

ASTROPHYSIK

# Zündende Neutrinos

Dreidimensionale Simulationen zeigen die zentrale Bedeutung der Neutrinos für Supernovae.

Hans-Thomas Janka

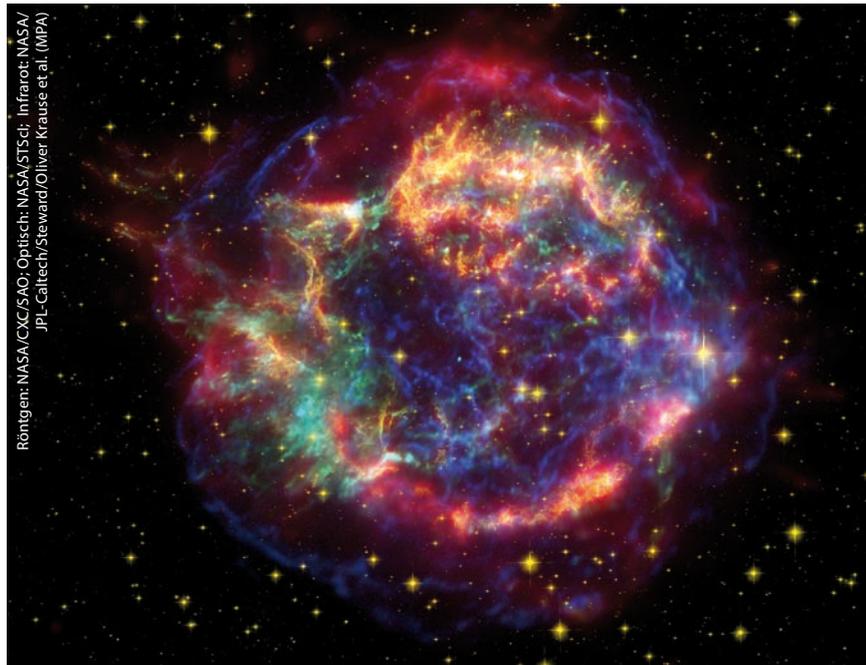
So genannte Kernkollaps-Supernovae sind die gigantischen Explosionen, mit denen massereiche Sterne ihre Entwicklung beenden. Neutrinos spielen dabei eine zentrale Rolle. Erstmals ließ sich mit aufwändigen Computersimulationen in allen drei Raumdimensionen erfolgreich nachvollziehen, wie Neutrinos im engen Zusammenspiel mit hydrodynamischen Instabilitäten die Sternexplosion auslösen.

Supernovae gehören zu den spektakulärsten Phänomenen im Universum. Binnen weniger Tage können sie so viel Energie freisetzen wie die Sonne in zehn Milliarden Jahren. Sie strahlen dabei heller als sämtliche Sterne einer Galaxie zusammen. Supernovae sind zudem kosmische „Elementschleudern“. Sie verteilen die schweren chemischen Elemente, welche die Vorläufersterne erbrüten, im zirkumstellaren Raum und produzieren gleichzeitig bei der Explosion große Mengen Eisengruppenelemente, radioaktive Isotope wie  $^{44}\text{Ti}$ ,  $^{60}\text{Fe}$ ,  $^{56,57}\text{Ni}$  und neutronen- und protonenreiche Nuklide jenseits von Eisen. Durch ihre Beiträge zur Nukleosynthese und ihre gewaltige Energiefreisetzung spielen Supernovae eine zentrale Rolle im kosmischen Materiekreislauf und beeinflussen die dynamische und chemische Entwicklung von Galaxien [1].

Neben thermonuklear explodierenden Weißen Zwergen, den Typ-Ia-Supernovae, gehören die Kernkollaps-Supernovae zu den häufigsten Sternexplosionen und sind alleiniger Gegenstand dieses Artikels. Der Name rührt daher, dass diese Supernovae ihre Energie aus dem gravitativen Kollaps des entarteten stellaren Kerns zu einem Neutronenstern beziehen [2], bisweilen auch zu einem Schwarzen Loch.

Das einzige Mittel, direkte Informationen über die Vorgänge im Zentrum einer Supernova zu erhalten, welche die Explosion antreiben, ist die Beobachtung von Neutrinos, die der sich bildende Neutronenstern in großer Zahl abstrahlt. Die Messung von Neutrinos aus der berühmten Supernova 1987A markiert die Geburtsstunde der extragalaktischen Neutrinoastronomie. Auch Gravitationswellen, die das Herz der Explosion unmittelbar verlassen können, eignen sich als Informationsträger. Sie werden beispielsweise ausgesendet, wenn der Kollaps nicht perfekt symmetrisch verläuft.

Ein weiterer entscheidender Weg, um das Supernova-Phänomen zu erforschen, sind numerische Simulationen. Diese sind allerdings eine enorme



Röntgen: NASA/CXC/SAO; Optisch: NASA/STScI; Infrarot: NASA/JPL-Caltech/Steward/Oliver Krause et al. (MPA)

Beim rund 330 Jahre alten Supernovaüberrest Kassiopeia A sind Asymmetrien zu erkennen, die auf früheste Phasen der Explosion zurückgehen.

Herausforderung angesichts der extrem komplexen physikalischen Prozesse auf stark unterschiedlichen Längen- und Zeitskalen. Erst seit kurzer Zeit ermöglichen hocheffiziente, parallelisierte Computerprogramme und moderne Petaflop-Supercomputer, zeitabhängige, selbstkonsistente Simulationen durchzuführen, welche die relevante Kern-, Neutrino- und Gravitationsphysik in allen drei Raumdimensionen berücksichtigen. Solche Simulationen zählen zu den bislang aufwändigsten Computerberechnungen über-

KOMPAKT

- Der Mechanismus, der die Explosion von Kernkollaps-Supernovae auslöst, ist nicht endgültig geklärt.
- Neutrinos aus dem heißen Neutronenstern werden als Energielieferanten für die Explosion vermutet.
- Computersimulationen sind unverzichtbar, um die komplexen, nichtlinearen Vorgänge bei der Kopplung von Plasmahydrodynamik und Neutrino-transport zu verstehen und beobachtbare Signale vorherzusagen.
- Erste selbstkonsistente, dreidimensionale Simulationen mit detaillierter Neutrino-physik zeigen neutrinogetriebene Explosionen.

