一种用于同时监测射频等离子体涨落和低频湍流的新型多普勒背向散射

S. Chowdhury[1, a)]、N. A. Crocker[1], W. A. Peebles[1], T. L. Rhodes[1], L. Zeng[1], B. Van Compernolle[2],M.

[1]加利福尼亚大学洛杉矶分校物理与天文学系，美国加利福尼亚州 90098[2]通用原子公司，美国加利福尼亚州圣迭戈，邮政信箱 85608，邮编 92186-5608[3]橡树岭国家实验室，美国田纳西州橡树岭

a) 通讯作者： schowdhury@physics.ucla.edu。

（提交 XXXXX；收到 XXXXX；接受 XXXXX；在线发表 XXXXX）（此处日期由编辑部提供）

我们开发并优化了一种新型正交多普勒背向散射（DBS）系统，可在DIII-D等离子体中使用O模或X模偏振，工作于E波段（60-90GHz）。通常，DBS测量密度涨落的振幅及其在实验室参考系中的速度。该系统可同时监测低频湍流（f < 10MHz）和射频等离子体密度涨落，频率范围可选（20-500 MHz）。我们利用可调频率下变频系统，展示了对离子回旋频率低次谐波（例如，$2f_{ci}$~23MHz）以及外部驱动的高频螺旋波（f = 476MHz）涨落的探测能力。重要的是，这一系统将DBS的应用扩展至高频谱域，同时保留了湍流和流速测量的重要功能。该系统具有低相位噪声、良好的时间分辨率（亚毫秒）以及出色的波数覆盖范围（k_θ ~ 1-20cm^{-1} 和k_r ~ 20-30cm^{-1}）。作为示例，本文展示了DIII-D等离子体内部局域测量结果，包括湍流（f≤5MHz）、阿尔fvén波（f~6.5MHz）、离子回旋波（f≥20MHz），以及外部高功率476兆赫螺旋波天线驱动的476MHz附近涨落。未来，螺旋波测量将用于验证GENRAY和AORSA建模工具，以预测新近安装于DIII-D的螺旋波电流驱动系统中的螺旋波传播、吸收和电流驱动位置。

