

文章编号: 1000-8349(2010)04-359-14



# 红巨星中长副周期变星的起源

聂俊丹, 姜碧涛

(北京师范大学 天文系, 北京 100875)

**摘要:** 长副周期变星是一类特殊的半规则变星, 大量存在于银河系和大小麦哲伦云中, 约占渐近巨星分支的 25%~30%。该类变星有两个光变周期, 短的主周期为 30~200 d, 由径向脉动的低阶模式导致; 长的副周期长达 400~1 500 d。在长周期变星的周光关系中, 长副周期变星处在 D 序列, 平行于径向脉动的 A、B 和 C 序列, 且与属于双星系统的 E 序列部分重叠。长副周期现象的起源一直是个谜, 现存的解释模型有: 径向脉动、非径向脉动、双星、磁活动、带有一个巨大黑子的转动红巨星、转动的椭圆红巨星、 $\kappa$  机制等, 但这些模型没有一种能完美地解释长副周期变星的起源。

**关键词:** 长副周期; 脉动; 双星; 晚型变星

**中图分类号:** P145.2      **文献标识码:** A

## 1 引 言

长副周期变星是一类特殊的半规则变星, 它有两个光变周期: 一个是短的主脉动周期, 大约为 30~200 d; 另一个是长的副周期, 周期范围是 400~1 500 d。短的主周期是由径向脉动的低阶模式导致的, 但长副周期的起源却不清楚, 故这类特殊的变星得名为长副周期变星 (Long Secondary Periods Variables)。长副周期现象最早发现于 1954 年, 哈佛大学的 Payne-Gaposhkin 在观测太阳附近的长周期变星时发现, 有一类半规则变星呈现出两个光变周期, 长周期与短周期的比值在 10 左右, 且该比值在相同光谱型中几乎相同, 但在不同光谱型中却存在较大差异<sup>[1]</sup>。Payne-Gaposhkin 之后, 陆续有天文学家观测到长副周期变星, 并发现这类变星普遍存在于银河系和大小麦哲伦云中。据 MACHO (MAssive Compact Halo Objects) 和 OGLE (Optical Gravitational Lensing Experiment) II 统计, 在大麦哲伦云中长副周期变星约占总渐近巨星支 (Asymptotic Giant Branch, AGB) 星的 25%~30%, 其数量之多, 预示着长

**收稿日期:** 2010-03-01; **修回日期:** 2010-05-14

**基金项目:** 国家自然科学基金资助项目 (10778601); 973 资助项目 (2007CB815406)

副周期现象的普遍性。

目前,长副周期变星的观测数据大部分来自 AAVSO (American Association of Variable Star Observers)、MACHO 和 OGLE 的光学测光、2MASS (Two Micron All Sky Survey) 和 Spitzer/SAGE (Surveying the Agents of Galaxy Evolution, Spitzer 的一个保留项目) 的近中红外测光以及少数的光学光谱观测。随着观测技术的提高,人们对长副周期变星的认识也不断增加。从 1999 年到现在,天文学家们提出过多种模型来解释长副周期现象,但没有一种模型能够完美地诠释。在众多模型中,有两大主流,一类是单星的脉动,另一类是双星。长副周期现象最早被认为是脉动导致的<sup>[2]</sup>,但随着研究的深入,这种模型的不足逐渐显现出来,成为最早被提出也是最早被推翻的模型;双星也曾用来解释过长副周期现象<sup>[2]</sup>,但随着视向速度曲线的出现,这种模型也逐现缺陷。长副周期变星的存在如此之广泛,数量如此之多,其起源却疑云重重。

长副周期变星的起源对研究恒星的形成和演化有重大意义。介绍和归纳长副周期变星的性质及各种解释模型,有助于更深刻地认识长副周期变星的本质,明确长副周期变星未来的研究方向,为找出新的解释模型提供帮助。第 2 章将比较全面地介绍长副周期变星的观测事实,第 3 章归纳长副周期现象的各种解释模型以及各模型存在的问题,第 4 章提出研究的可行方向以及对未来观测的期待。

## 2 长副周期变星的性质

从现有的研究成果来看,长副周期变星性质的研究主要依赖于光学和红外波段的观测。

### 2.1 长副周期变星的观测性质

#### 2.1.1 光学测光

目前观测到的长副周期变星大量存在于银河系和大小麦哲伦云中。可见光波段的研究得益于 AAVSO、MACHO、OGLE 以及少数天文学家自己组织的观测。AAVSO 即美国变星研究协会,创始于 1911 年,迄今为止它一共收集了全天 1 690 万次变星观测的数据,并将不同观测者的测光数据重新定标整合。AAVSO 数据全,覆盖时间长,是研究长副周期变星光变特性的极好选择。目前,银河系中的长副周期变星的测光数据大部分来源于 AAVSO。MACHO 和 OGLE 是探索银河系核球以及大小麦哲伦云方向上微引力透镜现象的巡天项目。在大面积巡天过程中,它们观测到了大量的红变星,这些红变星有 RR Lyrae 变星、Cepheids 变星,及长周期变星等。其中,长副周期变星就隶属于长周期变星的范畴。MACHO 数据覆盖了 8 a 之久,有 *B* 和 *R* 波段的测光观测。OGLE 的观测从 1992 年持续到 2009 年 5 月份,提供了 *V* 和 *I* 波段的数据。相对 AAVSO 来说,这两个巡天项目以观测具有测光点密集、测光系统一致、灵敏度高的特点,弥补了持续时间不够长的缺点,为长副周期变星的研究提供了极为丰富的数据。

长副周期变星自发现以来,一直受到天文学家的关注。1963 年, Houk 使用自己的望远镜也观测到了太阳附近的 104 颗长副周期变星,且这些变星都是大振幅、光度较亮的半规则变星<sup>[3]</sup>。1999 年, Kiss 的文章中首次出现了银河系中长副周期变星光变曲线的例子,并对其周期进行了简单分析<sup>[4]</sup>。同年,天文学家们使用 MACHO 数据统计出大麦哲伦云中长副周期变星占总 AGB 星的 25%<sup>[2]</sup>。其后, Percy 和 Bakos<sup>[5]</sup> 观测本地半规则变星时发现约 30% 的半规则变星表现出长副周期现象。OGLE 观测到了更多的红巨星,其数据统计也表明,大

麦哲伦云中长副周期变星占总 AGB 星的 30% [6]。

### 2.1.2 红外测光

红巨星绝大部分是低温的脉动变星, 恒星脉动可以促进尘埃的形成。红外波段对尘埃极为敏感, 使用红外数据可以研究长副周期变星星周尘埃的性质。2MASS 是近红外的巡天项目, 为温度低颜色红的恒星提供了单点的测光数据, Spitzer/SAGE 数据的释放将测光延展到中红外波段。这些都使得长副周期变星在红外波段的研究得以展开。

