

中性束注入在 EAST 中激发的离散阿尔文不稳定性*

王军^{1)†} 胡纯栋¹⁾ 胡双辉²⁾ 吴斌¹⁾ 丁斯晔¹⁾ 王进芳¹⁾

1) (中国科学院等离子体物理研究所, 合肥 230031)

2) (贵州大学理学院, 贵阳 550025)

(2012年8月21日收到; 2012年9月4日收到修改稿)

中性束加热将应用于先进实验超导托卡马克装置中, 在改善等离子体性能的同时也会激发起多种阿尔文不稳定性. 本文主要采用了数值模拟的方法在理论上研究了中性束注入时在台基区激发的离散阿尔文本征模 (α TAE) 和环效应阿尔文本征模 (TAE), 结果表明在这个区域会激发出丰富的离散阿尔文不稳定性, 这种离散阿尔文不稳定性不同于传统的 TAE, 这种模式是俘获在气球模驱动势阱中的束缚态, 由于气球模势阱的存在使它和连续谱解耦, 从势阱中漏出去的能量可以忽略不计, 和 TAE 类似都很容易被激发, 这种模式可以存在于 gap 内, 也可以存在于 gap 外, 频谱更宽泛. 注入功率越大这种不稳定性增长率越大. 这种不稳定性可能会影响等离子体的物理行为, 从而影响等离子体的约束.

关键词: 中性束, 阿尔文波, 高能量粒子

PACS: 52.35.Bj, 52.35.Py, 52.35.Qz

DOI: 10.7498/aps.62.035201

1 引言

EAST 由实验 “experimental”、先进 “advanced”、超导 “superconducting”、托卡马克 “tokamak” 四个单词首字母拼写而成, 它的中文意思是 “先进实验超导托卡马克”, 同时具有 “东方” 的含意. EAST 装置是我国自行设计研制的国际首个全超导托卡马克装置. EAST 的位形与国际热核聚变试验堆 (即 ITER) 相似且更加灵活, 是一个近堆芯高参数和稳态先进等离子体运行科学问题的重要实验平台, 它是在 ITER 之前国际上最重要的稳态偏滤器托卡马克物理实验基地.

中性束加热是 EAST 装置将来主要的加热设备之一, 这种加热方式效果明显, 能够显著地提升等离子体参数改善约束. 这种加热方法在国内外有广泛的应用, 也有很多人做了相关的理论和模拟工作^[1-5]. 剪切阿尔文波是一种沿着磁力线传播的磁流体力学波, 广泛地存在于空间和聚变等离子体中, 由于这种波在聚变等离子体中很重要, 有多种模式,

如 TAE, EPM, α TAE 等, 多年来在理论和实验上已经做了很多研究^[6-23]. 中性束作为一种高能量粒子来源, 携带了大量的自由能, 这些粒子通过波粒共振会把能量传给阿尔文波, 引起阿尔文波的不稳定性, 反过来又影响等离子体的约束性能. 因此研究中性束和等离子体中的阿尔文波相互作用是很重要的. EAST 目前已经能够重复 H 模放电, 当运行在 H 模或者在 H-L 转换, L-H 转换时在台基区的等离子体密度温度等都会发生明显的变化, 从而影响等离子体的运行参数如磁剪切 s , 压力梯度等, 而阿尔文不稳定性对这些参数很敏感, 因此在此区域可能会存在丰富的阿尔文不稳定性而影响等离子体的约束性能, 这驱使我们去研究在此区域由中性束注入激发的阿尔文不稳定性.

