

中国首台准环对称仿星器中离子温度梯度模的模拟研究*

黄捷[†] 李沫杉 覃程 王先驱

(西南交通大学物理科学与技术学院, 成都 610031)

(2022 年 4 月 17 日收到; 2022 年 6 月 28 日收到修改稿)

中国首台准环对称仿星器 (CFQS) 是目前世界上唯一在建的准环对称仿星器. 本文利用回旋弗拉索夫代码 GKV 开展了 CFQS 中离子温度梯度模 (ITG) 的模拟研究. 在静电绝热条件下, 模拟的结果给出了 CFQS 中纯的 ITG 与密度梯度和温度梯度间的依赖关系. ITG 的激发存在温度梯度阈值, 此温度梯度阈值受到密度梯度的影响. ITG 的增长率不仅与密度梯度的绝对值相关, 还取决于密度梯度的正负, 负密度梯度对 ITG 具有强的抑制作用. 非绝热的模拟结果表明, 捕获电子对 ITG 具有去稳作用, 电子温度梯度也对 ITG 具有去稳作用. 当考虑电磁条件时, 有限的等离子体比压会抑制 ITG, 导致 ITG 向阿尔芬离子温度梯度模/动理学气球模 (AITG/KBM) 的转化. 当密度和温度梯度都较大时, KBM 的最大增长率与密度梯度和温度梯度近似成线性关系.

关键词: 中国首台准环对称仿星器, 离子温度梯度模, 等离子体比压, 动理学气球模

PACS: 52.25.Xz, 52.30.Gz, 52.35.Qz, 52.55.Hc

DOI: 10.7498/aps.71.20220729

1 引言

在磁约束聚变装置中, 湍流输运导致的等离子体粒子和能量损失严重影响等离子体的约束性能. 在托卡马克装置中, 湍流输运是最主要的等离子体输运损失方式. 但在仿星器中, 除湍流输运外, 新经典输运也是一种主要的等离子体输运损失方式^[1]. 由于存在大的新经典输运, 长期以来仿星器的约束性能都不如托卡马克. 仿星器中大的新经典输运是由于仿星器中大的磁场波纹度导致的^[2]. 因此, 可以通过优化仿星器的磁场位形, 降低其磁场波纹度, 进而提高对等离子体的约束性能. 仿星器磁场位形的优化主要有三种方式: 准螺旋对称优化 (如美国的 HSX 装置)、准力线优化 (如德国的 W7-X 装置) 和准环对称优化^[3–5]. 利用前两种优化方式优化的仿

星器都已建成并运行, 但在这两类仿星器上的研究结果表明, 以这两种优化方式优化的仿星器仍然具有大的新经典输运^[1]. 理论研究表明, 采用准环对称优化的仿星器具有与托卡马克相当的新经典输运水平, 这能大大地降低仿星器的新经典输运损失^[6]. 准环对称优化的仿星器克服了传统仿星器新经典输运大的缺点, 同时保留了仿星器无等离子体电流的优点, 是一种比较理想的约束等离子体的磁场位形.

到目前为止, 国际上尚无建成的基于准环对称优化的仿星器装置. 美国曾经计划建造一台准环对称仿星器装置 NCSX^[7], 日本也曾设计过一台准环对称仿星器装置 CHS-qa^[8]. 最近, 中国西南交通大学联合日本核融合科学研究所共同设计了一台准环对称仿星器——中国首台准环对称仿星器 (CFQS), 并已开始装置的建造^[6,9–12]. CFQS 是目前世界上唯一在建的准环对称仿星器装置.

* 国家磁约束核聚变能发展研究专项 (批准号: 2022YFE03070000, 2022YFE03070001)、国家自然科学基金 (批准号: 11820101004) 和四川省国际科技创新合作项目 (批准号: 2021YFH0066) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: jiehuan@swjtu.edu.cn

虽然理论研究表明 CFQS 的新经典输运水平远低于现有的仿星器, 可以与托卡马克相比拟^[6], 但 CFQS 对等离子体的整体约束性能不仅取决于其新经典输运水平, 还取决于其湍流输运水平. 因此, 要从理论上验证 CFQS 磁场位形的先进性, 还需要对其开展湍流输运的模拟研究. 等离子体中的湍流输运是由等离子体中的静电和电磁微观不稳定性驱动的, 如离子温度梯度模 (ITG)、捕获电子模 (TEM) 等^[13].

本文利用回旋动理学弗拉索夫代码 GKV 开展 CFQS 中离子尺度的微观不稳定性的研究, 给出 CFQS 上 ITG 和阿尔芬离子温度梯度模/动理学气球模 (AITG/KBM) 的特征.

2 物理模型

本文利用回旋弗拉索夫代码 GKV 开展 CFQS 上静电和电磁 ITG 的模拟研究. GKV 代码是基于 δf 的回旋动理学模型, 通过求解随时间演化的电子或离子扰动分布函数 δf_s 、静电势 ϕ 和矢势的平行分量 A_{\parallel} 来开展等离子体物理的研究, 其中, $s = i$ 和 $s = e$ 分别是离子和电子的扰动分布函数^[14,15]. GKV 代码的核心方程是在五维相空间里扰动分布函数的电磁回旋动理学方程^[16,17], 方程的傅里叶展开形式如下:

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_{\parallel} \mathbf{b} \cdot \nabla + i\omega_{Ds} - \frac{\mu \mathbf{b} \cdot \nabla B}{m_s} \frac{\partial}{\partial v_{\parallel}} \right) \delta g_{s\mathbf{k}_{\perp}} \\ & - \frac{c}{B} \sum_{\Delta} \mathbf{b} \cdot (\mathbf{k}'_{\perp} \times \mathbf{k}''_{\perp}) \delta \psi_{s\mathbf{k}'_{\perp}} \delta g_{s\mathbf{k}''_{\perp}} \\ & = \frac{e_s F_{Ms}}{T_s} \left(\frac{\partial \delta \psi_{\mathbf{k}_{\perp}}}{\partial t} + i\omega_{*Ts} \delta \psi_{\mathbf{k}_{\perp}} \right) + C_s (\delta g_{s\mathbf{k}_{\perp}}), \end{aligned} \quad (1)$$

其中 $\delta g_{s\mathbf{k}_{\perp}}$ 为扰动分布函数 $\delta f_{s\mathbf{k}_{\perp}}$ 的非绝热 (动理学) 部分, 即 $\delta g_{s\mathbf{k}_{\perp}} = \delta f_{s\mathbf{k}_{\perp}} + e_s J_{0s} \delta \phi_{\mathbf{k}_{\perp}} F_{Ms}/T_s$, J_{0s} 为零阶贝塞尔函数; F_{Ms} 为分布函数的平衡部分; \mathbf{k}_{\perp} 为垂直波数; ω_{Ds} 和 ω_{*Ts} 分别是磁漂移和抗磁漂移频率; $\delta \psi_{\mathbf{k}_{\perp}}$ 是回旋平均的势扰动, (1) 式中其他符号的含义见参考文献^[17].

