УДК 524

А. В. РЕПНЁВ

МЕХАНИЗМ ИЗБЫТОЧНОГО ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ В НЕДРАХ КРАСНОГО ГИГАНТА ОБУСЛОВЛЕННОГО СМЕЩЕНИЕМ ЯДРА

Предлагается механизм избыточного энерговыделения в слоевом источнике красного гиганта, вызванного смещением ядра звезды. Построена математическая модель избыточного энерговыделения.

Очевидно, что параметры, определяющие мощность энерговыделения звезды в слоевом источнике должны изменяться плавно, без резких скачков, даже в случае нарушения сферической симметрии энерговыделяющей зоны из-за смещения ядра [1]. При этом вид функций радиальных зависимостей параметров должен оставаться неизменным, с некоторой трансформацией всей картины зависимости вдоль траектории смещения ядра, проявляющейся в «сжатии» и «растяжении» функций перед передней и позади тыловой части ядра соответственно. При этом появляется зависимость физических параметров зоны от угловых координат. Для различных параметров в силу их физической природы, изменение вида функций их распределения в пространстве зоны также будет различно. Параметрами, определяющими мощность энерговыделения звезды, являются температура и плотность вещества, концентрации водорода и углерода с

азотом [2, 3]. Основываясь на приведённых выше соображениях, найдём функциональные зависимости этих параметров от координат в случае смещённого ядра. Будем считать, что в случае несмещённого ядра они имеют только радиальные зависимости: температура – $T(r)$, плотность – $c(r)$, массовая доля водорода – $X(r)$. Массовую долю углерода с азотом X_{CN} примем равной постоянной величине, так эти элементы являются катализаторами, их количество изменяется очень медленно и их концентрация в пределах энерговыделяющего слоя успевает быстро выравниваться.

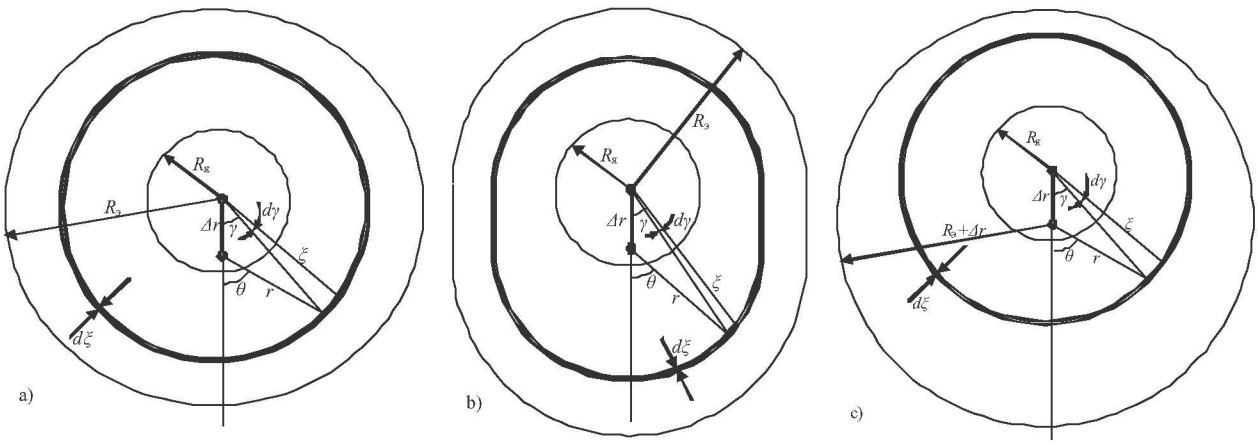
Зона энерговыделения физически совпадает с той областью, в которой температура достаточна для протекания термоядерных реакций и поэтому вслед за смещением ядра она будет изменяться вместе с последней. Расчёт мощности выделения энергии необходимо проводить именно в этой области. Температура наиболее чувствительна к смещению ядра по сравнению с другими параметрами слоевого источника, так как она в большей степени определяется близостью к изотермическому и плотному ядру, тогда как другие параметры, наоборот, определяются взаимодействием с веществом внеядерных областей и незначительно изменяются с перемещением ядра.

Предположительно можно выделить три возможных типа изменения температурных конфигурации слоевого источника энергии возникающих вследствие смещения ядра: 1) температурное поле смещается вместе с ядром; 2) температурное поле растягивается вдоль смещения ядра; 3) радиус температурного поля увеличивается пропорционально смещению ядра (рис). Реальное распределение температуры будет соответствовать одному из трёх перечисленных случаев или какому-либо из их возможных сочетаний, так как других альтернатив просто нет. Главным аргументом в пользу той или иной конфигурации является инерционность энергетических процессов, которые поддерживают температурный «шлейф» за смещающейся исходной энерговыделяющей зоной. Малая инерционность соответствует первому случаю, большая – третьему, второй случай – промежуточный.

