

Modellierung von Novae und Röntgenblitzen

Advisor-Seminar Astrophysik:

Kosmische Explosionen

28.06.2002

Friedrich Röpke

Agenda

Teil I: Modellierung von Novae

- ▶ Astrophysikalisches Szenario
- ▶ Akkretion und Voraussetzungen für Novaexplosionen
- ▶ Modellierung der Explosionsphase
- ▶ Numerische Methoden
- ▶ Simulationsergebnisse

Teil II: Modellierung von Röntgenblitzen

- ▶ Astrophysikalisches Szenario
- ▶ Akkretion, obere Atmosphäre
- ▶ Kernreaktionen
- ▶ Simulationsergebnisse

Teil I: Modellierung von Novae

1. Astrophysikalisches Szenario

- ▶ kataklysmisches Doppelsternsystem aus C+O Weißen Zwerg und Hauptreihenstern
- ▶ Kombination von Gravitations- und Zentrifugalkräften führt zum Übergang von Gas der Hülle des Hauptreihensterns auf WD
 - ▶ Großer Drehimpuls des Materials → Ausbildung einer Akkretionsscheibe
 - ▶ Reibungskräfte → Material spiralt nach innen
 - ▶ trifft auf WD auf und bildet Atmosphäre aus $\sim 70\%$ H, $\sim 28\%$ He, Rest: C, O, N
- ▶ Akkretion $M_{\text{Atm}} \uparrow \rightarrow T \uparrow$ durch Kompressionserwärmung
- ▶ thermonukleares Brennen $\text{H} \rightarrow \text{He}$
- ▶ pp-Kette dominiert in Akkretionsphase

Teil I: Modellierung von Novae

- ▶ Novaausbruch \Leftrightarrow TNR in akkretiertem Material and der WD-Oberfläche nach Erreichen kritischer ρ , T
- ▶ Atmosphärenmasse bei Zündung abhängig von M_{WD} , L_{WD} , Akkretionsrate, Metallizität Z in Atmosphäre
- ▶ schnelle Novae: Brennen H \rightarrow He schneller als Expansionskühlung
CNO-Zyklus überwiegt pp-Kette
- ▶ akkretiertes Material hat solare Komposition ($< 2\%$ C,N,O)
aber: schon früh $>30\%$ nötig \rightarrow muß vom WD kommen (1d-Modelle)