在 GKV 中采用通量管坐标系 (x, y, z) ^[18], 其中, $x = a(\rho - \rho_0)$, $y = a\rho_0 q(\rho_0)^{-1} [q(\rho)\theta - \zeta]$, $z = \theta$. 这里 a 为小半径, $\rho = \sqrt{\psi/\psi_{\text{edge}}}$, ψ 为环向磁通, $q(\rho_0)$ 为 $\rho = \rho_0$ 处的安全因子, θ 为极向角. 在后面的模

拟中, 在环向角 $\zeta = 0^\circ$ 、归一化小半径 $\rho = 0.5$ 处取一个通量管作为模拟区域. CFQS 的大半径为 1 m, 纵横比为 4, 其准环对称磁场位形的环向周期数为 2.

3 数值模拟

离子温度梯度模是由离子温度梯度驱动的一种微观不稳定性, 除了离子温度梯度外, 等离子体的密度梯度、捕获电子、等离子体比压等都对 ITG 有影响. 本文主要考虑在绝热和非绝热情况下, 温度梯度和密度梯度对 ITG 的影响. 在绝热情况下, 等离子体的微观不稳定性是纯的 ITG 模, 这样可以在 CFQS 仿星器上研究纯的 ITG 模与温度梯度和密度梯度间的依赖关系.

3.1 静电模拟结果

首先, 考虑静电绝热条件下 CFQS 中的 ITG 模. 在这种条件下, 可以研究纯的 ITG 与等离子体参数间的依赖关系, 为了解 CFQS 中 ITG 模的激发和稳定条件提供理论依据. 图 1 给出了静电绝热条件下 ITG 模的波数谱. 图 1 中的 γ 为增长率; k_y 为波数; ρ_i 为离子回旋半径; R_0 为装置大半径; L_n 和 L_T 分别为密度和温度梯度标长, 其定义为 $L_n = -(\mathrm{d} \ln n / \mathrm{d} x)^{-1}$, $L_T = -(\mathrm{d} \ln T / \mathrm{d} x)^{-1}$, 其中 n 和 T 分别为等离子体密度和温度. 由图 1 可以看出, 随着温度梯度增大, ITG 的波数谱变得越来越宽, 增长率越来越大, 高波数的 ITG 变得更不稳定. 而随着密度梯度的增大, ITG 的波数谱逐渐展宽, 最大增长率对应的波数往高波数区移动. 总体来看, 随密度梯度的增大, ITG 增长率则先增大再减小. 由图 1 还可以看出, ITG 的激发存在一个温度梯度阈值, 只有当温度梯度大于该阈值时, ITG 才能被激发. 这个温度梯度阈值的大小强烈依赖于密度梯度. 鉴于实验上可能出现中空的密度剖面, 在 CFQS 位形下开展了负密度梯度对 ITG 影响的研究. 由图 1(a) 和图 1(b) 可以看出, 虽然 $R_0/L_n = -2$ 和 $R_0/L_n = 2$ 这两个密度梯度的绝对值相同, 但对应 ITG 的增长率却明显不同, 负密度梯度对 ITG 具有抑制作用. 这与托卡马克上的结果相同^[19,20]. 因此, ITG 的增长率不仅与密度梯度的绝对值相关, 还取决于密度梯度值的正负. 图 2 给出了图 1 条件中 ITG 的频率. ITG 的传播方向为离子抗磁漂移方向, 在本文模型中, 以电子的抗磁漂移方向

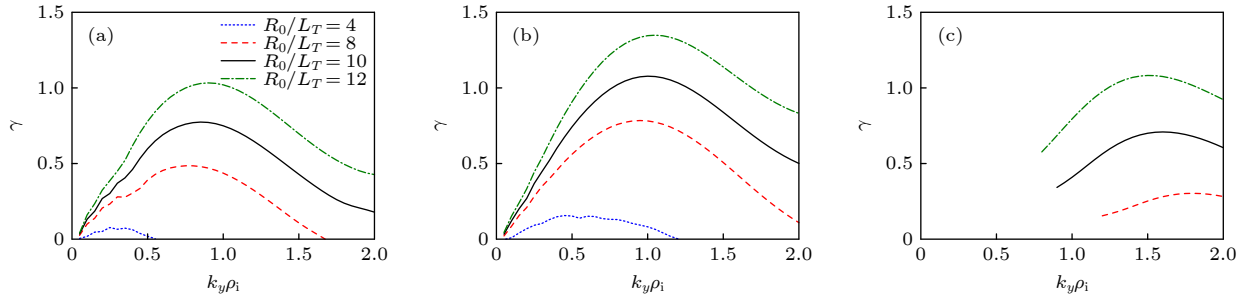

 图 1 不同密度梯度和温度梯度下绝热 ITG 的增长率波数谱 (a) $R_0/L_n = -2$; (b) $R_0/L_n = 2$; (c) $R_0/L_n = 8$

Fig. 1. Growth rate spectra of ITG for different density gradients and temperature gradients: (a) $R_0/L_n = -2$; (b) $R_0/L_n = 2$; (c) $R_0/L_n = 8$.

