doi:10.3969/j.issn.1672-4348.2014.03.013

有限拉莫尔半径效应对电阻性气球模的影响

蒋海斌，陈巧玲，姚少波

（福建工程学院 数理系，福建 福州 350118）

摘要：基于有限拉莫半径磁流体理论（Finite Larmor radius magnetohydrodynamic）模型，采用 WKB（Wentzel、Kramers 和 Brillouin）的多重尺度分析方法详细推导了一组用于研究托卡马克等离子体中高 n 电阻性气球模的本征方程。在忽略了回旋粘滞效应和电阻效应之后该方程可以回到传统理想气球模方程。文章中的气球模本征方程可用于研究带耗散性质的电阻率与无耗散的回旋粘滞性的对气球模的竞争影响。

关键词：气球模；有限拉莫尔半径效应；回旋粘滞

中图分类号：O534.2 **文献标志码：**A **文章编号：**1672-4348(2014)03-0263-05

Effect of finite Larmor radius on resistive ballooning modes

Jiang Haibin, Chen Qiaolin, Yao Shaobo

(Mathematics and Physics Department, Fujian University of Technology, Fuzhou 350118, China)

Abstract: In this paper, the effect of finite Larmor radius (FLR) on the high resistive ballooning modes was studied on the basis of FLR magnetohydrodynamic (FLR-MHD) theory. A set of linear FLR resistive ballooning mode equations were derived by using WKB multi-scale analysis method developed by Wentzel, Kramer and Brillouin, which were reduced to the ideal ballooning mode equation when the FLR effect and resistive effect were neglected. The results indicate that the derived ballooning mode equations are applicable in analysing the competitive effects of dissipative resistivity and non-dissipative gyroviscosity on the ballooning modes.

Keywords: ballooning mode; finite Larmor radius effect; gyroviscosity

气球模是一种由等离子体压强驱动的交换模[1-2]，随着等离子体的比压 β 值的升高，它能使自己定域到不利的磁场曲率区域，并在磁面上逐渐突出，最后发展到磁面破裂。因此，气球模的发展严重限制了等离子体的比压值，也直接关系到将来能否建立一个经济性能良好的聚变反应堆。因此，它无可争议地成为了托卡马克等离子体中一个的非常重要的研究课题。从它被提出开始，与之相关的理论研究和实验模拟就基本上没有中断过。不论从哪个角度，哪种理论去研究气球模，人们几乎都冲着一个相同的目的，即，寻求气球模是如何限制托卡马克实现高 β 运行的。为此，人们基于理想气球模理论，展开了大量的数值计算。然而，在这些计算中都有一个共同之处，它们都假定平行电场扰动 $\delta E_{\parallel} = 0$[3]。但是，在高环向模数(n)极限条件下，$\delta E_{\parallel}$ 将变得更加重要。此外，如果要考虑一些动理学效应【例如：有限拉莫半径效应（FLR）、朗道共振（Landau resonances）、捕获粒子（trapped particles）等】时，平行电场扰动 $\delta E_{\parallel}$ 一般不能假设为零。基于此，有必要探讨气球模

收稿日期：2014-03-19
基金项目：国家自然科学基金项目（11247321）；福建省科技厅自然科学基金（2012J05001）；福建工程学院科研启动基金项目（GY-Z11044）
第一作者简介：蒋海斌（1978-），男（汉），福建武夷山人，讲师，博士，研究方向：磁约束等离子体物理。