I. 引言

多普勒背向散射（DBS）[1-4] 是一种非侵入式主动

置）．因此．DBS技术探测具有特定波数的涨落．k_r

多普勒反射计能够对边缘和芯部等离子体进行高分辨

。

多种等离子体现象，例如低约束模到高约束模（L-H）

系统性能广的信号频率范围 f~0–500 兆赫内。第四节

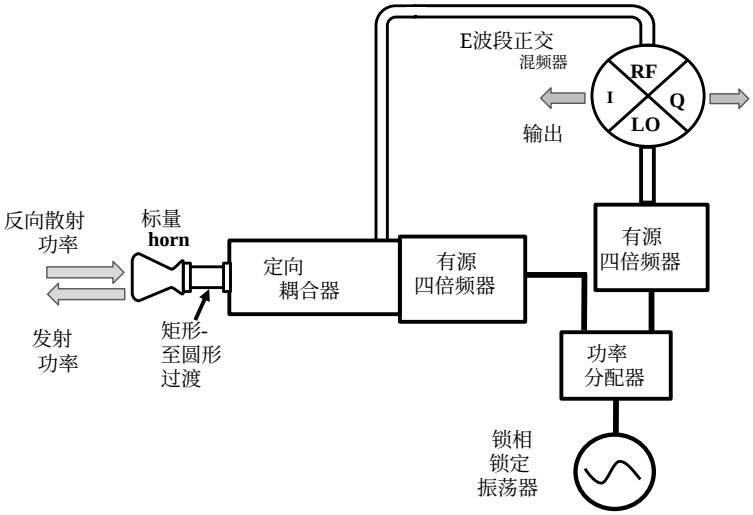

图 1. 毫米波探测光束产生与多普勒背散射测量电路。

为应用于DIII-D[12-15]托卡马克的E波段频率范围（

II. 系统设计

新型多普勒反射计系统的核心是图 1 所示的毫米波电

第二节介绍系统设计的详细内容。第三节介绍实验室测

解调后的输出提供同相（I）和正交（Q）信息，可据

接地，以尽量减少因本地拾取低频电磁干扰而造成的信号污染。

对于最初的 DIII-D 等离子体测试，接收电路（图 2）的设

正交混频器的输出由两种不同的接收电路（图 2 和图 3）之

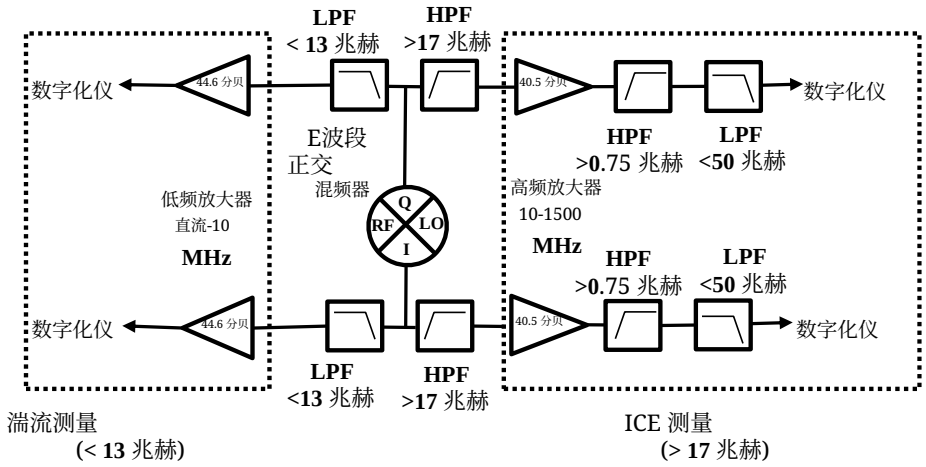

图 2. 用于低频（LF）和高频（HF）涨落的多普勒背散射接收电子设备。

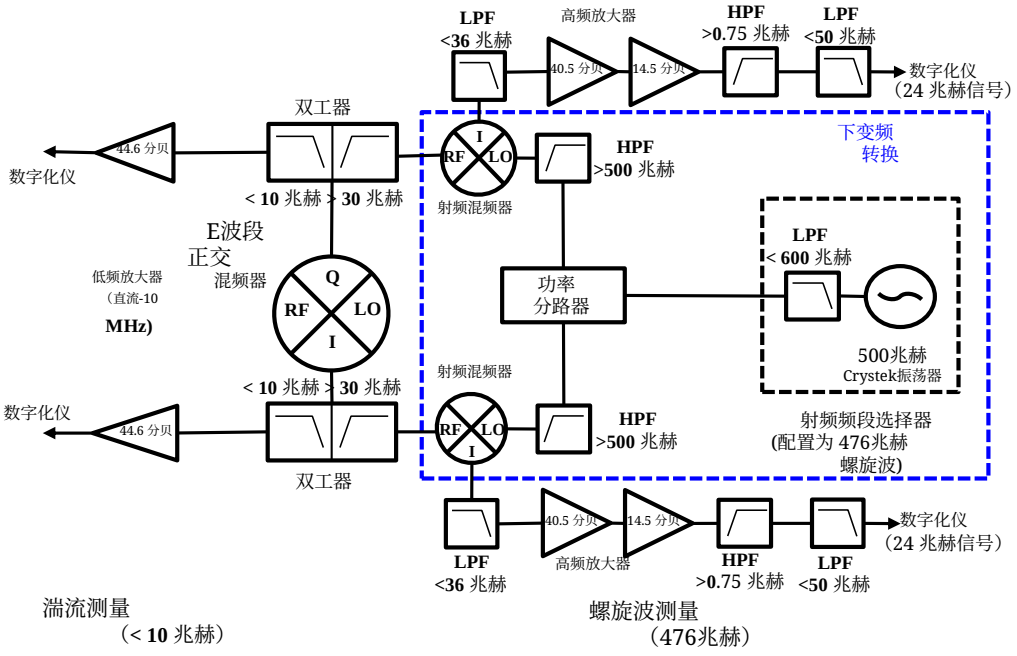

图 3. 用于在螺旋波频率范围内（f = 476 兆赫）测量高频涨落的下变频接收电路。500兆赫晶体和射频混频器（安装在毫米波混频器附近）将检测到的高频涨落下变频至较低频段（从 476兆赫降至 24 MHz）。

