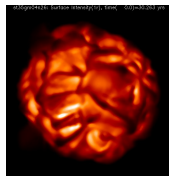
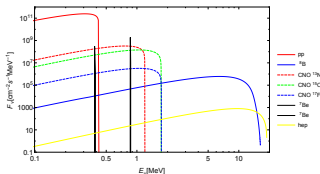
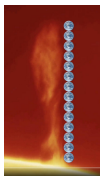


Podstawy astrofizyki i astronomii

Andrzej Odrzywołek

Zakład Teorii Względności i Astrofizyki, Instytut Fizyki Teoretycznej UJ

21 marca 2023



Astrofizyczny opis gwiazdy składa się z czterech składników:

- 1 struktura hydrostatyczna (równowaga gradientu ciśnienia i grawitacji):

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{GM\rho}{r^2},$$

- 2 zachowanie masy/związek rozkładu masy z grawitacją:

$$\frac{dM}{dr} = 4\pi r^2 \rho,$$

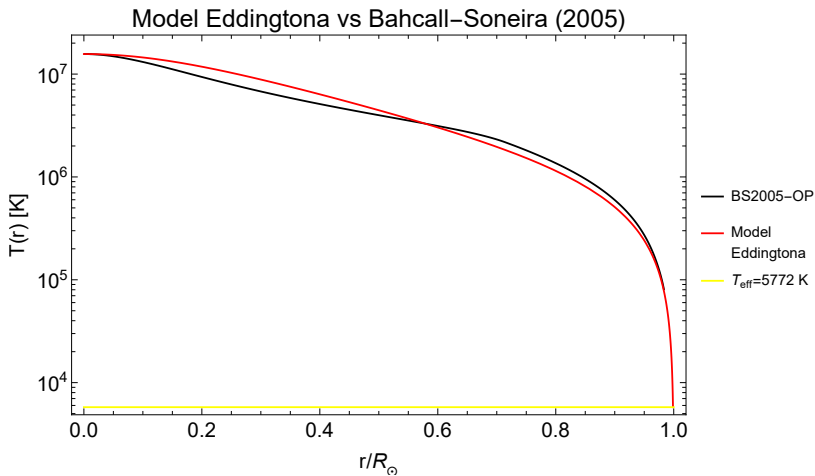
- 3 transport energii/pomieniania (gwiazdy świecą!),
- 4 produkcja/źródło energii (reakcje termojądrowe).

Docelowo potrzebujemy 4 równań, których rozwiązanie wyznaczy pełną strukturę gwiazdy: ciśnienie $P(r)$, gęstość $\rho(r)$, temperaturę $T(r)$, strumień energii $L(r)$ i skład chemiczny/izotopowy $X_i(r)$. Warunki brzegowe wyznaczają masę całkowitą $M(R)$, promień R , temperaturę powierzchniową $T(R)$ oraz jasność gwiazdy $L(R)$.

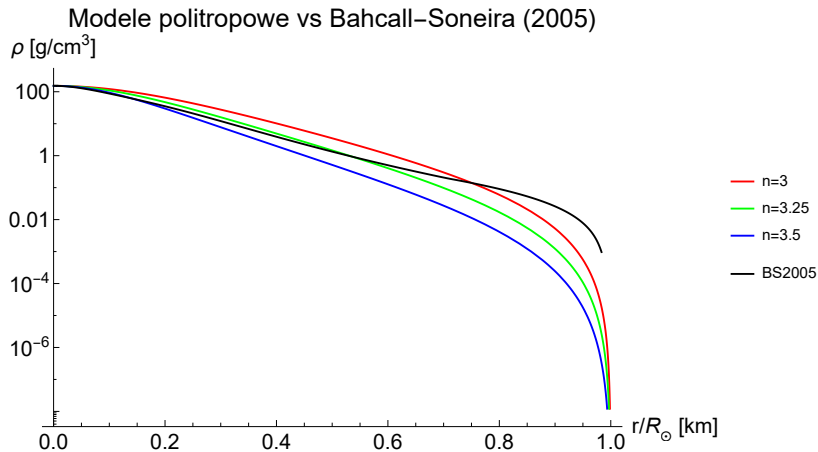
Początkowy skład chemiczny wynika z nukleosyntezy kosmologicznej (Wielkiego Wybuchu).



Politropa (M. Eddingtona) vs Standardowy Model Słońca

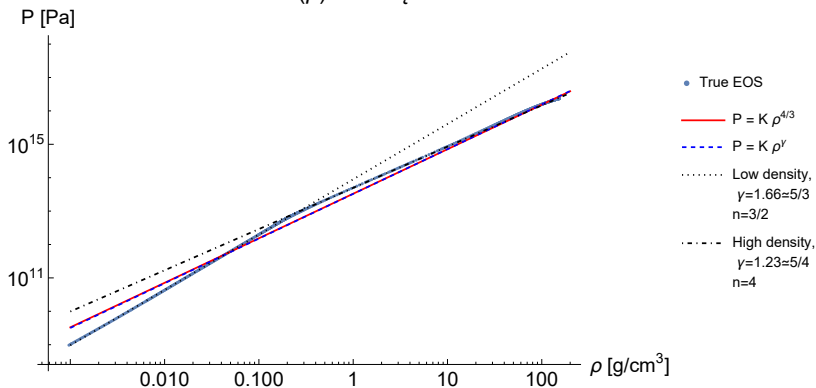


Politropa (M. Eddingtona) vs Standardowy Model Słońca



Politropa (M. Eddingtona) vs Standardowy Model Słońca

Równanie stanu $P(\rho)$ wewnątrz Słońca



Formowanie gwiazdy

Rozważmy kulę „pyłu” o promieniu $R(t)$ i masie M zapadającą się pod wpływem własnego przyciągania grawitacyjnego.