在考虑了一些动理学效应之后(即,认为平行电场不为零),临界的比压 β_c 是否会发生改变。

一般说来,要研究托卡马克等离子体的动理学效应(kinetic effect)时,首先想到的是使用动理学方法[4],或是由其派生出的两种近似方法:漂移动理学(drift-kinetic)[5-8]和回旋动理学(gyro-kinetic)[9-12]理论。然而,在处理托卡马克这种复杂的位型时,动理学方法的使用有时就显得非常复杂,计算过程中又不得不做出大量让人们不确信的简化。因此,就有很多人试着使用更为简单的 MHD 理论去研究一些动理学效应。比如我们所感兴趣的“有限拉莫半径(FLR)效应”。上个世纪60年代,Roberts[13]等人与 Braginskii[14]通过在运动方程中增加一个各项异性的离子粘滞张量(anisotropic ion stress tensor),把有限拉莫尔半径效应这种动理学效应引入到 MHD 方程中。之后,这套理论就被称为有限拉莫半径磁流体动力学(FLR-MHD)理论[15]。到目前为止,FLR-MHD 理论已经在与 Z-pinch 相关的理论研究中大量被使用[15-19]。例如,1996年,Huba[18]就用该理论,在一个二维等离子体位型中研究了 Rayleigh-Taylor 不稳定性。最近,邱孝明[17,19]等人也使用的 FLR-MHD 理论在 Z-pinch 等离子体中研究了 Rayleigh-Taylor 不稳定性。本文将以有限拉莫半径磁流体力学(FLR-MHD)理论为基本模型,根据 WKB[20]的分析方法推导出一组包含有限拉莫尔半径效应和电阻碰撞效应的高 n 气球模本征方程。用以研究带耗散性质的经典碰撞电阻率与无耗散的回旋粘滞性的对气球模的竞争影响。

1 FLR-MHD 理论模型

有限拉摩尔半径效应的磁流体方程组(FLR-MHD)包含了如下几个方程:

连续性方程

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho + \boldsymbol{V}\cdot\nabla\rho + \rho\nabla\cdot\boldsymbol{V} = 0 \tag{1}$$

运动方程

$$\rho\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{V} + \rho(\boldsymbol{V}\cdot\nabla)\boldsymbol{V} = -\nabla p + (\nabla\times\boldsymbol{B})\times\boldsymbol{B} + \eta_1\boldsymbol{b}\times\nabla_\perp^2\boldsymbol{V} \tag{2}$$

能量方程

$$\frac{\partial}{\partial t}p + \boldsymbol{V}\cdot\nabla p + p\nabla\cdot\boldsymbol{V} = 0 \tag{3}$$

磁场扩散方程

$$\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{B} = \nabla\times(\boldsymbol{V}\times\boldsymbol{B}) - \eta_2\nabla\times(\nabla\times\boldsymbol{B}) \tag{4}$$

无磁单极子磁场方程

$$\nabla\cdot\boldsymbol{B} = 0 \tag{5}$$

方程(1)~(5)中,ρ 表示流体的密度;p 表示标量压强;$\boldsymbol{V}$ 表示流体的速度;$\boldsymbol{B}$ 表示磁场强度;η_1 表示回旋粘滞系数;η_2 表示经典碰撞电阻率;$\boldsymbol{b}$ 表示磁力线方向单位矢量。为了得到方程(4),忽略欧姆定律中的电子压强梯度和霍尔电流效应:

$$\boldsymbol{E} + \boldsymbol{V}\times\boldsymbol{B} = \eta_2\nabla\times\boldsymbol{B} \tag{6}$$

2 方程的线性化

首先,将所有的物理量写成平衡量和扰动量之和。

$$\rho = \rho_0 + \rho_1 \tag{7}$$

$$\boldsymbol{V} = \boldsymbol{V}_0 + \boldsymbol{V}_1 \tag{8}$$

$$p = p_0 + p_1 \tag{9}$$

$$\boldsymbol{B} = \boldsymbol{B}_0 + \boldsymbol{B}_1 \tag{10}$$

下标“0”表示平衡(无扰动)时的物理量,下标“1”表示一级扰动量(以下相同)。本文考虑的是静态平衡的情况,因此表示平衡速度的 $\boldsymbol{V}_0 = 0$。把(7)~(10)带入方程(1)~(5)中,在略去高阶扰动项之后,得到一阶扰动方程:

连续性方程

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho_1 = -\boldsymbol{V}_1\cdot\nabla\rho_0 - \rho_0\nabla\cdot\boldsymbol{V}_1 \tag{11}$$

运动方程

$$\rho\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{V}_1 = (\nabla\times\boldsymbol{B}_0)\times\boldsymbol{B}_1 + (\nabla\times\boldsymbol{B}_1)\times\boldsymbol{B}_0 - \nabla p_1 + \eta_3\boldsymbol{b}_0\times\nabla_\perp^2\boldsymbol{V}_1 \tag{12}$$

能量方程

$$\frac{\partial}{\partial t}p_1 = -\boldsymbol{V}_1\cdot\nabla p_0 - p_0\nabla\cdot\boldsymbol{V}_1 \tag{13}$$

磁场扩散方程

$$\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{B}_1 = \nabla\times(\boldsymbol{V}_1\times\boldsymbol{B}_0) - \eta_2\nabla\times(\nabla\times\boldsymbol{B}_1) \tag{14}$$

无磁单极子磁场方程

$$\nabla\cdot\boldsymbol{B}_1 = 0 \tag{15}$$

与研究理想气球模相同[1],把所有扰动量写成程函表达式:

$$\rho_1 = \hat{\rho}_1\exp(-i\omega t + inS) \tag{16}$$

$$\boldsymbol{V}_1 = \hat{\boldsymbol{V}}_1\exp(-i\omega t + inS) \tag{17}$$

$$p_1 = \hat{p}_1 \exp(-i\omega t + inS) \tag{18}$$

$$\boldsymbol{B}_1 = \hat{\boldsymbol{B}}_1 \exp(-i\omega t + inS) \tag{19}$$

其中，$\hat{\rho}_1$ 是密度扰动的振幅（慢变函数）；$\hat{\boldsymbol{V}}_1$ 是扰动速度的振幅；$\hat{p}_1$ 是压强扰动的振幅；$\hat{\boldsymbol{B}}_1$ 是磁场扰动的振幅；S 是程函；w 是本征值；n 是环向模数。

3　量级展开

根据 WKB 的分析方法，把环向模数 n 的倒数设为小量 $\varepsilon = 1/n$，扰动量 $\hat{A}_1$ 便可以按照这个小量分级展开，令：

$$\hat{A}_1 = \hat{A}_1^{(0)} + \frac{1}{n}\hat{A}_1^{(1)} \tag{20}$$

其中，$\hat{A}_1$ 代表 $\hat{\rho}_1, \hat{\boldsymbol{V}}_1, \hat{p}_1$ 和 $\hat{\boldsymbol{B}}_1$，扰动量 $\hat{A}_1^{(m)}$ 的上标 $m(m = 0,1,\cdots\cdots)$ 代表阶数。利用式（20），把式（16）～（19）带入式（11）～（15）之后，按阶数整理可得。

$O(\varepsilon^{-1})$

从连续性方程（11）和能量方程（13）的 $O(\varepsilon^{-1})$ 阶，得到：

$$\hat{\boldsymbol{V}}_1^{(0)} \cdot \nabla S = 0 \tag{21}$$

从磁扩散方程（14）的 $O(\varepsilon^{-1})$ 阶，得到：

$$\boldsymbol{B}_{10} \cdot \nabla S = 0 \tag{22}$$

从无磁单极子磁场方程（15）的 $O(\varepsilon^{-1})$ 阶，得到：

$$\hat{\boldsymbol{B}}_1^{(0)} \cdot \nabla S = 0 \tag{23}$$

从运动方程（12）的 $O(\varepsilon^{-1})$ 阶，得到：

$$\boldsymbol{B}_0 \cdot \hat{\boldsymbol{B}}_1^{(0)} + \hat{p}_1^{(0)} + \eta_3 \hat{\boldsymbol{V}}_1^{(0)} \cdot (\boldsymbol{b}_0 \times \nabla S) = 0 \tag{24}$$