第三节所 प्रस्तुत的结果。对于两种接收电路，所有有

如图 2 所示，正交混频器的输出信号（I 和 Q）分别通过低

20+，分别采用了这两种滤波器。两者各自的 3 dB 截止

为防止不需要的476兆赫拾取信号进入下变频射频混

该系统先在实验室中进行测试，随后安装到 DIII-D 托

为测量 476兆赫螺旋波，接收电路按图 3 所示进

如上所述，图 3 所示的下变频接收机可轻松改装，

如图3所示，双工器（Mini-Circuits 型号

在实验室测试中，如图 1 所示，使用标量喇叭天线

相位（ϕ）分别由 $I = A\cos(\phi)$ 和 $Q = A\sin(\phi)$ 关联。 CPS接口通过一系列准光学元件，将标量喇叭天线

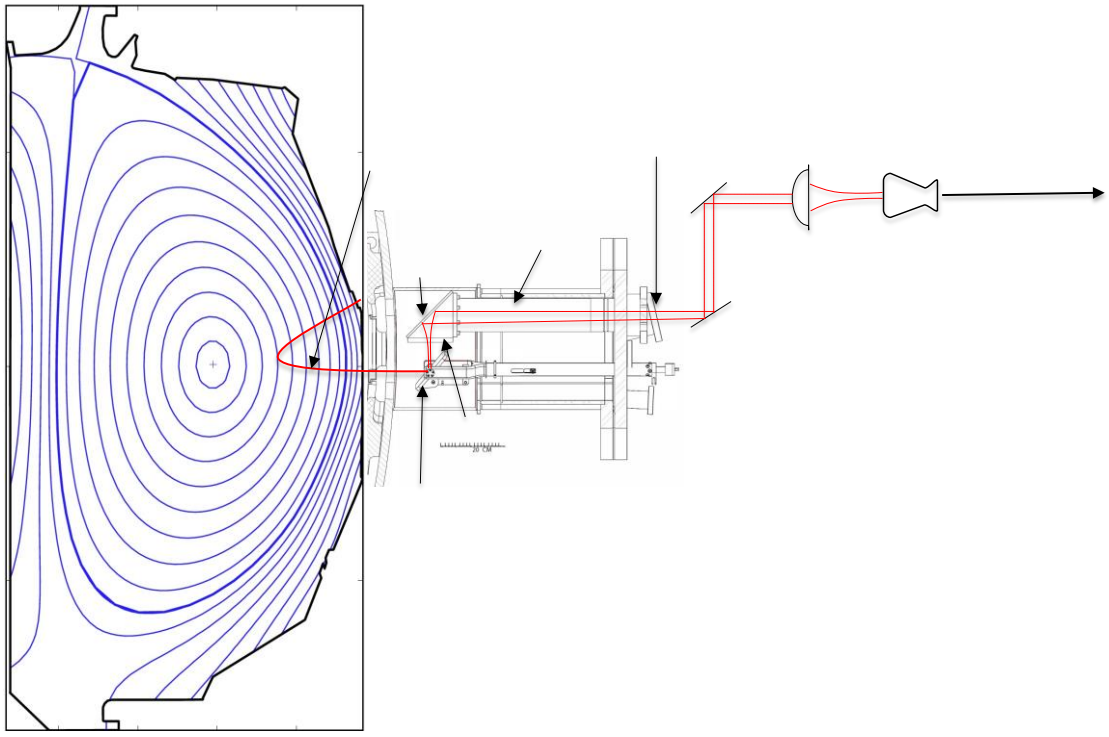

图4。在低场侧中平面附近安装于DIII-D上的多普勒反射计，借用了现有的V波段交叉偏振光学系统[20-22]。采用从E → V到波导的转换装置进行63或72 GHz微波发射。使用一个准直非球面透镜（由HDPE制成）和两块平面反射镜组成的组合，将波束准直至真空内准光学系统。真空内准光学系统主要包括一段长3.5英寸的波纹波导、45^0 平面反射镜、金属透镜以及用于波束转向的可转向平面反射镜。真空中的该反射镜上安装了一个双轴电动系统，可远程驱动反射镜，使其在不同的极向角和环向角上转向，以瞄准不同的截止位置。随后，等离子体后向散射信号通过同一个标量喇叭天线收集，最终传输至接收电子设备。使用偏振器（图中未显示）选择发射的多普勒反射计波束采用X/O 模偏振中的哪一种。左侧显示了一组蓝色等高线，表示由等离子体面对材料表面所包围的磁通面。等离子体主要约束在闭合磁通面区域内，并略微延伸至最后闭合磁通面之外的区域，该区域称为刮削层（SOL）。红线表示多普勒反射计系统的典型毫米波束轨迹。

对于第三节所述的 DIII-D 测试结果，该系统安装 截止层处的波数范围为 $k_\theta \sim 1\text{-}20 cm^{-1}$，而环向转向可使

