



KAPITAŁ LUDZKI
NARODOWA STRATEGIA SPÓJNOŚCI



WOJEWÓDZTWO
KUJAWSKO-PIOMORSKIE

UNIA EUROPEJSKA
EUROPEJSKI
FUNDUSZ SPOŁECZNY



Studia Podyplomowe z Astronomii i Nauk Przyrodniczych

Fizyka gwiazd

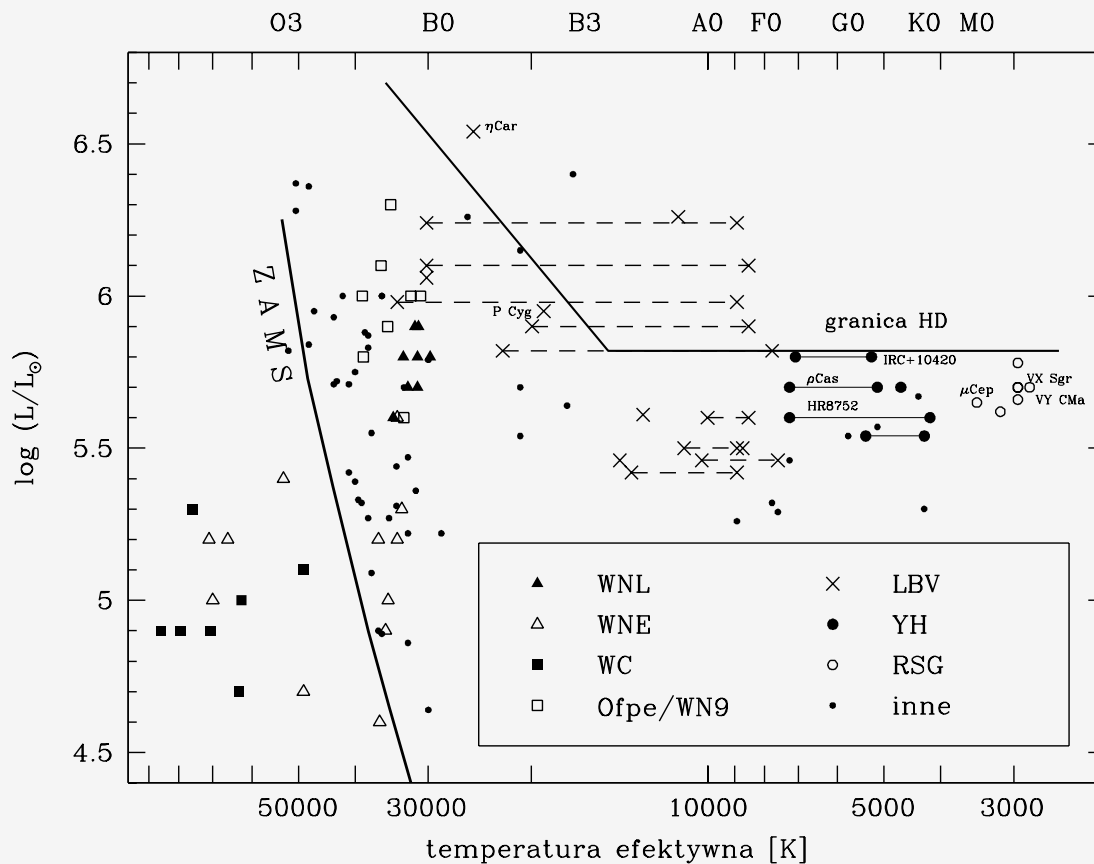
Krzysztof Gęsicki – wykład 6:

EWOLUCJA MASYWNYCH GWIAZD



Uniwersytet Technologiczno-Przyrodniczy
Im. Jana i Józefa Śniadeckich w Bydgoszczy







Budowa gwiazd ciągu głównego masywniejszych od naszego Słońca jest bardziej złożona, niż tych mniej masywnych.

energia produkowana jest w nich przez cykl CNO reakcji jądrowych, bardziej czuły na temperaturę i wydajniejszy.

Transport promienisty okazuje się niewystarczający.

Włącza się transport konwektywny,
w którym przenoszenie energii powiązane jest z mieszaniem materii.

Jest to zjawisko na tyle skomplikowane, że dokładny opis wymaga złożonych i czasochłonnych obliczeń numerycznych w trzech wymiarach



w rachunkach ewolucyjnych konwekcję traktuje się w sposób uproszczony,
przez wprowadzenie teorii **średniej drogi mieszania**

W takim opisie warstwę konwektywną od promienistej oddziela wąska granica.

Możemy oczekiwać, że bąble konwektywne o dużej energii kinetycznej
będą przenikały przez tę granicę
i docierały tam gdzie nie spodziewamy się konwekcji tylko transport promienisty

Zjawisko to nosi nazwę „**penetracji konwektywnej**”

można je rozumieć jako sposób na poprawienie zbyt prostej teorii



ewolucja gwiazdy jest **szybsza dla gwiazd masywniejszych**

Wynika to z większej temperatury w centrum
i związanego z tym większego tempa reakcji jądrowych

stopniowa redukcja masy gwiazdy przez wiejący z niej wiatr
sprawia, że temperatura w centrum wzrasta wolniej,
co wydłuża czas życia gwiazdy i pomniejsza jej jasność.

Zakładając przy obliczeniach zmienną utratę masy
możemy otrzymać różne czasy życia
spędzane przez gwiazdę w różnych fazach ewolucji



Skutkiem unoszenia momentu pędu przez wiatr
prędkość rotacji gwiazdy maleje

Jeśli z powierzchni gwiazdy wywiane zostaną jej zewnętrzne warstwy,
to na tak zmienionej powierzchni
zobaczymy produkty reakcji jądrowych,
których nie było by widać przy ewolucji bez utraty masy.

Jest to ważne przy porównywaniu modeli z obserwacjami.



Andre Maeder (ze współpracownikami) od wielu lat prowadzi obliczenia ewolucji gwiazd, posługując się coraz bardziej udoskonalonymi programami komputerowymi. Wyniki ich obliczeń są przytaczane wszędzie, gdziekolwiek jest mowa o ewolucji gwiazd. Jako tzw. **modele genewskie** stanowią już „klasykę” astrofizyki.

W swoich obliczeniach grupa ta posługuje się dość złożonym opisem konwekcji, z uwzględnieniem penetracji konwektywnej. Ostatnio, po uwzględnieniu najnowszych tablic nieprzezroczystości, okazało się, że jej znaczenie jest co najwyżej umiarkowane. Były nawet sugestie, że penetracja konwektywna jest artefaktem wynikającym z niedoskonałości poprzednich tablic nieprzezroczystości.

Tempa utraty masy na poszczególnych etapach ewolucji pochodzą z prostych formuł dopasowanych do zestawień danych obserwacyjnych. Ale autorzy świadomi niedostatków owych formuł prezentują także wyniki obliczeń przy tempach utraty masy dwukrotnie zwiększonych.

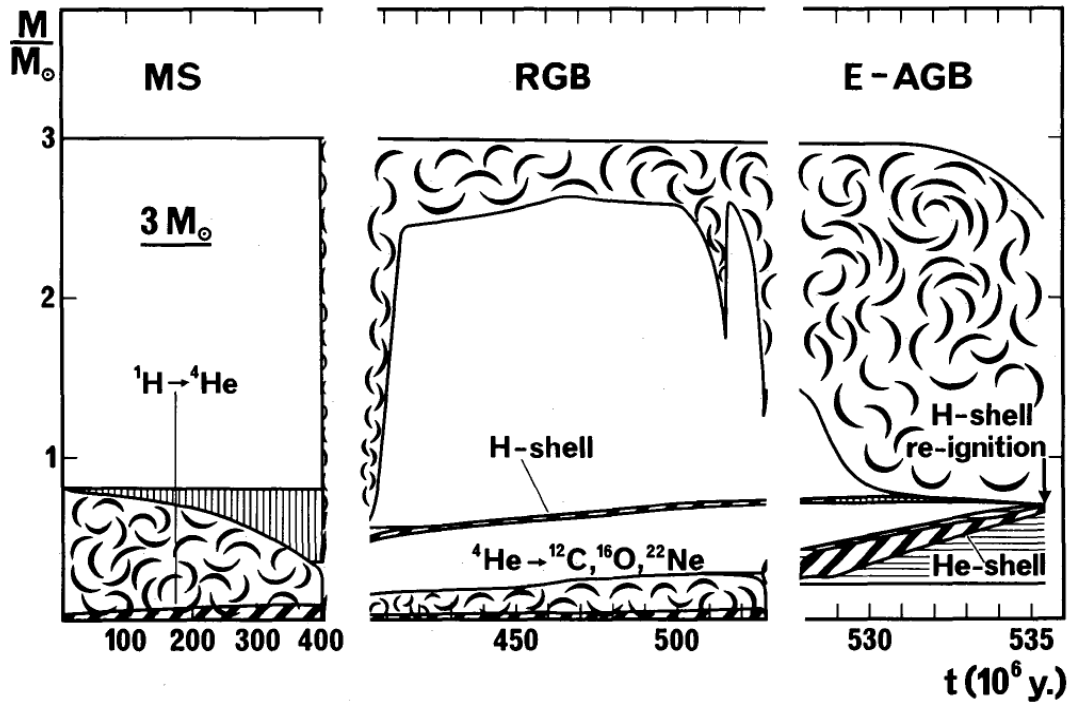


Fig. 6. Same as Fig. 5 for the $3 M_{\odot}$ model up to the end of the early asymptotic giant branch phase (E-AGB). Bold diagonals indicate regions where the nuclear energy rates are larger than $10^3 \text{ erg g}^{-1} \text{ s}^{-1}$. The vertically hatched regions are zones of variable hydrogen and helium contents and the horizontally hatched zones represent areas of variable ^{12}C , ^{16}O , and ^{22}Ne contents