Prof. Dr. Hans-Thomas Janka, Max-Planck-Institut für Astrophysik, Karl-Schwarzschild-Str. 1, 85748 Garching

haupt. Sie eröffnen neuartige Einblicke in das hoch-turbulente Zentrum von Sternexplosionen und in die Funktion der Neutrinos zu Beginn der Explosion.

### Vom Kollaps zur Explosion

Massereiche Sterne von mehr als etwa neun Sonnenmassen ( $M_{\odot}$ ) durchlaufen bei fortschreitender Kontraktion und ansteigenden zentralen Temperaturen alle nuklearen Brennphasen. Am Ende ihres Lebens bilden diese Sterne einen Kern aus Eisengruppenelementen.<sup>1)</sup> Dabei entsteht eine Zwiebschalenstruktur, die zunehmend schwerere Elemente enthält: ganz außen H mit etwa 25 Prozent He, dann He, C, Ne, O und Si. Der Kern hat eine Masse zwischen etwa  $1,3 M_{\odot}$  und  $2,5 M_{\odot}$  und wird durch den Entartungsdruck relativistischer Elektronen gegen die eigene Gravitationsanziehung im hydrostatischen Gleichgewicht gehalten. Bei kontinuierlich wachsender Masse und Dichte schwächen jedoch Elektroneneinfänge, die Elektronneutrinos erzeugen, und die Photodissoziation von Atomkernen zu Alphateilchen und freien Nukleonen den weiteren Druckanstieg. Der stellare Kern gerät aus dem Gleichgewicht und implodiert innerhalb von Sekundenbruchteilen. Das anfängliche Objekt von rund 3000 Kilometer Durchmesser kollabiert so zu einem hundertmal kleineren Neutronenstern.

Im Moment des Phasenübergangs zu Kernmaterie erhöht sich schlagartig die Inkompressibilität des nuklearen Plasmas, und der Kollaps im zentralen Kern, d. h. die ca.  $0,5 M_{\odot}$  im innersten Bereich, bremst abrupt ab. An der Grenze zu der mit Überschallgeschwindigkeit aufprallenden äußeren Materie baut sich in den Schallwellen eine Stoßfront auf, die sich in die umgebenden, weiter kollabierenden Schichten des stellaren Eisenkerns ausbreitet. Die Materie, die durch die Stoßwelle hindurch fällt, wird stark abgebremst, verdichtet und extrem aufgeheizt. Bei den hohen Temperaturen, die mehreren MeV entsprechen, bewirken die zahlreich vorhandenen Gammaquanten eine fast

vollständige Photodissoziation der Eisengruppenelemente in freie Neutronen und Protonen. Pro Nukleon werden rund 8,8 MeV Dissoziationsenergie entzogen. Das bedeutet einen enormen Energieverlust für die Stoßfront, deren weitere Ausbreitung sich dadurch abschwächt. Außerdem beschleunigt die sprunghaft ansteigende Zahl freier Protonen die Elektroneneinfangreaktionen. Die entstehenden Elektronneutrinos ( $\nu_e$ ) sind anfangs in der dichten Materie gefangen und können den kollabierten stellaren Kern über langsame Diffusion nach vielen Streuungen verlassen. Nur Millisekunden nach ihrer Entstehung erreicht die Stoßwelle aber die „Neutrinosphäre“, d. h. die Region, in der jedes Neutrino im Mittel noch ein letztes Mal wechselwirkt, bevor es von der Sternmaterie entkoppelt. In diesem Moment entweicht eine riesige Zahl Elektronneutrinos im „Deleptonisierungsblitz“. Der damit einhergehende Energieverlust bringt die Ausbreitung des Stoßes endgültig zum Erliegen. Bei einem Abstand von nur 100 bis 200 Kilometern vom Zentrum wandelt sich der Stoß in eine stehende Akkretionsfront um.

Zunächst bestand die Hoffnung, Supernovae durch den prompten hydrodynamischen Mechanismus zu erklären, bei dem die Stoßwelle direkt den Kollaps des stellaren Kerns zur Explosion umkehrt. Doch dies ließ sich nicht durch numerische Computermodelle stützen.

### Neutrinoheizen mit Turbulenzen

Bereits Mitte der 1960er-Jahre schlugen Stirling Colgate und Richard White vom Lawrence Radiation Laboratory in Livermore in einer wegweisenden Arbeit vor, dass Neutrinos die Sternexplosion auslösen könnten [3]. Bei der Entstehung des Neutronensterns wird die gewaltige Gravitationsbindungsenergie, die mit mehreren  $10^{46}$  Joule viele hundertmal größer ist als die Explosionsenergie einer durchschnittlichen Supernova, in Form von Neutrinos und Antineutrinos aller drei Flavours abgestrahlt. Colgate und White argumentierten, dass ein kleiner Teil dieser Energie, wenn er

1) Im Fall der leichtesten Vorläufersterne von Supernovae besteht dieser Kern aus Sauerstoff, Neon und Magnesium.