散射的等离子体涨落。通常，$\omega_i \approx \omega_s \gg \omega_{\tilde{x}}$、

在截止层处探测的波数为 2.3cm^{-1}，对应于 $\rho \approx 0.7$。

CPS接口具备在X模偏振和O模偏振之间切换的功

III. 系统性能与初始等离子体测量

多普勒反射计系统安装在DIII-D托卡马克上，通过

使用图2所示的非下变频接收电路进行的初步测试，

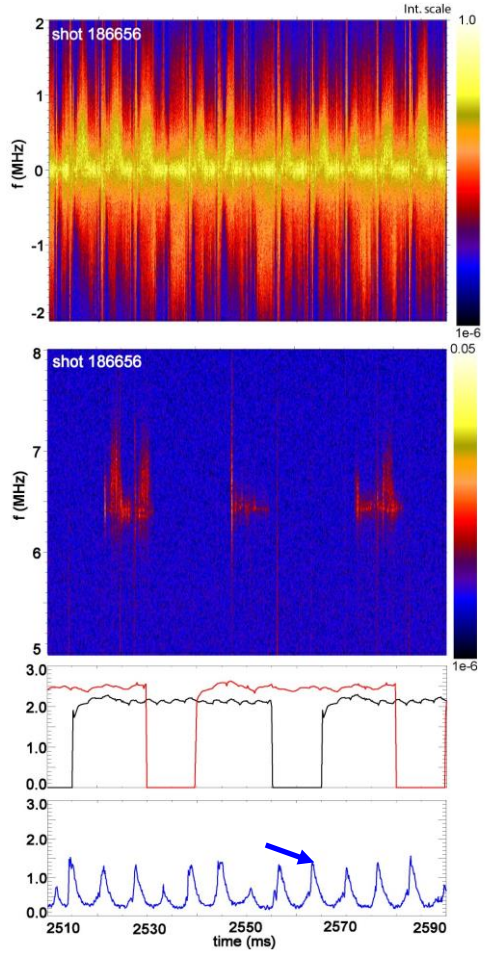

图 5. 图 (a) 和 (b) 分别展示了图 2 所示接收电路中低频信号正交谱的两个不同频段。该电路使用 15.75 GHz DRO 作为低频源，以 O模偏振发射 63 GHz毫米波。(a) 频段 f = -2兆赫至 +2兆赫内的低频湍流；(b) 频段 f = 5 至 8兆赫内、频率为 6.5 兆赫的高频 CAE/GAE 模。(c) 两束不同同向注入束的注入束功率（$P_{NB,\ 30L}$ 和 $P_{NB,\ 30L}$）；(d) D_α 光发射。D_α 中的跃变对应边缘局域模。图 (a) 中的湍流谱显示出与边缘局域模相关的调制，而图 (b) 中的 CAE/GAE 模则出现在两束束流同时以满功率注入期间（延迟 ~6 毫秒后）。

对于散射测量，正交电场与 $\tilde{n}$ 成正比。图 5a 显示了频

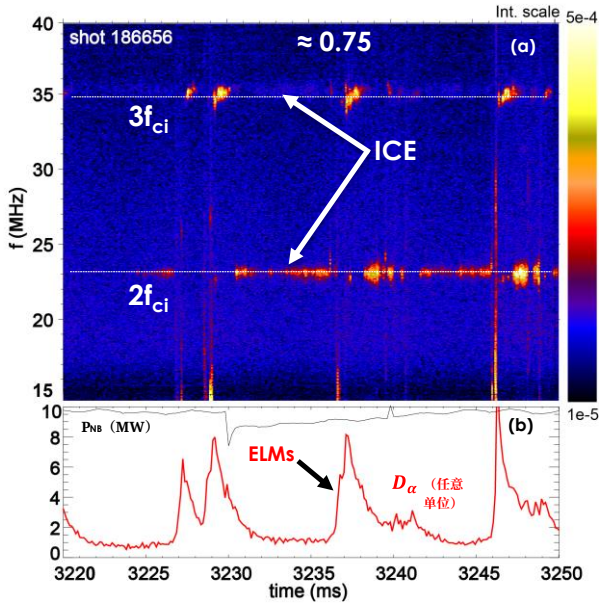

图 6. (a) 使用与图 2 相同的接收电路测得的高频信号正交谱；采用 15.75 GHz DRO 作为低频源，以 X模偏振发射 63 GHz毫米波。(b) 注入束功率总量（P_{NB}）和 D_α 光学发射。D_α 中的跃变对应边缘局域模。在 (a) 面板的频谱中可以看到与边缘局域模相关的宽带爆发，以及边缘局域模对离子回旋发射的调制。

在毫米波截止点处的离子回旋频率。图 5a 中的湍流呈

长波长高频模产生的辐射（或湍流本身的辐射），如文

同一放电后期（炮号186656，t =3200 – 3250毫

为后续在 DIII-D 中进行测试，采用图 3 所示的下

以ICE作为目标波进行了测试。对于采用束流加热（~7

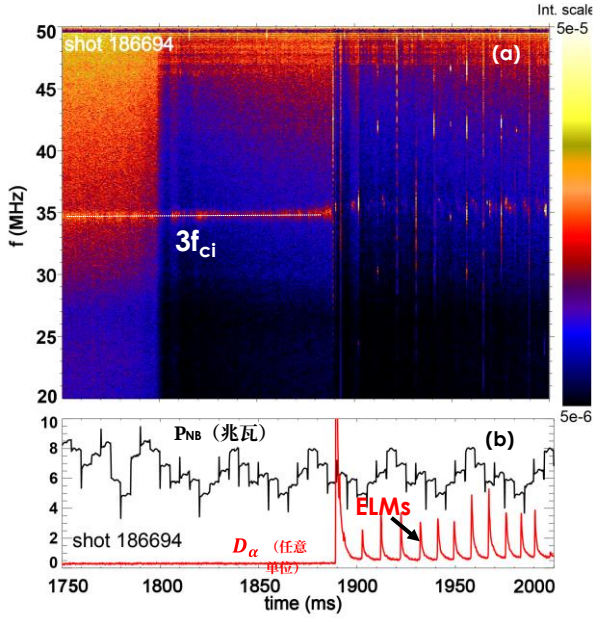

图7。（a）高频通道的密度等值图中的正交谱（$\log_{10}$ñ 标度）显示了3rd 次谐波边缘ICE（ρ ~ 0.95）。（b）注入功率为P_{NB} ~ 7兆瓦的中性束，边缘局域模在~1890毫秒处出现。多普勒反射计毫米波电路采用频率下变频（如图3所述），并使用50兆赫晶体测试离子回旋发射灵敏度。由于边缘局域模对快离子输运的影响，ICE谐波在t ~ 1890毫秒后消失。

