

Präsupernova - Entwicklung massereicher Sterne ($M \gtrsim 8 M_{\odot}$)

Endpunkt der normalen Sternentwicklung ($\rightarrow \log \rho_c - \log T_c$ -Diagramme)

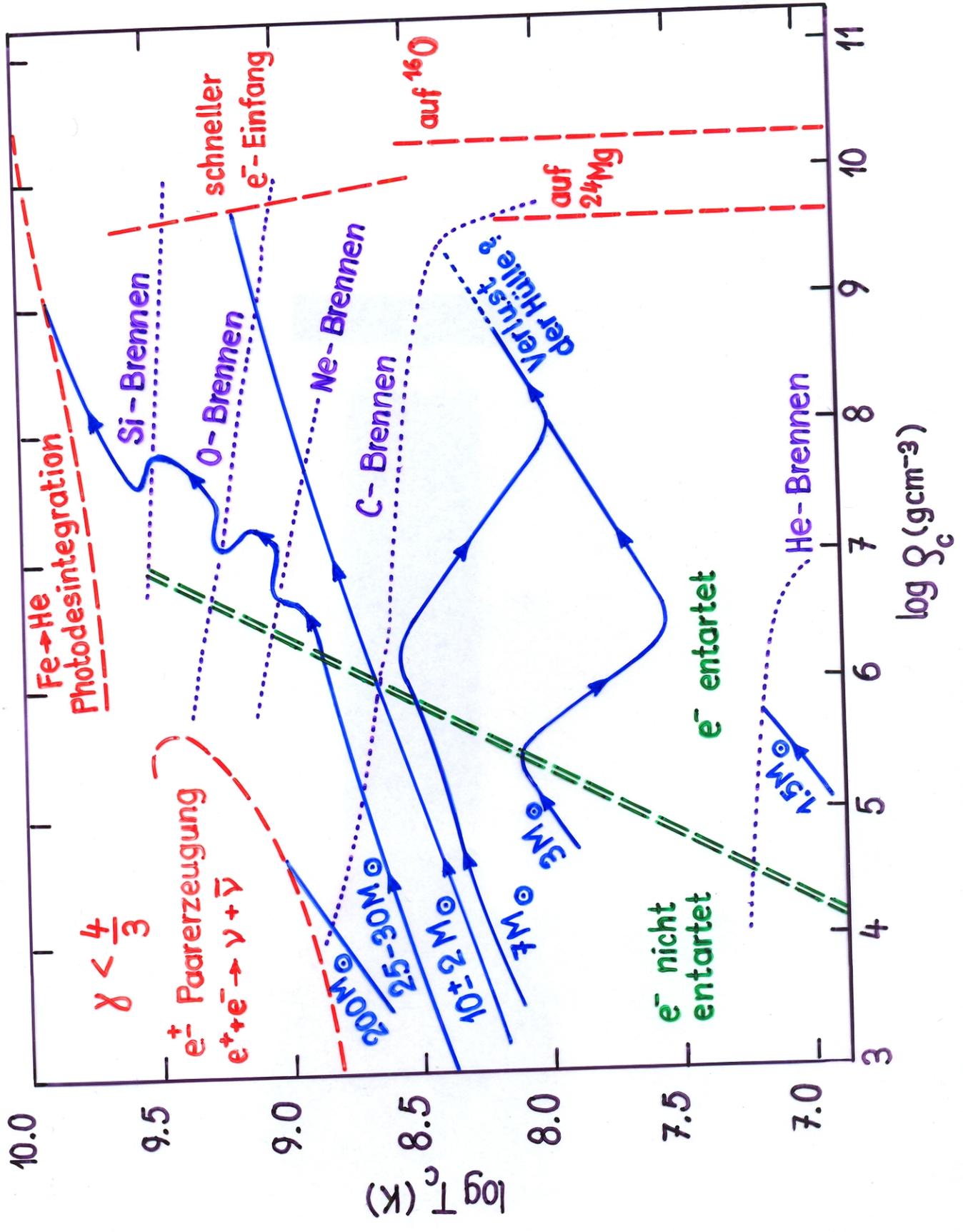
- ▶ $M = 8 - 12 M_{\odot}$: C-Brennen (nicht entartet) \rightarrow entarteten O-Ne-Mg-Kern; Wachstum des O-Ne-Mg-Kerns durch C-Schalenbrennen $\rightarrow \rho_c \uparrow, T_c \uparrow$ bis zum Einsetzen von e^- -Einfang auf ^{24}Mg $\rightarrow \mu_e \uparrow \rightarrow M_{\text{CH}} \downarrow \rightarrow \langle \Gamma \rangle < 4/3 \rightarrow$ Kernkollaps
- ▶ $12 M_{\odot} \lesssim M \lesssim 100 M_{\odot}$: nicht entartetes nukleares Brennen bis zum Si-Brennen \rightarrow Bildung eines (entarteten) Fe-Kerns; Wachstum des Fe-Kerns durch Si-Schalenbrennen $\rightarrow \rho_c \uparrow, T_c \uparrow$ bis zum Einsetzen von Photodesintegration von Fe: $^{56}\text{Fe} + \gamma \rightarrow 13\alpha$ und e^- -Einfang $\rightarrow \langle \Gamma \rangle < 4/3 \rightarrow$ Kernkollaps
- ▶ $M \gtrsim 100 M_{\odot}$ (hypothetisch): nicht entartetes nukleares Brennen führt zu $\rho_c - T_c$ -Werten, bei denen die Produktion von e^+e^- -Paaren wichtig wird. Neben $\gamma \leftrightarrow e^+ + e^-$ bewirkt $e^+ + e^- \rightarrow \nu_e + \bar{\nu}_e$, dass $\langle \Gamma \rangle < 4/3$ (Paarerzeugungs-Instabilität) \rightarrow Kernkollaps

Chemische Zusammensetzung unmittelbar vor dem Kernkollaps

(\rightarrow Beispiele)

- \exists Zwiebelschalenstruktur (aus bekannten Gründen)
- Die Masse des Fe-Ni-Kerns hängt nur relativ schwach von M_i ab und ist $M_{\text{Fe}} \approx M_{\text{CH}}$ ($M_{\text{Fe}} \approx 1.2 - 1.6 M_{\odot}$ für $M_i \approx 12 - 25 M_{\odot}$)
- Details der chem. Zusammensetzung hängen aber z.T. empfindlich ab von
 - den nuklearen Brennraten
 - der Behandlung konvektiver Mischprozesse

Entwicklungswege im $\log \rho_c - \log T_c$ -Diagramm (vereinfacht)



