 0.11

(20)

MST	u	c
$\tilde{u}$	0.84	0.47
$\tilde{c}$	0.16	0.53

(21)

其中，波浪号表示根据与该组的接近程度所分配的标签，而不带波浪号的量表示真实标签；随机情况下的不确定性为通过对 $N = 10^5$个蒙特卡洛样本求标准差得到，这些样本的真实标签集中有 15 个正例。使用 MST 度量衡量与代表性示例的接近程度，效果远胜于随机方法（$\gtrsim 2\sigma$）；结合图14来看，这种方法也很可能显著优于人工标注者。我们还考虑了是否存在明显的混杂因素。例如，除两个涂层目标图像外，其余图像均由 HRCXI 采集。尽管第三节 C 的结果有力地证明情况并非如此，但分辨率是否可能解释标注性能？在待标注的 58 幅图像中，有 23 幅是 HRCXI 图像。因此，我们可以计算 $P(c|HRCXI) \approx 0.57$。如果只以适当的概率随机标注 HRCXI 图像，并将所有其他图像标注为 $\tilde{u}$，也能取得相似的性能。如果我们的方法复现了这种行为，就说明可能存在基于分辨率的分组；而在第三节 C 中，我们已经提供了相反的证据。此外，图 13 中的训练图像均未使用 HRCXI。另外，被错误标记为属于组 $\tilde{c}$ 的图像中，没有一幅来自 HRCXI，这表明非 HRCXI 图像也可以被标记为