Метод определения температурного поля в каждом случае состоит в следующем. Исходно предполагалось, что вдоль линии, соединяющей центр ядра и любую точку внешней границы зоны энерговыделения, вид функциональной зависимости при смещении ядра не меняется, а меняются только коэффициенты, входящие в эту зависимость. Исходя из этого, зная температуры на внешней и внутренней границах энерговыделяющей зоны, находятся эти коэффициенты, которые в общем случае будут зависеть как от смещения ядра, так и от одного из координатных углов. Исходная температурная зависимость с найденными коэффициентами даст искомое температурное поле. Принимая, например, экспоненциальную зависимость температуры от радиуса

$$T(r) = e^{ar+b} \qquad (1)$$

и учитывая, что на внутренней и внешней границах энерговыделяющей зоны температуры соответственно равны T_1 и T_2, а также переходя к новым переменным, связанным с центром ядра,



Температурные поля: a) температурная зона смещается вместе с ядром; b) Температурная зона растягивается вдоль движения ядра; c) Температурная зона увеличивается пропорционально смещению ядра

согласно рис., получим температурные поля для трёх перечисленных выше случаев. Случай 1

$$T(\xi,\gamma)=e^{\frac{\ln\frac{T_2}{T_1}}{R_2-R_a}\xi+\frac{R_2\ln T_1-R_a\ln T_2}{R_2-R_a}}, \qquad (2)$$

где R_a и R_2 – радиус ядра и внешней границы энерговыделяющего слоя соответственно при несмещенном ядре; ξ, γ – новые координаты, связанные с центром ядра; случай 2

$$T(\xi,\gamma)=\begin{cases} e^{\frac{\ln\frac{T_2}{T_1}}{\sqrt{R_2^2-\Delta r^2\sin^2\gamma}+\Delta r\cos\gamma-R_a}\xi+\frac{\left(\sqrt{R_2^2-\Delta r^2\sin^2\gamma}+\Delta r\cos\gamma\right)\ln T_1-R_a\ln T_2}{\sqrt{R_2^2-\Delta r^2\sin^2\gamma}+\Delta r\cos\gamma-R_a}}, & 0\le\gamma<\operatorname{arctg}\frac{R_2}{\Delta r} \\ e^{\frac{\ln\frac{T_2}{T_1}\sin\gamma}{R_2-R_a\sin\gamma}\xi+\frac{R_2\ln T_1-R_a\ln T_2\cdot\sin\gamma}{R_2-R_a\sin\gamma}}, & \operatorname{arctg}\frac{R_2}{\Delta r}\le\gamma<\frac{\pi}{2} \\ e^{\frac{\ln\frac{T_2}{T_1}}{R_2-R_a}\xi+\frac{R_2\ln T_1-R_a\ln T_2}{R_2-R_a}}, & \frac{\pi}{2}\le\gamma\le\pi \end{cases} \qquad (3)$$

где Δr – смещение ядра; случай 3

$$T(\xi,\gamma)=e^{\frac{\ln\frac{T_2}{T_1}}{\sqrt{\Delta r^2\cos^2\gamma+R_2^2+2\Delta rR_2}+\Delta r\cos\gamma-R_a}\xi+\frac{\left(\sqrt{\Delta r^2\cos^2\gamma+R_2^2+2\Delta rR_2}+\Delta r\cos\gamma\right)\ln T_1-R_a\ln T_2}{\sqrt{\Delta r^2\cos^2\gamma+R_2^2+2\Delta rR_2}+\Delta r\cos\gamma-R_a}} \qquad (4)$$

Перераспределение плотности вещества в зоне выделения энергии из-за смещения ядра принято удовлетворяющим тем же условиям что и перераспределение температуры с дополнительным условием неизменности плотности за пределами исходной энерговыделяющей зоны. То есть перераспределение плотности вещества происходит в пределах первоначальной зоны энерговыделения. Это обосновано тем, что вещество распределяется так, как энергетически наиболее выгодно. Энергетически выгодней стремление вещества к центру масс системы. Ввиду того, что относительное смещение центра масс мало, вещество перераспределяется только в приповерхностном слое, окружающем ядро. Основываясь на сказанном и принимая, исходную зависимость плотности от радиуса в виде экспоненты

$$\rho(r)=e^{ar+b} \qquad (5)$$

с учетом того, что на внутренней и внешней границах энерговыделяющей зоны плотности соответственно равны ρ_1 и ρ_2, согласно рисунку полностью аналогичному рис., с, получим распределение плотности в случае, когда ядро смещено

$$\rho(\xi,\gamma)=e^{\frac{\ln\frac{\rho_2}{\rho_1}}{\sqrt{R_2^2-\Delta r^2\sin^2\gamma}+\Delta r\cos\gamma-R_a}\xi+\frac{\left(\sqrt{R_2^2-\Delta r^2\sin^2\gamma}+\Delta r\cos\gamma\right)\ln\rho_1-R_a\ln\rho_2}{\sqrt{R_2^2-\Delta r^2\sin^2\gamma}+\Delta r\cos\gamma-R_a}} \qquad (6)$$

