

Supernovae und Kernkollaps

O. Friedrich

25. März 2013

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Spektrale Einteilung	3
3	Supernova durch Kernkollaps	3
4	Supernovae durch thermonukleare Explosion	7
5	Nukleosynthese in der abgestoßenen Hülle	11

1 Einleitung

(Diese Hausarbeit wurde im Rahmen der Ergänzungen zur Vorlesung "Aufbau und Entwicklung von Sternen" von Dr. Hans Ritter im Wintersemester 2012/13, LMU München, geschrieben. Weitere Quellen sind im Quellverzeichnis aufgelistet.)

Wie wir in dieser Arbeit sehen werden, beenden manche Sterne ihre Entwicklung in einer gewaltigen Explosion, einer sogenannten Supernova (SN), die mit einem intensiven Aufleuchten des Sterns einhergeht. Die Leuchtkraft des Sterns kann sich so für kurze Zeit um den Faktor 10^8 bis 10^{10} vergrößern und somit vergleichbar werden mit der Leuchtkraft einer ganzen Galaxie. Die Bezeichnung Nova steht ursprünglich für einen *neuen* Stern am Himmel. Supernovae sind aus phänomenologischer Sicht extrem helle neue Sterne. Allerdings sollten Novae und Supernovae nicht verwechselt werden! Beide unterscheiden sich sowohl in ihren Ursachen als auch in ihrer Helligkeit¹.

¹Für eine Erklärung des Begriffs Nova siehe z.B. [1]

In der Tat können SN in der Milchstraße unter Umständen sogar bei Tag sichtbar sein. Allerdings sind Supernova-Ereignisse sehr selten - sie treten in unserer Galaxie etwa einmal in 100 Jahren auf. Die Tabelle in Abbildung 1 zeigt einige in der Vergangenheit beobachtete Supernovae.

Jahr n. Chr.	Sternbild	Dauer der sichtbaren Supernova	Maximalhelligkeit
185 (ü)	Zentaur	20 Monate	-8^m
393 (ü)	Skorpion	8 Monate	-1^m
1006 (s)	Wolf	2 Jahre	-8^m bis -10^m
1054 (s)	Stier	2 Jahre	$-3,5^m$
1181 (ü)	Cassiopeia	1,3 Jahre	-4^m
1572 (s)	Cassiopeia	18 Monate	-4^m
1604 (s)	Schlangenträger	1 Jahr	$-2,6^m$

Abbildung 1: Die Tabelle ist entnommen aus [1] und zeigt überlieferte (ü) und gesicherte (s) Supernova-Ereignisse.

Heute können wir sogar die Überreste mancher überlieferter Supernova-Explosionen beobachten. So geht man zum Beispiel davon aus, dass es sich beim Krebsnebel, Abbildung 2, um den Überrest einer Supernova handelt, die im Jahr 1054 von chinesischen Astronomen beobachtet wurde. Da wir heute auch andere Galaxien als die Milchstraße beobachten, werden mittlerweile viele Supernovae ($\gtrsim 100$) pro Jahr gesichtet.

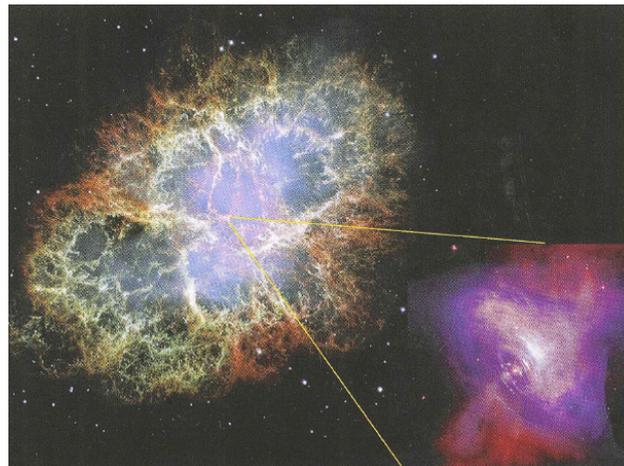


Abbildung 2: Der Krebsnebel im Sternbild Stier. Im Zentrum befindet sich ein zurückgebliebener Neutronenstern. Das Bild ist aus [2] entnommen.

