

Supernovae im Superrechner

Wie sich in der Astrophysik das Unsichtbare sichtbar und das Sichtbare verständlich machen lässt

Wolfgang Hillebrandt und Ewald Müller

Seit es Computer gibt, sind sie für die Astrophysik und die Astronomie ein unverzichtbares Werkzeug. Ohne leistungsfähige Rechner wäre noch nicht einmal der Betrieb von modernen Observatorien möglich, sei es auf der Erde oder im Weltraum. Doch vor allem hat die Theorie, deren Modelle in der Astrophysik eine ganz besondere Rolle spielen, über Jahrzehnte von Computern und ihrer Entwicklung außergewöhnlich stark profitiert. So ist es heute beispielsweise möglich, die Eigenschaften von Supernovae oder extragalaktischen Jets mithilfe der Simulation von relativistischen Strömungen immer besser zu verstehen.

Die Benutzung von Computern hat in der Astrophysik eine lange Tradition, und es hat sogar Fälle gegeben, dass neue Computer speziell für die Astrophysik entwickelt wurden. Ein historisches Beispiel ist der Bau der *G1* (*G* steht für Göttingen) am Max-Planck-Institut für Physik in Göttingen. Dort wollte Ludwig Biermann die Bahnen der kosmischen Strahlungsteilchen im Erdmagnetfeld berechnen, und er konnte Heinz Billing überreden, einen kleinen Computer, eben die *G1*, zu bauen. Sie schaffte zwei Rechenoperationen pro Sekunde und hatte einen Speicher von 26 Worten zu 32 Bit. Aber die *G1* war hoch innovativ: Ihr Speicher war der erste realisierte Trommelspeicher. Das war 1951! Später baute Heinz Billing noch die größere und zwanzigmal schnellere *G2* und 1960 die *G3*, die dann mit magnetischen (Ferrit-) Kernspeichern arbeitete und am MPI für Physik und Astrophysik in München noch bis Ende 1972 in Betrieb war.

Hauptnutzer der Göttinger (und später Münchner) Computer waren immer die Astrophysiker, und der Grund hierfür ist offensichtlich. Die Astrophysik unterscheidet sich von den anderen Naturwissenschaften hauptsächlich dadurch, dass mit den meisten ihrer Objekte nicht „experimentiert“ werden kann. Die Wissenschaftler sind nur passive Beobachter dessen, was ihnen die Natur „vorspielt“. Das ist auch der Grund, warum in der Astrophysik das „dritte Standbein“ eigentlich das zweite ist.

Hinzu kommen zwei prinzipielle Schwierigkeiten der beobachtenden Astronomie, die die Bedeutung der Theorie und insbesondere der Computer-Simulation noch verstärken. Einmal sind elektromagnetische Wellen immer noch die wichtigste Informationsquelle der



Abb. 1: Eine Typ-Ia-Supernova in der Galaxie NGC 3190, 18 Mpc von uns entfernt. Diese Supernova wurde am 9. März 2002 bereits 14 Tage vor ihrem Maximum entdeckt und dann mehrere Monate lang mit vielen Teleskopen weltweit beobachtet. Über sie wissen wir von allen Typ-Ia-Supernovae wahrscheinlich am meisten.

Astronomie. Ein großer Teil der Objekte (Planeten, Sterne, interstellare Molekül- und Staubwolken, ...) sind vollständig oder zumindest weitgehend „undurchsichtig“. Die von uns empfangene Strahlung stammt also nicht aus dem Inneren der Objekte, wo die relevanten physikalischen Prozesse ablaufen, sondern von ihrer Oberfläche, der „Photosphäre“. Was wir also „sehen“, muss mit den eigentlichen Ursachen erst noch verknüpft werden: eine der Aufgaben der Theorie und von Computersimulationen. Denn die verknüpfenden Prozesse, wie etwa der Transport von Strahlung in einem hochgradig turbulenten Gas, sind äußerst komplex.

Die zweite große Schwierigkeit besteht darin, dass sich die meisten Objekte der Astrophysik nur sehr langsam entwickeln. Typisch sind Millionen bis Milliarden Jahre für Sterne, für Galaxien oder das Universum. Fälle, in denen man einen wesentlichen Teil der Entwicklung eines Objekts direkt verfolgen kann, zum Beispiel Sternexplosionen, sind eher die Ausnahme. Auch hier sind also Simulationen erforderlich, um die Entwicklung zu verstehen. Sind die Sterne, die wir sehen, verschieden, weil sie unterschiedliche Massen, Elementhäufigkeiten, Magnetfelder oder Rotationsraten haben, oder sehen wir die gleichen Objekte in verschiedenen Phasen ihre Entwicklung?

Die Astrophysik steht also immer vor der Aufgabe, ein „inverses“ Problem lösen zu müssen. Wir beobachten meistens nur die Folgen und müssen versuchen, die Ursachen durch geeignete Modellierung zu finden. Natürlich wird die Lösung nur selten eindeutig sein, denn fast nie verfügen wir über genügend Information, die inversen Probleme auch wirklich lösen zu können.

Prof. Dr. Wolfgang Hillebrandt, Priv.-Doz. Dr. Ewald Müller, Max-Planck-Institut für Astrophysik, Karl-Schwarzschild-Str. 1, 85741 Garching

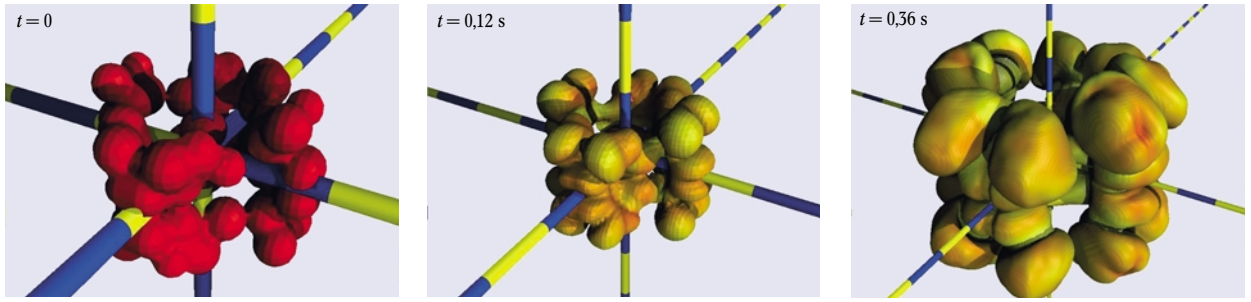


Abb. 2: Zeitfolge von „Schnapschüssen“ einer Supernovasimulation, in der angenommen wurde, dass das nukleare Brennen in einer statistisch verteilten Anzahl von kleinen Blasen zündet. Diese Zündgebiete wachsen als Folge der Wärmeleitung im Gravitationspotential radial nach außen, weil sie leichter sind als das unverbrannte Gas. Dabei bilden sich die für Explosionen charakteristischen Pilzstrukturen. An den Grenzflächen entsteht

Das Ergebnis sind deshalb konkurrierende Modelle, zwischen denen nur auf der Basis überprüfbarer Vorhersagen entschieden werden kann.