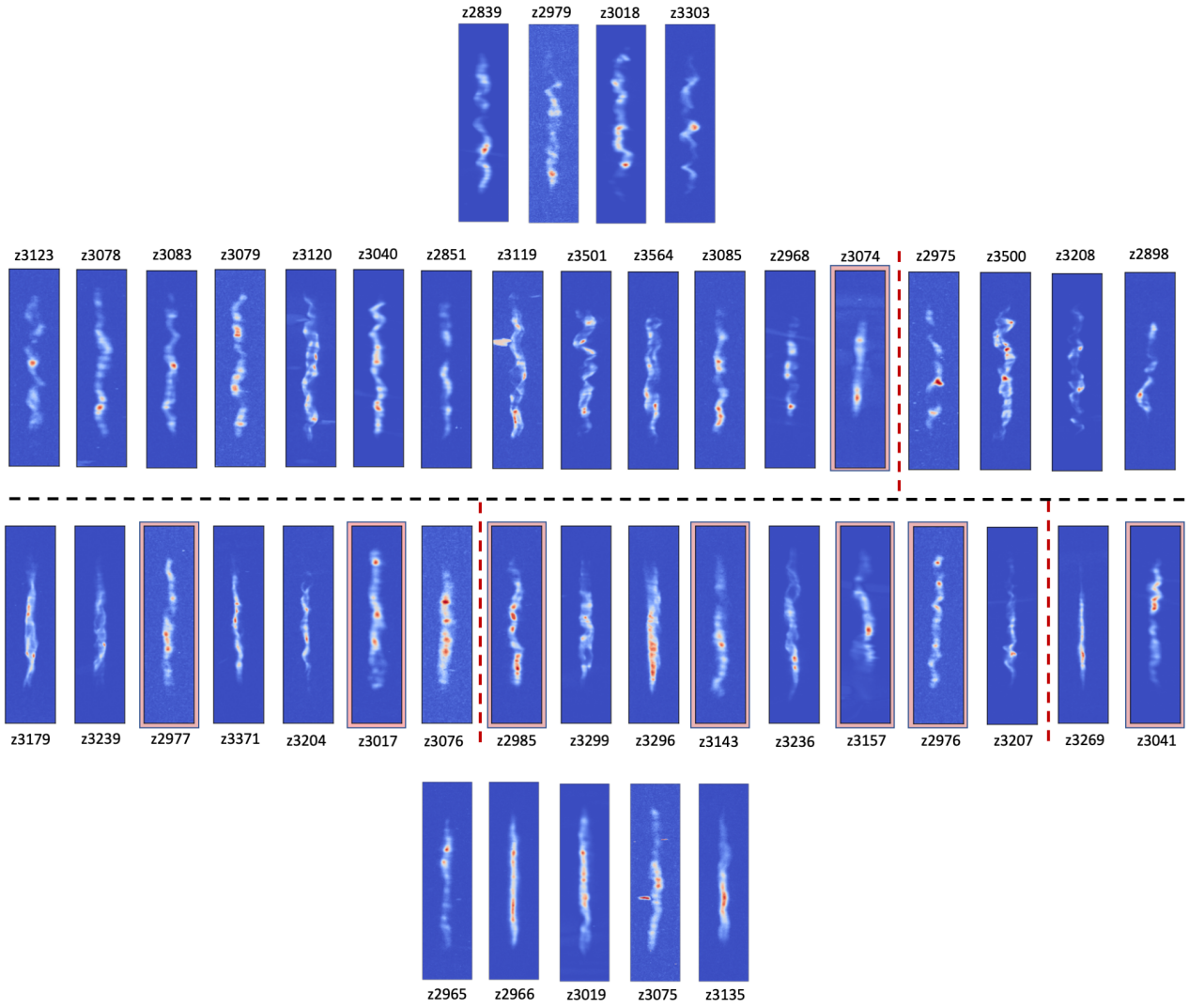


图14。第一行：用于判断新图像是否被标记为 $\tilde{u}$ 的未涂层靶基准案例。第二行：如正文所述，标记为 $\tilde{u}$ 的图像。与具有代表性的 u 示例相比，距离从左向右递增。红色竖直虚线左侧的图像平均距离为 < 0.75。红框图像为误分类图像。第三行：如正文所述，标记为 $\tilde{c}$ 的图像。与具有代表性的 c 示例相比，距离从左向右递增。第一条红色竖直虚线左侧图像的平均距离为 < 0.75，第二条虚线左侧则为 < 1.0。请注意，距离为 1 对应于所有图像的中位数。第四行：用于判断新图像是否被标记为 $\tilde{c}$ 的涂层靶基准案例

属于 $\tilde{c}$。综合来看，这有力地表明分辨率并未在决定分类器的行为方面发挥重要作用。我们还要强调，分类任务将若干对单次实验至关重要的特征——例如衬套纵横比、沉积的预热能量、施加磁场、电流输运或燃料填充密度——边缘化处理，而这些因素可能会进一步影响形态。我们的数据集规模太小，无法针对这些量进行条件化分析；不过，在不使用这些信息的情况下仍能取得良好的分类性能，这表明在存在显著差异的不同实验中，所施加的涂层似乎会以相似的方式影响形态

在输入条件下。关于介电涂层对形态的预期影响，感兴趣的读者可参阅参考文献9，了解更多详情；其影响似乎与本文的研究结果一致。

五、结论与未来工作

我们展示了如何使用数据增强过程，在无需参考模型的情况下，评估图像指标对实验数据集真实特征的敏感性。具体而言，对于本文考察的MST度量，我们证明，应当谨慎处理由噪声产生的统计纹理。

另一方面，由图像配准不完善造成的图像微小平移和旋转，以及不同SCXI成像模态之间的分辨率差异，似乎不会显著改变使用该度量得到的点之间的成对关系。利用MST，我们能够证明，两类在图像形态上具有定性差异的图像在度量空间中得到了有效区分。有趣的是，将这两个视觉上不同的类别视为介电涂层靶和未涂层靶实验中产生的形态的代表性示例后，仅依据形态，就能以显著优于随机猜测的准确率判断给定实验是否使用了涂层靶；显然，仅凭肉眼完成这项任务非常困难。这或许暗示了还存在一些难以量化的其他特征。我们预计，随着可用数据不断增加，以及我们模拟介电涂层靶的能力不断提高，这些认识将得到进一步探索。

我们提出的图像指标实验数据驱动评估方法，为确保图像分析方法不会对真实的实验特征过度敏感提供了一个框架。具体而言，对于手动选取图像特征的工作，本文提供了一种直观的方法来可视化并理解此类敏感性。在后续发表的论文中，我们将探讨如何利用 MST 和其他图像指标，理解图像结构与所关注物理量之间的相关程度。

致谢

桑迪亚国家实验室是一家多任务实验室，由桑迪亚国家技术与工程解决方案有限责任公司（NTESS）管理和运营。NTESS 是霍尼韦尔国际公司的全资子公司，依据与美国能源部国家核安全管理局（NNSA）签订的合同（编号：DE-NA0003525）开展工作。本文介绍客观的技术成果和分析。文中可能表达的任何主观看法或意见，并不一定代表美国能源部或美国政府的观点。W. Lewis 谨向 Greg Dunham 致谢，感谢他就图像数字化提供的有益讨论。SAND2023-01239O