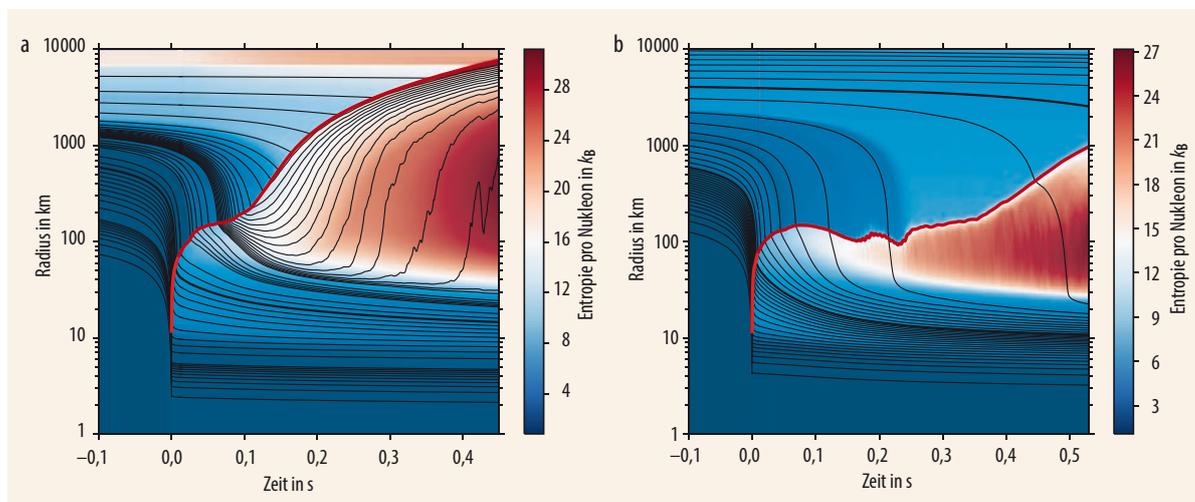
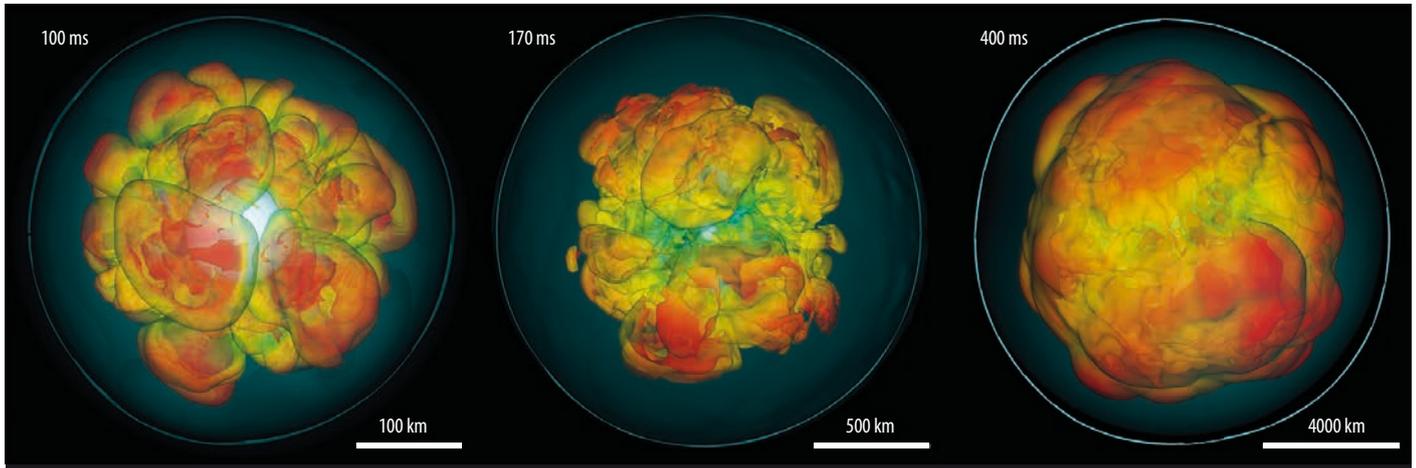


Abb. 1 Anhand markierter Massenelemente (schwarze Linien) im stellaren Kern lassen sich der anfängliche Kollaps (bis 0,0 s) und die spätere Expansion eines Sterns verfolgen: a) für einen

Stern mit 9,6 [6] und b) mit 20 Sonnenmassen [7]. Die rote Linie kennzeichnet die Stoßfront der Supernova. Die Entropie pro Nukleon ist farbkodiert dargestellt.



T. Meison, H.-T. Janka (MPA); E. Erastova, M. Rampp (MPCDF)

**Abb. 2** Zeitentwicklung der neutrinogetriebenen Explosion eines Sterns von 9,6 Sonnenmassen in 3D [6]: Die Bildsequenz visualisiert die Expansion der Stoßwelle (dünne blaue Linie) und die konvektive Aktivität im Neutrinoheizgebiet um den Neutronenstern (weiße Sphäre) anhand von Flächen konstanter Entropie pro Nukleon, auf denen die radiale Geschwindigkeit farbkodiert dargestellt ist.

von Neutrinos an die Materie um den Neutronenstern übertragen wird, für die Sternexplosion ausreicht. Dieser Vorschlag kam, bevor Glashow, Weinberg und Salam ihre vereinheitlichte Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung ausgearbeitet hatten, bevor die von  $Z^0$ -Bosonen vermittelten neutralen Ströme der schwachen Kraft am CERN nachgewiesen wurden und bevor deren wichtige Rolle in Supernovae erkannt war. Entsprechend grob sind die Modellrechnungen von Colgate und White.

Erst Mitte der 1980er-Jahre nahm der Mechanismus einer verzögerten, neutrinogetriebenen Explosion Gestalt an. Jim Wilson am Lawrence Livermore National Laboratory fand in seinen Computerrechnungen kollabierender Sterne späte Explosionen, verursacht durch den Energieübertrag von Neutrinos auf das stellare Medium zwischen Neutronenstern und stehendem Akkretionsstoß. Das Neutrinoheizen erfolgte vor allem durch Absorption von Elektronneutrinos und -antineutrinos durch freie Neutronen bzw. Protonen und belebte die Supernovastoßwelle einige hundert Millisekunden nach ihrem Stillstand wieder [4]. Allerdings bestätigten sich diese Ergebnisse in den folgenden Jahren durch andere Gruppen nicht. Die Energiedeposition schien zu schwach, um Explosionen auszulösen.

