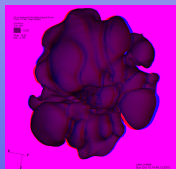
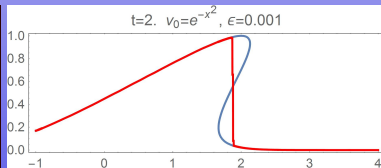
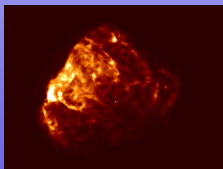


Podstawy astrofizyki i astronomii

Andrzej Odrzywołek

Zakład Teorii Względności i Astrofizyki, Instytut Fizyki UJ

28 maja 2019



Zasadnicze różnice w stosunku do ewolucji mniej masywnych gwiazd :

- krótszy czas na ciągu głównym ($T \propto 1/M^2$)
- zapłon He w centrum w warunkach braku degeneracji
- po powstaniu jądra C/O równoczesne spalanie H i He w dwóch oddzielnych powłokach
- ewolucja zdegenerowanego jądra C/O jest analogiczna do ewolucji jądra He
- rolę spalania He przejmuje spalanie C
- końcowym produktem ewolucji gwiazdy o masie mniejszej niż 8 M_{\odot} jest biały karzeł CO lub ONeMg.

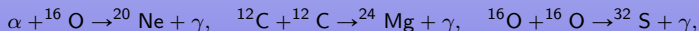
UWAGA!

Nie jest znana żadna gwiazda, co do której jest pewne, iż zachodzi w niej spalanie C!

Przykłady ewolucji:

- $2M_{\odot}$
- $4M_{\odot}$
- $8M_{\odot}$
- $16M_{\odot}$

- Uproszczoną sieć reakcji termojądrowych, zawierającą wyłącznie jądra „różniące się” o wielokrotność jądra He, określamy jako α -chain.
- W jej skład wchodzi, kolejno: ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{20}\text{Ne}$, ${}^{24}\text{Mg}$, ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{32}\text{S}$, ${}^{36}\text{Ar}$, ${}^{40}\text{Ar}$, ${}^{44}\text{Ti}$, ${}^{48}\text{Cr}$, ${}^{52}\text{Fe}$, ${}^{56}\text{Ni}$.
- wszystkie powyższe jądra mają identyczną liczbę protonów i neutronów
- pierwsza jest reakcja $3\alpha \rightarrow {}^{12}\text{C}$; następnie $\alpha + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{16}\text{O} + \gamma$
- reakcje polegają na dodawaniu cząstek α lub zderzeniach „ciężkich jonów”, np:



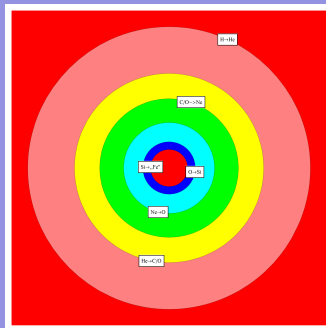
- powyższe reakcje określamy jako spalanie C, O, [Ne?] lub Si (w zależności czego jest najwięcej), ale w rzeczywistości sieć reakcji jest znacznie bardziej złożona
- końcowy produkt to radioaktywny izotop ${}^{56}\text{Ni} \rightarrow (6\text{dni}) \rightarrow {}^{56}\text{Co} \rightarrow (77\text{dni}) \rightarrow {}^{56}\text{Fe}$

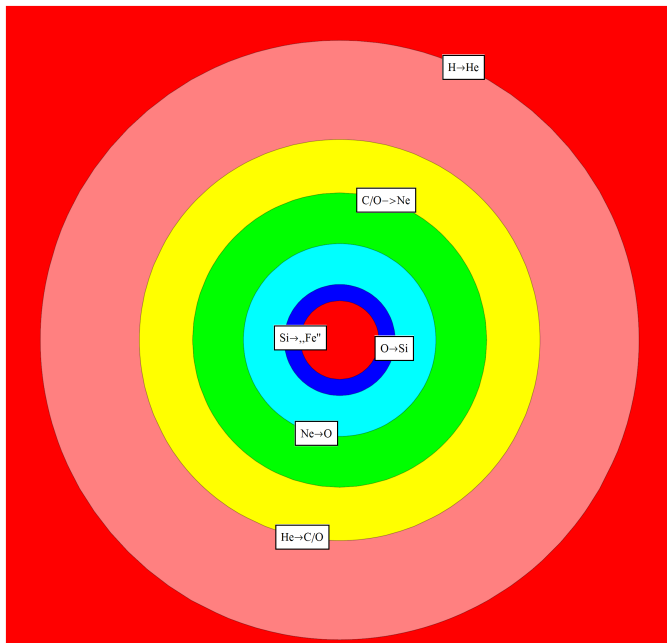
Cykle spalania

Start: kurczenie → podgrzanie → zapłon → konwektywne jądro → koniec paliwa → **GOTO Start**

Struktura „cebulowa”

- 1 $H \rightarrow {}^4\text{He}$ (ciąg główny, miliony lat)
- 2 ${}^4\text{He} \rightarrow {}^{12}\text{C}, {}^{16}\text{O}$ (spalanie helu, czerwony olbrzym, ~100 tys. lat)
- 3 ${}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{16}\text{O}$ (spalanie C, setki lat)
- 4 ${}^{16}\text{O} \rightarrow {}^{28}\text{Si}$ (spalanie O, miesiące/lata)
- 5 ${}^{28}\text{Si} \rightarrow \text{„Fe”}$ (spalanie krzemu, dni/tygodnie)
- 6 koniec paliwa, kolaps (odroczone zwykle o kilka godzin spalaniem Si w powłoce otaczającej jądro)





Masywną gwiazdę definiujemy następująco:

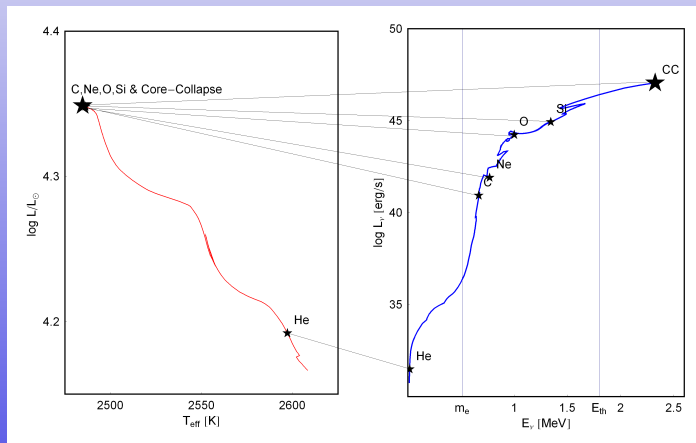
- warunki w środku pozwalają na przejście przez wszystkie możliwe procesy spalania termojądrowego: He, C, Ne, O i Si
- końcowym produktem spalania jest „żelazne” jądro (Fe core)
- po wyczerpaniu paliwa dochodzi do kolapsu grawitacyjnego i wybuchu supernowej
- końcowym produktem jest gwiazda neutronowa lub czarna dziura

Zgodnie z obecnym stanem wiedzy gwiazdę należy uznać za masywną, jeżeli jej masa ZAMS przekracza $7-10 M_{\odot}$. Obliczenia ewolucyjne w pobliżu dolnej granicy są niezwykle trudne. Jedną z możliwości jest kolaps jądra ONeMg przed spalaniem Si, tzw. *electron capture supernova*.

Konwergencja ewolucyjna:

$10 \dots 100 M_{\odot} \text{ H} \rightarrow \text{kilka } M_{\odot} \text{ He} \rightarrow 1 \dots 2 M_{\odot} \text{ „Fe”}$.

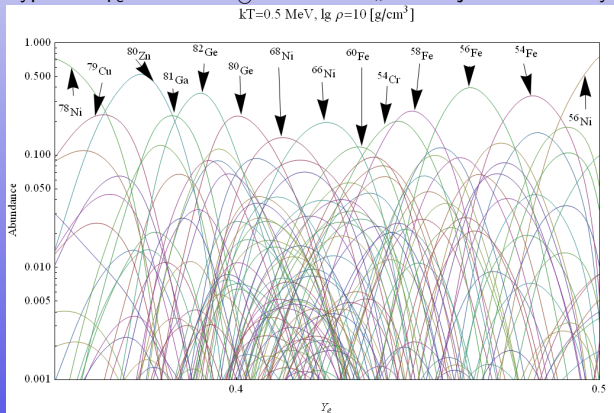
Począwszy od spalania C, energia termiczna sięga istotnego ułamka energii spoczynkowej elektronu $kT > 0.1m_e c^2$. Tworzy się równowagowa koncentracja par $e^+ e^-$, co umożliwia proces:

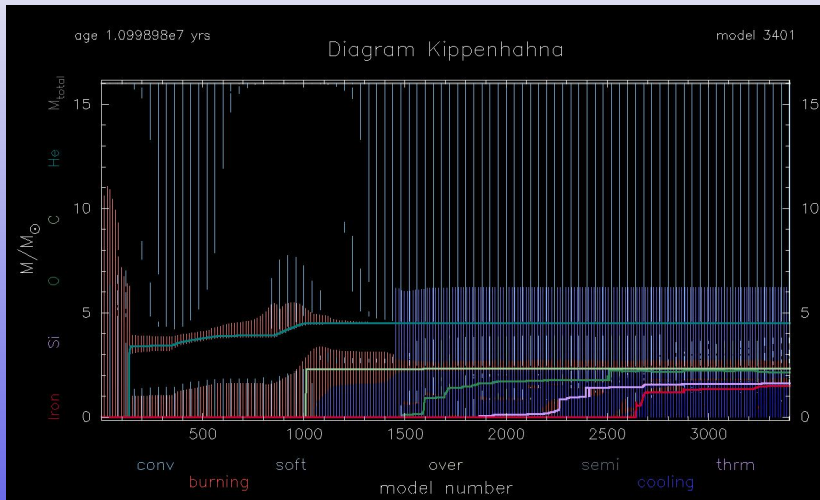


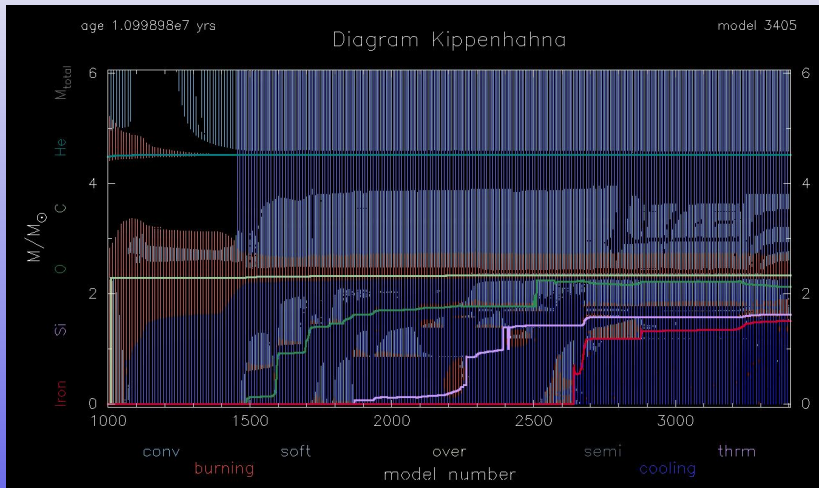
Gorące jądro „Fe” jest obiektem podtrzymywany ciśnieniem zdegenerowanych elektronów o **masie Chandrasekhara**:

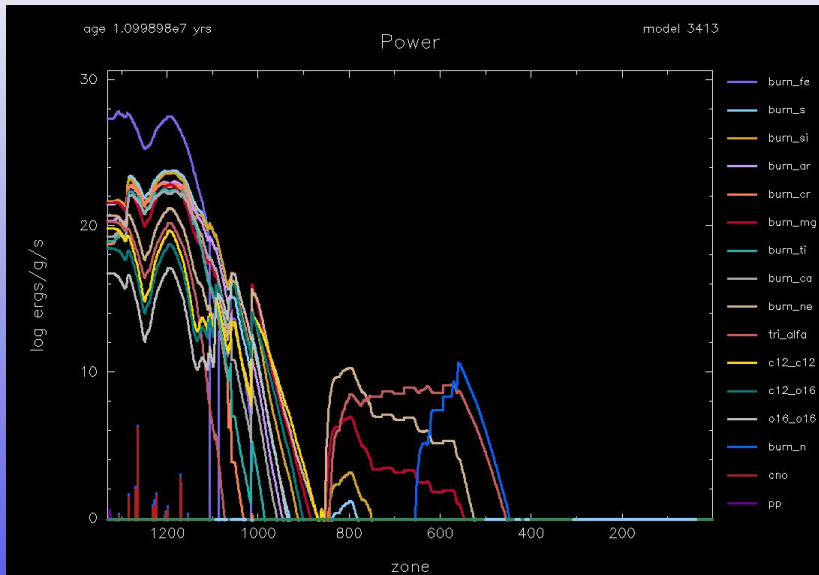
$$M_{Ch} = 1.44 M_{\odot} (2 Y_e)^2 \left[1 + \left(\frac{S_e}{\pi Y_e} \right)^2 \right] \left[1 - \frac{3}{5} \left(\frac{12}{11} \right)^{1/3} \alpha Z^{2/3} + \frac{P_{rad}}{\rho_{mat}} \right]$$

Typowo $M_{Fe} = 1 \dots 2 M_{\odot}$. Określenie „żelazo” jest skrótem myślowym:

