

清 华 大 学

综 合 论 文 训 练

题目：三维扰动场对等离子体边界磁
拓扑影响的协同优化模拟

系 别：工程物理系

专 业：工程物理（能源实验班）

姓 名：魏文峯

指导教师：梁云峰 教授

联合导师：高 喆 教授

2020 年 6 月 17 日

三维扰动场对等离子体边界磁拓扑影响的协同优化模拟

魏文峯

关于学位论文使用授权的说明

本人完全了解清华大学有关保留、使用学位论文的规定，即：学校有权保留学位论文的复印件，允许该论文被查阅和借阅；学校可以公布该论文的全部或部分内容，可以采用影印、缩印或其他复制手段保存该论文。

(涉密的学位论文在解密后应遵守此规定)

签 名: 黎文宣 导师签名: 高技术 日 期: 6.10

中文摘要

本课题来自目前的先进托卡马克位型所面临的现实问题，尽管参数优良的 H-mode 等离子体使得聚变达到所需参数目标有了更大的可能性，但同时也带来了新的问题。H-mode 下等离子体边界高压力梯度和强电流密度蕴含的自由能，引起了边界局域模不稳定性。边界局域模会引起热负荷和粒子流强出现近似周期性的脉冲峰值，而这在 DEMO 堆中是不被允许的。

为了抑制边界局域模，EAST 上先后测试了共振磁扰动线圈 RMP、高 m 线圈和低杂波驱动的螺旋电流丝，这三种扰动场产生机制有所差异，产生的效果也不尽相同。为了使扰动场相互配合达到最优的弱化乃至抑制边界局域模的效果，对它们在等离子体边界造成的扰动场协同作用的研究是很有必要的。(1) 低 n 线圈，过去一般称为 RMP 线圈，布置在装置真空室内，它产生的低环向模数(1-4) 的扰动场在 EAST , DIII-D 等托卡马克装置上实验验证了抑制边界局域模的效应。(2) 高 m 线圈，是 EAST 团队近两年新设计的线圈，在等离子体环外加上一组四个的线圈，它的特征是扰动场环向模数 n 分布较宽，极向模数 m 较高，由于一组高 m 线圈只分布在一个极向截面处，扰动场的局域性很强。(3) 低杂波驱动的螺旋电流丝，电流丝的具体物理机制还不甚明晰，但其亦能调节边界磁拓扑。由于低杂波天线不像共振磁扰动线圈在腔内易受到损坏且激发出的螺旋电流丝紧靠边界，它有望在 DEMO 堆及日后的商业堆中灵活地调节磁拓扑结构。

本文讨论了线圈之间如何配合以能够对等离子体施加合适的磁扰动场，以抑制 ELM 及不影响芯部等离子体作为主要判据，尝试建立了对磁扰动场的评估标准。进一步在第三章中通过磁力线追踪与扩散的技术给出了扰动场第一壁材料上的热负荷分布。我们主要依赖于对 ELM 的抑制效果来选择磁扰动场，而基于扰动场的热负荷调节也是扰动场的考量因素之一。

关键词：扰动场；边界局域模；共振磁扰动；高 m 线圈；螺旋电流丝

ABSTRACT

The thesis discusses the realistic problem confronted by advanced tokamaks research. Though better confinement is obtained with H-mode plasma than L-mode , which makes it possible to achieve the threshold acquired by the fusion energy, new problems are also coming. The free energy stored in the high pressure gradient and strong current density in the edge of confined plasma induces edge localized mode (ELM) instability. ELM may cause too intense transient pulses of heat load and particle flux to sustain, which is not allowable in future tokamaks.

In order to realize ELM suppression, multiple varieties of perturbation fields have been tested in EAST, *i.e.* resonant magnetic perturbation coils, high m coils and helical current filaments induced by lower hybrid wave. Each of these approaches has advantages and disadvantages. It is necessary to research on the collaborative effect if an optimal ELM suppression effect is anticipated. (1) Low n coils, also known as RMP coils, are distributed inside the vacuum vessel to induce the perturbant field with dominant low toroidal mode number $n = 1 - 4$. Its effect to mitigate or suppress ELM is verified in EAST , DIII-D tokamaks *etc.*. (2) High m coils are under design by EAST team in these two years. Normally four coils are imposed in one poloidal cut $\phi = \text{const}$ with various theta. High m coils have the characteristics that perturbant spectrum distribute widely in toroidal mode number n while relatively high in poloidal mode number m . (3) Helical current filaments(HCFs) induced by lower hybrid waves(LHW). LHW is originally designed to drive core plasma current by Landau damping, but experimental evidence shows that there exists helical current filaments in the scrape-off layer (SOF) while LHW system switches on. Because of the fact that LHW antennas are shielded by limiters, therefore not easy to be damaged, and HCFs are close to the plasma edge, it has the potential to modify the magnetic topology near the edge of plasma flexibly in DEMO and next-generation tokamaks.

The induced perturbant fields by above sources are discussed in chapter two to analyze their spectrum features, in which the Fourier spectrum \tilde{b}_{mn}^1 of the radial component of perturbation field near the edge of plasma and Poincaré plots are necessary

to analyze the topology. How to acquire a satisfactory perturbant result by appropriate collaborative coils setup, *i.e.* suppress ELM and sustain well confinement of plasma, constitutes the main content of chapter three. Furthermore, the heat load distribution patterns of various perturbant field combinations are analyzed in chapter four. Though we mainly rely on the ELM suppression effect to alter perturbant recipes, the possibility of adjustment of heat load distribution is considered to provide another perspective on the perturbant field. For next generation tokamaks, H-mode plasma causes unaffordable heat flux and particle flux pulses to the plasmas-facing components, for which schemes to adjust the heat pattern are required.

Keywords: magnetic perturbation field; edge localized mode (ELM); resonant magnetic perturbation (RMP), high m coil; helical current filament (HCL)

目 录

第 1 章 介绍	1
1.1 托卡马卡及 EAST	1
1.2 边界局域模	2
1.3 扰动场	4
1.3.1 低 n 线圈	4
1.3.2 高 m 线圈	5
1.3.3 低杂波驱动的螺旋电流丝	6
1.4 主要目标	6
第 2 章 各扰动场基本特征	8
2.1 扰动场谱分析理论	8
2.1.1 计算共振分量	9
2.1.2 估计磁岛宽度及 Chirikov 参数	10
2.2 ERGOS	12
2.3 磁谱特征分析	13
2.3.1 低 n 线圈	13
2.3.2 高 m 线圈	14
2.3.3 螺旋电流丝	14
第 3 章 扰动场协同优化	17
3.1 协同模拟中的磁谱计算简化理论	17
3.1.1 优化函数	18
3.2 Chirikov 参数优化	19
3.2.1 低 n 线圈	19
3.2.2 低 n 线圈与螺旋电流丝	20
3.3 扰动场协同模拟	21
3.3.1 三者扰动场共同作用	22
3.3.2 RMP 线圈与高 m 线圈扰动场共同作用	22

第 4 章 扰动场作用下的热负荷分析	25
4.1 磁力线追踪与扩散	25
4.2 螺旋电流丝作用下的热负荷分布	26
4.2.1 原打击点附近的磁力线追踪模拟	27
4.2.2 等离子体边界附近的磁力线扩散模拟	27
4.3 小结	30
第 5 章 总结与展望	31
5.1 展望	32
插图索引	33
表格索引	35
参考文献	36
致 谢	37
声 明	38
附录 A 外文资料的书面翻译	39

主要符号对照表

(R, ϕ, Z)	磁约束聚变常用柱坐标
κ	热导率或者等离子体延伸率，视其上下文而定。
$q, \vec{q}, \vec{q} $	\vec{q} 表示热流强度, $ \vec{q} $ 表其幅值, q 本文中均表示安全系数
δ	三角变形系数 triangularity
a, R_0	托卡马克装置小半径、大半径
ϵ	环径比 = a/R_0 aspect ratio
ELM	边界局域模 Edge Localized Mode
RMP	共振扰动场线圈 Resonant Magnetic Perturbation
ICRH	离子回旋共振加热 Ion Cyclotron Resonance Heating
ITER	国际热核聚变实验堆计划 International Thermonuclear Experimental Reactor
DEMO	示范聚变堆 DEMOnstration power plant
SOL	刮削层 scrape-off layer
HRB	螺旋辐射带 Helical Radiation Belt
HCF	螺旋电流丝 Helical Current Filament

第 1 章 介绍

1.1 托卡马卡及 EAST

托卡马克是一类聚变磁约束装置，其环向场线圈产生特斯拉级别的约束磁场，而后等离子体中的电流产生了可以遏制极性漂移的极向场。环向场与极向场对约束起到了很关键的作用，且托卡马克的建设相对简单，其相关实验设备的参数在近数十年保持领先。

EAST (Experimental Advanced Superconducting Tokamak 实验先进超导托卡马克) 作为世界首个全超导托卡马克，多项参数取得领先，位于合肥等离子体物理研究所。本文中的模拟均基于 EAST 的 73999 序号实验，位型为上单零，具体见图 1.1，可以观察到一定的不对称性。

表 1.1 EAST 设计参数

参数		参数	
R 大半径	1.7 m	a 小半径	0.4 m
B_t 环向中心磁感应强度	3.5 T	环径比 R/a	4.25
等离子体电流 I_p	0.5 MA		

托卡马克涉及到的磁流体不稳定性高度依赖于其边界磁面的螺旋形态。**旋转变换** (rotational transform, 本质上是磁面磁力线螺距角) 的定义是磁力线绕环向方向转一圈时极向绕小半径转的圈数。假如磁面是互相嵌套的话，旋转变换在磁面上的平均值由极向磁通随环向磁通的变化率决定。 $\iota/2\pi = d\Psi/d\Phi$ 。

其倒数 **安全因子** 更常被使用， $q = 2\pi/\iota$ 。在截面圆形，主要由等离子体电流产生极向场的托卡马克中磁力线的方程近似满足 $\frac{rd\theta}{B_\theta} = \frac{Rd\phi}{B_\phi}$ ，其中 ϕ and θ 分别是环向角和极向角。于是在典型的托卡马克中， $q = m/n = \langle d\phi/d\theta \rangle$ 可以用 $q \approx \frac{rB_\phi}{RB_\theta}$ 近似。如果磁面安全因子 $q \leq 2$ ，边界上会发生显著的磁流体不稳定性。

在带偏滤器的托卡马克中， q 在等离子体分界面趋近无穷，所以通常会考虑在分界面内侧的 q ，通常来说会选 95% 的磁面 (内部磁通占总环向磁通的 95%)，此时常用 q_{95} 来表示。

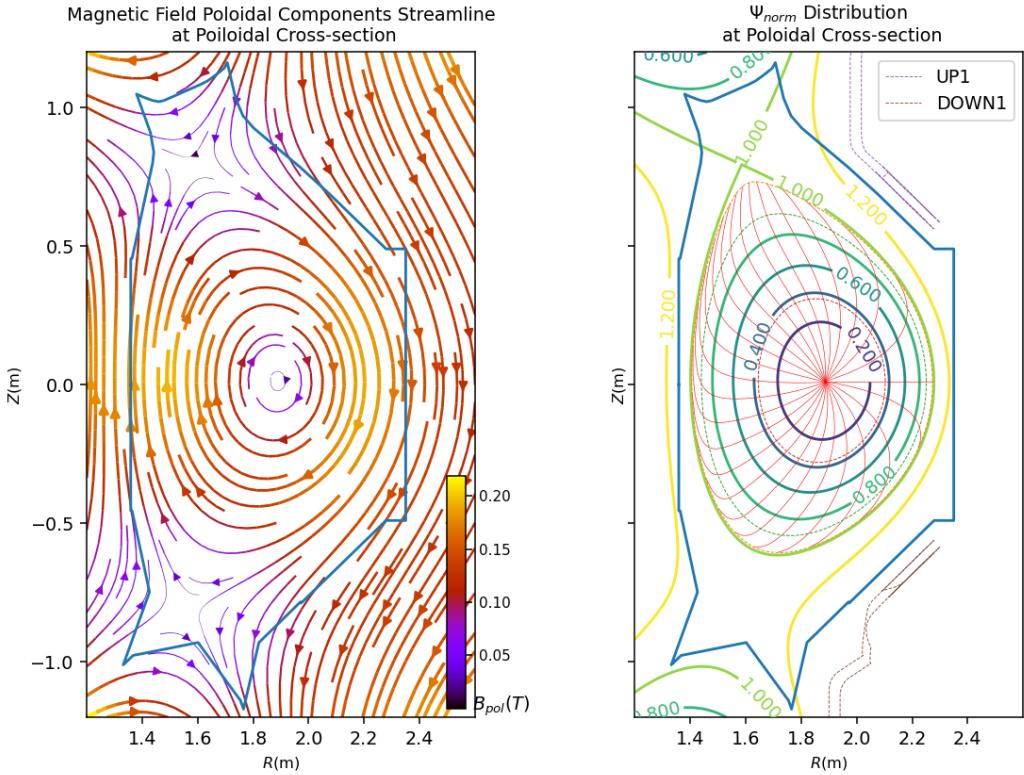


图 1.1 左图为极向切面下平衡场磁场的极向分量流线图, 右图为 $\Psi_{norm} = s^2$ 分布, 右图中还有 RMP 线圈的 UP1、DOWN1 线圈在 RZ 平面上的投影。

1.2 边界局域模

边界局域模 (Edge Localized Mode, ELM) 是一种在 H-mode 等离子体中存在的磁流体不稳定性, 相比于 L-mode 等离子体, H-mode 等离子体边界密度梯度和温度梯度更为显著, 当梯度达到阈值时, 等离子体边界会间歇性地将能量和粒子从边界脉冲式地释放出去, 周而复始。H-mode 最早在 ASDEX 托卡马克上被发现, 其特点在于边界压强梯度较大, 形成台基区 (pedestal)。ELM 并不是完全不好, 重复可控的边界局域模发生也可以帮助控制等离子体中的杂质存量。

边界局域模相关的理论难以给出能量和粒子损失速率的定量描述, 于是便很难和实验的对比。可以比较的是实验观测到的时间尺度, 例如, 边界局域模的上升时间尺度, 持续时间尺度以及在以及边界局域模重复频率的变化趋势, 另外, 边界局域模发生的径向范围可以用理论给出, 这可以和实验的发现进行一个对比。ELM 在 DIII-D、ASDEX 等装置上得到了充分的研究, 根据许多托卡马克装置上的实验对其特征进行了下面的归纳, Zohm (1996) 将其划分为三类, 其中振荡循环型是 L-H 转换过渡期发生的。

- *I型 ELM*

重复频率 ν_{ELM} 随着加热功率的增加而增加。在高温时，理想气球模限制了可以达到的边界最大压力梯度 $\alpha/\alpha_{crit} \approx 1$ ，并耦合了低 n 的剥离模，I 型 ELM 就会发展起来。

这种类型的 ELM 在目前的实践中，没有显著的磁前兆振荡被检测到，不过发生之前会有密度湍流波动的增强，且会使得 D_α 信号产生间断的剧烈爆发。

- *III型 ELM*

重复频率 ν_{ELM} 随着加热功率的增加而减小。在 L-H 转换之后，在边界的电子温度不太高的情况下，等离子体边界压力梯度显著低于理想气球模的极限，即 $0.3 \leq \alpha/\alpha_{crit} \leq 0.5$ 。随着输入功率增高，足够高的温度使阻尼效应可忽略时，III 型 ELM 会一定程度被缓解。

在 L-H 转换过程中也会发生一种现象，称为 *Dithering Cycles*, 振荡循环型 ELM。由于 H-mode 功率的滞后而在阈值上下而往复的循环是有可能的。边界的压力和电流梯度和 L-mode 时类似，所以可以说，振荡周期型不是一种典型的磁流体不稳定性，而是一种 L-H-L 模转换连续发生的现象。

尽管受 ELM 复杂的非线性物理所限，这样的描述不能作为一种 ELM 的精确定义。但这种唯象的理解是基于实验观测到的结果，并且和目前对磁流体稳定性的分析相差不甚。

Loarte et al. (2003) 基于目前装置上实验参数的外推结果，ITER 上 I 型 ELM 可能会导致损失 $5 \sim 22 \text{ MJ}$ ，其中约一半分布在 $\sim 1 \text{ m}^2$ 壁上的热沉积范围 (Loarte et al., 2014)。壁材料瞬态接受的能量密度在 $2.5 \sim 11 \text{ MJ/m}^2$ ，是目前材料（钨或碳纤维材料）承受热负荷能力的 $5 \sim 20$ 倍。通过何种手段缓解或抑制 ELMs 成为了相当关键的一个问题，而由共振磁扰动 (RMP) 引起的边界随机场实验验证是一种可以有效缓解或抑制 I 型大 ELM 的有效方法。

但这种作用过程是复杂的，等离子体对共振磁扰动会产生较强的响应以屏蔽扰动场磁谱中的共振分量，大大地降低共振扰动磁场对等离子体边界磁拓扑随机化影响的程度 (Sun et al., 2016)，这使得通过扰动场施加共振磁扰动以有效可靠地抑制边界局域模 ELM 的机制还需要深入的研究。这种复杂程度还体现在，目前对 ELM 的缓解和抑制之间的关键区别还不明晰，等离子体对 ELM 抑制的线性/非线性响应均有待探索。

1.3 扰动场

在聚变等离子体中用到的外加扰动场 (magnetic perturbation, MP) 是指螺旋形或鞍形线圈产生的量级为 $\delta B_r/B_t = 10^{-5} \sim 10^{-3}$ 的磁场扰动。将外加磁扰动的径向分量在磁面坐标系中进行二维 Fourier 运算，可以得到其磁谱，对应不同的环向模数 n 和极向模数 m 。磁谱中 m, n 的分量与安全因子为 $q_s = m/n$ 的有理面会形成共振，在该磁面施加的径向磁场螺旋度和平衡场的一致，从而可以对有理面上的不稳定性造成较大影响。因此，磁扰动中的这些分量特别地命名为共振磁扰动 (Resonant Magnetic Perturbation, RMP)。

RMP 使得其在某个特定的磁面产生磁岛链 (通常指等离子体边界区域)，研究人员希望通过 RMP 实现等离子体边界磁拓扑的随机化，从而缓解或抑制 ELM，避免脉冲式的粒子流和热负荷，使得直面等离子体的材料能够长时间工作。下面介绍在本文中涉及到的产生磁扰动的线圈和电流丝。

1.3.1 低 n 线圈

低 n 线圈传统上称为 RMP 线圈，2014 年在 EAST 的低场侧安装了一套，它包含有两组线圈 ($2 * 8 = 16$)。EAST 团队通过扰动场环向模数为 $n = 1, 2$ 的 RMPs 实现了 I 型边界局域模的缓解和完全的抑制。我们在正文中的模拟部分将会看到，低环向模数的工作模式会有较好的生成随机场的效果，高环向模数主导 $n > 2$ 的工作模式则有所不及。