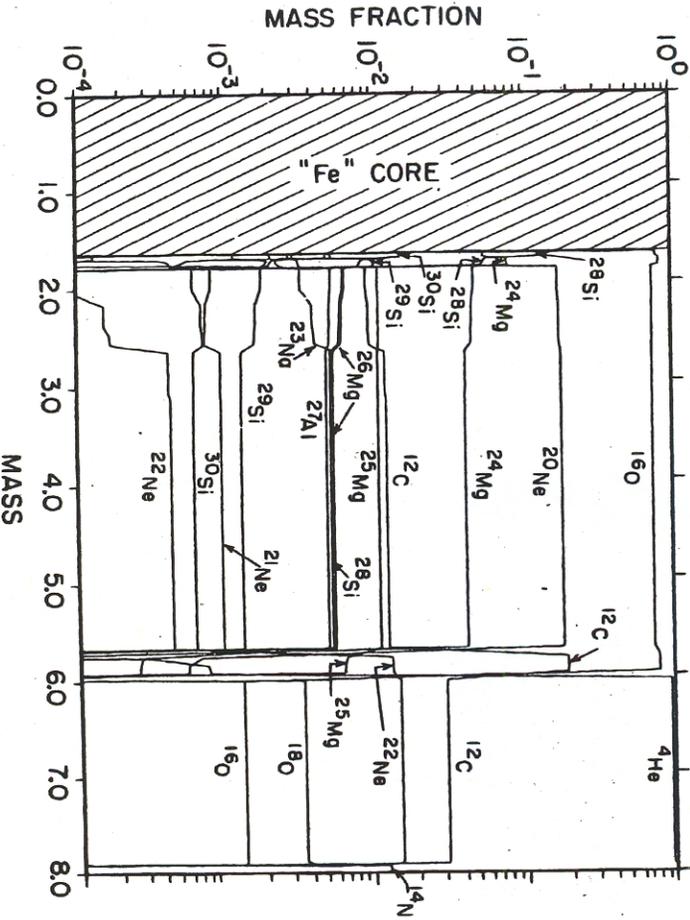


Fig. 9. Composition of the $8 M_{\odot}$ helium star at the beginning of iron core collapse. A thin silicon-rich shell is sandwiched between the iron core and the oxygen-rich layer. If the mixing is much faster than the reaction, silicon is depleted in the convective shell and the resulting iron core mass is $1.61 M_{\odot}$. The abundance distribution for this limiting case is shown.

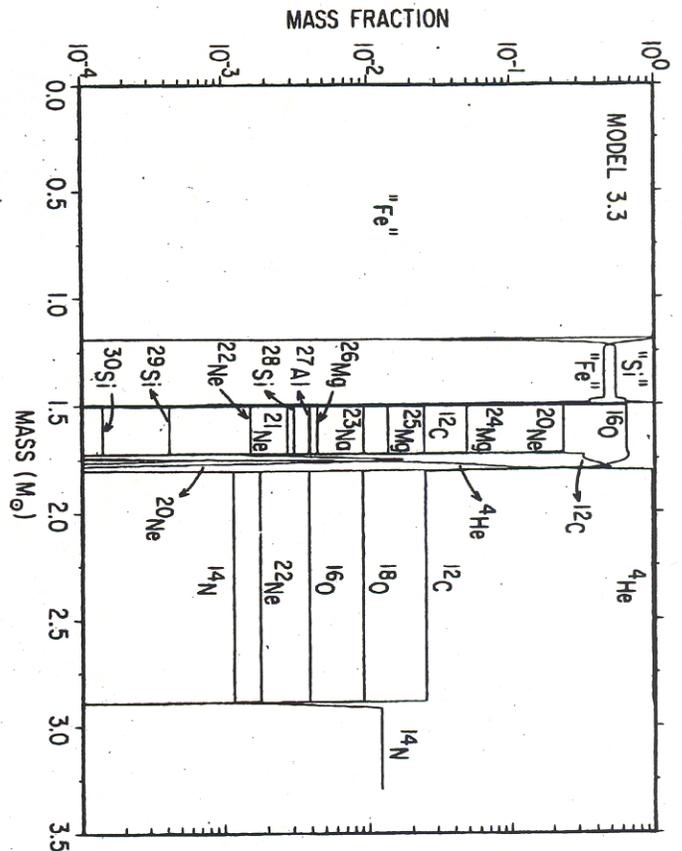


Fig. 21. The composition structure at the onset of collapse for model 3.3.

Chemische Zusammensetzung des ehemaligen He-Kerns eines Sterns von $\sim 25 M_{\odot}$ (Fig. 9) bzw. $\sim 13 M_{\odot}$ (Fig. 21) zu Beginn des Kernkollaps
 aus: Nomoto, K., Hashimoto, M.: 1988, "Presupernova Evolution of Massive Stars, Physics Reports 163, 13

Der Kernkollaps

- ▶ typische Anfangsbedingungen: $\rho_c \approx 10^{10} \text{ g cm}^{-3}$, $T_c \approx 10^{10} \text{ K}$, $M_c \approx M_{\text{CH}}$
 $\tau_{\text{coll}} \approx \tau_{\text{dyn}} \sim \bar{\rho}^{-1/2} \approx 1 \text{ ms}$
- ▶ solange $\rho \lesssim 3 \cdot 10^{12} \text{ g cm}^{-3}$: starke und elektromagnetische W.W. im Gleichgewicht, schwache W.W. nicht im Gleichgewicht $\rightarrow \nu_e$'s können praktisch ungehindert entweichen!
- ▶ e^- -Einfänge hauptsächlich an freien Protonen: $e^- + p \rightarrow n + \nu_e$
 (bei den hohen Dichten sind die n-Schalen der Kerne gefüllt und die Anlagerung eines weiteren n dadurch praktisch verhindert)
- ▶ sobald $\rho \gtrsim 3 \cdot 10^{12} \text{ g cm}^{-3}$: τ_{diff} für $\nu_e > \tau_{\text{coll}}$ \rightarrow ν_e 's bleiben im Kern "gefangen" (sog. Neutrino trapping)
- $\rightarrow n_{\nu_e} \uparrow \rightarrow \nu_e$'s entarten \rightarrow Materie im β -Gleichgewicht, d.h.
 $\mu_e + \mu_p = \mu_n + \mu_{\nu_e}$ (Bed. an die chem. Potentiale).
- ▶ $\gamma < 4/3$ für $\rho \lesssim 2 \cdot 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$
- ▶ $\gamma \gtrsim 2.5$ für $\rho \gtrsim \rho_{\text{nuc}} \approx 2.8 \cdot 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$
 \rightarrow Kernkollaps kommt zum Stillstand, wenn $\rho \gtrsim \rho_{\text{nuc}}$
 \rightarrow Entstehung einer nach aussen laufenden Stosswelle
- ▶ Energien:
- frei werdende Bindungsenergie bei der Bildung eines NS:

$$E_b \approx \frac{GM_{\text{NS}}^2}{R_{\text{NS}}} \approx 3 \cdot 10^{53} \text{ erg} \left(\frac{M}{M_{\odot}}\right)^2 \left(\frac{R}{10 \text{ km}}\right)^{-1} \approx 100 - 200 \text{ MeV / Nukleon,}$$
 - davon $\sim 99\%$ in Neutrinos
 - $\sim 1\% \triangleq \sim 10^{51} \text{ erg}$ in kin. Energie der Stosswelle
 - $\sim 10^{-4} \triangleq \sim 10^{49} \text{ erg}$ in elektromagnetischer Strahlung

Prompte Explosion und Ausbreitung der Stosswelle

- ▶ Anfangsenergie der Stosswelle \approx kinetische Energie des homolog kollabierenden inneren Kerns mit $M \approx 0.6-0.8 M_{\odot}$, d.h.

$$E_{\text{Stosswelle}} \approx (4-10) 10^{51} \text{ erg}$$

- ▶ Energieverlust der Stosswelle beim Herauslaufen hauptsächlich durch Photodesintegration von Fe-Kernen in freie n und p oder α -Teilchen \rightarrow Energiebedarf $\Delta E_b \approx 8 \text{ MeV/Nukleon}$.

