

上部主序星非径向脉动不稳定模*

熊大闰^{1†} 邓李才²

(1 中国科学院紫金山天文台 南京 210008)

(2 中国科学院国家天文台 北京 100012)

摘要 根据非局部和非定常恒星对流理论, 计算了质量 $3 \sim 30 M_{\odot}$ 恒星演化模型低球谐阶 ($\ell = 1 \sim 4$) $p_4 \sim g_{39}$ 非径向模的线性非绝热脉动, 研究了对流对非径向脉动的影响. 结果表明, 对流对恒星非径向脉动稳定性有不可忽略的影响. 然而假若不关注单个恒星和单个振动模的细节, 从总体上粗略地看, 理论的脉动不稳定区的大致位置和范围并未受到对流的明显影响.

关键词 对流, 恒星: 脉动, 恒星: 变星

中图分类号: P152; **文献标识码:** A

1 引言

在 H-R 图上, 沿着主序带自上而下分布着一系列的脉动变星: 从谱线轮廓变化的 OB 型星 (ζ Oph)、 β Cep 型星、慢变的 B 型星到 δ Sct 型变星. 直到 OPAL 不透明度出现前, β Cep 型变星的脉动激发机制一直困扰着天文学家. Cox 等^[1]、Moskalik 等^[2]以及 Dziembowski 等^[3]利用 OPAL 不透明度计算了 OB 型恒星的非绝热脉动, 才最终确认了 β Cep 型变星的脉动是由不透明度在温度 $T \approx 2 \times 10^5$ K 附近 Fe 的吸收峰所激发的. 同时发现在 β Cep 和 δ Sct 型变星之间的主序和主序后早期恒星的很多 g 模也是脉动不稳定的^[3-4]. 关于上部主序恒星脉动的研究情况可参阅 Pamyatnykh 的评述文章及其所附的众多参考文献^[5].

以前所有有关上部主序恒星的非绝热脉动理论计算都忽略了对流与脉动的耦合, 这主要是因为至今我们仍缺乏一个完善的恒星对流理论. 它既要简单易懂, 又要便于使用, 这自然是非常困难的问题. 幸运的是对这些热星, 其表面对流区都不甚发达, 对流对他们脉动的总体性质并无至关重要的影响, 因此忽略对流与脉动的耦合, 仍然可以确定在 H-R 图上其脉动不稳定区的大致位置. 但我们将会看到, 尽管这类热星表面对流区不很发达, 但在它们的脉动激发区, 对流仍占到其总能流的百分之几到 $\sim 30\%$. 对流不只是简单地减小了辐射 κ 机制的激发强度, 还会通过对流传能 (对流与脉动的热力学耦合) 和湍流压及湍流粘滞性 (对流与脉动的动力学耦合) 影响变星的脉动稳定性. 本文旨在探讨

2010-06-02 收到原稿, 2010-10-12 收到修改稿

* 国家自然科学基金项目 (10773029、10573022) 资助

† xiongd@pmo.ac.cn

对流对上部主序星脉动稳定性的影响. 在第 2 节我们简单介绍在恒星非径向脉动中非定常对流的处理. 第 3 节给出了数值计算结果. 在第 4 节探讨了对流对脉动稳定性的影响. 第 5 节则与其他同类的理论工作进行了简单的比较. 最后一节是小结.

2 恒星非径向脉动的非局部和非定常对流的处理

本文旨在研究对流对恒星非径向脉动稳定性的影响, 所以关键是需要一个适用于恒星非径向脉动的非局部和非定常的对流理论. 与恒星径向脉动不同, 对流除了在径向方向之外, 在水平方向也会产生能量和动量的交换. 对后者, 唯象的非定常的混合长理论是无能为力的. 而我们的非局部和非定常的恒星对流理论^[6-7]则不同, 它是一个完全建立在流体力学方程和湍流理论基础之上的关联函数的统计理论. 从流体动力学方程(质量守恒、动量守恒和能量守恒方程, 对恒星则外加一个辐射转移方程)出发, 当出现对流时, 我们将所有的物理量 X (气体的速度、温度、密度、压力、内能、熵和速度等) 都写成其平均量 \bar{X} 和湍流起伏量 X' 之和的形式:

$$X = \bar{X} + X'. \quad (1)$$

将方程 (1) 代入流体动力学方程组, 对湍流起伏量 X' 作泰勒级数展开, 仅保留湍流起伏的一阶项, 忽略所有二阶和高阶项. 对整个方程取平均, 则得到其平均运动方程. 以动量守恒和能量守恒方程为例, 经过如此过程, 则可得到它们的平均的动力学方程为

$$\frac{D\bar{u}^i}{Dt} + \frac{1}{\bar{\rho}} \nabla_k (g^{ik} \bar{P} + \overline{\rho u'^i u'^k}) + g^{ik} \nabla_k \bar{\phi} = 0, \quad (2)$$

$$\bar{\rho} \bar{C}_P \frac{D\bar{T}}{Dt} - \bar{B} \frac{D\bar{P}}{Dt} = \bar{\rho} (\bar{\varepsilon}_N + \bar{\varepsilon}_1) - \nabla_k (\bar{F}_r^k + \bar{\rho} \bar{C}_P \overline{u'^k T'}), \quad (3)$$

