

## Raport końcowy z grantu 1P03D00528

### Spis treści

<b>1</b>	<b>Prace wykonane w ramach harmonogramu</b>	<b>1</b>
1.1	Ad. pkt. 1 harmonogramu. . . . .	1
1.2	Ad. pkt. 2 harmonogramu. . . . .	4
1.3	Ad. pkt. 3 harmonogramu. . . . .	7
<b>2</b>	<b>Wytworzone produkty</b>	<b>9</b>
2.1	Procedury numeryczne . . . . .	9
2.2	Archiwum krzywych jasności neutrinowych i innych wyników . . . . .	11
2.3	Galeria wykresów & strona WWW . . . . .	12
<b>3</b>	<b>Publikacje oraz inne formy upowszechnienia wyników</b>	<b>12</b>
<b>4</b>	<b>Wydźwięk w świecie naukowym i nawiązana współpraca</b>	<b>16</b>
4.1	Konferencje naukowe . . . . .	16
4.2	Eksperymenty neutrinowe . . . . .	16
4.3	Astrofizyka teoretyczna . . . . .	19
4.4	Zainteresowanie studentów . . . . .	19
<b>5</b>	<b>Podsumowanie wyników dotyczących pre-supernowych</b>	<b>19</b>
<b>6</b>	<b>Znaczenie grantu dla rozwoju astrofizyki neutrinowej w Polsce</b>	<b>26</b>

## 1 Prace wykonane w ramach harmonogramu

### 1.1 Ad. pkt. 1 harmonogramu.

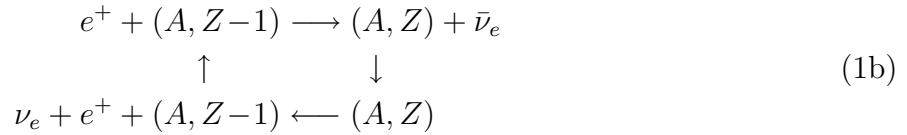
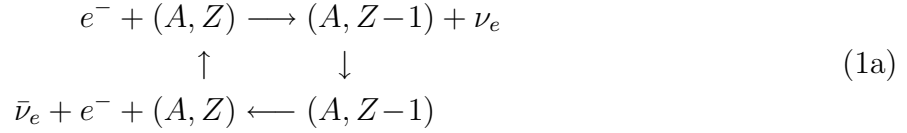
Pierwszym krokiem na drodze do realizacji celów założonych w granicie była selekcja procesów prowadzących do emisji neutrin. Kluczowym procesem jest anihilacja par:

$$e^+ + e^- \rightarrow \nu + \bar{\nu}$$

Proces ten produkuje neutrina wszystkich zapachów. Generalnie, anihilacja  $e^+e^-$  jest prototypowym procesem **termicznym**, tj. zachodzącym w gazie elektronowym w dowolnych warunkach i prowadzącym do *chłodzenia neutrinowego* w wysokich temperaturach. Z modelu standardowego oddziaływań elektroślabych wynika, iż każdy proces zachodzący z udziałem wirtualnego fotonu ma swój odpowiednik z udziałem wymiany  $Z^0$  lub  $W^\pm$ . Dlatego oprócz anihilacji par, neutrina są emitowane poprzez rozpad plazmonu (masywnego ubranego fotonu), fotoprodukcję par  $\nu\bar{\nu}$  oraz neutrinowy brahmsstrahlung. Prace nad widmem neutrin z anihilacji  $e^+e^-$  oraz neutrinowego rozpadu plazmonu zakończyły się 100% powodzeniem i zostały opublikowane w Physical Review D oraz European Physical Journal C.

Potrąfimy również obliczyć widmo z fotoprodukcji neutrin (Rys. 7), ale powiązany z tymi rachunkami kod numeryczny wykazuje w pewnych obszarach płaszczyzny  $kT-\rho Y_e$  spore rozbieżności z klasycznymi wynikami Beaudet et. al. oraz N. Itoha. Ponieważ nie jest jasne, które wyniki są poprawne, a fotoprodukcja dominuje tylko w obszarze znacznego rozrzedzenia materii, nasze dotychczasowe wyniki dotyczące gwiazd w pełni jej nie uwzględniają.

Kolejną grupą procesów emitujących neutrina są doskonale znane z laboratorium rozpadu  $\beta$  jąder. W interesujących nas warunkach fizycznych widmo neutrin pochodzących z tych procesów jest jednak drastycznie różne od laboratoryjnego. Procesy te:



określane czasem jako (zmodyfikowane) URCA, produkują wyłącznie neutrina i antyneutrina *elektronowe*<sup>1</sup>.

Dobłą ilustracją trudności jest eksperyment myślowy polegający na umieszczeniu jąder prowadzących do emisji neutrin słonecznych w rdzeniu pre-supernowej. Niech reakcja  ${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$  zachodzi w warunkach wysokiej temperatury lub/i degeneracji gazu elektronowego. Wtedy widmo neutrin (Rys. 1, górny lewy panel dla Słońca) opisane jest wzorem:

$$\Phi(\mathcal{E}_\nu, \Delta Q, kT, \mu_e) = \frac{\mathcal{E}_\nu^2 (\mathcal{E}_\nu - \Delta Q) \sqrt{(\mathcal{E}_\nu - \Delta Q)^2 - m_e^2}}{1 + \exp(\mathcal{E}_\nu - \Delta Q - \mu_e)/kT} \Theta(\mathcal{E}_\nu - \Delta Q - m_e) \quad (2)$$

gdzie  $\Delta Q$  to różnica energii między stanami wzbudzonymi jąder początkowego i końcowego. Oprócz komplikacji związanych z poszerzeniem termicznym ( Rys. 1, górny prawy panel) oraz degeneracją (Rys. 1, dolny lewy panel) dochodzą komplikacje związane z obsadzeniem w kąpiel ciepłej nisko położonych stanów wzbudzonych. Oznacza to, niestety, że obliczenie widma neutrin wyrażonego prostym wzorem (2), wymaga znajomości gigantycznego zbioru danych jądrowych. Stanowi to podstawową trudność, gdyż liczby te, o ile są znane przynajmniej ich oszacowania, stanowią przedmiot ciągłych badań i sporów fizyków jądrowych, zarówno doświadczalnych jak i teoretyków. W skrajnych przypadkach dyskusja dotyczy nawet tego czy dane jądro atomowe w ogóle istnieje, jak np.  ${}^3\text{Li}$ . Dlatego należy mieć na uwadze fakt, iż wyniki dotyczące procesów jądrowych nie mają charakteru ostatecznego i mogą ulec w przyszłości znacznej rewizji. Dotyczy to zarówno ilości jąder dostępnych obliczeniom (obecnie używamy 190, teoretycznie może ich być nawet  $\sim 10^4$ ) jak i jakości danych. Obecnie zmierzono przynajmniej część potrzebnych danych (masy jąder, poziomy wzbudzone, ich spiny i słabe elementy macierzowe) dla  $\sim 3000$  nuklidów.

W odróżnieniu od procesów termicznych, które niezależnie od istniejących trudności ich opisu teoretycznego są formalnie bardzo proste tj. wyznaczane całkowicie poprzez temperaturę i potencjał chemiczny plazmy astrofizycznej, procesy  $\beta$  zależą od jej składu izotopowego. Wobec gigantycznej ilości nuklidów, rzędu 3000 w typowej bazie danych, które muszą być przeanalizowane, w astrofizyce stosowane jest wyselekcjonowanie pewnej ich liczby pod kątem konkretnych zastosowań jak np. równanie stanu czy nukleosynteza. Selekcja trwa już ponad 50 lat, co pozwala na skuteczne uproszczenie problemów w typowych sytuacjach jak np. wybuch supernowej czy ewolucja masywnej gwiazdy. Niestety, zadanie którego podjęliśmy się, czyli określenie, które z tysięcy izotopów dają największy wkład do sygnału w detektorach neutrin, jest całkowicie nowe i wymaga ponownego przeanalizowania pełnego zbioru danych. Oczekujemy pewnej zbieżności z „listami rankingowymi” określającymi, które z izotopów prowadzą do największej neutronizacji

<sup>1</sup>Zjawisko oscylacji neutrin na ogół prowadzi do wymieszania zapachów, więc to rozróżnienie z punktu widzenia detekcji nie jest ścisłe. Uwzględnienie oscylacji to godny uwagi kierunek kontynuowania badań.

materii (spadku zawartości leptonów  $Y_e$ ), gdyż proces ten jest możliwy wyłącznie poprzez emisję neutrin. O szansach detekcji decyduje jednak nie tylko strumień energii. Ważna jest energia neutrin (antyneutrin), jako że przekrój czynny na detekcję skaluje się typowo jak  $\sigma \sim \mathcal{E}_\nu^2$ .

Niezależnie od trudności w wyznaczeniu widma neutrin przy zadanym składzie izotopowym materii<sup>2</sup> pozostaje problem wyznaczenia samego składu izotopowego. Na ogół jest to zagadnienie nierozwiązywalne w sposób jednoznaczny, gdyż zawartości nuklidów zależą nie tylko od parametrów termodynamicznych jak temperatura, gęstość itd., ale również od *historii* zmian tych parametrów oraz innych zdarzeń jak np. mieszanie materii. Ponieważ uwzględnienie wymaganej ilości nuklidów w pełnym modelu gwiazdy jest na dzień dzisiejszy nierealne<sup>3</sup>, a dostępne modele śledzą zbyt małą ilość jąder, wymagane jest inne niż przy emisji termicznej podejście.

Analiza trudności opisanych powyżej, zdecydowała o zarzuceniu obranego początkowo kierunku badań, czyli podejścia naśladowującego modele Słońca. W modelach neutrin słonecznych skład izotopowy jest śledzony szczegółowo dzięki niewielkiej ilości nuklidów, a następnie splątany z widmem neutrin z poszczególnych procesów. Podejście to dla masywnej gwiazdy okazało się znikomo skuteczne, ze względu na znaczną ilość potencjalnie istotnych nuklidów. Nowe podejście opiera się na znanej od lat 60-tych idei nuklearnej równowagi termodynamicznej (ang. *Nuclear Statistical Equilibrium*, NSE). Zachodzi ona w pewnych warunkach, konkretnie:

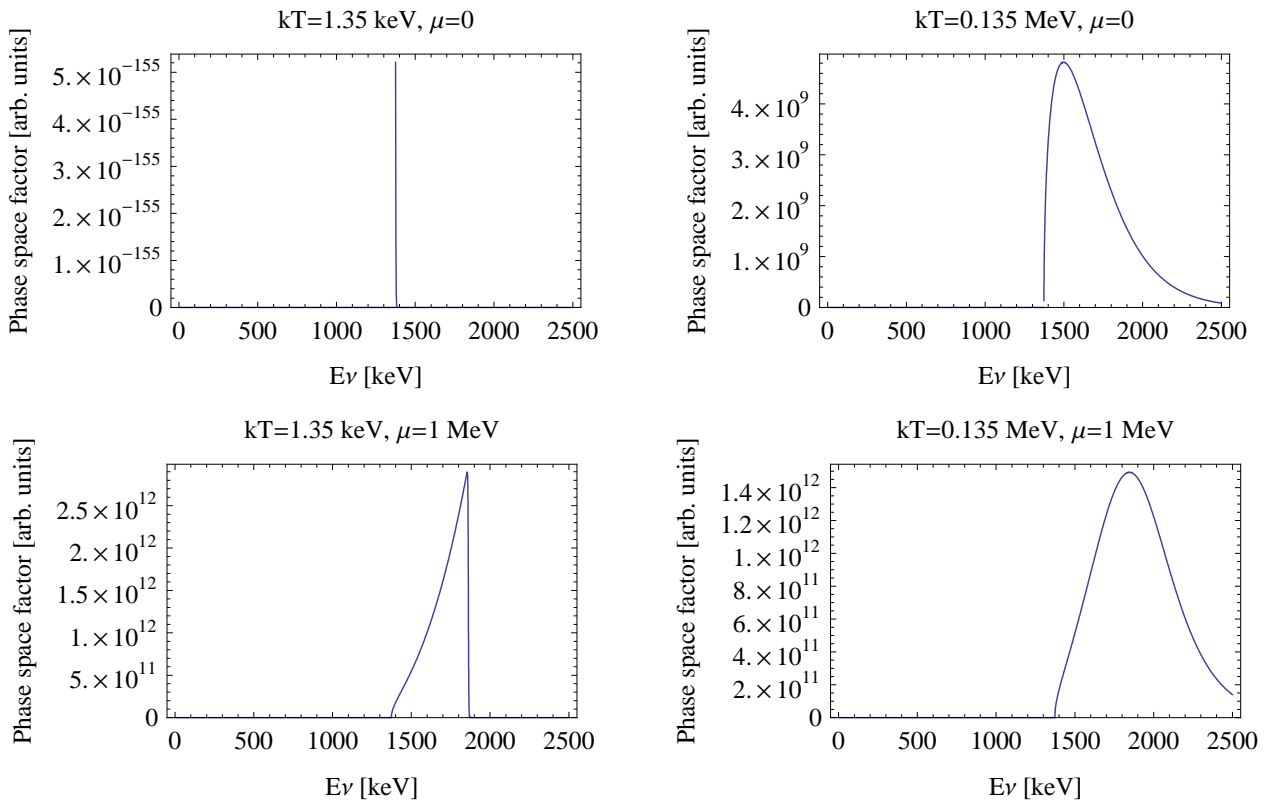
1. zjawisko/proces odbywa się na tyle szybko, aby oddziaływania słabe nie zmieniły znacząco zawartości leptonów (tu elektronów),
2. skala czasowa jest wystarczająco długa, aby nukleony mogły się przegrupować osiągając minimum energii.

Stan NSE jest osiągany dokładnie tam gdzie kieruje się nasze zainteresowanie: w jądrze pre-supernowej. Drugim zjawiskiem gdzie NSE znajduje szerokie zastosowanie jest wybuch supernowej typu Ia. W stanie NSE przeszłość obiektu zostaje całkowicie wymazana, a skład izotopowy materii jest całkowicie wyznaczony przez temperaturę  $kT$ , gęstość  $\rho$  oraz zawartość elektronów  $Y_e$ . Pozwala to na eleganckie ominięcie trudności podniesionej wyżej. Przy okazji otrzymujemy narzędzie które pozwala natychmiast obliczyć sygnał neutrinowy z supernowej Ia. Przykładowy skład izotopowy materii uzyskany w wyniku naszych obliczeń pokazuje Rys. 10.

Na końcowym etapie prac dotyczących grantu dysponujemy możliwością obliczania widma neutrin i antyneutrin dla pełnego zbioru par jąder FFN (Fuller, Fowler, Newmann, 1982) dla NSE uwzględniającego dane (m.in. zależną od temperatury funkcję rozdziału) 3000 nuklidów. Ponieważ dane dotyczące elementów macierzowych nie są udostępniane przez grupy liczące procesy słabe, dokonujemy „dekompozycji” tablic FFN w formie efektywnych wartości  $\Delta Q$  i czasów połowicznego rozpadu. Nieformalne rozmowy na temat zmiany sposobu publikacji danych przez ww. grupy są prowadzone od pewnego czasu. Należy spodziewać się tu pewnego oporu, gdyż wymagałoby to głębokich zmian w istniejących kodach numerycznych. Niemniej jednak, poważnie rozumiana teoretyczna astronomia neutrinowa **wymaga** tych danych. Aby realistycznie oszacować widmo energetyczne neutrin (a więc sygnał w detektorze) *nie wystarcza* podanie ich strumienia i średniej energii, jak to robi się od 30 lat. Zmiana stylu uprawiania astrofizyki jądrowej jest konieczna.

<sup>2</sup>Warto zaznaczyć, że problem jest niemal identyczny z zagadnieniem wyznaczenia widma neutrin reaktorowych czy geoneutrin. Dlatego znaczenie uzyskanych wyników wykracza poza czysto astrofizyczne zastosowania.

<sup>3</sup>W momencie ustalenia *które* z nuklidów są istotne łatwiej będzie przekonać autorów modeli gwiazdnych aby dodali je do swojej analizy, jeżeli będzie ich sensownie mała ilość, powiedzmy kilkanaście.



Rysunek 1: Widmo neutronów berylowych w warunkach spotykanych w astrofizycznej plazmie.