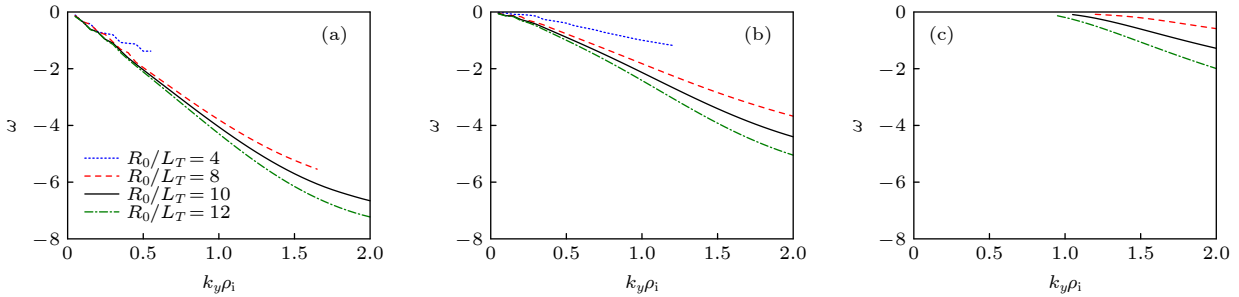

 图 2 不同密度梯度和温度梯度下绝热 ITG 的频率波数谱 (a) $R_0/L_n = -2$; (b) $R_0/L_n = 2$; (c) $R_0/L_n = 8$

Fig. 2. Real frequency spectra of ITG for different density gradients and temperature gradients: (a) $R_0/L_n = -2$; (b) $R_0/L_n = 2$; (c) $R_0/L_n = 8$.

为正方向, 因此 ITG 的频率为负值. 由图 2 可以看出, 温度梯度对 ITG 频率的影响不大, 但密度梯度对 ITG 频率的影响很大. ITG 的频率随密度梯度数值的增大而减小, 这跟增长率与密度梯度之间的依赖关系不同, ITG 的频率只与密度梯度的数值大小有关, 密度梯度的数值越大, ITG 的频率越小. 在托卡马克中也给出了相同的结果^[20]. 结合图 1, 对于同一个密度梯度, ITG 越不稳定, 其频率越大. 对于固定的密度梯度和温度梯度, 频率与波数近似成线性关系, 即 ITG 的相速度近似为常数. 这与托卡马克和仿星器 (如 NCSX) 中的结果一致^[21,22]. ITG 的相速度与温度梯度成正比, 与密度梯度成反比. 当密度梯度大时, 如图 2 中的 $R_0/L_n = 8$, 波数 $k_y\rho_i \leq 1$ 时, ITG 的频率趋近于 0.

图 3 给出了 CFQS 中绝热 ITG 的最大增长率与密度梯度和温度梯度间的关系. 由图 3 可以看出, 当温度梯度最大、密度梯度在 $R_0/L_n \sim 3$ 附近时, ITG 最不稳定. 随着密度梯度的增大或者减小, ITG 的增长率都减小. 这意味着有限的密度梯度既可以驱动 ITG (当密度梯度较小时), 也可以抑制 ITG (当密度梯度大时或者密度梯度为负值时).

由图 3 可以容易地看出, ITG 的激发存在一个温度梯度阈值, 该阈值强烈受到密度梯度的影响. 对于 CFQS, 激发 ITG 的温度梯度阈值 $R_0/L_{T_c} > 3$. 对于 ITG, $\eta_i = L_n/L_T$ 是一个重要的参量. 当密度梯度不变, 温度梯度增大 (L_T 减小) 时, η_i 随温度梯度增大而增大, 从图 3 可以看出, ITG 的增长率也逐渐增大. 而若温度梯度不变, 密度梯度减小 (L_n 增大), 则 η_i 随密度梯度减小而增大. 从图 3 可以看出, 此时 ITG 的增长率随 η_i 增大不是单调变化的, 而是先增大再减小. 这与托卡马克和其他仿星器 (如 NCSX 和 LHD) 中的结果相同^[19,20,22–25]. 文献 [20] 给出了托卡马克等离子体中若固定密度梯度, 则 ITG 的增长率随着温度梯度增大 (或 η_i 增大) 而增大, 此外也给出了 ITG 增长率随密度梯度和温度梯度变化的等高线图, 这都与 CFQS 中的结果是一致的. 在仿星器中, 如 NCSX 上, 也给出了当固定温度梯度, ITG 的增长率随密度梯度减小 (或 η_i 增大) 先增大再减小的结果^[22].

若在模型中考虑动理学电子效应, 则可以研究存在捕获电子时 ITG 的激发和稳定条件, 并研究捕获电子对 ITG 的影响. 但是, 考虑了捕获电子效

应后, 可能会激发另一种微观不稳定性——捕获电子模 (TEM). 通常, TEM 的空间尺度比 ITG 小, 而本文研究低波数区的微观不稳定性, 因此微观不稳定性以 ITG 为主^[26]. 但当 ITG 的驱动比较小时, 可能出现 ITG 和 TEM 共同存在的情况, 也可能出现耦合的 TE-ITG 模, 这个耦合的模在托卡马克和仿星器中都可以出现^[27–31].

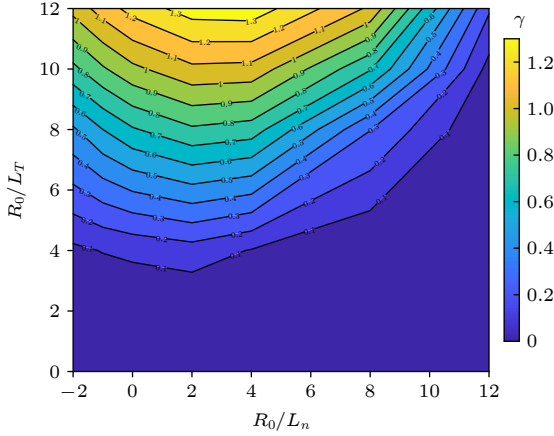


图 3 绝热 ITG 的最大增长率与密度梯度和温度梯度的关系
Fig. 3. Relationship of the maximum growth rate of adiabatic ITG to R_0/L_n and R_0/L_T .

