高-β Wendelstein 7-X 等离子体中理想气球模的非线性磁流体力学建模

Yao Zhou，1 4 12 3 K. Aleynikova、Chang Liu 和 N. M. Ferraro) *School of Physics and Astronomy, Institute of Natural Sciences, and MOE-LSC, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240* ，
2 *China*[a])) 3 *Max-Planck-Institut für Plasmaphysik 17491 Greifswald Germany* ， ，)
*State Key Laboratory of Nuclear Physics and Technology, School of Physics, Peking University, Beijing 100871,China*4)
Princeton Plasma Physics Laboratory, Princeton, New Jersey 08543, USA

（日期：2026年3月3日）

我们使用 M3D-C^1 代码的仿星器扩展，对高-β Wendelstein 7-X 等离子体开展了非线性磁流体力学（MHD）模拟。该工作建立在近期研究的基础上：该研究表明，在标准构型 [Y. Zhou 等，《物理评论快报》133, 135102（2024）]中，理想气球模在超过设计 β 极限后仍会发生良性饱和。首先，我们考察了结果对平行热导率的敏感性。结果发现，尽管增大平行热导率会降低线性增长率，但饱和压力剖面几乎不受影响。其次，我们研究了结果对剖面形状的依赖性。研究表明，具有尖峰压力剖面且 β 较低的平衡态，比具有宽剖面、β 较高且增长率更大的平衡态发生了更显著的变化，这说明良性饱和，即非线性稳定性，并非总能得到保证，也不由线性增长所决定。第三，我们研究了磁构型的影响，通过调节平面线圈电流改变平衡旋转变换。在增长率相近的情况下，无论是否存在低阶共振，剖面变化的幅度都相近，这意味着饱和机制并不特定于共振模或非共振模。这些结果表明，在仿星器运行和设计中，仍应认真对待磁流体力学稳定性；对于这一点，使用 M3D-C^1 等工具进行非线性建模可以发挥重要作用。

arXiv:2603.00869v1 [physics.plasm-ph] 1 Mar 2026

一、引言

仿星器是未来聚变反应堆最有前景的概念之一，其独特优势在于稳态运行时可避免与维持等离子体电流及其稳定性相关的挑战[1]。先进型Wendelstein 7-X（W7-X）仿星器的实验结果成功表明，优化磁位形能够显著改善等离子体约束，并以适中的加热功率[2]实现了仿星器聚变三乘积指标的纪录值。随后，W7-X配备了水冷偏滤器，并增强了燃料注入和加热能力，从而推动其在延长的高性能运行中取得进一步进展[3,4]。最终，W7-X持续开展反应堆相关运行，将对仿星器概念的可行性产生深远影响；其成功关键取决于能否在高 β 下维持磁流体力学（MHD）稳定性（本文中，该量表示等离子体压力与磁压力之比在整个体积上的平均值）。

根据线性磁流体稳定性分析，W7-X设计的 β极限约为5%[5,6], ，但实验表明，仿星器等离子体在驱动超过线性稳定性阈值后仍表现出非线性稳定性[7]。近期，我们报告了首批针对高-β W7-X等离子体中压力驱动不稳定性的非线性磁流体模拟[8], ，这些模拟借助M3D-C^1代码的仿星器扩展[9]得以实现。在标准构型下，模拟结果与设计分析一致：当 β 超过5%时，理想气球模会变为线性不稳定；但模拟预测，这些模式会以温和的约束性能退化实现良性饱和，远没有最初预期的等离子体柱损失那么严重。这表明，W7-X或许能够在设计的 β极限或略高于该极限的条件下运行，同时避免重大磁流体事件，从而进一步凸显仿星器方案在稳态聚变反应堆中的吸引力。不过，由于结果可能对模拟参数、剖面形状、磁位形等因素敏感，因此仍需进一步检验这一结论。

本文基于参考文献8中的结果，给出了高-β W7-X等离子体中理想气球模更全面的磁流体力学模拟结果。首先，我们考察了结果对平行热传导率的敏感性，发现尽管提高平行热传导率会降低线性增长率，但饱和后的压力剖面变化几乎不受影响。其次，我们考察了结果对剖面形状的依赖性。我们表明，与具有较高 β 和较大增长率的宽剖面相比，具有尖峰压力剖面和较低 β 的平衡态会出现更显著的退化，这表明良性饱和或非线性稳定性并非必然，也不由线性增长决定。第三，我们研究了磁构型的影响，通过调节平面线圈电流来改变平衡旋转变换。我们发现，无论是否存在

a)yao.zhou@sjtu.edu.cn

低阶共振，类似的增长率都会导致相近程度的剖面变化。这意味着饱和机制并非共振模或非共振模所特有。这些结果表明，在仿星器运行和设计中，仍应认真考虑磁流体力学稳定性；在此方面，采用M3D-C^1 等工具进行非线性建模可发挥重要作用。

本文结构如下。第二节介绍 M3D-C^1 代码及模拟设置。第三节分析线性增长和非线性饱和对平行热导率的敏感性。第四节表明，与宽剖面相比，尖峰压力剖面受到气球模诱导的退化更加显著。第五节研究饱和态如何依赖于平衡旋转变换。第六节给出总结与讨论。