2 Spektrale Einteilung

Supernovae werden zunächst nach spektralen Gesichtspunkten unterschieden. Mit Typ I Supernovae werden solche SN Ereignisse bezeichnet, in deren Spektrum sich keine Wasserstofflinien finden. In den Spektren von Typ II Supernovae sind hingegen Wasserstofflinien vorhanden. Weitere Verfeinerungen dieser spektralen Einteilung können der Abbildung 3 entnommen werden. Grundsätzlich erlaubt diese Einteilung Aussagen über die chemische Zusammensetzung der abgestoßenen Hüllen der explodierenden Sterne.

	keine H-Balmerlinien	H-Balmerlinien	
thermonukleare Explosion	Siliziumlinien	- / -	
	SN Ia		
Gravitations- kollaps	keine Siliziumlinien	SN II	
	He		kein He
	SN Ib		SN Ic

Abbildung 3: Tabelle aus [2], die die Supernova-Spektraltypen den Prozessen zuordnet, die zur Explosion führen.

Ursache für das Einsetzen einer Supernova-Explosion ist einer der folgenden Prozesse: entweder eine thermonukleare Explosion oder der Gravitationskollaps des stellaren Kerns mit anschließender Explosion. Wie in Abbildung 3 dargestellt stimmen diese beiden Ursachen nicht mit der Einteilung in Typ I und Typ II Supernovae überein. Man geht davon aus, dass lediglich die Typ Ia Supernovae, d.h. die Supernovae, deren Spektren keine Wasserstofflinien, dafür jedoch Siliziumlinien zeigen, durch eine thermonukleare Explosion hervorgerufen werden.

3 Supernova durch Kernkollaps

In Abbildung 4 ist die Entwicklung der Zentraltemperatur (T_c) und der Zentraldichte (ρ_c) von Sternen verschiedener Massen eingezeichnet. Wie wir in der Vorlesung gesehen haben, ist die Anfangsmasse eines Sterns auf der Hauptreihe ausschlaggebend dafür, ob sein Entwicklungspfad im $\log \rho_c$ - $\log T_c$ -Diagramm

den Bereich starker nicht-relativistischer Entartung erreicht (in der rechten unteren Hälfte der Abbildung 4). Bei nicht-relativistischer Entartung des stellaren Kerns führt seine weitere Kontraktion rasch zu einer Abkühlung. Der Stern endet dann als Weißer Zwerg, sofern sein Schalenbrennen den Kern nicht mehr genug erhitzen kann um höhere nukleare Brennprozesse zu starten.

Sterne mit einer anfänglichen Masse von $M \gtrsim 8M_{\odot}$ entkommen jedoch diesem Schicksal und erreichen durch Zyklen von nuklearem Brennen, Kontraktion und Aufheizung immer höhere Kernfusionsprozesse bis hin zum Siliziumbrennen und der Entstehung von Eisen. Ist auch der letzte nukleare Brennstoff verbraucht, kontrahiert der stellare Kern weiter und erreicht Temperaturen und Dichten, bei denen einer der drei folgenden Prozesse einen Kernkollaps auslöst:

- Elektroneneinfang

Elektronen werden z.B. in Na-, Mg- oder Ne-Kernen eingefangen und somit aus dem Druck erzeugenden Elektronengas entfernt. Zusätzlich entstehen dabei Neutrinos, die Energie aus dem Kern abführen. Als Folge verdichtet sich der Kern, wodurch auch der Fermi-Impuls des Elektronengases steigt. Ein Elektron muss daher im Mittel noch mehr Energie aufbringen um im Elektronengas zu verbleiben und der Einfang von Elektronen wird noch wahrscheinlicher. Letztlich entsteht ein *run away* Prozess, der zu einem Kollaps des Kerns führt. In Abbildung 4 sehen wir, dass dies in Sternen von ca. 8 bis 10 Sonnenmassen passiert.

