



小特集 プラズマが作る磁場トポロジー：磁気島とプラズモイド

3. 新古典テアリングモードによる磁気島

3. Magnetic Islands Caused by Neoclassical Tearing Modes

諫山明彦

ISAYAMA Akihiko

量子科学技術研究開発機構 核融合エネルギー研究開発部門

(原稿受付：2018年5月21日)

トカマクにおいて、プラズマ圧力の上昇とともに発生する自発電流により新古典テアリングモード (NTM) が不安定化する場合がある。NTM によりプラズマ内に磁気島が発生するとプラズマ圧力が低下したり、場合によってはプラズマの崩壊に至ったりする。NTM は圧力の高いプラズマを定常的に維持する上での障害となるため、その特性や抑制に関する研究が行われている。本章では、NTM 磁気島のモデル・特性・課題等について述べる。

Keywords:

neoclassical tearing mode, magnetic island, tokamak, electron cyclotron current drive

3.1 NTM 研究の経緯と現状

世界の中・大型トカマクにおいて、ベータ値 (磁場圧力で規格化したプラズマ圧力) が高いプラズマを得ることに見通しが得られた1990年代半ば頃から、高ベータプラズマを定常的に維持する実験が精力的に行われるようになった。一連の実験において、理想 MHD 限界より低いベータ値でテアリングモードが発生し、磁気島の形成と共にプラズマ圧力の低下やプラズマの崩壊が観測された。米国の TFTR での観測結果から新古典テアリングモード (NTM) モデルで予測される挙動と合致することが示され[1]、それ以来高ベータプラズマの定常維持のために克服すべき課題として NTM の実験研究が精力的に進められた。

電子サイクロトロン (EC) 波による加熱 (ECH) や電流駆動 (ECCD) により NTM を安定化する研究も同時期に始まった。この時期は、EC 波源であるジャイロトロンの開発が進展して高パワー・長パルスの EC 波入射が可能となった時期とも重なる。2000年ごろまでにはドイツの ASDEX-U、日本の JT-60U、米国の DIII-D で ECCD による安定化に成功した。NTM を安定化するには高い精度で ECCD 位置を NTM 発生位置に合わせる必要があることもわかり、実時間での NTM 安定化も進められた。例えば、JT-60U では、電子温度揺動分布から NTM 磁気島の中心位置を推定し、その位置に ECCD を行うよう EC 波入射装置の可動ミラーを駆動した実験[2]や、NTM 磁気島の回転に合わせてパワー変調 EC 波の位相やパルス幅を実時間で調節する実験[3]が行われ、いずれにおいても安定化を観測した。NTM は国際核融合実験炉 (ITER) でも重要な課題であると考えられていることから、NTM の実時間安定化に向けたアルゴリズムなどの開発は現在でも発展を続けている。

3.2 NTM 磁気島のモデル

自発電流による NTM 不安定化について概説する。図 1 (a) にプラズマ断面の模式図、図 1 (b) に有理面近傍の磁場構造の模式図を示す。プラズマ電流は紙面の裏から表に向かう方向とする。有理面での磁場強度を基準としたポロイダル磁場の分布を考えると、磁気島が存在しない場合は $B(r) - B_s \approx -(q'_s/q_s)(r - r_s)B_s$ と書けることから、正磁気シアプラズマ (中心に向かうほど電流密度が高くなるプラズマ) の場合、磁力線は図のような向きとなる。ここで、 r は小半径、 $B(r)$ はポロイダル磁場強度、 q は安全係数であり、下付き文字の s は有理面での値であることを意味する。また、プライム記号は半径方向の微分である。磁力線の結合が起こり磁気島が発生すると、磁気島内部の温度分布が平坦となる。自発電流の大きさは圧力勾配に比例することから、磁気島の形成により有理面での自発電流密度は減少する。このとき、自発電流の減少が NTM 磁気島を拡大させる方向となることから、自発電流が減少すると磁気

