

Плазма в космосе

Лекция №7

Эволюция звёзд ч.2

Анненков Владимир, с.н.с. лаб. 9-1

21 октября 2021



Содержание лекции

- 1 Белые карлики
- 2 Роль давления излучения в массивных звездах.
Эддингтоновский предел светимости
- 3 Понятие вырождения вещества
- 4 Звёзды массой $0.5 \div 8M_{\odot}$

Белые карлики

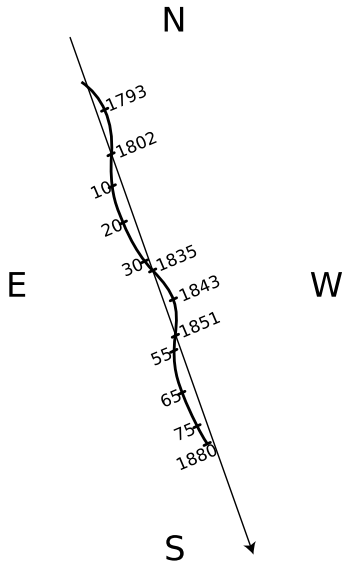
Белые карлики

- Звезды с небольшими диаметрами, низкими светимостями, но высокими эффективными температурами, относящиеся к спектральным классам $B - F$, имеющие белый цвет.
- Представляют из себя оставшееся после истечения оболочки горячее вырожденное ядро звезды.
- Энергия свечения белого карлика — тепловая энергия, запасенная в колебаниях ионов.



Белые карлики

- Первым среди такого рода объектов был открыт компонент Сириуса.
- История его открытия восходит к началу XIX в., когда Фридрих Вильгельм Бессель, изучая движение наиболее яркой звезды северного неба - Сириуса - обнаружил, что ее траектория является не «прямой» линией, а имеет волнообразный характер.
- Спустя 10 лет после первых наблюдений Сириуса, в 1844 г., Бессель пришел к выводу, что рядом с Сириусом находится вторая звезда, которая оказывает на него гравитационное воздействие, следствием которого и являются колебания в движении Сириуса.



Видимое движение Сириуса по небесной сфере.

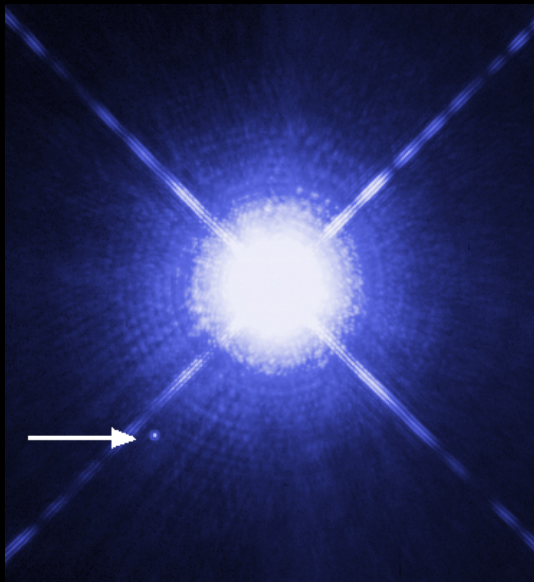
Белые карлики

- В 1862 г. Алвану Кларку, крупнейшему строителю телескопов в США, университетом штата Миссисипи было поручено сконструировать телескоп с диаметром объектива 46 см, который должен был стать самым большим телескопом в мире.
- Когда обработка линзы для объектива телескопа была завершена, необходимо было проверить, насколько точно выдержана форма ее поверхности.
- В качестве точечного источника для проверки точности изготовления линзы А. Кларк использовал Сириус, при наблюдении которого в поле зрения телескопа возникла еще одна, слабая звездочка, оказавшаяся компонентом Сириуса, предсказанным Бесселем.



Dearborn telescope

Сириус А и Сириус В



Снимок с телескопа Хаббл.

Белые карлики

- Масса Сириуса В составила 95% массы Солнца, т. е. в первом приближении примерно равна M_{\odot} .
- Используя зависимость «масса-светимость», можно определить светимости звезд.
- Оказалось, что светимость Сириуса В (L_B) в 300 раз меньше светимости Солнца (L_{\odot}), т. е.

$$L_{\odot} = 300L_B \quad (1)$$

- Светимость L любой звезды зависит от ее температуры и радиуса R , и определяется соотношением физических характеристик, как

$$L = 4\pi R^2 \sigma T^4 \quad (2)$$

где σ – постоянная Стефана-Больцмана.

Белые карлики

- В 1915 г. на обсерватории Маунт Вилсон (США) были получены фотографии спектра Сириуса В, которые позволили установить его спектральный класс и температуру поверхности.
- Температура оказалась выше, чем у Солнца $T_B \approx 8000$ °К.
- Из соотношений (1-2) можно определить радиус спутника R_B а затем и его плотность ρ .
- Плотность Сириуса В оказалась равной $5 \cdot 10^4$ г/см (плотность воды ~ 1 г/см).