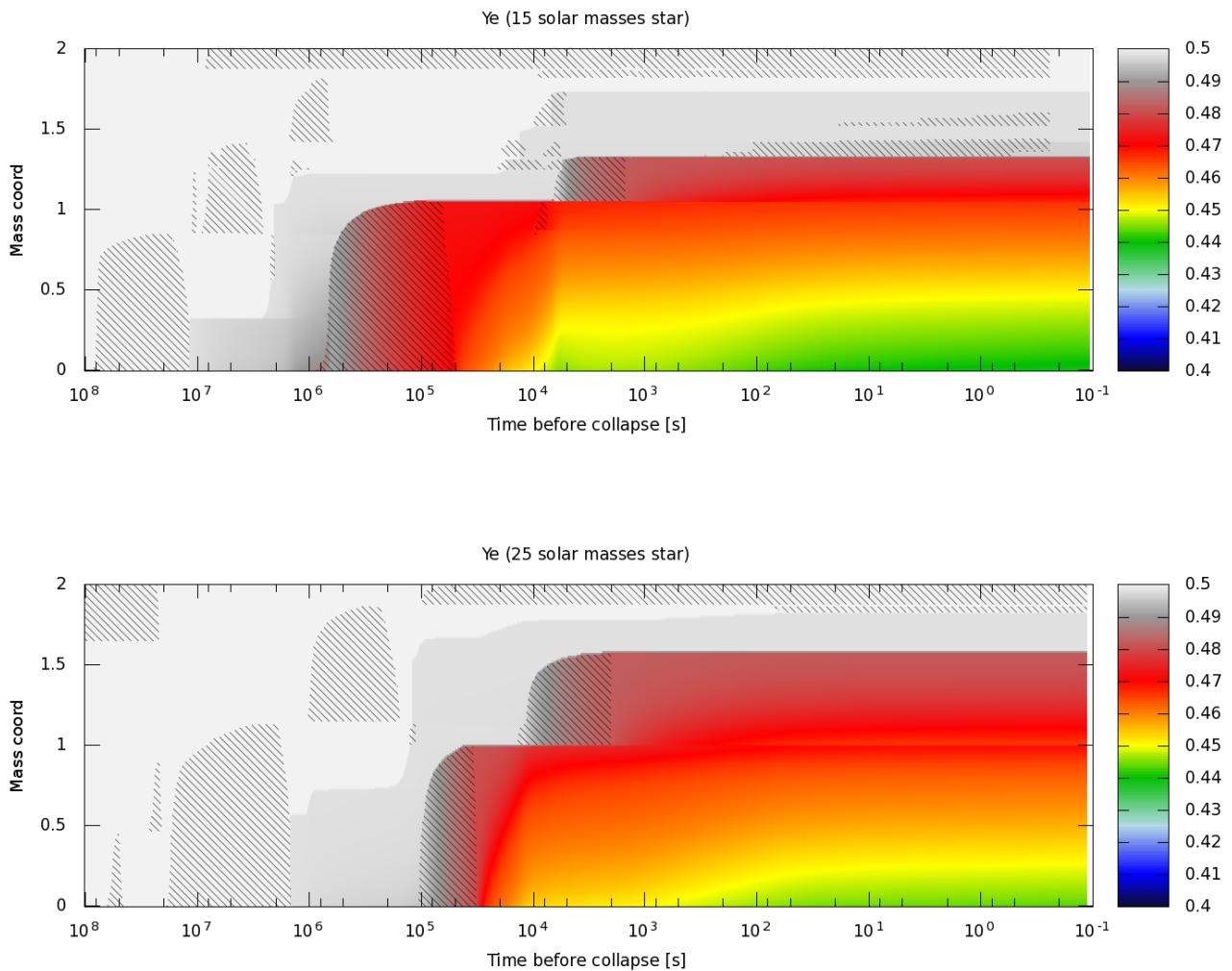
## 1.2 Ad. pkt. 2 harmonogramu.

W momencie dysponowania zbiorem procedur pozwalających na obliczenie emisji neutronowej dla plazmy w dowolnej temperaturze i gęstości byliśmy gotowi na zastosowanie ich w realnym obiekcie astrofizycznym. Ponieważ nikt w Polsce nie posiada modeli ani danych pozwalających na badanie masywnych gwiazd po zakończeniu spalania He zwróciliśmy się o pomoc w udostępnieniu ich do S. Woosley'a. Zasugerował on, aby użyć trajektorii ewolucyjnych dla centralnej temperatury i gęstości w połączeniu z modelem politropowym. Z opinią tą nie zgodził się jego najbliższy współpracownik A. Heger, gdyż podejście takie całkowicie neguje emisję neutronów produkowanych w shell'u. W efekcie dyskusji otrzymaliśmy pełne dane dotyczące struktury i ewolucji gwiazdy pre-supernowej o masie 15 mas Słońca. Zawierały one szczegółowe profile (wszystkie elementy siatki modelu) temperatury, gęstości oraz zawartości elektronów na barion dla wszystkich kroków (około 20 tysięcy plików) modelu od zakończenia spalania He, aż do kolapsu grawitacyjnego rdzenia.

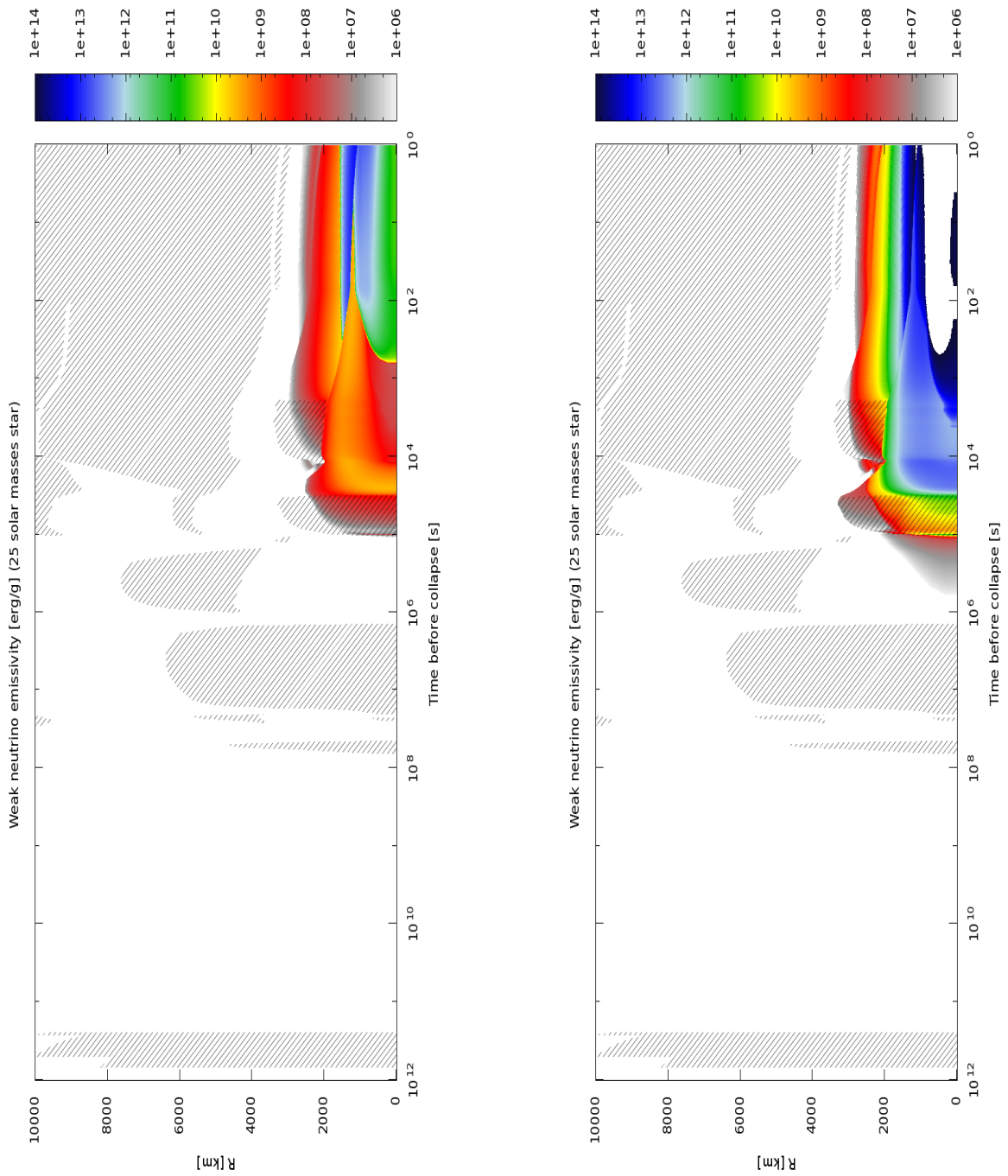
Dysponując szczegółowymi danymi jakie istnieją oraz najlepszymi w świecie procedurami obliczającymi widmo antyneutronów elektronowych uzyskaliśmy wyniki najbardziej zbliżone do prawdziwej emisji pre-supernowej. Pozwoliło to na jednoznaczne udowodnienie, iż teza o możliwości rejestracji neutronów nawet tydzień przed wybuchem supernowej jest prawdziwa (Rys. 15). Wynik ten, zaprezentowany na konferencji „20 years after SN1987A” został entuzjastycznie przyjęty przez zgromadzonych naukowców<sup>4</sup>. Zaraz po konferencji uzyskaliśmy propozycję otrzymania kolejnych modeli gwiazd pre-supernowych. Ich analiza, uwzględniająca obecnie także procesy jądrowe cały czas trwa, zobacz np. Rys. 2 i 3.

W chwili obecnej analiza jest rozszerzana o inne obiekty astrofizyczne, z supernowymi typu

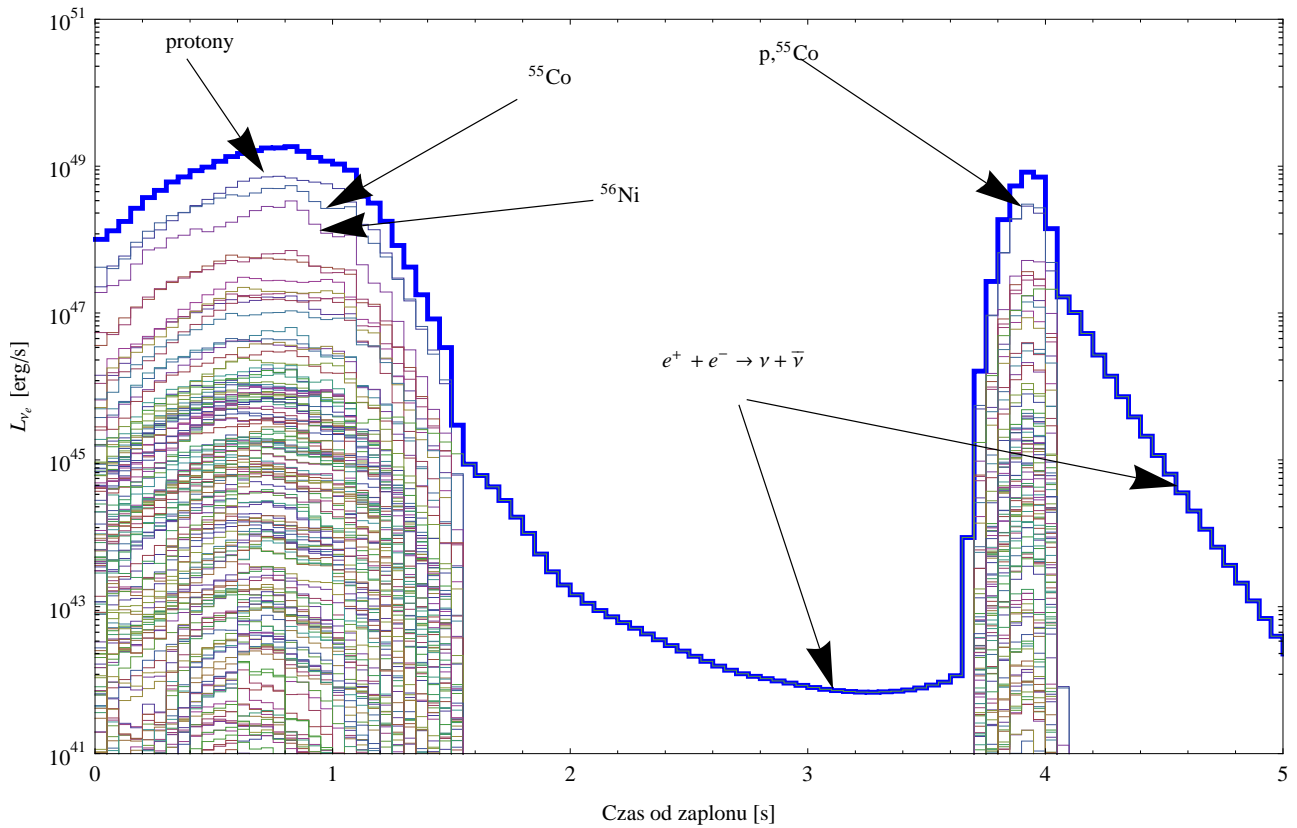
<sup>4</sup>Incydentalnie, referat na ten temat był jednym z ostatnich przed bankietem na wolnym powietrzu, a gwiazdozbiór Oriona z najjaśniejszymi gwiazdami (w tym Betelgeuse) znajdował się w zenicie co pobudzało dalszą dyskusję na temat roli astrofizyki neutronowej dla hipotetycznej przyszłej supernowej. Zobacz np. Rys. 9.



Rysunek 2: Zawartość elektronów  $Y_e$  pod koniec życia masywnej gwiazdy. Jak widać nie można założyć że  $Y_e = 0.5$  gdyż na etapie spalania Si następuje gwałtowny spadek  $Y_e$  (neutronizacja) będący skutkiem intensywnej emisji neutrin z przewagą elektronowych.  $Y_e$  spada do wartości nieco powyżej 0.4 i jest zależne od czasu. Wysokie temperatury pozwalają na zastosowanie przybliżenia NSE. [Modele udostępnione przez A. Hegera]



Rysunek 3: Przykładowa emisja  $\nu_2$  i  $\bar{\nu}_e$  pochodząca od procesów  $\beta$  zachodzących z udziałem  $^{56}\text{Fe}$ . [Modele udostępnione przez A. Hegera]



Rysunek 4: Strumień neutrin dla SN Ia. Pokazano wkład pochodzący od 189 uwzględnionych nuklidów. Abundancje zostały obliczone w stanie NSE (Rys. 10). Na osi pionowej jasność neutrinowa w erg/s, na poziomej czas w sekundach. [Modele udostępnione przez T. Plewę]

Ia na czele (Rys. 4, 5).