Czas kolapsu jest równy czasowi spadku swobodnego w polu masy punktowej. Z zasady zachowania energii mechanicznej:

$$\frac{1}{2}mv^2 = -\frac{GMm}{R_0} + \frac{GMm}{R(t)}, \quad v = \frac{dR(t)}{dt}$$

Czas kolapsu T wynosi:

$$T = \frac{1}{2GM} \int_0^{R_0} \frac{dR}{\sqrt{\frac{1}{R} - \frac{1}{R_0}}} = \sqrt{\frac{R_0^3}{2GM} \frac{\pi}{2}}$$

Wynik podaje się zwykle poprzez gęstość średnią kuli $\bar{\rho}$:

$$T = \sqrt{\frac{3\pi}{32}} \frac{1}{\sqrt{G\bar{\rho}}}$$

Dla Słońca $T \simeq 0.5$ godziny.

Całkujemy obie strony równania równowagi hydrostatycznej pomnożone przez $4\pi r^3$:

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{Gm\rho}{r^2} \rightarrow \int_0^R 4\pi r^3 \frac{dP}{dr} dr = - \int_0^R 4\pi r^3 \frac{Gm\rho}{r^2} dr$$

Lewą stronę całkujemy przez części:

$$4\pi r^3 P(r) \Big|_0^R - 3 \int_0^R P 4\pi r^2 dr = -3 \int_V P dV$$

natomiast prawa to grawitacyjna energia potencjalna:

$$\int_0^R -\frac{Gm\rho}{r} 4\pi r^2 dr = \int_V -\frac{Gm\rho}{r} dV$$

Otrzymujemy wynik znany jako *twierdzenie wirialne*:

$$E_{\text{graw}} + 3 \int_V P dV = 0$$

Energia wewnętrzna gazu doskonałego to $\frac{1}{2}kT$ na każdy stopień swobody. Dla gazu jednoatomowego, gęstość tej energii ε to:

$$P = \frac{2}{3}\varepsilon$$

Z twierdzenia wirialnego mamy:

$$\Delta E_{\text{term}} = \frac{1}{2}\Delta E_{\text{graw}}$$

czyli połowa wyzwolonej energii grawitacyjnej „podgrzewa” gwiazdę. Druga połowa jest wyświecana ze średnią jasnością L . Czas świecenia „Słońca” kosztem energii grawitacyjnej nazywamy *skalą czasową Kelvina-Helmholtza*:

$$\tau_{KH} = \frac{\Delta E_{\text{graw}}}{L_{\odot}}$$

- energia grawitacyjna np: jednorodnej kuli o masie M i promieniu R to:

$$E_{\text{graw}} = -\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R}$$

- energia ta jest nieskończona dla $R \rightarrow 0$, Słońce mogłoby świecić dowolnie długo
- nas interesuje czas świecenia przy kurczeniu się od $r \simeq 1 \text{ AU} \sim \infty$ do $r = R_{\odot}$
- wynosi on około $\tau_{\text{K-H}} \sim 10$ milionów lat
- na mocy twierdzenia wirialnego nieunikniony jest stały wzrost energii termicznej, a więc temperatury, w trakcie kurczenia się „gwiazdy”
- pojęcie „gwiazda Kelvina-Helmholtza” stosuje się wszędzie tam, gdzie źródłem wypromieniowanej energii jest energia grawitacyjna (kurczenie się obiektów) np:
 - 1 powstawanie gwiazdy z obłoku
 - 2 kurczenie się protogwiazdy neutronowej (promieniowanie to **neutrino**)

Transport energii: promieniowanie

Zgodnie z prawami termodynamiki energia (ciepło) przepływa od obszarów o temperaturze wyższej do obszarów o temperaturze niższej. Strumień energii F jest proporcjonalny do różnicy temperatur T :

$$F \propto - \frac{dT}{dr}$$

- w typowych sytuacjach astrofizycznych temperatura spada w miarę oddalania się od centrum.
- powyższe nie jest prawem, istnieją wyjątki, np: zdegenerowane jądro chłodzone neutrinowo + spalanie w warstwie sferycznej (ang. *shell burning*)
- współczynnik proporcjonalności jest funkcją zależną od składu „chemicznego” materii X_i , temperatury, gęstości, ciśnienia i zjawisk odpowiedzialnych za przepływ energii

Najważniejsze procesy odpowiedzialne za przepływ energii

- 1 transport promienisty
- 2 konwekcja
- 3 przewodnictwo cieplne

Pod pojęciem promieniowania rozumiemy cząstki „bezmasowe”, poruszające się z prędkością światła c :

- 1 fotony γ (przede wszystkim)
- 2 neutrino $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau, \bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau$ (w ekstremalnych sytuacjach: supernowe typu implozyjnego, protogwiazdy neutronowe, dyski akrecyjne wokół czarnych dziur)

Pełny opis promieniowania wymaga podania w każdym punkcie gwiazdy $\vec{r} = \{x, y, z\}$ rozkładu prawdopodobieństwa f kątów pod jakimi poruszają się fotony i rozkładu prawdopodobieństwa energii fotonów. Daje to w sumie sześć zmiennych, a obliczenia uwzględniające je wszystkie określamy jako *symulacje 6D*. Konieczne jest rozwiązanie równania transportu Boltzmanna:

$$\frac{\partial f}{c \partial t} + \vec{n} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} = \text{reakcje z fotonami}$$

W praktyce często możliwe jest drastyczne uproszczenie powyższego opisu.

