

400 lat bez eksplozji supernowej. Kiedy następna?

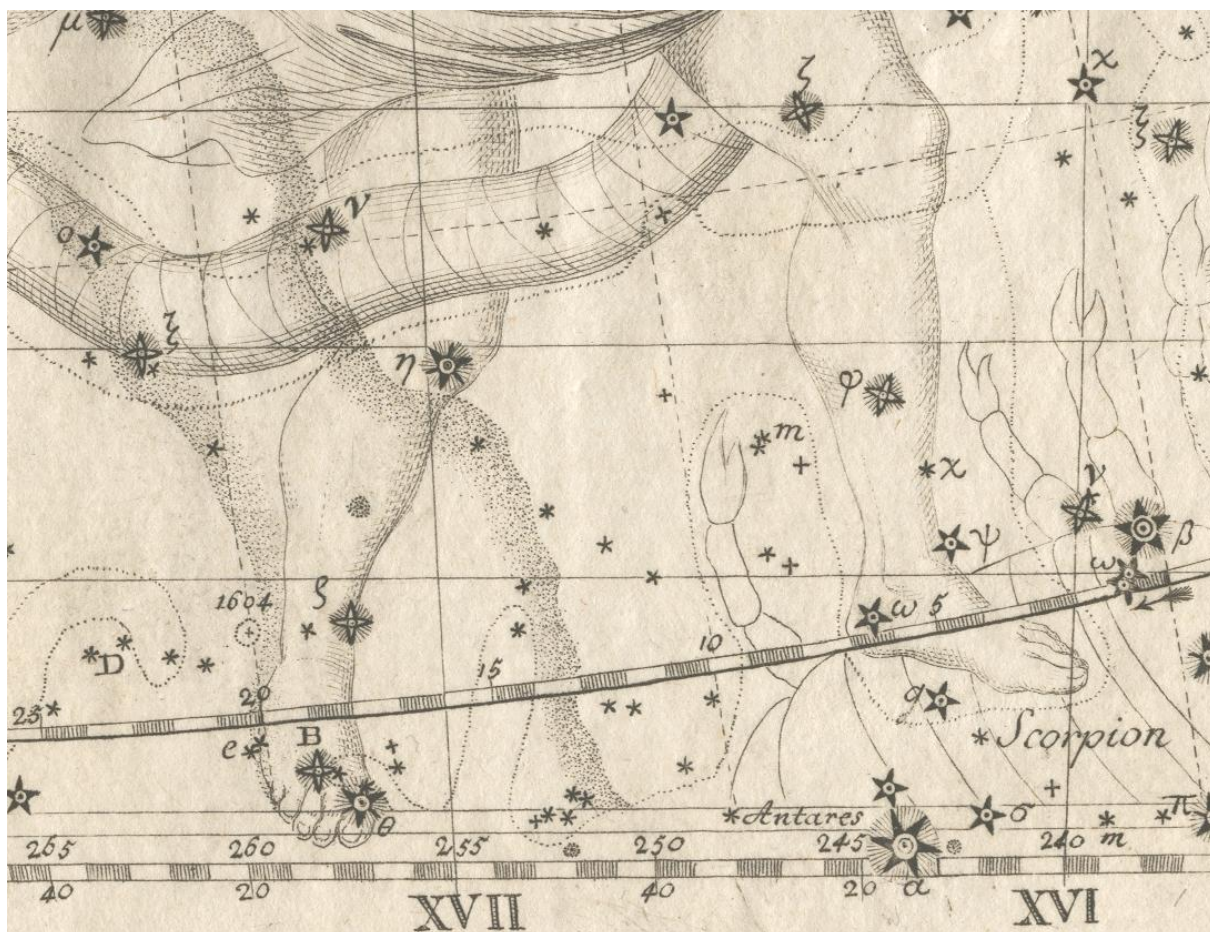
A. Odrzywołek

odrzywolek@th.if.uj.edu.pl

19 czerwca 2005

Spis treści

1	Wstęp	2
2	Supernowe 2005	13
2.1	Supernowe termojądrowe	15
2.1.1	Standardowy mechanizm supernowej Ia	17
2.1.2	Problemy standardowego modelu	18
2.1.3	Modele alternatywne	23
2.2	Supernowe implozyjne	23
2.2.1	Przyczyny i przebieg kolapsu	24
2.2.2	Mechanizm natychmiastowy i opóźniony	25
2.2.3	Unifikacja supernowych z rozbłyskami gamma	26
3	Ewolucja masywnej gwiazdy pre-supernowej	28
3.1	Pre-supernowa na ciągu głównym	28
3.2	Trzy fazy ewolucji	30
3.3	Faza chłodzona neutrinowo	30
3.3.1	Energetyka emisji neutrin	32
3.3.2	Procesy produkujące neutrina w pre-supernowej	33
4	Detekcja neutrin z pre-supernowej	34
4.1	Jasność i czas świecenia w neutrinach	34
4.2	Częstość występowania pre-supernowych i oczekiwana odległość	36
4.3	Widmo neutrinowe	40
4.4	Nowa generacja detektorów neutrin	45
4.4.1	GADZOOKS!	46
4.4.2	Detektory 0.5 Mt	47
4.4.3	Gigaton Array	48
5	Konkluzje	52



Rysunek 1: Karta z dzieła J. Kepler „*De Stella nova in pede Serpentarii*” (Nowa gwiazda u stóp Wężownika). Supernowa jest oznaczona symbolem \odot z datą 1604.

1 Wstęp

W związku z właśnie mijającą okrągłą rocznicą¹, upamiętniającą ostatnią zaobserwowaną bez żadnych wątpliwości Galaktyczną supernową, nadarza się okazja, aby dokonać przeglądu naszej wiedzy w tym temacie. Spojrzmy też w przyszłość, gdzie zarysowują się nowe możliwości. Jedną z nich jest „przewidywanie” wybuchów supernowych. Otwarta przez nas dyskusja nad tym problemem wzbudza szczególnie wiele uwagi wśród wybiegających myślami w przyszłość astrofizyków.

Seria wydarzeń, które doprowadziły do odkrycia supernowej 400 lat temu, równie dobrze mogłyby powtórzyć się dzisiaj. Wieczorem poprzedzającym noc z 8/10 października 1604 roku kilku ówczesnych „miłośników astronomii” z Pragi² zebrało się na otaczających miasto wzgórzach, aby obserwować zapowiedziane spektakularne zjawisko: złączenie Jowisza, Saturna i Marsa w „ognistym trójkącie” trafiające się raz na 800 lat. Zaskoczeni obserwatorzy dostrzegli też nową gwiazdę³ i co najmniej jeden z nich, J. Brunowski,

¹Określenie „rocznica” zwykle jest używane w odniesieniu do wydarzeń natury historycznej. Niemniej jednak, wybuch Galaktycznej supernowej jest dla nauki (zarówno średniowiecznej jak i współczesnej) wydarzeniem niezwyklej wagi, co powinno usprawiedliwić użycie wyżej wymienionego słowa. W anglojęzycznych wystąpieniach również pojawia się określenie *anniversary*.

²Wynika z tego, że już 400 lat temu były osoby, które interesowały się astronomią amatorsko.

³Nie rozróżniano wtedy oczywiście gwiazd zmiennych, nowych i supernowych określając je wspólnie jako „nowe gwiazdy”. Było to zjawisko, ostrożnie mówiąc, niezgodne z obowiązującym wtedy paradyg-

uświadomił sobie wagę tego odkrycia. Gwiazda ta, „jaśniejsza od pozostałych”, znajdowała się w gwiazdozbiornie Wężownika. Nazajutrz Brunowski wysłał list do Keplera, w którym poinformował go o odkryciu. Kepler, który natychmiast pojął znaczenie tego wydarzenia, rozpoczął 17 października systematyczne obserwacje. W listopadzie „nowa gwiazda” osiągnęła jasność Jowisza (-2.5^m) po czym zniknęła w promieniach Słońca. Gdy tylko Słońce opuściło rejon gwiazdozbioru Strzelca, Kepler podjął obserwacje ponownie, kontynuując je aż do marca 1606 roku, kiedy to supernowa przestała być widoczna gołym okiem. Luneta weszła do standardowego zestawu narzędzi astronomów już (a raczej dopiero) kilka lat później. Wyniki swoich obserwacji (Rys. 1) Kepler zamieścił w pracy *De Stella nova in pede Serpentarii* [1].

Pomimo długiego czasu, który minął od tych wydarzeń, supernowa SN1604 ciągle pozostaje w świadomości wielu ludzi, nie tylko astronomów. Dowody tego można znaleźć w najbardziej nieoczekiwanych miejscach. Na przykład, w jednym z opowiadań o przygodach „gwiazdnej załogi” statku kosmicznego NCC-1701 „Enterprise” dowodzonego przez kapitana J.-L. Picarda (postaci znanych głównie z serialu TV oraz filmów serii „Star Trek: TNG”) czytamy⁴:

Dziennik pokładowy, czas gwiazdny 48022.5: Zgodnie ze wcześniejszymi rozkazami Dowództwa Gwiazdnej Floty (...) ostatecznie dotarliśmy do punktu zwrotnego w pobliżu byłej [gwiazdy] V843 Oph, obecnie [mgławicy] 3C358.

Mowa tu oczywiście o pozostałości po supernowej Keplera. Nasze możliwości technologiczne nie pozwalają naturalnie wybrać się w podróż mającą na celu zbadanie jej z bliska. Jest to możliwe tylko na kartach powieści *science-fiction*. Niemniej jednak współczesna astronomia dysponuje narzędziami, które zaimponowałyby nie tylko współczesnym Keplerowi. Należą do nich m. in. HST (Kosmiczny Teleskop Hubble’a, Zdj. 2), Chandra (obserwatorium rentgenowskie, Zdj. 3) oraz Spitzer – teleskop obserwujący w podczerwieni (Zdj. 4). Dostarczają one danych w szerokim zakresie widma elektromagnetycznego. Są to urządzenia pracujące na orbicie. Obserwacje, których wynikiem jest np. piękne kompozytowe zdjęcie pozostałości po supernowej Keplera (Zdj. 5), z powierzchni Ziemi byłyby albo niewykonalne, albo niezwykle utrudnione.

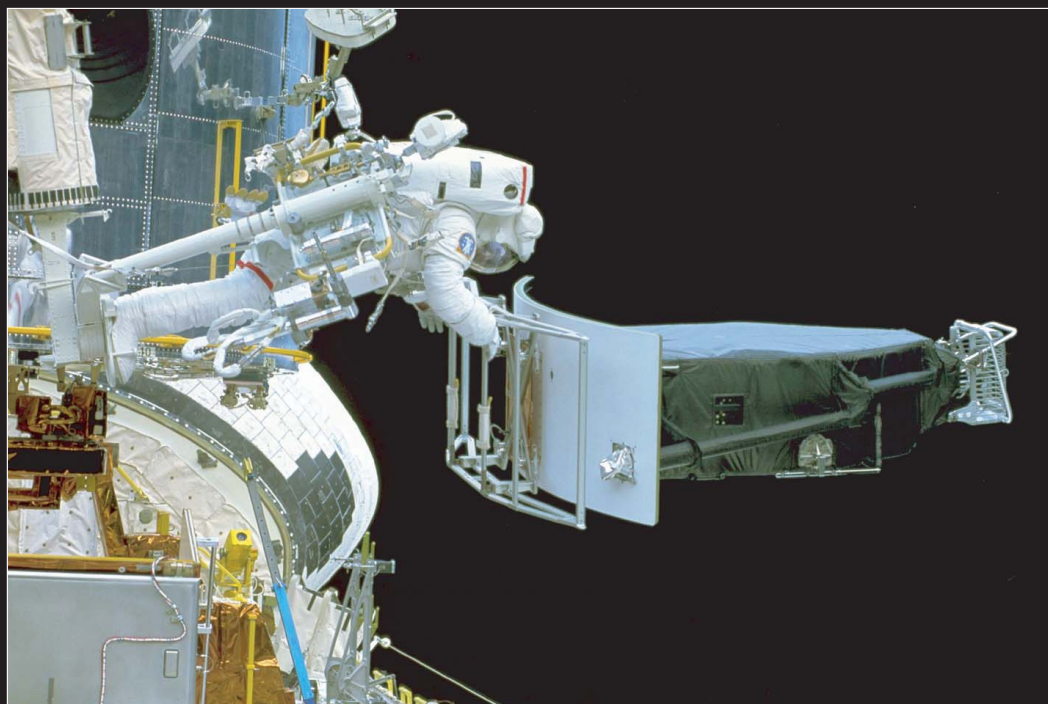
Większość zakresu widma elektromagnetycznego jest pochłaniana przez atmosferę. Wymaga to wyniesienia sprzętu na orbitę, lub przynajmniej na bardzo dużą wysokość, np. przy użyciu balonu stratosferycznego. Dla tej części widma, dla której atmosfera jest przezroczysta, promieniowanie dochodzi do powierzchni zniekształcone. Można ten efekt częściowo wyeliminować za pomocą np. optyki adaptacyjnej, ale w pełni satysfakcjonujący obraz uzyskamy jedynie z kosmosu.

Aktualny katalog pozostałości po supernowych w naszej Galaktyce obejmuje ponad 400 pozycji. Dzięki ich obserwacjom możemy wyciągnąć szereg wniosków dotyczących mechanizmu eksplozji. Obserwacje przebiegu samej eksplozji byłyby jednak wielokrotnie bardziej pożądane. Jak tytuł artykułu wyraźnie zaznacza, takiej okazji nie było od 400 lat. W „pobliżu”⁵ Układu Słonecznego zostały w tym czasie zaobserwowane wybuchy trzech supernowych:

matem „niezmiennych niebios”.

⁴Tekst ten jest luźnym tłumaczeniem autora następującego tekstu [2]: *Captain’s log, stardate 48022.5. Pursuant to earlier orders from Starfleet Command, having relinquished the “upper” Beta Quadrant patrol run to our relief, U.S.S. Constellation, we have finally arrived at our designated rendezvous point near the former V843 Ophiuchi, now NGC4258.* Błędnie podany nr. katalogowy pozostałości po supernowej w tłumaczeniu został poprawiony.

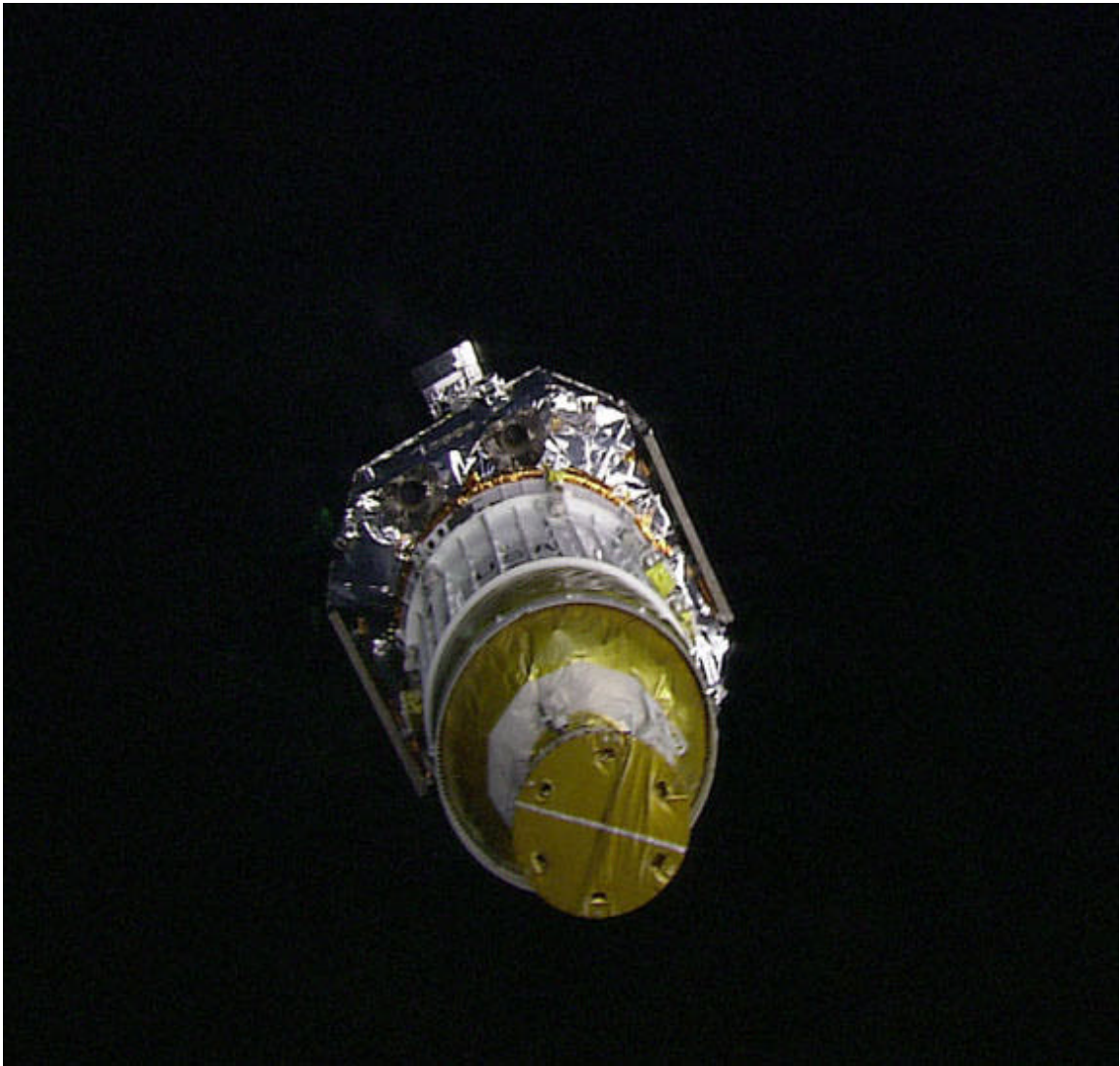
⁵W Grupie Lokalnej galaktyk.



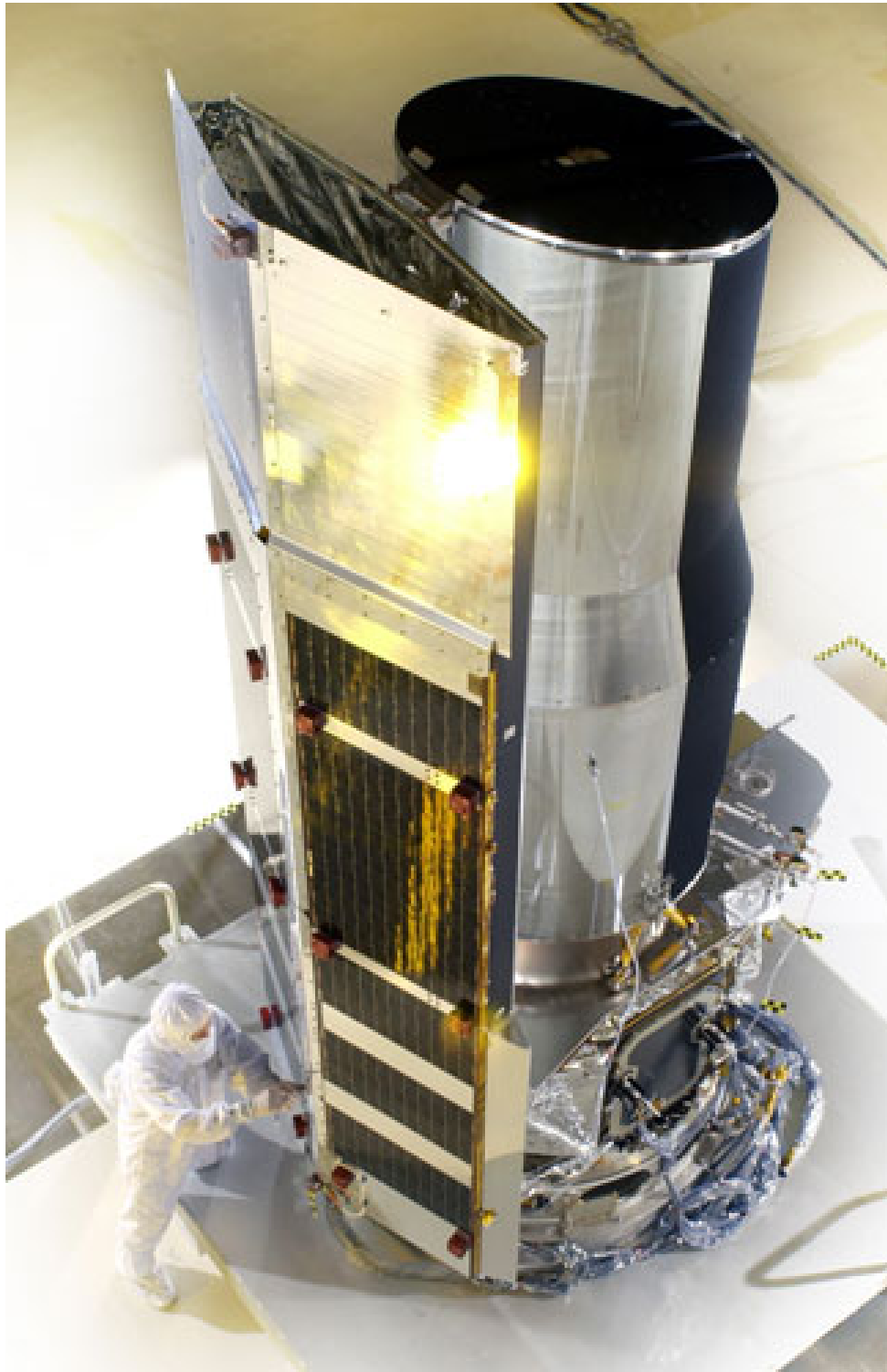
A Second Look: Replacing the Wide Field and Planetary Camera

Image Credit: NASA, 1993

Rysunek 2: Kosmiczny teleskop Hubble'a w trakcie naprawy – wymiana kamery szeroko-
kątnej. [Źródło: NASA]



Rysunek 3: Rentgenowski teleskop Chandra: umieszczenie na orbicie. [Źródło: NASA/CXC/SAO]



Rysunek 4: Podczerwony teleskop Spitzer w trakcie budowy. [Źródło: Russ Underwood, Lockheed Martin Space Systems]

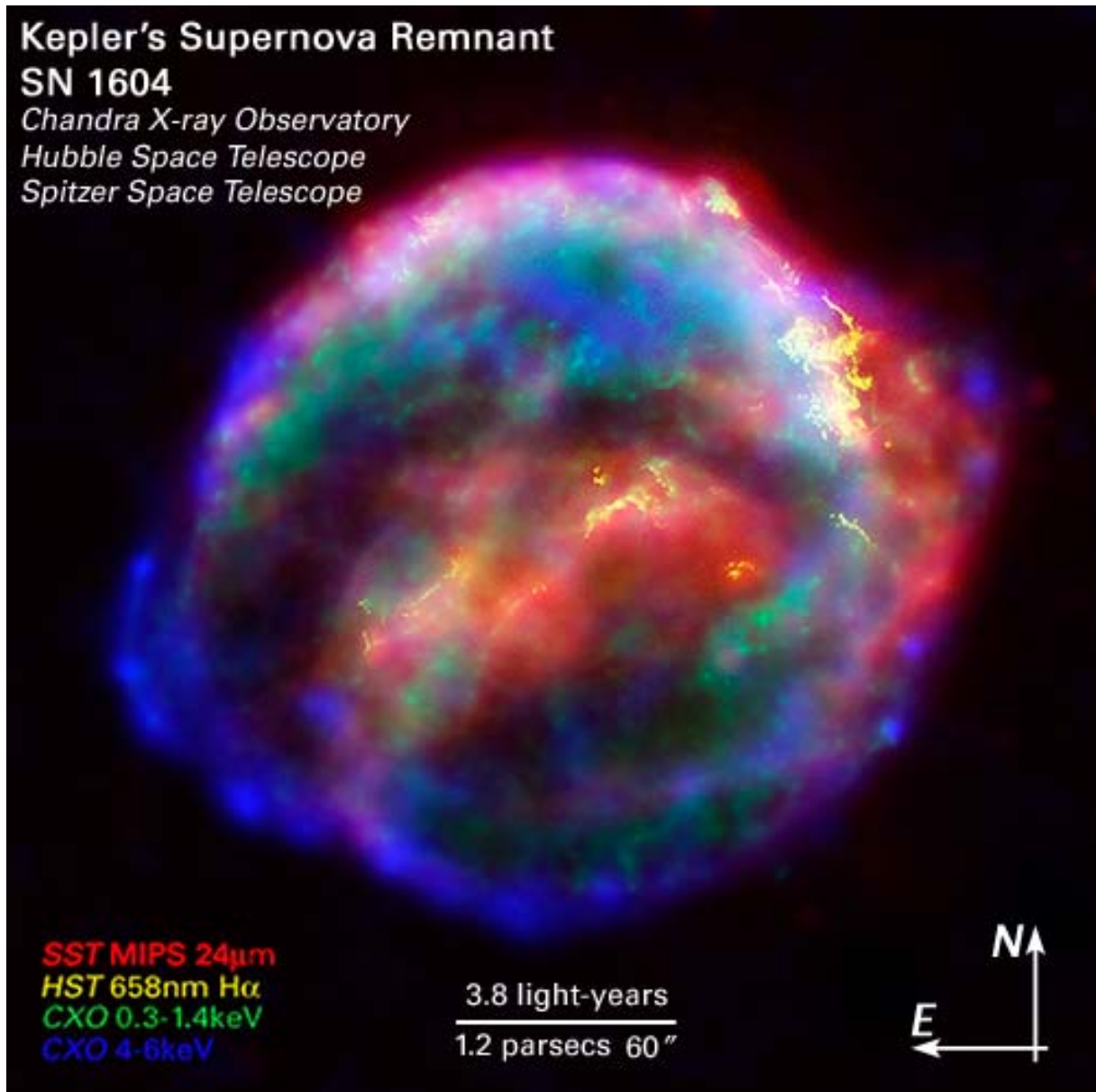
Kepler's Supernova Remnant

SN 1604

Chandra X-ray Observatory

Hubble Space Telescope

Spitzer Space Telescope



Rysunek 5: Pozostałość po supernowej Keplera z 1604 roku dzisiaj. Połączone obrazy rentgenowski, optyczny i podczerwony uzyskane dzięki pokazanym na poprzednich fotografiach teleskopom kosmicznym: HST, Chandra i Spitzer. [Źródło: NASA/ESA/JHU/R. Sankrit & W. Blair]

- Droga Mleczna: SN1667(1680) – pozostałość Cas A
- M31 (Galaktyka w Andromedzie): SN1885A (inaczej nowa S And)
- LMC (Wielki Obłok Magellana): SN1987A

Gdy odliczymy budzący spore kontrowersje przypadek supernowej SN1667/Cas A pozostają dwa zdarzenia – lista skromnych rozmiarów. Warto podkreślić, że supernowa 1987A jest obiektem pozagalaktycznym: Obłok Magellana to karłowata galaktyka-satelita Drogi Mlecznej. *Wszystkie* więc zaobserwowane po 1604 roku supernowe są *pozagalaktyczne*.