### 1.3 Ad. pkt. 3 harmonogramu.

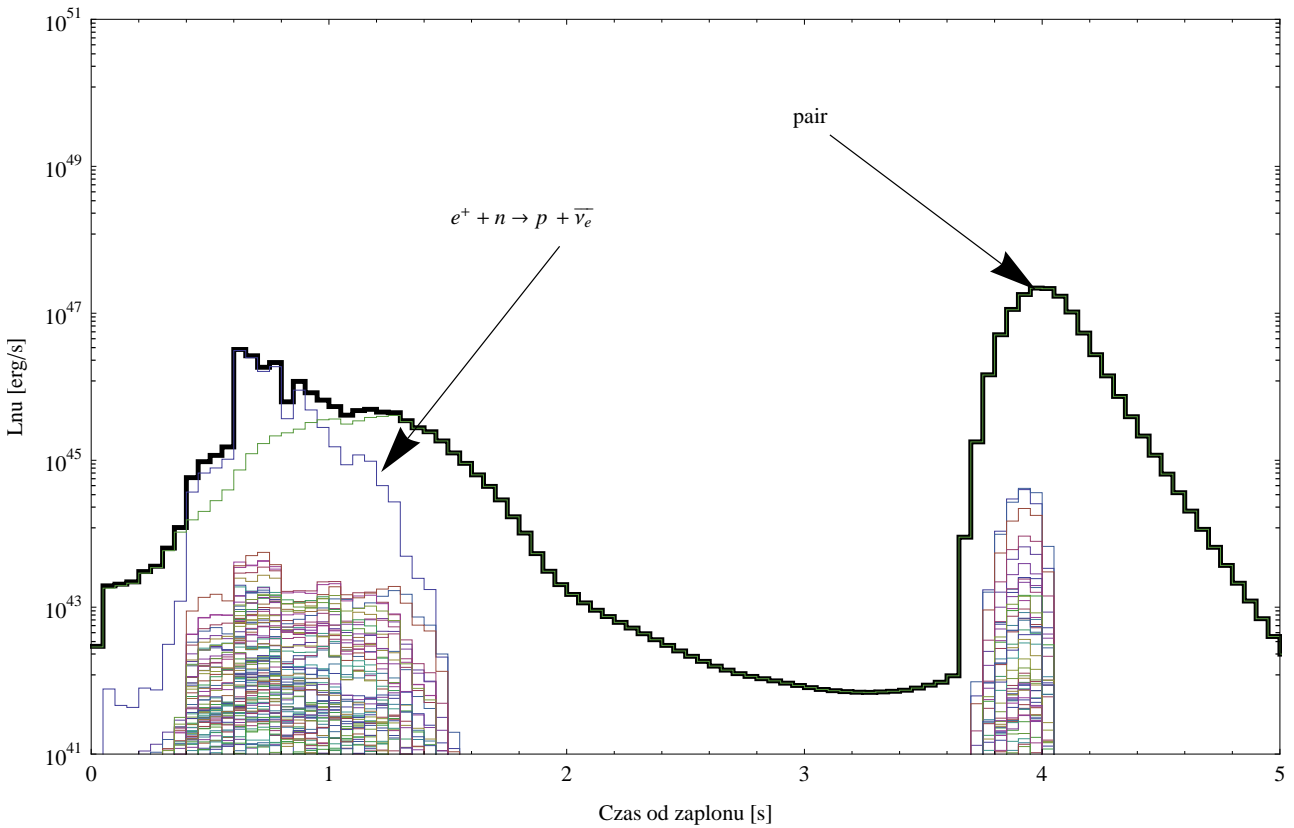
Fundamentalnym narzędziem pozwalającym w elegancki, prosty i skuteczny sposób oszacować sygnał w konkretnym detektorze używającym pewnego kanału detekcji<sup>5</sup> jest neutrinowy diagram HR, czasem określane jako diagram OMK.

Motywacją do stworzenia diagramu  $\nu$ HR (poprzedzonego kilkoma nieudanymi i nieskutecznymi prototypami) była potrzeba stworzenia szybkiego, najlepiej wizualnego, narzędzia, które pozwoliłoby natychmiast oszacować która z kombinacji 3 elementów: (1) kanał detekcji (2) obiekt astrofizyczny (3) proces emitujący neutrina daje największą szansę na wykrycie pewnej minimalnej ilości neutrin w eksperymencie z masą aktywną  $M$  w przypadku obiektu w odległości  $d$ . Wraz z rosnącą wiedzą na temat wszystkich trzech czynników ilość ich kombinacji gwałtownie rośnie, co uniemożliwia interaktywną analizę w sensownym czasie, przy skromnych zasobach ludzkich i czasowych.

Ostateczna wersja diagramu  $\nu$ HR (Rys. 6) składa się z następujących elementów:

1. Wykresu płaskiego na którego osiach znajduje się, poziomo: energia neutrin w MeV, pionowo: strumień neutrin emitowany z danego obiektu w  $1/s$  oraz  $1/cm^2/s^2$  przy założeniu

<sup>5</sup>Dla skoncentrowania uwagi będziemy mówić o rozpraszaniu elastycznym neutrin elektronowych na elektronach w  $H_2O$ . Procedura wygląda identycznie dla innych detektorów/kanałów detekcji jak np. odwrotny rozpad  $\beta$  w rozwarze wodnym  $GdCl_3$ , rozpraszanie elastyczne na protonach w ciepłym scyntylatorze czy rozpraszanie koherentne na jadrach w kryształach germanu.



Rysunek 5: Strumień antyneutrino dla SN Ia. Dla detonacji dominuje komponent termiczny. [Modele udostępnione przez T. Plewę]

że obiekt znajduje się w znanej odległości  $d$ ; typowo, dla Galaktyki  $d=1$  kpc lub  $d=10$  kpc

2. Krzywej parametrycznej pokazującej ewolucję emisji neutrin (średniej energii i strumienia cząstek) w czasie:  $[\langle \mathcal{E}_{\nu_e} \rangle(t), F_{\nu_e}(t)]$ . Warto zwrócić uwagę, że dla źródła, które jest praktycznie statyczne jak Słońce, krzywa degeneruje się do punktu.
3. Siatkę pokazującą jaki sygnał w detektorze o ustalonej masie da statyczne źródło neutrin o zadanym strumieniu i średniej energii, przy założeniu że widmo to można przybliżyć za pomocą 2-parametrowej reprezentacji. Typowo w astrofizyce neutrin używamy widma w postaci funkcji Fermiego-Diraca:

$$\Phi(\mathcal{E}_{\nu_e}) = \frac{1}{\langle \mathcal{E}_{\nu_e} \rangle^3} \frac{a \mathcal{E}_{\nu_e}^2}{1 + \exp b \mathcal{E}_{\nu_e} / \langle \mathcal{E}_{\nu_e} \rangle}$$

Odczytanie diagramu (Rys. 6) polega na wyszukaniu krzywych które przecinają linie siatki odpowiadające największemu sygnałowi w detektorze. Dla przykładu interpretacja diagramu z Rys. 6, który posłużył do wstępnej analizy możliwości detekcji neutrin elektronowych z eksplozji supernowej termojądrowej z opóźnioną detonacją (model y12 T. Plewy) za pomocą klasycznego detektora wodnego typu Super-Kamiokande jest następująca:

- najwyżej względem linii siatki dochodzą krzywe pochodzące od wychwytu elektronu na protonach i  $^{55}\text{Co}$ , które przecinają linię częstości zdarzeń 1 mHz: te dwa procesy zdominują potencjalny sygnał
- ponieważ sygnał nieco przekracza 1 mHz w 1 kt, oznacza to (biorąc pod uwagę czas eksplozji rzędu 1 sekundy) że dopiero detektor o masie 1000 kt byłby w stanie zarejestrować minimum 1 neutrin



- kropkami zaznaczono neutrina słoneczne (pp i borowe); ich pozycje wyraźnie pokazują, że nie stanowią one istotnego tła dają sygnał poniżej 0.01 mHz
- neutrina termiczne (pair) nie są wykrywalne taką metodą
- interesujący z punktu widzenia eksperymentatora może być sygnał pochodzący od  $^{53}\text{Fe}$ ; jest on o ponad rząd słabszy, ale neutrina posiadają średnie energie powyżej 6 MeV

Na wykresie nie opisano pozostałych z 190 procesów (nuklidów) uwzględnionych w analizie, gdyż jest to niemożliwe w formie drukowanej. Oryginalny diagram ma formę interaktywnego apletu który dynamicznie podpisuje krzywe po najechaniu kursorem myszy; należy pamiętać, że *a priori* nie wiemy, która z krzywych będzie odpowiadała największemu sygnałowi<sup>6</sup> więc nie jest możliwe opisanie wykresu wcześniej. Diagram  $\nu$ -HR pozwala uzyskać natychmiast szereg informacji i wskazówek, zarówno dla teoretyków jak i doświadczalników. Ci pierwsi uzyskują informację na temat procesów zalecanych do śledzenia w symulacjach i modelach; zawartość np.  $^{55}\text{Co}$  zwykle nie jest badana. Ci drudzy [doświadczalnicy] dowiadują się o jądrach które będą warte zbadania w przyszłych eksperymentach, oraz parametrach detektorów<sup>7</sup> które należy wziąć pod uwagę przy ich projektowaniu.

Wyselekcjonowane za pomocą diagramu  $\nu$ -HR interesujące obiekty i procesy emisji neutrin należy poddać bardziej szczegółowej analizie. Najważniejszym jej elementem jest obliczenie dokładnego widma energetycznego emitowanych neutrin, które to widmo stanowi dane wejściowe dla symulacji sygnału w detektorach. Przykładem takiej szczegółowej analizy jest zagadnienie detekcji neutrin z pre-supernowej Betelgeuse w Super Kamiokande poprzez odwrotny rozpad  $\beta$ , patrz Rys. 15 i Rozdz. 5.

## 2 Wytworzone produkty

### 2.1 Procedury numeryczne

Jednym z najbardziej użytecznych i znaczących rezultatów uzyskanych w toku prac nad realizacją celów założonych w granie jest zbiór procedur numerycznych obliczających widma i strumienie neutrin emitowane z plazmy astrofizycznej. Należy bardzo mocno podkreślić, że większość z nich jest zweryfikowana bardzo szczegółowo na kilka sposobów. Niżej podajemy wyłącznie te funkcje które zostały przetestowane i dają gwarancję uzyskania poprawnych wyników. W fazie debugowania/weryfikowania są kolejne.

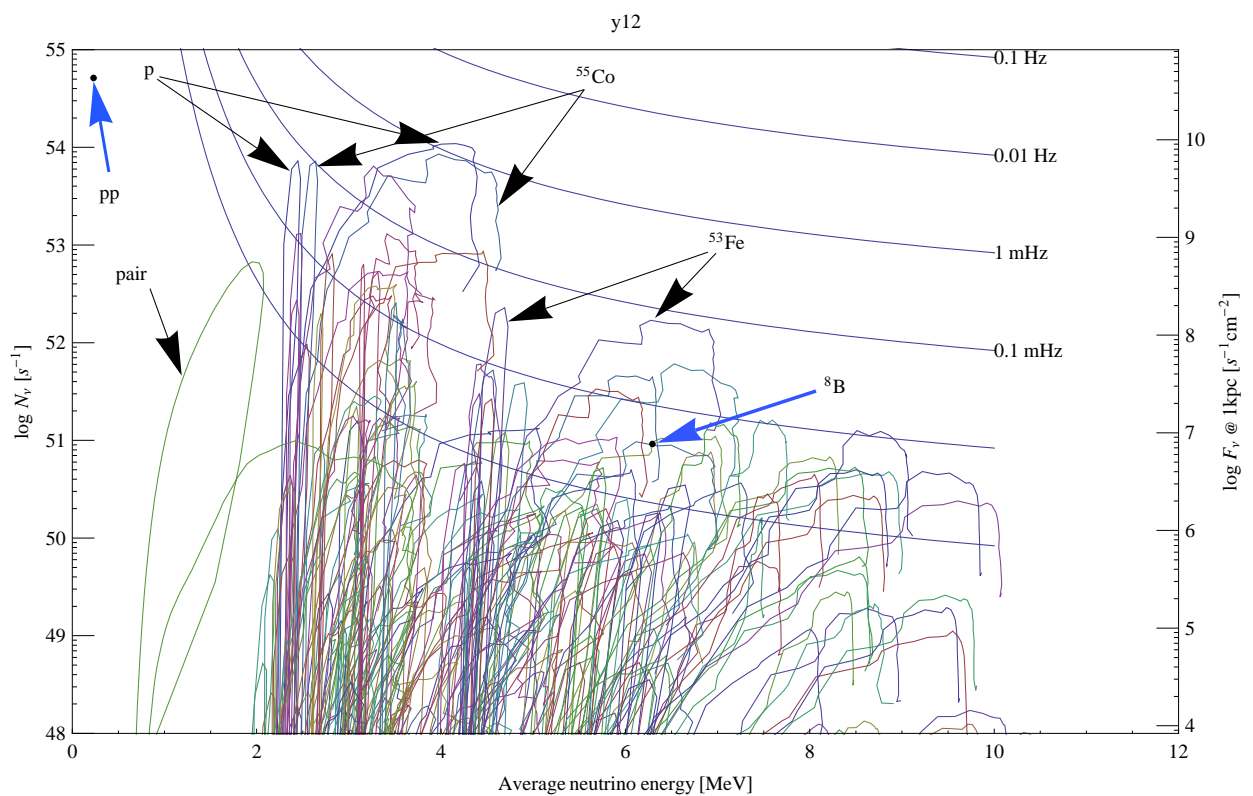
W odróżnieniu od innych istniejących i używanych w astrofizyce procedur, które są w stanie obliczać wyłącznie całkowity strumień (ewentualnie z rozkładem na zapachy) i czasem średnią energię, nasze funkcje potrafią obliczyć praktycznie wszystko, tj. strumienie cząstek i energii, momenty oraz widma energetyczne dowolnych zapachów neutrin.

Lista dostępnych funkcji, szczegółowy opis dla `pair`, pozostałe działają analogicznie:

- Proces anihilacji par  $e^+ + e^- \rightarrow \nu_x + \bar{\nu}_x$   
`double pair(Enu, kT, mu, flavour, method);` – funkcja oblicza widmo energetyczne neutrin w  $s^{-1}cm^{-3}MeV^{-1}$  dla zadanej energii neutrina `Enu` danego typu ( $\nu_e, \bar{\nu}_e, \nu_{\mu,\tau}, \bar{\nu}_{\mu,\tau}$ ), w plazmie opisanej temperaturą `kT` i potencjałem chemicznym `mu` za pomocą wybranej

<sup>6</sup>Istnieje pewna zbieżność z procesami prowadzącymi do neutronizacji materii, np.  $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$ , które muszą prowadzić emisję  $\nu_e$  ale nie jest ona dokładna. Nie stosuje się też do pozostałych rodzajów neutrin.

<sup>7</sup>Minimalny próg lub masa itp. Przykładowo, detekcja neutrin czy antyneutrin termicznych dla przypadku opisanego na Rys. 6 nie będzie możliwa w *żadnym* detektorze z progiem powyżej 2 MeV. Z kolei dla gwiazd pre-supernowych nawet niewielkie, kilkukrotne zwiększenie masy detektora (Rys. 9) pozwala „sięgnąć” jądra Galaktyki dramatycznie zwiększając prawdopodobieństwo detekcji.



Rysunek 6: Diagram  $\nu_e$ -HR odpowiadający detekcji neutrin produkowanych podczas wybuchu supernowej typu Ia (czas rzędu 1 sekundy) w odległości 1 kpc poprzez rozpraszanie elastyczne  $\nu_e$  na elektronach z progiem 5 MeV w wodnym detektorze Czerenkowa o masie 1 kt. [Model udostępnione przez T. Plewę]

metody. Dostępne jest całkowanie wielowymiarowe metodami deterministycznymi, Monte Carlo oraz gotowe tablice. Dostępna jest też funkcja wyliczająca potencjał chemiczny z gęstości.