Entscheidende Hinweise zur Lösung dieses Dilemmas kamen von der relativ erdnahen Supernova 1987A, die erstmals die detaillierte Beobachtung der Frühphase einer solchen Sternexplosion ermöglichte [5]. Die unerwartet frühe Messung von Röntgen- und Gammastrahlung aus dem Zerfall radioaktiver Elemente sowie Doppler-Effekte bei Spektrallinien lieferten starke Hinweise auf Asymmetrien und großskalige Mischprozesse: Die schweren Elemente gelangten so von ihrem Entstehungsort in den innersten Schichten des explodierenden Sterns mit hoher Geschwindigkeit bis weit in die äußere Wasserstoffschale. Auch das breite Maximum der Strahlungslichtkurve ist nur zu erklären, wenn umgekehrt große Mengen Wasserstoff bis tief ins Innere der Supernova gemischt wurden. Dies widersprach den Erwartungen aus Rechenmodellen, die von

einer kugelsymmetrischen Explosion ausgehen, d. h. dass die ursprüngliche Zwiebelschalenstruktur des Vorläufersterns mit Wasserstoff in der äußeren Hülle und frisch erzeugtem, radioaktivem Material im Zentrum erhalten bleibt. Stattdessen zeigten die Beobachtungen, dass bereits in der frühesten Phase der Explosion turbulente Prozesse eine wichtige Rolle spielen mussten.

Erste numerische Berechnungen in 2D, also unter Annahme von Rotationssymmetrie um eine angenommene Achse, und später in den 1990er-Jahren auch in 3D waren nur mit extrem vereinfachter Neutrinophysik und unzureichender numerischer Auflösung möglich. Sie bestätigten aber das Auftreten von Auftriebs- und Scherinstabilitäten (d. h. von Rayleigh-Taylor- und Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten sowie konvektiven Strömungen) im Zentrum der Supernova bereits vor dem Einsetzen der Explosion. Die Simulationen zeigten auch, dass solche Massebewegungen den neutrinogetriebenen Mechanismus unterstützen, indem sie die Stoßwelle durch Auftriebskräfte und turbulenten Druck anschieben. Damit vergrößert sich die Neutrinoheizregion, und Neutrinos können dort mehr Energie an die Materie übertragen, was den Heizmechanismus effizienter macht.

Diese frühen Computermodelle, zusammen mit den detaillierten Beobachtungen von SN 1987A und weiterer Supernovae und Supernovaüberreste, lassen keinen Zweifel daran, dass Sternexplosionen generisch mehrdimensionale Phänomene sind. Dies bedeutet gewaltige Herausforderungen für die strahlungshydrodynamische Modellierung der komplexen Abläufe.

### Dem Weg der Neutrinos auf der Spur

Seit den Anfängen der Supernova-Simulationen sind beträchtliche Fortschritte hinsichtlich der Genauigkeit der relevanten Physik und bei der räumlichen Auflösung der numerischen Modelle gelungen, insbesondere beim entscheidenden Transport und den Wechselwirkungen der Neutrinos. In den mehrdimensionalen

Simulationen können nun durch numerisch wesentlich aufwändigere Methoden zudem energieabhängige Transporteffekte betrachtet werden. Die Gruppen am Max-Planck-Institut für Astrophysik in Garching und am Oak Ridge National Laboratory berücksichtigen dabei in ihren weltweit führenden Modellen Doppler- und Gravitationsrotverschiebungseffekte beim Transport von Neutrinos durch das bewegte Plasma des kollabierenden Sterns. Dort liegen die Einflüsse der allgemein-relativistischen Physik im Bereich von zehn Prozent und sind nicht mehr vernachlässigbar. Auch die Kinematik der Neutrinoreaktionen mit thermisch verteilten Elektronen, Positronen und Nukleonen im wechselwirkenden Medium lässt sich nun detailliert beschreiben, in den Garchinger Modellen zudem Streuungen und Paarumwandlungen zwischen Neutrinos unterschiedlicher Flavours. Dies erfordert die rechenzeitintensive Auswertung der differentiellen Streuraten sowie die Lösung relativ großer lokaler Streumatrizen.

Neutrinos sind im Innern des heißen, neu entstandenen Neutronensterns bei Dichten jenseits von Atomkernmaterie gefangen und entweichen nur allmählich durch einen mehrere Sekunden dauernden Diffusionsvorgang. Auf dem Weg zur Oberfläche des Neutronensterns entkoppeln sie nach und nach, zunächst bei niedrigen Energien, später auch höherenergetische Neutrinos, deren wichtigste Wirkungsquerschnitte näherungsweise quadratisch mit der Teilchenenergie ansteigen. Erst mehrere hundert Kilometer entfernt vom Neutronenstern, wo die Dichten um viele Größenordnungen niedriger als im Inneren sind, strömen alle Neutrinos schließlich so gut wie wechselwirkungsfrei durch die umgebende Sternmaterie. Wichtige Physik, auch die des Neutrinoheizens, spielt sich beim Übergang zwischen Diffusion und freiem Strömen ab. Dort beschreibt nur die Boltzmann-Gleichung die zeitliche Entwicklung der Phasenraumverteilung der Neutrinos zuverlässig. Die numerische Lösung der zeitabhän-

