

О возможных механизмах изменения блеска
звезд типа R Северной Короны
Б.Е. Жилев

Рассмотрены некоторые теоретические аспекты переменности звезд типа R CrB. Подробно анализируется механизм образования графитной пыли в атмосферах этих звезд, предложенный в гипотезе Лорета—О'Ки фа (M. Loreta, 1934; J.A. O'Keefe, 1939).

On Possible Mechanisms of Variability
of R Coronae Borealis Type Stars
by B.E. Zhilyaev

Some theoretical aspects of variability of R CrB type stars are discussed. The mechanism of formation of graphite grains in the atmospheres of these stars proposed in the Loreta—O'Keefe hypothesis is considered in detail.

1. Введение.

Следует сразу отметить, что сколь-нибудь последовательно и полно развитой теории звездной переменности в настоящее время не существует. Из всех разнообразных типов переменности теоретическими методами наиболее полно исследован механизм возбуждения и поддержания радиальных пульсаций цефеид. В этом случае теория удовлетворительно объясняет такие наблюдательные характеристики переменности, как соотношение период—светимость, асимметрию кривых блеска и лучевых скоростей, фазовые сдвиги между кривыми блеска и цвета и т.д.

Следы неправильного, случайного поведения блеска отмечаются у многих типов пульсирующих звезд: мирид, звезд типа RY Тельца. Слабо выраженная неправильность проявляется в непостоянстве периодов и амплитуд, кратковременном появлении дополнительных гармоник, фазовых искажениях кривой блеска. Такие проявления неправильного поведения блеска, очевидно, можно объяснить на основе нелинейной теории радиальных пульсаций звезд. Д. Мур и Е. Шпигель на примере сильно упрощенной модели нелинейного осциллятора путем

численного интегрирования продемонстрировали, что перечисленные выше проявления стохастичности могут иметь место у пульсирующих звезд (Мур и др., 1966).

В случае сильно выраженной неправильности кривая блеска приобретает вид реализации случайного процесса.

В звездах типа R CrB феномен случайного выражен очень ярко. У трех звезд этого типа: RY Sgr, R CrB, XX Cam помимо этого выявлена переменность, характерная для цефеид типа δ Cep (Ферни, 1971; Александер и др., 1972). Она прослеживается даже на фоне катастрофических изменений блеска и, очевидно, никак не связана с последними. Численные расчеты показывают (Кристи, 1966), что для возбуждения радиальных пульсаций сверхгигантов необходимо время, равное примерно десяти основным периодам пульсаций ($\sim 400^d$ в нашем случае), в то же время радиальные пульсации у звезд типа R CrB отмечаются и на нисходящей, и на восходящей части кривой блеска во время глубоких минимумов. Последнее было бы невозможно, если бы катастрофические падения блеска звезд типа R CrB (на $3-8^m$) и возврат к нормальному состоянию сопровождались существенным изменением внутреннего строения.

2. Внутреннее строение и модели оболочек звезд типа R CrB.

Наблюдения показывают (Орлов, 1974), что звезды типа R CrB являются сверхгигантами со светимостями $\sim 10^4 L_\odot$. Распределение их в пространстве и по лучевым скоростям указывает, что они стары. На позднюю стадию эволюции указывает и практически полное отсутствие водорода в их оболочках. П.Бирман и Р.Киппенхан (1971a, 1971b) рассчитали серию моделей звезд с гелиевыми оболочками и кислородно-углеродными ядрами в широкой области полных масс и масс ядер. Модели были рассчитаны для следующего химсостава оболочки и ядра: $X=0.0$, $Y=0.979$, $Z=0.021$; $X=0.0$, $Y=0.0$, $X_c=X_0=0.4895$, $Z=0.021$. Модели такого типа зависят от двух параметров: M — полной массы звезды и $q=M_{\text{ядра}}/M$. Подходящими кандидатами для описания внутреннего строения звезд типа R CrB оказались модели такого типа: звезда содержит тонкий слоевой источник энерговыделения над вырожденным C—O-ядром, узкую зону лучистой атмосферы и протяженную конвективную атмосферу вплоть до поверхности. Для обеспечения светимости звезд типа R CrB должны выполняться соотношения:

$$0.6 \leq M_{\text{ядра}}/M \leq 0.74;$$

$$0.3 \leq q < 1.$$

Для полной массы звезды, равной солнечной, расчет внутреннего строения иллюстрируется на рис. 1.