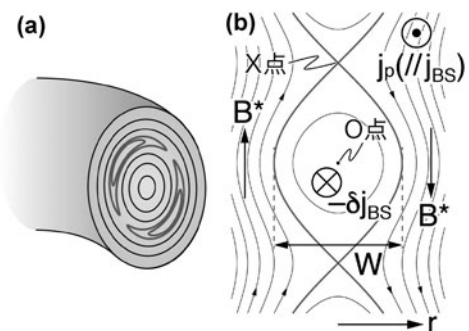


図 1 (a) プラズマ断面の模式図、(b) 磁気島領域の拡大図。 j_p はプラズマ電流、 j_{BS} は自発電流。 B^* は有理面での値を基準にしたポロイダル磁場。

島幅が更に拡大する。一方、有理面近傍での磁気シアが負の場合、磁力線の向きは図と逆となり、自発電流の減少は磁気島を成長させる方向には働かない。

NTMに起因する磁気島幅の時間変化 dW/dt (W は磁気島幅) を表現する式は、関連する各種の効果を表現する項の和で表現される。この式は、Modified Rutherford Equation (以下MRE)、またはGeneralized Rutherford Equation と呼ばれ、以下のように表現される。

$$dW/dt = (r_s/\tau_R) [r_s \Delta' + r_s \Delta'_{GGJ} + r_s \Delta'_{BS} + r_s \Delta'_{pol} + r_s \Delta'_{ECCD}] \quad (1)$$

なお、上記の項以外にも各種モデルに基づく項が提唱されているが、ここでは代表的な項のみ記載している。各項の表式の詳細は本学会誌解説記事[4]を参照されたい。 τ_R は抵抗性磁場拡散時間である。 Δ' はテアリングモードの安定性の指標である。 Δ'_{GGJ} は Glasser-Greene-Johnson 項と呼ばれ、磁気井戸による安定化効果を表す。通常のトカマクでは小さい一方で、球状トカマクでは次の自発電流項の効果と同程度になり得る。 Δ'_{BS} は自発電流に起因する項であり、 $W/(W^2 + W_d^2)$ に比例する。ここで W_d は磁力線を横切る方向の輸送の効果であり、磁気島幅が小さいときに重要となる。この効果の結果、 Δ'_{BS} は W が小さいところでは W 、大きい所では $1/W$ に比例する。また、この項は磁気シアの項が含まれる。前述の描像により、正磁気シアではこの項は正となり不安定化項となるが、負磁気シアでは安定化項となる。また、圧力勾配の項も含まれ、有理面で圧力勾配が大きいほど不安定化に働く。 Δ'_{pol} はイオン分極電流を表す項で一般に安定化項と考えられている。この効果は $1/W^3$ に比例し、磁気島幅が小さい領域でのみ重要となる。 Δ'_{ECCD} は ECCD の効果である。磁気島内に局所的に電流駆動を行い、失われた電流を補うことにより磁気島幅を小さくすることができる。この項には、EC 駆動電流密度のほか、ECCD 位置やパワー変調の効果などが含まれる。X 点での ECCD や、ECCD 位置が磁気島中心から半径方向に磁気島幅程度ずれた場合は不安定化項となる。

図2にMREの挙動を表現した図を示す。縦軸は dW/dt で、横軸は W である。曲線①のA点の磁気島幅より大きい種磁気島ができると $dW/dt > 0$ となるので磁気島は成長する。その後成長速度は減少してB点に至ると磁気島幅は飽和する。ベータ値が大きいほど自発電流項が大きくなることから飽和磁気島幅も大きくなる。磁気島がB点に到達した後にベータ値を下げると曲線②のように下方向に移動することになり、磁気島幅が縮小する(B'点)。曲線が全領域で $dW/dt < 0$ となると磁気島は消滅するが、このときのベータ値は発生時のベータ値よりも小さくなる。すなわち、NTM 磁気島は一旦発生するとなかなか消滅しない。 $\Delta'_{ECCD} < 0$ となるような条件で ECCD を行うと曲線は下方向に移動する。曲線③のように、ECCD の効果が十分で全領域で $dW/dt < 0$ となると磁気島は縮小し完全安定化に至る。なお、式(1)から推測できるように、NTM 磁気島が成長する時間スケールは τ_R で特徴付けられ、高温プラズマでは比較的ゆっくりと成長する。例えば、ITER の 15 MA