- Photodesintegration

In Sternen mit Anfangsmassen von etwa $10M_{\odot} < M < 100M_{\odot}$ können energiereiche Photonen schwere Atomkerne dissoziieren (vgl. Abb. 4). Die kinetische Energie der Spaltprodukte ist jedoch viel kleiner als die Energie des verloren gegangenen Photons und damit dessen Beitrag zum Druck. Der Kern kontrahiert daher, was wiederum die mittlere Energie der Photonen erhöht und somit die Photodesintegration noch verstärkt. Auch dies ist also ein *run away* Prozess, der zum Kernkollaps führt. Der Prozess wird zudem dadurch verstärkt, dass bei der Desintegration freie Protonen entstehen. Diese können besonders leicht Elektronen einfangen, was - wie oben erklärt - die Instabilität des Kerns ebenfalls erhöht.

- Paarerzeugung

In noch massereicheren Sternen kann es schließlich dazu kommen, dass die Erzeugung von Elektron-Positron Paaren durch energiereiche Pho-

tonen dominiert. Wie zuvor besitzen die dabei entstandenen freien Teilchen kaum kinetische Energie und können den Abfall des Strahlungsdrucks nicht ausgleichen.

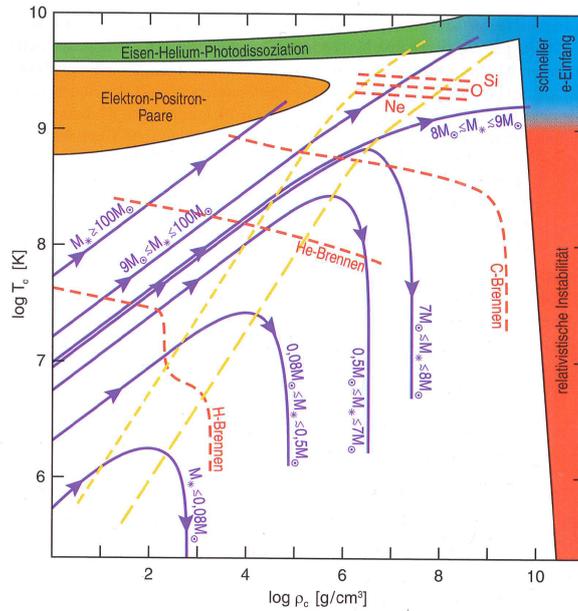


Abbildung 4: $\log \rho_c$ - $\log T_c$ -Diagramm aus [2]. Die violetten Linien zeigen stark vereinfacht die Entwicklung von Zentraltemperatur und Zentraldichte für Sterne unterschiedlicher Anfangsmassen. In den farbigen markierten Zonen führen die oben genannten Prozesse schließlich zu einem Kernkollaps.

Der Kollaps verläuft in der Nähe des Kernzentrums nahezu als homologe Kontraktion, während die äußeren Kernschichten dem Inneren "hinterher fallen". Dies geschieht in etwa innerhalb der Freifallzeit,

$$\Delta\tau \approx \tau_{FF}. \quad (1)$$

Bei anfänglichen Dichten von $\rho \approx 10^{10} \text{ g/cm}^3$ beträgt diese nur etwa $\tau_{FF} \approx 40 \text{ ms}$!

Während des Kollaps verdichtet sich die Materie weiter bis eine Neutronisierung einsetzt, in der Elektronen und Protonen in großen Mengen zu Neutronen verschmelzen. Wie zuvor beim Elektroneneinfang geschieht dies durch den inversen Betazerfall,



Die mittleren Teilchenabstände werden nun so klein, dass die starke Kernkraft zu wirken beginnt und den Kollaps stoppt. Es kommt jedoch nicht zu einer Umkehr des Kollaps, da ein Großteil der freigewordenen Gravitationsenergie durch die bei der Neutronisierung entstehenden Neutrinos abgegeben wurde. Diese Neutrinoverluste betragen in der Tat etwa 99 % der freigewordenen Energie!