存在捕获电子效应后, ITG 的增长率和频率波数谱如图 4 所示. 由前面绝热的结果知, $R_0/L_n = 2$ 时 ITG 最不穩定, 故图 4 中等离子体的密度梯度取 $R_0/L_n = 2$. 与图 1(b) 和图 2(b) 相比较, 发现在考虑捕获电子效应后, ITG 的增长率增大. 这意味着捕获电子能使 ITG 变得更不稳定, 降低了激发 ITG 的温度梯度阈值^[22,32]. 捕获电子对 ITG 的这种效应不依赖于装置的类型, 即与装置是托卡马克还是仿星器没有关系. 与绝热的结果一样, ITG 的增长率越大, 其相速度也越大, 且 ITG 的相速度对同一密度梯度和温度梯度近似为常数. 但考虑了捕获电子后, ITG 的频率和相速度都比绝热的结果小. 图 5 给出了当考虑捕获电子效应后 ITG 最大增长率与密度梯度和温度梯度间的关系. 由图 5 可看出: 在大的温度梯度区间, ITG 最大增长率与密度和温度梯度的关系与绝热的结果 (图 3) 相似, 只是增长率的数值更大一些; 但在低的温度梯度区, 其结果与绝热的结果存在一定的差异, 可能的原因是当温度梯度小的时候, 无法驱动出具有大增长率的 ITG. 大的密度梯度一方面可以抑制 ITG, 另一方面又可以驱动 TEM, 产生所谓的密度梯度驱动的 TEM^[27]; 此外, 在该参数区间 ITG 和 TEM

的驱动都不强, 有可能形成耦合的 TE-ITG 模^[28–31]. 故在该参数区间里 ITG 不是主导的不稳定性, 此时以耦合的 TE-ITG 模或混合的 ITG 和 TEM 为主. 这种耦合的 TE-ITG 模或混合的 ITG 和 TEM 在托卡马克和其他位形的仿星器中都能产生^[27–31].

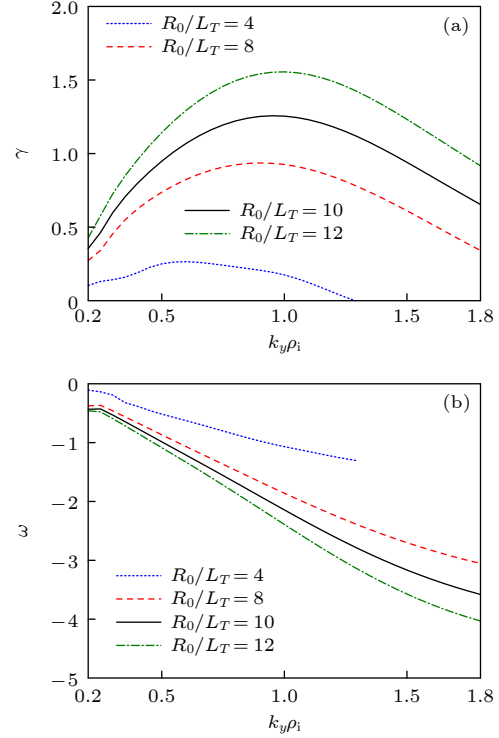


图 4 考虑捕获电子效应后 ITG 的增长率 (a) 和频率 (b) 波数谱, 其中 $R_0/L_n = 2$, 电子温度梯度标长和离子温度梯度标长相等, 即 $R_0/L_{T_e} = R_0/L_{T_i}$

Fig. 4. Growth rate (a) and real frequency spectra (b) of kinetic ITG for $R_0/L_n = 2$. Here, $R_0/L_{T_e} = R_0/L_{T_i}$.

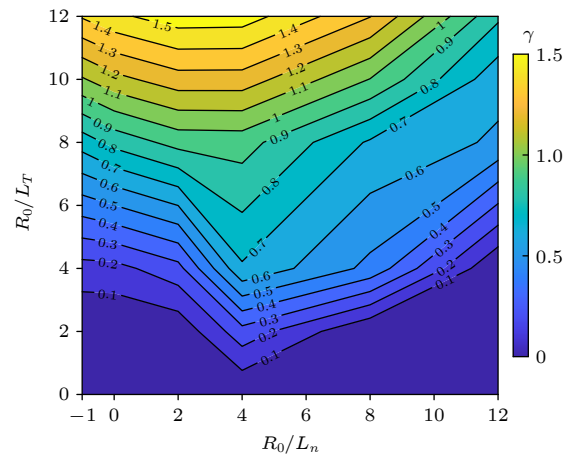


图 5 考虑捕获电子效应后 ITG/TE-ITG 最大增长率与密度梯度和温度梯度的关系, 其中 $R_0/L_{T_e} = R_0/L_{T_i}$

Fig. 5. Contour map of the maximum growth rate of kinetic ITG/TE-ITG mode vs. R_0/L_n and R_0/L_T . Here, $R_0/L_{T_e} = R_0/L_{T_i}$.

实际上, 在真实的磁约束等离子体中, 电子的温度容易受外界电子回旋共振加热 (ECRH) 的影响. CFQS 未来的加热手段采用的是 ECRH, 这导致 CFQS 等离子体中电子温度梯度和离子温度梯度的不同. 在前面的研究中, 电子温度梯度和离子温度梯度相等. 为研究不相同的电子温度梯度和离子温度梯度对 CFQS 中 ITG 的影响, 以及电子温度梯度如何影响 ITG, 在下面的模拟中, 固定电子的温度梯度为 $R_0/L_{T_e} = 8$.

