Supernovaexplosionen massereicher Sterne

Hans-Thomas Janka und Ewald Müller

Max-Planck-Institut für Astrophysik, Karl-Schwarzschild-Str. 1, 85741 Garching

Supernovaexplosionen beenden die Entwicklung massereicher Sterne, sind aber gleichzeitig die Geburtsstätte von Neutronensternen und Schwarzen Löchern, deren gravitative Bindungsenergie durch Neutrinos abgestrahlt wird. Numerische Simulationen auf modernsten Supercomputern ermöglichen es, die komplizierten Vorgänge besser zu verstehen.

Supernovae gehören zu den energiereichsten Phänomenen im Universum und entfesseln so viel Energie, wie die Sonne in zehn Milliarden Jahren erzeugt. Dabei erreichen sie für mehrere Wochen die Helligkeit einer ganzen Galaxie. Der weitaus größere Teil der Energie, rund 10^{44} Joule, wird aber nicht als elektromagnetische Strahlung abgegeben, sondern steckt in der kinetischen Energie des stellaren Gases, das mit bis zu einem Zehntel der Lichtgeschwindigkeit in den interstellaren Raum geschleudert wird. Radioaktive Elemente, die bei der Explosion entstehen, heizen durch ihren Zerfall die expandierende Gaswolke und lassen ihre Helligkeit über viele Jahre exponentiell abklingen. Wenn ein massereicher Stern als Supernova explodiert, sind selbst diese unvorstellbaren Energiemengen winzig im Vergleich zu der Energie, die in Form von Neutrinos abgestrahlt wird: Einige 10^{46} Joule oder das Äquivalent von mehr als einem Zehntel der Sonnenmasse, werden freigesetzt, wenn der stellare Kern zu einem Neutronenstern oder Schwarzen Loch kollabiert. (Eine umfangreiche Darstellung des Gebiets findet sich in Ref. [1]).

1. Am Ende ein neuer Anfang

In jeder Sekunde ereignet sich im Universum eine Supernova. Die Suche nach Supernovae wird heute systematisch durch automatische Teleskope betrieben. Jedes Jahr gelingt es so, weit über 100 Ereignisse in fernen Galaxien aufzuspüren. Viele 100 Millionen solcher Sternexplosionen haben das Gas der Milchstraße unter anderem mit Eisen, Silizium, Sauerstoff, Kohlenstoff und Kalzium angereichert und damit die Entstehung von Planeten und des Lebens auf der Erde erst ermöglicht. Die durch den interstellaren Raum pflügenden Explosionswellen haben das Gas verdichtet und die Geburt neuer Sterne eingeleitet. Supernovae spielen deshalb eine zentrale Rolle im kosmischen Kreislauf der Materie und beim Werden und Vergehen von Sternen. Sie sind auch der Ursprung der hochenergetischen kosmischen Strahlung, von der die Erde getroffen wird, und beeinflussen mit ihrer riesigen Energiefreisetzung die Entwicklung der Galaxien. Durch ihre enorme Helligkeit können sie selbst am Rand des sichtbaren Universums beobachtet werden und dienen zur Vermessung der Struktur des Weltalls. Jüngste Beobachtungen deuten gar auf einen möglichen Zusammenhang zwischen den rätselhaften kosmischen Gammablitzen und Supernovaexplosionen. Astrophysiker haben daher ein starkes Interesse zu klären, welche Sterne als Supernovae explodieren, welche Vorgänge zur Explosion führen und welche Prozesse die beobachtbaren Eigenschaften der Explosion bestimmen.

In unserer Milchstraße ereignen sich Supernovae recht selten, nach Schätzungen nur wenige pro Jahrhundert. Rund 200 diffuse oder sphärische Gasnebel zeugen jedoch von vergangener Aktivität. Der wahrscheinlich bekannteste ist der Krebsnebel (Abb. 1), der Überrest einer Supernova, die im Jahr 1054 als "Gaststern" von chinesischen, japanischen, koreanischen und arabischen Astronomen beobachtet wurde. Die letzte mit freiem Auge sichtbare Supernova in unserer Galaxie war die Keplersche im Jahr 1604. Ein noch jüngerer Supernovaüberrest ist Cassiopeia A (Abb. 2), der mit einer Sternexplosion um das Jahr 1680 in Verbindung gebracht wird, von welcher aber lediglich mehrdeutige Aufzeichnungen des niederländischen Astronomen John Flamsteed aus dem



Abbildung 1: Optische Aufnahme des Krebsnebels durch das *Very Large Telescope* der Europäischen Südsternwarte. Im Zentrum ist der Krebspulsar zu erkennen.



Abbildung 2: Aufnahme des Cassiopeia A Supernovaüberrests durch den Röntgensatelliten *Chandra* [15]. Im Zentrum der Gaswolke sieht man eine kompakte Strahlungsquelle (Bild links oben). Linienemission bei verschiedenen Wellenlängen zeigt räumlich getrennte Gebiete mit überwiegenden Anteilen von Silizium (rechts oben), Kalzium (links unten) und Eisen (rechts unten).

	keine H–Balmerlinien		H-Balmerlinien
thermonukleare	Siliziumlinien		
Explosion	SN I a		-/-
Gravitations– kollaps	keine Siliziumlinien		
	Не	kein He	
	SNIb	SN Ic	SN II

Abbildung 3: Klassifikationsschema von Supernovae mit empirischer (horizontal) und theoretischer Unterteilung.

17. Jahrhundert existieren. Dichte Gas- und Staubwolken in der galaktischen Ebene versperren die Sicht in die Spiralarme der Milchstraße, wo die größte Häufung von Sternentstehung und Supernovaexplosionen vermutet wird.

Es war ein historischer Glücksfall für die Astronomen, als am 23. Februar 1987 eine Supernova in der Großen Magellanschen Wolke, einer Satellitengalaxie der Milchstraße, in nur 170.000 Lichtjahren Entfernung explodierte. Mit den Methoden der modernen astronomischen Beobachtung war es möglich, eine beispiellose Fülle von Daten in allen Wellenlängenbereichen des elektromagnetischen Spektrums über die gesamte Entwicklung der Explosion bis heute zu sammeln.

2. Verwirrende Vielfalt: Beobachtung und Klassifikation

Aufgrund der chemischen Elemente, die "Fingerabdrücke" in Form von Linien im Spektum hinterlassen, und aufgrund des zeitlichen Verlaufs der Lichtemission, der sog. Lichtkurve, unterscheidet man traditionell Supernovae vom Typ I und II. Bei ersteren fehlen Balmerlinien des Wasserstoffs im Spektrum, während bei letzteren stark dopplerverbreiterte Emissions- und Absorptionslinien von Wasserstoff gemessen werden (Abb. 3), die auf hohe Expansionsgeschwindigkeiten der Sternmaterie hindeuten. Desweiteren unterteilt man Supernovae in die Typen Ia, Ib, Ic, abhängig vom Auftreten oder Fehlen von Spektrallinien von Silizium bzw. von Helium während der hellsten Phase (siehe die Übersichtsartikel in Ref. [2]).

Ordnung läßt sich in diesen wachsenden Zoo von mehr oder weniger typischen Ereignissen durch die Einsicht bringen, daß es zwei grundsätzlich verschiedene Arten von Supernovaexplosionen gibt. Diese unterscheiden sich hinsichtlich des Vorläufersterns, dem Ursprung der Explosionsenergie sowie im Mechanismus, der zur Explosion führt (Abb. 3). Supernovae vom Typ Ia zeigen im Spektrum Siliziumlinien, aber keine Wasserstofflinien, und die Form ihrer Lichtkurve und ihre maximale Helligkeit ist erstaunlich ähnlich. Sie eignen sich daher als extrem helle "Standardkerzen" zur Vermessung von kosmischen Entfernungen. Man erklärt sie als thermonukleare Explosionen von "nackten" Weißen Zwergen, die aus Helium oder Kohlenstoff und Sauerstoff bestehen. Solche Weißen Zwerge sind die "Leichen" von relativ massearmen Sternen. Der Weiße Zwerg wird bei der Explosion vollständig zerstört und es bleibt nur ein diffuser Gasnebel als Überrest.

Typ II und Typ Ib,c Supernovae dagegen ereignen sich bei massereicheren Sternen. Nur diese Sternexplosionen werden uns im Fortgang des Artikels weiter beschäftigen. Sterne mit mehr als der zehnfachen Masse der Sonne durchlaufen die komplette Abfolge von nuklearen Brennphasen, in deren Verlauf im Zentrum immer schwerere chemische Elemente bis hin zu Eisen aufgebaut werden. Am Ende ihrer Entwicklung besitzen diese Sterne eine "Zwiebelschalenstruktur", bei der ein stellarer Eisenkern von Schichten umgeben ist, die vorwiegend aus Silizium, Sauerstoff, Kohlenstoff, Helium und Wasserstoff bestehen (Abb. 4). Wenn die Masse des stellaren Eisenkerns schießlich zu groß wird, kommt es zum Gravitationskollaps. Dadurch wird die Explosion des Sterns ausgelöst, die ihre Energie aus der gravitativen Bindungsenergie des kollabierenden stellaren Kerns bezieht.

Nur wenn der Stern zum Zeitpunkt der Explosion seine Wasserstoffhülle behalten hat, erscheinen in den Supernovaspektren Balmerlinien (Typ II Supernovae), wenn er dagegen seine Hülle in vorangegangenen Phasen von Masseverlust abgestoßen hat, fehlen diese Linien (Typ Ib). Wurde über Sternwinde oder durch Gasaustausch mit einem Begleitstern auch die Heliumschale abgestreift, sind Heliumlinien in den Spektren ebenfalls nicht vorhanden. Man spricht dann von Typ Ic Supernovae. Die Vielfalt der beobachteten Eigenschaften erklärt sich daher durch die unterschiedliche Struktur der Sternhülle, die auf Besonderheiten bei der Entwicklung massereicher Sterne und von Doppelsternsystemen zurückgeht.