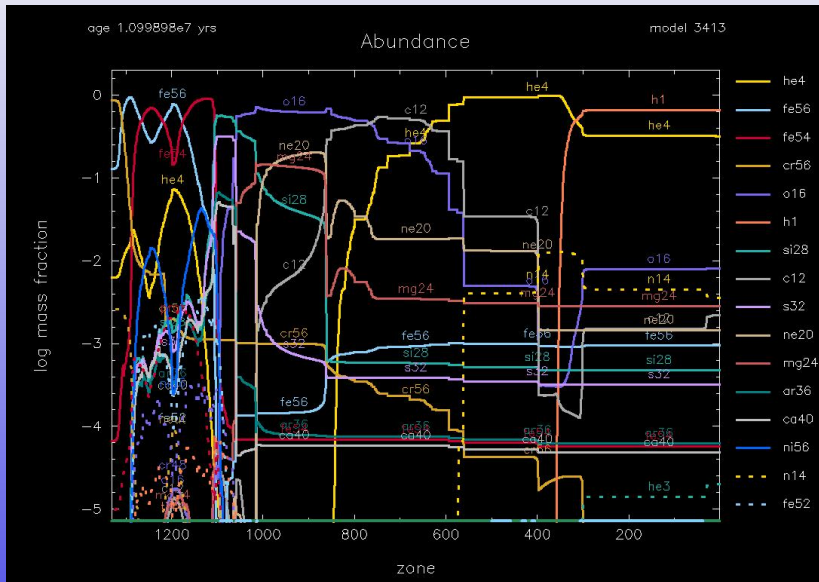








Ewolucja gwiazdy o masie $16 M_{\odot}$

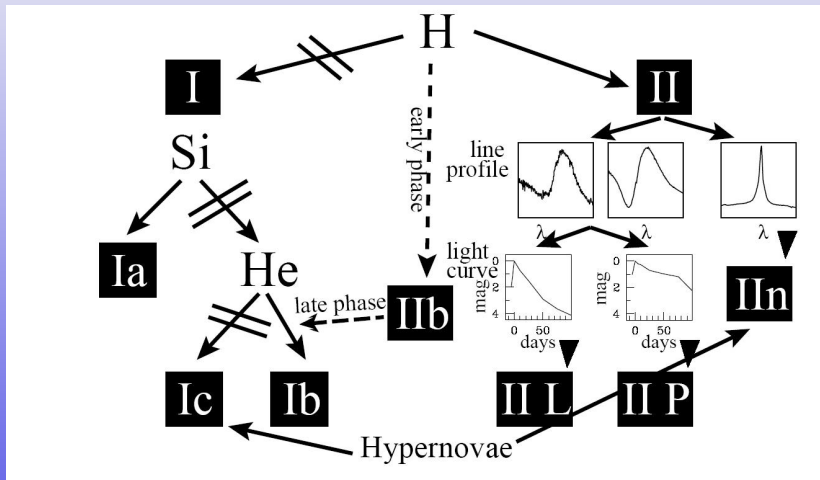


- 1 pojedyncze gwiazdy mało masywne kończą w postaci białego karła o masie $M \lesssim M_{\odot}$
 - składającego się z He dla $M \gtrsim 0.8M_{\odot}$
 - składającego się z mieszaniny C/O dla $0.8M_{\odot} \lesssim M \lesssim 8M_{\odot}$
 - zbudowanego z ONeMg dla $M \sim 8M_{\odot}$
- 2 jądro ONeMg 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}
- 4 gwiazdy najmasywniejsze ($M \gg 32M_{\odot}$) wytwarzają jądra C/O o dużych masach (kilkadziesiąt mas Słońca) — ich los jest niejasny, obserwacje LIGO sugerują kolaps, obserwacje PISN - wybuch termojądrowy

- 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*.

Klasyfikacja astronomiczna i astrofizyczna supernowych

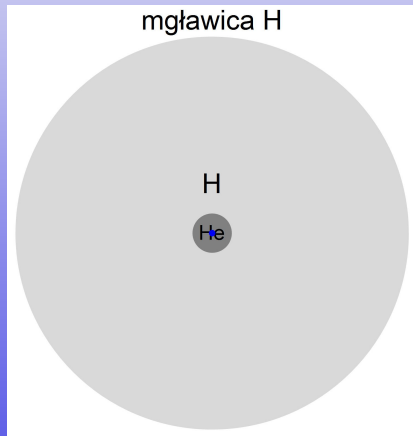
Typ	Ia	Ib → Ic	IIb → II-L(P)
Definicja	Brak linii wodoru		Silne linie wodoru
Występowanie	Wszędzie	Ramiona spiralne, rejony powstawania gwiazd	
Częstość w Galaktyce	30% ~1/200 lat	10% ~1/500 lat	60% ~1/100 lat
Jasność absolutna	-20 ^m skalowalna	-17 ^m ...-18 ^m (-19.5 ^m)	-16 ^m ...-19 ^m (-20 ^m)
Widmo w maksimum	Absorbcja Si II na $\lambda 6355\text{\AA}$	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 zwarta	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	



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

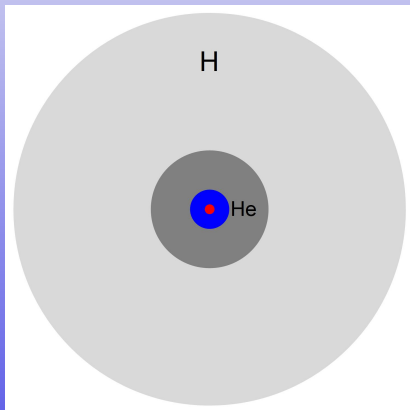
- typ IIn
- typ IIP
- typ IIL
- typ IIb
- typ Ib
- typ Ic



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

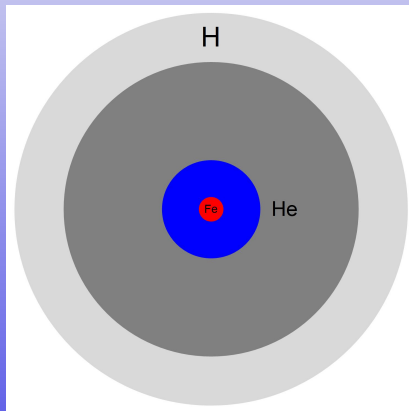
- typ IIn
- **typ IIP**
- typ IIL
- typ IIb
- typ Ib
- typ Ic



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

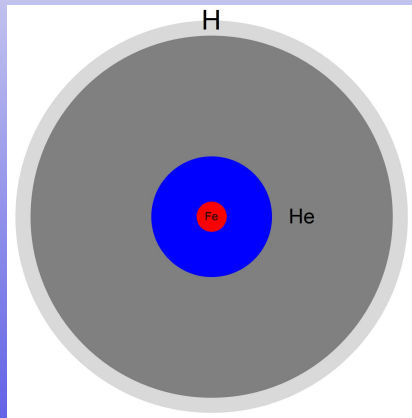
- typ II_n
- typ II_P
- **typ II_L**
- typ II_b
- typ Ib
- typ Ic



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

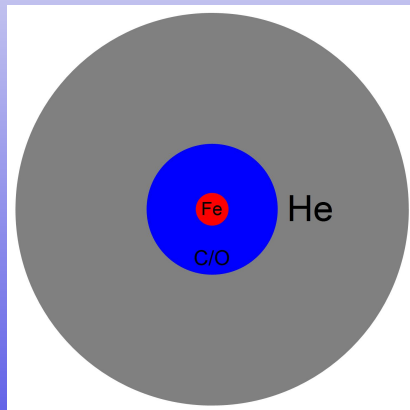
- typ IIa
- typ IIP
- typ IIL
- **typ IIb**
- typ Ib
- typ Ic



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

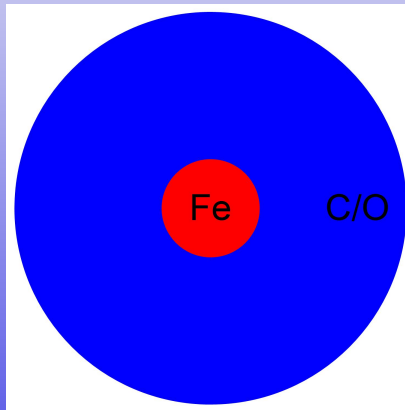
- typ IIa
- typ IIP
- typ IIL
- typ IIb
- typ Ib
- typ Ic



Pozornie skomplikowany schemat klasyfikacyjny można uporządkować zakładając, że:

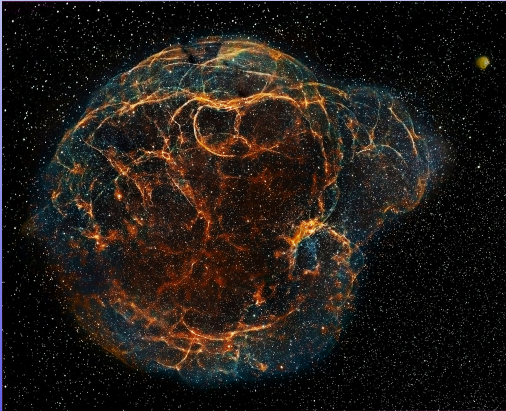
- w centrum gwiazdy dochodzi do punktowej eksplozji wydzielającej dużą energię
- to co zobaczymy na niebie zależy przede wszystkim od struktury gwiazdy w obszarze bliskim jej powierzchni

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



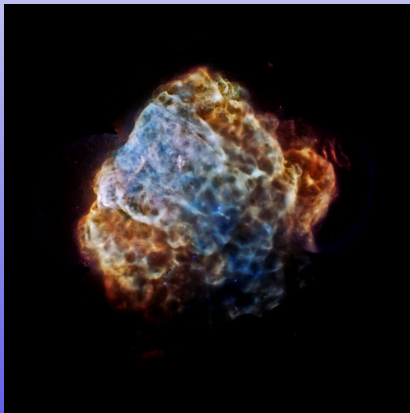
Podstawowe typy pozostałości po supernowych:

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



Podstawowe typy pozostałości po supernowych:

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



Podstawowe typy pozostałości po supernowych:

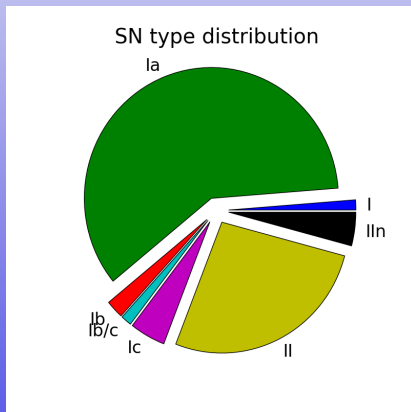
- sferyczna (ang. shell)
- asymetryczna
- plerion (mgławica pulsarowa)

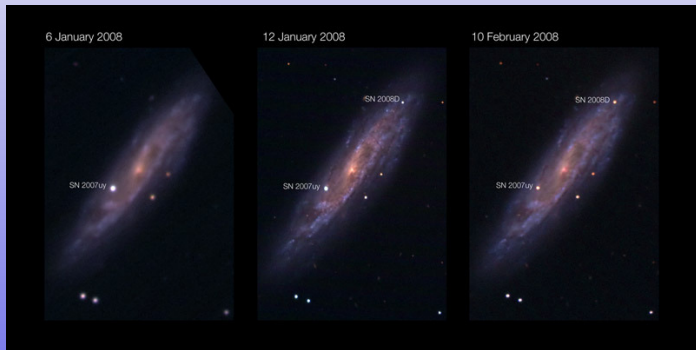


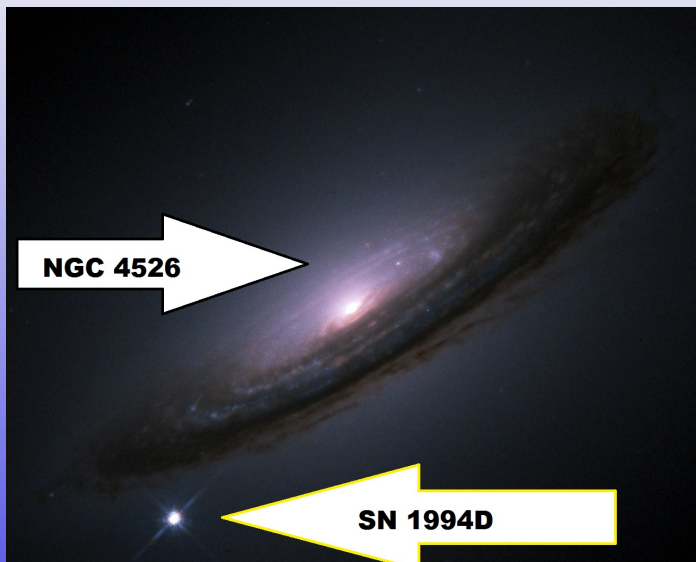
Częstość występowania supernowych

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 !