Inne galaktyki spiralne mogą pochwalić się znacznie bogatszym zbiorem supernowych. Rekordzistkami, które od stu lat „walczą o pierwszeństwo” są tu galaktyki M83 (Zdj. 6) i NGC6946 (Zdj. 7).

Lista supernowych (nr. katalogowy, typ w nawiasie), które wybuchły w ubiegłym stuleciu w galaktyce M83 i galaktyce NGC6946 jest imponująca:

M83	NGC6946
• 1923A (II-P)	• 1917A (II)
• 1945B (nie ustalono)	• 1939C (I)
• 1950B (nie ustalono)	• 1948B (II-P)
• 1957D (nie ustalono)	• 1968D (II)
• 1968L (II-P)	• 1969P (nie ustalono)
• 1983N (Ib)	• 1980K (IIb, II-L)
	• 2002hh (II)

Zaskakująca długość list powyżej nie jest dziełem przypadku. Po pierwsze zwróćmy uwagę, że większość z wymienionych wyżej (wyjątkiem jest SN1939C) supernowych, dla których udało się ustalić typ należy do typu określanego współcześnie jako *core-collapse*: Ib, IIb, II, II-P lub II-L. Ten typ supernowych jest nierozdzielnie związany z młodymi gwiazdami, a zatem również obszarami formowania się gwiazd. Poszczególne galaktyki spiralne różnią się tempem tworzenia gwiazd, a tym samym, ze względu na krótki czas życia gwiazdy pre-supernowej (kilka milionów lat) częstością wybuchów supernowych [3]. M83 i NGC6946 to tzw. „*starburst galaxies*” intensywnie produkujące młode, w tym masywne pre-supernowe, gwiazdy; Droga Mleczna i M31 cechują się znacznie niższym tempem wyżej wymienionych procesów.

Lista przyczyn różnicujących galaktyki pod względem częstości zaobserwowanych supernowych jest naturalnie dłuższa. Najbardziej oczywistą jest np. rozmiar galaktyki: prawdopodobieństwo zaobserwowania eksplozji w większym zbiorowisku gwiazd jest wyższe.

Należy tu jednak rozróżnić częstość zaobserwowanych supernowych od rzeczywistej częstości wybuchów. Innymi słowy, próbując odpowiedzieć np. na pytanie czemu nie zaobserwowano supernowej w Galaktyce, powinniśmy rozróżnić przyczyny astrofizyczne (rozmiar galaktyki, tempo tworzenia gwiazd, nasza lokalizacja) i obserwacyjne (pochłanianie światła, brak stałego monitoringu całej sfery niebieskiej).



Spiral Galaxy Messier 83 (VLT ANTU + FORS1)

ESO PR Photo 41/99 (29 November 1999)

© European Southern Observatory



Rysunek 6: Galaktyka M83, w której znaleziono 6 supernowych w czasie 60 lat. [Źródło: ESO, VLT]



Rysunek 7: Galaktyka-rekordzistka NGC6946. Zaobserwowano w niej 7 supernowych w ciągu mniej niż 100 lat. [Źródło: Gemini Observatory/AURA, Travis Rector, University of Alaska Anchorage]

Zadajmy wreszcie pytanie, które nurtuje wszystkich najbardziej: *Dlaczego przez 400 lat nieustannych obserwacji nie zaobserwowano Galaktycznej supernowej?* Aby na to pytanie odpowiedzieć przedstawimy niektóre możliwe przyczyny astrofizyczne:

1. Galaktyka charakteryzuje się małym tempem formowania gwiazd
2. Układ Słoneczny leży w ubogim (w masywne gwiazdy) rejonie Galaktyki
3. Galaktyka zawiera mało gwiazd
4. „Nieudane eksplozje”

i obserwacyjne:

1. Supernowe zasłonięte przez obłoki gazu i pyłu
2. Detektory neutrin większość czasu *offline*
3. Fluktuacja statystyczna
4. Przeoczenie supernowej

Każda z wymienionych wyżej potencjalnych przyczyn natury astrofizycznej sama w sobie stanowi istotny problem, który trzeba rozwiązać na gruncie teoretycznym lub/i obserwacyjnym. Co więcej żadne z tych zagadnień nie jest wystarczająco dobrze poznane i zrozumiane. Tempo formowania gwiazd niewątpliwie w Drodze Mlecznej jest mniejsze niż np. w M83, ale precyzyjne wartości oraz wysnuwane na ich podstawie tempo wybuchów supernowych jest obarczone sporymi niepewnościami. Teoretyczne podejście do tego zagadnienia, „symulowana ewolucja galaktyki” (ang. *population synthesis*) daje największą (w porównaniu do pozostałych metod) częstość supernowych około 10 na stulecie [10]. Liczba ta jest absolutnie nie do pogodzenia z 400 letnim okresem bez ani jednego takiego zdarzenia, szczególnie bez wzięcia pod uwagę ograniczeń obserwacyjnych.

Na pytanie, czy Układ Słoneczny znajduje się aktualnie w rejonie bogatym lub ubogim w gwiazdy pre-supernowe również nie ma na dzień dzisiejszy jednoznacznej odpowiedzi. Istnieją na ten temat różne opinie [7]. Podejrzewa się, że obszary pobliskie Ziemi mogą być „siedliskiem” wielu przyszłych supernowych, gdyż fragmenty trzech ramion spiralnych przecinają obszar wyznaczony przez sferę o promieniu 3 kpc [8]. Z drugiej strony, czysto statystycznie rzecz biorąc, w odległości do 3 kpc powinno znajdować się ok. 4% całkowitej liczby masywnych gwiazd w Galaktyce. To nawet przy najbardziej optymistycznym tempie wybuchów dla całej Galaktyki 1/10 lat daje co najwyżej jedną supernową na 300 lat – w pełnej zgodności z obserwowaną 400-letnią przerwą.

Nawet wydawałoby się trywialne pytanie o liczbę gwiazd w naszej Galaktyce (a także jej typ) okazuje się być kluczowym dla oszacowania tempa wybuchów supernowych. Przyczyna leży tu pośrednio w braku dostatecznej liczby Galaktycznych supernowych, opisanych w czasach historycznych, które mogłyby dać lokalne tempo wybuchów bezpośrednio. Nasza wiedza na temat tempa wybuchów supernowych jest więc oparta głównie na obserwacjach pozagalaktycznych. Jest to (stan w 2005 roku) ponad 3000 zarejestrowanych supernowych [42]. Natura tego typu obserwacji wymusza podanie częstości wybuchów w „klasycznych jednostkach” SNUB czyli ilości supernowych/100 lat/ $10^{10}L_{\odot}$ w filtrze B. Wielkość ta podawana jest z dokładnością co do stałej Hubble’a w drugiej potęgce. Aby zastosować te wyniki do naszej Galaktyki, musimy znać stałą Hubble’a⁶ oraz jasność

⁶Można tu obecnie użyć np. wartości $H=70$ km/s/Mpc uzyskanej z połączenia danych WMAP (promieniowanie tła), supernowych Ia oraz głębokiego przeglądu nieba SDSS [6], wyznaczonej z dokładnością 6% (1σ), co usuwa niepewność związaną z nieznaną stałą Hubble’a.

Drogi Mlecznej w filtrze B. Ta ostatnia wielkość jest trudna do ustalenia, ponieważ znajdujemy się, w odróżnieniu od pozostałych galaktyk, wewnątrz niej. Praca [11] podaje dla Galaktyki $2.3 \times 10^{10} L_{B,\odot}$ oraz typ Sb-Sbc.

Ostatni punkt spośród astrofizycznych wyjaśnień braku obserwowanych supernowych, czyli „nieudane eksplozje” (ang. *failed supernovae*) została wymieniona przez autora pomimo licznych wątpliwości w tym temacie. Reasumując, część astronomów uważa, że masywne gwiazdy mogą kończyć życie poprzez tzw. cichy kolaps, w domyśle do czarnej dziury. Stoi to w wyraźnej sprzeczności z powszechnie akceptowanymi teoriami astrofizycznymi, mówiącymi że gwiazda pre-supernowa, jak sama zresztą nazwa wskazuje, kończy życie jako supernowa. To założenie pozwala na ustalenie równoważności pomiędzy tempem formowania się masywnych gwiazd a częstością wybuchów supernowych. Jeżeli natomiast część gwiazd po prostu zapada się w całości do czarnej dziury, nie produkując żadnego sygnału optycznego i neutrinowego⁷, to częstość supernowych będzie mniejsza, niż tempo formowania się masywnych gwiazd.

Trudno jednak wyobrazić sobie sytuację, w której gwiazda o ogromnej (powiedzmy $M > 40M_{\odot}$) masie, zapadająca się do czarnej dziury o masie $\sim 10M_{\odot}$ nie produkuje pewnego rodzaju wybuchowego zjawiska na skalę supernowej. Jako jeden z argumentów za cichym kolapsem można podać ciągle niepowodzenia w symulowaniu supernowych. Rozumiane jako czyste symulacje komputerowe, supernowe rzeczywiście wybuchają rzadko, kończąc jako „niewypały”, w których fala uderzeniowa zanika nie dochodząc do powierzchni gwiazdy. Powszechnie jest jednak przekonanie, że jest to spowodowane ograniczeniami naszych modeli, wiedzy w zakresie fizyki oraz niedoskonałością użytych algorytmów. Wizja licznych pre-supernowych kończących swoje istnienie poprzez „cichy kolaps” szczególnie wzbudza zainteresowanie nas, autorów forsujących podjęcie prób detekcji neutrin produkowanych na ostatnich etapach ewolucji takich gwiazd. Poza ewentualną sytuacją, w której znana masywna gwiazda nagle zniknie, tylko detekcja tych neutrin jest w stanie jednoznacznie pokazać istnienie takiej (hipotetycznej) ścieżki ewolucyjnej.

Zdecydowanie bardziej trywialne, a także wysoce przekonujące wyjaśnienie długiej przerwy, która ma miejsce od 1604 roku odwołuje się do naszych ograniczonych możliwości technicznych. Korzystając z teleskopów operujących w zakresie widzialnym po prostu nie jesteśmy w stanie zobaczyć zjawisk zasłoniętych przez obłoki gazu i pyłu międzygwiazdowego. Większość obszaru Galaktyki jest z tego powodu niedostępna obserwacjom, które sięgają maksymalnie kilku kiloparseków, na dodatek tylko w niektórych kierunkach. Ta sama uwaga dotyczy naturalnie także innych galaktyk zawierających gaz i pył, a właśnie w takich wybuchają interesujące nas przede wszystkim implozyjne supernowe. Supernowe wybuchają, ale my ich nie widzimy. Takie stwierdzenie pozwala na usunięcie rozbieżności między częstościami występowania supernowych, uzyskanymi z różnych źródeł. Ostatnio podejmowane są próby wyznaczenia tej częstości w obserwacjach podczerwonych. Pozwolą one na dostrzeżenie części wybuchów zasłoniętych przez pył międzygwiazdny. Pierwsze wyniki [5] (4 supernowe znalezione w krótkim czasie) wskazują, że znaczna część wybuchów jest niewidoczna w świetle widzialnym. Podejrzewa się, że są także wybuchy niewidoczne nawet w podczerwieni.

Detekcja neutrin słonecznych i z supernowej SN1987A otworzyła „nowe okno” obserwacyjne. Zmiana ta ma charakter o wiele bardziej fundamentalny niż rozszerzanie zakresu widma elektromagnetycznego dostępnego dla astronomów: oto zarejestrowano promieniowanie zupełnie innego typu – neutrina. Przenikają one przez wszystkie możliwe do pomyslenia przeszkody. Dlatego właśnie liczba supernowych zarejestrowanych w neutrinach

⁷W takim przypadku powinny jednak pojawić się emitowane w trakcie (niesferycznego) kolapsu fale grawitacyjne, lecz ich detekcja jest jeszcze trudniejsza niż detekcja neutrin.

jest dokładnie równa liczbie eksplozji, które rzeczywiście zaszły – oczywiście odpowiednio blisko. Na dzień dzisiejszy każda tego typu eksplozja w obrębie Galaktyki powinna zostać zarejestrowana, a liczba zdarzeń w detektorze przekroczyć wielokrotnie tę z SN1987A. Niestety, minęło już ponad 17 lat i ciągle nie ma kolejnego przypadku. Wyciąganie wniosków na temat częstości supernowych jest jednak przedwczesne. Detektory są często wyłączane na czas kalibracji, lub jak było w przypadku Super-Kamiokande, muszą być naprawione po poważnej awarii – „łańcuchowym” wybuchu fotopowielaczy, będących w istocie dużymi bańkami próżniowymi, wrażliwymi na uszkodzenia mechaniczne. Czas „życia” detektora jest, niestety, również niewielki jak na potrzeby obserwacji supernowych i pre-supernowych. Eksperymenty wymagające wielu dziesiątek lat pracy, aczkolwiek niezwykle wartościowe (przykładem jest eksperyment chlorowy Davisa) zyskują małe poparcie decydentów, którzy zwykle wymagają dostarczenia wyników w czasie kilku lat. Musiałaby tu nastąpić poważna zmiana nastawienia społeczeństwa do nauki połączona ze zmianą (lub raczej określeniem) celów naszej cywilizacji. Astrofizyka, lub ogólniej mówiąc szeroko rozumiany kosmos, jest niewątpliwie dla wielu ludzi myślących celem pożądanym i fascynującym, chociaż często skrywanym. Projekt „gigaton array” omówiony na str. 48 jest przykładem takiego właśnie projektu, który spełnia wszelkie założenia idealnego obserwatorium neutrinowego.

Na koniec rozważań o 400-letniej „przerwie” bez Galaktycznej supernowej pozostaje wyjaśnienie maksymalnie trywialne. Być może właśnie nastąpiła pewna fluktuacja statystyczna. Obecny poziom rozwoju naszej cywilizacji gwarantuje, że proste przeoczenie supernowej jest niemożliwe, choć zdarzało się to prawdopodobnie jeszcze 1000 lat wcześniej. Jeżeli supernowe wybuchają średnio co ~ 100 -200 lat taka przerwa nie jest niczym nieprawdopodobnym, szczególnie jeśli weźmiemy pod uwagę możliwość zasłonięcia przez ośrodek międzygwiazdny. Jeżeli natomiast częstość ta jest rzędu 1/10-20 lat, to jesteśmy zmuszeni odwołać się do możliwości przedstawionych powyżej. Działające nieprzerwanie obserwatoria neutrin powinny w tym przypadku zarejestrować sygnał w ciągu najbliższych kilkunastu lat. Działająca już sieć SNEWS⁸ pozwala wierzyć, że następna Galaktyczna supernowa nie zostanie przegapiona, przynajmniej w neutronach. Oczekiwany sygnał jest krótki, rzędu 100 sekund, więc ciągłość obserwacji jest tu kluczowa.

Kończąc wstęp, należałoby zadać prowokujące pytanie: *Czy to, że Galaktyczna supernowa nie wybuchła przez 400 lat nie jest raczej wyjątkowo szczęśliwą okolicznością niż powodem do smartwienia?* Jest to opinia zdecydowanie odwrotna do powszechnie prezentowanych, a opiera się na przewidywanym w najbliższych latach rozwoju zarówno teorii jak i możliwości eksperymentalnych. Najbardziej intrygującą otwierającą się możliwością jest tu obserwacja neutronów produkowanych na etapie spalania krzemu w jądrze pre-supernowej. Pomijając inne konsekwencje naukowe takiej detekcji, możliwe będzie przewidzenie wybuchu gwiazdy na co najmniej kilka dni przed kolapsem rdzenia. Zadajmy więc pytanie: *Czy będziemy w stanie przewidzieć wybuch kolejnej Galaktycznej supernowej?* Aby odpowiedzieć na nie musimy dokonać przeglądu współczesnej wiedzy na temat pre-supernowych i supernowych.

2 Supernowe 2005

Wiedza zgromadzona w ostatnich latach, przede wszystkim ta zdobyta po roku 1980, pozwoliła na znacznie lepsze zrozumienie supernowych niż to miało miejsce dotychczas. Przede wszystkim, przynajmniej z fizycznego punktu widzenia, niemożliwy okazał się do

⁸SuperNova Early Warning System – „system wczesnego ostrzegania o supernowych” [12].

utrzymania tradycyjny schemat klasyfikacyjny wprowadzający supernowe typu I oraz II (R. Minkowski, 1941). Obecnie szeroko stosowany jest podział na supernowe w zależności od mechanizmu fizycznego stojącego za obserwowanym zjawiskiem⁹. Terminologia w języku polskim wyraźnie nie nadążyła za zmianami, brak odpowiedników anglojęzycznych określeń. Współcześnie uważa się, że supernowe obejmują pod wspólną nazwą dwie klasy zjawisk: wybuchy termojądrowe zwartych gwiazd (ang. *thermonuclear supernovae*) oraz wybuchy spowodowane kolapsem rdzenia gwiazdy (ang. *core-collapse supernovae*). Pierwszy typ supernowych możemy nazwać „termojądrowymi”, natomiast drugi (posiadający elegancką nazwę w języku angielskim) jest trudniejszy do przetłumaczenia jednym słowem. Proponujemy tu nazwę „implozyjnych” supernowych.

Należy się parę słów wyjaśnienia jaka jest relacja pomiędzy „starym” podziałem (typ I, bez wodoru; typ II z wodorem) a „nowym” (termojądrowe, implozyjne). Otóż „nowy” podział opiera się na wewnętrznym mechanizmie (ang. *engine*), a nie obserwacjach. Klasyfikacja taka była w oczywisty sposób niemożliwa przed poznaniem, ewentualnie zaproponowaniem tychże mechanizmów. Kolaps został zaproponowany bardzo wcześnie (Baade & Zwicky, 1934), natomiast wybuchowa synteza jąder zadziwiająco późno (Hoyle & Fowler, 1960), bo już po udanych próbach z bronią termojądrową (USA 1952, ZSRR 1953).

„Stara” klasyfikacja natomiast, oparta była na typowych w astronomii obserwacjach widma, w tym przypadku wodoru. Nie jest ona w bezpośredni sposób związana z mechanizmem wybuchu. Obecność lub brak wodoru odzwierciedla raczej cechy otoczki, w której nastąpiła eksplozja, niż sam proces wybuchu.

Możemy celem wyjaśnienia wprowadzić formalnie cztery sztuczne typy supernowych (powiedzmy $SN_{T,+H}$, $SN_{I,+H}$, $SN_{T,-H}$, $SN_{I,-H}$). Pierwszy indeks oznaczałby mechanizm wybuchu (Termojądrowy, Implozja) a drugi własności otoczki gwiazdy (obecność wodoru, brak wodoru). Okazuje się, że z wyżej wymienionych 4 typów w przyrodzie realizowane są trzy:

	H	brak H
termojądrowe	×	Ia ($SN_{T,-H}$)
implozyjne	II ($SN_{I,+H}$)	Ib/c ($SN_{I,-H}$)

Nie występuje typ $SN_{T,+H}$ – termojądrowe supernowe zanurzone w gęstej otoczce wodorowej¹⁰, lub taka sytuacja jest nieprawdopodobna, jak np. wpadnięcie akreującego układu z białym karłem do wnętrza czerwonego olbrzyma. Fizyczną przyczyną takiego stanu rzeczy jest usuwanie degeneracji materii na skutek działania masywnej otoczki wodorowej. Gdy gwiazda taką otoczkę posiada, duże dodatkowe ciśnienie zewnętrzne ułatwia zapłon kolejnych reakcji jądrowych i utrzymanie wysokiej temperatury usuwającej degenerację materii. Możemy powiedzieć, że w takiej gwiazdce działa stabilizujące ujemne sprzężenie zwrotne. Wzrost tempa reakcji jądrowych (a zatem produkcji energii) powoduje wzrost temperatury, co dla niezdegenerowanego równania stanu prowadzi do ekspansji gazu i spowolnienia reakcji jądrowych. Gdy zapłon reakcji jądrowych nastąpi w materii zdegenerowanej (jak w białych karłach), to produkcja energii nie spowoduje

⁹Należy tu wyjaśnić, że mechanizmy te mają status hipotezy, ale bardzo dobrze ugruntowanej i przekonującej. Dotyczy to zwłaszcza supernowych typu SN1987A, gdzie obserwacja neutrin stanowi „żelazny argument” za poprawnością teorii.

¹⁰Co więcej, wodoru nie zaobserwowano w żadnej z termojądrowych supernowych typu Ia. Sytuacja jest niepokojąca, gdyż śladowe ilości wodoru powinny być obecne w widmie za sprawą drugiego składnika układu podwójnego – dla standardowego progenitora supernowych Ia.

natychmiastowej ekspansji, gdyż równanie stanu jest zdeterminowane przez energię Fermiego elektronów a nie ich temperaturę (entropię). Pojawia się tu dodatnie sprzężenie zwrotne, które prowadzi do „niekontrolowanego” wzrostu tempa reakcji jądrowych i spalania całego dostępnego „paliwa” jądrowego w ilości około masy Słońca w czasie rzędu 3 sekund lub, jak mówią niektóre modele, nawet do częściowej detonacji.

Podsumowując wywody na temat „nowej” i „starej” klasyfikacji wyjaśniamy, że typ „termojądrowy” obejmuje tylko supernowe „starego” typu Ia, natomiast pozostałe znane typy supernowych, czyli Ic, Ib, IIb, II-L, II-P, IIn oraz anomalne przypadki określane jako „hipernowe” (np. SN1998bw) są zaliczane do typu „implozyjnych”. Kolejność w jakiej zostały podane te ostatnie nie została wybrana przypadkowo, o czym dalej. Warto tu też wspomnieć, że istnieją poważne naukowe poszlaki sugerujące, iż co najmniej część rozbłysków promieniowania gamma powinna również zostać zaliczona do supernowych typu implozyjnego.

W następnych podrozdziałach przedstawimy szczegółowo współczesną wiedzę na temat obydwóch mechanizmów i spowodowanych przez nie zjawisk astronomicznych. Dla kompletności podamy również podstawowe interesujące dane na temat supernowych Ia.

2.1 Supernowe termojądrowe

Zainteresowanie supernowymi Ia wzrosło w ostatnich latach, ze względu na ich znaczenie w kosmologii jako „świec standardowych”. Niektórzy autorzy nazywają je raczej „indykatorami odległości”, gdyż w odróżnieniu od prawdziwej świecy standardowej nie znamy wystarczająco dokładnie ich jasności absolutnej. Zakładając jednak, że ich jasność absolutna jest „stała” (znaczenie cudzysłowu zostanie wyjaśnione dalej), możemy badać np. odchylenie od liniowości prawa Hubble’a, wyciągając wnioski co do tempa ekspansji wszechświata i istnienia stałej kosmologicznej.

Dla praktycznych potrzeb klasyfikacyjnych definiujemy typ Ia jako supernowe, w których nie zaobserwowano w maksimum blasku linii wodoru, z silną linią absorbcyjną Si przesuniętą ku fioletowi z prędkością rzędu 10^4 km/s. Fizycznie linia krzemu jest jedną z wielu odpowiadających elementom o liczbie masowej $16 < A < 56$, czyli jądom atomowym pomiędzy tlenem i żelazem. Jest to kluczowy element obserwacyjny, wskazujący na niekompletny proces spalania lekkich jąder (tlenu i podobnych), prowadzący nie tylko do „żelaza”¹¹, ale produkujący również znaczną ilość jąder o masach pośrednich. Wyklucza to np. detonację, która prowadzi do kompletnego spalania, czyli wyłącznie jąder „żelaza”.

W katalogu zaobserwowanych supernowych [42] typ Ia jest najliczniej reprezentowany, zaraz po tych zdarzeniach, których w ogóle nie udało się sklasyfikować. Jest to „efekt selekcji” gdyż właśnie te supernowe są najjaśniejsze (-19.3^m), a ponadto w ostatnich latach uruchomiono kilka eksperymentów mających na celu zautomatyzowaną ich detekcję [34, 35], co znacznie zwiększyło ilość wykrywanych supernowych od 20/rok w 1980 do 200/rok obecnie. Ten sam efekt selekcji może być odpowiedzialny za przeoczenie licznych supernowych Ia o małej (-16^m) jasności podobnych do SN1991bg. Możliwość istnienia istotnie różnych podtypów supernowych typu Ia jest obecnie intensywnie badana [36]. Znane są również pojedyncze obserwacje supernowych wyraźnie jaśniejszych od pozostałych, np. SN1991T o jasności -20.5^m .