$O(\varepsilon^{0})$

从连续性方程（11）的 $O(\varepsilon^{0})$ 阶，得到：

$$\hat{\rho}_1^{(0)}(-iw) = -\hat{\boldsymbol{V}}_1^{(0)} \cdot \nabla\rho_0 - \rho_0 \nabla \cdot \hat{\boldsymbol{V}}_1^{(0)} - (in)\rho_1 \hat{\boldsymbol{V}}_1^{(1)} \cdot \nabla S \tag{25}$$

从能量方程（13）的 $O(\varepsilon^{0})$ 阶，得到：

$$\hat{p}_1^{(0)}(-iw) = -\hat{\boldsymbol{V}}_1^{(0)} \cdot \nabla p_0 - p_0 \nabla \cdot \hat{\boldsymbol{V}}_1^{(0)} - (in)p_0 \hat{\boldsymbol{V}}_1^{(1)} \cdot \nabla S \tag{26}$$

从磁扩散方程（14）的 $O(\varepsilon^{0})$ 阶，得到：

$$\hat{\boldsymbol{B}}_1^{(0)}(-iw) = (\boldsymbol{B}_0 \cdot \nabla)\hat{\boldsymbol{V}}_1^{(0)} - \left(\hat{\boldsymbol{V}}_1^{(0)} \cdot \nabla\right)\boldsymbol{B}_0 - \boldsymbol{B}_0\left[\nabla \cdot \hat{\boldsymbol{V}}_1^{(0)} - (in)\hat{\boldsymbol{V}}_1^{(1)} \cdot \nabla S\right] - \eta_2 \hat{\boldsymbol{B}}_1^{(0)} n^2 |\nabla S|^2 \tag{27}$$

从运动方程（12）的 $O(\varepsilon^{0})$ 阶，得到：

$$\rho_0 \hat{\boldsymbol{V}}_1^{(0)}(-iw) = -\nabla\hat{p}_1^{(0)} - \nabla\left(\boldsymbol{B}_0 \cdot \hat{\boldsymbol{B}}_1^{(0)}\right) - i\left(\hat{p}_1^{(1)} + \boldsymbol{B}_0 \cdot \hat{\boldsymbol{B}}_1^{(1)}\right)\nabla S + (\boldsymbol{B}_0 \cdot \nabla)\hat{\boldsymbol{B}}_1^{(0)} + \left(\hat{\boldsymbol{B}}_1^{(0)} \cdot \nabla\right)\boldsymbol{B}_0 - (in)\eta_1 \boldsymbol{b}_0 \times \hat{\boldsymbol{V}}_1^{(0)} \nabla_\perp^2 S - n\eta_1 \boldsymbol{b}_0 \times \hat{\boldsymbol{V}}_1^{(1)} |\nabla S|^2 \tag{28}$$

对上述方程的量级分析时，为使方程满足有非零解，假定回旋粘滞系数 $\eta_1 \sim O(\varepsilon^1)$ 以及经典碰撞电阻率 $O(\eta_2 \sim \varepsilon^2)$。

4　气球模方程组

重新定义一个三维坐标系 $(\boldsymbol{B}_0, \nabla S, \boldsymbol{B}_0 \times \nabla S)$[21-22]，依据关系式（21）和（23），看到最低阶扰动速度 $\hat{\boldsymbol{V}}_1^{(0)}$ 和扰动磁场 $\hat{\boldsymbol{B}}_1^{(0)}$ 都没有 ∇S 方向的分量，因此可以很方便的假设：

$$\hat{\boldsymbol{V}}_1^{(0)} = \hat{V}_\parallel \frac{\boldsymbol{B}_0}{B_0} + \hat{V}_\perp \frac{\boldsymbol{B}_0 \times \nabla S}{B_0^2} \tag{29}$$

$$\hat{\boldsymbol{B}}_1^{(0)} = \hat{B}_\parallel \frac{\boldsymbol{B}_0}{B_0} + \hat{B}_\perp \frac{\boldsymbol{B}_0 \times \nabla S}{|\nabla S|^2} \tag{30}$$