EAST-NBI 初期系统包含两条束线如图 1 所示, 每条束线注入功率能达到 2 MW, 能量在 50—80 keV 之间. 两条束线之间的夹角是 8.7°. 由于受到 EAST 窗口的限制, 中性束系统中心的注入角度为 0° 到 19.5° 之间, 目前工程设定为 19.5° 注入. 每条束线的束散角为 0.6°. 根据注入角度和束

* 国家自然科学基金 (批准号: 10975039, 10975160, 11175211) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: 78334062@qq.com

散角, 我们可以估算出中性束注入形成的俘获粒子的弹跳角分布情况, 当以 19.5° 注入时束线 2 形成的粒子为通行粒子, 束线 1 形成的为俘获粒子, 由于慢化时间尺度要比阿尔文不稳定性时间尺度大, 在这里只考虑中性束注入在没有慢化前, 俘获粒子在台基区所激发的阿尔文不稳定性.

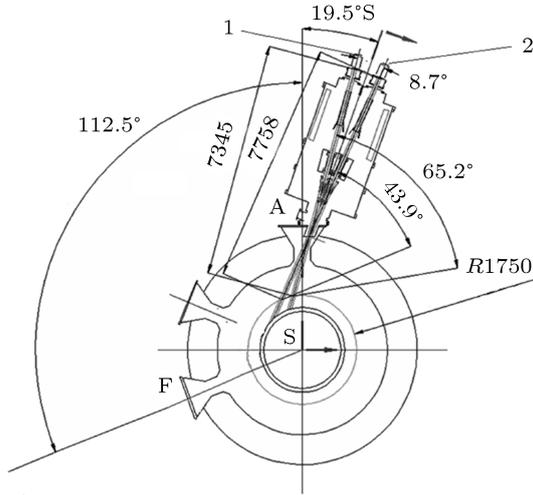


图1 EAST-NBI 示意图

2 理论模型

我们采取的是轴对称环形等离子体位形, 纵横比 $\varepsilon = r/R \ll 1$, 等离子体由背景等离子体和高能部分组成, 背景等离子体用理想流体描述提供了阿尔文波模式, 高能粒子部分提供了动理学驱动. 这里采取了高 n 气球模表象和 (s, α) 平衡模型, $s = r(dq/dr)/q$ 为磁剪切, q 为安全因子, $\alpha = -q^2 R d\beta/dr$, β 为等离子体压力和磁压的比. 得到了剪切阿尔文气球模控制方程如下 [8,9,11]:

$$\begin{aligned} & (1 + 2\varepsilon_0 \cos \theta) \frac{\partial^2 \delta \psi}{\omega_{A0} \partial t^2} \\ &= \frac{\partial^2 \delta \psi}{\partial \theta^2} - (V + V_p) \delta \psi - \frac{q^2 R^2}{f^{1/2}} \\ & \quad \times \frac{4\pi q_E}{c^2} \langle \Omega_d J_0 \delta G \rangle, \end{aligned} \quad (1)$$

其中 $\varepsilon_0 = 2\left(\varepsilon + \frac{d\Delta}{dr}\right)$, Δ 是沙弗拉诺夫位移,

$$\begin{aligned} V &= (s - \alpha \cos \theta)^2 / f^2 - \alpha \cos \theta / f, \\ -\infty &< \theta < \infty, \quad f = 1 + (s\theta - \alpha \sin \theta)^2, \end{aligned}$$

$\alpha = \alpha_C + \alpha_E$ 是和压力梯度相关项.

$$V_p = \frac{\alpha_E g}{f} - \frac{q^2 R^2}{f} \frac{4\pi q_E^2}{m_E c^2} \langle \hat{\Omega}_* F_0 J_0 (\Omega_k J_0 - \Omega_p J_2) \rangle,$$

为有限拉莫半径效应对势 V 的修正, 其中 $g = \cos \theta + [s(\theta - \theta_k) - \alpha \sin \theta] \sin \theta$, $J_0 = J_0(\lambda)$ 和 $J_2 = J_2(\lambda)$ 为贝塞尔函数, $\lambda = \sqrt{f} k_\theta v_\perp / \omega_c$, $\omega_c = q_E B / (m_E c)$, q_E 和 m_E 分别是高能粒子的电荷和质量. $\omega_d = \omega_k + \omega_p = k_\theta \Omega_d$ 为漂移频率, $\omega_k = k_\theta g \frac{\mu B + v_\parallel^2}{R \omega_c} = k_\theta \Omega_k$ 为曲率漂移, μ 为磁矩, $\omega_p = -\frac{4\pi \mu \mathbf{k} \times \mathbf{e}_\parallel \cdot \nabla P_C}{B \omega_c} = -\frac{\alpha_C}{q^2} \frac{k_\theta v_\perp^2}{R \omega_c} = k_\theta \Omega_p$ 为梯度漂移, $k_\theta = \frac{nq}{r}$. 方程 (1) 左侧为惯性项, 右侧第一项为磁力线弯曲项, 第二项为气球模项, 第三项为高能粒子驱动项.

