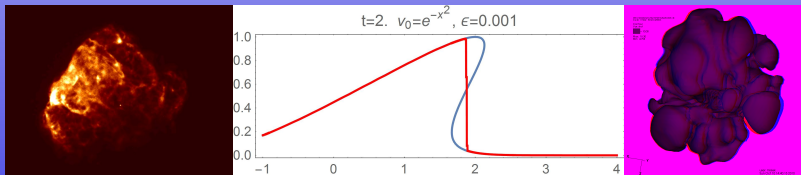


Podstawy astrofizyki i astronomii

Andrzej Odrzywołek

Zakład Teorii Względności i Astrofizyki, Instytut Fizyki UJ

19 maja 2015



Końcowe etapy ewolucji gwiazd

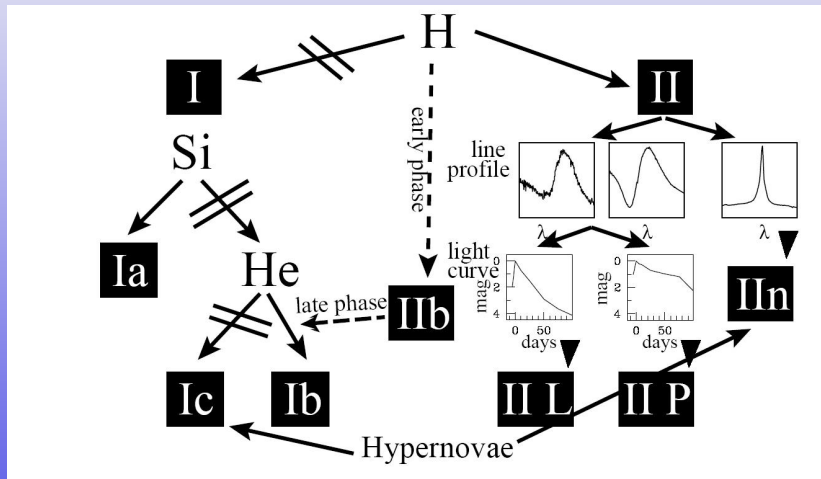
- 1 pojedyncze gwiazdy mało masywne kończą w postaci białego karła o masie $M \lesssim M_{\odot}$
 - składającego się z He dla $M \gtrsim 0.8M_{\odot}$
 - składającego się z mieszaniny C/O dla $0.8M_{\odot} \lesssim M \lesssim 8M_{\odot}$
 - zbudowanego z ONeMg dla $M \sim 8M_{\odot}$
- 2 jądro ONeMg gwiazdy o masie $\sim 8M_{\odot}$ może skolapsować
- 3 gwiazdy masywne z $M \gtrsim 10M_{\odot}$ wytwarzają w centrum jądro Fe o masie 1-2 M_{\odot}

Izolowany biały karzeł o masie $M < 1M_{\odot} \ll M_{Ch} \simeq 1.45M_{\odot}$ jest stabilny i bez czynników zewnętrznych stygnie aż stanie się w przyszłości *czarnym karłem*.

Jądro Fe jest niestabilne grawitacyjnie i musi zapaść się, tworząc *gwiazdę neutronową* lub/i *czarną dziurę*.

Typ	Ia	Ib → Ic	IIb → II-L(P)
Definicja	Brak linii wodoru		Silne linie wodoru
Występowanie	Wszędzie	Ramiona spiralne, rejony powstawania gwiazd	
Częstość w Galaktyce	30% ~1/200 lat	10% ~1/500 lat	60% ~1/100 lat
Jasność absolutna	-20 ^m skalowalna	-17 ^m ...-18 ^m (-19.5 ^m)	-16 ^m ...-19 ^m (-20 ^m)
Widmo w maksimum	Absorbpcja Si II na $\lambda 6355\text{Å}$	Brak lub b. słabe Si II	Silna linia H α
Późne widmo	emisja [FeII]	Wzbroniona emisja [OI] + [CaII]	
Pozostałość mgławicowa	Shell	Shell	Asymetryczna lub Plerion
Pozostałość zwarła	Brak	Gwiazda neutronowa lub czarna dziura	
Progenitor	Biały karzeł w ukł. podwójnym	Masywna gwiazda „obdarta” z H/He	Masywna gwiazda
Źródło świecenia	Rozpad $^{56}\text{Ni} \rightarrow 6 \text{ dni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow 77 \text{ dni} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$		
Źródło energii	Synteza C/O → Fe	Strumień neutrin ?	
Mechanizm	Wybuch termojądrowy	Kolaps rdzenia Fe	

Klasyfikacja obserwacyjna: schemat

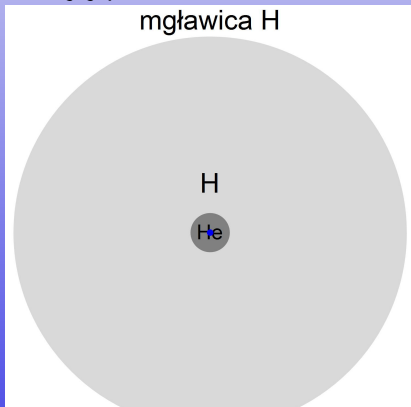


Interpretacja klasyfikacji

Pozornie skomplikowany schemat klasyfikacyjny można uporządkować zakładając, że:

- w centrum gwiazdy dochodzi do punktowej eksplozji wydzielającej dużą energię
- to co zobaczymy na niebie zależy przede wszystkim od struktury gwiazdy w obszarze bliskim jej powierzchni

- typ In
- typ IIP
- typ IIL
- typ Iib
- typ Ib
- typ Ic

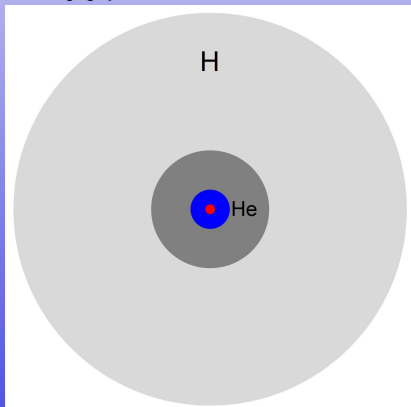


Interpretacja klasyfikacji

Pozornie skomplikowany schemat klasyfikacyjny można uporządkować zakładając, że:

- w centrum gwiazdy dochodzi do punktowej eksplozji wydzielającej dużą energię
- to co zobaczymy na niebie zależy przede wszystkim od struktury gwiazdy w obszarze bliskim jej powierzchni

- typ IIn
- typ IIP
- typ IIL
- typ IIb
- typ Ib
- typ Ic

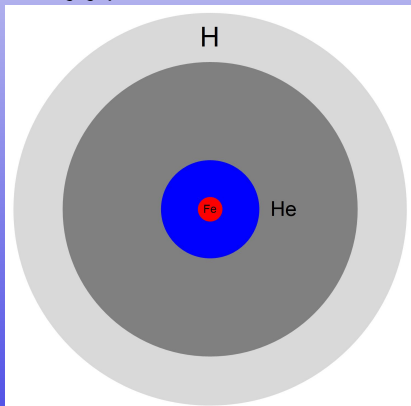


Interpretacja klasyfikacji

Pozornie skomplikowany schemat klasyfikacyjny można uporządkować zakładając, że:

- w centrum gwiazdy dochodzi do punktowej eksplozji wydzielającej dużą energię
- to co zobaczymy na niebie zależy przede wszystkim od struktury gwiazdy w obszarze bliskim jej powierzchni

- typ IIn
- typ IIP
- **typ III**
- typ IIb
- typ Ib
- typ Ic

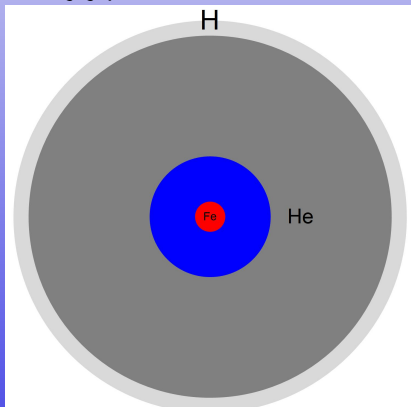


Interpretacja klasyfikacji

Pozornie skomplikowany schemat klasyfikacyjny można uporządkować zakładając, że:

- w centrum gwiazdy dochodzi do punktowej eksplozji wydzielającej dużą energię
- to co zobaczymy na niebie zależy przede wszystkim od struktury gwiazdy w obszarze bliskim jej powierzchni

- typ IIn
- typ IIP
- typ III
- **typ IIb**
- typ Ib
- typ Ic

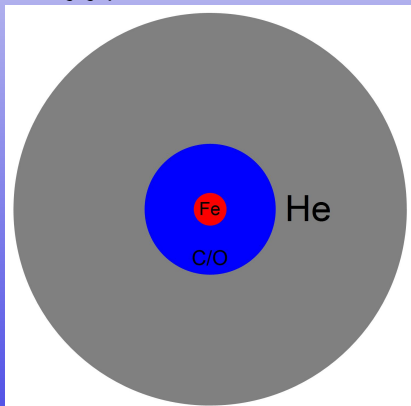


Interpretacja klasyfikacji

Pozornie skomplikowany schemat klasyfikacyjny można uporządkować zakładając, że:

