01aP36

簡約化MHDモデルに基づく無衝突バルーニングモード不安定性の線形解析（1）

Linear analysis of collisionless ballooning mode instability based on reduced MHD model (1)

矢木雅敏[1] 瀬戸春樹[1]

YAGI Masatoshi SETO Haruki

[1]量研機構

[1]QST

トカマクプラズマ周辺領域では有限の抵抗や無電子慣性等の非理想的効果によりMHDモードが不安定化されうる。本研究では、抵抗性バルーニングモード(RBM)と無衝突バルーニングモード(CBM)を記述する線形簡約化MHDモデルを用いて、成長率に対する運動論効果や形状効果を議論する。文献[1]の式(6.86)-(6.89)を用いると、円形断面

$$h_r \approx \kappa + \cos\theta,\ h_\theta / \sqrt{g} = -\sin\theta,$$

に対し、固有値方程式

$$\frac{F^2}{\hat{\theta}_A^2 s^2}\varphi = \frac{\partial}{\partial\theta}\frac{F^2}{1+F^2/\hat{\theta}_R^2}\frac{\partial\varphi}{\partial\theta} + \alpha(\kappa + \cos\theta + s\theta\sin\theta)$$

が得られる。ここで、

$$\alpha = -q^2 R_0 \beta', \qquad F^2 = g k_\perp^2 / (n^2 q^2),$$

$$\hat{\theta}_A^2 s^2 = -1/(\hat{\omega}_{*i}\omega q^2), \quad \hat{\theta}_R^2 = -i(\hat{\omega}_{*e}/\hat{\eta})(g/n^2q^2),$$

$$\hat{\omega}_{*i} = \omega - \omega_{*i}, \qquad \hat{\omega}_{*e} = \omega - \omega_{*e},$$

$$\omega_{*e} = -\delta(nq/\sqrt{g})p_0', \qquad \omega_{*i} = -(T_i/T_e)\omega_{*e},$$

$$\hat{\eta} = \eta - i4\delta^2(m_e/m_i)\omega.$$

$\hat{\theta}_R^2 \sim \delta, \alpha \sim \delta^2, \hat{\theta}_A^2 \sim \delta^{-5}, s \sim \delta, \kappa \sim \delta$ を仮定すると

$$\frac{\partial}{\partial\theta} \to \frac{\partial}{\partial\theta} + \delta s\frac{\partial}{\partial z}$$

ここで $z = s\theta \sim 1$.

$$\varphi = \varphi_0(\theta,z) + \delta\varphi_1(\theta,z) + \delta^2\varphi_2(\theta,z) + \cdots$$

を代入し δ^3 次の可解条件より

$$s^2\hat{\theta}_R^2\frac{d^2\varphi_0}{dz^2} + \left(\alpha\kappa + \frac{\alpha^2}{2\hat{\theta}_R^2}\right)\varphi_0 - \frac{z^2}{\hat{\theta}_A^2 s^2}\left(1 - \frac{\alpha^2 s^2 \hat{\theta}_A^2}{2\hat{\theta}_R^2}\right)\varphi_0 = 0$$

を得る。分散式として

$$\hat{\omega}_{*i}\omega\hat{\omega}_{*e} = \frac{\alpha^2}{q^2s^2}\left(\frac{s^2}{2} + \frac{\kappa^2}{(2l+1)^2}\right)e^{-i\pi/2}k_\theta^2\left(\eta - i4\delta^2\frac{m_e}{m_i}\omega\right)$$

が得られる。

$\omega_{*i} = \omega_{*e} = \delta = 0$ の時、抵抗性バルーニングモードの成長率

$$\gamma = \eta^{1/3}\left(\frac{\alpha\kappa k_\theta}{qs(2l+1)}\right)^{2/3}$$

が得られる。一方、無衝突極限 $\eta \to 0$ では無衝突バルーニングモードの成長率

$$\gamma = \left(4\delta^2\frac{m_e}{m_i}\right)^{1/2}\left(\frac{\alpha\kappa k_\theta}{qs(2l+1)}\right)$$

が得られる。

$\omega_{*i,e} \neq 0, \delta \neq 0$ の時、無衝突極限では

$$\omega^2 - (\omega_{*i} + \omega_{*e})\omega + \omega_{*i}\omega_{*e} = -4\delta^2\frac{m_e}{m_i}k_\theta^2\frac{\alpha^2}{q^2s^2}\left(\frac{s^2}{2} + \frac{\kappa^2}{(2l+1)^2}\right)$$

となり、さらに $|\omega_{*i}| = \omega_{*e}$ が成立する場合、

$$\omega^2 = \omega_{*i}^2 - 4\delta^2\frac{m_e}{m_i}k_\theta^2\frac{\alpha^2}{q^2s^2}\left(\frac{s^2}{2} + \frac{\kappa^2}{(2l+1)^2}\right)$$

が得られる。反磁性効果により無衝突バルーニングモードが安定化されることがわかる。

次に形状効果に関して考察する。シャフラノフシフトによる安定化が考えられるがこの場合、$s \to s - \alpha$ と置き換えればよい。α はシャフラノフシフトと関連づけられる。文献[2]によるとシャフラノフシフトは楕円度の関数であり、シャフラノフシフトを通じて間接的に安定性に影響を与えると考えられる。直接的な影響は磁場の曲率ドリフト周波数の変化や波数を通じて現れる。

参考文献

[1] R. D. Hazeltine and J. D. Meiss, Phys. Reports **121**, 1 (1985).

[2] L.L. Lao, S.P. Hirshman and R.M. Wieland, Phys. Fluids **24** 1431(1981).