等离子体边缘处的ρ ~ 1，而~ 65.5 MHz则对应于等离

完成对经ICE改装的下变频接收机的测试后，将接

图8显示了 L 模等离子体的测量结果，其中n_e~$2\times10^{13}cm^{-3}$ 注

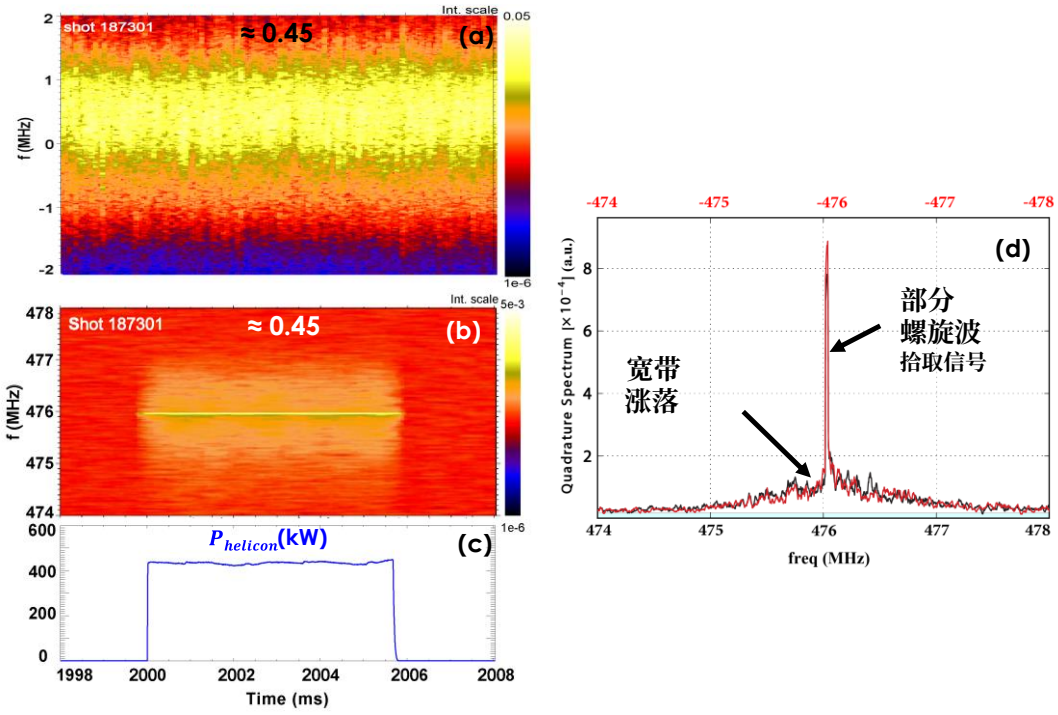

图 8. DBS 在 L 模等离子体中进行高功率（~450kW）螺旋波注入时，观测到宽带螺旋波涨落。系统采用下变频方案，使用 500兆赫晶体（如图 3 所示）将 476兆赫螺旋波涨落下变频至较低频率（24兆赫）。图中以对数刻度显示正交电场谱的等高线

10 - 标度显示了 (a) 多普勒频移后的湍流（f_D ~ 600千赫）和 (b) 螺旋波频率附近的高频涨落，包括螺旋波频率（476兆赫）处的尖峰（部分由拾取信号造成），以及 476 兆赫附近数兆赫宽频带内的宽带涨落。[(a) 和 (b) 的内部标度相差一个任意因子。] (c) 螺旋波功率随时间的变化。(d) 高频正交谱正、负频率侧的叠加图（t=2001毫秒）。