图 6 给出了 $R_0/L_n = 2$ 时 ITG 增长率和频率的波数谱. 显然, 图 6 中 $R_0/L_{T_i} = 8$ 的曲线与图 4 中 $R_0/L_T = 8$ 曲线是完全相同的. 与图 4 相比, 当 $R_0/L_{T_i} > 8$ 时, ITG 的增长率略有降低, 这个降低主要体现在高波数的 ITG 上; 当 $R_0/L_{T_i} < 8$ 时, ITG 的增长率略有增大; 而对于 ITG 的频率, 变化规律则相反. 这说明电子温度梯度可以影响 ITG, 它对 ITG 具有一定的去稳作用, 特别是对高波数的 ITG. 在托卡马克中也给出相同的结论 [33]. 图 7 给出了当电子温度梯度固定时, ITG 的最大增长率与密度梯度和离子温度梯度间的关系. 图 7 的结果与绝热的结果 (图 3) 相似, 与图 5 的结果略有不同. 这

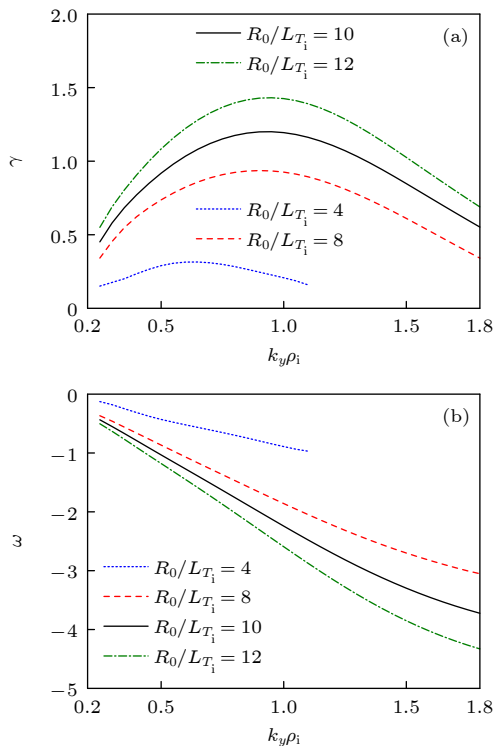


图 6 考虑捕获电子效应后 ITG 的增长率 (a) 和频率波数谱 (b), 其中 $R_0/L_n = 2$, $R_0/L_{T_e} = 8$

Fig. 6. Growth rate (a) and real frequency spectra (b) of kinetic ITG for $R_0/L_n = 2$ and $R_0/L_{T_e} = 8$.

主要是因为 $R_0/L_{T_e} = 8$ 能够驱动大的 TEM, 故当离子温度梯度小时, 不稳定性以 TEM 为主; TEM 的驱动大, 无法形成耦合的 TE-ITG 模 [29].

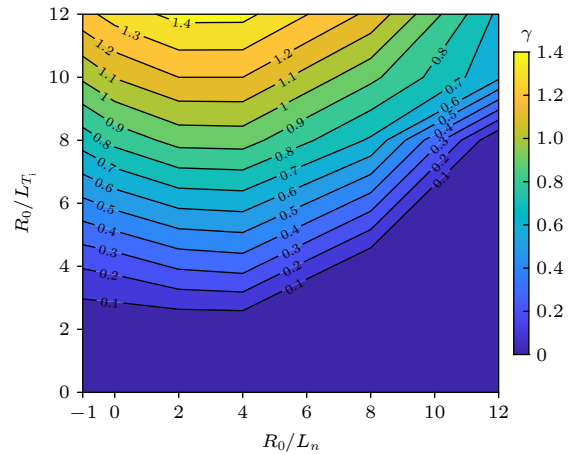


图 7 考虑捕获电子效应后 ITG 最大增长率与密度梯度和离子温度梯度的关系, 其中 $R_0/L_{T_e} = 8$

Fig. 7. Contour map of the maximum growth rate of kinetic ITG vs. R_0/L_n and R_0/L_{T_i} . Here, $R_0/L_{T_e} = 8$.

3.2 电磁模拟结果

在前面的模拟中, 设定等离子体比压 $\beta = 0\%$, 即模拟静电条件下 ITG 的特征. 如果在模型中考虑有限的比压, 则可以研究电磁条件下 ITG 的特征, 并获知在 CFQS 中有限比压对 ITG 的影响. 等离子体的比压定义为等离子体的热压与磁压的比值, 即 $\beta = \mu_0 n T / B^2$, 其中 μ_0 是真空磁导率, B 是磁场. 图 8 给出了离子尺度 ($k_y \rho_i = 1.0$) 的微观不稳定性的增长率和频率与等离子体比压间的关系. 由图 8(a) 可以看到, 增长率在 $\beta = 0.3\%$ 处有个拐点, 在图中用蓝色箭头指出. 在拐点左侧, 不稳定性为 ITG, 其增长率随比压的增大而减小, 而在拐点右侧, 不稳定性为动理学气球模 (KBM), 其增长率随比压的增大而增大 [34–36]. 离子尺度微观不稳定性的这种特征在托卡马克中同样也是存在的 [34,35], 只是模拟的条件不同, 导致转换点处对应的比压值也不同. 其实, KBM 也可以看成是电磁版本的 ITG, 即 AITG [37–39]. 考虑了电磁条件, $\beta \approx 0.3\%$ 是 ITG 转变为 AITG/KBM 的转变点. 因此, 考虑有限比压效应后, 离子尺度的微观不稳定性以 AITG/KBM 为主.

下面取 $\beta = 1\%$, 由图 8 可知, 此时离子尺度的微观不稳定性以 AITG/KBM 为主. 图 9 给出了 $R_0/L_n = 2$, $R_0/L_{T_e} = 8$ 时 KBM 的增长率和频率

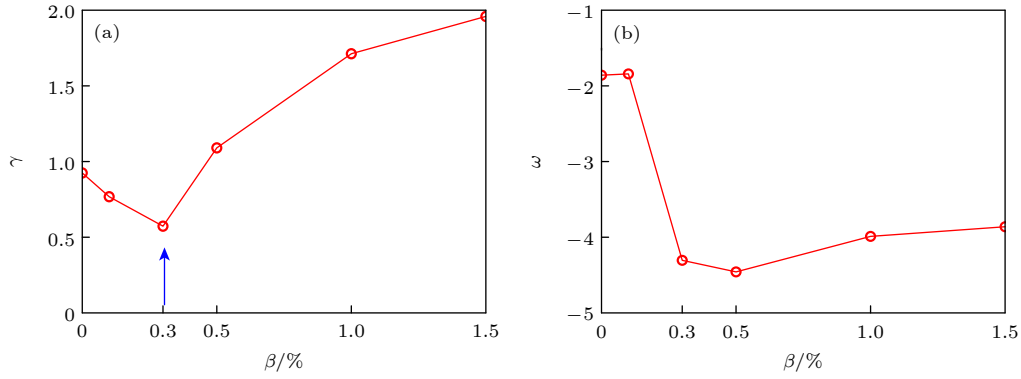


图 8 当波数 $k_y \rho_i = 1.0$ 时增长率 (a) 与频率 (b) 随比压的变化 (其中, $R_0/L_n = 2$, $R_0/L_{T_e} = R_0/L_{T_i} = 8$), 图 (a) 中的箭头是从 ITG 转变为 KBM 的转变点

Fig. 8. Growth rates (a) and real frequencies (b) vs. β for $R_0/L_n = 2$ and $R_0/L_{T_i} = R_0/L_{T_e} = 8$ at $k_y \rho_i = 1.0$. The arrow is plotted in panel (a) to point the transition point from ITG to KBM.