Im Zentrum des expandierenden Explosionsnebels bleibt — im Gegensatz zu Typ Ia Supernovae — eine kompakte Sternleiche zurück, in der Regel ein Neutronenstern. Wenn jedoch der explodierende Stern eine anfängliche Masse von mehr als dem 25-fachen der Sonnenmasse hatte, entsteht wahrscheinlich ein Schwarzes Loch. Ein Neutronenstern ist ein Objekt von rund 20 Kilometern Durchmesser, in dem die Masse von ein bis zwei Sonnen auf eine Dichte höher als in Atomkernen komprimiert ist. Walter Baade und Fritz Zwicky [3] äußerten bereits 1934 die Vermutung, daß Neutronensterne bei Supernovaexplosionen entstehen. Dies ist mittlerweile durch die Beobachtung von Pulsaren in zahlreichen Explosionsnebeln bestätigt. So ist der Pulsar im Krebsnebel ein Neutronenstern, der sich 33 Mal in der Sekunde um seine Achse dreht und dadurch periodische Radiosignale aussendet. Erst kürzlich konnte das lang gesuchte kompakte Objekt im Cassiopeia A Supernovaüberrest durch den Röntgensatelliten *Chandra* zweifelsfrei identifiziert werden. Es ist noch nicht klar, ob es sich um einen Neutronenstern oder ein Schwarzes Loch handelt.

3. Die Supernova 1987A — ein Jahrhundertereignis

Wie sehr oft bei großen wissenschaftlichen Entdeckungen, so trafen auch im Falle der Supernova 1987A eine ganze Reihe von glücklichen Zufällen zusammen. Die Explosion wurde sehr früh gesichtet und der Vorläuferstern konnte auf älteren fotographischen Aufnahmen als blauer Riesenstern mit dem Namen Sanduleak -69° 202 identifiziert werden [4].

Auch in anderer Hinsicht wurde die Supernova 1987A zu einem wahrhaft historischen Ereignis: Wenig mehr als eine Stunde vor dem ersten, unbeobachteten Ultraviolettblitz der Explosion wurden in drei unterirdischen Detektoren, den Wassertanks des japanischen Kamiokande und des amerikanischen Irvine-Michigan-Brookhaven Experiments sowie im Szintillatormaterial des russischen Baksan Experiments im Kaukasus, Ereignisse registriert, die von 24 der insgesamt etwa 10^{58} Neutrinos aus der Supernova 1987A verursacht worden waren. Dies war die erste eindeutige Messung von Neutrinos aus einer extragalaktischen Quelle. Damit wurde nicht nur verifiziert, daß bei der Implosion des stellaren Eisenkerns eine riesige Zahl Neutrinos erzeugt wird, sondern auch die theoretisch vorhergesagten Eigenschaften eines solchen Signals, etwa die mittleren Neutrinoenergien und die Gesamtenergie, wurden im Grundsatz durch die Messungen bestätigt. Leider reichte die kleine Zahl der Ereignisse nicht aus, um genauere Informationen über die zeitliche Struktur der Neutrinoabstrahlung und damit über die Explosionsdynamik und die Eigenschaften des entstehenden Neutronensterns zu gewinnen.

Durch Vergleich mit theoretischen Modellen lassen sich aus der Lichtkurve der Supernova und der dazugehörigen spektralen Verteilung des Lichts wichtige Aussagen über die Energie der Explosion, die Mengen der bei der Explosion erzeugten radioaktiven Elemente sowie deren Verteilung im Stern gewinnen. Diese Größen geben wichtige diagnostische Informationen über den Mechanismus und die Dynamik der Explosion. Trotz der nichttypischen Form der Lichtkurve stellt sich die Supernova 1987A in ihren globalen Parametern als ganz "normales" Typ II Ereignis dar. Ihre



Abbildung 4: Zwiebelschalenstruktur eines Sterns von 20 Sonnenmassen bei Kollapsbeginn. Der Stern hat von seiner Anfangsmasse durch Windverluste nur noch etwa 14 Sonnenmassen behalten.



Abbildung 5: Bolometrische (spektral integrierte) Lichtkurve der Supernova 1987 A mit Beiträgen durch den radioaktiven Zerfall von ⁵⁶Co, ⁵⁷Co, ⁴⁴Ti und ²²Na, wie durch die Nukleosynthese in einem sphärisch symmetrischen Explosionsmodell berechnet, im Vergleich zu den Beobachtungsdaten.

Explosionsenergie beträgt rund 10⁴⁴ Joule, es wurden etwa 0,08 Sonnenmassen radioaktives ⁵⁶Ni produziert und ungefähr eineinhalb Sonnenmassen Sauerstoff ausgeschleudert. Bei der Explosion wurden außerdem rund 10 Sonnenmassen Wasserstoff und zwei Sonnenmassen Helium freigesetzt. Die Masse des Vorläufersterns konnte auf 18–22 Sonnenmassen geschätzt werden.

Das sehr breite Lichtkurvenmaximum der Supernova 1987A läßt sich durch die Energiefreisetzung aus dem radioaktiven Zerfall von 56 Ni erklären, das in die Wasserstoffhülle des Sterns gemischt wurde. Es zerfällt mit einer Halbwertszeit von etwa 6 Tagen in 56 Co, das mit einer Halbwertszeit von rund 77 Tagen in das stabile 56 Fe übergeht. Nach einem schnellen Abfall vom Maximum ging die Lichtkurve in einen exponentiell abklingenden Verlauf über, der den radioaktiven Zerfall von 56 Co direkt widerspiegelt (Abb. 5). Da die Entfernung zur Supernova 1987A bekannt ist, kann aus ihrer Helligkeit in dieser Phase auf die Menge des radioaktiven Materials geschlossen werden. Nach etwa zwei Jahren spielten auch die Beiträge von 57 Co eine Rolle, und nach mehr als vier Jahren lieferte 44 Ti den dominanten Anteil der abgestrahlten Energie. Danach flachte die Lichtkurve bei einem Niveau ab, das nicht allein auf die Zerfallswärme von 44 Ti zurückzuführen ist, wenn man den Vorhersagen für die Produktion dieses Isotops in sphärisch symmetrischen Explosionsmodellen Glauben schenkt.

Beobachtungen in dieser späten Phase sind wegen der abnehmenden Helligkeit der Supernova allerdings sehr schwierig und die Daten mit erheblichen Unsicherheiten behaftet. Die hohe Leuchtkraft könnte ein Anzeichen für einen Pulsar in der Supernova 1987A sein, der Energie in die Wolke expandierenden Sterngases pumpt. Oder der Neutronenstern akkretierte Gas und strahlte deshalb stark. Bis heute gibt es allerdings keine gesicherte direkte Beobachtung eines Pulsars in der Supernova 1987A. Seine thermische Emission ist viel zu gering, um ihn zu einer hellen Quelle zu machen. Starke Strahlung wie die vom Krebspulsar mit seinem Magnetfeld von rund 4×10^{12} Gauss kann ausgeschlossen werden. Das sehr lichtschwache, kompakte Objekt im Cassiopeia A Supernovaüberrest jedoch wäre in der Supernova 1987A nicht aufzuspüren. Auch könnten optisch dichtes Gas und Staub die Sicht behindern. Obwohl Spekulationen natürlich erlaubt sind, ist es deshalb nicht zwingend, die Entstehung eines Schwarzen Lochs in der Supernova 1987A zu fordern.

4. Mißerfolge und eine zündende Idee

Sterne mit einer anfänglichen Masse von mehr als zehn Sonnenmassen erreichen in ihrem Zentrum so hohe Temperaturen und Dichten, daß nacheinander Wasserstoff-, Helium-, Kohlenstoff-, Neon-, Sauerstoff- und schließlich Siliziumbrennen stattfindet. Die Fusionsreaktionen von Silizium produzieren Eisengruppenelemente, deren Kerne die höchste Bindungsenergie pro Nukleon besitzen und damit das Endprodukt dieser Kette aufeinanderfolgender thermonuklearer Brennphasen darstellen. Wenn sich im Zentrum des Sterns neutronenreiche Eisengruppenelemente (⁵⁶Fe, ⁵⁸Fe, ⁶⁰Fe, ⁶²Ni usw.) gebildet haben, steigt durch Kontraktion die Temperatur in den angrenzenden Schichten und Siliziumbrennen setzt sich in einer den stellaren Eisenkern umgebenden Schale fort. Die bei den Kernreaktionen entstehenden Elektronneutrinos können ungehindert entweichen, ebenso wie Neutrino-Antineutrino Paare, die während der neutrinodominierten Entwicklungsphasen den Energieverlust des stellaren Kerns bestimmen, ihn dadurch kühlen und seine Entropie erniedrigen. Auf diese Weise wächst ein stellarer Eisenkern, in dem nicht die thermische Bewegung der Elektronen und Atomkerne, sondern die Entartung des Elektronengases den Druck bestimmt. Ähnlich einem Weißen Zwerg hat eine derartige Konfiguration eine maximale Masse in der Nähe der Chandrasekhar'schen Grenzmasse.