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)

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

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

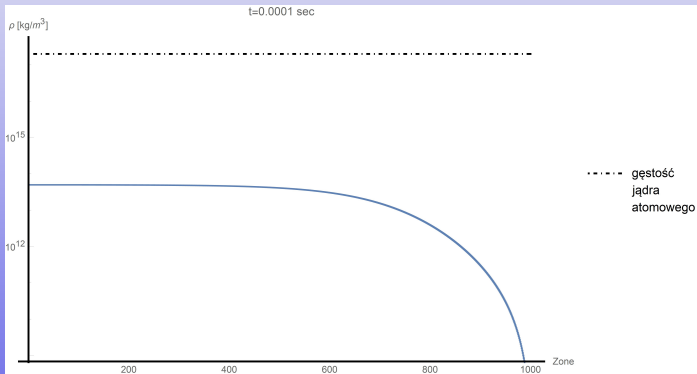
1 foe = 10^{51} erg (fifty-one-ergs) = 1 B (Bethe)

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

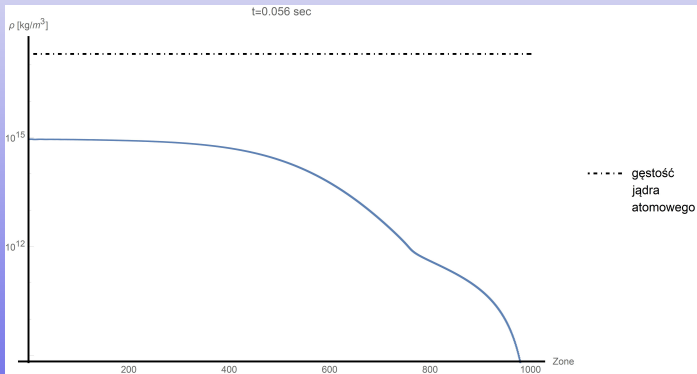
$$\tau \simeq \frac{1}{\sqrt{G\bar{\rho}}} = 0.5\text{s}$$

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

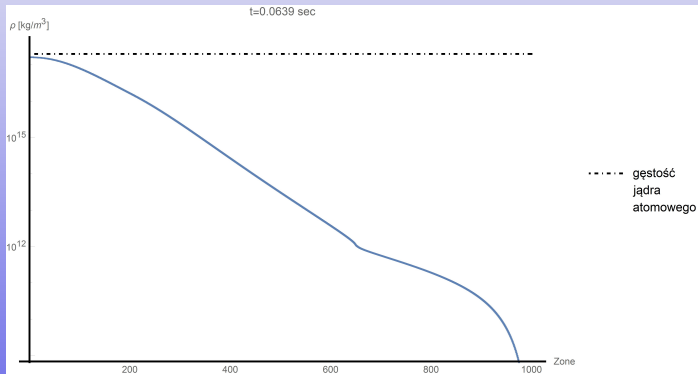
Przebieg kolapsu: obliczenia wykonane programem GR1D



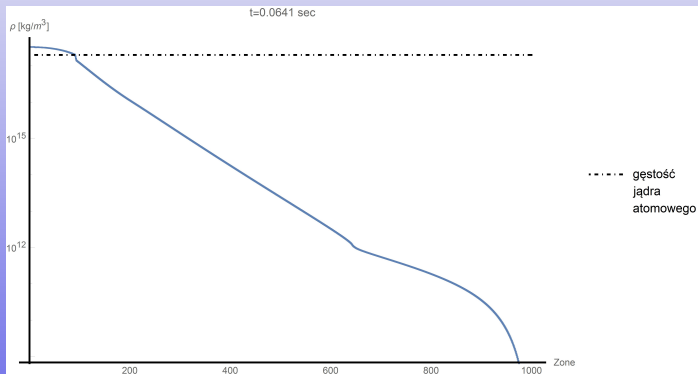
Przebieg kolapsu: obliczenia wykonane programem GR1D



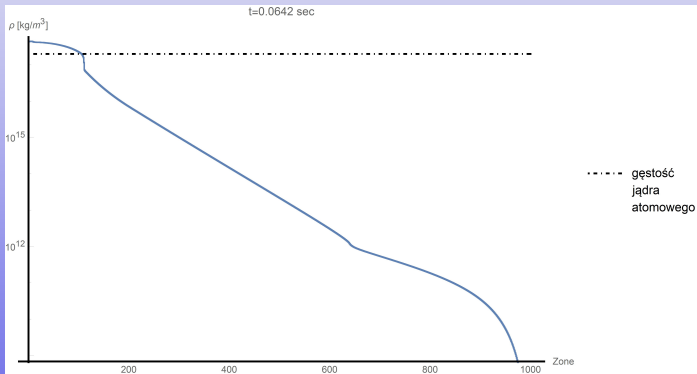
Przebieg kolapsu: obliczenia wykonane programem GR1D



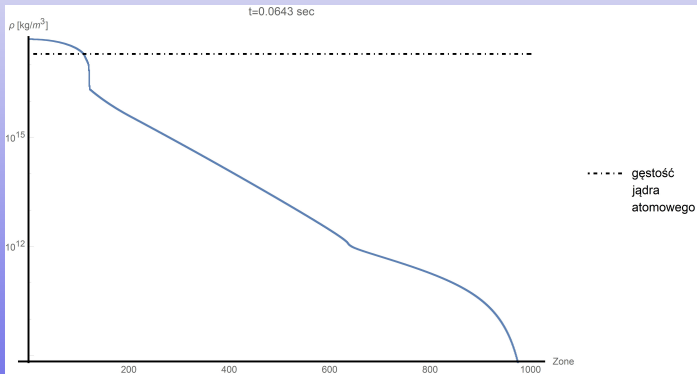
Przebieg kolapsu: obliczenia wykonane programem GR1D



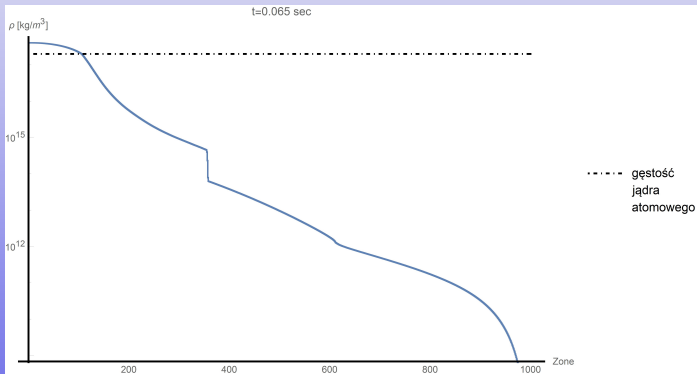
Przebieg kolapsu: obliczenia wykonane programem GR1D



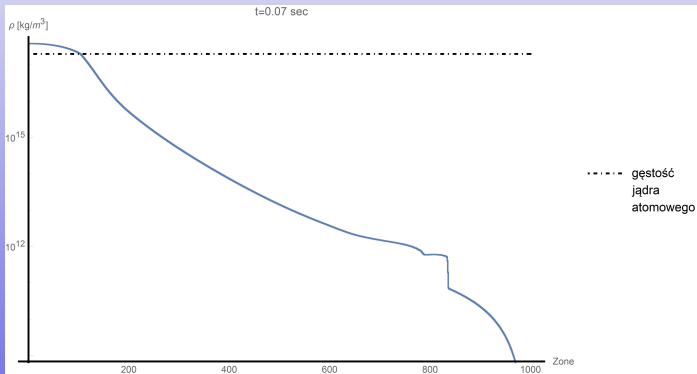
Przebieg kolapsu: obliczenia wykonane programem GR1D

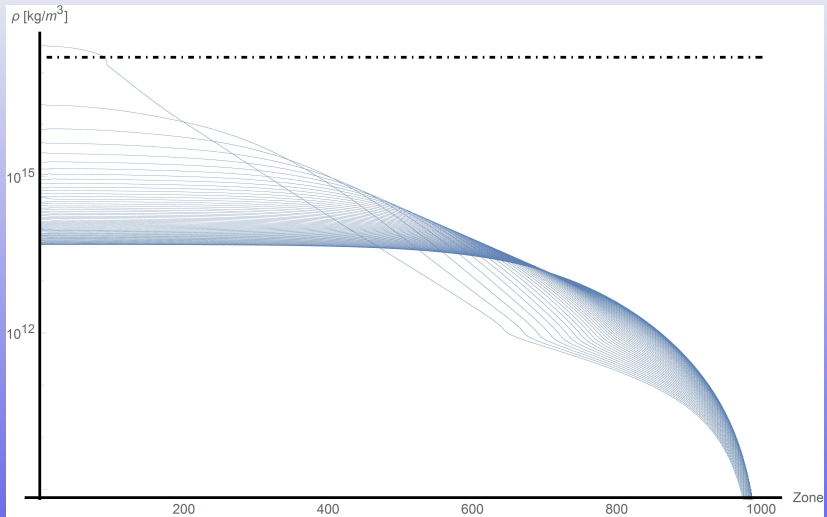


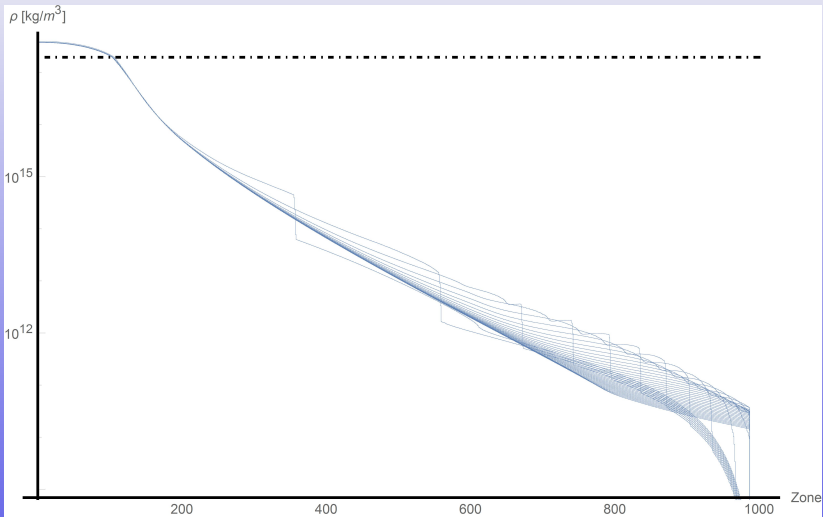
Przebieg kolapsu: obliczenia wykonane programem GR1D



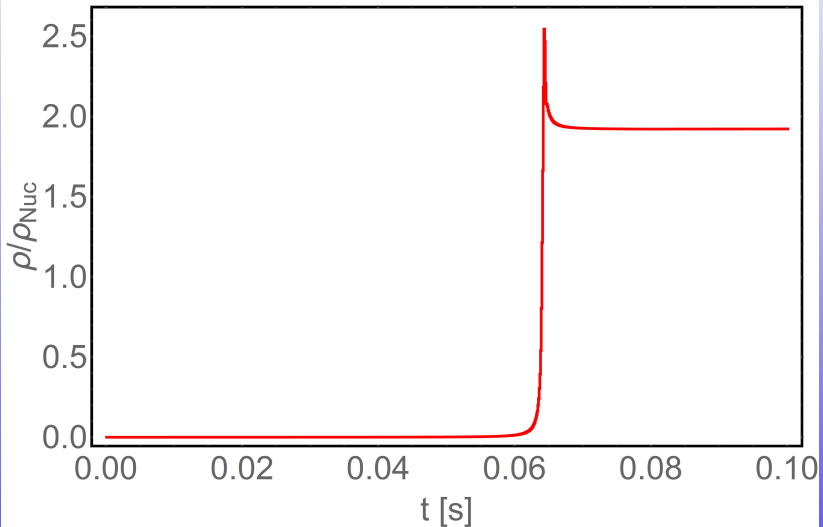
Przebieg kolapsu: obliczenia wykonane programem GR1D