`double pair_Q(kT, mu, flavour);` – strumień energii

`double pair_R(kT, mu, flavour);` – strumień cząstek

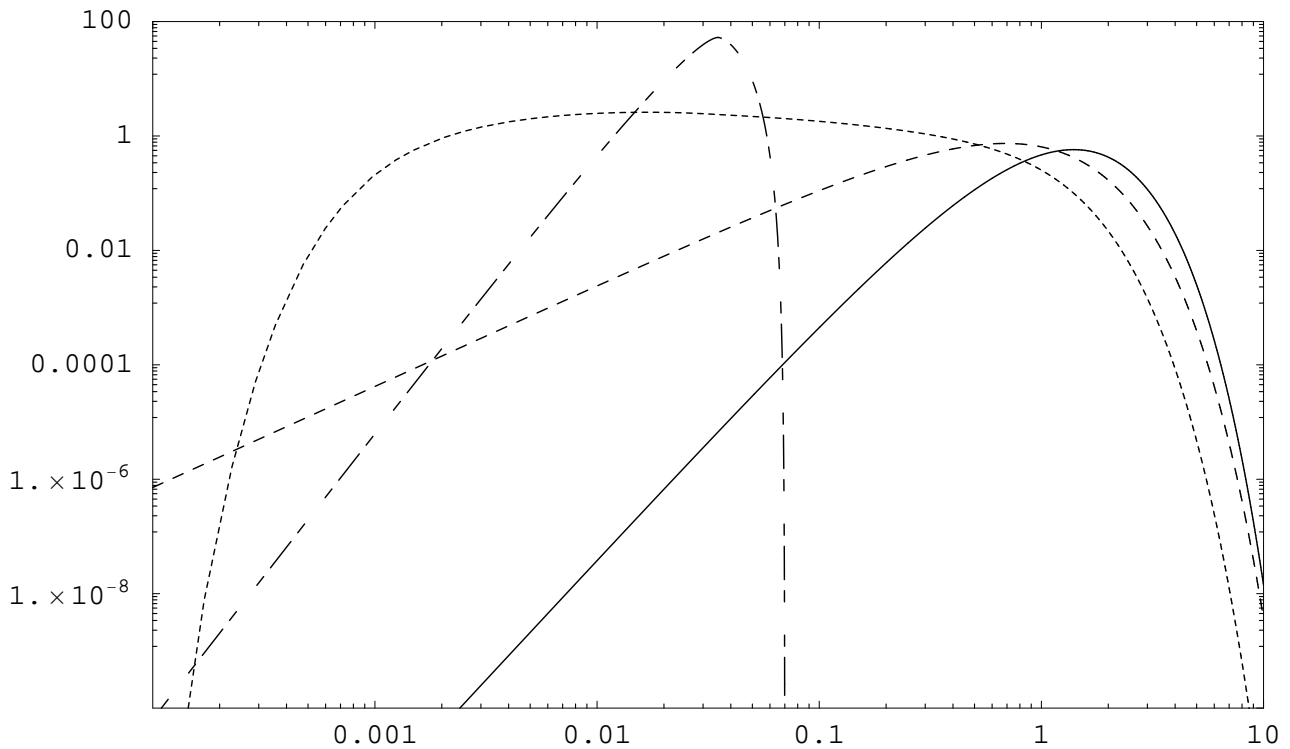
`double pair_J(kT, mu, flavour);` – drugi moment rozkładu widma, jeżeli byłaby taka potrzeba z łatwością można obliczyć wyższe momenty

- proces rozpadu plazmonu (masywnego „ubranego” fotonu)  $\gamma^* \rightarrow \nu_x + \bar{\nu}_x$   
`double plasmaT(kT, mu, flavour);` – widmo z rozpadu plazmonu poprzecznego (T)  
`double plasmaL(kT, mu, flavour);` – widmo z rozpadu plazmonu podłużnego (L)  
`double plasmaL_Q(kT, mu, flavour);` – strumień energii (L)  
`double plasmaL_R(kT, mu, flavour);` – strumień cząstek (L)  
`double plasmaT_Q(kT, mu, flavour);` – strumień energii (T)  
`double plasmaT_R(kT, mu, flavour);` – strumień energii (T)  
 Dodatkowo dostępne są funkcje obliczające parametry plazmonów: częstość plazmową, masę fotonu (T), prędkość elektronów, maksymalny pęd plazmonu podłużnego, oraz relacje dyspersji w przybliżeniu Braatena-Segela.
- procesy słabe z udziałem jąder w stanie NSE lub dla podanych abundancji (1) `double NSE(kT, rho, Ye, Z, N);` – abundancja jądra o liczbie protonów Z i neutronów N, w stanie NSE zdefiniowanym przez temperaturę kT, gęstość rho oraz ilość elektronów na baryon Ye. Funkcja działa w nowatorski sposób, opierając się na pre-kalkulowanych tablicach abundancji protonów i neutronów oraz specjalnej metodzie interpolacji. Jej szybkość spada zaledwie *liniowo* z ilością nuklidów i pozwala ona wybierać z NSE pojedyncze nuklidy (proporcjonalnie zwiększając szybkość), co jest nieocenione przy liczeniu sygnału neutronowego: zwykle potrafimy obliczyć NSE dla znacznie większej (>3000) liczby nuklidów niż strumień neutrin (<600)
- działające funkcje które jeszcze nie przeszły jeszcze pełnej rygorystycznej weryfikacji, jak np. dotyczące procesu fotoprodukcji neutrin oraz funkcje dotyczące emisji neutrin słabych, opartych w chwili obecnej na tablicach FFN (Fuller, Fowler, Newmann, 1982) stanowiących standard (punkt odniesienia) współczesnej astrofizyki.

Powyższe funkcje jak również tablice przez nie wygenerowane są dostępne na życzenie. Jeżeli zainteresowanie nimi będzie rosnąć, i pozwoli na to sytuacja (głównie kadrowo-finansowa) można niewielkim nakładem środków stworzyć przy ich pomocy samodzielnie działającą bibliotekę dostępną na zasadach jednej ze standardowych licencji wolnego oprogramowania.

## 2.2 Archiwum krzywych jasności neutrinowych i innych wyników

Istotnym produktem wytworzonym w toku grantu jest zbiór zależnych od czasu jasności neutrinowych, strumieni cząstek, średnich energii oraz widm energetycznych neutrin z rozbiciem na fundamentalne procesy termiczne i jądrowe, jak również na zapachy neutrin/antyneutrin. Dysponujemy danymi dotyczącymi dwóch reprezentatywnych modeli masywnych gwiazd pre-supernowych (pochodzących od A. Hegera) oraz kilkoma modelami supernowych termojądrowych pochodzących ze zbiorów T. Plewy. Archiwum to będzie w miarę możliwości i chęci współpracy ze strony twórców modeli powiększane o kolejne obiekty astrofizyczne.



Rysunek 7: Znormalizowane do 1 widma z anihilacji par (linia ciągła), fotoprodukcji (linia przerywana) oraz rozpadu plazmonu poprzecznego i podłużnego (linie kropkowane). Na osi poziomej energia neutrino w MeV. Materia w stanie typowym dla spalania Si w jądrze gwiazdy  $kT = 0.319$  MeV,  $\mu = 0.85 + m_e$  MeV, gdzie  $m_e = 0.511$  MeV to masa elektronu.

### 2.3 Galeria wykresów & strona WWW

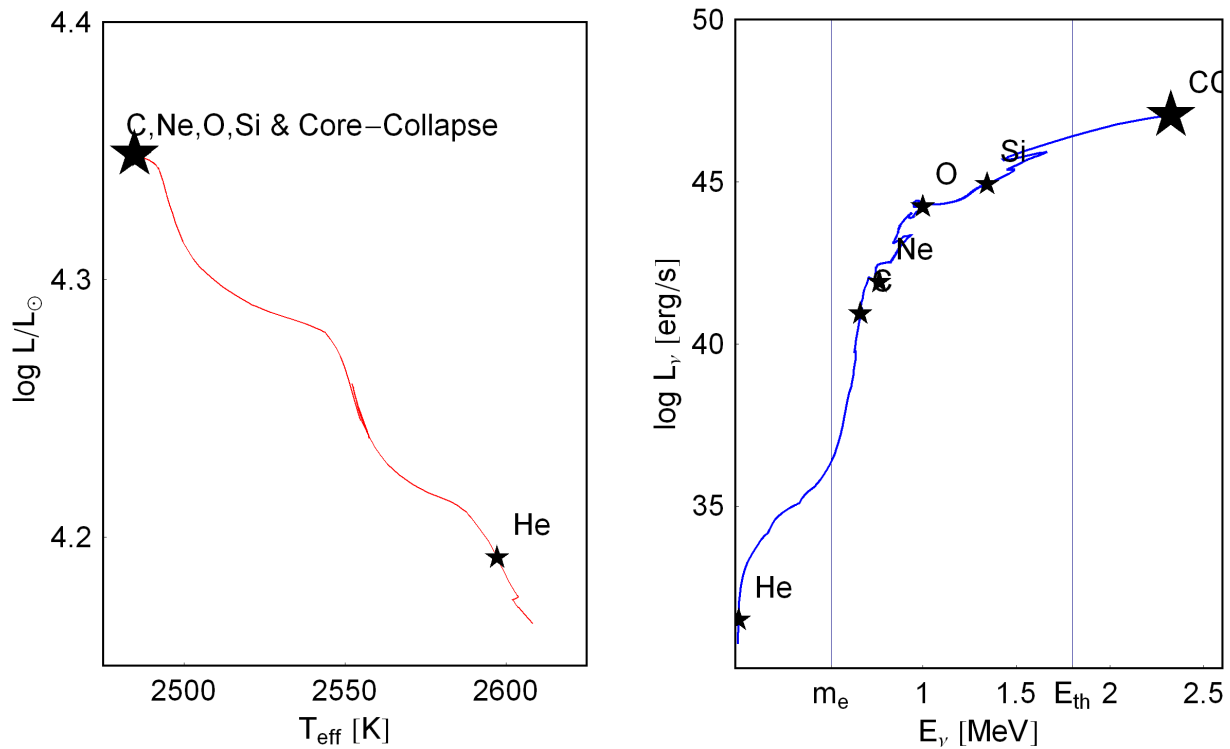
Wizualizacja otrzymanych wyników jest niezwykle istotnym elementem ich publikacji, szczególnie z punktu widzenia multimedialnych prezentacji na konferencjach. Dotyczy to nie tylko samych twórców i autorów obliczeń, ale przede wszystkim osób które używają naszych wyników do własnych celów, jak np. promocji i propozycji eksperymentów neutrinowych nowej generacji. Dlatego prezentujemy kilka najbardziej udanych i sugestywnych wykresów, Rys. 1-16.

Wszystkie wyniki, publikacje, kody, tablice wykresy i animacje będą umieszczone na stronie WWW [th-www.if.uj.edu.pl/psns/](http://th-www.if.uj.edu.pl/psns/).

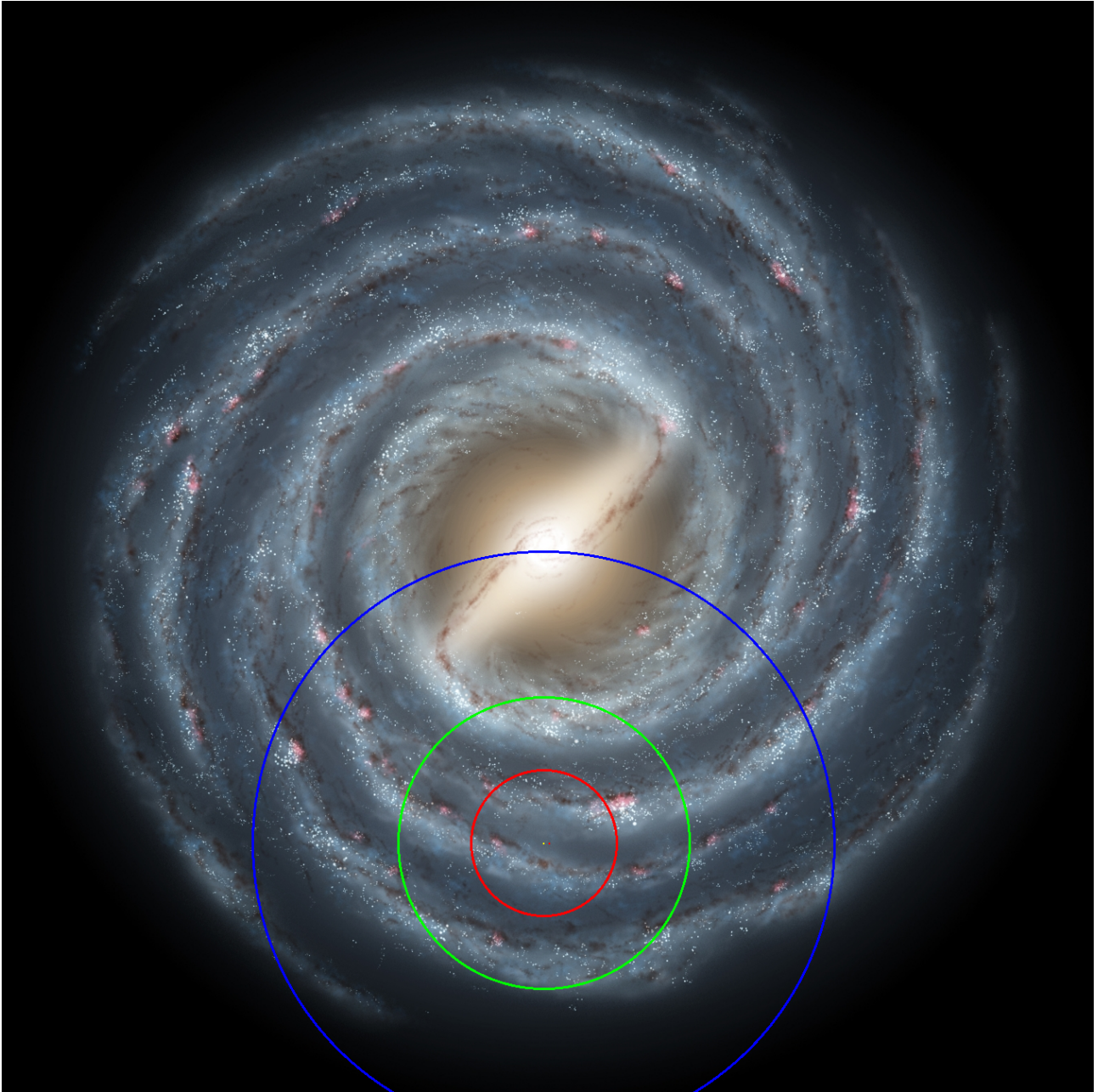
## 3 Publikacje oraz inne formy upowszechnienia wyników

Prace nad grantem zostały zaprezentowane kilkunastu publikacjach które już posiadają w sumie kilkanaście cytowań. Zostało wygłoszonych kilkadziesiąt referatów w tym jeden *invited talk* na konferencji „20 years after SN1987A” na Hawajach, USA, kilka regularnych wystąpień za granicą, jedna prezentacja posterowa oraz kilkanaście wystąpień krajowych. Tematyka została zaprezentowana także w trakcie spotkań dla najlepszych licealistów prowadzonych przez Instytut Fizyki UJ. Kilka publikacji zostało napisanych w Języku Polskim, dzięki czemu stanowią one kompendium wiedzy i punkt startowy dla najmłodszych adeptów nauki, nie przyzwyczajonych do bardzo technicznej angielszczyzny. Istotne detale były konsultowane mailowo i osobiście z czołowymi ekspertami światowej klasy w dziedzinie astrofizyki teoretycznej.

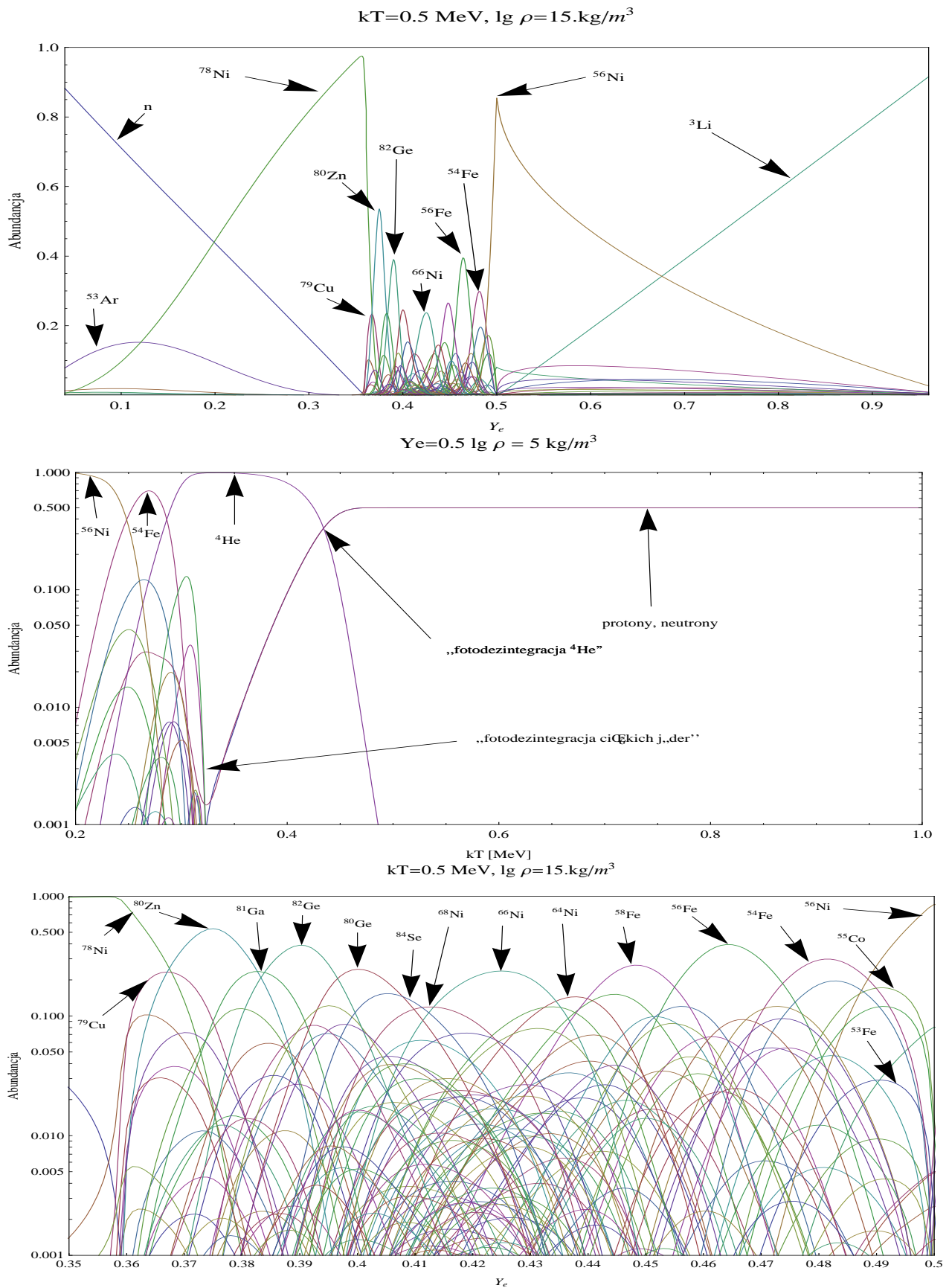
Nasze wyniki są prezentowane w trakcie wykładów dla studentów, również na uczeniach