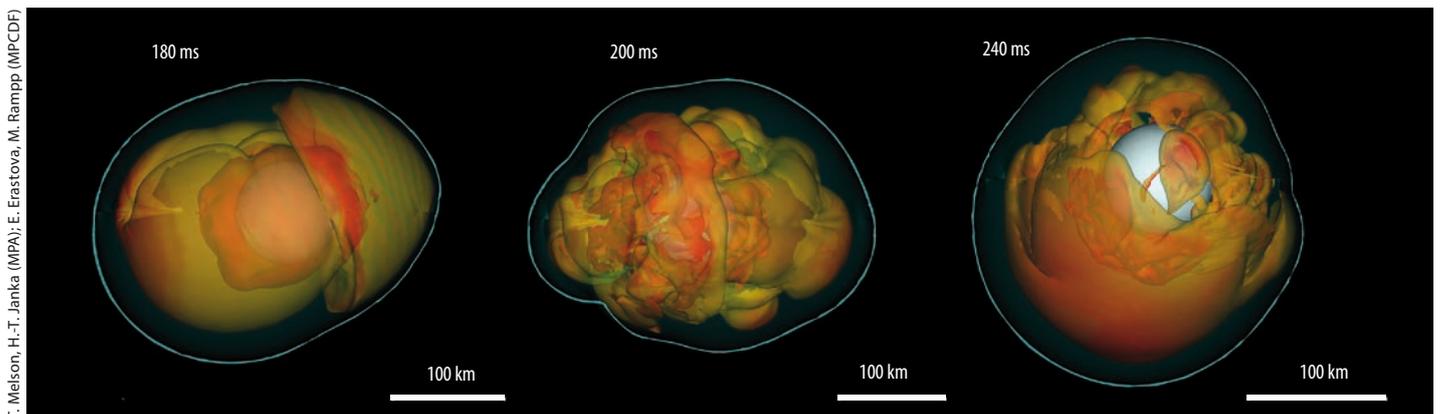
gigen Boltzmann-Gleichung als Funktion von drei Impulskomponenten in drei Raumdimensionen übersteigt jedoch die Leistungsfähigkeit selbst der schnellsten heutigen Supercomputer und muss den in einigen Jahren verfügbaren Exascale-Rechnern überlassen bleiben. Daher greifen heutige 3D-Supernova-Simulationen immer noch auf Näherungen bei der Beschreibung des räumlichen Transports von Neutrinos zurück. Verschiedene Gruppen (in Garching, Oak Ridge, Basel, am Caltech, Princeton, Tokio oder Fukuoka) haben unterschiedliche Ansätze gewählt, um die Freiheitsgrade des hochdimensionalen Transportproblems zu reduzieren. Die Gruppen in Garching und Oak Ridge nutzen ein Verfahren, bei dem für alle Winkelzonen eines sphärischen Polargitters eindimensionale Transportprobleme zeitlich integriert werden („ray-by-ray plus“), in Garching auf Basis der Boltzmann-Gleichung, in Oak Ridge mit einem flusslimitierten Diffusionsverfahren. Dabei sind nichtradiale Komponenten der Neutrinoflüsse zwar vernachlässigt, als Vorteil ergeben sich aber exzellente Skalierungseigenschaften auf modernen Parallelrechnern.

Neben unterschiedlichen Approximationen beim Neutrinoexport nutzen die konkurrierenden Gruppen auch unterschiedliche Lösungsverfahren für die hydrodynamischen Gleichungen für das Sternplasma. Methodische Vielfalt bei der Modellierung derart komplexer, nichtlinearer Phänomene wie Supernovaexplosionen erscheint ratsam, um Irrwegen zu entgehen, die numerische Monokulturen mit sich bringen können. Andererseits steht die Forscher-Community vor der Herausforderung, die Ursachen für Unterschiede in den Ergebnissen verschiedener Simulationen aufzuklären.

### Heizen versus Stauen

2015 konnten die Gruppen in Garching und Oak Ridge erste erfolgreiche, selbstkonsistente 3D-Simulationen neutrinogetriebener Explosionen präsentieren [6–9]. Auch aus Fukuoka und vom Caltech kamen zeitnah ähnliche Erfolgsmeldungen, allerdings für Modelle mit wesentlich approximativerer Neutrino-physik. Wie gewaltig der Aufwand ist, zeigen die Garchinger 3D-Rechnungen: Um ein Modell über rund 700 Millisekunden zu entwickeln, beansprucht eine Simulation

**Abb. 3** Zeitentwicklung der neutrinogetriebenen Explosion eines Sterns von 20 Sonnenmassen in 3D [7]: Die Darstellung der Teilbilder ist analog zu denen von **Abb. 2**. Die Bildfolge veranschaulicht von links nach rechts die großskalige Deformation von Stoßwelle und Materieschicht um den Neutronenstern durch SASI-Schwingungsmoden (vgl. später).



T. Melson, H.-T. Janka (MPA), E. Erastova, M. Rampp (MPCDF)

die kollektive Leistung von 16 000 Prozessorkernen des SuperMUC am Leibniz-Rechenzentrum durchgehend für ein halbes Jahr. Dies entspricht  $5 \times 10^{20}$  Gleitkommaoperationen, mehr als 90 Prozent davon dienen zur Berechnung des Neutrino-transportes.

Für sechs Vorläufersterne von 9 bis 75 Sonnenmassen ließ sich der Kollaps bislang hinreichend lang verfolgen, um das Einsetzen einer Explosion durch das verzögerte Neutrinoheizen oder die finale gravitative Instabilität des Neutronensterns beim Übergang zu einem Schwarzen Loch zu beobachten. Der neutrinogetriebene Mechanismus kann den anhaltenden Kollaps des stellaren Kerns in eine Explosion umkehren. Dafür müssen Neutrinos so viel Energie an das Plasma hinter der stillstehenden Stoßwelle übertragen, dass der resultierende Druckanstieg den Stoß gegen den Staudruck der kontinuierlich einfallenden Materie nach außen treiben kann. Mit der Ausdehnung der Stoßwelle vergrößern sich das Volumen und die Masse im Heizgebiet. Dies führt zu Bedingungen für effizienteres Neutrinoheizen. Diese positive Rückkopplung sorgt für einen sich selbst verstärkenden Prozess, der schließlich zu einer beschleunigten Expansion („runaway“) der Stoßfront führen kann.