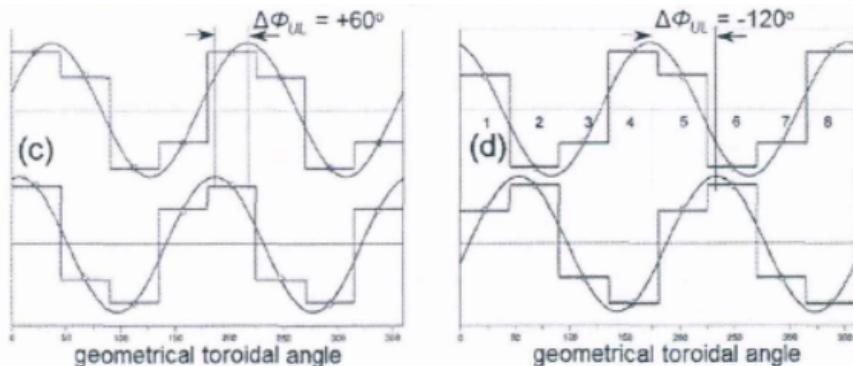


图 1.2 J-TEXT 上 RMP 线圈通电电流和相位的关系，图中 (c) 和 (d) 显示了两个不同相位差的时候环向上线圈电流分布

一般而言低 n 线圈中电流由其想要产生的环向模数和相位所决定，

$$I(\varphi) = I_{\max} \times \cos(n\varphi - \Phi_i) \quad (1-1)$$

其中 $\Phi_i, i \in \{U, L\}$ 表示上下沿线圈的电流基准相位，配合各线圈所在的环向角度 φ 在不同线圈上给出不同的电流幅值。

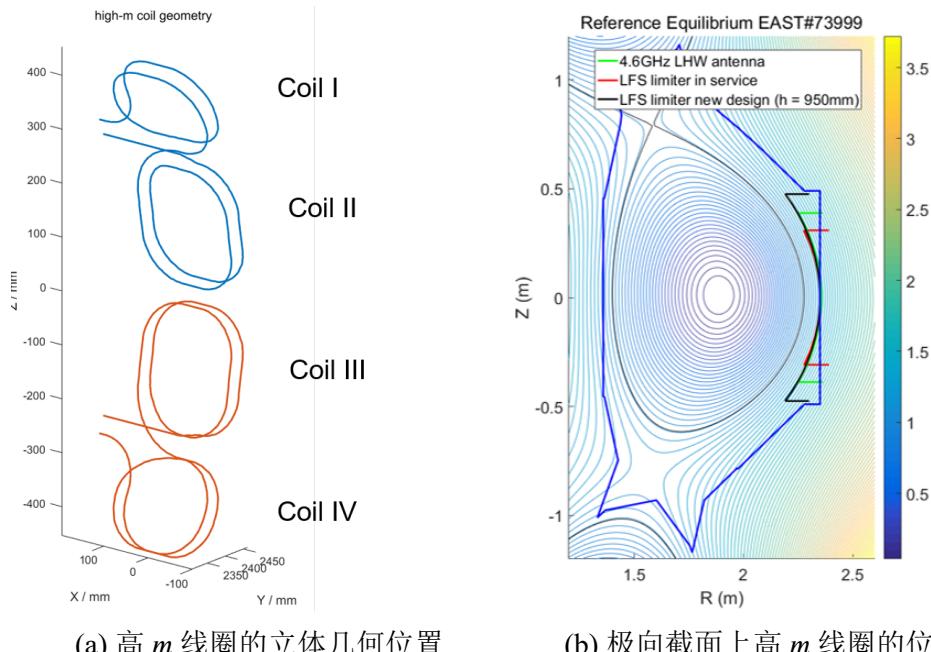
$$\Delta\Phi_{UL} = \Phi_U - \Phi_L \quad (1-2)$$

根据实际的线圈电源的接口配置，可以有更任意的电流大小选取，但一般而言上述三角函数式的电流大小设置足以产生较好的扰动效果。

1.3.2 高 m 线圈

等离子体所新近研发的高 m 线圈 (Zhang, 2018) 激发出的扰动场有着高 m, 宽 n 特征，分为上下对称两组 ($2 * 2 = 4$)，最大额定电流为 5 kA，工作电流可随时间变化。物理计算过程中采用的线圈几何尺寸如图 1.3 所示。由于高 m 线圈组设计位于一个极向截面内，即 $\phi \equiv \text{const}$ 处，其对等离子体的影响局域性很明显，此类强局域性扰动磁场对等离子体边界稳定性的影响可以从中得到研究。

高 m 线圈采用与现有 RMP 线圈系统相同的线圈材料，线圈位置位于低场侧限制器后方，利用限制器作为线圈的保护，从而可尽可能地靠近等离子体。根据两组线圈内电流的相对方向，有两种工作模式，见图 1.3。主要工作模式时两组线圈通同向电流；次要工作模式时则反向。



(a) 高 m 线圈的立体几何位置

(b) 极向截面上高 m 线圈的位置

图 1.3 高 m 线圈在 EAST 中的设计和所处的几何位置，Zhang (2018)

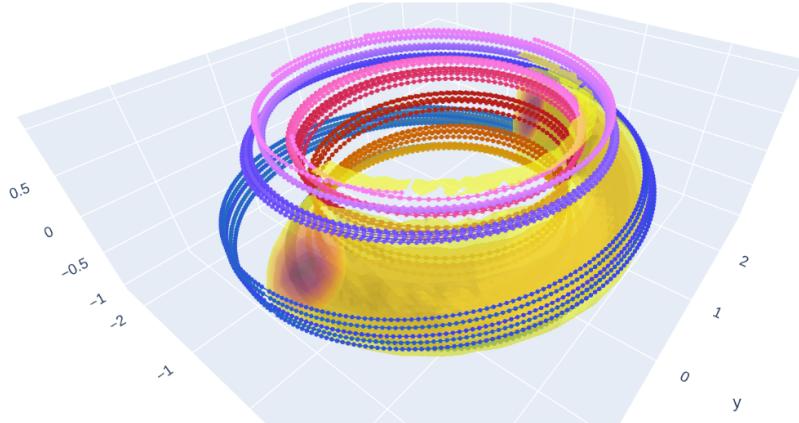


图 1.4 基于磁力线追踪计算得到的螺旋电流丝轨迹，五条分别螺旋电流丝起点分别取为五排低杂波天线的中间位置正对着的闭合磁面外 10 mm。

1.3.3 低杂波驱动的螺旋电流丝

RMP 致命的弱点是线圈置于装置真空室内，这在 DEMO 堆中会带来较高的工程难度和安全风险，研究人员正在积极探索通过其他手段来改变边界磁拓扑。利用低杂波在等离子体边界刮削层内获得的螺旋电流丝，是一个很有吸引力的在下一代聚变设备中应用的 RMP 手段。

低杂波加热原本用于芯部等离子体电流驱动，它通过朗道阻尼将动量传给等离子体，可以实现完全非感应电流的长脉冲 H-mode 运行。但在加热作用之外，还在 EAST 等装置上发现了低杂波驱动的螺旋电流丝，低杂波启动后毫秒内电流丝即响应出现，电流丝数量和托卡马克中低杂波天线的行数相同。

在 EAST 中为了研究低杂波及螺旋电流丝，以氦气放电实验来用可见光显著地表现螺旋电流丝的三维几何分布可见附录；以方波调制的低杂波功率进行了间断性的螺旋电流丝激励 (Liang et al., 2013)。低杂波系统运转时，螺旋电流丝引起的三维磁拓扑变化导致了粒子流在偏滤器平板上形成了三维特征的分裂模式。Liang et al. (2013)

1.4 主要目标

为了探究解决目前的 H-mode 等离子体所面临的 ELM 脉冲式热流和粒子流问题，ITER 设计为工作在 H-mode 状态但其如此强烈的脉冲式载荷却是在正式运行时是不允许的。为更好地控制 ELM，EAST 上先后测试了共振磁扰动线圈

RMP、高 m 线圈和低杂波驱动的螺旋电流丝，这三种扰动场产生机制有所差异，适用的范围也不尽相同。为了使扰动场相互配合达到最优的缓解乃至抑制边界局域模的效果，对它们协同作用的研究是很有必要的。

(1) 低 n 线圈，该线圈布置在真空室内，由它激发起环向模数为 $n = 1, 2$ 的扰动场后在 EAST, DIII-D 等托卡马克装置上验证了其抑制边界局域模的效应。

(2) 高 m 线圈，是 EAST 团队近两年设计中的线圈，在等离子体环外加上一组四个的线圈，它的特征是扰动场环向模数 n 分布较宽，极向模数 m 较高，由于只分布在一个环向位置 $\varphi = \text{const}$ ，扰动场的局域性很强。**(3) 螺旋电流丝**（由低杂波驱动），低杂波原本用于以朗道阻尼驱动芯部等离子体的电流，但在设计之外，实验发现它在等离子体边界会激发出螺旋电流丝，电流丝产生具体的物理机制还不甚明晰，但其亦具备调节边界磁拓扑的能力。由于低杂波天线不像共振磁扰动线圈在腔内，它具有应用在 DEMO 堆及日后的商业堆的潜力。

第二章首先给出几种扰动场的主要磁谱特征，对磁扰动场径向分量在磁面 Fourier 分析得到的磁谱 \tilde{b}_{mn}^1 和 Poincaré 图。第三章进入本文主体，线圈之间如何配合以能够对等离子体施加合适的磁扰动场，为此。这一章的主体是通过扰动场之间的配合达到较好的抑制 ELM 及保持芯部等离子体较好约束的效果。进一步在第三章中将讨论不同扰动场的配置下第一壁材料上的热负荷和粒子流分布。尽管主要依赖于对 ELM 的抑制效果来选择磁扰动场，但基于扰动场的热负荷优化分布或时间调制能够给出了一种新的调节视角。对下一代托卡马克而言，H-mode 等离子体会造成难以承受的热流和粒子流，扰动场可以提供一种调节 ELM 的手段，避免脉冲式的 ELM 破裂造成的材料损害。

本文着重以模拟的手段对现有的多种三维磁场进行模拟仿真，它们的磁谱被设计用来缓解或者调节边界局域模的发生。但同时也研究给定扰动场对粒子束流和热流的调节作用。

第 2 章 各扰动场基本特征

我们施加扰动场是为了使得等离子体在有理面被激发出磁岛链，当两个有理面上的磁岛链相互接触之后进一步发展，可产生随机场以削弱边界局域模。磁岛的宽度取决于扰动场在其有理面上和螺旋度相共振的分量，下面我们将对各扰动场先分析基本特征，以便于之后的综合优化。

程序内各扰动场的网格分布由毕奥-萨伐尔定律计算线圈或电流丝中的线电流给出，

$$\vec{B}(P) = \frac{\mu_0}{4\pi} \sum_{i=1}^{n_{coils}} \left(\oint_{coil_i} \frac{I_i d\vec{r} \times \vec{r}}{r^3} \right) \quad (2-1)$$

沿线圈 $d\vec{r}$ 做积分，其中 μ_0 是真空磁导率， I_i 是线圈中通过的电流数。 \vec{r} 表示点 \vec{P} 和线圈上点之间的位矢。当我们讨论托卡马克这类环向对称的装置来说，通常 $\vec{B}^R \equiv \vec{B} \cdot \vec{e}_R$ 、 $\vec{B}^Z \equiv \vec{B} \cdot \vec{e}_Z$ 表示极向分量，环向分量则用 $\vec{B}^\varphi \equiv \vec{B} \cdot \vec{e}_\varphi$ 表示。

2.1 扰动场谱分析理论

我们首先确定工作在平衡场的本征坐标下 (s, θ^*, φ) ，其中 $s \equiv \psi^{1/2}$ (ψ 是归一化极向磁通，充当径向坐标，磁面被定义为 s 为常数的一个闭合面，特别的 $s = 0$ 代表磁轴而 $s = 1$ 表示等离子体边界，另外取 θ 到 $\theta^*(\theta)$ 的非线性变换使得磁力线在 (s, θ^*, φ) 坐标系统中是直线，即 $\frac{d\varphi}{d\theta^*} \Big|_{FL} = q$ ，下标 FL 表示取沿着磁力线方向的导数，接着定义三个方向的磁场分量：

$$\begin{aligned} B^1 &\equiv \vec{B} \cdot \vec{\nabla}_s \\ B^2 &\equiv \vec{B} \cdot \vec{\nabla}\theta^* \\ B^3 &\equiv \vec{B} \cdot \vec{\nabla}\varphi \end{aligned} \quad (2-2)$$

下面我们用磁场环向分量除以径向分量，该量频谱在有理面上的共轭分量最终会出现在磁岛半径计算的表达式中，此后我们对其进行 Fourier 分析找到与其所在有理面共振的分量。

$$\tilde{b}^1 \equiv B^1/B^3 \quad (2-3)$$

$$\tilde{b}_{mn}^1(s) \equiv \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta^*=0}^{2\pi} \tilde{b}^1(s, \theta^*, \varphi) e^{-i(m\theta^* + n\varphi)} \frac{d\theta^*}{2\pi} \frac{d\varphi}{2\pi} \quad (2-4)$$

$$\tilde{b}^1(s, \theta^*, \varphi) = \sum_{m,n=-\infty}^{\infty} \tilde{b}_{mn}^1(s) e^{i(m\theta^* + n\varphi)} \quad (2-5)$$

2.1.1 计算共振分量

下面我们将计算垂直磁面的磁扰动分量在二维磁面上 (φ, θ^*) 做 Fourier 分析, 具体而言我们需要计算 $\tilde{b}^1 \equiv B^1/B^3$ 的磁谱。因为他是 \tilde{b}^1 出现在磁岛宽度表达式中的共振分量。下面定义:

$$\tilde{b}_{mn}^1(s) \equiv \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta^*=0}^{2\pi} \tilde{b}^1(s, \theta^*, \varphi) e^{-i(m\theta^* + n\varphi)} \frac{d\theta^*}{2\pi} \frac{d\varphi}{2\pi}$$

于是:

$$\tilde{b}^1(s, \theta^*, \varphi) = \sum_{m,n=-\infty}^{\infty} \tilde{b}_{mn}^1(s) e^{i(m\theta^* + n\varphi)}$$

注意, 因为 \tilde{b}^1 为实数, 一定有: $\tilde{b}_{-m,-n}^1 = (\tilde{b}_{mn}^1)^*$

其中星号表示复共轭。由磁面坐标系特征知沿着磁力线, 有 $d\varphi = q d\theta^*$, 故而 $m\theta^* - n\varphi$ 在一条位于有理面 $q = m/n$ 的磁力线上是常数。本文中指有理面 $q = m/n$ 时, m, n 互质, 当讨论其谐频时, 会用较为明显的 km/kn 表示。注意, 该磁面对应的 \tilde{b}^1 的磁谱分量不是 $\tilde{b}_{m,n}^1$ 和 $\tilde{b}_{-m,-n}^1$ 而是 $\tilde{b}_{m,-n}^1$ 、 $\tilde{b}_{-m,n}^1$ 以及各谐频 $\tilde{b}_{2m,-2n}^1$ 等。Nardon (2007) 论文中仅考虑单一环向模数占主导的情况 $n = n_0$, 由于本文讨论的多种扰动场磁谱更加复杂, 且有其各扰动场之间耦合产生的影响, 我们将拓展其在多环向模数下的研究。下面我们在有理面 $q = m/n$ 上将 \tilde{b}^1 的共

振磁谱分量找出：

$$\begin{aligned}
(\tilde{b}^1)_{res} &= \sum_{k=1}^{\infty} \tilde{b}_{km,-kn}^1 e^{i(km\theta^* - kn\varphi)} + \sum_{k=1}^{\infty} \tilde{b}_{-km,kn}^1 e^{i(-km\theta^* + kn\varphi)} \\
&= \sum_{k=1}^{\infty} 2 \operatorname{Re} \left(\tilde{b}_{km,-kn}^1 e^{i(km\theta^* - kn\varphi)} \right) \\
&= \sum_{k=1}^{\infty} 2 \left| \tilde{b}_{km,-kn}^1 \right| \sin \left(km\theta^* - kn\varphi + \angle \tilde{b}_{km,-kn}^1 + \pi/2 \right) \\
&= \sum_{k=1}^{\infty} 2 \left| \tilde{b}_{km,-kn}^1 \right| \sin \left(km\chi + \angle \tilde{b}_{km,-kn}^1 + \pi/2 \right) \quad \chi = \theta^* - \frac{n}{m}\varphi
\end{aligned} \tag{2-6}$$

其中 Re 表示取复数的实部、 \angle 表示取复数的角度。对于基频占主导的扰动场，可以仿照 Nardon (2007) 定义

$$\tilde{b}_{res}^1 \equiv 2 \left| \tilde{b}_{m,-n_0}^1 \right| \tag{2-7}$$

以方便计算磁岛半径，但于谐频分量也需考虑的情况，上述定义不再方便。

2.1.2 估计磁岛宽度及 Chirikov 参数

用 s 表达的 $q = m/n$ 产生的磁岛半宽度，标记为 $\delta_{q=m/n}$ ，扰动场在基频 m/n 模式占主导时可以引用 Nardon (2007) 的结果：

$$\delta_{q=m/n} = \left(\frac{4q^2 \tilde{b}_{res}^1}{q'm} \right)^{1/2} \tag{2-8}$$

其中 $q' \equiv dq/ds$ 是磁剪切。对谐频成分不可忽略的情况则我们要求该无穷三角函数序列的最大值、最小值，其解析求解是不平凡的。即使截断了有限项也难以求其最值解析表达式，本文中取数值结果最值即可，

$$\Sigma_{res} = \max_{\chi \in [0, 2\pi]} - \min_{\chi \in [0, 2\pi]} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{2 \left| \tilde{b}_{km,-kn}^1 \right|}{km} \cos \left(km\chi + \angle \tilde{b}_{km,-kn}^1 + \pi/2 \right) \tag{2-9}$$

其推导过程见下，

$$\chi = \theta^* - \frac{n}{m}\varphi \tag{2-10}$$

则沿磁力线求导有,

$$\frac{d\chi}{d\varphi} \Big|_{FL} = \frac{B^2}{B^3} - \frac{n}{m} \quad (2-11)$$

在有理面 $q = m/n$ 上, 位于半径 $s = s_0$ 处, 取以下逼近,

$$\begin{aligned} \frac{B^2}{B^3} &= \frac{1}{q} \\ &\simeq \frac{1}{\frac{m}{n} + \bar{s}q'} \\ &\simeq \frac{n}{m} \left(1 - \frac{n}{m}\bar{s}q'\right) \end{aligned} \quad (2-12)$$

其中 $\bar{s} \equiv s - s_0$ 而磁剪切取常数 $q' \equiv \frac{dq}{ds} \Big|_{s=s_0}$. 上述两式结合有:

$$\begin{aligned} \frac{d\chi}{d\varphi} \Big|_{FL} &\simeq -\left(\frac{n}{m}\right)^2 \bar{s}q' \\ &\simeq -q^{-2} \bar{s}q' \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{s}}{d\chi} \Big|_{FL} &= \frac{d\bar{s}}{d\varphi} \Big|_{FL} \cdot \frac{d\varphi}{d\chi} \Big|_{FL} \\ &= \frac{ds}{d\varphi} \Big|_{FL} \cdot \left(\frac{d\chi}{d\varphi} \Big|_{FL}\right)^{-1} \\ &\simeq -\frac{B^1}{B^3} \frac{q^2}{\bar{s}q'} \end{aligned} \quad (2-13)$$

其中 $\frac{B^1}{B^3}$ 仅取共振部分, 有

$$\left(\frac{B^1}{B^3}\right)_{res} = (\tilde{b}^1)_{res} = \sum_{k=1}^{\infty} 2 |\tilde{b}_{km,-kn}^1| \sin(km\chi + \angle \tilde{b}_{km,-kn}^1 + \pi/2)$$

则有

$$\bar{s}d\bar{s} \simeq -\frac{q^2}{q'} \left(\sum_{k=1}^{\infty} 2 |\tilde{b}_{km,-kn}^1| \sin(km\chi + \angle \tilde{b}_{km,-kn}^1 + \pi/2) \right) d\chi \quad (2-14)$$

$$\frac{1}{2}d(\bar{s}^2) \simeq \frac{q^2}{q'} d \left[\sum_{k=1}^{\infty} \frac{2 |\tilde{b}_{km,-kn}^1|}{km} \cos(km\chi + \angle \tilde{b}_{km,-kn}^1 + \pi/2) \right] \quad (2-15)$$

$$\bar{s}^2 \simeq \frac{2q^2}{q'} \left[\sum_{k=1}^{\infty} \frac{2|\tilde{b}_{km,-kn}^1|}{km} \cos(km\chi + \angle \tilde{b}_{km,-kn}^1 + \pi/2) + C \right] \quad (2-16)$$

以上取不同的积分常数会得到对应的磁岛链，其磁岛链分界线对应着刚好存在有限个极小点为零的积分常数 C ，则磁岛半宽度依赖于峰峰值

$$\delta_{q=m/n} = \left(\frac{2q^2 \Sigma_{res}}{q'} \right)^{1/2} \quad (2-17)$$

Chirikov 参数在 q_1 和 q_2 有理面之间记为 $\sigma_{Chir}^{q_1, q_2}$ 最终计算为：

$$\sigma_{Chir}^{q_1, q_2} \equiv \frac{\delta_{q=q_1} + \delta_{q=q_2}}{\Delta_{q_1, q_2}}$$