Белые карлики

Основные особенности белых карликов таковы:

- Масса не слишком отличается от массы Солнца при радиусе в сотни раз меньше, чем у Солнца, т. е. размеры белых карликов одного порядка с размерами земного шара;
- Светимость белых карликов мала, в сотни и тысячи раз меньше солнечной.
- Отсюда следует огромная средняя плотность вещества, достигающая до $10^6 \div 10^7$ г/см (т. е. до тонны и десятка тонн, «запрессованных» в кубическом сантиметре);

Расхождение наблюдаемой плотности белых карликов от оценок с прошлого слайда вызвано нарушением предположения об идеальности газа, из которого состоит белый карлик.

- Белый карлик состоит из вырожденного вещества.

- ① Уравнение гидростатического равновесия:

$$\frac{dP}{dr} = -\rho \frac{GM(r)}{r^2} \quad (3)$$

- ② Уравнение состояния:

$$P = P_{gas} + P_{rad}$$

$$P_{gas} = \frac{\rho RT}{\mu(X, Y, Z)}, \quad P_{rad} = \frac{a_r T^4}{3},$$

где μ – молекулярный вес звездного вещества.

Например, для полностью ионизованной плазмы $1/\mu = 2X + (3/4)Y + (1/2)Z$; для Солнца $X \approx 0.75$, $Y \approx 0.23$, $Z \approx 0.02$ и $\mu_{\odot} \approx 0.6$.

- ③ Уравнение радиационного теплопереноса:

$$\boxed{\frac{dT}{dr} = -\frac{3}{4a_r c} \frac{\kappa \rho}{T^3} \frac{L(r)}{4\pi r^2}} \quad (4)$$

Роль давления излучения в
массивных звездах.

Эддингтоновский предел
светимости

Эддингтоновский предел светимости

- В недрах звезд существенную роль может играть давление излучения.
- Из-за высокой непрозрачности во внутренних частях звезды условия близки к ТДР, поэтому с высокой точностью давление излучения определяется формулой для абсолютно черного тела

$$P_r = \frac{a_r T^4}{3}, \quad (5)$$

где $a_r = 4\sigma_B/c$ — постоянная излучения.

- Чем массивнее звезда, тем выше температура в ее центральных частях, и тем большую роль начинает играть давление излучения.

Эддингтоновский предел светимости

- Можно ввести параметр, характеризующий вклад давления излучения в полное давление, $\beta = \frac{P_g}{P_g + P_r}$, где P_g – газовое давление. При $\beta \rightarrow 0$ преобладает давление излучения.
- Уравнения внутреннего строения звезды легко обобщаются с учетом давления излучения (5). Для этого везде под давлением нужно понимать полное давление

$$P_{tot} = P_g + P_r = P_g/\beta.$$

Эддингтоновский предел светимости

Из уравнения гидростатического равновесия (3) для центральных (индекс "c") значений давления и плотности

$$\frac{P_c}{\rho_c} \sim \frac{GM}{R}$$

с учётом замены $P_c \rightarrow P_c/\beta$ и соотношения $R \sim (M/\rho)^{1/3}$ следует

$$P_c \sim GM^{2/3} \rho_c^{4/3} \beta, \quad (6)$$

откуда с использованием соотношения для идеального газа $P_c \sim \rho_c T_c / \mu_c$ получаем:

$$\frac{T_c^3}{\rho_c} \sim M^2 \beta^3 \mu_c^3. \quad (7)$$

Эддингтоновский предел светимости

- Поскольку $P_r \sim T^4$, а $P_g \sim \rho T$, можно записать:

$$T_c^3 / \rho_c \sim P_{r,c} / P_{g,c} = (1 - \beta) / \beta,$$

и мы приходим к зависимости:

$$\frac{1 - \beta}{\beta^4} \sim M^2 \mu_c^4 \quad (8)$$

- Откуда при малых β следует $\beta \sim 1/\sqrt{M}$, то есть чем массивнее звезда, тем больше в ней роль давления излучения.
- Точное выражение (Эддингтон) имеет вид:

$$\frac{M}{M_\odot} \simeq 18 \frac{\sqrt{1 - \beta}}{\mu_c^2 \beta^2}. \quad (9)$$

- Например, для звезд с массой около 150 солнечных при $\mu_c = 0.6$ получаем $\beta \approx 0.55$ – в самых массивных звездах даже на главной последовательности радиационное давление оказывается очень существенным.