¹¹ Określenie „żelazo” jest powszechnie stosowane w astrofizyce na końcowe produkty spalania jądrowego i obejmuje jądra o największej energii wiązania takie jak ^{56}Fe , ^{56}Ni , ^{54}Fe . . . W szczególności, źródłem świecenia supernowych wszystkich typów w późniejszej fazie jest rozpad niklu ^{56}Ni i energia wiązania właśnie tego jądra (a nie ^{56}Fe jak określenie „żelazo” sugeruje) powinna być brana pod uwagę przy rozpatrywaniu globalnej energetyki wybuchu typu supernowej Ia.

Tabela 1: Hipotetyczny podział supernowych typu Ia. W pracy [36] znaleziono trzy grupy istotnie różnych zdarzeń; FAINT, LVG, HVG. Wcześniej wydawało się, że mogą istnieć inne 3 grupy: Branch-normals, „słabe” i „silne” supernowe Ia. Jeden i drugi podział ma ciągle charakter całkowicie spekulatywny.

	Branch-normal	„Słabe”	„Silne”
Jasność	-19.6 ^m	-16.5 ^m	-20.5 ^m
Występowanie	85%	15% ^a	pojedyncze przypadki
Progenitor	Biały karzeł CO M=M _{Ch}	Dowolny biały karzeł M<M _{Ch}	2 białe karły M ₁ +M ₂ >M _{Ch}
Zapłon	Samozapłon centralny	Detonacja He na powierzchni?	Złączenie
Typowe przypadki	SN1994D	SN1991bg	SN1991T
Podział alternatywny	HVG i LVG	FAINT	LVG

^aLiczba ta może być znacznie zaniżona ze względu na niewielką jasność tych przypadków.

Supernowe Ia są obserwowane we wszystkich typach galaktyk, w ich halo, a nawet w przestrzeni międzygalaktycznej [37]. Mogą więc pojawiać się w starych populacjach gwiazdnych. Jak dotychczas nie znamy jednak przypadku wybuchu w gromadzie kulistej.

Większość (85%) supernowych typu Ia należy do tzw. Branch-normals¹². Jest to niezwykle jednorodna grupa. Jeszcze w latach 80-tych uważano, że są one wszystkie identyczne, a obserwowane różnice mają charakter błędów obserwacyjnych. Obecnie wiadomo, że różnice, nawet po odrzuceniu anomalnych przypadków pozostają i mają realny charakter. Rozkład jasności maksymalnych „Branch-normalnych” supernowych charakteryzuje się średnią jasnością absolutną $M = -19.3 \pm 0.03^m$ oraz rozrzutem $\sigma_{M_{B,V}} = 0.2 \dots 0.3^m$. Rozkład ten jest asymetryczny z gwałtownym spadkiem przypadków powyżej $M \simeq 20^m$. Wartości te są podane przy założeniu, że stała Hubble’a H wynosi, zgodnie z danymi WMAP+SDSS [6], $H = 70 \pm 3$ km/s. Warto tu podać, że autorzy przyjmujący inną wartość stałej Hubble’a, automatycznie używają innej wartości średniej jasności absolutnej supernowych Ia:

$$M_{max} = 19.6 + 5 \log H/70. \quad (1)$$

Wynika to z faktu, że wielkościami mierzonymi i standardowo podanymi w katalogach supernowych są jasność widoma w maksimum m_{max} wyrażona w wielkościach gwiazdowych oraz prędkość ucieczki v w km/s. Jasność absolutna jest natomiast wyliczana ze wzoru, zawierającego H , obowiązującego dla przesunięć ku czerwieni $z < 1$:

$$M_{max} = m_{max} - 5 \log(v/H) + 5. \quad (2)$$

Jak już wspomniano, rozrzut w maksymalnej jasności istnieje ($\Delta M_{max} \simeq 0.3$) i musi być wzięty pod uwagę. Dla korekty różnic wynikającej z rozrzutu jasności absolutnej stosuje się kilka metod. Ogólnie mówiąc, opierają się one na empirycznej zależności pomiędzy

¹²Jest to gra słów trudna do przetłumaczenia na język polski. Określenie to można rozumieć jako gałąź normalną, ale D. Branch to również znany badacz supernowych.

kształtem krzywej blasku a jasnością maksymalną mówiącej, że wybuchy trwające dłużej są jaśniejsze. Najbardziej znaną z tych metod jest liniowa zależność Phillipsa pomiędzy $\Delta m_{15}(B)$ a jasnością maksymalną $M_{max}(B)$, czyli szerokością krzywej blasku a jej wysokością. Warto zaznaczyć, że bez tej korekcji wyciąganie jakichkolwiek wniosków co do geometrii Wszechświata oraz stałej kosmologicznej byłoby niemożliwe, gdyż efekty te są mierzone na poziomie różnic 0.5^m [15, 16].

Supernowe termojądrowe obejmują tylko jeden typ Ia, którego dalszy podział nie jest jednak wykluczony. Dotychczas nie było naglących potrzeb natury obserwacyjnej lub teoretycznej sugerujących różnorodność typu Ia. Ostatnio „ślepa” analiza wybranych parametrów dużej próbki dobrze zbadanych supernowych Ia [36] wykazała istnienie w 7-wymiarowej przestrzeni parametrów obserwacyjnych trzech wyraźnie rozłącznych grup (Tabela 1), ale użyta metoda absolutnie nic nie mówi o pochodzeniu różnic. Mają one potencjalnie charakter astrofizyczny, związany z mechanizmem wybuchu.

2.1.1 Standardowy mechanizm supernowej Ia

Abstrahując od istniejących wątpliwości i tendencji popychających astronomów do dalszego podziału typu Ia, istnieje model, który można nazwać standardowym. Mówi on, że supernowe Ia są eksplozjami termojądrowymi¹³ białych karłów CO o masie bliskiej masy Chandrasekhara. Eksplozja następuje w wyniku powolnej akrecji na powierzchnię białego karła wodoru pochodzącego z drugiego składnika.

Jest to model lansowany od dawna [23] i narosło wokół niego kilka często powtarzanych błędnych opinii. Dlatego pożądane jest przedstawienie kolejności zdarzeń prowadzących do eksplozji typu Ia krok po kroku.

Mylące określenie tego modelu jako M_{Ch} (od masy Chandrasekhara) nie oznacza, że wybuch następuje po zaakreowaniu masy brakującej do M_{Ch} , ale służy przeciwstawieniu go modelowi konkurencyjnemu, w którym wybuch może nastąpić znacznie poniżej tej masy. Model ten, określany jako sub- M_{Ch} zostanie omówiony później, w podrozdziale dotyczącym alternatywnych scenariuszy. W rzeczywistości, biały karzeł nigdy nie osiąga masy Chandrasekhara, a tylko się do niej zbliża. Osiągnięcie M_{Ch} oznaczałoby utratę stabilności *hydrostatycznej*, czyli kolaps białego karła. To nie tylko nie doprowadziłoby do wybuchu termojądrowego, ale spowodowałoby zaliczenie takiego zdarzenia, zgodnie z terminologią wprowadzoną we wstępie do tego rozdziału, do typu „implozyjnego” (*core-collapse*).

Poprawne podejście wymaga wprowadzenia w miejsce masy Chandrasekhara, określającej stabilność równowagi hydrostatycznej masy zapłonu (ang. *ignition mass*), która określa moment utraty stabilności termicznej spowodowanej niekontrolowanym wzrostem tempa reakcji syntezy jądrowej. Masa ta, w przeciwieństwie do masy Chandrasekhara zależnej głównie od zawartości elektronów¹⁴ na barion Y_e :

$$M_{Ch} = 1.44 (2Y_e)M_{\odot} \quad (3)$$

jest funkcją składu chemicznego białego karła. Jednak dla większości pierwiastków będących budulcem białych karłów (^4He , ^{12}C , ^{16}O , ^{20}Ne , ^{24}Mg) $Y_e \simeq 0.5$, gdyż są to jądra o identycznej liczbie protonów i neutronów. Masa Chandrasekhara jest więc dla wszystkich białych karłów powstających w przyrodzie bliska $1.44 M_{\odot}$. Dobrze natomiast wiadomy jest

¹³Co do tego nie ma istotnych wątpliwości, czego dowodem jest powszechna akceptacja określenia „termojądrowe”.

¹⁴Dla białych karłów w przybliżeniu zerowej temperatury. Wyrażenie w ogólnym przypadku podane jest na str. 24.

fakt, że masa zapłonu może być niższa niż M_{Ch} . Na przykład obiekt powstający z materii międzygwiazdowej zdominowanej przez wodór „zapala się” jeżeli jego masa przekracza $0.08 M_{\odot}$. Dla 3 typów białych karłów występujących w przyrodzie masa zapłonu wynosi: dla ${}^4\text{He}$ $0.7 M_{\odot}$, dla mieszaniny CO $1.39 M_{\odot}$, a dla ONeMg jest bardzo bliska M_{Ch} – i nie jest całkiem jasne czy ten ostatni raczej skolapsuje czy eksploduje.

W standardowym modelu progenitorem jest biały karzeł CO w ciasnym układzie podwójnym. Białe karły o innym składzie zostały wykluczone. Powolna akrecja powoduje systematyczny wzrost masy białego karła, która zbliża się do *masy zapłonu*, czyli $1.39 M_{\odot}$. Promień R takiego „przybierającego na wadze” białego karła maleje:

$$R \sim \frac{1}{\sqrt[3]{M}}. \quad (4)$$

Na skutek kompresji jest produkowane ciepło a temperatura centralna T_c rośnie. Wytworzona energia jest unoszona poprzez neutrinowy rozpad plazmonu¹⁵:

$$\gamma^* \longrightarrow \nu_x + \bar{\nu}_x. \quad (5)$$

W momencie gdy gęstość centralna osiąga wartość $\rho_c \simeq 2 \cdot 10^9 \text{ g/cm}^3$, reakcja (5) staje się zabroniona, a tym samym chłodzenie ustaje. Ciepło gromadzi się, co prowadzi do rozpoczęcia reakcji syntezy jądrowej. Ruchy konwektywne skutecznie jednak odprowadzają wyprodukowaną energię poza centrum. W miarę postępującej kompresji, jądrowa skala czasowa, czyli czas niezbędny do spalenia całego dostępnego lokalnie paliwa, τ_{nucl} , maleje. Równocześnie wzrasta tempo ruchów konwektywnych, jednak wolniej niż tempo reakcji jądrowych, znacznie czulszych na wzrost temperatury. Gdy temperatura osiąga wartość $T_c = 7 \cdot 10^8 \text{ K}$ skale czasowe konwektywna i jądrowa stają się równe: $\tau_{konw} \sim \tau_{nucl}$. Następuje całkowite spalenie paliwa jądrowego w centrum, a energia nie zostaje odprowadzona na zewnątrz. Spowodowany tym wzrost temperatury do $T_c = 1.5 \cdot 10^9 \text{ K}$ inicjuje powstanie frontu spalania (płomienia) rozchodzącego się błyskawicznie na zewnątrz. Opisany wyżej proces określany jako „tlenie się” (ang. *smouldering*) trwa około tysiąc lat poprzedzających wybuch supernowej Ia. Samo spalenie się całego białego karła CO o masie $1.39 M_{\odot}$ i promieniu rzędu promienia Ziemi trwa około 3 sekund. Jego produktami są β -radioaktywny izotop niklu ${}^{56}\text{Ni}$, jądra grupy żelaza oraz jądra o liczbie masowej pomiędzy „paliwem” (C, O) a „żelazem”. Jednym z nich jest krzem, którego linie widmowe posłużyły do zdefiniowania oraz identyfikacji typu Ia. Wyzwolenie w krótkim czasie i małej objętości ogromnej energii rzędu 1-2 foe (foe \equiv fifty-one-erg = $10^{51} \text{ erg} = 10^{44} \text{ J}$) powoduje wyrzut materii z ogromną prędkością rzędu kilkudziesięciu tysięcy km/s. Krzywa blasku supernowej Ia jest „zasilana” rozpadem ${}^{56}\text{Ni}$, produkowanego w ilości około $0.2 M_{\odot}$. Sama supernowa świeci jasno przez typowo 3 miesiące, ale często jest obserwowana znacznie dłużej. Pozostałością po tym wybuchu jest mgławica o sferycznie symetrycznym kształcie¹⁶ świecąca w liniach wodoru (ang. *Balmer-dominated shell*). Fizycznie jest to fala uderzeniowa powstała w wyniku wybuchu propagująca się poprzez wodór międzygwiazdny. Pozostałości zwartej naturalnie nie ma – biały karzeł ulega całkowitej destrukcji.

2.1.2 Problemy standardowego modelu

Przedstawiony w poprzednim podrozdziale model standardowy jest szeroko akceptowany. Niemniej jednak istnieje szereg przyczyn, problemów modelu, które inspirują badania zarówno nad jego szczegółami jak i nad scenariuszami alternatywnymi.

¹⁵Kwazicząstka opisująca kolektywne wzbudzenia plazmy.

¹⁶Zakładając że wybuch miał miejsce w jednorodnym ośrodku międzygwiazdnym.

Zacznijmy od trzech sugestywnych faktów obserwacyjnych dotyczących supernowych Ia, a będących bazą dla konstrukcji modeli [38]:

1. Całkowity brak linii wodoru (i helu) w widmie
2. Energia wybuchu jest rzędu różnicy energii wiązania pomiędzy jądrami C/O a „Fe” pomnożonej przez masę Chandrasekhara.
3. Odstęp czasu pomiędzy powstaniem gwiazdy a wybuchem supernowej *może* (ale nie musi) być bardzo długi.

Przyjęcie białego karła CO za progenitora tłumaczy punkty 1 i 2, natomiast umieszczenie go w układzie podwójnym pozwala wyjaśnić punkt 3. Czynnikiem „opóźniającym” może tu być powolna akrecja lub emisja fal grawitacyjnych.

Wygląda to przekonywująco, jednak nasuwają się następujące wątpliwości:

- dlaczego nie obserwujemy śladowych ilości akreowanego wodoru pochodzącego z gwiazdy-donora?
- czy akrecja jest w stanie podnieść masę białego karła do masy zapłonu?
- w jaki sposób przebiega spalanie?
- co powoduje różnice w jasności maksymalnej?

Spróbujemy wyjaśnić te wątpliwości, w pierwszej kolejności w ramach „modelu standardowego” a następnie poprzez modele alternatywne.

Brak silnych linii wodoru¹⁷, przez długi okres czasu (do odkrycia typu Ib/c) sztafardowa cecha supernowych termojądrowych wynika w prosty sposób z budowy progenitora – białego karła, którego skład to CO, He ewentualnie ONeMg: wodoru nie ma tu wcale. Drugi element modelu to akrecja materiału pochodzącego z gwiazdy-donora. I tu właśnie pojawia się problem, gdyż materiałem akreowanym jest właśnie ... wódór! Ilość tego wodoru jest śladowa ale powinna zostać wykryta. Dotychczas to nie nastąpiło. Gdyby nadal nie udawało się znaleźć wodoru trzeba „doszlifować” model. Można wyobrazić sobie akrecję np. helu (a nawet cięższych składników) ale wymaga to uprzedniego pozbycia się zewnętrznej otoczki wodorowej drugiego składnika. Ilość tego typu ciasnych układów podwójnych będzie mniejsza niż tych akreujących wódór, gdyż ich powstanie wymaga specjalnej ścieżki ewolucyjnej układu. Niestety, hel¹⁸ również nie został wykryty w widmie supernowej Ia!

Drugim nieuniknionym źródłem wodoru jest gwiazda-donor, która podlega wpływowi fali uderzeniowej powstałej w wyniku wybuchu swojego bliskiego towarzysza: następuje częściowe „zdarcie” zewnętrznych warstw a gwiazda zostaje odrzucona [17]. W rozprzestrzeniających się sferycznie symetrycznie „szczątkach” białego karła powstaje w miejscu zasłoniętym przez drugą gwiazdę stożkowata „dziura”. Tabela 2 przedstawia skutki wybuchu dla trzech rodzajów gwiazd.

Widać z wyników podanych w Tabeli 2, że przynajmniej część (1/4 lub więcej) obserwowanych wybuchów typu Ia, które są skierowane „dziurą” do nas powinna zawierać w widmie linie wodoru.

Kompletny brak zarówno wodoru jak i helu tłumaczy doskonale model „podwójnie zdegenerowany” omówiony w podrozdziale 2.1.3.

¹⁷Najpowszechniejszego pierwiastka we Wszechświecie.

¹⁸Drugi pod względem obfitości pierwiastek we Wszechświecie.

Tabela 2: Skutki wybuchu supernowej Ia, odczuwane przez towarzysza, za [17]. W wyniku oddziaływania, za towarzyszem który zasłaniał częściowo supernową, powstawał „cień”. W każdym przypadku następowało znaczne „uszkodzenie” gwiazdy, ale prędkość odrzutu była mniejsza niż prędkość orbitalna.

Typ donora	Kąt rozwarcia stożka	Kąt bryłowy/ 4π	Prędkość odrzutu	Utrata masy
Gwiazda ciągu głównego	66°	29%	86 km/s	$0.15 M_\odot$
Subgiant	72°	35%	49 km/s	$0.17 M_\odot$
Czerwony olbrzym	115°	71%	0 km/s	$0.53 M_\odot$

Tabela 3: Skutki akrecji wodoru na powierzchnię białego karła. Założono, że masa białego karła w chwili początkowej wynosi $0.6 M_\odot$. Żadne tempo akrecji nie prowadzi do wzrostu masy karła aż do wymaganych przez model $1.39 M_\odot$. W niektórych przypadkach dochodzi nawet do utraty masy, na skutek eksplozji nowych.

Tempo akrecji	Skutek akrecji	Przyrost masy	Osiągnięcie masy zapłonu
Powolne	Nowa	ujemny	niemożliwe
Średnie	Detonacja He	?	zapłon zewnętrzny?
Wysokie	Spalanie H & He	tak	potencjalnie możliwe
Bardzo wysokie	Powstanie czerwonego olbrzyma	tak	spalanie niewybuchowe

Kolejny problem pojawił się, gdy zbadano teoretycznie wynik akrecji wodoru na powierzchnię białego karła. Wyniki tych badań zaprezentowano jakościowo w Tabeli 3. Okazuje się, że *żadna* wartość tempa akrecji nie prowadzi do znacznego wzrostu masy białego karła. Dla niskiego tempa akrecji, nagromadzony na powierzchni materiał wybuchu, na skutek czego masa białego karła *maleje!* Jeżeli nawet wodór na powierzchni zostanie spalony, to jego produkt, czyli He, wybuchnie na pewno. Co więcej, jego własności prowadzą do nieuniknionej detonacji powłoki helowej. To powoduje nie tylko utratę masy, ale stanowi też hipotetyczny mechanizm zapłonu białego karła. Jest to jeden z modeli alternatywnych (zobacz podrozdział 2.1.3). Wyższe tempo akrecji prowadzi do regularnego spalania wodoru i helu na powierzchni gwiazdy. Prowadzi to do powstania bardzo jasnych obiektów, które nie zostały zaobserwowane. Jeszcze wyższe tempo akrecji doprowadza do wytworzenia wokół białego karła masywnej otoczki wodorowej, analogicznej do istniejącej w czerwonych olbrzymach. Biały karzeł przekształca się w zwykłą gwiazdę. Podsumowując, akrecja wodoru lub helu na powierzchnię białego karła *nigdy* nie prowadzi do wzrostu masy i zapłonu w myśl modelu standardowego.

Panuje przekonanie, że istnieje pewna luka w analizie, której wyniki przedstawiono

powyżej i pewien, być może wąski przedział tempa akrecji prowadzi jednak do wybuchu białego karła. Okazuje się że rotacja ma tu istotne znaczenie stabilizujące [18].

Trzeba dodać, że sposób akrecji też nie jest jednoznacznie określony. Zwykle rozumie się go jako wypełnienie przez donora strefy Roche'a i „wypływanie” materii z wewnętrznego punktu Lagrange'a. Być może jest to inny proces, np. wychwyty wiatru gwiazdowego produkowanego przez towarzysza? W ostatnich latach zaobserwowano niewyjaśnioną korelację pomiędzy wybuchami supernowych Ia a obszarem galaktycznego jetu produkowanego przez centralną czarną dziurę. Jakiego rodzaju oddziaływanie mogłoby istnieć pomiędzy białym karłem o promieniu rzędu 10000 km w ciasnym układzie podwójnym o rozmiarach mniej niż 1 AU a kiloparsekowym galaktycznym jetem? Można natomiast próbować wyobrazić sobie wpływ jetu na wiatr gwiazdowy lub ośrodek międzygwiazdowy zasłaniający supernowe, wzmacniając efekt selekcji.

Kolejny problem modelu standardowego ma naturę czysto fizyczną. Metodą prób i błędów udało się stworzyć fenomenologiczny model wybuchu białego karła CO o masie bliskiej M_{Ch} doskonale pasujący do obserwacji. Mówimy to o tzw. modelu W7 Nomoto [40] w którym tak dobrano prędkość spalania w funkcji odległości od centrum $v(R)$, aby dofitować dane obserwacyjne oraz ilość produkowanych w trakcie wybuchu pierwiastków. Niestety, prędkość ta nie ma żadnego uzasadnienia fizycznego. Aby to zrozumieć musimy wejść w pewne szczegóły procesu spalania. Znamy dwa takie procesy: deflagrację oraz detonację. Deflagracja (pospolicie nazywana po prostu „wybuchem”) polega na spalaniu „paliwa” poprzez propagację płomienia (frontu spalania) rozchodzącego się dzięki przewodnictwu cieplnemu. Tego typu laminarny „płomień jądrowy” ma grubość około 0.1 milimetra i rozchodzi się z prędkością $v_l=0.1 \dots 100$ km/s co stanowi maksymalnie około 1% prędkości dźwięku c_s w materii białego karła. Detonacja jest to front spalania rozchodzący się w postaci fali uderzeniowej. Przejście frontu fali uderzeniowej jest czynnikiem powodującym zapłon. Fala detonacyjna rozchodzi się z prędkością ponaddźwiękową rzędu $c_s=10^4$ km/s.

Średnia prędkość spalania modelu W7 Nomoto wynosi około $0.3c_s$ i wszędzie spełnia warunek:

$$v_l < v_{W7} < c_s,$$

czyli nie jest to ani deflagracja ani detonacja. Prędkość spalania v_{W7} jest więc *niefizyczna*, trudno jednak uwierzyć, że zgodność modelu z obserwacjami jest dziełem przypadku. Istnieją co najmniej trzy propozycje wyjaśnienia tej sprzeczności:

1. DDT
2. deformacja frontu spalania
3. zapłon wielopunktowy

DDT (ang. **D**eflagration to **D**etonation **T**ransition) czyli przejście spalania w detonację jest sposobem obejścia wyżej opisanego problemu. Początkowo spalanie ma charakter laminarny, jednak w pewnym momencie przechodzi w detonację. Zjawisko to jest doskonale znane ekspertom od pirotechniki. W typowej jednak spłonce detonującej osiągamy DDT poprzez geometryczne ograniczenie płomienia oraz jego „przytłumianie” (ang. *quenching*) np. przez nieregularności powierzchni ograniczającej. Nie jest jasne natomiast czy takie samo zjawisko występuje przy sferycznie symetrycznie rozchodzącym się w trzech wymiarach płomieniu.

Czyste spalanie laminarne jest powolne. W rzeczywistości jednak sferycznie symetryczny front spalania nie może istnieć – jest niestabilny. Powoduje to sfałdowanie płomienia, a tym samym zwiększenie jego powierzchni. Większa powierzchnia spalania oznacza

efektywny wzrost jego tempa, który może naśladować spalanie z większą niż laminarna prędkość. Lokalnie tempo produkcji energii również rośnie, co prowadzi do niestabilności Rayleigha-Taylora. Zjawisko to towarzyszy praktycznie każdemu procesowi produkującemu energię w polu grawitacyjnym. Szczególnym jego przykładem jest „grzyb atomowy”. W procesie spalania termojądrowego wewnątrz białego karła tworzą się liczne tego rodzaju „grzyby”, które zwiększają efektywną powierzchnię spalania. Wszystkie te efekty wzięte razem prowadzą do ogromnego wzrostu powierzchni płomienia, a zatem większej efektywności spalania. Być może właśnie tędy idzie droga do uzyskania zgodności z fenomenologicznym modelem W7.

Zapłon w standardowym modelu następuje w centrum, a front spalania rozchodzi się sferycznie symetrycznie na zewnątrz. Efekt ten wynika wprost z założenia o symetrii sferycznej. Trudno jest jednak przy braku symetrii uniknąć sytuacji, w której zapłon następuje minimalnie poza punktem centralnym. Wtedy, na skutek sił wyporu działających na płonący bąbel, zaczyna on poruszać się z dużą prędkością ku powierzchni białego karła. Może on przenieść miejsce, w którym rozpoczyna się faktyczna wybuchowa reakcja termojądrowa daleko (rzędu 1000 km) od środka. Co więcej, takich płonących bąbli może być więcej niż jeden. Ich ilość jak na razie nie może zostać obliczona z modelu, więc stanowią one jego wolny parametr. Zwiększając liczbę odległych punktów, w których następuje zapłon zwiększamy też efektywność spalania¹⁹ – jego średnia prędkość może stać się bliska empirycznie dobranej wartości v_{W7} .