- w centrum gwiazdy dochodzi do punktowej eksplozji wydzielającej dużą energię
- to co zobaczymy na niebie zależy przede wszystkim od struktury gwiazdy w obszarze bliskim jej powierzchni

- typ IIn
- typ IIP
- typ IIL
- typ I Ib
- typ Ib
- typ Ic

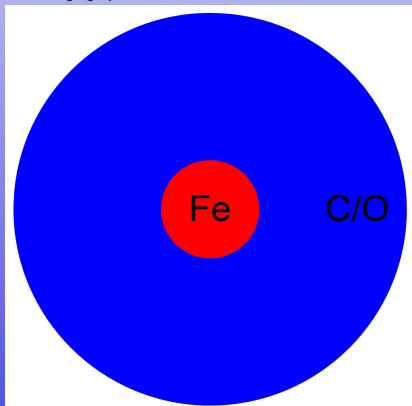


Interpretacja klasyfikacji

Pozornie skomplikowany schemat klasyfikacyjny można uporządkować zakładając, że:

- w centrum gwiazdy dochodzi do punktowej eksplozji wydzielającej dużą energię
- to co zobaczymy na niebie zależy przede wszystkim od struktury gwiazdy w obszarze bliskim jej powierzchni

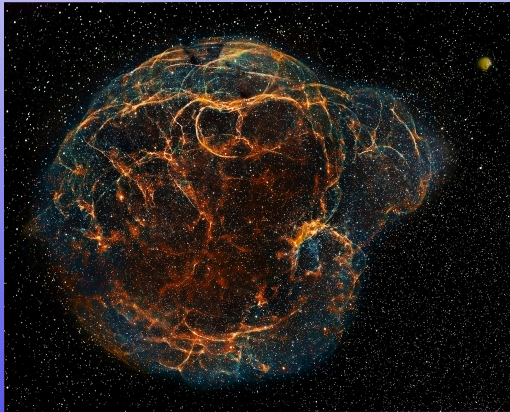
- typ IIn
- typ IIP
- typ IIL
- typ IIb
- typ Ib
- typ Ic



Pozostałości po supernowych

Podstawowe typy pozostałości po supernowych:

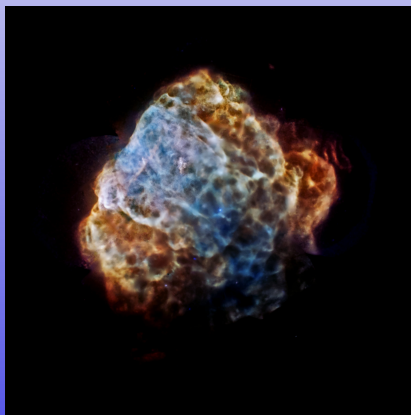
- sferyczna (ang. shell)
- asymetryczna
- plerion (mgławica pulsarowa)



Pozostałości po supernowych

Podstawowe typy pozostałości po supernowych:

- sferyczna (ang. shell)
- asymetryczna
- plerion (mgławica pulsarowa)



Pozostałości po supernowych

Podstawowe typy pozostałości po supernowych:

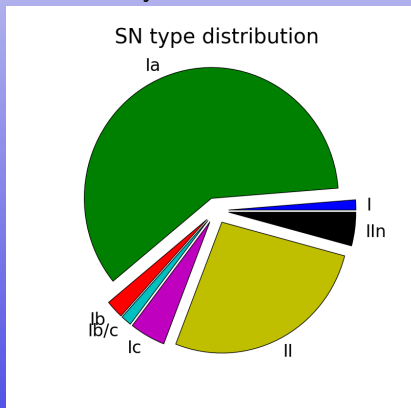
- sferyczna (ang. shell)
- asymetryczna
- plerion (mgławica pulsarowa)



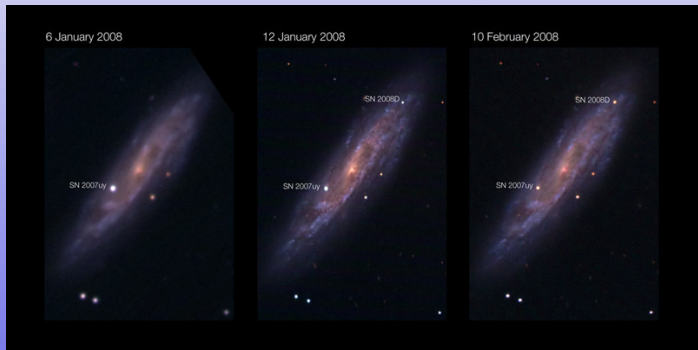
Częstość występowania supernowych

Częstość występowania supernowych jest powiązana z tempem produkcji gwiazd. Część z nich można łatwo przeoczyć. Dla przykładu:

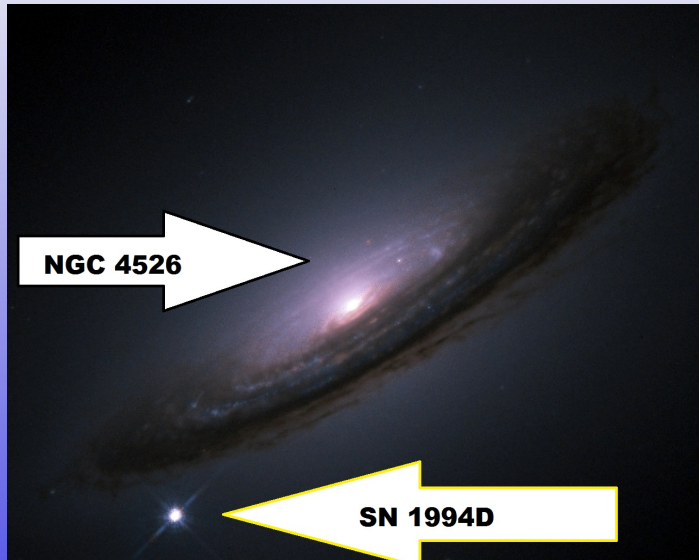
- galaktyka M83: 6 supernowych przez ostatnich 100 lat
- galaktyka M31 (Andromeda): ostatnia w 1885 roku
- Galaktyka: ostatnia w 1604 roku !



Lokalizacja supernowych



Lokalizacja supernowych



Klasyfikacja fizyczna supernowych

Typ	Implozyjne	Termojądrowe
Typ	II, Ib/c, L-GRB	Ia
Źródło energii	grawitacyjna	termojądrowa
Energia eksplozji	10^{51} erg	10^{51} erg
Neutrino	10^{53} ergs (99%)	10^{49} ergs (1%)
Progenitor	Masywna gwiazda $M > 8M_{\odot}$	biały karzeł
Przykłady	SN1987A	SN2011fe
Pozostałość	Asymetryczna mgławica + gwiazda neutronowa lub czarna dziura	Sferyczna mgławica

Teoria supernowych implozyjnych (ang. core-collapse supernova)

Teoria supernowych implozyjnych: podstawowe fakty

- wyzwolona podczas kolapsu rdzenia Fe (o masie $\sim 1-2 M_{\odot}$) do rozmiaru gwiazdy neutronowej ($R_{NS} \simeq 10 \text{ km}$) energia grawitacyjna

$$G \frac{M_{\odot}^2}{R_{NS}} \simeq 3 \times 10^{46} \text{ J} = 300 \text{ foe}$$

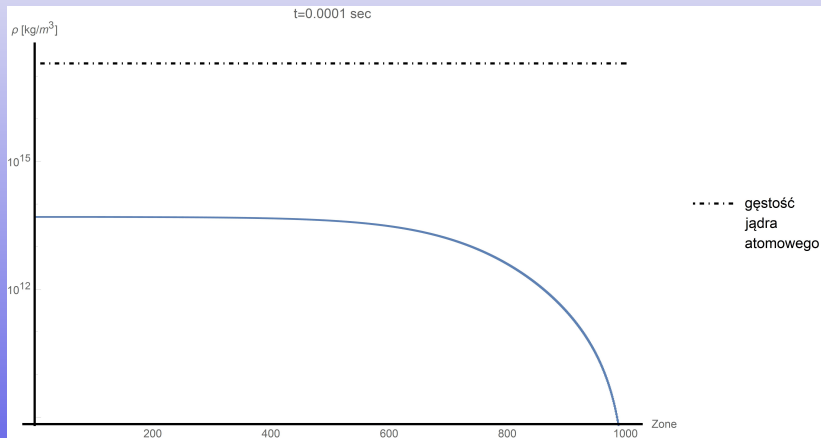
1 foe = 10^{51} erg (**fifty-one-ergs**) = 1 B (Bethe)

- czas kolapsu jądra masie $1 M_{\odot}$ i promieniu $R_{Fe} \simeq 2000 \text{ km}$, czyli średniej gęstości $\bar{\rho} \simeq 6 \times 10^7 \text{ g/cm}^3$