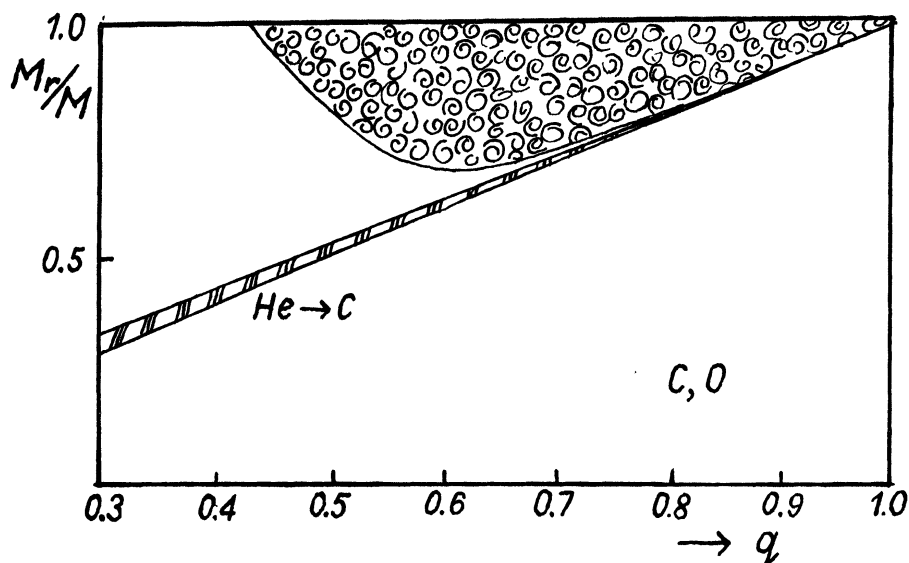


Рис. 1

Особо следует подчеркнуть, что при численном расчете таких моделей П. Бирман и Р. Киппенхан обнаружили тепловую неустойчивость оболочки звезды при значениях q , близких к единице. Последствия такого типа неустойчивости (подробнее этот вопрос обсуждается в работе Жилева и др., 1973) таковы, что звезда может оставаться динамически неустойчивой, но граница раздела лучистой и конвективной зон атмосферы будет совершать колебания релаксационного типа.

Расчет строения атмосферы R CrB в области оптической прозрачности был проведен в работе Майерскоф, 1968. Химический состав атмосферы был взят из работы Сирла, 1961. Модель построена в предположении гидростатического и лучистого равновесия вплоть до оптической толщи $\tau = 10^{-2}$ (нижняя хромосфера). Найдено, что основным источником непрозрачности вблизи поверхности являются C^- и электронное рассеяние. Сравнение данных модели со спектральными наблюдениями R CrB приводит к следующим приемлемым значениям эффективной температуры и ускорения силы тяжести: $T_e = 5800 \pm 200^\circ K$, $g = 0.1 - 1.0 \text{ см/сек}^2$.

3. Гипотеза Лорета—О'Кифа переменности звезд типа R CrB.

Блеск звезд типа R CrB в визуальной области может уменьшаться на $\sim 8^m$. При этом, по крайней мере до $\Delta m = 3-4$, звезда не меняет своего спектрального класса. Падение светимости можно было бы объяснить уменьшением радиуса звезды примерно в 100 раз. "Коллапсом" фотосферных слоев предложила объяснять изменение блеска звезд типа R CrB Пэйн-Гапошкина (1963). Однако такое явление должно сопровождаться образованием мощной ударной волны и отчетливо проявляться в спектре звезды.