综合使用红外以及光学的测光数据可以研究长副周期变星的周光关系, 并且, 由于红外波段的星际消光远远低于可见光波段, 使用红外星等作为光度指标将更科学。图 1 是大麦哲伦云中红巨星的周光关系图, 它是迄今为止最详细的版本。长周期变星在周光关系上

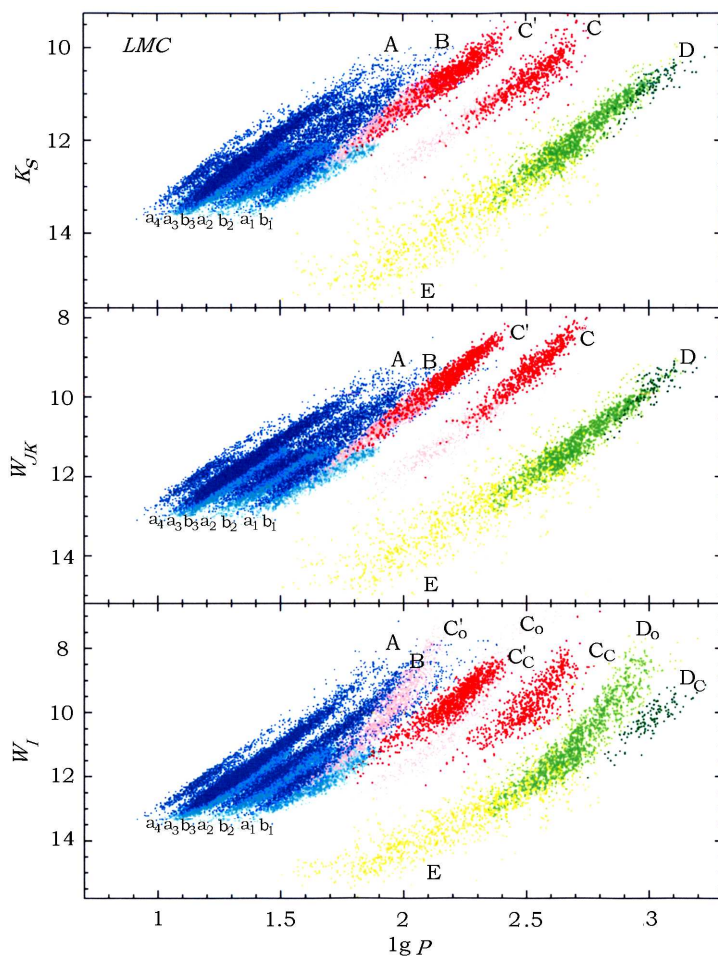


图 1 不同光度因子下大麦哲伦云中长周期变星的周光关系图 [6]

图中 A 和 B 序列代表小振幅的变星 ( $a_1 - a_4$  代表 AGB 星,  $b_1 - b_3$  代表 RGB 星), C 序列代表不规则变星和 Mira 变星, D 序列代表长副周期变星, E 序列代表椭圆双星。C 和 D 序列分为多个亚序列。第一和第二副子图中  $C'$  和 C 分别代表半规则变星和 Mira 变星。第三副子图中  $C'_0$  和  $C_0$  分别代表富氧的半规则变星和 Mira 变星,  $C'_c$  和  $C_c$  分别代表富碳的半规则变星和 Mira 变星,  $D_0$  和  $D_c$  分别代表富氧和富碳型长副周期变星。

呈现出 5 个序列: A、B 和 C 为径向脉动序列, D 为长副周期序列, E 为双星序列。A、B、C 和 D 序列相互平行, D 与 E 序列相互重叠。由于光度因子的选取不同, 如  $K_s$ 、 $W_{JK}$  和  $W_I$ <sup>1)</sup>, 得到的周光关系将产生差异, 其中以红外波段周光关系线性最好。特别是对于大质量流失率的变星, 这种效应更加明显。对于属于 Mira 变星的 C 序列, 其周光关系在  $W_I$  图上的线性没有  $K_s$  和  $W_{JK}$  上的好。同样, D 序列星光学波段的周光关系没有红外波段的线性好, 这也间接说明 D 序列星是具有较厚包层的变星。

D 序列变星的质量流失也曾有过研究。Wood 等人<sup>[8]</sup> 使用 Spitzer/SAGE 数据, 将具有长副周期现象的 D 序列变星与没有长副周期现象的 A、B 序列的半规则变星进行红外色余比较, 发现在  $8\ \mu\text{m}$  或  $24\ \mu\text{m}$  处 D 序列变星有明显的色余, 而没有长副周期现象的半规则变星则没有表现出色余的迹象。红外色余暗示着长副周期变星有较大的质量流失, 但其质量流失的形式、星周包层尘埃的分布目前还不是很清楚。长副周期变星的红外性质还有待进一步的研究。

### 2.1.3 光谱观测

由于光谱观测耗时长并且只能对较亮的目标源实行, 长副周期变星光谱观测数据量较少且精度也不高。2002 年, Hinkle 等人对太阳附近的 9 颗长副周期变星进行了 5 a 的光谱观测 (每年 4~5 次), 发现其中 6 颗长副周期变星视向速度的变化周期和光变周期相等, 其全振幅为几千米每秒<sup>[9]</sup>。2004 年, Wood 等人对银河系中的 3 颗长副周期变星进行了 4 a 的光谱观测 (共 15 个观测夜), 观测证实了 Hinkle 的结论, 且还发现长副周期变星的  $H\alpha$  和  $Na\ D$  吸收线很强, 其强度周期性地发生变化, 变化周期和光变周期相等<sup>[10]</sup>。对于温度较低的红巨星,  $H\alpha$  吸收线暗示着色球活动<sup>[11]</sup>。通过分析  $H\alpha$  吸收线的中心深度, 发现在整个长副周期期间, 色球层覆盖了整个恒星表面的 50%。2009 年, Nicholls 等人完成了对大麦哲伦云中的 58 颗典型的长副周期变星持续 3 a 之久的光谱观测, 这次观测共有 21 个观测夜, 是迄今为止长副周期变星光谱观测规模最大的一次。Nicholls 等人<sup>[12]</sup> 指出, 长副周期变星的视向速度变化周期和光变周期相同, 视向速度的振幅集中分布在  $3.5\ \text{km}\cdot\text{s}^{-1}$  附近, 这与 Hinkle、Wood 等人的结论一致; 除此之外, 还发现长副周期变星视向速度上升的速度比下降的快, 光变曲线比视向速度曲线落后大约 0.20 个相位。在整个长副周期期间, 恒星半径的变化达到了整个恒星半径的 30% 之多。图 2 给出了 Nicholls 等人观测到的视向速度曲线。

## 2.2 长副周期变星的光变特性

### 2.2.1 周期、振幅、光变类型

从光变曲线上看 (见图 3), 长副周期变星有两个光变周期。其中, 短的主周期为径向脉动周期, 大约从几十到几百天; 长副周期跨越几百至几千天; 长副周期和主脉动周期的比值在 9~11 之间, 该比值因光谱型而异。