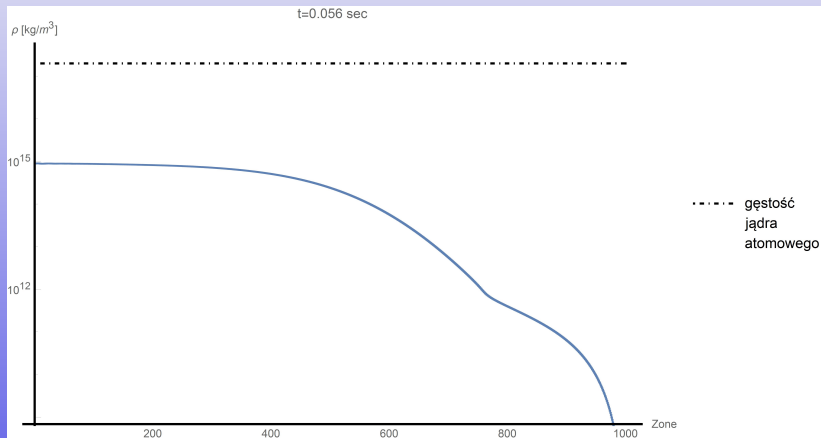
$$\tau \simeq \frac{1}{\sqrt{G\bar{\rho}}} = 0.5 \text{ s}$$

- obserwowana energia eksplozji (bez neutrin) to kilka foe
- sprawność mechanizmu supernowej (ang. supernova engine) na poziomie 1% jest wystarczająca do zniszczenia gwiazdy

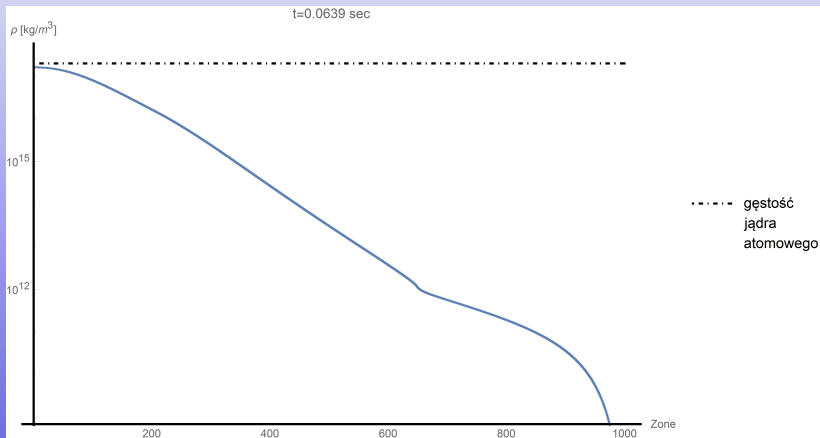
Przebieg kolapsu: obliczenia wykonane programem GR1D



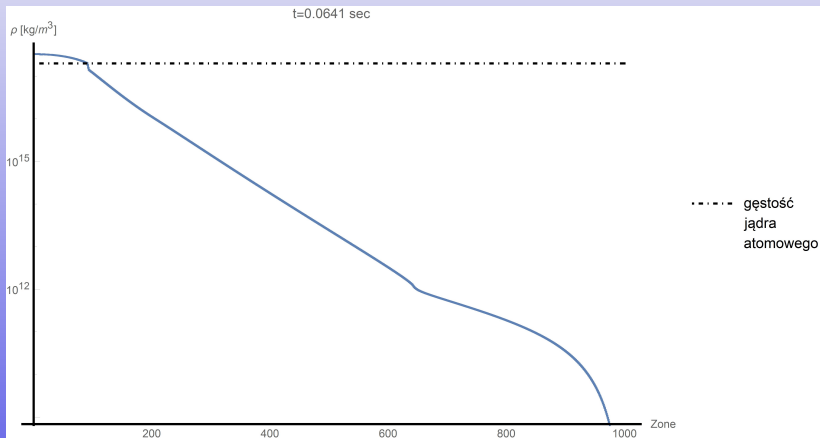
Przebieg kolapsu: obliczenia wykonane programem GR1D



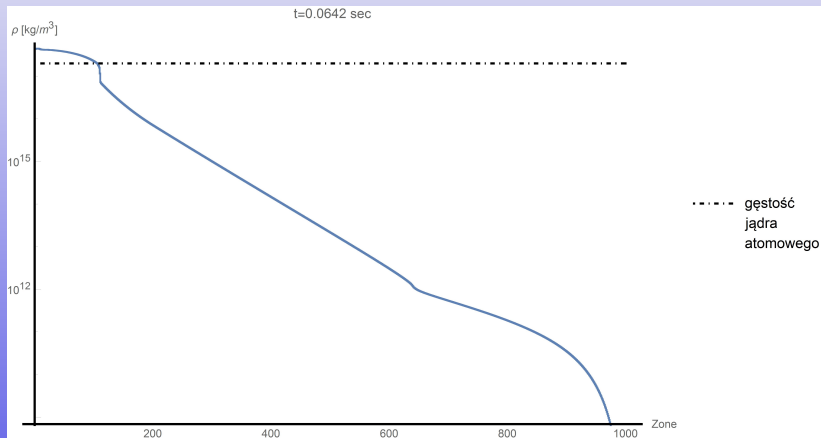
Przebieg kolapsu: obliczenia wykonane programem GR1D



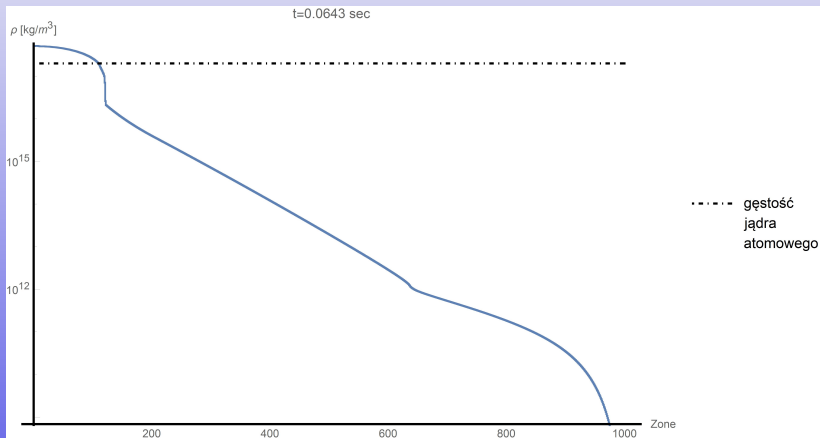
Przebieg kolapsu: obliczenia wykonane programem GR1D



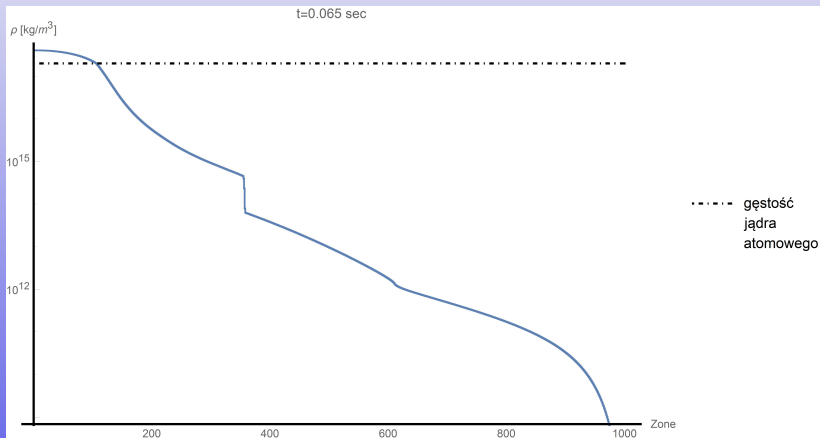
Przebieg kolapsu: obliczenia wykonane programem GR1D



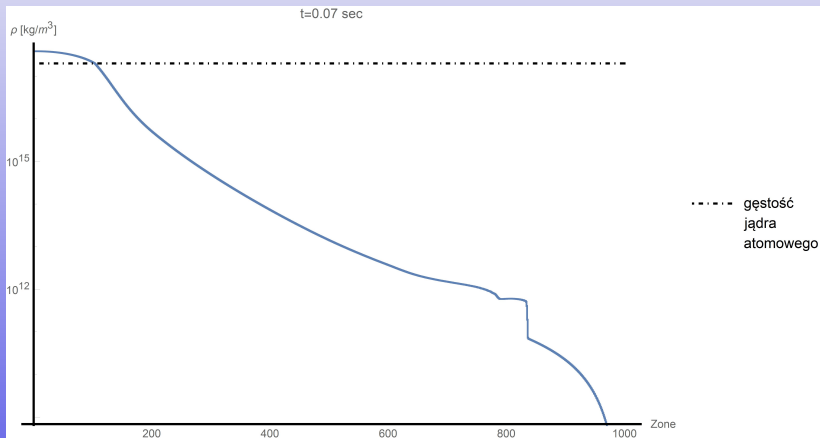
Przebieg kolapsu: obliczenia wykonane programem GR1D