Ekstremalnym przypadkiem tego typu zapłonu, w którym płonący „bąbel” osiąga powierzchnię zajął się Plewa et. al. [39]. W wyniku symulacji okazało się, że „bąbel” powoduje powstanie na powierzchni białego karła rozchodzącej się fali „tsunami”. Fala ta obiega całą gwiazdę, a następnie ogniskuje się na antypodach, gdzie inicjuje detonację! W kontekście tych wyników wydaje się zasadne zadanie pytania, czy podobnego skutku nie mogłyby wywołać czynniki zewnętrzny, np. upadek planetoidy. Prędkość zderzenia byłaby rzędu prędkości ucieczki z powierzchni białego karła:

$$v \sim \sqrt{\frac{2GM_{\odot}}{R_Z}} \simeq 6000 \text{ km/s} = 0.02 c$$

gdzie R_Z to promień Ziemi. Prawdopodobieństwo takiego zdarzenia jest znikome, ale pamiętajmy, że każdy biały karzeł stanowi potencjalną „bombę termojądrową” wymagającą tylko „zastosowania” odpowiedniego „zapalnika”. W tym kontekście, nawet pobliski (8 lat świetlnych) Syriusz B jest hipotetycznym kandydatem na progenitora supernowej Ia!

Ostatnią sprawą, kluczową dla użycia supernowych Ia jako świec standardowych jest wyjaśnienie obserwowanej wariacji w maksymalnej jasności²⁰. W zasadzie wydaje się, że w standardowym modelu wszystkie supernowe Ia powinny być identyczne. Sferycznie symetryczna eksplozja identycznych białych karłów CO o masie $1.39 M_{\odot}$ wydaje się nie pozostawiać miejsca na różnorodność. Ta jednak została zaobserwowana. Może tu mieć wpływ np. względna zawartość węgla i tlenu w białym karle CO, profil temperatury wewnątrz lub wspomniane wyżej mechanizmy zapłonu. Potencjalnie istotny wpływ rotacji na zapłon i wybuch ciągle pozostaje niezbadany. Wszystkie wyżej wymienione czynniki mają jednak niewielki wpływ i pozwolą zapewne wyjaśnić wariację jasności Branch-normals ale nie ekstremalnych przypadków jak SN1991T lub SN1991bg. Wydaje się, że te ostatnie przypadki mogą wymagać wprowadzenia modeli alternatywnych.

¹⁹Wie to każdy kto próbował rozpalać ognisko.

²⁰Można używać świecy standardowej bez zrozumienia jak ona działa. Biorąc jednak pod uwagę fakt, że supernowe Ia są używane na dystansach odpowiadających $z > 1$ istnieje uzasadnione podejrzenie, że od tego czasu istotnie zmieniły się panujące warunki. Trzeba zbadać, czy mechanizm wybuchu zależy od tych warunków, np. metaliczności gwiazdy, z której powstał biały karzeł.

2.1.3 Modele alternatywne

Model standardowy supernowej Ia może zostać uzupełniony przez dwa poważne modele alternatywne: dwa białe karły oraz wybuchy poniżej masy Chandrasekhara²¹.

Model z dwoma białymi karłami w układzie podwójnym (ang. *double-degenerate*) posiada wszystkie cechy wymagane dla wyjaśnienia własności supernowych Ia. Emisja fal grawitacyjnych powoduje powolne ale nieuchronne złączenie się składników. Przez długi okres czasu nie znano jednak ani jednego układu dwóch białych karłów który mógłby złączyć się w sensownym czasie kilku miliardów lat. Obecnie znamy takie układy.

Określenie „układ 2 białych karłów” mieści w sobie sporą ilość kombinacji. Istnieją bowiem trzy (ze względu na skład) typy białych karłów: He, CO i ONeMg. Osobno należy rozpatrzyć przypadki $M_1 \simeq M_2$ oraz $M_1 \neq M_2$ a także $M_1 + M_2 > M_{Ch}$ i $M_1 + M_2 < M_{Ch}$. Daje to w sumie 15 jakościowo różnych kombinacji i każda z nich po złączeniu może wyprodukować odmienne zjawisko. Zwykle pod pojęciem progenitora supernowej Ia rozumie się układ dwóch białych karłów CO, z których jeden jest cięższy, a suma ich mas przekracza M_{Ch} .

Wtedy w wyniku postępującego zbliżania się lżejszy składnik ulega rozerwaniu w polu sił pływowych cięższego. Powstaje dysk akrecyjny i gwałtowne powiększanie się masy centralnego składnika. Jest to proces hydrodynamiczny, niemożliwy do opisanego w stacjonarny sposób. Model ten w oczywisty sposób wyjaśnia brak H i He: po prostu ich tam nie ma. Wariacja w jasności może być pochodną sumy mas składników.

Model, w którym biały karzeł wybuchą poniżej masy zapłonu (sub- M_{Ch}) wymaga zewnętrznego czynnika inicjującego reakcję termojądrową. Znalezienie „zapalnika” jest tu podstawową trudnością. Najbardziej sensowna propozycja to detonacja nagromadzonego helu. Hel, pochodzący bezpośrednio od towarzysza lub będący „popiołem” po spalaniu wodoru na powierzchni białego karła bardzo łatwo ulega detonacji. Zapłon może nastąpić już na powierzchni – fala detonacyjna w He przenosi się do wnętrza białego karła, który ulega „spaleniu” od powierzchni do środka. Druga możliwość to propagacja schodzącej się sferycznej fali uderzeniowej (zainicjowanej detonacją He na powierzchni), która powoduje zapłon w obszarze centralnym. Model ten w oczywisty sposób wyjaśnia wariację jasności supernowych Ia – jest ona funkcją masy wybuchającego białego karła, która może być dowolnie mała.

Dotychczas skłaniano się ku opinii, że model standardowy opisuje 85% supernowych Ia (Branch-normals), scenariusz z dwoma białymi karłami odpowiada najjaśniejszym zdarzeniom typu SN1991T, natomiast pozostałe przypadki o małej jasności absolutnej mogą odpowiadać modelowi sub- M_{Ch} . Zagadnienia te są obecnie badane, i jak wynika z Tabeli 1 ciągle nie wiadomo którądy powinna iść linia podziału. Do czasu uzyskania mocniejszych wyników pozostaniemy więc przy jednym typie supernowych termojądrowych: Ia.

2.2 Supernowe implozyjne

Supernowe implozyjne – „stary” typ II – obejmują typy Ib/c, IIb, II-L, II-P, II-n a prawdopodobnie także co najmniej część rozbłysków gamma. Są one wybuchami młodych masywnych gwiazd. Przyjmuje się, że gwiazdy o masie większej niż 8-9 M_{\odot} już wybuchają jako supernowe. Obserwacje gromady otwartej NGC 1818 w Obłoku Magellana²² (LMC) wykazały istnienie białego karła, który powstał z gwiazdy o masie 7.6 M_{\odot} [13].

²¹Chodzi tu o białe karły *znacznie* poniżej M_{Ch} . Jak już powiedziano w modelu standardowym wybuch następuje także poniżej M_{Ch} , ale różnica jest tu niewielka.

²²Gwiazdy w LMC mają niższą metaliczność niż te w Galaktyce, więc ich ewolucja może przebiegać nieco inaczej.

Jest to obecnie najlepsze ograniczenie na maksymalną masę gwiazdy, która jeszcze nie wybucha jako supernowa.

2.2.1 Przyczyny i przebieg kolapsu

Ostatnie fazy ewolucji masywnej gwiazdy zostaną omówione w osobnym rozdziale. Tutaj wystarczy zaznaczyć, że ostatecznie w jej wnętrzu formuje się jądro złożone z „żelaza” (por. przypis na str. 15). Rdzeń ten o masie 1-2 M_{\odot} jest utrzymywany przez ciśnienie zdegenerowanego gazu elektronowego, ale o wysokiej temperaturze. Masa Chandrasekhara dla takiego gorącego jądra opisywana jest wzorem:

$$M_{Ch} = 1.44M_{\odot} (2Y_e)^2 \left[1 + \left(\frac{S_e}{\pi Y_e} \right)^2 \right] \left[1 - \frac{3}{5} \sqrt[3]{\frac{12}{11}} \alpha \bar{Z}^{2/3} + p_{rad}/p_{mat} \right], \quad (6)$$

gdzie Y_e to zawartość elektronów na barion, S_e – entropia gazu elektronowego, $\alpha \simeq 1/137$ – stała struktury subtelnej, \bar{Z} – średni ładunek jąder a p_{rad} i p_{mat} to odpowiednio ciśnienie promieniowania i materii.

Równanie (6) pokazuje wyraźnie procesy mogące prowadzić do utraty stabilności przez jądro gwiazdy. Może albo dojść do (1) przekroczenia ustalonej masy Chandrasekhara poprzez wzrost masy jądra, co jest możliwe w sytuacji gdy na powierzchni jądra pojawi się płonąca warstwa krzemu lub (2) sama M_{Ch} zmaleje, przy ustalonej masie jądra. To właśnie ta ostatnia możliwość jest typową przyczyną kolapsu. Największy wpływ na wartość M_{Ch} mają: liczba leptonów (elektronów) Y_e oraz entropia gazu elektronowego S_e . Po wypaleniu się paliwa jądrowego, neutrino unoszą zarówno energię jak i liczbę leptonową co szybko prowadzi do nieuchronnego kolapsu. Pierwszoplanową przyczyną kolapsu jest spadek S_e , spowodowany wygaśnięciem reakcji jądrowych.

Wróćmy na chwilę do wspomnianego wyżej etapu spalania Si w tzw. „shellu” czyli cienkiej sferycznej warstwie otaczającej stygnące jądro „Fe”. Okazuje się, że energia produkowana w tej warstwie wystarcza, aby podtrzymać masę Chandrasekhara jądra i zapobiec kolapsowi. Masa rdzenia w wyniku tego procesu przyrasta, jednak w sposób nieciągły: dopiero po całkowitym wypaleniu się Si w cienkiej warstwie zostaje ona przyłączona do jądra. Wtedy może pojawić się kolejna płonąca warstwa krzemu. Zwykle ma miejsce od 0 do 2 takich epizodów [43], a to czy będą miały one miejsce zależy od całej historii gwiazdy po zapłonie węgla. Oto przyczyna chaosu w ewolucji masywnych gwiazd, który zapewne uniemożliwia przewidzenie za pomocą modelu losu pre-supernowej mając daną jedynie masę ZAMS oraz początkowy skład chemiczny gwiazdy.

W praktyce, powyższe wyrażenie na masę Chandrasekhara (6) jest używane głównie w celach edukacyjnych, a moment utraty stabilności przez gwiazdę jest definiowany za pomocą jej modelu. Otóż przyjmuje się powszechnie, że jeśli prędkość materii na brzegu jądra „Fe” przekroczy na pewnym kroku kodu ewolucyjnego zdaną wartość (np. 1000 km/s), obliczenia są przerywane. Ostatni obliczony model jest nazywany pre-supernową i stanowi warunki początkowe dla bardziej wyrafinowanych kodów hydrodynamicznych mających na celu prześledzenie samej eksplozji supernowej. Przejście od ewolucji do eksplozji jest ciągłe, ale nie istnieją metody numeryczne możliwe do zastosowania równocześnie na tych dwóch etapach.

Jak wygląda los gwiazdy, która zaczęła kolapsować? Raz rozpoczęty, kolaps jest bliski spadkowi swobodnemu w polu grawitacyjnym. Kolaps jądra o masie 1.2-2 M_{\odot} i promieniu $R \simeq 2000$ km trwa od 100 do 500 milisekund. Kolaps ma charakter samopodobny, prędkość v_r jest proporcjonalna do promienia. Ponieważ prędkość dźwięku c_s maleje z odległością od centrum, pojawia się *punkt dźwiękowy* gdzie $v_r = c_s$; poza tym punktem ruch

jest naddźwiękowy. Prędkość kolapsującej materii sięga 60 000 km/s. Dopiero gdy jądro skurczy się do około 60 km²³ i odpychające siły jądrowe zaczną działać, następuje niemal natychmiastowe (1 ms) zatrzymanie ruchu, przy czym gęstość staje się równa gęstości jądra atomowego. Fala stałej gęstości poruszająca się na zewnątrz, w czasie kilku milisekund staje się falą uderzeniową poruszającą się ku powierzchni gwiazdy.

2.2.2 Mechanizm natychmiastowy i opóźniony

Po kilku udanych symulacjach pokazujących powstanie fali uderzeniowej, sądzono że jest to kluczowy element eksplozji supernowej. Front fali miał przejść przez całą gwiazdę, dochodząc do powierzchni „rozrywając” ją. Mechanizm ten jest aktualnie określany jako „natychmiastowy” (ang. *prompt*). W miarę jednak doskonalenia modelu i jego lepszego zrozumienia stało się jasne, że fala uderzeniowa na ogół nie dociera do powierzchni. Traci ona energię m. in. na dysocjację napotykaných jąder grupy żelaza, które są bardzo silnie związane (8.7 MeV / nukleon) co powoduje utratę energii około 1.7 foe na każde 0.1 M_☉, przez które przechodzi front. Przypomnijmy, że cała energia kinetyczna i promienista supernowej to najwyżej kilka foe, a masa „żelaznego” jądra to 1.2-2 M_☉. Ciągłe są możliwe „natychmiastowe” eksplozje gwiazd o najmniejszych rdzeniach, przy odpowiednim doborze równania stanu materii jądrowej. Obecnie jednak lansowany jest model „napędzanej neutrinowo” (ang. *neutrino-driven*) lub inaczej „opóźnionej” (ang. *delayed*) eksplozji supernowej.

W trakcie kolapsu, oprócz gwałtownej zmiany równania stanu materii następuje transformacja zwykłej materii złożonej z jąder, protonów, neutronów i elektronów w tzw. materię neutronową. Często obrazowo mówi się, że elektrony są „wprasowywane” w protony zamieniając się w neutron i neutrino. Początkowo, w trakcie kolapsu neutrina uciekają swobodnie. To właśnie wtedy jest produkowany najjaśniejszy sygnał we Wszechświecie: krótki impuls (kilkanaście milisekund, ang. *neutronization burst*) neutrin elektronowych o intensywności ponad 10⁵⁴ erg/s, unoszący w sumie około 10⁵¹ ergów, czyli około 1% całej dostępnej energii grawitacyjnej. Wkrótce po tym, z powodu rosnących z gęstością i temperaturą oddziaływań neutrin, zostają one uwięzione w kolapsującej materii. Praktycznie cała dostępna energia grawitacyjna zostaje zamrożona w postaci energii morza Fermiego leptonów, będących teraz w równowadze termodynamicznej. Oznacza to, że elektrony przechodzą w neutrina i odwrotnie. Obszar centralny, zaraz po przejściu fali uderzeniowej jest określany jako protogwiazda neutronowa (ang. *protoneutron star*). Jej zewnętrzny obszar tworzy neutrinosferę, w analogii do fotosfery zwykłych gwiazd. Neutrina są transportowane w kierunku powierzchni, skąd są emitowane na zewnątrz. Całkowita uniesiona przez nie energia jest rzędu 100 foe, czyli około 99% całkowitej energii grawitacyjnej uwolnionej poprzez kolaps. Równocześnie protogwiazda neutronowa kurczy się od początkowych 60 km do około 20 km w czasie kilku sekund. Proces emisji neutrin trwa nadal przez około 100 sekund, ale emitowany strumień gwałtownie maleje. Jest to najmocniejszy fundament teorii implozyjnych supernowych, potwierdzony przez zarejestrowane neutrina z supernowej SN 1987A, która wybuchła w pobliskiej satelitarnej galaktyce, Wielkim Obłoku Magellana.

Okazuje się, że pomimo znikomo słabych oddziaływań neutrin z materią, „wiatr neutrinowy” emitowany przez protogwiazdę neutronową jest w stanie przekazać około 1% swojej energii materii za frontem fali uderzeniowej, skutkując jej rewitalizacją w czasie

²³Jest to kilka razy więcej niż promień gwiazdy neutronowej, gdyż do sił jądrowych dochodzi tu temperatura i ciśnienie zdegenerowanego gazu neutrinowego. Jest to jedyna znana sytuacja, w której neutrina są uwięzione i wykazują swoje fermionowe własności takie jak zakaz Pauliego.

rzędu setek milisekund. Szczegóły tego procesu są nadal intensywnie badane, i ciągle nie jest jasne, że sferycznie symetryczna supernowa rzeczywiście wybucha.

To w jaki sposób zostanie wytworzona fala uderzeniowa nie ma znaczenia dla dalszego przebiegu eksplozji. Fala uderzeniowa, ulegając po drodze odbiciom od nieciąglych granic pomiędzy obszarami pozostałymi po etapach spalania jądrowego, jonizuje materię, wywołuje reakcje jądrowe i wzbudza konwekcję. Po dotarciu do powierzchni, co zajmuje kilka godzin, fala opuszcza gwiazdę powodując intensywny błysk promieniowania ultrafioletowego, a jej fotosfera zaczyna się gwałtownie rozszerzać, co daje ogromny wzrost jasności. W przeciągu kilku dni jasność wciąż rośnie dzięki rekombinującym atomom. Następnie obserwujemy kilkumiesięczny liniowy spadek wielkości gwiazdowej, dokładnie naśladujący rozpad β -radioaktywnego kobaltu ^{56}Co z czasem połowicznego rozpadu 77 dni (por. Tabela 4 na str. 29).

2.2.3 Unifikacja supernowych z rozbłyskami gamma

Od momentu wprowadzenia supernowych typu I i II przez R. Minkowskiego [14], oraz dwóch mechanizmów eksplozji astrofizycy byli kuszeni eleganckim przyporządkowaniem typu I wybuchom termojądrowym (Fowler & Hoyle, 1960) a typu II implozjom rdzenia masywnej gwiazdy (Zwicky & Baade, 1934). Odkrycie pośrednich typów supernowych, Ib/c zrobiło wyłom w tym dość powszechnie akceptowanym związku. Obecnie stało się jasne, że sam mechanizm wybuchu nie decyduje o tym co obserwujemy w wyniku eksplozji. Należy koniecznie wziąć pod uwagę otoczenie, w którym ten wybuch nastąpił.

To otoczenie w przypadku supernowych termojądrowych po prostu nie istnieje: są to wybuchy białych karłów umiejscowionych w ośrodku niewiele różniącym się od przestrzeni międzygwiazdowej

Natomiast implozja rdzenia gwiazdy jest zjawiskiem, które występuje niezwykle często w różnorodnych sytuacjach. Wynika to z istnienia granicznej masy Chandrasekhara (6), której niewielka w porównaniu z masami gwiazd pre-supernowych wartość około $1.5 M_{\odot}$ gwarantuje częste jej przekraczanie, a więc kolaps. Kolaps ten będzie w każdym przypadku dosyć podobny ²⁴, gdyż M_{Ch} mieści się w wąskim przedziale $1.2-2 M_{\odot}$. Istnieje natomiast ogromna różnorodność struktury gwiazdy otaczającej jądro. Jest ona wynikiem niezliczonej liczby ścieżek ewolucyjnych gwiazd w układach pojedynczych i podwójnych. Gwiazda kryjąca w swoim wnętrzu rdzeń na progu kolapsu może być czerwonym olbrzymem przekraczającym rozmiarem promień orbity Saturna lub „gołym” jądrem węglowym o promieniu znacznie mniejszym niż promień Słońca. Podobny rozrzut istnieje w masie otoczki i jej składzie chemicznym. Jest jasne, że nawet w przypadku identycznego przebiegu kolapsu, będziemy za każdym razem obserwować inne zjawisko.

Okazuje się jednak, że można bardzo przekonująco uporządkować implozjne supernowe. Gwiazdy o największych rozmiarach i masie otoczki, która musi być wodorowa, są obserwowane jako klasyczne supernowe typu II. W przypadku gwiazd o najbardziej masywnych otoczkach wodorowych, rzędu kilkunastu mas Słońca, w krzywej blasku pojawia się *plateau*, szczególnie widoczne w ekstremalnym z tego punktu widzenia przypadku supernowej SN 1987A²⁵. Jest to skrajny przypadek typu II-P. Gwiazda posiadająca otocz-

²⁴Dla porządku wypada dodać, że sprawa nie jest całkiem jasna dla gwiazd o masach bliskich dolnej granicy pre-supernowych $8-11 M_{\odot}$. Istnieją zupełnie sprzeczne wyniki w tym temacie. Niektóre mówią że wybuchają one jako implozjne supernowe, inne że powstaje biały karzeł ONeMg. W jądrach tych gwiazd, ze względu na sporą degenerację, wg. niektórych obliczeń może dochodzić do eksplozji termojądrowych wystarczających do odrzucenia zewnętrznych warstw gwiazdy, ale nie jest to wybuch na skalę supernowej. Obliczenia w tym zakresie mas są niezwykle trudne, i badacze zwykle omijają ten obszar.

²⁵Rzeczywiście, porównanie krzywej blasku SN 1987A z dowolną inną supernową budzi zdziwienie gdyż

kę wodorową o masie $1-2 M_{\odot}$ również będzie zaklasyfikowana jako typ II, ale z liniowym spadkiem jasności po maksimum, czyli tzw. typ II-L. Jeżeli gwiazda utraci cały wodór, jej zewnętrzne warstwy będą składały się z helu. Kolaps wewnątrz takiej gwiazdy da supernową, której nie można sklasyfikować jako typ II gdyż wodoru nie ma tam wcale. Dlatego wybuchy te były przez długie lata mylone z supernowymi typu I. Obecnie określamy je jako Ib. Gdy warstwa helowa również zostanie utracona, otrzymamy wybuch podobny do Ib, ale bez linii He. Taką supernową określamy jako Ic.

Wynika z tego, że supernowe implozyjne nie dzielą się w naturalny sposób na podklasy, gdyż ich własności zmieniają się w sposób ciągły od typu Ic do typu II-P. Klasycznym przykładem jest tu supernowa SN 1993J, która została zidentyfikowana jako wybuch gwiazdy z tak cienką warstwą wodoru, iż wykazywała prawie wszystkie cechy typu Ib. Tę przejściową między typem Ib i II-L podgrupę określono jako IIb.

Przyczyną utraty zewnętrznych warstw przez masywne gwiazdy jest prawdopodobnie wiatr gwiazdowy i oddziaływania w układzie podwójnym.

Wyżej opisany schemat pozwala uporządkować supernowe bez wnikania w szczególności mechanizmu eksplozji. Tak naprawdę, aby sensownie opisać wybuch, wystarczyłaby znajomość energii wyzwolonej w centrum, oraz budowa gwiazdy tuż przed wybuchem. To ostatnie stwierdzenie przestaje być jednak prawdziwe jeżeli mechanizm eksplozji jest asymetryczny a sama ilość materii „buforującej” wybuch niewielka. W takich przypadkach szczegóły procesów towarzyszących implozji mogą w sposób jawny przekładać się na obserwowane zjawisko.

Kolaps rdzenia został wyżej przedstawiony jako relatywnie proste zjawisko. Niestety, jeżeli zrezygnujemy z licznych założeń upraszczających, takich jak symetria sferyczna, brak rotacji i pól magnetycznych, oraz statycznych warunków początkowych okazuje się że mamy do czynienia ze zjawiskiem, którego przebieg zależy nie tylko od całkowitej masy tracącego stabilność jądra. Szczególnie rotacja wydaje się być czynnikiem, którego nie można pominąć, a który w naturalny sposób prowadzi do asymetrycznej eksplozji. Właśnie jako tego rodzaju zjawiska należy uważać kilka zaobserwowanych *hipernowych*, czyli supernowych, których energia przy założeniu sferycznej symetrii wydaje się być 10-cio krotnie większa niż dla zwykłych zdarzeń. Analiza poszczególnych przypadków, zwłaszcza SN 1998bw (typu Ic) doprowadziła do wniosku, że eksplozja jest wyraźnie silniejsza wzdłuż pewnej prostej. To wręcz narzuca przyjęcie, iż prostą tą jest oś obrotu gwiazdy, a wybuch ma formę skolimowanego wokół niej wyrzutu materii. Zjawisko to jest doskonale znane badaczom wielkoskalowych galaktycznych jetów, wyrzucanych w wyniku interakcji z supermasywną czarną dziurą.