功率（图8c）。多普勒反射计系统采用转向方式，对截止层

图 8(b) 显示了对高频段螺旋波涨落的同步测量结果。

2

宽带涨落源于对等离子体中高频密度涨落（$\tilde{n}$）的

比较高频正交谱正、负两侧的宽带涨落（例如图 8d 中 t

第二种过程是，如果等离子体波满足波数的布拉格散射

相比之下，对于 2nd 过程，即等离子体波的直接后

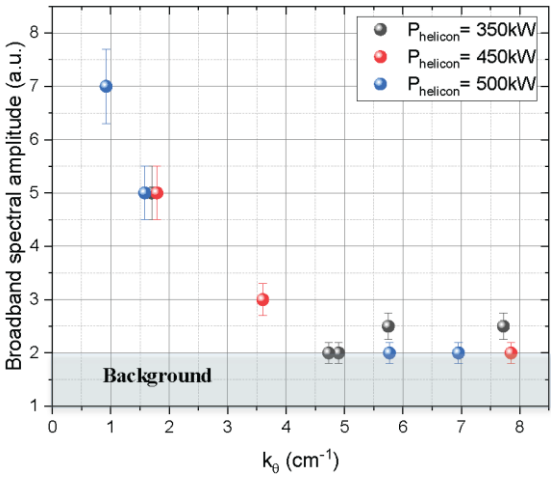

图 9. 仅在低k_θ 时观察到螺旋波频率附近的宽带涨落振幅，即对于 L 模等离子体，在较低散射角（距法向入射± 5⁰ 以内）时。

来自等离子体波的入射毫米波，频率接近

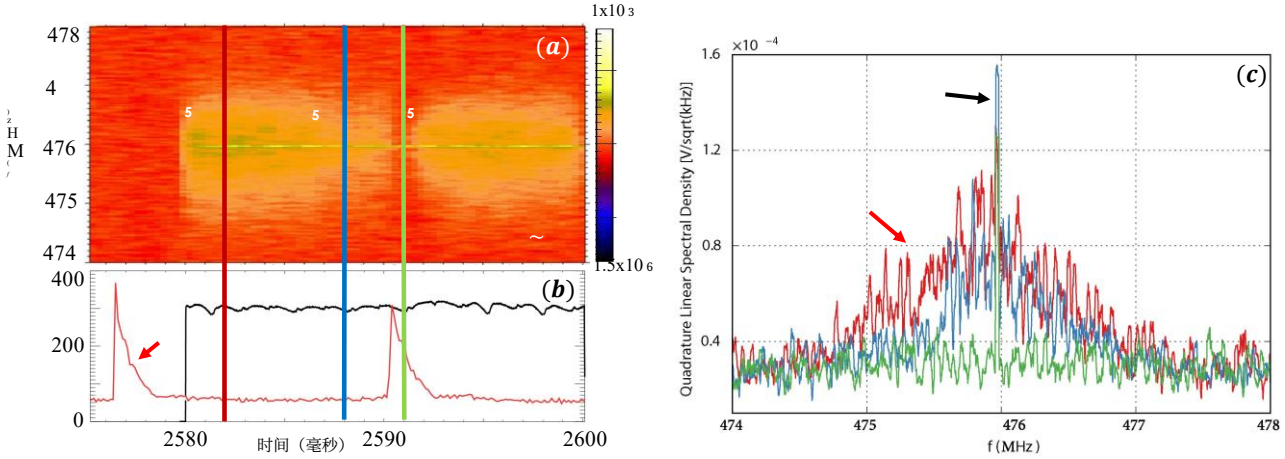

图10. 模式转换振荡器等离子体中的螺旋波宽带涨落及其演化。5MW X等离子体对螺旋波天线功率耦合（吸收）的影响。(a) 螺旋波宽带涨落幅度随边缘局域模变化，并在边缘局域模事件发生时完全消失。(b) 向H模等离子体注入~300kW脉冲模式的螺旋波功率，下偏滤器D_α 可见光发射显示边缘发生了边缘局域模。(c) 边缘局域模期间螺旋波部分拾取信号和螺旋波宽带涨落的变化（t = 2582、2588和2591毫秒）显示了等离子体对螺旋波的实际影响。

476兆赫。原则上，沿毫米波探测光束的传播路径，任

对一系列相似的 L 模等离子体使用多普勒反射计系统

中性束加热（P_{NB}~2.5MW）H模放电期间的测量表明，宽

在边缘局域模发生前后的一段时间内，涨落会显著变化。图

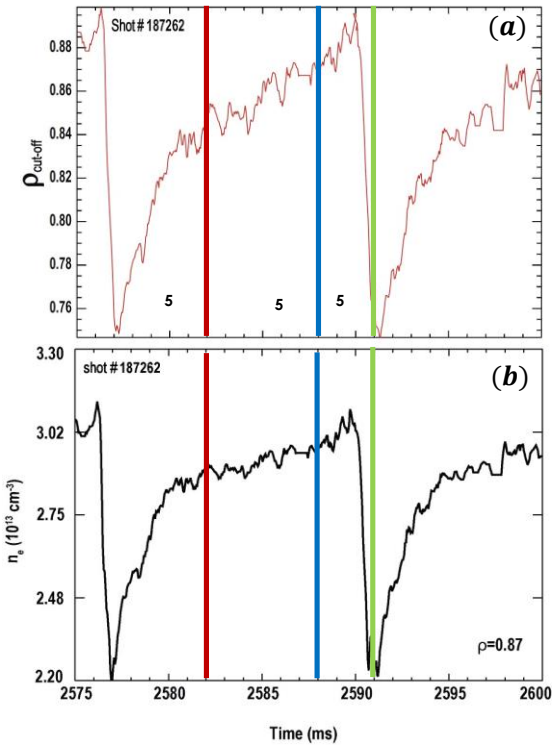

图11. X模下72 GHz毫米波发射的反射计测量[29]：(a) 多普勒后向散射截止位置（$\rho_{cut-off}$ = 0.87–0.75，t = 2588 –2591毫秒）随边缘局域模引起的截止密度变化而改变；(b) 径向位置（ρ = 0.87）处边缘密度的时间演化。