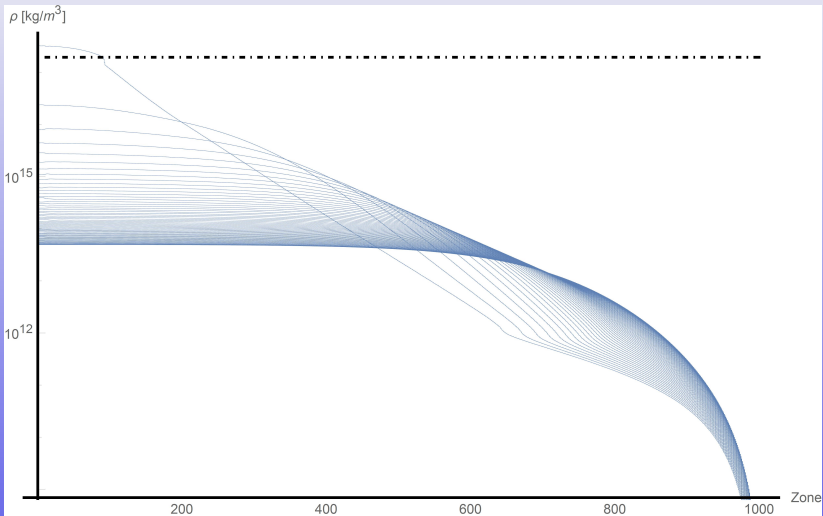


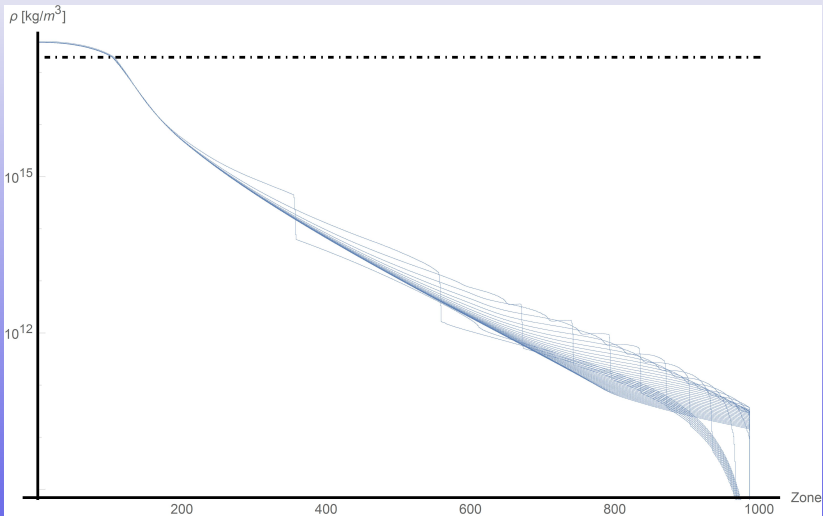
Przebieg kolapsu: obliczenia wykonane programem GR1D



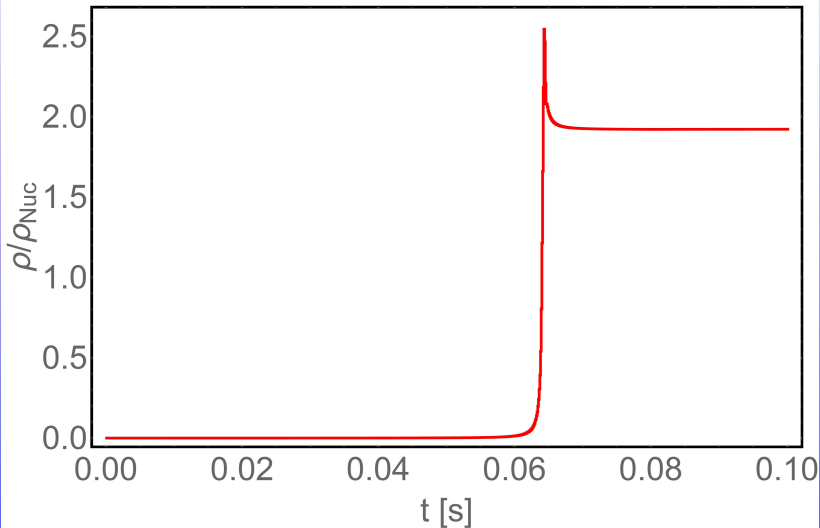
Przebieg kolapsu: obliczenia wykonane programem GR1D