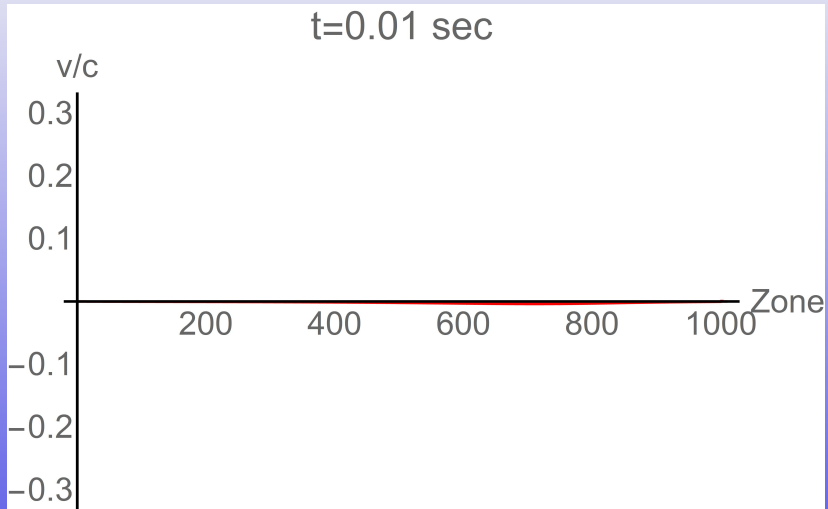


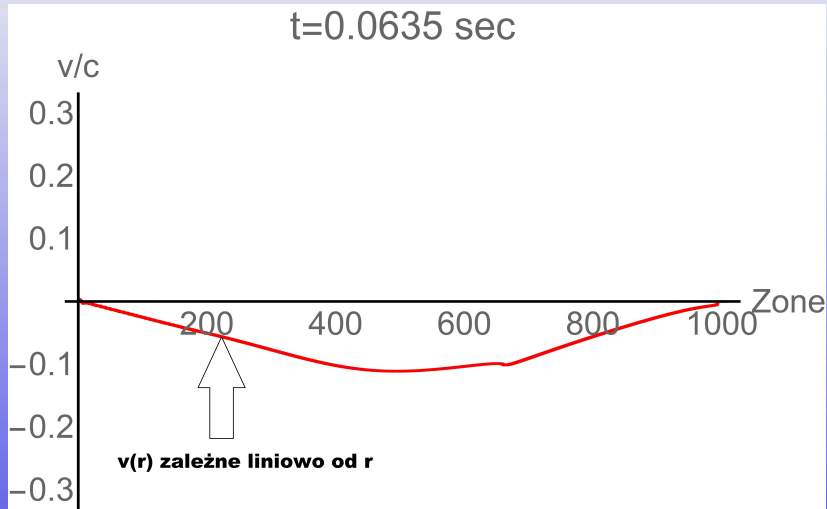


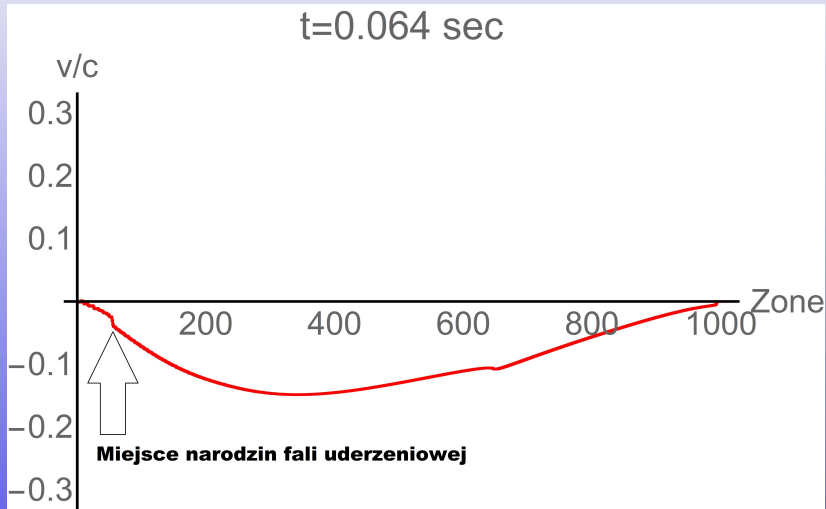


Core bounce

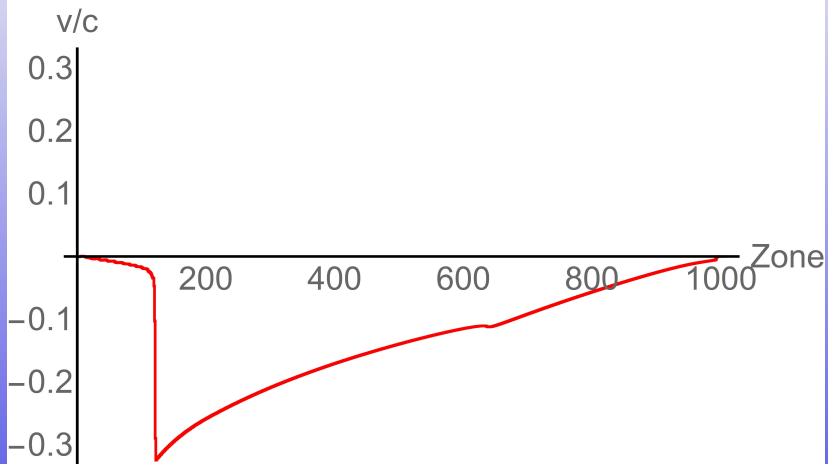




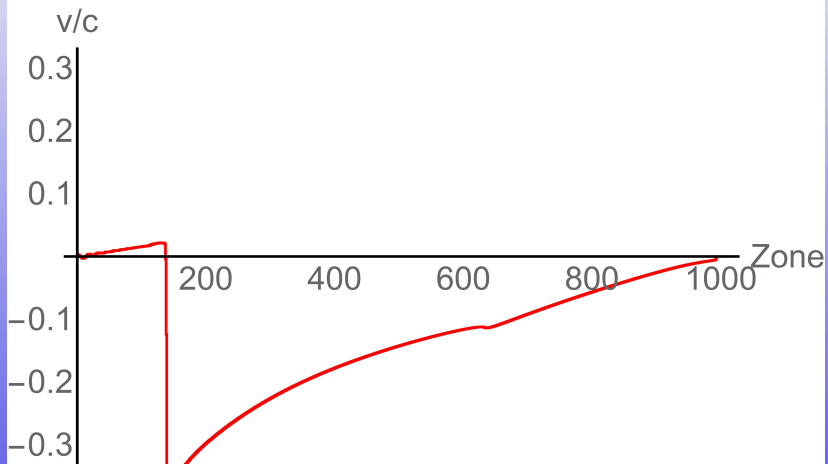


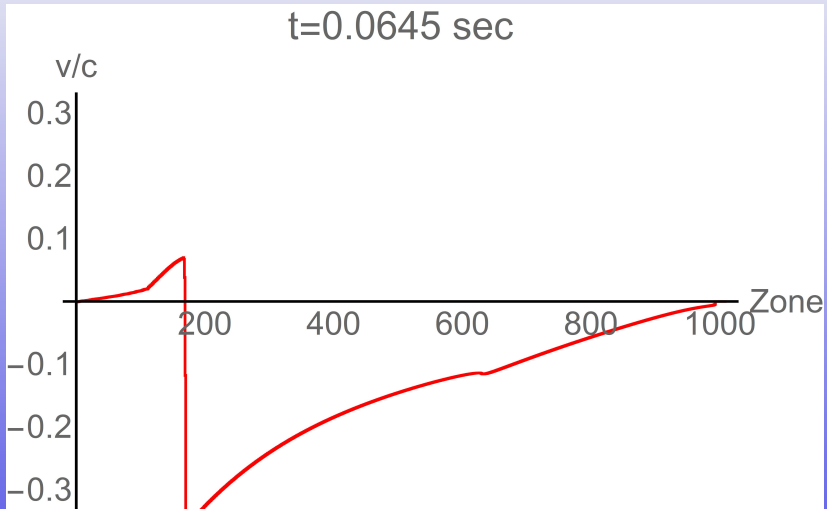


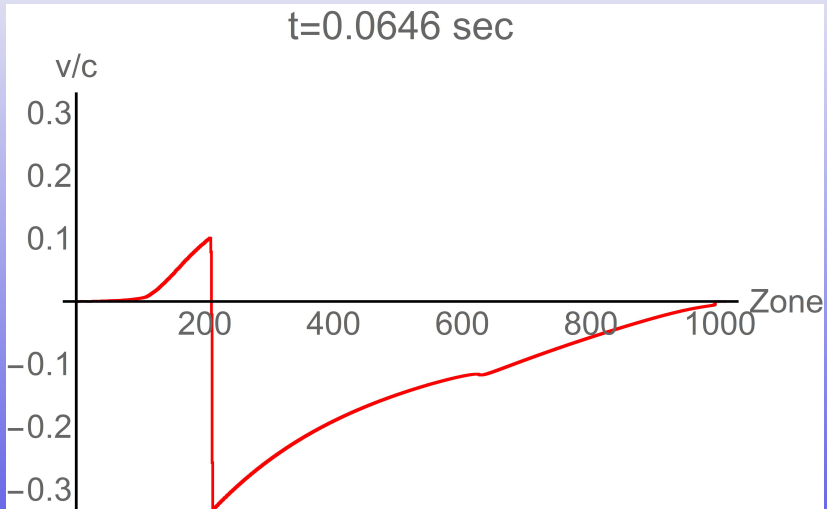
$t=0.0643$ sec

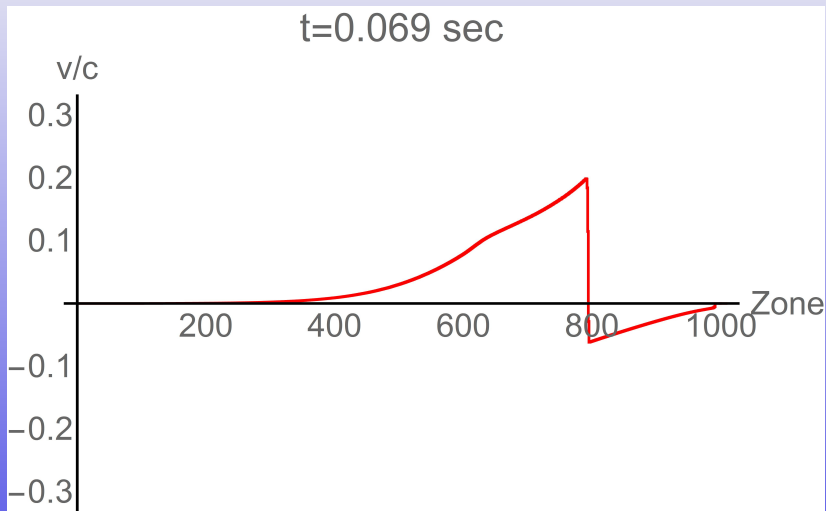


$t=0.0644$ sec







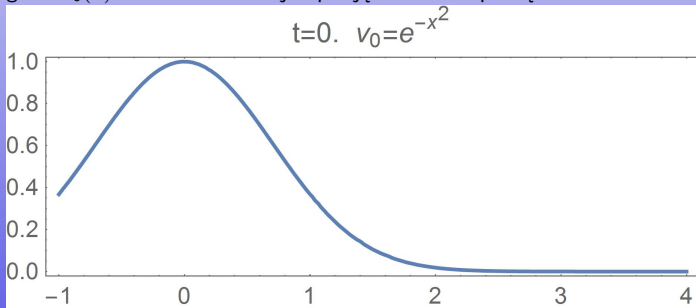


$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = 0, \quad v = v(x, t)$$

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

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

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



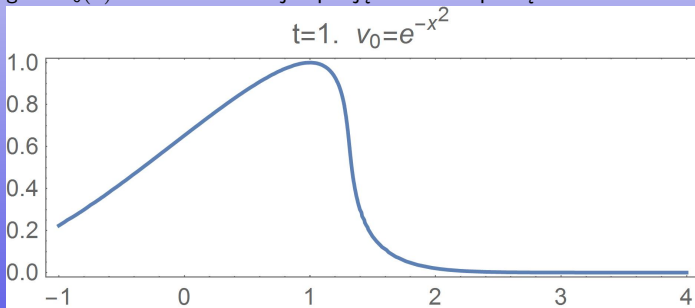
Równanie Burgersa

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

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

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

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



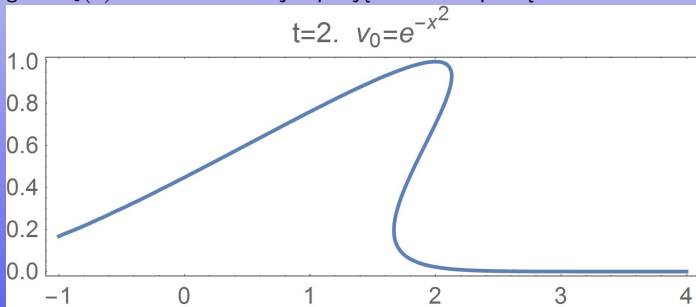
Równanie Burgersa

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

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

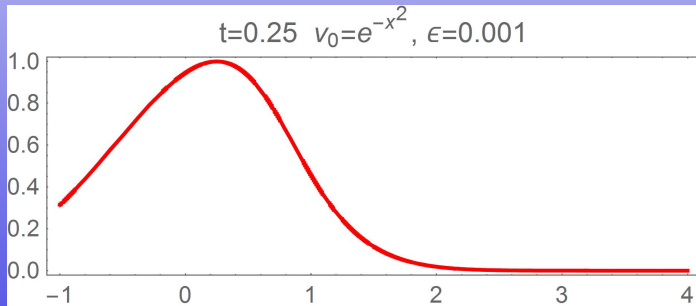
$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = \epsilon \frac{\partial^2 v}{\partial x^2}, \quad v = v(x, t), \quad \epsilon \rightarrow 0$$

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

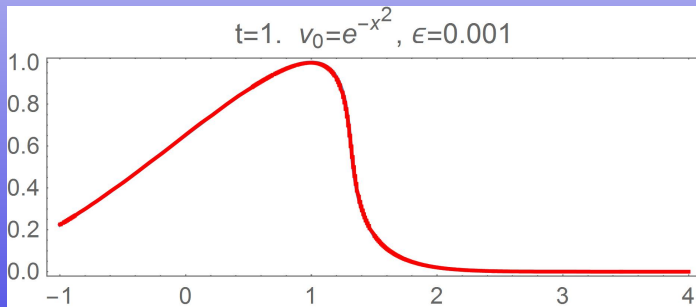
$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = \epsilon \frac{\partial^2 v}{\partial x^2}, \quad v = v(x, t), \quad \epsilon \rightarrow 0$$

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

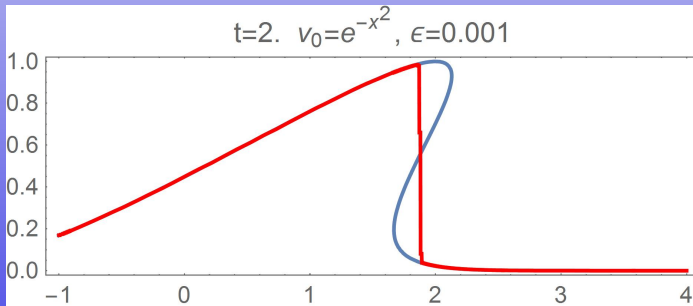
$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = \epsilon \frac{\partial^2 v}{\partial x^2}, \quad v = v(x, t), \quad \epsilon \rightarrow 0$$

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

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



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

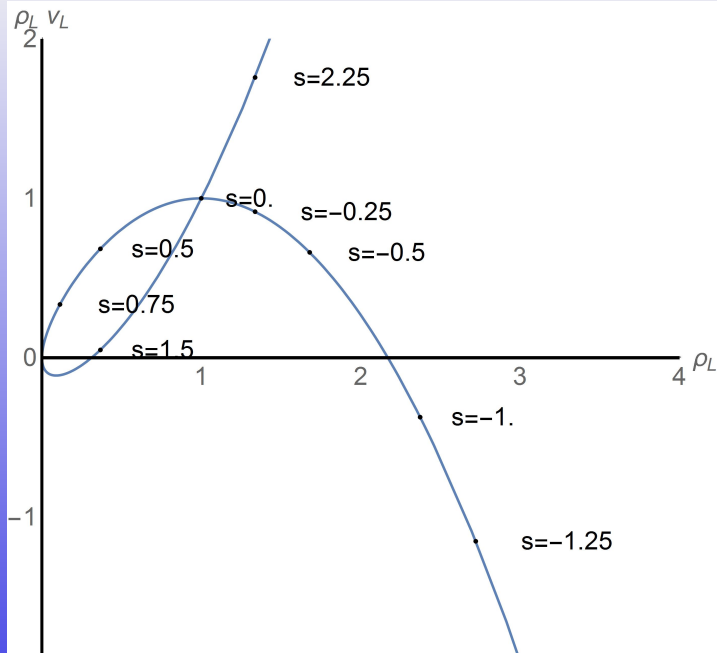
$$\begin{cases} \frac{\partial \rho v}{\partial t} + \frac{\partial \rho v^2 + P}{\partial x} = 0 & \text{zachowanie pędu} \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho v}{\partial x} = 0 & \text{zachowanie masy} \end{cases}$$

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)