把（29）和（30）代入方程（25）～（28），得：

$$\hat{\rho}_1^{(0)}(-iw) = -\hat{\boldsymbol{V}}_\perp^{(0)} \frac{\boldsymbol{B}_0 \times \nabla S}{B_0^2} \cdot \nabla p_0 - \hat{V}_\parallel \frac{\boldsymbol{B}_0}{B_0} \cdot \nabla\rho_0 - \rho_0 \nabla \cdot \hat{\boldsymbol{V}}_1^{(0)} - i\rho_0 \hat{\boldsymbol{V}}_1^{(1)} \cdot \nabla S \tag{31}$$

$$\hat{p}_1^{(0)}(-iw) = -\hat{V}_\perp^{(0)} \frac{\boldsymbol{B}_0 \times \nabla S}{B_0^2} \cdot \nabla p_0 - p_0 \nabla \cdot \hat{\boldsymbol{V}}_1^{(0)} - ip_0 \hat{\boldsymbol{V}}_1^{(1)} \cdot \nabla S \tag{32}$$

接着，把方程（27）和（28）分别朝 $\boldsymbol{B}_0 \times \nabla S$ 方向投影，得：

$$\hat{B}_\perp^{(0)}(\eta_2 n^2 |\nabla S|^2 - iw) = \frac{|\nabla S|^2}{B_0^2}(\boldsymbol{B}_0 \cdot \nabla)\hat{V}_\perp^{(0)} \tag{33}$$

$$\hat{V}_\perp^{(0)}(-iw) = \frac{B_0^2(\boldsymbol{B}_0 \cdot \nabla)}{\rho_0 |\nabla S|^2}\hat{B}_\perp^{(0)} - \frac{2(\boldsymbol{B}_0 \times \nabla S \cdot \boldsymbol{k})}{\rho_0 |\nabla S|^2} B_0 \hat{B}_\parallel^{(0)} - (in)\frac{\eta_1}{\rho_0} B |\nabla S|^2 \left(\nabla_\perp \hat{\boldsymbol{V}}_1^{(0)} + i\nabla S \cdot \hat{\boldsymbol{V}}_1^{(0)}\right) \tag{34}$$

最后，把运动方程（28）朝 $\boldsymbol{B}_0$ 方向投影，得：

$$\rho_0 \hat{V}_\parallel^{(0)}(-iw) = \frac{\hat{B}_\perp^{(0)} |B_0|}{|\nabla S|^2} \nabla \times \boldsymbol{B}_0 \cdot \nabla S \tag{35}$$

在方程（32）的推导过程中，利用压强沿着磁力线梯度为零特性

$$\boldsymbol{B}_0 \cdot \nabla p_0 = 0. \tag{36}$$

在研究气球模临界稳定的问题时，常假定流体不可压缩[23]。因此，连续性方程(1)就退化为，

$$\nabla \cdot \boldsymbol{V}_0 = 0 \tag{37}$$

把式(20)带入式(37)，整理出 $O(\varepsilon^0)$，得到：

$$\nabla \cdot \hat{\boldsymbol{V}}_1^{(0)} + i\hat{\boldsymbol{V}}_1^{(1)} \cdot \nabla S = 0 \tag{38}$$

利用式(38)，可以简化并得到气球模方程组

$$\hat{p}_1^{(0)}(-iw) = -\hat{V}_\perp^{(0)} \frac{\boldsymbol{B}_0 \times \nabla S}{B_0^2} \cdot \nabla p_0 \tag{39}$$

$$\hat{B}_\perp^{(0)}(\eta_2 n^2 |\nabla S|^2 - iw) = \frac{|\nabla S|^2}{B_0^2}(\boldsymbol{B}_0 \cdot \nabla)\hat{V}_\perp^{(0)} \tag{40}$$