\rightarrow Stosswelle läuft sich nach Durchlaufen von

$$\Delta M \approx \frac{E_{\text{Stosswelle}}}{\Delta E_b} \approx 0.25 - 0.7 M_{\odot}$$

tot.

\rightarrow sog. prompte Explosion funktioniert nur, wenn die anfängliche Masse des Fe-Kerns hinreichend klein ist, d.h. $M_{\text{Fe}} \lesssim 1.35 M_{\odot}$

▶ Wenn $M_{\text{Fe}} \gtrsim 1.35 M_{\odot}$, dann

- Stosswelle läuft sich tot
- \exists keine Explosion, d.h. keine Absprengung der Hülle
- statt dessen \exists Akkretion der Hülle auf den Proto-NS über eine Akkretions-Stosswelle

▶ Mangel der prompten Explosions-Modelle: Wechselwirkung der aus dem Kern (durch Diffusion oder Konvektion) entweichenden Neutrinos mit der Hülle (dem äusseren Kern) nicht ausreichend berücksichtigt !

Verzögerte Explosion (Wilson 1985)

- ▶ Neutrinos entweichen auf Zeitskalen $\tau \approx 1\text{s}$ durch Diffusion oder Konvektion aus dem optisch dicken Kern und deponieren während einigen 100ms 1%-10% ihrer Energie in den Schichten zwischen Neutrinosphäre und der Stosswelle
 - Erhöhung des Druckes → Expansion dieser Schichten
 - Entstehung einer Zone geringer Dichte und hoher Temperatur (sog. heiße Blase, engl. hot bubble)

- ▶ Gas in dieser Zone kühlt durch ν -Verluste über



und wird durch energiereichere ν 's aus dem Kern über die Umkehrprozesse



geheizt.

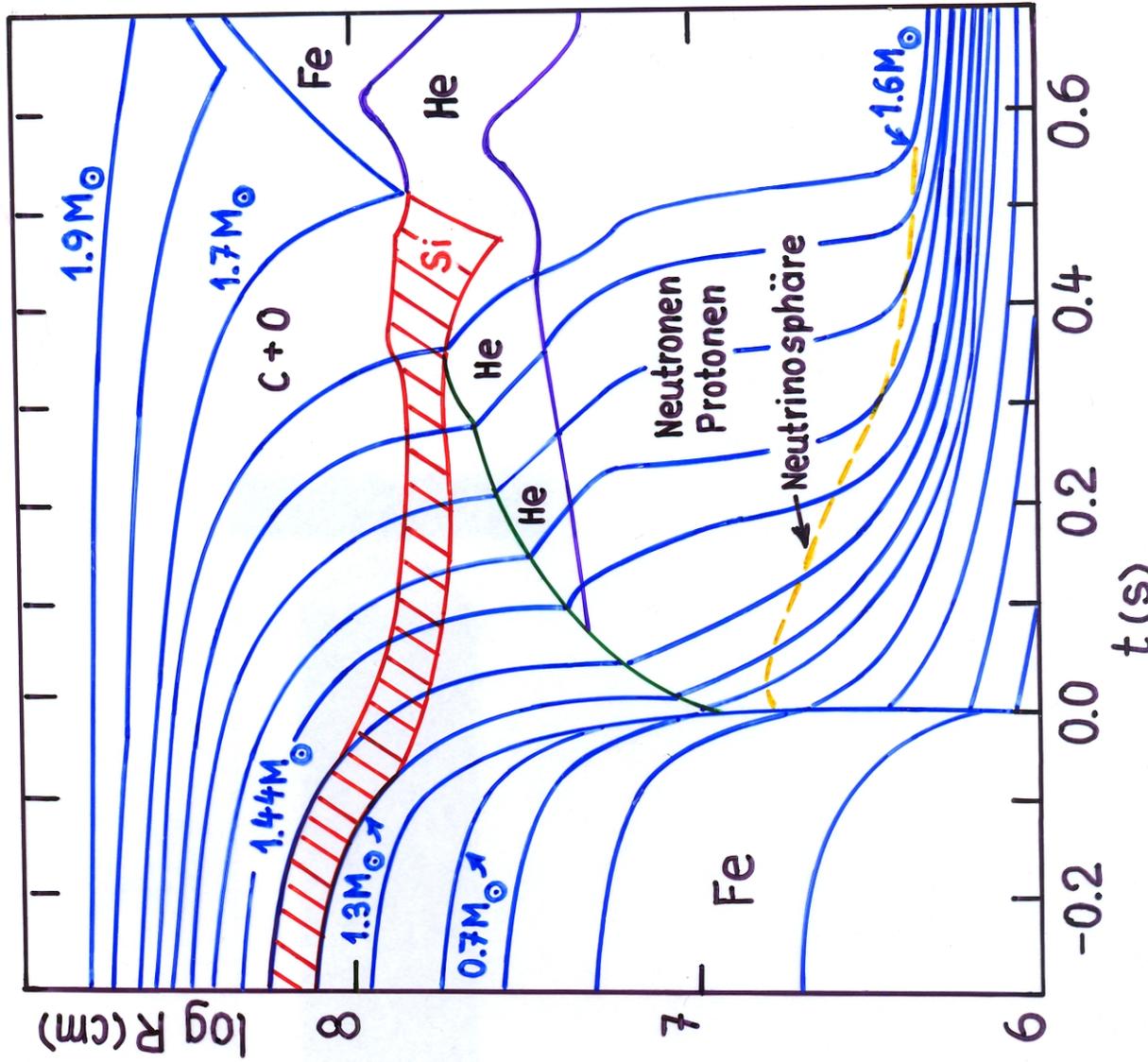
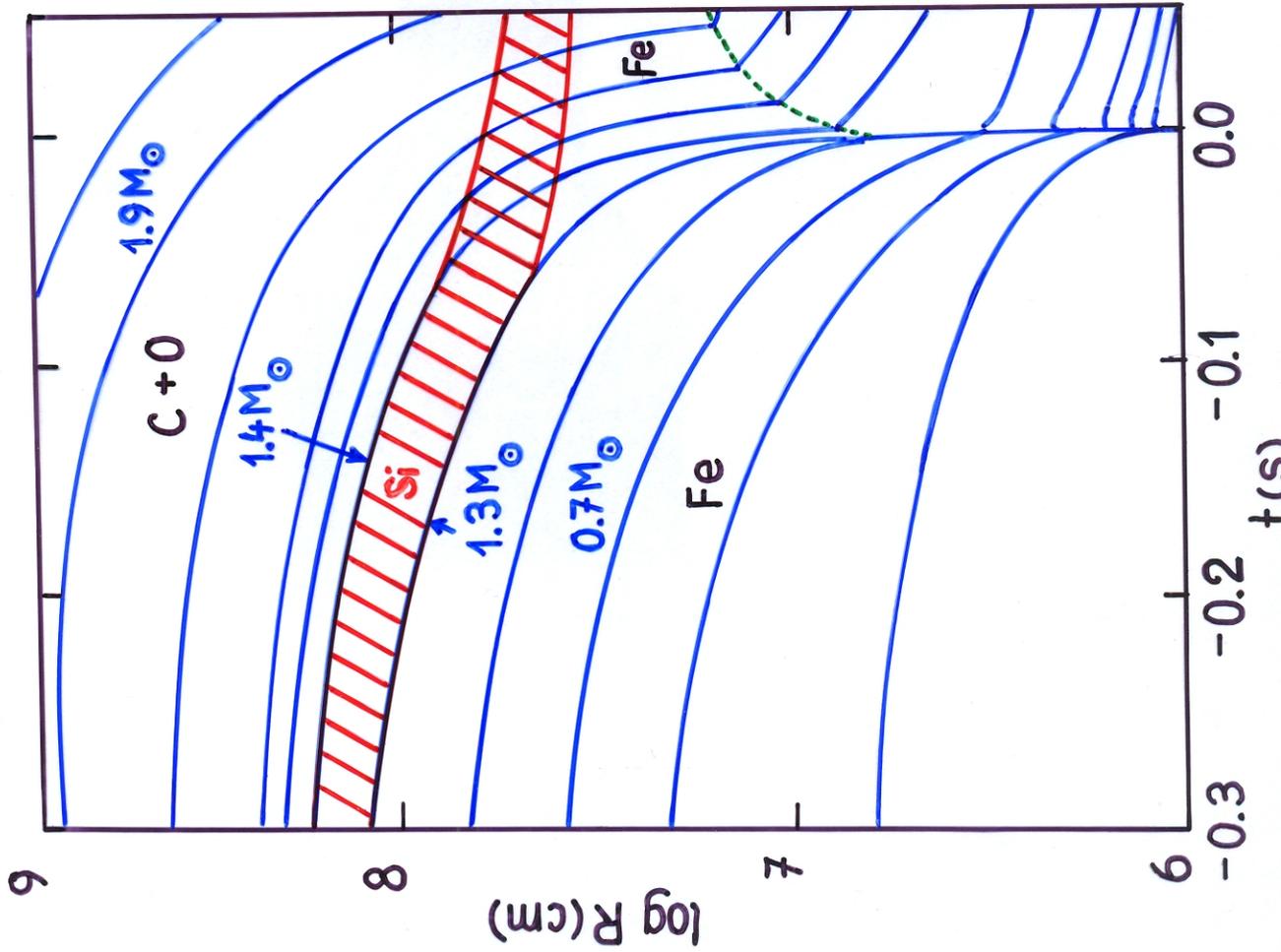
- ▶ numerische Rechnungen zeigen, dass Heizung nur durch Diffusion von ν 's aus dem Kern nicht ausreicht, um die Stosswelle am Leben zu erhalten!