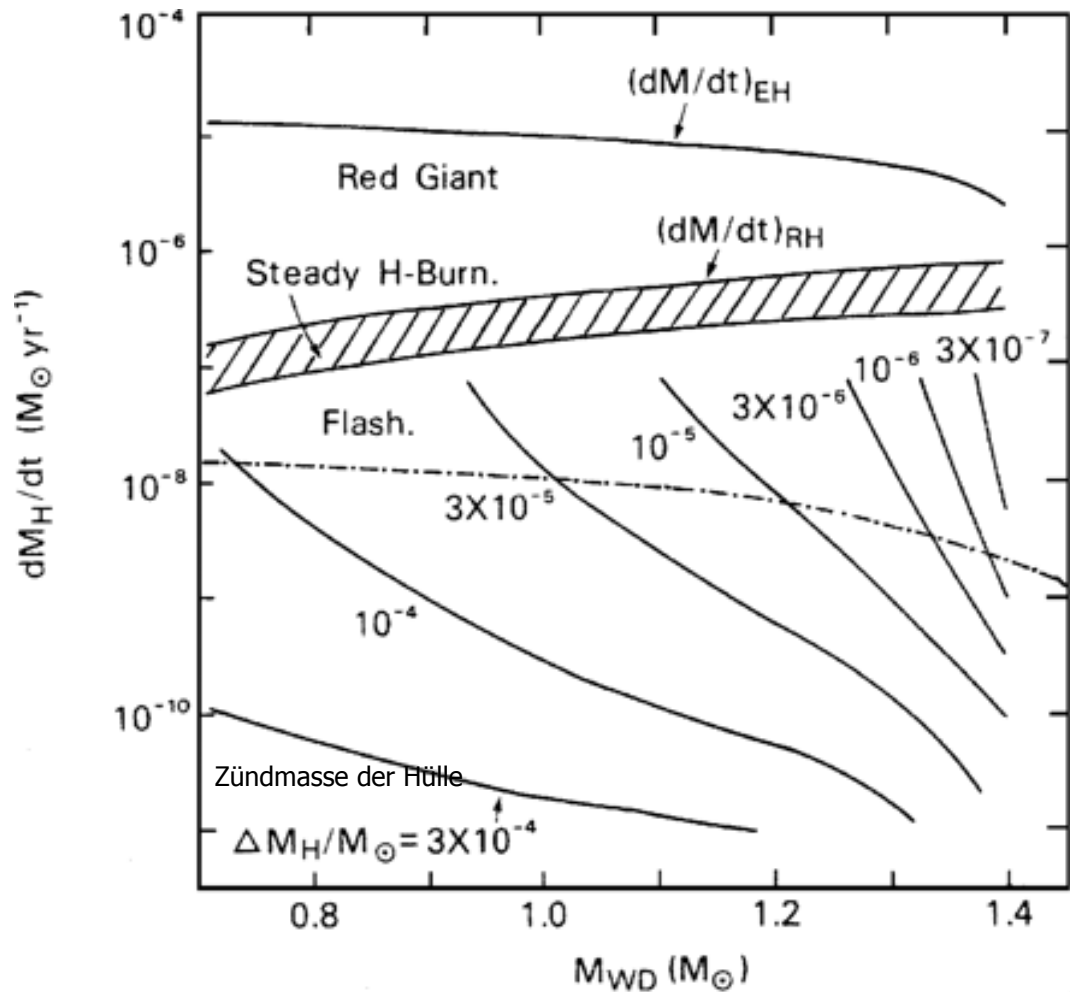
Teil I: Modellierung von Novae

2. Akkretion, Voraussetzungen für Novaexplosionen

- ▶ akkretierte Atmosphäre muß
 - ▶ genügend Masse für TNR-Zündung, genügend Brennstoff für beobachtete Energieproduktion besitzen
 - ▶ genügend dicht für hinreichende Entartung sein (Energiezufuhr führt zu Erwärmung, nicht Expansion)
- ▶ hydrostatische Akkretionsmodelle (1d):
 - ▶ niedrige Entartung: Expansion stoppt TNR, geringer oder kein Masseausstoß
 - ▶ hinreichende Entartung: Temperaturerhöhung bis CNO-Zündung vor Expansionskühlung → auch nach $T > T_{\text{Fermi}}$ Fortsetzung des TNRBedingung:

$$\tau_{\text{nuc}} \ll \tau_d, \quad \tau_{\text{nuc}} \sim c_p / \epsilon_{\text{nuc}} \quad \tau_d \sim H_p / c$$

Teil I: Modellierung von Novae



Regimes für stetiges nukleares Brennen, schwache Blitze und starke Blitze (Novae)

(K. Nomoto)

unterhalb $\text{---}\text{---}\text{---}$
Nova-Explosionen

Teil I: Modellierung von Novae

- ▶ Zusammenfassung am Beispiel
schnelle klassische Nova mit $M_{\text{WD}} = 1.0 M_{\odot}$:
 - ▶ Akkretion
 - ▶ p-p-Kette zündet, erhöht T in Atmosphäre
 - ▶ ab $T > 10^7$ K CNO-Zyklus dominiert
 - ▶ ab $\sim 3 \times 10^7$ K Atmosphäre konvektiv instabil
 - ▶ Überschreitung der Fermi-Temperatur in der Brennzona bei $\sim 3 \times 10^7$ K → **Explosion**

Teil I: Modellierung von Novae

3. Modellierung der Explosionsphase

- ▶ Novaexplosion: Problem der reaktiven Mehrkomponenten-Hydrodynamik idealer Gase
- ▶ „Zutaten“:
 - a) Hydrodynamische Gleichungen mit mehreren reaktiven Komponenten
 - b) Zustandsgleichung
 - c) Gleichungen für die thermonuklearen Reaktionen
- ▶ dieses Problem kann mit geeigneten Rand- und Anfangswerten numerisch gelöst werden

Teil I: Modellierung von Novae

a) Hydrodynamik

- ▶ Modellierung der Hüllenmaterie als ideales Fluid (keine Energiedissipation durch innere Reibung, Wärmeleitung)
- ▶ mehrere reaktive Komponenten

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla}(\rho \vec{v}) = 0 \quad \text{Massenbilanz}$$

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \vec{\nabla}) \vec{v} + \frac{\vec{\nabla} P}{\rho} = -\vec{\nabla} \phi \quad \text{Impulsbilanz}$$

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \vec{\nabla}(\rho(E + P)\vec{v}) + \rho \vec{v} \vec{\nabla} \phi = \rho \dot{\epsilon} \quad \text{Energiebilanz}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho X_i) + \vec{\nabla}(\rho X_i \vec{v}) = \rho \dot{X}_i \quad \text{Bilanz der Spezies}$$

- ▶ mikroskopische Transportprozesse? Abschätzung der thermischen Diffusionslänge: $l_{\text{th}} \sim 1000\text{cm} \rightarrow$ in numerischen Simulationen kleinste aufgelöste Skala $\sim 1\text{km} \rightarrow$ numerische Diffusion dominiert

Teil I: Modellierung von Novae

b) Zustandsgleichung

- ▶ dient als Schließbedingung für Hydrogleichungen
- ▶ Situation in Atmosphäre weißer Zwerge: $\rho \sim 10^3 - 10^4 \text{ g cm}^{-3}$,
 $T \sim 10^7 - 10^8 \text{ K} \rightarrow$ Material vollständig ionisiert
- ▶ Komponenten der Zustandsgleichung:
 - ▶ Gas der Atomkerne: klassisches nichtrelativistisches Boltzmannngas
 - ▶ teilweise entartetes nichtrelativistisches Fermigas der Elektronen
 - ▶ Photonengas (Stefan-Boltzmann)