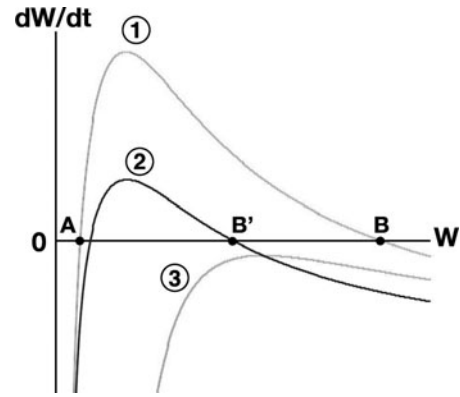


図2 MREにおける磁気島幅成長速度と磁気島幅との関係。②は①に対して自発電流項を小さくした場合、③は①にECCD項を追加した場合を示す。

の条件では10秒で12 cm程度(プラズマ小半径の約6%)の磁気島幅になると試算されている[5]。ただし、これ以前にモードロックが発生すると予想されており、早期の対処が必要である。

3.3 NTM 磁気島の特性

JT-60Uでは、高ベータプラズマの定常維持研究は2008年の運転終了まで10年以上に渡り重要研究課題の1つであり、分布制御によるNTM発生の抑制やECCDによる安定化/発生予防に関する実験が行われた。典型的な波形を図3に示す。約25 MWの中性粒子ビーム(NB)入射後、 $t \sim 5.7$ sにポロイダルモード数 $m=2$ 、トロイダルモード数 $n=1$ のNTMが発生している。NTM発生後、ベータ値が大きく減少している。 $t=7$ sからNBパワーを落とすとともに接線NBを一方向に入射すると $t=8$ s付近からプラズマが回転し始める。 $t=9.5$ sからECCDを行うと磁気島は縮小して10.8 sに安定化されている。

NTMの特徴として、まず、高ベータプラズマでのみ発生する点が挙げられる。式(1)に示されている項以外にも不安定化項に関するモデルが提唱されていることから、NTMが容易に現れるように思われるかもしれないが、実験事実からすると、ベータ値の低いプラズマでは発生しない。例えば、NTMの物理実験を行う際はNTMを再現性よく発生させる必要があるが、JT-60Uの実験では、図3のように20 MW以上のNBを同時に入射するといった、高ベータプラズマの定常維持の観点からは「うまくない」方法を使うことで $m/n = 2/1$ モードを再現性よく発生させていた。

次に、消滅時のベータ値は発生時のベータ値よりかなり低いという点がある。上述のように、ベータ値の低減(入力パワーの低減)によりNTMを消滅させるためにはNTM発生時のベータ値よりもかなり小さくする必要がある。JT-60Uの場合、実験条件にもよるが、 $m/n = 2/1$ や $3/2$ のNTMをNBパワーの低減により消滅させる場合、ベータ値を発生時のおおむね $1/3 \sim 1/4$ 程度以下にまで下げる必要があった。