Der wissenschaftliche Fortschritt in der Astrophysik war also immer ein Wechselspiel zwischen neuen Beobachtungsergebnissen, der häufig widersprüchlichen Interpretation dieser Beobachtungen durch Modelle und der Eliminierung von Modellen durch weitere oder andere Beobachtungen. Mit Ausnahme der allereinfachsten Modelle (gelegentlich etwas abfällig „Szenarien“ genannt), erfordert die Modellierung aber immer den Einsatz von Computern; und weil die Physik in aller Regel sehr komplex ist, müssen es Höchstleistungscomputer sein. Aber die Erfolge der letzten Jahrzehnte lassen diesen Einsatz gerechtfertigt erscheinen.

In den folgenden Abschnitten werden wir einige dieser Erfolge etwas ausführlicher beschreiben. Die Auswahl ist dabei von den Arbeitsgebieten der Autoren vorgegeben und deshalb unvollständig und voreingenommen. Nicht besprochen werden wir das weite Feld der Kosmologie und der Entstehung von großskaligen Strukturen und Galaxien im Universum. Das Gebiet der Sternentwicklung werden wir ebenfalls auslassen, auch weil hier Supercomputer in letzter Zeit nicht mehr benötigt werden (mit der Ausnahme von Simulationen turbulenter Konvektion in Sternen). Statt dessen

Glossar: Supernovatyphen

Traditionell werden Supernovae nach den Eigenschaften ihrer Spektren klassifiziert. Explosionen, deren Spektren keine Wasserstoff-Emissionslinien aufweisen, heißen **Typ I**. Die Unterklasse **Ia** ist durch starke Absorptionslinien von Silizium in den Spektren nahe dem Maximum charakterisiert. Die Unterklassen **Ib** bzw. **Ic** zeigen starke bzw. schwache Heliumlinien.

Wasserstofflinien ($H\alpha$ und $H\beta$) definieren **Typ-II**-Supernovae. Je nach weiteren speziellen Spektraleigenschaften oder dem Verlauf der Lichtkurven gibt es auch hier Unterklassen. So haben **Typ IIin** enge Emissionslinien und **Typ IIp** zeigen eine ausgeprägte Plateauphase in ihrer Lichtkurve.

Nur die Typ-Ia-Supernovae sind thermonukleare Explosionen Weißer Zwerge. Alle anderen entstehen beim Kollaps massereicher Sterne. Supernovae vom Typ Ib und Ic sind Sterne, die

ihre Wasserstoffhülle vor der Explosion verloren haben (Typ Ib) oder zusätzlich auch noch den größten Teil ihrer Heliumschale nicht mehr besitzen.

Die Lichtkurven von Typ-Ia-Supernovae sind sehr homogen. Die meisten von ihnen unterscheiden sich um weniger als einen Faktor fünf in ihrer maximalen Helligkeit, und sie folgen immer den gleichen Gesetzen: Einem sehr schnellen Anstieg der Helligkeit um viele Größenordnungen folgt ein exponentieller Abfall mit einer Zeitkonstanten von zunächst etwa zehn Tagen in den ersten Wochen und danach einem langsameren Abfall mit einer Zeitkonstanten von fast drei Monaten. Diese universellen Eigenschaften erlauben es, sie zur Bestimmung kosmischer Entfernungen zu verwenden. Solche Objekte nennt man in der Astronomie „Standardkerzen“.

durch Scherung starke Turbulenz, welche die nuklearen Flammen auf einige Prozent der Schallgeschwindigkeit beschleunigt. Die Explosion zerreißt den ganzen Stern, sodass kein kompakter Überrest zurückbleibt. Ein Ring auf den Koordinatenachsen entspricht 100 km. Die Geschwindigkeit der Brennfrent ist farbcodiert: Rot entspricht niedriger und gelb hoher Geschwindigkeit (aus [2]).

werden wir exemplarisch Sternexplosionen und Jets aus Schwarzen Löchern behandeln, denn an ihnen lassen sich die benötigte Methodik, aber auch die immer wieder auftretenden Schwierigkeiten am besten veranschaulichen.

Thermonukleare Supernova-Explosionen

Schon Ende der dreißiger Jahre hatte der Schweizer Astronom Fritz Zwicky herausgefunden, dass es mindestens zwei sehr unterschiedliche Arten von Supernova-Explosionen geben musste. Er nannte sie „Typ I“ und „Typ II“ (siehe auch Glossar „Supernovatyphen“). Sie (und alle ihre Unterklassen) spielen eine wichtige Rolle im kosmischen Materiekreislauf, da sie einerseits riesige Energiemengen freisetzen und damit dynamische Prozesse im interstellaren Medium treiben und andererseits das interstellare Gas mit schweren Elementen anreichern, die während der Entwicklung des Sterns oder bei seiner Explosion entstanden sind.

Zwicky's Typ-I-Explosionen, heute allgemein Typ Ia genannt, sind thermonukleare Explosionen Weißer Zwerge, die vor der Explosion aus Kohlenstoff und Sauerstoff bestehen (Abb. 1). In den letzten Jahren gelang es mit großem Erfolg, sie zur Bestimmung kosmologischer Entfernungen zu benutzen; denn ihre Lichtkurven, d. h. die von ihnen pro Sekunde abgestrahlten Energien, sind immer sehr ähnlich. Das überraschende Ergebnis war, dass sehr weit entfernte Supernovae lichtschwächer zu sein scheinen, als es eine Standardkosmologie vorhersagen würde. Wir scheinen in einem Universum zu leben, das beschleunigt expandiert! [1].

Im Prinzip kann man die Explosion thermonuklearer Supernovae auf Computern simulieren und überprüfen, ob sie „Standardkerzen“ sind. Die zu lösenden Gleichungen sind die der (Newtonschen) Hydrodynamik (siehe Infokasten), ergänzt durch Gleichungen, die die thermonukleare Fusion von Kohlenstoff und Sauerstoff zu Elementen der Eisengruppe und ihre Energieerzeugung beschreiben, sowie den Transport dieser Energie durch Wärmeleitung und Turbulenz. Im Prinzip sind das dieselben Gleichungen, die man zu lösen hat, wenn man die chemische Verbrennung in einer Brennkammer oder in einem Otto-Motor simulieren will. Nur die Materialfunktionen (Zustandsgleichung, Reaktionsraten, Wärmeleitkoeffizienten) sind in der Astrophysik andere.