Die Explosion ergibt sich aus einem Wettstreit zwischen Neutrinoheizen und dem dämpfenden Einfluss des Staudrucks. Die Energie, welche die Neutrinos an die Materie übertragen, skaliert mit dem Produkt aus Neutrinoleuchtkraft ( $L_\nu$ ) und spektral gemitteltem Energiequadrat ( $\langle E_\nu^2 \rangle$ ), letzteres wegen der Energieabhängigkeit der nukleonischen Absorptionsreaktionen. Dagegen steigt der Staudruck linear mit der Massenakkretionsrate ( $\dot{M}$ ), d. h. mit dem Materiefluss, der auf den Stoß einströmt, und er wächst zudem mit höherer Neutronensternmasse ( $M$ ), da diese die Einfallsgeschwindigkeit des Gases bestimmt. Durch detaillierte Betrachtung des Problems lässt sich eine einfache Beziehung für den kritischen Grenzwert des Heizfunktionals,  $(L_\nu \langle E_\nu^2 \rangle)_{\text{crit}}$ , herleiten, bei dessen Überschreitung beschleunigte Stoßexpansion einsetzt [9]:

$$(L_\nu \langle E_\nu^2 \rangle)_{\text{crit, corr}} \equiv H_{\text{corr}} (L_\nu \langle E_\nu^2 \rangle)_{\text{crit}} = C (\dot{M} M)^{3/5},$$

mit einer Konstante  $C$  und der Funktion  $H_{\text{corr}}$  der dynamischen und thermodynamischen Bedingungen in der Neutrinoheizregion, die unter anderem Effekte von Turbulenz und Rotation berücksichtigt. Das ent-

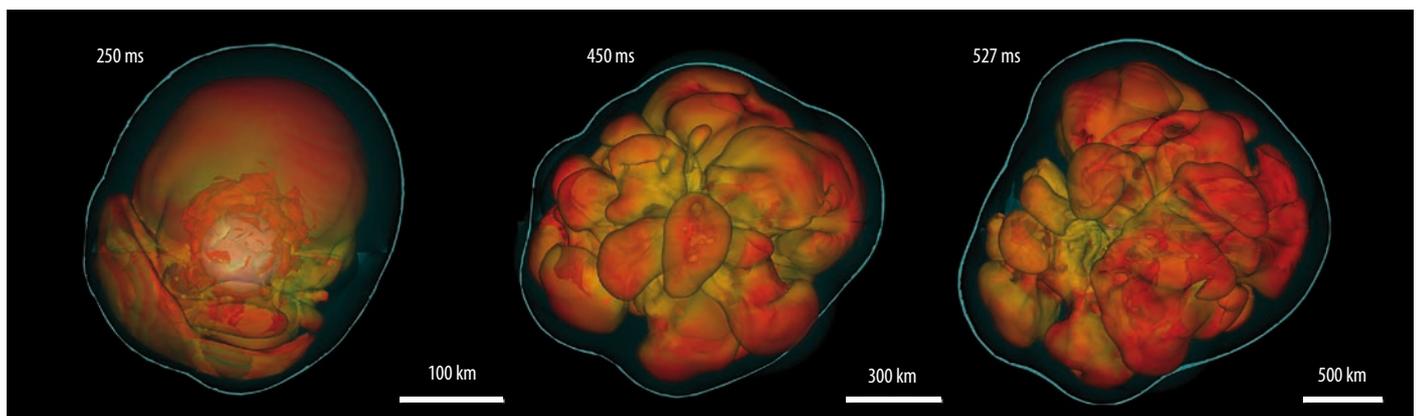
sprechend korrigierte Funktional  $(L_\nu \langle E_\nu^2 \rangle)_{\text{crit, corr}}$  folgt einem universell gültigen Zusammenhang mit  $\dot{M} M$ , der nahezu identisch in 2D und 3D gilt, wie ein wachsender Satz von Simulationen zeigt.

Bei Sternen nahe dem unteren Ende des Massenspektrums für Supernovavorläufer, d. h. unter 10 Sonnenmassen, erleichtert ein extrem steiler Dichtegradient am Rand des entarteten Kerns die Explosion (Abb. 1). Sobald diese Region kollabiert, sinkt die Dichte und damit die Rate der Massenakkretion vor dem Stoß schnell ab. Die Stoßausbreitung kann dann ungefähr 100 Millisekunden nach der Entstehung des Neutronensterns beginnen, gefolgt von neutrinogetriebenem Materieauswurf. In einigen Fällen sind sogar in sphärisch symmetrischen (1D) Simulationen Explosionen möglich. Konvektion im Neutrinoheizgebiet führt aber zu erheblicher Beschleunigung und Verstärkung der Explosion [6] (Abb. 2).

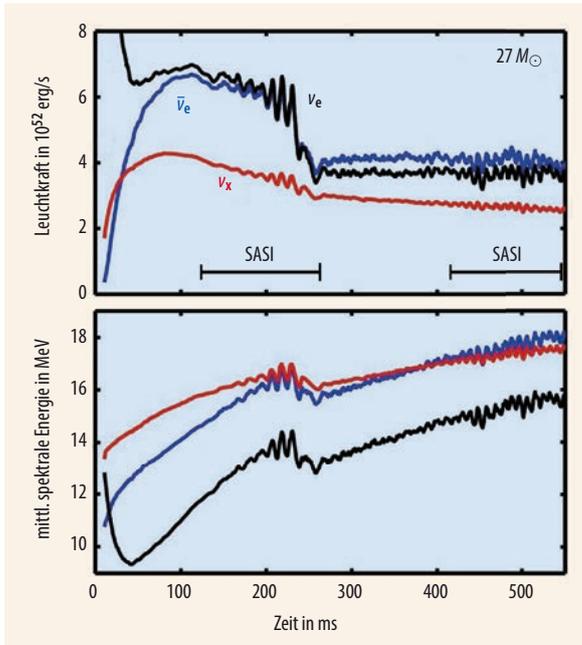
Massereichere Sterne explodieren wegen der wesentlich höheren Massenakkretionsraten schwerer, und der Mechanismus des Neutrinoheizens ist auf die Unterstützung durch turbulente Strömungen im Heizgebiet angewiesen. Die gefundenen Explosionen für Sterne mit 15 und 20 Sonnenmassen [7–9] setzen daher später ein als in leichten Sternen, unter Umständen erst nach vielen hundert Millisekunden. Einige der erfolgreichen Simulationen erforderten spezielle Annahmen wie eine relativ schnelle Rotation.