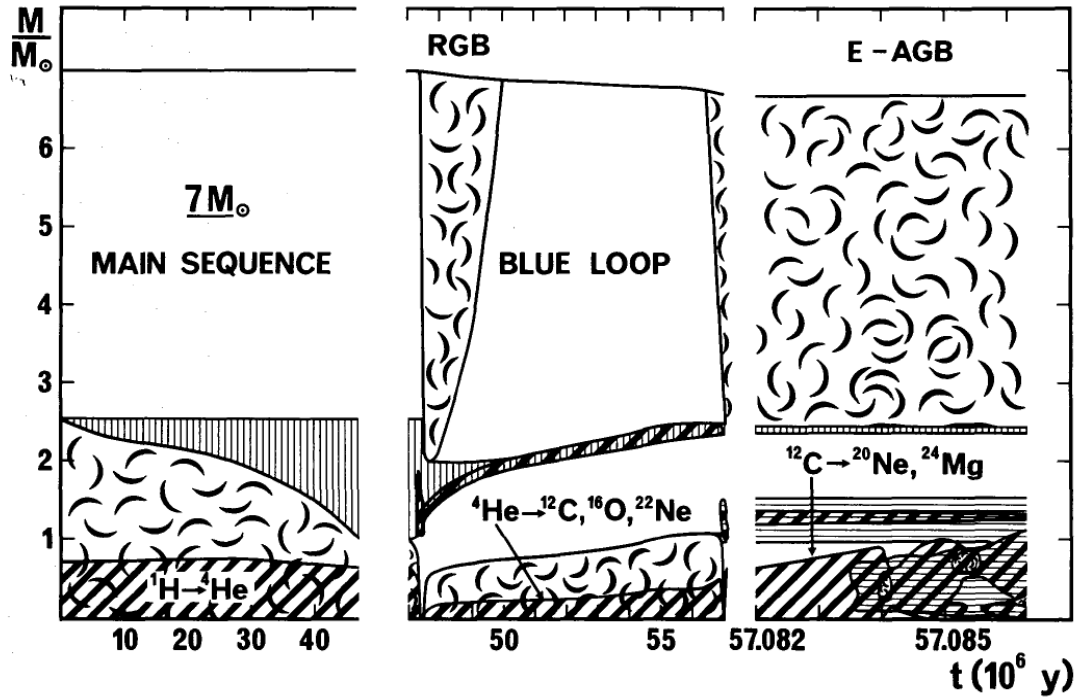
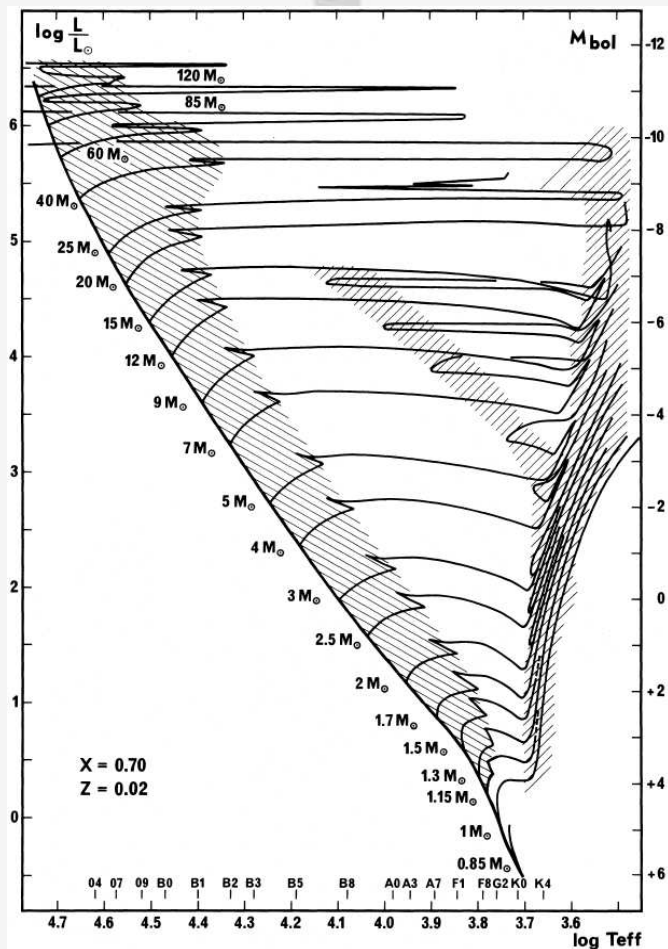


Fig. 8. Same as Fig. 6 for the $7 M_{\odot}$ model up to the beginning of the C-burning phase





ewolucja gwiazd masywnych z wiatrem

według modeli genewskich

Masywna gwiazda spalająca wodór w jądrze jest gwiazdą typu O.

ciąg główny dla najmasywniejszych gwiazd staje się bardzo szeroki i przechodzi poza granicę Humphreys-Davidsona.

Prowadzi to autorów do przypuszczenia,
że być może niektóre LBV i gorące nadolbrzymy,
to także obiekty spalające wodór w jądrze.



Gwiazdy **bardziej masywne, niż $60 M_{\odot}$** ,

w trakcie palenia helu w jądrze wykonują wycieczki w fazę LBV,
gdzie spotyka je olbrzymie tempo utraty masy

Tory ewolucyjne zakreślają pętle w prawą stronę, lecz niewielkie i krótkotrwałe.

Na tym etapie gwiazdy tracą całą początkową otoczkę
by przejść później w fazę W-R, nadal paląc hel w jądrze.

Sekwencja WNL – WNE – WC

odpowiada zmianom składu chemicznego powierzchni
przy odkrywaniu coraz to głębszych warstw wywiewanych przez wiatr.



Jeśli masa gwiazdy wynosi **około $40 M_{\odot}$** ,

wówczas ewoluuje ona na diagramie H-R daleko na prawo
i spalanie helu ma miejsce w fazie żółtego lub czerwonego nadolbrzymia.

Następnie tor ewolucyjny zawraca w lewo, w kierunku wysokich temperatur.
Gwiazda wchodzi w fazę W-R.

Gwiazdy o **masach $15\text{--}30 M_{\odot}$**

po opuszczeniu ciągu głównego ewoluują w prawą stronę diagramu H-R
i tam pozostają, nigdy nie wchodząc w fazę W-R.



podsumowanie do zapamiętania:

najmasywniejsze $> 60 M_{\odot}$ pozostają gorące

nieco mniejsze $40 - 50 M_{\odot}$ wędrują tam i z powrotem przez diagram HR

jeszcze mniejsze $< 30 M_{\odot}$ wędrują w stronę chłodną i tam pozostają





Założenie sztucznie powiększonego tempa utraty masy wydłuża czas życia modeli w fazach W-R oraz zmniejsza ich jasność, co lepiej zgadza się z obserwacjami.

Wnioskuje się zatem, na podstawie przeprowadzonych obliczeń, że rzeczywiste tempo utraty masy przez gwiazdy bardzo masywne są większe, niż ich wartości uznawane za standardowe.



porównywane są tory ewolucyjne
obliczane przy różnych założeniach dotyczących konwekcji

rysunek pokazuje tory ewolucyjne:

- górny – z kryterium Schwarzschilda i z penetracją konwektywną
- dolny – z półkonwekcją

z analizy temp ewolucji zaznaczanych krzyżykami widać, że
półkonwekcja przewiduje większą ilość RSG w stosunku do modeli z penetracją

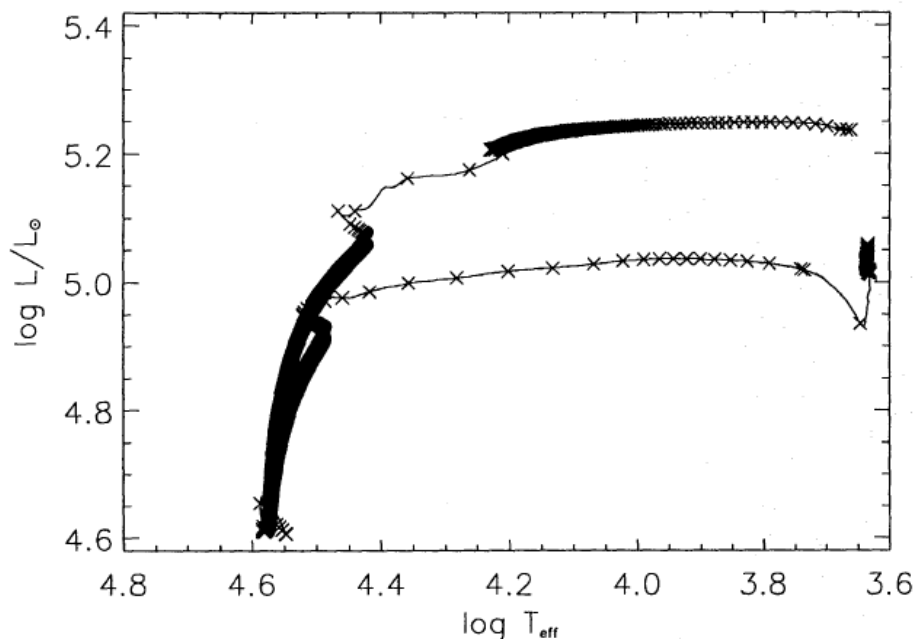


Fig. 3. Evolutionary tracks in the HR diagram for two $20 M_{\odot}$ stars. The lower track is computed with semiconvection (cf. Fig. 1, and seq. # 2 in Table 2), the upper track with the Schwarzschild criterion for convection and with convective core overshooting (seq. # 5). The distance in time between two successive crosses on the tracks is 5000 yr



kolejny rysunek porównuje modele:

- z półkonwekcją i bez penetracji konwektywnej (tor najniższy)
- z modelami jednocześnie z półkonwekcją i z penetracją



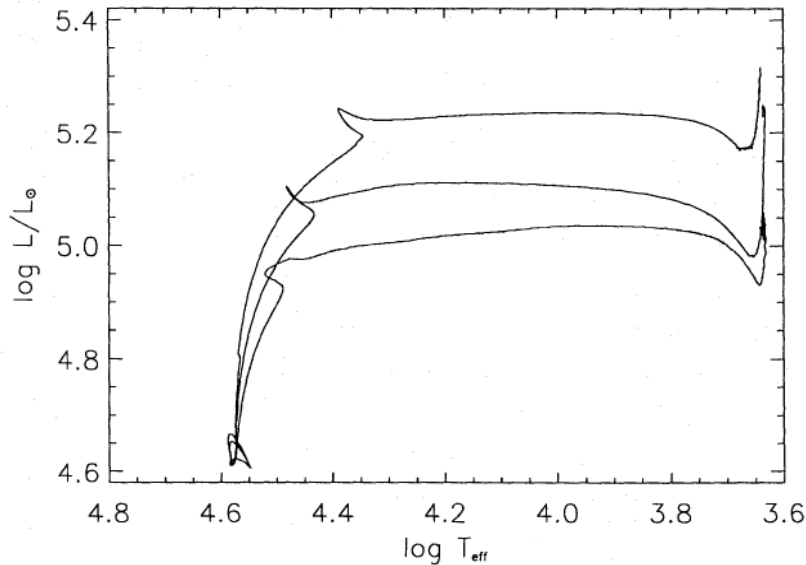


Fig. 4. Evolutionary tracks in the HR diagram for three $20 M_{\odot}$ stars computed with semiconvection and with different assumptions on convective core overshooting. This was neglected in the lowest track (seq. # 2), while the middle and upper tracks include an overshooting of 0.25 and 0.5 pressure scale heights, respectively (seq. # 6 and 7). The two tracks with overshooting are computed only up to early core helium burning stages



Inne podejście do numerycznych obliczeń torów ewolucyjnych przedstawione jest w ostatnich pracach Norberta Langer'a i współpracowników.

konwekcję opisywali przy pomocy najprostszych równań,
a więc bez penetracji konwektywnej
i bez dodatkowego mieszania powodowanego rotacją gwiazdy.

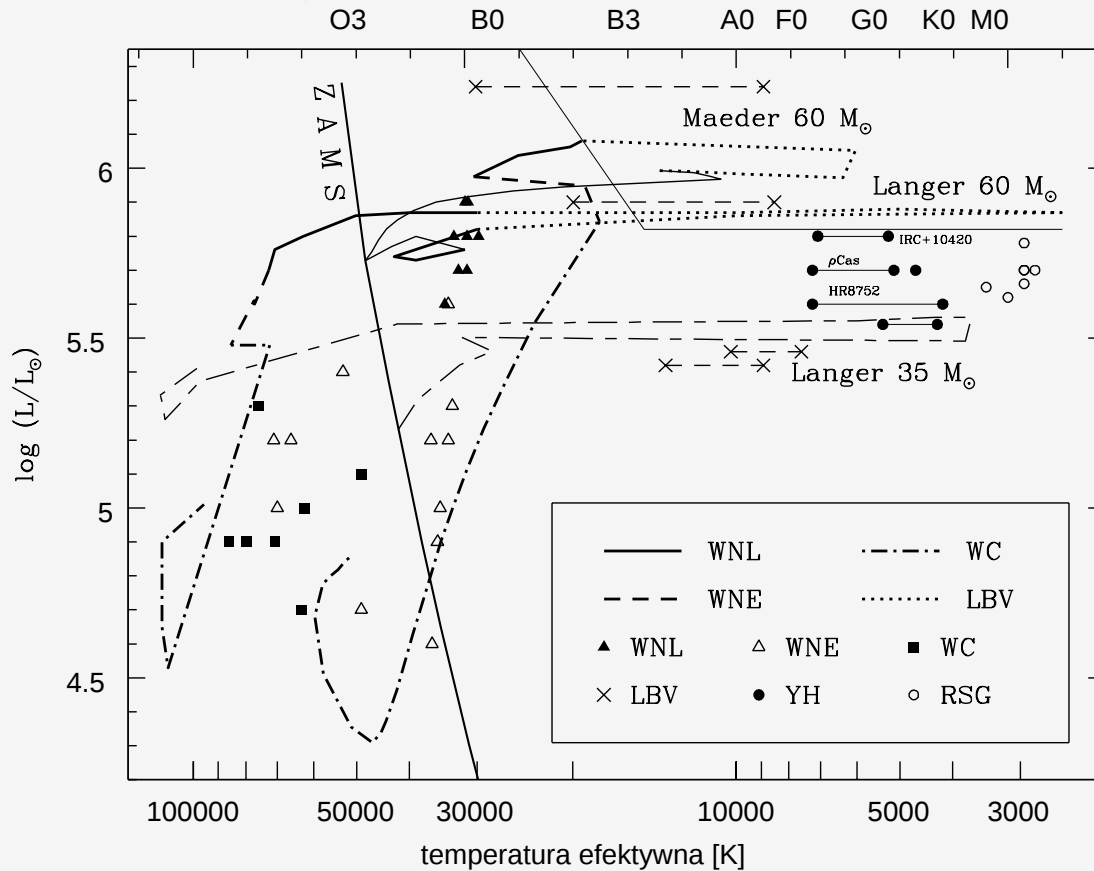
Jako najważniejszy czynnik sterujący ewolucją przyjęli wiatr gwiazdowy.

Tempo utraty masy zapożyczyli z wyznaczeń obserwacyjnych,
adoptując różne jego wartości w różnych etapach życia gwiazdy,
zwiększając je jednak sztucznie, czasem znacznie,
dla uzyskania pożądanego zachowania torów ewolucyjnych



Głównym zarzutem stawianym tego typu podejściu jest, że
brakuje podstaw fizycznych, bądź obserwacyjnych,
założonym wysokim tempom traceniu masy.

Autorzy szczegółowo prześledzili ewolucję gwiazd na dwóch przykładach,
reprezentatywnych dla dwóch rodzajów zachowań gwiazd masywnych.





Ewolucja gwiazdy $60 M_{\odot}$

- Będąc gwiazdą ciągu głównego obiekt intensywnie traci masę.
- Jeszcze w fazie palenia wodoru wzrasta tempo utraty masy napędzane pulsacyjnie. Efekt ten stał się możliwy do stwierdzenia dzięki najnowszym tablicom nieprzezroczystości, modyfikującym głębokie warstwy modeli.

Gwiazda wchodzi w fazę W-R z szybkim i gęstym wiatrem,
mamy obiekt typu WNL bogaty w wodór.

Podkreślmy ten fakt: bogate w wodór gwiazdy W-R są, według tej teorii,
na etapie spalania w jądrze wodoru, a nie helu.



- Poźniej tempo utraty masy słabnie,
gwiazda wchodzi w fazę kontrakcji, stając się tzw. obiektem LBV.
W tej fazie spalanie wodoru przenosi się
z jądra (nazbierał się w nim „popiół” helowy)
do otaczającej jądro warstwy.
Przy tym promień gwiazdy rośnie a jądro helowe zapada się.



Gdy wskutek rozszerzania temperatura efektywna gwiazdy spadnie poniżej 20 000 K występują w atmosferze bardzo silne niestabilności. Są one napędzane rekombinacjami wodoru i helu i są znacznie silniejsze, niż wspomniane wcześniej niestabilności pulsacyjne.

Autorzy obliczeń „stabilizują” sytuację zakładając ogromne tempo utraty masy, aż do $5 \cdot 10^{-3} M_{\odot}/\text{rok}$.

Stan taki trwa dopóki temperatura efektywna gwiazdy nie wzrośnie z powrotem ponad 20 000 K.



Gwiazda P Cygni – prototyp klasy LBV – jest tu interesującym przykładem.

Jej masa szacowana jest na względnie małą ($23 M_{\odot}$), co by potwierdzało utratę olbrzymiej ilości masy przez tę gwiazdę na etapie LBV.

Obserwowana zwiększona obecność helu na jej powierzchni, zgadza się z obliczeniami modelowymi i także potwierdza pozbycie się przez tę gwiazdę jej zewnętrznych warstw.

Zauważmy: przyporządkowanie gwiazd LBV typu PCyg fazie spalania wodoru w warstwie to kolejna cecha różniąca te modele od modeli genewskich.



- Po powrocie z krótkiej wycieczki w fazę LBV gwiazda wchodzi w fazę palenia helu w jądrze. Znowu staje się gwiazdą typu WN, a wiatr wywiewa z jej atmosfery pozostały wodór. Mówimy, że mamy gwiazdę Wolfa-Rayeta typu WNL, ubogą w wodór, tym razem post-LBV.

Następne fazy to typ WNE bez wodoru i typ WC.

Otrzymane jasności gwiazd WNE, niższe niż WNL, dobrze zgadzają się z obserwowanymi, a jest to możliwe dzięki wzmożonej utracie masy jeszcze na ciągu głównym.