Rysunek 8: Diagram Hertzsunga-Russella (po lewej) oraz jego neutrinowy odpowiednik (po prawej) dla modelu „s15” masywnej gwiazdy o początkowej masie  $15 M_{\odot}$ . Na ostatnich etapach ewolucji stan gwiazdy z punktu widzenia obserwacji powierzchni jest „zamrożony” (lewy panel). W tym samym czasie emisja neutrinowa podlega gwałtownym przemianom (prawy panel). Diagram niesie istotne informacje na temat ewolucji gwiazdy: (1) widać przejście do fazy chłodzonej neutrinowo (spalanie  $\text{He} \rightarrow \text{C}$ ) połączone ze wzrostem  $L_{\bar{\nu}_e}$  (jasności neutrinowej) setki tysięcy razy (2) przecięcie pionowej linii oznaczającej masę elektronu ( $m_e$ ) oznacza przejście przez anihilację  $e^-e^+$  dominującej roli (3) na etapie spalania Si energia neutrin  $\langle \mathcal{E} \rangle > E_{th}$ , co pozwala na ich detekcję przez jedną z najefektywniejszych reakcji: odwrócenie rozpadu  $\beta$  (3). [Model udostępniony przez A. Hegera]



Rysunek 9: Zasięg wodnych detektorów Czerenkowa z gadolinem ( $\text{GdCl}_3$ ) z punktu widzenia detekcji neutrin z pre-supernowej. Zakładamy, że sygnał zbierany (binowany) co 3 godziny musi być większy niż fluktuacja tła na poziomie  $3\sigma$  3 godziny przed kolapsem. Detektor GADZO-OKS! (22.5 kt  $\text{H}_2\text{O}$ , czerwony ) sięga 2 kpc w głąb Galaktyki. Planowany detektor 500 kt (HyperKamiokande, UNO, Memphis, zielony) siegałby aż do 4 kpc. Hipotetyczny detektor 10 Mt (oceaniczny balon czy TITAN-D, niebieski) siegałby centrum Galaktyki. [W tle artystyczna wizja naszej Galaktyki. Źródło: NASA]



Rysunek 10: Abundancje uzyskane w wyniku naszych obliczeń NSE. Obliczenia uwzględniają 800 nuklidów aż do  $^{97}\text{Br}$ . Możliwe jest uwzględnienie przynajmniej 3000 nuklidów. [Źródło danych: Wolfram Research built-in Mathematica 6.0 database]

zagranicznych, np. przez G. Raffelta w Monachium.

Wyniki są upowszechniane na konferencjach międzynarodowych także przez zainteresowanych naukowców z całego świata (patrz Tabela 1).

Szczegółowa lista publikacji oraz ich wydruki są zamieszczone w załączniku 18 do raportu.

## 4 Wydzwitek w świecie naukowym i nawiązana współpraca

### 4.1 Konferencje naukowe

Wyniki uzyskane w toku pracy nad grantem były przedmiotem sporego zainteresowania, czego wyrazem były liczne referaty w których poświęcono przynajmniej kilka minut na omówienie naszych najnowszych rezultatów. Niżej (Tabela 1) prezentujemy mozaikę slajdów które były tłem dla dyskusji o naszych wynikach.

### 4.2 Eksperymenty neutrinowe

Ze zrozumiałych względów, nasze wyniki jako wyznaczające nowe, ambitne cele dla eksperymentów neutrinowych spotkały się z ogromnym zainteresowaniem. W szczególności, zespoły które proponują realizację i pozyskują fundusze na budowę nowej generacji detektorów neutrin umieszczają detekcję pre-supernowych jako jeden z celów naukowych. W co najmniej jednym przypadku (GADZOOKS!) był to argument który przeważył szalę i pozwolił na rozpoczęcie budowy prototypu detektora. Inicjatywy takie jak DUSEL (Deep Underground Science and Engineering Lab) w USA, LAGUNA („three liquids”: MEMPHYS, LENA, GLACIER) w Unii Europejskiej czy Hyper-Kamiokande w Japonii zyskały dodatkowy argument na rzecz rozpoczęcia eksperymentów wielkiej skali w fizyce nie-akceleratorowej.

Informacje o możliwości wykrycia neutrin ze spalania Si w jądrze pre-supernowej zostały również włączone w proposal eksperymentu  $\nu$ SNS (Spallation Neutron Source), który będzie mierzył szybkości procesów słabych z udziałem neutrin na jądrach.

Bardzo ciekawym i inspirującym tematem okazały się związki detekcji antyneutrin elektronowych ( $\bar{\nu}_e$ ) ze źródeł astrofizycznych, z bardziej przyziemnymi zastosowaniami. Okazuje się bowiem, że detekcja geoneutrin, hipotetycznego georeaktora, monitoring cywilnych i wojskowych elektrowni jądrowych czy wykrywanie ukrytych reaktorów oraz prób z bronią jądrową wymagają nieomal identycznej technologii. Dlatego przyszłość astronomii neutrinowej może leżeć nie w bardzo drogich, dedykowanych detektorach, ale np. w sieci tysięcy detektorów które będą miały (jako podstawowy cel) bardziej praktyczne zastosowanie. Chodzi tu przede wszystkim o bezpieczeństwo energetyki jądrowej która, przy wykładniczo rosnących cenach benzyny, wydaje się być jedyną alternatywą. Drugim budzącym zainteresowanie zadaniem detektorów neutrin byłyby badania geofizyczne, dzięki którym wzrośnie nasze zrozumienie procesów zachodzących w płaszczu i jądrze naszej planety. Może to dać wymierne korzyści, z lepszym przewidywaniem wybuchów wulkanów, trzęsień ziemi czy potencjalnej zmiany biegunowości ziemskiego pola magnetycznego. Dotyczące astrofizyki teoretycznej prace związane z grantem przyczyniły się do zawiązania owocnej współpracy różnych środowisk naukowych i technicznych: IAEA (Międzynarodowa Agencja Energii Atomowej), geofizyków, inżynierii oceanicznej, energetyki jądrowej, fizyków neutrin i wreszcie nas, astrofizyków.

Najbardziej widocznym materialnym efektem tej współpracy była idea detekcji  $\bar{\nu}_e$  w wodnych detektorach czerenkowa. Prosty pomysł na rozpuszczenie soli zawierającej gadolin (Gd) czy chlor w celu wychwycenia i zarejestrowania neutronu powstającego w reakcji odwrotnego



Tabela 1: Mozaika slajdów omawiających nasze wyniki

In addition to our two **guaranteed** new signals, it is likely that adding  $GdCl_3$  to SK-III will provide a variety of other interesting (and not yet fully explored) possibilities:

- Sensitivity to very late-time black hole formation
- Full de-convolution of a galactic supernova's  $\nu$  signals
- Early warning of an approaching SN  $\nu$  burst (see Odrzywolek)
- (Free) proton decay background reduction
- New long-baseline flux normalization for T2K
- Matter- vs. antimatter-enhanced atmospheric  $\nu$  samples(?)



Indeed, the physics case for GADZOOKS! seems very strong. But can we make it work in the real world?

$\nu$ 's at 11

*What if we could tell that a neutrino wave was on its way and was about to pass through the Earth?*



What follows on this topic is inspired by Odrzywolek, Misiaszek, and Kutschera's astro-ph/0311012, which was itself inspired by our recent GADZOOKS! paper...

## Supernova Neutrinos

- H. Suzuki** Characteristics of neutrino spectra and their time dependence also beyond first 20 sec average energies of electron and muon/tau antineutrino are very similar
- S. Ando** Resonance spin-flavor precession and MSW effect on neutrino fluxes  $\rightarrow$  Appearance of the  $\nu_e$  neutronization peak,  $2 \cdot 10^4$  events
- M. Kaplinghat** Supernova relic neutrino background: evolution of rate/ numbers of events is small: 3.6 in 22 kt year of SK, 0.4 in 1 kt year of LS (KamLAND)
- M. Vargis** SK-Gd: Detection of the pre-collapse neutrinos 1- 2 days, at the Si stage, 1000 n-captures a day (1kpc), SN watch

## Are We Ready for Next Milky Way SN?

**Yes, if we are**

$\sim 10^4$  events in Super-Kamiokande  
 $\sim 10^3$  events in other detectors combined  
 significant background excess in IceCube  
 can point with SK, cross-check with SNEWS

**NOOOO!!!, if we aren't**

It would be a tragedy if a burst is missed

**Early warning system?**

Maybe detect pre-supernova signal! (Odrzywolek et al.)

Fig. 1. Normalized spectrum of the pair-annihilation neutrinos ( $\nu_e$ ) emitted during C (solid), Ne (dashed), O (dotted) and Si (dot-dashed) burning stage [1] and the solar pp neutrinos (thin line) [8]. Average  $\nu_e$  energy is 1.85 MeV during Si burning, but spectrum extends up to  $\sim 6$  MeV. The solar neutrino spectrum is known to be more complicated. Possibly, the same holds for the pre-supernova star, but this requires further research. See also Fig. 1 of Ref. [1] or [2] where the massive star is at distance of 1 kpc, while the Sun is still at distance of 1 AU.

## Theoretical groups closely related to the experimental activities

- $\nu$  Neutrino interactions with special attention to nuclear effects for long-baseline accelerator neutrinos. Preparation of MC generator - Wrocław neutrino group (J. Sobczyk)
- $\nu$  Neutrino emission from pre-supernova  
 Of great interest to Super-Kamiokande Collaboration in connexion to a possible upgrade: adding Gd for neutron detection. Purpose – early warning for a SN gravitational collapse  
 A. Odrzywolek, M. Misiaszek, M. Kutschera (Kraków)  
 Astroparticle Physics 21 303 (2004); astro-ph/0511555  
[see the presentation on WWW](#)
- $\nu$  Double beta decays W. Kaminski (Lublin)

July 3, 2006 D. Kielczewska, ApPEC SC

Tabela 2: Mozaika slajdów omawiających nasze wyniki (kontynuacja)

### The Red Supergiant Betelgeuse (Alpha Orionis)

First resolved image of a star other than Sun  
Distance (Hipparcos) 130 pc (425 lyr)

Size of Star  
Size of Earth's Orbit  
Size of Jupiter's Orbit

If Betelgeuse goes Supernova:  
 •  $6 \times 10^7$  neutrino events in Super-Kamiokande  
 •  $2.4 \times 10^3$  neutron events per day from Silicon-burning phase (few days warning!), need neutron tagging [Odrzywolek, Misiaszek & Kutschera, astro-ph/0311012]

In the meantime, we have been quite pleased by the many excellent phenomenological papers which have been in some way inspired by (and cite) our preprint. Here's a brief selection ordered by topic:

- **Relic supernova neutrinos** – Strigari, Kaplinghat, Steigman, and Walker, *JCAP* 0403:007, 2004  
S. Ando, *Astrophys J* 607, 20-31, 2004  
Fogli, Lisi, Mirizzi, and Montanino, hep-ph/0401227
- **Galactic supernova neutrinos** – Tomas, Semikoz, Raffelt, Kachelriess, and Dighe, *Phys. Rev. D* 68:093013, 2003  
Odrzywolek, Misiaszek, and Kutschera, *Astropart. Phys.* 21:303-313, 2004
- **Reactor antineutrinos** - Choubey and Petcov, hep-ph/0404103

### Spinoff, Planetary Defense: Type II Supernova Early Warning

**Silicon burning during last ~2 days prior to collapse detectable from whole galaxy!**  
**Sudden increase in single neutron appearance**

Neutrino flux  $\nu_e$  flux

Fig. 2: The standard solar neutrino spectrum (BPM96, SO) for top fusion reactions in the Sun (solid lines) and the spectrum of post-silicon-burning neutrinos emitted by a 20  $M_{\odot}$  star during silicon burning stage (dashed lines). Star is located at a distance of 1 kpc.

Odrzywolek, et al., astro-ph/0311012

### SILICON BURNING: SN SELF-ALERT

[A. Odrzywolek, M. Misiaszek, and M. Kutschera, astro-ph/0311012]

Silicon burning at Betelgeuse ( $d = 0.2$  kpc)  
 $\nu_e$  spectrum (BD)  
 $\nu_e$  spectrum (BD)  
 0.4 Mton

• **SILICON BURNING**  
 • Duration: ~2 days before SN explosion  
 • Reaction:  $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}$

The detection of  $\bar{\nu}_e$  by IBD is very difficult (because of the threshold  $E_{\nu} = 5$  MeV), however ...

... Adding gadolinium [J.F. Beacom, and M.R. Vagins, "GADZOOKS! Antineutrino Spectroscopy with Large Water Cherenkov Detectors", hep-ph/0309300], it would be possible to detect the associated neutron, but only for very close stars ( $d \leq 2$  kpc) because of the high neutron background (~2500 ev/day).

Alessandro Mirizzi DESY THEORY WORKSHOP Hamburg, 30 September 2004

• Very high statistics of events  
 • Possibility to follow the different phases of SN  $\nu$  signal.  
 • Chance to detect  $\nu$  from extragalactic SN, such as Andromeda (M31).

A 0.4 Mton detector might open a new era in SN neutrino detection.

In the following we will mainly focus on the possibility to detect the time structure of the  $\nu$  signal for a typical galactic SN explosion ( $d = 10$  kpc).

Alessandro Mirizzi NOW 2004 Conca Specchiulla (Otranto), 11-17 September 2004

### Silicon burningからのニュートリノ観測の可能性

A. Odrzywolek, M. Misiaszek, M. Kutschera, astro-ph/0311012

Burning Phase	$T_c$ [MeV]	$\rho_c$ [g/cc]	$\mu_e$ [MeV]	$L_{\nu}$ [erg/s]	Duration $\tau$	Total energy emitted [erg]
C	0.07	$2.7 \cdot 10^5$	0.0	$7.4 \cdot 10^{39}$	300 yrs	$7 \cdot 10^{49}$
Ne	0.146	$4.0 \cdot 10^5$	0.20	$1.2 \cdot 10^{43}$	140 days	$1.4 \cdot 10^{50}$
O	0.181	$6.0 \cdot 10^5$	0.24	$7.4 \cdot 10^{43}$	180 days	$1.2 \cdot 10^{51}$
Si	0.319	$4.9 \cdot 10^7$	0.84	$3.1 \cdot 10^{45}$	2 days	$5.4 \cdot 10^{50}$

20 x  $M_{\odot}$   
A. Arnett et al., *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 27 (1989) 629.

$\bar{\nu}_e$  spectrum  
 C  
 Ne  
 O  
 Si

$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$  を捕らえることはむずかしいが、neutronが捕らえられれば、観測できる可能性がある。

Number of events  
 SN at 10kpc (1kpc)  
 ~0.4 (~40)/day by SK 32 kton  
 ~13 (~1300)/day by Mega-ton

### Gd in Water Čerenkov

Adding a small amount of Gd (100 t of  $6dCl_3$  in SK) a water Čerenkov detector can greatly enhance its performances. (J. Beacom and M. Vagins hep-ph/0309300)

$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$

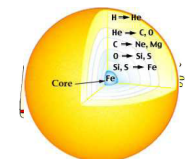
The high Gd neutron capture cross section allows to get 90% of the neutrons produced in the inverse beta decay interaction, as a gamma cascade with  $\Delta E_{\gamma} \approx 8$  MeV

For the SN neutrino detection there are improvements in the:

- S/N ratio
- deconvolution of the various neutrino signals
- elastic scattering pointing accuracy
- clear  $\nu_e$  detection through  $\nu_e + {}^{16}O \rightarrow {}^{16}F + e^-$  interactions
- SN relic neutrinos
- SN prealarm (astro-ph/0311012) in the silicon burning phase (see next talk)

M. Selvi - 17/09/04 - NOW 2004 - Supernova neutrino detection

Odrzywolek et al. note that late-stage Si burning in very large, very close stars could provide a two day early warning of a core collapse supernova if neutron detection is possible.