Эддингтоновский предел светимости

- Подставим $P_r = (1 - \beta)P_{tot}$ в уравнение радиационного теплопереноса (4), переписав последнее в виде:

$$\frac{L(r)}{4\pi r^2} = -\frac{c}{\kappa\rho} \frac{d}{dr} \left(\frac{a_r T^4}{3} \right)$$

получим

$$L(r) = -\frac{4\pi r^2 c}{\kappa\rho} \frac{d}{dr} (1 - \beta)P_{tot}. \quad (10)$$

- Будем считать, что β не зависит от радиуса (это справедливое допущение для самых массивных звезд).
- Тогда, подставляя в эту формулу градиент полного давления из уравнения гидростатического равновесия (3), получаем:

$$L(r) = (1 - \beta) \frac{4\pi GM(r)c}{\kappa}. \quad (11)$$

Эддингтоновский предел светимости

$$L(r) = (1 - \beta) \frac{4\pi GM(r)c}{\kappa}$$

- Это означает, что при постоянном отношении давления излучения к полному давлению светимость на каждом радиусе определяется только массой, заключенной внутри этого радиуса, и непрозрачностью звездного вещества.
- При $\beta \rightarrow 0$ из этой формулы получается соотношение для светимости всей звезды, которое называется эддингтоновским пределом:

$$L_{edd} = \frac{4\pi GM(r)c}{\kappa} \simeq 1.4 \cdot 10^{38} \text{ эрг/с} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right) \left(\frac{\kappa_T}{\kappa} \right) \quad (12)$$

здесь численное значение κ нормировано на значение непрозрачности вследствие томсоновского рассеяния на свободных электронах $\kappa_T = \sigma_T/m_p$.

Эддингтоновский предел светимости

- Физический смысл эддингтоновского предела прост: при увеличении светимости выше этого значения давление излучения становится столь большим, что гидростатическое равновесие невозможно — давление излучения становится сильнее гравитационного притяжения.
- Светимость стационарных звезд никогда не превосходит предела Эддингтона для данной массы. Однако существуют физические причины, по которым звезды с солнечным химсоставом становятся пульсационно неустойчивыми уже при массах $120 - 150 M_{\odot}$, при которых β далеко не ноль.
- Эддингтоновский предел играет также важную роль при аккреции вещества на компактные звезды в тесных двойных системах и определяет максимальную стационарную светимость активных ядер галактик и квазаров при аккреции газа на сверхмассивные черные дыры.

Понятие вырождения вещества

Понятие вырождения

Состояние каждого электрона в атомной системе определяется заданием квантовых чисел. Эти числа есть:

- ① главное квантовое число – n , определяющее энергию электрона в атоме;
- ② квантовое число l , дающее значение орбитального вращательного момента электрона;
- ③ квантовое число m , дающее значение проекции этого момента на физически выделенное направление (например, направление магнитного поля);
- ④ квантовое число s , дающее значение соответственного вращательного момента – спина.

Понятие вырождения

Фундаментальным законом квантовой механики является **принцип Паули**, запрещающий для любой квантовой системы (например, сложного атома) двум каким-либо фермионам (e , n , p) иметь все квантовые числа одинаковыми.

Рассмотрим этот принцип на простой боровской модели атома:

- Совокупность трёх квантовых чисел (кроме спина) определяет орбиту электрона в атоме.
- Принцип Паули, применительно к этой модели атома, запрещает находиться на одной и той же квантовой орбите более чем двум электронам.
- Если на такой орбите находятся два электрона, то у них должны быть противоположно ориентированные спины.
- Это означает, что хотя три квантовых числа у таких электронов могут совпадать, квантовые числа, характеризующие спины электронов, должны быть разными.

Понятие вырождения

- Введём представление о «фазовом пространстве», в котором положение и количество движения каждой частицы в некоторый момент времени определяется тремя обобщенными координатами q_1, q_2, q_3 (в частности, например, x, y, z) и тремя скоростями или обобщенными импульсами p_1, p_2, p_3 .
- **Принцип Паули:** в одной элементарной ячейке фазового пространства не может одновременно находиться более двух фермионов с противоположно направленными спинами.
- Принцип Паули позволил объяснить закономерности периодической таблицы элементов Менделеева.
- Принцип Паули отражает фундаментальную связь спина частиц и их статистических распределений (1940 г.); в квантовой механике любые две частицы с одинаковым спином неразличимы, но волновые функции системы фермионов — нечетные, а бозонов (частиц с целым спином) — четные, что и приводит к различию их статистических свойств.

Понятие вырождения

- Для координат и импульсов частиц существуют квантово-механические ограничения (принцип неопределенности Гейзенберга):

$$\delta p_x \delta x \geq h, \delta p_y \delta y \geq h, \delta p_z \delta z \geq h.$$

- Отсюда следует, что одна ячейка фазового пространства имеет минимально возможный объем

$$\delta x \delta y \delta z \delta p_x \delta p_y \delta p_z = h^3$$

- При равновероятной ориентации вектора импульса объем фазового пространства, приходящийся на 1 электрон, который в предельном случае равен $h^3/2$, составляет $(1/n_e)(4\pi p^3/3)$.
- Здесь первый член в скобках – пространственный объем на одну частицу, где $n_e = Y_e \rho / m_p$ (Y_e – число электронов, приходящихся на один нуклон), а второй – объем шара в пространстве импульсов, радиус которого примерно равен вероятному значению полного импульса частиц $p_F = (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2)^{1/2}$ для рассматриваемого предельного случая (**импульс Ферми**).