- Z chwilą wypalenia helu w jądrze gwiazda staje się prawdopodobnym kandydatem na supernową.

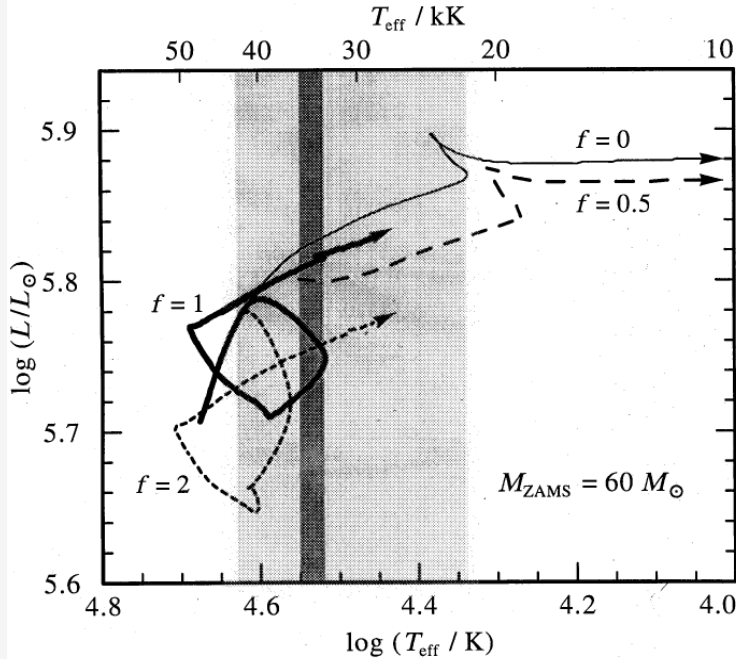


Fig. 1. Evolutionary tracks during core hydrogen burning and early shell hydrogen burning for stars of initially $60M_{\odot}$, with different choices of the parameter f (labels) which scales the additional mass-loss due to violent pulsations (cf. Eqs. 1 and 2). The region where pulsationally enhanced mass-loss is assumed is shown shaded, with the maximum rate occurring at the dark shaded effective temperature

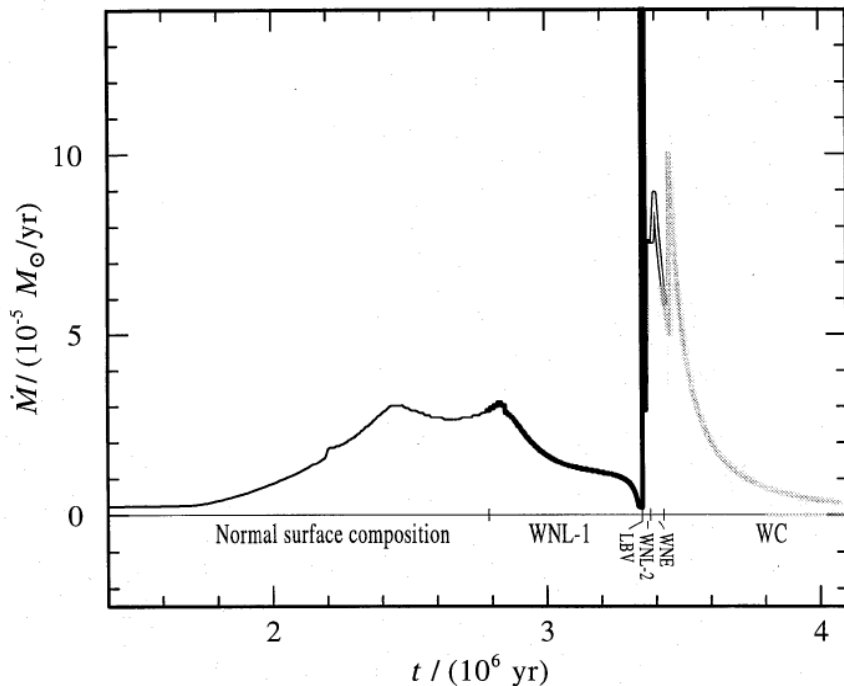
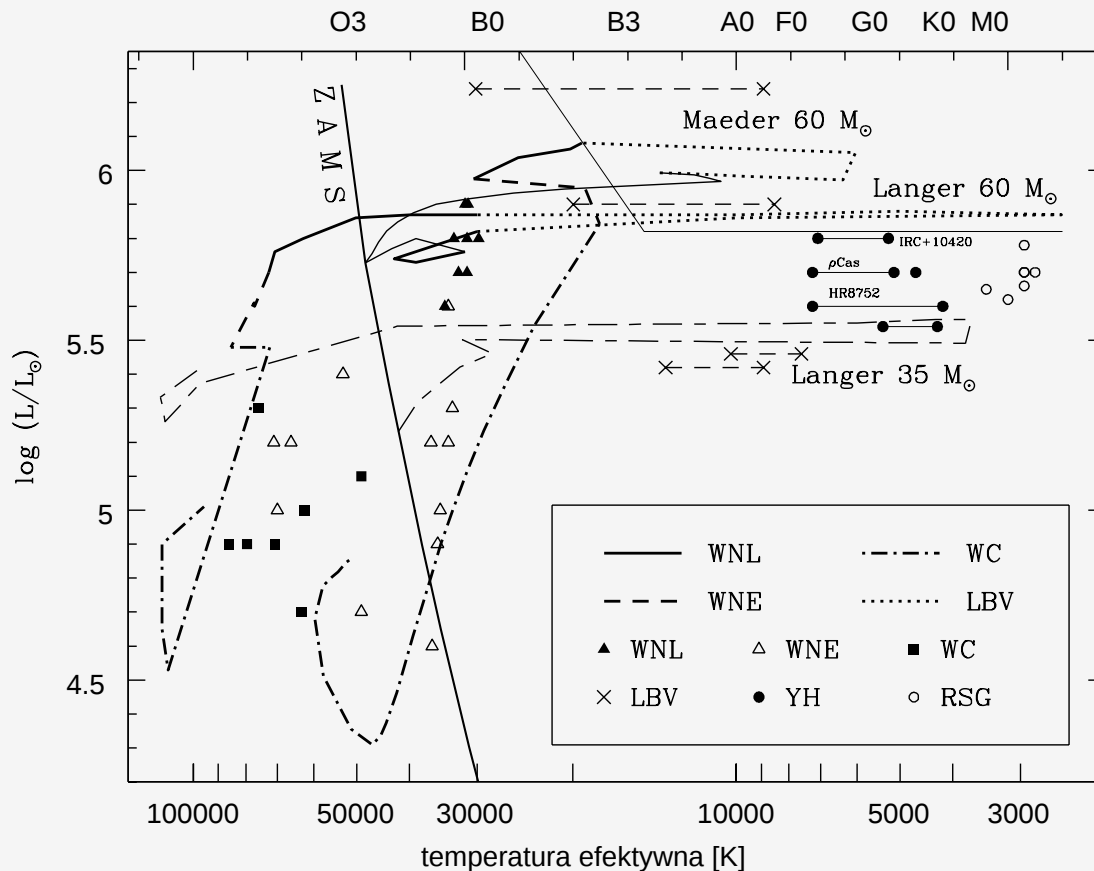


Fig. 2. Mass-loss rate (in $M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) versus time (in 10^6 yr) for our $60M_{\odot}$ sequence ($f = 1.0$). The spectral types according to surface abundances are indicated, and distinguished by different drawing styles. The peak of $\dot{M}$ during the LBV phase reaches $5 \cdot 10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, removing an amount of $6M_{\odot}$ during this short-lived stage





Ewolucja gwiazdy $35 M_{\odot}$

- Po wyczerpaniu wodoru w jądrze następuje przejście w fazę czerwonego nadolbrzymia i gwiazda bardzo intensywnie traci masę:
z tempem około $10^{-4} M_{\odot}$ rocznie i z prędkością kilkudziesięciu km/s.
Tracona jest właściwie cała bogata w wodór otoczka i na powierzchni gwiazdy obserwujemy zwiększoną obfitość helu.
 - Tempo utraty masy w tej fazie nie jest dobrze znane, ale gdyby założyć mniejsze, nie otrzymalibyśmy w końcowej fazie gwiazdy W-R.



- Koniec etapu czerwonego nadolbrzyna to tzw. żółty skrajny nadolbrzym. Gwiazda w tej fazie stopniowo staje się gorętsza, a ilość wodoru na jej powierzchni maleje.

Mamy tu kolejną różnicę w porównaniu z modelami genewskimi: tym razem fazę YH proponuje się po fazie RSG, a nie przed.





- Dalsze przejście w fazę W-R, czyli do temperatury ponad 30 000 K trwa tylko 100 lat.

Na etapie WNL gwiazda W-R jeszcze zawiera wodór, później to bezwodorowa gwiazda WNE.

Prawie pod koniec życia mamy gwiazdę WC o masie ok. $9 M_{\odot}$, z żelaznym jądrem ok. $1.4 M_{\odot}$, która najprawdopodobniej zostanie supernową.



O poprawności przedstawionych obliczeń decydują ostatecznie obserwacje.

Nie jest łatwo zdecydować, które z obliczanych modeli odpowiadają poszczególnym obserwowanym rodzajom gwiazd.