其中 Δ_{q_1, q_2} 表示两有理面之间的径向距离 (用归一化径向坐标 s 表示)。

2.2 ERGOS

ERGOS 程序是 Fortran、Matlab 语言编写的三维扰动场分析程序，它通过对 EFIT 产生的平衡场数据进行处理，构建基于平衡磁场的磁面坐标系，在磁面坐标系上对扰动场进行分解并对垂直磁面的分量进行 Fourier 分析，从而估计扰动场的磁谱和磁谱共振部分在有理面上激发的磁岛宽度；另外 ERGOS 还带有通过磁力线追踪对扰动场拓扑进行分析的工具。ERGOS 最初用于 ITER 的 ELMs 抑制线圈设计，后来在各大装置上先后被用来分析 RMP 线圈产生的共振磁扰动，如 JET、MAST、COMPASS-D 等。

基于以下几点对 ERGOS 的考虑，本文研究过程中对其进行了完全的重构。

- (i) ERGOS 计算 Chrikov 参数的变量依赖于给定的 n ，在没有主导的 n 的扰动场中（如高 m 线圈）或者用户给定的 n 不准确的情况下，Chrikov 参数可能是不准确的。
- (ii) 函数输入输出变量直接储存于 Matlab 环境中，不太便于函数调用以对多扰动场进行协同分析。
- (iii) ERGOS 原本对每个线圈计算场都要单独写程序。改写后统一数据接口，可以直接处理工程 Excel 表的线圈线型几何数据。

虽然将 ERGOS 重新构造一遍所花的时间较多，但可以避免 Matlab 所需要的版权费用，且当前中美形势紧张。重构后的 ERGOS 具备许多更加智能且方便快捷的功能，可以更好地作为科研的基础工具。

各扰动场在对应的场源为 1 kAt 时的扰动场被保存为标准场数据文件。标记各扰动场源正方向，(1) RMP 线圈 / 低 n 线圈产生的 B^1 在作用的核心区为正即为正 (2) 高 m 线圈确定主要工作模式 B^1 从上至下是 $-,+,-,+/-,+,-$ 分布，次要工作模式是 $-,+,-;$ (3) 螺旋电流丝 FLT 电流沿磁场方向即为正方向。

2.3 磁谱特征分析

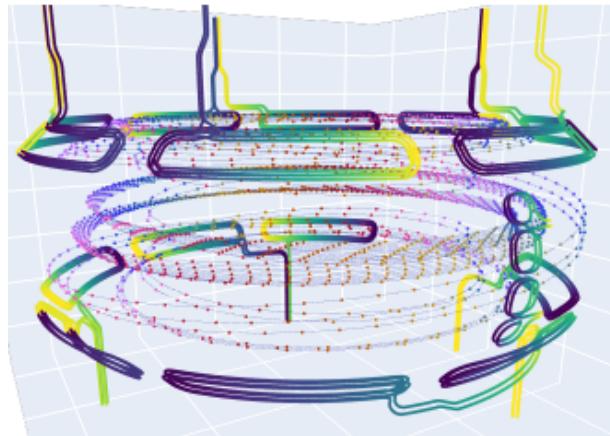


图 2.1 涉及到的扰动场源的几何形状，图中上下两排环向排列的线圈为低 n 线圈，在图右侧的低场侧分布着四个上下排列的线圈是高 m 线圈，螺旋电流丝在图中呈螺旋形缠绕的中间的等离子体。

本文中涉及的扰动场形状、功能设计及产生原因不尽相同，在模拟中涉及到的它们的线电流源形状如图 2.1 所示。

2.3.1 低 n 线圈

低 n 线圈原本被称为 RMP 线圈，因为起初产生强共振分量的扰动场仅有此种手段，本文中我们根据其特征称它为低 n 线圈，它是图 2.1 中上下沿各八个环向排列的鞍形线圈。

从图 1.2 中可以看出，低 n 线圈有较清晰的谐频特征。若设置主导模数为 n_0 ，则仅在 $n = kn_0$ 处有较强的 $|\tilde{b}_{mn}^1|$ ，见图 2.2。

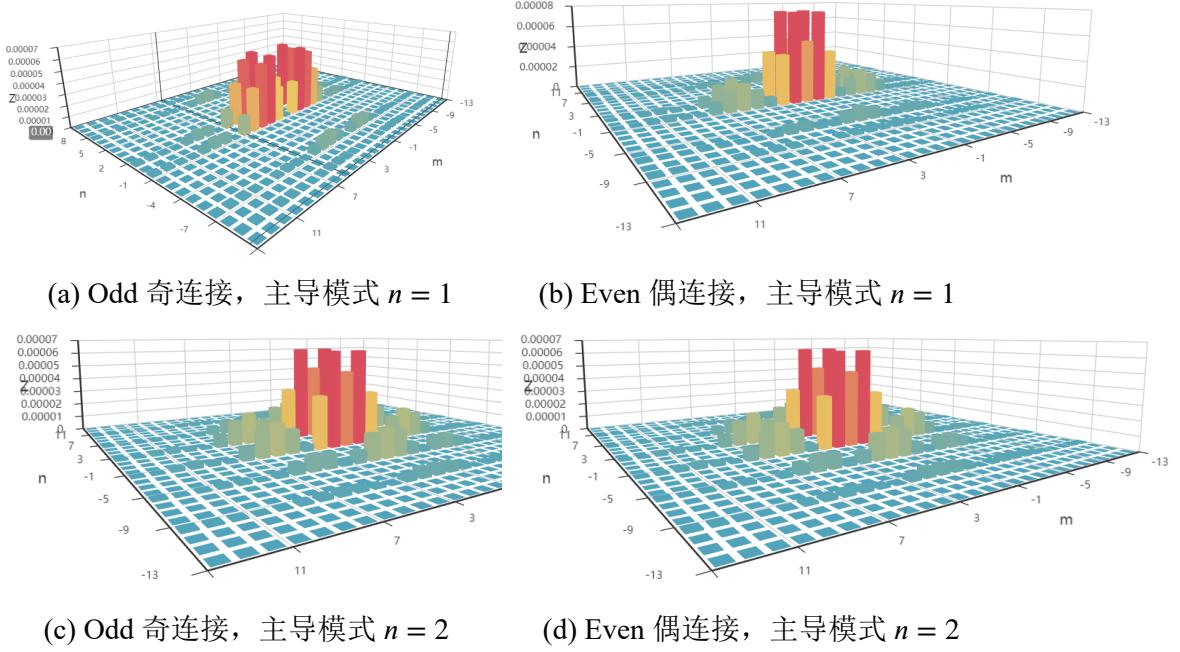


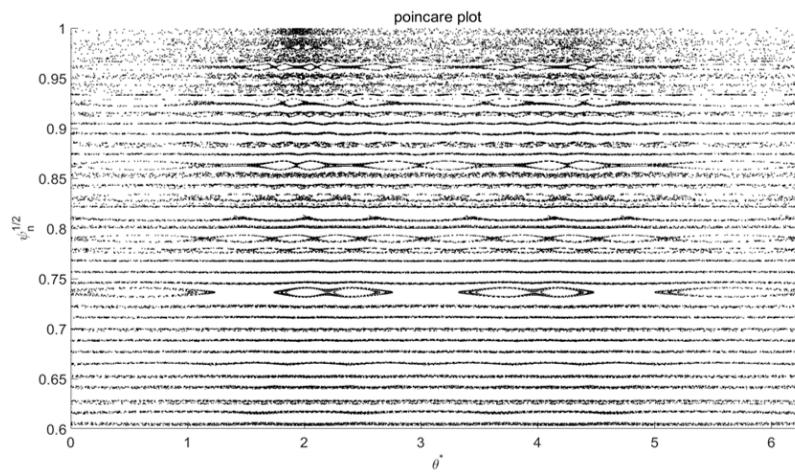
图 2.2 低 n 线圈作用下于 $s = 0.9$ 处的磁扰动谱 \tilde{b}_{mn}^1

2.3.2 高 m 线圈

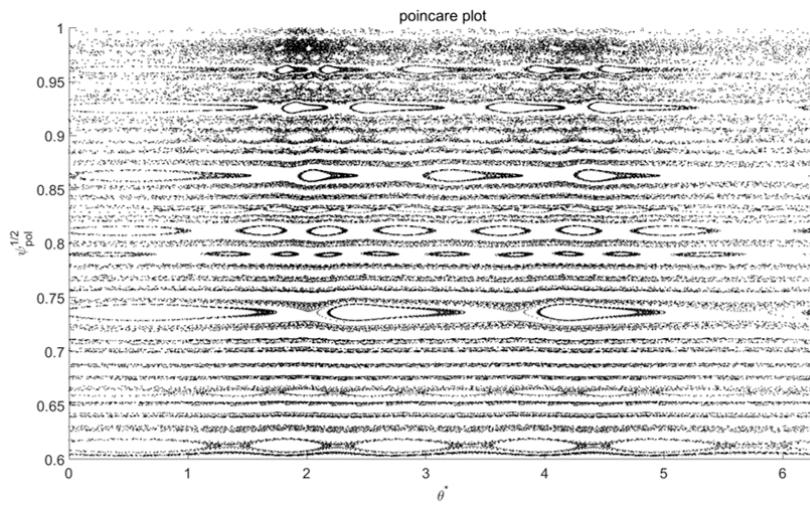
高 m 线圈被设计用来探究有高 m , 宽 n 特征的扰动场对等离子体的影响, 并研究这种强局域性的磁扰动会否对等离子体边界的稳定性造成影响。其与目前 RMP 线圈系统潜在的协同作用在本文中进行初步调研。

2.3.3 螺旋电流丝

螺旋电流丝由于在刮削层中沿磁力线产生, 所以其产生的扰动场与等离子体边界附近的有理面相贴合, 其对边界随机场的产生有很大的贡献。观察下图 2.4, 发现螺旋电流丝的磁谱在沿着磁面螺旋度的方向上有着较高的共振分量, 其磁谱脊线不沿着 m 轴或 n 轴, 而是稍微与坐标轴有一定的斜率, 很好地贴合了边界的螺旋度。



(a) 高 m 线圈主要工作模式下展开的 Poincaré 图



(b) 高 m 线圈次要工作模式下展开的 Poincaré 图

图 2.3 高 m 线圈作用下的 Poincaré 图, 次要工作模式下的磁扰动情况较主要模式更深,
Zhang (2018)

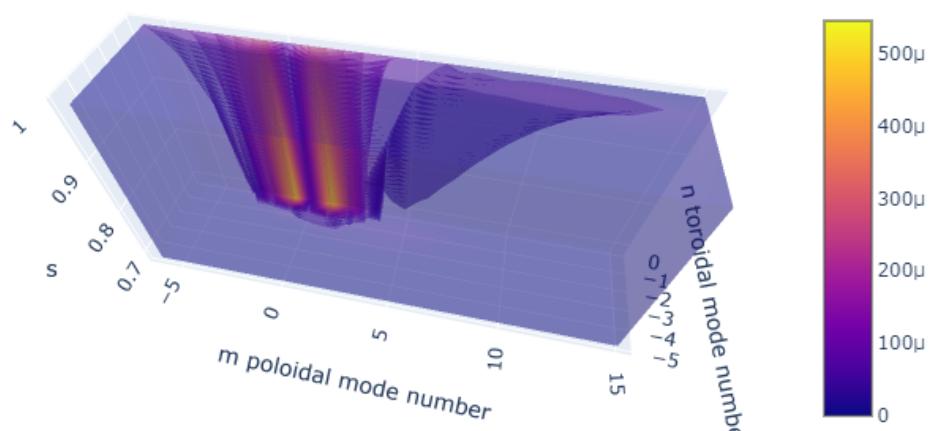


图 2.4 螺旋电流丝总电流大小为 1kA 时的磁谱 $|\tilde{b}_{mn}^1|$

第 3 章 扰动场协同优化

3.1 协同模拟中的磁谱计算简化理论

下表罗列除了线圈电流幅值、相位及线圈位置等可调参数的可选空间。螺旋电流丝的电流强度和位置实验上不太好控制，将其作为给定量，由其他线圈配合它。

表 3.1 扰动场可调参量

变量	备注	可选区域
I_{amp} UP	RMP 线圈上沿电流幅值	$[-20\text{kAt}, 20\text{kAt}]$
I_{amp} DOWN	RMP 线圈下沿电流幅值	$[-20\text{kAt}, 20\text{kAt}]$
I_{amp} high m, UP	高 m 线圈上沿电流幅值	$[-10\text{kAt}, 10\text{kAt}]$
I_{amp} high m, DOWN	高 m 线圈下沿电流幅值	$[-10\text{kAt}, 10\text{kAt}]$
Φ_{UP}	RMP 线圈上沿电流相位	$[-\pi, \pi]$
Φ_{DOWN}	RMP 线圈下沿电流相位	$[-\pi, \pi]$
$\phi_{high m}$	高 m 线圈环向分布角	$[-\pi, \pi]$

实际上能够改变扰动场的即是源的强度和源在环向上的旋转角度，我们通过 Fourier 的性质简化因参数改变带来的计算，主要依据 Fourier 变换的线性性、平移性，大大减少了计算磁谱的成本。

- 线性性：线圈强度的变化，利用傅里叶变换的线性性减少计算量。
- 平移性：高 m 线圈的角度是指其自身物理位置在柱坐标系统沿中心轴进行环向上的旋转的角度，在 (θ^*, φ) 上沿着 φ 平移 $\Delta\varphi$ ，利用傅里叶变换的平移性质，相当于 $\tilde{b}_{mn}^1(s)$ 乘因子 $e^{-i(n\Delta\varphi)}$ 。

$$\Delta\varphi \Rightarrow \tilde{b}_{mn}^1(s)\times = e^{-i(n\Delta\varphi)} \quad (3-1)$$

\times = 表示原来的 $\tilde{b}_{mn}^1(s)$ 需要乘以 $e^{-i(n\Delta\varphi)}$ 。

类似的，如果在极向角度上改变 $\Delta\theta^*$ ，则可以乘因子 $e^{-i(m\Delta\theta^*)}$ 。

$$\Delta\theta^* \Rightarrow \tilde{b}_{mn}^1(s)\times = e^{-i(m\Delta\theta^*)} \quad (3-2)$$

3.1.1 优化函数

这是偏工程方面的优化问题，目标函数有两个条件。一个是尽可能地生成强的边界随机场，这一方面我们用 Chirikov 参数来刻画；另一方面是希望新经典环向粘滞的影响尽可能地小，我们下面给出下面的评估标准。

3.1.1.1 边界平均 Chirikov 参数

对 Chirikov 参数在边界取平均， $\langle \sigma \rangle_{s_1 < s < s_2}$ ，通常取 s_1 为 0.9， s_2 为 0.95。该量刻画了等离子体边界的磁岛链的重合程度，本文试图以随机场达到抑制 ELM 的效果，则需要该量尽可能地高。

3.1.1.2 品质因子定义

品质因子定义 (figure of merit, FoM)，

$$FoM = \left[\frac{\langle \sigma \rangle_{s_1 < s < s_2}^4}{\left\langle \sum_{m,n(n \neq 0)} [b_{mn}^r]^2 \right\rangle_{s_3 < s < s_4}} \right] \quad (3-3)$$

其中

$$b^r = \frac{\vec{B} \cdot \vec{n}}{B_0} = \frac{\vec{B} \cdot \nabla s}{B_0 |\nabla s|} \quad (3-4)$$

我们同样对 b^r 做类似 \tilde{b}^1 的 Fourier 变换

$$b_{mn}^r(s) \equiv \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta^*=0}^{2\pi} b^r(s, \theta^*, \varphi) e^{-i(m\theta^* + n\varphi)} \frac{d\theta^*}{2\pi} \frac{d\varphi}{2\pi} \quad (3-5)$$

$$b^r(s, \theta^*, \varphi) = \sum_{m,n=-\infty}^{\infty} b_{mn}^r(s) e^{i(m\theta^* + n\varphi)} \quad (3-6)$$

其中分母是 b^r 磁谱中分量平方的加和，用它来定性刻画新经典环向粘滞 (Neoclassical Toroidal Viscosity, NTV) 影响大小。当托卡马克的环向对称性被打破时，会有额外的力矩作用在等离子体上，从而形成共振的环向旋转频率，这被称为新经典环向粘滞效应。

当只考虑基频分量引起的磁岛时, $\sigma \propto \sqrt{I_{coil}}$, Chirikov 参数与扰动场幅值成正比。而 $b_{mn}^r \propto I_{coil}$, 故而 Chirikov 参数取四次幂作为分子, 从而实现了对扰动场的归一化, 扰动场的幅度变化不会对该品质因子造成太多的影响。

3.2 Chirikov 参数优化

对 Chirikov 的优化相对于考虑 NTV 的磁谱归一化判据而言要更为简单。

3.2.1 低 n 线圈

如果低 n 线圈上侧和下侧基础相位分别为 Φ_U, Φ_L , 那么如果要求它们的极值的连线与磁力线共轭, 则要求有

$$\frac{\Phi_U - \Phi_L + k\pi/n}{\theta_U^* - \theta_L^*} = q, \quad k \in \mathbb{Z} \quad (3-7)$$

当极值连线指的是极大值和极大值之间的连线时 k 为偶数, 当为极大值和极小值之间的连线时 k 为奇数; n 为低 n 线圈工作时的主导模数。

则当

$$\Delta\Phi_{UL} = q\Delta\theta_{UL}^* - k\pi/n, \quad k \in \mathbb{Z} \quad (3-8)$$

时与该有理面上磁力线共振, 若边界 $0.9 < s < 0.95$ 处 q 可以视为变化不大, 则当 $\Delta\Phi_{UL}$ 满足上式时, 共振磁扰动分量较大, 从而磁岛半径较大。

低 n 线圈因线圈是离散分布的而不能产生理想的三角函数型扰动, 在上述推导中我们相当于假设环向上有无穷的低 n 线圈以削弱这种离散效应。数学上难以描述这种离散效应造成的影响, 它会导致当 $\Delta\Phi_U$ 和 $\Delta\Phi_L$ 变化而 $\Delta\Phi_{UL}$ 不变时, Chirikov 参数也会发生改变。

从图 3.1 中可见, 由于 $n = 1$ 的有理面对磁流体的影响最为显著, 在同样的电流幅值下, $n = 1$ 引起的边界平均 Chirikov 参数是最大的。环向模数越高, 越容易因为离散效应出现对称性的破缺。 $n = 2$ 时该效应不明显, 我们用等值线突出其不对称性, $n > 2$ 的情况对称性则破缺严重, 因为这时八个线圈已经无法满足奈奎斯特采样频率以充分模拟高环向模数 $n > 2$ 的三角函数。

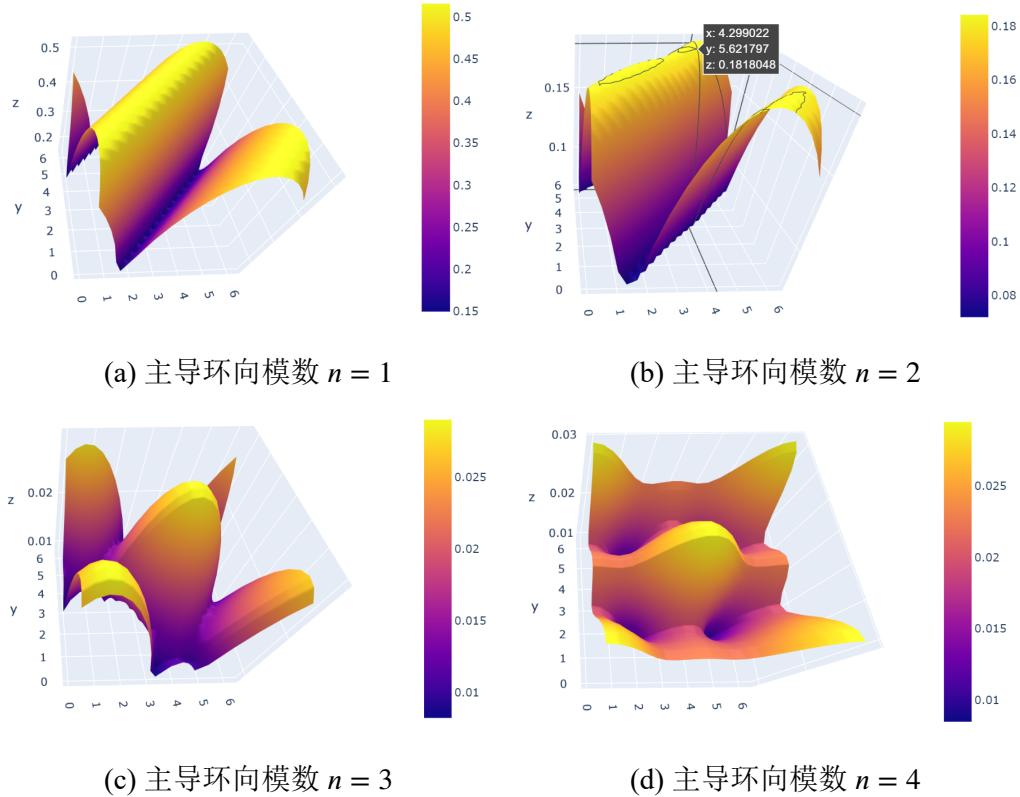


图 3.1 低 n 线圈在上下沿基准相位变化 (Φ_U 为 x 轴, Φ_L 为 y 轴) 引起的边界 $0.9 < s < 0.95$ 处平均 Chirikov 参数的变化 (z 轴)。