Понятие вырождения

- Для идеального Максвелл-Больцмановского газа наиболее вероятное значение импульса $p = m_e \sqrt{2kT/m_e}$.
- Поэтому на одну частицу приходится в среднем фазовый объем $(1/n_e)(4\pi/3)(2kTm_e)^{3/2}$, при разрешенном объеме $\geq h^3/2$.
- В нормальных звездах последняя величина пренебрежимо мала по сравнению с первой, т. е. квантовыми эффектами можно пренебречь.
- Абсолютное большинство квантовых ячеек с объемом $h^3/2$ не будет содержать ни одной частицы.

Невырожденный газ

A

	●			○		●	○			●		○
○	●	○			○			●		○	○	●
	○		●		●	●	○	●		●	●	○
	●			●	○		●		○			●
○	●	○		○			●	○		●	○	○

● электроны, имеющие спин $+\frac{1}{2}$

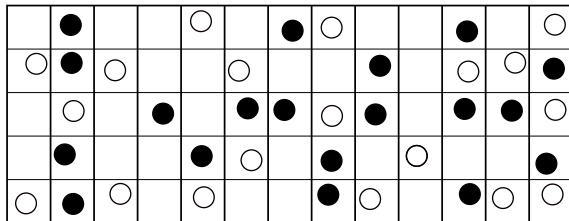
○ электроны, имеющие спин $-\frac{1}{2}$

Понятие вырождения

- Однако при возрастании n_e или уменьшении T должен наступить предел применимости приближения идеального газа, когда существенная доля всех ячеек фазового пространства окажется заполненной, и плотность частиц в фазовом пространстве уже не может быть увеличена.
- Любой процесс сжатия газа будет приводить к росту средних значений импульсов (скоростей) частиц, не связанному с изменением температуры, и, следовательно, к росту давления, препятствующему сжатию.

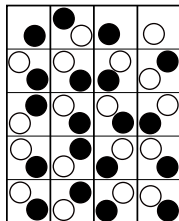
Невырожденный газ

А



Вырожденный газ

Б



● электроны, имеющие спин $+\frac{1}{2}$

○ электроны, имеющие спин $-\frac{1}{2}$

Понятие вырождения

- Приравнивая $h^3/2$ среднему объему фазового пространства, приходящемуся на одну частицу, получаем, что критическая температура (температура вырождения):

$$T_c = \left(\frac{h^3 n_e}{8\pi/3} \right)^{2/3} (2km_e)^{-1} \sim \varepsilon_F/k \quad (13)$$

- где $\varepsilon_F = p_F^2/2m_e$ – энергия Ферми для нерелятивистских частиц.
- Опуская константы, для значений температуры T_c и плотности ρ_c , при которых происходит заполнение ячеек фазового пространства, получаем: $T_c \sim n_e^{2/3} m_e^{-1} h^2$, или $\rho_c \sim (Tm_e/h^2)^{3/2}$.
- Вырождение наступает при $T < T_c$ или $\rho > \rho_c$.
- Импульсы (скорости) электронов становятся выше тепловых (все разрешенные значения для тепловых скоростей уже заняты).

Понятие вырождения

- Вырождение может быть различным – от слабого до релятивистского. В последнем случае при очень высокой плотности $\rho \ll \rho_c$ (для вещества с характерной для звездных недр температурой эта плотность $\rho_c \simeq 10^6$ г/см³) электроны становятся релятивистскими, для них энергия Ферми ε_F становится много больше $m_e c^2$.
- Скорости протонов при этом остаются тепловыми, поскольку критическое значение $\rho_c \sim m^3/2$, и протонный газ остается невырожденным.
- Важнейшим отличием вырожденного газа от идеального является то, что уравнение состояния при вырождении иное.
- Давление электронного газа уже определяется не температурой среды, а скоростями V_e нетеплового движения электронов, связанного с квантово-механическим вырождением

$$P_e \sim \rho V_e^2 = (n_e m_e) V_e^2$$

Понятие вырождения

- Поскольку на один электрон приходится фазовая ячейка с объемом, пропорциональным $n_e^{-1}(m_e V_e)^3$, которая ограничена величиной $h^3/2$, получаем $V_e \sim h n_e^{1/3} m_e^{-1}$, а следовательно

$$P_e \sim h^2 n_e^{5/3} m_e^{-1}.$$

- Концентрация электронов пропорциональна полной плотности вещества, откуда можно заключить, что давление электронного газа пропорционально $\rho^{5/3}$, т. е.

$$P_e = K_{5/3} \rho^{5/3},$$

где $K_{5/3}$ – константа.

Понятие вырождения

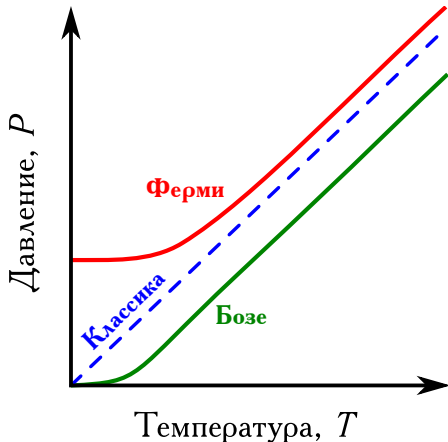
Уравнение состояния:

- Идеальный газ:

$$P_e = n_e k T$$

- Вырожденный газ:

$$P_e = K_{5/3} \rho^{5/3}$$



Вырождение

- В общем случае надо рассматривать полное давление газа как сумму:

$$P_g = P_{th} + P_e,$$

где P_{th} – тепловое давление, обусловленное хаотическим движением невырожденных частиц, P_e – нетепловое давление вырожденного электронного газа.