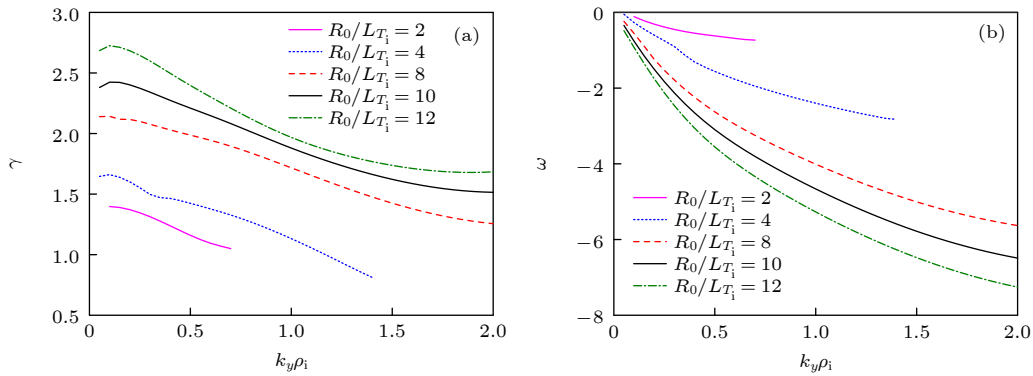


图 9 取 $\beta = 1\%$ 时, KBM 的增长率 (a) 和频率 (b) 波数谱, 其中 $R_0/L_n = 2$, $R_0/L_{T_e} = 8$

Fig. 9. Growth rate (a) and real frequency spectra (b) of KBM for $R_0/L_n = 2$ and $R_0/L_{T_e} = 8$. Here, $\beta = 1\%$.

波数谱. 与前面静电的模拟结果不同, 电磁条件下, 波数小的微观不稳定性具有更大的增长率, 增长率随波数近似成单调递减的关系. 但从图 9 也可以看出, 当波数 $k_y \rho_i \lesssim 0.1$ 时, 增长率随着波数减小而减小. 在托卡马克和其他位形的仿星器中也有类似的 KBM 增长率波数谱 [35,40]. 而频率的大小与静电的结果类似, 随着波数的增大而增大, 但在电磁条件下, 频率与波数不再具有近似线性的关系, 即相速度不再近似为常数, 而是随着波数的增大而减小. 图 10 给出了考虑有限比压效应后 KBM 的最大增长率与密度梯度和温度梯度间的关系. 由于 KBM 的驱动源为压强梯度, 即大的密度梯度和大的温度梯度都能驱动大的 KBM, 因此, 随着密度梯度和温度梯度的增大, KBM 的增长率也逐渐增大. 由图 10 可以看出, 当密度梯度和温度梯度都较大时 ($R_0/L_{n,T_i} \gtrsim 4$), KBM 的最大增长率与密度梯度和温度梯度近似成线性关系. 与前面静电

ITG 的结果不同, 负密度梯度对 KBM 没有明显的抑制作用.

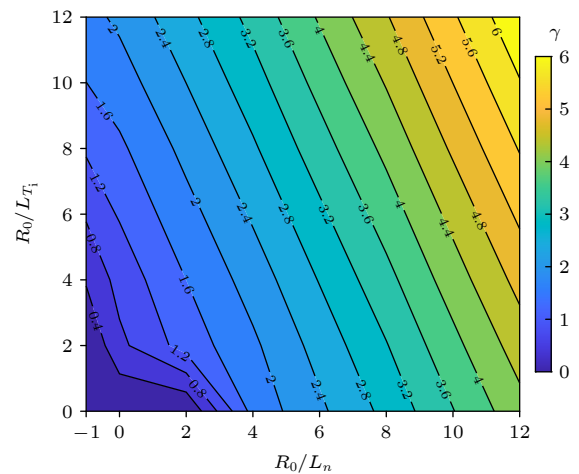


图 10 取 $\beta = 1\%$ 时, KBM 的最大增长率与密度梯度和离子温度梯度的关系, 其中 $R_0/L_{T_e} = 8$

Fig. 10. Contour map of the maximum growth rate of KBM vs. R_0/L_n and R_0/L_{T_i} . Here, $R_0/L_{T_e} = 8$ and $\beta = 1\%$.

4 总 结

本文研究了 CFQS 中静电和电磁 ITG, 给出了不同等离子体密度梯度和温度梯度条件下的 ITG 特征, 对 CFQS 上离子尺度的微观不稳定性有了一个初步的认识.

在静电绝热条件下, 随着温度梯度的增大, ITG 的增长率和频率都增大, ITG 的波数谱越来越宽, 高波数的 ITG 变得不稳定. ITG 的激发存在一个温度梯度阈值, 只有当温度梯度大于该阈值时, 才能出现 ITG. 对于 CFQS, 其温度梯度阈值 $R_0/L_{Te} > 3$. 随着密度梯度的增大, ITG 的增长率先增大再减小, 而 ITG 的频率单调减小. ITG 的增长率不仅与密度梯度的绝对值相关, 还取决于密度梯度的正负, 负密度梯度对 ITG 具有强的抑制作用. 而 ITG 的频率只与密度梯度的数值大小有关, 密度梯度的数值越大, ITG 的频率越小. 在 CFQS 中, 当密度梯度 $R_0/L_n \approx 2.5$, 温度梯度取最大时, ITG 具有最大的增长率. 当固定密度梯度和温度梯度, 不同波数的 ITG 的相速度近似为常数. ITG 的相速度随温度梯度的增大而增大, 随密度梯度的增大而减小.