其中 ρ 、 T 、 P 、 ε_N 和 u^i 分别是气体的密度、温度、压力、核产能率和速度的第 i 分量, ϕ 是引力势, C_P 是定压比热, $B = -(\partial \ln \rho / \partial \ln T)_P$ 是气体的热膨胀系数. $\bar{\varepsilon}_1 = 1.56 G M_r \bar{\rho} x^3 / c_1 r^2 \bar{P}$ 是单位质量流体的湍流粘滞耗散率^[6-7], 其中 r 是半径, M_r 是半径为 r 的球面内的质量, G 是引力常数, x 为湍流速度均方根平均值, c_1 为对流参数. 当不出现对流时, 气体的分子粘滞性可忽略, 但当出现对流时, 湍流从浮力和恒星脉动中获取能量 (这主要发生在湍流谱的低波数区), 经过湍流的级联过程, 湍动能逐次从湍流谱的低波数区向高波数区转移, 最后在高波数区, 因分子粘滞性, 湍动能转化为热能而耗散掉 (这主要发生在高波数区). 因此, 当对流出现, 它将大大涨高粘滞耗散. g^{ik} 是度规张量, 我们在方程 (2) ~ (3) 中采用了张量计算的隐求和规则, 一对相同的上下标 k , 则代表对指标 k 从 1 到 3 求和.

从方程 (2) ~ (3) 可见, 当出现对流时, 平均的动量守恒方程出现了湍流雷诺应力 $\overline{\rho u'^i u'^k}$, 而在平均能量守恒方程中, 除辐射流外, 还出现了湍动热对流 $\bar{F}_c^k = \bar{\rho} \bar{C}_P \overline{u'^k T'}$. 它们都是湍流速度和温度的二阶关联函数. 从原初的流体动力学方程减去其对应的平均运动方程, 可以得到湍流速度起伏 u'^i 和温度相对起伏 T'/\bar{T} 的动力学方程, 然后我们就可以导出湍流速度和温度的自关联和交叉关联函数 $\overline{u'^i u'^k}$ 、 $(T'/\bar{T})^2$ 和 $\overline{u'^k T'}/\bar{T}$ 的动力

学方程. 在对三阶关联作出某些简化处理后, 这些关联函数动力学方程就连同流体平均动力学方程组成一组完备的计算恒星结构与脉动的动力学方程组. 不同于唯象的混合长理论, 我们的湍动对流的关联函数动力学方程是遵从流体力学方程和湍流理论的. 因此它具有更为坚实的流体力学基础, 能更正确地描述湍动对流的动力学行为. 从方程 (2) ~ (3) 可见, $\overline{\rho u^i u^k}$ 和 $\overline{F_c^k}$ 分别是二阶张量和三维矢量, 因此可用来处理恒星非径向脉动中径向和水平方向的能量和动量的交换. 关于我们的非局部和非定常恒星对流理论更详细的论述, 可参见我们以前的工作 [6-7].

本文恒星的静态模型和线性非绝热脉动计算中, 对流都是采用上述的非局部对流理论来处理. 在我们的非局部对流理论下, 计算恒星静态模型的方程组是 10 阶的, 其中 4 个是传统的恒星内部结构方程. 但如方程 (2) ~ (3) 所示, 在流体静力学平衡方程中新增了湍流压, 而在能量守恒方程中, 新增了湍动热对流 $\overline{F_c^k}$. 为此还必须补充 3 个关联函数的动力学方程, 它们都是二阶的. 因此恒星静态结构方程组总共是 10 阶的, 而恒星非绝热非径向脉动方程组则是 14 阶的. 因为除以上 10 个线性化的非绝热脉动方程外, 对非径向脉动, 还要增加引力势的泊松方程和对流水平分量两个线性化方程, 它们都是二阶的. 因此完整的线性化非径向非绝热脉动方程是 14 阶的. 当忽略对流与脉动耦合时, 它只是 6 阶的. 由此可见, 考虑非局部对流后, 静态模型和非绝热脉动的计算都大大复杂化了.

3 数值计算结果

根据上节所述方案, 计算太阳丰度 ($X = 0.70, Z = 0.02$), 质量 $M = 3 \sim 30 M_{\odot}$ 主序和主序后早期演化模型序的 p4 ~ g39 阶非径向振荡模的线性非绝热脉动. 对 p4 ~ g9 阶振荡模, 我们计算了球谐阶 $\ell = 1 \sim 4$, 而对 g10 ~ g39 阶模, 则只计算了 $\ell = 1$ 和 $\ell = 2$ 非径向模的脉动.

本工作采用 OPAL 不透明度 [8] 和一种经我们修改后的 MHD 状态方程 [9-11]. 图 1 绘出了主序和主序后早期 $M = 3 \sim 25 M_{\odot}$ 恒星静态模型分辐射流 L_r/L 随深度的变化. 我们只截取 $\lg T$ 从 5.1 到 5.5 的一小段, 因为上部主序星表面对流区极不发达, 在恒星包层其他温度区域, 对流传能几乎可以完全忽略不计. 图 1(a) 和 (b) 分别是非局部对流模型和对应的局部对流模型. 比较二者可见, 与局部对流模型相比, 非局部对流模型 L_r/L 的轮廓变浅、变宽, 这是因非局部对流扩散效应所致. 对流的轮廓变化还不算太大, 湍流速度起伏向对流稳定区扩散的范围则要大得多. 从方程 (2) ~ (3) 可知, 对流不仅会通过流传输影响恒星的脉动稳定性 (热力学耦合), 还会通过湍流压和湍流粘滞性 (动力学耦合) 作用于恒星脉动. 因此绝不可小视静态模型中由于非局部对流引起的湍流速度和湍动热对流分布变化对恒星脉动稳定性的影响. 考虑到这一点, 本文在脉动计算和静态模型计算时都采用了非局部对流理论.