In SK with  $GdCl_3$  this would mean an increase in the low energy singles rate... a factor of 10 increase in the case of Betelgeuse. [SK with Gd is the only detector which can do this]

rozpadu  $\beta$ :

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (3)$$

nie tylko został już zrealizowany (działają już w USA prototypowe monitory mocy reaktorów jądrowych) ale też doczekał się szeroko zakrojonego R&D.

### 4.3 Astrofizyka teoretyczna

Przyjęcie wyników naszego grantu w środowisku astrofizyki teoretycznej było ja na razie dosyć chłodne. W odróżnieniu od eksperymentatorów, entuzjastycznie nastawionych do propozycji detekcji neutrin z kolejnych źródeł w kosmosie, reprezentanci tzw. astrofizyki jądrowej negują możliwość detekcji tych neutrin<sup>8</sup> Tradycyjnie, astrofizyka teoretyczna pre-supernowych koncentruje się na nukleosyntezie. Trudno jednak nie zauważyć, że standardowe metody porównawcze, biorące za punkt wyjścia abundancje w Układzie Słonecznym, posiadają bardzo trudny do oszacowania błąd wynikający np. z niejednorodności Galaktyki. Dlatego bezpośrednia detekcja neutrin z pre-supernowej, obliczona w oparciu o **te same** dane z fizyki jądrowej będzie ultymatywnym sprawdzianem tradycyjnych metod.

Znacznie cieplejsze przyjęcie spotkało nas ze strony teoretyków zajmujących się procesami podstawowymi, szczególnie N. Itoha który zdominował to pole przez ostatnie kilkanaście lat, i gratulował nam osiągniętego postępu i jakości uzyskanych wyników. Dzięki wzajemnemu kontrolowaniu i porównywaniu wyników udało się nam uzyskać wyjątkowo rzetelne rezultaty.

### 4.4 Zainteresowanie studentów

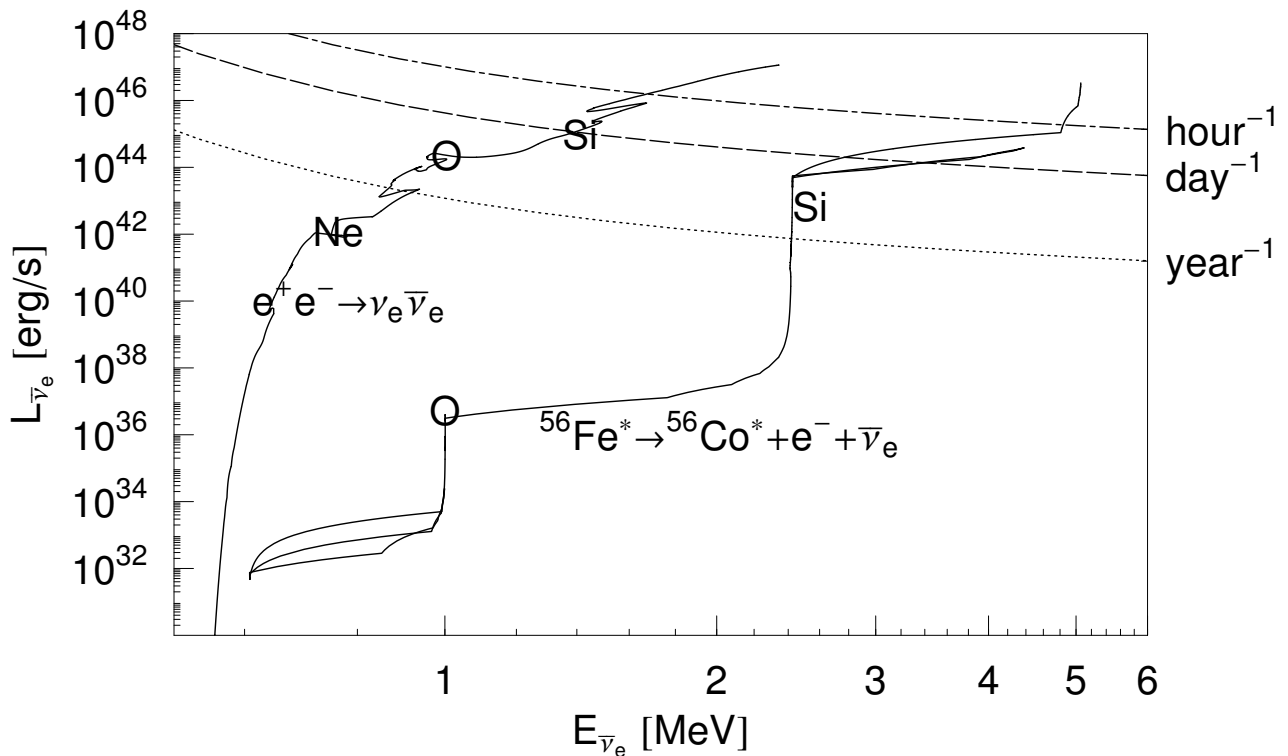
Prowadzenie badań w dziedzinie astrofizyki neutrinowej, zwłaszcza dotyczące obiektów innych niż Słońce i supernowe typu *core-collapse* budzi zrozumiałe zainteresowanie studentów, którzy chcą wykazać się w zupełnie nowej dziedzinie wiedzy. Zainteresowanie prowadzeniem badań dotyczących pre-supernowych i supernowych typu Ia wyraziło kilku studentów z Polski i jeden z zagranicy. Niestety, oferowane przez nas warunki pracy okazały się zbyt mało konkurencyjne, i jak dotychczas nie udało się podjąć współpracy. Studenci wybierają oferty zagraniczne, nawet jeżeli tematy tam dostępne (np. detekcja neutrin Słonecznych czy z supernowych) nie należą do innowacyjnych i atrakcyjnych. Dotyczy to nawet niektórych wykonawców grantu.

## 5 Podsumowanie wyników dotyczących pre-supernowych

Ostatnie 1.5 roku to czas niezwykle intensywnej pracy, który zaowocował wynikami dającymi jakościowo nowy neutrinowej emisji pre-supernowej. Kluczowym jej elementem było (1) zawiązanie współpracy z A. Hegerem (LANL) który udostępnił nam pełne dane na temat struktury i ewolucji gwiazd o masie 15 i 25  $M_{\odot}$  oraz (2) przełom w zrozumieniu skomplikowanej fizyki procesów termicznych oraz słabych jądrowych w warunkach częściowej degeneracji oraz wysokiej temperatury wewnątrz gwiazdy<sup>9</sup>. Dodatkowym problemem który pojawił się w toku prowadzonych badań był dobór wystarczająco skutecznych metod numerycznych, pozwalających na częściowe scałkowanie modelu gwiazdy w sensownym czasie rzędu tygodnia pracy klastra PC.

<sup>8</sup>Sytuacja przypomina tę sprzed SN1987A (odległość 50 kpc), gdy Bethe błędnie oszacował widmo neutrin z supernowej zaniżając ilość zdarzeń, a optymiści pisali prace o neutrinowej detekcji supernowej z odległości 1 kpc. Historyczny przegląd tego problemu z przymrużeniem oka można znaleźć tu: <http://sn1987a-20th.physics.uci.edu/0910-VanDerVelde.pdf>

<sup>9</sup>Podwaliny teoretyczne są tu dziełem m. in. J. Bahcalla (wczesne prace), który nigdy jednak nie podjął się zastosowania ich w praktyce, koncentrując się na znacznie prostszym Słońcu.



Rysunek 11: Antyneurynowy diagram HR (tzw. diagram OMK) dla gwiazdy o masie  $15 M_{\odot}$ . Pokazano emisję termiczną gwiazdy zdominowaną przez anihilację par  $e^+e^-$  w neutrino oraz przykładową emisję z procesów  $\beta$  dla  $^{56}\text{Fe}$ . Miarą potencjału detektorów jest ilość reakcji odwrotnego rozpadu  $\beta$  zachodząca w 1 kt  $\text{H}_2\text{O}$  z odległości 1 kpc (linie przerywane): 1/rok, 1/dzień i 1/godzinę. W rzeczywistości detekcja neutrino o wyższej energii jest znacznie łatwiejsza, na co wpływ mają liczne czynniki natury eksperymentalnej. Koniec spalania Ne, O i Si zaznaczony na rysunku ma miejsce odpowiednio 4 lata, 16 dni i 14 godzin przed kolapsem grawitacyjnym. [Model udostępniony przez A. Hegera]

Uzyskane wyniki stanowią ogromny skok jakościowy w porównaniu do pierwszych modeli które nie brały pod uwagę struktury gwiazdy.

O ile od lat 70-tych obliczenia emisji neutrinowej gwiazd były stałym elementem prac na temat ich ewolucji, zawsze były traktowane tylko i wyłącznie jako pojedynczy wyraz w równaniach opisujący natychmiastowe znikanie pewnej ilości energii uniesionej właśnie przez neutrino. Postawione zadanie, a więc obliczenie sygnału produkowanego przez te neutrino wymaga trywialnego wysumowania emisyjności neutrinowej po objętości gwiazdy, co praktycznie nigdy nie było robione: całkowita ilość prac, w których znalazły się te dane wynosi o ile mi dziś wiadomo dwa. Kolejnym, ale już nietrywialnym zagadnieniem było obliczenie widma tych neutrino co wymagało znajomości procesów produkujących neutrino i pewnej metody obliczeniowej. Pierwsze widma pochodziły z symulacji Monte Carlo w której czteropędy elektronu i pozytonu były próbkowane z rozkładu Fermiego-Diraca. Metoda ta była powolna i niedokładna, ale pozwoliła na wykonanie prostych obliczeń sugerujących, że właśnie zaproponowana modyfikacja<sup>10</sup> detektora Super-Kamiokande pozwoli na wykrycie spalania Si w gwiazdzie o masie  $20 M_{\odot}$  około 2 dni przed kolapsem do odległości kilku kiloparseków. Praca na ten temat rozbudziła szeroką dysku-

<sup>10</sup>Warto dodać, że już kilka miesięcy przed pojawieniem się artykułu o GADZOOKS! poszukiwaliśmy informacji o rozpuszczalnej substancji wychytującej neutrony z emisją promieniowania o dużej energii. Beacom i Vagins znaleźli ją pierwsi.

sję, w której przeważał uzasadniony (aczkolwiek zwykle nie poparty wiedzą na temat struktury i ewolucji gwiazd) sceptycyzm. Oto lista zastrzeżeń do pierwotnego modelu i wyciągniętych wniosków:

1. widmo neutrin z anihilacji jest policzone źle lub/i niedokładnie
2. pozostałe procesy mogą produkować niewykrywalne neutrina o niskiej energii
3. centralny punkt gwiazdy nie jest reprezentatywny
4. emisja neutrin zależy od czasu
5. emisja neutrin będzie słabsza dla mniej masywnych gwiazd,
6. model gwiazdy daje błędny strumień neutrin
7. emisja termiczna przestaje dominować w ostatnich dniach przed kolapsem: zastępują ją procesy  $\beta$
8. oscylacje neutrin zmieniają sygnał
9. tło (szum) uczyni sygnał niewykrywalnym
10. lepsze detektory nigdy nie powstaną
11. prawdopodobieństwo bliskiego wybuchu supernowej jest zaniedbywalne

Najnowsze rezultaty przedstawię odpowiadając kolejno na wysuwane wątpliwości.

Odpowiedź na pierwsze dwa punkty wymagała policzenia ściśle widma neutrin z anihilacji, rozpadu plazmonu oraz fotoprodukcji. Ponieważ wcześniejsze prace na ten temat zawierały uproszczenia (pominięcie masy elektronu, prądów neutralnych, relacji dyspersji plazmonu (poprzecznego i podłużnego), różnicy  $\nu_e - \bar{\nu}_e$ , całkowanie kątowe przez rozwinięcia na f. kuliste) procesy te zostały policzone<sup>11</sup> od zera. Dodatkowo, interesujący nas wynik, czyli parametry opisujące widmo zostały sprowadzone do wygodnej postaci. Okazało się, że widmo z anihilacji rzeczywiście zostało pierwotnie policzone z dużym błędem<sup>12</sup>, natomiast pozostałe procesy istotnie produkują neutrina o b. małej energii ale mające znikome znaczenie dla globalnej energetyki gwiazdy.

Wątpliwości podniesione w punktach 3 i 4 wymuszają zastosowanie pełnego modelu gwiazdy. Na świecie działa tylko 5 grup posiadających tego typu kody dla gwiazd o dużych masach na etapie spalania C i późniejszych. Do obliczeń użyliśmy standardowego modelu „s15” udostępnionego przez A. Hegera. Obliczenia oparte o ten model zostały przedstawione na konferencji „20 years after SN1987A”. Termiczna emisja neutrinowa modelu s15 jest przedstawiona na Rys. 11. Najważniejsze ujawnione cechy to:

- Strumień neutrin na etapach spalania O i Ne pochodzi nie z jądra, ale z otaczającej go sferycznej strefy. Neutrina te, emitowane w warunkach braku degeneracji mają niskie energie i są trudne do wykrycia. Oznacza to że prawdopodobnie nie będzie nigdy możliwe obserwowanie neutrin na lata przed wybuchem supernowej, nawet dla najbliższych gwiazd.

<sup>11</sup>Obliczenia dotyczące fotoprodukcji zostały tymczasowo wyłączone z publikacji gdyż nie zgadzają się z będącymi obecnie w użyciu tablicami N. Itoha.

<sup>12</sup>Na podstawie uzyskanych wyników można jednak odnieść wrażenie że całkowite widmo gwiazdy lub supernowej słabo zależy od szczegółów licznych produkujących je procesów, co nie jest zaskoczeniem dla fizyków zajmujących się układami złożonymi.

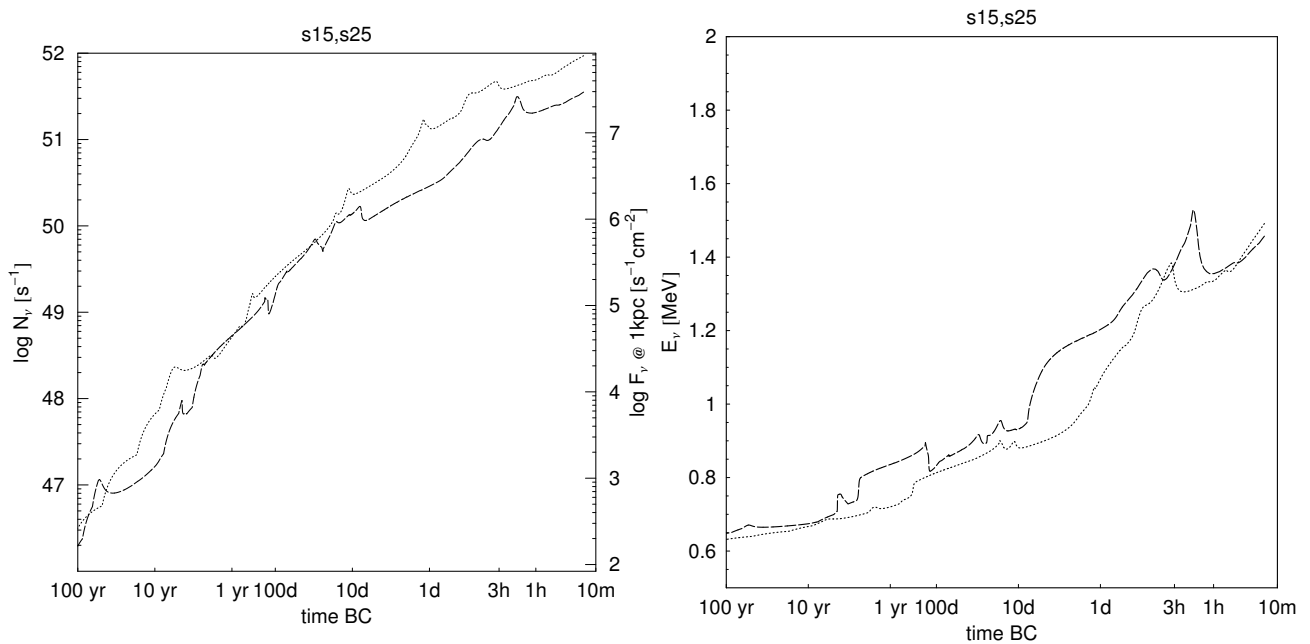
- Po zapłonie Si w centrum, konwektywne jądro stale rośnie, a z nim całkowita jasność neutrinowa gwiazdy. Neutrino te mają energię wystarczającą do detekcji w detektorach scyntylacyjnych i wodnych z  $\text{GdCl}_3$ . Sygnał z Betelgeuse będzie widoczny w Super-Kamiokande z gadolinem już 7 dni przed kolapsem na poziomie  $3\sigma$  (Rys. 15) i będzie stale wzrastał. Detekcja dalszych gwiazd (kilka kpc, w podobny sposób) wymaga zwiększenia aktywnej masy detektora o rząd wielkości.
- Zakończenie spalania Si w jądrze nie oznacza natychmiastowego kolapsu. Ostatnie kilkanaście godzin życia gwiazdy to okres intensywnego stygnięcia jądra poprzez neutrino, przerwany krótkim ( $\sim 1$  godzina) spalaniem Si w powłoce otaczającej jądro „Fe”. Sygnał ten, pojawiający się około 2 godzin przed kolapsem (tzw. „shell-Si”) będzie prawdopodobnie widoczny z odległości kiloparseka nawet w już działających „niewielkich” detektorach.