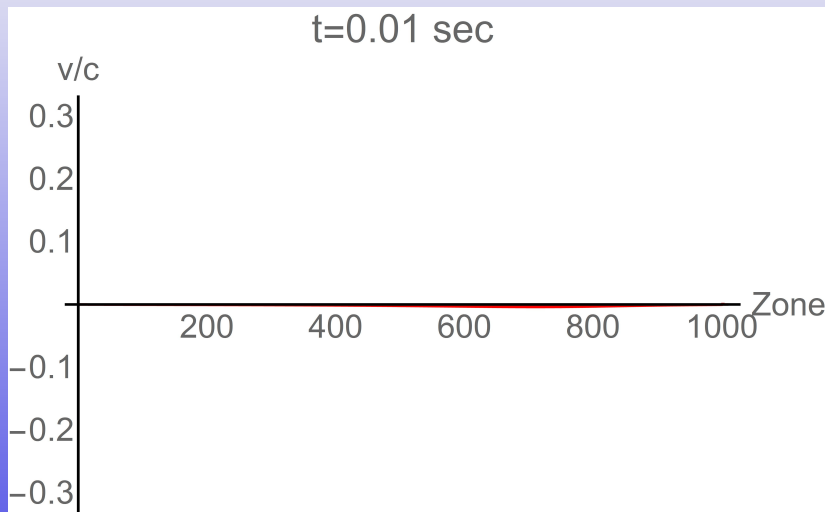




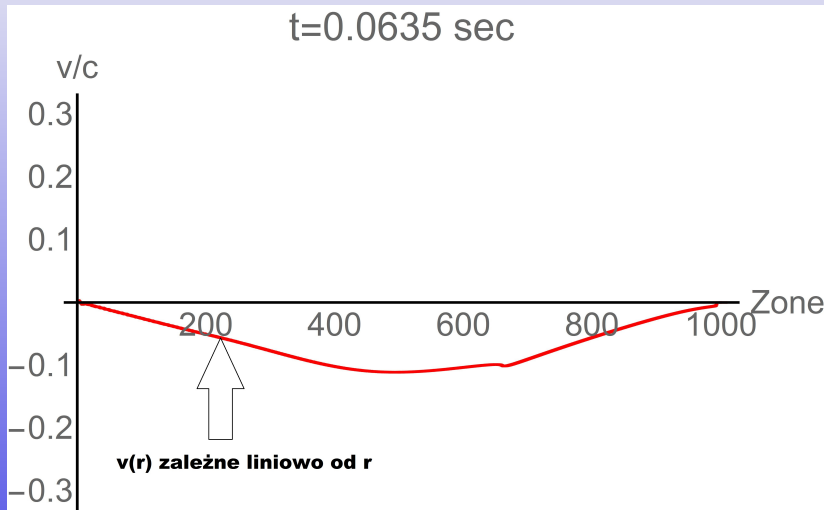
Core bounce



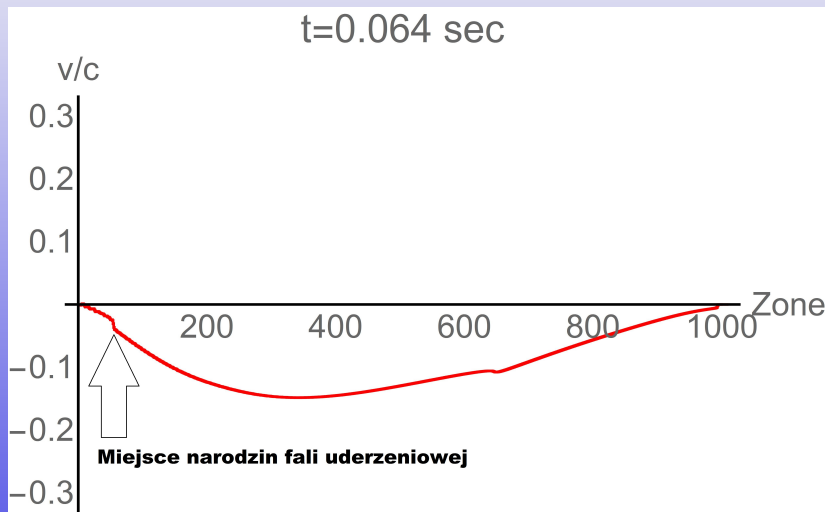
Prędkość kolapsu i fali uderzeniowej



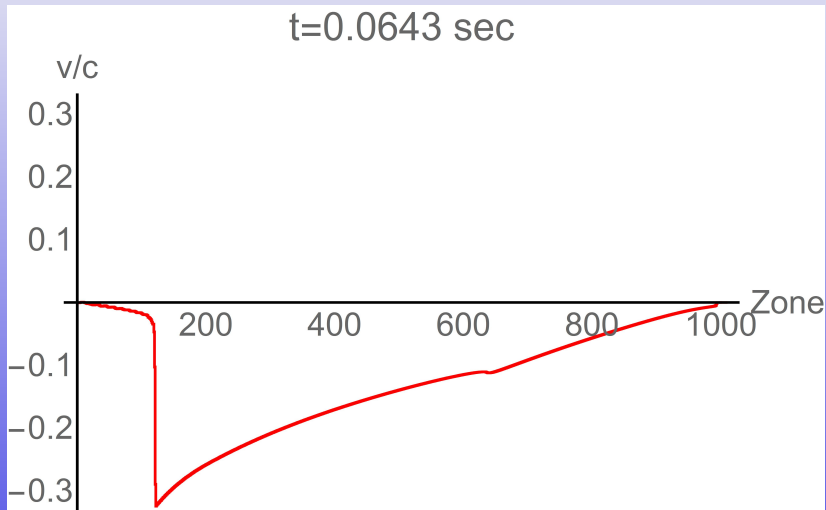
Prędkość kolapsu i fali uderzeniowej



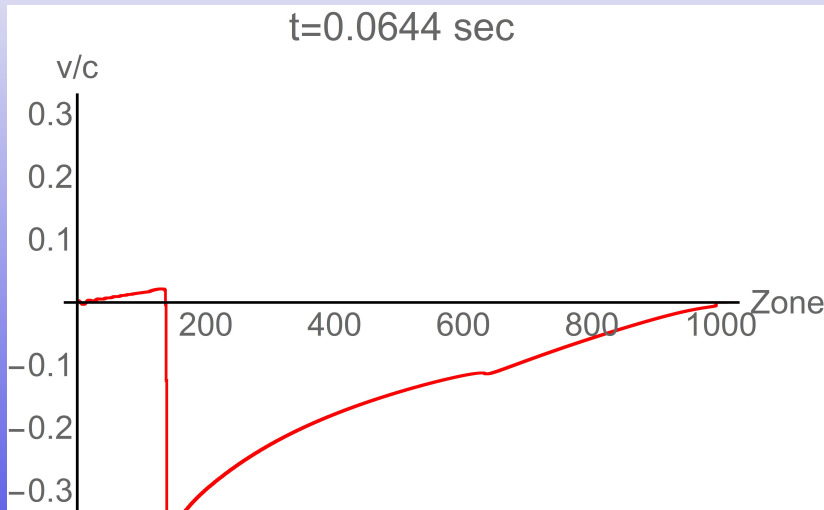
Prędkość kolapsu i fali uderzeniowej



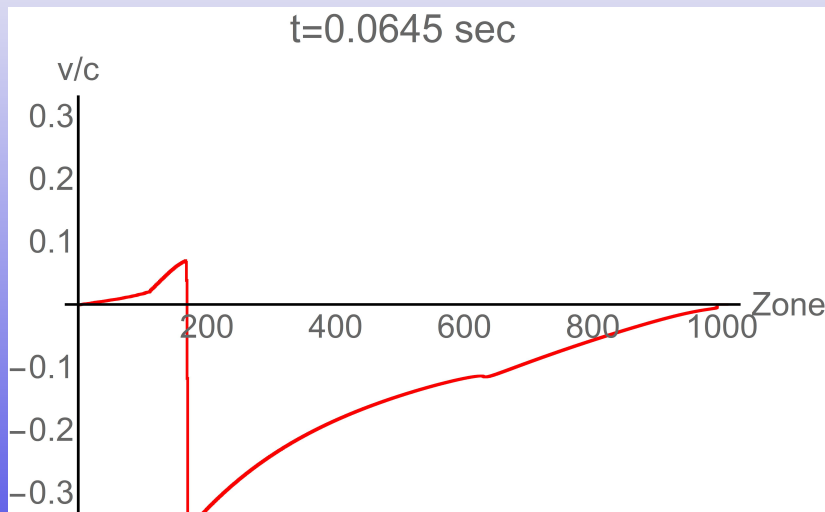
Prędkość kolapsu i fali uderzeniowej



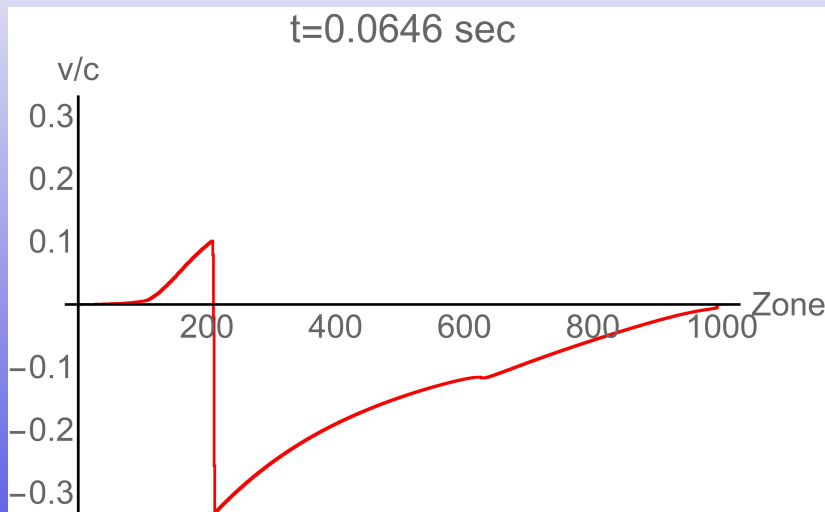
Prędkość kolapsu i fali uderzeniowej



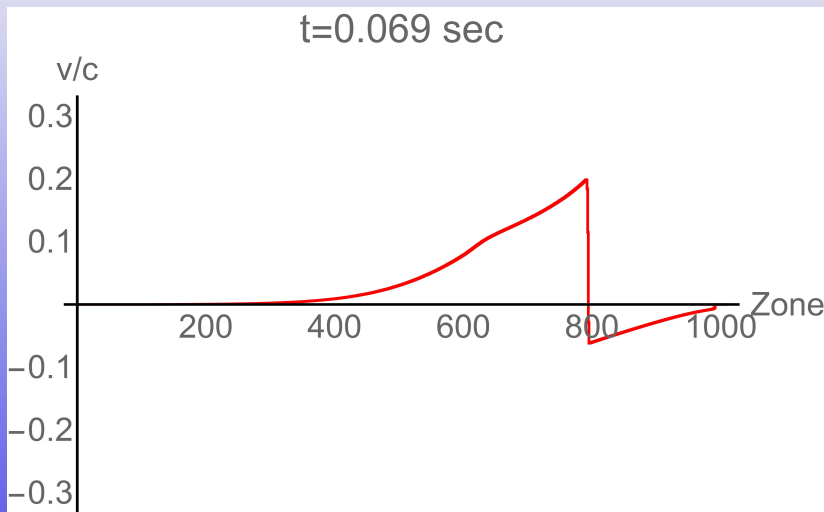
Prędkość kolapsu i fali uderzeniowej



Prędkość kolapsu i fali uderzeniowej



Prędkość kolapsu i fali uderzeniowej



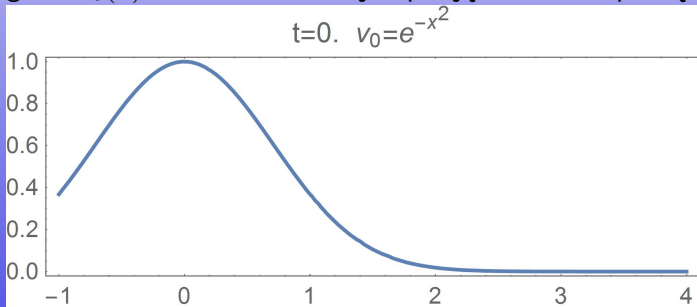
Równanie Burgersa

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = 0, \quad v = v(x, t)$$

Rozwiązanie symboliczne $v(x, t)$ w postaci uwikłanej to:

$$v = v_0(x - vt)$$

gdzie $v_0(x)$ to dowolna funkcja opisująca warunki początkowe.



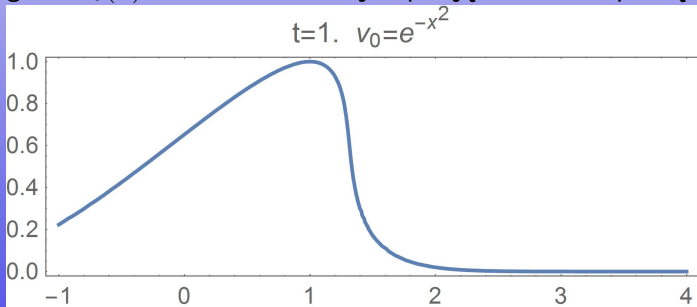
Równanie Burgersa

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = 0, \quad v = v(x, t)$$

Rozwiązanie symboliczne $v(x, t)$ w postaci uwikłanej to:

$$v = v_0(x - vt)$$

gdzie $v_0(x)$ to dowolna funkcja opisująca warunki początkowe.



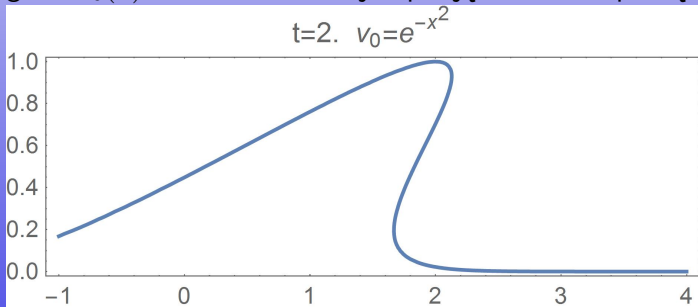
Równanie Burgersa

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = 0, \quad v = v(x, t)$$

Rozwiązanie symboliczne $v(x, t)$ w postaci uwikłanej to:

$$v = v_0(x - vt)$$

gdzie $v_0(x)$ to dowolna funkcja opisująca warunki początkowe.