Mögliche Lösung: ν 's werden durch Konvektion nach aussen advectiert (Ergebnisse mehrdimensionaler Kollapsrechnungen).

- ▶ Ergebnis: ca. 5-50s nach dem Kollaps ist der Kern durch ν -Verluste bereits auf $\sim 10^{10}\text{K}$ ($\hat{=} kT \approx 1\text{MeV}$) abgekühlt und wird für die ν 's durchsichtig. Mit $kT \approx 1\text{MeV}$ ist der Kern schon kalt (vgl. dazu $kT \approx 1\text{MeV}$ mit der Fermienergie der Neutronen $\langle E_F \rangle \approx 100-200\text{MeV}$), so dass die Nukleone (n,p) superflüssig werden (Gap-Energie $\sim 1\text{MeV}$).
 - ein NS ist entstanden!

Kollaps und verzögerte Explosion eines Sterns von $15M_{\odot}$

(nach Wilson (1985), etwas vereinfacht)



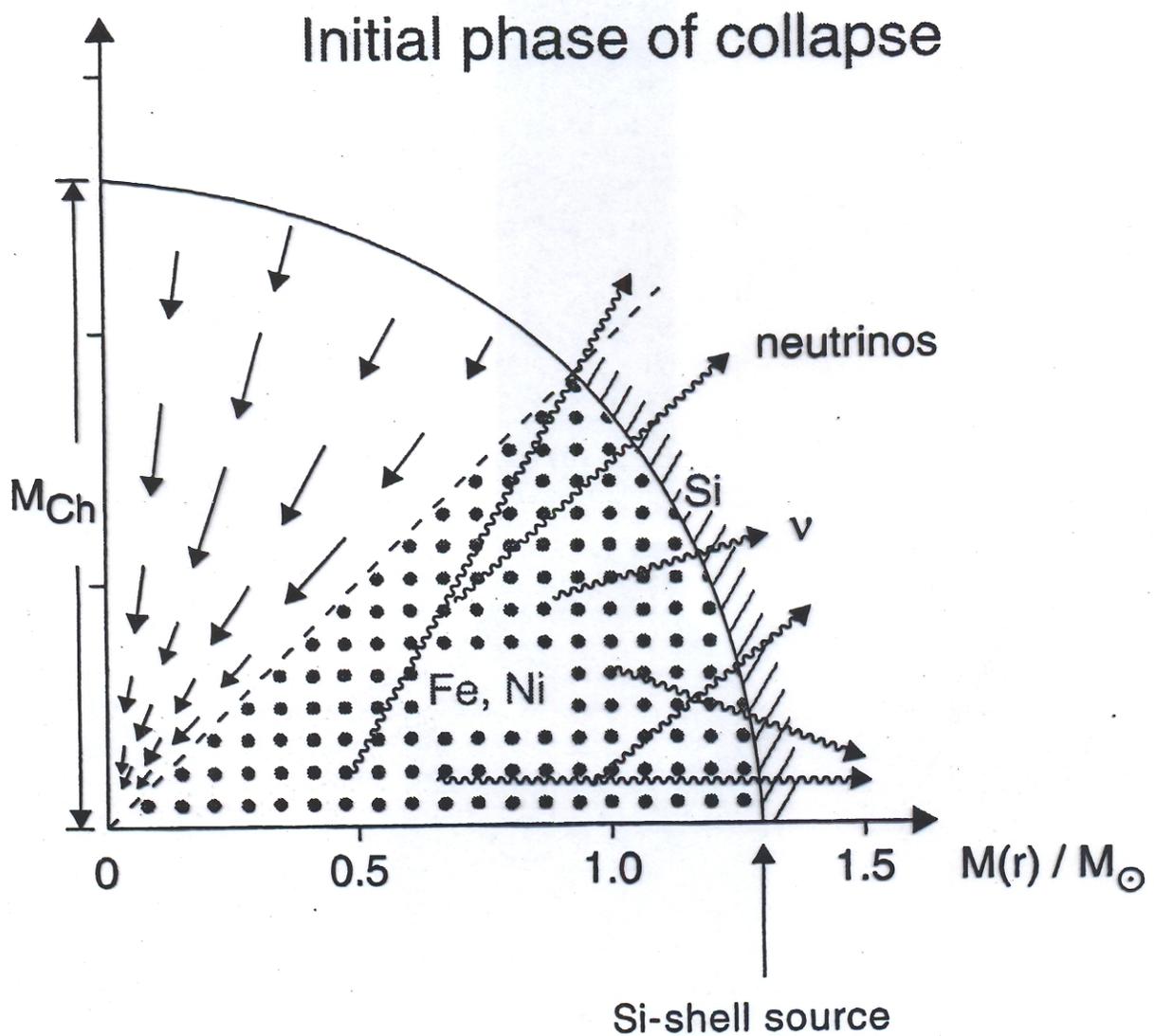


Fig. 3.4. Shortly after the onset of core collapse: The iron core, i.e., the part of the star inside the Si-shell source, has a mass of about the Chandrasekhar mass and has begun to collapse homologously. Neutrinos, which are produced by electron captures, are freely escaping from the iron core at this stage

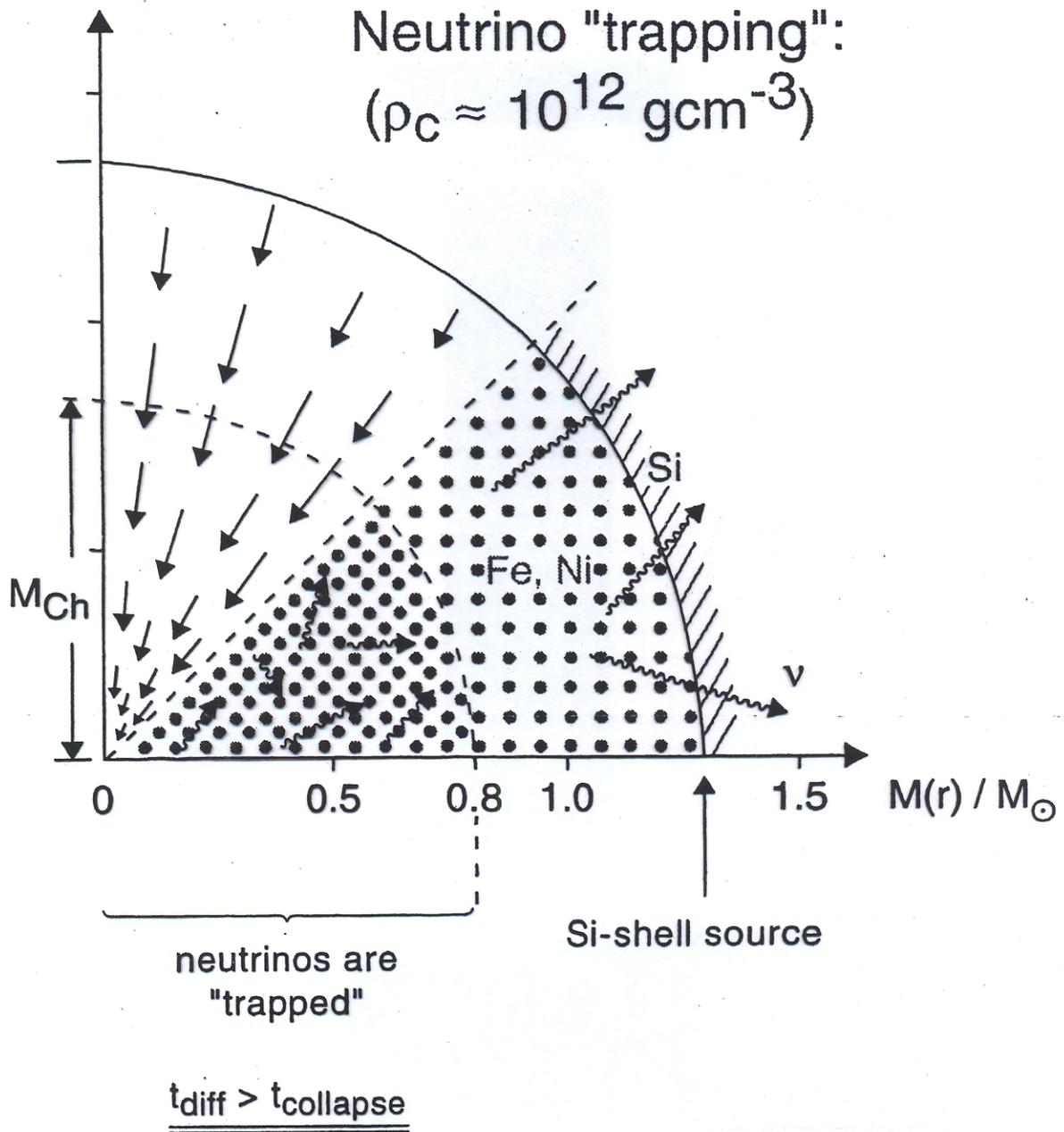


Fig. 3.5. Core collapse after neutrino trapping: The iron core has separated into a homologously and subsonically collapsing inner core and a supersonically falling outer core. The mass of the inner core is about equal to the Chandrasekhar mass at this epoch. The Chandrasekhar mass has decreased from its initial value, because of electron captures ($M_{\text{Ch}} \propto Y_e^2$). At densities larger than about $10^{12} \text{ g cm}^{-3}$ neutrinos are trapped, i.e., their diffusion time scale is longer than the collapse time scale