Und ebenso wie bei der chemischen Verbrennung besteht das Hauptproblem darin, vorgemischte turbulente Flammen zu modellieren. Auch im Weißen Zwerg ist die Verbrennung hochgradig turbulent. Der

Längenskalenbereich homogener isotroper Turbulenz reicht von etwa tausend Kilometern (vergleichbar dem Radius des Sterns) bis hinunter zu Bruchteilen vom Millimetern, der Längenskala für viskose Dissipation, auch Kolmogorov-Skala genannt. Die typische Dicke einer nuklearen Brennfront ist von derselben Größenordnung wie die Kolmogorov-Skala, und ihre Ausbreitungsgeschwindigkeit durch Wärmeleitung wäre nur 10^{-4} der lokalen Schallgeschwindigkeit. Daraus kann man sofort die Schlüsse ziehen, dass es erstens unmöglich ist, die „Flammen“ numerisch aufzulösen, und dass zweitens die turbulenten Geschwindigkeitsfluktuationen die Flammenausbreitung dominieren (wie auch im Otto-Motor), und deshalb drittens ein so genannter „Large Eddy“-Ansatz der einzig gangbare Weg ist. In diesen Verfahren, die ursprünglich aus der Meteorologie stammen, simuliert man die großen Längenskalen durch die direkte Lösung der Hydrodynamikgleichungen und modelliert die Physik auf den kleinen Längenskalen, die man numerisch nicht auflösen kann. Im Fall der Meteorologie berücksichtigt man so in der Wettervorhersage die von der Simulation nicht erfassten kleinen Strukturen, und auch in unseren Simulationen beschreibt man die Effekte kleinskaliger Turbulenz mit Hilfe eines statistischen Modells. Das Problem der sehr unterschiedlichen relevanten Skalen ist in vielen Bereichen der Physik gegeben und wird zum Teil sehr unterschiedlich angegangen (siehe z. B. den Artikel von Gerhard Besold und Kurt Kremer).

In den letzten Jahren wurden am Max-Planck-Institut für Astrophysik in Garching passende Verfahren entwickelt und numerische Simulationen solcher Supernova-Explosionen erfolgreich durchgeführt. Die Simulationen mussten notwendigerweise in drei Raumdimensionen

durchgeführt werde, denn die Turbulenz ist ja inhärent dreidimensional. Als Lösungsverfahren für die Hydrodynamik wurde ein Finite-Volumen-Verfahren benutzt, d. h. die Gleichungen wurden auf einem raumfesten Rechengitter diskretisiert (siehe Infokasten). Abbildung 2 zeigt in einer Sequenz von Zeitschritten einer solchen Simulation die Position der nuklearen Brennfront im Inneren des Sterns. Ihre Geschwindigkeit ist durch die Farbwahl veranschaulicht [2].

Die derzeit größte derartige Simulation wurde auf der Hitachi SR-8000 des Leibniz-Rechenzentrums in München durchgeführt. Sie stellte den explodierenden Stern auf einem (nichtäquidistanten) Rechengitter von 768^3 Zellen dar, benötigte mehr als 50 GByte Hauptspeicher und über 1000 CPU-Stunden auf 512 Prozessoren. Die gesamte für die Auswertung gespeicherte Datenmenge betrug mehrere TByte. Typische Simulationen arbeiten jedoch mit Gittern von nur 256^3 oder 512^3 Zellen und benötigen entsprechend weniger Ressourcen.

Diese Simulationen sind „parameterfrei“, womit gemeint ist, dass nach der Festlegung eines Modells für die Flammenausbreitung nur physikalische Parameter geändert werden können. In unserem Fall sind das die Komposition des Weißen Zwergs und die Zündbedingungen, die auch von Supernova zu Supernova verschieden sein werden. Die Modelle reproduzieren beobachtete Explosionsenergien, Lichtkurven und Elementhäufigkeiten. Nur kennen wir jetzt auch die Ursachen für die Unterschiede. So beruhen zum Beispiel die beobachteten Helligkeitsunterschiede hauptsächlich auf verschiedenen Häufigkeiten schwerer Elemente in den explodierenden Weißen Zwergen, und die empirisch gefundenen Korrelationen zwischen der Helligkeit und der Form der Lichtkurve, die für die Kalibrierung als

Numerische Hydrodynamik

Aus mathematischer Sicht gesehen bilden die *Hydrodynamikgleichungen* ein System gekoppelter partieller Differentialgleichungen von erster Ordnung in der Zeit und von zweiter Ordnung im Raum. Sie beschreiben die zeitliche Entwicklung der Massen-, Impuls- und Gesamtenergiedichte im Raum. Zusätzlich benötigt man noch eine weitere Beziehung, die so genannte *Schließbedingung*, die durch die Zustandsgleichung gegeben ist, die die thermodynamischen Variablen Druck, Dichte und Temperatur bzw. innere Energie verknüpft.

Die Simulation relativistischer Strömungen erfordert numerisch robustere und aufwändigere Verfahren als im Newtonschen Fall, da die Geschwindigkeit durch die Lichtgeschwindigkeit begrenzt ist (negative Radikanden!), da sie durch den in allen Hydrodynamikgleichungen auftretenden Lorentz-Faktor wesentlich nichtlinearer sind und da die so genannten „primitiven“ Variablen (die Variablen im

lokalen Ruhesystem des Gases) nicht explizit durch die im Verlauf einer Simulation von Zeitschritt zu Zeitschritt fortgeschriebenen Erhaltungsgrößen gegeben sind. Daher muss, anders als im Newtonschen Fall, in jedem Zeitschritt ein nichtlineares algebraisches Gleichungssystem gelöst werden, um die primitiven Variablen zu bestimmen.

Eine Möglichkeit, die Hydrodynamikgleichungen zu integrieren, besteht darin, sie in Raum und Zeit zu diskretisieren, wodurch aus dem System partieller Differentialgleichungen ein System gekoppelter nichtlinearer algebraischer Gleichungen wird, das man in jedem diskreten Zeitschritt mit entsprechenden numerischen Verfahren zu lösen hat. Die algebraischen Gleichungen sind nicht eindeutig definiert, da unterschiedliche Diskretisierungen möglich sind. Naheliegenderweise wählt man diejenige Diskretisierung aus, die die Fehler durch die Approximation minimiert und die zusätzlich möglichst sta-

bil ist. Dies ist die eigentliche „Kunst der Numerik“! [10]