Powyższa analiza sugeruje, że w przypadku gwiazd, które utraciły zewnętrzne warstwy, mogą ujawniać się dodatkowe zjawiska powstające w kolapsie grawitacyjnym, np. wywołane rotacją. W ten sposób tłumaczymy zjawiska określane jako hipernowe. Najpotężniejszymi eksplozjami we Wszechświecie są jednak nie super- czy nawet hipernowe, ale rozbłyski gamma – GRB (ang. *Gamma Ray Burst*). Te trwające od 1-100 sekund impulsy promieniowania gamma generują przy założeniu symetrii sferycznej energię nawet rzędu energii spoczynkowej Słońca, $M_{\odot}c^2$. Żaden znany proces nie produkuje takiej energii w tak krótkim czasie. Jeżeli nie odrzucamy dobrze poznanej fizyki, musimy przyjąć, że energia ta jest w rzeczywistości 100 razy mniejsza, i aby wyjaśnić obserwowany strumień, założyć że jest emitowana w bardzo wąskim stożku. Wtedy z energetycznego punktu widzenia jesteśmy w obszarze supernowych. Jeżeli dokonamy ekstrapolacji zjawiska hipernowej,

nie jest ona podobna do niczego znanego. Bardzo duża masa powłoki H, będąca przyczyną tego stanu rzeczy, wynika z małej metaliczności Obłoku Magellana, co skutkuje znaczną redukcją utraty masy przez wiatr gwiazdowy. Typowa gwiazda w Galaktyce utraciłaby większość wodoru właśnie w taki sposób.

tak aby wybuch był skierowany z dokładnością kilku stopni w jednym kierunku, możemy postawić hipotezę, że rozbłyski gamma to jest również pewna podgrupa implozyjnych supernowych. Na dzień dzisiejszy, pomimo rosnącej ewidencji obserwacyjnej, nie ma jednak zgody co do sposobu w jaki sposób kolaps żelaznego jądra mógłby prowadzić do silnie skolimowanej eksplozji. Obiecujące wyniki niektórych symulacji pokazują, że jest to możliwe przy uwzględnieniu rotacji, pól magnetycznych i procesów neutrinowych. Tak rozumiane rozbłyski gamma, powinny się znaleźć w schemacie klasyfikacyjnych albo jeszcze przed hipernowymi Ic, albo pośród nich, ale uwzględniając dodatkowe parametry kolapsującego jądra takie jak jego prędkość rotacji czy pole magnetyczne [19]. Niewątpliwie część GRB pasuje do tego schematu. Pozostałe mogą okazać się zupełnie innym zjawiskiem astrofizycznym, jak na razie niewyjaśnionym.

3 Ewolucja masywnej gwiazdy pre-supernowej

Masywne gwiazdy ($M > 8-9 M_{\odot}$) ewoluują w sposób istotnie odmienny niż gwiazdy typu Słońca. Wszystkie powstają w wyniku fragmentacji i kolapsu wodorowego obłoku molekularnego o masie milionów mas Słońca. Ilość nowo powstałych gwiazd gwałtownie maleje wraz z ich masą i przyjmuje się, że gwiazdy o masie większej niż $\sim 100 M_{\odot}$ nie istnieją. Daje to jednak ciągle sporą ilość gwiazd - kandydatek na supernową. Tylko w odległości do 3 kpc znamy dużo ponad 100 gwiazd o masie $40 M_{\odot}$ i więcej. Pomimo relatywnie małej liczby ich istnienie jest kluczowe dla ewolucji Galaktyki z powodu ogromnej jasności, krótkiego życia oraz wzbogacania i pobudzania do dalszej ewolucji ośrodka międzygwiazdowego poprzez wybuchy supernowych.

3.1 Pre-supernowa na ciągu głównym

Wszystkie, w tym masywne, protogwiazdy zaczynają w pewnym momencie palenie wodoru w centrum, czyli wchodzą na ciąg główny gdzie spędzą większość swojego życia. Paradoksalnie, im gwiazda cięższa tym krócej przebywa na ciągu głównym. Jest to spowodowane gwałtownym wzrostem jasności wraz z masą gwiazdy, $L \propto M^4$. Pomimo zwiększonej ilości „paliwa” masywne gwiazdy żyją więc bardzo krótko, rzędu:

$$T/T_{\odot} \sim \frac{M}{M_{\odot}} \frac{L_{\odot}}{L}, \quad (7)$$

gdzie $T_{\odot} \simeq 10$ mld lat to czas życia Słońca, M – masa gwiazdy a L – jej jasność. Dla masywnych gwiazd czas życia²⁶ T wynosi typowo kilka milionów lat. Uproszczony wzór (7) pokazuje ogólną tendencję zachowania się gwiazd na różnych etapach spalania. Zwróćmy uwagę, że masa M w (7) zawiera się w zakresie $0.08 \dots 100 M_{\odot}$, czyli obejmuje 3 rzędy wielkości. W przypadku masywnych gwiazd jest to już tylko jeden rząd wielkości, około 10-100 mas słonecznych. Ilość paliwa²⁷ dostępnego na ciągu głównym jest więc z grubsza taka sama, a o czasie życia gwiazdy decyduje przede wszystkim jej jasność zmieniająca się w zakresie paru rzędów wielkości. Na dalszych etapach ewolucji o tempie spalania decyduje jednak nie jasność fotonowa ale *neutrinowa*, która wzrasta o *kilkanaście* rzędów wielkości.

²⁶Ponieważ dla masywnych gwiazd $L \sim M^4$, więc w istocie $T \sim M^{-3}$.

²⁷Należy też wziąć pod uwagę „jakość paliwa” czyli ilość energii uzyskanej z przemiany jąder – najwięcej energii produkowane jest przy spalaniu wodoru, a to za sprawą ogromnej energii wiązania „popiołu”: jąder ${}^4\text{He}$ (cząstek α).

Tabela 4: Podstawowe dane na temat supernowych.

Typ	Ia	Ib → Ic	IIb → II-P
Definicja	Brak linii wodoru		Silne linie wodoru
Występowanie	Wszystkie typy galaktyk	Ramiona spiralne, rejony powstawania gwiazd	
Częstość wzgl. W Galaktyce	30%± 9% ~1/200 lat	11%± 6% ~1/500 lat	59%± 28% ~1/100 lat
Jasność absolutna	-19.3 ^m jednorodna ^a	-17 ^m ...-18 ^m (-19.5 ^m) ^b	-16 ^m ...-19 ^m (-20 ^m) ^b
Widmo w maksimum	Absorpcja Si II na $\lambda 6355\text{\AA}$ ^c	Brak lub b. słabe Si II ^d	Silna linia H α
Późne widmo (kilka mieś. po maks.)	emisja [FeII]+[FeIII]	Wzbroniona emisja [OI] + [CaII] ^e	
Pozostałość mgławicowa	Shell (Balmer-dominated)	Shell (Oxygen-rich)	Plerion (Crab-like)
Pozostałość zwarta	Brak	Gwiazda neutronowa lub czarna dziura	
Progenitor	Akreujący biały karzeł w układzie podwójnym	Masywna gwiazda pozbawiona H/He	Masywna gwiazda
Źródło energii po maksimum	Radioaktywny rozpad $^{56}\text{Ni} \rightarrow 6 \text{ dni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow 77 \text{ dni} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$		
Źródło energii wybuchu	Synteza C/O → Fe	Strumień neutrin	
Mechanizm fizyczny	Wybuch termojądrowy	Kolaps rdzenia	

^aDotyczy 85% supernowych Ia, tzw. Branch-normals^bNiezwykle jasne przypadki określane jako hipernowe.^cDublet ($\lambda 6347\text{\AA}$, $\lambda 6371\text{\AA}$) przesunięty ku fioletowi do $\sim \lambda 6150\text{\AA}$, co odpowiada prędkości wyrzutu około 30 000 km/s.^dObecność linii helu HeI ($\lambda 5876\text{\AA}$) odróżnia typ Ib od typu Ic.^eW widmie supernowej typu II przez cały czas dominuje linia H α .

3.2 Trzy fazy ewolucji

Celowe jest podzielenie ewolucji masywnej gwiazdy na trzy fazy:

1. Ciąg główny – spalanie wodoru
2. Spalanie helu
3. Faza chłodzona neutrinowo

Gwiazda przebywa na ciągu głównym większość czasu i jest wtedy niebieskim olbrzymem. Po wyczerpaniu się wodoru w obszarze centralnym dochodzi do kontrakcji jądra, a to z kolei prowadzi do zapłonu helu. Ustala się nowy stan równowagi, a gwiazda najczęściej staje się czerwonym olbrzymem. Dlatego właśnie pośród nich wypatrujemy kolejnej supernowej. Nie jest to jednak reguła, co dobitnie pokazał przypadek SN1987A – jej progenitorem był niebieski nadolbrzym. Niebieski czy czerwony – zależy to od sposobu ustalenia się równowagi pomiędzy produkcją energii a jej wypromieniowywaniem. Istnieją dwa możliwe rozwiązania, zgodne z prawem Stefana-Boltzmana:

$$L = 4\pi R^2 \sigma T^4, \quad (8)$$

obiekt o niskiej temperaturze powierzchniowej T i ogromnym promieniu R lub wysokiej temperaturze i mniejszym promieniu: czerwony olbrzym²⁸ lub niebieski nadolbrzym. Dlatego nie należy utożsamiać czerwonych olbrzymów z pre-supernowymi. Progenitorem może być równie dobrze każda inna masywna gwiazda, np. Wolfa-Rayetta. Wybuchy innych niż czerwone olbrzymy gwiazd są jednak rzadkością.

W trakcie centralnego spalania He, wodór płonie nadal na obrzeżach jądra helowego tworząc cienki sferyczny obszar. Ten schemat ewolucyjny prowadzący do spalania helu powtarza się jeszcze kilka razy. Po wypaleniu się paliwa jądro kurczy się aż temperatura osiąga wartości wystarczające do zapłonu popiołu z poprzedniej fazy i produkcji jeszcze cięższych jąder.

3.3 Faza chłodzona neutrinowo

Schemat \langle kontrakcja \rightarrow zapłon \rightarrow wyczerpanie się paliwa \rangle powtarza się kilka razy, aż powstaną jądra o największej energii wiązania, czyli „żelazo”. W pewnym momencie pojawiają się jednak istotne różnice. Po pierwsze, zapłon kolejno H, He i C wymaga coraz to większej masy jądra. Gwiazda o niewystarczającej masie kończy ewolucję. Powstaje biały karzeł helowy lub węglowo-tlenowy CO²⁹ oraz mgławica planetarna. Dalsze etapy spalania już nie wymagają wzrostu masy jądra. Każda gwiazda, która wejdzie na etap palenia węgla, w sposób nieunikniony³⁰ przechodzi wszystkie kolejne etapy, bo masy zapłonu związane z fazami spalania neonu, tlenu i krzemu są mniejsze niż dla spalania węgla. Po drugie, zmienia się sposób, w którym gwiazda pozbywa się produkowanej energii: począwszy do spalania C jest to nie światło, ale emisja neutrin. Foton, aby opuścić gwiazdę potrzebuje bardzo długiego czasu – neutrino opuszcza ją natychmiast. Powoduje to przyspieszenie tempa ewolucji tysiące razy (Tabela 5).

W fazie chłodzonej neutrinowo wyróżniamy cztery etapy spalania :

²⁸Niektóre z czerwonych olbrzymów osiągają naprawdę gigantyczne rozmiary. Np. gwiazda Erakis (μ Cephei), umieszczona w miejscu Słońca mieściła by w swoim wnętrzu orbitę Saturna. Na niebie jest ledwo widoczną gołym okiem gwiazdą 4 wielkości, świecąc głównie w podczerwieni.

²⁹Wynikiem spalania He jest mieszanina węgla i tlenu.

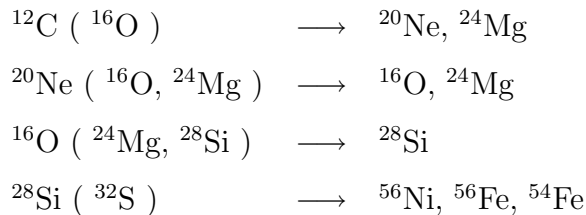
³⁰Ewolucja gwiazdy w układzie podwójnym może zostać przerwana na dalszych etapach ewolucji na skutek oddziaływania towarzysza. Stąd biorą się np. białe karły ONeMg. Brak też zgodnej opinii na temat losu pojedynczych gwiazd w przedziale 8-11 M_{\odot} .

Tabela 5: Ewolucja typowej masywnej gwiazdy.

Spalanie	$T_c [MeV]$	$\rho_c [g/cm^3]$	Czas	L/L_\odot	L_ν/L_\odot
H	3.3×10^{-3}	3.8	7 mln lat	2.0×10^5	$\sim 0.02L$
He	0.01	200	600 tys. lat	2.4×10^5	20
C	0.05	10^5	160 lat	3.0×10^5	2.5×10^6
Ne	0.1	2×10^6	1.5 roku	3.0×10^5	2.0×10^9
O	0.15	4×10^6	6 mieś.	3.0×10^5	5.0×10^9
Si	0.24	3.2×10^7	33 godz.	3.0×10^5	10^{12}
Shell Si	0.29	3.2×10^8	5.5 godz.	3.0×10^5	–
<i>Core-collapse</i>	0.14	1.6×10^9	0.1 ... 0.5 s	3.0×10^5	$> 10^{20}$

1. Spalanie C (węgla)
2. Spalanie Ne (neonu)
3. Spalanie O (tlenu)
4. Spalanie Si (krzemu)

Nazwy te pochodzą od najbardziej obfitego (na początku fazy) paliwa. W rzeczywistości spalanie to jest skomplikowanym procesem łączącym setki jąder w tysiącach reakcji. W pierwszej kolejności uwzględnia się reakcje w których biorą udział cząstki α :



Masa ostatecznie powstającego jądra „Fe” mieści się w zakresie 1. ... 2 M_\odot , i jest bliska $M_{Ch}=1.44 M_\odot$. Zakres ten jest uderzająco mały biorąc pod uwagę, że masa ZAMS³¹ mieści się w przedziale 8. ... 100 M_\odot . Jądro otacza „cebulowa” struktura, której kolejne (licząc od środka) powłoki są pozostałościami po coraz to wcześniejszych etapach spalania.

Należy dodać tu kilka uwag na temat stanu teorii ewolucji gwiazd chłodzonych neutrinowo. Czystej teorii, gdyż nie znamy ani jednej gwiazdy, o której można definitywnie powiedzieć, że jest na tym etapie. W przeciwieństwie do masywnych gwiazd, Słońce jest doskonale zbadane teoretycznie i obserwacyjnie: pełny zakres elektromagnetyczny, neutrina, heliosejsmologia, bezpośrednie pomiary pola magnetycznego i wiatru słonecznego za

³¹Masa, z którą gwiazda rozpoczyna spalanie wodoru (ang. *Zero-Age-Main-Sequence*).

pomocą sond międzyplanetarnych... Pomimo tego wiele fundamentalnych faktów obserwacyjnych pozostaje niewyjaśnionych np. długość 22-letniego cyklu aktywności słonecznej oraz wielkość rejestrowanego strumienia neutrin³².

Gwiazda pre-supernowa to modele. Największe sukcesy obserwacyjne to identyfikacja progenitora SN 1987A i towarzysza SN 1993J [33]. W pierwszym przypadku zostało pokazane *co wybuchła* (masywna gwiazda), w drugim odnaleziono gwiazdę odpowiedzialną za „zdarzenie” otoczki wodorowej masywnej gwiazdy, która zgodnie z teorią wybuchła jako supernowa implozyjna (typ IIb) ze śladową ilością wodoru. Mamy zatem liczne przekonujące dowody obserwacyjne, że supernowe implozyjne to rzeczywiście umierające masywne gwiazdy. Na tym nasze obserwacje pre-supernowych w zasadzie się kończą.

Niestety, pomimo rosnącej mocy obliczeniowej komputerów, coraz dokładniejszym pomiarom jądrowych przekrojów czynnych oraz postępach w teorii np. oddziaływań słabych z jądrami, nie można precyzyjnie przewidzieć jak potoczą się losy konkretnej gwiazdy, która weszła na etap spalania węgla. Kod numeryczny jest naturalnie w stanie prześledzić ewolucję dowolnej gwiazdy, aż do momentu przyjętego za początek kolapsu – typowo gdy prędkość na brzegu jądra „Fe” przekracza -1000 km/s. Nikt nie wątpi również w to, że kolaps w końcu nastąpi – o tym decydują ogólne kryteria: minimum energii wiązania jąder „żelaza” (brak paliwa) i utrata stabilności powyżej masy Chandrasekhara.

Same jednak obliczenia numeryczne mogą dawać niestabilne wyniki, szczególnie w czasie spalania O i Si [41], gdzie skale czasowe nuklearna i konwektywna stają się porównywalne. Uwzględnienie wpływu rotacji, która w pre-supernowych jest niezwykle szybka³³, również trudno uznać za zadowalające, nie mówiąc już o ewolucji w ciasnych układach podwójnych z wymianą masy.

Jest też całkiem prawdopodobne, że mamy tu do czynienia ze zjawiskiem chaotycznym. Kluczowy wynik modelu ewolucyjnego, masa żelaznego jądra pre-supernowej może zależeć w sposób nieciągły od masy ZAMS. Jednym z elementów prowadzących do chaosu jest spalanie krzemu na powierzchni jądra „Fe”. W dwóch gwiazdach różniących się *infinitesimalnie* masą ewolucja może pójść dwoma różnymi drogami. Jedna z tych dwóch gwiazd może po wypaleniu Si w jądrze skolapsować, natomiast druga rozpocząć kolejny etap ewolucyjny, w którym na skutek spalania Si w cienkim sferycznym obszarze otaczającym jądro, jego masa przyrośnie o pewien czynnik. Wynik kolapsu takiego jądra może być już jakościowo odmienny, np. w miejsce gwiazdy neutronowej może powstać czarna dziura.

Mówimy tu o tych problemach by zwrócić uwagę na potencjalne znaczenie obserwacji gwiazd pre-supernowych. Ze względu na ich własności mogą to być właściwie tylko i wyłącznie obserwacje neutrinowe³⁴.

3.3.1 Energetyka emisji neutrin

Strumień neutrin emitowany przez pre-supernową można elegancko oszacować łącząc kilka dobrze znanych faktów:

- Energia gwiazd i supernowych Ia pochodzi z przegrupowania jąder

³²Ten ostatni problem dotyczy raczej niekompletności naszej wiedzy na temat oddziaływań i własności samych neutrin.

³³Świadczą o tym małe okresy obrotu gwiazd neutronowych powstałych w implozyjnych supernowych, np. pulsar w Mgławicy Krab ma okres kilkanaście milisekund.

³⁴Bardzo pomysłową metodę badania masywnych czerwonych olbrzymów zaproponował T. Bulik. Otóż można użyć twardego promieniowania rentgenowskiego pochodzącego od zwartej składnika układu podwójnego w celu „prześwietlenia” towarzysza. Wymaga to oczywiście specjalnego ustawienia płaszczyzny orbity względem obserwatora.

- Ilość dostępnego paliwa jest w obu przypadkach rzędu masy Chandrasekhara
- Dostępna energia termojądrowa może być oszacowana jako:

$$E = 2M\Delta \left(\frac{E_w}{A} \right) [\text{foe} \equiv 10^{51} \text{ erg}]$$

- Podobny wynik daje „wzór Hoyle’a”:

$$E = M c^2 / 1000 = 2.6 \text{ foe}$$

Widzimy, że energetyka masywnej gwiazdy pre-supernowej jest nieomal identyczna jak ta supernowej Ia. Dla SN Ia energia ta wyzwalamana jest w wybuchu (3 s), podczas gdy pre-supernowa spokojnie wyświeca ją w neutrinach w czasie np. dla spalania Si od 1/4 dnia do 20 dni. Jeżeli znamy więc masę płonącego jądra i czas trwania fazy możemy od razu otrzymać średnią jasność neutrinową.

Przypomnijmy, że spalanie C, Ne, O i Si określamy jako fazę chłodzoną neutrinowo, a samą gwiazdę jako pre-supernowa. Mamy tu do czynienia z zamrożeniem stanu gwiazdy z punktu widzenia obserwacji optycznych: skala czasowa Kelvina-Helmholtza to $\tau_{K-H} \sim 10\,000t$ lat dla powłoki wodorowej o rozmiarach $R \sim 10\text{-}100$ mln km. Cała faza chłodzona neutrinowo trwa znacznie krócej, setki lat. Na powierzchni gwiazdy nie zdążą się więc pojawić żadne obserwowalne efekty. W obszarze centralnym $R \sim 10\,000$ km następuje w tym samym czasie gwałtowne przyspieszenie ewolucji, ujawniające się jedynie w zakresie neutrinowym. Szczególnie jaskrawo widać to porównując dwie ostatnie kolumny Tabeli 5, podające jasność w zakresie promieniowania elektromagnetycznego oraz neutrinowego. Grubą poziomą kreską oddzielono fazę chłodzoną neutrinowo. Po rozpoczęciu spalania węgla (C) jasność powierzchniowa (fotonowa) nie zmienia się już wcale. W tym samym czasie jasność neutrinowa przewyższa jasność fotonową. Następnie, w bardzo krótkim czasie L_ν wzrasta o ponad 6 rzędów wielkości, osiągając tuż przed kolapsem gigantyczną wartość $10^{12}L_\odot$.

3.3.2 Procesy produkujące neutrina w pre-supernowej

Produkcja tego ogromnego strumienia neutrin, zachodzi przede wszystkim w procesach termicznych, takich jak:

- anihilacja par
- rozpad plazmonu
- fotoemisja neutrin
- bremsstrahlung
- rekombinacja

Procesy te są odpowiednikami znanych procesów elektromagnetycznych o tych samych nazwach, ale w kanale wyjściowym, zgodnie z teorią oddziaływań elektroślabych, pojawiają się pary neutrin-antineutrino. Prawdopodobieństwo zajścia takich reakcji jest bardzo małe, ale neutrina, w odróżnieniu od fotonów, natychmiast opuszczają gwiazdę zabierając energię.

Oprócz procesów termicznych, mają też miejsce słabe reakcje jądrowe produkujące neutrina w wyniku rozpadów β czy wychwyty elektronu. Tego rodzaju neutrina znamy

doskonale ze Słońca. Okazuje się, że tuż przed kolapsem strumień tychże neutrin staje się porównywalny ze strumieniem produkowanym a anihilacji par elektron-pozyton. Na dzień dzisiejszy nie mamy najmniejszego pojęcia jak może wyglądać widmo tych neutrin. Będzie to tematem naszych prac w najbliższych latach.

4 Detekcja neutrin z pre-supernowej

Dyskusja w poprzednim rozdziale pokazała, że jedynie detekcja neutrin z pre-supernowej otwiera szansę na przewidzenie wybuchu supernowej. Tempo ewolucji jest zbyt szybkie aby powierzchniowe obszary gwiazdy „zdażyły się” dowiedzieć o procesach, które rozpoczęły się w rdzeniu. Obserwacje tychże neutrin to prawdopodobnie także jedyny sposób aby wyznaczyć realistyczne warunki początkowe dla kolapsu grawitacyjnego. Aby przewidzieć supernową musimy mieć możliwość zarejestrować $N \gg 1$ przypadków/dzień, a eksperyment musi działać nieprzerwanie latami³⁵. Formalnie nie istnieją fundamentalne przeszkody na drodze do osiągnięcia tego celu. Następujące czynniki determinują możliwość detekcji:

- Jasność źródła ($\sim 10^{12}L_{\odot}$)
- Czas „świecenia” (0.7... 14 dni)
- Odległość (Galaktyka: 0.1... 30kpc)
- Częstość zdarzeń (co 10... 200 lat)
- Widmo ($E_{\nu} = 0.5... 2$ MeV)
- Wielkość detektora (1 kilotona... 16 gigaton)
- Próg detektora (1.8... 5 MeV)

Prawie wszystkie wielkości wymienione wyżej są znane od dawna. Niektóre w miarę postępu astrofizyki są nieznacznie poprawiane. Ostatnie dwa czynniki, wielkość i próg detektora są ograniczane przede wszystkim naszymi możliwościami technicznymi. W ostatnich latach nastąpił tu ogromny postęp. Tylko widmo neutrin z pre-supernowej pozostawało kompletnie nieznanne. W naszej pracy [22] obliczyliśmy widmo z anihilacji par e^+e^- , ale pozostałe procesy produkujące neutrina wymagają dalszych obliczeń.

4.1 Jasność i czas świecenia w neutrinach

Na etapie chłodzonym neutrinowo masywne gwiazdy ewoluują niezwykle szybko. Spalanie węgla trwa zwykle kilkaset lat, późniejsze fazy spalanie Ne, O miesiące i wreszcie spalanie Si kilka dni. Ilość energii dostępna na poszczególnych etapach jest tego samego rzędu, określanego przez „wzór Hoyle’a”:

$$E \simeq 0.001M c^2 \tag{9}$$

gdzie M jest masą jądra, rzędu kilku mas słonecznych. Właśnie masa jądra jest podstawowym czynnikiem różnicującym gwiazdy pod względem ilości wyprodukowanej energii

³⁵Mniejsze detektory, a także detektory radiochemiczne, również mają możliwości detekcji neutrin z pre-supernowych. Będą to bardzo wartościowe wyniki, ale uzyskane w wyniku analizy danych raczej *po* wybuchu. Krótko mówiąc, zarejestrowanie neutrin z pre-supernowej, to jest warunek konieczny, ale niewystarczający aby przewidywać wybuchy gwiazd.

Tabela 6: Energetyka fazy neutrinowej dla dwóch skrajnych wartości masy jądra gwiazdy. Podano czas trwania poszczególnych etapów fazy chłodzonej neutrinowo. Wzór Hoyle’a (9) daje $0.18 \text{ foe}/M_{\odot}$, więc lekko zaniża rzeczywistą „wartość opałową” paliwa termojądrowego (ostatni wiersz). Jasność neutrinowa jest determinowana przez wartość energetyczną paliwa, jego ilość i czas trwania fazy (10). Na etapie spalania tlenu $L_{\nu} = 2.5 \cdot 10^{44} \text{ erg/s}$ w przypadku gwiazdy $25 M_{\odot}$, co sięga L_{ν} na etapie spalania krzemu w gwiazdzie $13 M_{\odot}$ równej $3.1 \cdot 10^{44} \text{ erg/s}$. Jądro $1.65 M_{\odot}$ gwiazdy o masie początkowej $25 M_{\odot}$ świeci na tym etapie 30 razy jaśniej, $L_{\nu} = 9.8 \cdot 10^{45} \text{ erg/s}$.