Wątpliwości podnoszone w pkt. (5) wymagają krótkiej dyskusji. Problem polega na tym, że ilość gwiazd w Galaktyce spada wraz z ich rosnącą masą zgodnie z prawem potęgowym określanym jako IMF (Initial Mass Function). Równocześnie jasność neutrinowa bardziej masywnych gwiazd rośnie, ale zależność jest bardzo nietrywialna, ma charakter chaotyczny i nieciągłości np. dla  $M \sim 15 M_\odot$ . Może to oznaczać, że nawet jeżeli faktycznie można obserwować w neutrinach gwiazdę o masie  $20 M_\odot$ , to stanowiące ogromną większość pre-supernowe o mniejszych masach będą niewidoczne. Wyniki przedstawione dla masy  $15 M_\odot$  pokazują, że emisja neutrinowa jest zbyt skomplikowana, aby wyciągać takie wnioski. Po konferencji A. Hegerowi tak bardzo spodobało się wystąpienie, że jeszcze w tym samym tygodniu posłał kolejny model, dla gwiazdy o masie  $25 M_\odot$ . Po wykonaniu obliczeń (Rys. 12) okazało się, że o ile jej jasność neutrinowa jest rzeczywiście kilka razy większa, to mała energia powoduje znacznie trudniejszą ich detekcję. Jest niewykluczone, że gwiazdy o  $M \sim 15 M_\odot$  które spalają Si w bardziej zdegenerowanych warunkach wyprodukują większy sygnał w detektorach, czyli dokładnie na odwrót niż to sugeruje pkt. (5).

Najbardziej zaskakującym wynikiem zaprezentowanym na konferencji był nowy hydrodynamiczny model spalania C, Ne, O i Si w powłokach będący wynikiem 20 lat pracy D. Arnetta ze Steward Obserwatory. Okazuje się, że wszystkie dotychczas używane modele oparte o hydrostatyczne spalanie (znane z modeli Słońca) *zaniżają* jasność neutrinową 2-5 (!) razy. Wątpliwości z pkt. (6) zostały więc rozstrzygnięte na naszą korzyść.

Częściowe wyjaśnienie względnego znaczenia procesów termicznych i  $\beta$  w ostatnim dniu życia pre-supernowej przyniosło obliczenie tych pierwszych na podstawie pełnego modelu gwiazdy s15. Okazało się, że procesy  $\beta$  nie zastępują termicznych, ale raczej dodają się do nich. Ich uwzględnienie zatem z całą pewnością nie zmniejszy sygnału w detektorze; jest wręcz przeciwnie. Pozostało zatem pytanie, czy ich uwzględnienie będzie tylko małą poprawką do strumienia termicznego, czy zmieni sytuację całkowicie. O ile energetyka i deleptonizacja w tych procesach była i jest tematem licznych prac, to widmo neutrinowe<sup>13</sup> z tych procesów, a z nim sygnał w detektorach, pozostają niezbadane. Skalę problemu ilustrują liczby: kilka tysięcy nuklidów których ilość zależy również od trwającej kilka milionów lat ewolucji gwiazdy znajdujących się w zawierającej częściowo zdegenerowane pary  $e^+e^-$  „kąpeli cieplnej” z  $kT \simeq m_e$ . Rozpadów jąder nie można traktować jak w laboratorium, gdyż obsadzone jest kilkadziesiąt poziomów wzbudzonych pomiędzy którymi następują w większości niezbadane eksperymentalnie przejścia Fermiego i Gamowa-Tellera. Obecnie jestem w stanie pokazać pierwszy przybliżony wynik (Rys. 13) dla  $^{56}\text{Fe}$  dający pewne wyobrażenie o tym, czego należy się spodziewać po wykonaniu pełnych obliczeń. Wykonane obliczenia w 100% potwierdziły scenariusz który powstał

<sup>13</sup>Pewne oszacowania muszą być i są używane w symulacjach kolapsu grawitacyjnego, ale mają charakter drastycznych uproszczeń, np. całkowite pominięcie rozpadu  $\beta$  na rzecz wychwytu elektronu, pełna degeneracja i brak rozróżnienia własności poszczególnych nuklidów.



Rysunek 12: Strumień (lewy panel) i średnia energia (prawy panel)  $\bar{\nu}_e$  dla gwiazd o masach  $15 M_{\odot}$  (linie kreskowane) i  $25 M_{\odot}$  (linie kropkowane). Gwiazda  $25 M_{\odot}$  emituje znacznie większy strumień neutrin (po lewej), ale energia neutrin jest mniejsza (po prawej). Gwałtowny wzrost energii neutrin kilka dni przed kolapsem to efekt spalania Si w jądrze, a wyraźnie widoczne piki później to spalanie Si w „shellu”. [Modele udostępnione przez A. Hegera]

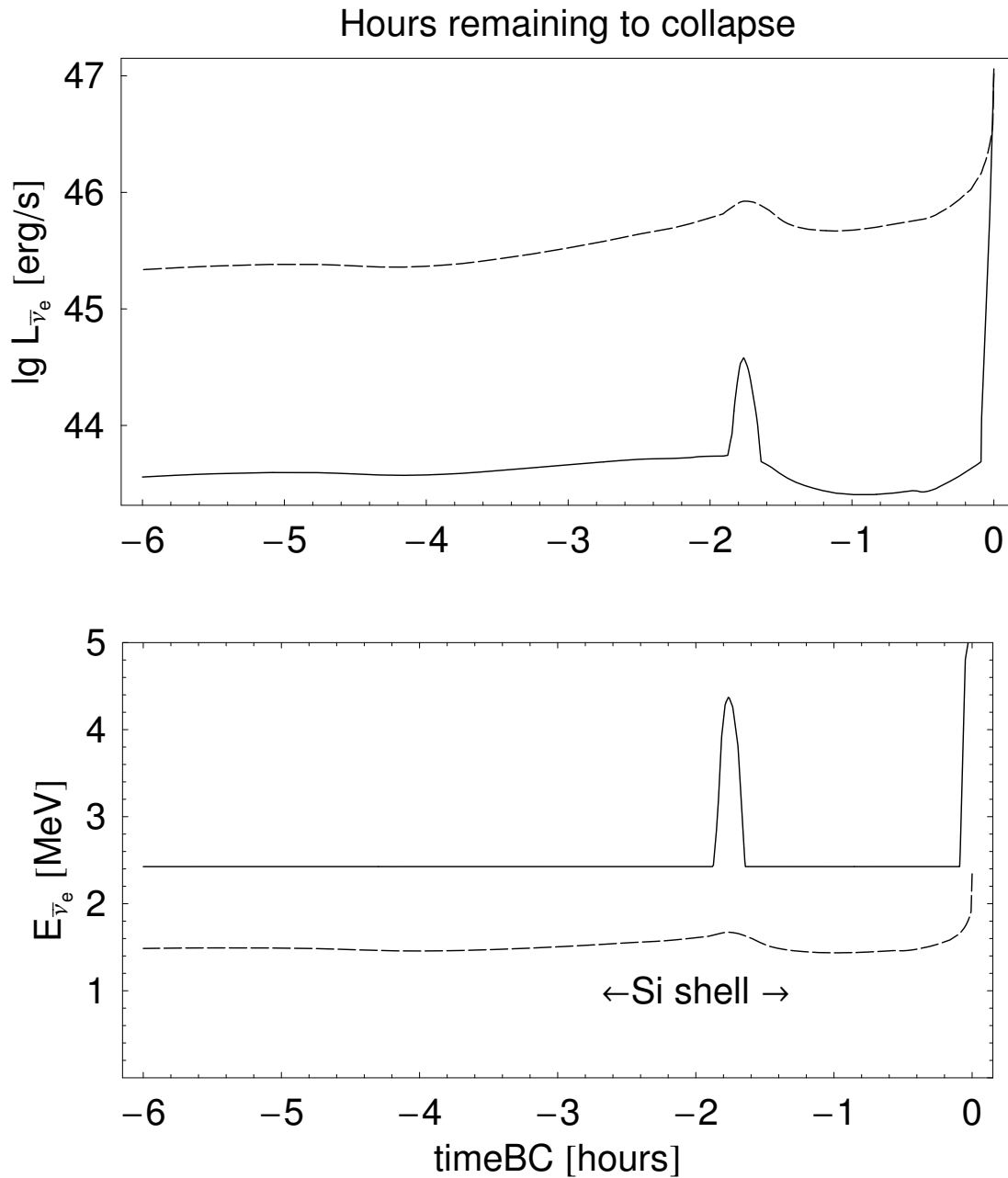
w dyskusji z D. Arnettem i O. Saavedrą nad tajemniczym sygnałem zaobserwowanym w detektorze LSD<sup>14</sup> 5 godzin przed kolapsem jądra SN1987A. Schematyczny przebieg zjawiska jest następujący, gdzie dla koncentracji uwagi mówimy o  $^{56}\text{Fe}$  i spalaniu Si; dotyczy to oczywiście wszystkich jąder o podobnych własnościach:

1. Duża ilość  $^{56}\text{Fe}$  powstaje w wyniku spalania Si. Jądro to jest oczywiście stabilne w stanie podstawowym.
2. Na skutek dużej temperatury stany wzbudzone są obsadzone. Są wśród nich te, które z ogromną szybkością rozpadają się:  

$$^{56}\text{Fe}^* \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + ^{56}\text{Co} + Q$$
3. Jądro  $^{56}\text{Fe}$  *nie rozpada się* gdyż energia Fermiego zdegenerowanego gazu elektronowego jest większa niż energia  $Q$  wyzwolona w reakcji rozpadu: wszystkie stany elektronowe są obsadzone (zakaz Pauliego)
4. Stan ten trwa do czasu, gdy następuje zapłon Si w sferycznej warstwie otaczającej jądro. Uwolniona w reakcjach termojadrowych energia częściowo przedostaje się do wnętrza żelaznego rdzenia, który rozszerza się: jego gęstość spada a razem z nią energia Fermiego  $\mu$  (potencjał chemiczny). W momencie gdy  $\mu < Q$  rozpad staje się dozwolony: ogromna ilość  $^{56}\text{Fe}$  rozpada się w krótkim czasie produkując gigantyczny strumień antyneutrino elektronowych.

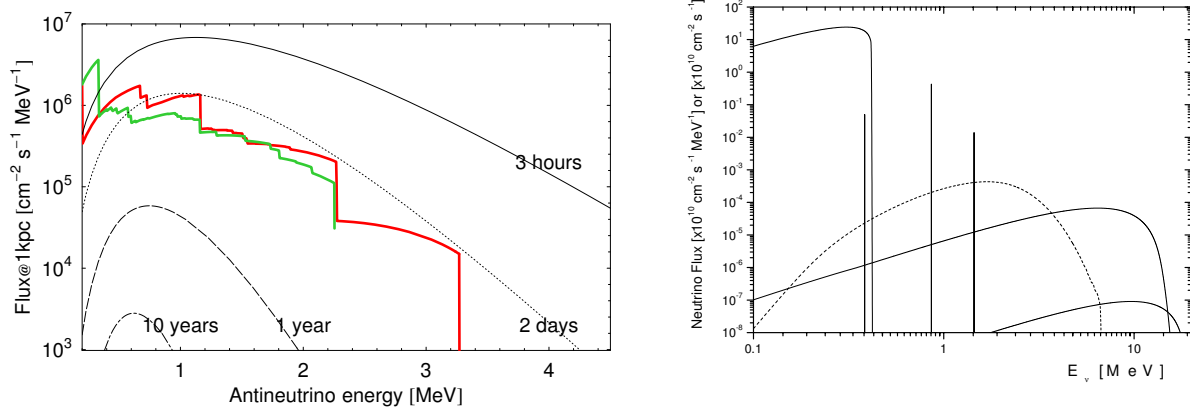
Wykonane obliczenia pokazują czasowy przebieg zjawiska (Rys. 13). Należy koniecznie podkreślić, że  $^{56}\text{Fe}$  jest tylko jednym spośród setek jąder które mogą zachowywać się podobnie.

<sup>14</sup>Idea ta niestety nie wyjaśniła samego sygnału w LSD: ze względu na ogromny dystans do Obłoku Magellana wymagałoby to rozpadu  $150 M_{\odot}$   $^{56}\text{Fe}$  w 10 sekund. Masa ta jest absurdalnie duża z astrofizycznego punktu widzenia.



Rysunek 13: Porównanie emisji termicznej (linie przerywane) i z rozpadu  $^{56}\text{Fe}^*$  (linie ciągłe) 6 godzin przed kolapsem jądra supernowej. Bardzo wyraźnie widać krótki epizod spalania krzemu w sferycznej powłoce otaczającej jądro „Fe” dla  $t = -2$  godziny. Powoduje to „odroczenie” kolapsu grawitacyjnego, gdyż podniesienie temperatury chwilowo zwiększa masę Chandrasekhara. Termiczna jasność neutronowa wyraźnie wzrasta, ale okazuje się, że obserwowalny sygnał nie rośnie gdyż równocześnie spada średnia energia neutronów. Diametralnie różne zjawisko fizyczne zachodzi w samym żelaznym jądrze: około  $0.3 M_{\odot}$   $^{56}\text{Fe}$  rozpada się w ciągu około 15 minut produkując strumień relatywnie łatwych do detekcji antyneutronów o energii około 4 MeV. [Modele udostępnione przez A. Hegera]





Rysunek 14: Porównanie strumienia geoneutrino (antyneutrino z szeregu  $^{238}\text{U}$  i  $^{232}\text{Th}$ , po lewej) i neutrino słonecznych (neutrino, po prawej) z emisją pre-supernowej w odległości 1 kpc (ok. 3000 lat świetlnych). [Źródło danych geoneutrino: Enomoto Sanshiro, praca doktorska]

Szczegóły tego zjawiska będą z pewnością tematem dalszych prac. Aczkolwiek nie można tego zagwarantować, mamy podstawy uważać że znajdują się wśród nich takie, dla których średnia energia  $\bar{\nu}_e$  będzie powyżej 10-15 MeV. Jeżeli okaże się, że strumień takich neutrino będzie odpowiednio duży (powiedzmy powyżej 0.1% całkowitego) może to drastycznie poprawić szanse na ich detekcję, a tym samym urealnić przewidzenie kolapsu rdzenia supernowej. Nie można całkowicie wykluczyć również tego, że podobne zjawisko zachodzi na wcześniejszych etapach spalania: C, Ne i O. Przykładem jądra które częściowo wykazuje takie własności jest  $^{53}\text{Fe}$ , porównaj z Rys. 6.