在考虑捕获电子效应后, 与绝热的结果相比, ITG 的增长率增大, 意味着捕获电子对 ITG 具有去稳作用, 而 ITG 的频率略有降低, 相速度减小. 当温度梯度大时, ITG 的最大增长率与密度梯度和温度梯度的依赖关系同绝热的结果相同. 但当温度梯度小时, 会出现耦合的 TE-ITG 模或者由大的密度梯度驱动的 TEM, 导致在低温度梯度区以耦合的 TE-ITG 模或混合的 ITG 和 TEM 为主. 当固定电子温度梯度 $R_0/L_{Te} = 8$, 可以获知电子温度梯度和离子温度梯度对 CFQS 中 ITG 的影响. 电子温度梯度对 ITG 具有一定的去稳作用. 由于此时 TEM 的驱动较强, 无法形成耦合的 TE-ITG 模.

当考虑电磁条件时, 有限的等离子体比压会抑制 ITG, 随着等离子体比压的增大, 在 $\beta \sim 0.3\%$ 时出现了 ITG 向 AITG/KBM 的转化. 此后, 随着比压继续增大, KBM 的增长率也增大. KBM 增长率的波数谱与 ITG 的不同, KBM 的增长率随着波数近似单调下降. 随着密度梯度和离子温度梯度的增大, KBM 的增长率也逐渐增大. 当密度和温度梯度都较大时 ($R_0/L_{n,T_i} \gtrsim 4$), KBM 的最大增长率

与密度梯度和温度梯度近似成线性关系.

CFQS 仿星器是三维平衡, 不同环向位置的磁场位形不同^[11]. 取不同环向位置构建的通量管的磁场位形不同, 这对 ITG 的模拟结果会有影响. 在本文中, 在环向角为 0° 处取一个通量管作为模拟区域, 在此区域中 ITG 的增长率最大, 在半个环向周期内随着环向角增长, ITG 的增长率逐渐减小.

参考文献

- [1] Xu Y 2016 *Matter Radiat. Extremes* **1** 192
- [2] Ho D D M 1987 *Phys. Fluids* **30** 442
- [3] Boozer A H 1995 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **37** A103
- [4] Subbotin A A, Mikhailov M I, Shafranov V D, Isaev M Yu, Nührenberg C, Nührenberg J, Zille R, Nemov V V, Kasilov S V, Kalyuzhnyj V N 2006 *Nucl. Fusion* **46** 921
- [5] Garabedian P 1996 *Phys. Plasmas* **3** 2483
- [6] Shimizu A, Liu H F, Isobe M, Okamura S, Nishimura S, Suzuki C, Xu Y, Zhang X, Liu B, Huang J, Wang X Q, Liu H, Tang C J, CFQS team 2018 *Plasma Fusion Res.* **13** 3403123
- [7] Zarnstorff M C, Berry L A, Brooks A, Fredrickson E, Fu G Y, Hirshman S, Hudson, Ku L P, Lazarus E, Mikkelsen D, Monticello D, Neilson G H, Pomphrey N, Reiman A, Spong D, Strickler D, Boozer A, Cooper W A, Goldston R, Hatcher R, Isaev M, Kessel C, Ewandowski J L, Lyon J F, Merkel P, Mynick H, Nelson B E, Nührenberg C, Redi M, Reiersen W, Rutherford P, Sanchez R, Schmidt J, White R B 2001 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **43** A237
- [8] Okamura S, Matsuoka K, Nishimura S, Isobe M, Nomura I, Suzuki C, Shimizu A, Murakami S, Nakajima N, Yokoyama M 2001 *Nucl. Fusion* **41** 1865
- [9] Liu H F, Shimizu A, Isobe M, Okamura S, Nishimura S, Suzuki C, Xu Y, Zhang X, Liu B, Huang J, Wang X Q, Liu H, Tang C J, Yin D P, Wan Y, CFQS team 2018 *Plasma Fusion Res.* **13** 3405067
- [10] Isobe M, Shimizu A, Liu H F, Liu H, Xiong G Z, Yin D P, Ogawa K, Yoshimura Y, Nakata M, Kinoshita S, Okamura S, Tang C J, Xu Y, CFQS Team 2019 *Plasma Fusion Res.* **14** 3402074
- [11] Liu H F, Shimizu A, Xu Y, Okamura S, Kinoshita S, Isobe M, Li Y B, Xiong G Z, Wang X Q, Huang J, Cheng J, Liu H, Zhang X, Yin D P, Wang Y, Murase T, Nakagawa S, Tang C J 2021 *Nucl. Fusion* **61** 016014
- [12] Wang X Q, Xu Y, Shimizu A, Isobe M, Okamura S, Todo Y, Wang H, Liu H F, Huang J, Zhang X, Liu H, Cheng J, Tang C J, CFQS team 2021 *Nucl. Fusion* **61** 036021
- [13] Horton W 1999 *Rev. Mod. Phys.* **71** 735
- [14] Watanabe T H, Sugama H 2006 *Nucl. Fusion* **46** 24
- [15] Nakata M, Nunami M, Sugama H 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 165002
- [16] Antonsen T M, Lane B 1980 *Phys. Fluids* **23** 1205
- [17] Nakata M, Honda M, Yoshida M, Urano H, Nunami M, Maeyama S, Watanabe T H, Sugama H 2016 *Nucl. Fusion* **56** 086010
- [18] Beer M A, Cowley S C, Hammett G W 1995 *Phys. Plasmas* **2** 2687
- [19] Romanelli M, Bourdelle C, Dorland W 2004 *Phys. Plasmas* **11** 3845

