

608 – Spektroskopie der Supernova SN 1987A

Versuchsprotokoll zum F-Praktikum an der Ruhr-Universität Bochum

Paul Katolla <p_katolla@yahoo.de>

10.10.2009

Tobias Krähling <Tobias.Kraehling@SemiByte.de>

Version 1.1

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	
2	Sternentwicklung	
2.1	Supernova	
3	P-Cygni-Profil	
4	Spektrum der SN 1987A	
4.1	Diskussion des Spektrums	
5	Radialgeschwindigkeit und spektroskopischer Radius	
5.1	Radialgeschwindigkeiten	
5.2	Spektroskopische Radien	
6	Photosphärenradius und die Entfernung zur SN 1987 A	
6.1	Methoden zur Bestimmung der Effektivtemperatur	
6.2	Effektivtemperatur	
6.3	Photosphärenradius	
6.4	Wahre Entfernung zur SN 1987A	
7	Energieabschätzung	
8	Fazit	
A	Anhang	
B	Literatur	

1 Einleitung

1 Der Versuch *Spektroskopie der Supernova SN 1987A* befasst sich, im Rahmen des **1** F-Praktikums, mit den Arbeitsmethoden zur **3** Untersuchung von spektrophotometrischen **3** Daten. Dabei werden die mit einem Spektrum-Scanner gemessenen Daten der Supernova **4** SN 1987A, die für die ersten 100 Tage nach dem **4** Ausbruch vorliegen, ausgewertet. Im Rahmen des Versuches wird zunächst das Spektrum der Supernova diskutiert, dann die Expansionsgeschwindigkeit der Supernovahülle bestimmt und zum Schluss ihre wahre Entfernung abgeschätzt. Dabei bedienen wir uns der Bildverarbeitungssoftware MIDAS. **8**

2 Sternentwicklung

12 Hat sich ein Stern aus der Kontraktion von interstellaren Gas- und Staubwolken gebildet, so hängt seine weitere Entwicklung im wesentlichen von seiner Masse sowie der chemischen Zusammensetzung ab. Ist die Masse des gebildeten Stern sehr klein ($\lesssim 0,08M_{\odot}^1$), **13** so reicht die Gravitationsenergie beim Kollaps der Wolke nicht aus, die für die Wasserstofffusion benötigte Zentraltemperatur zu errei- **14**

¹ $M_{\odot} \approx 2 \cdot 10^{30}$ kg bezeichnet die Sonnenmasse.

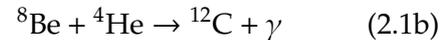
chen – dieser Sternentyp emittiert die Gravitationsenergie, kühlt aus und wird zu einem nichtleuchtenden *Braunen Zwerg*. Sterne mit sehr hoher Masse ($\gtrsim 50M_{\odot}$) können ebenfalls nicht stabil existieren, da der durch die hohe Zentraltemperatur – hervorgerufen durch die beim Kollaps freigesetzte Gravitationsenergie – entstehende Strahlungsdruck die Materie auseinanderreibt.

Sterne mit Massen $0,1M_{\odot} \lesssim M \lesssim 50M_{\odot}$ können einen stabilen Lebensabschnitt erreichen, welcher auch als Hauptreihenstadium bezeichnet wird². Eine Klassifizierung von Sternen in Spektraltypen erfolgt anhand deren Temperatur und chemischer Zusammensetzung, die anhand von Spektrallinien spezifiziert wird. In der Harvardklassifikation werden die Intensitätsverhältnisse wichtiger Absorptionslinien im Sternenspektrum für die Klassifizierung verwendet – dabei werden diese, bei absteigender Oberflächentemperatur, mit den Buchstaben O, B, A, F, G, K, M bezeichnet, wobei jede Klasse in zehn Unterklassen unterteilt wird, die mit den Zahlen 0-9 bezeichnet werden. Bei G-Sternen, wie unsere Sonne, gibt es eine starke Ca II Linie, Linien von neutralen Metallen und von Wasserstoff (Demtröder (2005, S. 334f); Cole und Woolfson (2002, S. 225f)).