II. 模拟设置

M3D-C^1 是一种开源非线性磁流体力学代码，旨在模拟环形聚变等离子体的宏观动力学[10,11]。在时间离散方面，M3D-C^1 采用分裂隐式格式，可实现稳定、高效的输运时间尺度模拟[12]。在空间离散方面，M3D-C^1 采用具有 C^1 连续性的高阶有限元，并已成功扩展至仿星器几何[9]。近期对 W7-X 中电流驱动引发的类锯齿崩塌进行的模拟，通过与实验结果取得半定量一致，验证了这一新功能[13]。虽然 M3D-C^1还支持双流体及许多其他效应，但这些功能在仿星器几何中的有效性尚未得到充分验证。因此，在本工作中，我们求解单流体扩展磁流体力学方程（采用 SI 单位制）

$$\partial_t \rho + \nabla\cdot(\rho\mathbf{v}) = D\nabla^2(\rho-\rho_0), \tag{1}$$

$$\rho(\partial_t\mathbf{v} + \mathbf{v}\cdot\nabla\mathbf{v}) = \mathbf{j}\times\mathbf{B} - \nabla p - \nabla\cdot\mathbf{\Pi}, \tag{2}$$

$$\partial_t p + \mathbf{v}\cdot\nabla p + \gamma p\nabla\cdot\mathbf{v} = (\gamma-1)[\eta(j^2-j_0^2) - \nabla\cdot\mathbf{q} - \mathbf{\Pi}:\nabla\mathbf{v}], \tag{3}$$

$$\partial_t\mathbf{B} = \nabla\times[\mathbf{v}\times\mathbf{B} - \eta(\mathbf{j}-\mathbf{j}_0)], \tag{4}$$

质量密度 ρ、速度 $\mathbf{v}$、压力 p和磁场 $\mathbf{B}$，电流密度为 $\mathbf{j} = \mu_0^{-1}\nabla\times\mathbf{B}$，绝热指数为 $\gamma = 5/3$。黏性应力张量为 $\mathbf{\Pi} = -\mu(\nabla\mathbf{v} + \nabla\mathbf{v}^{\mathrm{T}}) - 2(\mu_c-\mu)(\nabla\cdot\mathbf{v})\mathbf{I}$，热通量为 $\mathbf{q} = -\kappa_\perp\nabla(T-T_0) - \kappa_\parallel\mathbf{bb}\cdot\nabla T$，其中 $\mathbf{b} = \mathbf{B}/B$，温度为 $T = Mp/\rho$， M 为离子质量。

所用输运系数包括均匀质量扩散率 $D = 2.18\mathrm{m}^2/\mathrm{s}$、各向同性可压缩黏度 $\mu = \mu_c = 3.65\times10^{-7}\,\mathrm{kg/(m\cdot s)}$。平行与垂直热传导率之比 $\kappa_\parallel/\kappa_\perp$会随 $\kappa_\perp$ 变化，除非另有说明，其设为 $\kappa_0 = 2.18\times10^{20}\,(\mathrm{m\cdot s})^{-1}$ （参见第三节）。温度相关的电阻率 η 增大至斯皮策电阻率的100倍，其典型值约为 $10^{-6}\,\Omega\cdot\mathrm{m}$（芯部）至 $10^{-5}\,\Omega\cdot\mathrm{m}$（边缘）。在耗散项中扣除的平衡场 ρ_0、 T_0 和 $\mathbf{j}_0$ ，在不存在不稳定性的情况下充当维持平衡态的有效源项。除非另有说明，平衡态的密度和温度剖面分别为 $\rho_0\propto p_0^{1/\gamma}$ 和$T_0\propto p_0^{1-1/\gamma}$ （见第四节）。在（R,Z）平面上使用3807个约化五次元，并在环向（完整环面）使用160个厄米三次元。采用0.573 μs的时间步长，模拟芯部数密度为$1.5\times10^{20}\ \mathrm{m}^{-3}$的氢等离子体，其芯部温度约为5 keV（假设能量均分）。除变化的 $\kappa_\parallel/\kappa_\perp$外，这些设置与参考文献8中的设置基本相同。

我们使用广泛应用的三维平衡代码 VMEC[14], 的输出，在 M3D-C^1 中初始化固定边界仿星器模拟，其中包括磁通面的几何形状以及磁场 $\mathbf{B}_0$ 和压力 p_0。前者以坐标映射的形式给出，即 $R(s,\theta,\varphi)$ 和 $Z(s,\theta,\varphi)$，其中 s 为归一化环向磁通， θ 为 VMEC 中的极向角；该映射用于建立由最后闭合磁通面包围的非轴对称计算区域。（此映射在 M3D-C^1 中不随时间演化，因此无论磁通面的实际动力学如何， s和θ 都保持固定。）后者则提供模拟所需的初始条件和平衡场减去项。磁场采用理想边界条件，速度采用无滑移边界条件，密度和压力则固定。