Warunki panujące wewnątrz Słońca:

- 1 średnia droga swobodna fotonu $L_\gamma \sim 2$ cm, wynikająca głównie z rozpraszania na swobodnych elektronach pochodzących ze zjonizowanego wodoru
- 2 średni spadek temperatury na drodze od centrum $T_c \simeq 10^7$ K do powierzchni $T \simeq 5800$ K:

$$\frac{T_c - T_\odot}{R_\odot} \sim 10^{-4} \text{ K/cm}$$

Wnioski są następujące:

- 1 układ jest niemal w równowadze termicznej
- 2 promieniowanie ciała doskonale czarnego (gaz fotonowy) jest poprawnym opisem rozkładu prawdopodobieństwa energii fotonów
- 3 strumień energii emitowany na zewnątrz i do wewnątrz w odległości L_γ kasuje się z dokładnością około $\sigma \Delta T^4 \sim 10^{-10}$

W stanie LTE (Local Thermodynamic Equilibrium) transport fotonów można rozpatrywać przynajmniej z dwóch punktów widzenia:

- 1 jako proces dyfuzji gazu fotonowego pomiędzy rejonami o różnej gęstości fotonów
- 2 jako proces błędzenia przypadkowego fotonu

Pierwszy z opisów jest wygodniejszy z punktu widzenia równań struktury i ewolucji gwiazdy, drugi jest bardziej ilustratywny i pozwala powiązać makroskopowy współczynnik dyfuzji z mikroskopowymi procesami oddziaływania fotonów z materią (przekrojami czynnymi).

Celem kolejnych rachunków jest wyprowadzenie związku pomiędzy współczynnikiem dyfuzji D energii gazu fotonowego a średnią drogą swobodną w procesie błędzenia przypadkowego fotonu.

Kolejno przedstawiane kroki rozumowania to:

- 1 analityczne rozwiązanie równania dyfuzji o współczynniku D w przypadku „fotonów” początkowo skoncentrowanych w $\vec{r} = 0$ (rozptywający się pik gaussowski)
- 2 numeryczne zasymulowanie procesu błędzenia fotonów ze średnią drogą swobodną L_γ zaczynając od $\vec{r} = 0$
- 3 wywnioskowanie analitycznej postaci rozkładu prawdopodobieństwa w zależności od ilości skoków dla dużej liczby fotonów (rozkład normalny/Gausa)
- 4 przeliczenie liczby kroków k na czas $ct = kL_\gamma$
- 5 porównanie wyników

Oczekiwany wynik to:

$$D = \frac{1}{3}c L_\gamma$$

Dyfuzja fotonów: równanie dyfuzji

Równanie opisujące zachowanie energii ma postać:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \nabla \vec{F} = 0, \quad \vec{F} = -D \nabla \varepsilon$$

gdzie \vec{F} to strumień energii. Łącząc powyższe dostajemy równanie dyfuzji:

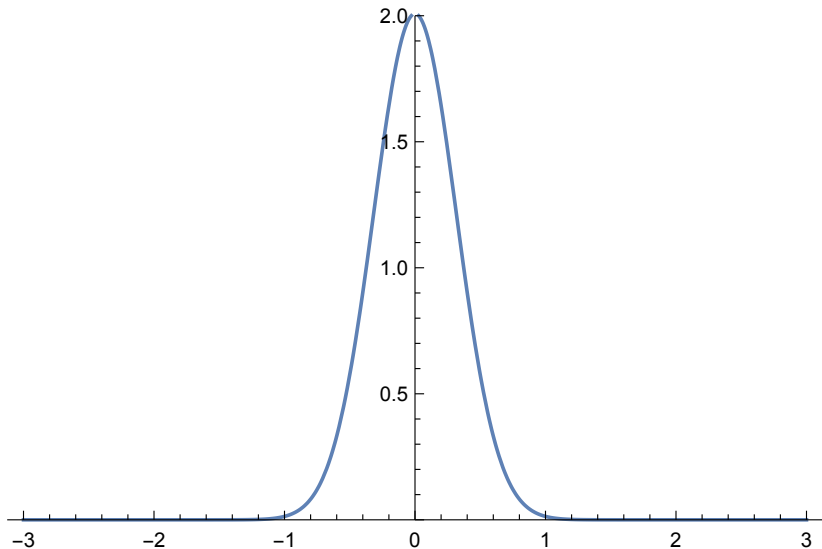
$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = D \Delta \varepsilon$$

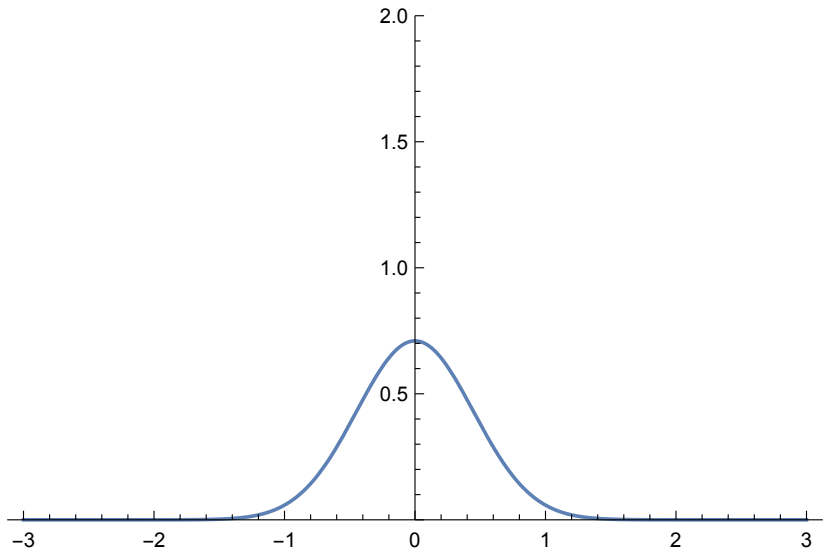
gdzie D to współczynnik dyfuzji, a $\Delta \varepsilon \equiv \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial z^2}$ to operator Laplace'a w 3D.