### Neue Phänomene in 3D

Die Auftriebskräfte in der von Neutrinos geheizten Materie verursachen die bereits erwähnte konvektive Instabilität. Vor einigen Jahren wurde zudem die so genannte stehende Akkretionsstoßinstabilität (Standing Accretion Shock Instability, SASI) identifiziert [10]. Sie ist nichtradial, wächst oszillatorisch und führt zu starken Schwingungsbewegungen der gesamten Schicht zwischen Neutronenstern und stagnierender Stoßfront. Dabei besitzen die niedrigsten Deformationsmoden (Dipol- und Quadrupolmoden) die höchsten Wachstumsraten. Außer linearen Schwingungen treten unter geeigneten Bedingungen auch kreisende Auslenkbewegungen (Spiralmoden) der Stoßfront auf (Abb. 3). Diese Instabilität hat ihre Ursache in Störungen wie Fluktu-



I. Tamborra, G. Raffelt (MPI Physik), H.-T. Janka (MPA)



**Abb. 4** Während der markierten SASI-Phasen treten quasi-periodische Modulationen der Leuchtkräfte (a) bzw. mittleren spektralen Energien der abgestrahlten Neutrinos auf (schwarz: Elektronneutrinos, blau: Elektronantineutrinos, rot: eine Spezies Neutrinos der schweren Leptonen). Die Amplituden reichen dabei bis über 10 Prozent und wären bei einer galaktischen Supernova mit IceCube messbar [14].

ationen der Entropie oder Strömungswirbel am Stoß. Sie gelangen in der Akkretionsströmung in Richtung Neutronenstern und lösen dort bei ihrer Abbremsung Schallwellen aus. Diese laufen in der mit Unterschallgeschwindigkeit fließenden Strömung zurück zur Stoßfront und führen dort zu neuen Störungen. Unter geeigneten Bedingungen kann sich dieser „entropisch-akustische“ Zyklus aufschaukeln und großskalige Oszillationen des Stoßes auslösen [10].

Durch ihre großen Amplituden haben die Dipol- und Quadrupolschwingungen der SASI eine ganze Reihe interessanter Konsequenzen. Im Saturationsbereich füttern sie Energie in parasitäre Rayleigh-Taylor- und Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten, die über turbulenten Druck die Stoßausbreitung unterstützen. Ähnlich wie konvektive Massebewegungen vergrößern sie dadurch das Volumen des Neutrinoheizgebiets und steigern die Effizienz des Heizmechanismus. Setzt die Explosion in einer SASI- oder Konvektionsphase mit großer Dipolmode ein, ist durch starke Asymmetrie der ausgeschleuderten Materie ein erheblicher Rückstoßimpuls („kick“) für den Neutronenstern zu erwarten [11]. SASI-Spiralmoden führen zu einer Drehimpulsverteilung, bei der der Neutronenstern Drehimpuls von den Ejekta aufnehmen oder an sie abgeben kann. Im Extremfall kann das kompakte Zentralobjekt sogar einen Spin erhalten, welcher der Eigendrehung des kollabierenden stellaren Kerns entgegengerichtet ist [12, 13].

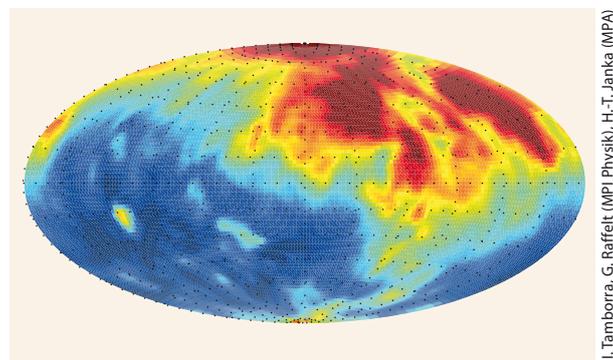
Die SASI-Schwingungen modulieren den Fluss von akkretierter Materie zum Neutronenstern und verursachen so quasiperiodische und richtungsabhängige Variationen seiner Neutrinoleuchtkraft, die sich zum

Teil aus der Emission von Elektronneutrinos und -antineutrinos durch die heiße, akkretierte Materie speist (Abb. 4). Des Weiteren erzeugen die heftigen Materiebewegungen um den Neutronenstern auch Gravitationswellen im Bereich von 100 bis 200 Hertz. Das entspricht etwa der doppelten Frequenz der SASI-Oszillationen und Modulationen der Neutrinoemission [14, 16]. Mit den riesigen Neutrinooteleskopen von IceCube und Hyperkamiokande, vielleicht auch in den Gravitationswelleninterferometern von LIGO, VIRGO und KAGRA mit finaler Sensitivität, sollten entsprechende Zeitabhängigkeiten der Signale messbar sein.