III. 对平行热导率的敏感性

在磁约束等离子体中，热输运具有很强的各向异性。根据实验测量，平行与垂直热导率之比 $\kappa_\parallel/\kappa_\perp$ 可高达 $\sim10^8$ [15],，这给精确的数值建模带来了重大挑战。显式代码通常采用大幅降低的 $\kappa_\parallel$ ，以避免数值稳定性所要求的极小时间步长。对于隐式代码，要解析现实中强烈的各向异性，也需要精心设计数值方法[12]。M3D-C^1 采用的高阶有限元方法已被证明在这方面十分有效[16], ；仿星器扩展也继承了这一优势，它利用磁通面的几何形状，建立从逻辑坐标到物理坐标的映射[9]。

然而在实际应用中，为了方便，$\kappa_\parallel$ 的取值往往带有一定的任意性。在参考文献8中， $\kappa_\parallel$ 被设为 $10^6\kappa_0$ ，且未作变化。考虑到压强演化可能对气球模产生重要影响，我们在此通过单场周期模拟考察其增长率对$\kappa_\parallel$ 的敏感性。该模拟使用环向的32个单元对环面中占1/5的部分进行建模。这里，我们考虑W7-X的标准“EIM”构

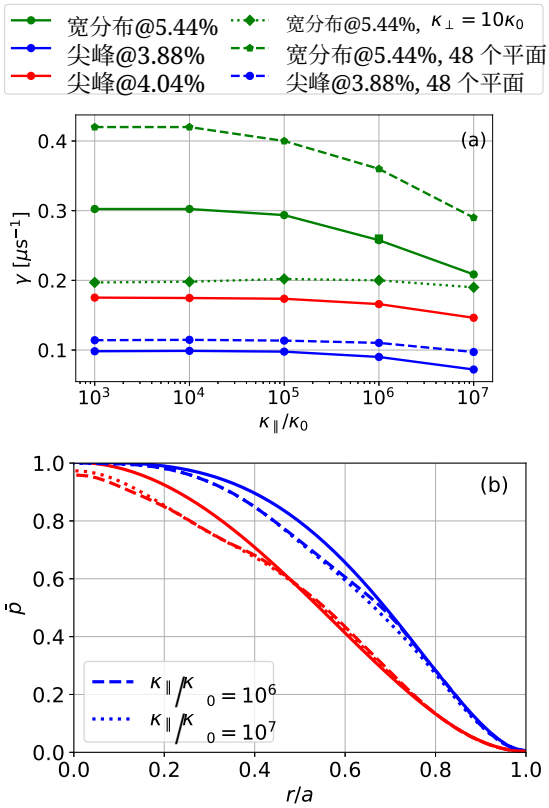

图1。（a）采用宽压力剖面（绿色）和尖峰压力剖面（蓝色和红色）的标准EIM位形单场周期模拟中，线性增长率 γ 随 $\kappa_\parallel/\kappa_0$ 的变化。虚线表示采用更高环向分辨率（48个平面）获得的结果。点线表示采用 $\kappa_\perp = 10\kappa_0$获得的结果。（b）在全环面模拟中，压力剖面 $\bar{p}$ 在 $\theta = 0$ 和 $\varphi = \pi$ 处的饱和形状，其中 $\kappa_\parallel/\kappa_0 = 10^6$ （虚线）和 10^7 （点线）与各自的初始形状（实线；蓝色：宽剖面，$\beta = 5.44\%$；红色：尖峰剖面，$\beta = 3.88\%$）进行比较。归一化小半径为 $r/a = \sqrt{s}$。

型，具体而言，是 $\beta = 5.44\%$平衡态，其压力剖面宽分布且呈类抛物线形，电流剖面为零，核心温度为 $B \approx 2.3$ T。图1(a)中的绿色实线展示了线性增长率 γ 随 $\kappa_\parallel/\kappa_0$ 变化的关系。可以看出，当$\kappa_\parallel/\kappa_0 > 10^4$时，$\gamma$ 随$\kappa_\parallel$ 增大而减小，这表明足够大或接近真实值的平行热导率，能够显著降低模拟中气球模的线性增长。

为了更好地理解这种降低，我们将 $\kappa_\perp$提高到 $10\kappa_0$，并用绿色点线展示了 γ 随 $\kappa_\parallel/\kappa_0$ 变化的关系。现在，增长率对 $\kappa_\parallel$变化的敏感性大大降低，其数值接近采用 $\kappa_\parallel/\kappa_0 = 10^7$ 和 $\kappa_\perp = \kappa_0$时的结果。这表明，$\kappa_\perp$ 本身也能稳定气球模，而 $\kappa_\parallel$ 的稳定作用部分源于数值污染（由于平行方向离散误差导致的额外非物理垂直输运——

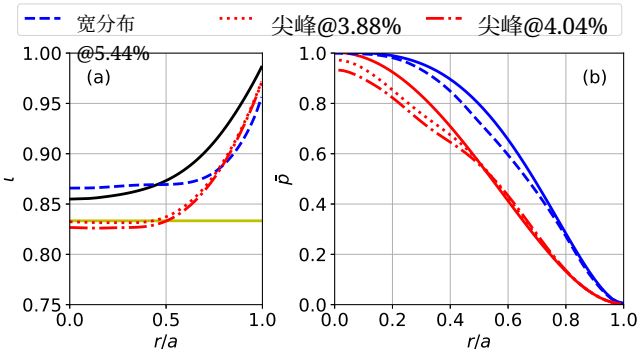

图2。（a）模拟的 EIM 平衡中的旋转变换剖面，并以真空分布（黑色实线）作为对照。黄色实线标示 $\iota = 5/6$ 共振。（b）M3D-C^1 模拟中压力剖面的饱和形状，并以初始形状（实线；蓝色：宽剖面，$\beta = 5.44\%$；红色：峰化剖面，$\beta = 3.88\%$ 和 4.04%）作为对照。