Oscylacje neutrino z pewnością wpłyną na sygnał z pre-supernowej, potencjalnie powiększając naukowy potencjał ich detekcji.

Zastrzeżenia natury eksperymentalnej są bardzo ważne, ale nie należy lekceważyć postępu technologicznego oraz determinacji eksperymentatorów: większość z tych osób które poznałem zajęła się detekcją neutrino tylko dla tego, że kiedyś usłyszeli, że nigdy nie będzie to możliwe<sup>15</sup>. Jeżeli jednak nasza cywilizacja zatrzyma się w tym miejscu gdzie znajduje się teraz, to ciągle jest niezerowa szansa na wybuch Betelgeuse, który będzie możliwy do przewidzenia za pomocą Super-Kamiokande/Gadzoos! (Rys. 15). Ogromny postęp uzyskany w dziedzinie detekcji neutrino a także zaproponowane nowe, megatonowe projekty jak Memphys, Hyper-Kamiokande, UNO mogą uczynić obserwację pre-supernowej jak najbardziej realnym zadaniem. Znaczenie takiej obserwacji jest ogromne: kilka dodatkowych dni lub godzin może okazać się kluczowe dla zarejestrowania głównego strumienia neutrino oraz fal grawitacyjnych z kolapsu. Neutrino ze spalania Si same w sobie są niezwykle interesujące, jako próbiez wewnętrznej budowy progenitora. W zasadzie jest możliwa dekonwolucja sygnału w część termiczną (produkującą wszystkie zapachy neutrino) i jądrową (produkującą tylko  $\nu_e, \bar{\nu}_e$ ). Pozwoliłoby to np. na sprawdzenie teorii nukleosyntezy w zakresie Si-Fe oraz na ustalenie jednoznacznego związku pomiędzy własnościami jądra gwiazdy a przebiegiem eksplozji. Zagadnienia te z pewnością będą przez lata szeroko dyskutowane w środowisku astrofizyków oraz fizyków neutrino.

Niezależnie od postępu technicznego detekcja neutrino termicznych z dużych (10 kpc) odległości jest niemożliwa z powodu emisji  $\bar{\nu}_e$  Ziemi (tzw. geoneutrino, Rys. 14, lewy panel) oraz  $\nu_e$  Słońca (neutrino słoneczne, Rys. 14, prawy panel). Dlatego ogromne znaczenie miałyby emisja antyneutrino w zakresie 10-15 MeV pozbawionym tła.

Pytanie o przyszłość detektorów neutrino jest kluczowe, jeżeli nie mamy zamiaru trak-

<sup>15</sup>Jak pisał S. Lem: *Solą przyszłości jest to, o czym eksperci twierdzą, że nie zajdzie.*

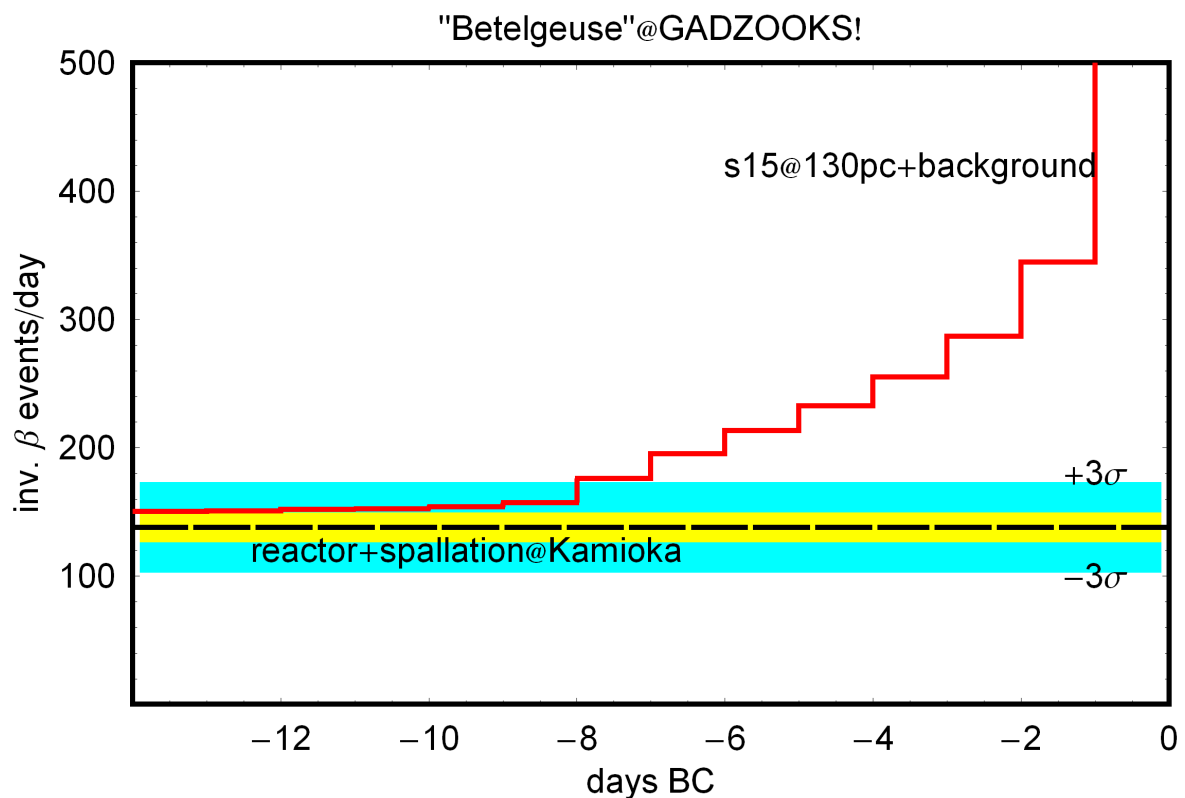
tować tego projektu tylko jako pracy czystko teoretycznej. Oddziaływanie jest tu dwustronne: z jednej strony projekty nowych detektorów uruchamiają rozważania o możliwych do zrealizowania celach, a z drugiej idee nowych zadań ułatwiają pozyskanie środków na udoskonalanie metod detekcji. Nasze prace już pomogła w realizacji projektu GADZOOKS!, gdyż jak to określił M. Vagins „decydenci kochają supernowe”. Artykuł został też zacytowany w kilku propozycjach dużych przedsięwzięć m. in.  $\nu$ SNS, DUSEL i LAGUNA. Otrzymaliśmy zaproszenie do udziału w konferencji zorganizowanej w siedzibie fabryki fotopowielaczy Hamamatsu używanych m. in. w Super-Kamiokande. Sukces GADZOOKS!-a spowodował, że Międzynarodowa Agencja Energii Atomowej poważnie rozważa prawne wymuszenie instalacji pomniejszonej jego wersji w każdym nowym komercyjnym reaktorze jądrowym. Pojawiają się ciekawe projekty zastosowania detektorów neutrin, jak np. triangulacja Płw. Koreańskiego w poszukiwaniu ukrytych reaktorów przy pomocy podwodnych detektorów neutrin. Ogromnego przyspieszenia nabrały również prace nad detekcją geoneutrin. Eksperci od geofizyki są tak pewni swojej wiedzy na temat wnętrza Ziemi, że jakiegokolwiek rozbieżności pomiędzy modelem a obserwacjami zaskutkuje skierowaniem ogromnych środków na detekcję geoneutrin. Nie zamierzamy głosić potrzeby budowy 10-cio megatonowego detektora który będzie 1000 lat czekał na wybuch supernowej. Nie widzimy też jednak fundamentalnych przeszkód aby połączyć dużą ilość detektorów monitorujących reaktory czy badających płaszcz Ziemi w celu równoczesnego obserwowania obiektów astofizycznych. Detekcja  $\bar{\nu}_e$  o energiach  $\langle \mathcal{E}_{\bar{\nu}_e} \rangle \lesssim 5$  MeV będzie miała bardzo szerokie zastosowania praktyczne, pozwalając przy sprzyjającym zbiegu okoliczności dokonać fantastycznej rzeczy: przepowiedzieć wybuch pobliskiej supernowej. Właściwie już jest to możliwe (Rys. 15): wystarczy niewielka modyfikacja Super-Kamiokande. Pytanie brzmi nie „czy możemy” tylko „jak głęboko” możemy sięgnąć w głąb Galaktyki.

Można łatwo zanegować znaczenie podjętych wysiłków powołując się na bardzo niskie prawdopodobieństwo wybuchu bliskiej supernowej. Jak wszyscy wiedzą, nikomu nie przeszkadza to rozważać metod i wartości naukowej detekcji samej supernowej w neutrinach. Dlatego warto spojrzeć na to nie za pomocą prawdopodobieństwa absolutnego, ale warunkowego. Tak rozumiane prawdopodobieństwo, czyli szansa że zaobserwujemy sygnał z pre-supernowej w przypadku zaobserwowania samej supernowej będzie wynosiło od kilku do kilkudziesięciu procent. Jak duża jest w rzeczywistości ta liczba to jedna z głównych niewiadomych pozostających do ustalenia. Wymaga to dokładnego obliczenia emisji neutrinowej dla co najmniej kilkunastu gwiazd o masach 8-100  $M_{\odot}$  i dokonania symulacji Monte Carlo naszej Galaktyki. Zagwarantowanie wybuchu supernowej w przeciągu kolejnych kilkunastu lat jest już oczywiście poza naszymi możliwościami.

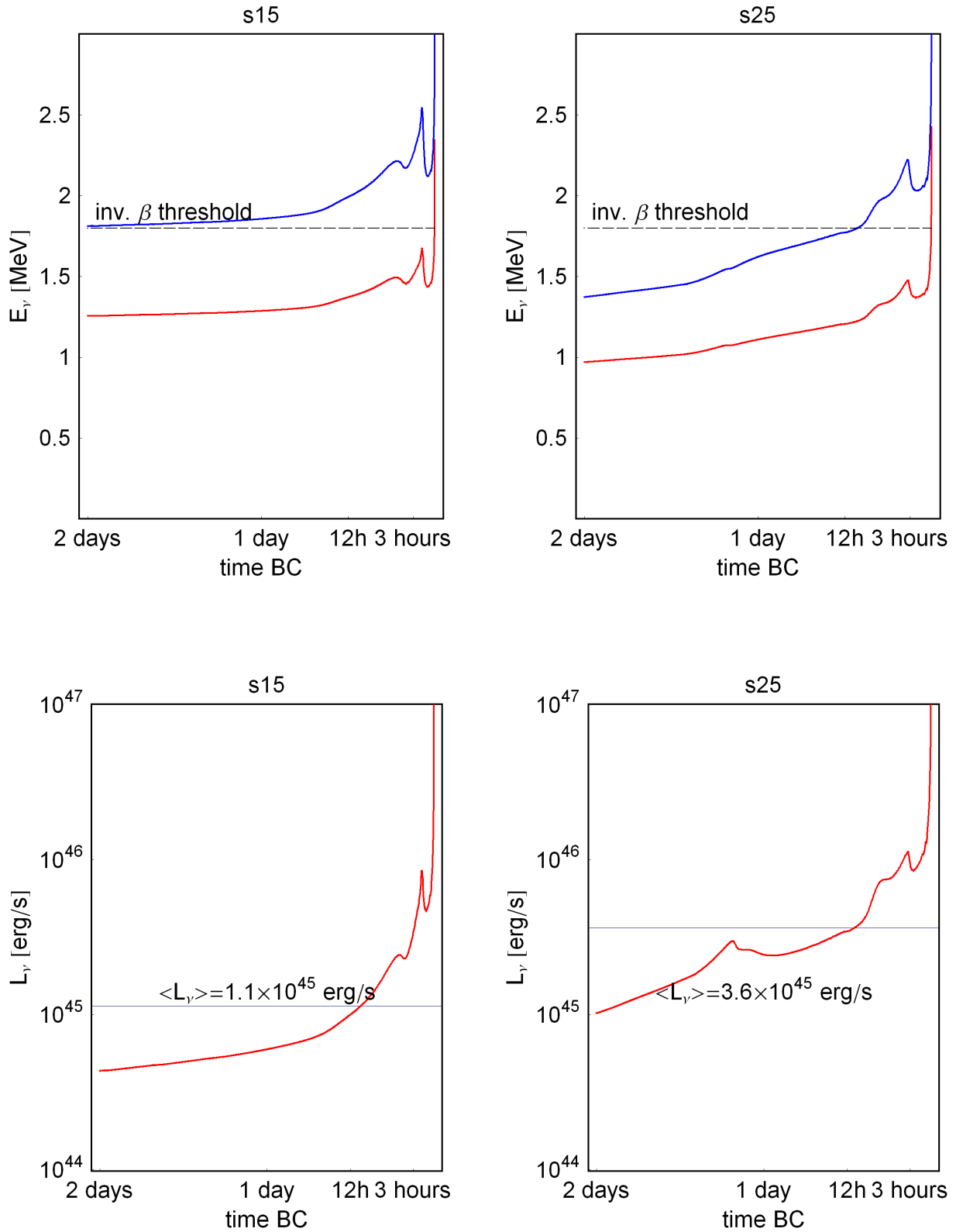
Udało się nam zbadać tematykę pozwalającą na podjęcie całego szeregu interesujących prac w dziedzinie fizyki teoretycznej/ astrofizyki dzięki której powstaje zupełnie nowa jakość i spojrzenie (Rys. 11, 12) na ostatnie fazy ewolucji masywnych gwiazd, tworzące swoisty pomost pomiędzy specjalistami różnych dziedzin, w szczególności tzw. „teoretykami” i „doświadczalnikami”. Prace na ten temat są czytane z zainteresowaniem przez jednych i drugich, gdyż neutrina z jednej strony pochodzą z procesów i obiektów będących tematem intensywnych prac teoretycznych, a z drugiej strony stanowią potencjalną i jak najbardziej realną obserwabłą.

## 6 Znaczenie grantu dla rozwoju astrofizyki neutrinowej w Polsce

Wykonanie grantu „Astronomia neutrin z zaawansowanej ewolucyjnie gwiazdy: nowe narzędzie astrofizyki” przeniosło poziom tej dziedziny w Polsce z epoki „kamienia łupanego” w XXI wiek. Dotyczy to zwłaszcza wiedzy zakresie teoretycznym. W chwili obecnej już nie komentu-



Rysunek 15: Detekcja neutronów pochodzących z fazy spalania Si gwiazdy  $\beta$  Orionis w detektorze Super-Kamiokande. Wymaga to rozpuszczenia w detektorze soli gadolinu, który posiada największy znany przekrój czynny na radiacyjny wychwyt neutronu. Nawet biorąc pod uwagę bardzo duże tło (zaznaczone paskami) pochodzące od rozbitych przez promieniowanie kosmiczne jąder i neutronów generowanych przez japońskie elektrownie atomowe, ostrzeżenie (linia schodkowa, analiza danych co 1 dzień) przed wybuchem dotarłoby do nas około tydzień przed kolapsem grawitacyjnym.



Rysunek 16: Ostatnie 2 dni życia gwiazdy o masie 15  $M_{\odot}$  (po lewej) i 25  $M_{\odot}$  (po prawej). U góry pokazano średnią energię antyneutrino  $\langle \mathcal{E}_{\bar{\nu}_e} \rangle$  oraz sumę  $\langle \mathcal{E}_{\bar{\nu}_e} \rangle + \sigma_{\bar{\nu}_e}$ , gdzie  $\sigma_{\bar{\nu}_e}$  to dyspersja widma energetycznego strumienia  $\bar{\nu}_e$ . Zaznaczono próg na detekcję  $\bar{\nu}_e$  przy pomocy reakcji Reinesa-Cowana. Piki pochodzące od spalania Si w „shell-u” są wyraźnie widoczne kilka godzin przed kolapsem.

jemy wyników innych grup, ale sami wybieramy obiekty do analizy i samodzielnie obliczamy widmo neutrinowe, korzystając z wypracowanych metod. Modele są dla nas dostępne niemal od ręki, gdyż stanowimy w chwili obecnej partnera dla wielkich ośrodków astrofizyki światowej. Jesteśmy w stanie obliczyć emisję i widmo neutrin z praktycznie dowolnego modelu obiektu astrofizycznego (przezroczystego dla neutrin) w czasie rzędu 1-2 tygodni. W roku 2000 czas ten wynosiłby kilka lat. W tej dziedzinie jesteśmy po prostu bezkonkurencyjni i (nadal) wyprzedzamy świat o przynajmniej kilka lat.