300kW 螺旋波功率（图 10b）。可以看到，在崩塌前

宽带涨落的变化可能是由于边缘局域模事件期间边

值得注意的是，图10c还显示，边缘局域模前后这

IV. 讨论与总结

开发新型多普勒反射计系统的主要动机，是在高

表明，该原型系统能够灵敏地探测等离子体内部的螺旋波涨落。

初始等离子体测试数据也为开展初步验证提供了宝贵机会。

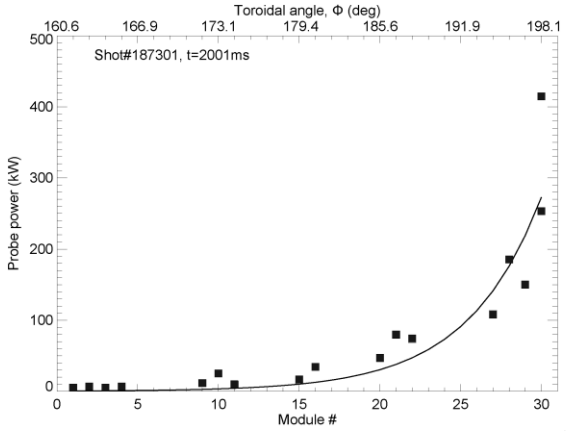

图 12. 等离子体放电#187301 在 t=2001毫秒时的天线模块功率射频探针测量。天线（从 210^0端口）发射的功率主要耦合至发射端最初几个天线模块范围内。黑色实线表示用于估算天线功率谱随 $N_{\parallel}$ 变化的指数功率衰减投影线。

图 8b 和 d 中的螺旋波涨落测量，等离子体被置于靠近

发射功率的环向局域化使天线处的螺旋波功率分布

光速）由 $\mathrm{pow}_\phi(N_\phi) = \left|\hat{E}\left(\frac{\omega_H}{c}N_\phi\right)\right|^2$给出，其中$\hat{E}(k_\phi)$是$E$

$$\hat{E}(k_\phi) = \left(\frac{1}{2\pi}\right)\oint E(\phi)\exp(-ik_\phi R_a\phi)\,d\phi =$$
$$E_0\left((\alpha - ik_\phi)R_a 2\pi\right)^{-1}\left(\exp\left((\alpha - ik_\phi)R_a\Delta\phi_a\right) - 1\right)。$$

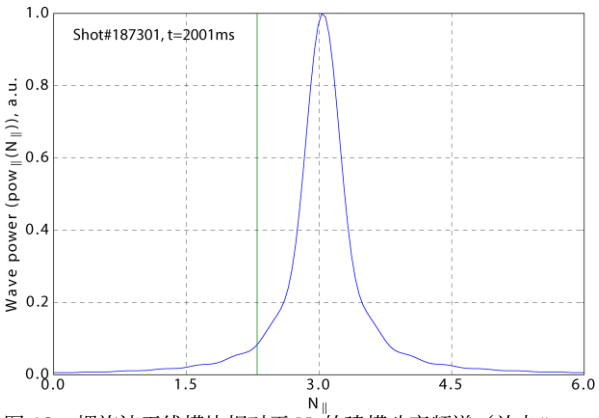

图 13。螺旋波天线模块相对于 $N_\parallel$ 的建模功率频谱（放电# 187301，t= 2001毫秒）。图中显示了投影天线波电场的傅里叶变换平方（图 14 中的黑色实线）。绿色竖线标记 $N_\parallel = 2.3$，对应于一条将近距离接近多普勒反射计射线的螺旋波射线。

由于 $\mathrm{Re}(\alpha R_a\Delta\phi_a) \approx -3.35$ 是一个绝对值很大的负

不同$N_\parallel$ 的传播路径预计会有显著差异。为模拟频谱中

反射，因为$N_\parallel$ 会反转符号。）图 14 显示，螺旋波束在第二次经

射线追踪模型不足以确定注入螺旋波束复杂的空间分

总之，新开发的多普勒反射计系统已实现对宽射

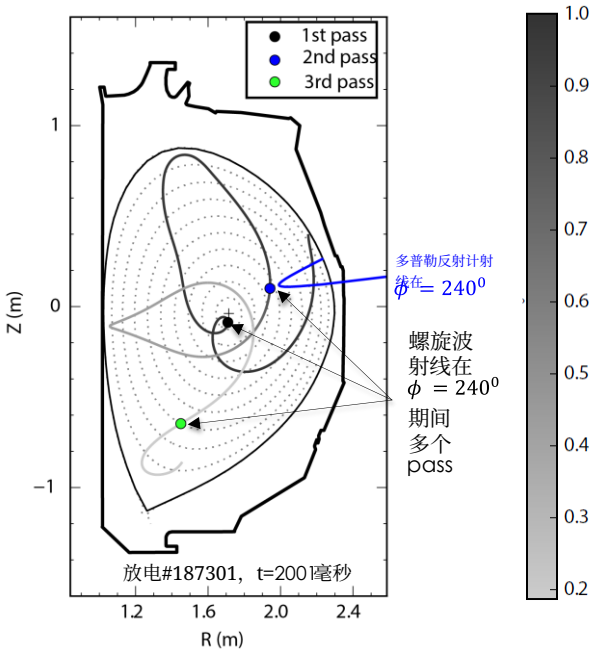

图 14. GENRAY 模拟显示螺旋波和毫米波在环形装置中的传播。第 # 187301 炮、t = 2001毫秒时的射线追踪极向视图：从ϕ = 240° 发射的 72 GHz、X 模多普勒反射计毫米波射线（蓝色），以及从 ϕ = 180° 发射的 476兆赫（$N_\parallel$=2.3）螺旋波射线（灰色）。螺旋波射线每次经过 ϕ = 240°（原型多普勒反射计所在位置）时，都会以一个彩色圆圈标记。螺旋波射线的颜色表示射线中未吸收功率所占的比例。发射时，螺旋波射线为黑色，表示功率完全未被吸收；随着射线传播，颜色逐渐变浅。为清晰起见，当初始功率的 ~ 80% 被吸收时，射线即终止。