融合）。此外，我们将单个周期内的环向分辨率从 32 个单元提高到 48 个单元，从而解析更高-n 模，同时减轻数值污染。绿色虚线所示的增长率更高，且其对 $\kappa_\parallel$的依赖关系与较低分辨率下得到的结果相似，这表明 $\kappa_\parallel$ 本身也对气球模有直接稳定作用，而这并非由数值污染造成。

线性增长率对数值参数和分辨率的敏感性，凸显了准确解析气球模非线性动力学所面临的巨大挑战。幸运的是，非线性饱和态似乎对 $\kappa_\parallel$ 相当不敏感，因此可作为更有意义的观测量。具体而言，我们将全环面模拟中压力剖面的变化作为衡量气球模严重程度的关键非线性度量。图1(b)中的蓝色虚线表示参考文献8中使用 $\kappa_\parallel/\kappa_0 = 10^6$ 得到的饱和压力剖面；尽管线性增长率不同，该剖面与使用 $\kappa_\parallel/\kappa_0 = 10^7$得到的蓝色点线十分吻合。因此，参考文献8中采用的特定 $\kappa_\parallel$ 并未显著影响其主要结论，即标准构型中的气球模会以温和的幅度饱和。采用不同初始压力剖面得到的结果（红色曲线，参见第四节）也呈现出类似特征。下文模拟中使用 $\kappa_\parallel/\kappa_0 = 10^7$ 以提高数值稳定性。

IV. 对剖面形状的依赖

到目前为止，我们重点关注图1(b)中蓝色实线所示的宽分布、类抛物线压力剖面，其中 $\bar{p}$ 是以初始核心值归一化的压力。该剖面有利于实现较高的体积平均 β，原 W7-X 优化[5,6] 可能也采用了类似的剖面，以获得由线性理想气球模不稳定性所限定的 $\bar{p}$ 极限 β%。