Teil I: Modellierung von Novae

c) Kernreaktionen

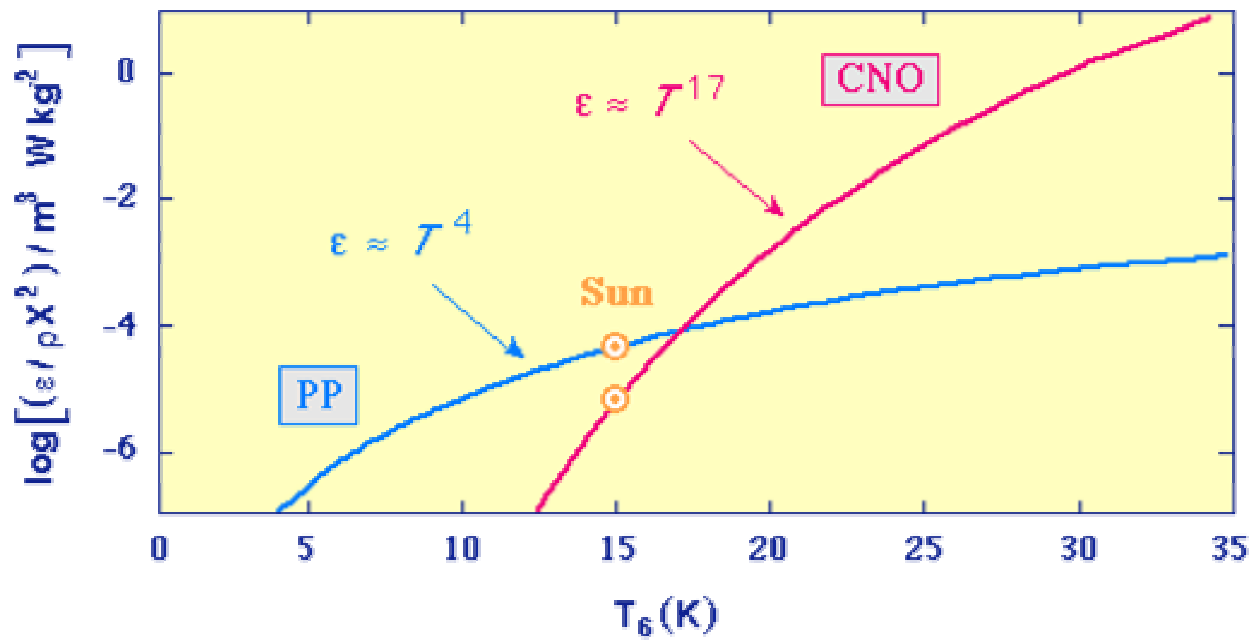
- ▶ liefern Quellterme in Bilanzen von Energie und Spezies
- ▶ i. allg. temperatur- und dichteabhängig
- ▶ wechselseitige Kopplung von Kernreaktionen und Hydrodynamik
- ▶ Modellierung der Kernreaktionen durch Netzwerke:

$$\begin{aligned}\dot{Y}_i = & \sum_j c_i(j) \lambda_j Y_j + \sum_{j,k} c_i(j,k) \rho N_A \langle jk \rangle Y_j Y_k \\ & + \sum_{j,k,l} c_i(j,k,l) \rho^2 N_A^2 \langle jkl \rangle Y_j Y_k Y_l + \dots\end{aligned}$$

- ▶ System gekoppelter, nichtlinearer gewöhnlicher DGL
- ▶ Novaexplosion: H \rightarrow He