An der Grenze zur Instabilität besitzt der stellare Eisenkern einen Radius von einigen tausend Kilometern. Seine zentrale Dichte beträgt etwa 10^{13} kg m⁻³ und er hat eine Zentraltemperatur von zirka 10^{10} K, was einer (dimensionslosen) Entropie von rund 1 pro Nukleon entspricht. Bei diesen Bedingungen laufen alle Reaktionen der elektromagnetischen und starken Wechselwirkung, z.B. Photodissoziationen und Neutronen-, Protonen- und α -Einfänge auf Atomkerne, extrem schnell ab. Daher ist das stellare Medium im thermodynamischen Gleichgewicht und die relativen Kompositionsanteile von freien Nukleonen und Atomkernen werden durch die Bedingungen des "nuklearen statistischen Gleichgewichts" festgelegt. Weil die Eisengruppenelemente die höchsten Bindungsenergien pro Nukleon besitzen, verbraucht bei Verschiebung des Gleichgewichts mit steigender Temperatur die teilweise Photodisintegration von Atomkernen zu α -Teilchen und freien Nukleonen Energie und reduziert den thermischen Beitrag zum Druck des stellaren Mediums. Durch die einsetzende Kontraktion des stellaren Eisenkerns erhöht sich die Dichte und die Elektronenentartung steigt weiter. Dies begünstigt Elektroneneinfänge auf freie Protonen und zu einem kleineren Teil auch auf Protonen in Atomkernen, weil dadurch ein energetisch vorteilhafterer Zustand erreicht wird. Die entstehenden Neutrinos können zunächst den Stern ohne weitere Wechselwirkungen verlassen, d.h. sie gelangen als schwach wechselwirkende Teilchen nicht ins Gleichgewicht mit dem stellaren Plasma. Da die Elektronenzahl im Medium ab- und die Neutronenzahl zunimmt, spricht man von "Deleptonisierung" bzw. "Neutronisierung" des stellaren Eisenkerns. Gleichzeitig sinkt die Chandrasekhar'sche Grenzmasse, die von der Zahl der Elektronen pro Nukleon abhängt, so daß die Masse des stellaren Eisenkerns nun das Stabilitätslimit überschreitet. Der Gravitationskollaps ist damit unausweichlich [5].

Durch den Elektroneneinfang wird der Anstieg der Elektronenentartung und damit des Drucks mit der Dichte abgeschwächt, die Zustandsgleichung wird dadurch "weicher". Mit zunehmender Dichte nimmt die Einfangrate für Elektronen zu und dieser Effekt verstärkt sich, es kommt schließlich zur dynamischen Implosion des stellaren Eisenkerns. Die erzeugten Elektronneutrinos streuen mit einer gewissen, anfangs sehr kleinen Wahrscheinlichkeit an den Nukleonen und Atomkernen des stellaren Mediums. Erst bei einer Dichte von etwa 10^{15} kg m⁻³ wird die Diffusionszeit der Neutrinos aus dem stellaren Kern länger als die Kollapszeit, und es tritt das sog. "Neutrinotrapping" ein (**BOX 1**). Obwohl der größte Teil der Neutrinos dann von der einstürzenden Materie mitgerissen wird, sorgt die kontinuierliche Umwandlung von Elektronnen in Elektronneutrinos dennoch für eine weitere Beschleunigung der Fallbewegung.

Ein innerer Bereich des stellaren Eisenkerns bewegt sich dabei "homolog", was bedeutet, daß der Betrag der radialen Geschwindigkeit proportional zum Abstand vom Sternzentrum wächst und bei steigender Zentraldichte das radiale Dichteprofil sich nicht ändert. Erst wenn nach einem Bruchteil einer Sekunde im Zentrum Kernmateriedichte $(3 \times 10^{17} \text{ kg m}^{-3})$ erreicht wird, steigt die Inkompressibilität des stellaren Plasmas schlagartig an und der Kollaps dieses subsonisch fallenden inneren Gebietes wird abrupt gestoppt. Da die weiter außen liegende Materie mit Überschallgeschwindigkeit auf das zentrale, dichte Objekt prallt, bildet sich an der Grenze beider Bereiche eine Stoßfront. Diese entsteht bei einem Radius von wenigen zehn Kilometern und beginnt durch den stellaren Eisenkern zu propagieren.

Wegen des Temperatur- und Entropiesprungs beim Durchgang durch die Front wird dabei die Sternmaterie in freie Nukleonen zerlegt. Der Energieaufwand hierzu ist erheblich, rund 9 MeV pro Nukleon oder fast 2×10^{44} J pro zehntel Sonnenmasse. Sobald die Stoßfront in Bereiche so geringer Dichte vorgedrungen ist, daß Neutrinos nur noch selten streuen, ein Moment, den man den "Stoßausbruch durch die Neutrinosphäre" nennt, kommen weitere Energieverluste wegen der Abstrahlung von Neutrinos hinzu. Diese Neutrinos werden in großer Zahl im heißen Medium hinter der Stoßfront durch Elektroneneinfänge auf Protonen, Positronabsorption durch Neutronen und Elektron-Positron Paarvernichtung erzeugt. Der Stoßausbruch führt zu einem plötzlichen Anstieg der Leuchtkraft von Elektronneutrinos um mindestens eine Größenordnung, dem sogenannten "prompten Deleptonisierungsblitz", so bezeichnet wegen des damit einhergehenden starken Abbaus der Leptonenzahl im stoßgeheizten Medium (BOX 1). Beides, Kerndissoziationen und Neutrinoabstrahlung, reduziert den Druck hinter dem Stoß und schwächt ihn innerhalb weniger tausendstel Sekunden nach seiner Entstehung bereits so stark, daß seine nach außen gerichtete Bewegung zum Stillstand kommt, noch bevor er den Rand des stellaren Eisenkerns erreicht hat. Der Stoß verwandelt sich in einen Akkretionsstoß, der seine Position bei einem Radius zwischen 100 und 300 Kilometern kaum mehr verändert, obwohl weiterhin Materie des kollabierenden Sterns durch ihn hindurch stürzt.

Gegen Ende der siebziger Jahre wurde durch detaillierte Simulationen klar, daß der prompte Mechanismus, bei dem der hydrodynamische Stoß auf direktem Wege in die Sternhülle propagieren sollte, nicht wie erhofft die Supernovaexplosion von Sternen mit mehr als zehn Sonnenmassen verursachen kann. Die anfängliche Energie des Stoßes reicht nicht aus, um ihn trotz seiner Energieverluste aus dem stellaren Eisenkern zu treiben. Der Verlauf der Kollapsphase, die Größe des homologen Gebietes und damit der Entstehungsort des Stoßes hängen einerseits von den Eigenschaften des kollabierenden stellaren Eisenkerns ab, z.B. von seiner Komposition und seiner anfänglichen Entropie, welche die Konzentration von freien Protonen und damit die Effizienz der Elektroneneinfänge bestimmt. Andererseits haben die Eigenschaften der nuklearen Zustandsgleichung, insbesondere ihre Kompressibilität, Einfluß auf die Anfangsenergie des Stoßes. Auch die Größe des stellaren Eisenkerns kann entscheidend für die Möglichkeit einer prompten Explosion sein. Grob gesprochen sind die Bedingungen umso günstiger, je kleiner der stellare Eisenkern ist, je niedriger seine Entropie, je höher das Verhältnis der Elektronenzahl zur Barionenzahl, und je weicher die Zustandsgleichung bei Kernmateriedichte. Stetig verbesserte Simulationen mit aktuellen Modellen der Vorläufersterne und verschiedenen nuklearen Zustandsgleichungen konnten jedoch die früheren Ergebnisse immer nur bestätigen: Der prompte Mechanismus führt nicht zur Supernovaexplosion des Sterns.

Bereits in der zweiten Hälfte der sechziger Jahren hatten die Pioniere der theoretischen Supernovaforschung, Stirling A. Colgate und Richard H. White [6], versucht, mit hydrodynamischen Simulationen ihre Hypothese zu stützen, daß ein kleiner Teil der im stellaren Kern freiwerdenden gravitativen Bindungsenergie von den abgestrahlten Neutrinos auf die weiter außen liegenden Sternschichten übertragen wird und dadurch die Explosion des Sterns verursacht. Diese ersten Schritte zur Simulation der komplexen Vorgänge im Innern von Supernovae wurden allerdings mit starken Vereinfachungen der Physik, insbesondere der Zustandsgleichung und der Neutrinoprozesse, durchgeführt: Um das Prinzip ihrer Idee zu demonstrieren machten Colgate und White sehr optimistische Annahmen für den Energieübertrag durch Neutrinos ans Sternmedium, ohne diese jedoch durch detaillierte Berechnungen abzusichern.

Die Vorhersage der neutralen schwachen Ströme durch Weinberg und Salam im Rahmen der Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung und ihre experimentelle Entdeckung nur wenige Jahre später hatten wichtige Konsequenzen auch für die Supernovaforschung. Mit der stärkeren Wechselwirkung der Neutrinos im dichten Medium wurde klar, daß Neutrinotrapping eintreten muß und deshalb nur ein sehr geringer Teil der Bindungsenergie des entstehenden Neutronensterns auf der Kollapszeitskala des stellaren Kerns durch Neutrinos abgestrahlt wird. Durch die neutrale schwache Wechselwirkung und die dadurch möglichen Streuprozesse wurde die Diffusionszeit der Neutrinos aus dem implodierten stellaren Kern wesentlich länger. Spätere, genauere Simulationen konnten deshalb den von Colgate und White postulierten dynamischen Ablauf einer neutrinogetriebenen Explosion nicht verifizieren.

An dieser Stelle kam der Zufall ins Spiel. Wie eine Anekdote berichtet, hatte rund 15 Jahre nach den ersten Versuchen von Colgate und White ein anderer Pionier der numerischen Supernovaforschung, Jim Wilson vom Lawrence Livermore National Laboratory, vergessen, seine laufende Simulation vor dem Wochenende abzubrechen. Als er am Montagmorgen zurück an den Computer kam, stellte er fest, daß das berechnete Modell explodiert war, und zwar sehr viel später als er es für möglich gehalten hatte und als bis dahin Simulationen verfolgt worden waren. Jim Wilson hatte entdeckt, was heute den Namen "verzögerte Explosion" trägt. Wie Hans Bethe in Cornell, die graue Eminenz der Supernovatheorie, in den folgenden Jahren analysierte [7], deponieren die vom Neutronenstern abgestrahlten Neutrinos einen kleinen Bruchteil ihrer Energie im Medium hinter dem stillstehenden Supernovastoß, primär durch die Absorption von Elektronneutrinos und -antineutrinos auf die freien Neutronen bzw. Protonen, die dort die Komposition des Gases dominieren (BOX 1). Aufgrund der gewaltigen Energie, die in Form von Neutrinos entweicht, kann dieser Energieübertrag von wenigen Prozent ausreichen, den Stoß wiederzubeleben und letztendlich die beobachtete Explosion des Sterns zu bewirken. Dieser Wilson-Mechanismus stellt in gewissem Sinn eine Renaissance der ursprünglichen Idee von Colgate und White dar, wenngleich in einer dynamisch wesentlich komplizierteren und vor allem zeitlich verzögerten Variante.