Alle modernen hydrodynamischen Verfahren basieren auf der Tatsache, dass die Hydrodynamikgleichungen nicht-reaktiver idealer Flüssigkeiten bzw. Gase, auf die keinerlei äußere Kräfte wirken, Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie sind, was sich besonders deutlich zeigt, wenn man die Gleichungen in ihrer integralen Form schreibt. In diesen so genannten „konservativen“ finiten Volumenverfahren geht man daher von der integralen Form der Hydrodynamikgleichungen aus und unterteilt das Rechengebiet in eine Anzahl von Zellen (typischerweise 10^2 bis 10^3 pro Raumdimension) und approximiert Dichte, Druck, Geschwindigkeitskomponenten usw. durch einen Satz diskreter Werte, die den Zellmittelwerten der entsprechenden Variablen entsprechen. Die zeitliche Entwicklung dieser Zellmittelwerte berechnet man dadurch, dass man den zu simulierenden Zeitraum

in eine Reihe von diskreten Zeitschritten unterteilt (typischerweise 10^3 bis 10^5 pro Simulation), wobei in jedem Zeitschritt für jede Zelle die Änderung der Zellmittelwerte durch den entsprechenden diskretisierten Gesamtfluss (z. B. bei der Dichte durch den Massenfluss) in die Zelle hinein bzw. aus ihr heraus gegeben ist. Die Größe der Zellen kann räumlich (nichtäquidistantes Gitter) und zeitlich (Gitterverfeinerung) variieren. Wird die zeitliche Variation des Gitters durch die hydrodynamischen Variablen bestimmt, spricht man von einem adaptiven Gitter.

Will man Reaktionen zwischen Flüssigkeits- bzw. Gas-Komponenten simulieren (z. B. Kernreaktionen), so sind die hydrodynamischen Gleichungen um (lokale) Quellterme zu erweitern, die die Änderung der Komposition und der Energie beschreiben. Das „Mischen“ der Komponenten erfolgt dabei durch die bereits in den Erhaltungsgleichungen enthaltenen Strömungsterme (Advektion).

„Standardkerzen“ benötigt werden, lassen sich als eine Folge der Mischung schwerer Elemente in der Hülle der Supernova während der Explosion erklären. Die Simulationen erlauben also gerade das zu testen, was für die kosmologische Interpretation relevant ist.

Gravitationskollaps-Supernovae

Wir betrachten nun Sternexplosionen, die durch den Gravitationskollaps der zentralen Bereiche eines massereichen Sterns am Ende seiner thermonuklearen Entwicklung ausgelöst werden [3, 4]. Für einen (beobachtenden) Astronomen handelt es sich dabei um die Typen II und Ib,c. In allen drei Fällen bleibt im Zentrum des schnell expandierenden (ca. 10^4 km/s) Explosionsnebels – im Gegensatz zu Typ-Ia-Supernovae

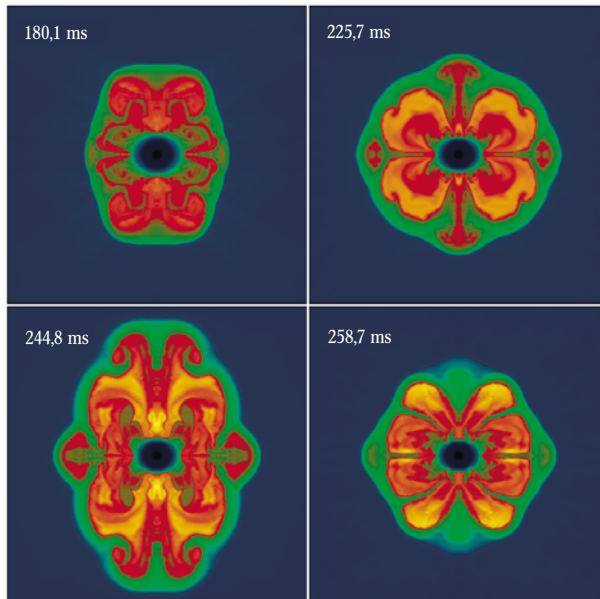


Abb. 3: Momentaufnahmen der Entropieverteilung eines rotierenden kollabierenden Sterns von 15 Sonnenmassen. Man erkennt aufsteigende hochentropie Blasen im Gebiet des Neutrinoheizens um den zentralen Neutronenstern. Zwischen 180 ms und 260 ms nach der Entstehung des Neutronensterns sieht man starke Pulsationen und Deformationen der Supernova-Stoßwelle, die am Übergang zwischen Blau und Grün zu erkennen ist. Das dargestellte Raumgebiet hat eine Kantenlänge von 620 km. Die Rotationsachse verläuft senkrecht durch das Zentrum [5].

– eine kompakte Sternleiche zurück, in der Regel ein Neutronenstern bzw. Pulsar. Wenn der explodierende Stern eine Anfangsmasse von mehr als 25 Sonnenmassen besitzt, entsteht vermutlich ein Schwarzes Loch.

Im Zentrum eines massereichen Sterns (mehr als ca. 10 Sonnenmassen) bildet sich am Ende einer Reihe von nuklearen Brennphasen ein wachsender Bereich aus, der im Wesentlichen aus Elementen der Eisengruppe besteht. In diesem stellaren Eisenkern wird der Druck wegen der großen Dichte (ca. 10^{10} g/cm³) und der (relativ dazu) geringen Temperatur (ca. 10^{10} K) durch den Fermi-Druck des relativistischen, stark entarteten Elektronengases dominiert. Ähnlich einem Weißen Zwerg hat eine derartige Konfiguration eine maximale Masse, d. h. der Eisenkern wird gravitativ instabil, wenn seine Masse ungefähr die Chandrasekhar-Grenze¹⁾ erreicht.

Die hohe Elektronentartung begünstigt Elektroneneinfänge ($p + e \rightarrow n + \nu_e$), wobei die dabei entstehenden (Elektron-) Neutrinos zunächst den Stern verlassen können. Da die Elektronenzahl im Medium ab- und die Neutronenzahl zunimmt, spricht man von

„Deleptonisierung“ bzw. „Neutronisierung“ des stellaren Eisenkerns. Gleichzeitig sinkt die Chandrasekhar-Grenzmasse, die von der Zahl der Elektronen pro Nukleon abhängt, sodass die Masse des stellaren Eisenkerns schließlich das Stabilitätslimit überschreitet und der Eisenkern zunächst langsam zu kontrahieren beginnt. Mit zunehmender Dichte nimmt die Einfangrate für Elektronen zu, und es kommt schließlich zur dynamischen Implosion des stellaren Eisenkerns. Bei Dichten oberhalb von etwa 10^{12} g/cm³ werden die Wechselwirkungsraten von Neutrinos und Sternplasma so groß, dass die Diffusionszeit der Neutrinos aus dem stellaren Kern länger als die Kollapszeit („neutrino trapping“) wird, d. h. die Neutrinos werden von der einstürzenden Materie mitgerissen. Die Implosion endet, wenn das Zentrum Kernmateriedichte erreicht und durch repulsive Kernkräfte sehr inkompressibel wird.