In Inneren des Kerns hat sich nun ein Protoneutronenstern gebildet. Die Dichte im Kern wird jetzt so hoch, dass die mittlere freie Weglänge der entstandenen Neutrinos vergleichbar wird mit dem Kernradius. Die Neutrinos können daher das Sterninnere nicht mehr ungehindert verlassen, sondern bilden eine Neutrinosphäre unterhalb der Oberfläche des Kerns. Die Energie der Neutrinos ist letztlich die während des Kollaps freigewordene Gravitationsenergie. Diese geben sie nun teilweise an die umgebenden Nukleonen ab, was zu einer extremen Aufheizung der äußeren Kernregionen führt. Die Schalen des Sterns, die ebenfalls kontrahiert sind, werden dadurch ebenfalls stark erhitzt, was zu einer plötzlichen Expansion und schließlich zur Supernova-Explosion führt (vgl. Abb. 5).

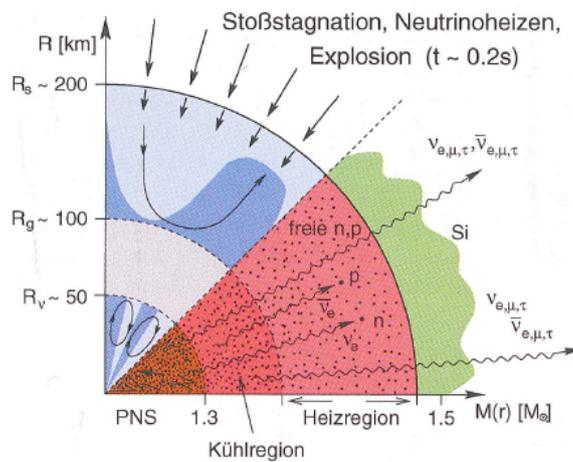


Abbildung 5: Die Neutrinos bewirken eine extreme Erhitzung der äußeren Kernregionen. Dies führt zu einer schlagartigen Expansion der angrenzenden äußeren Schalen und somit zur Supernova-Explosion. Dargestellt ist auch das Silizium-Schalenbrennen. Die Abbildung ist aus [2] entnommen.

Im Zentrum des explodierten Sterns bleibt ein Neutronenstern oder sogar ein schwarzes Loch zurück. Letzteres kann sich entweder direkt bilden oder es entsteht aus einem anfänglichen Neutronenstern, wenn Teile des abgeworfenen Hüllenmaterials zurückfallen.

4 Supernovae durch thermonukleare Explosion

Sterne, die zwar das Heliumbrennen erreichen, deren anfängliche Masse jedoch weniger als etwa $8M_{\odot}$ beträgt, verpassen das Kohlenstoffbrennen und bilden in ihrem Inneren einen stark entarteten Kern aus Kohlenstoff und Sauerstoff (einen CO-Kern). Falls dieser Kern nun nicht mehr genügend Masse hinzugewinnen kann, endet der Stern als CO-Weißer Zwerg. Kann dieser Weiße Zwerg jedoch - z.B. durch Akkretion von Material eines Begleitsterns - die Chandrasekhar Masse von $M_{krit} \approx 1.4M_{\odot}$ überschreiten, wird seine Zentraldichte so hoch, dass das Kohlenstoffbrennen durch pycnonukleare Reaktionen einsetzt. Hierbei setzt das Elektronengas die Coulomb-Barriere der Atomkerne soweit herab, dass diese auch bei niedrigen Temperaturen überschritten werden kann (siehe z.B. [3], Kap. 35.2, Seite 445).

Die durch die nuklearen Reaktionen frei werdende Energie heizt nun den Kern auf. Bestünde der Kern aus einem idealen Gas, würde dies zu einer Ausdehnung des Kerns und folglich wieder zur Abkühlung führen. Da das Kernmaterial jedoch stark entartet ist, findet keine Druckerhöhung und Ausdehnung statt - die mechanische und thermische Entwicklung des Kerns sind entkoppelt.

Die ansteigende Temperatur führt zu einem Anstieg der Reaktionsraten, was die Temperatur immer schneller ansteigen lässt und immer höhere nukleare Brennprozesse in den Gang bringt (erneut ein *run away* Prozess). Dies geschieht solange, bis durch die hohen Temperaturen die Entartung des Elektronengases aufgehoben wird ($T \sim 10^{10} K$).