Jeśli pamiętamy jak różnorodne są gwiazdy górnej części diagramu H-R, oczywiste staje się, że porównywanie tylko temperatur i jasności to za mało

Dla przykładu definicja gwiazdy W-R, oparta na szerokościach linii emisyjnych, ze względu na uproszczenia modeli nie może być zastosowana



Autorzy modeli genewskich przyjmują, że
gwiazda w swoim życiu wchodzi w fazę W-R,
jeśli zawartość wodoru na powierzchni spadnie poniżej 30–40%
oraz temperatura na powierzchni wzrośnie ponad 30 000 K
na końcowej części toru ewolucyjnego
skierowanej w gorącą stronę diagramu H-R

Przy takiej definicji gwiazda wchodzi w fazę W-R na etapie palenia helu w jądrze
i pozostaje w niej aż do końcowego wybuchu jako supernowa.

Z kolei Langer przy określaniu fazy WNL zwraca uwagę głównie na utratę masy.

Trzeba pamiętać o takich subtelnościach,
gdy porównujemy położenia gwiazd na diagramie H-R wynikające z obu torów.
Równie umowne są identyfikacje innych faz, w tym także ciągu głównego



Zliczenia gwiazd z różnych rejonów Galaktyki oraz z Obłoków Magellana pokazują, że stosunek ilości nadolbrzymów niebieskich do czerwonych rośnie ze wzrostem metaliczności gwiazd.

Modele genewskie nie odtwarzają prawidłowo tej zaobserwowanej tendencji. Okazuje się, że obserwowane gwiazdy O są jaśniejsze i bogatsze w hel, niż odpowiadające im modele.



Table 1. The B/R ratio in galaxies. Unless specified B means O, B and A stars

Z		SMC .002	LMC .006	outer MW .013	SN .02	inner MW .03
Stars,	$M_{\text{bol}} < -7^m.5^{\dagger}$	4	10	14	28	48:
Associations,	$M_{\text{bol}} < -7^m.5^{\dagger}$	4	10	14	30	89:
Clusters,	$M_V < -2^m.5^{\ddagger}$	2.5	6.7	7.7		20
counting only B supergiants						
NGC 330		0.5 ... 0.8				
Young clusters					3.6	

$\dagger$ Humphreys & McElroy (1984)

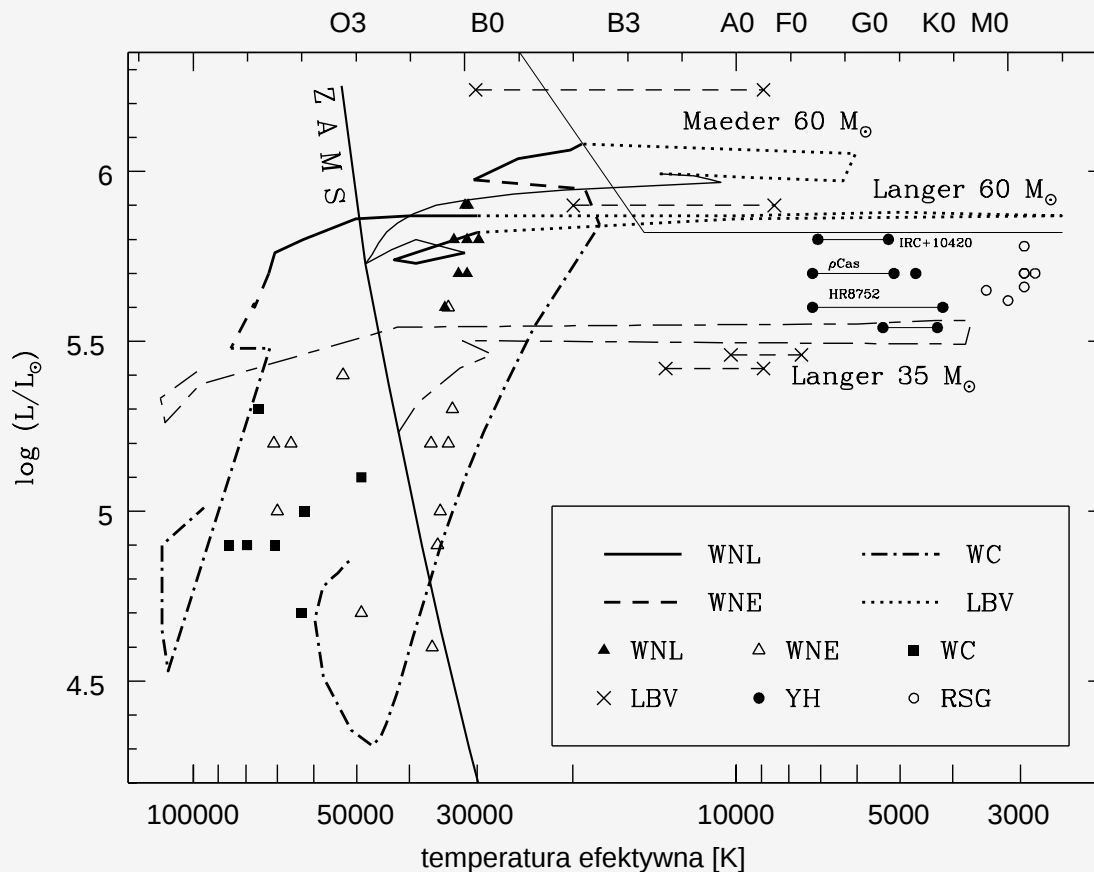
$\ddagger$ Meylan & Maeder (1982)



Przedstawione zarzuty oczywiście nie znaczą,
że kwestionowana jest cała teoria dotycząca gwiazd masywnych.

Maeder i Langer stwierdzają jednak,
że w tej teorii brakuje ciągle jeszcze jakiegoś istotnego składnika
i przyznają, że są w tej sprawie bezradni.







ewolucja według Maedera:

gwiazda 60 $M_{\odot}$			gwiazda 40 $M_{\odot}$		
faza ewolucji gwiazdy	masa [$M_{\odot}$] na początku	długość fazy [w tys. lat]	faza ewolucji gwiazdy	masa [$M_{\odot}$] na początku	długość fazy [w tys. lat]
ciąg główny	60	3400	ciąg główny	40	4300
LBV	45	30	YH	36	15
WNL	29	120	RSG	34	200
WNE	28	25	WNL	19	70
WC	26	250	WNE	15	30
pre-Supernowa	8 (3)		WC	13	150
			pre-Supernowa	8 (3)	

ewolucja według Langer'a:

gwiazda 60 $M_{\odot}$			gwiazda 35 $M_{\odot}$		
ciąg główny	60	2800	ciąg główny	35	4500
WNL	40	500	RSG	32	230
PCT-LBV	28	15	YH	15	20
WNL	20	30	WNL	14	70
WNE	18	40	WNE	12	120
WC	15	600	WC	10	30
pre-Supernowa	4		pre-Supernowa	9	



supernowe typu Ia

SN, która nie wykazuje w widmie obecności linii wodorowych,
ale za to w pobliżu maksimum blasku silne linie Si typu P-Cyg,
określa się jako typ *Ia*

wierzmy, że jest rezultatem termojądrowego rozerwania białego karła,
albo złożonego z C+O, z masą bliską granicy Chandrasekhara,
albo małowasywnego C+O otoczonego warstwą He

argumentacja za takim scenariuszem:

widoczny brak gwiazdy neutronowej w historycznych galaktycznych SN
jednorodny wygląd tej podklasy
znakomicie dopasowane krzywe blasku z rozpadu ^{56}Ni
dobra zgodność obserwowanych widm



obserwacje SN Ia

w ostatnich latach zaczęły służyć do pomiaru odległości kosmologicznych

jeszcze do niedawna szacowano, że 85% to normalne SN Ia,
ale ostatnie sugestie mówią o tym że 30% może być osobiliwe

widma optyczne normalnych SN Ia zawierają w maksimum
neutralne i zjonizowane linie Si, Ca, Mg, S i O,
czyli zewnętrzne warstwy są złożone z pierwiastków pośrednich

dozwolone linie Fe II dominują w widmie ok. 2 tygodnie po maksimum,
kiedy fotosfera zaczyna penetrować bogate w Fe warstwy

w mgławicowej fazie krzywej blasku, ok. miesiąca po maksimum,
zaczynają dominować wzbronione linie Fe II, Fe III i Co III



przodkowie

nie udało się jak dotąd zaobserwować przodka SN Ia ,
czemu trudno się dziwić, bo powinien to być słaby biały karzeł

definiowaliśmy jako typ Ia taką SN,
która nie wykazuje w widmie obecności linii wodorowych,
ale za to w pobliżu maksimum blasku silne linie Si typu P-Cyg

z tego wynika, że atmosfera eksplodującej SN
nie może zawierać więcej niż $0.1 M_{\odot}$ wodoru,
oraz że zachodzą tam procesy jądrowe, których produkty są wyrzucane