Równanie Burgersa z lepkością

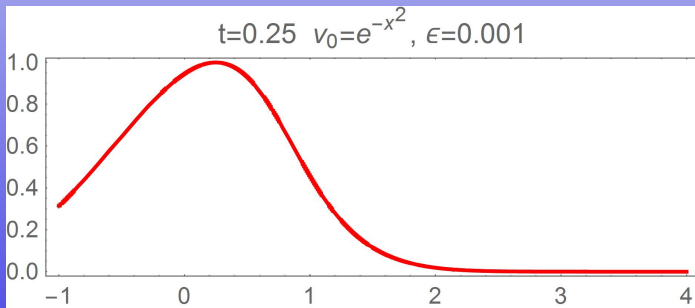
$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = \epsilon \frac{\partial^2 v}{\partial x^2}, \quad v = v(x, t), \quad \epsilon \rightarrow 0$$

Transformacją Cole-Hopf $v = -2\epsilon \frac{\partial \ln \phi}{\partial x}$ sprowadzamy je do równania dyfuzji

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \epsilon \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2},$$

co pozwala na podanie rozwiązania

$$\phi(x, t) = \frac{1}{\sqrt{4\pi\epsilon t}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{(x-y)^2}{4\epsilon t} - \frac{1}{2\epsilon} \int_0^y v_0(z) dz} dy.$$



Równanie Burgersa z lepkością

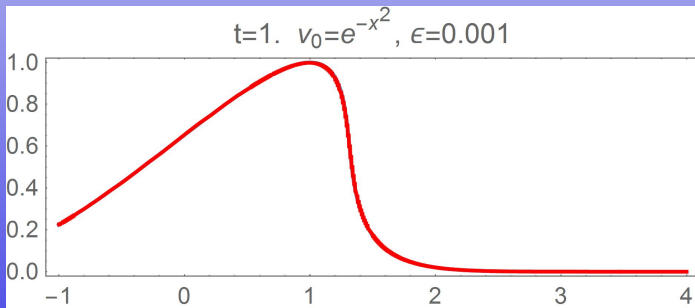
$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = \epsilon \frac{\partial^2 v}{\partial x^2}, \quad v = v(x, t), \quad \epsilon \rightarrow 0$$

Transformacją Cole-Hopf $v = -2\epsilon \frac{\partial \ln \phi}{\partial x}$ sprowadzamy je do równania dyfuzji

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \epsilon \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2},$$

co pozwala na podanie rozwiązania

$$\phi(x, t) = \frac{1}{\sqrt{4\pi\epsilon t}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{(x-y)^2}{4\epsilon t} - \frac{1}{2\epsilon} \int_0^y v_0(z) dz} dy.$$



Równanie Burgersa z lepkością

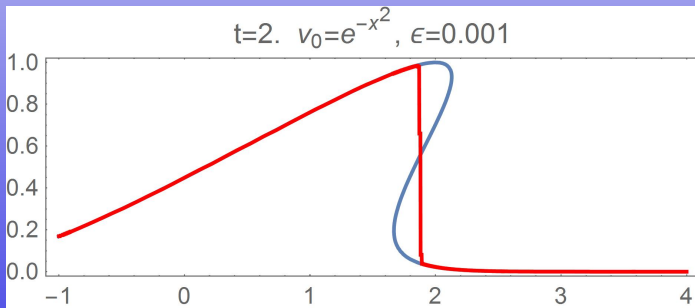
$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = \epsilon \frac{\partial^2 v}{\partial x^2}, \quad v = v(x, t), \quad \epsilon \rightarrow 0$$

Transformacją Cole-Hopf $v = -2\epsilon \frac{\partial \ln \phi}{\partial x}$ sprowadzamy je do równania dyfuzji

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \epsilon \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2},$$

co pozwala na podanie rozwiązania

$$\phi(x, t) = \frac{1}{\sqrt{4\pi\epsilon t}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{(x-y)^2}{4\epsilon t} - \frac{1}{2\epsilon} \int_0^y v_0(z) dz} dy.$$



Postać zachowawcza r. hydrodynamiki

Użycie „sztucznej” lepkości (artificial viscosity) nie jest optymalnym sposobem operowania falami uderzeniowymi. Przepiszmy równania w postaci zawierającej wyłącznie wielkości zachowane

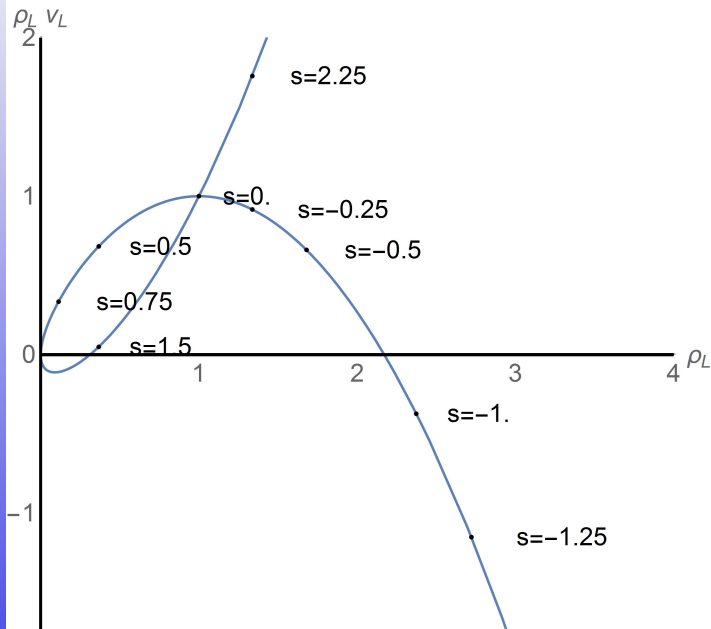
$$\begin{cases} \frac{\partial \rho v}{\partial t} + \frac{\partial \rho v^2 + P}{\partial x} = 0 & \text{zachowanie pędu} \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho v}{\partial x} = 0 & \text{zachowanie masy} \end{cases}$$

Tylko w takiej postaci otrzymamy poprawną szybkość s frontu fali uderzeniowej. Wartości po lewej (L) i po prawej (R) stronie nieciągłości muszą spełniać prawa zachowania:

$$\begin{cases} (\rho_L - \rho_R)s = \rho_L v_L - \rho_R v_R \\ (\rho_L v_L - \rho_R v_R)s = \rho_L v_L^2 + P_L - \rho_R v_R^2 - P_R \end{cases}$$

Rozwiązanie układu w zależności od parametru s przy ustalonych np: ρ_R, v_R określa wartości ρ_L, v_L po przejściu nieciągłości.

Hugoniot locus (warunki Rankine-Hugoniota)



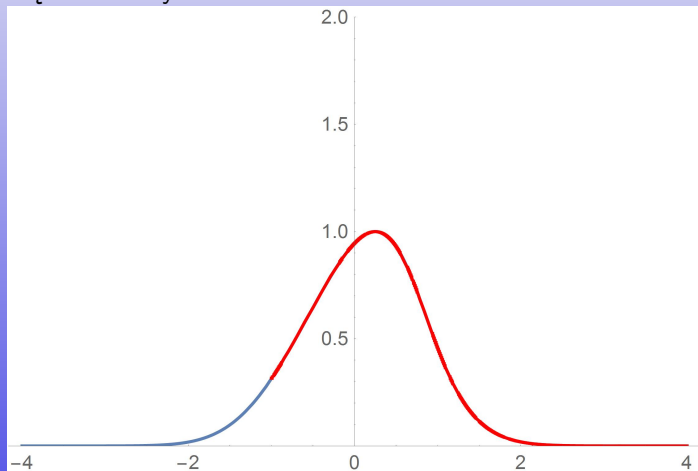
Co się stanie, gdy wartości po lewej i prawej stronie nieciągłości **nie spełniają** warunków Rankine'a-Hugoniota? Odpowiedź to rozwiązanie *problemu Riemanna*, które jest kombinacją:

- fal uderzeniowych (ang. shock)
- samopodobnych fal rozrzedzenia (ang. rarefaction)
- nieciągłości kontaktowych

Rozwiązanie stosujemy dla fal uderzeniowych, które natrafiły na nieciągłość (np: granica H/He w gwiazdzie), oraz w metodach numerycznych typu Godunova.

