

6.7. Пульсации звезд. Цефеиды

Очень важным физическим эффектом, наблюдающимся на поздних стадиях эволюции звезд, являются крупномасштабные радиальные колебания звезды как целого. Радиальные пульсации присущи всем звездам, однако только у некоторых звезд, находящихся на поздних стадиях эволюции после главной последовательности, эти пульсации приобретают крупномасштабный характер.

Первые пульсирующие переменные были обнаружены среди красных гигантов. Классическим образцом долгопериодических пульсаций является звезда Мира (о Ceti), переменность блеска которой с периодом 11 месяцев (точнее, 322 дня) была обнаружена в 1596 г. Д. Фабрициусом. В минимуме блеска она наблюдается как звезда +9 зв. величины и не видна невооруженным глазом (см. Приложение), а в максимуме ее яркость достигает +3.5 звездной величины, то есть за один период светимость Мира изменяется более чем в 100 раз. Позднее (1784 г.) периодические пульсации блеска с амплитудой в 1–2 зв. величины и периодами в несколько дней были обнаружены у важного класса переменных звезд типа δ Цефея (отсюда название всего класса). Основное свойство этих переменных звезд состоит в эмпирической зависимости период–светимость — чем ярче звезда, тем больше период переменности ее блеска (1912 г., обнаружена амер. астрономом Генриеттой Левитт по наблюдениям 25 цефеид в Малом Магеллановом Облаке). Современная зависимость (Бердников и др., 1996) имеет вид:

$$\left\langle \lg \frac{L_V}{L_\odot} \right\rangle = 1.15 \lg \left(\frac{T}{\text{сут}} \right) + 2.34, \quad (6.11)$$

где L_V — средняя светимость в видимой области спектра, T — период пульсаций. Эта зависимость достаточно универсальна и по измерениям периода позволяет определять светимость цефеиды, а тогда из наблюдаемого потока излучения можно определить расстояние до нее. Цефеиды — яркие звезды-гиганты и могут наблюдаться в близких галактиках до ≈ 15 Мпк.

Классические цефеиды представляют собой яркие звезды-гиганты дисковой составляющей звезд Галактики (население II) со светимостью около $10^4 L_\odot$, их периоды пульсаций лежат в пределах 1–100 дней. На классические цефеиды похожи переменные типа W Девы, однако их светимость ниже, периоды пульсаций находятся в пределах 1–50 дней, а массы меньше массы Солнца; они являются ма-

ломассивными звездами-гигантами и принадлежат сферической составляющей (звездное население I). К пульсирующим переменным также относят звезды типа RR Лиры — маломассивные звезды на горизонтальной ветви диаграммы ГР.

Физическая причина переменности блеска цефеид — периодические изменения радиуса звезды и ее эффективной температуры в ходе радиальных пульсаций. Эта идея для объяснения наблюдений цефеид была опубликована в 1914 г. Б. Шепли, а сама возможность радиальных пульсаций звезд впервые обсуждалась А. Риттером в 1879 г. А. Эддингтон предположил, что радиальные колебания звезды носят характер звуковых волн, возбуждаемых при переносе тепла из недр звезды наружу. Это позволило ему правильно оценить период колебаний и найти его связь со средней плотностью звезды. Рассмотрим упрощенную модель сферически-симметричной звезды с массой M и радиусом R , состоящей из идеального газа. Период основной моды звуковых колебаний, очевидно, будет равен $T = 2R/v_s$, где $v_s = \sqrt{\gamma P/\rho}$ — скорость звука, P — давление, ρ — плотность, γ — показатель адиабаты. Из уравнения гидростатического равновесия находим $P/\rho \sim GM/R$, откуда для периода пульсаций получаем оценку $T \sim 1/\sqrt{\gamma G\rho}$. Более точное соотношение имеет вид:

$$T \approx \sqrt{\frac{3\pi}{2G\rho}}$$

Это соотношение находится в хорошем согласии с наблюдательными данными.

Эддингтон предположил, что пульсационная неустойчивость возникает, когда поток энергии, идущий из ядра звезды наружу сквозь оболочку, уменьшается из-за возрастания коэффициента непрозрачности вещества κ . В общем случае коэффициент непрозрачности является функцией температуры и плотности, а также определяется химсоставом: $\kappa(\rho, T, Z)$. Суть механизма возникновения пульсаций, называемого « κ -механизмом», состоит в следующем. Если по какой-то причине κ возрастает в некотором слое, то поток излучения как бы «запирается», создает дополнительное давление, которое начинает играть роль поршня. Это приведет к расширению оболочки, ее охлаждению и уменьшению плотности. Если при этом коэффициент непрозрачности уменьшится, излучение начнет эффективнее просачиваться через слой и оболочка будет стремиться сжаться до значений плотности и температуры, соответствующим новому гидроста-

тическому равновесию. Сжатие по инерции происходит до несколько больших плотностей, оболочка вновь разогревается, коэффициент непрозрачности увеличивается, и процесс повторяется.