3.2.2 低 n 线圈与螺旋电流丝

类似的, 在给定了 1kA 螺旋电流丝的背景磁场后, 低 n 线圈上下相位与 Chirikov 参数的对应关系也出现了显著的不对称性。即低 n 线圈影响下的 Chirikov 参数不仅与相位差 $\Delta\Phi_{UL}$ 相关, 还与相位本身有关, 且和上一小节中讨论的离散效应造成的影响略有不同。原本低环向模数时, 沿 $\Delta\Phi_{UL}$ 不变的直线 Chrikov 参数亦大致不变, 而螺旋电流丝作为非对称扰动场产生的影响是使得该直线有所弯曲, 如图 3.2。

图中低环向模数 $n = 1$ 状态工作时, 边界平均 Chirikov 参数有很好的沿直线不变的特性; 但是在附加了螺旋电流丝的背景磁扰动后, 出现了明显的不对称性, 图中标注了等位线表示其已经弯曲。在边界平均 Chirikov 极大值处两者可以协同到达更高的值, 而如果不进行设计则可能并无裨益。

当低 n 线圈电流强度不显著时, 磁通与螺旋电流丝不匹配, 其影响是微弱的, 难以起到优化效果。将低 n 线圈的电流幅值从 1kAt 陆续调节到 10 kAt, 如图 3.3, 可使得低 n 线圈上下基准相位起到的影响愈加显著。当低 n 线圈电流仅

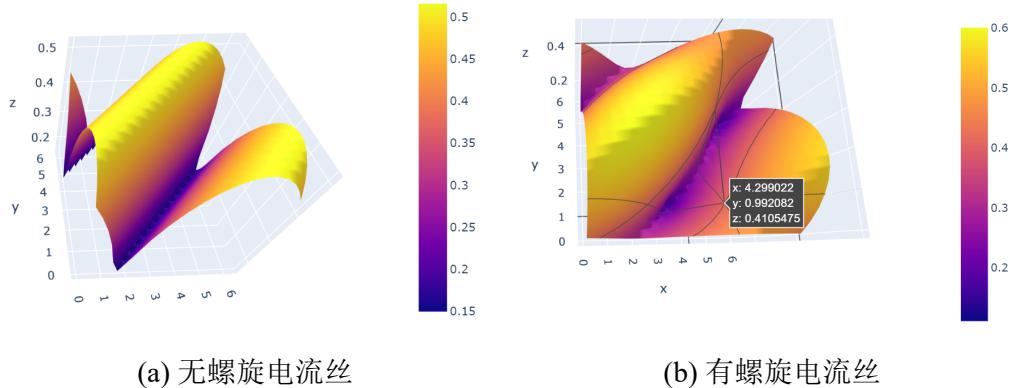


图 3.2 低 n 线圈（工作模式为主导模数 $n = 1$ ）在无螺旋电流丝和有螺旋电流丝（1kA）两种状况下上下沿基准相位变化（ Φ_U 为 x 轴， Φ_L 为 y 轴）引起的边界 $0.9 < s < 0.95$ 处平均 Chirikov 参数的变化（z 轴）。

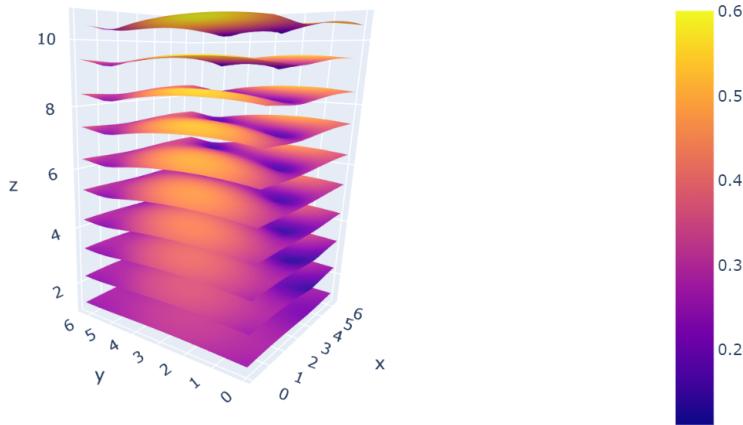


图 3.3 低 n 线圈调节上下沿线圈的相位（ Φ_U 为 x 轴， Φ_L 为 y 轴）引起的 Chirikov 参数的变化，每一层表示不同电流幅值（z 轴，1 kA、2 kA...）的低 n 线圈；z 轴上外加了 Chirikov 参数作扰动使其表现为曲面，以显示不同电流幅值时低 n 线圈的影响强弱。

为 1kAt 时，相位基本没有太大的作用，因为背景磁扰动已经有了一定的基底。

另外，从图 3.3 中还可以发现，取极小值处的基准相位是在不断变化的，图中边界处的明暗变化较为明显这表明谱形也在随着电流幅值的大小而改变，表明了螺旋电流丝和低 n 线圈之间协同的可能。

3.3 扰动场协同模拟

此后的协同模拟采用品质因子作为优化参数，先后通过有界优化方法和随机化方法进行求最优解的操作。

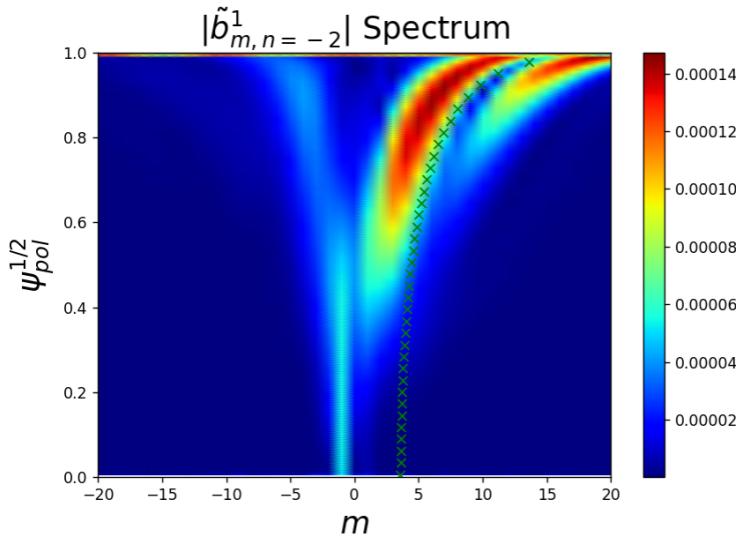


图 3.4 三种线圈共同优化后的结果，在 EAST 73999 Shot 上的 $|\tilde{b}_{m,n=-2}^1|$ 。

3.3.1 三者扰动场共同作用

当首次进行实验时使三种扰动场同时加入到优化中，效果不太理想。磁谱 \tilde{b}_{mn}^1 的脊线和磁面安全因子对应的曲线贴合程度不足，反倒是原本的脊线最高值变得更高了，螺旋电流丝产生的磁场作为基底磁场的影响过大。

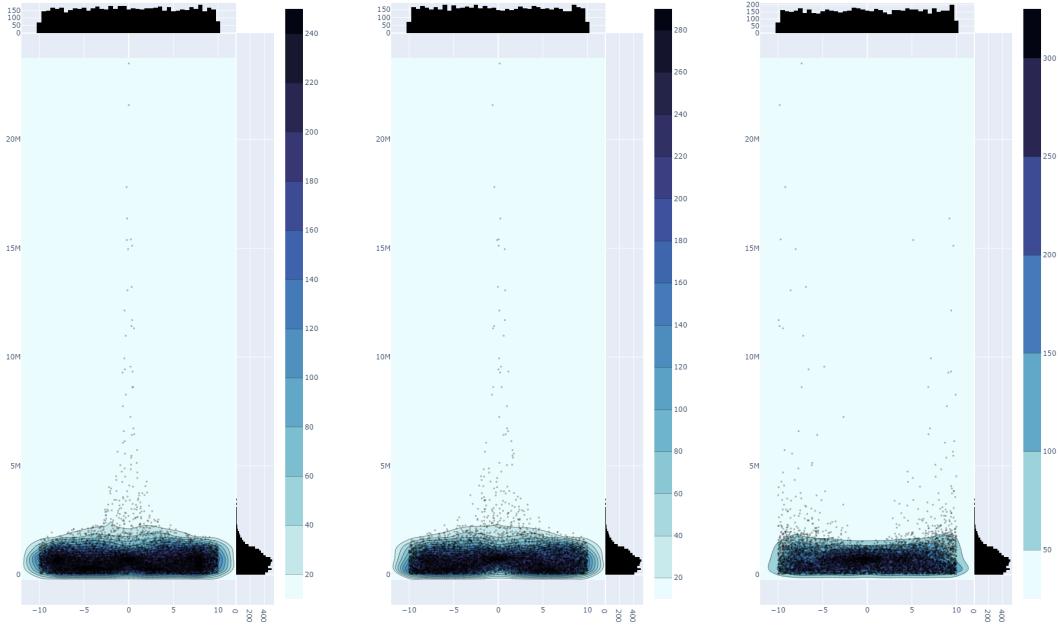
螺旋电流丝基底磁场对应的品质因子已经达到 $3.56 * 10^7$ ，优化后可以达到 $4.11 * 10^7$ ，但倍增的系数不大，意义不是很明显，低 n 线圈没有怎么发挥作用。而不合适地选取低 n 线圈和高 m 线圈的各项参数可能导致该值降到 10^5 的量级。

起初尝试通过 python 科学计算库 `scipy.optimize` 函数进行优化得到极值，但结果中低 n 线圈的电流值常常在 1 kAt 以下，但高 m 线圈较大为 -9.01486676 kAt，初步判断可能是陷入了局部极值，但随后用了全局随机遍历亦类似，启发了我们进一步的探索。

3.3.2 RMP 线圈与高 m 线圈扰动场共同作用

上一节随机优化得到的较优值中 RMP 线圈的电流值较小而高 m 线圈较大，这意味着和高 m 线圈相耦合的低 n 线圈强度不能过高，一定程度上告诉我们合适的扰动场需要大小相匹配，比如低 n 线圈（16 个）和高 m 线圈（1 个）在磁面上的磁通量有数量级的差异，它们应该在磁通量级可比时品质因子有个较好的结果。我们进一步探究这一论断，把螺旋电流丝搁置，先研究低 n (RMP) 线圈和高 m 线圈的协同。

低 n 线圈和高 m 线圈的协同随机优化发现，线圈电流参数对 FoM 的影响可



(a) 低 n 线圈上沿 kAt 数 - FoM
(b) 低 n 线圈下沿 kAt 数 - FoM
(c) 高 m 线圈 kAt 数 - FoM 散
散点图 散点图 散点图

图 3.5 低 n 线圈和高 m 线圈随机优化中，各线圈电流幅值对品质因子的影响

见图 ??，明显地有着 kAt 数较低 RMP 线圈和较高 kAt 数的高 m 线圈配合有可能产生较高品质因子的趋势。下面转而从各线圈电流幅值、相位和旋转角度作散点图试图发现规律。从数据中发现，以各线圈电流幅值大小作散点图确实有着一定的趋势规律，如图 3.6，在过滤了较低的品质因子的散点中明确地有一条圆锥形的分布规律，且越接近圆锥的中心品质因子越有可能更高。

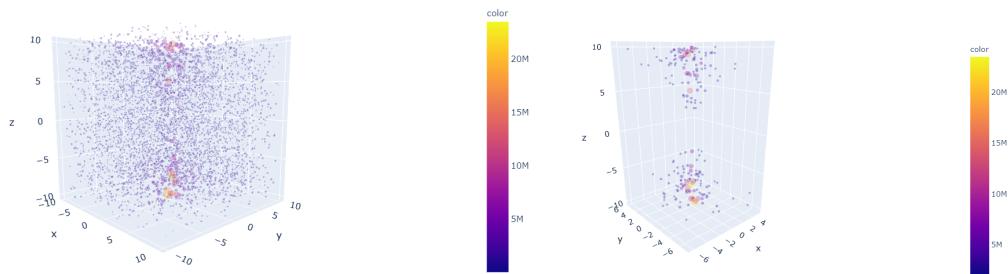


图 3.6 左右图均为低 n 线圈和高 m 线圈进行协同优化后得到的品质因子分布，散点的大小和颜色均表示品质因子的大小，坐标轴 XYZ 轴分别为低 n 线圈上下沿的电流幅值和高 m 线圈的电流强度。右图中过滤去除了 FoM 在 2×10^6 以下的点。

而以低 n 线圈相位及高 m 线圈旋转角度三者作为坐标轴后作类似上图，未

发现明显变化趋势。

高 m 线圈的电流幅度的增大会导致高品质因子时 RMP 线圈的电流幅值容许范围得以增大，换句话说，即我们需要使得扰动场的“大小”相匹配。扰动场的大小可能很难用一个量来表示，比如螺旋电流丝产生的扰动场可能更看重贡献的极向磁通，而低 n 线圈和高 m 线圈生成径向磁通。关于这方面可能需要更多的研究。

第 4 章 扰动场作用下的热负荷分析

上一章中我们基于抑制 ELM 的需要提出了扰动场之间互相耦合的优化方法，这一章中我们进一步探究优化后的扰动场是否能够一定程度上缓解 H-mode 面对的热负荷问题。限于时间原因，以螺旋电流丝对热负荷分布的影响作为例子，探究外加扰动场控制热负荷的可能，可以调节材料受热的手段以材料损害。

如果粒子在刮削层中运动时不考虑场的横向方向上的输运，即不考虑碰撞的情况，则难以模拟打到偏滤器上的热负荷分布，粒子流分布非常集中。若是基于蒙特卡洛的思想，在粒子沿磁力线移动时引入横向漂移则可改善这一点。即粒子沿磁力线运动，但是每过一段满足指数分布的随机步长便发生横向漂移，使得粒子在不同磁力线之间可能发生漂移，在磁力线追踪程序的基础上添加了不确定性。

4.1 磁力线追踪与扩散

磁力线追踪（*Field Line Tracing*, 磁力线追踪）是在磁场网格中进行插值和常微分方程求解得到真实磁场的磁力线分布的模拟手段。磁力线追踪准备了插值和 ODE 的程序工具（Runge-Kutta 5 阶），可以产生迹线了（2D+3D），并且切换其他 ODE 数值计算方法相当方便。原有的 ERGOS 磁力线追踪似乎只能在磁面坐标系内进行磁力线追踪，依据柱坐标进行重写之后可以在闭合磁面外追踪。

$$\dot{\vec{X}}(t) = \vec{B}(\vec{X})$$

注意改变向量场的大小并不会改变上述常微分方程的轨迹，所以也可以有 $\dot{\vec{X}}(t) = \vec{B}/|\vec{B}|$ ，它仅改变到达轨迹上某点需要的时间。本论文中采用了 `scipy` 科学计算库中 `integrate.ode` 函数提供的龙格-库塔五阶方法，感兴趣的读者还可以在其提供的其他方法中进行选取。

当我们考虑粒子间的碰撞效应，粒子沿磁力线走过随机长度 x 后发生一次横向漂移，

$$p(x) = \frac{1}{\lambda} \exp\left(\frac{-x}{\lambda}\right), \quad (4-1)$$

其中 λ 为电子平均自由程。横向漂移的方向在垂直于场的平面内随机均匀分布，而步长则在下面区间均匀随机分布，

$$r \in [0, \sqrt{\frac{12D_{\perp}\lambda}{v}}] \quad (4-2)$$

其中 D_{\perp} 为唯象的横向扩散系数而 v 是电子速度。通过这种手段加入粒子扩散的因素可以一定程度上估计真实的热负荷分布。

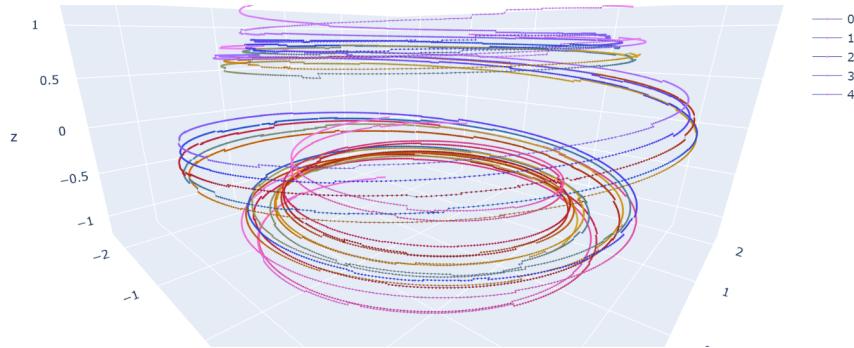


图 4.1 基于蒙特卡洛的磁力线扩散算法产生锯齿状的磁力线

该方法已在 Wendelstein 7-X 上成功应用以预估热负荷分布。

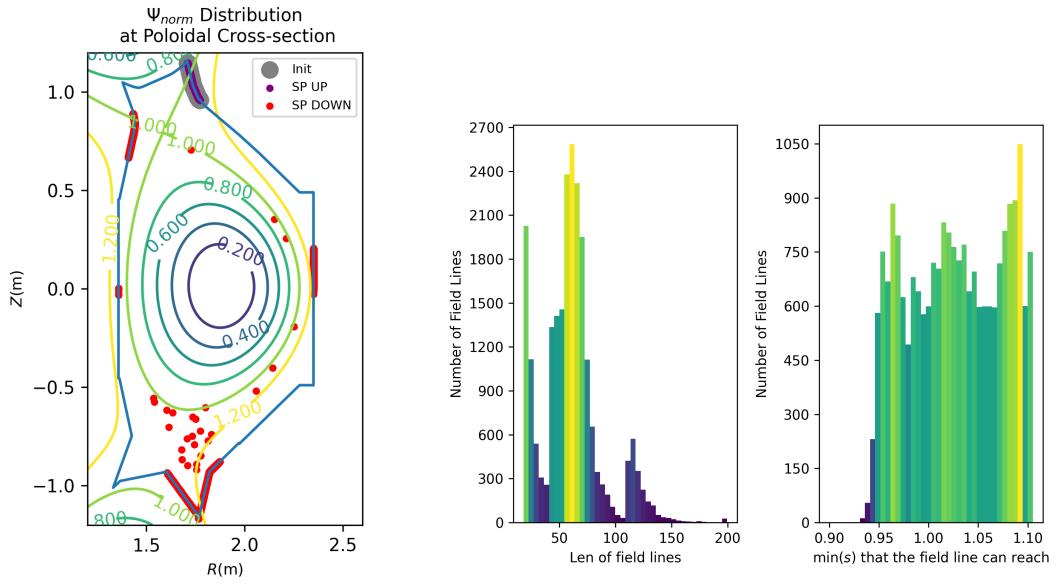
4.2 螺旋电流丝作用下的热负荷分布

我们在这一章中主要是通过磁力线的追踪和扩散技术来观察等离子体边界的磁拓扑变化，先从上偏滤器靶板附近邻域（由于该模拟位型是上单零位型）出发，射出磁力线，测量各磁力线长度和最深渗透 s ，通过磁力线的长度我们可以判断其磁力线延伸后的簇状结构，即有哪些磁力线在追踪过程中仍是靠近的；通过最深渗透 s 磁坐标半径可以判断能够射入等离子体最外闭合磁面内部的磁力线簇。如果热流和粒子流从等离子体中泵出的话，它们最有可能沿着能够深入等离子体的磁力线到其打击点上。