数据可用性声明

支持本研究结论的数据可在提出合理请求后向通讯作者获取。

VI. 参考文献

[1]S. A. Slutz、M. C. Herrmann、R. A. Vesey、A. B. Sefkow、D. B. Sinars、D. C. Rovang、K. J. Peterson 和 M. E. Cuneo，《轴向磁场磁化的激光预热燃料脉冲功率驱动圆柱形衬套内爆》，*Phys. Plasmas*，第17卷，第5期，第056303页，2010年。[2]D. C. Rovang、D. C. Lamppa、M. E. Cuneo、A. C. Owen、J. McKenney、D. W. Johnson、S. Radovich、R. J. Kaye、R. D. McBride、C. S. Alexander、T. J. Awe、S. A. Slutz、A. B. Sefkow、T. A. Haill、P. A. Jones、J. W. Argo、D. G. Dalton、G. K. Robertson、E. M. Waisman、D. B. Sinars、J. Meissner、M. Milhous、D. N. Nguyen 和 C. H. Mielke，《用于在桑迪亚Z装置上向厘米尺度靶标施加均匀10–30 T磁场的脉冲线圈磁体系统》，*Review of Scientific Instruments*，第85卷，第12期，第–页，2014年。[3]P. K. Rambo、I. C. Smith、J. L. Porter, Jr.、M. J. Hurst、C. S. Speas、R. G. Adams、A. J. Garcia、E. Dawson、B. D. Thurston、C. Wakefield、J. W. Kellogg、M. J. Slattery、H. C. Ives, III、R. S. Broyles、J. A. Caird、A. C. Erlandson、J. E. Murray、W. C. Behrendt、N. D. Neilsen 和 J. M. Narduzzi，《Z-beamlet：一种兆焦耳级、太瓦级激光系统》，*Appl. Optics*，第44卷，第2421–2430页，2005年。[4]P. Rambo、J. Schwarz、M. Schollmeier、M. Geissel、I. Smith、M. Kimmel、C. Speas、J. Shores、D. Armstrong、J. Bellum、E. Field、D. Kletecka 和 J. Porter，《桑迪亚Z背光激光装置》，第10014卷，第10014–10014–16页，2016年。[5]M. R. Gomez、S. A. Slutz、A. B. Sefkow、D. B. Sinars、K. D. Hahn、S. B. Hansen、E. C. Harding、P. F. Knapp、P. F. Schmit、C. A. Jennings、T. J. Awe、M. Geissel、D. C. Rovang、G. A. Chandler、G. W. Cooper、M. E. Cuneo、A. J. Harvey-Thompson、M. C. Herrmann、M. H. Hess、O. Johns、D. C. Lamppa、M. R. Martin、R. D. McBride、K. J. Peterson、J. L. Porter、G. K. Robertson、G. A. Rochau、C. L. Ruiz、M. E. Savage、I. C. Smith、W. A. Stygar 和 R. A. Vesey，《磁化套筒惯性约束聚变中聚变相关条件的实验演示》，*Phys. Rev. Lett.* 113, 155003, 2014，第p. Oct卷。[6]E. Harding、G. Robertson、M. Schollmeier、M. Gomez、G. Dunham、P. Knapp、S. Hansen、C. Speas、D. Sinars、G. Rochau、I. Smith 和 J. Shores，《用于Z机自发辐射成像的单晶体和双晶体X射线显微镜》，*Rev. Sci. Instrum. Under Review* 2023。[7]M. R. Gomez、S. A. Slutz、C. A. Jennings、D. J. Ampleford、M. R. Weis、C. E. Myers、D. A. Yager-Elorriaga、K. D. Hahn、S. B. Hansen、E. C. Harding、A. J. Harvey-Thompson、D. C. Lamppa、M. Mangan、P. F. Knapp、T. J. Awe、G. A. Chandler、G. W. Cooper、J. R. Fein、M. Geissel、M. E. Glinsky、W. E. Lewis、C. L. Ruiz、D. E. Ruiz、M. E. Savage、P. F. Schmit、I. C. Smith、J. D. Styron、J. L. Porter、B. Jones、T. R. Mattsson、K. J. Peterson、G. A. Rochau 和 D. B. Sinars，《磁化套筒惯性约束聚变实验中的性能标度》，*Phys. Rev. Lett.* 125, 155002, 2020，第p. Oct卷。[8]M. E. Glinsky、T. W. Moore、W. E. Lewis、M. R. Weis、C. A. Jennings、D. J. Ampleford、P. F. Knapp、E. C. Harding、M. R. Gomez 和 A. J. Harvey-Thompson，《使用Mallat散射变换量化MagLIF形态》，*Physics of Plasmas* 27, 11, 112703, 2020，第no. p.卷。[9]D. J. Ampleford、D. A. Yager-Elorriaga、C. A. Jennings、E. C. Harding、M. R. Gomez、A. J. Harvey-Thompson、T. Awe、G. A. Chandler、G. S. Dunham、M. Geissel、K. D. Hahn、S. B. Hansen、P. Knapp、D. C. Lamppa、W. E. Lewis、L. Lucero、M. Mangan、R. Paguio、L. Perea、G. Robertson、C. Ruiz、D. Ruiz、P. F. Schmit、S. A. Slutz、G. Smith、I. Smith、C. Speas、T. Webb、M. R. Weis、K. Whittemore、E. P. Yu、R. D. McBride、K. J. Peterson、B. M. Jones、G. Rochau 和 D. Sinars，《控制形态并提高磁化套筒惯性约束聚变实验的可重复性》，*In Preparation*，2023年。