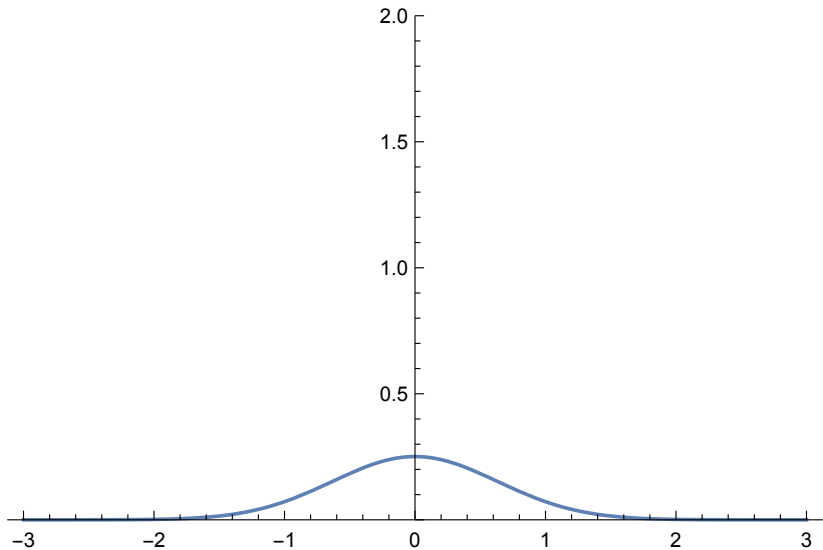
Funkcja Greena równania dyfuzji w N wymiarach:

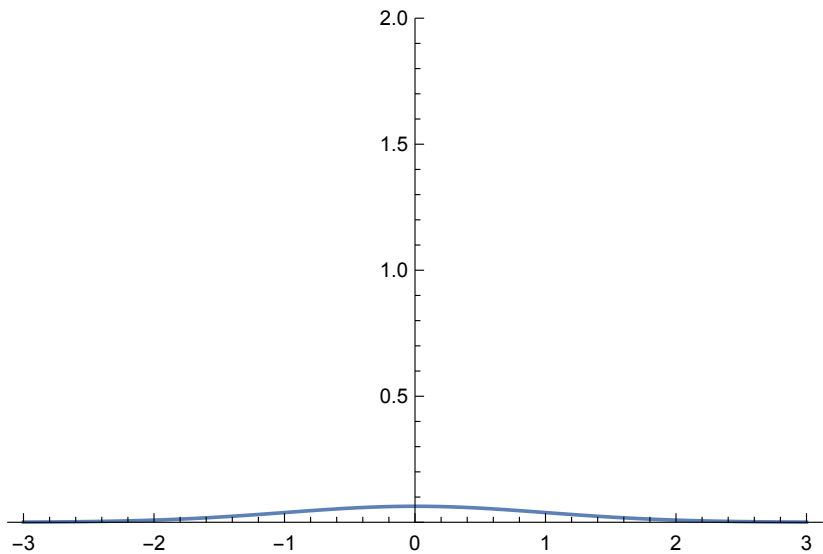
$$\varepsilon(\vec{r}, t) = \frac{e^{-\frac{\vec{r}^2}{4Dt}}}{\sqrt{4\pi Dt}^N}$$

opisuje „rozpływanie” się skoncentrowanej początkowo w $\vec{r} = \vec{0}$ energii.







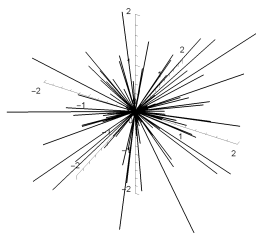
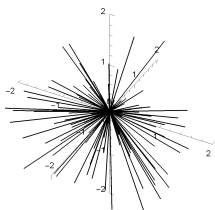
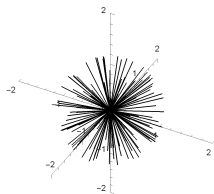
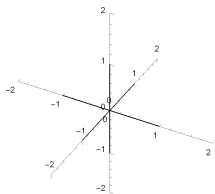


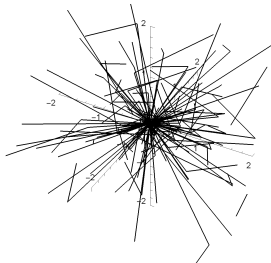
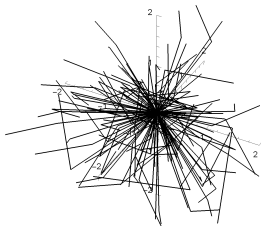
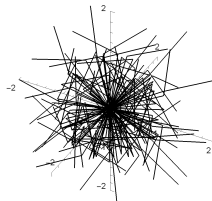
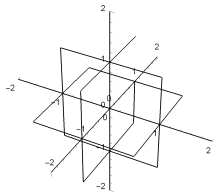
Zamiast dyfuzji, możemy rozważyć proces *błędzenia przypadkowego* fotonów, wykonujących skoki o średniej długości swobodnej L_γ w przypadkowych kierunkach.