前述のMREモデルによると、磁気シアが負の領域ではNTMは成長しない。JT-60Uの負磁気シアプラズマでは、プラズマ電流の大部分(70%)を自発電流が担うプラ

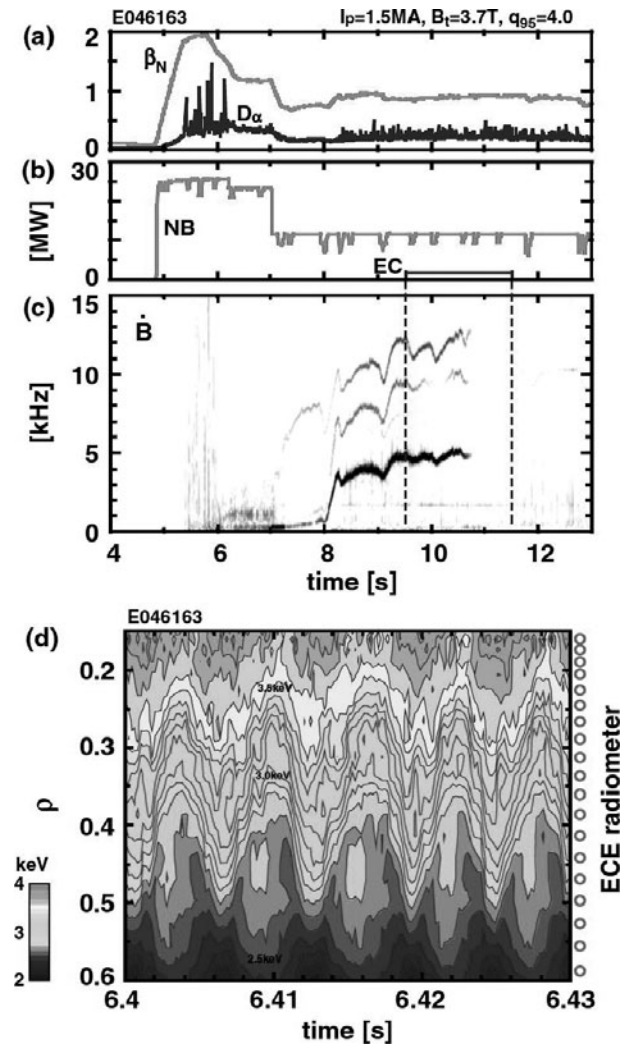


図3 JT-60Uにおける $m/n=2/1$ のNTMの安定化の例。(a)規格化ベータ値及び D_α 線強度、(b)NBパワー及びECパワー、(c)磁場揺動スペクトル、(d)電子温度分布。文献[8]の図9を引用。

ズマを8秒間維持することに成功している[6]。一連の実験では、ミニコラプスと呼んでいる崩壊現象がたびたび発生し、圧力や温度において鋸歯状振動よりも何倍も大きい変動が生じたが、このような場合でもNTMは発生しなかった。

NTM ($m/n=2/1$) に ECCD を行ったときの時間発展を図4(a)に記す。図ではECCD位置及びECパワーを変えたときの3ケースの放電波形を示している。MREに基づく曲線から示唆されるように、ECCD直後の速い減衰、減衰率の低下、速い減衰というように進んでいる。NTMを完全に安定化する場合、この最後の減衰が現れる所まで抑制できると完全安定化が可能となる。ECCDの位置をずらすと安定化効果が弱くなることから安定化に要する時間が長くなる。ECパワーを減らした場合も同様に安定化に要する時間が長くなる。また、ECCD位置が小半径方向に磁気島幅程度ずれてX点と同じ磁気面のECCDとなった場合不安定化となる(図4(a)のE46363)。図で示した場合のほか、パワー変調によるX点ECCDの際にも不安定化を観測した[3]。これらの実験結果とMREに基づく挙動とを

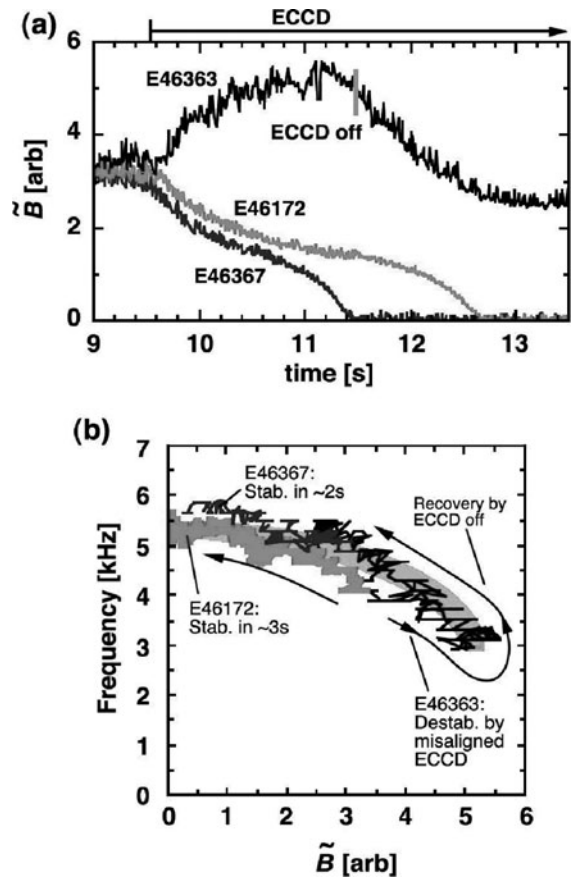


図4 (a)磁場揺動強度の時間発展。図ではECCD位置及びECパワーを変えた場合の3ケースを示している。ECCD位置の有理面からのずれは、E46367、E46172、E46363でそれぞれ0.21、0.47、-1.06である(値はECCD前の磁気島幅で規格化したものであり、負号は有理面より強磁場側であることを意味する)。また、ECパワーはE46367で0.6 MW、E46172及びE46363で1.6 MWである。(b)NTM周波数の磁場強度依存性。文献[12]の図4を引用。