从光变振幅上看, 长副周期变星可以分为大振幅和小振幅两亚类, 后者被命名为 OSARGs (OGLE Small Amplitude Red Giants)<sup>[13]</sup>。大振幅的长副周期变星光变幅度在  $R$  波段可达 1 mag 以上, 类似于大振幅的 Mira 变星; 而属于 OSARGs 的长副周期变星的振幅有时却小至 0.2 mag, 与周光关系中属于双星的 E 序列变星的振幅相当。仅从光变曲线上看, 大振幅的长

1) 以  $W_I$  为例,  $W_I = I - R \times (V - I) = I_0 + A_I - R \times (V - I)_0 - R \times E(V - I) = I_0 - R \times (V - I)_0$ , 其中不带下标的参量为观测值, 带下标的参量为未受星际消光影响的本征值,  $A_I$  为  $I$  波段的消光星等,  $R$  为  $I$  波段的总消光  $A_I$  与色余  $E(V - I)$  的比值。因此, 如此定义的  $W_I$  与内秉的值基本上一致, 受星际消光的影响非常小<sup>[7]</sup>。

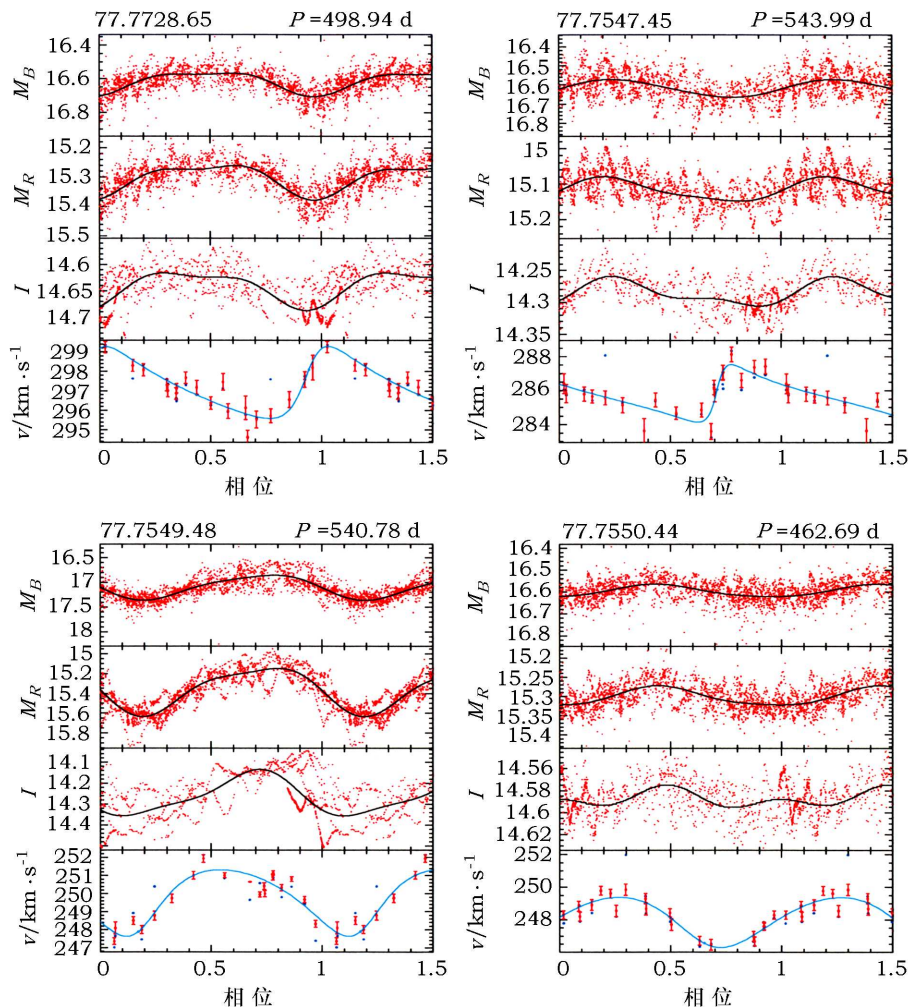


图 2 大麦哲伦云中长副周期变星的视向速度曲线<sup>[12]</sup>

以第一副子图为例, 左上端的序列号 77.7428.65 代表该星的名字, 纵坐标  $I$ 、 $M_R$  和  $M_B$  分别表示 OGLE 数据库中的  $I$  波段星等、MACHO 数据库中的  $R$  和  $B$  波段星等。  $v$  代表视向速度。

副周期变星除了在光变幅度上与 OSARGs 有区别外, 其他基本相同, 且大小振幅之间没有明显的划分界限。

长副周期变星属于半规则变星的范畴, 光变曲线不是规则的正弦或余弦曲线, 其光变幅度有时会发生改变。图 3 是三种典型的长副周期变星的光变曲线。第一幅为大振幅的长副周期变星的光变曲线, 光变幅度达到将近 1 mag; 第二幅为小振幅的长副周期变星的光变曲线, 光变幅度小于 0.3 mag; 这两颗变星的光变较规则且光变振幅都不发生改变; 第三幅为振幅发生变化的长副周期变星的光变曲线, 振幅变化达 0.4 mag( $I$  波段)。