- Для идеального ионизованного газа оно связано в равной мере как с протонами, так и электронами, но в случае вырожденного газа электронная составляющая давления P_e значительно превосходит P_{th} .

Соотношение $M - R$

- Из уравнения гидростатического равновесия $dP/dr = -\rho GM/r^2$ следует, что давление в центре звезды:

$$P_c \sim (GM/R) \rho \sim GM^{2/3} \rho^{4/3}. \quad (14)$$

- Приравняем это выражение к давлению нерелятивистского вырожденного электронного газа:

$$P_e = K_{5/3} \rho^{5/3}, \quad (15)$$

- Получим, что $R \sim (M/\rho)^{1/3}$ зависит от массы как

$$R \sim K_{5/3} M^{-1/3}.$$

- Тогда как для звёзд главной последовательности радиус увеличивается с ростом массы ($R \sim M^{0.8}$).

Соотношение $M - R$

- Радиус типичного белого карлика с массой Солнца равен примерно $10^{-2}R_{\odot}$.
- Обратная зависимость масса–радиус для белых карликов полностью подтверждается наблюдениями.
- Для более нейтронов аналогичная вырожденная конфигурация (нейтронная звезда), должна иметь радиус примерно в $m_n/m_e \sim 2000$ раз меньше, т. е. порядка нескольких километров.
- Это следствие соотношения $K_{5/3} \sim m_n^{-1}$.

Релятивистское вырождение

- При плотностях $\rho > 10^6$ г/см³ электроны должны обладать такими большими скоростями, что приходится принимать во внимание релятивистское изменение массы со скоростью.
- По мере увеличения гравитационного сжатия белого карлика его центральная плотность будет расти.
- Вырождение электронного газа будет становиться все сильнее.
- Это значит, что на одну ячейку фазового пространства будет приходиться все большее число частиц.
- Им будет очень «тесно», и они будут (чтобы не нарушить принцип Паули) двигаться все с большими и большими энергиями, т. е. скоростями.
- Эти скорости станут довольно близкими к скорости света.
- Возникает новое состояние вещества, которое называется «релятивистское вырождение».

Предел Чандрасекара

- Более медленный рост энергии релятивистских электронов с возрастанием их импульса $E_e \sim p_F$ с приводит к более мягкой зависимости давления от плотности:

$$P_e \sim K_{4/3} \rho^{4/3}$$

- Тогда из уравнения гидростатического равновесия находим, что равновесие звезды возможно только при массе

$$M_{Ch} \approx (K_{4/3}/G)^{3/2}$$

- Точное значение предела Чандрасекара для релятивистского вырожденного электронного газа при нулевой температуре:

$$M_{Ch} = 5.83 M_{\odot} Y_e^2 \approx 1.46 M_{\odot} (Y_e/0.5)^2,$$

где Y_e – число электронов, приходящееся на один нуклон, и для элементов тяжелее гелия $Y_e \leq 0.5$.

Предел Чандрасекара

- Предел Чандрасекара через массу протона m_p и планковскую массу $m_{Pl} = \sqrt{hc/2\pi G} \approx 10^{19}$ ГэВ $\approx 10^{-5}$ грамм:

$$M_{Ch} \sim \left(\frac{hc}{Gm_p^{4/3}} \right)^{3/2} \cdot Y_e^2 = m_p \left(\frac{m_{Pl}}{m_p} \right)^3 \cdot Y_e^2.$$

- Если масса белого карлика превышает M_{Ch} , то он будет безудержно сжиматься до плотности атомных ядер, когда и нейтронный газ станет вырожденным.
- Предельная масса для нейтронной звезды – предел Оппенгеймера–Волкова, зависящий от плохо известного уравнения состояния материи при ядерных плотностях $\rho > 10^{14}$ г/см³.
- Расчеты показывают, что для различных уравнений состояния этот предел находится в диапазоне $\sim 1.5 - 3M_{\odot}$, и его определение является одной из фундаментальных задач физики нейтронных звёзд.

Вырождение вещества в звёздах

- Основная причина, приводящая к различию эволюции звёзд разных масс после главной последовательности, состоит в неодинаковых физических условиях в ядре звезды.
- Рассмотрим звезду сразу после окончания горения водорода в ядре.
- В соответствии с теоремой вириала для ядра звезды, состоящей из идеального одноатомного газа:

$$2E_{th} + U = 0, \quad E_{th} = \frac{3}{2}RMT \sim -\frac{1}{2}U \sim GM^{5/3}\rho^{1/3}.$$

- Так как звезда продолжает излучать, а ядерное топливо израсходовано, ее полная энергия $E_{tot} = \frac{1}{2}U \sim -GM^{5/3}\rho^{1/3}$ уменьшается.