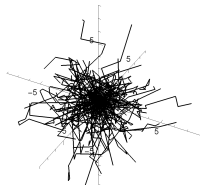
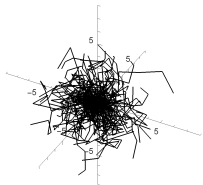
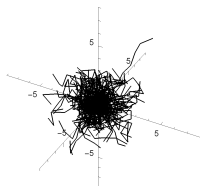
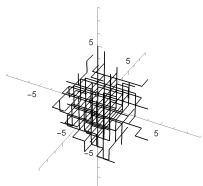
Aby powiązać dyskretny proces z ciągłym, zauważamy, że skok fotonu na odległość L_γ wymaga czasu Δt , gdzie:

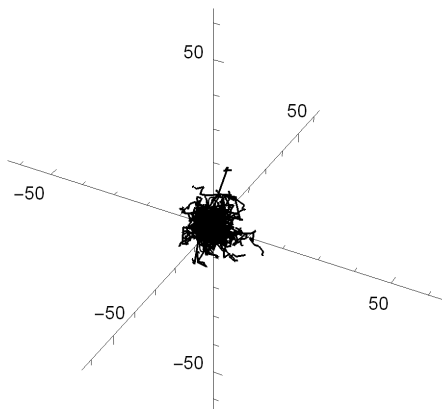
$$c\Delta t = L_\gamma,$$

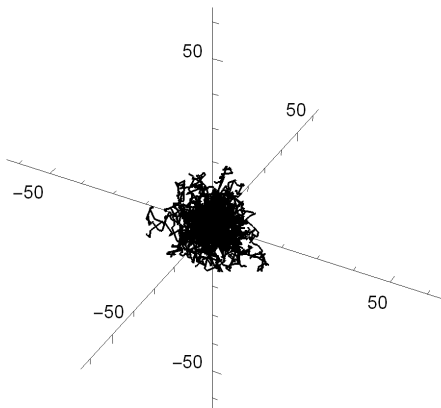
gdzie c to prędkość światła w próżni. Czyli po k -tym przeskoku w błędzeniu przypadkowym upływa czas $t = k \frac{L_\gamma}{c}$.

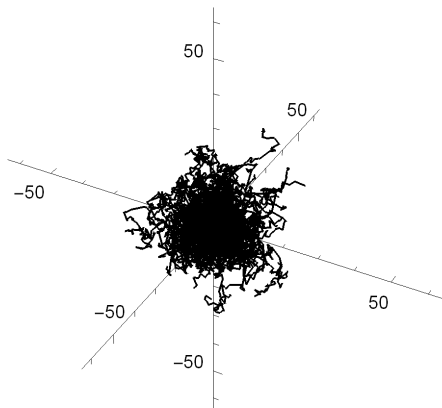


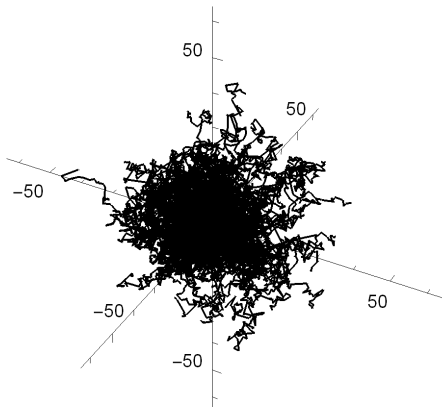


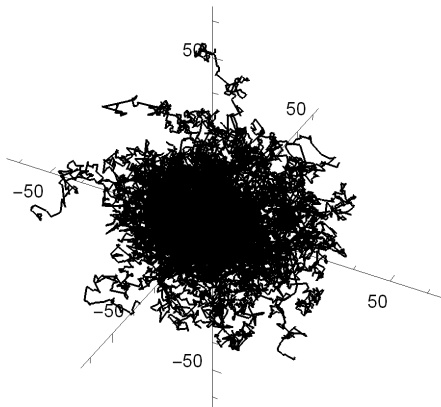


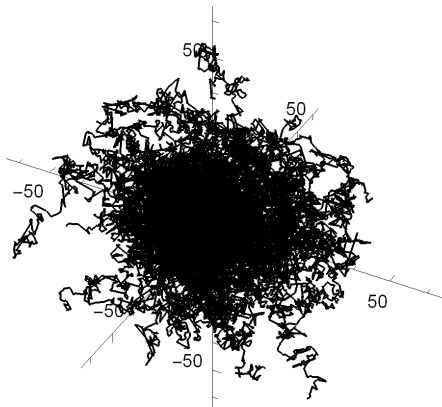












W teorii błędzenia przypadkowego dowodzi się, że prawdopodobieństwo przyjmuje w granicy postać rozkładu Gaussa. Przez porównanie, współczynnik dyfuzji D w 3 wymiarach to:

$$D = \frac{\langle r^2 \rangle}{6\Delta t} = \frac{\langle r \rangle^2 + \sigma^2}{6\Delta t} = \frac{L_\gamma^2}{6\Delta t} + \frac{\sigma^2}{6\Delta t} = \frac{1}{6}q c L_\gamma$$

gdzie $L_\gamma/\Delta t = c$ oraz:

$$\langle r^2 \rangle = \langle r \rangle^2 + \sigma^2, \quad q > 0.$$

Parametry rozkładu prawdopodobieństwa długości skoku to:

- średnia $\langle r \rangle = L_\gamma$
- wariancja σ

Jeżeli wariancja jest proporcjonalna do średniej długości swobodnej L_γ , to jej wpływ można zaabsorbować do współczynnika liczbowego q .