TOPICSコードを用いて比較した。MREに含まれる4つの未定定数を実験から決めることで、不安定化/安定化、ECパワーによる安定化効果の強弱についてよく再現することが示された[7,8]。この他、最後の速い減衰が始まる磁気島幅について、ASDEX-U、DIII-D、JT-60Uの実験結果を統合した結果、 $m/n=3/2$ のNTMの場合この幅はイオンポロイダルラーモア半径の2倍に比例すると報告された[9]。

磁気島の構造について、実験観測の観点から述べる。なお、ここから本節の終わりまでの記述は“新古典”テアリングモード固有の特徴と言えない部分もあるが、NTMに起因する磁気島に関する事項として述べる。JT-60Uでは電子サイクロトロン放射(ECE)測定による電子温度計測により磁気島の構造を調べた。NTMが発生すると、磁場揺動強度とともに電子温度分布の平坦な領域が徐々に増加する。ECE測定の視野は小半径方向の1視線であるが、回転する磁気島を観測することで磁気島構造を測定することができる。電子温度分布の例を図3(d)に示す。図の“ECE radiometer”の丸が測定点である。 $\rho=0.4\sim0.55$ に平坦な構造が形成されている(ρ は体積平均規格化小半径)。 $\rho=0.45$ が磁気島中心付近であるが、完全には平坦ではなく(図で $t=6.403$ s, 6.409 s, 6.416 s, 6.422 s, 6.427 s前後)、

温度がわずかに高くなっている。同様の放電において、イオン温度においても磁気島内の温度上昇が観測された[10]。これらは磁気島セパトロックス内のプラズマの閉じ込めがよいことを示唆している(第4章参照)。その他、モーショナルシュタルク効果偏光測定による内部磁場計測の結果から、磁気島の形成により電流密度が実際に減少していることも明らかとなった[11]。

磁気島の形成はプラズマ回転にも影響を及ぼす。JT-60UにおけるECCDによるNTMの安定化及び不安定化に関する実験の際のモード周波数(ほぼトロイダル回転速度に比例)と磁場強度(NTM磁気島幅に関連)との関係を図4(b)に示す[12]。放電は図4(a)で示した3ケースであり、背景の太い線はモデル式によるフィッティングである。ECCD前には4.5 kHz程度であったのが、安定化とともに上昇し、完全に安定化された時は5.5 kHz程度となっている。一方、不安定化の場合はモード周波数は減少し、ECCD後にはECCD前の周波数に戻っている。さらにモード周波数が低くなったときの時間発展を図5に示す[12]。この放電では、NTM磁気島を不安定化する位置にECCDを行っている。 $t=9.2$ sよりプラズマ回転の復帰に併せてモード周波数が上昇しているが、ECCD後の $t=10.2$ sで急激に減少している。減少後は約0.5 kHzを維持している。 $t=11.5$ sにECCDを停止してしばらくすると(この間磁気島幅は減少)、 $t=12.1$ sから急激にモード周波数が増加してECCD前と同程度の値に戻っている。ECCDによる磁気島幅の増大は15%程度であるが、プラズマ回転が急激に変化している。このように、NTM安定化時のモード周波数の半分程度にまで減少すると急激な変化が現れることがわかった。磁気島幅が更に増大したり、トルク入力小さかったりすると、磁気島の回転が停止する。回転が停止した磁気島に対してトロイダル方向に回転する磁場を外部から加えることにより能動的にプラズマを回転させた実験がDIII-DやRFXから報告されている[13]。