Вырождение вещества в звёздах

- $E_{tot} = \frac{1}{2}U \sim -GM^{5/3}\rho^{1/3}$ уменьшается.
- При постоянной массе должна увеличиваться средняя плотность и температура (из-за отрицательной теплопроводности).
- Если бы газ все время оставался идеальным, температура и плотность в центре возрастали бы при сжатии до тех пор пока не создадутся условия для загорания более тяжёлых элементов в ядре звезды.
- При сжатии ядра с массой Солнца до размеров $\sim 0.03R_{\odot}$ существенным становится вырождение электронов, и газ перестаёт быть идеальным.
- В итоге, эволюция звезды зависит от того, что произойдёт раньше: зажгутся новые термоядерные реакции или произойдёт вырождения вещества.

Вырождение вещества в звёздах

- Рассмотрим полное давление в системе, определяемое давлением идеального и вырожденного газов:

$$P \approx \rho RT + K_\gamma \rho^\gamma, \quad (16)$$

где показатель адиабаты $\gamma = 5/3$ для нерелятивистского и $4/3$ для релятивистского вырожденного электронного газа соответственно.

- Условия гидростатического равновесия сферически-симметричной звезды требуют выполнения соотношения

$$P_c/\rho_c \sim GM/R \sim GM^{2/3} \rho_c^{1/3} \quad (17)$$

- Откуда находим поведение центральной температуры с ростом плотности:

$$RT_c = GM^{2/3} \rho^{1/3} - K_\gamma \rho^{\gamma-1}. \quad (18)$$

Вырождение вещества в звёздах

$$RT_c = GM^{2/3} \rho^{1/3} - K_\gamma \rho^{\gamma-1}.$$

- В зависимости от массы, центральная температура ведет себя по-разному.
- Если вырождение не существенно (при больших массах), то слагаемым $-K_\gamma \rho^{\gamma-1}$ можно пренебречь, и $T_c \sim \rho_c^{1/3}$, т. е. температура повышается с ростом плотности и возможно термоядерное горение любого горючего.
- При малых массах звезд решающим фактором становится давление вырожденных электронов, замедляющих рост температуры в гидростатически равновесном ядре.
- Температура формально может обратиться в нуль при достижении плотности

$$\rho_{cr} \approx \left(\frac{GM^{2/3}}{K_\gamma} \right)^{1/(\gamma-4/3)}$$

Вырождение вещества в звёздах

- Температура формально может обратиться в нуль при достижении плотности

$$\rho_{cr} \approx \left(\frac{GM^{2/3}}{K_\gamma} \right)^{1/(\gamma-4/3)}$$

- Это означает, что в ходе сжатия ядра звезды в нем сначала достигается некоторая максимальная температура, а при дальнейшем повышении плотности гидростатическое равновесие поддерживается в основном за счет давления вырожденных электронов и температура снижается.
- Расчет показывает, что при массе звезды, превышающей $0.08M_\odot$, максимальные значения температуры и плотности выше, чем требуется для горения водорода, поэтому в природе не бывает массивных белых карликов с преимущественно водородным составом: водород в ядре всегда успевает выгореть.

Вырождение вещества в звёздах

- Возможность вырождения электронного газа в ядре звезды на главной последовательности или сразу после завершения горения водорода зависит от критической массы, определяемой условием $T_c = 0$ при $\gamma = 4/3$.
- Эта критическая масса близка к предельной массе \mathcal{M} для полностью вырожденного релятивистского газа.
- При большей массе ядро коллапсирует и ядерные реакции в нем невозможны.
- Поэтому если масса ядра звезды не превосходит предела \mathcal{M} . $M \leq 1.2 - 1.3M_{\odot}$, ядерное горение не доходит до завершения (элементы группы железа), поскольку требуемые для этого температуры не достигаются из-за вырождения электронов.
- Конечным продуктом эволюции таких звезд должны быть белые карлики, состоящие из смеси несгоревших элементов C и O.

Гелиевая вспышка

- Если газ электронов вырожден, то давление определяется главным образом плотностью вещества, а не температурой, и в звездах малой массы именно давление вырожденного электронного газа вносит основной вклад в компенсацию гравитационного сжатия.
- При этом практически вся тепловая энергия сосредоточена в движении ионов (теплоемкость вырожденного электронного газа значительно меньше).
- Когда температура при сжатии достигнет значений, пригодных для протекания ядерных реакций, начнет выделяться тепловая энергия.
- Эта энергия в первую очередь пойдет на разогрев ионов и из-за высокой степенной зависимости скорости ядерных реакций от температуры приведет к еще большему энерговыделению.

Гелиевая вспышка

- В невырожденных условиях увеличение теплового давления немедленно бы привело к увеличению радиуса звезды и к уменьшению центральной температуры (отрицательная теплоемкость).
- Но в вырожденном ядре этого не происходит. Условие отрицательной теплоемкости звезды перестает выполняться.
- Поэтому ядерные реакции в вырожденном веществе ядра звезды начинают приобретать взрывной характер до тех пор, пока тепловое движение ионов не «раскачает» электроны посредством кулоновских взаимодействий до температуры, выше температуры вырождения, при этом восстановится свойство «отрицательной теплоемкости».
- При эволюции звезд малой массы загорание гелия в вырожденном ядре должно происходить в виде резкой кратковременной вспышки, после которой вырождение электронов в веществе снимается и термоядерное горение приобретает спокойный характер.