4.2.1 原打击点附近的磁力线追踪模拟

设置螺旋电流丝总电流大小设为 1.3 kAt, 它引起了三维不对称的磁扰动结构, 以 $n = 1$ 主导, 我们以它作为例子研究其引起的热负荷的分布的改变。

先在上偏滤器的一个邻域 (环向联通) 为起点进行磁力线追踪, 对磁力线的延伸长度和最深渗透等离子体的 s , 即径向半径进行直方图统计。



(a) 磁力线追踪的起点, 前后两个端点在极向切面上的分布, 部分磁力线追踪的计算到了时间限制停在了等离子体内。
(b) 磁力线追踪的长度和最深渗透 s 分布的直方图

图 4.2 上沿偏滤器靶板邻域作磁力线追踪的起点的模拟统计结果

可以观察到在螺旋电流丝的影响下, 能够深入等离子体内部的磁力线追踪在图上出现了打击点分裂的特征, 即原有的打击点处于偏滤器固定位置, 通过螺旋电流丝引起了偏滤器靶板上打击点的带状分裂。 $n = 1$ 主导的螺旋电流丝扰动场影响下, 其磁力线的扰动也有 $n = 1$ 的特征。

4.2.2 等离子体边界附近的磁力线扩散模拟

现在等离子体边界外围布满磁力线追踪的起点, 并且设为具有随机性的磁力线扩散, 对其进行统计分析和到偏滤器上的打击点分布分析。

通过对磁力线在原打击点周围的分布进行计数测量, 一定程度上证实了扰动场引起的打击点的分裂, 图 4.5, 但数据量较少。

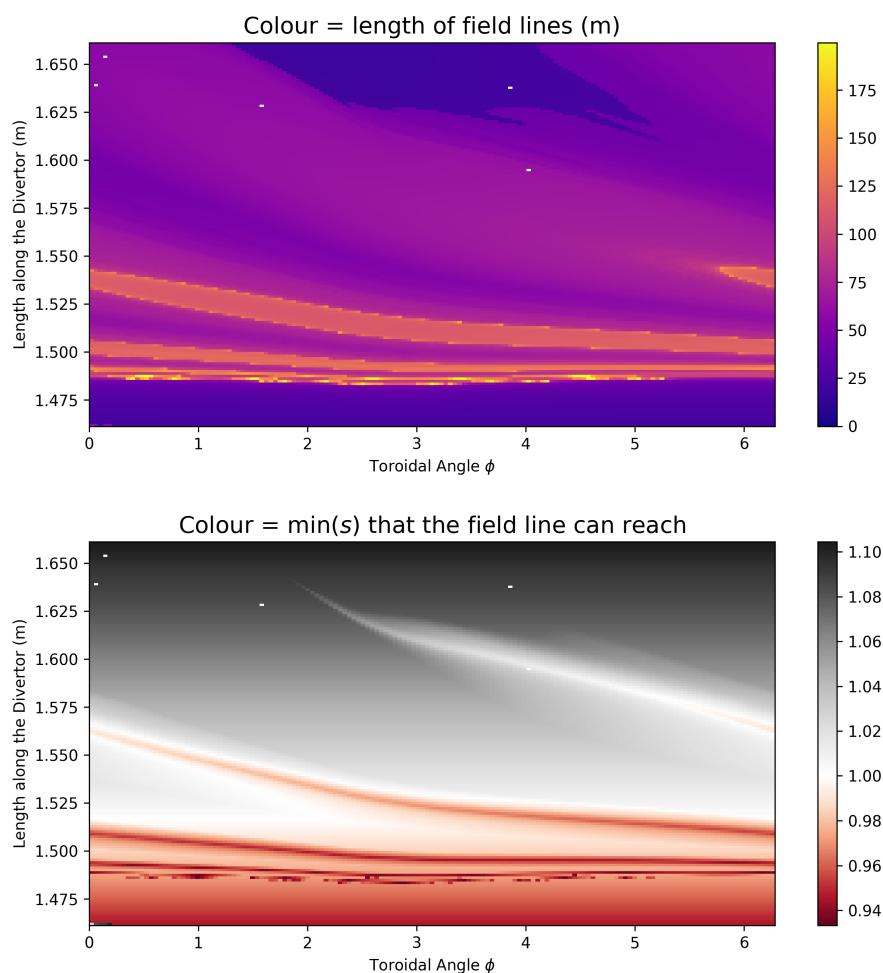
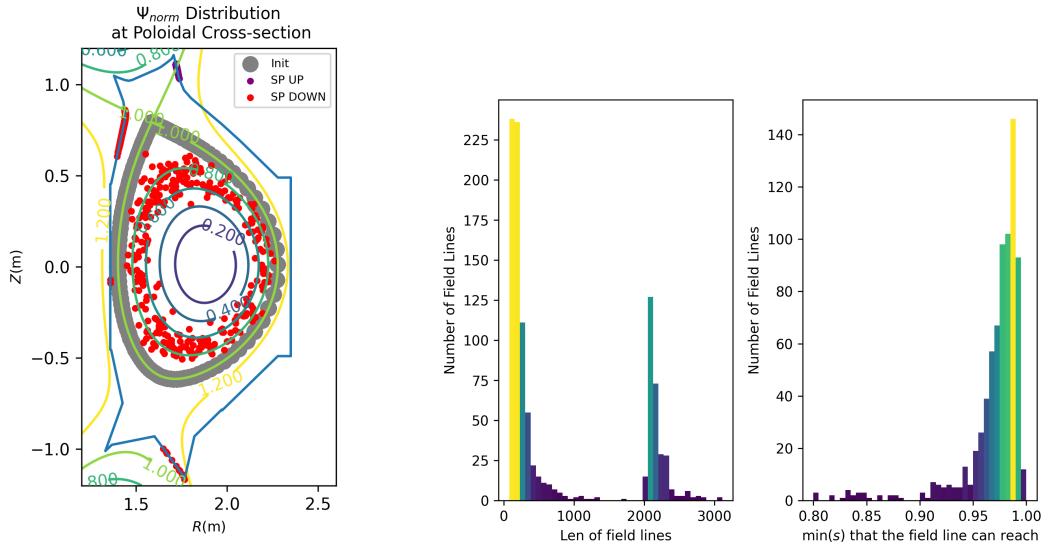


图 4.3 上下两图分别显示偏滤器上出发的磁力线的特征参数，上图显示的是磁力线长度，下图显示的是最深渗透 s 。y 轴表示的是从偏滤器低场侧中心开始算起到磁力线追踪起点的距离。



(a) 磁力线追踪的起点, 前后两个端点在极向切面上的分布, 部分磁力线追踪的计算到了时间限制停在了等离子体内。
(b) 磁力线追踪的长度和最深渗透 s 分布的直方图

图 4.4 以等离子体边界作磁力线追踪的起点的模拟统计结果

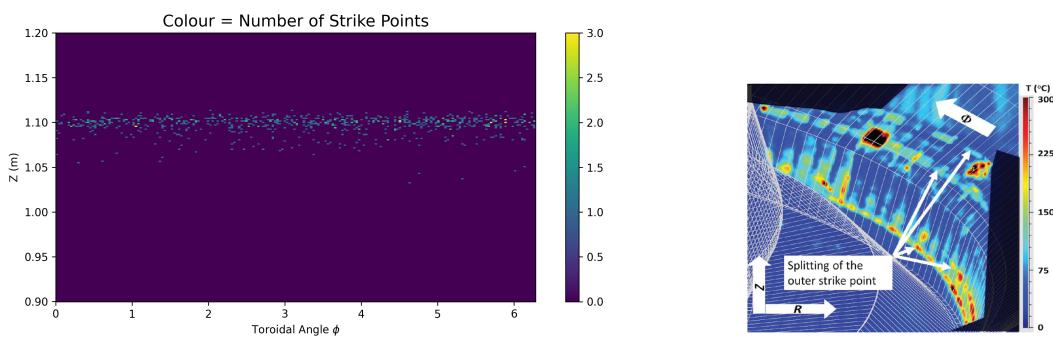


图 4.5 左图为等离子体边界上出发的磁力线扩散打到上偏滤器周围的能流密度（实际为二维直方图，计数为磁力线重点落在方格内的数目），右图为实际螺旋电流丝存在且为下单零位型时的下偏滤器旁温度分布，具体实验细节参见附录。

4.3 小结

本节通过基于蒙特卡洛思想的磁力线扩散模拟了可能的热负荷在偏滤器平板上的分布，未来该模拟结果可以与实验进行对比，验证热负荷估计的准确性。另一方面，这一结果初步揭示了通过非对称的扰动场，可以调节边界磁拓扑以调整粒子流及热负荷在偏滤器上的分布。

但仅仅如此还是不够的，如何对扰动场作用下偏滤器靶板上的磁力线落点位置进行归类总结，分析其形成的空间三维磁力线簇状结构是一个可以展开研究的重点内容。对这种有组织的三维结构的流场还需要细致的分析，不能单纯满足于算例的数值实验。

第 5 章 总结与展望

在本文研究过程中几乎完全重构了 ERGOS 程序，使得磁谱分析的工具变得尤其方便使用。时局变化突兀，本文写作时适逢哈工大等校被禁止使用 Matlab，重写 ERGOS 可以说是适逢其时。初步建立了磁扰动场的评估标准，可以一定程度上评判是否合适施加设计的磁谱，我们可以单一地从生成随机场的角度来考虑，也可以用对磁谱归一化，考虑了 NTV 之后的品质因子进行判断。

从目前的扰动场的模拟结果，我们提出了对低 n 线圈进行最大化生成边界随机场的估计手段，它符合我们关于 $\Delta\Phi_{UL}$ 与生成边界随机层趋势的论断、并且我们能够得到低 n 线圈在不同环向模数的工作模式下，生成边界随机场能力强弱的比较。低 n 线圈与螺旋电流丝之间的协同以产生边界随机场的能力也在本文中进行了模拟并得到了阶段性结果。

当用对磁谱幅值归一化的品质因子进行优化时，螺旋电流丝的场本身具有较强的共振分量，其有着很强的激发磁拓扑边界随机层的能力，故而品质因子较高。高 m 线圈、低 n 线圈（RMP 线圈）远没有其作用强烈，为了使其磁通适配，需要适当地增加高 m 线圈和低 n 线圈的电流，使得扰动场的“大小”尽量匹配。且数值实验表明，螺旋电流丝的磁扰动效果已经足够好，其他线圈在其基础上的优化并不显著。品质因子很难有倍数的提升，这是因为我们的品质因子在微扰时是无关幅度的，而螺旋电流丝本身在外部磁场已经相当程度上紧密贴合着螺旋度对应的曲线。换句话说，其本身谱形已经很难有改进的空间。不过，通过模拟，我们可以避免坏的情况，以避免施加不合适的线圈参数导致削弱了螺旋电流丝本身生成随机场的效果。

第四章节我们通过磁力线追踪和扩散的方法一定程度上刻画了扰动场对热负荷分布的影响，这一部分我们以螺旋电流丝的扰动场作为例子（主导模数是 $n = 1$ ），观察到了偏滤器原打击点发生了打击点分裂的现象，和实验的结果在一定程度上能够吻合，这一模拟对进一步的热负荷优化有启发性。

注意，扰动场和等离子体之间的相互作用是复杂的，在本文中我们仅讨论了真空条件下扰动场激发磁岛链的效果，实际上等离子体的反馈会抑制住该效果，弱的扰动场会被屏蔽掉。当扰动场强度超过一定阈值时，则转变为穿透状态，此时和真空场的作用效果一定程度上是类似的。进一步的对屏蔽和穿透之间的转

化关系研究可以通过模拟有理面上的屏蔽电流来揭示，又或者是磁流体模拟。

5.1 展望

1. 虽然现在通过一些优化方法得到了品质因子较大的磁谱，但是受限于运算速度和计算时间，RMP 线圈的调节自由度有限，还未能将扰动场磁谱和磁面螺旋度贴合地较好。磁谱脊线向磁面螺旋度对应的曲线靠拢的趋势很弱，需要各线圈有更高的自由度。如 RMP 线圈采用更精细的单个线圈的电流控制，可以先测试 RMP 自身优化会得到什么结果。
2. 考虑等离子体反馈后有理面产生磁岛会需要一定阈值的共振量，这是因为有理面受到影响后会产生屏蔽电流以屏蔽较弱的扰动场，只有当扰动场较强时会被穿透，激发出磁岛链。未来通过边界随机场的磁流体模拟研究可以对它有更深刻的认识。

插图索引

- 图 1.1 左图为极向切面下平衡场磁场的极向分量流线图, 右图为 $\Psi_{norm} = s^2$ 分布, 右图中还有 RMP 线圈的 UP1、DOWN1 线圈在 RZ 平面的投影。 2
- 图 1.2 J-TEXT 上 RMP 线圈通电电流和相位的关系, 图中 (c) 和 (d) 显示了两个不同相位差的时候环向上线圈电流分布 4
- 图 1.3 高 m 线圈在 EAST 中的设计和所处的几何位置, Zhang (2018) 5
- 图 1.4 基于磁力线追踪计算得到的螺旋电流丝轨迹, 五条分别螺旋电流丝起点分别取为五排低杂波天线的中间位置正对着的闭合磁面外 10 mm。 6
- 图 2.1 涉及到的扰动场源的几何形状, 图中上下两排环向排列的线圈为低 n 线圈, 在图右侧的低场侧分布着四个上下排列的线圈是高 m 线圈, 螺旋电流丝在图中呈螺旋形缠绕的中间的等离子体。 13
- 图 2.2 低 n 线圈作用下于 $s = 0.9$ 处的磁扰动谱 $|\tilde{b}_{mn}^1|$ 14
- 图 2.3 高 m 线圈作用下的 Poincaré 图, 次要工作模式下的磁扰动情况较主要模式更深, Zhang (2018) 15
- 图 2.4 螺旋电流丝总电流大小为 1kA 时的磁谱 $|\tilde{b}_{mn}^1|$ 16
- 图 3.1 低 n 线圈在上下沿基准相位变化 (Φ_U 为 x 轴, Φ_L 为 y 轴) 引起的边界 $0.9 < s < 0.95$ 处平均 Chirikov 参数的变化 (z 轴)。 20
- 图 3.2 低 n 线圈 (工作模式为主导模数 $n = 1$) 在无螺旋电流丝和有螺旋电流丝 (1kA) 两种状况下上下沿基准相位变化 (Φ_U 为 x 轴, Φ_L 为 y 轴) 引起的边界 $0.9 < s < 0.95$ 处平均 Chirikov 参数的变化 (z 轴)。 21
- 图 3.3 低 n 线圈调节上下沿线圈的相位 (Φ_U 为 x 轴, Φ_L 为 y 轴) 引起的 Chirikov 参数的变化, 每一层表示不同电流幅值 (z 轴, 1 kA、2 kA...) 的低 n 线圈; z 轴上外加了 Chirikov 参数作扰动使其表现为曲面, 以显示不同电流幅值时低 n 线圈的影响强弱。 21
- 图 3.4 三种线圈共同优化后的结果, 在 EAST 73999 Shot 上的 $|\tilde{b}_{m,n=-2}^1|$ 。 22

图 3.5	低 n 线圈和高 m 线圈随机优化中，各线圈电流幅值对品质因子的影响	23
图 3.6	左右图均为低 n 线圈和高 m 线圈进行协同优化后得到的品质因子分布，散点的大小和颜色均表示品质因子的大小，坐标轴 XYZ 轴分别为低 n 线圈上下沿的电流幅值和高 m 线圈的电流强度。右图中过滤去除了 FoM 在 2e6 以下的点。	23
图 4.1	基于蒙特卡洛的磁力线扩散算法产生锯齿状的磁力线.....	26
图 4.2	上沿偏滤器靶板邻域作磁力线追踪的起点的模拟统计结果	27
图 4.3	上下两图分别显示偏滤器上出发的磁力线的特征参数，上图显示的是磁力线长度，下图显示的是最深渗透 s 。y 轴表示的是从偏滤器低场侧中心开始算起到磁力线追踪起点的距离。	28
图 4.4	以等离子体边界作磁力线追踪的起点的模拟统计结果	29
图 4.5	左图为等离子体边界上出发的磁力线扩散打到上偏滤器周围的能流密度（实际为二维直方图，计数为磁力线重点落在方格内的数目），右图为实际螺旋电流丝存在且为下单零位型时的下偏滤器旁温度分布，具体实验细节参见附录。	29

表格索引

表 1.1 EAST 设计参数	1
表 3.1 扰动场可调参量	17

参考文献

- ZOHM H. Edge localized modes (ELMs)[J/OL]. 38(2):105-128[2020-03-05]. DOI: 10.1088/0741-3335/38/2/001.
- LOARTE A, SAIBENE G, SARTORI R, et al. Characteristics of type I ELM energy and particle losses in existing devices and their extrapolation to ITER[J/OL]. Plasma Physics and Controlled Fusion, 2003, 45(9):1549-1569. DOI: 10.1088/0741-3335/45/9/302.
- LOARTE A, HUIJSMANS G, FUTATANI S, et al. Progress on the application of ELM control schemes to ITER scenarios from the non-active phase to DT operation[J/OL]. Nuclear Fusion, 2014, 54(3):033007. DOI: 10.1088/0029-5515/54/3/033007.
- SUN Y, LIANG Y, LIU Y, et al. Nonlinear transition from mitigation to suppression of the edge localized mode with resonant magnetic perturbations in the EAST tokamak[J/OL]. 117(11): 115001. DOI: 10.1103/PhysRevLett.117.115001.
- ZHANG H. 新限制器及高 m 线圈物理设计[Z]. 2018.
- LIANG Y, GONG X Z, GAN K F, et al. Magnetic topology changes induced by lower hybrid waves and their profound effect on edge-localized modes in the EAST tokamak[J/OL]. 110 (23):235002. DOI: 10.1103/PhysRevLett.110.235002.
- NARDON E. Edge localized modes control by resonant magnetic perturbations[D]. École Polytechnique, 2007.

致 谢

衷心感谢导师梁云峰教授给我的毕设选题，它在原理上不是特别困难，是让我熟悉磁拓扑结构很好的练手。其基础的 ERGOS 程序的架构问题确实已经造成了相关研究者很长时间的困扰。从我收到的师兄的反馈而言，重构 ERGOS 的愿望确实较为强烈，于是我的毕设过程中便将其重构了一遍以便于并行化。也许对于单个线圈的分析工作还可以忍受原本的程序架构，但一旦涉及到优化问题中的十余个线圈的协同模拟则会让人感到头疼。梁老师常常抽时间和我一聊就是两三个小时，解答我的疑惑并跟进课题进展。此次所幸题目主要是模拟工作，疫情造成的影响主要在生活琐事上的，与毕设实验的同学相比起来算是幸运了不少。

感谢本科期间高喆教授给我的诸多帮助，不论是本科的学习生活还是研修经历，高喆教授都帮了我许多。我已经占了高老师办公室将近一个年头的工位了，虽然有些不舍得但今年就要搬走了。感谢高喆老师在本科期间对我各种冒失的宽容和支持。谭熠老师在每次组会上也常常和我交流，感谢两位老师在组会上给出的意见。

感谢各位等离子体所认识的师兄师姐，大家在我问问题的时候几乎知无不言，很快就能给我反馈。特别要感谢贾曼妮师姐和张华祥师兄，两位都曾在我的毕设相关方面做过研究，给了我一定程度的帮助。同时还要感谢廖亮师兄和刘少承老师，疫情期间他们常常与我沟通等离子体所的具体情况。

感谢在全国高性能计算大赛中认识的比赛组织者，中国信通院的郑立同学。文章中的计算任务大部分都是在他提供的服务器上进行运算的，希望我们以后还能长久合作。

感谢我的家人，如我的二伯母、母亲等亲人，在疫情期间给了我尽可能的支持，起先于湖北家乡过年的日子里确实是非常困难，但所幸终是过去了，那段时 间基本都是靠乡里亲人接济着。后来疫情缓解后随父母回到广东，那时国内境况便好了很多。家人的支持使得我能够持之以恒地完成论文，如果没有他们的支持的话这篇论文着实难以继。

声 明

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是本人在导师指导下，独立进行研究工作所取得的成果。尽我所知，除文中已经注明引用的内容外，本学位论文的研究成果不包含任何他人享有著作权的内容。对本论文所涉及的研究工作做出贡献的其他个人和集体，均已在文中以明确方式标明。

签 名: 黎文奎 日 期: 6.10

附录 A 外文资料的书面翻译

外文资料部分翻译了与本论文主题相关的两篇论文，其研究重点在于通过线圈或电流激发出扰动场从而达到对 ELM 的缓解和抑制效果。

- [1] Sun Youwen, Liang Yunfeng, Liu Yueqiang and *et al.* Nonlinear Transition from Mitigation to Suppression of the Edge Localized Mode with Resonant Magnetic Perturbations in the EAST Tokamak. Physical review letters (2016). 117. 115001. 10.1103/PhysRevLett.117.115001.
- [2] Liang Yunfeng, Gong X. Z. , Gan K. F. and *et al.* Magnetic Topology Changes Induced by Lower HybridWaves and their Profound Effect on Edge-Localized Modes in the EAST Tokamak. Physical Review Letters (2013). 110. 235002. 10.1103/PhysRevLett.110.235002.