5. Langer Weg zum "Standardmodell"

Obwohl Wilsons Entdeckung fast 20 Jahre zurückliegt, sind die Prozesse, die die Explosion eines massereichen Sterns einleiten, nach wie vor nicht befriedigend verstanden. Bis heute gibt es kein "Standardmodell" der Explosion und wichtige Fragen sind nicht geklärt, z.B. wie die Explosionsenergie und die explosive Elemententstehung in Abhängigkeit von der Masse des Vorläufersterns variieren und wann ein Schwarzes Loch statt eines Neutronensterns als kompaktes Objekt zurückbleibt.

Der Fortschritt des Gebietes wird stark von theoretischen Arbeiten bestimmt, eng verknüpft mit der rasch wachsenden Leistungsfähigkeit der schnellsten Supercomputer. Systematische, empirische Daten über den Zusammenhang zwischen Vorläufersternen, Explosionsenergie, Masse des



Abbildung 6: Trajektorien ausgewählter Massenschalen im Zentrum eines kollabierenden Sterns mit einer Anfangsmasse von 15 Sonnenmassen [8]. Die Oberfläche des Eisenkerns mit einer Masse von etwa 1,27 Sonnenmassen ist angedeutet, ebenso wie die Grenzen der Schichten mit hauptsächlichen Anteilen von Silizium bzw. Neon und Magnesium. Der Stoß entsteht rund 200 Millisekunden nach Kollapsbeginn und wurde für weitere 0,35 Sekunden verfolgt (dicke durchgezogene Linie). Zwischen dem Stoß und der gestrichtelten Linie liegt das Gebiet des Neutrinoheizens. Bei dieser sphärisch symmetrischen Simulation wurde der Transport von Elektronneutrinos und -antineutrinos durch Lösung der Boltzmanngleichung beschrieben. Es erfolgt keine Explosion.



Abbildung 7: Leuchtkräfte $(L_{\nu}; \text{ dicke Linien})$ und mittlere spektrale Energien $(\langle \epsilon \rangle; \text{ dünne Linien})$ der abgestrahlten Elektronneutrinos und -antineutrinos für die Simulation der Abbildung 6 [8]. Die Leuchtkraftspitze entsteht beim Ausbruch des Stoßes in neutrinotransparente Schichten.

kompakten Überrests und Häufigkeiten der Nukleosyntheseprodukte stehen aus und sind auf absehbare Zeit nicht in Sicht. Trotz der Beobachtung von Neutrinos aus der Supernova 1987A fehlt bislang die experimentelle Bestätigung, daß Neutrinos tatsächlich die Energie für die Explosion an das stellare Medium übertragen.

Zur Beantwortung der oben genannten Fragen sind von Seiten der Theorie Entwicklungen in mehrere Richtungen zu leisten.

- 1. Die Modelle für die Vorläufersterne müssen verbessert werden. Es bestehen große Unsicherheiten hinsichtlich der Effekte von Konvektion, von Rotation und Scherinstabilitäten und von Magnetfeldern während der späten Entwicklungsstadien der Sterne. Größe, Komposition und Entropie des stellaren Eisenkerns werden dadurch bestimmt.
- 2. In den Explosionsmodellen müssen Verbesserungen bei der Beschreibung der nuklearen Zustandsgleichung und der Neutrinowechselwirkungen in dichter Neutronensternmaterie erfolgen. Es gibt bisher nur Ansätze zur Berechnung von Vielteilchen-Korrelationen bei der Neutrino-Nukleon Wechselwirkung, die eine deutliche Reduzierung der optischen Tiefe gegenüber Neutrinos im Neutronenstern erwarten lassen.
- 3. Die numerische Behandlung des Neutrinotransports und der Neutrino-Materie Wechselwirkungen in den Modellen muß verbessert werden. Hier sind gerade in jüngster Zeit große Fortschritte erzielt worden [8,9]. In sphärisch symmetrischen Simulationen ist es nun möglich, die Boltzmanngleichung für den Neutrinotransport in Verknüpfung mit den hydrodynamischen Gleichungen zu lösen, welche die Dynamik des stellaren Mediums beschreiben (Abbildungen 6 und 7).
- 4. Mehrdimensionale Simulationen der Entwicklung des kollabierten stellaren Eisenkerns und des entstehenden Neutronensterns — allerdings mit starken Vereinfachungen bei der Behandlung der Neutrinophysik — haben ergeben, daß konvektive Prozesse sowohl im dichten Innern des Neutronensterns als auch hinter dem Supernovastoß eine wichtige Rolle spielen (Abb. 8) [10,11].

6. Aufbruch in neue Dimensionen

Indirekte Hinweise auf die Bedeutung von nichtradialen Mischprozessen schon während der frühesten Phase der Explosion lassen sich auch aus Beobachtungen von Supernovae ableiten, etwa aus der Verteilung der chemischen Elemente und aus den Eigenschaften der Lichtkurven und Spektren. In dieser Hinsicht hat die Supernova 1987A revolutionäre Veränderungen in unserem Bild von der Explosion angestoßen: Die Zwiebelschalenstruktur des Vorläufersterns wird zerstört, großskalige Mischprozesse transportieren radioaktive Nuklide aus Regionen nahe dem Neutronenstern bis in die Wasserstoffhülle und bringen umgekehrt Helium und Wasserstoff tief ins Innere des explodierenden Sterns. Deshalb wurde bei der Supernova 1987A Röntgen- und Gammastrahlung aus radioaktiven Zerfällen schon nach drei Monaten und nicht wie vorher vermutet erst nach Jahren beobachtet. Es gibt Anzeichen für starke Inhomogenitäten in den Ejekta, und Dopplereffekte in den Spektren zeigen, daß Nickelklumpen mit bis zu mehreren tausend Kilometern pro Sekunde expandieren. Diese Geschwindigkeiten sind typisch für die Wasserstoffhülle des Sterns und damit viel höher als in sphärisch symmetrischen Modellen für Nickel vorhergesagt.

Versuche, diese Beobachtungen durch hydrodynamische Instabilitäten in der Sternhülle zu erklären, schlugen quantitativ fehl [12]. Zwar wurde Mischen gefunden, aber weder das radiale Ausmaß noch die hohen Nickelgeschwindigkeiten konnten reproduziert werden. Wenn der Supernovastoß durch den Stern nach außen rast, beschleunigt er in Schichten mit einem Dichtegradienten steiler als r^{-3} und wird abgebremst, wenn er Zonen mit flacherer Dichteschichtung durchläuft. Dadurch kommt es nach dem Stoßdurchgang zum Aufbau von lokalen Dichtemaxima in der Nähe der Grenzen zwischen Sternschichten unterschiedlicher chemischer Komposition, wo der Dichtegradient flacher ist. Stabilitätsanalysen zeigen, daß dort bei Auftreten von negativen Dichte- und zugleich positiven Druckgradienten hohe Anwachsraten für Rayleigh-Taylor Instabilitäten zu erwarten sind (**BOX 2**). In der Tat bestätigen mehrdimensionale hydrodynamische Simulationen,



Abbildung 8: Konvektionszonen im Zentrum einer Supernova etwa 0,1 Sekunden nach der Stoßentstehung. In dieser räumlichen Darstellung wurden die Ergebnisse einer zweidimensionalen Simulation der Konvektion im Neutronenstern und einer separaten zweidimensionalen Simulation der Mischprozesse im Neutrinoheizgebiet hinter dem Supernovastoß skalentreu zusammengefaßt [11]. Der Neutronenstern in der Mitte hat einen Radius von etwa 50 km, die Stoßfront am äußeren Rand befindet sich bei knapp 300 km. Im Neutronenstern wurden die Absolutwerte der Plasmageschwindigkeit farbcodiert, im Neutrinoheizgebiet die Entropie des Sternmediums.

daß sich am Si/O-, (C+O)/He- und He/H-Übergang innerhalb weniger Minuten die charakteristischen Rayleigh-Taylor Pilzstrukturen entwickeln und in die aneinander grenzenden Schichten einzudringen beginnen. Allerdings gelang es mit diesen Simulationen nicht, das beobachtete Ausmaß des radialen Mischens und die gemessenen hohen Nickelgeschwindigkeiten zu reproduzieren.

Da radioaktive Elemente aus dem tiefsten Innern des explodierenden Sterns bis nahe an seine expandierende Oberfläche verfrachtet werden, liegt der Verdacht nahe, daß die sphärische Symmetrie bereits in den ersten Sekunden der Explosion, also noch während oder sogar schon vor der explosiven Nukleosynthese von ⁵⁶Ni, ⁵⁷Ni, ⁴⁴Ti und anderer radioaktiver Kerne, gebrochen wird.

Bis vor wenigen Jahren waren mehrdimensionale, hydrodynamische Simulationen mit der erforderlichen Auflösung und über die interessanten, relativ langen Zeiträume undenkbar. Um den Beginn der Explosion einer Supernova durch den verzögerten Mechanismus zu untersuchen, muß eine Zeitspanne von mehreren zehntel Sekunden nach der Entstehung des Stoßes berechnet werden. Um die weitere Entwicklung der Explosion einschließlich der Elemententstehung und der großskaligen Mischprozesse im Stern zu verfolgen, müssen sogar Stunden mit der Simulation überdeckt werden. So lange dauert es, bis der Stoß die Sternoberfläche bei einem Radius von rund 100 Millionen Kilometern erreicht hat (Abb. 9). Da dynamische Prozesse andererseits auf sehr kurzen Zeitskalen von Millisekunden und kleinen räumlichen Skalen (etwa 100 Meter) ablaufen, erfordert eine solche Simulation auch mit effizienten Algorithmen viele hunderttausend bis millionen Zeitschritte.