Особенность оболочек сверхгигантов типа R CrB состоит в том, что характерные времена гидростатического равновесия, теплового равновесия (при конвективном переносе) и гравитационного равновесия (время свободного падения) примерно одинаковы и составляют 30–50 дней. Примерно за такое же время звезда уменьшает свой блеск до минимума. Близость различных временных шкал, как показали численно на примере гигантов Смит и Роуз (1972), приводит к появлению релаксационных колебаний в атмосфере звезды, близких к периодическим и гораздо меньших по амплитуде, чем в случае звезд типа R CrB.

Как уже отмечалось, существенная перестройка оболочки звезды в глубоком минимуме блеска потребовала бы около 400^d для очередной "раскачки" цефеидных пульсаций. Однако эти пульсации наблюдаются сразу же в послеминимальный период (Александр и др., 1972). Поэтому причину переменности звезд типа R CrB следует искать во внешних слоях звезды.

В 1934 г. Лорета, а позднее О'Киф (1939) предложили объяснить падение блеска R CrB за счет образования твердых частиц графита над фотосферой звезды. Механизм образования графитовой пыли в атмосферах мирид и переменных N-звезд был разработан Хойлом и Викрамасингом (1962) и в ряде других работ (Донн и др., 1968; Бычкова, 1973).

Для образования графитовых пылинок необходимо, чтобы выполнялось условие

$$P_c > P_r, \quad (1)$$

где P_c — парциальное давление газообразного углерода, P_r — давление насыщенных паров графита, которое в интервале температур 2000–3800° K можно приближенно представить формулой

$$P_r = 10^{14.5 - \frac{36300}{T}} \text{ дин/см}^2. \quad (2)$$

Для конденсации графита очень существенно соотношение C:O в атмосфере звезды, поскольку кислород может активно связывать угле-

род в соединения CO , CO_2 . Для R CrV $\text{C}:\text{O} \approx 5$ (по числу частиц), (Сирл, 1961), что благоприятствует конденсации.

Для мирид и переменных N -звезд, как показано в работах Хойла и др. (1962) и Донна и др. (1968) соотношение (1) выполняется при падении температуры в фотосфере до $\sim 2000^\circ \text{K}$. Атмосферы звезд типа R CrV , однако, слишком горячи для конденсации.

О'Киф предполагал, что углерод конденсируется в оболочке, сброшенной звездой. Считая, что оболочка расширяется адиабатически, он нашел, что конденсация происходит на расстоянии, равном 7.6 радиуса звезды. Однако, спектральные наблюдения свидетельствуют, что конденсация происходит на гораздо меньших расстояниях. По мере падения блеска появляется сложный эмиссионный спектр Na I , Ca II , Ti II и т.д., принадлежащий хромосфере. В минимуме R CrV 1964 г. Хербиг (1969) обнаружил запрещенную эмиссию $[\text{O II}] \lambda\lambda 3726-29$, которая может принадлежать короне звезды. По мере того, как звезда становилась все слабее, хромосферная эмиссия исчезла, но корональная осталась сильна. Это наблюдение можно объяснить, если предположить, что компактная пылевая оболочка образовалась где-то на уровне хромосферы и постепенно расширилась в область короны.

Наблюдения непрерывного спектра R CrV в максимуме и минимуме блеска позволяют установить следующий закон поглощения затмевающего агента в видимой области (Пейн-Гапошкин, 1963). Такой закон характерен для пылинок, поглощающих в релеевской области:

$$\tau_\lambda \sim \frac{1}{\lambda}.$$

Даже незначительное количество графитовой пыли способно обеспечить сильное поглощение непрерывного излучения звезды. Оптическая толща пылевой оболочки определяется как

$$\tau = n \cdot l \cdot \sigma,$$

где n — концентрация пылинок, l — толщина оболочки, σ — сечение поглощения, имеющее вид:

$$\sigma = 4\pi r_{\text{п}}^2 \left(\frac{2\pi r_{\text{п}}}{\lambda} \right) \frac{6m' m''}{(2 + m'^2 - m''^2)^2 + 4m' m''^2},$$