当恒星自左向右演化, 温度逐渐变低, 对流加剧, 这对应图 1 中 L_r/L 曲线自上而下加深和变宽. 分对流流 L_c/L 从百分之几到 ~ 30%, 是不可忽略的.

3.1 低阶 p 和 g 模 ($p_4 \sim g_4$ 模)

我们的计算发现只存在脉动不稳定的 g_1 、 f 和 p_1 模, 不存在脉动不稳定的 $g_2 \sim g_4$ 模和高于一阶的不稳定 p 模. 图 2(a) ~ (d) 分别绘出了 $\ell = 1 \sim 4$ 脉动稳定的 (小实心圆点) 和不稳定的 g_1 (中空三角形)、 f (中空圆圈) 和 p_1 模 (十字叉) 在 H-R 图上的分布. 它对应于 β Cep 脉动不稳定区. p_1 模位于脉动不稳定区的左下侧, g_1 位于脉动不稳定区的右上侧, f 模则居于二者之间. $\ell = 1$ 脉动不稳定区延伸最大, 从 $M \approx 7 M_{\odot}$ 一直延伸到 $M \approx 30 M_{\odot}$. 随着 ℓ 的增大, 脉动不稳定区似乎有变短、变窄的倾向: 到 $\ell = 4$ 时, 纵的方向缩小到 M 从 $\sim 8 M_{\odot}$ 到 $\sim 20 M_{\odot}$. 与此同时, 不稳定的 g_1 模也向高温方向移动: 从 $\ell = 1$ 与不稳定的 f 模完全分离到 $\ell = 3$ 和 4 时, 它们变成完全交叠.

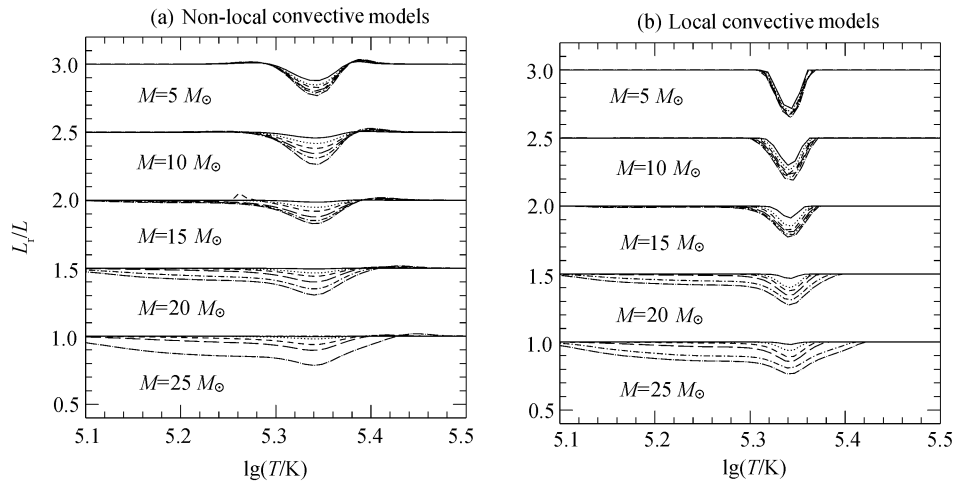


图 1 对主序及主序后早期阶段, $M = 5 M_{\odot}, 10 M_{\odot}, 15 M_{\odot}, 20 M_{\odot}, 25 M_{\odot}$ 的恒星演化模型, 分辐射流 L_r/L 随深度 $\lg T$ 的变化. 请注意上面一幅图相对下面一幅图, 零线逐次平移了 0.5

Fig.1 Fractional radiation flux L_r/L vs. depth ($\lg T$) for the evolutionary models of MS (main sequence) and early post-MS with mass $M = 5 M_{\odot}, 10 M_{\odot}, 15 M_{\odot}, 20 M_{\odot}$ and $25 M_{\odot}$. Note that the zero lines for the upper model sequences are shifted by 0.5 relative to the lower one

3.2 中阶 ($g_5 \sim g_{19}$) 和高阶 ($g_{20} \sim g_{39}$) g 模

图 3 绘出了脉动不稳定的中阶 (a) 和高阶 (b) g 模在 H-R 图上的分布. 脉动不稳定区呈现一条自左上到右下稍稍倾斜的狭长带状. 在 $M \approx 3 \sim 5 M_{\odot}$ (中阶模) 或 $3 \sim 4 M_{\odot}$ (高阶模) 与零龄主序相交, 向着高的光度, 脉动不稳定带移向演化了的主序和主序后. 主序带的宽度依赖于贯穿对流参数的选取, 具有很大的不确定性. 本文的演化计算中贯穿对流距离取为 $0.25 H_p$.