- obecność strumienia UV,
- szerokość wierzchołka wczesnej krzywej blasku
- model rozpadu $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$ pasuje bardzo dobrze do emisji

wskazują na zwartego przodka o promieniu mniejszym od ok. 10 000 km

helowe białe karły wydają się być wykluczone,
gdyż w nich miałyby miejsce bardzo gwałtowna detonacja

ok 85% SN *Ia* ma podobne jasności w maksimum,
co wskazuje na białe karły o masie Chandrasekhara jako przodków

różnice między pozostałymi SN *Ia* trochę psują powyższą prostą interpretację



obecność SN Ia w galaktykach eliptycznych wyklucza masywne gwiazdy

jak na razie, obserwacje są w zgodzie z założeniem, że

SN Ia są rezultatem termojądrowego rozerwania białego karła,

preferowany jest WD C+O

nie można jednak wykluczyć, że niektóre SN Ia mogły powstać

z kolapsu masywnego WD O+Ne+Mg albo O+Ne



ewolucja przed wybuchem SN

dwa podstawowe scenariusze:

na WD C+O przepływa materia z towarzysza – **single-degenerate scenario**

połączenie dwóch WD – **double-degenerate scenario**

tak czy inaczej jakaś podwójność jest konieczna,

gdyż WD C+O powstają z typową masą około $0.6 M_{\odot}$
a muszą nabrać masy aż do granicy Chandrasekhara,
albo nagromadzić warstwę He która eksploduje



double-degenerate wyjaśnia

- brak wodoru
- łatwe osiągnięcie masy krytycznej

kłopoty

- jak zlepek dwóch różnych gwiazd może prowadzić do tych samych warunków spalania i jednakowych ilości ^{56}Ni ?
- obliczenia pokazują, że dochodzi do rozerwania mniej masywnego składnika po czym wokół tego większego tworzy się gorący dysk akrecyjny
- są wskazówki, że zlepek dwóch WD może prowadzić do spalania poza centrum i do kolapsu grawitacyjnego a nie do rozerwania

w każdym razie merdżery (zlepki, zlewki) odpowiadają
skoro nie za większość, to przynajmniej za osobliwe zjawiska SN Ia



single-degenerate są faworyzowane obecnie (2000)

WD akreuje materię z towarzysza do osiągnięcia M_{Chan}

albo

gromadzi warstwę He, która po zapaleniu kieruje front spalania do jądra C+O

w drugim przypadku

obliczone krzywe blasku wznoszą się i opadają zbyt szybko,
a modele produkują szybkie jony Ni i He zamiast obserwowanych Si i Ca

w pierwszym przypadku, omawianym dalej,
problemem jest tempo akrecji



panuje przekonanie, że WD akreujący **powoli** H
dozna wybuchu **nowej** tracąc więcej masy, niż jej nabrał wcześniej

umiarkowane tempa akrecji tworzą zdegenerowaną warstwę He
która rozbłyśnie i może prowadzić do eksplozji sub-Chandrasekharowskiej

jeszcze **większe** tempa akrecji prowadzą do spokojnego spalania H i He,
układ powinien być jasny i łatwo wykrywalny

bardzo duże tempa akrecji utworzyłyby wokół WD
rozciągniętą otoczkę czerwonego olbrzymia,
której śladów po eksplozji jednak nie widać

zatem nie jest wcale pewne, że WD akreujący materię z towarzysza
jest w stanie kiedykolwiek osiągnąć M_{Chan}



odkryte niedawno Supersoft X-ray Sources,
interpretowane jako WD akreujący bogatą w H materię
z takim tempem, że H jest spalany w sposób ciągły,
gdyby tylko mogły zachować nagromadzony gaz
byłyby dobrym kandydatem na przodka SN Ia

ciągle pozostaje niepewne minimalne tempo akrecji
przy którym H spala się spokojnie bez wybuchu nowej

właśnie pomiędzy stałym spalaniem H a wybuchem nowej
pozostaje trochę przestrzeni akurat na przodka SN Ia



modelowanie eksplozji

nawet założenie, że przodkiem SN Ia jest WD C+O o masie Chandrasekhara
nie ułatwia za bardzo modelowania eksplozji

stosunek C/O zależy
od masy na ZAMS
oraz pierwotnej metaliczności materii

struktura termiczna WD zależy
od procesów URCA (włączających konwekcję i emisję neutrin)
które równie dobrze mogą chłodzić jak i ogrzewać
i w centrum WD może dojść do inwersji temperatury



eksplodujący WD to całkowicie zjonizowana plazma
o różnym stopniu degeneracji,
opisywana równaniami hydrodynamiki dla masy, pędu, transportu energii,
z przyspieszeniem grawitacyjnym, lepkością, dyfuzją ciepła i masy,
produkcją energii jądrowej,
równaniem stanu gazu doskonałego
oraz gazu zdegenerowanego,
emisją promieniowania,
tworzeniem i anihilacją par elektron-pozytron





po kilkudziesięciu latach analiz i modelowania:

jest ogólna zgodność co do tego, że

większość normalnych SN *Ia* to eksplodujący M_{Chan} C+O WD
natychmiastowa detonacja nie potrafi wyprodukować odpowiedniej ilości
pierwiastków o pośrednich masach

nie ma zgody

- czy gwiazda eksploduje w rezultacie **poddźwiękowej jądrowej deflagracji**
która zachodzi jako silnie turbulentna
- czy też po tejże fazie płomienistej turbulencji,
podczas ekspansji, albo po jednym bądź kilku pulsach,
następuje **opóźniona detonacja**



rysunek pokazuje fazę spalania (deflagracji) w eksplodującym M_{Chan} WD

problemem w tego typu obliczeniach jest
właściwa reprezentacja
cienkiej i przemieszczającej się powierzchni
oddzielającej gorący i chłodny materiał
o różnych gęstościach
oraz prędkość propagacji tej warstwy

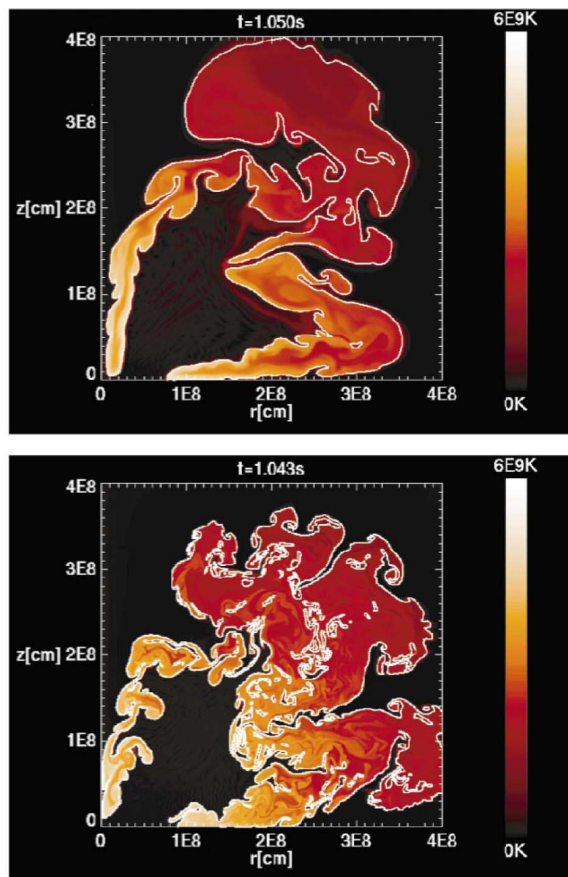


Figure 3 Snapshots of the temperature and the front geometry in a Chandrasekhar-mass deflagration model at 1.05 s (from Reinecke et al 1999c). Shown are a model with “low” resolution (256^2) (*upper figure*) and one with three times higher resolution, respectively. Because of the larger surface area of the better-resolution model, it exploded, whereas the other one remained marginally bound.



pomysł opóźnionej detonacji

pojawił się w wyniku laboratoryjnych eksperymentów ze spalaniem

dostarcza on eleganckiego wyjaśnienia dla

początkowego powolnego spalania potrzebnego do wstępnej ekspansji gwiazdy

po którym następuje szybki tryb spalania

produkujący duże ilości szybkich pierwiastków o pośrednich masach

wymyślono też model detonacji opóźnionej przez pulsy

pierwsza faza turbulentnej deflagracji

nie wydziela dosyć energii dla rozerwania gwiazdy,

która w rezultacie zapulsuje i detonacja zachodzi po kolapsie



eksplozje masywnych gwiazd

gwiazdy poniżej pewnej masy M_1 wytwarzają zdegenerowane jądro
i nie zapalają w nim węgla

z kolei powyżej pewnego M_2 zarówno C jak i Ne zapalają się bez zwyrodnienia
w pobliżu środka gwiazdy

dokładne wartości M_1 i M_2 zależą od założonego składu chemicznego
oraz dość istotnie od szczegółów opisu konwekcji



ogólnie przyjęte jest $M_1 = 8 M_{\odot}$,

choć postulowana ostatnio znaczna penetracja konwektywna (overshoot)
jeszcze w fazie MS może redukować tę wartość nawet do $5 - 6 M_{\odot}$

M_2 wynosi $11 - 12 M_{\odot}$,

oczywiście przy skromnej penetracji konwektywnej

między M_1 i M_2 ewolucja przy spalaniu C i Ne przebiega dość skomplikowanie

różne obliczenia różnią się szczegółami





w każdym razie **wszystkie gwiazdy cięższe od ok. $11 M_{\odot}$** przechodzą przez wszystkie zaawansowane etapy spalania jądrowego, włączając spalanie Si,

gwiazda pre-SN charakteryzuje się jądrem Fe,
o masie z grubsza Chandrasekharowskiej,
otoczonym przez aktywne warstwy spalające

rysunek przedstawia przykłady takiej struktury pre-SN dla 15 i $25 M_{\odot}$

struktura jądra czuła jest na lokalizację i czas
licznych epizodów konwektywnego spalania – następny rysunek

typowa gwiazda $15 M_{\odot}$ może mieć
cztery etapy konwektywnego spalania C (raz w jądrze i 3 razy w warstwach)
oraz po 2 albo 3 etapy dla Ne, O, Si;
wszystko razem sprawia, że rozkład pierwiastków jest mocno skomplikowany