$M_{\text{Fe}} (M_{\text{ZAMS}})$	C	Ne	O	Si
$1.2 M_{\odot} (13 M_{\odot})$	2800 lat	4 miesiące	4.7 lat	18 dni
$1.65 M_{\odot} (25 M_{\odot})$	500 lat	10 miesięcy	5 miesięcy	17 godzin
Wydajność energetyczna	$0.79 \text{ foe}/M_{\odot}$	$0.22 \text{ foe}/M_{\odot}$	$0.99 \text{ foe}/M_{\odot}$	$0.38 \text{ foe}/M_{\odot}$

na danym etapie spalania. I tak, zgodnie z najnowszymi wynikami [43], masa jądra na etapie spalania tlenu mieści się w przedziale $1.3 \dots 2.2 M_{\odot}$, natomiast podczas spalania Si $1.2 \dots 1.65 M_{\odot}$. Większe jądra palą się szybciej z powodu swojej silniejszej grawitacji wymagającej większego ciśnienia i temperatury aby utrzymać równowagę hydrostatyczną. Reakcje jądrowe są bardzo czułe na wzrost temperatury, i nie powinien dziwić fakt, że jądro Si $1.3 M_{\odot}$ gwiazdy o początkowej masie 15 mas Słońca pali się 18.3 dnia, natomiast jądro $1.65 M_{\odot}$ gwiazdy $25 M_{\odot}$ tylko 17.6 godziny. Podane liczby wyznaczają górny i dolny limit spodziewanej średniej jasności neutrinowej gwiazdy ostatnim etapie spalania, a więc tuż przed utratą stabilności i kolapsem rdzenia. Średni strumień neutrin (por. wzór (10) poniżej) może więc maksymalnie zmieniać się o czynnik 30 w zależności od masy gwiazdy. Oznacza to, że przykładową gwiazdę o masie $25 M_{\odot}$ jesteśmy w stanie obserwować w neutrinach z sześciokrotnie większej odległości niż gwiazdę $15 M_{\odot}$. Niestety, masa jądra *nie jest* prostą monotoniczną funkcją masy ZAMS ([43], Rys. 17). Co gorsza, mamy tu najprawdopodobniej do czynienia z chaosem. Pewne tendencje jednak się zarysowują: w przedziale masy ZAMS $10 \dots 15 M_{\odot}$ następuje gwałtowny wzrost masy jądra „Fe” (będącego produktem spalania Si) od 1.2 do $1.5 M_{\odot}$, następnie skokowy spadek do $1.3 M_{\odot}$ a potem nieregularne zachowanie się M_{Fe} z tendencją wzrostową.

Aby obliczyć przybliżony strumień neutrin w kategoriach absolutnych, nie względnych, należy obliczyć średnią różnicę pomiędzy energią wiązania jąder będących „paliwem” (^{32}Si itd) i jąder „popiołu” (^{54}Fe , ^{56}Fe , ^{58}Fe), $\langle \Delta E_B \rangle$, a następnie pomnożyć ją przez masę jądra M_{Fe} i podzielić przez czas spalania τ_{burn} :

$$\langle L_{\nu} \rangle = \frac{M_{\text{Fe}} \langle \Delta E_B \rangle}{\tau_{\text{burn}}}. \quad (10)$$

Wyniki tej procedury, na podstawie danych z [43] zostały zebrane w Tabeli 6. Maksymalna oszacowana jasność neutrinowa pre-supernowej *przed kolapsem* to około 10^{46} erg/s , więc około 3 razy więcej niż przyjęliśmy w naszym artykule [22]. Gwiazdy o mniej masywnych jądrach świecą 10-cio krotnie słabiej, ale są też liczniejsze. Sumaryczna energia wyemitowana postaci neutrin jest dla wszystkich tych gwiazd podobna, około 10^{51} erg , z tym że krótszy, ale intensywniejszy sygnał będzie łatwiejszy do wydobycia z tła detektora.

Czas kilkunastu godzin może okazać się niewystarczający, aby podjąć jakiegokolwiek działania przygotowujące nas na kolaps. Na przykład, aby uruchomić chwilowo nieczynny

lub kalibrowany detektor fal grawitacyjnych potrzebujemy tygodnie a nawet miesiące. Sygnał ze spalania Si gwiazd o mało masywnych jądrach jest emitowany już 3 tygodnie przed kolapsem, ale jest też ponad 10 razy słabszy, więc może nie zostać zarejestrowany wcale.

Zaskakującym wynikiem jest szacowana w podobny sposób jasność na etapie spalania tlenu. Dla niektórych gwiazd sięga ona dolnej granicy jasności w trakcie spalania Si. Z tym, że spalanie tlenu ma miejsce od 0.5-5 lat przed kolapsem. Jest to czas wystarczający nie tylko na uruchomienie, ale być może także na zbudowanie detektorów, które mogłyby zbadać supernową z niemożliwą w innym przypadku precyzją. Wykrycie spalania O jest niestety o wiele trudniejsze, gdyż neutrina z anihilacji par mają znacznie mniejszą energię, ale jest to cel, do którego powinno się dążyć. Może inne neutrina produkowane na tym etapie będą łatwiejsze do zarejestrowania.

Zdecydowanie dokładniejsze wartości jasności neutrinowej można uzyskać za pomocą kodu obliczającego ewolucję masywnej gwiazdy. Program taki musi wyliczać całkowity strumień emitowanych neutrin w każdym kroku, gdyż (jak sama nazwa „faza chłodzona neutrinowo” wskazuje) jest on czynnikiem decydującym o tempie ewolucji i strukturze gwiazdy. Dobitnie pokazuje to Rys. 8 w pracy [43], gdzie pokazano, że w gruncie rzeczy gwiazda pre-supernowa to obiekt w którym ustala się równowaga pomiędzy emisją neutrin a tempem reakcji jądrowych³⁶. Warto zwrócić uwagę na fakt, że tempo reakcji jądrowych rośnie z T_c szybciej niż tempo emisji neutrin, co jest przyczyną wzbudzenia konwekcji w jądrze (por. podrozdział 4.3).

Strumień neutrin jest niezwykle rzadko podawanym rezultatem obliczeń. Znamy dwie prace [29, 30] w których podano te liczby. Nie są to jednak najnowsze wyniki. Ponieważ liczba prac na temat supernowych i pre-supernowych sięga setek, jest to zadziwiająca okoliczność. Naszym zdaniem, jest to podstawową przyczyną przeoczenia możliwości wykrycia neutrin ze spalania Si. Po prostu te liczby (jasności neutrinowe) właściwie nigdy nie pojawiały się w pracach naukowych i wystąpieniach konferencyjnych.

4.2 Częstość występowania pre-supernowych i oczekiwana odległość

Już samo określenie „pre-supernowa” pokazuje nieomalże dogmatyczne przekonanie astrofizyków, że masywne gwiazdy, wybuchają jako implozyjne supernowe typów Ic, Ib, IIb, II-L lub II-P. Wśród astronomów jest jednak wielu, którzy uważają, że masywna gwiazda może zakończyć życie także w niewybuchowy sposób. W wyniku takiego „cichego kolapsu” powstawałyby np. czarne dziury o masie kilku mas Słońca jak np. niewidoczny składnik układu Cygnus X-1. Rzeczywiście, pomimo ciągłego postępu w symulacjach supernowych nadal „udane” wybuchy są rzadkością. Większość z symulacji kończy się wygaśnięciem fali uderzeniowej jeszcze w jądrze „Fe” – wybuch supernowej nie ma miejsca. Co miałoby dzieć się dalej z taką gwiazdą – nie wiadomo. Być może dochodzi do wtórnego zjawiska wybuchowego, np. poprzez akrecję pozostałej materii gwiazdy na świeżo powstałą czarną dziurę. Nie będziemy w tym rozdziale brali pod uwagę tych hipotez i przyjmujemy, że każda pre-supernowa staje się ostatecznie supernową.

Dlatego częstość pojawiania się gwiazd na etapie chłodzonym neutrinowo może być zastąpiona poprzez częstość wybuchów supernowych typu implozyjnego. Jeżeli zjawisko „cichego kolapsu” istnieje, tak określoną częstość należy rozumieć jako dolny jej limit. Ze

³⁶Emisja neutrin równoważy energię produkowaną przez reakcje jądrowe tylko w trakcie spalania. W czasie gdy poprzednia faza już się zakończyła, a następna jeszcze nie rozpoczęła rdzeń się kurczy. Promieniowana energia jest wtedy pochodzenia grawitacyjnego.

względu na ogromne niejednoznaczności w częstości wybuchów supernowych w Galaktyce nie zrobimy też wielkiego błędu nie uwzględniając typu Ia, występującego relatywnie rzadko (por. Tabela 4 na str. 29).

Ze względu na dużą bezwładność masywnej otoczki wodorowo-helowej typowej pre-supernowej nie jesteśmy w stanie stwierdzić w żaden sposób czy dana gwiazda jest na etapie spalania C lub późniejszym. W Galaktyce nie ma ani jednej gwiazdy, o której można powiedzieć, że już weszła na ten etap. Z drugiej strony, dana gwiazda może być na tym etapie od setek lat i eksplodować nawet jutro. Wszystkie przewidywania w tej materii mają więc charakter probabilistyczny.

Częstość występowania supernowych w Galaktyce szacuje się za pomocą różnych metod:

1. Zapisy historyczne: 1 na ~ 175 lat (do 3-5 kpc)
2. Obserwacje pozagalaktyczne: 1 na 40-200 lat
3. Symulowana ewolucja Galaktyki (ang. *population synthesis*): 1 na 10 lat

Każda z wymienionych metod, jak również inne, mają swoje poważne ograniczenia. Zapis historyczny jest niekompletny; niektóre z supernowych nie zostały w pewnych rejonach świata w ogóle zauważone, pomimo ich ogromnej jasności. Dzisiejszym astrofizykom wydaje się to nieprawdopodobne, ale takie są fakty. Obserwacje pozagalaktyczne są podstawowym źródłem informacji o częstości wybuchów supernowych. Dane te należy odpowiednio przeliczyć, tak aby uzyskać liczby dla naszej Galaktyki. W tym celu musimy znać precyzyjnie jej typ i rozmiary (por. Wstęp). Górny limit, 1 supernowa na 10 lat, wynikający z symulacji uważamy za najbardziej prawdopodobny ze względu na zdarzenia zasłonięte obłokami gazu i pyłu międzygwiazdowego. Powoduje to, że większości supernowych, zarówno Galaktycznych jak i pozagalaktycznych, jest nieobserwowalna w świetle widzialnym. Obserwacje podczerwone mogą tu dać nowe, istotne wyniki, gdyż są w stanie „przeniknąć” przez pył.

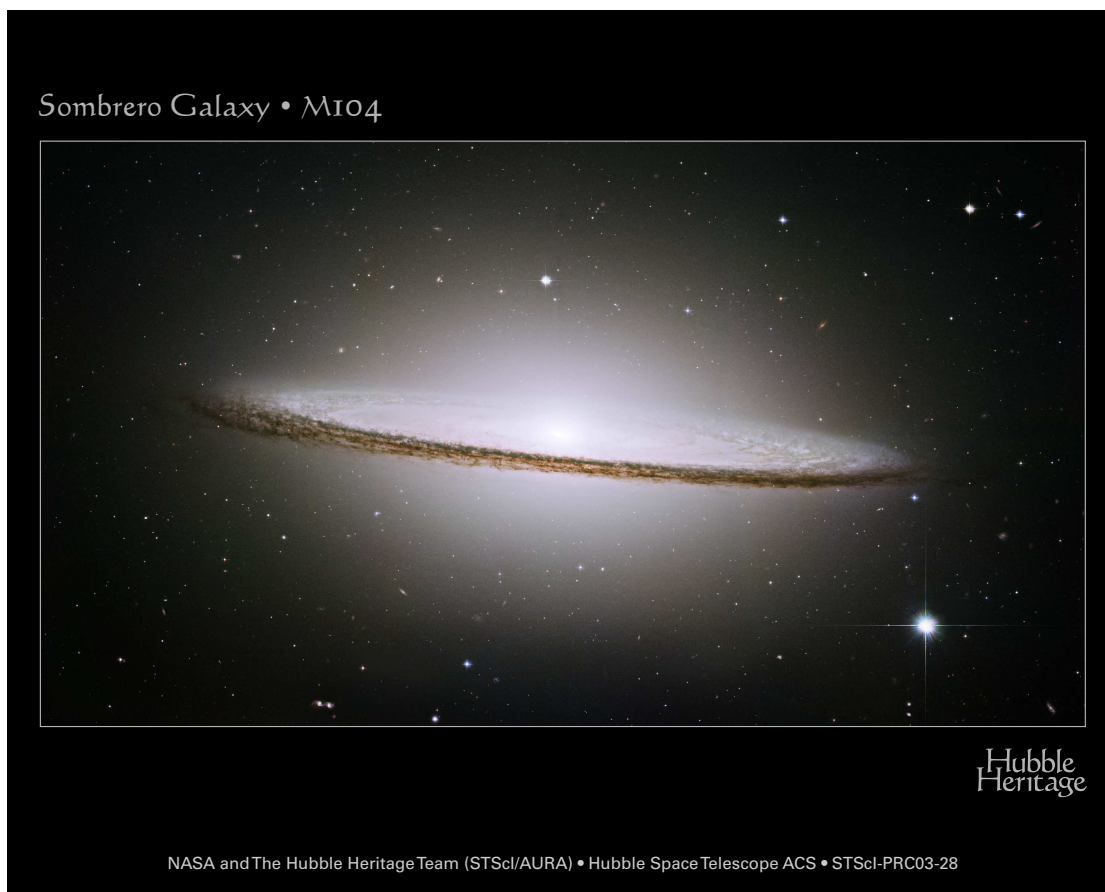
Mając daną częstość wybuchów dla całej Galaktyki, możemy oszacować prawdopodobieństwo pobliskiego wybuchu korzystając z jej modelu. Typowa galaktyka spiralna (Zdj. 8) składa się z cienkiego dysku zawierającego młode gwiazdy i strukturę spiralną oraz sferycznego halo ze starymi gwiazdami i gromadami kulistymi.

Prosty i użyteczny model Galaktyki został podany w pracy [44]. Młode, masywne gwiazdy powstają wyłącznie w dysku. Jego grubość jest zadziwiająco mała ($Z_0=100$ pc), co więcej, masywne gwiazdy koncentrują się bliżej płaszczyzny Galaktycznej bardziej niż pozostałe. Rozkład ilości gwiazd w otoczeniu Układu Słonecznego można opisać następującym wyrażeniem we współrzędnych cylindrycznych (R, Z):

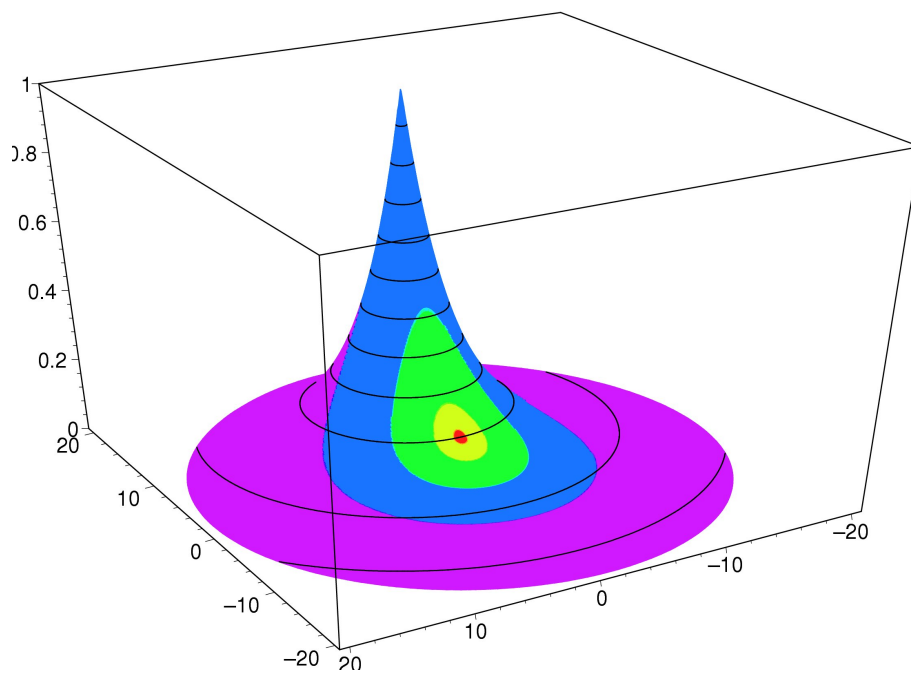
$$\rho_N(R, Z) \propto \exp\left(-\frac{R - R_c}{\sigma_R}\right) \exp\left(-\frac{|Z|}{Z_0}\right), \quad (11)$$

gdzie: $R_c=8$ kpc – odległość od centrum Galaktyki, $\sigma_R=3.5$ kpc – wielkość charakteryzująca prędkość spadku ilości gwiazd z odległością od centrum, Z_0 - charakterystyczna grubość dysku dla danej grupy gwiazd. Ponieważ dla gwiazd pre-supernowych $Z_0 = 0.1$ kpc dysk Galaktyczny można z powodzeniem traktować jako obiekt 2-wymiarowy.

Wyniki uzyskane za pomocą modelu zostały przedstawione na Rys. 9. Z wykresu (lub Tabeli 15.2 w [45]) wynika, że dysponując detektorem o zasięgu 2 kpc jesteśmy w stanie monitorować zaledwie 1.2 % gwiazd, 5 kpc – 10% i dla 10 kpc już ponad połowę gwiazd Galaktyki. Dalsze zwiększanie zasięgu obserwacji nie da już tak wyraźnego wzrostu, a sięgając 30 kpc mamy pod obserwacją 99.5% gwiazd.



Rysunek 8: Galaktyka Sombrero, mozaika sześciu zdjęć wykonanych przez kosmiczny teleskop Hubble'a w trzech filtrach: czerwonym, zielonym i niebieskim aby oddać naturalne kolory. Jest to typowa galaktyka spiralna; nasza Galaktyka jest zapewne bardzo podobna. Wyraźnie widać płaski dysk, zawierający materię z której tworzą się gwiazdy m. in. pre-supernowe oraz sferyczne halo starych gwiazd. Warto zwrócić uwagę na 10-krotnie większą niż w naszej Galaktyce liczbę gromad kulistych, ponad 2000. [Źródło: NASA and The Hubble Heritage Team (STScI/AURA)]



Rysunek 9: Model dysku Galaktyki, wg. pracy [44]. Wysokość wykresu odpowiada ilości gwiazd, natomiast kolory pokazują zasięg obserwacji pre-supernowych za pomocą planowanych detektorów neutrin: czerwony – GADZOOKS! [32 kt], żółty – Hyper-Kamiokande [440 kt], zielony – H-K (wariant optymistyczny) niebieski – pojedynczy balon oceaniczny 10 Mt, fioletowy – *Gigaton Array* [1 Gt]. Wyraźny jest gwałtowny wzrost ilości obserwowanych gwiazd wraz ze wzrostem zasięgu obserwacji z 5 (10% gwiazd) do 10 kpc (50% gwiazd). Właśnie stąd bierze się najczęściej podawana „standardowa odległość” $R=10$ kpc następnej Galaktycznej supernowej typu implozyjnego.

Powyższe rozważania dotyczą przede wszystkim detekcji neutrin z pre-supernowej oraz fal grawitacyjnych. Neutrino z samego kolapsu (dokładniej z chłodzenia protogwiazdy neutronowej, zobacz rozdział 2.2) przy obecnych możliwościach technicznych wyprodukuje ogromny sygnał niezależnie od tego gdzie w Galaktyce nastąpi wybuch. Tutaj pojawiają się już realne możliwości detekcji neutrin z galaktyk Grupy Lokalnej, przede wszystkim M31. Futurystyczna „gigaton array” (podrozdział 4.4.3) będzie w stanie rejestrować neutrino z całej supergromady Virgo.

4.3 Widmo neutrinowe

Sprawą absolutnie kluczową dla potencjalnej detekcji neutrin jest ich widmo. Doskonale ilustruje to przykład Słońca. Jako pierwsze zostały zarejestrowane neutrino borowe, których strumień stanowi 10^{-4} neutrin *pp*. Te ostatnie zarejestrował dopiero wyrafinowany eksperyment galowy GALLEX. Gdyby odpowiednie przekroje czynne były inne, neutrin ^8B mogłoby nie być wcale! Zarejestrowanie neutrin słonecznych opóźniłoby się o lata lub nie nastąpiło wcale, pomimo niemal identycznego całkowitego strumienia neutrin i pozostałych obserwabli związanych ze Słońcem.

Nie ma w tym nic dziwnego, że do niedawna nie wiedziano kompletnie nic o widmie neutrin z gwiazdy pre-supernowej. W fazie chłodzonej neutrinowo kluczowa jest bowiem ilość energii „znikającej” z wnętrza gwiazdy. Nie jest istotne dla struktury gwiazdy czy daną porcję energii wyniesie np. jedno neutrino o energii 10 MeV czy też 10 neutrin o energii 1 MeV. Dlatego w pracach dotyczących emisji neutrin z gwiazdy jest podawane wyłącznie wyrażenie na całkowity wpływ energii. Z drugiej strony energia neutrina decyduje o metodzie i możliwościach jego detekcji.

Neutrino termiczne są produkowane podczas konwektywnego spalania jądrowego. Realistyczny cykl ich emisji wygląda następująco:

1. W centrum gwiazdy dochodzi do lokalnego zapłonu reakcji jądrowych
2. Neutrino nie są w stanie odprowadzić energii: tempo reakcji jądrowych jest zbyt duże
3. Następuje ekspansja gazu
4. Płonący bąbel gazu unosi się w region o mniejszej gęstości
5. Reakcje jądrowe ustają
6. Energia zostaje wypromieniowana w postaci neutrin

Punkty 1-6 powyżej opisują proces konwekcji. Tradycyjny opis konwekcji traci niestety sens w miarę przechodzenia do kolejnych etapów spalania. Już na etapie spalania tlenu lokalne całkowite spalanie „paliwa” zajmuje tyle samo czasu co pełny obieg strumienia konwektywnego [46]. Można podejrzewać, że spalanie krzemu wygląda raczej jako seria wybuchów termojądrowych niż spokojny hydrostatyczny proces spalania. Pełny opis teoretyczny takiego procesu spalania ciągle jest niemożliwy. Pojawia się więc możliwość, że w kolejnych latach to obserwacje neutrinowe a nie teoria pokażą jak naprawdę wyglądają ostatnie fazy życia gwiazdy. Bez tej wiedzy należy wątpić w zdolność przewidywania nawet najbardziej wyrafinowanych obliczeń numerycznych dotyczących kolapsu jądra, które będą używały nierealistycznych warunków początkowych.

Abstrahując od potencjalnej złożoności spalania na etapie chłodzonym neutrinowo, zastosowaliśmy prosty (i na razie jedyny istniejący) model emisji neutrin z masywnej gwiazdy:

1. Materia gwiazdy opisana wartościami temperatury T_c i gęstości ρ_c w centrum
2. Potencjał chemiczny μ_e elektronów i pozytonów jest wyliczony z T_c i ρ_c przy założeniu $Y_e = 0.5$
3. Rozkłady energii (pędów) elektronów i pozytonów dane przez rozkład Fermiego-Diraca w temperaturze T_c z potencjałem chemicznym: $\mu_{e^-} = \mu_e, \mu_{e^+} = -\mu_e - 2m_e c^2$

Użycie wartości centralnych jest podyktowane prostotą; właściwie należałoby zastosować wartości uśrednione w pewien sposób po całym jądrze, lub przecałkować emisję neutrin po objętości jądra. Drugie założenie również jest uproszczeniem; przyjęcie że $Y_e = 0.5$ oznaczałoby, że materia składa się z jednakowej ilości protonów i neutronów co nie jest prawdą. Uwzględnienie dokładnych wartości ($Y_e=0.4 \dots 0.45$) nie zmieniłoby jednak wiele potencjału chemicznego mającego istotny wkład w energię emitowanych neutrin. Obliczamy go z wzoru:

$$n_e = \frac{\rho_c Y_e}{m_p} = \frac{8\pi}{h^3 c^3} \int_0^\infty \frac{(E + m_e) \sqrt{E^2 + 2m_e E}}{\exp\left(\frac{E - \mu_e}{k_B T_c}\right) + 1} dE, \quad (12)$$

gdzie E – energia kinetyczna elektronów, n_e – ilość elektronów na jednostkę objętości, m_p i m_e to masa protonu i elektronu. W powyższym równaniu zaniedbano wkład od pozytonów, których ilość stanowi w masywnej gwiazdce około $10^{-5} n_e$. Z równania (12) wyliczamy potencjał chemiczny μ_e numerycznie.

Anihilacja na neutrino, zgodnie z modelem Weinberga-Salama opisywana jest przez następującą zespoloną amplitudę przejścia pary $e^+ e^-$ opisywanej spinorami $u_e(p)$ i $v_e(p')$ (p, p' – czteropędy) w parę neutrino-antyneutrino $u_\nu(q), v_\nu(q')$:

$$M = \frac{i G_F}{\sqrt{2}} \bar{u}_\nu(q) \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) v_\nu(q') \times \bar{v}_e(p') \gamma_\alpha (C_V - C_A \gamma_5) u_e(p). \quad (13)$$

Amplituda powyżej (13) jest sumą odpowiadającą procesom słabym pokazanym na Rys. 10.