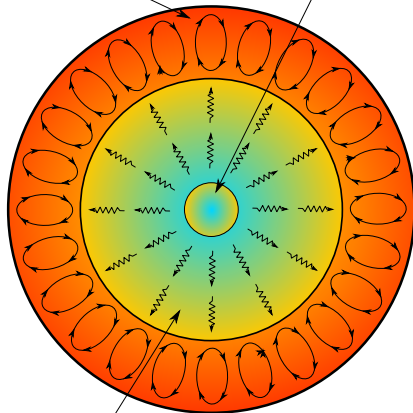
Звёзды массой $0.5 \div 8M_{\odot}$

Жёлтые карлики

- У таких звёзд есть три основные зоны:
 - **Ядро**, в котором горит водород;
 - **Зона лучистого переноса**, в которой вещество прозрачно для излучения;
 - **Зона конвекции**, на границе которой вещество перестаёт пропускать идущее из ядра излучение и перенос энергии начинает осуществляться при помощи конвекции.

Конвективная оболочка

Ядро

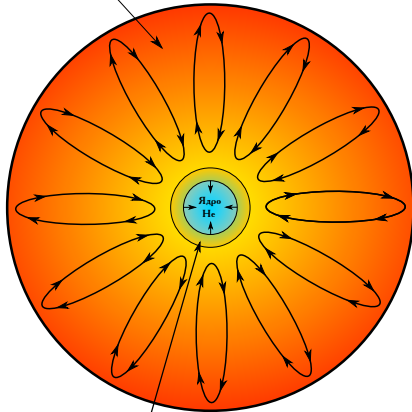


Зона лучистого переноса

Жёлтые карлики

- В какой-то момент весь водород в центральной области превратится в гелий. Сформируется вырожденное гелиевое ядро массой порядка $0.5M_{\odot}$. Водорода для поддержания реакции не останется.
- В вышележащих слоях температура недостаточно высока для зажигания водорода.
- Звезда начинает сжиматься и нагреваться.
- Вскоре в тонком водородном слое вокруг гелиевого ядра начинаются термоядерные реакции. Возникает **слоевой источник**.
- По мере выгорания водорода слой источник постепенно удаляется от центра, увеличивая массу гелиевого ядра.

Расширяющаяся конвективная оболочка

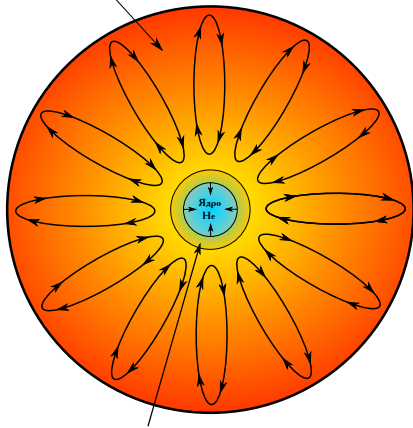


Слоевой источник

Красные гиганты

- Ядро медленно сжимается под давлением новых слоёв гелия.
- Постепенно растут плотность и температура в центре звезды, увеличивается её светимость.
- Растущий поток энергии от ядра приводит к расширению оболочки звезды над слоевым источником.
- При этом эффективная температура снижается и звезда перемещается в область красных гигантов.

Расширяющаяся конвективная оболочка

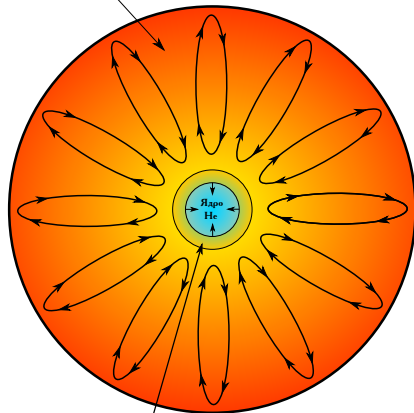


Слоевой источник

Красные гиганты

- В центре звезды загорается гелий и начинает превращаться в углерод.
- Начало горения гелия происходит в вырожденных условиях и поэтому сопровождается кратковременным энерговыделением (**гелиевая вспышка**).
- Внутренняя область прекращает сжатие, поскольку там включается ядерный источник энергии.
- Теперь у звезды два источника ядерной энергии: гелиевое ядро и водородный слоевой источник, производящий гелий.