从图 3(a) ~ (b) 可见, 随着径向阶的增大, g 模脉动不稳定带有向低温方向移动的倾向.

图 4 绘出了所有主序和早期主序后恒星脉动不稳定模的周期 - 光度关系. 从图 4 可以清楚地看出, 不稳定模在 $\lg P - \lg L/L_{\odot}$ 平面上呈现两个完全分立的群: 图的右下方是脉

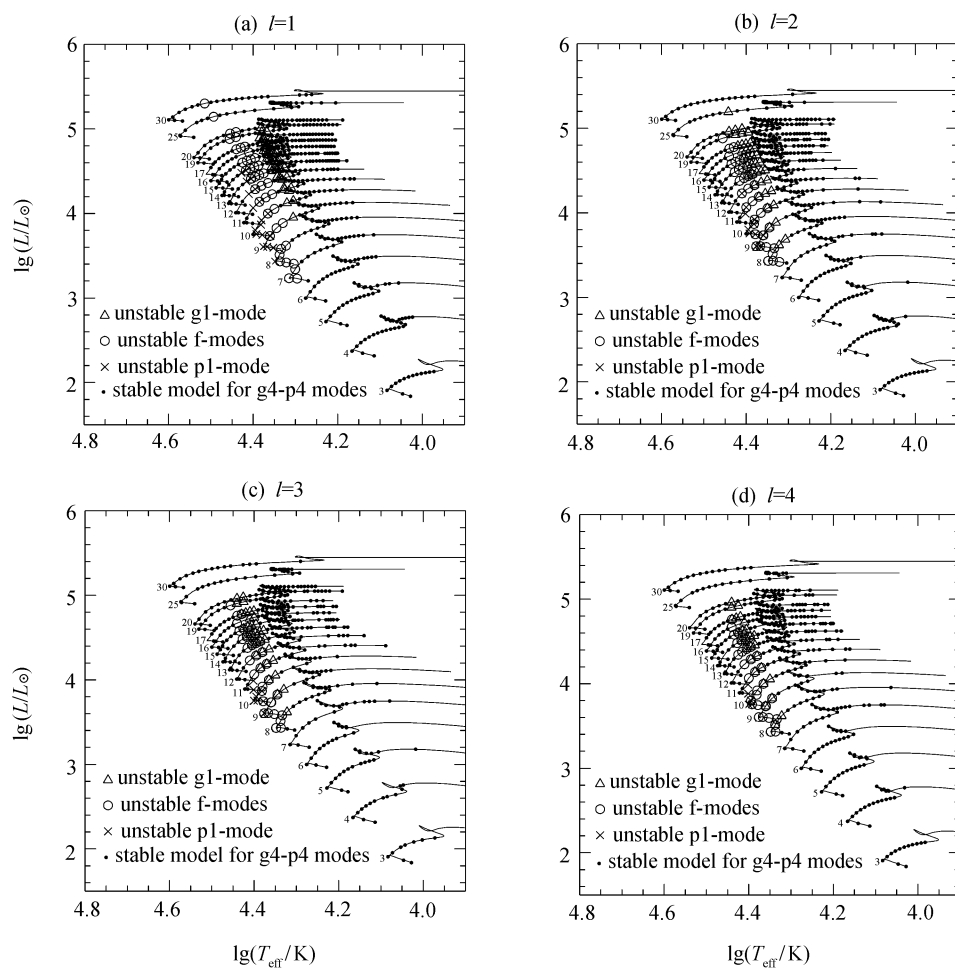


图 2 脉动稳定的 (小实心圆点) 和脉动不稳定的低阶振荡模在 H-R 图上的分布. 其中中空的三角形、中空的圆圈和十字叉分别代表脉动不稳定的 g_1 、 f 和 p_1 模. 所有的 g_2 、 g_3 、 g_4 以及所有高于 1 阶的 p 模都是脉动稳定的

Fig. 2 Pulsationally stable (small black circles) and unstable low-order modes on H-R diagram. The open triangles, circles and crosses are, respectively, the unstable g_1 -, f - and p_1 -modes. All the g_2 -, g_3 -, g_4 - and all the p -modes higher than first order are stable

动不稳定的 p_1 、 f 和 g_1 模, 而图的上方是脉动不稳定的中阶和高阶 g 模. 它们中间是由脉动稳定的 $g_2 \sim g_4$ 模分隔开. 前者对应 β Cep 型变星, 脉动周期 $P \approx 0.1 \sim 1$ d, 而后者是缓慢脉动的 OB 型星, $P \approx 0.5 \sim 20$ d. 在 H-R 图上 β Cep 位于缓慢脉动的 OB 型星的较高温度区域, 是稍少演化的主序星 (参见图 2 ~ 3). 从图 3 可见, 而高光度 ($\lg L/L_\odot \geq 3.5$ 或 $M \gtrsim 8 M_\odot$) 的中阶和高阶 g 模脉动的 OB 型星是高度演化的主序或主序后星, 仅仅其低光度 ($\lg L/L_\odot \lesssim 3.5$ 或 $M \lesssim 8 M_\odot$) 的星处在主序带. 这对应于缓慢脉动的 B 型星, 其 $P \approx 0.5 \sim 7$ d.