Wielkości γ^μ to macierze Diraca, a G_F to stała sprzężenia oddziaływań słabych. Kwadrat amplitudy określa prawdopodobieństwo anihilacji:

$$|M|^2 = 8G_F^2 \left[(C_A - C_V)^2 (p_{e^-} \cdot q_{\nu_x}) (p_{e^+} \cdot q_{\bar{\nu}_x}) + (C_A + C_V)^2 (p_{e^+} \cdot q_{\nu_x}) (p_{e^-} \cdot q_{\bar{\nu}_x}) + m_e^2 (C_V^2 - C_A^2) q_{\nu_x} \cdot q_{\bar{\nu}_x} \right] \quad (14)$$

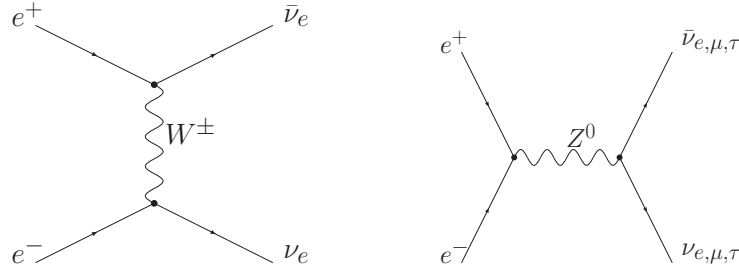
gdzie:

$$C_V = \frac{1}{2} \pm 2 \sin^2 \theta_W \quad C_A = \frac{1}{2},$$

p i q są czteropędami, m_e – masa elektronu; θ_W kąt Weinberga $\sin^2 \theta_W = 0.2224$. Znak „+” odpowiada neutrinom elektronowym, „-” mionowym i taonowym.

Widmo z anihilacji zostało niedawno policzone analitycznie, praca na ten temat jest w przygotowaniu. Aby je znaleźć możemy też użyć, jak w [22], symulacji Monte Carlo:

1. Losujemy czteropędy $p_{e^+}^\mu$ i $p_{e^-}^\mu$ zgodnie z relatywistycznie niezmienniczym rozkładem F-D



Rysunek 10: Grafy Fenmana dla anihilacji par produkującej neutrina. Wymiana bozonu W^\pm (prąd naładowany, po lewej) ze względu na zachowanie liczb leptonowych zachodzi tylko z udziałem ν_e . Rozpad Z^0 (prąd neutralny, po prawej) produkuje wszystkie zapachy.

2. Przechodzimy do układu środka masy
3. W układzie CM wybieramy losowo kierunek neutrina
4. Powracamy do układu wyjściowego
5. Binujemy energię neutrina z wagą $|M|^2$

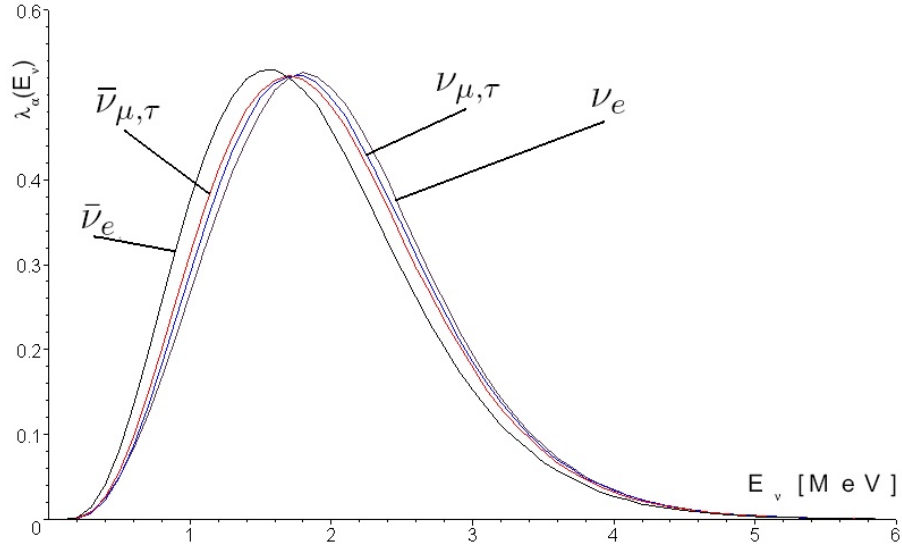
Względny strumień np. ν_μ/ν_e jest szacowany poprzez relatywna ilość zdarzeń w dwóch przebiegach symulacji z $|M|^2$ odpowiednio dla ν_μ i ν_e .

Widmo neutrin z anihilacji zostało przedstawione na Rys. 11. Są to neutrina o niskiej energii, około 2 MeV. Podobne widmo neutrin produkują reaktory jądrowe, w tym hipotetyczny naturalny Georeaktor we wnętrzu Ziemi. Dzięki temu, każdy projekt nastawiony na wykrycie neutrin z (Geo)reaktora, będzie też świetnym instrumentem do przewidywania supernowych. Widma neutrin i antyneutrin, a także różnych zapachów nie są identyczne, aczkolwiek różnice pomiędzy nimi są niewielkie (Rys. 11). Ich średnie energie $\langle E_\nu \rangle$ na etapie spalania Si zostały zebrane w poniższej tabelce:

	$\langle E_\nu \rangle$ [MeV]
$\bar{\nu}_e$	1.80
$\bar{\nu}_{\mu,\tau}$	1.87
$\nu_{\mu,\tau}$	1.89
ν_e	1.89

Jak widać, na obecnym poziomie dokładności naszych obliczeń, właściwie można powiedzieć jedynie, że te różnice istnieją. Wraz ze wzrostem temperatury udział neutrin mionowych i taonowych rośnie:

- C: $\nu_{\mu,\tau}/\nu_e = 1 : 11.4$, 42.5% ν_e ,
 Ne: $\nu_{\mu,\tau}/\nu_e = 1 : 7.8$, 39.8% ν_e ,
 O: $\nu_{\mu,\tau}/\nu_e = 1 : 6.9$, 38.9% ν_e ,
 Si: $\nu_{\mu,\tau}/\nu_e = 1 : 5.4$, 36.3% ν_e .



Rysunek 11: Widmo neutrin produkowanych w procesie anihilacji par e^+e^- . Widma $\nu_e, \bar{\nu}_e, \nu_{\mu,\tau}, \bar{\nu}_{\mu,\tau}$ nie są identyczne. Jest to spowodowane zależnością M^2 (14) od rodzaju neutrina oraz odmiennymi rozkładami termicznymi e^+ i e^- . Różnice, szczególnie pomiędzy $\nu_e, \nu_{\mu,\tau}$ i $\bar{\nu}_{\mu,\tau}$ są z praktycznego punktu widzenia do pominięcia.

Średnia energia antyneutrin $\bar{\nu}_e$, obliczana na dwa sposoby, (1) jako średnia arytmetyczna:

$$\bar{E} = \int_0^{\infty} \lambda(R) E dE \quad (15)$$

lub (2) jako średnia RMS:

$$\bar{E} = \sqrt{\int_0^{\infty} \lambda(R) E^2 dE}. \quad (16)$$

została zamieszczona w Tabeli 7

Średnia RMS daje nieco wyższą wartość. W ostatniej kolumnie zamieszczono maksimum rozkładu, aby pokazać istnienie „wysokoenergetycznego” ogona widma.

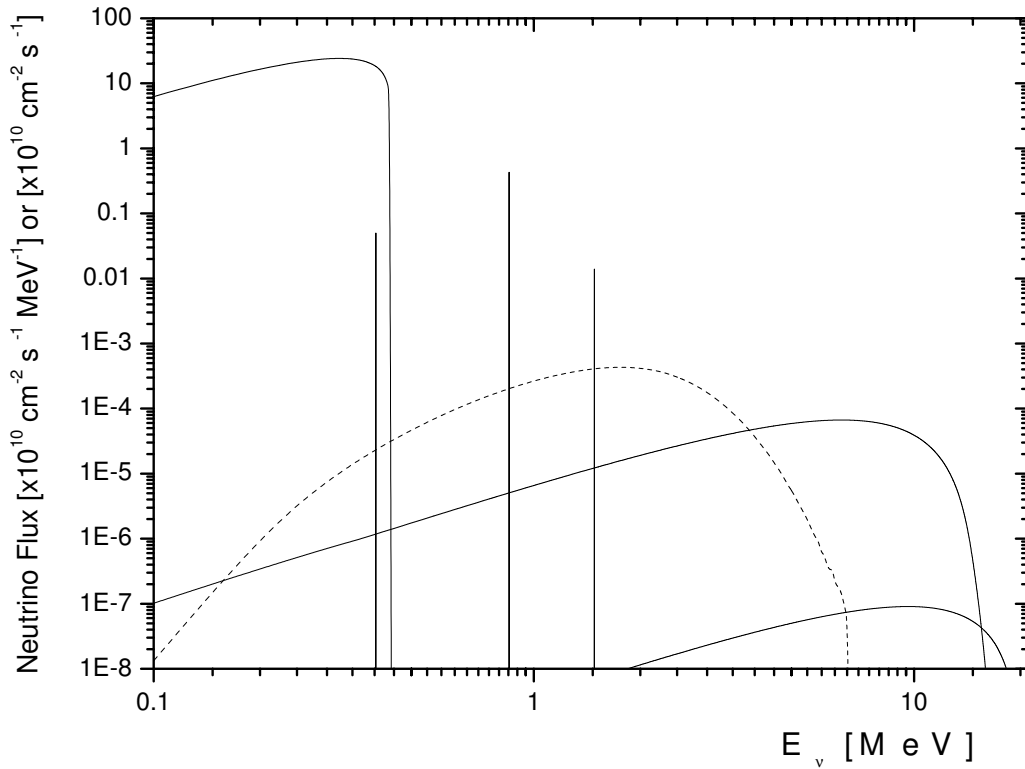
Ponieważ skuteczne metody detekcji istnieją dla neutrin o energii większej niż 1.8 MeV, jedynie neutrina ze spalania Si wydają się możliwe do wykrycia w najbliższej przyszłości.

Neutrina z anihilacji par w gwiazdzie pre-supernowej można potraktować (na zasadzie luźnej analogii) jako odpowiednik słonecznych neutrin pp . Neutrina pp są produkowane w reakcji, której tempo odzwierciedla tempo produkcji energii termojądrowej. Podobnie neutrina z anihilacji par unoszą większość energii produkowanej wewnątrz masywnej gwiazdy. Zarówno Słońce, jak i pre-supernowa produkują też neutrina w innych procesach, ale nie są one bezpośrednio powiązane z bilansem energetycznym gwiazdy. Niektóre z pozostałych neutrin, pomimo że jest ich zaledwie ułamek procenta, okazały się w przypadku Słońca możliwe do wykrycia eksperymentalnie. Być może podobna sytuacja ma miejsce w pre-supernowej ale to wymaga precyzyjnych obliczeń.

Należy się spodziewać, że widmo neutrinowe gwiazdy pre-supernowej jest w istocie bogatsze niż to wynika z Rys. 12. Byłoby ogromnym zaskoczeniem, gdyby okazało się, że sieć 3000 reakcji jądrowych zachodzących w częściowo zdegenerowanych warunkach daje w wyniku prostsze widmo niż kilkanaście reakcji zachodzących w gazie doskonałym będącym

Tabela 7: Średnia energia neutrin emitowanych w procesie anihilacji par przez masywną gwiazdę z fazy chłodzonej neutrinowo. Dla niskich temperatur energia ta jest niewiele większa od masy spoczynkowej elektronu, 0.511 MeV. W wyższych temperaturach, przy spalaniu Si, sięga 2 MeV i tylko te neutrina mają szansę zostać wykryte eksperymentalnie.

	$\bar{E}_{\bar{\nu}_e}$ [MeV]	$\langle E_{\bar{\nu}_e} \rangle$ [MeV]	$E_{\bar{\nu}_e}^{max}$ [MeV]
C	0.71	0.74	0.6
Ne	0.97	1.08	0.8
O	1.11	1.25	0.9
Si	1.80	2.10	1.5



Rysunek 12: Widmo neutrin słonecznych i neutrin z pre-supernowej położonej w odległości 1 kpc (ponad 3000 lat świetlnych). Na osi poziomej jest podana bezwzględna intensywność strumienia neutrin w tej samej skali dla obu gwiazd. Słońce położone w odległości 1AU, w niektórych przedziałach energii emituje mniej neutrin niż pre-supernowa z odległości 1 kpc! Co więcej, w połowie są to antyneutrina, znacznie łatwiejsze do detekcji.

budulcem Słońca. Co więcej, znaczną część strumienia stanowią antyneutrino $\bar{\nu}_e$, których Słońce wcale nie emituje. Neutrino o energiach $\sim 10\text{MeV}$ są bez wątpienia emitowane przez pre-supernową; pokazał to np. Langanke w pracy [21]. Całkowity strumień neutrin jest ogromny, jak to wyżej na różne sposoby pokazano. Należy jednak ustalić *relatywny* udział poszczególnych neutrin. Proces produkujący zaledwie 10^{-4} całkowitego strumienia neutrin, ale o energii 10 MeV może okazać się dla przyszłych obserwacji ważniejszy niż proces produkujący 50% antyneutrin o energii 2 MeV. Będziemy w najbliższych latach pracować nad tym zagadnieniem. Odkrycie choćby jednego takiego procesu może zrewolucjonizować astronomię neutrinową. Być może taki proces zachodzi na wcześniejszych etapach spalania C, Ne lub O – otworzyłoby to realną szansę na przewidywanie supernowych na miesiące, a nawet lata naprzód.

Na dzień dzisiejszy ilościowa dyskusja musi się jednak oprzeć na już znanych wynikach dotyczących detekcji antyneutrin z anihilacji par [22].

4.4 Nowa generacja detektorów neutrin

W ostatnich latach nastąpił ogromny postęp w dziedzinie detektorów neutrin. Niekompletna lista działających, będących w fazie testowej lub planowanych eksperymentów (masa tarczy w nawiasie) zawiera:

- KamLAND (1 kt)
- Borexino (300 t)
- SNO (1+1.7 kt)
- Super-Kamiokande (32 kt)
- Detektory klasy „0.5 megaton”
 - HyperK (540 kt)
 - UNO (440 kt)
 - Frejus underground lab (0.5-1 Mt)
- GADZOOKS! (32 kt)
- „Gigaton Array” (1-16 Gt)

Rośnie skala i rozmach detektorów: masa ośrodka aktywnego sięga od setek ton do gigaton. Przyszłość pokaże, czy największe projekty zostaną rzeczywiście zrealizowane. Jeżeli to jednak nastąpi, przejdziemy do nowej ery w astronomii: regularnych obserwacji neutrinowych.

Z punktu widzenia obserwacji neutrinowych masywnych gwiazd, najbardziej pożądana jest detekcja antyneutrin w wielkiej skali. Reakcja Reinesa-Cowana, inaczej odwrotny rozpad β :



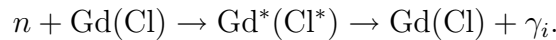
została użyta do wykrycia neutrin po raz pierwszy w historii [48]. Nadaje się ona idealnie do wielkich eksperymentów. Protony (jądra wodoru), będące tarczą są dostępne na Ziemi w nieograniczonej ilości pod postacią wody (H_2O). Energia progowa antyneutrina zdolnego wywołać reakcję (17) wynosi 1.8 MeV. Jest to akurat tyle, aby wykryć promieniowanie pochodzące z reaktorów jądrowych (w tym hipotetycznego Georeaktora), kosmologicznego tła supernowych czy wreszcie gwiazd pre-supernowych.

Dwa produkty reakcji: neutron n i pozyton e^+ umożliwiają zastosowanie wydajnych i różnorodnych technik detekcji. Rozproszony pozyton, podobnie jak elektron może być np. źródłem światła Czerenkowa. Anihilacja e^+e^- daje dodatkowe fotony o energii ponad 1 MeV. Neutron sam w sobie jest niewykrywalny, może jednak reagować z jądrami. Dzięki odpowiednim domieszkom (konkretnie Cl i Gd) można uzyskać poprzez absorpcję neutronu promieniowanie gamma o sumarycznej energii ponad 8 MeV. Można wreszcie użyć kombinacji tych metod, i poprzez zastosowanie technik koincydencji zredukować tło. Prawdziwa skuteczność detekcji zostanie tak naprawdę sprawdzona dopiero w realnym eksperymencie.

Dla antyneutrino produkowanych w czasie spalania Si w jądrze pre-supernowej reakcja (17) zachodzi w przybliżeniu 1 raz na dzień w 1000 ton H_2O , jeżeli odległość jest równa jednemu kiloparsekowi. Aby realnie myśleć o przewidzeniu wybuchu supernowej, masa detektora musi znacznie przekraczać 1 kilotonę. Istniejące detektory są albo zbyt małe (KamLAND – 1 kt, SNO – 2.7 kt) lub niezdolne do detekcji antyneutrino o niskiej energii (Super-Kamiokande – 32 kt). W następnym podrozdziale zostanie omówiony sposób pozwalający zmienić ten stan rzeczy.

4.4.1 GADZOOKS!

Jak wspomniano, detektor Super-Kamiokande jest nieefektywny dla antyneutrino o energii ~ 2 MeV. Dla odwrotnego rozpadu β , $E_{th} = 1.8$ MeV, podczas gdy dla wodnych detektorów Czerenkowa najbardziej optymistyczne oszacowanie to $E_{th} \simeq 4$ MeV. Rozwiązaniem jest rozpuszczenie w H_2O efektywnego adsorbentu neutronów w postaci soli: $GdCl_3$, $NaCl$ lub KCl . Powoduje on, że zachodzi reakcja z udziałem neutronu produkowanego przez neutrino (17):



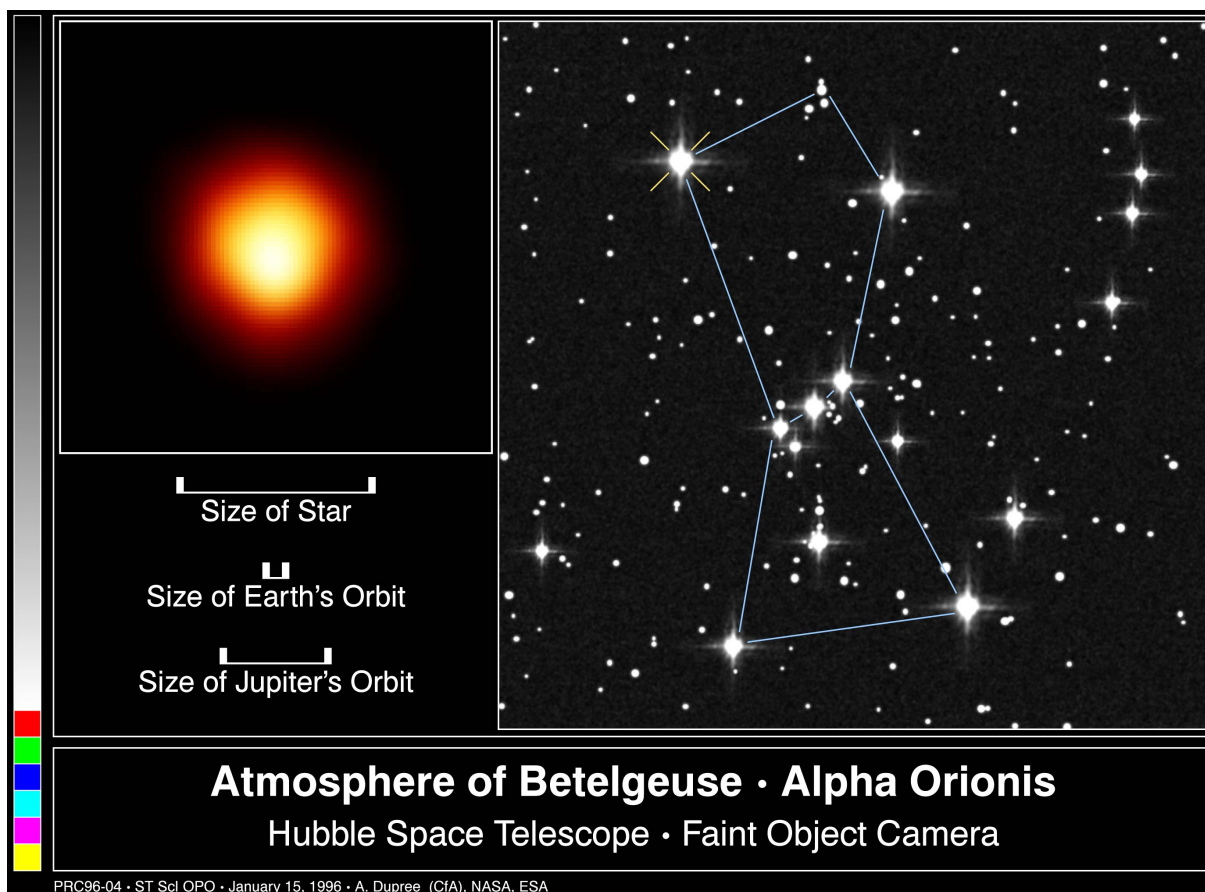
Sumaryczna energia fotonów wynosi $E_{tot} = \sum_i E_{\gamma_i} \simeq 8(8.6)$ MeV. Wyprodukowane w wyniku przejścia wzbudzonego jądra $Gd^*(Cl^*)$ do stanu podstawowego fotony rozpraszają elektrony, które świecą Czerenkowsko. Światło to jest następnie rejestrowane przez fotopowielacze.

Praktyczna realizacja tej idei jest zawarta w projekcie detektora GADZOOKS! [47]. Planowane jest przekształcenie Super-Kamiokande w gigantyczny detektor antyneutrino poprzez rozpuszczenie w wodzie soli gadolinowej. Gadolin jest jądrem o największym znanym przekroju czynnym na wychwyt neutronów. Stężenie roztworu $GdCl_3$ wymagane aby zarejestrować 90% neutronów wynosi zaledwie 0.2%. Większość wychwytyń neutronu następuje na jądrami gadolinu, pozostałe na chlorze. Użycie soli kuchennej, jak w SNO, wymagałoby znacznie większych stężeń. W Super-Kamiokande należałoby rozpuścić 100 ton $GdCl_3$ lub 3000 ton $NaCl$. Jednym z kluczowych faktów, które umożliwiają zastosowanie gadolinu, jest spadek jego ceny z \$4000/kg w 1984 do \$4/kg obecnie. Przy cenach z 1984 roku sam koszt $GdCl_3$ byłby wyższy niż całego detektora.

Projekt ten jest już w fazie testów. Harmonogram Gazdooks! przedstawia się następująco:

- 2004: U.S. DoE ADRP grant (*M. Vagins, UCI* – główny wykonawca)
- 2005: Testy w zbiorniku K2K 1 kt: Gd - filtrowanie, wpływ soli, osłabienie światła
- 2008: GADZOOKS! w pełnej skali 32 kt

Testy zbiorniku starego Kamiokande są planowane już na ten rok. Chodzi tu przetestowanie aparatury, która będzie w stanie odfiltrować $GdCl_3$ ze zbiornika, wpływu soli na



Rysunek 13: Po uruchomieniu detektora GADZOOKS! liczne pobliskie gwiazdy pre-supernowe będą monitorowane na okoliczność wejścia w fazę chłodzoną neutrinowo. Tym samym zyskamy możliwość przewidzenia wybuchu supernowej, przynajmniej dla takich gwiazd jak Betelgeuse (130 pc od Ziemi). Podobna technika zastosowana w detektorze 0.5 Mt pozwoliłaby na sięgnięcie na kilka kiloparseków w głąb Galaktyki gdzie „czeka- ją” setki pre-supernowych np: WR 104 (1.5 kpc), Eta Carina 2.7 kpc i około 245 innych gwiazd o masie większej niż $40 M_{\odot}$ w promieniu 3 kpc od Słońca [9]. [Źródło: Andrea Dupree (Harvard-Smithsonian CfA), Ronald Gilliland (STScI), NASA and ESA]

aparaturę (fotopowielacze itp.) oraz innych potencjalnych efektów przez nią wywołanych. Jeżeli wszystko pójdzie zgodnie z przewidywaniami już za trzy lata można spodziewać się pierwszych danych z GADZOOKS!-a.

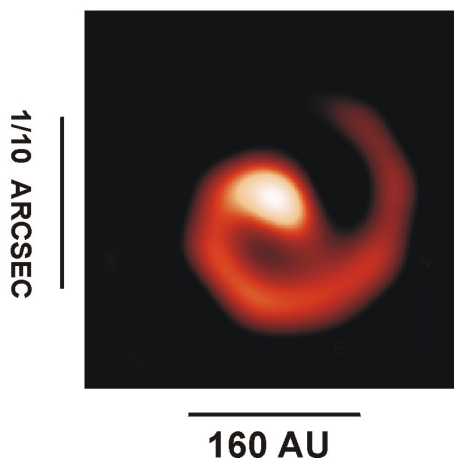
Konsekwencje sukcesu GADZOOKS!-a dla detekcji neutrin z pre-supernowej będą nie- ocenione: same tylko neutryny pozwolą wyodrębnić sygnał ze spalania Si na poziomie 3σ z odległości setek parseków! Zastosowanie technik koincydencyjnych pozwoli zapewne na znaczne zwiększenie czułości, powiększając zasięg obserwacji i zwielfokrotniając liczbę ob- serwowanych kandydatek na supernową Rys. 9.