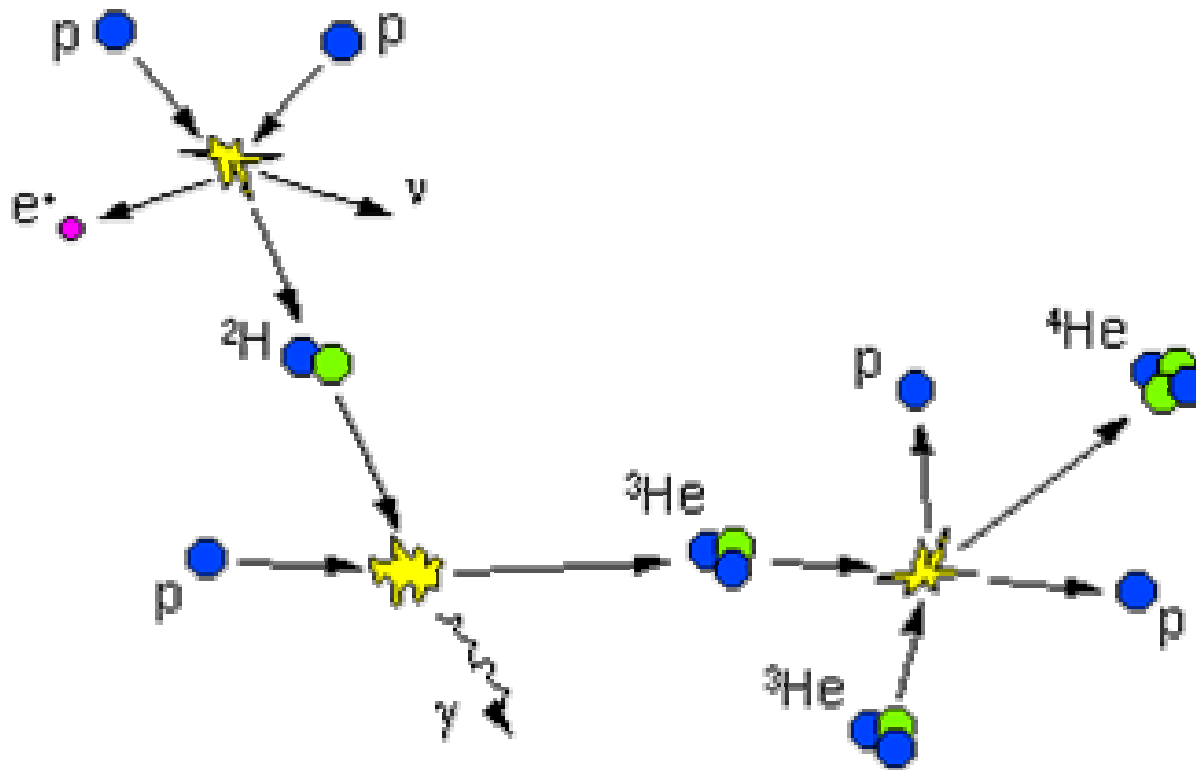
Teil I: Modellierung von Novae

- ▶ Erreichen die Temperaturen in der akkretierten Hülle ausreichende Temperaturen überwiegt die Energieproduktion des CNO-Zyklus über die der pp-Kette:



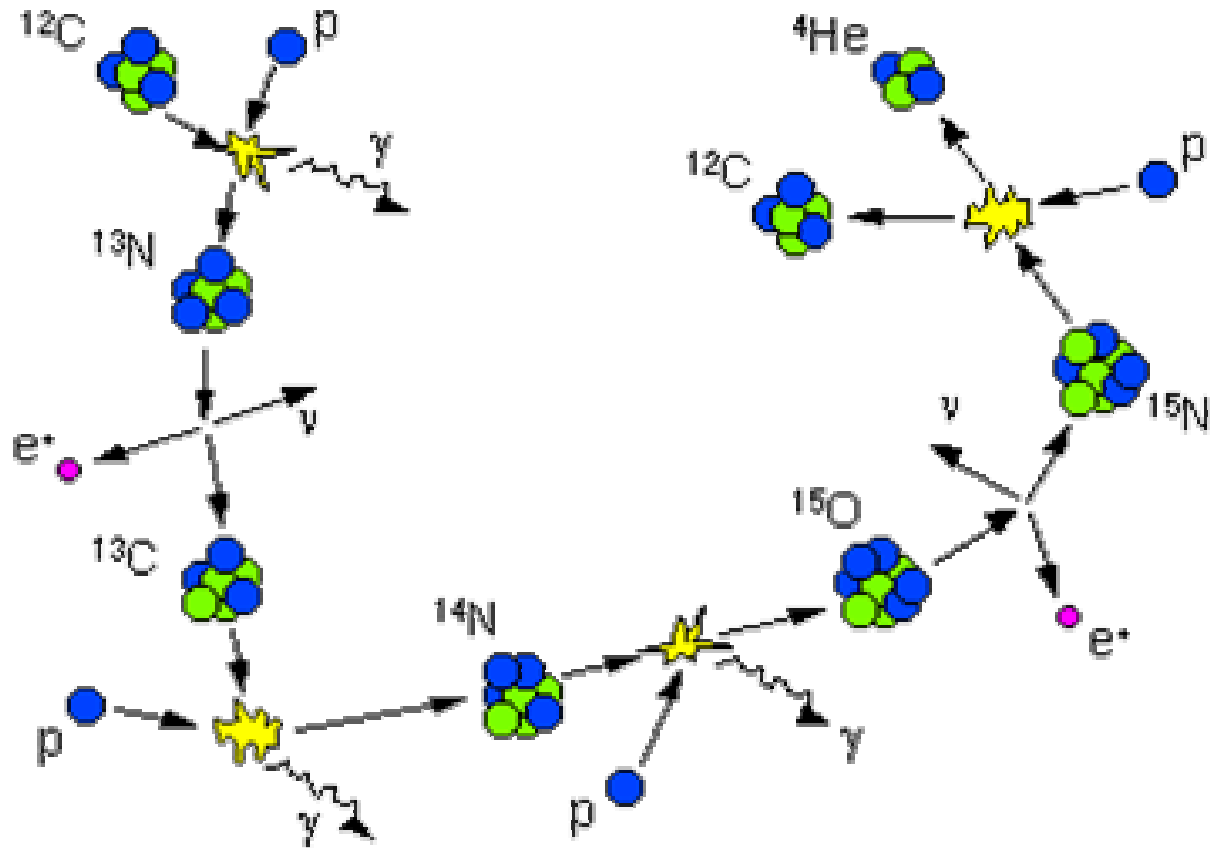
Teil I: Modellierung von Novae

- ▶ pp-Kette:



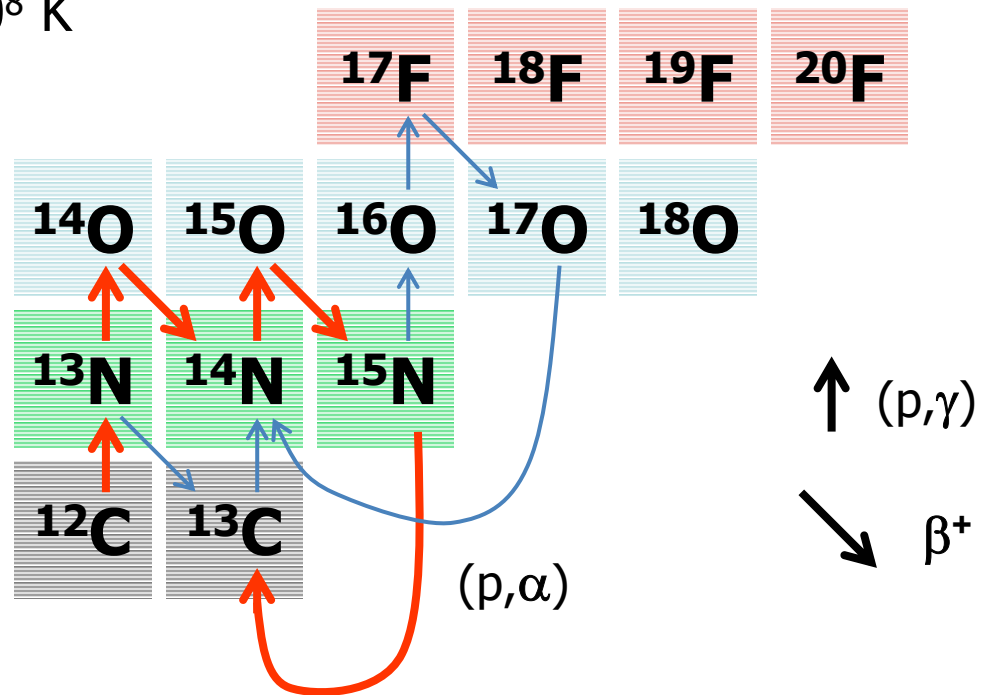
Teil I: Modellierung von Novae

► CNO-Zyklus



Teil I: Modellierung von Novae

- ▶ CNO-Zyklus bei $T \sim 10^8$ K



- ▶ $T \lesssim 10^8$ K Energieerzeugungsrate durch langsamsten Protoneneinfang bestimmt (stark T abhängig), darüber durch langsamsten β^+ -Zerfall limitiert → „heißer CNO-Zyklus“

Teil I: Modellierung von Novae

- ▶ heißer CNO-Zyklus:
 - ▶ β^+ -limitiert \rightarrow Energieerzeugungsrate unabhängig von p, T , aber lineare Funktion des Massenanteils der CNO-Kerne
 - ▶ Anreicherung der β^+ -instabilen Kerne
 - ▶ für Aufrechterhaltung des TNR ist hohe Metallizität notwendig
- ▶ **Woher kommt die hohe Metallizität?** (zentrale Frage der Novamodellierung)
nötig für TNR, beobachtete Spektren der Ejekta
(kann nicht vom Begleitstern akkretiert werden, da Hauptreihenstern, muß also vom WD stammen) mögliche Mechanismen:
 - ▶ Diffusion von Protonen während Akkretionsphase in äußere Schichten des WD (langsam!), dort Zündung des TNR, konvektive Mischung

Teil I: Modellierung von Novae

- ▶ hoher Drehimpuls des akkretierten Materials → Mischung durch Scherinstabilitäten
- ▶ Bildung einer Konvektionszone in untersten Atmosphärenschicht bei $T > 3 \times 10^7$ K
- ▶ während TNR ($T > 10^8$ K) → konvektive Strömungen erreichen Geschwindigkeiten, daß Mischung durch Scherinstabilitäten und „convective undershoot“ möglich wird
convective undershoot: Eindringen von konvektiven Strömungen in konvektiv stabile Schichten

Teil I: Modellierung von Novae

3.1. Konvektion und Turbulenz

- ▶ Bedingung für konvektive Stabilität: $-\frac{dT}{dz} < \frac{g\beta T}{c_p}$ β : therm. Ausdehnungskoeff.
- ▶ in Atmosphäre während TNR:

$$-\frac{dT}{dz} \sim \frac{g\beta T}{c_p} \rightarrow \text{konvektiv instabil, zusätzlich durch}$$

thermonukleares Brennen: **getriebene Konvektion, turbulente Konvektion** (Rayleigh-Zahl $Ra \sim 10^{26}$)

- ▶ konvektive Strömung fragmentiert in turbulente Wirbel
- ▶ Abschätzung der Reynoldszahl während TNR:

$$Re := \frac{v(L) \cdot L}{\nu}$$

größte konvektive Geschwindigkeitsfluktuationen auf $L \sim 10^7$ cm:
 $v(L) \sim 10^7$ cm s⁻¹, $\nu \sim 10^{-4}$ cm sec⁻² $\rightarrow Re \sim 10^{18}$