- [20] Du H R, Jhang H, Hahm T S, Dong J Q, Wang Z X 2017 *Phys. Plasmas* **24** 122501
- [21] Shen Y, Dong J Q, Xu H B 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 195203 (in Chinese) [沈勇, 董家齐, 徐红兵 2018 物理学报 **67** 195203]
- [22] Baumgaertel J A, Hammett G W, Mikkelsen D R, Nunami M, Xanthopoulos P 2012 *Phys. Plasmas* **19** 122306
- [23] Dominguez R R, Waltz R E 1988 *Phys. Fluids* **31** 3147
- [24] Nunami M, Watanabe T H, Sugama H, Tanaka K 2011 *Plasma Fusion Res.* **6** 1403001
- [25] Alcusón J A, Xanthopoulos P, Plunk G G, Helander P, Wilms F, Turkin Y, Stechow A von, Grulke O 2020 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **62** 035005
- [26] Luo Y M, Wang Z H, Chen J L, Wu X K, Fu C L, He X X, Liu L, Yang Z C, Li Y G, Gao J M, Du H R, Kulun Integrated Simulation and Design Group 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 075201 (in Chinese) [罗一鸣, 王占辉, 陈佳乐, 吴雪科, 付彩龙, 何小雪, 刘亮, 杨曾辰, 李永高, 高金明, 杜华荣, 昆仑集成模拟设计组 2022 物理学报 **71** 075201]
- [27] Mahmood M A, Rafiq T, Persson M, Weiland J 2009 *Phys. Plasmas* **16** 022503
- [28] Dong J Q, Mahajan S M, Horton W 1997 *Phys. Plasmas* **4** 755
- [29] Peeters A G, Angioni C, Apostoliceanu M, Jenko F, Rytter F, the ASDEX Upgrade team 2005 *Phys. Plasmas* **12** 022505
- [30] Sandberg I, Isliker H, Pavlenko V P 2007 *Phys. Plasmas* **14** 092504
- [31] Qi L, Kwon J, Hahm T S, Jo G 2016 *Phys. Plasmas* **23** 062513
- [32] Malinov P, Zonca F 2005 *J. Plasma Phys.* **71** 301
- [33] Kim J Y, Han H S 2017 *Phys. Plasmas* **24** 072501
- [34] Pueschel M J, Jenko F 2010 *Phys. Plasmas* **17** 062307
- [35] Xie H S, Lu Z X, Li B 2018 *Phys. Plasmas* **25** 072106
- [36] Aleynikova K, Zocco A 2017 *Phys. Plasmas* **24** 092106
- [37] Turnbull A D, Strait E J, Heidbrink W W, Chu M S, Duong H H, Greene J M, Lao L L, Taylor T S, Thompson S J 1993 *Phys. Fluids B* **5** 2546
- [38] Dong J, Chen L, Zonca F 1999 *Nucl. Fusion* **39** 1041
- [39] Xie H S 2015 *Ph. D. Dissertation* (Hangzhou: Zhejiang University) (in Chinese) [谢华生 2015 博士学位论文 (杭州: 浙江大学)]
- [40] Aleynikova K, Zocco A, Xanthopoulos P, Helander P, Nührenberg C 2018 *J. Plasma Phys.* **84** 745840602

Simulation of ion temperature gradient mode in Chinese First Quasi-axisymmetric Stellarator*

Huang Jie[†] Li Mo-Shan Qin Cheng Wang Xian-Qu

(School of Physical Science and Technology, Southwest Jiaotong University, Chengdu 610031, China)

(Received 17 April 2022; revised manuscript received 28 June 2022)

Abstract

The Chinese First Quasi-axisymmetric Stellarator (CFQS) is now the only quasi-axisymmetric stellarator under construction in the world. In this work, ion temperature gradient (ITG) mode in CFQS is studied by using gyrokinetic Vlasov code GKV. The basic characteristics of the electrostatic ITG are separately given under the adiabatic condition and the non-adiabatic condition. There is a critical temperature gradient for ITG. The growth rate of ITG is proportional to the temperature gradient. Furthermore, the growth rate depends on not only the absolute value of density gradient, but also the plus or minus sign of the density gradient. The negative density gradient can strongly suppress the ITG. The kinetic electron can destabilize the ITG and the electron temperature gradient can also destabilize the ITG. For electromagnetic condition, the ITG modes can be suppressed by the finite plasma beta, and then a transition from ITG to Alfvénic ion temperature gradient mode/kinetic ballooning mode (AITG/KBM) comes into being. The maximum growth rate of KBM is linearly proportional to density gradient and temperature gradient when both gradients are large.

Keywords: Chinese First Quasi-axisymmetric Stellarator, ion temperature gradient mode, plasma beta, kinetic ballooning mode

PACS: 52.25.Xz, 52.30.Gz, 52.35.Qz, 52.55.Hc

DOI: 10.7498/aps.71.20220729

* Project supported by the Chinese National Fusion Project for ITER (Grant Nos. 2022YFE03070000, 2022YFE03070001), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11820101004), and the Sichuan Provincial International Science and Technology Innovation Cooperation Project, China (Grant No. 2021YFH0066).

[†] Corresponding author. E-mail: jiehuang@swjtu.edu.cn



中国首台准环对称仿星器中离子温度梯度模的模拟研究

黄捷 李沫杉 覃程 王先驱

Simulation of ion temperature gradient mode in Chinese First Quasi-axisymmetric Stellarator

Huang Jie Li Mo-Shan Qin Cheng Wang Xian-Qu

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 185202 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20220729

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220729>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

托卡马克离子温度梯度湍流输运同位素定标修正中杂质的影响

Role of impurities in modifying isotope scaling law of ion temperature gradient turbulence driven transport in tokamak

物理学报. 2018, 67(19): 195203 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180703>

固体氧化物燃料电池温升模拟中入口异常高温梯度研究

Study on extremely high temperature gradient at entrance of solid oxide fuel cell by preheating model

物理学报. 2022, 71(16): 164401 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220031>

ITER装置中等离子体旋转和反馈控制对电阻壁模影响的数值研究

Numerical study of effect of plasma rotation and feedback control on resistive wall mode in ITER

物理学报. 2021, 70(4): 045201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201391>

温度梯度区域熔化作用下熔池迁移的元胞自动机模拟

Cellular automaton simulation of molten pool migration due to temperature gradient zone melting

物理学报. 2019, 68(4): 048102 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181587>

中国聚变工程实验堆等离子体螺旋波阻尼系数的研究

Helicon wave damping coefficient of Chinese fusion engineering testing reactor plasma

物理学报. 2020, 69(14): 145201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200222>

HL-2A高约束先进运行模式等离子体电流剖面集成模拟

Integrated simulation of plasma current profile in HL-2A high confinement mode(H mode)

物理学报. 2021, 70(23): 235203 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210945>