方程 (1) 中的高能粒子驱动项的 δG 的控制方程如下

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{v_\parallel}{qR} \frac{\partial}{\partial \theta} + i\omega_d \right) \delta G \\ &= i \frac{q_E}{m_E} \frac{Q F_0}{f^{1/2}} (\Omega_k J_0 - \Omega_p J_2) \delta \psi, \end{aligned} \quad (2)$$

这里

$$\begin{aligned} Q F_0 &= i \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial F_0}{\partial E} + \hat{\omega}_* F_0, \\ \hat{\omega}_* F_0 &= k_\theta \hat{\Omega}_* F_0 = \frac{\mathbf{k} \times \mathbf{e}_\parallel \cdot \nabla F_0}{\omega_c} \\ &= -k_\theta \frac{\partial F_0 / \partial r}{\omega_c}. \end{aligned}$$

俘获粒子的弹跳和漂移运动由方程 (2) 的左侧部分表示, 方程的右侧为速度空间和位形空间的自由能.

3 结果和分析

EAST 已经能够重复 H 模运行, 当 EAST 运行在 H 模时, 或者从 H 模转化为 L 模, 从 L 模转化为 H 模时边界的温度和密度变化范围都比较大, 相应的物理参量磁剪切 s , 压力梯度相关项 α 的变化也较大, 而阿尔文不稳定性对这些参数都非常敏感, 在这个区域可能会存在丰富的阿尔文不稳定性, 因此我们来研究在这些参数发生变化时的阿尔文不稳定性. 一个典型的运行参数见文献 [24], 在文献 [24] 中 $0.95r$ 处 $s = 4.8$, $\alpha = 6$, $\beta_c = 0.0012$, $q = 7.6$. 当中性束以 19.5° 注入时在 $0.95r$ 处形成的高能粒子弹跳角在 129° 和 154.5° 之间, 中性束的粒子速度大约为 $0.29v_{A0} - 0.37v_{A0}$, v_{A0} 为阿尔文速度.