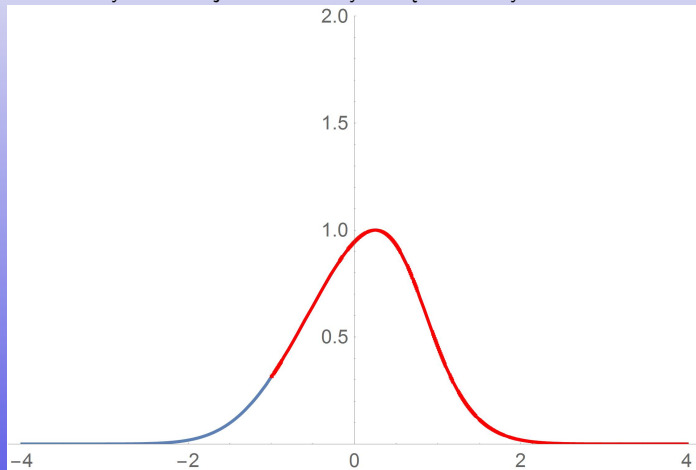


Co się stanie, gdy wartości po lewej i prawej stronie nieciągłości **nie spełniają** warunków Rankine'a-Hugoniota? Odpowiedź to rozwiązanie *problemu Riemanna*, które jest kombinacją:

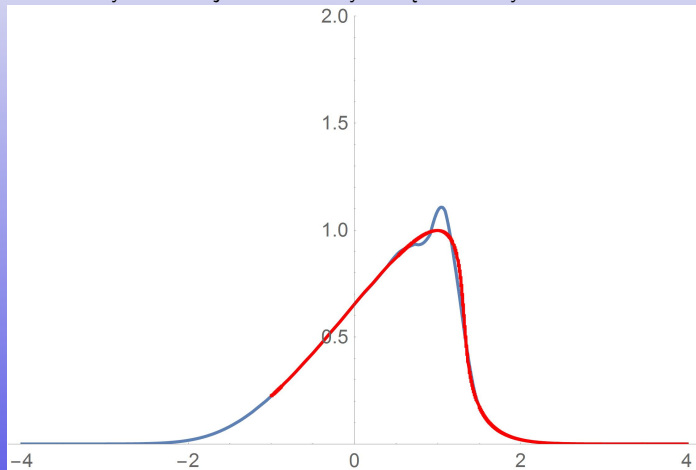
- fal uderzeniowych (ang. shock)
- samopodobnych fal rozrzedzenia (ang. rarefaction)
- nieciągłości kontaktowych

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

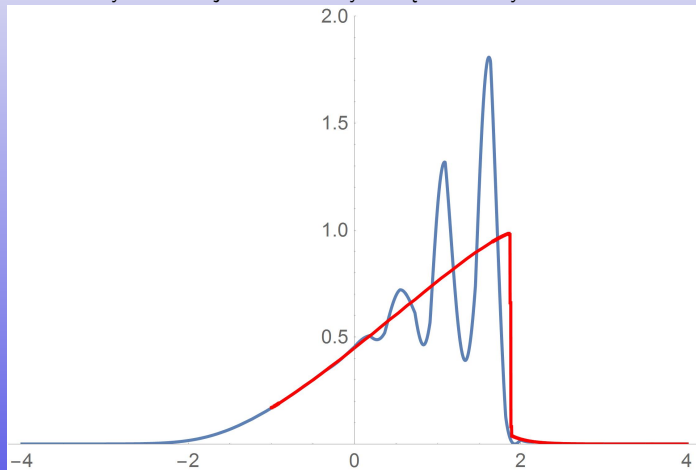
Zastosowanie naiwnych metod typu różnic skończonych w problemach z falami uderzeniowymi skutkuje katastrofalnymi błędami. Przykład z **NDSolve**:



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



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]

Failed supernova

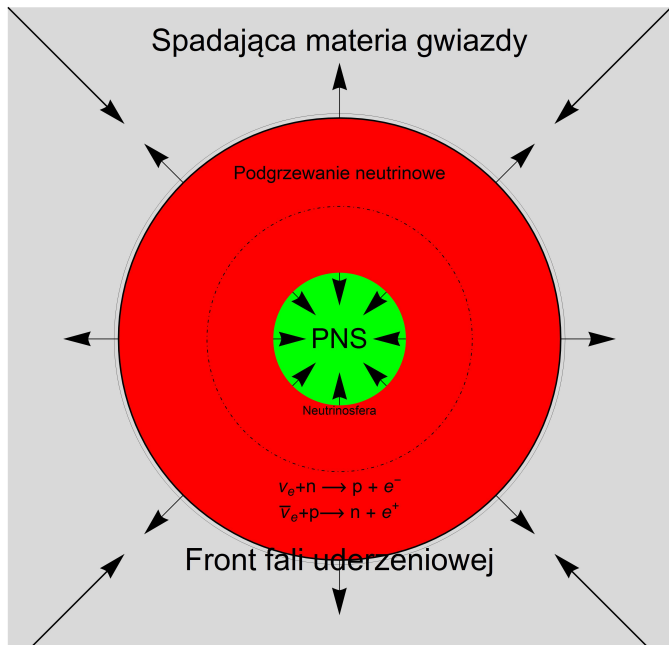
- 1 wytworzona podczas kolapsu fala uderzeniowa porusza się „pod prąd” spadającej do środka materii
- 2 aby doszło do eksplozji jej prędkość musi być większa niż prędkość spadającej materii
- 3 w rzeczywistości front fali efektywnie zatrzymuje się w miejscu
- 4 energia (skok) fali uderzeniowej tracona 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

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

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

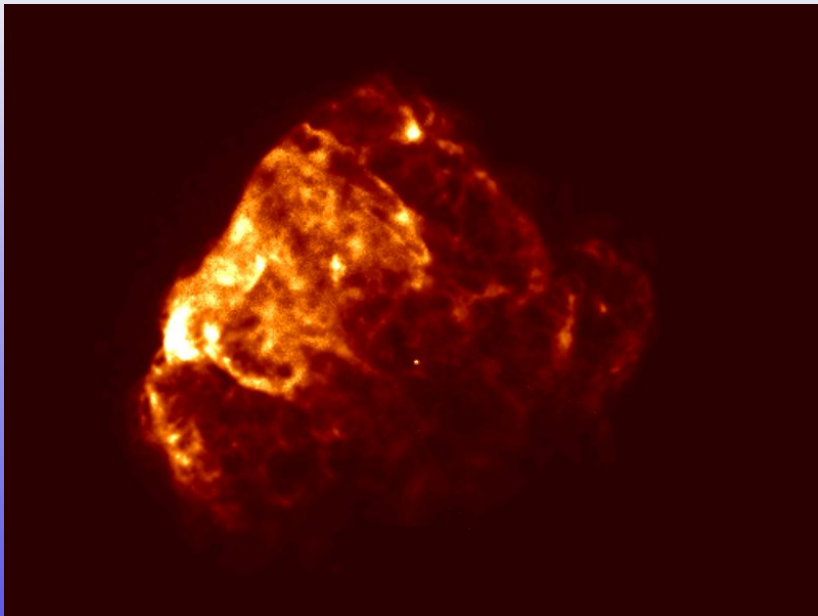
Powierzchnię z której emitowane są neutrina nazywamy *neutrinosferą*. Istnieją trzy neutrinosfery, dla ν_e , ν_μ oraz ν_τ .



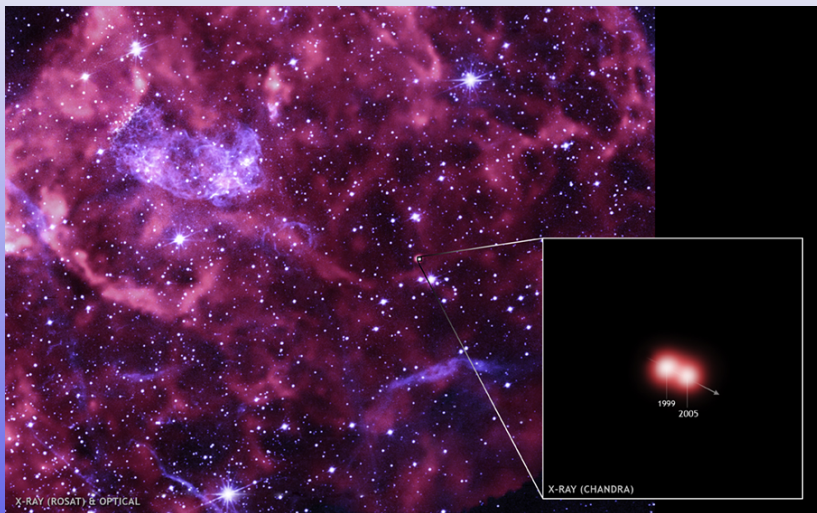
Podstawową techniką zwiększenia energii eksplozji sterowanej neutronowo jest zwiększenie czasu napromieniowania materii neutronami poprzez intensywne mieszanie materii za frontem fali uderzeniowej.

- 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 niefizycznych niestabilności (SASI, odwrócona kaskada turbulentna, bardzo silne mody drgań o małym L)
- przykład symulacji 3D w modelu „light bulb” animacje: [entropia], [prędkość radialna]

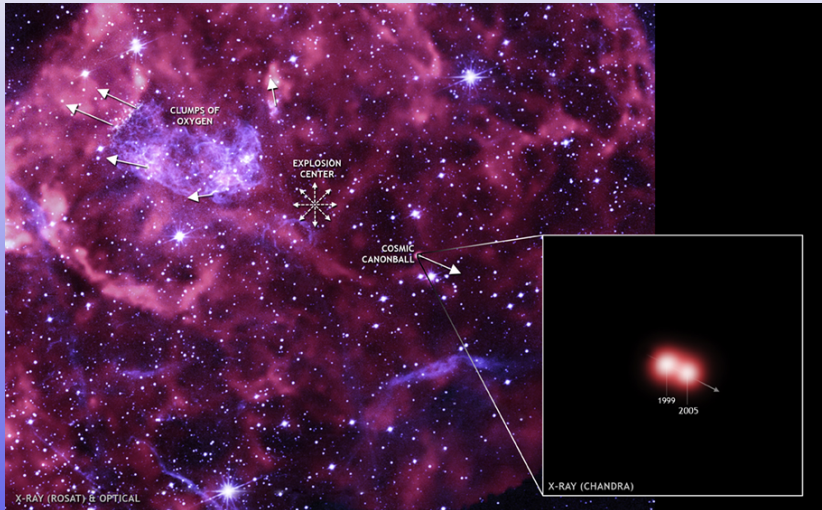
- mechanizm wybuchu operuje na skali czasowej kilku sekund
- dotarcie fali uderzeniowej do powierzchni zajmuje godziny [YouTube]
- osiągnięcie maksimum blasku następuje po kilku - kilkunastu dniach
- supernowa zanika na skali czasowej kilku lat
- przejście do fazy mgławicowej i pozostałości po supernowej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



Asymetria eksplozji i wyrzuty gwiazd neutronowych

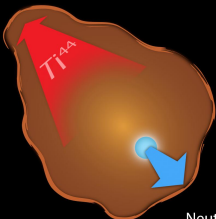


Asymetria eksplozji i wyrzuty gwiazd neutronowych

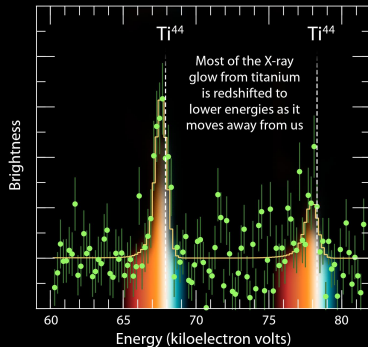


NuSTAR Sees Titanium Glow in Supernova 1987A

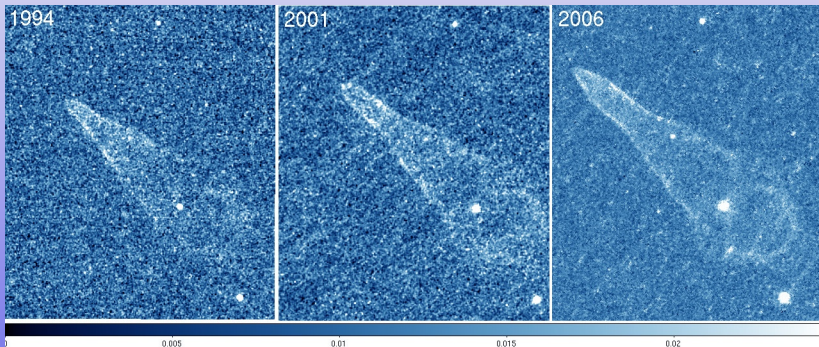
Asymmetric cloud of supernova debris
mostly thrown away from us



Neutron star
(not seen) kicked toward us



Asymetria eksplozji i wyrzuty gwiazd neutronowych



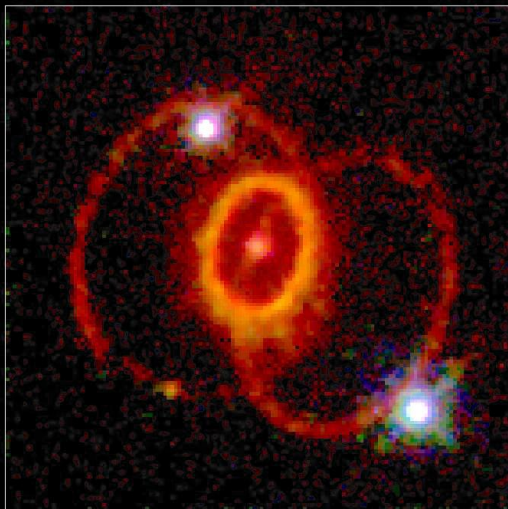
Mechanizm wyrzutu z prędkościami do $v_{NS} = 2000$ km/s.

- 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)

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

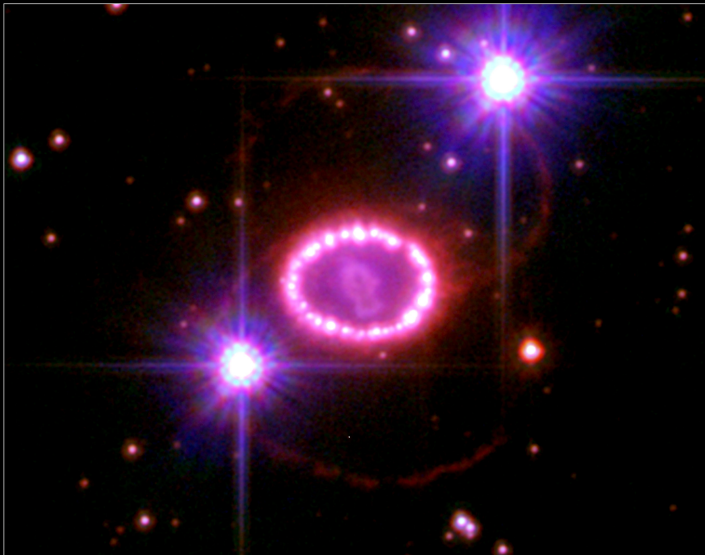
dla $E_{SN} = 3 \times 10^{53}$ erg.