3.4 課題：NTM磁気島の発生機構

前節で示したように、磁気島幅が大きいときの挙動についてはMREでよく記述できていると思われる。一方で、

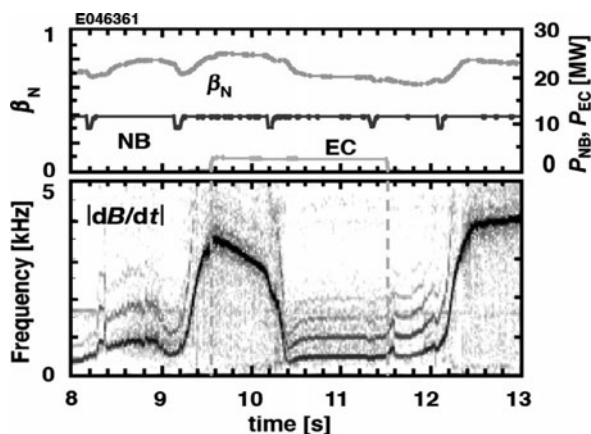


図5 モード周波数が急激に変化した例。上段より、規格化ベータ値、NBパワー、ECパワー、磁場揺動スペクトル。

NTM発生については実験の検証が十分とは言えない。NTMをトリガーする現象の1つとして鋸歯状振動が古くから挙げられていて、鋸歯状振動崩壊の直後にNTMが発生することが観測されている。鋸歯状振動崩壊とともに大きな磁気島が観測されており、ECCDによるNTM安定化を行う前にモードロックなどに至る可能性がある。国際トカマク物理活動の一環として、鋸歯状振動周期とNTM発生との関係を複数装置で調べた結果、ITERのベースラインシナリオの鋸歯状振動周期ではNTMをトリガーする可能性があるとの報告があった[14]。また、鋸歯状振動やfishbone不安定性が $m/n=2/1$ のNTMをトリガーする過程を調べた結果がASDEX-Uから警告され、電子温度揺動計測によりキンク的な構造から磁気島構造に発展すると説明された[15]。一方、鋸歯状振動のような明確な不安定性がない場合にもNTMが発生することがJT-60Uなどの装置で観測されている。磁場揺動計測の検出限界以下の強度から徐々に増加しており、発生前に有意な前兆は観測されていない。プラズマ回転とNTM発生についての研究も報告されている。トロイダル回転速度が小さくなるとともにNTMが発生するベータ値が低くなる(NTMが発生しやすい)との報告がDIII-DやNSTXからある[16, 17]。この原因として、トロイダル回転または回転シアにより Δ' が影響を受け、NTM安定性が変わる、と説明している。乱流がNTM磁気島を形成するとの理論研究も報告されている[18]。この機構を実験的に検証するためには、磁気島構造を測定するための磁場揺動/電子温度揺動測定装置の他、乱流測定の測定装置も必要であり、現在のところ実験からの検証結果は報告されていない。

このように、NTM発生の機構については、複数の効果が提唱されている一方、実験での検証が容易ではない場合が多いのが現状である。計測装置の高度化による研究の進展が望まれる。

参考文献

- [1] Z. Chang *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74**, 4663 (1995).
- [2] A. Isayama *et al.*, Nucl. Fusion **43**, 1272 (2003).
- [3] A. Isayama *et al.*, Nucl. Fusion **49**, 055006 (2009).
- [4] 小関隆久, 諫山明彦: プラズマ・核融合学会誌 **77**, 409 (2001).
- [5] R. J. La Haye *et al.*, Nucl. Fusion **49**, 045005 (2009).
- [6] Y. Sakamoto *et al.*, Nucl. Fusion **47**, 1506 (2007).
- [7] N. Hayashi *et al.*, J. Plasma Fusion Res. **80**, 605 (2004).
- [8] A. Isayama *et al.*, Nucl. Fusion **47**, 773 (2007).
- [9] R. J. La Haye *et al.*, Nucl. Fusion **46**, 451 (2006).
- [10] K. Ida *et al.*, Phys. Rev. Lett. **109**, 065001 (2012).
- [11] T. Suzuki *et al.*, J. Plasma Fusion Res. **80**, 362 (2004).
- [12] A. Isayama *et al.*, Plasma Fusion Res. **5**, 037 (2010).
- [13] M. Okabayashi *et al.*, Nucl. Fusion **57**, 016035 (2017).
- [14] I.T. Chapman *et al.*, Nucl. Fusion **50**, 102001 (2010).
- [15] V. Igochine *et al.*, Nucl. Fusion **57**, 036015 (2017).
- [16] R.J. Buttery *et al.*, Phys. Plasmas **15**, 056115 (2008).
- [17] S.P. Gerhardt *et al.*, Nucl. Fusion **49**, 032003 (2009).
- [18] S.-I. Itoh *et al.*, Phys. Rev. Lett. **91**, 045003 (2003).