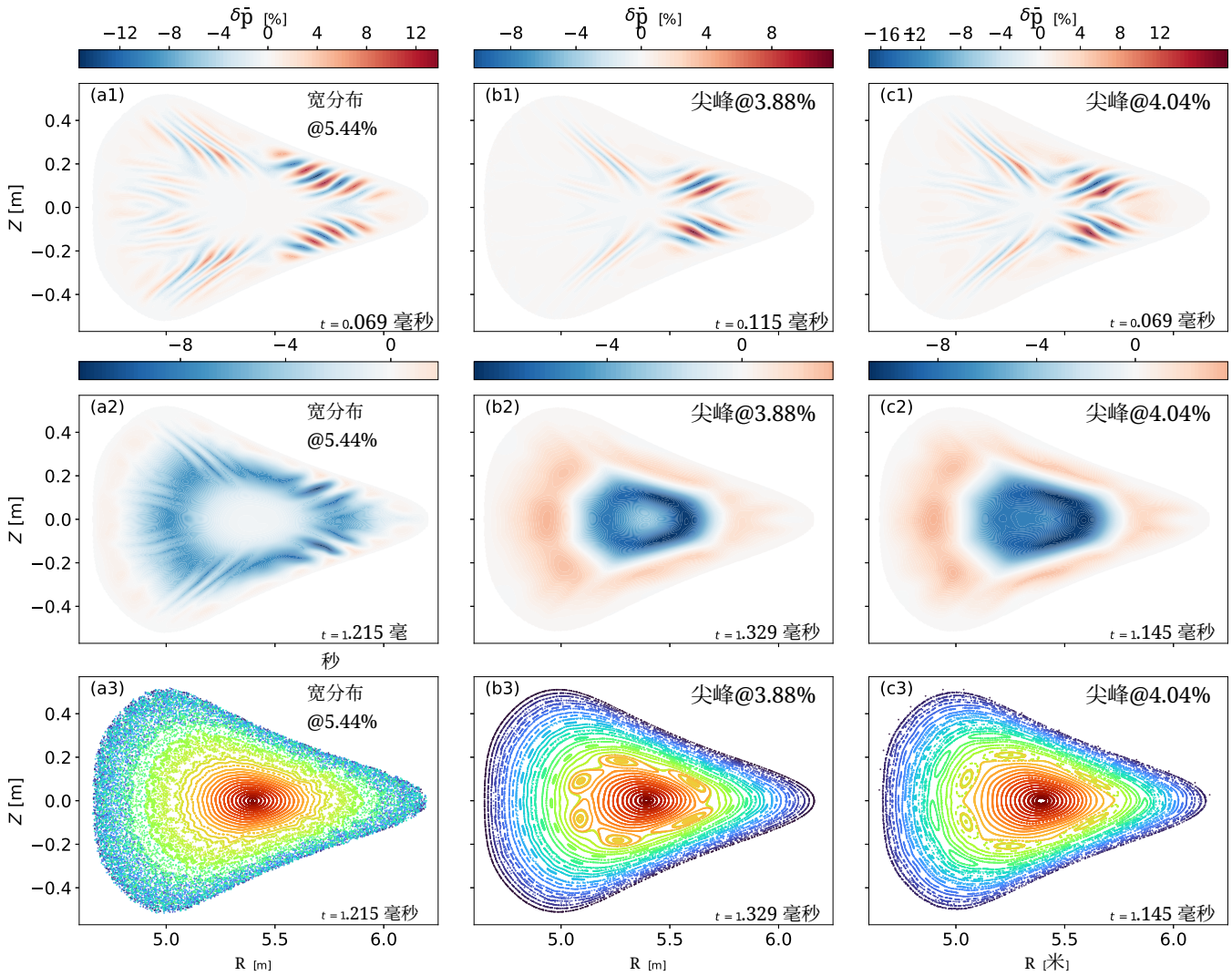

图3. 图2中三组模拟的归一化压力变化快照：第1行显示线性增长阶段结束时的模结构，第2行显示模拟结束时的饱和态。请注意色标的刻度不同。第3行显示饱和态的庞加莱图，不同颜色代表不同的磁力线。

然而，这种剖面在实验中可能难以实现。事实上，迄今为止，W7-X 实验中取得较高性能时的压力剖面往往更加尖峰[3,4]。因此，本节考虑一种更尖峰的剖面，其 $\bar{p} = (1-s)^2$ 如图1(b)中红色实线所示，并研究结果会受到怎样的影响。

此处我们仍考虑标准EIM位形，具体而言是两个平衡态，其数值分别为 $\beta = 3.88\%$和4.04%。它们初始的旋转变换剖面由图2(a)中的红色曲线表示；与宽剖面平衡（蓝色虚线）的一项显著差异是存在 $\iota = 5/6$ 共振。这些平衡态经COBRA程序验证，对理想气球模不稳定。为完整起见，我们展示它们的

图1(a)中单场周期 M3D-C^1 模拟的线性增长率低于第 III 节讨论的宽分布剖面情形。尽管如此，图2(b)中相应的压力剖面饱和形状表明，即使 β 和线性增长率较低，尖峰剖面仍会受到更显著的气球模引起的退化，这说明不能仅凭线性增长来预测不稳定性的非线性幅度。具体而言，当 β 从 3.88% 和 4.04% 略微增加时，剖面变化会显著加剧；而在参考文献8中，当 β 从 4.9% 增至 5.4% 时，恶化程度则较为温和。这表明，在标准 W7-X位形中采用尖峰压力剖面时，β-极限不仅更低，而且也更刚性。这还意味着，未来 W7-X 在更高 β 下进行实验时，芯部MHD活动可能会自然地使压力剖面变宽，这与温度平坦化类似

在 NSTX 实验和模拟中观察到的[18]。

图3比较了采用宽分布剖面 δp 进行的模拟中压强变化的快照 [（a）列], 以及采用尖峰 [剖面进行的模拟中压强变化的快照（b）列和（c）列] 。第1行显示线性增长结束时相干的气球模结构，它们局域于坏曲率区，并且在径向上与压强梯度最大的区域重合。也就是说，对于宽分布剖面和尖峰剖面，模分别位于外围和中半径处。第2行中饱和后的压强变化位置比线性模更靠内侧；这一特征无法通过线性分析得知。这意味着饱和机制不太可能只是通过简单地弛豫剖面使其达到线性稳定性，因为线性模所在区域的压强梯度仍然相当大。尤其是，尖峰剖面的劣化集中在核心区。大型螺旋装置中由气球模引发的核心塌缩模拟和测量也观察到了类似特征[19–24]。

在图3的第3行中，我们展示了各模拟饱和态的庞加莱´图。在采用宽剖面的模拟（a3）中，外围仍有很大一部分磁场不可积；相比之下，采用峰化剖面 [（b3）和（c3）] 时，大多数磁通面已经愈合。这表明可积性更高的磁场并不必然对应于更软的 β极限，并印证了参考文献8的发现，即对流对性能退化的贡献大于传导。在后几种情形中，$m = 6$ 磁岛已经形成，并可自然地与图2（a）所示的 $\iota = 5/6$ 共振联系起来。这一点值得注意，因为在参考文献8中，良性饱和的一项观测是低n活动的出现受到限制，这可能归因于旋转变换剖面中不存在低 n 共振。在第V节中，我们将改变磁构型，以考察 $\iota = 5/6$ 共振的存在与否如何影响气球模的非线性饱和。

V. 旋转变换的影响

W7-X线圈系统的设计具有灵活性，能够支持多种磁位形[25]。当五种模块线圈中的电流都相同时，便形成标准EIM构型， I_{MC}。随后，可通过施加相等的

两种平面线圈中的电流， I_{PC}。在本节中，我们调节比值 $I_{\mathrm{PC}}/I_{\mathrm{MC}}$ ，同时使核心磁场和等离子体体积大致保持不变，从而生成一系列真空构型，其旋转变换剖面由图4(a)中的黑色曲线表示，并以线型加以区分。实线为图2中的EIM构型，可以看出，正的或负的 I_{PC} 分别降低或提高旋转变换。与此同时，剖面形状和磁剪切大致