Sobald die Entartung des Elektronengases aufgehoben ist, sind mechanische und thermische Entwicklung des Kerns wieder gekoppelt und es folgt eine explosionsartige Expansion der nicht mehr entarteten Regionen. In der Folge wird der Stern von einer Brennfront durchlaufen, die sich auf zwei verschiedene Arten ausbreiten kann:

- Breiten sich die hohen Temperaturen und mit ihnen die Kernreaktionen durch Photonendiffusion oder Wärmeleitung durch das Elektronengas aus, so spricht man von einer Deflegrationsfront.
- Kann eine den Kern durchlaufende Stoßwelle das Kernmaterial so sehr komprimieren, dass das Kohlenstoffbrennen und die darauf folgenden Fusionsprozesse einsetzen, so spricht man von einer Detonationsfront. (Die notwendige Stoßwelle kann natürlich erst entstehen, nachdem bereits in anderen Kernregionen ein explosionsartiges Einsetzen des Kohlenstoffbrennens erfolgt ist.)

Man geht heute davon aus, dass reine Deflagrationsmodelle die Helligkeit von Typ Ia Supernovae (SNIa) nicht erklären können. Reine Detonationsmodelle hingegen können nicht die charakteristischen Siliziumlinien der SNIa erklären, da durch die heftige Detonation fast der gesamte nukleare Brennstoff in Elemente der Eisengruppe umgesetzt würde. Es scheint daher so, dass diese Supernovae zunächst in einer Deflagrationsfront beginnen, welche in eine Detonationsfront umschlägt, sobald die Brennfront Gebiete hinreichend geringer Dichte erreicht ($\rho \lesssim 10^7 \text{ g/cm}^3$). Man spricht dann von einer "verzögerten Detonation", es handelt sich hierbei jedoch um einen Gegenstand aktueller Forschung, siehe auch [2], Kapitel 4.3.1.

Die Ausbreitung von Detonations- und Deflagrationsfront ist hochgradig fraktal und turbulent. Die starken Turbulenzen zerreißen schließlich den Stern in einer Supernova. Man geht heute davon aus (siehe z.B. [3]), dass ein Stern mit einem entarteten CO-Kern nicht von selbst durch Schalenbrennen die oben genannte kritische Kernmasse überschreiten kann. Statt dessen kommen vermutlich folgende Szenarien aus dem Buch von Herrn Janka, [2], als Ursprung thermonuklearer Supernovae in Frage:

1. Kohlenstoff-Sauerstoff-(C+O)-Weiße-Zwerg, die Wasserstoff von einem nicht entarteten Begleiter akkretieren, bis sie die kritische Chandrasekhar-Massengrenze erreichen. Der Gasspender kann ein Stern beim Wasserstoffbrennen sein oder ein **Roter Riese**.
2. Kohlenstoff-Sauerstoff-Weiße-Zwerg, die Helium von einem Begleitstern akkretieren, bis sie an die Chandrasekhar-Masse kommen. Der heliumreiche Begleiter kann entweder ein nicht entarteter Stern in der Phase des Heliumbrennens sein, der seine Wasserstoffhülle verloren hat, oder ein Weißer Zwerg aus Helium.
3. Kohlenstoff-Sauerstoff-Weiße-Zwerg mit deutlich weniger Masse als die Chandrasekhar-Grenze, die nur etwa 0,01 bis 0,3 Sonnenmassen Materie von einem heliumreichen Begleiter akkretieren, bevor das auf der Oberfläche angesammelte Helium detoniert und eine Typ-Ia-Supernova auslöst. Die Explosion setzt ein, obwohl die Masse des Weißen Zwergs unter dem Chandrasekhar-Limit bleibt.[...]
4. Zwei kollidierende Weiße Zwerge, deren Gesamtmasse die Chandrasekhar-Grenze übersteigt. Die wahrscheinlichsten Systeme, die in diesem Doppelentartungszenarium thermonukleare Explosionen verursachen könnten, bestehen aus zwei Kohlenstoff-Sauerstoff-Weißen-Zwergen.[...]

Abbildung 6: Szenarien entnommen aus [2].