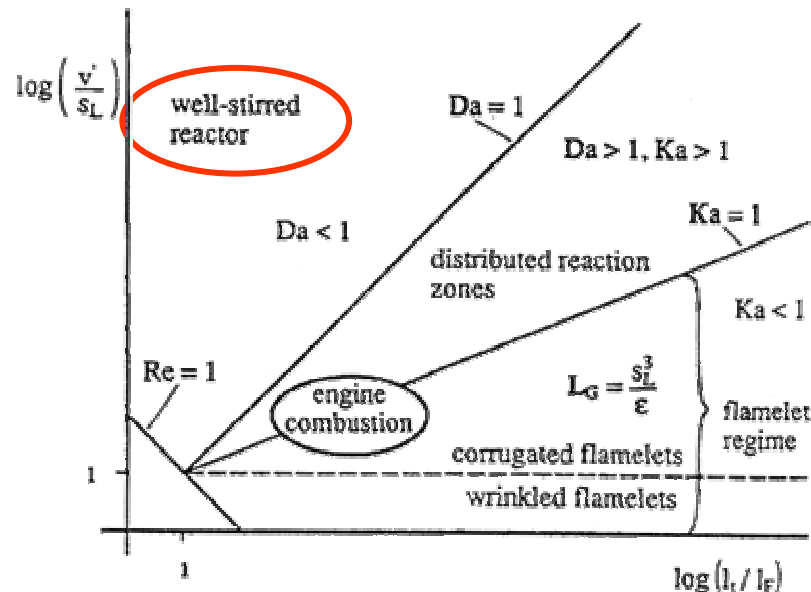
Teil I: Modellierung von Novae

- ▶ numerische Simulation mit voller Auflösung der Turbulenz würde 10^{13} Stützstellen pro Dimension erfordern → direkte Simulation nicht möglich
- ▶ in den numerischen Simulationen erfolgt das Mischen auf kleinen Skalen nicht durch Turbulenz, sondern durch das Diskretisierungsverfahren
- ▶ Annahme: Dieses überschätzt das turbulente Mischen auf kleinen Skalen.

Teil I: Modellierung von Novae

3.2. Turbulente Verbrennung

- ▶ turbulente Fluktuationen führen zu Veränderung der Flammenstruktur, i. allg. zu Vergrößerung der Flammenoberfläche
→ Energieerzeugungsrate \uparrow → effektive Brenngeschwindigkeit \uparrow
- ▶ Brennfront kann selbst Struktur der Strömung verändern
- ▶ Einteilung der turbulenten Brennregimes



→ turbulente Verbrennung von H in akkretierter Atmosphäre des WD im **well-stirred reactor regime** → DNS, da die größten betrachteten integralen Längenskalen die konvektiven Skalen sind

Teil I: Modellierung von Novae

4. Numerische Methoden

- ▶ **Hydrodynamik**, verschiedene Möglichkeiten, hier als Bsp. **PPM** („piecewise parabolic method“)
 - ▶ Hydrogleichungen werden in der integralen Form gelöst
→ konservatives Verfahren
 - ▶ **Godunov-Schema**: hydrodynamische Zustandsgrößen durch stückweise konstante Werte in den Rechenzellen approximiert; an den Zellgrenzen: numerische Lösung des Riemannproblems
 - ▶ **PPM**: stückweise quadratische Approximation
 - ▶ große Effizienz, Schockauflösung
 - ▶ Verallgemeinerung auf mehrdimensionale Probleme: **Operator splitting**
 - ▶ s. Hydrodynamikvorlesung E. Müller
- ▶ **Kernreaktionen**
 - ▶ DGL des Kernreaktionsnetzwerkes werden mittels **Newton-Solver** voll implizit gelöst