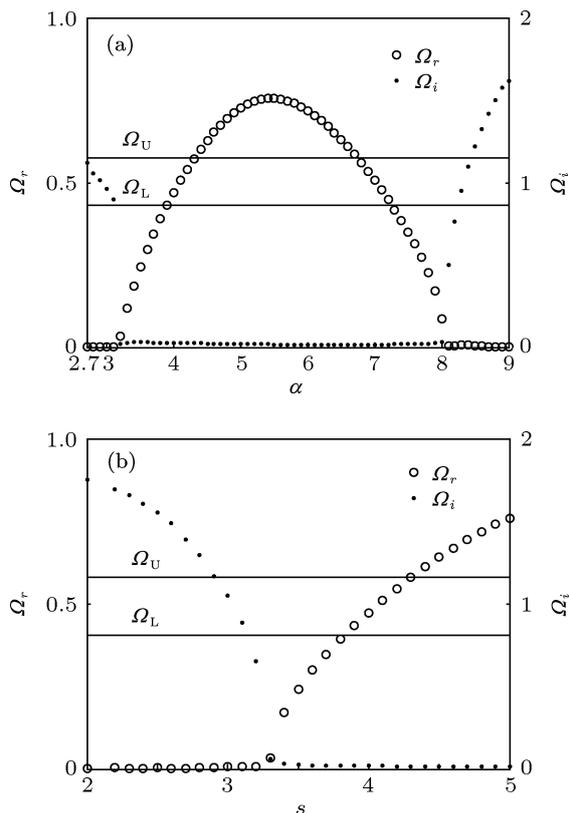


图2 (a) 频率 Ω_r 和增长率 Ω_i 随 α 的变化; (b) 频率和增长率随 s 的变化 Ω_U 和 Ω_L 为 gap 的上限和下限

首先固定 $s = 4.8$, $q = 7.6$, $k_\theta \rho_{A0} = 0.3$, $\beta_e = 3.5 \times 10^{-4}$, $v_e = 0.33v_{A0}$, 来扫描 α , 结果如图 2(a) 所示. 当 α 小于 3.1 时为气球模第一稳定区, 当 $3.1 < \alpha < 8$ 时为气球模不稳定区, 这个区域和第三类边缘局域模有关, 当 $\alpha > 8$ 时为气球模第二稳定区. 从图 2(a) 我们可以看出当 EAST 运行在气球模第一稳定区时中性束注入会激发起环效应阿尔文本征模 (TAE), 这些本征模的频率落在 gap 中. 当 $\alpha > 8$ 时从图可以看出中性束会激发起离散阿尔文本征模 (α TAE), 我们固定 $\alpha = 6$ 扫描磁剪切 s , 其他参量与图 2(a) 相同, 结果如图 2(b) 所示. 当 $s < 3.3$ 时为第二稳定区, 也存在大量的 α TAE. 可以看出这些离散阿尔文本征模可以在 gap 内也可以存在于 gap 外, 这种模式和 gap 无关.

为什么这些离散阿尔文本征模和 gap 无关. 比较 α TAE 和 TAE 的模结构. 如图 3 所示. 通过比较图 3(a) 和图 3(b) 可以看出这两种模式的 $|\delta\psi|$ 结构不同, α TAE 俘获在气球模驱动势阱中, 能量从势阱中漏出去的基本可以忽略不计, 因此阻尼率很小并且连续谱解耦. 在第一稳定区气球模势很低不能俘获本征模, TAE 没有被约束在气球模势中, 但