Neue numerische Verfahren, speziell Methoden zur automatischen Verfeinerung und Anpassung des Rechengitters, mit deren Hilfe Strukturen trotz einer geringeren Gesamtzahl von Gitterpunkten feiner aufgelöst werden können, ermöglichen nun solche Berechnungen. Dennoch muß man an die Grenze der Leistungsfähigkeit moderner Supercomputer gehen und ist immer noch zu Vereinfachungen des Gesamtproblems gezwungen. Dies gilt vor allem für die Beschreibung der extrem komplexen Neutrinophysik in den mehrdimensionalen Modellen.

Einerseits konnte durch ein- und zweidimensionale Simulationen die Neutrinokühlphase des entstehenden Neutronensterns untersucht und die Bedeutung konvektiven Energietransports für seine Entwicklung und die Eigenschaften seiner Neutrinoemission (Luminositäten, Spektren) demonstriert werden. Andererseits ist es nun möglich, die Sternexplosion von der Stoßentstehung bis zum Ausbruch des Stoßes aus der Sternoberfläche mit beeindruckender numerischer Auflösung zu verfolgen. In diesen Modellen wird allerdings der Neutronenstern nur sehr grob beschrieben oder sogar durch eine innere Randbedingung ersetzt und lediglich der Energieübertrag von Neutrinos ans stellare Medium hinter der Stoßfront parametrisiert berücksichtigt. Hier ist ein wichtiger Ansatzpunkt für notwendige Verbesserungen in den kommenden Jahren. Die Lösung der Boltzmanngleichung für den Neutrinotransport in mehrdimensionalen Simulationen zur gleichzeitigen Entwicklung von Neutronenstern und Supernovaexplosion stellt eine echte Herausforderung dar. Nur eine solche Synthese kann die Frage beantworten, ob Neutrinoheizen, unterstützt durch konvektive Prozesse, die theoretische Erklärung für die Explosion massereicher Sterne liefert.

Die mehrdimensionalen Modelle der Explosion selbst geben Einblick in überaus interessante und ästhetisch reizvolle hydrodynamische Vorgänge. Durch die Deposition von Neutrinoenergie entwickeln sich schon in der ersten Sekunde nach der Stoßentstehung konvektive Umwälzbewegungen zwischen dem Neutronenstern und dem Supernovastoß (Abb. 10). Blasen heißen, neutrinogeheizten Gases steigen auf, durchsetzt von absteigenden, schlauchförmigen Strömen kühlerer. niederentroper Materie. Dieser Gasaustausch unterstützt die Explosion, da heißes Plasma und damit Energie aus der Zone stärksten Neutrinoheizens ins Gebiet direkt hinter der Stoßfront transportiert wird. Zugleich wird kühlere Materie der Heizregion zugeführt, um dort weitere Energie von den Neutrinos aufzunehmen. Dadurch steigt die Effizienz des verzögerten Mechanismus und die Energie der Explosion erhöht sich. Wenn der Stoß Fahrt aufnimmt und in die Siliziumschale vordringt, erzeugt er dort Temperaturen von über 4×10^9 K, und Silizium verbrennt zu Nickel. Durch die expandierenden Blasen neutrinogeheizten Gases wird die Verteilung von Nickel, das in den Gebieten zwischen den Blasen konzentriert ist, inhomogen und klumpig. Diese unmittelbare räumliche und zeitliche Nachbarschaft der konvektiv instabilen Neutrinoheizregion und der Zone explosiver Nukleosynthese bedeuten, daß quantitative Aussagen zur Elemententstehung in Supernovaexplosionen nur mittels detaillierter, dynamischer Modelle gemacht werden können, die der Mehrdimensionalität des Problems Rechnung tragen und in denen die Physik berücksichtigt wird,



Abbildung 9: Radiale Skalen in einem massereichen Blauen Riesen. Die Sternoberfläche befindet sich bei rund 30 Millionen Kilometern, der Stoß startet in einem Raumbereich von weniger als 100 km Radius.



Abbildung 10: Momentaufnahmen der Entwicklung konvektiver Instabiliäten im Neutrinoheizgebiet während der ersten Sekunde nach der Stoßentstehung. In den Bildern ist die Verteilung der (dimensionslosen) Entropie pro Nukleon für eine zweidimensionale (axialsymmetrische) hydrodynamische Simulation farbcodiert dargestellt, im oberen Bild nach 0,04 Sekunden, im mittleren Bild nach 0,08 Sekunden, im unteren Bild nach 0,2 Sekunden. Der äußere Rand der sich ausdehnenden Sphäre stellt die Position des Supernovastoßes dar. Die weiße Linie im unteren Bild umrandet das Gebiet, in dem die Bedingungen die Entstehung von Nickel zulassen.

die zur Explosion des Sterns führt.

Nachdem die Stoßfront weiter durch die Sternschichten mit vorwiegend Sauerstoff, Kohlenstoff und Helium nach außen gerast ist, beginnen Rayleigh-Taylor Instabilitäten die Kompositionsgrenzen zu zerfransen. Die Wechselwirkung der dort aufkeimenden Strukturen mit den frühen Anisotropien führt zu Mischvorgängen und Anisotropien auf großen Skalen (Abb. 11). Die radioaktiven Produkte der explosiven Nukleosynthese, ebenso wie Silizium und Sauerstoff des Vorläufersterns, werden über eine weite Spanne von Radien und Geschwindigkeiten verteilt. Helium und Wasserstoff werden tief ins Innere des explodierenden Sterns gemischt. Nickel findet sich schließlich hoch konzentriert in schnell fliegenden Klumpen und Knoten entlang ausgedehnter Filamente aus verdichtetem Gas, die auch mit Sauerstoff, Kohlenstoff und Silizium angereichert sind (Abbildungen 11 und 12). Die schnellsten dieser Nickelklumpen bewegen sich mit Geschwindigkeiten von mehreren tausend Kilometern pro Sekunde schneller als das umgebende Helium [13].

Diese Ergebnisse sind in guter Übereinstimmung mit Beobachtungen bei Typ Ib und Ic Supernovae, also Explosionen massereicher Sterne, bei denen der Vorläuferstern seine Wasserstoff- bzw. Heliumschichten verloren hatte. Im Fall der Supernova 1987A, einem Typ II Ereignis, liefern die Simulationen aber immer noch nicht die hohen Nickelgeschwindigkeiten in der Wasserstoffhülle des explodierenden Sterns. Die Rechnungen zeigen ein zu starkes Abbremsen der Nickelklumpen beim Ubergang von der Heliumschicht in die Wasserstoffhülle. Im Augenblick ist dies ein ungelöstes Problem. Vielleicht spielt die mögliche Rotation des Vorläufersterns eine Rolle. Sie könnte auf das Verschmelzen mit einem nahen Begleitstern in einem Doppelsternsystem zurückzuführen sein, als Sanduleak -69° 202 sich zum roten Riesenstern aufblähte. Drehimpuls im Stern oder der dynamische Effekt einer solchen Sternkollision könnten die Struktur von Sanduleak -69° 202 gegenüber den sphärischen Sternmodellen verändert haben, beispielsweise durch ein stärkeres Vermischen der Helium- und Wasserstoffschichten, was wiederum die Stoßpropagation und die hydrodynamischen Instabilitäten am He/H-Übergang beeinflussen würde. Auch die Dynamik der Explosion und die Wechselwirkung der konvektiven mit den Rayleigh-Taylor Instabilitäten könnte durch Rotation beeinflußt werden. Im extremsten Falle, wenn sogar der stellare Eisenkern und damit der entstehende Neutronenstern sehr schnell rotiert hätten, könnte die Explosion deutlich anisotroper begonnen haben als in den bisherigen Modellen berechnet.

Die anisotrope und geklumpte Verteilung der chemischen Elemente in den Ejekta scheint ein generisches Phänomen, für das es mittlerweile Evidenzen aus Lichtkurven und Spektren einer ganzen Reihe von Supernovae gibt. Auch Röntgenaufnahmen der diffusen, gasförmigen Überreste von Supernovae, die vor Hunderten oder Tausenden von Jahren explodierten, zeigen derartige Inhomogenitäten. Besonders eindrucksvoll sind die schnell fliegenden, dichten Fragmente auf Aufnahmen des Vela Überrests durch den Röntgensatelliten ROSAT [14], die den durch das zirkumstellare Medium jagenden Supernovastoß bereits überholt haben und durch ihre überschallschnelle Bewegung Machkegel ausformen (Abb. 13). Die Rekonstruktion ihrer Bewegungsrichtungen deutet auf einen gemeinsamen Ursprungsort nahe dem Zentrum des Supernovaüberrests, so daß ihre Entstehung bereits zu Beginn der Sternexplosion vermutet wird. Wunderbare Aufnahmen des Cassiopeia A Überrests durch das *Chandra* Röntgenobservatorium der NASA bei gleichzeitiger spektraler Information in drei verschiedenen Wellenlängenbereichen offenbaren räumlich getrennte Filamente, die dominante Anteile von Eisen, Kalzium, Silizium oder Schwefel enthalten (Abb. 2) [15]. Die eisenreichen Strukturen scheinen am äußeren Rand des Überrests zu liegen, was bedeuten könnte, daß das Material, das in der Explosion am weitesten innen entstand, später mit den höchsten Geschwindigkeiten expandierte. Ein solches Ergebnis steht im Widerspruch zu sphärisch symmetrischen Modellen, die das genaue Gegenteil erwarten lassen.