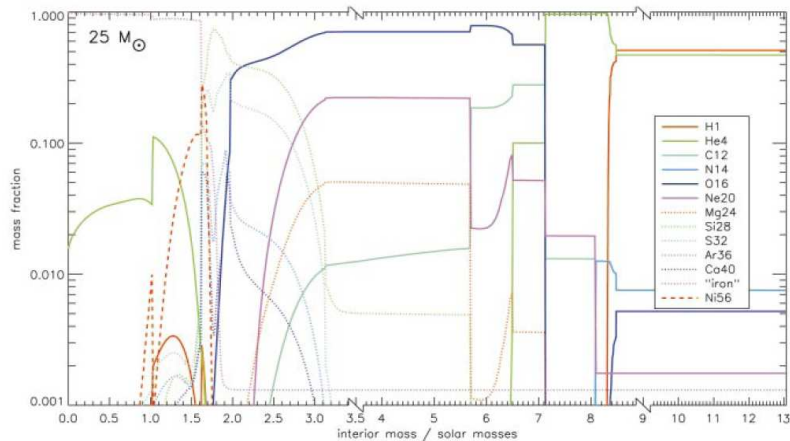
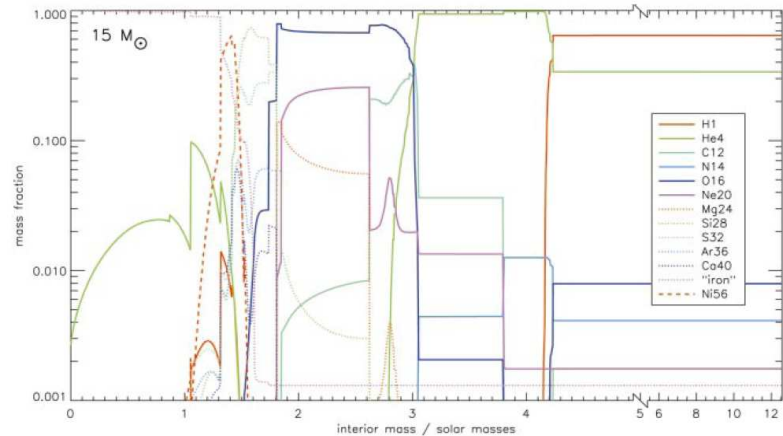


FIG. 9. Final composition by mass fraction of two presupernova stars of mass $15 M_{\odot}$ (top) and $25 M_{\odot}$ (bottom). Both stars were evolved from the main sequence, including mass loss (Heger, Woosley, Rauscher, and Hoffman, 2002). The notation "iron" refers to the sum of neutron-rich isotopes in the iron group, especially ^{54}Fe , ^{56}Fe , and ^{58}Fe [Color].

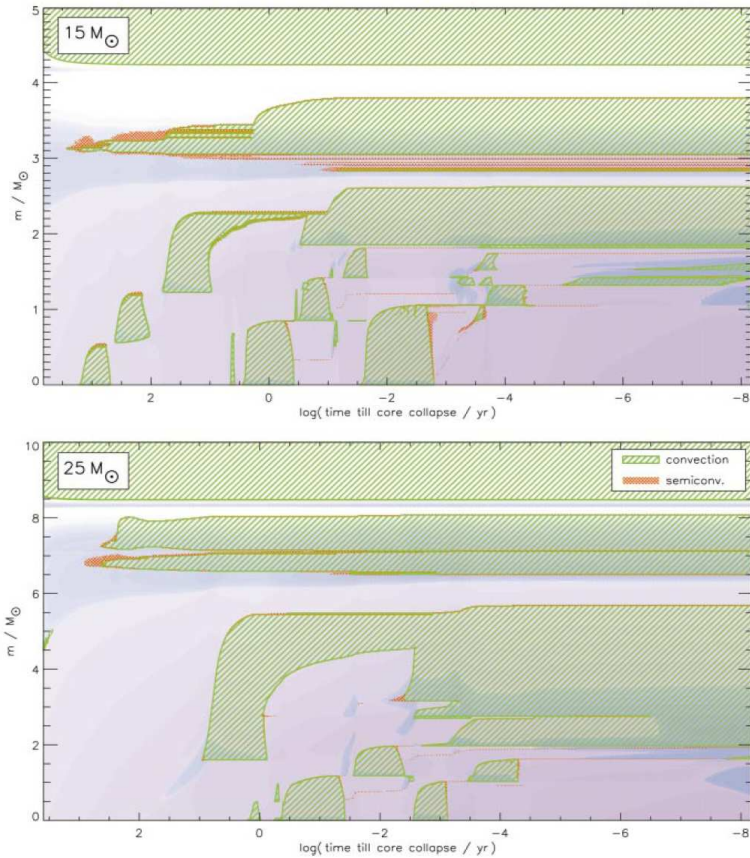


FIG. 10. Convective history during carbon, neon, oxygen, and silicon burning for stars of $15 M_{\odot}$ (top) and $25 M_{\odot}$ (bottom). Time is measured logarithmically in years until collapse. Shading and hatching have the same meaning as in Fig. 3, with darker blue indicating higher positive net energy generation and darker pink showing larger losses. Note the existence of well-developed convective carbon burning at the center of the $15 M_{\odot}$ star that is absent in the $25 M_{\odot}$ model. The final iron-core masses in these two stars were $1.45 M_{\odot}$ and $1.62 M_{\odot}$, respectively [Color].



w masywnych gwiazdach dominują reakcje fuzji (oddziaływania silne),
jednak oddziaływania słabe mają udział w wyznaczaniu struktury pre-SN

istotny jest tu rozpad beta, wychwyt elektronów i emisja pozytronów

rotacja powodowała dodatkowe mieszanie

na wczesnych etapach ewolucji, przy spalaniu H i He.

może być istotna na późnych etapach powodując dodatkowe mieszanie.

zwiększone jądro He otrzymane z uwzględnieniem rotacji

ma wpływ na dalszą nukleosyntezę

rotacja ma także wpływ na kolaps jądra

pole magnetyczne, zwłaszcza w połączeniu z rotacją,

powinno być uwzględnione w modelach,

jest to zagadnienie współczesnych badań



kolaps i eksplozja

wartość masy Chandrasekhara zależy od szczegółów termodynamicznych modelu
od entropii, stopnia degeneracji, itp;
pojawiają się wartości od 1.3 do $1.8 M_{\odot}$

dopóki w jądrze pozostaje aktywna jakaś warstwa spalania,
tak długo jądro nie kolapsuje

jądro Fe narasta ale dzięki serii epizodów konwektywnego spalania w warstwach,
z których ostatni przekracza masę Chandrasekhara

rozmiar każdej z warstw palenia Si jest bardzo czuły
na historię entropii we wnętrzu gwiazdy oraz sposób uwzględniania konwekcji
prowadzi to do różnych mas jądra Fe przy minimalnych różnicach mas modeli



zwyrodniałe jądro Fe po przekroczeniu masy Chandrasekhara
kolapsuje w termicznej skali czasowej
a liczne neutrino wynoszą energię wiązania jądra

przy rozpadzie Fe wytwarzane są zarówno nukleony (p, n) jak i cząstki alfa

do lat 1980-tych sądzono, że jądro Fe rozpada się wyłącznie na nukleony,
elektrony są wychwytywane na swobodnych protonach
powstały kompleks to jedno olbrzymie jądro atomowe o masie gwiazdy

jego potencjał działa ja sztywna sprężyna

w fazie odbicia odrzuca opadającą materię i powstały szok rozrywa gwiazdę

obecnie wiemy, że tak prosto nie jest



- dwa czynniki powstrzymują natychmiastową eksplozję
- foto-destrukcja – szok poruszając się na zewnątrz przez opadające jądra atomowe rozrywa je na neutrony i protony
 - chłodzenie przez emisję neutrin poza szokiem

zatem po ok. 10 ms po tym jak jądro doznało odbicia,
mamy gęstą proto-neutronową gwiazdę
akreującą materię na swej zewnętrznej granicy

aby wybuch się udał musi się znaleźć nowe źródło energii



obecnie sądzi się, że jest to depozyt energii neutrin,
które potrafią ożywić szok w skali ok. 0.1 s

w ostatnich latach doknał się postęp w modelowaniu tej fazy,
wykryto konwektywny przepływ
odpowiedzialny za wzmocnienie jasności neutrinowej gwiazdy proto-NS,
odpowiadający także za wzrost wydajności absorpcji neutrin
i za odprowadzenie zdeponowanej energii neutrin poza obszar szoku



nie wszyscy się z tą wersją zgadzają:

znane są modele w których konwekcja niekoniecznie prowadzi do eksplozji,
a wszystkie obliczenia były prowadzone w ograniczonym zakresie parametrów

te modele, które eksplodowały,

wyrzucały zbyt dużo neutronów
(i związanych z nimi produktów nukleosyntezy)
w porównaniu z obserwacjami

miały tendencję do rozwiania części gwiazdy neutronowej
pozostawiając zbyt małą masę



przykład obliczeń opublikowanych kilka dni temu:

arXiv:1505.05110 Lentz et al,
THREE-DIMENSIONAL CORE-COLLAPSE SUPERNOVA
SIMULATED USING A $15 M_{\odot}$ PROGENITOR

This animation is a volume rendering of the C15-3D model. Three values of the entropy are highlighted by the transfer function. The faint blue surface is the approximate position of the shock. The yellow (greenish as it is inside the blue surface) and red colors highlight heated material that rises buoyantly. Near the end of the animation, the shocked region clearly expands and the explosion is launched. The darker blue regions seen clearly at the end are the shocked material flowing into the accretion streams



gwiazdy neutronowe i czarne dziury

biorąc pod uwagę wszelkie niepewności dotyczące mechanizmu eksplozji, ciężko jest stwierdzić jaka będzie w danym modelu masa skolapsowanej pozostałości

będzie ona pomiędzy masą jądra Fe a masą wewnątrz warstwy O,
co przy masie przodka między 11 a $20 M_{\odot}$ daje masę pozostałości $1.3\text{--}1.6 M_{\odot}$

dla masywniejszych gwiazd rezultat jest mniej pewny,
może powstać duża NS albo nawet BH

przy wypromieniowaniu energii wiązania poprzez strumień neutrin
gwiazda może utracić 10–15% swojej masy,
możemy oczekiwać rezultatów w przedziale $1.2\text{--}1.4 M_{\odot}$