长副周期变星的短周期光变幅度一般不发生改变, 且比长周期光变幅度小。短周期也相当稳定, 这与其是由单一的低阶径向脉动导致有关。

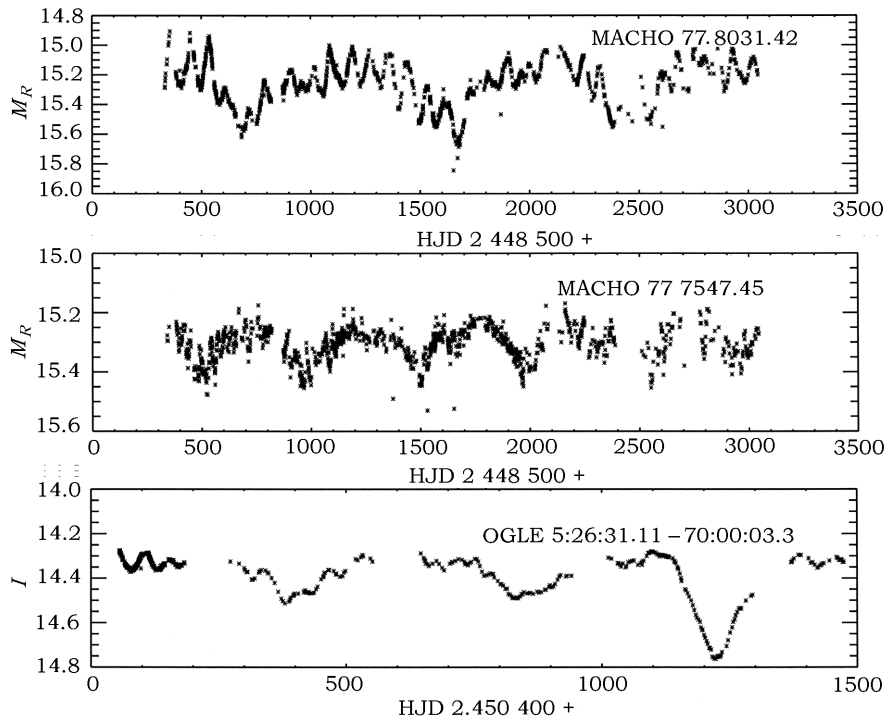


图3 大麦哲伦云中长副周期变星的光度曲线

第一副子图为大光变振幅变星 (MACHO 77.8031.42) 的光变曲线; 第二副子图为小光变振幅变星 (MACHO 77.7547.45) 的光变曲线; 第三副子图为振幅发生变化的变星 (OGLE 5:26:31.11-70:00:03.3) 的光变曲线。

### 2.2.2 周光关系

周光关系即光变周期和光度的关系。光度是个广义的概念, 可以是不同波段的星等、绝对热星等、光度、去除消光影响的光度因子  $W$  等, 但以绝对热星等、红外星等或红外波段的光度因子为佳。如以  $K$  波段的星等作为光度指标的周光关系将更接近真实情况, 因为恒星在  $K$  波段的辐射很接近红巨星流量分布的峰值,  $K$  波段受星际消光、大气分子吸收的影响最小, 且  $K$  波段还能够区分出富碳和富氧型的变星。

最早发现长副周期变星的周光关系的是澳大利亚天文学家 Wood, 他利用 MACHO 数据研究大麦哲伦云中的长周期红变星时, 发现这些变星都遵循很好的周光关系<sup>[2]</sup>。在以光变周期的对数  $\lg P$  为横坐标, 去除消光影响的光度因子  $W_I$  为纵坐标的周光关系图上, Wood 发现, 长周期变星的周光关系呈现出 5 个独立的序列, 并将这 5 个序列分别命名为 A、B、C、D 和 E 序列。其中 C 序列为 Mira 变星序列, 也即径向脉动的基模序列; B 序列为径向脉动的一阶或二阶序列; A 序列为径向脉动的更高阶序列; 长副周期变星的长周期对应于 D 序列, 故长副周期变星又叫 D 序列星, 另外一个短的主脉动周期处在 B 或 A 序列上, 属于低阶径向脉动序列; E 序列为双星序列, 大部分成员为椭球双星, 少数为食双星。长副周期的 D 序列与径向脉动序列 A、B、C 相互平行, 光度随周期增长。

随着 OGLE II 以及 2MASS 数据的释放, 长周期变星的周光关系出现了多个版本。版本

之间的差异主要来自于光变周期的准确程度和光度因子的选择上。由于红巨星的数量巨大, 周期的确定只能依赖程序批量处理, 这给周期的计算带来了一些误差, 且程序计算出来的周期有可能是伪周期 (比如倍周期或真实周期的一半或由于间断性观测引起的假周期等)。以 E 序列双星为例, 利用傅里叶方法分析出来的周期一般为真实轨道周期的一半, 所以在大部分文献中出现的周光关系图都是错误的, E 序列的真实位置应在原有位置上向后移动 0.3 个  $\lg P$  ( $P$  为周期)。Soszyński 发现了这个问题之后, 利用 OGLE II 和 OGLE III 的数据重新计算长周期变星的周期, 得到了较准确的周光关系<sup>[13]</sup>, 并且发现, E 序列和 D 序列相互重叠, E 序列是 D 序列向下 (即周期变短的方向) 的一个延续 (见图 4)<sup>2)</sup>。长周期变星的周光关系还和光度因子的选取有关, 光度因子不同 (如  $W_I, W_J, W_K, W_{JK}, K$ ), 周光关系也略有差异, 并且将伴随着亚序列的出现<sup>[2,6,13-20]</sup>。对于 C 和 D 序列, Soszyński 发现, 使用  $W_I$  光度因子能将富氧和富碳的 Mira 变星及长副周期变星在周光关系图上区分出来: 富氧型的周期较短, 富碳型的周期较长<sup>[14]</sup>。

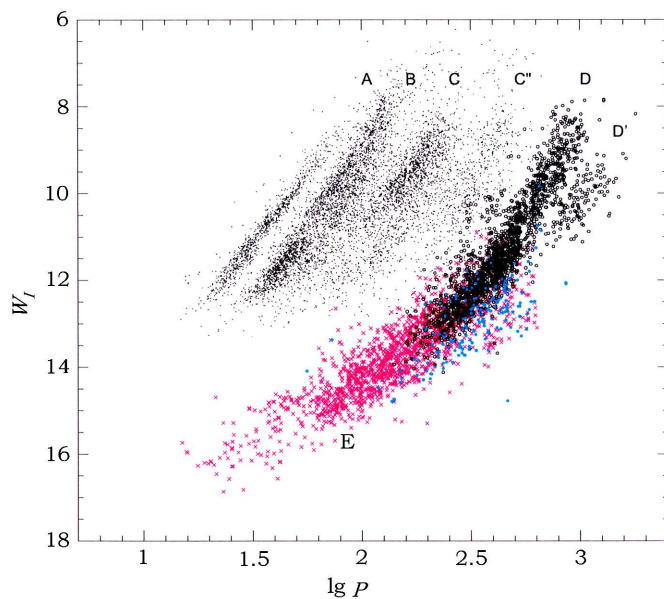


图 4 大麦哲伦云中长周期变星的周光关系图<sup>[13]</sup>

$W_I = I_0 - 1.55(V - I)_0$ , A、B 和 C 为径向脉动序列, D 为长副周期序列, E 为双星序列。C' 和 D' 分别是 C 和 D 的亚序列, C 和 D 属于富氧型, C' 和 D' 属于富碳型。

### 3 长副周期变星起源的解释

长副周期变星在银河系和大小麦哲伦云中普遍存在, 但其起源却一直是个谜。目前关于长副周期变星的起源有多种解释, 如径向脉动、非径向脉动、双星模型、磁活动、带有一个黑子的转动红巨星、转动的椭球红巨星、 $\kappa$  机制等, 但遗憾的是, 这些模型都未能完美地解释长

2) 该图与图 1 中第三幅子图在源的选取上略有差异, 导致两幅图不完全一样。

副周期现象。以下就各种模型进行介绍,并指出其存在的问题。

### 3.1 径向脉动

由于长副周期变星的周光关系平行于径向脉动序列的 A、B 和 C 序列,所以最早用来解释长副周期现象的模型是径向脉动。对于径向脉动变星,研究恒星内部的脉动最直接的方法就是分析其脉动周期,不同的脉动周期代表着不同的脉动模式。在径向脉动理论中,周期越短,对应的径向脉动模式就越高阶,相反,周期越长,脉动模式越低阶。长副周期变星的短脉动周期对应于径向脉动的一阶(也有少数是二阶)模式,是不争的事实。若长副周期也是由径向脉动模式导致的,那么它只可能是径向脉动的基模,但是,这种假设却和多个观测事实相矛盾。