Supernova 1987A Rings



Hubble Space Telescope
Wide Field Planetary Camera 2





Supernova 1987A • December 6, 2006
Hubble Space Telescope • Advanced Camera for Surveys

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:

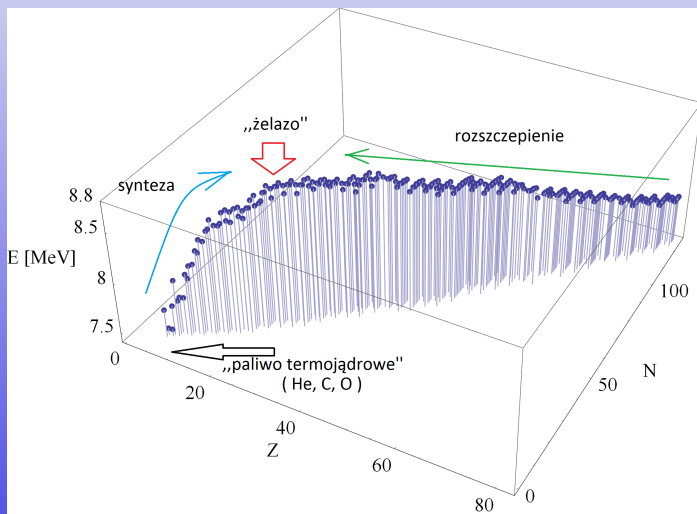
- powstaniem czarnej dziury w centrum
- bardzo szybką rotacją
- polami magnetycznymi
- asymetrią eksplozji obserwowanej pod uprzywilejowanym kątem
- produkcją jet-ów

Teoria supernowych termojądrowych (ang. thermonuclear supernova)

Czym jest supernowa termojądrowa ?

Upraszczając, SN Ia to po prostu gigantyczna bomba termojądrowa. Aby doszło do wybuchu potrzebujemy:

- 1 materiał wybuchowy w ilości rzędu $1 M_{\odot}$
- 2 zapalnik, działający z opóźnieniem wielu miliardów lat



Supernowe termojądrowe (typ Ia) są odmiennym od implozyjnych zjawiskiem astrofizycznym, przy ich modelowaniu nie natrafiono na fundamentalne trudności. Jednak z powodu zastosowania w kosmologii jako indykatorów odległości, od teorii oczekujemy konkretnych i precyzyjnych informacji.

Pytanie I: co wybucha jako SN typu Ia?

- 1 akreujący biały karzeł w układzie podwójnym ze zwykłą gwiazdą (mechanizm opóźniający: akrecja)
- 2 układ podwójny **dwóch** białych karłów (mechanizm opóźniający: fale grawitacyjne)
- 3 pojedynczy, np: szybko rotujący, biały karzeł lub samozapłon w wyniku niestandardowych procesów fizycznych (mechanizm opóźniający: spowolnienie obrotu, małe prawdopodobieństwo)

Pytanie II: w jaki sposób przebiega wybuch?

- 1 deflagracja (płomień termojądrowy)
- 2 detonacja (zapłon na froncie fali uderzeniowej)

Kluczowe fakty wynikające z teorii ewolucji gwiazd pojedynczych

- w układzie podwójnym, bardziej masywny składnik ewoluuje szybciej
- w związku z powyższym, pierwszy staje się czerwonym olbrzymem i wypełnia powierzchnię Roche'a
- dochodzi do transferu masy, zmian orbity i zmian w rozmiarze strefy Roche'a

Gromadzenie się wodoru na powierzchni białego karła na ogół prowadzi do kwazi-okresowych eksplozji, które obserwujemy jako *gwiazdy nowe*. W wyniku tego, biały karzeł może zyskiwać na masie na masie, co może doprowadzić do osiągnięcia *masy zapłonu*. Masa ta jest na ogół **różna** od masy Chandrasekhara. Dla białych karłów He jest niska ($M=0.7M_{\odot}$), a dla białego karła C/O:

$$M_{CO} = 1.38M_{\odot} < M_{Ch} = 1.45M_{\odot}$$

\diamond	$M_{\text{ZAMS}} [M_{\odot}]$	$M_{\text{WD}} [M_{\odot}]$	$M_{\text{expl}} [M_{\odot}]$	M_{Ch}
He	0.08 ... 2.25	0.45	0.7	1.440
C+O	2.25 ... 10	0.6 ... 1.2	1.39	1.412
O+Ne+Mg	8 ... 11.5	1.15 ... 1.3	1.39	1.405

- dla białych karłów He oraz C/O zapłon zachodzi dla masy bezpiecznie niższej od M_{Ch}
- w przypadku ONeMg sprawa jest dyskusyjna (kolaps czy wybuch?)

Przez ~ 1000 lat przed wybuchem w centrum materia „tli się” (ang: smouldering, simmering), chłodzona neutrinowym rozpadem plazmonu i konwekcją. W momencie gdy tempo produkcji energii staje się zbyt duże pojawia się powierzchnia nieciągłości: **płomień termojądrowy** (ang. *thermonuclear flame*).

Aby dopasować produkcję pierwiastków do obserwacji wykonano serię obliczeń z różnymi prędkościami spalania v_s . Najlepszy okazał się model W7 Nomoto dla którego:

$$v_s \simeq 0.3c_s$$

gdzie c_s to prędkość dźwięku. Fizyka/chemia zna dwa mechanizmy spalania:

- deflagracja, $v_s \ll c_s$
- detonacja, $v_s \simeq c_s$

W obu przypadkach mamy do czynienia z przemieszczającą się powierzchnią nieciągłości. Różnica polega na produkcji dodatkowej energii za frontem.

Deflagracja

- płomień rozchodzący się poprzez przewodnictwo ciepłe
- prędkość na poziomie $v_s \simeq 0.01c_s$
- gaz rozpręża się w trakcie palenia
- spalanie częściowe
- produkowane wszystkie pierwiastki pomiędzy C/O a Fe

Detonacja

- zapłon na froncie fali uderzeniowej
- naddźwiękowa prędkość czoła fali
 $v_s \geq c_s$
- materia „nie wie”, że zbliża się fala detonacyjna
- spalanie całkowite
- produkowane głównie Fe

Deflagracja

- płomień rozchodzący się poprzez przewodnictwo ciepłe
- prędkość na poziomie $v_s \simeq 0.01c_s$
- gaz rozpręża się w trakcie palenia
- spalanie częściowe
- produkowane wszystkie pierwiastki pomiędzy C/O a Fe

Detonacja

- zapłon na froncie fali uderzeniowej
- naddźwiękowa prędkość czoła fali
 $v_s \geq c_s$
- materia „nie wie”, że zbliża się fala detonacyjna
- spalanie całkowite
- produkowane głównie Fe

Deflagracja

- płomień rozchodzący się poprzez przewodnictwo ciepłe
- prędkość na poziomie $v_s \simeq 0.01c_s$
- gaz rozpręża się w trakcie palenia
- spalanie częściowe
- produkowane wszystkie pierwiastki pomiędzy C/O a Fe

Detonacja

- zapłon na froncie fali uderzeniowej
- naddźwiękowa prędkość czoła fali
 $v_s \geq c_s$
- materia „nie wie”, że zbliża się fala detonacyjna
- spalanie całkowite
- produkowane głównie Fe

Deflagracja

- płomień rozchodzący się poprzez przewodnictwo ciepłe
- prędkość na poziomie $v_s \simeq 0.01c_s$
- gaz rozpręża się w trakcie palenia
- spalanie częściowe
- produkowane wszystkie pierwiastki pomiędzy C/O a Fe

Detonacja

- zapłon na froncie fali uderzeniowej
- naddźwiękowa prędkość czoła fali
 $v_s \geq c_s$
- materia „nie wie”, że zbliża się fala detonacyjna
- spalanie całkowite
- produkowane głównie Fe

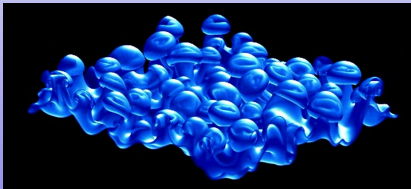
Deflagracja

- płomień rozchodzący się poprzez przewodnictwo cieplne
- prędkość na poziomie $v_s \simeq 0.01c_s$
- gaz rozpręża się w trakcie palenia
- spalanie częściowe
- produkowane wszystkie pierwiastki pomiędzy C/O a Fe

Detonacja

- zapłon na froncie fali uderzeniowej
- naddźwiękowa prędkość czoła fali
 $v_s \geq c_s$
- materia „nie wie”, że zbliża się fala detonacyjna
- spalanie całkowite
- produkowane głównie Fe

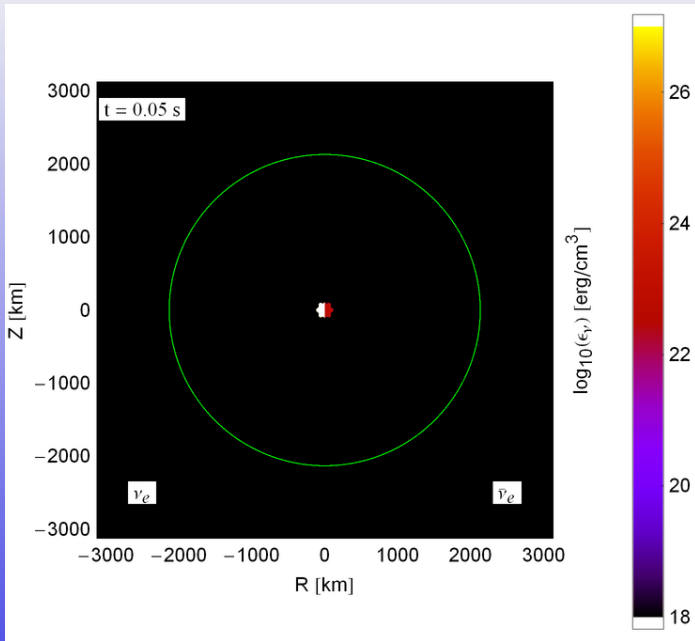
- zwiększenie efektywności spalania przez pofałdowanie płomienia [YouTube]



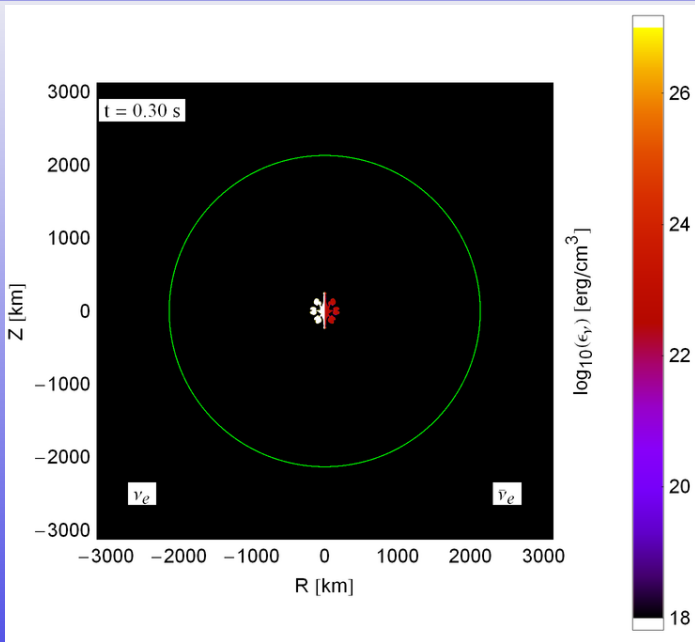
[YouTube]