7. Faszinierende Perspektiven

Konvektive Vorgänge im und um den Neutronenstern führen nicht nur zu quantitativen Veränderungen, sondern bringen daher auch qualitativ neue Effekte. Mit dieser Erkenntnis steht fest, daß die Physik von Supernovaexplosionen nur verstanden werden kann, wenn die Mehrdimensionalität bei der Modellbildung berücksichtigt wird. Konvektiver Energietransport im Neutronenstern erhöht die Neutrinoleuchtkräfte des Neutronensterns, was wiederum die Energiedeposition hinter dem Stoß verstärkt. Konvektiver Materieaustausch im Neutrinoheizgebiet begünstigt die Explosion des Sterns, indem heiße Materie aufsteigt, den Druck hinter der Stoßfront erhöht und damit



Abbildung 11: Momentaufnahmen der Entwicklung konvektiver Instabilitäten im explodierenden Stern in Fortsetzung der Abbildung 10 nach 100 Sekunden (oberes Bild), 1170 Sekunden (Mitte) und 10.000 Sekunden seit der Stoßentstehung. Die Farbcodierung ist für den Logarithmus der Dichte vorgenommen. Man erkennt den Stern durchwachsende, dichte "Finger" und Pilze von Rayleigh-Taylor Instabilitäten. Die radiale Skala des oberen Bildes beträgt 700.000 km, die des mittleren Bildes 4.000.000 km und die im unteren Bild 15.000.000 km. Die Mischvorgänge erfassen schließlich den gesamten Stern bis zur Wasserstoffhülle.



7.5 x 10⁵ km



11 x 10⁵ km



Abbildung 12: Momentaufnahmen der Verteilung der Elemente Sauerstoff, Silizium und Nickel in der Simulation der Abbildung 11 nach 300 Sekunden, 1170 Sekunden und 10.000 Sekunden seit der Stoßentstehung (von oben nach unten). Man erkennt, wie in den dichten Strukturen der Abbildung 11 die schweren Elemente aus dem Zentrum des Sterns in die Heliumschale gemischt werden.



Abbildung 13: Aufnahme des Vela Supernovaüberrests durch den Röntgensatelliten *ROSAT* [14]. Man erkennt Machkegel schnell fliegender, heißer Sternfragmente außerhalb der kugelförmigen Explosionswolke. Der helle Fleck rechts oberhalb der Bildmitte ist der Supernovaüberrest Puppis-A.

den Stoß beschleunigt.

Die mehrdimensionale Modellierung von Supernovae steht erst am Anfang. Andererseits häufen sich Beobachtungshinweise, daß nicht nur lokale Inhomogenitäten in Supernovae Anisotropien hervorrufen, sondern noch extremere, globale Asphärizitäten eine bedeutende Rolle spielen könnten.

Radiobeobachtungen von Pulsaren etwa zeigen hohe Eigengeschwindigkeiten für diese Neutronensterne von bis zu mehreren hundert Kilometern pro Sekunde. Die mittlere Geschwindigkeit, mit der sich junge Pulsare durch den interstellaren Raum bewegen, wurde auf 300 bis 400 km s⁻¹ bestimmt. In etlichen gasförmigen Supernovaüberresten scheint sich der Neutronenstern aus dem Zentrum wegbewegt zu haben, was bei bekanntem Alter des Überrests auch Rückschlüsse auf die Geschwindigkeit des kompakten Sterns zuläßt. Es ist nahezu sicher, daß die Pulsare während der Supernovaexplosion beschleunigt werden.

Die Ursache der Pulsarbewegungen ist aber unklar. Konvektive Instabilitäten während der Supernovaexplosion erzeugen in bisherigen Simulationen keine hinreichend großen Anisotropien, um die hohen Eigengeschwindigkeiten zu verursachen. Man ist gezwungen, starke Inhomogenitaten (unbekannten Urspungs) schon im kollabierenden stellaren Eisenkern anzunehmen und dadurch der Explosion eine Vorzugsrichtung vorzugeben, durch die der Neutronenstern dann einen Rückstoß von Hunderten von Kilometern pro Sekunde in der Gegenrichtung erhält. Es ist auch denkbar, daß die Neutrinoemission des entstehenden Neutronensterns nicht in alle Richtungen gleich ist. sondern kleine Anisotropien auftreten. Wegen der gewaltigen Energie, die von Neutrinos weggeschleppt wird — das Aquivalent von rund einem Zehntel der Neutronensternmasse wird mit Lichtgeschwindigkeit abgestrahlt! — reicht bereits eine Pol-zu-Pol Variation von lediglich einem Prozent aus, um den Neutronenstern auf 300 km s^{-1} zu beschleunigen. Aufgrund des gigantischen Gravitationsfeldes eines Neutronensterns ist es aber sehr schwierig, auch nur eine solch kleine Anisotropie zu erzeugen. Rotationsdeformation allein reicht nicht aus, man benötigt eine Störung der Symmetrie zwischen beiden Hemisphären. Die interessantesten Vorschläge hierzu postulieren extrem starke Magnetfelder (mehr als 10¹⁶ Gauss) im Neutronenstern. Über richtungsabhängige Neutrinodiffusion, entweder verursacht durch paritätsverletzende Anteile bei der Neutrinowechselwirkung oder durch Opazitätsunterschiede aufgrund einer Variation der Magnetfeldstärke, könnte es dann zu einem "Neutrino-Raketenantrieb" kommen. Allerdings weiß man über die Stärke und Struktur des Magnetfeldes in entstehenden Neutronensternen zu wenig, um quantitative Aussagen abzuleiten, die mit Beobachtungen verglichen werden könnten.

Die Lichtkurve und die Spektren der Supernova 1987A und die der meisten anderen Explosionen massereicher Sterne lassen sich sehr gut mit theoretischen Modellen reproduzieren, wenn man eine kanonische Explosionsenergie von rund 10⁴⁴ J und globale sphärische Symmetrie annimmt. Es gibt jedoch einige Fälle von ungewöhnlichen Typ II, Ib und Ic Supernovae, bei denen eine solche Analyse gute Übereinstimmung nur für zehn- bis sechzigfach höhere kinetische Energien der Ejekta liefert. Die erstaunlich breiten Spektrallinien lassen sich am besten erklären, wenn man sehr massereiche Vorläufersterne (mit der 25- bis 40-fachen Masse der Sonne) betrachtet. Außerdem ergeben die Untersuchungen der Lichtkurven Hinweise auf eine starke globale Asphärizität der Explosion und eine überdurchschnittlich große Menge an produziertem Nickel. Für eine Untermenge dieser hyperenergetischen Supernovaereignisse wurde eine zeitliche Korrelation mit der Detektion und eine örtliche Korrelation mit der Himmelsposition von kosmischen Gammablitzen entdeckt. Kosmische Gammablitze sind Ausbrüche von Gammastrahlung im Energiebereich von einigen zehn keV bis zu über hundert MeV, die nur wenige Sekunden bis Minuten dauern und dabei von Meßinstrumenten auf Satelliten registriert werden. Erst in jüngster Vergangenheit gelang es, ihren Ursprung aus sehr fernen Galaxien zu belegen. Es gibt Hinweise darauf, daß andererseits manche dieser Gammablitze mit extrem energiereichen Sternexplosionen in Zusammenhang stehen könnten.

Um Gammablitze zu erzeugen, muß Materie mit hochrelativistischen Geschwindigkeiten von der Energiequelle ausgeschleudert werden. Die gigantischen Energien, die bei solchen Explosionen freigesetzt werden, lassen sich mit dem Neutrinoheizmechanismus wegen seiner geringen Effizienz nicht verstehen. Man vermutet im Zentrum dieser Ereignisse die Bildung von Schwarzen Löchern, in deren Umgebung möglicherweise magnetohydrodynamische Prozesse die extrem energetische, stark asphärische Sternexplosion auslösen. Es ist nicht unplausibel, daß es verschiedene Wege geben könnte, die zur Explosion von massereichen Sternen führen können. Es wird vielleicht nie möglich sein, diese Prozesse direkt zu beobachten, so daß unser Weg zur Erkenntnis über theoretische Modelle und ihre indirekte Verknüpfung mit meßbaren Parametern und Erscheinungen führt. Der direkte Blick in die Abgründe sterbender Sterne ist uns nur durch Neutrinos und Gravitationswellen gewährt. Während Neutrinos Informationen über die thermodynamischen Bedingungen liefern, gibt die Struktur der Gravitationswellenabstrahlung komplementäre Auskunft über das dynamische Verhalten beim Kollaps. Eine neue Generation von Neutrinoteleskopen (Superkamiokande, SNO, Borexino, AMANDA usw.) ist in den zurückliegenden Jahren in Betrieb gegangen oder wird in naher Zukunft ihre Messungen beginnen, und riesige, interferometrische Gravitationswellendetektoren (GEO600 in Deutschland, LIGO in den USA, TA-MA in Japan und VIRGO in Italien) stehen kurz vor ihrer Inbetriebnahme. Voraussetzung für nachweisbare Signale ist beim gegenwärtigen Stand allerdings eine Supernova in unserer Milchstraße. Es wäre eine Krönung der Anstrengungen bei der Entwicklung und beim Aufbau dieser Experimente, wenn sie durch eine Supernova vor unserer kosmischen Haustür belohnt würden!

Literatur:

- T. Montemerle und N. Prantzos, *Explodierende Sonnen* (Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg 1991).
- [2] A.G. Petschek (Ed.), Supernovae (Springer-Verlag, New York 1990).
- [3] W. Baade und F. Zwicky, Phys. Rev. 45, 138 (1934).
- [4] R.W. Hanuschik, Physik in unserer Zeit ????, ???? (19???); Sterne und Weltraum 30, 368 (1991).
- [5] S.L. Shapiro and S.A. Teukolsky, Black Holes, White Dwarfs, and Neutron Stars (John Wiley & Sons, New York 1983).
- [6] S.A. Colgate and R.H. White, Astrophys. J. 143, 626 (1966).
- [7] H.A. Bethe und J.R. Wilson, Astrophys. J. 295, 14 (1985); H.A. Bethe, Rev. Mod. Phys. 62, 801 (1990).
- [8] M. Rampp und H.-T. Janka, Astrophys. J. Lett. 539, L33 (2000).
- [9] A. Mezzacappa, et al., Phys. Rev. Lett., im Druck (2001), astro-ph/0005366.
- [10] M. Herant, et al., Astrophys. J. 435, 339 (1994); A. Burrows, J. Hayes and B.A. Fryxell, Astrophys. J. 450, 830 (1995).
- [11] H.-T. Janka und E. Müller, Astron. Astrophys. 306, 167 (1996); W. Keil, H.-T. Janka und E. Müller, Astrophys. J. Lett. 473, L111 (1996).
- [12] E. Müller, Sterne und Weltraum 5, 350 (1995).
- [13] K. Kifonidis, et al., Astrophys. J. Lett. 531, L123 (2000).
- [14] B. Aschenbach, R. Egger und J. Trümper, Nature **373**, 587 (1995).
- [15] J.P. Hughes, et al., Astrophys. J. Lett. 528. L109 (2000); http://chandra.harvard.edu/photo/casajph/.