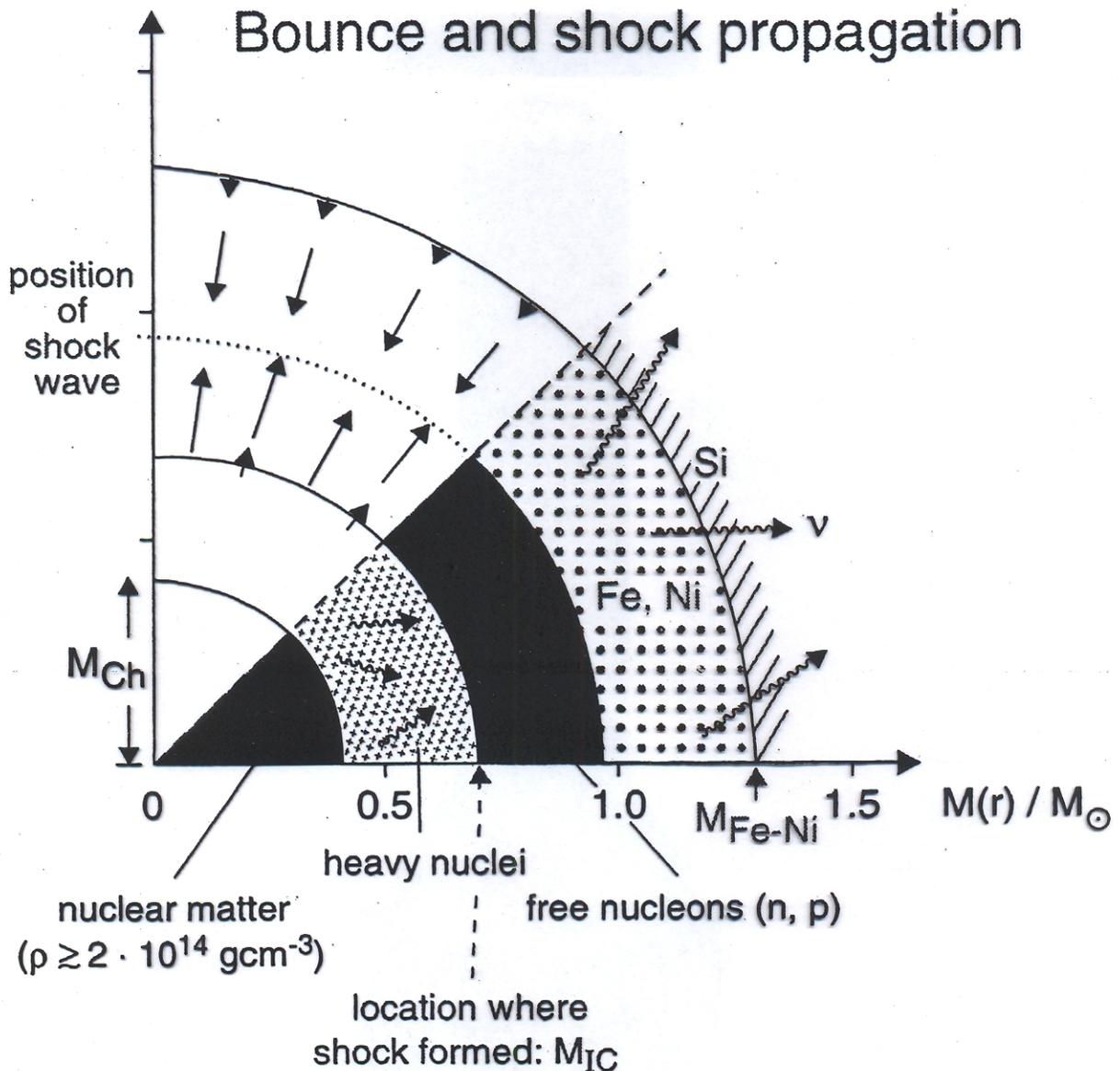


Fig. 3.8. Core collapse after shock formation: Due to the stiffness of nuclear matter the collapse has been stopped and a shock wave has formed at the edge of the inner core, which has approached approximate hydrostatic equilibrium. The central part of the inner core consists of homogeneous nuclear matter, while matter in its outer layers is made up predominantly of heavy neutron-rich nuclei. Matter from the outer core, which falls through the outward propagating shock wave is photo-disintegrated into free nucleons. This is a strongly endothermic process, which weakens the shock and eventually turns it into a standing accretion shock