Während des Hauptreihenstadiums erfolgt die Energieproduktion bei Sternen mit $M \lesssim 1,5M_{\odot}$ hauptsächlich über die Fusion von Wasserstoff zu Helium, bei Sternen mit größerer Masse trägt auch der CNO-Zyklus einen wesentlichen Teil zur Energieproduktion bei. Ist ein Großteil des Wasserstoff fusioniert worden,

² Im Hertzsprung-Russel-Diagramm (HRD), in dem die Leuchtkraft über der Temperatur oder die Magnitude über der Sternklasse/Temperatur aufgetragen wird, bilden die Sterne mit einer stabilen (aktiven) Phase ein Band von kleinen Temperaturen und hoher Magnitude hin zu hohen Temperaturen und niedrigen Magnituden. Dieses Band im Diagramm mit stabilen Sternen wird als Hauptreihe bezeichnet (siehe auch Abb. 11.11. auf S. 336 in Demtröder (2005)).

hängt die weitere Entwicklung des Sterns von seiner Masse ab. Bei massereichen Sternen ($M \gtrsim 6M_{\odot}$), auf die wir uns hier beschränken möchten, setzt das Heliumbrennen im Kern ein, bei dem Kohlenstoff gemäß den Reaktionen



entsteht (hierfür sind Zentraltemperatur von $\sim 10^8$ K notwendig), während in der Schale weiterhin Wasserstoff fusioniert wird. Geht das Helium im Kern zuneige, kontrahiert dieser und die hierdurch hervorgerufene Temperaturerhöhung zündet das Heliumbrennen in der Schale. Hierdurch kann das Kohlenstoffbrennen einsetzen, wobei u. a. Sauerstoff und Neon fusioniert wird; anschließend das Neon- und Sauerstoffbrennen, wobei Silizium entsteht. Das Siliziumbrennen führt über komplexe Reaktionen zu Nickel und Eisen. Diese Fusionsprozesse lösen sich einander ab, wandern vom Kern in die äußeren Bereich – es entsteht eine Zwiebschalenstruktur der einzelnen Fusionsprozesse (siehe Abbildung 1) –

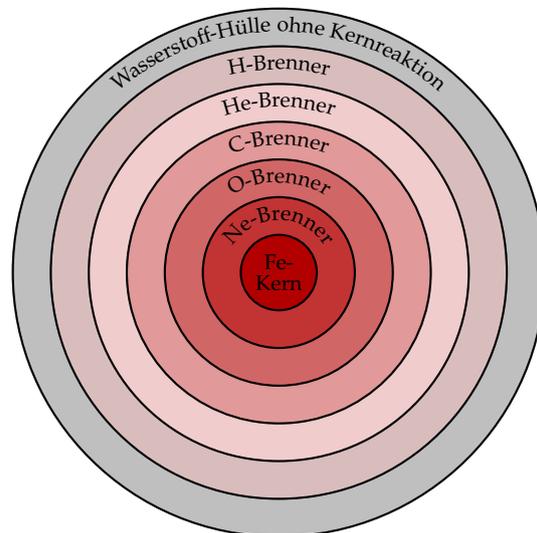
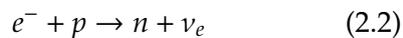


Abbildung 1: Zwiebschalenstruktur von massereichen Sternen am Ende der Fusionskette (nicht massstabsgerecht)

und führen zu einer stetigen Erhöhung der Zentraltemperatur. Nach der Fusionierung zu Eisen ist durch weitere Fusionsprozesse keine Energiegewinnung mehr möglich.

2.1 Supernova

Durch das Siliziumbrennen und den anschließenden Kernkollaps durch den Gravitationsdruck steigen die Temperaturen im Zentralbereich sehr stark an ($> 3 \cdot 10^9$ K) – die nunmehr instabilen Atome werden durch harte γ -Photonen in Nukleonen dissoziiert und über den inversen β -Zerfall



in Neutronen und Neutrinos umgewandelt. Hierbei entsteht ein Neutronenstern. Der Kollaps des Sterns wird plötzlich gestoppt, wenn die Dichte die Nukleonendichte ($\sim 10^{15} \text{ kg m}^{-3}$) überschreitet – der Entartungsdruck der Neutronen ist dann größer als der Gravitationsdruck – und eine Rückstoßwelle, die Radial mit einer Geschwindigkeit von einigen 10^3 km/s nach außen läuft, reißt die Hüllen des Sterns auseinander. Die Energie der Stoßwelle wird zum Teil für die Synthese von schwereren Elementen als Eisen aufgebraucht; desweiteren wird beim Erreichen der Oberfläche die Energie zum Aufheizen derselben aufgewendet und als Strahlungsemission abgegeben. Dies (letzte) sehr intensive aufleuchten des endenden Sterns wird als Supernovaexplosion vom Typ II³ bezeichnet. Zurück bleibt ein Neutronenstern, während die abgestoßene Hülle in den Raum expandiert und bei entsprechend kleiner Dichte vom interstellaren

³ Es gibt zwei Arten von Supernovae, die sich in den Lichtkurven und Spektren unterscheiden. Wichtiges Merkmal ist das Fehlen von Wasserstofflinien im Spektrum vom Typ I, während diese im Spektrum von Typ II sichtbar sind. Für Typ I gibt es mehrere Unterkategorien, die die unterschiedliche Entstehung charakterisieren (Moore, 2002, S. 395f).