Am Innenrand des äußeren Kerns, der mit Überschallgeschwindigkeit auf den bereits abgebremsten inneren Teil des stellaren Kerns einstürzt, entsteht eine Stoßwelle, die radial nach außen zu propagieren beginnt. Der Stoß, stark gedämpft durch Energieverluste (primär durch die Photodissoziation von Eisennukliden beim Stoßdurchgang), kommt aber innerhalb weniger Millisekunden nach seiner Entstehung bei einem Radius zwischen 100 und 300 Kilometern zum Stehen, noch bevor er den Rand des stellaren Eisenkerns erreicht hat. Zahlreiche detaillierte numerische Simulationen haben diese Überlegungen bestätigt: Der so genannte „prompte“ Mechanismus führt nicht zu einer Supernova-Explosion des Sterns.

Heute geht man davon aus, dass für eine Explosion ein zusätzlicher Energieübertrag auf die Materie hinter dem Stoß notwendig ist und dass dieses „Heizen“ durch die Neutrinos besorgt wird, die in hohen Flüssen aus dem sich bildenden Neutronenstern abgestrahlt werden. Einige Zeit, nachdem der Stoß zum Stehen gekommen ist, haben sich die Bedingungen zwischen der Neutrinosphäre (dem Pendant zur Photosphäre eines Sterns) nahe der Oberfläche des entstehenden Neutronensterns und dem Stoß so verändert, dass es zwangsläufig zu einem solchen Neutrinoheizen kommt. Ist der Energieübertrag auf das Sternplasma ausreichend groß, beginnt sich der Stoß wieder zu bewegen, was zunehmend bessere Bedingungen für fortgesetztes Neutrinoheizen schafft. Einige 100 ms nach dem Sternkollaps sollte es daher zur „verzögerten“ Explosion des Sterns kommen. Obwohl diese Idee inzwischen fast 20 Jahre alt ist, liefern die zur Zeit umfassendsten Simulationen keine oder nur schwache Explosionen. Das mag Außenstehende verwundern (und unmittelbar Beteiligte frustrieren), aber die physikalische und numerische Komplexität des Problems ist enorm [3, 4].

Die für die Explosion entscheidende Heizregion liegt im Entkopplungsgebiet der Neutrinos, d. h. die Diffusionsnäherung ist für die Beschreibung des Neutrino-Transports zu ungenau. Stattdessen muss man die zeitliche Entwicklung der Phasenraumverteilungen von Neutrinos und Anti-Neutrinos aller Flavours simulieren. Außerdem ist eine detaillierte Behandlung der Mikrophysik (Zustandsgleichung, Wechselwirkungsprozesse zwischen Neutrinos und dichtem Sternplasma, schwache Wechselwirkungsrate) erforderlich. Schließlich treten wegen des Neutrinoheizens zwischen Neutronenstern und Stoß konvektive Instabilitäten auf, die sowohl für den Explosionsmechanismus als auch für die beobachteten Eigenschaften von Supernovae

1) Die Chandrasekhar-Grenze von 1,45 Sonnenmassen ist die maximale Masse eines Weißen Zwergs. Bei einer höheren Masse kann der Entartungsdruck der Elektronen (dieser entsteht aufgrund des Pauli-Prinzips) den Stern nicht stabilisieren, sodass dieser zu einem kompakteren Objekt wie einem Neutronenstern kollabiert.

(Asymmetrien, Nukleosynthese) und ihrer kompakten Überreste (Eigenbewegung von Pulsaren) von großer Bedeutung sind. Die Modellierung von Gravitationskollaps-Supernovae erfordert daher mehrdimensionale strahlungshydrodynamische Simulationen mit komplexer Mikrophysik und (wegen der Kompaktheit des Neutronensterns) relativistischer Gravitation. Besitzt der Eisenkern des Vorläufersterns einen Drehimpuls oder ein Magnetfeld, die dynamisch wichtig sind oder im Verlauf des Kollaps dynamisch wichtig werden, so erhöht sich die Komplexität des Problems weiter.

Am Max-Planck-Institut für Astrophysik wurden die weltweit ersten Simulationen axialsymmetrischer Gravitationskollaps-Supernovae (mit und ohne Rotation des Eisenkerns) durchgeführt, die eine detaillierte Beschreibung der Mikrophysik und des Neutrino-Transports beinhalten [5] (Abb. 3). Diese sehr rechenzeitintensiven Simulationen wurden auf einem 32-Prozessor IBM Power-4 Regatta-System des Rechenzentrums Garching (RZG) mit einem hoch-performanten (1,4 Gflops/CPU), gut skalierenden (speed-up ca. 25) Programm durchgeführt und haben jeweils etwa 2000 Knoten-Stunden (ca. 3 Monate) bzw. etwa 50 000 CPU-Stunden benötigt. Entsprechende 3D-Modelle würden mindestens einen Faktor 100 mehr an Rechenzeit erfordern. Nur in wenigen Modellen kam es zu einer, allerdings zu schwachen, Explosion. Dies bestätigt frühere, von unabhängiger Seite aus geäußerte Bedenken, dass die „Explosionen“, die in den Simulationen anderer Gruppen gefunden wurde, durch grobe Vereinfachungen der Neutrino-Physik verursacht sein könnten.

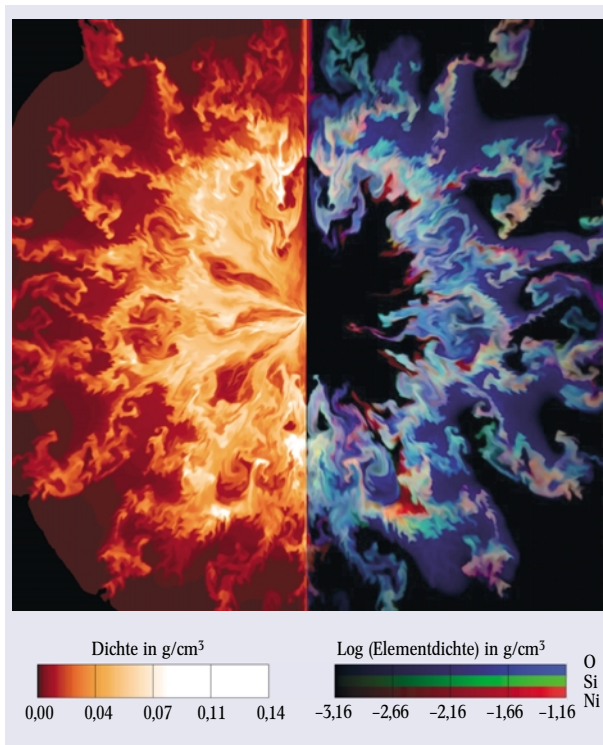


Abb. 4: Momentaufnahme aus einer 2D-Simulation der Explosion eines Sterns von 15 Sonnenmassen 1170 s nach Beginn des zentralen Kollaps. Die beiden Bilder zeigen die Dichteverteilung (links) und die Masseanteile (rechts) von radioaktivem ^{56}Ni (rot bis rosa), ^{28}Si (grün, hellblau bis weiß) und von ^{16}O (dunkelblau) innerhalb eines Radius von $2,2 \cdot 10^6$ km. Die ursprünglich konzentrischen Schalen unterschiedlicher Composition haben sich vermischt, und das während der Explosion synthetisierte Nickel ist in dichten, sich schnell bewegenden Klumpen längs radial ausgedehnter Filamente konzentriert [8].