$m' = 2.456$, $m'' = 1.452$ — действительная и мнимая части показателя преломления графита в видимой области спектра. Полагая $\tau = 8$ (глубокий минимум), $\lambda = 5000 \text{ \AA}$, получим меру поглощения и массу пыли в единичном столбе для двух размеров пылинок

$$\begin{aligned} n \cdot l &= 1.6 \cdot 10^{11}, & m_{\text{п}} &= 1.8 \cdot 10^{-4} \text{ г}, & r_{\text{п}} &= 5 \cdot 10^{-6} \text{ см} \\ n \cdot l &= 2 \cdot 10^{16}, & m_{\text{п}} &= 1.8 \cdot 10^{-4} \text{ г}, & r_{\text{п}} &= 10^{-7} \text{ см}. \end{aligned} \quad (3)$$

Если β -я часть всех атомов углерода сконденсируется в пыль, то концентрацию пылинок можно определить следующим образом:

$$n_{\Pi} = \beta \frac{n_c}{n} \frac{P_g}{k T} \frac{m_c}{4/3 \pi r_{\Pi}^3 \rho_{\Pi}},$$

где n_c/n — доля углерода в атмосфере звезды, P_g — давление газа, m_c — масса атома углерода, ρ_{Π} — плотность графита. Если взять соответствующие данные для нижней хромосферы R CrB, получим следующие значения концентраций пылинок

$$\begin{aligned} n_{\Pi} &\approx 6 \beta \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}, & r_{\Pi} &= 5 \cdot 10^{-6} \text{ см} \\ n_{\Pi} &\approx 7 \beta \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}, & r_{\Pi} &= 10^{-7} \text{ см}. \end{aligned} \quad (4)$$

Центрами конденсации для пылинок являются ионы. Концентрацию ионов для нижней хромосферы R CrB можно грубо оценить из электронного давления (Майерскоф, 1968)

$$n \approx \frac{P_e}{k T} \approx 9 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3} \quad (5)$$

Сравнение результатов (3), (4), (5) позволяет сделать следующий вывод: в нижней хромосфере R CrB будут образовываться пылинки размером $r_{\Pi} \sim 10^{-7}$ см, с концентрацией $n \sim 10^9 \text{ см}^{-3}$, слой пыли может быть очень тонким, толщиной всего лишь несколько километров. Так как пылинки будут излучать изотропно, то половина поглощенного пылью излучения будет нагревать фотосферу до температуры

$$T = T_{\odot} \left(\frac{3}{2} \right)^{1/4} \approx 1.1 T_{\odot}.$$

Если считать фотосферу абсолютно черным телом, то повышение температуры фотосферы за счет экранирующего действия пылевого слоя составит примерно 10%.

Силы лучевого давления на пылинку и притяжения ее звездой определяются соответственно (Хойл и др., 1962):

$$F_{\lambda} = \frac{3 \pi^2}{c} \cdot \frac{\sigma_a T_{\odot}^4}{1 + 4 \lambda^2} r_{\Pi}^3 \approx 1.3 \cdot 10^6 r_{\Pi}^3$$

$$F_g = \frac{4}{3} \pi \rho_{\Pi} g r_{\Pi}^3 \approx 9.2 r_{\Pi}^3,$$

где λ — в микронах и $\approx 0.5 \mu$, $\sigma = 1.2 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}$ — проводимость графита, a — постоянная плотности излучения, $g = 1 \text{ см/сек}^2$, $T_{\odot} = 5800^\circ \text{ К}$. Отсюда следует, что пылинки будут выметаться из атмосферы звезды.

Существенным подтверждением гипотезы Лорета—О'Кифа являются данные инфракрасных наблюдений звезд типа R CrB. Эти звезды обнаруживают инфракрасный избыток, принадлежащий пыле-

вой оболочке и хорошо представляемый планковской кривой с температурой $\sim 1000^\circ \text{K}$. Инфракрасные наблюдения R CrB и RY Sgr можно интерпретировать следующим образом (Форрест и др., 1972): пылевая оболочка формируется вблизи звезды, расширяется, охлаждается, приобретает клочковатую структуру.