下变频接收电路。这些宽带高频涨落被认为是与发射螺旋

螺旋波的耦合。

系统未来的升级包括覆盖整个E波段范围（

致谢

本材料基于美国能源部科学办公室聚变能源科学办公室支持的工作，使用DIII-D国家聚变设施（美国能源部科学办公室用户设施）完成，资助编号为DE-FC02-04ER54698。本工作还得到美国能源部拨款DE-SC0020649和DE-SC0020337的支持。作者感谢Roman Lantsov、Larry Bradley和DIII-D团队在安装多普勒反射计装置方面提供的技术支持。

作者声明

利益冲突

作者声明无利益冲突。

数据可用性

支持本研究结论的数据可根据合理请求向通讯作者获取。

免责声明：本报告是作为美国政府某机构资助的工作报告编写的。美国政府及其任何机构或其任何雇员均不对本文披露的任何信息、设备、产品或流程的准确性、完整性或实用性作出任何明示或暗示的保证，也不承担任何法律责任或义务，亦不声明其使用不会侵犯私人所有权。本文提及任何具体的商业产品、流程或服务，无论是以商品名称、商标、制造商名称或其他方式提及，均不一定意味着美国政府或其任何机构认可、推荐或予以支持。文中观点和作者在本文中表达的意见不一定代表或反映美国政府或其任何机构的观点。

参考文献

[1]M. Hirsch 等，《等离子体物理与受控聚变》43，1641（2001）。

[2]T. L. Rhodes 等，Rev. Sci. Ins. 77，10E922-1-8（2006）.

[3]W. A. Peebles 等， Rev. Sci. Instrum. 81，10 10D902（2010）。

[4]J. C. Hillesheim 等，《等离子体物理》19:2，022301（2012）。

[5]G. Vayakis 等，Nucl. Fusion 46，S836–S845（2006）。

[6]C. Silva 等，Nucl. Fusion 61，126006（2021）。

[7]G. D. Conway 等，Nucl. Fusion 46, S799 (2006)。

[8]G. D. Conway 等，等离子体物理与受控聚变 47, 1165 (2005)。

[9]L. Schmitz 等，Rev. Sci. Instrum. 79, 10F113 (2008)。

[10]N.A. Crocker 等，核聚变 62:2, 026023 (2022).

[11]S. Shiraiwa 等，Rev. Sci. Instrum. 81, 10D936 (2010)。

[12]J.L. Luxon，核聚变 42, 614 (2002)。

[13]J. L. Luxon 等，Fusion Sci. Technol. 48，807（2005）。

[14]C. Petty 等，核聚变 59，11（2019）。

[15]M. Fenstermacher 等，Nucl. Fusion 62，042024（2022）。

[16]R.I. Pinsker 等，Nucl. Fusion 58 106007（2018）。

[17]B. Van Compernolle 等，Nucl. Fusion 61 116034（2021）。

[18]B. Van Compernolle 等，DIII-D 螺旋波系统的首批高功率实验结果，https://indico.fusenet.eu/event/28/contributions/288/

[19]C. Lau 等，Nuclear Fusion 58 066004 (2018)。

[20]T. Rhodes 等，Rev. Sci. Instrum. 85, 11D838 (2014)。

[21]T. L. Rhodes 等，Rev. Sci. Instrum. 87, 11E726 (201 6).

[22]T. Rhodes 等，Rev. Sci. Instrum. 89, 10H107 (2018)。

[23]J. Damba 等，Rev. Sci. Instrum. 93, 103549 (2022)。

[24]R.I. Pinsker，Nucl Phys. Plasmas 22, 090901（2015）。

[25]A. P. Smirnov 等，《美国物理学会公报》40，1837（1995）。

[26]W. W. Heidbrink 等，Nucl. Fusion 46，324（2006）。

[27]S. Tang 等，物理评论快报 126，155001（2021）。

[28]C. Lau 等，Nucl. Fusion 61 126072（2021）。

[29]L. Zeng 等，Rev. Sci. Instrum. 85，11D843（2014）。

[30]S. C. Chiu 等，核聚变，29，第 21750-2186 页，（1989）。

[31]M. Cengher 等，IEEE 等离子体科学汇刊，99，页码 1–6（2016 年）。

[32]M. Cengher 等，聚变工程与设计 123，295–298（2017 年）。