Sollten eines Tages die Modelle eine Explosion produzieren, sind weitere erhebliche rechentechnische Schwierigkeiten zu überwinden, mit denen sich bereits heute „künstliche“ Explosionsmodelle konfrontiert sehen. In diesen „künstlichen“ Modellen wird der zentrale Kollaps und die Entstehung einer ausreichend energie-reichen Stoßwelle nicht berechnet, sondern durch eine

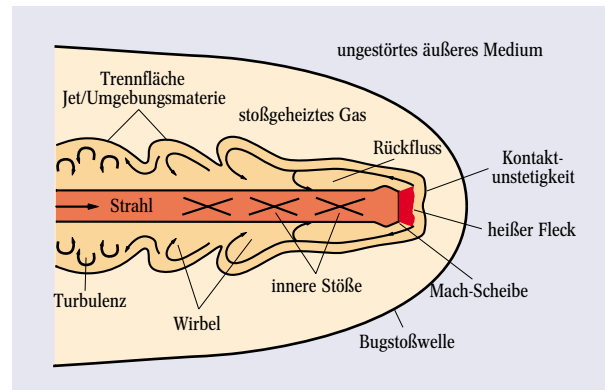


Abb. 5: Die wichtigsten morphologischen Merkmale eines supersonischen Jets (s. Text).

innere Randbedingung modelliert, um damit die Propagation der Stoßwelle durch die Sternhülle sowie die daraus resultierende explosive Nukleosynthese zu simulieren. Da sich die numerisch aufzulösenden typischen Längen- und Zeitskalen des entstehenden Neutronensterns (10^4 cm; 10^{-5} s) um viele Größenordnungen von denen des Vorläufersterns unterscheiden (10^{15} cm; 10^4 s), und da mehrdimensionale Simulation unabdingbar sind (Beobachtungen der Supernova 1987A implizieren großskalige Mischprozesse in der Sternhülle), ist der Einsatz adaptiver Gitterverfeinerungsverfahren erforderlich (siehe Infokasten). Erste und weltweit bisher einmalige Simulationen dieser Art zum Studium der Mischvorgänge in Supernovahüllen mit Hilfe „künstlicher“ Explosionen wurden am Max-Planck-Institut für Astrophysik durchgeführt [8] (Abb. 4).

Extragalaktische Jets

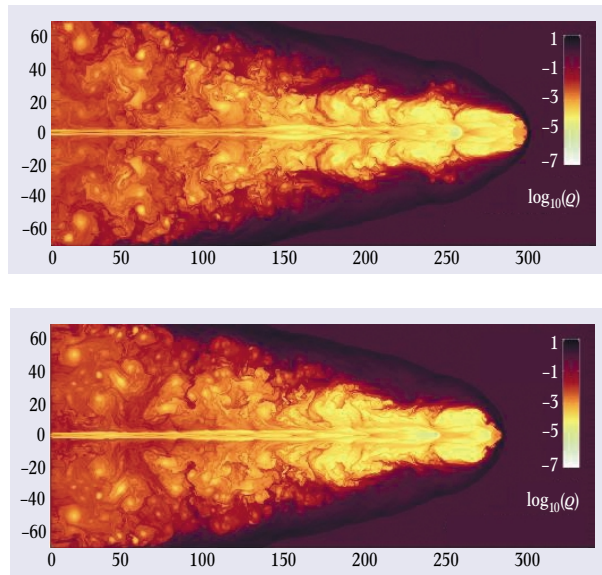
Extragalaktische Jets sind stark kollimierte Gasströme, die aus den Kernen aktiver Galaxien entweichen und sich bis zu einigen hundert Kiloparsek weit in den intergalaktischen Raum erstrecken. Während ihrer geschätzten Lebenszeit von ca. 10^7 Jahren transportieren sie gewaltige Energiemengen in den intergalaktischen Raum, die der Ruhemasse von bis zu 10^6 Sonnenmassen entsprechen (ca. 10^{53} J). Vorwiegend am „Kopf“ des Jets wird diese Energie teilweise in Radiostrahlung umgewandelt, die als „Radioblasen“ beobachtbar ist, wobei die Radioleuchtkraft bis zu einigen 10^{39} J/s betragen kann.

Höchstwahrscheinlich liefert die bei der Akkretion von Materie auf ein rotierendes, extrem massereiches Schwarzes Loch (10^6 bis ca. 10^9 Sonnenmassen) freigesetzte Gravitationsbindungsenergie die für die Jets benötigte Energie. Inzwischen gelang es durch Beobachtungen, solche extrem massereichen Schwarzen Löcher in vielen Galaxienzentren nachzuweisen. Die für die „Jetmaschine“ benötigte Materie stammt von akkretiertem interstellarem Gas oder von durch Gezeitenkräfte zerrissenen Sternen, die dem Schwarzen Loch zu nahe gekommen sind. Da die akkretierte Materie im Allgemeinen Drehimpuls und Magnetfelder besitzt, sammelt sie sich zunächst in einer magnetisierten Akkretionsscheibe an, bevor sie aufgrund von Dissipationsprozessen, die innerhalb der Scheibe einen Massen-

transport in Richtung des Schwarzen Lochs und einen Drehimpulstransport in die entgegengesetzte Richtung bewirken, endgültig im Schwarzen Loch verschwindet. Die bei der Akkretion freiwerdende Energie wird in einem bisher noch nicht im Einzelnen verstandenen Prozess, der sehr wahrscheinlich allgemein-relativistische, magneto-hydrodynamische Prozesse involviert, dazu verwendet, einen sehr kleinen Teil der akkretierten Materie in Form zweier kollimierter supersonischer Materiestrahlen senkrecht zur Ebene der Akkretionsscheibe auszuschleudern.

Beobachtungen zeigen, dass Jets bis zu Entfernungen von einigen Kiloparsek vom Schwarzen Loch mit relativistischer Geschwindigkeit propagieren, wobei die gemessene *scheinbare* Geschwindigkeit in vielen

Abb. 6: Verteilung der Ruhemassendichte in simulierten relativistischen Jets, die aus ionisiertem Wasserstoff (oben) bzw. aus Elektron-Positron-Paaren (unten) bestehen (Achseneinheit: 1000 pc \cong ca. 3000 Lichtjahre). Die beiden Jets haben ein Alter von $5,5 \cdot 10^6$ Jahren [7].