(1) 在红巨星的周光关系上, Mira 变星所在的 C 序列为基模脉动序列,而长副周期比 Mira 变星的周期大 4 倍多,所以这个过大的周期不可能是基模脉动导致的。

(2) 恒星径向脉动时,内部激波向外发射,使得恒星表层先迅速向外膨胀,然后缓慢回到原来的位置,这在视向速度上的表现是:视向速度曲线的上升速率要比下降速率缓慢<sup>[21,22]</sup>。而由 Hinkle、Wood、Nicholls 等人观测的视向速度来看,都是上升速率比下降速率快。经典径向脉动理论解释不了长副周期变星视向速度曲线的特征。

(3) 径向脉动变星的视向速度的振幅应和光变幅度、恒星光度,以及径向脉动周期之间都有一个正相关<sup>[23]</sup>,但 Nicholls 等人研究的 30 颗长副周期变星都不存在上述的相关性<sup>[12]</sup>。

(4) 径向脉动变星的测光半径、光谱半径、视向速度半径的理论值之间应该相差不大,但 Nicholls 等人的研究表明,通过斯忒藩-玻尔兹曼定律 ( $L = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{eff}}^4$ ) 算出来的恒星测光半径 ( $T_{\text{eff}}$  是从色指数计算出来的) 和光谱半径 ( $T_{\text{eff}}$  是从光谱的特征分子线计算得到的),与由视向速度曲线算出来的视向速度半径(根据  $\Delta R = \int v dt$ ) 相比,前两者的值基本相同,后者的值却大很多。同样地,对于半径的变化、半径的分布,由测光数据计算出来的值和由视向速度计算出来的值也相差很大。由测光数据(即色指数)估算的温度和由光谱型计算出的黑体温度,与根据视向速度推算出的温度同样相差很大。如果长副周期是由径向脉动导致的,那么这三种方法计算出来的半径、温度应该相差不大。

(5) 长副周期变星的半径变化约达到整个恒星半径的 30%,在径向脉动情况下,这将导致有效温度大幅度的变化,但在观测上却没有迹象表明有效温度有较大的变化。

(6) 长副周期变星的主脉动周期未因恒星半径周期性变化而变化<sup>[10]</sup>。但在理论上,脉动周期  $P \sim R^{3/2} M^{-1/2}$ <sup>[24]</sup>,巨大的半径变化必将使脉动周期发生变化。虽然各个脉动模式可以相互独立,即短的主脉动可以不受长副周期脉动的影响,但这种情况只能在小振幅脉动的前提下才成立。若长副周期为径向脉动周期,在大光变振幅的变星中,必然会有模式之间的相互转化,而实际上低阶径向脉动的周期却未受到影响,这说明长副周期不是径向脉动周期。

(7) 光谱观测表明,光变曲线比视向速度曲线落后大约 0.2 (0.1~0.3) 个相位<sup>[12]</sup>,而对于径向脉动的半规则变星,理论上的光变曲线应该落后于视向速度曲线 0.5 个相位<sup>[25,26]</sup>。

### 3.2 非径向脉动

既然径向脉动不能解释长副周期现象,于是天文学家们转向了非径向脉动。曾经有多种非径向脉动模式被用来解释长副周期现象,如  $g^+$ 、 $g^-$  模式,  $p$  模式、 $f$  模式以及一些周期符合但尚未得到认证的奇异脉动模式,但这些模式存在问题:没有一种模式能产生稳定且振动周期和长副周期相等的大振幅振动。



(1) 低阶  $g^+$  模式, 重力为恢复力的一种低阶非径向脉动模式<sup>3)</sup>。通过理论计算, 低阶  $g^+$  模式的周期和长副周期相等, 但对于红巨星, 这种模式在对流层产生的振幅很小, 且极易消散, 即使没有消散, 也不易被观测到, 所以只能存在于恒星的辐射层。可是, 对于对流层深厚的红巨星而言, 辐射层只占整个恒星半径的 0.5%, 辐射层的脉动不可能使得恒星半径变化 20%~30%。低阶  $g^+$  模式由于不能够在红巨星辐射层产生较大的恒星半径变化而以失败告终<sup>[10]</sup>。但是, 如果在对流层上能够提供一个较厚的辐射层, 那么低阶  $g^+$  模式的问题就迎刃而解。事实上, 在红巨星中, 大振幅脉动的一个效应就是延展恒星表层, 这必然加厚辐射层。大振幅的  $g^+$  模式加上一个强黑子行为将构建长副周期模型, 并且, 周期、周光关系、视向速度变化、不规则光变等问题都将得到解决。但是, 这种大振幅的非径向脉动以及黑子磁场存在的可能性还需进一步证实。

(2)  $g^-$  模式, 与  $g^+$  模式相对应的一种非径向脉动模式。这种模式是动力学不稳定的, 极易导致对流的出现。虽然恒星的转动能使该模式稳定, 但在理论上不存在周光关系<sup>[10]</sup>。

(3)  $p$  模式, 即声波模式, 其理论计算的脉动周期要短于红巨星基模径向脉动的周期, 而长副周期比任何模式下的径向脉动周期都长, 所以  $p$  模式在周期上不符合<sup>[10]</sup>。 $f$  模式(即径向节点  $n=0$  的一种非径向脉动模式)也有同样的问题。

(4) 理论上还计算出了一些奇异模式的周期, 其值与长副周期相等, 但这些模式也极易消散, 不能被观测到。

除了以上提到的非径向脉动模式外, 也许还存在一些不为人所熟知的模式, 或许它们能够解释长副周期现象, 但这还有待天文学家的进一步研究。

### 3.3 双星模型

由于 D 序列星长副周期上的光变和双星的光变极为相似, 所以曾有人提出用双星模型来解释长副周期现象。1999 年, Wood 提出这样一种双星模型<sup>[2]</sup>: 一个过接或半接的双星系统中, 脉动的红巨星为主星, 它与另外一颗不可见的伴星通过洛希瓣的形式进行物质交流, 并且主星抛射的物质包围着这颗不可见的伴星。这样一个模型能够完美地产生长副周期变星的光变曲线: 主星的径向脉动产生周期性的小振幅光变, 主星与伴星的轨道运动产生长副周期光变; 长副周期的光变幅度因轨道倾角和恒星星周尘埃的多少而不同; 长副周期变星光变曲线下降的趋势比上升的趋势快, 这是由吸积的星风物质形成的类彗星 (comet-like) 表象导致的。长副周期现象出现在一系列径向脉动之后, 说明脉动导致主星物质流失, 且主星通过洛希瓣的形式与伴星进行物质交流, 使得在伴星周围建立一个尘埃包层, 这和模型的假设一致。