[10]W. E. Lewis、P. F. Knapp、E. C. Harding 和 K. Beckwith，《实验磁化

衬套惯性约束聚变停滞图像的统计表征：使用基于深度学习的燃料—背景分割》， *Journal of Plasma Physics*，第 88 卷，第 5 期，第 895880501 页，2022 年。[11]J. Bruna 和 S. Mallat，《不变散射卷积网络》，*IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence* 35, 8, 1872 1886, 2013 ，第 卷，第 页。[12]E. Allys、T. Marchand、J.-F. Cardoso、F. Villaescusa-Navarro、S. Ho 和 S. Mallat，《用于大尺度结构分析与生成的新型可解释统计量》，*Phys. Rev. D*，第 102 卷，第 103506 页，2020 年 11 月。[13]M. Andreux、T. Angles、G. Exarchakis、R. Leonarduzzi、G. Rochette、L. Thiry、J. Zarka、S. Mallat、J. And´en、E. Belilovsky、J. Bruna、V. Lostanlen、M. J. Hirn、E. Oyallon、S. Zhang、C. Cella 和 M. Eickenberg，《Kymatio：Python 中的散射变换》， *CoRR*，第 abs/1812.11214 卷，2018 年。[14]C. Bishop，《深度学习》，*Pattern Recognition and Machine Learning*。施普林格，2006 年。[15]R. Gonzalez 和 W. R.E.，《 *Digital image processing*》。培生，第4版，2017年。[16]G. A. Kyrala、S. Dixit、S. Glenzer、D. Kalantar、D. Bradley、N. Izumi、N. Meezan、O. L. Landen、D. Callahan、S. V. Weber、J. P. Holder、S. Glenn、M. J. Edwards、P. Bell、J. Kimbrough、J. Koch、R. Prasad、L. Suter、J. L. Kline 和 J. Kilkenny，“使用门控X射线探测器测量国家点火装置低温霍尔拉姆中内爆的对称性（特邀）”，*Review of Scientific Instruments* 10 ，第81卷，第10期，E316页，2010年。[17]P. Knapp、M. Glinsky、M. Schaeuble、M. Evans、C. Jennings、J. Gunning、T. Awe、G. Chandler、M. Geissel、M. Gomez、K. Hahn、S. Hansen、E. Harding、H.-T. A.J.、S. Humane、B. Klein、M. Mangan、T. Nagayama、P. A.J.、D. Ruiz、P. Schmit、S. Slutz、I. Smith、M. Weis、D. Yager-Elorriaga、D. Ampleford、K. Beckwith、T. Mattsson、K. Peterson 和 D. Sinars，“利用贝叶斯数据同化估算磁化衬套惯性聚变实验的滞止性能指标”，*Submitted to PoP* 2021 ，。