$$\hat{V}_\perp^{(0)}(-iw) = \frac{B_0^2(\boldsymbol{B}_0 \cdot \nabla)}{\rho_0 |\nabla S|^2}\hat{B}_\perp^{(0)} - \frac{2(\boldsymbol{B}_0 \times \nabla S \cdot \boldsymbol{k})}{\rho_0 |\nabla S|^2}B_0 B_\parallel + in\frac{1}{\rho_0}\eta_1 \boldsymbol{B}_0 \cdot \nabla \hat{V}_\parallel^{(0)} \tag{41}$$

$$\rho_0 \hat{V}_\parallel^{(0)}(-iw) = \frac{\hat{B}_\perp^{(0)}|B_0|}{|\nabla S|^2}\nabla \times \boldsymbol{B}_0 \cdot \nabla S \tag{42}$$

把式(39)、(40)和(42)带入式(41)整理得到包含有限拉莫半径效应修正的不可压缩等离子体的气球模本征方程(FLR－Ballooning mode)

$$\boldsymbol{B}_0 \cdot \nabla \left[\frac{|\nabla S|^2}{B_0^2 G_\eta}(\boldsymbol{B}_0 \cdot \nabla)\hat{V}_\perp^{(0)}\right] + \left[D_k + G_k w + \rho_0 \frac{|\nabla S|^2}{B_0^2}w^2\right]\hat{V}_\perp^{(0)} - \frac{1}{w}M_k \boldsymbol{B}_0 \cdot \nabla\left[\left(\frac{\nabla \times \boldsymbol{B}_0 \cdot \nabla S}{|B_0|}(\boldsymbol{B}_0 \cdot \nabla)\hat{V}_\perp^{(0)}\right)\right] = 0 \tag{43}$$

其中：

$$G_\eta = 1 + \frac{\eta_2 n^2}{-iw}|\nabla S|^2 \tag{44}$$

$$D_k = 2\frac{\boldsymbol{B}_0 \times \nabla S \cdot \boldsymbol{k}}{B_0^2}\frac{\boldsymbol{B}_0 \times \nabla S \cdot \nabla p_0}{B_0^2} \tag{45}$$

$$G_k = 2n\eta_1 \frac{\boldsymbol{B}_0 \times \nabla S \cdot \boldsymbol{k}}{B_0^2}\frac{|\nabla S|^2}{B_0} \tag{46}$$

以及

$$M_k = n\eta_1 \frac{|\nabla S|^2}{\rho_0 B_0^2}. \tag{47}$$

如果令回旋粘滞率 η_1 和经典碰撞电阻率 η_1 都等于零，方程(43)可以回到传统的理想气球模本征方程：

$$\boldsymbol{B}_0 \cdot \nabla\left(\frac{|\nabla S|^2}{B_0^2}(\boldsymbol{B}_0 \cdot \nabla)\hat{V}_\perp^{(0)}\right) + \left[D_k + \rho_0 \frac{|\nabla S|^2}{B_0^2}w^2\right]\hat{V}_\perp^{(0)} - = 0 \tag{48}$$

与理想气球模本征方程(48)相比，本文中的气球模本征方程(43)增加考虑了碰撞电阻效应和回旋粘滞效应(有限拉莫尔半径效应)。众所周知，电阻效应带耗散性质，而回旋粘滞是无耗散的。本征方程(43)就可以用于研究这两种效应同时存在时是如何竞争或是如何协调的影响高 n 气球模。

5 结论

基于有限拉莫尔磁流体动力学(FLR－MHD)理论框架，采用 WKB 的多重尺度分析方法，详细推导出了一组可用于研究托卡马克等离子体中高 n 气球模的本征方程。该本征方程可用以研究带耗散性质的经典碰撞电阻率与无耗散的回旋粘滞性的对气球模的竞争影响。

参考文献：

[1] Connor J W, Hastie R J, Taylor J B. Shear, periodicity and plasma ballooning modes[J]. Physical Review Letters,1978, 40:396－399.