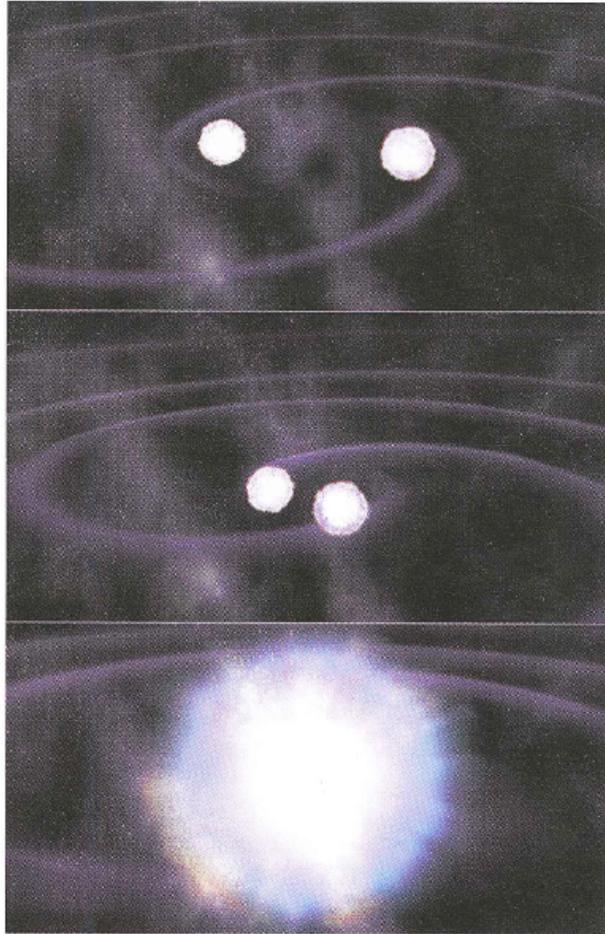


Abbildung 7: Schematisch: Zwei CO-Weiße Zwerge verschmelzen und erreichen so die kritische Masse für eine thermonukleare Explosion. Die Abbildung ist aus [2] entnommen.

Um die Ia Supernovae befriedigend zu erklären müssten unter anderem folgende Eigenschaften theoretisch reproduziert werden:

- Häufigkeit der SNIa Ereignisse
- ihre Helligkeit
- ihr Spektrum
- Zusammensetzung und Menge des ausgeworfenen Materials

Keines der oben genannten Szenarien kann nach dem heutigen Wissensstand alle beobachteten SNIa erklären und daher allein für die thermonuklearen

Supernovae verantwortlich sein. Wäre zum Beispiel Szenario 1 der Ursprung aller SNIa, dann müsste von den elliptischen Galaxien - also den Galaxien, die sich in einem fortgeschrittenen Entwicklungsstadium befinden - wesentlich mehr Röntgenstrahlung abgegeben werden. Denn wenn der akkretierte Wasserstoff auf einen Weißen Zwerg trifft müsste er sich augenblicklich stark erhitzen und zu Helium und Kohlenstoff verbrennen (siehe [2], 4.1). Das stark erhitzte Gas würde Röntgenstrahlung emittieren, und gäbe es genügend akkretierende Weiße Zwerge um alle SNIa zu erklären, dann müssten wir wesentlich mehr dieser Röntgenstrahlung von den elliptischen Galaxien empfangen.

Ein Problem der Szenarien 2 und 4 ist, dass es vermutlich nicht genügend massereiche Weiße Zwerge oder Doppelsternsysteme aus Weißen Zwerge mit genügend hoher Gesamtmasse gibt, die als Vorläufer für alle SNIa in Frage kommen. Beim Prozess der Verschmelzung zweier CO Weißer Zwerge ist man sich heute aber sicher, dass er zumindest für einen Teil ($\approx 10\%$) aller SNIa verantwortlich ist.