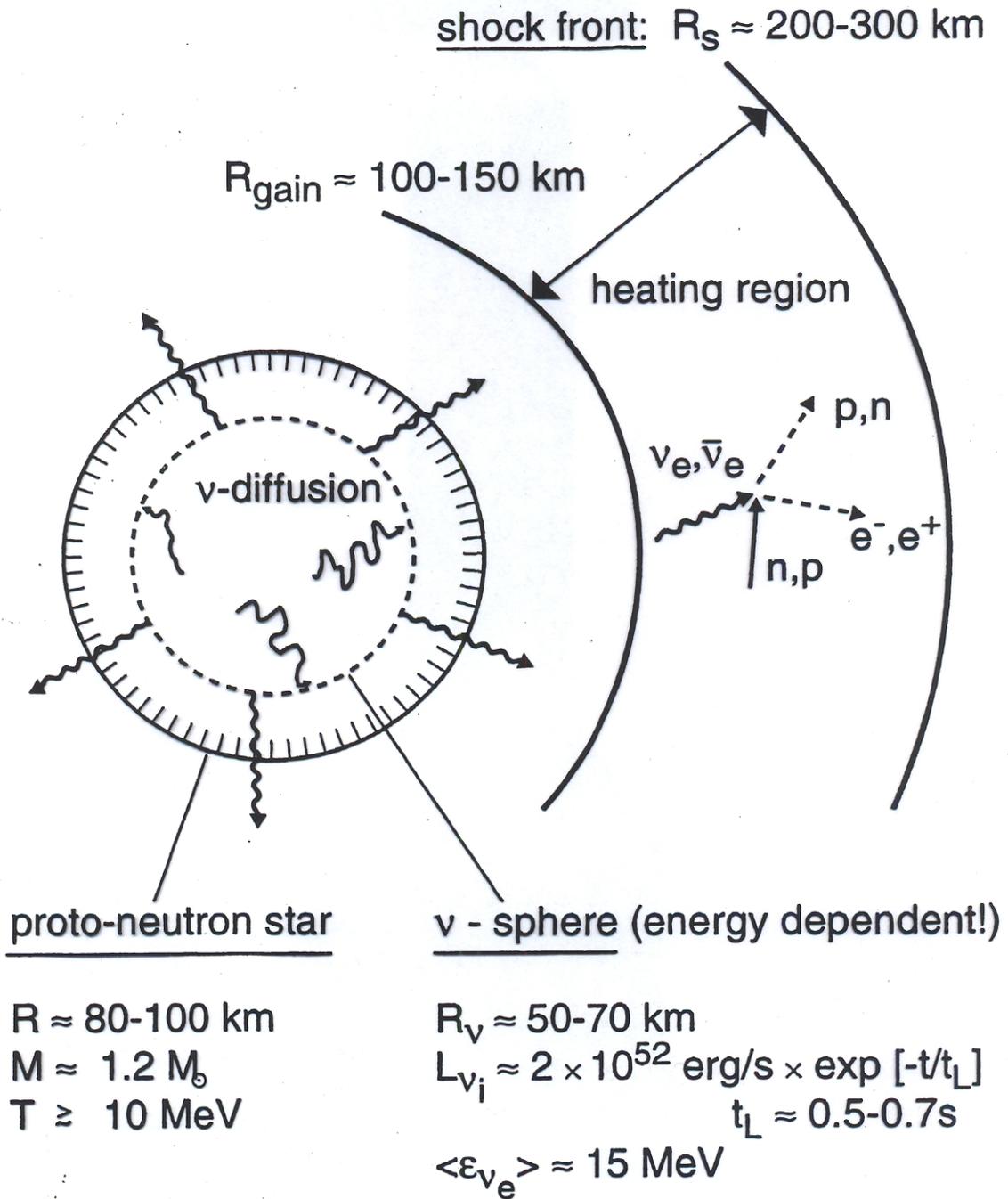


Fig. 3.9. Sketch of the proto-neutron star and the "hot bubble" region several ten milliseconds after core bounce (see text for details).

Kernkollaps und verzögerte Explosion eines Sterns von $10M_{\odot}$

(Wilson 1985)

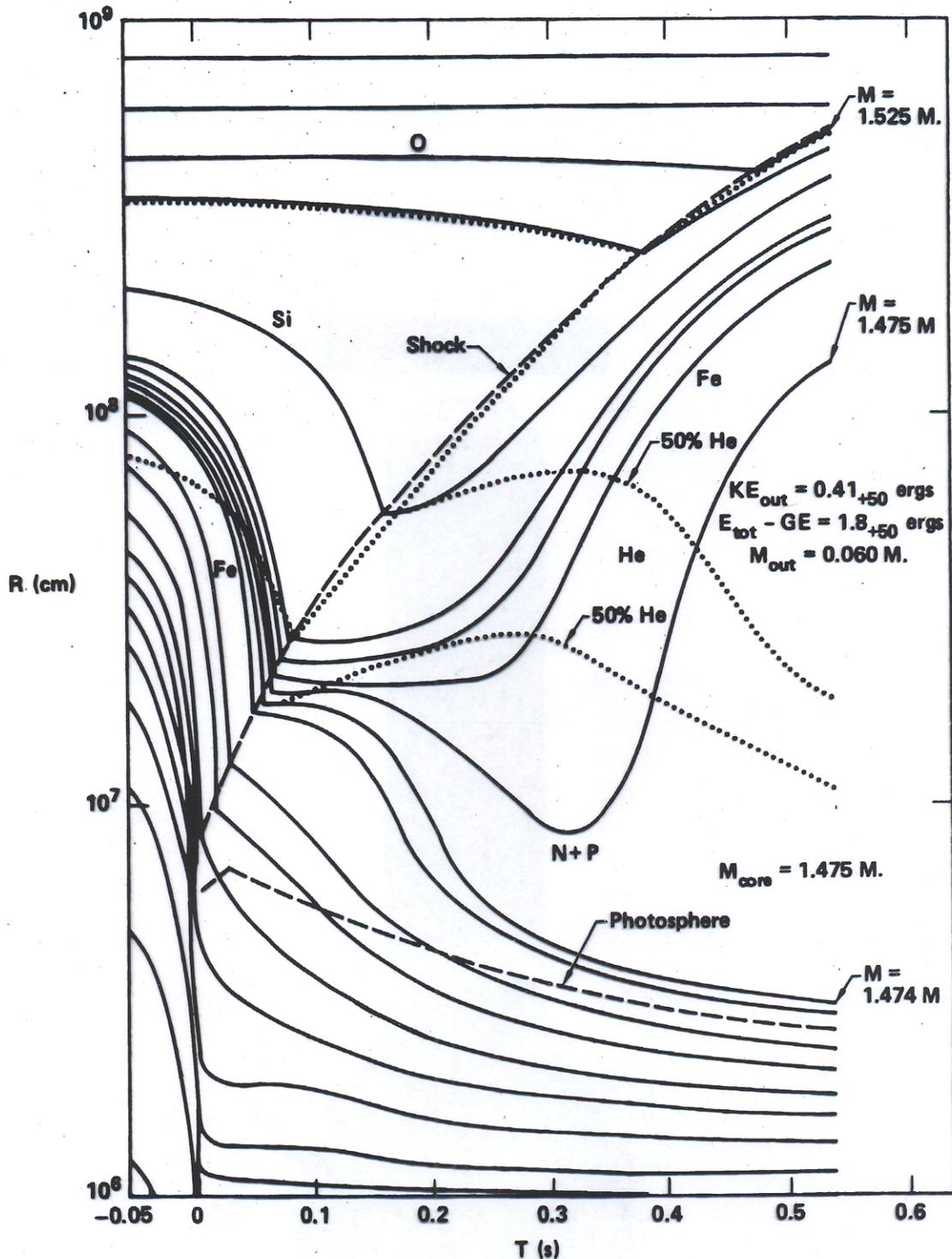


Fig. 1. - Radius versus time trajectories of selected mass points for the collapse of the $10 M_{\odot}$ model. The upper dashed line is the shock front and the lower dashed line is the electron neutrino photosphere. The dotted lines between the dashed lines are the positions where the helium abundance is 50%. Above the helium region is iron and below are free neutrons and protons. Above the dashed shock line the dotted lines separate Si from Fe and O. Curves are labeled by mass in units of the solar mass.

Kernkollaps und verzögerte Explosion eines Sterns von $15 M_{\odot}$

(Wilson 1985)