Medium abgebremst werden kann – sie wird als leuchtender Nebel sichtbar.

Bei sehr massereichen Sternen kann der Neutronenentartungsdruck den Gravitationsdruck nicht ausgleichen – der Stern kollabiert immer weiter und es entsteht statt eines Neutronensterns ein schwarzes Loch⁴.

Supernovaexplosion sind in einer mittleren Galaxie verhältnismäßig seltene Ereignisse – sie ereignen sich etwa alle hundert Jahre einmal. Durch die technische Entwicklung in den letzten Jahren konnten jedoch viele dieser Ereignisse beobachtet werden, die früher aufgrund der Lichtschwäche der sehr entfernten Ereignisse nicht beobachtet werden konnten. Die letzte Supernovaexplosion, die ohne technische Hilfsmittel sichtbar war, fand in der Großen Magellanschen Wolke (GMW) statt und konnte am 24.02.1987 beobachtet werden. Einen Tag vorher wurden an verschiedenen Experimenten Neutrinos detektiert, die von dieser Supernovaexplosion stammen⁵. Diese Supernova (Bezeichnung SN 1987A) wurde vom γ - bis Radiobereich über einen langen Zeitbereich gemessen.

3 P-Cygni-Profil

In dem Spektrum der Supernova SN 1987A (vgl. Abschnitt 4) sind charakteristische Profilformen bei den Elementlinien zu erkennen, das sogenannten P-Cygni-Profil⁶. Ein Beobachter sieht bei der Betrachtung eines sich expan-

⁴ Dieser Prozess entsteht, wenn der sonst entstehende Neutronenstern eine Masse $M > 6M_\odot$ besitzen würde (Cole und Woolfson, 2002, S. 255).

⁵ Diese entstehen beim inversen β -Zerfall, siehe Anfang dieses Abschnitts.

⁶ Der Name P-Cygni-Profil stammt von dem B1 Überriesen P Cygni, bei dem dieses Profil zuerst ausführlich untersucht wurde. Diese Profilform tritt auch bei O, B und A Supergiganten während der Phase von extremen Materieverlust, z. B. durch strahlungsgetriebene Winde, auf (Moore, 2002, S. 301).