Fällen sogar größer als die Lichtgeschwindigkeit ist! Dieses Phänomen bezeichnet man als „superluminale“ Ausbreitung,¹⁾ wobei scheinbare Geschwindigkeiten bis zur zwanzigfachen Lichtgeschwindigkeit beobachtet wurden. Wo man dies messen kann, nimmt die Geschwindigkeit relativistischer Jets mit der Entfernung vom Zentrum schnell ab. Diese Abbremsung lässt eine zunehmende Anzahl von Astrophysikern vermuten, dass *alle* extragalaktischen Jets, zumindest in der Nähe der Quelle, relativistische Geschwindigkeiten besitzen.

Relativistische hydrodynamische Simulationen extragalaktischer Jets wurden erstmals vor etwa zehn Jahren durchgeführt, nachdem geeignete numerische Methoden zur Modellierung (speziell-) relativistischer supersonischer mehrdimensionaler Strömungen entwickelt worden waren [4]. Ein Haupthindernis war dabei die starke Koppelung der relativistischen hydrodynamischen Gleichungen [6] (siehe Infokasten). Die Simulationen zeigen, dass relativistische Jets dieselben morphologischen Charakteristika aufweisen wie Newtonsche Jets (Abb. 5). Sie besitzen einen überschall-schnellen Strahl mit nahezu konstantem Durchmesser, der sich periodisch geringfügig ausdehnt und zusammenzieht. Diese Oszillationen verursachen eine Reihe von schrägen Stoßwellen innerhalb des Strahls, die die Strömung kollimieren. Die Überschallströmung im Strahl endet am Kopf des Jets in einer Stoßkonfiguration, die man Mach-Scheibe nennt. Sie verursacht eine abrupte und starke Abbremsung des Gases im Strahl auf Unterschallgeschwindigkeit. Die Bewegungsener-

gie des Gases wird dabei in Wärme umgewandelt, was einen „heißen Fleck“ am Kopf des Jets verursacht. Außerdem bewirkt die Dissipation der Bewegungsenergie eine Erhöhung des Drucks im abgebremsten Gas des Strahls. Das erhitzte Gas dehnt sich senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Jets aus und strömt anschließend am Rande des Strahls zurück. Dieser Gasrückfluss erzeugt eine turbulente Hülle (den Kokon), die den Strahl umschließt. Das Umgebungsmedium, in das der Jet hineinpropagiert, wird in der Bugstoßwelle komprimiert und erhitzt. Zwischen der Bugstoßwelle und dem Kokon gibt es schließlich noch eine Grenzfläche, die hydrodynamisch instabil ist und die das stoßgeheizte Umgebungsgas vom Gas des Jets trennt.

Beobachtungen lassen bisher keine Entscheidung darüber zu, ob extragalaktische Jets vorwiegend aus ionisiertem Wasserstoffgas (barionische Jets) oder aus Elektron-Positron-Paaren (leptonische Jets) bestehen, oder ob sie gar elektrodynamischer Natur (Poynting-Fluss) sind. Ihre Zusammensetzung hängt vermutlich vom Entstehungsmechanismus ab, d. h. wenn man durch Beobachtungen oder Simulationen bestimmen könnte, woraus extragalaktische Jets bestehen, könnte man etwas über ihren Entstehungsprozess in Erfahrung bringen. Dazu wurden am Max-Planck-Institut für Astrophysik Simulationen mit Jets unterschiedlicher Zusammensetzung durchgeführt [7]. In dieser Parameterstudie wurde angenommen, dass die Jets achsensymmetrisch zu ihrer Ausbreitungsrichtung sind. Trotz dieser vereinfachenden Symmetrieannahme umfasste das Rechengebiet immer noch $3,6 \cdot 10^6$ Zellen, und jede Simulation benötigte etwa 150 Stunden Rechenzeit auf einer NEC SX-5, wobei das Rechenprogramm 35 % der theoretischen Spitzenleistung dieser Rechenmaschine von 8 Gflops erreicht. Eine entsprechende 3D-Simulation würde ca. 10^9 Zellen erfordern und die gleiche Maschine etwa 30 Jahre lang beschäftigen. Die Dichte im Jetstrahl wurde, im Einklang mit Beobachtungsdaten, um einen Faktor 10^5 bis 10^3 geringer als die des Umgebungsgases gewählt. Die Geschwindigkeit im Jetstrahl betrug 99,5 % der Lichtgeschwindigkeit.

Die Simulationen zeigen, dass die Morphologie und Dynamik von Jets unterschiedlicher Zusammensetzung sehr ähnlich ist, wenn die Jets dieselbe Leistung und anfängliche Ausbreitungsgeschwindigkeit besitzen und wenn das (homogene) Umgebungsgas identische Eigenschaften aufweist. Die für die Dynamik wichtigen Größen, wie z. B. Dichte und Druck, weisen daher nur sehr geringe Variationen von Modell zu Modell auf (Abb. 6). Die Zusammensetzung der Jets hat aber einen großen Einfluss auf die Temperaturverteilung und deren zeitliche Entwicklung. Eine detaillierte Analyse der Ergebnisse zeigt, dass sich Jets unterschiedlicher Zusammensetzung möglicherweise mit Hilfe räumlich hoch auflösender Röntgenspektroskopie unterscheiden lassen.

Absolutes Neuland wird zur Zeit mit der Simulation relativistischer magnetischer Jets betreten. Die Gleichungen der relativistischen Magneto-hydrodynamik sind nochmals wesentlich komplexer als die der relativistischen Hydrodynamik, da sie sieben anstatt drei charakteristische Wellengeschwindigkeiten beinhalten, deren Werte für moderne numerische Verfahren benötigt werden. Dazu müssen in jedem Simulationszeitschritt die Nullstellen eines numerisch äußerst vertrackten Polynoms 4. Grades berechnet werden. Außerdem muss das Simulationsprogramm die Divergenzfreiheit des Magnetfeldes erhalten, was

1) Der zeitliche Abstand von Ereignissen in einer Strahlungsquelle, die sich mit fast Lichtgeschwindigkeit genau auf einen Beobachter zu bewegt, erscheint diesem verkürzt. Ein verkürztes Zeitintervall entspricht aber einer scheinbar größeren Geschwindigkeit. Daher kann die auf die Himmelskugel projizierte Geschwindigkeitskomponente (nur diese ist beobachtbar) die Lichtgeschwindigkeit scheinbar übersteigen.

einen erheblichen numerischen Aufwand erfordert und nicht trivial ist. Erste Rechnungen axialsymmetrischer Jets mit einem rein poloidalen bzw. rein toroidalen Magnetfeld wurden kürzlich am MPI für Astrophysik durchgeführt [9] (Abb. 7). Die Simulation solcher Jets über einen Zeitraum vergleichbar mit der Lebensdauer beobachteter Jets erfordert Rechengitter mit mehr als 10^7 Zellen (bei einer Auflösung von 12 Zellen/Jetradius) und etwa einen Monat Rechenzeit auf einem dedizierten 32-Prozessor IBM Power-4 Regatta-System des Rechenzentrums Garching (RZG) mit einem gut skalierenden OpenMP-Programm zur relativistischen Magnethydrodynamik.