[2] Coppi B, Rosenbluth M N. Collisional interchange instabilities in shear and stabilized systems[J]. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research,1965,1:617－641.

[3] Dobrott D, Nelson D B, Greene J M, et al. Theory of ballooning modes in tokamaks with finite shear[J]. Physical Review Letters,1977,39:943－946.

[4] Tang W M, Connor J W,Hastie R J. Kinetic-ballooning-mode theory in general geometry[J]. Nuclear Fusion,1980,20: 1439－1453.

[5] Simakov A, Catto P. Drift kinetic equation exact through second order in gyroradius expansion[J]. Physics of Plasmas, 2005(12):012105.

[6] Grandgirard V, Brunetti M, Bertrand P, et al. A drift-kinetic semi-lagrangian 4D code for ion turbulence simulation[J]. Journal of Computational Physics,2006,217:395 -423.

[7] Liu Y, Chu M S, Gimblett C G, et al. Magnetic drift kinetic damping of the resistive wall mode in large aspect ratio tokamaks[J]. Physics of Plasmas,2008,15:092505.

[8] Smolyakov A, Garbet X. Drift kinetic equation in the moving reference frame and reduced magnetohydrodynamic equations[J]. Physics of Plasmas,2010,17,042105.

[9] Catto P, Tsang K. Linearized gyro kinetic equation with collisions[J]. Physics of Fluids,1977,20:396 -401.

[10] Peeters A, Strintzi D. The effect of a uniform radial electric field on the Toroidal ion temperature gradient mode[J]. Physics of Plasmas,2004(11):3748 -3751.

[11] Lin Z, Hahm T S, Lee W W, et al. Turbulent transport reduction byy zonal flows: Massively parallel simulations[J]. Science,1998,281:1835 -1837.

[12] Wang W X, Lin Z, Tang W M, et al. Gyro-kinetic simulation of global turbulent transport properties in tokamak experiments[J]. Physics of Plasmas,2006,13:092505.

[13] Roberts K V, Taylor J B. Magnetohydrodynamic equations for finite Larmor radius[J]. Physical Review Letters,1962(8): 197 -198.

[14] Braginskii S. Transport processes in a Plasma[J]. Reviews of Plasma Physics,1965(1):205 -211.

[15] Ruden E. The polarity dependent effect of gyroviscosity on the flow shear stabilized rayleigh-taylor instability and an application to the plasma focus[J]. Physics of Plasmas,2004(11):713 -723.

[16] Scheffel J, Faghihi M. Finite-Larmor-radius effects on z-pinch stability[J]. Journal of Plasma Physics,2009,41:427 -439.

[17] Qiu M X. Huang L, Jian G D. Finite larmor radius magnetohydrodynamic analysis of the Rayleigh-Taylor instability in Z Pinches with sheared axial flow[J]. Physics of Plasmas,2007(14):032111.

[18] Jian G D, Huang L, Qiu X M. Assembling stabilization of the Rayleigh-Taylor instability by the Effects of finite Larmor radius and sheared axial flow[J]. Plasma Science And Technology,2005(7):2805 -2809.

[19] Huba J D. Finite Larmor radius magnetohydrodynamics of the Rayleigh-Taylor instability[J]. Physics of Plasmas,1996(3):2523 -2532.

[20] Dewar R, Glasser A. Ballooning mode spectrum in general toroidal systems[J]. Physics of Fluids,1983,26:3038 -3052.

[21] Grassie K, Krech M. A complete set of resistive compressive ballooning equations for two dimensional flow equilibria[J]. Physics of Fluids B: Plasma Physics,1990(2):536.

[22] Cooper W A. Ballooning Instabilities In Tokamaks with Sheared Toroidal Flows[J]. Plasma Physics and Controlled Fusion, 1988,30:1805 -1812.

[23] Waelbroeck F L, Chen L. Ballooning instabilities in Tokamaks with-sheared toroidal flows[J]. Physics of Fluids B: Plasma Physics,1991(3):601 -610.

（责任编辑：陈雯）