Die Autoren:

Hans-Thomas Janka hat an der Technischen Universität München studiert und 1991 promoviert. Nach einem Forschungsaufenthalt an der University of Chicago ist er heute wissenschaftlicher Mitarbeiter am Max-Planck-Institut für Astrophysik in Garching und arbeitet theoretisch über Supernovae, kosmische Gammablitze und Neutrino-Astrophysik.

Ewald Müller hat an der TH Darmstadt studiert und dort im Jahre 1979 promoviert. Danach wurde er wissenschaftlicher Mitarbeiter am Max-Planck-Institut für Astrophysik in Garching. Seit 1995 ist er dort als Forschungsgruppenleiter tätig. Im Jahre 1994 hat er sich an der TU München habilitiert, wo er auch regelmäßig Vorlesungen hält. Seine Arbeitsgebiete sind hydrodynamische Simulationen, Supernovae, und relativistische Jets.

Anschrift: Dr. Hans-Thomas Janka, Priv. Doz. Dr. Ewald Müller, Max-Planck-Institut für Astrophysik, Karl-Schwarzschild-Str. 1, 85741 Garching, www.mpa-garching.mpg.de/Hydro/hydro.html

Internet-Links:

www.mpa-garching.mpg.de/~maria/popular www.mpa-garching.mpg.de/~museum chandra.harvard.edu/photo/casajph chandra.harvard.edu/xray_sources/supernovas.html oposite.stsci.edu/pubinfo/novaesupernovae.html www.psc.edu/science/Burrows/burrows.html

BOX 1: Neutrinos von Supernovae und entstehenden Neutronensternen

Rund 99% der gravitativen Bindungsenergie, die beim Kollaps des stellaren Eisenkerns und der Entstehung von Neutronensternen frei wird, werden in Form von Neutrinos abgestrahlt, nur etwa 1% gehen in die kinetische Energie der expandierenden Ejekta und davon wiederum nur etwa 1% werden schließlich als elektromagnetische Strahlung abgegeben. Wenn man allgemein relativistische Korrekturen (typischerweise in der Größenordnung von zirka 10%) vernachlässigt, kann man für einen nichtrotierenden Neutronenstern, der als homogen angenommen wird und die Masse Mund den Radius R haben soll, die Bindungsenergie abschätzen zu

$$E_{\rm B} \approx \frac{3}{5} \frac{GM^2}{R} = \frac{1}{10} Mc^2,$$
 (1)

wobei c die Lichtgeschwindigkeit und G die Gravitationskonstante ist. Die Gesamtenergie des stellaren Kerns vor dem Kollaps sowie die innere Energie des kalten Neutronensterns können dabei in erster Ordnung vernachlässt werden. Für die zweite Gleichung wurde benutzt, daß typische Neutronensternradien nahe dem Dreifachen des Schwarzschildradius liegen: $R \approx 6GM/c^2$. Mit $M = 1.5 \,\mathrm{M}_{\odot}$ (M_{\odot} symbolisiert eine Sonnenmasse $= 2 \times 10^{30} \,\mathrm{kg}$) ergibt sich für E_{B} ein Wert von rund $3 \times 10^{46} \,\mathrm{J}$. Wie in den späten Entwicklungsstadien massereicher Sterne stellen Neutrinos, und nicht Photonen, den Kanal dar, über den der Stern hauptsächlich Energie verliert. Neutrinos werden im heißen stellaren Plasma mit sehr hohen Raten erzeugt (wie auch Photonen), haben aber um rund 19 Grössenordnungen geringere Streu- und Absorptionswirkungsquerschnitte als Photonen. Deshalb entweichen sie zunächst ungehindert aus dem stellaren Kern und diffundieren nach dem Kollaps auf wesentlich kürzeren Zeitskalen aus dem heißen Neutronenstern.

Man kann die Entwicklung des stellaren Eisenkerns vom Beginn des Gravitationskollapses bis zum "kalten" Neutronenstern anhand der Dynamik und der entsprechenden Neutrinoemission in vier Phasen einteilen: (1) Kollaps (2) Propagation des hydrodynamischen Stoßes, Stoßausbruch, und Stoßstagnation, (3) Akkretion und Wiederbelebung des Stoßes (4) Neutrinokühlung des entstehenden Neutronensterns.

Phase (1): Während der Kollapsphase werden so gut wie ausschließlich Elektronneutrinos (ν_e) emittiert. Sie werden durch Elektroneneinfänge auf freie Protonen und Atomkerne, die sich im nuklearen statistischen Gleichgewicht befinden, produziert:

$$e^- + p \longrightarrow \nu_e + n$$
, (2)

$$e^- + A \longrightarrow \nu_e + A'.$$
 (3)

Anfangs ist der kollabierende stellare Kern für die erzeugten Neutrinos transparent. Erst wenn die Dichte hinreichend hoch ist, etwa $10^{15} \text{ kg m}^{-3}$, wird die Wahrscheinlichkeit für Neutrinostreuungen und -absorptionen so hoch, daß die Neutrinos mit der fallenden Materie mitgeschleppt werden ("Neutrinotrapping"). Die häufigste Streureaktion ist dabei die kohärente Streuung an Atomkernen,

$$\nu + A \longleftrightarrow \nu + A, \tag{4}$$

aber auch Streuungen an freien Nukleonen,

$$\nu + p \quad \longleftrightarrow \quad \nu + p \,, \tag{5}$$

$$\nu + n \quad \longleftrightarrow \quad \nu + n, \tag{6}$$

und Absorptionen auf Neutronen,

$$\nu_e + n \longrightarrow e^- + p, \tag{7}$$

liefern Beiträge zur Opazität (d.h. "Undurchsichtigkeit") des stellaren Mediums gegenüber Neutrinos. Die Streuprozesse an Nukleonen und Atomkernen werden durch neutrale schwache Ströme vermittelt. Dabei wird wegen der riesigen Massen der Targetteilchen kaum Energie übertragen. Hingegen kann sich sich bei Neutrino-Elektron und Neutrino-Positron Streuungen

$$\nu + e^{\pm} \longleftrightarrow \nu + e^{\pm}, \tag{8}$$

die Energie des Neutrinos um einen großen Betrag ändern. Daher unterstützen diese Reaktionen die Themalisierung der Neutrinos nach dem Trapping sehr effizient, obwohl die entsprechenden mittleren freien Weglängen wegen der kleineren Wirkungsquerschnitte deutlich länger sind als für die Prozesse der Gln. (4)–(6). In der Kollapsphase kommt es wegen der Emission von Elektronneutrinos zu einer deutlichen Reduktion der Elektronenzahl relativ zur Barionenzahl im stellaren Kern ("Deleptonisierung"). Dies hat einen sehr wichtigen Einfluß auf die Dynamik des Kollapses und die Entstehung des Supernovastoßes. Die gesamte Energie, die während dieser Zeit in Neutrinos abgestrahlt wird, ist aber minimal.

Phase (2): Während der Phase der Stoßpropagation wird das stellare Medium beim Durchgang durch den Stoß stark aufgeheizt (da kinetische Energie des fallenden Plasmas in thermische Energie umgewandelt wird). Dies verschiebt das nukleare statistische Gleichgewicht hin zu freien Neutronen und Protonen, die hinter dem Stoß die Komposition dominieren. Dadurch wird thermische Energie zur Dissoziation von Atomkernen verbraucht, der Druck nimmt ab, die Stoßexpansion wird abgeschwächt. Im stoßgeheizten Medium werden Elektronneutrinos durch Elektroneneinfänge auf die in großer Zahl vorhandenen freien Protonen mit riesigen Raten produziert. Wenn der Stoß von seinem Entstehungsort im hochdichten Innern (nahe Kernmateriedichte) des kollabierten stellaren Kerns bis in Bereiche mit Dichten um etwa $10^{14} \text{ kg m}^{-3}$ vorgedrungen ist, wird die Stoßumgebung plötzlich transparent für Neutrinos (genauer gesagt, die Diffusionsgeschwindigkeit der Elektronneutrinos wird höher als die Geschwindigkeit der Stoßpropagation), und der Stoß "durchbricht die Neutrinosphäre". In diesem Moment wächst die Neutrinoluminosität um weit mehr als eine Größenordnung auf bis zu 10^{47} J s⁻¹. Dadurch kommt es zu einer starken Reduktion der Elektronenzahl im Medium hinter der Stoßfront. Die zeitliche Breite dieses scharfen "Deleptonisierungsblitzes" beträgt nur wenige Millisekunden, bevor die Elektronneutrinoemission wieder auf ein deutlich geringeres Niveau abfällt. Die während dieser Phase abgestrahlte Energie ist daher nur rund 1% der Gesamtenergie, die in Neutrinos insgesamt emittiert wird [vgl. Gl. (1)]. Die zusätzlichen Energieverluste aus dem Medium hinter dem Stoß schwächen diesen jedoch so stark, daß seine Expansion zum Erliegen kommt.