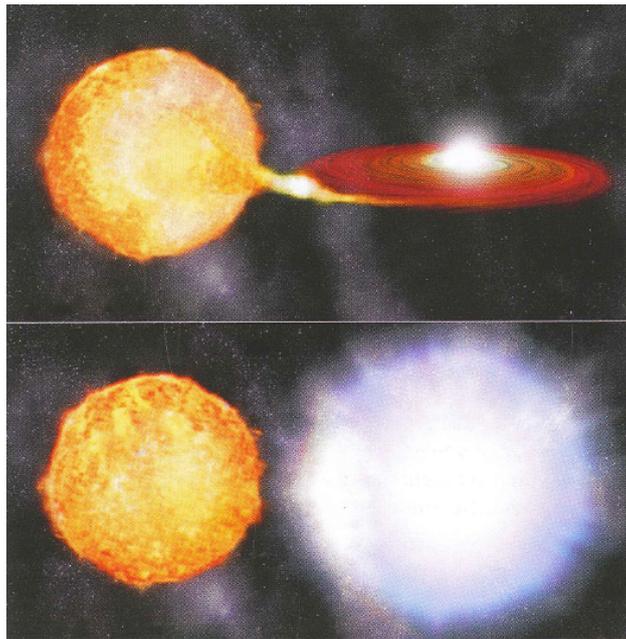


Abbildung 8: Schematisch: Ein Weißer Zwerg akkretiert Material von einem Begleitstern und endet in einer Supernova-Explosion. Die Abbildung ist aus [2] entnommen.

In Szenario 3 akkretiert zunächst wie in Szenario 2 ein Weißer Zwerg Helium von einem Begleitstern. Der Weiße Zwerg befindet sich aber in diesem Fall weit unterhalb der Chandrasekhar Massengrenze. Das akkretierte

Helium beginnt thermonuklear zu verbrennen und löst eine Stoßwelle aus, die in das Sterninnere dringt. Die Welle komprimiert das Kernmaterial so sehr, dass das thermonukleare Brennen von Kohlenstoff auch unterhalb der Chandrasekhar Masse einsetzt. Dieses Szenario gilt heute als aussichtsreiche Erklärung für die meisten SNIa. Es hat jedoch Probleme, die genauen spektralen Eigenschaften der Supernovae vorherzusagen. Denn durch die Verbrennung des akkretierten Heliums müssten die Elemente Titan und Chrom entstehen, deren Absorptionslinien man aber in den Spektren der Supernovae nicht im vorhergesagten Ausmaß findet.

Es gibt also nach wie vor offene Fragen auf dem Gebiet der thermonuklearen Supernovae. Die SNIa präsentieren sich heute sowohl in der Theorie als auch in den Beobachtungen als vielfältiger als zunächst angenommen. Für eine detaillierte Darstellung dieses Forschungsfeldes ist insbesondere das Buch von Herrn Janka, [2], zu empfehlen.

5 Nukleosynthese in der abgestoßenen Hülle

Durch die Stoßwelle einer Kernkollaps Supernova setzt in den äußeren Sternschalen ein sogenanntes explosives Brennen ein, durch das erneut mittelschwere und schwere Elemente bis zur Eisengruppe gebildet werden. Alle bei der Supernova ausgeschleuderten Eisengruppenelemente werden auf diese Weise gebildet (siehe [2], 5.1). Die bei thermonuklearen Supernovae ausgeschleuderten Eisengruppenelemente entstehen letztlich auch durch explosives Brennen. Es werden hierbei jedoch wesentlich größere Mengen, d.h. 5 bis 10 mal so viel, erzeugt (vgl. auch hierzu [2], 5.1).

Elemente jenseits der Eisengruppe können nicht endotherm durch Kernfusionen erzeugt werden. Außerdem können sie nur mit einem großen Neutronenanteil existieren. Ihre Entstehung ist jedoch unter der Anwesenheit freier Neutronen möglich: Diese Neutronen lagern sich an den Kernen leichterer Elemente an und werden teilweise durch Beta Zerfall,

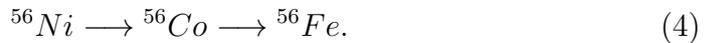


in Protonen, Elektronen und Neutrinos umgewandelt werden - unter gleichzeitiger Anreicherung weiterer Neutronen. So entstehen schrittweise Elemente höherer Massen- und Ladungszahl.