EAST 托卡马克上低杂波引起的磁拓扑变化及其对 ELM 的显著影响

Magnetic Topology Changes Induced by Lower Hybrid Waves and their Profound Effect on Edge-Localized Modes in the EAST Tokamak [1]

摘要：当低杂波和离子回旋共振加热作用在 H-mode 的等离子体，在 EAST 上观测到了强烈的减弱 ELM 的作用。这种效果是由于低杂波引起的螺旋电流丝沿着磁力线在刮削层中不断流动的效果。和共振磁扰动的效果类似，在低杂波运作期间也出现了束流在偏滤器上打击点分裂的现象。通过在磁力线追踪程序中加入螺旋电流丝，本文也定性地模拟了其对磁拓扑结构的改变的作用。

对聚变能源研究及相关技术的巨大挑战来自于如何将炽热的等离子体约束住，使得接触等离子体的材料在运行期间维持一个可以接受（稳态和瞬态）的热负荷及粒子束流强度。当托卡马克中的等离子体工作在高约束（H-mode）状态的时候，等离子体能量约束时间显著增长。然而其后果则是等离子体边界上压强有着更大的梯度，连带着还有边界上增强了的电流密度，它可以超过驱动磁流体不稳定性的阈值，这被称为 ELM。ELM 会导致拟周期性的大量能流和粒子流损失，因而也会导致对接触的等离子体材料的严重损害，下一代的聚变设备，如 ITER 和 DEMO 装置，需要一种可靠的手段来控制或者抑制剧烈的边界区域模。

共振磁扰动（RMP）改变了等离子体的磁拓扑结构，已经被用在 DIII-D 装置内完全抑制 ELM；JET, MAST 和 AUG 的实验中，则起到了缓解 ELM 的作用，增加 ELM 的频率的同时大大降低每一次 ELM 发生的幅度，MAST 和 ORG

装置上面得到实验。尽管其物理机制还不是很清楚，但从这些装置上得到的实验结果都表明是磁拓扑起到很关键的作用，深刻地影响了边界磁流体稳定性以及等离子体-壁（特别是对于偏滤器）相互作用。

目前来说，在所有现存的以共振磁扰动减弱或抑制 ELM 的实验中，磁扰动均由腔内或者腔外的线圈系统所激发。腔内的磁扰动线圈已在 ITER 设计上被考虑并做出了设计，用于抑制 ELM 的发生。但在未来的聚变反应堆中（如 DEMO），腔内的磁扰动线圈可能不现实。于是其他可以改变磁拓扑以控制 ELM 机制，对于下一代的托克马克是很有吸引力的。

近期 EAST 上面的研究结果表明，低杂波和共振磁扰动的效果类似，也可以改变磁拓扑以作为一种有效的减弱或抑制 ELM 的手段。这篇快报阐述了低杂波对 ELM 表现的影响及偏滤器平板上的热负荷分布；同时记录了低杂波驱动下产生的，在刮削层中沿着磁力线流动的螺旋电流丝的实验结果（该螺旋电流丝并不随时间旋转）。实验观测到的由螺旋电流丝引起的三维边界磁拓扑改变和磁力线追踪程序所做的估计之间进行了对比。

EAST（大半径和小半径分别是 1.85 m 和 0.45 m）是为了实现稳定的长脉冲、高参数的 H-mode 等离子体而建造的装置，它的位型与加热设备均与 ITER 类似，即有着灵活可调的双零、下单零或上单零偏滤器位型并主要是射频加热。EAST 中的低杂波系统工作在 2.45 GHz，一个阵列由 20 个波导天线组成，四列五行，安装在低场侧中间，最大输出功率是 2 MW。低杂波最初被设计用于芯部等离子体电流驱动，通过电子朗道阻尼将动量转移给等离子体，峰值平行方向波折射率约 2.1。并且可以在没有离子回旋共振加热的条件下仍实现长脉冲下的 H-mode。然而和其他设备上的实验类似，在等离子体边界上面损失了相当显著的低杂波功率，特别是当等离子体密度较高时，这是由快波和粒子之间复杂的耦合问题所导致的。

通过在离子回旋共振加热占主导的 H-mode 等离子体中调制低杂波功率，团队研究了低杂波对于 ELM 的特性影响，如图 1。这项实验在一次腔壁涂锂之后不久进行，通过输入功率是 1 MW 的粒子回旋共振加热驱动，目标 H-mode 等离子体有着下 SN 位型且运行在一个相对高密度的工作区。在边界上的安全因子是 $q_{95} = 3.8$ ，环向等离子体电流为 $I_p = 500 \text{ kA}$ 且环向场 $B_t = 1.8 \text{ T}$ ，底部的三角形变系数是 $\delta_L = 0.45$ 。在中心处线平均的电子密度 $\langle n_e \rangle$ 约 $4.7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ，Greenwald 分数约 0.9，以及 H 系数（H98y）在 H-mode 阶段约 0.8。

这套低杂波系统功率设置在 1.3 MW，调制频率为 10 Hz，单个周期内运转时

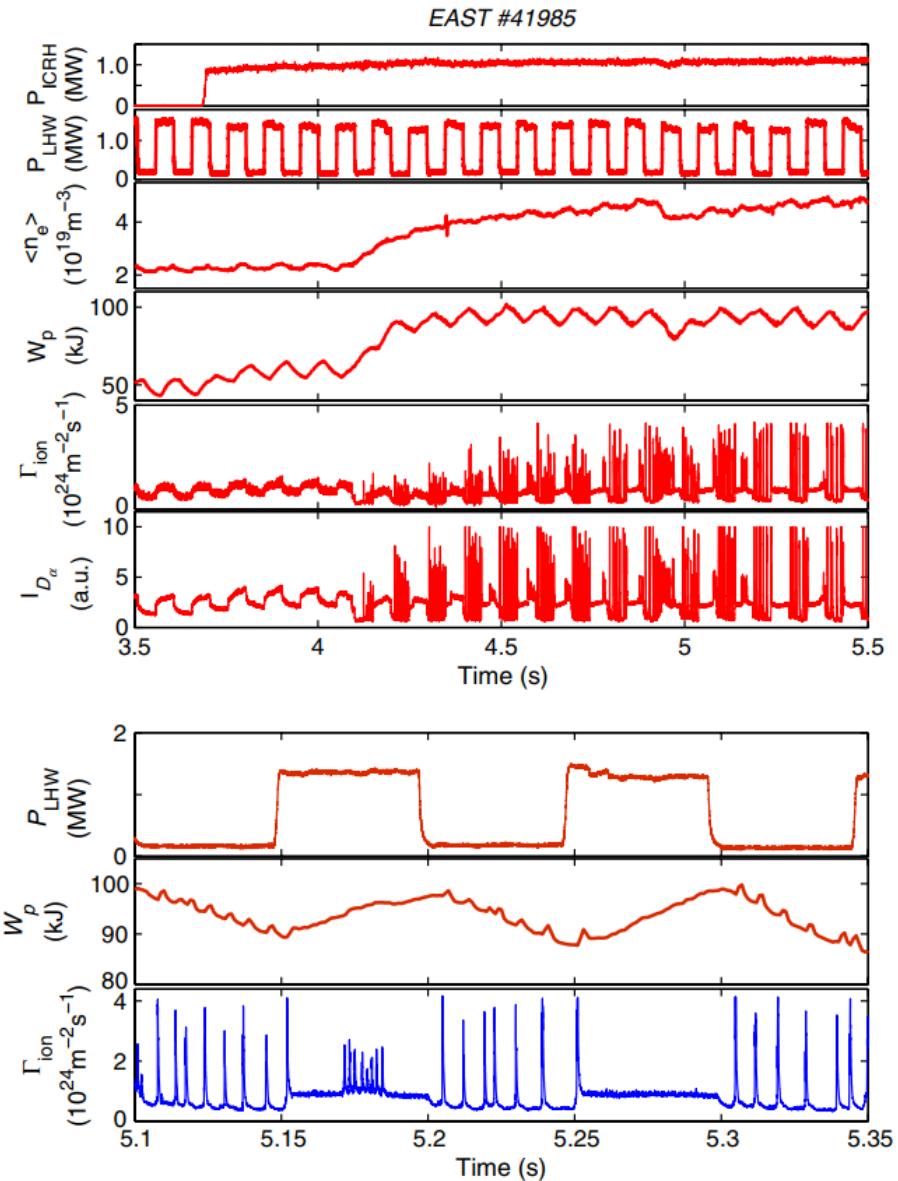


图 1 低杂波功率调制对 ELMs 的影响。从上到下的时间序列分析分别为 ICRH 和 LHW 的注入功率, 中心线平均密度, 等离子体能量, 峰值粒子流强和外侧偏滤器平板上 D_α 的射线强度。在底部将低杂波功率、等离子体储能和偏滤器上峰值粒子流强的一小段时间区间放大观察。

长占比 50%, 即一个周期内低杂波关闭的时间是 50 ms, 这个时间大概是能量约束时间的一半。如果没有低杂波加热的话, ELM 的频率是相当规律的, 大概在 150 Hz; 当低杂波系统打开之后, ELM 消失了或者偶尔地以更高频 (~ 600 Hz) 出现, 如图 1 下侧, 此时观察到落到偏滤器平板上的 ELM 的脉冲粒子流强显著地减小为原来的 1/2, 而 ELM 间隙时的粒子数则约增强为原来的 2 倍, 但仍然

低于运行在 L-mode 时。一旦到达 H-mode 工作区，等离子体所具有的能量 W_p 约增长为原来的 2 倍，从 ~ 50 到 ~ 100 kJ；在此后的低杂波功率调制期间，它的变化幅度比较微弱（ $\pm 5\%$ 区间）。低杂波系统停止工作的瞬间偏滤器平板接收到的离子流强会迅速减小，这可能说明低杂波功率不仅被芯部吸收，也部分沉积在了刮削层中。

EAST 实验中，不管工作在 L-mode 还是 H-mode，低杂波运行时刮削层中都观测到了 5 条螺旋辐射带（Helical radiation belt, HRB）。螺旋辐射带的数量和低杂波天线阵列的行数相等。EAST 使用氦气放电使其结构更清楚而不影响其特征，图 2 展示了两个切向方向上可见光波段的照片作为例子，这是 EAST 环形腔两侧氦气等离子体放电过程中低杂波施加时所出现的现象。目标等离子体（300 kA, $B = 2$ T, $q_{95} \approx 8$ ）由 0.7 MW 的低杂波加热，是 double null 的位型。在赤道面，等离子体分界面到外侧限制器的间隔大概在 8 cm。螺旋辐射带出现在低场侧，经过低杂波天线前方，同时在刮削层中沿着磁场线向上、下沿偏滤器流动。在低杂波天线前方，原等离子体边界 1 cm 之外的地方作为地点模拟得到的磁力线，在位置和螺旋角上都较好地吻合了实验观测到的螺旋辐射带。

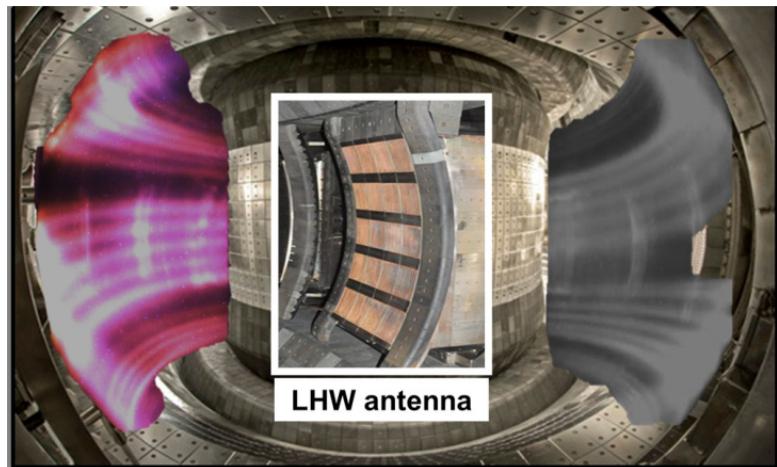


图 2 图为 EAST 环形腔内低杂波激发的螺旋辐射带，中间嵌入的图片为低杂波天线。

在低杂波系统调制过程中，等离子体边界螺旋丝状结构中流动的电流（即螺旋电流丝，HCF，Helical Current Filament）所激发出来的磁扰动被 Mirnov 线圈观测到了。在这项实验中，低杂波被方波调制，功率周期性在 0 MW、1.2 MW 之间转换，重复频率是 100 Hz，单周期内运转时长占 50%。螺旋电流丝的产生是相当快速的，约 2 ms 之内，和低杂波系统的启动时间相当。螺旋电流丝所引起的拓扑结构改变，在极向和环向上都是不对称的，这表明了它对等离子体结构的

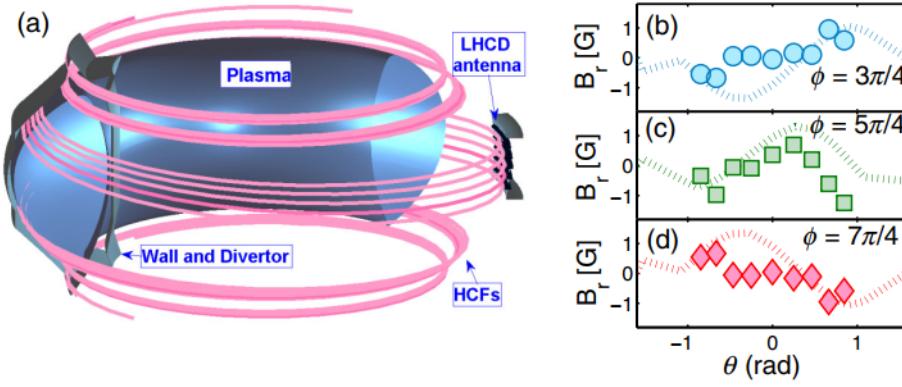


图3 (a)螺旋电流丝模拟的示意图和测量到的低杂波产生的电流丝结构驱动的非轴对称的径向扰动场在不同的环向截面 $\phi = \text{const}$ 上的极向分布, (b) $\phi = 2\pi/4$ (c) $\phi = 2\pi/4$ (d) $\phi = 2\pi/4$ 。极向角 θ 原点定义从低场侧赤道面, 顺时针方向增加。环向角从低杂波天线所处的截面处为原点, 从上往下看逆时针方向增加。模拟的螺旋电流丝总电流为 1.3 kA, 其对应计算得到的非轴对称的径向扰动场亦作图其中。

扭曲是三维的。用模拟的螺旋电流丝产生的扰动场可以复现 Mirnov 线圈上得到的信号, 如图 3。其中螺旋电流丝被设定为螺旋辐射带中流过的电流, 轨迹如图 3 (a) 所示。总的螺旋电流丝电流可以通过拟合模拟的扰动场和测量值来计算, 该实验中约为 1.3 kA。

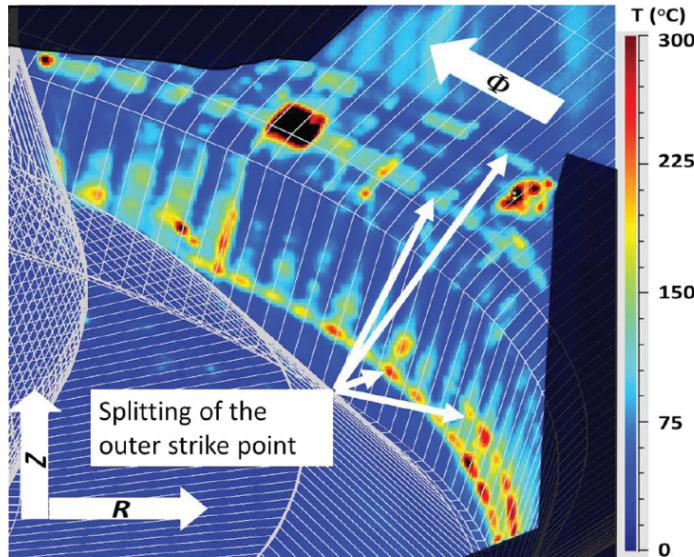


图4 低杂波工作时, 腔外侧底部偏滤器的红外照片, 环向角分布 $\phi = 1.3 \square \text{rad} \text{to} 1.5 \square \text{rad}$ 。在偏滤器平板上原打击点分裂为了多个条纹状结构。第一壁的结构由图中附加的网格白线所描绘。环向上打击点分裂的不对称性可由此见得。

在低杂波系统运转的时候被观测到了在偏滤器上打击点 (Strike points, SP)

的分裂，这和共振磁扰动产生的影响相似，可以通过偏滤器平板上的热负荷分布上观察到，图 4 显示了红外摄像头测量到的外侧下部偏滤器平板的表面温度分布，可见原打击点发生了明显的多重分裂。打击点分裂前后在环向上的距离依赖于环向角，表明低杂波引起的磁扰动的三维特性。另外打击点分裂还取决于边界的安全系数，这一点在欧姆加热主导的和离子回旋加热主导的等离子体中都没有发现。

通过在磁力场线追踪的程序中考虑螺旋电流丝的扰动场影响，如图 5，本文定性地模拟了磁拓扑结构的改变。在实验平衡场基础上叠加螺旋电流丝（电流强度设为 1.3 kA）产生的扰动场，通过磁力线追踪来计算磁力线的连接长度。螺旋电流丝产生的磁场在 X 点附近促进形成了数瓣有着较长磁连接长度的区域，甚至该区域可直达外侧偏滤器平板，导致打击点的分裂，这和红外摄像相互佐证。计算结果表明，等离子体边界的剧烈变化依赖于边界的安全系数和流经电流丝的电流强度。还要注意该螺旋电流丝模型没有考虑进去等离子体反馈，并且模拟的结果只能定性地解释螺旋电流丝引起的打击点分裂。