Teil I: Modellierung von Novae

5. Simulationsergebnisse

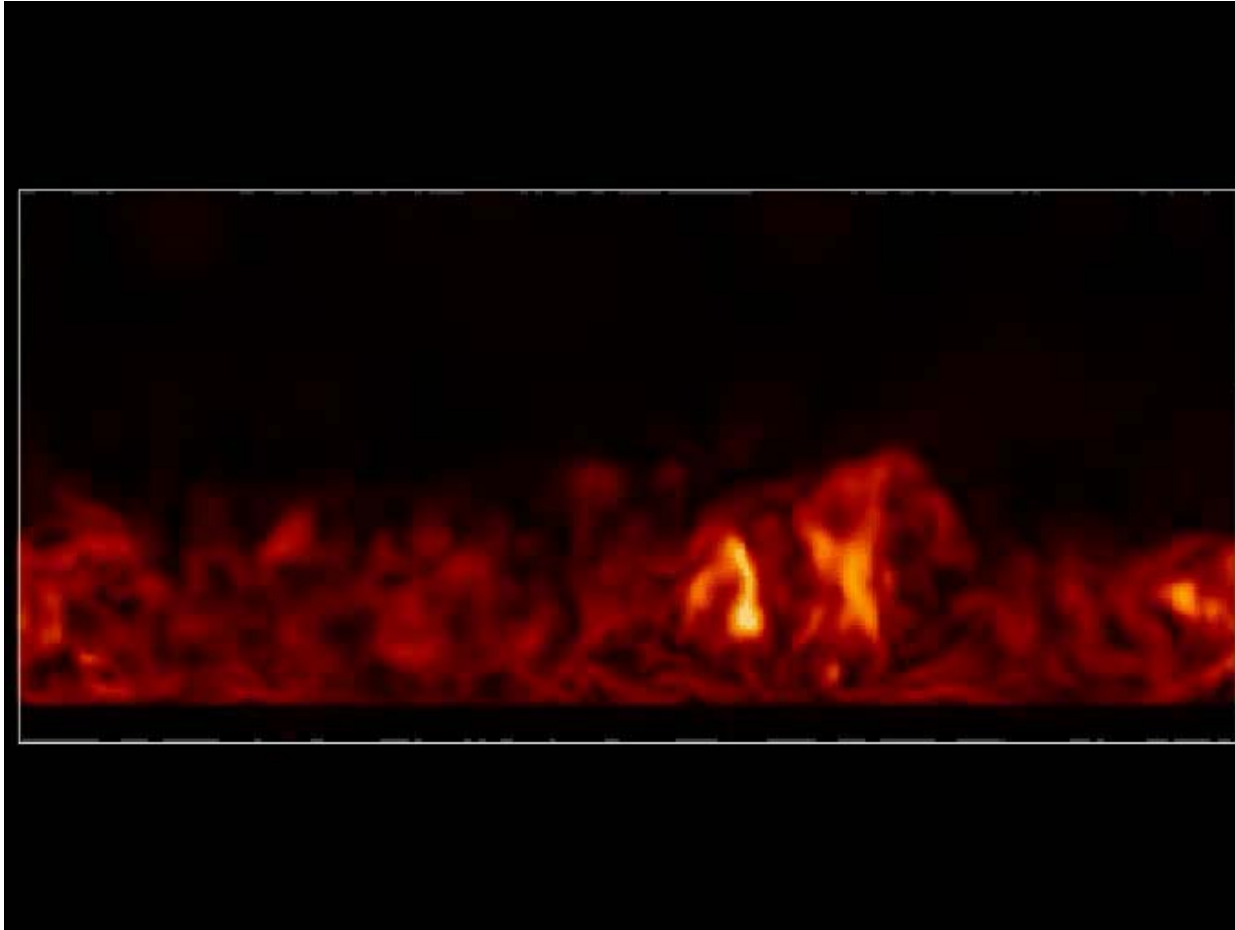
- ▶ frühe 1-d Simulationen (z.B. Starrfield, Sparks & Truran, 1970er):
 - ▶ Vorgabe einer Anfangskomposition → TNR?
 - ▶ Problem des β^+ -limitierten CNO-Zyklus → Anfangsmetallizität von mind. 30% nötig
 - ▶ wichtiger Effekt: Konvektion → CNO-Zyklus nicht im GGW, beobachtete Isotopenhäufigkeiten in Ejekta: β^+ -inst. Isotope durch Konvektion an Oberfläche transportiert
- ▶ Simulation des thermonuklearen Brennens während der Akkretionsphase (pp-Kette) (z.B. Glasner, Livne & Truran, 1997)
 - ▶ Mixing Length Theory (MLT) als phänomenologische Beschreibung der Konvektion
 - ▶ die Ergebnisse dieser Simulationen wurden als Anfangsmodelle für mehrdimensionale Simulationen der TNR-Phase verwendet

Teil I: Modellierung von Novae

- ▶ **mehrdimensionale Modelle** (z.B. Kerceck, Hillebrandt & Truran 1999)
 - ▶ große Unterschiede in Turbulenzausbildung 2d—3d: 2d-Modelle bilden eine Anzahl von sehr stabilen kleinen Wirbeln aus
 - ▶ realistische Modelle müssen konvektives turbulentes Brennen dreidimensional simulieren
 - ▶ bei 2-d-Modellen reichen Mischung und Energieerzeugungsrate nur zu einer langsamen Nova
 - ▶ 3-d-Modelle zeigen noch langsameres konvektives Mischen und geringere Energieerzeugung (abnehmend mit Erhöhung der Auflösung)

Teil I: Modellierung von Novae

- ▶ 3d-Simulation (Kerckey, 1999), Farbcodierung: Betrag der Geschwindigkeit



Teil I: Modellierung von Novae

- ▶ konvektive Mischung während TNR allein liefert nicht die benötigte Anreicherung von CNO-Kernen in der Atmosphäre
- ▶ andere Mischungsprozesse müssen berücksichtigt werden
 - ▶ Akkretion bei hohem Drehimpuls → Scherinstabilitäten, nach Kippenhahn & Thomas, 1978
 - ▶ resonante Oberflächenwellen in Medien mit Dichteschichtung (ähnlich Wellenerzeugung durch Wind), Rosner et al., 2001