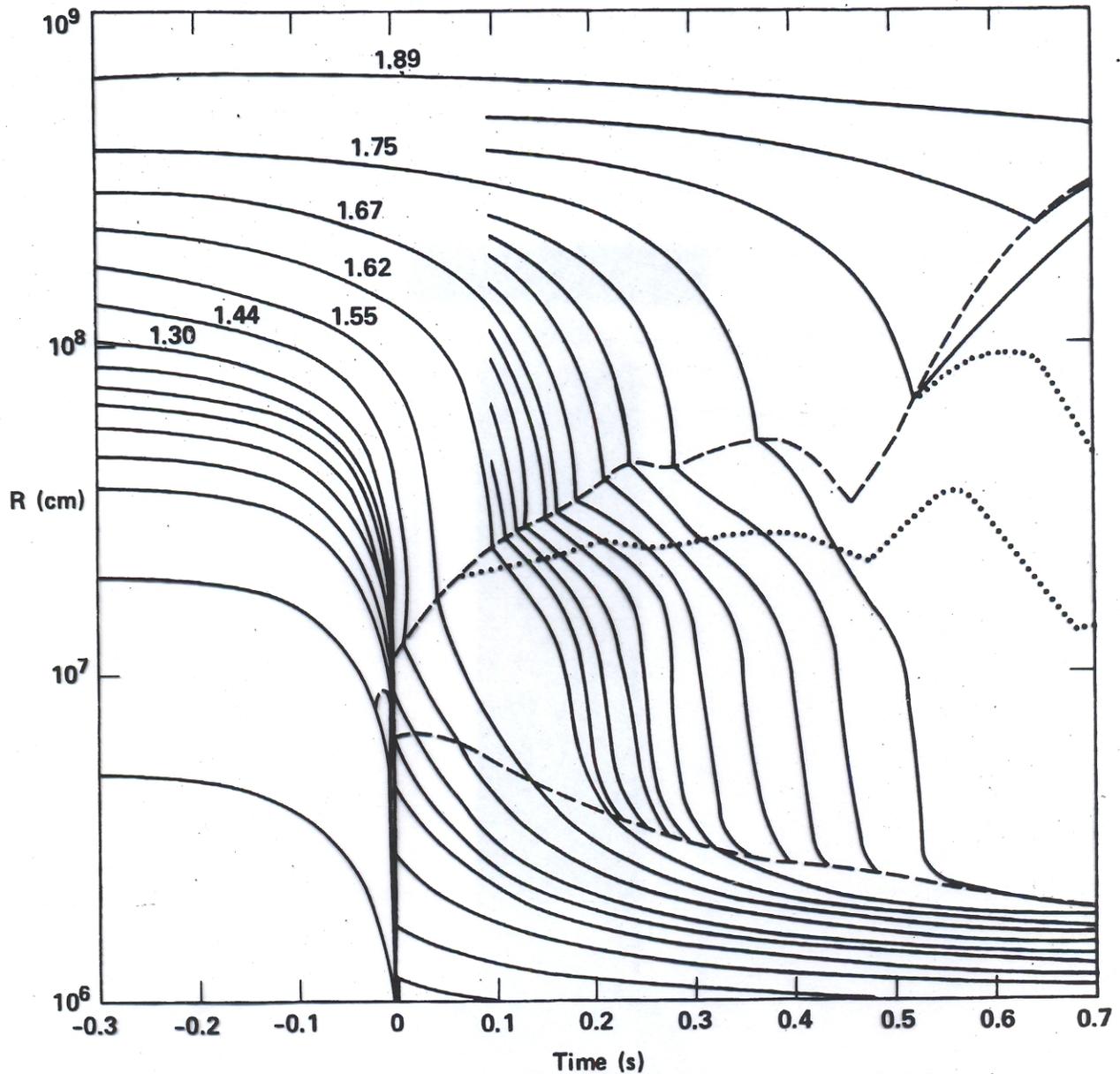


Fig. 2. - Radius versus time trajectories of selected mass points for the collapse of the $15 M_{\odot}$ model.

Kernkollaps und verzögerte Explosion eines Sterns von $25 M_{\odot}$ (Wilson 1985)

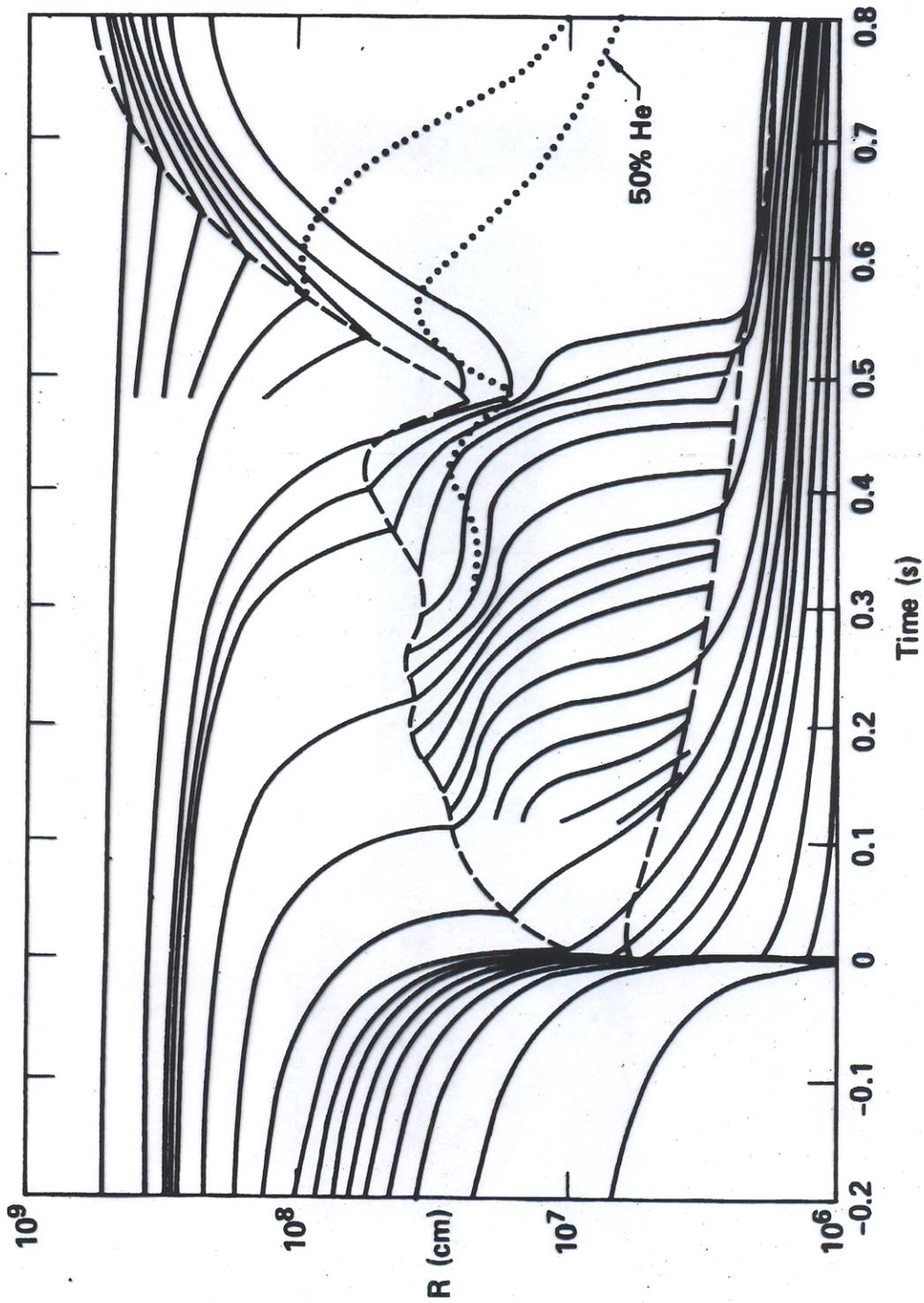


Fig. 3. - Radius versus time trajectories of selected mass points for the collapse of the $25 M_{\odot}$ model.

Kernkollaps eines Sterns von $20M_{\odot}$ (Hillebrandt 1987)