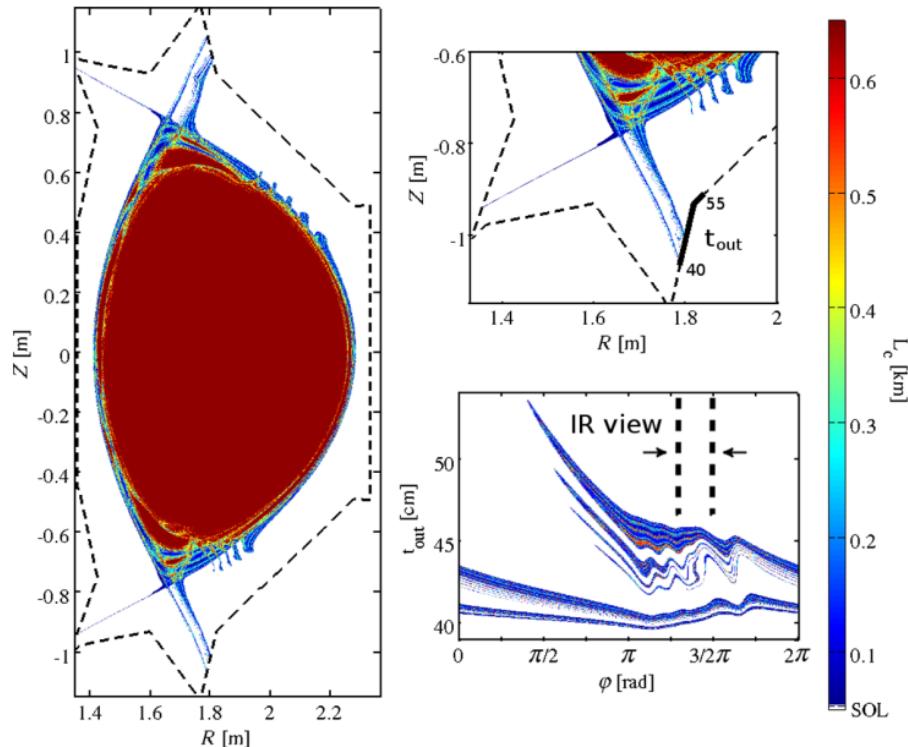


图 5 完整极向切面上 $\phi = 1.3 \square \text{ rad}$ 的磁连接长度等值线图，底部偏滤器周围区域放大后如右上所示。在外侧偏滤器平板上磁力线落点和磁连接长度的对应关系如右下所示。计算依据于图 4 实验中重构的平衡场，其中红外摄像的范围作了标记。

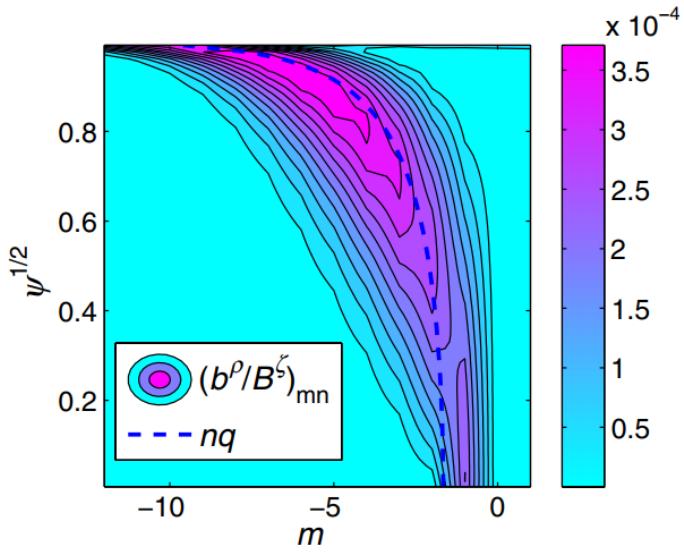


图 6 1 kA 螺旋电流丝产生的扰动场径向分量的磁谱 $n=1$, m 表示极向模数, Ψ 为归一化极向磁通。计算基于图 4 实验重建出的平衡场。其中螺旋共振模式 $m = nq(\Psi)$ 通过虚线做了标记。

过去的实验结果已经表明低杂波可以在 SN 偏滤器位型上 (JET) 产生带震荡型 ELM 的 H-mode 等离子体, 也可以在限制器位型下产生没有 ELM 的 H-mode 等离子体 (JT60)。然而, 其具体的物理机制还未被充分研究。在 EAST 上, 对离子回旋共振加热占主导的较低密度等离子体 ($n_e/n^{GW} < 0.5$, 这里 n^{GW} 为 Greenwald 密度极限), 用恒定的低杂波功率可以得到一个 ELM 较平稳的 H-mode 等离子体, 其有着混合的 I 型和小的 ELM。通过降低离子回旋共振加热对低杂波加热的比例, 并提高等离子体密度, 达到了一个稳定的持续发生小 ELM 的 H-mode 等离子体, 并保持了 32 秒。低杂波激发的螺旋电流丝及其造成的磁拓扑改变的迹象合理地解释了为什么低杂波可以减弱或者抑制 ELM, 并且为何显著地改变了对偏滤器平板上的热负荷分布。对于这种现象背后物理机制的理解, 需要考虑这种抑制效果与以下几个因素的依赖关系, (i) 腔壁涂锂, (ii) 等离子体台基区碰撞率, (iii) 安全因子 q_{95} , 它们将会在未来 EAST 上的实验进行进一步的研究。

由于低杂波天线几何因素的影响, 由螺旋电流丝所驱动的共振磁扰动场主要是 $n = 1$ 的分量, 在这里 n 指环向模数。基于实验参数计算出来的磁扰动场的谱表明螺旋电流丝的扰动场共振能力较好, 如图 6, 磁谱中值较高的分量形成的脊线与磁面螺旋对应的线相贴合。另外, 螺旋电流丝所引起的磁扰动更多地位于等离子体边界, 对核心部分没有显著的影响, 这主要是由于螺旋电流丝在

边界刮削层中沿着磁力线进行流动。因此，螺旋电流丝的迹线总是紧密地贴合着边界磁力线，而与边界安全系数无关。

尽管低杂波在刮削层中引起电流的现象已经被许多设备上观察到了，然而它的物理机制依然不清楚，在 Alcator C-Mod 的实验装置上面，当我们把低杂波注入方向改变的时候，刮削层中的电流方向并不会发生改变。Alcator C-Mod 上，在低杂波功率约 850 kW 时，若等离子体运转在高密度工作区，在刮削层中估计电流强度可以高达约 20 kA，而 EAST 上低杂波功率为 1.3 MW 时，极向上积分得到的螺旋电流丝则约 7 kA。用 GENRAY-CQL3D 程序对考虑碰撞阻尼的二维刮削层模拟表明，对 EAST 上运行的高密度等离子体而言，大概 10% 的低杂波功率沉积在了刮削层中。实验观测到的结果表明刮削层中的电流过大以至于不能通过低杂波的碰撞吸收导致的电流驱动来解释。不过要注意，被刮削层吸收的低杂波功率会对偏滤器区域中性粒子的电离有所贡献，从而增强了从偏滤器平板两侧中较热较稀疏的一侧到较冷较稠密的一侧的沿着刮削层中的磁力线的热电流。

EAST 过去的研究表明，随着低杂波功率或者等离子体密度的增长，螺旋电流丝电流强度均会增长。然而，螺旋电流丝所处的径向位置在等离子体边界附近刮削层中，而此处磁连接长度远远大于电子的平均自由程。为了用低杂波实现对 ELM 和偏滤器热负荷主动的控制，螺旋丝中电流强度对实验参数的依赖关系将会在 EAST 上面更进一步地被研究。

总的来说，低杂波对于 ELM 强烈的影响已经在 EAST 上的实验得到了证实，它表明 ELM 在其作用下会消失，或者偶尔出现，它的频率会从 ~ 150 增加到 ~ 600 Hz，当低杂波运转的时候，可通过驱动沿着刮削层磁力线且不随时间环向旋转的螺旋电流丝，来引起等离子体磁拓扑上显著的改变。这继而导致了在偏滤器上的打击点分裂，与共振磁扰动引起的效果相仿。在磁力线追踪程序中引入螺旋电流丝能较好地复现出来磁拓扑所观测到的改变。这为下一代的聚变反应堆（ITER 或 DEMO）提供了一种很有吸引力的手段来优化热负荷分布，并且同时能够抑制或者缓解 ELM 导致的极大的脉冲热负荷和粒子流强。

这项研究由中国国家磁约束聚变科学项目支持，项目序号为 No. 2013GB106003 和 No. 2011GB107001。在这里还要致谢德国亥姆霍兹协会的亥姆霍兹大学青年研究者团体 VH-NG-410。

EAST 托卡马克上共振磁扰动对 ELM 的缓解效果到完全抑制的非线性转换过程

Nonlinear Transition from Mitigation to Suppression of the Edge Localized Mode

with Resonant Magnetic Perturbations in the EAST Tokamak[2]

摘要: 本文呈现了 EAST 托卡马克上如何用共振磁扰动使得 ELM 从被减弱到抑制的非线性转换。这是第一次对射频加热占主导且转速较低的等离子体的 ELM 用共振磁扰动的方法进行抑制。在转化发生之后，边界磁拓扑的改变有两个迹象，线性磁流体动力学和真空的模拟结果等离子体反馈场渐变的相移和骤然的射向偏滤器的三维粒子束流。转换的阈值依赖于共振磁扰动场的磁谱、等离子体自身的旋转及扰动场的幅度。这表明非线性等离子体反馈引起的边界磁拓扑结构改变在用共振磁扰动的手段抑制 ELM 时很重要。

无论是在实验室等离子体物理还是在空间等离子体物理研究中，磁场重联及其导致的拓扑变化在等离子体动力学中都扮演了一个重要角色。通过共振磁扰动所引起的边界随机场，被认为是抑制等离子体边界周期性破裂发生的一种可行手段；这种不稳定性也被称为 ELM，起初在 DIII-D 托卡马克中被观察到。ELM 会对直面等离子体的材料形成瞬态热负荷，并下一代的聚变设备中（如 ITER）的实验中可能使得材料性能下降。等离子体边界压力梯度和电流中储存的自由能，由于边界磁场的随机化而减少，随机场将等离子体引入一个相对于 ELM 更稳定的状态。DIII-D 上成功的实验，激励了其他托卡马克设备运用共振磁扰动以控制 ELM。然而等离子体反馈场往往屏蔽施加的共振磁扰动，并且可能显著降低磁场的随机性，这一机制能否成功应用还需研究。与拓扑结构改变不同，线性的拟剥离模磁流体力学反馈，已经被发现在 ELM 控制中扮演着很重要的角色。非线性的等离子体响应已于 JET 托卡马克中被观测到了。近期，DIII-D 上发现了在 ELM 抑制阶段，施加 $n = 2$ 共振磁扰动场而产生边界磁岛的可能形成机制。然而目前的研究有待进一步完善，ELM 被完全抑制和缓解之间的关键性区别仍不清楚，以及线性和非线性的等离子体反馈在 ELM 抑制上的作用仍有待研究。

这篇快报阐述了第一次对转速较低且射频加热主导的等离子体，以低 n 的共振磁扰动场驱动 ELM 抑制的效果，这可能对于未来聚变设备有着重要价值。这也是第一次 EAST 工作在中等碰撞率状态时观测到 RMP 实现了完全的 ELM 抑制的效果，同时拓展了过去在 DIII-D 和 KSTAR 的所做的抑制 ELM 的结果。目前发现，边界附近的磁岛和超过阈值的磁拓扑改变（考虑等离子体反馈的条件下），两者在 ELM 抑制中起着重要作用，这一发现也揭示了线性和非线性反馈在 ELM 抑制中起到的不同作用。

2014 年 EAST 低场侧安装了两个阵列组成 ($2 \times 8 = 16$) 的一套灵活的腔内

共轭场线圈系统。EAST 团队通过 $n = 1, 2$ 的共振磁扰动，成功地实现了对转速较低且射频加热主导的等离子体中 I 型 ELM 的减弱及完全抑制。

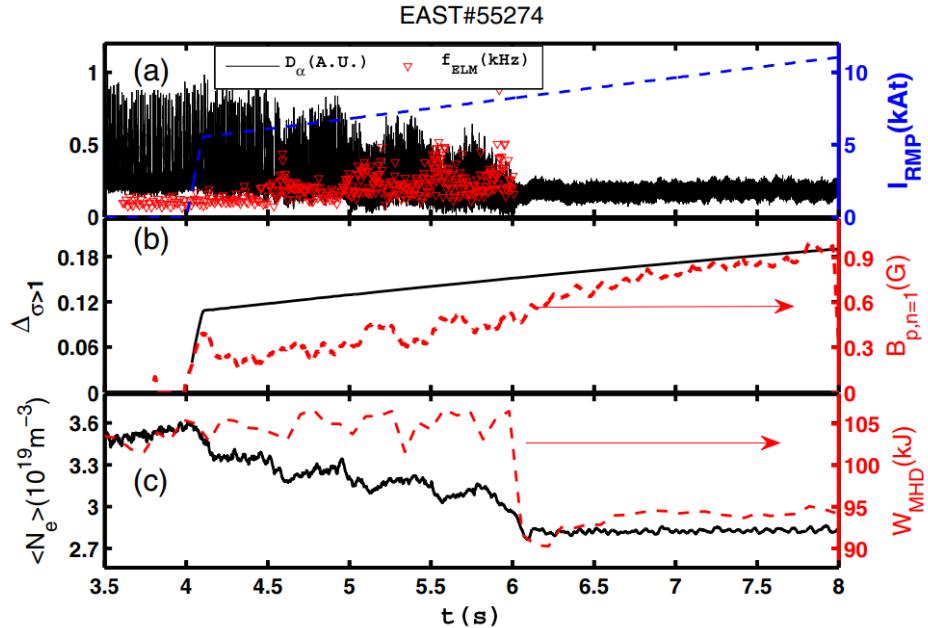


图 1 EAST 55274 序号实验的各参数时间序列 (a) D_α (实线), ELM 频率 (三角形) 和 I_{RMP_s} (虚线) (b) $\Delta_{\sigma>1}$ (实线) 和 $n = 1$ 反馈极向场幅度 (虚线) (c) 电子密度 (实线) 和等离子体储能 (虚线)

EAST 中观测到, $n = 1$ 的共振磁扰动场, 强度超过阈值时具有对纯射频加热的等离子体 ELM 彻底抑制的效果。图 1 显示 EAST 实验序号 55274 中, $n = 1$ RMP 线圈电流缓慢上升过程中 ELM 的表现。低杂波电流驱动 $P_{LHCD} = 3 \text{ MW}$ 和离子回旋共振加热 $P_{ICRF} = 1.4 \text{ MW}$ 提供恒定的外部加热功率。X 射线晶体成像技术 (XCIS) 测量得到等离子体环向上绕中心自旋的速度非常接近于 0, ($<4 \text{ krad s}^{-1}$)。环向磁感应强度为 $B_T = 2.25 \text{ T}$, 在边界 95% 的归一化极向磁通处的安全因子 $q_{95} \approx 5.7$, 等离子体电流等于 $I_p = 0.45 \text{ MA}$, 归一化贝塔参数 $\beta_N \approx 0.8$, 以及归一化的 (相对于粒子轨道的碰撞或输运频率) 碰撞率在基台顶部约等于 $\nu_{*,ped} \sim 1$ 。如图 1 所示, RMP 线圈电流升到 $8 \text{ kA} \cdot \text{turns}$ 之前 (6 s), 电子密度呈阶梯状下降并且 ELM 发生频率升高; 而在 $t = 6 \text{ s}$ 在此之后 ELM 被完全地抑制住了。真空模拟中磁岛重叠处的宽度, 如图 1(b) 黑实线, $\Delta_{\sigma>1} = 1 - \hat{\psi}_p^{1/2}|_{\sigma=1}$, 此处 σ 为 Chirikov 参数表征磁岛是否重叠而 $\hat{\psi}_p$ 指归一化之后的极向磁通。等离子体反馈在 ELM 的缓解和抑制两阶段起到的作用有着显著的不同。等离子体反馈场 $n = 1$ 分量的幅度在实验中观测到的值可见图 1(b)

红实线。在完全抑制之前，电子密度呈阶梯状的下降趋势而 ELM 频率有所增长，其原因可能是由于不同谐波分量有着不同的穿透阈值，说明（考虑等离子体反馈后的）磁拓扑结构改变的程度在最终的 ELM 抑制中非常重要。这激励团队对 ELM 在被缓解和抑制之间的转化过程进一步细致研究。

通过扫描托卡马克上下沿磁共振线圈的相位差 $\delta\phi_{UL}$ ，或者是等效的共轭分量场强，观察到了 ELM 减弱和抑制之间的转化。图 2 展示了实验序号 55272 中操控 RMP 线圈对 ELM 的控制，连续扫描 $\delta\phi_{UL}$ ，如图 2 (b) 红线所示。通过以 $f = 0.5 \text{ Hz}$ 的频率旋转下沿线圈电流，并且保持上沿线圈电流稳定，幅值恒定 $I_{RMP} = 10 \text{ kA} \cdot \text{turns}$ ，如图 2 (a) 中红虚线。该目标等离子体 ELM 的频率大致为 100 Hz 与实验序号 55274 类似，除了加热手段上的略微不同，如有着 0.7 MW 的逆电流中性束注入而没有离子回旋共振加热。它仍然是射频加热主导的等离子体。 $\delta\phi_{UL}$ 变化的两个阶段中，电子密度（图 2(c) 实线）和 ELM 频率（图 2(b) 三角形）变化的可重复性相当好，如图 4(a) 和 4(b)。总的来说， $\delta\phi_{UL}$ 的变化可以分为两个阶段。在第一个阶段， $t \in [4, 4.3] \text{ s} \cup [6, 6.3] \text{ s}$ 对应于 $\delta\phi_{UL} \in [0, 50]^\circ$ ，此时有强烈粒子流溢出、ELM 缓解以及 ELM 频率增大为原来的 5-10 倍左右。阶段二 $t \in [4.3, 4.7] \text{ s} \cup [6.3, 6.7] \text{ s}$ 对应于 $\delta\phi_{UL} \in [50, 120]^\circ$ ，在一个突兀的电子密度下滑之后 ELM 被完全地抑制住了。到 $\delta\phi_{UL} \in [120, 360]^\circ$ ，ELM 从被完全抑制的第二阶段突然转化为第三阶段，等离子体密度泵出和缓解 ELM 的作用都变得相当弱且稳定了。电子密度和温度分布的变化在图 2 (f) 和 (g) 中有所展示。从中可以看出在 RMP 的作用期间，电子密度下降但温度上升。等离子体能量约束在缓解 ELM 时相比没有启动 RMP 时有了些许的改善，储存能量更多但密度更低。与缓解 ELM 相比，完全地抑制 ELM 会有更强的密度泵出效应，且边界基台温度会轻微下降，从 ELM 的缓解到完全抑制，能量约束下降了大约 10%。

ELM 控制对磁谱的依赖性表明，共振磁扰动场需要达到必要的阈值才能抑制 ELM。和在 DIII-D 中观测到的类似，ELM 抑制最合适的相位差，和线性磁流体模拟程序 MARS-F 得到的共振峰值接近 ($\approx 75^\circ$)，而与真空条件 MARS-F 计算出来的共振峰值计算 ($\approx 356^\circ$) 不吻合。然而，EAST 上等离子体密度的时间演化和 DIII-D 上完全不同，DIII-D 上在 $\delta\Phi_{UL}$ 相位差扫描时等离子体密度抽出。并且磁刹车如同三角函数一个变化，显示出等离子体动理学特性的线性反馈。实验测量结果清晰地表明 ELM 减弱和抑制之间的转换，存在着非线性等离子体反馈的作用以及非线性转换和分歧过程，如图 3 和 4 所示。EAST 团队运用低场侧遍布环向各角度的极向磁场传感器（如图 3 所示）来观测等离子体反馈