Teil II: Modellierung von Röntgenblitzen

1. Astrophysikalisches Szenario → Typ I Röntgenblitze

- ▶ auf Neutronensterne in massetransferierenden Binärsystemen wird H, He-reiches Material vom Begleitstern akkretiert
- ▶ Fusion zu schwereren Elementen in thermisch instabilen Reaktionen führt zu Typ I Röntgenblitzen
- ▶ auf NS mit niedriger Akkretionsrate Brennstoffanreicherung über einige Stunden → TNR verbrennt Brennstoff in $\lesssim 10$ s → Wiederholung des Vorgangs
- ▶ Hinweis auf die Richtigkeit dieses Modells:
 - ▶ Freisetzung von ~ 200 MeV/Nukleon bei Akkretion von Materie auf NS
 - ▶ Energiefreisetzung bei thermonuklearer Reaktion ~ 7 MeV/Nukleon (H → He)
 - ▶ Beobachtungsgröße
$$\alpha = (\text{Zeitmittel Akkretionsluminosität})/(\text{Zeitmittel Blitzluminosität})$$
$$\alpha \sim 15 - 30$$

Teil II: Modellierung von Röntgenblitzen

2. Akkretion, obere Atmosphäre

- ▶ Akkretion von relativ unentwickeltem Begleitstern: $X=0.7$ (oder nur He bei ultrakompaktem Binärsystem)
- ▶ Metallizität d. akkr. Materials von Populationsklasse des Begleitsterns abhängig, kann stark variieren
- ▶ Mechanismus des Auftreffens des akkretierten Materials unklar: große Radialkomponente → Spallation der schweren Kerne → fehlen dann für CNO-Zyklus
- ▶ Thermalisierung des Materials
- ▶ nicht-adiabatische Kompression durch darüberliegendes Akkretionsmaterial

Teil II: Modellierung von Röntgenblitzen

3. Kernreaktionen

3.1. H-Brennen

- ▶ wenn H in akkretiertem Material H-Brennen \rightarrow stabil, heizt aber Atmosphäre, so daß andere Fusionen zünden können
- ▶ pp-Kette nur schwach T-abhängig
- ▶ CNO-Zyklus stark T-abhängig
- ▶ H-Brennen bei $T > 10^8$ K im heißen CNO-Zyklus (β -limitiert) \rightarrow H-Brennrate nur von Metallizität abhängig
- ▶ stationäres H-Brennen
- ▶ nach ca. 1 d (typische Metallizitäten) Temperatur ausreichend, um He-Brennen zu zünden ($\text{He} \rightarrow \text{C}$)

Teil II: Modellierung von Röntgenblitzen

3.2. He-Brennen

- ▶ He-reiche Schicht unter der Schicht mit stabilem H-Brennen (oder direkte He-Akkretion)
- ▶ zündet unter hoher e-Entartung bei $\rho > 10^6 \text{ g cm}^{-3}$
- ▶ nicht durch β -Zerfälle limitiert → thermisch instabil

3.3. Kombiniertes H-He-Brennen

- ▶ unter den Bedingungen in Atmosphäre eines NS: He-Brennen bei Vorhandensein von H möglich
- ▶ komplexes Reaktionsnetzwerk (basierend auf Aufbrechen des CNO-Zyklus bei $T > 4 \times 10^8 \text{ K}$)

Art des Brennens u.a. von der Akkretionsrate abhängig

Teil II: Modellierung von Röntgenblitzen

4. Simulationsergebnisse

- ▶ 1-d Simulationen:
 - ▶ gute Beschreibung der Eigenschaften der Blitze (max. Leuchtkraft, Energiefreisetzung, Periodizität der Blitze...)
 - ▶ bei Simulation mehrerer Blitze: „Trägheitseffekte“ (thermisch, Komposition) abhängig von Z_{CNO} , Akkretionsrate
- ▶ 2-d Simulationen:
 - ▶ häufigste Annahme: laterale Ausbreitung des Brennens durch konvektive oder konduktive Deflagration
 - ▶ Bsp. für Simulation einer He-Defonation: Flash-Gruppe (U Chicago), 2001

Teil II: Modellierung von Röntgenblitzen

Helium Detonations on Neutron Stars: 2-dimensional Results

M. Zingale, F. X. Timmes, B. Fryxell, D. Q. Lamb,
K. Olson, A. C. Calder, L. J. Dursi, P. Ricker,
R. Rosner, P. MacNeice, H. Tufo



Center for Astrophysical
Thermonuclear Flashes
University of Chicago

Literatur

▶ Teil I:

- ▶ A. Kerceck, *Doktorarbeit*, MPA/TUM (1998)
- ▶ S. Starrfield, J.W. Truran, W.M. Sparks, and G.S. Kutter, *ApJ* **176**, 169—176 (1972)
- ▶ R. Rosner, A. Alexakis, Y.-N. Young, J.W. Truran, and W. Hillebrandt, *ApJ* **562** (2), L177—L179 (2001)

▶ Teil II:

- ▶ W.H.G Lewin, J. van Paradijs, and R.E. Taam, *Space Sci. Rev.* **62**, 223 (1993)
- ▶ L. Bildsten, astro-ph/9709094 (1997)
- ▶ M. Zingale et al., *ApJS* **133**, 195—220 (2001)