Przykłady o różnych rozkładach długości skoku (średnia zawsze wynosi L_γ):

- skoki o jednakowej długości:

- $P(r) = \delta(r - L_\gamma)$,
- $\langle r \rangle = L_\gamma$,
- $\sigma = 0$,
- $q = 1$

- skoki o długości od zera do $2L_\gamma$ i równomiernym rozkładzie:

- $P(r) = \Theta(2L_\gamma - r)/(2L_\gamma)$,
- $\langle r \rangle = L_\gamma$
- $\sigma = L_\gamma/\sqrt{3}$,
- $q = 4/3$

- rozkład wykładniczy („Poissona”)

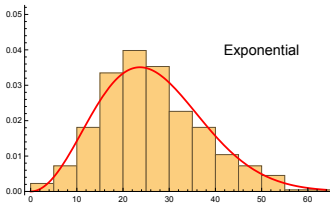
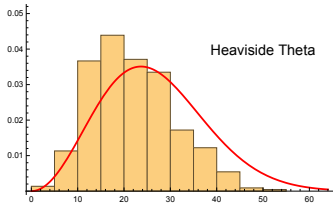
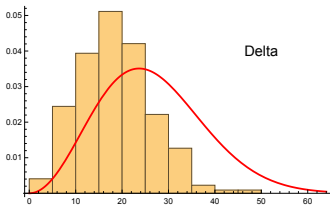
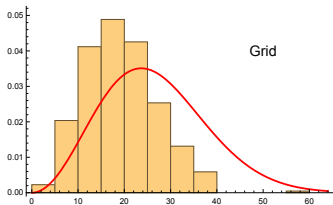
- $P(r) = e^{-r/L_\gamma}/L_\gamma$,
- $\langle r \rangle = L_\gamma$,
- $\sigma = L_\gamma$,
- $q = 2$

Tylko dla rozkładu wykładniczego (eksponencjalnego) średnia i wariancja są sobie równe i wynoszą $\langle r \rangle = \sigma = L_\gamma$ co daje $q = 2$ i **podwojony** współczynnik dyfuzji:

$$D = \frac{1}{3} L_\gamma c$$

Inne, poprawne wyprowadzenie powyższego wzoru polega na przybliżaniu równania transportu promieniowania.

Dyfuzja fotonów: błędzenie przypadkowe vs dyfuzja



Porównanie równania dyfuzji z błędzeniem przypadkowym pozwala nam jednoznacznie powiązać makroskopowy proces dyfuzji energii promienistej, opisany współczynnikiem dyfuzji D , z mikroskopowym procesem oddziaływania fotonów z materią, opisanym średnią drogą swobodną L_γ .

Strumień energii

$$F_\gamma = -D \frac{d(aT^4)}{dr} = -\frac{4}{3} ac L_\gamma T^3 \frac{dT}{dr}, \quad D = \frac{1}{3} L_\gamma c$$

Standardowo prawdopodobieństwo oddziaływania „fotonu” z tarczą opisujemy za pomocą *przekroju czynnego*:

$$L_\gamma = \frac{1}{\sigma n}$$

gdzie: n - gęstość „atomów” tarczy, σ - całkowity przekrój czynny na oddziaływanie (zderzenie, absorpcja).

Obliczanie przekrojów czynnych to standardowe zadanie fizyki cząstek elementarnych, jądrowej i atomowej.

W gwiazdach istotne są następujące procesy z udziałem fotonów:

- 1 rozpraszanie na swobodnych elektronach, (przekrój czynny Thomsona):

$$\sigma = \frac{e^4}{6\pi\epsilon_0 m_e^2 c^4} \simeq 6.65 \times 10^{-29} \text{m}^2$$

- 2 procesy atomowe: przejścia pomiędzy poziomami energetycznymi lub/i stanami swobodnymi

$$\sigma = \sigma(E_\gamma)$$

Średnią długość swobodną można wyrazić także za pomocą *nieprzeźroczystości* κ i gęstości ρ :

$$L_{\gamma} = \frac{1}{\kappa\rho}.$$

W praktyce używa się średniej harmonicznej ważonej **pochoďną temperaturową rozkładu Plancka**:

$$\frac{1}{\kappa} = \int_0^{\infty} \frac{\partial B(x)}{\partial T} \frac{dx}{\sum_i \kappa_i(x)}, \quad x = \frac{h\nu}{kT}$$

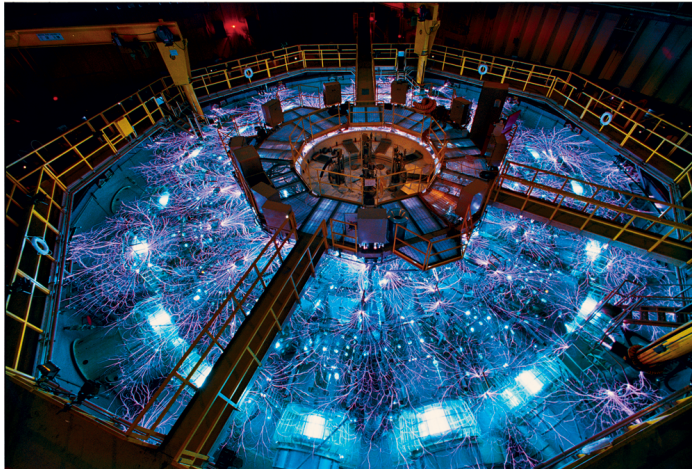
gdzie:

$$\frac{\partial B(x)}{\partial T} = \frac{15}{\pi^4} \frac{4}{\sinh^2(x/2)}$$

Suma rozciąga się na wszystkie możliwe procesy, atomy i ich stany zjonizowane.