Phase (3): Durch die dramatische Deleptonisierung sinkt die Elektronenentartung und die Zahl der Elektron-Positron Paare im stoßgeheizten Plasma, in dem Temperaturen von mehr als 10^{11} K herrschen können, nimmt stark zu. Nun kann es durch Positroneinfänge auf freie Neutronen,

$$e^+ + n \longrightarrow \bar{\nu}_e + p$$
, (9)

zur Produktion von Elektronantineutrinos ($\bar{\nu}_e$) kommen. Neutrino-Bremsstrahlungsreaktionen,

$$N + N \longrightarrow N + N + \nu + \bar{\nu}, \tag{10}$$

und sog. "thermische" Neutrinoprozesse, von denen der wichtigste die Zerstrahlung von Elektron-Positron-Paaren ist,

$$e^- + e^+ \longrightarrow \nu + \bar{\nu},$$
 (11)

erzeugen Neutrino-Antineutrino Paare aller drei Leptonflavors (ν_e , $\bar{\nu}_e$, ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$, $\bar{\nu}_\tau$, $\bar{\nu}_\tau$). Im Gegensatz zu Elektronneutrinos und -antineutrinos sind Müon- und Tauneutrinos und deren Antineutrinos nicht durch geladene schwache Ströme [d.h. Absorptions- und Emissionsreaktionen analog zu Gln. (2), (7), (9) und (12)] ans stellare Medium gekoppelt, da bei den gegebenen Temperaturen und chemischen Potentialen der Elektronen Müonen nur in sehr geringen Zahlen und Tauonen wegen ihrer hohen Ruhmassen gar nicht existieren. Während dieser Entwicklungsphase steigen die Leuchtkräfte der Elektronantineutrinos und Neutrinos und Antineutrinos der anderen Flavors auf etwa den Wert der Elektronneutrinos.

Durch den stehenden Stoß hindurch fällt weitere Materie auf den sich bildenden Neutronenstern im Zentrum des kollabierenden Sterns. Der größte Teil der Neutrinoluminosität während dieser Akkretionsphase speist sich aus der gravitativen Bindungsenergie des vom Neutronenstern aufgesammelten Gases, das sich als eine heiße, ausgedehnte Schicht um einen dichteren und kühleren inneren Kern legt. Durch die Anlagerung weiterer Materie auf den Neutronenstern wird der Stoß zu größeren Radien "geschoben". Dadurch verändern sich die Bedingungen hinter der Stoßfront, die Dichten und insbesondere Temperaturen werden niedriger. Statt der Neutrinoenergieverluste zu früherer Zeit, die sensitiv mit der Temperatur ansteigen, übertragen nun Einfänge von Elektronneutrinos und Antineutrinos auf Neutronen [Gl. (7)] bzw. auf Protonen,

$$\bar{\nu}_e + p \longrightarrow e^+ + n \,, \tag{12}$$

Energie an das stellare Medium. Unter bestimmten Bedingungen, insbesondere bei hinreichend hohen Neutrinoleuchtkräften, kann dieses "Neutrinoheizen" genug Energie für die Supernovaexplosion im Medium deponieren und damit den Stoß aus dem Stern treiben. Konvektive Materiebewegungen im Gebiet hinter dem stehenden Stoß verstärken bzw. ermöglichen erst die Explosion.

Phase (4): Mit Beginn der Explosion nimmt der Zufluß weiterer Materie auf den Neutronenstern rasch ab. Dieser ist ein leptonenreiches Objekt, in dem die gravitative Bindungsenergie des kollabierten stellaren Kerns zunächst in Form von Entartungsenergie der Elektronen und gefangenen Elektronneutrinos gespeichert ist. Seine heiße, äußere Mantelschicht kühlt und deleptonisiert rasch, so daß die Neutrinoemission zunehmend durch die aus tieferen, dichteren Schichten herausdiffundierenden Neutrinos dominiert wird. Die Diffusionszeit der Neutrinos aus dem supranuklearen Innern des Neutronensterns wird durch die häufigen Wechselwirkungen mit den Teilchen des stellaren Plasmas bestimmt und liegt im Bereich von Sekunden. Auf dieser Zeitskala schreitet auch die Deleptonisierung und damit Neutronisierung der Materie durch Umwandlung von Elektronen und Protonen in Neutronen und Elektronneutrinos [Gl. (2)] immer tiefer im Stern voran. Indem die Elektronneutrinos bei ihrer Diffusion zur Oberfläche von den Teilchen des stellaren Gases vielfach gestreut, absorbiert und wieder reemittiert werden und dabei Energie verlieren, wird die Entartungsenergie der Leptonen teilweise in thermische Energie umgewandelt. Dadurch wird der Neutronenstern zunächst heißer. Neutrinos aller Flavors werden durch Paarprozesse [Gln. (10) und (11)] erzeugt und tragen zum Energietransport aus dem Neutronenstern etwa gleichermaßen bei. Während dieser Entwicklungsphase zum kalten Neutronenstern mit einem Protonenanteil von nur noch rund 10% wird der größte Teil der gravitativen Bindungsenergie abgestrahlt. Es kann zur Ausbildung von Konvektionszonen kommen, die den Energietransport beschleunigen und dadurch die Neutrinoabstrahlung von der Oberfläche verstärken. Erst nach etwa zehn Sekunden bis einer Minute sinken dann die Temperaturen im Neutronenstern unter etwa 10^{10} K und er wird schließlich transparent für Neutrinos. Wenn der Neutronenstern vorher zu einem Schwarzen Loch kollabiert, erwartet man ein plötzliches Abbrechen der langsam abklingenden Neutrinoemission des kühler werdenden Sterns.

Die Mehrzahl der zwei Dutzend Neutrinos aus der Supernova 1987A, die in den drei Untergrundexperimenten registriert wurden, stammen wohl aus dieser Neutrinokühlphase des entstehenden Neutronensterns und waren Elektronantineutrinos, denn die Nachweisreaktion in den Detektoren mit dem bei weitem größten Wirkungsquerschnitt war der Prozess in Gleichung (12). Durch die mittlere Energie der registrierten Positronen von zirka 15 MeV wurde auf eine Temperatur an der neutrinostrahlenden Oberfläche ("Neutrinosphäre") des Neutronensterns von rund 5 MeV (entsprechend etwa 6×10^{10} K) geschlossen, in recht guter Übereinstimmung mit theoretischen Vorhersagen. Aus der Anzahl der gefundenen Ereignisse konnte eine Gesamtzahl von 10^{58} emittierten Neutrinos abgeschätzt werden. Die durch diese Neutrinos freigesetzte Bindungsenergie bedeutet, daß in der Supernova 1987A ein kompaktes Objekt mit einer gravitativen Masse zwischen 1,1 M_o und 1,8 M_o entstanden sein muß. Es handelt sich wahrscheinlich um einen Neutronenstern. Die Bestimmung seiner Masse ist wegen der Unsicherheiten bei der Zustandsgleichung für Neutronensternmaterie und wegen der statistischen Fehler in der Neutrinomessung nicht genauer möglich.



Abbildung 14: Computersimulation einer Rayleigh-Taylor Instabilität. Zwei homogene Flüssigkeiten konstanter Dichte ρ_1 (hellbraun) und $\rho_2 = 2\rho_1$ (dunkelbraun) sind anfänglich durch eine horizontale Grenzfläche (weiße Linie) voneinander getrennt und erfahren beide eine konstante Beschleunigung, die senkrecht nach unten gerichtet ist.

BOX 2: Rayleigh-Taylor und konvektive Instabilitäten

Eine **Rayleigh-Taylor Instabilität** tritt dann auf, wenn auf zwei aneinander grenzende, unterschiedlich dichte Flüssigkeiten (oder auch auf eine Flüssigkeit mit Dichtegradient) eine Kraft wirkt (z.B. Schwerkraft oder eine Beschleunigung), die von der dichteren Flüssigkeit in Richtung auf die spezifisch leichtere Flüssigkeit weist. In der Astrophysik findet man Rayleigh-Taylor Instabilitäten in einer Vielzahl von Situationen, unter anderem in Supernovaexplosionen infolge der Propagation der Stoßwelle durch die Sternhülle.

Als einfachsten Fall betrachten wir zwei ruhende, homogene, inkompressible Flüssigkeiten der Dichten ρ_1 und ρ_2 , die durch eine ebene Grenzfläche (z = 0) voneinander getrennt sind, und die eine Beschleunigung, etwa in einem Gravitationsfeld, senkrecht zu dieser erfahren. Die Grenzfläche soll dabei leicht gestört werden (Abb. 14).

Da die Energie der Stoßwelle in einer Supernovaexplosion viel größer ist als die gravitative Bindungsenergie der ausgeschleuderten Hüllenmaterie, ist die Gravitation für die Ausbreitung der Stoßwelle dynamisch irrelevant. Außerdem bestehen Supernovahüllen aus kompressiblem Gas, d.h. es sind Dichte- und Druckgradienten vorhanden. Die obigen Überlegungen sind daher nicht direkt auf Supernovae anwendbar. Trotzdem können auch in Supernovahüllen Rayleigh-Taylor Instabilitäten auftreten. In diesem Fall wird die Rolle der Schwerebeschleunigung vom negativen Druckgradienten übernommen.

Neben Rayleigh-Taylor Instabilitäten treten im Verlauf einer Supernovaexplosion auch konvektive Instabilitäten auf, die durch Entropie- und/oder Kompositionsgradienten verursacht werden. Meist setzt konvektive Instabilität in Schichten ein, in denen die Entropie bzw. die Anzahl von Elektronen pro Baryon, Y_e , radial abnimmt. Bei Supernovaexplosionen passiert dies z.B. zwischen dem Neutronenstern und dem Supernovastoß, da dort der Entropiegradient wegen des Neutrinoheizens (für einige Zeit) stark negativ wird. Konvektive Prozesse findet man auch im Neutronenstern, wo aufgrund der Neutrinodiffusion ein Gebiet mit leicht negativen Entropie- und Y_e -Gradienten entsteht.