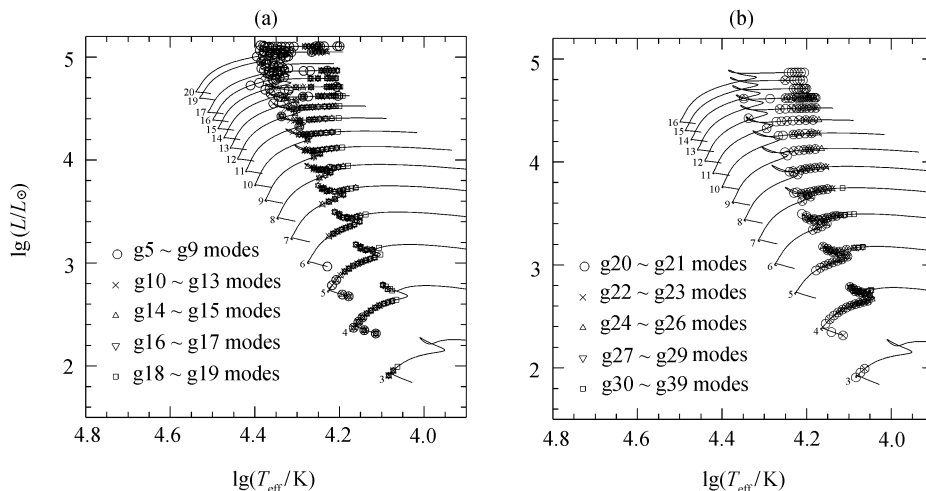


图 3 $\ell = 1$ 和 2 的脉动不稳定的中阶 (a) 和高阶 (b) g 模在 H-R 图上的分布. 考虑了对流与脉动的耦合

Fig. 3 Pulsationally unstable intermediate- (a) and high-order (b) g -modes on H-R diagram for $\ell = 1$ and

2. The coupling between convection and oscillations (CCO) is taken into account

4 对流对上部主序星脉动稳定性的影响

图 5 绘出了两个不同有效温度、 $5 M_\odot$ 恒星模型的 g_{20} 振动模的累积功 W 随深度 $\lg T$ 的变化. 其中实线和虚线分别为考虑与不考虑对流与脉动耦合的累积功曲线. 分辐射流 L_r/L (点线) 也绘在图上. 我们的归一化累积功 W 是从中心向外积分的, 它在恒星表面的值应等于每个脉动周期的振幅增长速率 $\eta = -2\pi\omega_i/\omega_r$, 其中 ω_i 和 ω_r 分别是脉动的复角频率 $\omega = i\omega_i + \omega_r$ 的虚部和实部. 我们的数值计算表明, W 和 η 二者符合得很好, 一般偏差在 1% 以内. 这是数值计算正确性的一种便捷有效的检验方法. 从图 5 可见, 尽管对流流 $L_c/L = 1 - L_r/L$ 所占的份额不算太大, 但对流对脉动稳定性的影响仍不可忽略. 一般而言, 它只改变脉动振幅增长速率数值的大小 (如图 5(a)), 但有时也会改变其符号 (如图 5(b)). 顺便指出, 对流区和脉动激发区都处于 $T \approx 2.0 \times 10^5 \sim 2.5 \times 10^5$ K 的 Fe 的吸收峰区.

图 6 绘出了质量分别为 $4 M_\odot$ (图 6(a)) 和 $8 M_\odot$ (图 6(b)) 恒星演化模型序的 g_{19} 模的脉动振幅增长速率绝对值的对数随恒星有效温度的变化. 从图 6 可见, 对大多数恒星,

对流仅不同程度改变了脉动振幅增长速率数值的大小, 并不改变其符号. 但对那些处于脉动稳定与不稳定边界附近的恒星, 考虑还是不考虑对流与脉动的耦合, 脉动振幅增长速率的符号也可能发生变化. 即脉动稳定的性质发生了根本性的变化: 从脉动不稳定的变为脉动稳定的, 或相反, 从脉动稳定的变为脉动不稳定的.