Ein weiterer neuer Effekt wurde in den 3D-Computersimulationen bei der Neutrinoemission aus dem Innern des heißen Neutronensterns entdeckt [15]. Während der Kontraktionsphase zirka 0,2 Sekunden nach seiner Entstehung entwickelt er eine ausgeprägte Dipolmode in der Leptonzahlemission, d. h. im Anzahlfluss von Elektronneutrinos minus Elektronantineutrinos. Ihre Amplitude kann zeitweise den Monopol übersteigen, sodass in einer Hemisphäre die Antineutrinoemission dominiert (Abb. 5). Die Richtung des Dipols verändert sich über viele Zehntel Sekunden kaum oder nur langsam. Er hat ein entgegengesetzt gerichtetes, viel kleineres Gegenstück in der Gesamtleuchtkraft aller Neutrinos. Dieses unerwartete Phänomen entsteht durch eine asymmetrische Konvektionsschicht unter der Oberfläche des Neutronensterns [9]. Es hat die Bezeichnung LESA für Lepton-Emission Self-sustained Asymmetry erhalten und könnte interessante, noch ungeklärte Konsequenzen für Neutronensternkicks und die Entstehung chemischer Elemente in den innersten Ejekta von Supernovae haben.

### Perspektiven

Trotz beachtlicher Entwicklungen steht die 3D-Modellierung von Supernovae noch am Anfang. Neben bereits erwähnten, weiteren Verbesserungen im Neutrino-transport sind höher aufgelöste, noch rechen-



**Abb. 5** LESA-Instabilität der Neutrinoabstrahlung [9] in einer Mollweide-Projektion des Neutronensterns: Anfänglich kleinskalige Richtungsvariationen der Neutrinoemission wachsen zu einer großskaligen Asymmetrie, die zeitweise von der Dipolmode dominiert wird. Der Neutronenstern strahlt in einer Hemisphäre vorwiegend Elektronneutrinos ab, während in der entgegengesetzten Hemisphäre die Emission von Elektronantineutrinos dominiert.

I. Tamborra, G. Raffelt (MPI Physik), H.-T. Janka (MPA)

intensivere Simulationen notwendig, um Konvergenz der Ergebnisse zu erzielen. Bisher gehen die 3D-Simulationen meist noch von radialsymmetrischen (1D) Sternmodellen am Kollapsbeginn aus. Diese gilt es durch realistischere 3D-Anfangsbedingungen zu ersetzen, um das Wachstum der hydrodynamischen Instabilitäten vor und bei der Explosion selbstkonsistent zu verfolgen. Computerrechnungen zur Langzeitentwicklung von 3D-Supernovaexplosionen sind erforderlich, um aus dem Vergleich mit beobachteten Supernovae und jungen Supernovaüberresten Rückschlüsse auf die Prozesse im Explosionszentrum abzuleiten.

Bei allem Fortschritt durch stetig komplexere Modelle wird sich die Frage des Explosionsmechanismus letztlich nur lösen lassen, wenn die Modelle eine Vielzahl verschiedener Beobachtungen erklären: radioaktive Elemente, Explosionsasymmetrien, die Eigenschaften von Neutronensternen oder Neutrinos und Gravitationswellen bei einer galaktischen Supernova. Ein solches Ereignis wird von der Forscher-Community mit Spannung erwartet. Dieses in möglichst frühem Stadium beobachten zu können, würde große Fortschritte für die Simulationen und damit für das Verständnis der Kernkollaps-Supernovae bedeuten.

### Literatur

- [1] *H.-T. Janka*, Supernovae und kosmische Gammablitzte, Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg (2011)
- [2] *W. Baade* und *F. Zwicky*, *Phys. Rev.* **45**, 138 (1934)
- [3] *S. A. Colgate* und *R. H. White*, *Astrophys. J.* **143**, 626 (1966)
- [4] *H. A. Bethe* und *J. R. Wilson*, *Astrophys. J.* **295**, 14 (1985)
- [5] *W. D. Arnett* et al., *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **27**, 629 (1989)
- [6] *T. Melson*, *H.-T. Janka* und *A. Marek*, *Astrophys. J. Lett.* **801**, L24 (2015)
- [7] *T. Melson* et al., *Astrophys. J. Lett.* **808**, L42 (2015); Videos der Simulationen finden sich auf [www.mpa.mpa-garching.mpg.de/ccsnarchive/movies](http://www.mpa.mpa-garching.mpg.de/ccsnarchive/movies)
- [8] *E. J. Lentz* et al., *Astrophys. J. Lett.* **807**, L31 (2015)
- [9] *H.-T. Janka*, *T. Melson* und *A. Summa*, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **66**, 341 (2016)
- [10] *T. Foglizzo* et al., *Publ. Astron. Soc. Australia* **32**, 009 (2015)
- [11] *A. Wongwathanarat*, *H.-T. Janka* und *E. Müller*, *Astron. Astrophys.* **552**, A126 (2013)
- [12] *J. M. Blondin* und *A. Mezzacappa*, *Nature* **445**, 58 (2007)
- [13] *R. Kazeroni*, *J. Guilet* und *T. Foglizzo*, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **471**, 914 (2017)
- [14] *I. Tamborra* et al., *Phys. Rev. Lett.* **111**, 121104 (2013)
- [15] *I. Tamborra* et al., *Astrophys. J.* **792**, 96 (2014)
- [16] *H. Andresen* et al., *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **468**, 2032 (2017)

### DER AUTOR

**Hans-Thomas Janka** (FV Teilchenphysik) studierte und promovierte an der TU München (TUM). Nach einem Postdoc am Max-Planck-Institut für Astrophysik (MPA) in Garching forschte er von 1994 bis 1995 als Otto-Hahn-Fellow und Visiting Scholar an der University of Chicago. Er leitet heute eine Arbeitsgruppe zur Theorie von Supernovae, kosmischen Gammablitzten und Neutronensternen am MPA und lehrt als Außerplanmäßiger Professor an der TUM. In 2013 erhielt er einen ERC Advanced Grant für das Forschungsprojekt „Modeling Stellar Collapse and Explosion“.