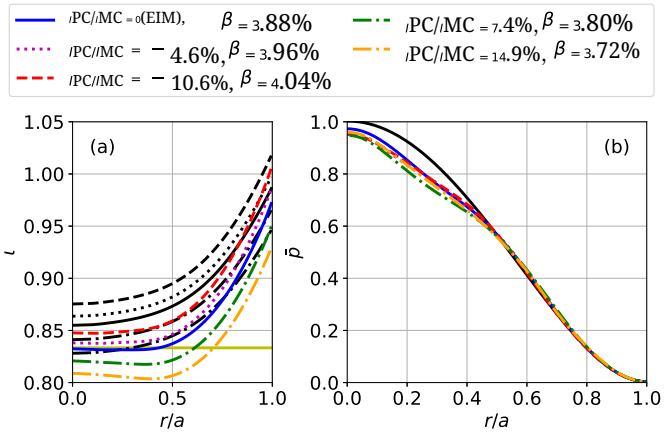

图4.（a）模拟的有限β 平衡中的旋转变换剖面（彩色），并给出真空分布（黑色）以供比较。 $I_{\mathrm{PC}}/I_{\mathrm{MC}}$ 的不同取值以线型加以区分。黄线标出$\iota = 5/6$ 共振。（b）M3D-C^1 模拟中压力剖面的最终形状，并给出初始形状（黑色实线）以供比较。

维持。

对于有限β 平衡，我们采用第IV节中的峰化剖面，并调节 β ，以使线性增长率相当（$\gamma \approx 0.07\ \mu s^{-1}$）。相应的有限$\beta$ 旋转变换剖面由图4(a)中的彩色曲线给出，其中蓝色实线对应于图2中的红色点线以及图3中的(b)列。值得注意的是， I_{PC} 为正时存在 $\iota = 5/6$ 共振，而 I_{PC} 为负时则不存在。在图4(b)中，我们给出了全环模拟中的饱和压力剖面；尽管旋转变换不同，且 $\iota = 5/6$ 共振或有或无，这些剖面仍显示出相近的退化程度。在图5第1行中，线性增长阶段结束时的模结构没有明显差异。第2行所示的饱和态也大体相似，尽管第3行相应的Poincar´e图中磁岛结构不同。饱和态对旋转变换的变化（以及是否存在低阶共振）似乎保持不变，这表明饱和机制并不特定于某一特定模，无论是共振模还是非共振模。因此，或许可以建立一种降阶理论来预测饱和幅度或状态，而无需依赖具体的动力学细节，例如从能量角度出发。与此同时，磁构型中还有其他关键因素，如磁剪切，在本工作中尚未加以变化。它们的影响将在未来工作中加以研究。