- zwiększenie liczby punktów zapłonu
- przejście spalania w detonację

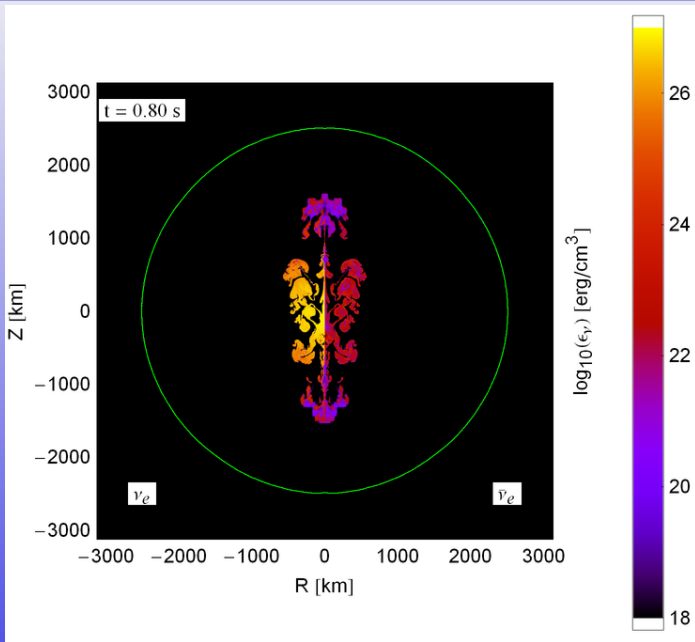
Przykład modelu deflagracji



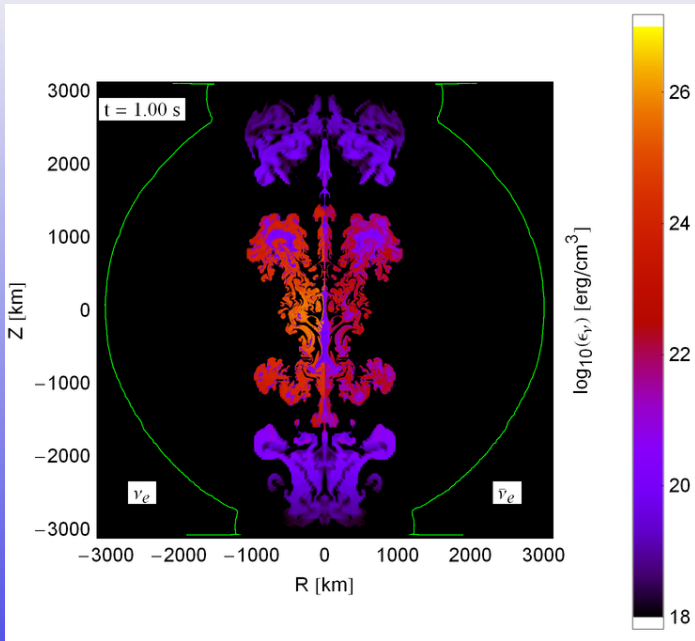
Przykład modelu deflagracji



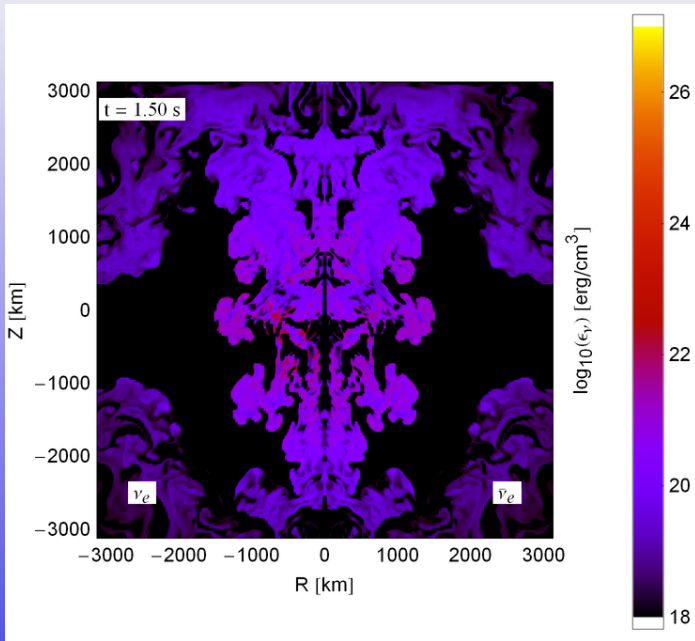
Przykład modelu deflagracji



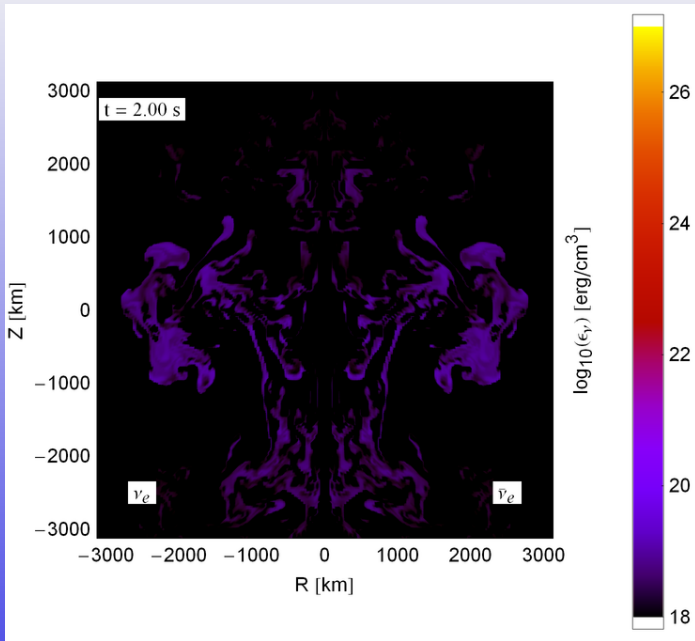
Przykład modelu deflacji



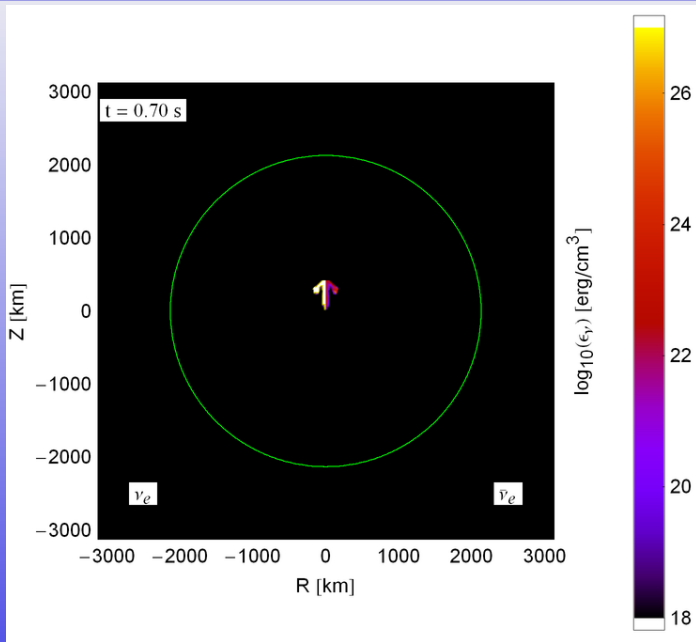
Przykład modelu deflagracji



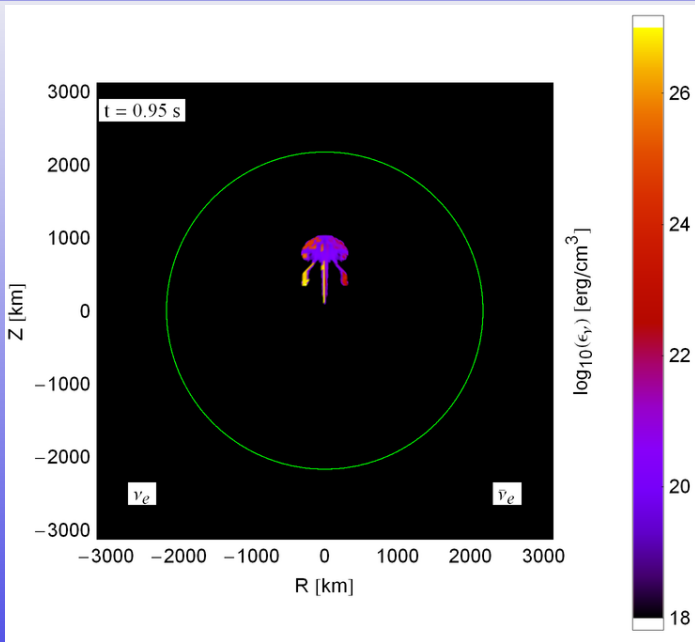
Przykład modelu deflacji



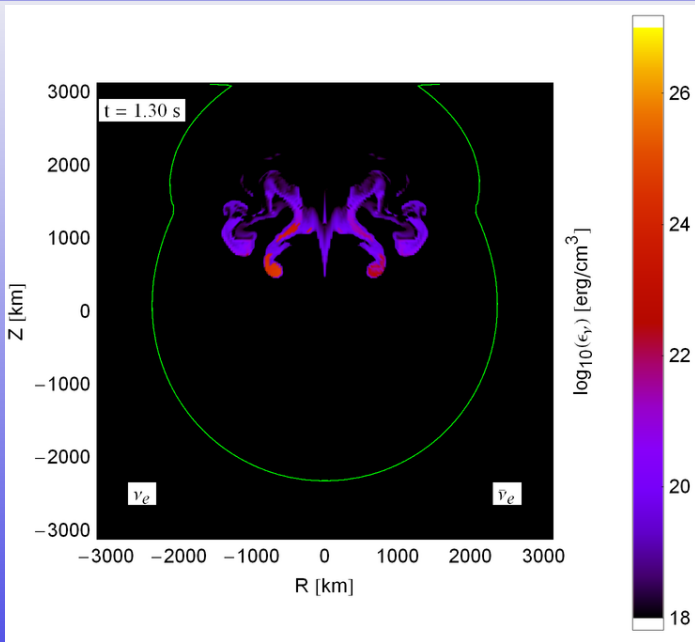
Przykład modelu z opóźnioną detonacją



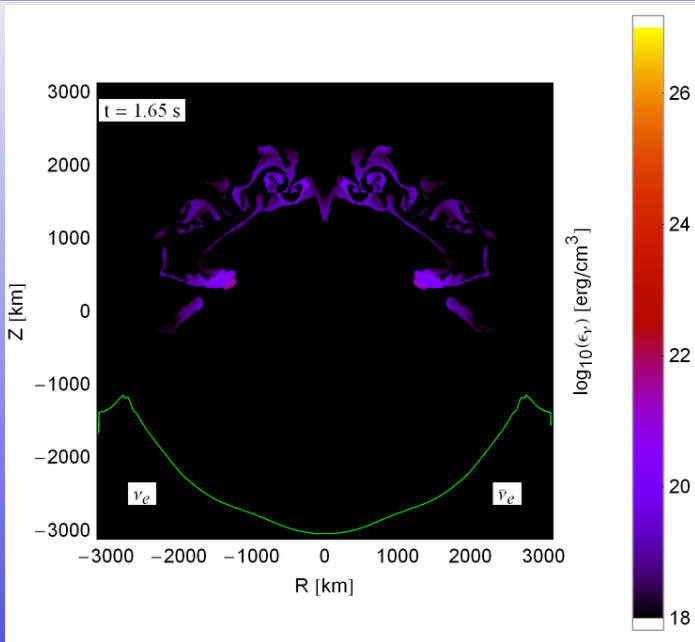
Przykład modelu z opóźnioną detonacją



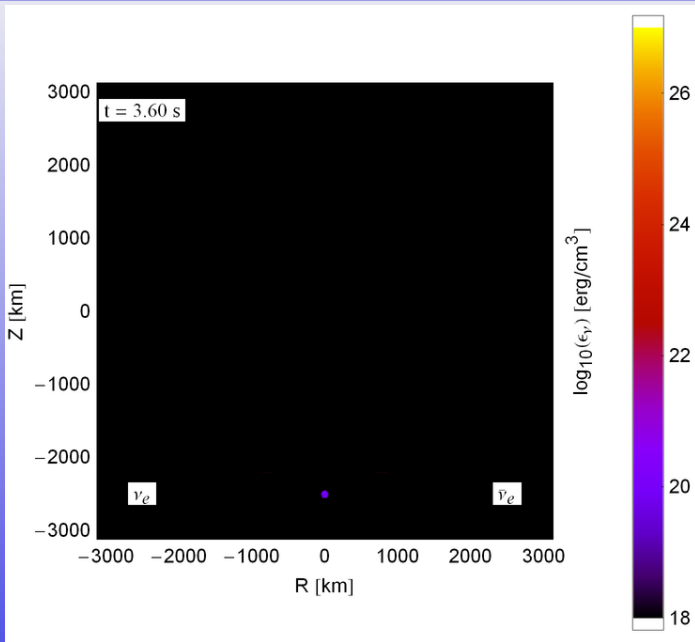
Przykład modelu z opóźnioną detonacją



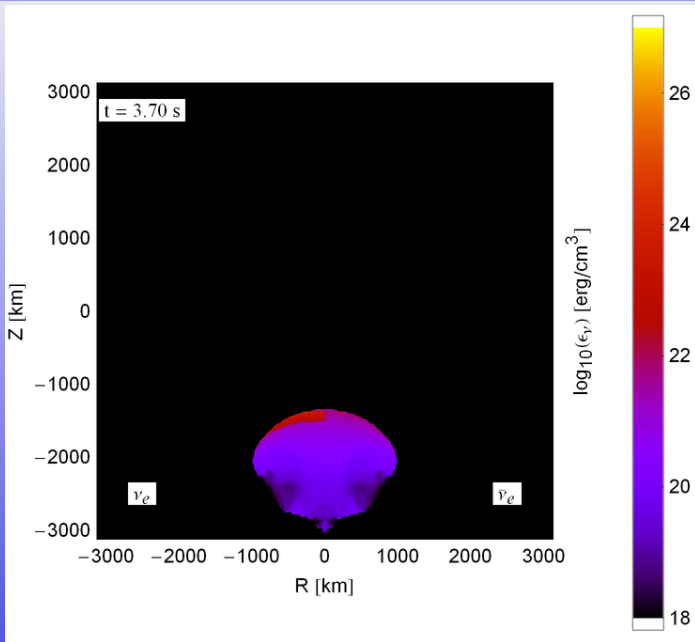
Przykład modelu z opóźnioną detonacją



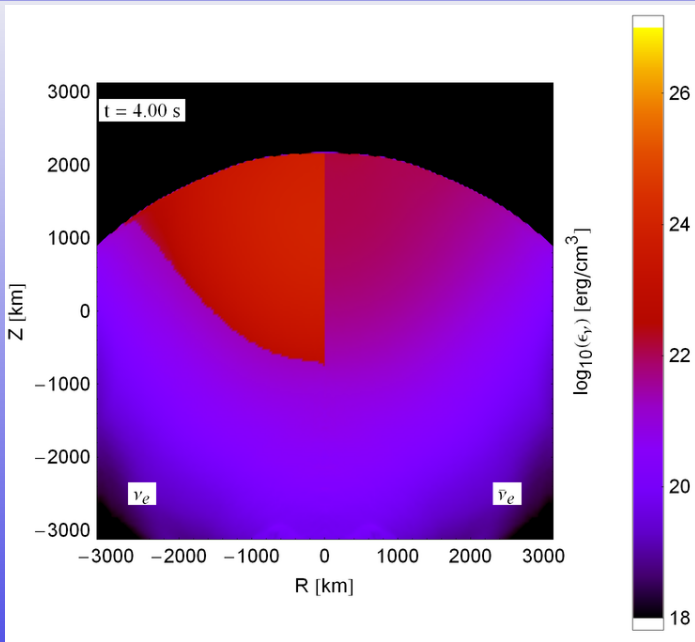
Przykład modelu z opóźnioną detonacją



Przykład modelu z opóźnioną detonacją



Przykład modelu z opóźnioną detonacją



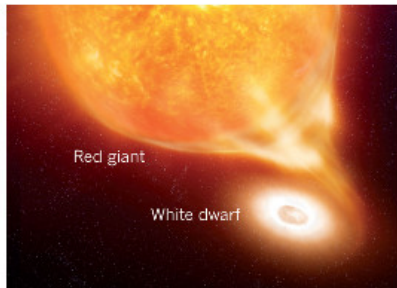
Animacje w czasie rzeczywistym:

- [n7]
- [y12]

Bardziej efektowna wizualizacja: [YouTube]

Obserwacje pobliskich supernowych wykluczyły zarówno istnienie drugiego składnika typu czerwonego olbrzyma, jak i mgławicy po wcześniejszych eksplozjach nowych. Wyniki są konsystentne z eksplozją białego karła w ośrodku międzygwiazdowym. Brak śladów H, a nawet He w widmie.