2004 年, Soszyński 等人用 OGLE II 和 OGLE III 的数据研究小麦哲伦云中的 D 序列变星, 发现其与属于双星的 E 序列在周光关系上有重叠, 并且 E 序列是 D 序列向下的一个延续; 大振幅光变的 D 序列变星和椭球形 E 序列星<sup>4)</sup>的光变曲线形状相似, 这暗示着 D 序列变星和 E 序列变星可能是同一个起源, 不同的是, D 序列变星为脉动的红变星, 而 E 序列变星为椭球形变星。2007 年, Soszyński<sup>[6]</sup>利用 OGLE II 的数据, 挑选出了大麦哲伦云 (1 600 颗) 和小麦哲伦云 (300 颗) 中具有类食特征的 D 序列星, 发现在不同版本的周光关系图上 E

3) 在既有对流稳定区又有对流不稳定区的恒星内,  $g$  模式将分裂成两个模式:  $g^+$  和  $g^-$  模式。其中  $g^+$  模式只能存在于对流稳定区, 而在对流不稳定区  $g^+$  模式将指数衰减;  $g^-$  模式与  $g^+$  正好相反, 只能存在于对流不稳定区<sup>[27]</sup>。

4) 椭球形变星: 一种密近双星, 两颗星相距非常近, 以致彼此的引力作用导致其中一个甚至两者都发生形变而接近椭圆形。

序列和 D 序列都相互重叠, 并且 E 是 D 的延续, 这点是其他模型所不能解释的。对于 D 与 E 序列, 周光关系和星系环境有关——大麦哲伦云中的周光关系的斜率比小麦哲伦云中的斜率大, 而 C 序列的斜率却没有这种变化。D 序列平行于径向脉动序列且数目如此之多, 也可以用双星模型来解释: 对于双星, 轨道周期  $P \simeq A^{3/2} M^{-1/2}$  ( $A$  为轨道主长轴); 对于脉动变星, 脉动周期  $P \simeq R^{3/2} M^{-1/2}$ 。若两个周光关系相互平行, 则  $R/A$  应为一个常数。Soszyński 将开普勒定理和径向脉动周期的表达式联合起来, 并引用一些经验值计算得到  $R/A \approx 0.4$  [6], 解释了在周光关系图上双星序列平行于脉动序列的现象。除了规则光变外, 也有很多长副周期变星的光变振幅会发生变化 (见图 3 最后一个例子), Soszyński 等人认为这是由于双星中主星的质量流失造成的 [14]。

双星模型的提出, 引起了天文学家的极大关注, 但也引起了较多的争议:

(1) 长副周期变星的视向速度曲线与双星的轨道运动不合。D 序列变星和 E 序列变星光谱的出现, 给长副周期的双星模型带来困扰。对于 E 序列, 其为双星, 无可争议, 其视向速度曲线的周期和双星的光变周期相等, 且一个光变周期中出现两个光度极大值 (即双峰结构); 而对于 D 序列变星, 视向速度曲线的周期和长副周期相等, 但一个长副周期内大光变峰值只有一个, D 序列星的速度曲线与双星的轨道运动不符合。

(2) 长副周期变星一阶径向脉动的周期不发生变化, 这说明在双星系统中, 该主星半径没有发生很大的变化, 但这和光谱观测的结论相悖: 视向速度曲线的研究表明长副周期变星的半径变化高达 30%。

(3) E 序列星中, 90% 为椭球双星, 椭球双星的周光关系与振幅有内在联系: 相同光度下, 双星的轨道周期越长, 光变振幅越小。这是因为对于椭球双星, 光变幅度和洛希瓣的充满程度密切相关, 即光变振幅为洛希瓣充满因子的三次方 [28], 光变幅度越大说明洛希瓣越充满。而洛希瓣的充满程度又与轨道周期有关: 轨道周期越大, 两星距离越远, 洛希瓣充满的程度就越低。所以相同光度的椭球双星, 轨道周期越大, 光变振幅就越小。而 D 序列星却没有这样的性质, 这说明它和双星在物理机理上有本质的不同。

(4) 在数目上, D 和 E 序列星相差很大。据统计, E 序列星占总 AGB 星的 1%, 而 D 序列星占总 AGB 星的 25%~30%, E 序列星的数目远远小于 D 序列星的数目。假设 D 序列星为双星, 那么在相同的星系环境中, D 和 E 序列在数目上不会有这么大的悬殊。

(5) Wood 在文中指出 [10]: 在 Houk 观测的星表中, 长副周期变星有 104 颗, 而当时变星总表中观测到的长周期变星为 6 700 颗, 那么实际上观测到的长副周期变星的比例为 1.5%。假设长副周期变星属于双星系统, 且与小质量伴星有很大的质量交换, 从而产生较大的潮汐作用, 那么轨道将快速退化。通过模型计算得到具有对流包层的恒星的潮汐同步时标为 1 000 a。对于伴星, 其质量小, 不能提供足够的角动量来与主星包层同步自旋, 所以潮汐同步的时标即为双星合并的时标 [29]。若当时变星总表中不规则变星的生命时标为  $2 \times 10^5$  a, 且所有的长副周期双星都经历着 1 000 a 的恒星合并, 那么理论上可观测到的长副周期变星的比例为:  $1000 / (2 \times 10^5) = 0.5\%$ 。但是, 实际上却观测到了 1.5% 的长副周期变星, 这说明 1 000 a 的合并时标太短, 双星模型不能很好地解释这一点。

(6) Nicholls 等人研究了 30 颗具有视向速度曲线的长副周期变星, 发现它们不符合双星轨道参数的分布特征。在双星环境下, 轨道近日点辐角应该在  $0^\circ \sim 360^\circ$  之间均匀分布, 而模型模拟出的 30 颗长副周期变星的近日点辐角却集中分布在  $200^\circ \sim 300^\circ$  之间。通过视向速度和

光变曲线估算出来的长副周期变星的伴星质量在  $0.06\sim 0.12 M_{\odot}$  范围内。而对于小质量的主序星, 其伴星质量在该范围内的概率小于 1%, 但事实上我们却可以观测到 25%~30% 的由低质量主序星演化而成的长副周期变星。除此之外, E 序列变星的视向速度的振幅为几十千米每秒, 而长副周期变星的视向速度的振幅只有几千米每秒, 这个差异说明 D 序列星和 E 序列星的产生机制是不一样的。