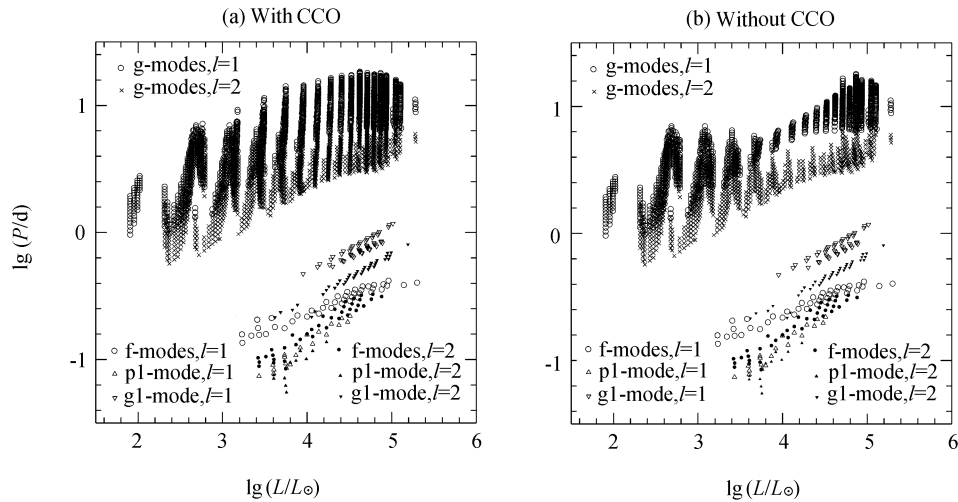


图 4 脉动不稳定的非径向模在周期 - 光度平面上. 图上部中空圆圈和十字叉分别代表脉动不稳定的 $\ell = 1$ 和 2 的中阶和高阶 g 模, 而图右下方倒三角形、圆和三角形则分别代表脉动不稳定的 g1、f 和 p1 模. 其中小的实心符号为 $\ell = 2$ 的不稳定模, 而大的中空符号为 $\ell = 1$ 的不稳定模. (a) 考虑对流与脉动的耦合, (b) 忽略对流与脉动的耦合

Fig. 4 Pulsationally unstable nonradial modes on the $\lg P$ - $\lg(L/L_{\odot})$ plane. The open circles and crosses on the upper area of the figures are the unstable intermediate and high order g-modes for $\ell = 1$ and 2, respectively. The inverse-triangles, circles and triangles on the low-right region of the figures are, respectively, unstable g1-, f- and p1-modes. The large open and small black signs are, respectively, for $\ell = 1$ and 2. (a) CCO is taken into account, (b) CCO is neglected

图 7 绘出了当不考虑对流与脉动耦合时, 脉动不稳定的中阶 (a) 和高阶 g 模 (b) 在 H-R 图上的分布. 与图 3 比较可以发现, 就单个恒星模型或单个脉动模式来看, 考虑和忽略对流与脉动的耦合, 脉动稳定性存在不同程度的差别. 中阶 g 模 (图 3(a) 和图 7(a)) 比高阶 g 模 (图 3(b) 和图 7(b)) 之间的差别更显著. 而对低阶模, 其间的差别还要大些. 但脉动不稳定 g 模总数实在是太多了, 假若不关注单个恒星和单个振荡模的这些细节, 从总体上来看, 考虑与忽略对流与脉动的耦合, 脉动不稳定带的位置和范围大致是相近的, 特别对高阶 g 模是如此.

5 同他人的工作比较

我们的理论 β Cep 脉动不稳定带同 Dziembowski 等^[3-4]的位置大致是一致的. 但其间仍存在明显的差别:

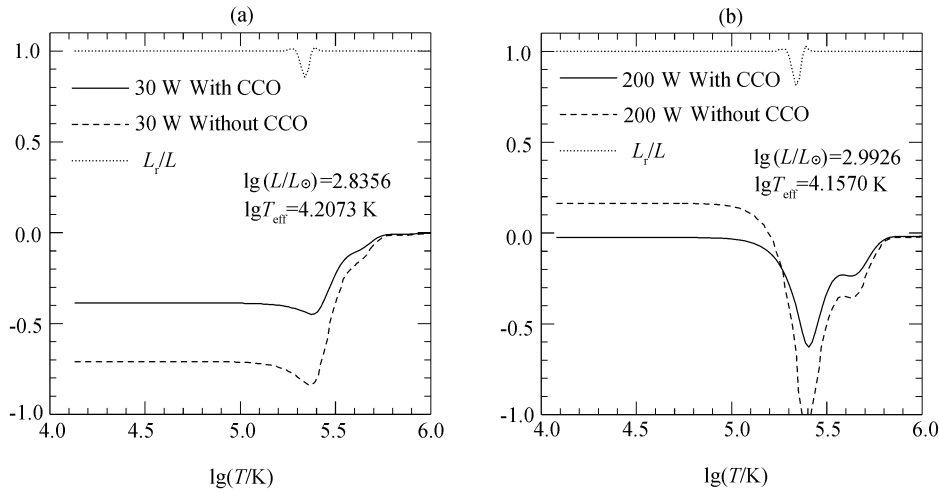


图 5 对两个 $M = 5 M_{\odot}$ 恒星演化模型的 g20 模的归一化累积功随深度 ($\lg T$) 的变化. 图中实线和虚线分别是考虑和忽略对流与脉动耦合的情况. 图中点线是分辐射流 L_r/L

Fig. 5 Normalized accumulated work vs. depth ($\lg T$) for g20-mode of two evolutionary models of $5 M_{\odot}$ star. The solid and dashed lines are, respectively, the cases with and without CCO. The dotted lines are the fractional radiation flux L_r/L