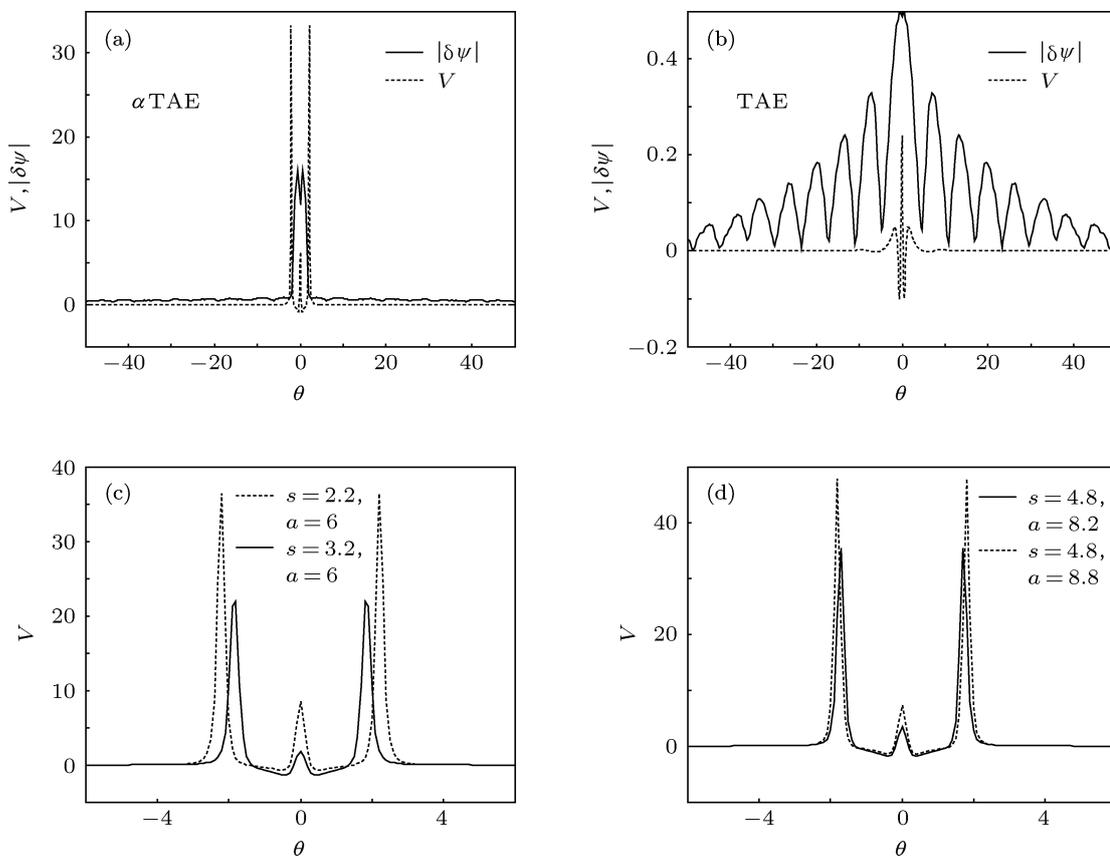


图3 (a) α TAE 的 $|\delta\psi|$ 结构和气球模势阱; (b) TAE 的 $|\delta\psi|$ 结构和气球模势; (c) s 不同时的气球模势阱; (d) α 不同时的气球模势阱

TAE 频率落在 gap 中和连续谱解耦, 阻尼率因此忽略不计. 这两种模式都很容易被高能粒子激发, 区别在于 α TAE 的频率范围可以在 gap 内也可以在 gap 外频谱更宽泛. 从图 3(c) 和图 3(d) 可以看出, 当 α 固定时势阱的高度随着 s 的减小而变大, 当 s 固定时势阱的高度随着 α 的变大而变高, 势阱越深俘获的 α TAE 的频率也越高, 正如图 2(a) 和图 2(b) 所示 α TAE 的频率随着 s 的减小和 α 的变大而变大.

EAST-NBI 的粒子能量为 50—80 keV, 在 $0.95r$ 处相当于 $0.29v_{A0}$ — $0.37v_{A0}$. 下面研究当以 19.5° 注入不同的能量时对这两种模式的影响, α TAE 的参数取 $s = 2.5$, $\alpha = 6$. TAE 的参数取 $s = 4.8$, $\alpha = 3$, 其他参数与图 1 相同, 扫描 v_e 结果如图 4 所示. 可以看出当以不同的能量注入时两种模式的频率没有变化, TAE 的增长率逐渐变小, α TAE 的增长率先变大后变小, 总体上变化不大. 这是由于这两种模式都是本征模, 本正模的频率和高能粒子的能量无关, 但是当改变高能粒子的能量时相当于改变了共振条件. 结果也说明 α TAE 和 TAE 在托卡马克中同样重要, 都很容易被高能粒子激发而变为不稳定模式.

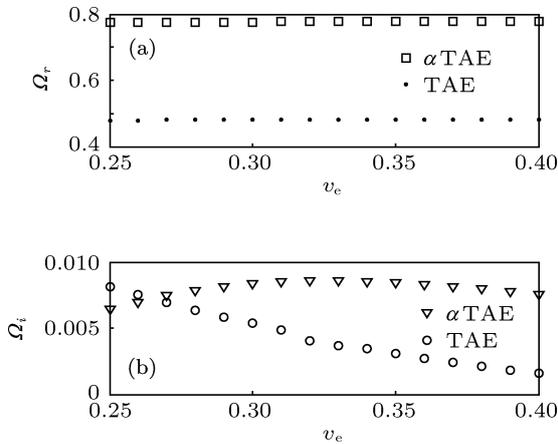


图 4 频率和增长率随中性束注入粒子能量的变化 (a) 频率; (b) 相对应的增长率

EAST-NBI 注入功率可调, 当以不同的功率注入时, 带来的高能粒子比压 (β_e) 不同. 下面研究不同的 β_e 对这两种模式的影响. TAE 的参量取 $s = 4.8$, $\alpha = 3$, α TAE 的参量取 $s = 2.5$, $\alpha = 6$. 其他参数与图 2 相同, 扫描 β_e 结果如图 5 所示. 由于这两种模式都是本征模, 因此从图 5(a) 我们看出对这两种模的频率没有影响. 由于随着注入功率的增