以上这些论据似乎使得双星模型走到了尽头, 但是 Soszyński 却指出, 长副周期变星中也存在具有双峰结构的光变曲线的源<sup>[30]</sup>。这点发现似乎又给双星模型带来了一线生机。Soszyński 联合使用 MACHO 和 OGLE II 的数据找出了大麦哲伦云中 1 200 颗具有食变特征的长副周期变星。使用傅里叶方法拟合长副周期下的光变曲线, 然后扣除该周期下的拟合曲线(这个过程叫做预白化, 即 pre-whiten), 得到残差曲线。通过研究残差曲线, 发现其中有 5% 的源表现出类椭或类食光变, 光变周期和长副周期相等, 且这些类椭或类食的光变曲线和 E 序列的光变曲线极为相似。在周光关系图上, 具有双峰结构的长副周期变星分布在整个 D 序列上, 并且与 E 序列重叠。在相位图中, 这些长副周期变星的光变极小值比预白化后光变曲线的光变极小要晚  $0.05\sim 0.10$  个相位, 这和 Wood 等人指出的光变曲线落后视向速度曲线约  $1/8$  的相位差几乎相等<sup>[31]</sup>, 且这种相位滞后可以用双星中星风驱动吸积流的模型来解释。Soszyński 还指出, 1 000 a 的双星合并时标理论可能是不正确的。物质交换既可以通过洛希瓣也可以通过星风进行。如果这些具有双峰光变的长副周期变星的洛希瓣没有充满, 物质交流则是以星风的形式进行的, 那么 Wood 等人认为的过短的双星合并时标可能是不成立的。长副周期变星与伴星之间交换的物质将由于星风而被吹离双星系统, 导致两颗伴星之间的距离越来越远, 轨道偏心率将增加。偏心轨道就避免了双星合并的问题, 并且偏心的双星轨道正好可以解释观测上非正弦的视向速度曲线。目前可观测到的长副周期变星为整个 AGB 星的 30%, 而其中具有双峰结构的却只占 5%, 也就是说, 在整个长副周期中, 有食或椭圆形光变曲线的长副周期变星占整个 AGB 星的 1%~2%, 这和 E 序列在整个 AGB 星中所占的比例一致。并且, Soszyński 认为, 其找到的 1 200 颗源是完备的, 在大麦哲伦云中不可能再找到更多的具有双峰结构的长副周期变星。这类具有双峰光变的长副周期变星, 在扣除了长副周期之后呈现类食或类椭光变, 其数目只占总长副周期变星的 5%, 双峰光变极小与长副周期光变极小在相位上存在延迟的现象, 都只有双星模型能够解释。这些似乎又给双星模型带来了一线生机。不过, 即使 Soszyński 的理论是正确的, 他能解释的也只是 D 序列中的 5%, 还有绝大多数的源有待解释。

### 3.4 磁活动

光谱观测到的  $H\alpha$  吸收线暗示着长副周期变星有明显的色球活动。Wood 认为<sup>[10]</sup>, 这个色球活动很有可能是由磁场活动产生的, 而这个磁场活动很可能来自于转动红巨星的磁发电机。我们已知长副周期变星占总 AGB 星的 25%~30%, 且在大麦哲伦云中有 27% 的 AGB 星在未演化到 AGB 阶段就经历了双星合并<sup>[32]</sup>。如果磁活动来源于转动红巨星的这种假设成立, 那么就不难理解为什么这两个比值如此一致, 且长副周期变星不规则的光变可以用不规则的磁活动来解释。但仅依靠磁场活动是不能解释视向速度曲线的, 且导致 D 序列周光关系的机制也不清楚。由于这种模型的未知因素太多, 其可行性和可信度受到质疑。

### 3.5 带有黑子的转动红巨星

一颗 1 阶径向脉动的红巨星, 其恒星表面存在一个巨大的黑子, 随着红巨星的转动, 黑子周期性地出现。这种模型能够产生长副周期变星的光变曲线: 红巨星本身的径向脉动产生短周期

的光变,而周期性出现的黑子使得红巨星呈现一个较长周期的光变,红巨星的转动周期即为长副周期。这个模型曾经一度被天文学家认同。但对于红巨星,其转动周期一般在 $2\,400\sim 10\,000$  d之间<sup>[10,33]</sup>,对较短的长副周期,用转动周期解释不了;对于大光变振幅的长副周期变星而言,一个黑子是不可能产生这么大的光变效应的;再者,红巨星的转动周期和光度之间不存在周光关系。总之,转动红巨星的黑子模型存在明显的缺陷。

### 3.6 椭球形的转动红巨星

Wood曾提出用椭球形的转动红巨星模型来解释长副周期现象<sup>[10]</sup>。假设一颗脉动红巨星正经历着恒星合并,红巨星发生形变而成为轴对称的椭球星,椭球星的半长轴和半短轴分别对应于恒星半径的最大值和最小值。假设观测者在椭球星的转动平面内,那么视向速度可以认为是转动速度在观测者和恒星质量中心连线上的投影。这样的红巨星能够产生与长副周期变星一样的视向速度曲线。举银河系中的长副周期变星Z Eri为例,它是一颗M4 III型半规则变星,短周期为80 d,长副周期为794 d;若其是一颗椭球星,由于轴对称性,转动周期应为视向速度周期的两倍,即1 588 d,1 588 d的转动周期所对应的赤道转动速度为 $5\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ ,这与Olivier等人计算出的赤道转动速度的极大值 $3\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ <sup>[34]</sup>相差不大。理论上,1 588 d的转动周期只能在双星合并的情况下才存在。这是因为对于一个在主序或主序拐点的转动恒星,假设其质量为 $1 M_{\odot}$ ,当它的半径膨胀到 $170 R_{\odot}$ 时(相当于长副周期变星半径大小),其转动周期应为3 340 d。由于这颗转动红巨星没有足够的角动量,转动周期不能再小,所以1 588 d的转动周期只有在双星合并时才能得到。除此之外,认为椭球形变是由于双星合并导致的理由还有:约27%的AGB星在未演化到AGB阶段就已经历了与另外一个伴星的合并<sup>[32]</sup>,这与观测上的长副周期变星占AGB星的25%~30%的比例一致。

但是这种模型也有它的不合理之处。首先,为什么转动周期和光度之间会遵循线性的周光关系,且这个周光关系平行于径向脉动序列?其次,E序列双星中大部分为椭球变星,其比例只占总AGB星0.5%,如果转动的椭球红巨星经历了双星合并阶段,那么,和E序列双星相比,其数目就过量了。总而言之,椭球形的转动红巨星不能完美地解释长副周期现象。

### 3.7 $\kappa$ 机制

$\kappa$ 机制是导致大部分变星脉动的一个主要机制。Winters<sup>[35]</sup>和Höfner<sup>[36]</sup>等人提出的尘埃 $\kappa$ 机制能够产生D序列星的光变曲线<sup>[10]</sup>。这种机制是一种靠星风损失来产生尘埃的机制,它能使恒星底层大气产生激波,并将这个激波在近星周放大,且这种激波放大只有在几个脉动周期之后才产生一次。这个周期性的激波放大可以产生长副周期变星的光变。但是这种机制也有它的不合理之处:首先,尘埃的产生和激波放大是一种星周现象,光学的视向速度曲线不应该受这个机制的影响;再者,如果由 $\kappa$ 机制导致长副周期,视向速度的上升应该比下降慢,但观测到的视向速度上升比下降快;除此之外,这种机制只能发生在高光度的碳星内,即 $L \geq 10^4 L_{\odot}$ ,而D序列星的光度一般低至约 $2\,000 L_{\odot}$ 。综上所述,这种机制不能完美地解释长副周期现象。