Supernowa Ia

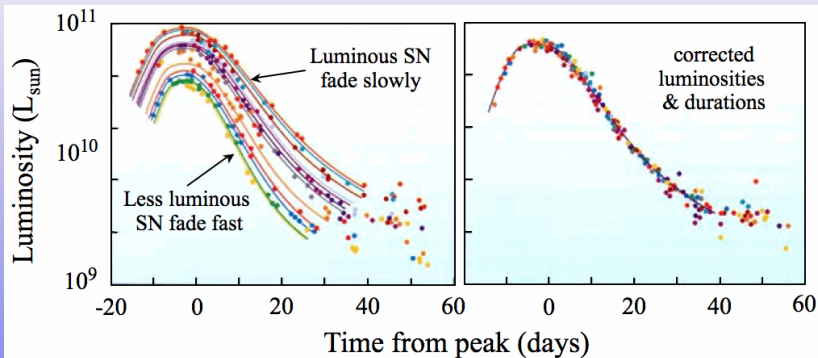


DAWNIEJ



DZISIAJ

- 1 w „zerowym” przybliżeniu każda supernowa termojądrowa jest identyczna: masa zapłonu $M \simeq M_{Ch}$ wynika bezpośrednio z praw fizyki (gaz fermionowy, fizyka jądrowa, OTW), skład jest stały: 50% C + 50 % O
- 2 obecnie jest jasne, że rozrzut występuje
- 3 około 85% supernowych to tzw. Branch-normals, reszta to przypadki anomalne
- 4 normalne przypadki wykazują bardzo silną korelację pomiędzy czasem świecenia a jasnością absolutną



- o UWAGA 1: obserwowany z dużej odległości czas wybuchu, podlega *kosmologicznej dylatacji czasu*; dla przesunięcia ku czerwieni z wybuch oglądamy w tempie zwolnionym $1 + z$ razy
- o UWAGA 2: korelacja jest czysto obserwacyjna; jej fizyczne przyczyny są nieznane a proponowane wyjaśnienia mają charakter spekulacyjny

Dla gwiazd o masie kilkudziesięciu M_{\odot} i większej, pojawiają się przynajmniej dwa istotne efekty fizyczne:

- 1 ciśnienie promieniowania zaczyna dominować, co powoduje, że musimy uwzględnić OTW
- 2 temperatury zbliżają się do $kT \sim m_e c^2$, co powoduje produkcję stale utrzymującej się pewnej liczby par $e^+ e^-$

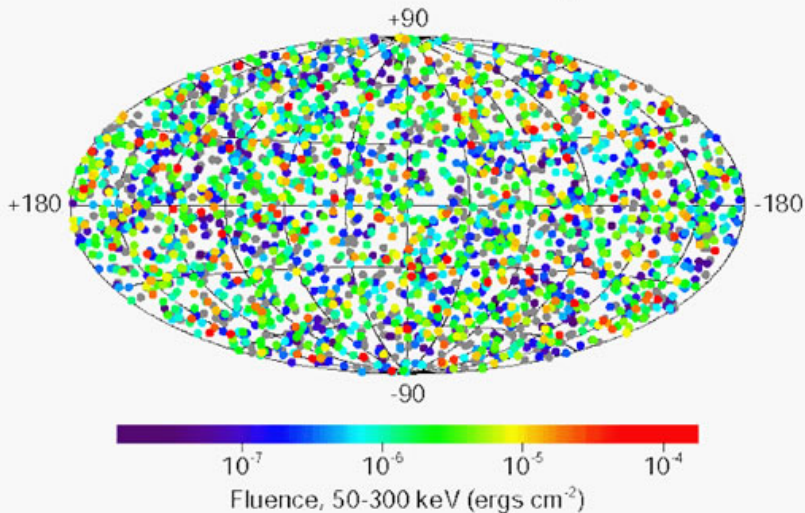
W efekcie równanie stanu zmienia się tak, że $n > 3$, co skutkuje kolapsem grawitacyjnym, prawdopodobnie zatrzymanym przez wybuchowe spalanie w jądrze C/O o masie kilkudziesięciu M_{\odot} . Byłby to brakujący czwarty typ supernowej: termojądrowa wewnątrz masywnej otoczki H/He. Potencjalny (ale wątpliwy) przypadek to SN2007bi.

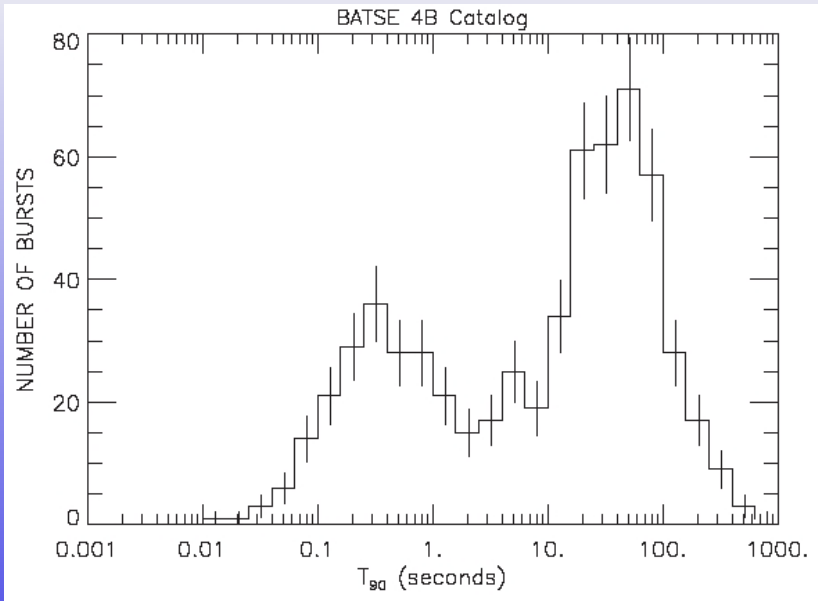
Observacje fal grawitacyjnych sugerują, że jądra He raczej kolapsują do czarnych dziur!

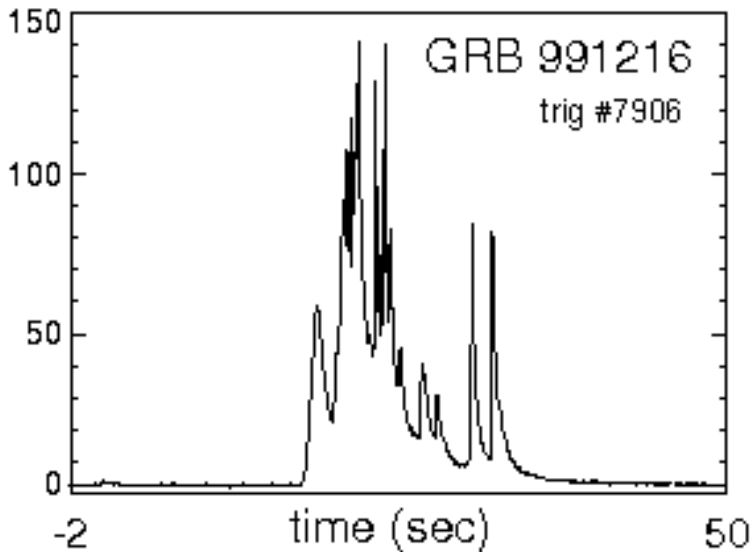
Impulsy promieniowania gamma i rentgenowskiego, pochodzenia kosmicznego, cechowane:

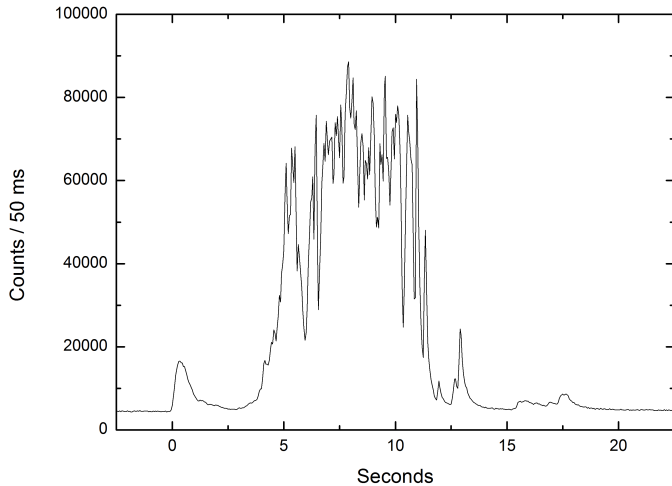
- 1 losowym rozkładem na niebie
- 2 częstością występowania 1/dzień
- 3 dwie klasy: krótkie ($t < 2s$) i długie $t > 2s$ (do kilku minut)
- 4 pojawiają się na odległościach „kosmologicznych”
- 5 przy założeniu izotropowej emisji sumaryczna energia eksplozji to nawet 1000 foe (100x hipernowa, $\sim 1M_{\odot}c^2$!)

2704 BATSE Gamma-Ray Bursts





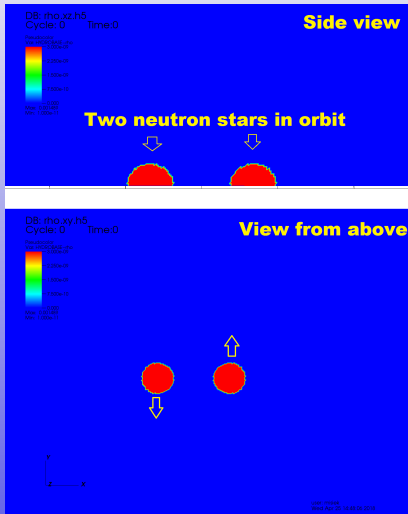




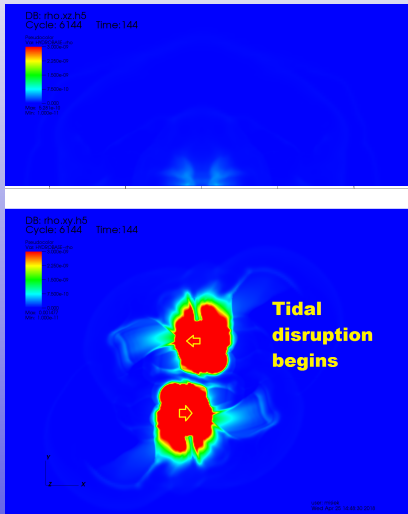
- krzywa „blasku” ma postać serii krótkich impulsów — ich liczba i cechy wydają się być zupełnie losowe (nie ma 2 identycznych)
- obecnie jest jasne, że występują w galaktykach, w rejonach formowania się gwiazd
- w wielu przypadkach wykryto opóźnioną poświatę optyczną, często wyglądającą jak supernowa
- obecnie twierdzi się, że strumień fotonów γ jest emitowany w stożku o kącie rozwarcia rzędu $4\pi/100$, co redukuje wymaganą energię do poziomu 10 foe, czyli hipernowej
- materia emitującą fotony porusza się z prędkościami bliskimi c , a czynnik Lorentza $1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ jest rzędu kilkuset
- pregenitorami są prawdopodobnie gwiazdy Wolfa-Rayeta, czyli pozbawione H a nawet He jądra masywnych gwiazd — są to więc typy Ib/c ale obserwowane wzdłuż osi rotacji

- proponowany mechanizm to *merger* (zlanie się) 2 gwiazd neutronowych (NS+NS) lub układu NS+BH
- układ podwójny zmniejsza rozmiary orbitalne na skutek emisji fal grawitacyjnych (*inspiral*)
- efektem pośrednim jest czarna dziura otoczona dyskiem akrecyjnym
- wzdłuż osi obrotu wytwarzany jest tzw. dżet (*jet*), czyli silnie zogniskowany strumień promieniowania i materii

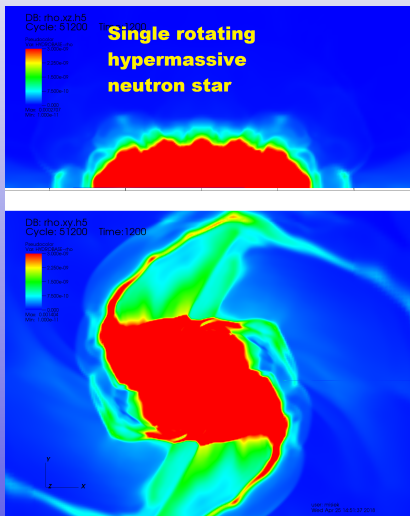
Neutron star mergers (kilonova)



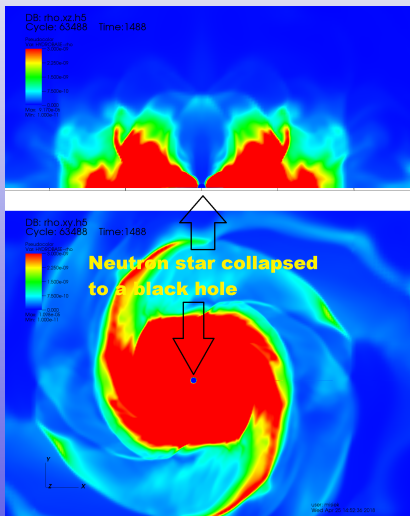
Neutron star mergers (kilonova)



Neutron star mergers (kilonova)



Neutron star mergers (kilonova)



Neutron star mergers (kilonova)