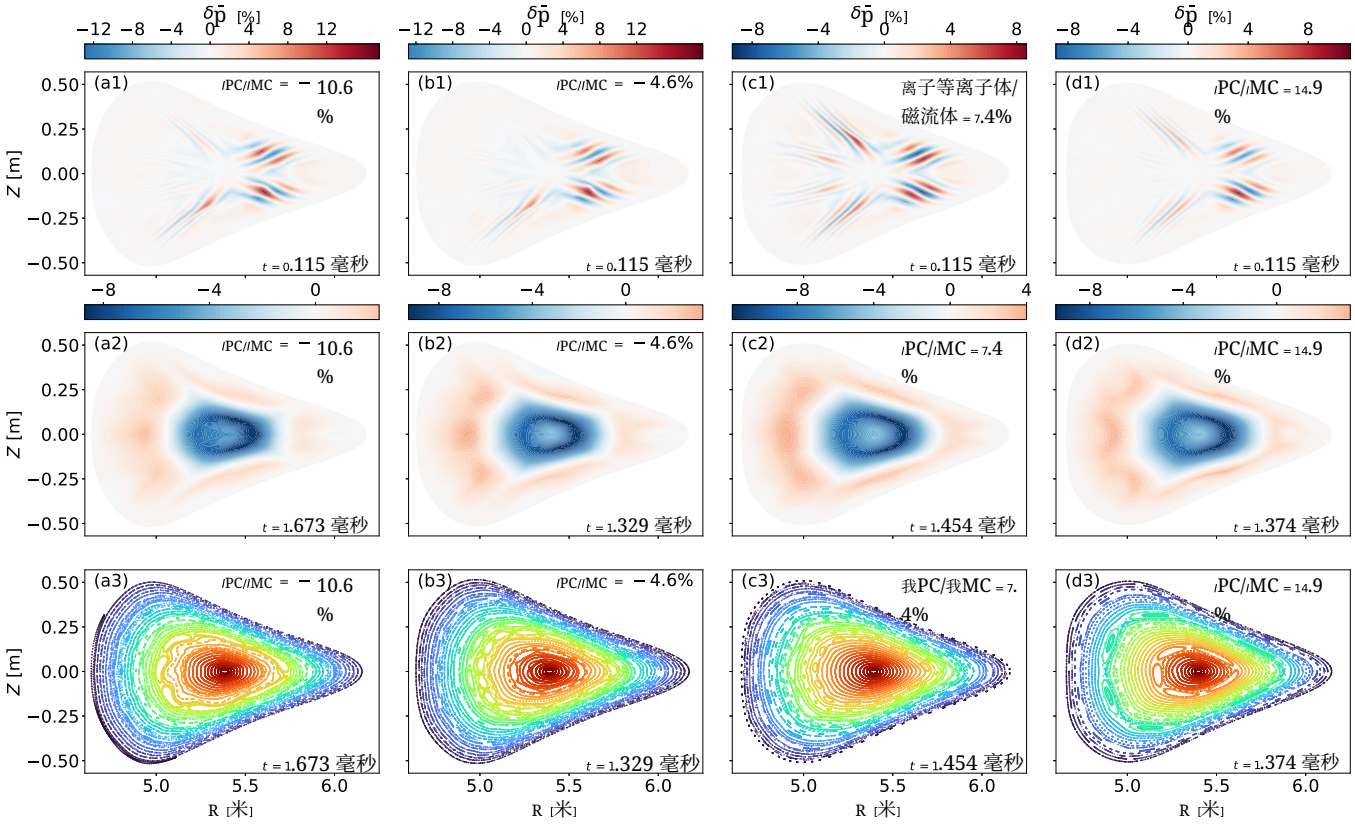

图5. 图4中各模拟（EIM情形除外）的归一化压力变化快照：第1行显示线性增长阶段结束时的模结构，第2行显示模拟结束时的饱和态。请注意色标中的尺度不同。第3行显示饱和态的Poincar´e图，其中不同颜色标记不同的磁力线。

VI. 总结与讨论

本文对高β W7-X等离子体中的理想气球模进行了全面的磁流体力学模拟，并在我们近期工作的基础上展开；该工作预测，在设计 β极限[8]之上会出现良性饱和。首先，我们发现，虽然提高平行热导率会降低线性增长率，但对饱和压力剖面的影响有限。其次，我们表明，具有峰化剖面且 β 较低的平衡态，比具有宽剖面、更高 β以及更大增长率的情形遭受更显著的退化，这表明良性饱和（即非线性稳定性）并非必然，也不由线性增长决定。第三，我们通过调节平面线圈电流来改变平衡旋转变换，并发现无论是否存在低阶共振，相近的增长率都会导致相近幅度的剖面变化，这意味着饱和机制并不特定于共振模或非共振模。这些结果表明，在仿星器运行与设计中仍应认真对待磁流体力学稳定性，而使用M3D-C^1 等工具进行非线性建模可在其中发挥关键作用。

尽管如此，完整环面的 M3D-C^1 模拟通常需要数十万 CPU 小时，这对于运行方案或装置设计的迭代优化而言，成本过高。为了在这些应用中纳入非线性稳定性考量，需要开发一种用于预测非线性饱和幅度或状态的约化模型。第五节的模拟结果表明，这种方法是可行的，并能提供有益的见解，帮助验证约化模型。未来工作将致力于实现这一目标。

致谢

本研究得到国家磁约束聚变研发计划（资助编号：2024YFE03230400）、国家自然科学基金委员会（资助编号：12305246）、中央高校基本科研业务费、核物理与技术国家重点实验室（编号：NPT NPT2025ZX03）以及美国能源部（合同编号：DE-AC02-09CH11466）的支持。美国政府保留非独占、已付费、不可撤销、全球范围内的许可，可发布或复制本手稿的已发表版本，或允许他人为美国政府目的这样做。