Можно выделить два случая распределения концентрации водорода, которое выражается в массовых долях, в зависимости от того, как движется ядро относительно окружающего вещества. Если оно относительно него движется, не увлекая его, то исходное распределение водорода не изменится относительно принятой системы координат. Тогда если принять за исходное распределение водорода в виде радиальной линейной функции

$$X(r)=ar+b \qquad (7)$$

и с учетом того, что за пределами энерговыделяющей зоны находится практически чистый водород, то в системе координат связанной с ядром, распределение водорода будет иметь вид

$$X(\xi,\gamma)=\begin{cases}\dfrac{\eta_2-\eta_1}{R_2-R_1}\sqrt{\xi^2+\Delta r^2-\xi\Delta r\cos\gamma}+\dfrac{R_2\eta_1-R_1\eta_2}{R_2-R_1}, & \sqrt{\xi^2+\Delta r^2-\xi\Delta r\cos\gamma}\le R_2\\ 1, & \sqrt{\xi^2+\Delta r^2-\xi\Delta r\cos\gamma}>R_2\end{cases} \quad (8)$$

где η_1 и η_2 – массовые доли водорода соответственно на внутренней и внешней границах энерговыделяющей зоны при несмещённом ядре. Если же при движении ядра слои вещества, окружающие его приходят в «скоординированное» с ним движение, то распределение водорода находится аналогично распределению температуры на рис. с, с учетом (7).

$$X(\xi,\gamma)=\begin{cases}\dfrac{\eta_2-\eta_1}{\sqrt{R_2^2-\Delta r^2\sin^2\gamma}+\Delta r\cos\gamma-R_1}\xi+\dfrac{\left(\sqrt{R_2^2-\Delta r^2\sin^2\gamma}+\Delta r\cos\gamma\right)\eta_1-R_1\eta_2}{\sqrt{R_2^2-\Delta r^2\sin^2\gamma}+\Delta r\cos\gamma-R_1}, \\ \xi\le\sqrt{R_2^2-\Delta r^2\sin^2\gamma}+\Delta r\cos\gamma \\ 1,\ \xi>\sqrt{R_2^2-\Delta r^2\sin^2\gamma}+\Delta r\cos\gamma\end{cases} \quad (9)$$

Зная распределения всех параметров вещества в энерговыделяющем слое и используя формулу для расчёта мощности выделения энергии единицей массы вещества [2, 3]

$$\varepsilon(\xi,\gamma)=k\rho(\xi,\gamma)X(\xi,\gamma)X_{CN}T(\xi,\gamma)^{20}, \quad (10)$$

где ε – энерговыделение единицы массы вещества, k – коэффициент пропорциональности, зависящий от выбора системы единиц, можно рассчитать энерговыделение всего слоя, проинтегрировав произведение энерговыделения единицы массы и плотности вещества по энерговыделяющему объёму

$$E=\iiint_{V_T}\varepsilon(\xi,\gamma)\rho(\xi,\gamma)dV_T, \quad (11)$$

где E – мощность выделения энергии всем слоем; V_T – объем околоядерного пространства, температура которого достаточна для протекания термоядерных реакций. Тогда дополнительное энерговыделение, вызванное смещением ядра, находится как разность между энерговыделения-ми в случаях смещённого и несмещённого ядра

$$\Delta E=E\big|_{\Delta r\neq 0}-E\big|_{\Delta r=0}. \quad (12)$$

Недостатком построенной модели является игнорирование нелинейных эффектов, обусловленных сильной функциональной связью энерговыделения и температуры. Для точного расчёта распределений параметров энерговыделяющего вещества и учета нелинейных эффектов энергетических процессов необходимо произвести совместный расчет уравнений движения системы и уравнения состояния с учетом (10).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Соловодник А.А., Репнёв А.В.* Гравитационные эффекты в кратных звёздных системах как причина звёздной нестационарности. Алматы: НЦ НТИ, 2010. С. 87.

2. Физика космоса. Маленькая энциклопедия / Глав. ред. С. Б. Пикельнер. М.: Советская энциклопедия, 1976. С. 655.

3. *Собалев В.В.* Курс теоретической астрофизики: Учебник для вузов. 3-е изд., перераб. М.: Наука, 1985. С. 502.

Резюме

Жұлдыз ядросының ығысуынан пайда болған қызыл алып көзінің қабатындағы артық энергия өндіру механизмі ұсынылады. Артық энергия өндірудің математикалық моделі жасалған.

Summary

The mechanism of surplus energy release of the layering source of the red giant, which was caused by the star's core displacement, is offered. The mathematical model of surplus energy release has been developed.

Северо-Казахстанский государственный университет им. М. Козыбаева, г. Петропавловск

Поступила 12.07.10 г.