加 β_e 也会增加, 为不稳定模式提供了更多的自由能. 所以从图 5(b) 可以看出, 随着 β_e 的增加增长率变大. 同时也可以看出这两种不稳定模式的阈值很小, 这不同于高能粒子连续模, 说明 α TAE 在激发条件上类似于 TAE, 相对于 EPM 来说更容易被激发而演变为不稳定模式.

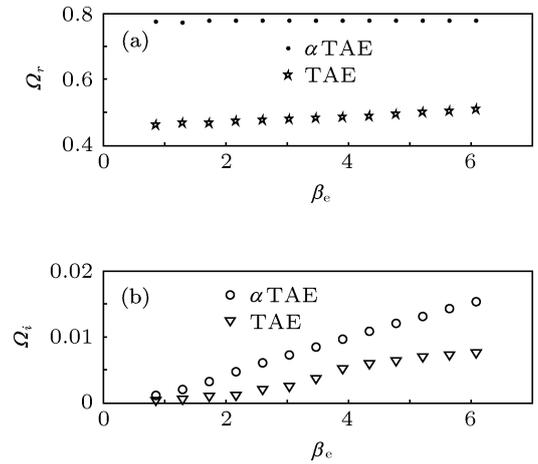


图 5 频率和增长率随高能粒子压力 β_e 的变化 (a) 频率; (b) 相对应的增长率

以上研究了中性束加热带来的高能粒子在 EAST 台基区激发的阿尔文不稳定性, 可以看出在这个区域存在丰富的阿尔文不稳定性模式, 这些不稳定性模式可能会影响托卡马克的物理行为, 因此当 EAST 运行在 H 模时这些由高能粒子激发的不稳定性模式在物理上是很重要的.

4 结论

本文应用流体和动理学混合模拟的方法对 EAST 台基区中性束注入激发的阿尔文不稳定性做了具体研究. 结果表明, 在台基区存在丰富的离散阿尔文本征模, 这种离散阿尔文本征模和 TAE 一样都很容易被激发, 这些阿尔文本征模的频率和中性束注入功率无关, 在相同的参数下中性束注入功率越大所激发的阿尔文不稳定性增长率越大, 离散阿尔文本征模俘获在气球模势阱中, TAE 的频率在 gap 中, 这两种不稳定性模式和连续谱解耦都很容易被激发, 所不同的是离散阿尔文本征模的频率比 TAE 的频率更宽泛, 既可以在 gap 内又可以在 gap 外. 当磁剪切相同时离散阿尔文本征模的频率随着 α 的增加而变小, 当 α 相同时模的频率随着 s 的增

大而变小. 注入不同的中性束能量不会改变模的频率但对增长率有影响. 在中性束注入时激发的这些

阿尔文不稳定模式可能会影响托卡马克的约束性能, 因此在物理上是很重要的.