[1]A. H. Boozer，“磁约束等离子体的物理学”，《现代物理评论》**76**，1071–1141（2005）。[2]C. D. Beidler、H. M. Smith、A. Alonso、T. Andreeva、J. Baldzuhn、M. N. A. Beurskens、M. Borchardt、S. A. Bozhenkov、K. J. Brun-ner、H. Damm、M. Drevlak、O. P. Ford、G. Fuchert、J. Geiger、P. Helander、U. Hergenhahn、M. Hirsch、U. H¨ofel、Y. O. Kaza-kov、R. Kleiber、M. Krychowiak、S. Kwak、A. Langenberg、H. P. Laqua、U. Neuner、N. A. Pablant、E. Pasch、A. Pavone、T. S. Pedersen、K. Rahbarnia、J. Schilling、E. R. Scott、T. Stange、J. Svensson、H. Thomsen、Y. Turkin、F. Warmer、R. C. Wolf、D. Zhang及W7-X团队，“在Wendelstein 7-X中展示新经典能量输运的降低”，《自然》**596**，221–226（2021）。[3]O. Grulke和W7-X团队，“Wendelstein 7-X高性能运行概述”，载于 *30th IAEA Fusion Energy Conference (FEC 2025)* 2025 ()。[4]A. Langenberg、F. Warmer、G. Fuchert、O. Ford、S. Bozhenkov、T. Andreeva、S. Lazerson、N. A. Pablant、T. Gonda、M. N. Beurskens、K. J. Brunner、B. Buttensch¨on、A. Dinklage、D. Hart-mann、J. Knauer、O. Marchuk、E. Pasch、F. Reimold、T. Stange、T. Wegner、O. Grulke和R. C. Wolf，“在Wendelstein 7-X实现稳态高性能等离子体”，《等离子体物理学》**31**（2024），10.1063/5.0199958。[5]C. Beidler、G. Grieger、F. Herrnegger、E. Harmeyer、J. Kisslinger、W. Lotz、H. Maassberg、P. Merkel、J. Nuehrenberg、F. Rau、J. Sapper、F. Sardei、R. Scardovelli、A. Schlueter和H. Wobig，“Wendelstein VII-X的物理与工程设计”，《聚变技术》**17**，148–168（1990）。[6]G. Grieger、W. Lotz、P. Merkel、J. N¨uhrenberg、J. Sapper、E. Strumberger、H. Wobig、R. Burhenn、V. Erckmann、U. Gas-parino、L. Giannone、H. J. Hartfuss、R. Jaenicke、G. K¨uhner、H. Ringler、A. Weller和F. Wagner，“仿星器的物理优化”，《B辑等离子体物理》**4**，2081–2091（1992）。[7]A. Weller、S. Sakakibara、K. Y. Watanabe、K. Toi、J. Geiger、M. C. Zarnstorff、S. R. Hudson、A. Reiman、A. Werner、C. N¨uhrenberg、S. Ohdachi、Y. Suzuki和H. Yamada，“MHD效应在仿星器约束中的重要性”，《聚变科学与技术》**50**，158–170（2006）。[8]Y. Zhou、K. Aleynikova、C. Liu和N. M. Ferraro，“高性能仿星器中理想气球模不稳定性的良性饱和”，《物理评论快报》**133**，135102（2024）。[9]Y. Zhou、N. Ferraro、S. Jardin和H. Strauss，“仿星器几何中的非线性磁流体动力学模拟方法”，《核聚变》**61**，086015（2021）。[10]S. C. Jardin、N. Ferraro、J. Breslau和J. Chen，“托卡马克等离子体锯齿振荡及其他全局宏观动力学的多时间尺度计算”，《计算科学发现》**5**，014002（2012）。[11]N. Ferraro、S. Jardin、B. Lyons、S. Seol、J. Chen、Y. Zhou、C. Liu、A. Kleiner和J. Breslau，“M3D-C1”，[计算机软件]。[12]S. Jardin，“磁约束等离子体磁流体力学描述中隐式方法综述”，计算物理学杂志**231**，822–838（2012）。[13]Y. Zhou、K. Aleynikova 和 N. M. Ferraro，“W7-X 仿星器中电流驱动引发的类锯齿崩塌的非线性磁流体力学建模”，《等离子体物理学》**30**，032503（2023）。[14]S. P. Hirshman，“三维磁流体力学平衡的最速下降矩方法”，《流体物理学》**26**，3553（1983）。[15]M. H¨olzl、S. G¨unter、I. Classen、Q. Yu、TEXTOR团队和 E. Delabie，“通过比较磁岛两侧测量与模拟的电子温度剖面，确定热扩散各向异性”，《核聚变》**49**，115009（2009）。[16]S. Jardin，“应用于聚变磁流体力学应用的具有一阶导数连续性的三角形有限元”，计算物理学杂志**200**，133–152（2004）。[17]R. Sanchez、S. Hirshman、J. Whitson 和 A. Ware，“COBRA：用于快速分析三维磁平衡理想气球模稳定性的优化代码”，计算物理学杂志**161**，576–588（2000）。[18]S. C. Jardin、N. M. Ferraro、W. Guttenfelder、S. M. Kaye 和 S. Munaretto，“理想磁流体力学限制球形托卡马克中的电子温度”，《物理评论快报》**128**，245001（2022）。[19]H. Miura、T. Hayashi 和 T. Sato，“大型螺旋装置中电阻性气球模的非线性模拟”，《等离子体物理学》**8**，4870–4878（2001）。[20]N. Mizuguchi、Y. Suzuki 和 N. Ohyabu，“具有大压强梯度的螺旋器等离子体中崩塌现象的非线性动力学”，《核聚变》**49**，095023（2009）。[21]S. Ohdachi、K. Watanabe、K. Tanaka、Y. Suzuki、Y. Takemura、S. Sakakibara、X. Du、T. Bando、Y. Narushima、R. Sakamoto、J. Miyazawa、G. Motojima 和 T. Morisaki，“观测到限制大型螺旋装置中高密度超密核心等离子体运行空间的气球模”，《核聚变》**57**，066042（2017）。[22]M. Sato、N. Nakajima、K. Watanabe 和 Y. Todo，“内移型大型螺旋装置构型中高β等离子体磁流体力学不稳定性的特征”，《核聚变》**57**，126023（2017）。[23]J. Varela、Y. Takemura、K. Watanabe、B. Breizman、F. Waelbroeck、D. Spong、L. Garcia、Y. Ghai 和 D. del Castillo-Negrete，“大型螺旋装置中核心密度崩塌的非线性模拟”，《核聚变》**66**，026017（2026）。[24]A. Civit-Bertran、S. Futatani、Y. Suzuki 和 J. Dominguez-Palacios，“大型螺旋装置等离子体核心密度崩塌事件的三维非线性磁流体力学模拟”，《等离子体物理与受控聚变》**67**，085031（2025）。[25]J. Geiger、C. D. Beidler、Y. Feng、H. Maaßberg、N. B. Marushchenko 和 Y. Turkin，“W7-X磁构型空间中的物理”，《等离子体物理与受控聚变》**57**，014004（2015）。