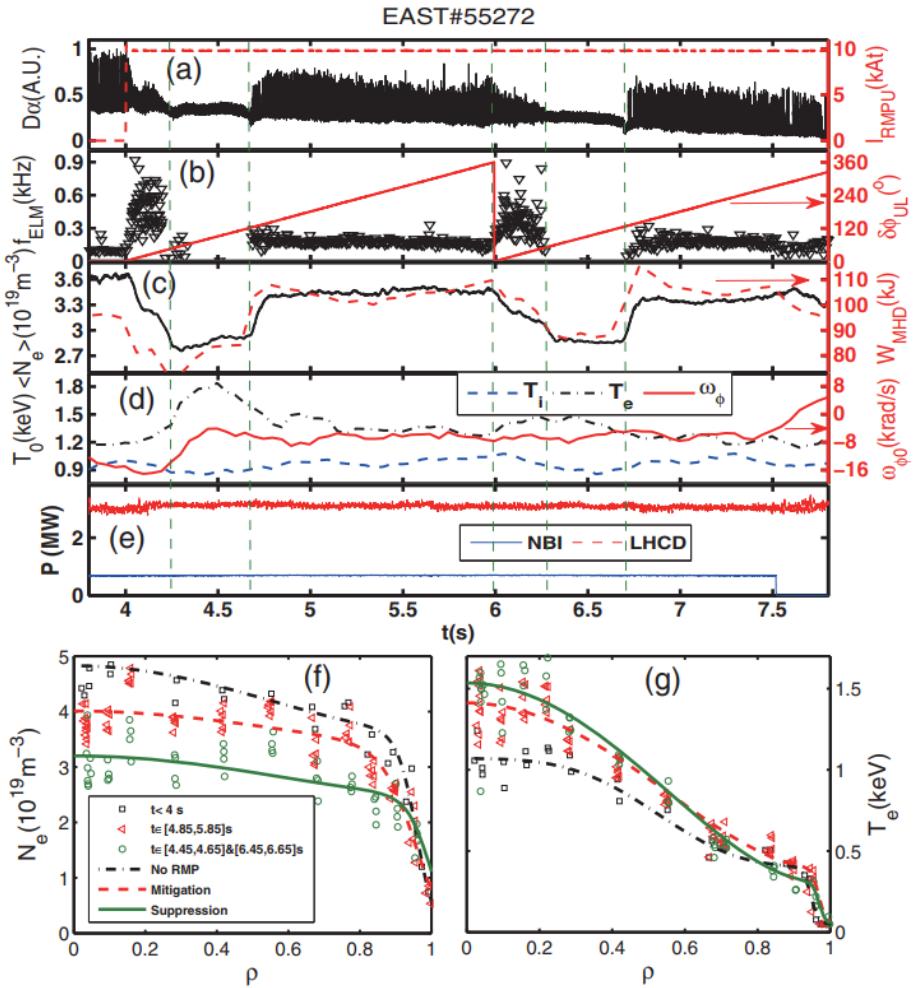


图 2 EAST 实验序号 55272 一些参数的时间序列: (a) D_α 实线和 RMPs 线圈电流 I_{RMPs} 虚线; (b) ELM 频率 (三角形) 和 $\delta\phi_{UL}$ 实线; (c) 电子密度为实线, 等离子体储能为实线; (d) 电子和离子的温度分别为点划线和虚线, 近核心处环向旋转 (实线); (e) NBI 功率为实线而 LHCD 功率为虚线。下面两子图为径向分布, (f) 电子密度和 (g) 温度, 点划线表示无 RMP 作用的时候, 虚线和实线分别表示 RMP 起缓解和抑制作用的时候

场的演化是。通过反馈场的 Fourier 分解得出其主要的分量是 $n = 1$ 的谐频分量。MARS-F 程序从等离子体反馈场中模拟出扰动场, 在图 3(c) 中可以看出其较好地重现了总体的趋势, 只有些许的不一样。实验序号 55272 在 3.9 s 的平衡态被用于这里展示的模拟, 这是因为等离子体反馈场的预估, 并不因有或者没有共振磁扰动导致的 ELM 抑制的磁场平衡态而产生显著的差异。然而, $n = 1$ 反馈场的相位对 $\delta\Phi_{UL}$ 的依赖关系 (如图 4(c)) 明确地表征了 ELM 减弱和抑制之间的非线性特性。弱 ELM 减弱阶段 (III), $\delta\Phi_{UL} \in [120, 360]^\circ$, 测量到的 $n = 1$ 反馈场和线性磁流体反馈相吻合, 而在 ELM 抑制阶段 (II) $\delta\Phi_{UL} \in [50, 120]^\circ$, 它显著地偏离了线性的磁流体反馈却跟真空的更符合。这表明共振磁扰动在 ELM

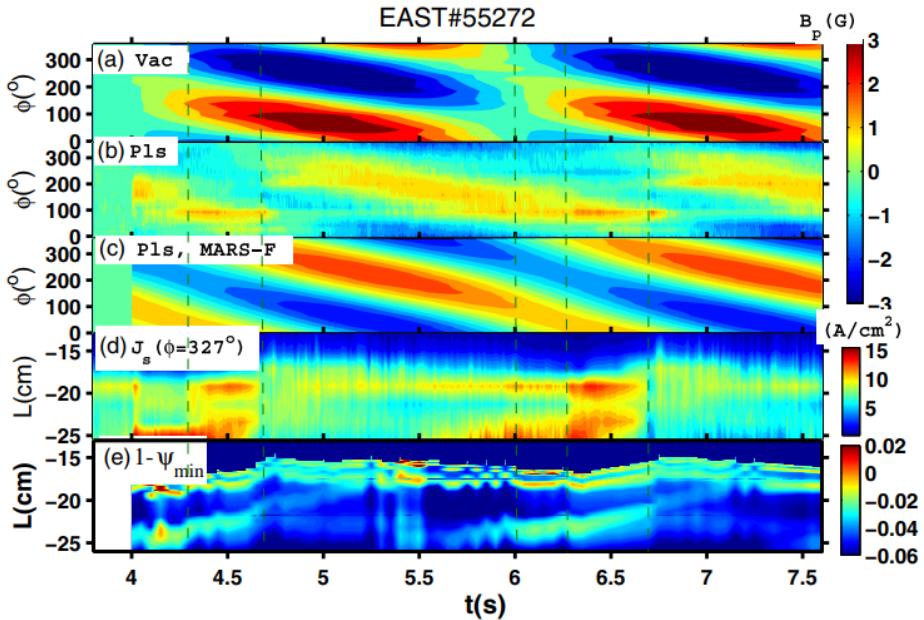


图 3 EAST 实验序号为 55272 的扰动场时间演化的等值线图: (a) 从 RMP 真空场中贡献的; (b) 测量到的等离子体反馈; (c) MARS-F 模拟环向分布的磁传感器得到的等离子体反馈; (d) 上沿偏滤器 $\phi = 327^\circ$ 处的 Langmuir 探针极向阵列测量得到的粒子流强随时间的变化; (e) 模拟的最深的连接上沿偏滤器的极向磁通

缓解状态被等离子体屏蔽掉了, 到抑制状态却能够穿透进去。这是因为穿透的共振分量和真空中的一样有相同的相位; 而根据过去的非线性模拟, 屏蔽场相对于真空有一个相位偏移。这意味着为了达到 ELM 抑制状态, 磁场穿透的发生是必需的, 而这不能通过线性的模拟解释。这有可能解释 DIII-D 中测量得到的反馈场和 MARS-F 模拟结果的类似的差异。和 DIII-D 中观测到 ELM 抑制时的磁场穿透特性不一样的是, EAST 上穿透场的环向模数和真空施加的是一样的。

在 ELM 被减弱到完全抑制的转换过程中, 反馈场的相位逐渐地和真空中的不断逼近, 如图 4(c) 所示。这表明不同模式的场依次穿透, 边界拓扑变化在这一阶段渐渐剧烈起来。对于不同模式来说穿透的阈值可能是不一样的。这个转化过程中可能有多种谐频分量依次穿透, 这可以解释 55274 实验中, 在完全抑制 ELM 之前的 RMP 线圈电流上升时, 电子密度和 ELM 频率的阶梯状变化的现象, 如图 1。从而边界拓扑改变的剧烈程度随着总的扰动场幅度增强而增强, 这包括了等离子体反馈和它导致的 ELM 抑制。从抑制 ELM (阶段 II) 到轻微减弱 ELM (阶段 III) 的骤然反向转换表明这些共轭模式又几乎同时被屏蔽掉了; 与此同时, 总的 RMP 场强度低于某个阈值之后, 磁场的三维结构消失了,。

在 ELM 抑制阶段, 粒子流受共振磁扰动影响而在偏滤器上打击点的分裂,

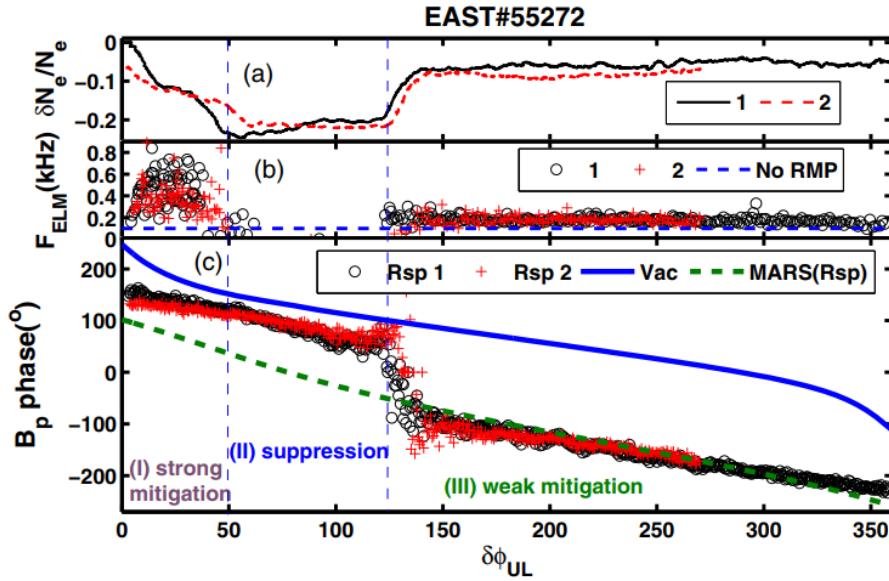


图 4 一些变量受 $\delta\phi_{UL}$ 影响的散点和折线图: (a) 等离子体密度; (b) ELM 频率; (c) 测量得到的 $n = 1$ 反馈场分量的相位 (圆圈和加号分别表示第一阶段和第二阶段) 及真空场模拟 (实线) 和线性 MHD 响应 (虚线)

和边界拓扑结构的变化相互佐证。在 DIII-D 上的 L-mode 等离子体, 只有在等离子体屏蔽效应退去的时候, 才能观测到三维的打击点分布。当共振磁扰动场强度超过阈值时, MAST 上 L-mode 等离子体出现粒子流和热负荷在偏滤器上的三维分布现象, 总是伴随着突然的热流增强和等离子体密度减弱, 这表明存在边界随机场, 并已在 MAST 的 L-mode 等离子体中被观测到了。这种分裂模式在 ELM 被较强缓解和抑制的阶段, 用一个上偏滤器 $\Phi = 327^\circ$ 处极向排列的兰缪探针阵列观测到了。其结果如图 3(d), 这和真空近似下的三维模拟得到的打击点 (图 3(e)) 结果是相吻合的。在这些阶段显著的粒子流强增加, 也表明了场的穿透和磁拓扑结构改变, 该实验为下单零位型, 两个分界面之间的距离 $d_{rsep} \approx 1 \text{ cm}$, 这再一次证明了 ELM 抑制阶段存在边界磁拓扑的改变。从 ELM 被缓解到完全抑制的片刻, 等离子体会突兀地加快边界垂直转动, 再一次佐证 ELM 完全抑制时边界拓扑改变的重要性。外沿边界的加速旋转是边界随机场形成的重要迹象。图 5 显示了在两次实验 56365 和 56366 中, 对 ELM 控制效果的对比, 它们有着相同的 RMP 线圈参数和目标等离子体, $B_T = 1.7 \text{ T}$, $I_p = 0.45 \text{ MA}$, $\beta_N \approx 1.5$ 和 $q_{95} \approx 4.5$ 。除了 56365 号实验中顺电流中性束功率 2 MW 在 $t \approx 3.6 \text{ s}$ 降到 1.2 MW, 见图 5(b)。图 5(a) 中显示, 在这两次实验上都施加了步进式改变基准相位的 RMP 线圈参数, 相位逐渐改变 $[315, 225, 15, 45]^\circ$ 而电流恒定 $I_{n=2} = 14 \text{ kA turns}$ 且 $\delta\Phi_{UL} = 270^\circ$ 。

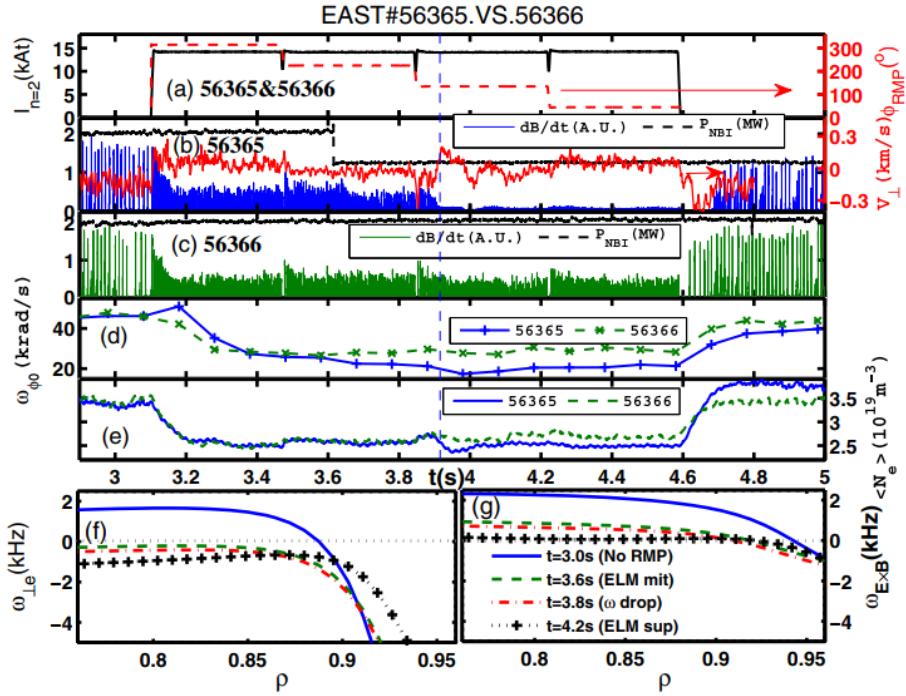


图 5 一些参数的时间序列 (a) 幅度 (实线) 和相位 (虚线) $n = 2$ RMP 线圈电流, EAST 实验序号 56365 和 56366 (b) dB/dt 实线, NBI 功率虚线和边界垂直转动为红线, EAST 实验序号 56365 (c) dB/dt 实线, NBI 功率虚线和边界垂直转动为红线, EAST 实验序号 56366 (d) 在核心周围环向转动频率 (e) 电子密度。下面两小图为一些变量的径向分布, (f) $\omega_{e\perp}$ 和 (g) ω_{ExB} 在 $t = 3.0$ s, 3.6 s, 3.8 s 和 4.2 s EAST 实验序号 56365

这两次实验均观测到了, 在 RMP 线圈工作之后的 ELM 被强烈缓解的阶段, ELM 频率大概变为了原来的 5 倍。在 56365 号实验中, 由于中性束注入功率的不断降低 3.6 s 等离子体转动缓慢减速, 在一次短促的边界垂直旋转加速之后 $t \approx 3.9$ s 形成了对 ELM 的完全抑制。Mirnov 信号 dB/dt 被用来作为测量 ELM 破裂的手段, 因为它在 ELM 被强缓解的阶段对小 ELM 破裂更加敏感。如图 5(b) 所示, 在 RMP 线圈施加之后, 多普勒反散射系统立即观测到了边界垂直旋转的骤然加速, 表明了边界拓扑结构的改变。而图 5(f)、5(g) 展示了 RMP 线圈作用后, 旋转急停导致了电子流体垂直旋转角速度 $\omega_{e\perp}$, 及 $\vec{E} \times \vec{B}$ 对应的 ω_{ExB} 在基座顶部变得非常接近于 0。根据近期的等离子体反馈理论和模拟结果, 在基座顶部附近 ($\omega_{e\perp} \approx 0$ 处) 的共振磁扰动分量可能穿透了。在 ELM 被抑制时, 基座顶部处 $\rho \approx 0.9$ 的 $\omega_{e\perp}$ 进一步接近于 0, 且 ω_{ExB} 在 $\rho = 0.92$ 以内分布相当平坦。更多的模式可能会穿透进等离子体, 促成了最终的 ELM 抑制效果。以上论述表明强烈减弱 ELM 的效果和扰动场穿透及边界拓扑结构的改变是相关联的, 并且最

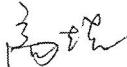
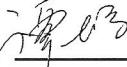
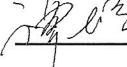
终到 ELM 完全抑制阶段的转换需要边界拓扑变化达到一定的剧烈程度。

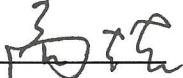
总的来说，EAST 托卡马克中观测到了， $n = 1, 2$ 的共振磁扰动驱动 ELM 被缓解到完全抑制的非线性转化的迹象。实验中发现了对低速旋转、射频加热为主导的等离子体，低 n 的共振磁扰动场有着抑制 ELM 的效果，这可能对于未来的聚变设备有潜在的重要价值。线性的磁流体模拟结果揭示了所需要的共振磁扰动场强度（需考虑等离子体反馈，而不仅仅是真空情况），从而可以据此优化设计适合抑制 ELM 的线圈位型。从 ELM 缓解到抑制的过程中，反馈场的相位逐渐地偏离线性磁流体模拟预测，而更接近于真空计算结果。这表明不同的谐频分量依次穿透进等离子体，并且边界拓扑变化的程度在此过程中不断加深。这也解释了在达到 ELM 抑制之前，RMP 线圈电流不断抬升的过程中，观测到的电子密度和 ELM 频率阶梯状的变化。偏滤器上打击点分裂和粒子流强的突然增长说明 ELM 抑制阶段存在边界拓扑改变现象。另外，边界垂直旋转的急剧加速触发了从 ELM 缓解到抑制的转化，并且也表明存在着边界拓扑结构改变的阈值，到了便会完全抑制 ELM。然而，模拟等离子体对共振磁扰动的非线性响应仍然是一个巨大的困难。未来更多的研究工作将会投入到理解非线性等离子体响应中，特别是对于其中转换和分歧的关键问题。

这项工作受到中国国家自然科学基金会的支持，项目序号为 No. 11475224 和 No. 11205199；同时还受到中国国家磁约束聚变科学计划支持，项目序号为 No. 2013 GB102000, No. 2013 GB106003B 和 No. 2012 GB105000.

综合论文训练记录表

学生姓名	魏文鉴		学号	2016011698	班级	工物 60
论文题目	三维扰动场对等离子体边界磁拓扑影响的协同优化模拟					
主要内容以及进度安排	<p>2 月份开始阅读相关文献对扰动场如何抑制或者削弱边界局域模的发生有所了解。与等离子体所的师兄接洽熟悉 ERGOS 的程序原理，以及了解计算边界磁拓扑相关要素的技术。</p> <p>3 月份开始进行对各类涉及的线圈线型几何数据的处理，ERGOS 原本对每一线圈进行单独处理，产生其作用在等离子体上的场，在应用过程中发现 ERGOS 有许多不适合并行的多扰动场协同的缺陷，于是开始了从 Matlab 到 Python 完全的改写。且由于多扰动场的磁谱计算不可避免地涉及到磁谱中多种环向模数的磁谱分量，4-5 月份对相关方程及数据做对应的调整和并行上的优化。</p> <p>6 月份，协同模拟研究结果表明，各线圈产生的磁谱特点不尽相同，高 m 线圈单个和 RMP 线圈之间磁通大小不匹配，RMP 磁谱主要集中在其设计模数上，和带状的螺旋电流丝扰动场相区别，品质因子贡献往往由螺旋电流丝占主导。另外完成了磁力线扩散模块，以研究粒子流到靶板上的热负荷优化。</p>					
	指导教师签字: 					
	考核组组长签字: 					
	2020 年 2 月 28 日					
中期考核意见	<p>论文工作按计划进行，继续保持。</p>					
	考核组组长签字: 					
	2020 年 4 月 10 日					

指导教师评语	<p>论文对 EAST 上共振磁扰动线圈、高极向模式线圈、低杂波驱动的螺旋电流丝三种扰动场在等离子体边界形成的磁拓扑结构进行了分析，对三种扰动场的优化、协同及其对第一壁热和粒子负荷分布的影响进行了初步研究。论文工作量充足，为未来深入研究工作奠定了基础。</p> <p>指导教师签字: </p> <p>2020年6月10日</p>
评阅教师评语	<p>论文研究了 EAST 托卡马克的 RMP 线圈在等离子体边界形成的磁场结构，及其与低杂波天线等类似结构的异同，取得了阶段性的成果。</p> <p>评阅教师签字: </p> <p>2020年6月11日</p>
答辩小组评语	<p>论文按照计划完成，达到了预期目标，得到了主要的磁场结构。</p> <p>答辩小组组长签字: </p> <p>2020年6月10日</p>

总成绩: B⁺
 教学负责人签字: 

2020年6月15日