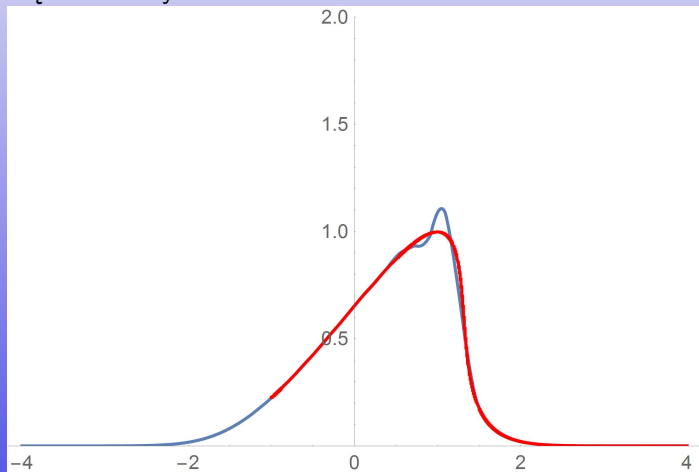
Błędne rozwiązania numeryczne

Zastosowanie naiwnych metod typu różnic skończonych w problemach z falami uderzeniowymi skutkuje katastrofalnymi błędami. Przykład z **NDSolve**:



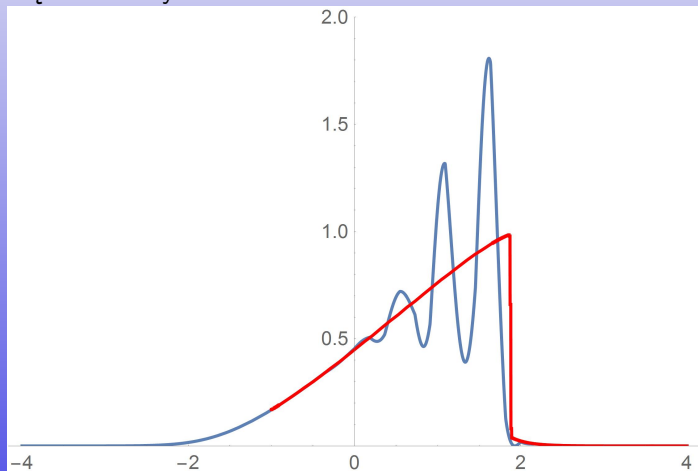
Błędne rozwiązania numeryczne

Zastosowanie naiwnych metod typu różnic skończonych w problemach z falami uderzeniowymi skutkuje katastrofalnymi błędami. Przykład z **NDSolve**:



Błędne rozwiązania numeryczne

Zastosowanie naiwnych metod typu różnic skończonych w problemach z falami uderzeniowymi skutkuje katastrofalnymi błędami. Przykład z **NDSolve**:



Poprawna metoda oparta jest o *schemat Godunova*:

- 1 na granicy każdej z komórek rozwiązujemy problem Riemanna
- 2 rozwiązanie obliczamy do czasu $\Delta t < t_{CFL}$, tak aby pochodzące z sąsiadujących komórek fale nie nakładały się na siebie
- 3 uśredniamy wynik i wracamy do punktu 1

Krok czasowy nie może być większy niż $\Delta t = \Delta x / c_s$, gdzie Δx jest rozmiarem siatki, natomiast c_s maksimum prędkości dźwięku. Jest to *warunek CFL*.

W praktyce oznacza to, że potrzebujemy tyle samo kroków czasowych aby obliczyć 10 milionów lat ewolucji gwiazdy co obliczenie 1 sekundy działania „silnika” supernowej.
Animacja pokazująca podobny schemat: [YouTube]

Model mechaniczny i jego porażka

- 1 wytworzona podczas kolapsu fala uderzeniowa porusza się „pod prąd” spadającej do środka materii
- 2 aby doszło do eksplozji jej prędkość musi być większa niż prędkość spadającej materii
- 3 w rzeczywistości front fali efektywnie zatrzymuje się w miejscu
- 4 energia (skok) fali uderzeniowej tracona jest m.in. na podgrzewanie materii za frontem, dysocjację jąder atomowych i produkcję neutrin
- 5 w efekcie nie dochodzi do eksplozji, co jest sprzeczne z obserwacjami

Niemożność uzyskania energii eksplozji przekraczającej energię wiązania grawitacyjnego gwiazdy określamy jako **problem modelowania supernowej**, w domyśle typu implozyjnego (ang: core-collapse supernova).

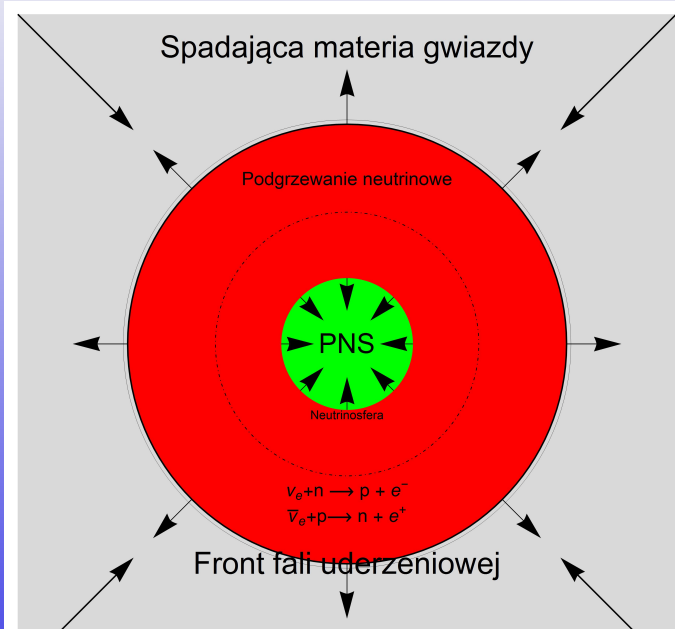
Protogwiazda neutronowa (ang. protoneutron star)

W centrum eksplozji narodziła się młoda gwiazda neutronowa. Jej cechy to:

- promień rzędu kilkudziesięciu km
- uwięzione w środku neutrina
- powolne (w porównaniu do czasu kolapsu!) kurczenie się do $R \simeq 10$ km i stygnięcie poprzez emisję neutrin na skali czasowej rzędu 1 sekundy
- 99% energii grawitacyjnej wyzwolonej w kolapsie jest wypromieniowane w tej fazie w postaci ν i $\bar{\nu}$ wszystkich typów

Powierzchnię z której emitowane są neutrina nazywamy *neutrinosferą*. Istnieją trzy neutrinosfery, dla ν_e , ν_μ oraz ν_τ .

Model neutrinowy i jego porażka



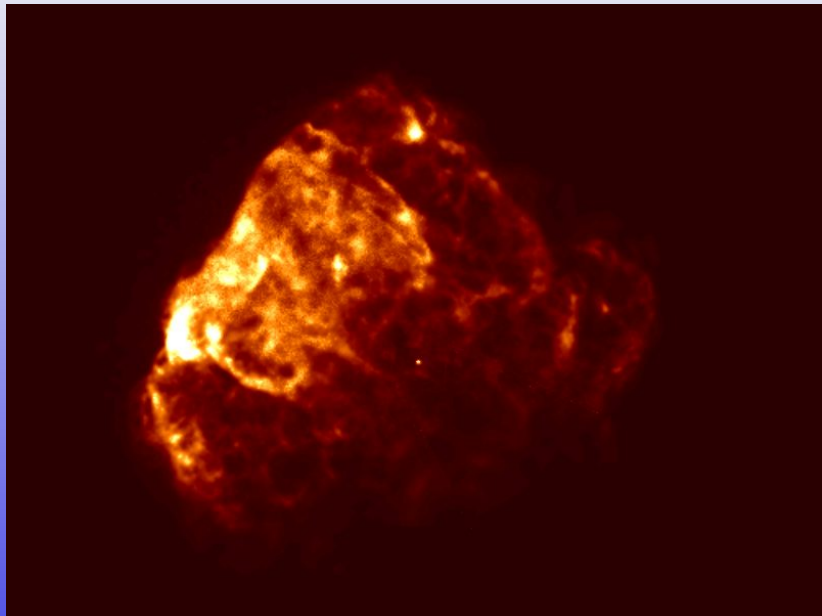
Podstawową techniką zwiększenia energii eksplozji sterowanej neutronowo jest zwiększenie czasu napromieniowania materii neutronami poprzez intensywne mieszanie materii za frontem fali uderzeniowej.