Однако коэффициент непрозрачности в оболочке звезды хорошо описывается законом $\kappa \sim \rho/T^{7/2}$ (закон Крамерса, см. главу 5), согласно которому изменение температуры более существенно, чем изменение плотности, и долгое время было неясно, каким образом « κ -механизм» может начать работать в реальных условиях. Только в 1950 г. в работах С. А. Жевакина было показано, что « κ -механизм» в звездных оболочках действительно работает из-за наличия зон частично ионизованного водорода и, главным образом, гелия. В механизме Жевакина при сжатии оболочки плотность возрастает, а температура не следует адиабатическому росту из-за того, что часть тепловой энергии, выделяемой при сжатии, тратится на ионизацию атомов водорода или гелия. Таким образом, коэффициент непрозрачности в зоне частичной ионизации возрастает при увеличении плотности. Обратное, при расширении плотность уменьшается, температура падает медленнее адиабатического закона вследствие выделения внутренней энергии ионов в виде рекомбинационного излучения, и коэффициент непрозрачности уменьшается, давление излучения уменьшается и расширение останавливается.

Зона частичной ионизации водорода образуется в диапазоне температур $(1-1.5) \cdot 10^4$ К и располагается недалеко от фотосферы звезды, а частичная ионизация гелия имеет место при более высоких температурах вблизи $4 \cdot 10^4$ К в более глубоких подфотосферных слоях. Последнее обстоятельство и объясняет, почему именно частичная ионизация гелия в основном отвечает за крупномасштабные радиальные пульсации цефеид. Расчеты показывают, что для звезд с эффективными температурами выше ~ 7500 К зоны частичной ионизации слишком близки к поверхности, а для звезд с эффективными температурами менее ~ 5500 К они залегают слишком глубоко и, что более важно, в холодных звездах реализуются условия для образования крупномасштабной конвекции вещества, которая уменьшает градиент давления и температуры вдоль радиуса, так что крупномасштабные радиальные пульсации не развиваются. Это объясняет, почему феномен значительных пульсаций звезд наблюдается на диаграмме Герцшпрунга–Рессела в достаточно узкой полосе, называемой полосой неустойчивости (см. рис. 5.1). Классические цефеиды и звезды типа WW Девы и RR Лиры находятся в

этой полосе выше главной последовательности. Полоса неустойчивости пересекает главную последовательность в районе звезд с массой несколько выше солнечной (короткопериодические пульсирующие звезды типа δ Цита).

В заключение отметим, что многие вопросы пульсационной неустойчивости звезд еще далеки от решения, и в этом направлении ведутся интенсивные исследования, как теоретические, так и наблюдательные, поскольку калибровка зависимости период–светимость для цефеид остается краеугольным камнем при установлении шкалы расстояний во Вселенной.

6.8. Процессы образования тяжелых элементов в природе

Нуклеосинтез в ранней Вселенной останавливается на образовании ядер H , 4He , 3He , небольшого количества D , T , 7Li и ничтожной примеси более тяжелых элементов (т. к. в природе нет устойчивых элементов с атомными номерами 5 и 8, а реакции синтеза элементов с $Z > 2$ требуют преодоления значительного кулоновского барьера). Все химические элементы, начиная с углерода, образуются при термоядерном горении вещества в звездах и при взрывах сверхновых путем захватов протонов и, главным образом, нейтронов ядрами атомов. Изотопы 7Li , 9Be , ${}^{10}B$, ${}^{11}B$ при термоядерном горении в звездах не образуются, а их наблюдаемые концентрации связаны с реакциями скола (англ. *spallation*) при взаимодействии быстрых частиц космических лучей с тяжелыми элементами на поверхности звезд, оболочках сверхновых в межзвездной среде. При вспышках сверхновых температуры столь высоки (до ~ 10 МэВ в центре), что устанавливается термодинамическое равновесие по ядерным реакциям и образуются элементы группы железа (Co , Ni , Fe), ядра которых состоят из примерно равного четного числа протонов и нейтронов.

Основным механизмом образования элементов тяжелее железа является захват нейтронов (s - и r -процессы). Эти процессы различаются по соотношению характерного времени захвата нейтрона τ_n и времени β -распада в перегруженном нейтронами ядре τ_β . В s -процессах $\tau_n \gg \tau_\beta$ (медленный захват), нуклеосинтез происходит через относительно устойчивые ядра, находящиеся в «долине устойчивости» на диаграмме $Z - A$. Быстрый захват нейтронов с $\tau_n \ll \tau_\beta$ (r -процесс) реализуется в среде, сильно переобогащенной нейтрона-