## 4 展 望

目前,没有模型能够完美地解释长副周期现象。在众多模型中,非径向脉动和双星模型似乎并未走到尽头,这两种模型还有待天文学家们的进一步研究。也期待新的模型能彻底解释长副周期现象。

长副周期的光谱数据不充足且精度不够, 主要原因是观测覆盖的时间短, 且所拍光谱数量有限。对长副周期现象起源的了解将寄期望于长时覆盖、高精度的光谱观测。

在现有的研究中, 长副周期变星红外性质研究得还不充分, 希望研究其红外性质能为长副周期现象的解释提供证据; 大振幅和小振幅的长副周期变星并未分类研究, 研究它们的差异及其本质是很有意义的; 目前长副周期变星的研究都集中在规则光变类型上, 对于振幅发生改变的不规则光变的长副周期变星至今还没有专门的研究, 研究该类特殊的变星将有助于更全面地了解长副周期现象。总而言之, 长副周期变星的研究并不算成熟, 其性质有待进一步研究, 希望尽早揭开长副周期现象的谜团。

## 致 谢

感谢两位审稿人提出了非常细致的建设性意见。

## 参考文献:

- [1] Payne-Gaposchkin C. *Harvard Ann.*, 1954, 113: 189
- [2] Wood P R, Alcock C, Allsman R A, et al. *IAU Symp.* 191, San Francisco: ASP, 1999: 151
- [3] Houk N. *AJ*, 1963, 68: 253
- [4] Kiss L L, Szatmáry K, Cadmus Jr R R, et al. *A&A*, 1999, 346: 542
- [5] Percy J R, Bakos A G, Besla G, et al. *ASP*, 2004, 310: 348
- [6] Soszyński I, Dziembowski W A, Udalski A, et al. *Acta Astron.*, 2007, 57: 201
- [7] Madore B F. *AJ*, 1982, 253: 575
- [8] Wood P R, Nicholls C P. *ApJ*, 2009, 707: 573
- [9] Hinkle K H, Lebzelter T, Joyce R R, et al. *AJ*, 2002, 123: 1002
- [10] Wood P R, Olivier E A, Kawaler S D. *ApJ*, 2004, 604: 800
- [11] Luttermoser D G, Johnson H R, Eaton J. *ApJ*, 1994, 422: 351
- [12] Nicholls C P, Wood P R, Cioni M -R L, et al. *MNRAS*, 2009, 399: 2063
- [13] Soszyński I, Udalski A, Kubiak M, et al. *Acta Astron.*, 2004, 54: 347
- [14] Soszyński I, Udalski A, Kubiak M, et al. *Acta Astron.*, 2005, 55: 331
- [15] Soszyński I, Udalski A, Szymański M K, et al. *Acta Astron.*, 2009, 59: 239
- [16] Kiss L L, Bedding T R. *MNRAS*, 2003, 343: L79
- [17] Kiss L L, Bedding T R. *MNRAS*, 2004, 347: L83
- [18] Groenewegen M A T. *A&A*, 2004, 425: 595
- [19] Fraser O J, Hawley S L, Cook K H. *AJ*, 2008, 136: 1242
- [20] Deras A, Kiss L L, Bedding T R, et al. *ApJ*, 2006, 650: L55
- [21] Lebzelter T. *A&A*, 1999, 351: 644
- [22] Hinkle K H, Scharlach W W G, Hall D N B. *APSS*, 1984, 56: 1
- [23] Hinkle K H, Lebzelter T, Scharlach W W G. *AJ*, 1997, 114: 2686
- [24] Fox M W, Wood P R. *ApJ*, 1982, 259: 198
- [25] Lebzelter T, Kiss L L, Hinkle K H. *A&A*, 2000, 361: 167
- [26] Lebzelter T, Hinkle K H. *A&A*, 2002, 393: 563
- [27] Ledoux P, Smeyers P. *Comptes Rendus Academy Science Paris*, 1966, 262: 841
- [28] Hall D. *AJ*, 1990, 100: 554
- [29] Soker N. *A&A*, 2000, 357: 557
- [30] Soszyński I. *ApJ*, 2007, 660: 1486
- [31] Wood P R, Axelord T S, Welch D L. *ASP*, 2001, 229: 233

- [32] Han Z, Eggleton P P, Podsiadlowski P, et al. MNRAS, 1995, 277: 1443
- [33] Kiss L L, Szatmáry K, Szabó G, et al. A&AS, 2000, 145: 283
- [34] Olivier E A, Wood P R. ApJ, 2003, 584: 1035
- [35] Winters J M, Fleischer A J, Gauger A, et al. A&A, 1994,290: 623
- [36] Höfner S, Feuchtinger M U, Dorfi E A. A&A, 1995, 297: 815

## The Origin of Long Secondary Periods Red Variables

NIE Jun-dan, JIANG Bi-wei

(*Department of Astronomy, Beijing Normal University, Beijing 100875, China*)

**Abstract:** Among the variable red giant stars one sub-type called long secondary periods (LSPs) star is unique. The light curves of these stars exhibit not only a short primary period but also a long secondary period, which is approximately nine times longer than the short one. The short primary period is caused by the first or second radial overtone, with a period of 30–200 d, while the origin of the long secondary period is unclear. The long secondary period variables follow a distinct period-luminosity relation which is parallel to the radial pulsation sequences A, B and C, and overlap with the binary sequence–E. Moreover, the LSPs stars show infrared excess according to the Spitzer/SAGE observation, which indicates the existence of mass ejection. However, the property of the dust envelope is yet to be clarified. The spectroscopic observations show that the LSPs stars have a radial variation with a full amplitude of  $5 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ , and with a period comparable to the photometric long-period variations. The minimum light usually has about 0.2 phase lag in comparison with the mean rising velocity. The radial amplitude of LSPs stars is large, amounting to 20%–30% of the mean stellar radius. Additionally, the stars show large variations in the strength of the  $\text{H}\alpha$  absorption line, with a period equal to that of the light variations. The absorption line indicates the presence of a chromosphere which covers up to 50% of the star at some phases of the LSP. The origin of the LSPs star is a mystery up to now, although there are many models, such as radial pulsation, non-radial pulsation, binary, magnetic activity, rotation red giants with a large spot, rotation ellipsoidal red giants and  $\kappa$  mechanism. All these models have problems to explain all the observational facts and new models are called for.

**Key words:** long secondary periods; pulsation; binary; late-type