W praktyce równanie stanu materii wraz ze średnią nieprzeźroczystością, uwzględniający najlepszą wiedzę empiryczną i teoretyczną przechowuje się w postaci tabeli numerycznej.

Przykładem takich danych są tablice i procedury OPAL <http://opalopacity.llnl.gov/>, i jego kontynuacje, np: <http://cdsweb.u-strasbg.fr/topbase/home.html>



W praktyce równanie stanu materii wraz ze średnią nieprzeźroczystością, uwzględniający najlepszą wiedzę empiryczną i teoretyczną przechowuje się w postaci tabeli numerycznej.

Przykładem takich danych są tablice i procedury OPAL <http://opalopacity.llnl.gov/>, i jego kontynuacje, np: <http://cdsweb.u-strasbg.fr/topbase/home.html>



Model punktowy (Cowlinga)

- formalnie równanie na profil temperatury można rozwiązać osobno (jeżeli założymy, że $D = \text{const}$) zaczynając od powierzchni nie wnikając skąd wzięła się energia:

$$\frac{L_{\odot}}{4\pi r^2} = -D \frac{d(aT^4)}{dr}, \quad T(R_{\odot}) = T_{\odot}$$

- w takim modelu $T \rightarrow \infty$ dla $r \rightarrow 0$ a cała energia pochodzi z punktu $r = 0$,
- w praktyce zakłada się, że energia wychodzi z małego, skończonego obszaru: jądra w którym zachodzą reakcje termojądrowe

Średnia droga swobodna fotonu w modelu Eddingtona

W modelu Eddingtona gęstość energii gazu fotonowego to:

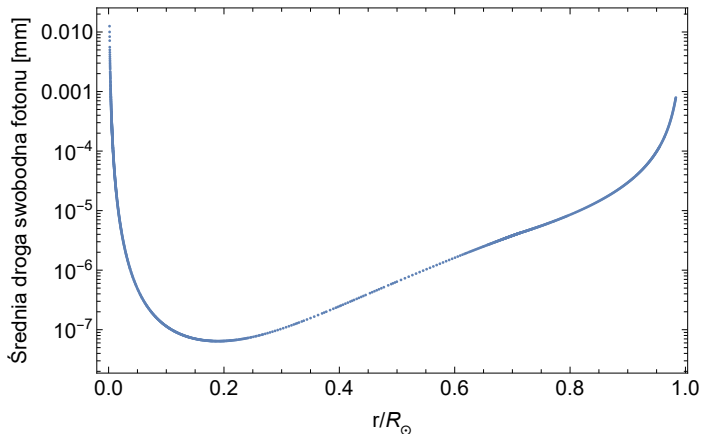
$$aT^4 = 3P_{\text{rad}} = 3\beta P$$

Po wstawieniu do równań:

$$\begin{cases} \frac{dP}{dr} = -\frac{Gm\rho}{r^2} \\ \frac{L_{\odot}}{4\pi r^2} = -\frac{1}{3}L_{\gamma}c\frac{d(aT^4)}{dr} \end{cases}$$

dostajemy specjalną postać drogi swobodnej:

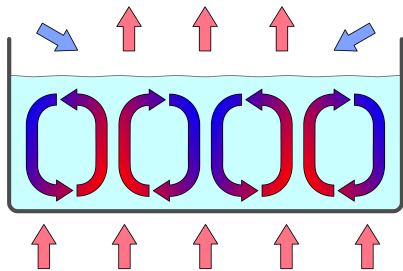
$$L_{\gamma} = \frac{L_{\odot}}{4\pi Gc\beta m\rho}$$



- 1 L_γ w zależności od odległości do centrum gwiazdy r
- 2 L_γ w zależności od masy m zawartej wewnątrz sfery o promieniu r
- 3 L_γ w zależności od numeru komórki, na które podzielono gwiazdę w celach obliczeniowych

Transport energii: konwekcja

Jeżeli tempo produkcji energii jest duże, a procesy przewodnictwa ciepła nie nadążają z jej odprowadzaniem, tworzą się warunki prowadzące do niestabilności hydrodynamicznych. Najważniejszy przykład to *konwekcja*.