-
- [1] Hu C D, Xie Y L, Ouyang Z R 2008 *Plasma Science and Technology* **10** 117
- [2] Wang J F, Wu B, Hu C D 2010 *Plasma Science and Technology* **12** 289
- [3] Hu C D, NBI Team 2012 *Plasma Science and Technology* **14** 567
- [4] Wang S J, Qiu L J 1996 *Acta Phys. Sin.* **45** 1492 (in Chinese) [王少杰, 邱励俭 1996 物理学报 **45** 1492]
- [5] Wang J G, Li Y Y, Li J G 1995 *Acta Phys. Sin.* **44** 92 (in Chinese) [王建国, 李有宜, 李建刚 1995 物理学报 **44** 92]
- [6] Cheng C Z, Chen L, Chance M S 1985 *Ann. Phys.* **161** 21
- [7] Fu G Y, Cheng C Z 1990 *Phys. Fluids B* **2** 985
- [8] Hasegawa A 1991 *J. Geophys. Res.* **96** 1503
- [9] Chen L 1994 *Phys. Plasmas* **1** 1519
- [10] Hu S, Chen L 2004 *Phys. Plasmas* **11** 1
- [11] Hu S, Chen L 2005 *Plasma Phys. Control. Fusion* **47** 1251
- [12] Bierwage A, Chen L, Zonca F 2010 *Plasma Phys. Control. Fusion* **52** 015004
- [13] Bierwage A, Chen L, Zonca F 2010 *Plasma Phys. Control. Fusion* **52** 015005
- [14] Wang J, Hu S H, Dai Q P, Yao L B 2010 *Chin. Phys. B* **19** 095202
- [15] Heidbrink W W 2008 *Phys. Plasmas* **15** 055501
- [16] Chen L, Zonca F 1995 *Phys. Scr.* **T60** 81
- [17] Zonca F, Chen L 2000 *Phys. Plasmas* **7** 4600
- [18] Heidbrink W W, Gorelenkov N N, Murakami M 2002 *Nucl. Fusion* **42** 972
- [19] Fredrickson E, Chen L, White R 2003 *Nucl. Fusion* **43** 1258
- [20] Jian G D, Dong J Q 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1641 (in Chinese) [简广德, 董家齐 2005 物理学报 **54** 1641]
- [21] Shi B R, Qu W X, Dong J Q 2006 *Chin. Phys. Lett.* **23** 407
- [22] Shi B R, Li J Q 2007 *Chin. Phys. Lett.* **24** 490
- [23] Luan Q B, Shi Y P, Wang X G 2012 *Chin. Phys. Lett.* **29** 085201
- [24] Ding S, Wan B, Zhang X, Budny R V, Guo Y, McCune D, Xu P, Yang J, Qian J, Shi Y, Wang F, Kaye S M 2011 *Plasma Phys. Control. Fusion* **53** 015007

Neutral beam injection induced discrete Alfvén instabilities on experimental advanced superconducting tokamak*

Wang Jun^{1)†} Hu Chun-Dong¹⁾ Hu Shuang-Hui²⁾ Wu Bin¹⁾
Ding Si-Ye¹⁾ Wang Jin-Fang¹⁾

1) (*Institute of Plasma Physics, Chinese Academy of Science, Hefei 230031, China*)

2) (*College of Science, Guizhou University, Guiyang 550025, China*)

(Received 21 August 2012; revised manuscript received 4 September 2012)

Abstract

The neutral beam injection (NBI) system is applied to the experimental advanced superconducting tokamak (EAST). It will excite some Alfvén instabilities when the plasma characteristics are improved. The numerical research on the NBI-induced discrete Alfvén eigenmode (α TAE) and toroidal effect-induced Alfvén eigenmode (TAE) in the pedestal region is presented in the paper. The research results show that plenty of α TAEs appear in this region. The α TAE is very different from the TAE. These modes are trapped by the α -induced potential wells along the magnetic field line. Due to negligible continuum damping via wave energy tunneling, similar to TAE, the α TAE can also be readily destabilized by energetic particles. Differently, α TAE frequency spectrum is more broad than TAE, and they are existed not only inside the gap but also outside the gap. The growth rate increases with injected power increasing. This instability maybe affects the physical behavior of the tokamak and the confinement of the plasma.

Keywords: NBI, Alfvén wave, energetic particles

PACS: 52.35.Bj 52.35.Py 52.35.Qz

DOI: 10.7498/aps.62.035201

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10975039, 10975160, 11175211).

† Corresponding author. E-mail: 78334062@qq.com