Расширяющаяся конвективная оболочка

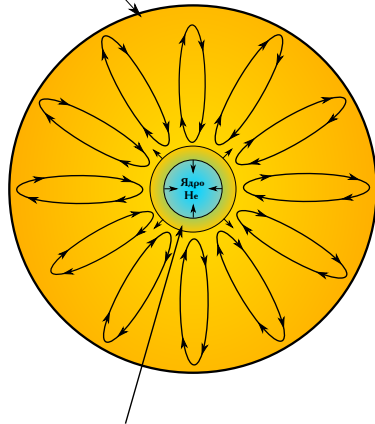


Слоевой источник

Жёлтые гиганты

- Оболочка звезды уменьшается в размере и немного нагревается.
- Эффективная температура звезды возрастает, и звезда покидает область красных гигантов.
- Её трек на диаграмме ГР резко поворачивает влево.

Конвективная оболочка

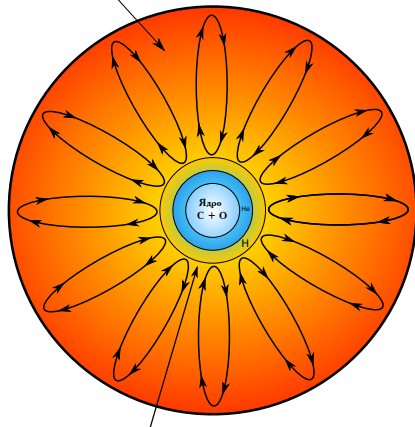


Слоевой источник

Красные сверхгиганты

- Когда гелий в ядре закончится, лишённое термоядерной энергии оно начнёт сжиматься.
- В некоторый момент температура на его поверхности будет достаточно для зажигания гелия. Появится гелиевый слоевой источник.
- С этого момента C-O ядро окружено двумя слоевыми источниками: углеродным и водородным.
- Вырождение электронного газа в ядре сдерживает его дальнейшее сжатие.
- Размер звезды существенно увеличивается, а температура поверхности снижается.
- Звезда перемещается в область красных сверхгигантов.

Конвективная оболочка

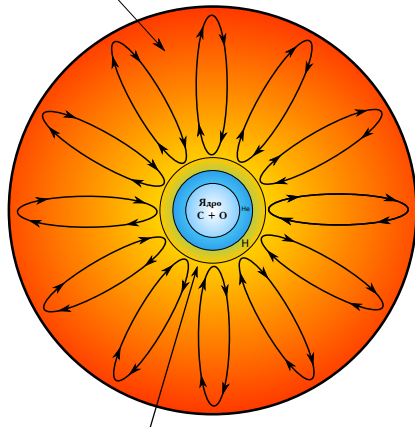


Слоевые источники

Красные сверхгиганты

- Когда гелий в ядре закончится, лишённое термоядерной энергии оно начнёт сжиматься.
- В некоторый момент температура на его поверхности будет достаточно для зажигания гелия. Появится гелиевый слоевой источник.
- С этого момента C-O ядро окружено двумя слоевыми источниками: углеродным и водородным.
- Вырождение электронного газа в ядре сдерживает его дальнейшее сжатие.
- Размер звезды существенно увеличивается, а температура поверхности снижается.
- Звезда перемещается в область красных сверхгигантов.

Конвективная оболочка

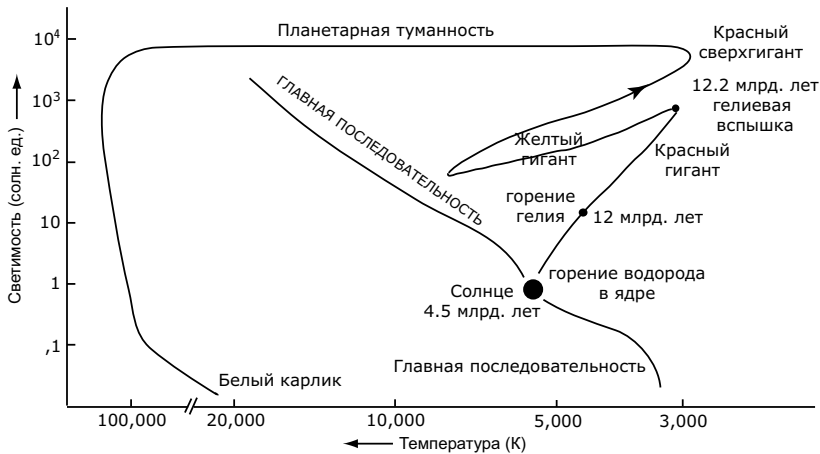


Слоевые источники

Эволюция звёзд. Сверхгиганты

- Сверхгигант неустойчив.
- Его оболочка продолжает раздуваться и охлаждаться, достигая сотен радиусов Солнца.
- Горение гелия происходит все ближе к поверхности, причем оно происходит нестабильно, провоцируя серию взрывов в гелиевой оболочке – так называемые тепловые вспышки, или углеродную детонацию.
- Причиной тепловых вспышек служит сильная зависимость скорости превращения гелия в углерод от температуры.
- Таких вспышек бывает до нескольких десятков на протяжении от десятков до сотен тысяч лет, в зависимости от массы звезд.
- Эти вспышки вызывают сильные и все нарастающие флуктуации светимости и радиуса звезды.

Эволюционный трек Солнца



Эволюционный трек звезды с $M = 5M_{\odot}$