Konwekcja w 2D (YouTube)

Wprowadzenie warunku konwekcji

- rozważamy bąbel gazu, który **adiabatyicznie** (bez wymiany ciepła z otoczeniem) przemieszcza się o Δr w górę:

$$P = K\rho^\gamma \quad \rightarrow \quad \left(\frac{\Delta P}{P}\right)_{\text{ad}} = \gamma \left(\frac{\Delta \rho}{\rho}\right)_{\text{ad}}$$

- na tym samym odcinku Δr gęstość gazu doskonałego w gwiazdzie zmienia się jak:

$$P = \frac{k}{m}\rho T \quad \rightarrow \quad \left(\frac{\Delta P}{P}\right)_* = \left(\frac{\Delta \rho}{\rho}\right)_* + \left(\frac{\Delta T}{T}\right)_*$$

- zakładamy, że ciśnienie w bąblu wyrównało się z ciśnieniem w gwiazdzie:

$$\left(\frac{\Delta P}{P}\right)_* = \left(\frac{\Delta P}{P}\right)_{\text{ad}}$$

- jeżeli gęstość wewnątrz bąbla spada szybciej niż gęstość w gwiazdzie, to zaczyna on się unosić jak balon na gorące powietrze:

$$\left(\frac{\Delta \rho}{\rho}\right)_{\text{ad}} = \left(\frac{\Delta \rho}{\rho}\right)_* \rightarrow \frac{1}{\gamma} \frac{\Delta P}{P} = \frac{\Delta P}{P} - \left(\frac{\Delta T}{T}\right)_* \rightarrow \frac{d \ln T}{d \ln P} = 1 - \frac{1}{\gamma}$$

$$\begin{cases} \frac{dP}{dr} = -\frac{Gm\rho}{r^2} \\ \frac{dm}{dr} = 4\pi r^2 \rho \\ F = -D \frac{d(\alpha T^4)}{dr} \quad \text{lub} \quad \frac{d \ln T}{d \ln P} = 1 - \frac{1}{\gamma} \\ P = P(\rho, T, \dots) \end{cases}$$

Powyżej mamy 5 funkcji niewiadomych:

- $m(r)$ – masa zawarta w kuli o promieniu r
- $P(r), \rho(r)$ – ciśnienie i gęstość w równowadze hydrostatycznej
- $T(r)$ – rozkład temperatury wewnątrz gwiazdy
- $F(r) = \frac{L(r)}{4\pi r^2}$ – strumień energii przepływającej przez gwiazdę

Ciągle brakuje równania określającego źródło i tempo produkcji energii. Na razie cała energia $L(r) = L_{\odot}$ produkowana przez gwiazdę pojawia się bez uzasadnienia w $r = 0$.

Dotąd konsekwentnie omijaliśmy pytanie: *gdzie gwiazda produkuje energię niezbędną do świecenia?*

Strumień energii L wypływający przez sferę o promieniu r musi być równy całce z objętościowego tempa produkcji energii ϵ :

$$L(r) = 4\pi \int_0^r \epsilon r^2 dr \rightarrow \frac{dL(r)}{dr} = 4\pi r^2 \epsilon$$

Równanie to przyjmuje jeszcze prostszą postać, gdy zamiast r użyjemy masy m zawartej w kuli o promieniu r jako zmiennej radialnej:

$$\frac{dL(r)}{dm} = \epsilon / \rho = \epsilon$$

gdzie ϵ jest tempem produkcji energii na jednostkę masy.

Cztery równania struktury gwiazdy:

$$\begin{cases} \frac{dP}{dr} = -\frac{Gm\rho}{r^2} & \text{równowaga hydrostatyczna} \\ \frac{dm}{dr} = 4\pi r^2 \rho & \text{równanie ciągłości/prawo zachowania masy} \\ \frac{dT}{dr} = -\frac{L}{16\pi aDr^2 T^3} \quad \text{lub} \quad \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \frac{T}{P} \frac{dP}{dr} & \text{transport energii} \\ \frac{dL}{dm} = \epsilon & \text{tempo i miejsce produkcji energii} \end{cases}$$

Układ uzupełniają funkcje określające własności materii w zależności od jej gęstości ρ , temperatury T oraz składu chemicznego/izotopowego X_i :

- równanie stanu $P(\rho, T, X_i)$
- nieprzeźroczystość $\kappa(\rho, T, X_i)$ (współczynnik dyfuzji D)
- tempo produkcji energii $\epsilon(\rho, T, X_i)$

Niewiadomymi są 4 funkcje: $\rho(r)$ lub $P(r)$, $m(r)$, $T(r)$ oraz $L(r)$.

- warunki początkowe:

$$\begin{cases} m(0) = 0, m(R_{\odot}) = M_{\odot} \\ P(0) = P_C, \rho(0) = \rho_C, \quad p(R_{\odot}) = \rho(R_{\odot}) = 0 \\ T(R_{\odot}) = T_{\odot} \end{cases}$$

- część warunków zadana jest w centrum, część na powierzchni: w praktyce bardzo trudno „trafić” w szukane rozwiązanie (np: metodą strzałów)
- konieczne rozwiązanie całego układu na raz, np: konwertując do układu algebraicznego metodą różnic skończonych (metoda Henyey-a)
- rozwiązanie wymaga „doklejenia” atmosfery gwiazdy
- nie jest to zadanie typu „wpisz w *Mathematicę* i użyj ***NDSolve***”

Współczesny model gwiazdy domyka obliczenie tempa produkcji energii w reakcjach syntezy termojądrowej i powiązanej z nimi produkcji neutrin.

- co do zasady wzór $E = mc^2$ dobrze wyjaśnia źródło energii
- cztery atomy wodoru przekształcają się w atom helu
- masa atomu helu/cząstki α jest mniejsza niż masa 4 atomów wodoru/protonów
- różnica masy $(4m_{\text{H}} - m_{\text{He}})c^2$ przekształcana jest na fotony γ i neutrina elektronowe ν_e
- neutrina z prędkością światła uciekają od razu, dlatego odejmuje się je od tempa produkcji energii (dla Słońca jest to 2%, ale dla presupernowej praktycznie 100%)

Chcesz wiedzieć więcej?



Seminarium Astrofizyczne, każda środa 12:30, A-1-08 +
streaming przez Microsoft Teams