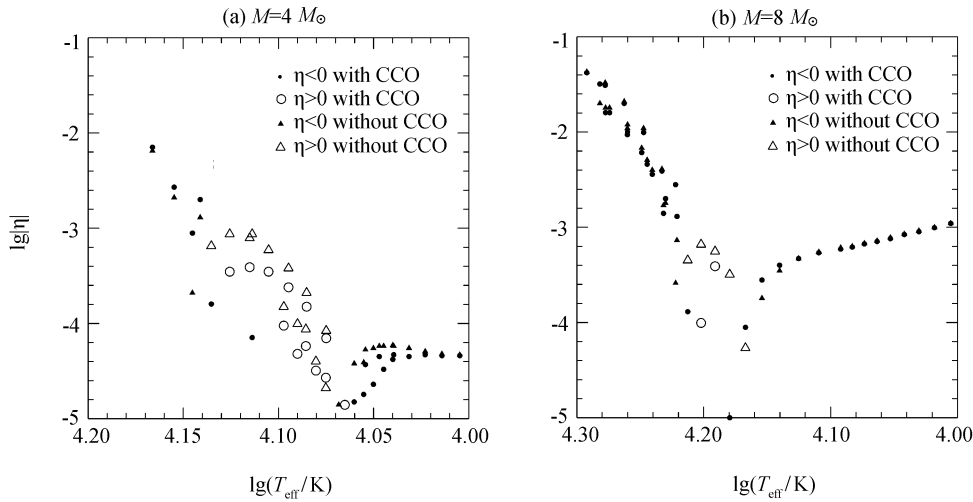


图 6 质量分别为 $4 M_{\odot}$ (a) 和 $8 M_{\odot}$ (b) 恒星演化模型序的 g19 模的脉动振幅增长速率绝对值的对数 $\lg|\eta|$ 随恒星有效温度的变化. 图中圆和三角符分别代表考虑与忽略对流与脉动耦合的情况. 小的实心符和大的中空符分别代表脉动稳定 ($\eta < 0$) 和脉动不稳定 ($\eta > 0$) 的模型

Fig. 6 The logarithm of absolute value of amplitude growth rate vs. the effective temperature of stars for g19-mode of evolutionary models of $4 M_{\odot}$ (a) and $8 M_{\odot}$ (b) stars. The circles and triangles are, respectively, for the cases with and without CCO. The small black and large open signs are, respectively, the pulsationally stable ($\eta < 0$) and unstable ($\eta > 0$) models

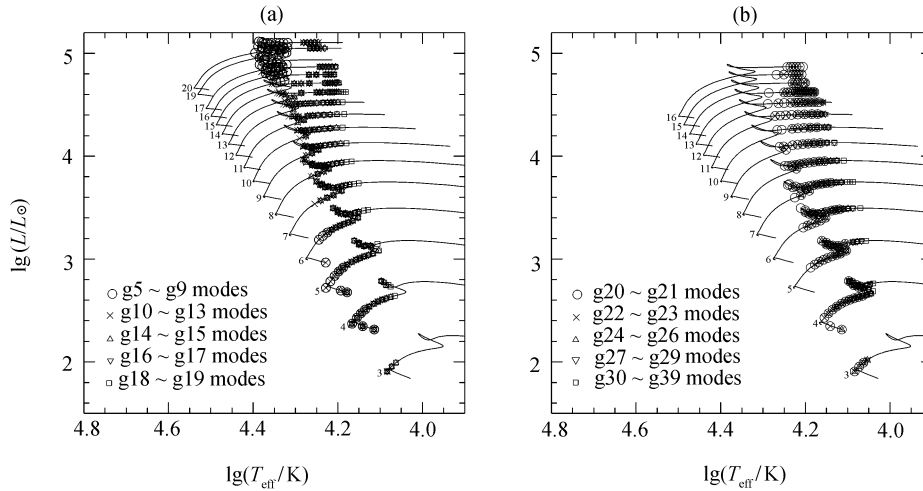


图 7 $\ell=1$ 和 2 的脉动不稳定的中阶 (a) 和高阶 (b) g 模在 H-R 图上的分布. 不同于图 3, 图 7 忽略对流与脉动的耦合

Fig. 7 Pulsationally unstable intermediate- (a) and high-order (b) g-modes on the H-R diagram. Different from Fig. 3, CCO is neglected in Fig. 7

(1) β Cep 脉动不稳定带

(a) 我们的 β Cep 脉动不稳定带是有上边界的: 对 $\ell=1$, 最亮延伸到 $\lg L/L_{\odot} \approx 5.4$ ($M \approx 30M_{\odot}$). 随 ℓ 的增大, 脉动不稳定带的最高光度有减少的倾向. 到 $\ell=4$, 最高光度减至 $\lg L/L_{\odot} \approx 5.0$ ($M \approx 20M_{\odot}$). Dziembowski 等^[4]的 β Cep 脉动不稳定带在低温方向远比我们的更为延伸. 这可能是他们没有考虑对流与脉动的耦合所致.

(b) 太阳丰度的上部主序星, 我们没有发现脉动不稳定的 $g_2 \sim g_4$ 模、 p_2 模及更高阶的不稳定的 p 模. 而且随 ℓ 的增大, 不稳定的 g_1 模向高温方向移动, 更靠近不稳定的 f 模的区域 (图 2(a) ~ (d)). 而在 Dziembowski 等^[3]的工作中, 存在脉动不稳定的 p_2 、 g_2 甚至 g_3 模.

因为我们不了解他们计算过程的细节, 所以无法查找造成这些差异的原因. 同 β Cep 变星的观测比较, 我们的理论脉动不稳定带同观测符合得很好^[12-13], 并不比 Dziembowski 等^[3]的差. 除 HD-34656 外, 没有观测到光谱型 O 型的 β Cep 变星^[14]. 这似乎更有利于我们的理论结果.