Diese Neutronenanreicherung kann sowohl langsam (s-Prozess) als auch schnell (r-Prozess) vonstattengehen, wobei der r-Prozess nur in einer sehr neutronenreichen Umgebung stattfinden kann und sich dann binnen weniger Sekunden vollzieht. Elemente wie Platin, Gold, Silber oder auch Thorium,

Uran und Plutonium können nur durch diese schnelle Neutronenanreicherung entstehen (vgl. [2], 5.1). Man vermutet daher, dass diese Elemente in Kernkollapssupernovae gebildet werden, da hier durch die Neutronisierung des stellaren Kerns viele freie Neutronen vorhanden sind. Allerdings lassen neuere Simulationen Zweifel daran aufkommen, ob der vom neutronisierten Kern ausgehende Wind einen genügenden Neutronenüberschuss für den r-Prozess aufweist. Es bleiben daher auch hier noch offene Fragen. Für eine weiterführende Lektüre sei erneut [2] empfohlen.

Ein Eisengruppenelement, das in beiden Supernova-Typen in großen Mengen entsteht, ist das radioaktive ^{56}Ni , das über ^{56}Co in das stabile ^{56}Fe zerfällt:



Der erste Zerfall hat eine Halbwertszeit von etwa 6 Tagen und führt das Maximum der Supernova-Helligkeit herbei, während die zweite Reaktion mit einer Halbwertszeit von etwa 77 Tagen den charakteristischen langsam abfallenden Intensitätsverlauf der Supernova erzeugt (siehe [1]). Ein Teil der bei einer Supernova freiwerdenden Energie ist also im entstandenen ^{56}Ni gespeichert und wird durch die oben genannten Reaktionen langsam abgegeben. Die gemessenen Leuchtkräfte zweier tatsächlicher Supernovae sind in Abbildung 9 dargestellt.

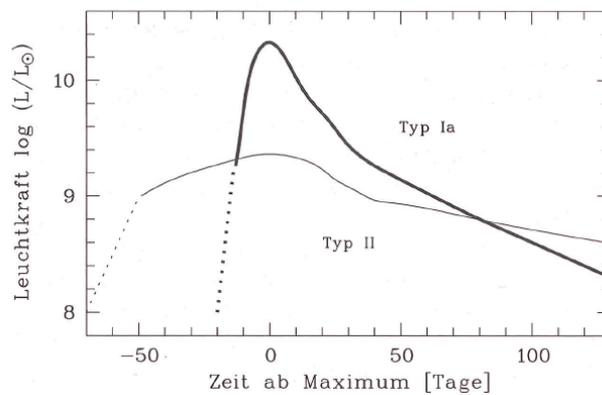


Abbildung 9: Die Abbildung ist aus [4] entnommen. Dargestellt ist der Leuchtkraftverlauf der Supernovae SN1990D (Typ Ia) und SN1987A (Typ II). Letztere fand in der kleinen Magellanschen Wolke statt, einer Satellitengalaxie der Milchstraße.

Aus der Abbildung wird auch deutlich, dass Typ Ia Supernovae in der Regel die helleren Supernovae sind. Man kennt zudem bei SNIa eine Beziehung zwischen maximaler Leuchtkraft und Abklingzeit (je größer die maximale

absolute Leuchtkraft, desto größer die Abklingzeit). Daher kann die absolute Leuchtkraft solcher Ereignisse recht gut bestimmt werden, sodass diese Supernovae heute auch als "Standardkerzen" bei der kosmischen Entfernungsbestimmung dienen.

Literatur

- [1] W. Demtröder. *Experimentalphysik 4*. Springer Verlag, 2009.
- [2] Hans-Thomas Janka. *Supernovae und kosmische Gammastrahlenblitze*. Spektrum Akademischer Verlag, 2011.
- [3] Kippenhahn; Weigert; Weiß. *Stellar Structure and Evolution*. Springer Verlag, 2012.
- [4] Weigert; Wendker; Wisotzki. *Astronomie und Astrophysik*. Wiley-VCH Verlag, 2010.