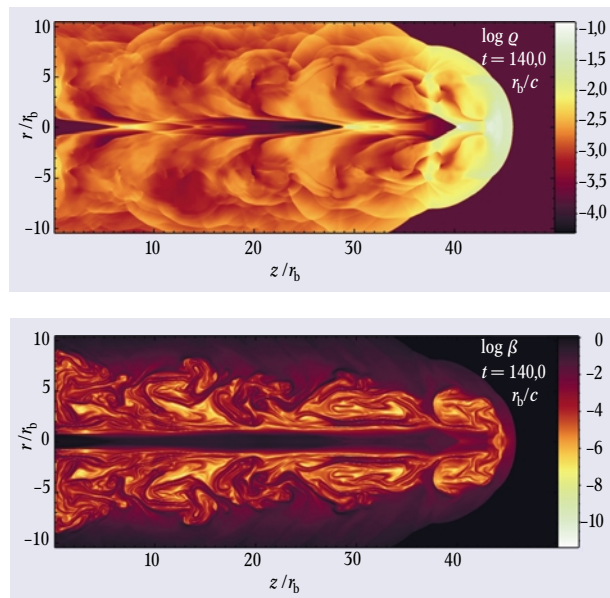


Abb. 7: Verteilung des Drucks P (oben) und des Verhältnisses von magnetischem und thermischem Druck β (unten) in einem simulierten magnetischen relativistischen Jet (Lorentz-Faktor 7). Der Beam-Radius r_b beträgt für extragalaktische Jets typischerweise 5000 pc oder 15000 Lichtjahre. Die Stärke des anfangs rein poloidalen Magnetfeldes wurde so gewählt, dass der magnetische Druck gleich dem thermischen Druck ist [9].

Ausblick

An wenigen Beispielen haben wir verdeutlicht, welche enorme Rolle Computersimulationen in der Astrophysik spielen, und wir haben auch aufgezeigt, welche großen Anforderungen an die Rechenleistung und den Speicherplatz der Computer gestellt werden. Dabei ist Höchstleistung gefragt, bezüglich sowohl der reinen Rechenleistung als auch des Speicherbedarfs, für die Datennachbereitung mit Hilfe von Visualisierungsprogrammen und die Datenarchivierung. In der Praxis findet man die Engpässe häufig in den letzten beiden Aspekten.

In der Astrophysik geht daneben die Tendenz dahin, dass in den Simulationen (um sie realistischer zu machen) Transportprozesse berücksichtigt werden. Der Neutrino-transport in Kollaps-Supernovae ist ein Beispiel. Da der Transport die zu lösenden Gleichungen sofort nicht-lokal macht, sind die numerischen Verfahren in der Regel für massiv parallele Computerarchitekturen schlecht geeignet. Aber nur solche Systeme bieten

heute die höchsten Rechenleistungen an. Für die Astrophysik bleibt daher nur die Hoffnung, dass die Computerhersteller auch wieder einmal ihr Herz für „shared memory“-Anwender entdecken.

Danksagung

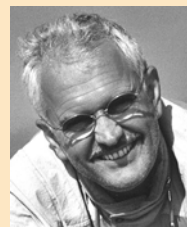
In den über 20 Jahren, in denen wir uns mit Computersimulationen in der Astrophysik beschäftigen, haben wir von sehr vielen Kollegen und engagierten Mitarbeitern profitiert und sehr viel gelernt: Ihnen allen sei an dieser Stelle herzlich gedankt. Unser besonderer Dank gilt R. Buras, K. Kifonidis, T. Leismann, M. Reinecke und L. Scheck für die Bereitstellung von Abbildungen.

Literatur

- [1] D. Giulini und N. Straumann, Phys. Blätter, November 2000, S. 41
- [2] M. Reinecke, W. Hillebrandt und J. C. Niemeyer, Astronomy & Astrophysics **391**, 1167 (2002)
- [3] H.-T. Janka und E. Müller, Physik in unserer Zeit **32**, 202 (2001)
- [4] E. Müller, in: O. Steiner und A. Gaudsichy (Hrsg.), Computational Methods for Astrophysical Fluid Flow, Springer, Berlin (1998), S. 343ff
- [5] R. Buras, M. Rapp, H.-Th. Janka und K. Kifonidis, Phys. Rev. Lett. **90**, 241101 (2003)
- [6] J. M. Martí und E. Müller, Living Reviews in Relativity, **2**, 2003-3 (2003), www.livingreviews.org/Articles/Volume2/2003-3marti
- [7] L. Scheck, M. A. Aloy, J. M. Martí, J. L. Gomez und E. Müller, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society **331**, 615 (2002)
- [8] K. Kifonidis, T. Plewa, H.-Th. Janka und E. Müller, Astronomy & Astrophysics **408**, 612 (2003)
- [9] T. Leismann, Doktorarbeit, TU München (2004)
- [10] C. B. Laney, Computational Gasdynamics, Cambridge Univ. Press (1998)

Die Autoren

Wolfgang Hillebrandt arbeitet seit über 30 Jahren auf dem Gebiet der nuklearen Astrophysik und der Supernova-Explosionen, wobei Höchstleistungsrechner immer eine große Rolle gespielt haben. Er studierte und promovierte an der Universität Köln, habilitierte 1977 in Darmstadt, um danach an das damalige Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik



in München zu wechseln, wo er eine neue Arbeitsgruppe aufbaute. Seit 1985 arbeitet er am MPI für Astrophysik in Garching, seit 1996 ist er einer der Direktoren. Der TU München ist er als Honorarprofessor verbunden. Seine Hobbys sind Skilaufen im Winter und Segeln im Sommer. **Ewald Müller** hat an der TH Darmstadt studiert und dort 1979 promoviert. Danach wurde er wissenschaftlicher Mitarbeiter am MPI für Astrophysik, wo er seit 1995 als Forschungsgruppenleiter tätig ist. 1981/82 forschte er für ein Jahr als Fermi-Fellow an der University of Chicago. Im Jahre 1994 hat er sich an der TU München habilitiert, wo er auch als Privatdozent regelmäßig Vorlesungen hält.