Если конденсация графита происходит при малой степени пересыщения паров углерода, то образуются частицы чешуйчатой формы. При конденсации с большой степенью пересыщения получаются частицы сажи, близкие по форме к сферическим. В первом случае можно ожидать изменение поляризации с длиной волны по закону $\sim 1/\lambda$. Наблюдения поляризации звезд типа R CrB в минимуме блеска подтверждают этот закон (Серковский и др., 1969). Эти данные важны для разработки механизма переменности звезд типа R CrB в деталях.

Конденсация графита при условии (1) может происходить при наличии ЛТР. Известно, что в хромосферах звезд это условие не выполняется. Есть указание на то, что хромосферы звезд типа R CrB являются нестационарными. Хромосфера нагревается в основном потоком акустической энергии с частотой волн, близкой к

$$\omega_1 = \frac{\gamma g}{2C_0},$$

где C_0 — скорость звука. Для R CrB период этих волн составляет примерно 35 суток. Поток акустической энергии зависит от спектра турбулентности в атмосфере звезды и для атмосфер, подобных солнечной, выражается в виде

$$E \sim l^3 \left(\rho \frac{u^3}{l} \right) M^5,$$

где l — пространственный масштаб корреляции в турбулентном потоке, u — характеристическая скорость турбулентности, M — числа Маха для турбулентного потока. Сильная зависимость E от M может приводить к существенной перестройке хромосферы звезды при изменении состояния турбулентности в атмосферах звезд типа R CrB. Имеются как наблюдательные, так и теоретические указания на такую возможность (Жиляев и др., 1973). Провоцирующим моментом для конденсации углерода в атмосферах звезд типа R CrB, таким образом, могут служить изменения в хромосферах этих звезд, связанные с тепловой неустойчивостью их атмосфер.

Литература:

- Александр и др., 1972 — Alexander I.B., Andrews P.I., Catchpole R.M., Feast M.W., Evans T.L., Menzies L.W., Wisse P.N., Wisse M., MN 158, 305.
Бирмани и др., 1971a — Biermann P., Kippenhahn R., AsAp 14 № 1, 54.

- Бирманн и др., 1971b — Biermann R., Kippenhahn R., IAU Colloq. № 15, Bamberg.
- Бычкова В.С., 1973, Астрон. Ж. 50, вып. 2, 427.
- Донн и др., 1968 — Donn B., Wickramasinghe N.C., ApJ 153, 451.
- Жилев Б.Е., Редкобродый Ю.Н., Шильман Л.М., 1973, Астрометрия и астроф., 22.
- Кристи, 1966 — Christy R.F., Pulsation Theory, Ann. Rev. Astron. and Astroph. 4, 369.
- Лорета, 1934 — Loreta M., AN 254, 151.
- Мейерскоф, 1968 — Myerscough V.P., ApJ 153, 421.
- Мур и др., 1966 — Moore D.W., Spiegel E.A., ApJ 143, 871.
- О'Киф, 1939 — O'Keefe J.A., ApJ 90, 294.
- Орлов М.Я., 1974 — настоящий сборник.
- Пейн-Гапошкина, 1963 — Paine-Gaposhkin C., ApJ 138, 320.
- Серковский и др., 1969 — Serkowski K., Kruszewski A., ApJ 155, L 15.
- Сирл, 1961 — Searle L., ApJ 133, 531.
- Смит, 1972 — Smith R.L., Rose W.K., ApJ 176, 395.
- Ферни, 1971 — Fernie L.D., IAU Colloq. № 15, Bamberg, 54.
- Форрест и др., 1972 — Forrest W.J., Gillet F.C., Stein W.A., ApJ 178, L 129.
- Хербиг, 1969 — Herbig G.H., Contr. Lick Obs. № 276.
- Хойл и др., 1962 — Hoyle F., Wickramasinghe N.C., MN 124, 417.
- Киев, ГАО АН УССР