β Cep 脉动不稳定带和造父变星脉动不稳定带存在蓝边界的原因是相同的. 当恒星有效温度太高, 不透明度 Fe 的吸收峰区太浅, 其包含的质量太小, 它的激发作用太弱, 不足以补偿恒星深层的辐射阻尼. 只有当恒星有效温度足够低, Fe 的吸收峰区埋得足够深, 当它产生的激发作用足以补偿内部的辐射阻尼, 恒星的脉动才能获得自激. 但当恒星温度进一步降低, Fe 吸收峰区的激发作用虽然增大了, 但其之上消散区域对脉动的阻

尼也随之迅速增强. 当上部的阻尼超过 Fe 吸收区的激发作用, 则恒星又重新变得脉动稳定. 这是 β Cep 脉动不稳定带存在红边界的原因. 它不同于造父变星脉动不稳定带存在红边界的原因^[12], 后者是因为出现对流而致. 这可能是为什么人们不理解 β Cep 脉动不稳定带也存在红边界的原因.

(2) 中阶和高阶 g 模

Dziembowski 等^[4]并没有给出详细的理论结果, 只是在 H-R 图上画出了他们脉动不稳定区的大致区域. 其红边界是由主序带的宽度限制而规定的, 细致的定量比较是不可能的. 将我们的图 3(a) ~ (b) 同 Pamyatnykh^[5]的图 3 相比较, 二者是大致一致的: 缓慢脉动的 B 型星的脉动不稳定区从 $\lg L/L_{\odot} \approx 1.5$ ($M \approx 3 M_{\odot}$) 一直延伸到 $\lg L/L_{\odot} \approx 4.0$ ($M \approx 9 M_{\odot}$). 光度再高脉动不稳定带就移出了主序演化阶段, 进入主序后的演化阶段了. 注意到我们的演化模型考虑了贯穿对流, 所以比他们的主序带要稍宽.

6 结论

我们对考虑与不考虑对流与脉动耦合时的非径向非绝热脉动的计算进行了比较, 结果表明, 尽管上部主序带星表面对流区不很发达, 但对流对它们脉动稳定性的影响仍是不可忽略的. 在大多数情况下, 对流与脉动耦合只改变其脉动的振幅增长速率的数值大小, 但有时也会改变其符号. 假若我们并不关注单个恒星模型和单个振荡模的脉动性质的细节, 那么考虑与不考虑对流与脉动的耦合, 从整体上看, 上部主序星脉动不稳定区在 H-R 图上的位置和范围的大小变化是不太大的.

对太阳丰度的上部主序带恒星, 我们没有发现脉动不稳定的 ($g_2 \sim g_4$) 模、p2 以及更高阶的不稳定 p 模. 在 $\lg P - \lg L/L_{\odot}$ 平面上, 脉动不稳定的非径向模明显分成两个分立群: 一个是由脉动不稳定的低阶的 p1、f 和 g1 模组成, 另一个是由脉动不稳定的中阶和高阶 g 模组成. 前者对应 β Cep 型变星, 而后者对应缓慢脉动的 OB 型星. 其低光度端 ($\lg L/L_{\odot} \lesssim 3.5$ 或 $M \lesssim 8 M_{\odot}$) 落在主序带, 是缓慢脉动的 B 型星, 而高光度的脉动不稳定 g 模, 逐渐移向主序后星. 这些结果同 Dziembowski 等^[4]的结果基本上是一致的.

参 考 文 献

- [1] Cox A N, Morgan S M, Rogers F J, et al. ApJ, 1992, 393: 272
- [2] Moskalik P, Dziembowski W A. A&A, 1992, 256: L5
- [3] Dziembowski W A, Pamyatnykh A A. MNRAS, 1993, 262: 204
- [4] Dziembowski W A, Moskalik P, Pamyatnykh A A. MNRAS, 1993, 265: 588
- [5] Pamyatnykh A A. AcA, 1999, 49: 119
- [6] Xiong D R. A&A, 1989, 209: 126
- [7] Xiong D R, Cheng Q L, Deng L. ApJS, 1997, 108: 529
- [8] Rogers F J, Iglesias C A. ApJS, 1992, 79: 507
- [9] Hummer D G, Mihalas D. ApJ, 1988, 331: 794
- [10] Mihalas D, Däppen W, Hummer D G. ApJ, 1988, 331: 815
- [11] Däppen W, Mihalas D, Hummer D G, et al. ApJ, 1988, 332: 261
- [12] Deng L, Xiong D R. MNRAS, 2001, 327: 881
- [13] Tian B, Men H, Deng L C, et al. ChJAA, 2003, 3: 125

[14] Pigulski A, Kolaczowski Z. MNRAS, 1998, 298: 753

Pulsationally Unstable Nonradial Modes in Upper Main Sequence

XIONG Da-run¹ DENG Li-cai²

(1 *Purple Mountain Observatory, Chinese Academy of Sciences, Nanjing 210008*)

(2 *National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012*)

ABSTRACT Using a non-local and time-dependent theory of convection, the linear stability of p4 ~ g39 modes in the upper MS (main sequence) for $\ell = 1 \sim 4$ is analyzed. The influences of convection on the pulsation stability of nonradial modes are studied. The results show that the influences of convection are not negligible. However, in general, convection has no significant influence on the location and scope of instability strip if the details of the single stellar model and oscillation mode are not concerned.

Key words convection, stars: oscillations, stars: variables