średnia masa z 26 NS w układach podwójnych to $1.35 M_{\odot}$



powyżej $25 M_{\odot}$ masa jądra Fe przestaje narastać
z powodu pomniejszania masy gwiazdy przez wiatr,

czy taka gwiazda zostawi po sobie BH zależy od niepewnego równania stanu NS
oraz nierozpoznanych jeszcze szczegółów eksplozji

w zasadzie jeśli zwarty obiekt nieznacznie przekracza
maksymalną masę stabilnej NS
to po pewnym opóźnieniu może skolapsować do BH,
ale bardziej prawdopodobny sposobem otrzymania BH
jest opadanie materii z powrotem



jeśli dodamy rotację – ilość możliwości wzrasta

niestety niezbyt dobrze znana jest fizyka

magnetohydrodynamicznej akrecji z dysku na szybko rotującą BH

oczywiście przy braku rotacji

i bez rozchodzącej się fali uderzeniowej
produkowanej przez deponowaną energię neutrin,
nie ma SN – gwiazda po prostu znika





SN typu pair-instability

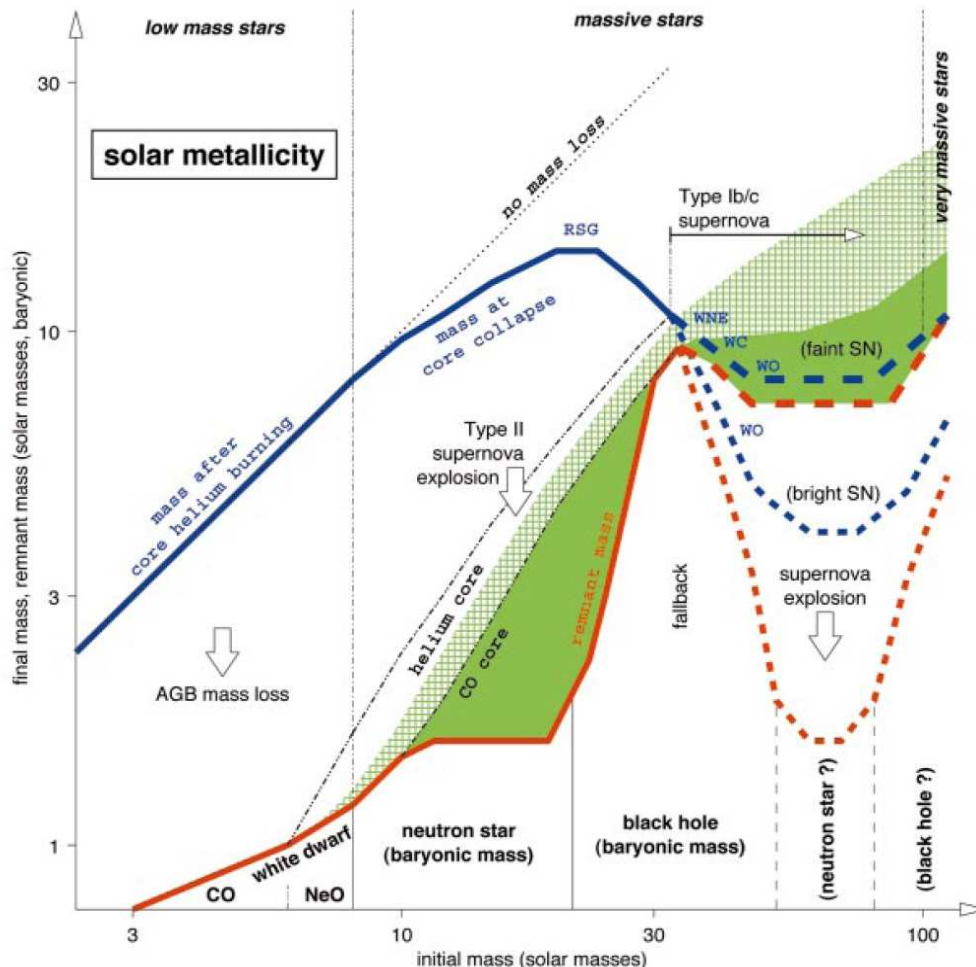
dla masywnych gwiazd, ponad $100 M_{\odot}$, gdy jądro He przekracza $40 M_{\odot}$
dostępny jest inny mechanizm SN

po wypaleniu He energia kontrakcji kierowana jest na
produkcję par elektron-pozytron

zmienia to chwilowo indeks adiabatyczny i rozwija się kolaps,
nie do zatrzymania nawet przez spalanie C i Ne
(czasem spalanie O może go zatrzymać)

potem implozja zamienia się w eksplozję

ten mechanizm działa w gwiazdach o małej metaliczności





zagadnienia wymagane na egzaminie

- podstawowe etapy ewolucji gwiazdy kilkadziesiąt razy masywniejszej od Słońca





literatura

Langer & Maeder (1995) A&A 295, 685-692

Gęsicki & Schmidt (1999) Urania-PA 1, 16

W. Hillebrandt & J. C. Niemeyer „Type Ia Supernova Explosion Models”, 2000, ARA&A 38, 191

S. E. Woosley, A. Heger & T. A. Weaver „The evolution and explosion of massive stars”, 2002, Rev. of Modern Physics, 74, 1015



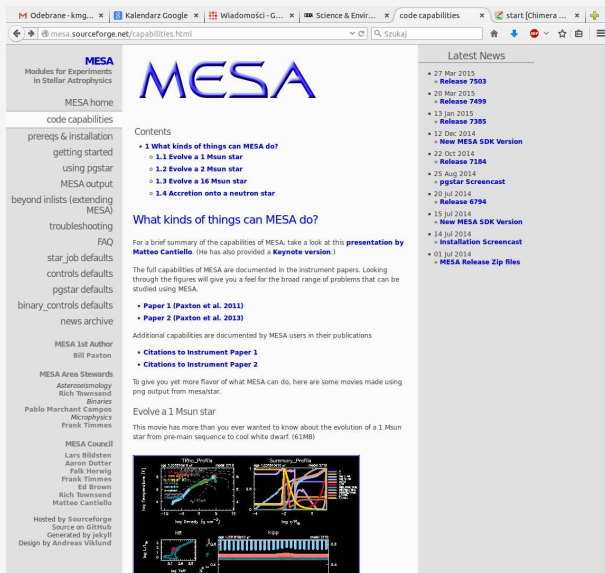
czas na przerwę





ćwiczenia – model MESA

<http://mesa.sourceforge.net/index.html>



The screenshot shows the MESA website homepage. The header features the MESA logo and navigation links. The main content area includes a 'Latest News' section with a list of recent releases and updates, a 'Contents' section with links to various MESA capabilities, and a 'What kinds of things can MESA do?' section. The footer contains information about the MESA Council and the website's hosting details.

MESA
Modules for Experiments
in Stellar Astrophysics

MESA home
code capabilities

prereqs & installation
getting started
using pgstar
MESA output
beyond inlists (extending
MESA)
troubleshooting
FAQ
star job defaults
controls defaults
pgstar defaults
binary_controls defaults
news archive

MESA 1st Author
Bill Paxton

MESA Area Stewards
Asteroseismology
Rich Townsend
Binance
Pablo Marchant Campos
Microphysics
Frank Timmes

MESA Council
Lars Bildsten
Aaron Dotter
Pekb Harwig
Frank Timmes
Ed Brink
Rich Townsend
Matteo Cantiello

Hosted by Sourceforge
Source on GitHub
Generated by jekyll
Design by Andreas Våghund

Latest News

- 27 Mar 2015
• Release 7503
- 20 Mar 2015
• Release 7499
- 13 Jan 2015
• Release 7385
- 22 Oct 2014
• New MESA SDK Version
- 22 Oct 2014
• Release 7184
- 25 Aug 2014
• pgstar Screenshot
- 20 Jul 2014
• Release 6794
- 15 Jul 2014
• New MESA SDK Version
- 14 Jul 2014
• Installation Screenshot
- 01 Jul 2014
• MESA Release Zip Files

Contents

- 1 What kinds of things can MESA do?
 - 1.1 Evolve a 1 Msun star
 - 1.2 Evolve a 2 Msun star
 - 1.3 Evolve a 10 Msun star
 - 1.4 Accretion onto a neutron star

What kinds of things can MESA do?

For a brief summary of the capabilities of MESA, take a look at this [presentation by Matteo Cantiello](#). (He has also provided a [Keynote version](#).)

The full capabilities of MESA are documented in the instrument papers. Looking through the figures will give you a feel for the broad range of problems that can be studied using MESA.

- [Paper 1 \(Paxton et al. 2011\)](#)
- [Paper 2 \(Paxton et al. 2013\)](#)

Additional capabilities are documented by MESA users in their publications

- [Citations to Instrument Paper 1](#)
- [Citations to Instrument Paper 2](#)

To give you yet more flavor of what MESA can do, here are some movies made using ping output from mesarstar.

Evolve a 1 Msun star

This movie has more than you ever wanted to know about the evolution of a 1 Msun star from pre-main sequence to cool white dwarf. (6:18)