- proces mieszania nie zachodzi w symetrii sferycznej (tzw. symulacja 1D)
- w 1D droga cząstki do centrum jest najkrótsza możliwa (linia prosta wzdłuż promienia)
- w 2D można uchwycić kluczowe zjawiska, ale kosztem wzbudzenia potencjalnie nefizycznych niestabilności (SASI, odwrócona kaskada turbulentna, bardzo silne mody drgań o małym L)
- przykład symulacji 3D w modelu „light bulb” animacje: [entropia], [prędkość radialna]

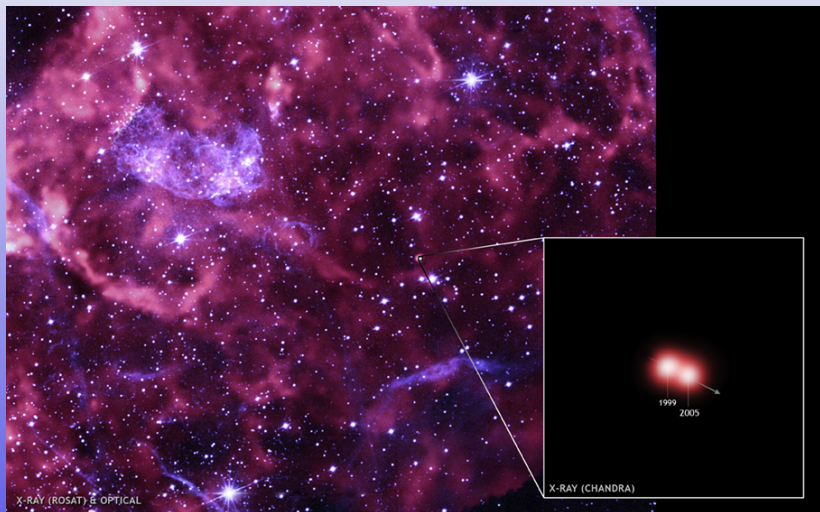
Przejście do fazy mgławicowej

- mechanizm wybuchu operuje na skali czasowej kilku sekund
- dotarcie fali uderzeniowej do powierzchni zajmuje godziny [YouTube]
- osiągnięcie maksimum blasku następuje po kilku - kilkunastu dniach
- supernowa zanika na skali czasowej kilku lat
- przejście do fazy mgławicowej i pozostałości po supernowej to kolejne dziesiątki i setki lat
- pozostałość ulega rozproszeniu w ciągu tysięcy lat

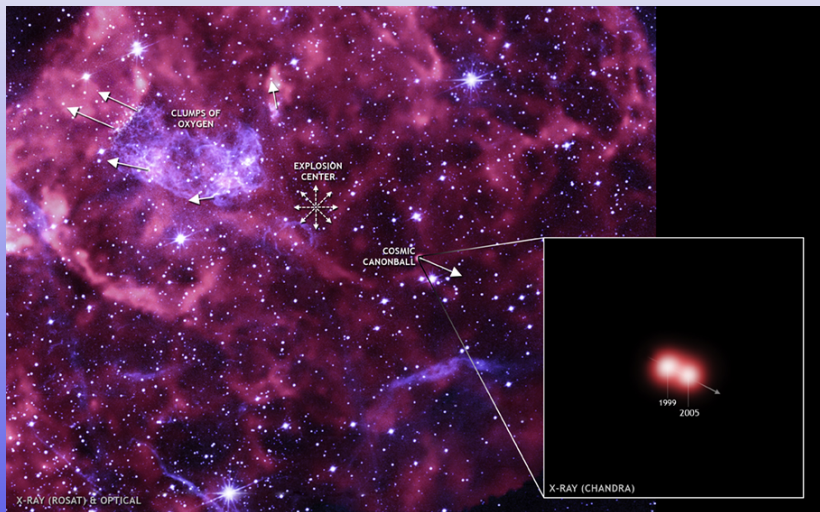
Asymetria eksplozji i wyrzuty gwiazd neutronowych



Asymetria eksplozji i wyrzuty gwiazd neutronowych



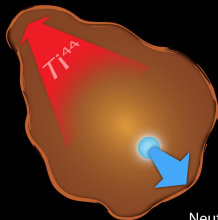
Asymetria eksplozji i wyrzuty gwiazd neutronowych



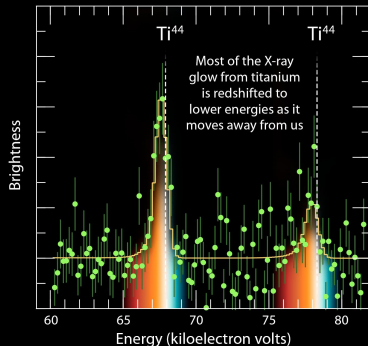
Asymetria eksplozji i wyrzuty gwiazd neutronowych

NuSTAR Sees Titanium Glow in Supernova 1987A

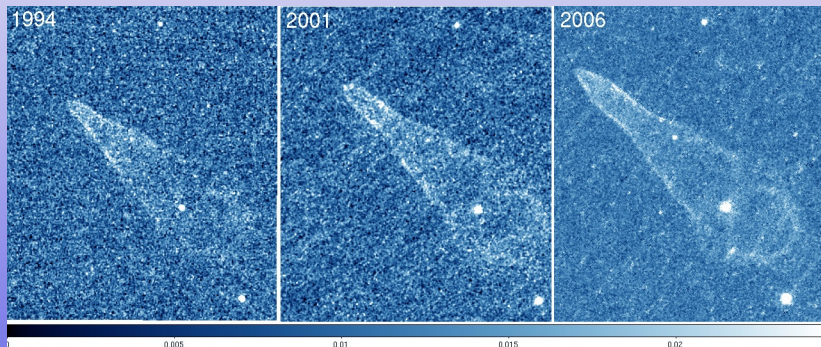
Asymmetric cloud of supernova debris mostly thrown away from us



Neutron star (not seen) kicked toward us



Asymetria eksplozji i wyrzuty gwiazd neutronowych



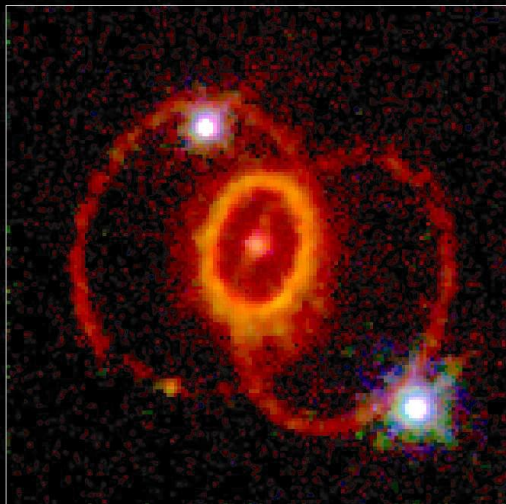
Mechanizm wyrzutu z prędkościami do $v_{NS} = 2000$ km/s.

- 1 zasada zachowania pędu układu gwiazda neutronowa ($M \simeq 1 - 2M_{\odot}$) - otoczka ($M \gg 10M_{\odot}$) [animacja]
- 2 zasada zachowania pędu układu gwiazda neutronowa - strumień neutrin; asymetria $\delta = 0.025$ emisji wystarcza do nadania obserwowanej prędkości)

$$\delta = \frac{M_{\odot} v_{NS}}{E_{SN}/c} \simeq 0.025$$

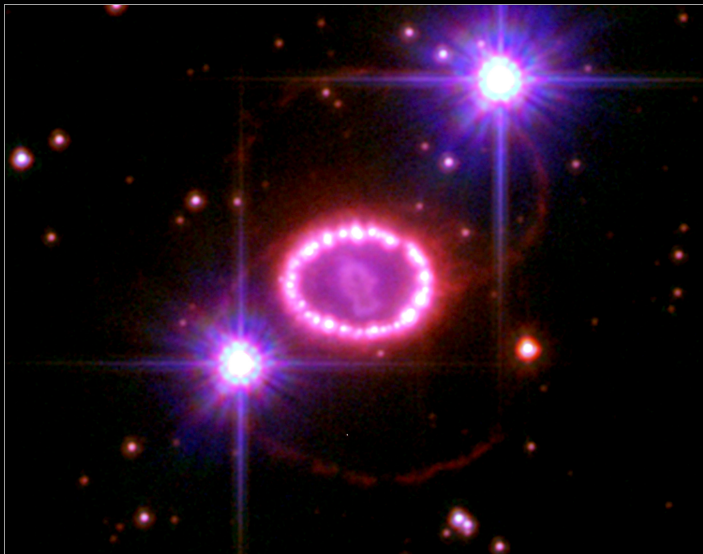
dla $E_{SN} = 3 \times 10^{53}$ erg.

Supernova 1987A Rings



Hubble Space Telescope
Wide Field Planetary Camera 2

SN1987A



Supernova 1987A • December 6, 2006

Hubble Space Telescope • Advanced Camera for Surveys

GRB, hipernowe, czarne dziury, cichy kolaps

Wybuch supernowej prowadzący do powstania gwiazdy neutronowej nie jest jedynym możliwym skutkiem kolapsu.

- natychmiast lub z opóźnieniem (poprzez deleptonizację lub akrecję) może powstać czarna dziura
- obecnie jasne jest, że długie rozbłyski gamma (ang: **Gamma Ray Burst**) to także supernowe, obserwowane wzdłuż osi obrotu
- trudno obecnie wykluczyć możliwość, że mechanizm supernowej faktycznie czasem zawodzi, i niektóre masywne gwiazdy po prostu gasną pochłonięte przez czarną dziurę, która powstała w ich w centrum

Hipernowe

Wszystkie anomalnie jasne przypadki supernowych i ich modele zbiorczo określa się mianem hipernowych. Zwykle wiąże się je z:

- powstaniem czarnej dziury w centrum
- bardzo szybką rotacją
- polami magnetycznymi
- asymetrią eksplozji obserwowanej pod uprzywilejowanym kątem
- produkcją jet-ów

DB: pl60d3a3e3129G1MHV:3LB.plt.0300.vtk
Cycle: 10000 Time: 0.300001

Contour
Var: stof

10.00

Max: 17.64
Min: 4.836



user: misiek
Sun Oct 10 14:38:59 2010