4.4.2 Detektory 0.5 Mt

Obecny stan wiedzy na temat widma neutrinowego pre-supernowych, nie pozwala na wyciągnięcie optymistycznych wniosków co do realnej szansy ich detekcji. Istniejące de- tektory nie są w stanie ich wykryć wcale, a będący w fazie testów GADZOOKS! formalnie może je wykrywać do odległości setek parseków. Ilość pre-supernowych w tym obszarze

WR 104 at 2.27 Microns

April 98



Rysunek 14: WR 104, układ podwójny zawierający gwiazdę Wolfa-Rayetta, kandydata na supernową typu Ib/c. Wiatr gwiazdowy masywnej gwiazdy, oddziałuje na swojego towarzysza, w wyniku czego powstaje efektowna obracająca się mgławica o spiralnym kształcie. [Źródło: U.C. Berkeley Space Sciences Laboratory/W.M. Keck Observatory]

wynosi kilkanaście (Zdj. 13) ale prawdopodobieństwo, że któraś z nich wybuchnie w ciągu nawet następnych 100 lat jest znikome, rzędu 1:100. Dlatego na dzień dzisiejszy jedyną możliwością skutecznej obserwacji tych neutronów jest budowa, znacznie, znacznie większych detektorów. Muszą to być detektory mające również inne zadania i pracujące w sposób ciągły dziesiątki lat. Warunki te spełnia niedawno zaproponowany *Gigaton Array* (następny rozdział).

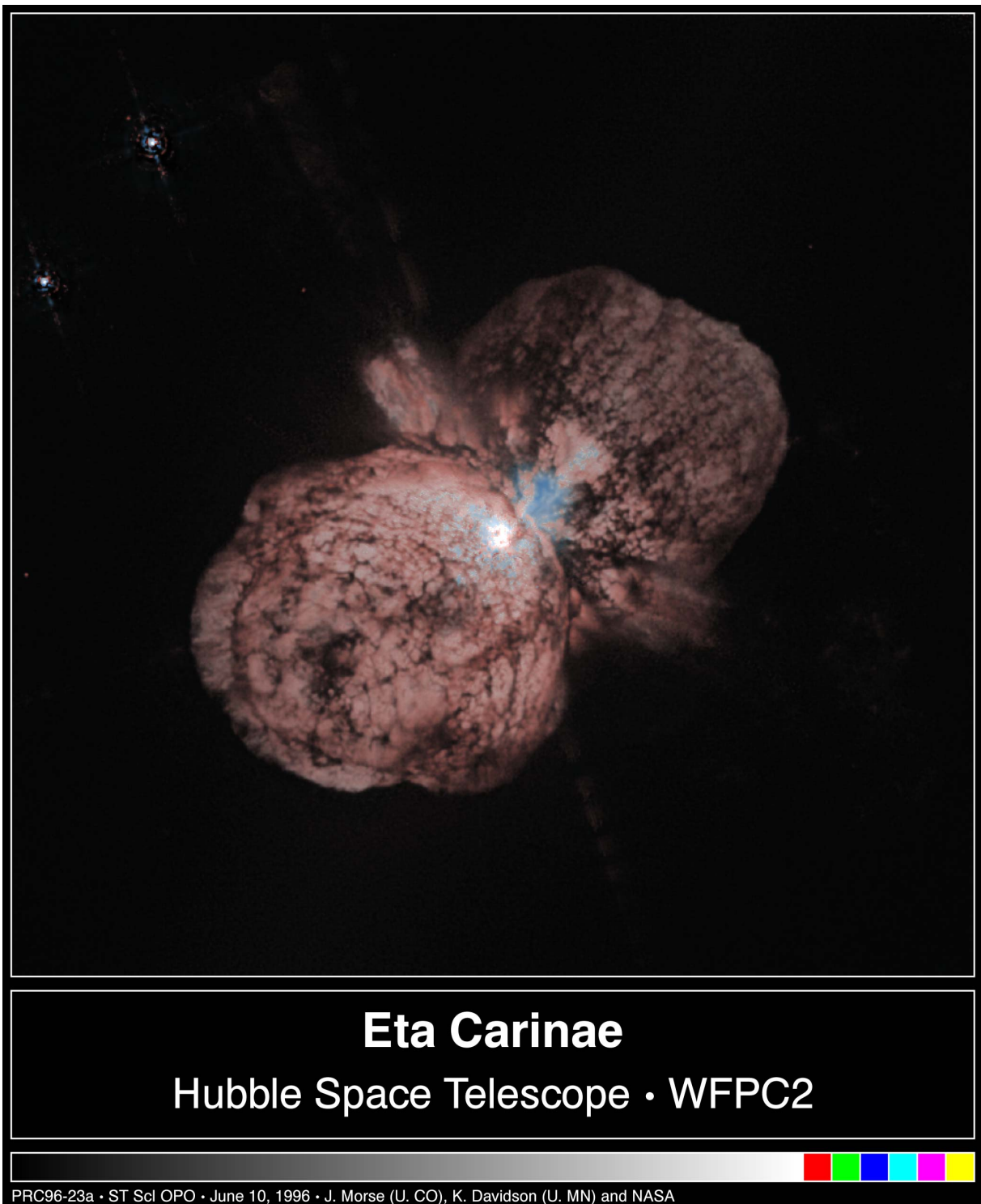
Od lat są proponowane detektory w skali dziesięciokrotnie większej niż Super-Kamiokande: UNO, Hyper-Kamiokande, Frejus i inne. Są one prostym zwielokrotnieniem bardzo dobrze zrozumianego i dopracowanego detektora, co gwarantuje sukces. Brak jednak wystarczającej motywacji dla budowy takich urządzeń. Co może wnieść tutaj zaproponowana przez nas detekcja pre-supernowych?

Proste skalowanie masy tarczy z 32 kt do 500 kt daje ($\sqrt{500/32}$) czterokrotne powiększenie zasięgu obserwacji. Pierwsze szacunki dają, przy zastosowaniu tej samej metody jak w GADZOOKS!-ie (rozpuszczenie soli gadolinowej) zasięg obserwacji 2-5 kpc. To ciągle zbyt mało aby zagwarantować sukces, rozumiany jako zarejestrowanie neutronów z pre-supernowej w czasie rzędu 10 lat, ale prawdopodobieństwo wzrasta 10-krotnie³⁷ w porównaniu z GADZOOKS!-em, osiągając wartość rzędu 1%.

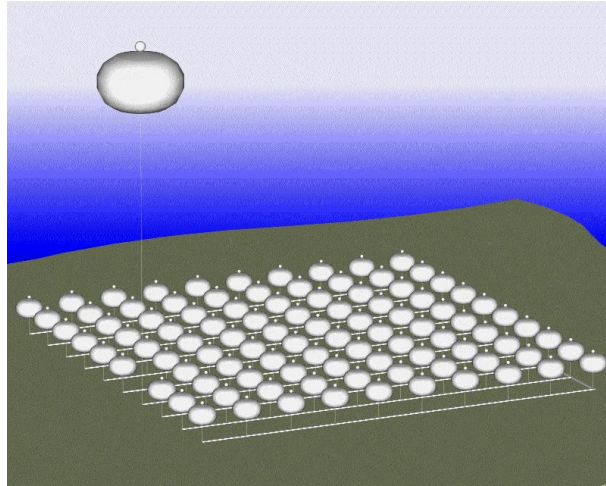
4.4.3 Gigaton Array

Wszystkie detektory omówione wyżej wydają się być drobnymi urządzeniami w porównaniu z eksperymentem zaproponowanym ostatnio przez J. G. Learneda z Uniwersytetu Hawajskiego. Był on tematem warsztatów pod tytułem „Neutrino i kontrola uzbrojenia” (*Neutrinos and Arms Control Workshop*) które odbyły się w lutym 2004 roku. Relacje

³⁷Może wydawać się to zaskakujące, że szanse detekcji rosną prawie liniowo z wielkością detektora, ale balansujemy tu na granicy zasięgu obserwacji. Niewielka zmiana efektywności/rozmiaru detektora lub szacowanych teoretycznie energii i strumienia neutronów skutkują diametralnie różnymi wnioskami.



Rysunek 15: Eta Carinae, która 150 lat temu wyrzuciła ogromną ilość materii w formie mgławicy widocznej na zdjęciu. Szacuje się, że masa tej gwiazdy może sięgać nawet $100 M_{\odot}$. Jest uważana za pewnego kandydata do wybuchu supernowej. [Źródło: Jon Morse (University of Colorado) and NASA]



Rysunek 16: Gigaton array

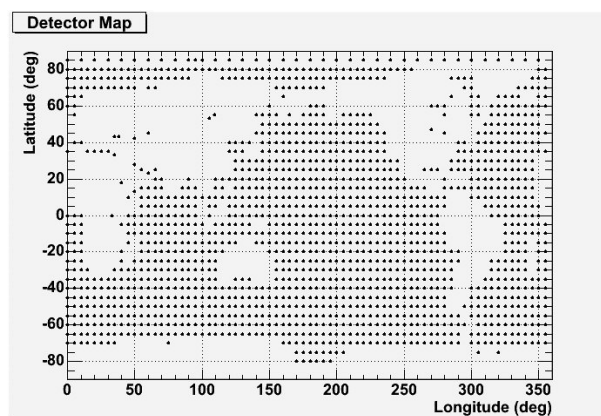
istniejące pomiędzy fizyką neutrin a rozbrojeniem są zaskakujące. Nasza praca [22] na temat detekcji neutrin z pre-supernowej była tematem jednego z wystąpień. Niektóre z zagadnień rozważanych w trakcie tych „warsztatów” to:

- Zdalne monitorowanie reaktorów jądrowych
 - w tym śledzenie atomowych łodzi podwodnych
 - i wykrywanie nielegalnych reaktorów jądrowych
- Wykrywanie ukrytych prób jądrowych
- Georeaktor i „tomografia” Ziemi
- Przewidywanie wybuchów supernowych
- Neutrino SETI

Okazuje się, że wspólnym mianownikiem wszystkich wyżej wymienionych zagadnień jest detekcja antyneutrin elektronowych o energii około 2 MeV. Urządzenie zdolne do monitorowania reaktorów jądrowych za pośrednictwem emitowanego przez nie promieniowania neutrinowego na całej planecie będzie też zdolne do wykrywania neutrin z masywnych gwiazd. Zapewne nie jest możliwe pomylenie niezarejestrowanego reaktora z pre-supernową. Niemniej jednak pojawienie się niezidentyfikowanego źródła neutrin wywołałoby zapewne sporą konfuzję operatorów takiego detektora i powiązanych decydentów wojskowo-politycznych. Celem, dla którego taki detektor miałby powstać, jest prewencyjne wykrywanie wszelkich prób wyprodukowania broni jądrowej. Zagrożenie związane z niekontrolowanym rozpowszechnieniem się bomb atomowych jest niewątpliwie bardziej realne od zagrożenia supernowymi czy nawet rozbłyskami gamma, które to urządzenie byłoby w stanie przewidzieć. Ta ostatnia możliwość ma za to gigantyczne znaczenie naukowe.

„Gigaton array” („gigatonowa macierz”) jak nieoficjalnie nazwano ten detektor składa się z dużej liczby jednakowych elementów – balonów o średnicy 134 metrów, co odpowiada masie wody równej 10 milionom ton.

Balony te zostałyby zakotwiczone na dnie oceanu na głębokości większej niż 4 km, aby uniknąć wpływu promieniowania kosmicznego. Ich powierzchnia będzie pokryta fotopowielaczami. Idea jest prosta, ale już sam rozmiar „balonu” stawia ogromne trudności



Rysunek 17: Pokrycie całej Ziemi 10-cio megatonowymi modułami.

technologiczne i logistyczne. Zilustrujemy to na przykładzie zagadnienia kotwiczenia balonu na dnie. Gigantyczne koszty holowania wymuszają napełnianie balonu na miejscu, np. z pokładu barki. Ze względu na różnicę gęstości wody morskiej i czystej wody niezbędnej w detektorze balon będzie podlegał sile wyporu. Siła ta, wynosząca 300 000 ton (wyporność tankowca), musi być zrównoważona odpowiednim balastem, którego koszt sięgałby 100 mln dolarów (beton lub stal). Dlatego jedynym sensownym rozwiązaniem wydaje się być rozpuszczenie ultraczystej soli, tak aby gęstość wody w balonie i oceanie były podobne. Sumaryczny koszt pojedynczego balonu, jest szacowany na 120 mln dolarów, przy założeniu obniżenia ceny fotodetektorów 100 razy. Cały „gigaton array” kosztowałby więc ponad 12 miliardów dolarów. Byłby to projekt na skalę porzuconego Superakceleratora, mający jednak znacznie szersze spektrum zastosowań, w tym militarno-politycznych.

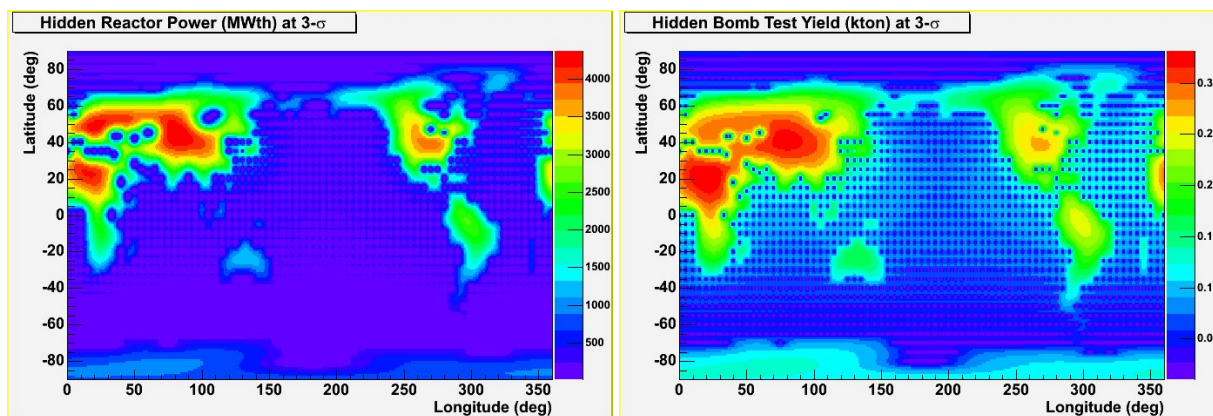
„Gigaton array” w pierwszej zaproponowanej formie byłaby zbudowana w formie tablicy 10x10 (Rys. 16), czyli składała by się ze 100 „balonów” 10 Mt co daje sumaryczną masę jednej gigatony. Trzy takie układy umieszczone w precyzyjnie dobranych punktach globu pozwolą metodą triangulacji ustalić położenie i moc każdego reaktora nie uwzględnionego w rejestrach Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej (IAEA).

Znacznie lepsze rezultaty można uzyskać rozpraszając 10-cio megatonowe moduły w oceanach i najgłębszych jeziorach na całej planecie (Rys. 17). Wstępna analiza zakładająca użycie 1596 modułów, z których zapewne większość można wyeliminować mając na uwadze spodziewane lokalizacje ukrytych reaktorów, pokazuje otwierające się niesamowite możliwości. Uruchomienie nowego reaktora zostałoby nieuchronnie wykryte (Rys. 18, po lewej), podobnie jak próby z bronią jądrową (Rys. 18, po prawej).

Łodzie podwodne o napędzie atomowym musiałyby znać lokalizację „balonów” aby pozostać niewykryte, lub odwrotnie, poruszając się precyzyjnie ustalonym kursem byłyby idealnym instrumentem kalibrującym.

Uruchomienie takiego detektora, poza konsekwencjami natury militarno-geopolitycznej otworzyłoby również niesamowite możliwości naukowe. Można wręcz mówić o astronomii neutrinowej „ery gigatonowej”. Oto niektóre z możliwości [27]:

- Zmienność strumienia neutrin słonecznych z dokładnością $0.13\%/\sqrt{\text{dni}}$
- Supernowa co 20 dni z całej supergromady Virgo
- Tło neutrinowe z kosmologicznych supernowych
- Spalanie Si 1-20 dni przed kolapsem dla gwiazd z całej Galaktyki



Rysunek 18: Wykrywalność ukrytych reaktorów jądrowych i prób z bronią nuklearną za pomocą rozproszonego systemu oceanicznych balonów.

- Spalanie O / Ne na kilka miesięcy przed wybuchem supernowej do kilku kiloparseków
- Śledzenie fali uderzeniowej: „tomografia pre-supernowej”
- Chłodzenie gwiazd neutronowych
- Punktowe źródła neutrin UHE

Lista ta jest z całą pewnością niekompletna, gdyż tak naprawdę dotychczas nie rozważano detekcji neutrin w takiej skali. Należałoby przeanalizować co najmniej kilkanaście obiektów astrofizycznych produkujących neutrina (np. dyski akrecyjne wokół czarnych dziur czy stygnące białe karły) pod tym kątem. Najbardziej intrygujące są zjawiska, które nie mogą pojawić się na tej liście, gdyż dziś nie mamy pojęcia o ich istnieniu. Otwarcie nowego „okna obserwacyjnego” z pewnością przyniosłoby wiele niespodzianek.

5 Konkluzje

Okres 400 lat, w trakcie których nie mieliśmy okazji obserwować supernowej, tak jak Tycho i Kepler, gołym okiem, był sceną niesamowitego rozwoju astronomii. Już zastosowanie teleskopu było przełomem. Ale prawdziwa rewolucja została wywołana dzięki rozszerzeniu obserwacji o promieniowanie elektromagnetyczne niewidoczne dla człowieka. Dla większości tego promieniowania nasza atmosfera jest nieprzeźroczysta, i dopiero podbój kosmosu umożliwił prowadzenie szeroko zakrojonych obserwacji. Uznanie dla wysiłków setek badaczy było przyznanie Nagrody Nobla dla Riccardo Giacconiego w 2002 roku, za wkład w rozwój astrofizyki, który doprowadził do odkrycia m. in. kosmicznych źródeł promieniowania rentgenowskiego.

W międzyczasie uświadomiliśmy sobie istnienie przenikającego kosmos promieniowania odmiennej natury: neutrin oraz fal grawitacyjnych. Słabość jego oddziaływania była podstawą opinii o niemożności jego wykrycia w jakikolwiek sposób. Minęło kilkadziesiąt lat. Neutrina nie tylko zostały wykryte, ale są obecnie źródłem wartościowej informacji naukowej. Odkrywczy astrofizycznych neutrin, Raymond Davis Jr. i Masatoshi Koshiba, zostali uhonorowani Nagrodą Nobla w 2002. Jesteśmy też na progu wykrycia fal grawitacyjnych. W przyszłości rysują się projekty, których realizacja była poza zasięgiem naukowców jeszcze kilkanaście lat temu. Zapewne podobnie czuli się Galileusz czy Kepler gdy uświadomili sobie możliwości teleskopu i dokonali pierwszych, prymitywnych ze

współczesnego punktu widzenia obserwacji. My także mamy za sobą pierwsze kroki: neutrina słoneczne, supernową SN 1987A. Czy przyszłość doprowadzi do rozwoju astronomii neutrinowej w stopniu pozwalającym na regularne obserwacje? Czy będziemy przewidywać supernowe na miesiące przed wybuchem? Czy odkryjemy nieznanne dzisiaj zjawiska? Kierując się doświadczeniem ostatnich 400 lat wydaje się, że nie może być inaczej.

Podziękowania

Dziękuję żonie za korektę oraz prof. Grotowskiemu za zaproszenie do wygłoszenia referatu na forum Komisji Astrofizyki PAU.

Praca ta została częściowo wykonana w ramach grantu 1 P03D 005 28 finansowanego przez MNiI.

Literatura

- [1] J. Kepler, *De Stella Nova in Pede Serpentiarum*
- [2] Diane Duane, *Star Trek: The Next Generation: Intellivore*, Pocket Books, (2002).
- [3] M. Urbanik, uwaga w dyskusji nad referatem w PAU
- [4] W. Baade, F. Zwicky, Proc. Natl. Acad. Sci. USA **20** (1934) 254.
- [5] F. Mannucci et. al., *The infrared supernova rate in starburst galaxies*, Astronomy & Astrophysics **401** (2003) 519-530
- [6] SDSS & WMAP Collaboration, *Cosmological parameters from SDSS and WMAP*, Phys. Rev. D **69** (2004) 103501
- [7] S. van den Bergh, *The Supernova rate in the Solar neighborhood*, The Astronomical Journal, **99** (1990) 843.
- [8] W. W. Mrogan, A. E. Whitford, A. D. Code, ApJ, **118** (1953) 318.
- [9] D. C. Abbot, P. S. Conti, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, **25** (1987) 113.
- [10] J. N. Bahcall and T. Piran, *Stellar Collapses in the Galaxy*, Astrophys. J. Lett. **267** (1983) L77.
- [11] E. Cappellaro, M. Turatto „*Supernova types and rates*” in „*The effect of binaries on stellar population studies*” editor D. Vanbeveren ASSL series, Kluwer Academic Publishers: Dordrecht.
- [12] <http://snews.bnl.gov/>
- [13] M. R. Burleigh, R.A. Saffer, G.F. Gilmore, R. Napiwotzki, *Optical spectroscopy of the candidate luminous white dwarf in the young LMC cluster NGC1818*, MNRAS, **310** (1999) L1.
- [14] R. Minkowski, PASP, **53** (1941) 224.

- [15] S. Perlmutter, et al., *Measurements of Omega and Lambda from 42 High-redshift Supernovae*, ApJ **517** 565-586.
- [16] A. Riess, et al., *Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant*, A. J. **116** 1009-1038.
- [17] A. Burrows, E. Marietta and B.A. Fryxell *Type Ia Supernova Explosions in Binary Systems: The Impact on the Secondary Star and its Consequences* Astrophys. J. Suppl., 128, 615 (2000).
- [18] S.-C. Yoon and N. Langer, *Presupernova evolution of accreting white dwarfs with rotation*, A&A **419** (2004) 623-644
- [19] A. Odrzywołek, M. Kutschera, M. Misiąszek and K. Grotowski, *Core-Collapse Supernova Mechanism – Importance of Rotation*, Acta Physica Polonica B, **34** (2003) 2791.
- [20] Itoh et.al, ApJSS, **102** (1996) p. 411
- [21] Langanke et. al. Phys.Rev. C64 (2001) 055801
- [22] A. Odrzywołek, M.Misiąszek, M. Kutschera *Detection possibility of the pair-annihilation neutrinos from neutrino-cooled pre-supernova star*, Astroparticle Physics **21** 303-313 (2004)
- [23] F. Hoyle, W. A. Fowler, ApJ, **132** (1960) 565.
- [24] Shi & Fuller ApJ, **503** (1998) p. 307
- [25] Neutrinos&Arms Control Workshop 5-7 Feb 2004, University of Hawaii
http://www.phys.hawaii.edu/~jgl/nacw_summary.html
- [26] M. Vagins, A. Y. Smirnov, The 5th Workshop on “Neutrino Oscillations and their Origin” (NOON2004), Tokyo, Japan.
- [27] J. G. Learned, M. Vagins, A. Mirizzi (poster), Neutrino 2004, 14-19 June 2004, College de France, Paris
- [28] Long-Baseline Neutrino Oscillation Newsletters, 04.2004.
- [29] Weaver, T. A., Zimmerman, G. B., & Woosley, S. E. *Presupernova evolution of massive stars*, Astrophysical Journal, **225** (1978) 1021
- [30] D. Arnett, J. N. Bahcall, R. Kirshner, and S. Woosley, *Supernova 1987A*, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **27** (1989) 629-700
- [31] Bahcall & Soneira, ApJ **238** (1980) L17
- [32] D. Dicus, Phys. Rev. D, **6** (1972) p. 941
- [33] Nature **427** (2004) 129-131.
- [34] High-Z SN Search Team
- [35] ASDP Automated Supernova Detection Project

- [36] S. Benetti et. al., *The diversity of Type Ia supernovae: evidence for systematics?*, astro-ph/0411059
- [37] H. A. Smith, *The spectrum of the intergalactic supernova 1980I*, *Astronomical Journal*, vol. 86, July 1981, p. 998-1002.
- [38] Mario Livio, *The Progenitors of Type Ia Supernovae*, in: *Type Ia Supernovae: Theory and Cosmology*, Cambridge Univ. Press.
- [39] T. Plewa, A. Calder, D. Lamb, *Type Ia Supernova Explosion: Gravitationally Confined Detonation*, *Astrophys.J.* 612 (2004) L37-L40
- [40] K. Nomoto, F.-K. Thielemann, K. Yokoi, *Accreting white dwarf models of Type I supernovae. III - Carbon deflagration supernovae*, *Astrophysical Journal*, Part 1 (ISSN 0004-637X), vol. 286, Nov. 15, 1984, p. 644-658
- [41] D. Arnett, *Supernovae and Nucleosynthesis*.
- [42] Asiago Supernova Archive
- [43] S. E. Woosley and A. Heger, T. A. Weaver, *The evolution and explosion of massive stars*, *Rev. Mod. Phys.* **74** (2002) 1015
- [44] J. N. Bahcall and R. M. Soneira, *Astrophys. J. Lett.* **238** (1980). L17.
- [45] John N. Bahcall, *Neutrino Astrophysics*, Cambridge University Press 1989.
- [46] G. Bazan, D. Arnett, *Two-Dimensional Hydrodynamics of Pre-Core Collapse: Oxygen Shell Burning* *Astrophysical Journal*, **496** (1998) 316-332.
- [47] John F. Beacom and Mark R. Vagins, *Antineutrino Spectroscopy with Large Water Cerenkov Detectors*, *Phys. Rev. Lett.* 93 (2004) 171101
- [48] F. Reines, C. L. Cowan, Jr., F. B. Harrison, A. D. McGuire, and H. W. Kruse *Detection of the Free Antineutrino*, *Phys. Rev.* 117, 159-173 (1960).
- [49] John G. Learned, *Neutrinos and Arms control: Thinking Big about Detection of Neutrinos from Reactors at Long Distances*, White paper on „gigaton array”.