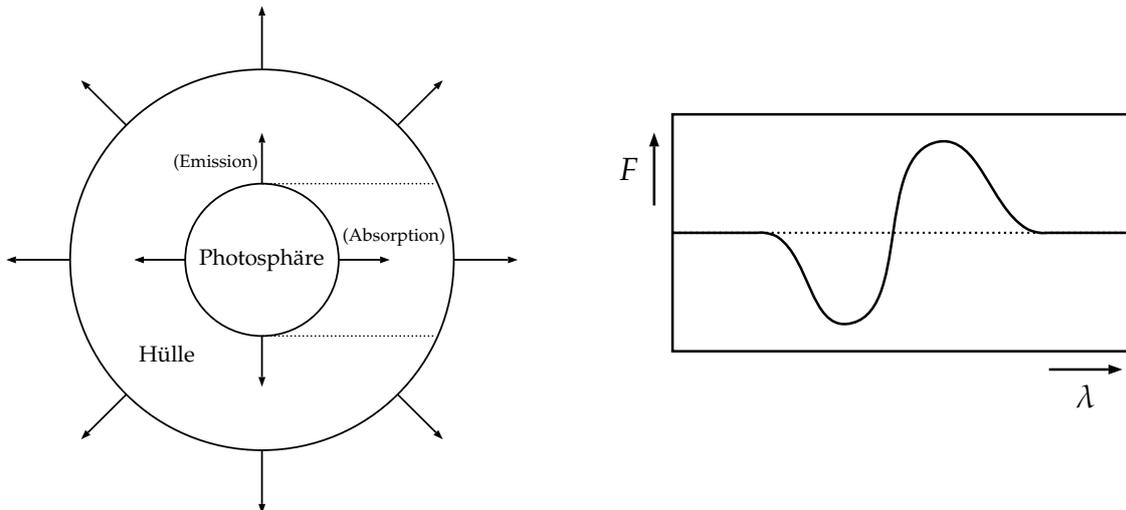


Abbildung 2: Zur Entstehung eines P-Cygni-Profiles

dierenden Sterns eine Überlagerung des Kontinuums der Photosphäre und der Absorption in der Hülle in dem Zylinder, dessen Grundfläche durch die zweidimensionale Projektion der Photosphäre gebildet wird (der Zylindermantel ist in Abbildung 2 durch die gestrichelten Linien angedeutet, wenn sich der Beobachter rechts befinden würde). Zusätzlich ist die Absorptionskomponente bei einer expandierenden Hülle aufgrund des Dopplereffekts blauverschoben, also hin zu kleineren Wellenlängen. Emissionsstrahlung ist dahingegen aus dem Hüllbereich zu beobachten, die sich in Abbildung 2 außerhalb des Zylinders befindet. Diese ist ebenfalls dopplerverschoben für Strahlung, die durch Hüllenteilchen erzeugt werden, die sich nicht senkrecht zum Beobachter bewegen – jedoch tritt hier sowohl Blau- wie auch Rotverschiebung auf.

4 Spektrum der SN 1987A

In Abbildung 3 ist das Spektrum der Supernova für einige Tage wiedergegeben, die vom Astronomischen Institut der RUB mit einem Spektrum-Scanner am 61cm-Teleskop in Chile

im Bereich von $3200 - 8800 \text{ \AA}$ und einer Auflösung von 10 \AA gemessen wurden. Die Messdaten sind ebenfalls in elektronischer Form verfügbar und können mit der Software MIDAS ausgewertet werden – dabei sind die Messdaten von instrumentellen und erdatmosphärischen Einflüssen befreit und die absoluten spektrophotometrischen Flüsse über Vergleich mit Standardsternen kalibriert.

4.1 Diskussion des Spektrums

Seit der Explosion expandiert die Supernovahülle und kühlt ab, wodurch sich das Strahlungsmaximum in Richtung größerer Wellenlängen verschiebt. Im Spektrum ist zu erkennen, das am zweiten Tag⁷ das Strahlungsmaximum nicht sichtbar ist und sich in der zeitlichen Entwicklung von den kurzen Wellenlängen hin zu den größeren Wellenlängen verschiebt, was nach dem Wien'schen Verschiebungsgesetz $T = b/\lambda_{max}$ mit der Wien'schen Konstanten b einer Abkühlung entspricht. Der Strahlungsfluss nimmt in den ersten Tagen

⁷ Die Tage werden vom Tag der Supernova-Explosion am 23.02.1987 an gezählt.

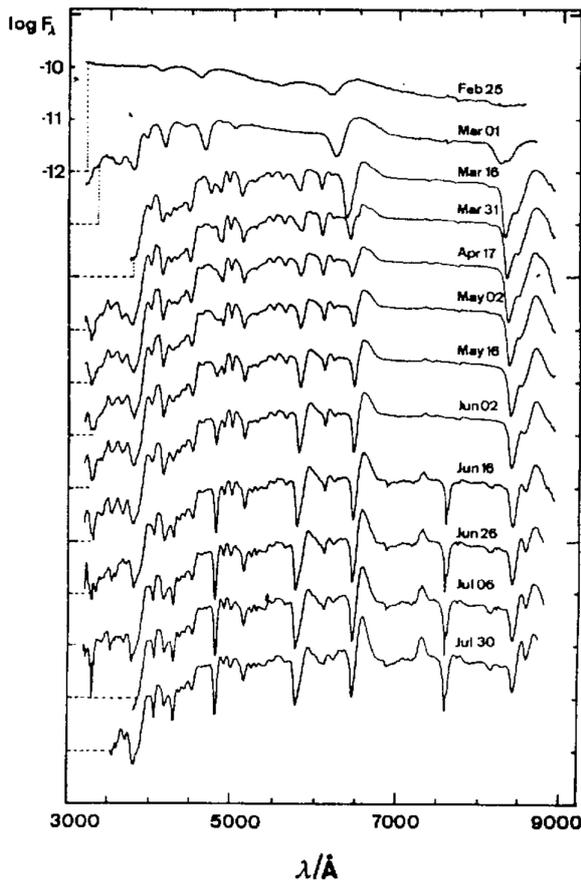


Abbildung 3: Spektrale Entwicklung der SN 1987A. Logarithmisch dargestellt sind die flusskalibrierten Spektren aus Bochumer Messungen zu ausgewählten Daten. Die Spektren sind um jeweils eine Zehnerpotenz nach unten verschoben (aus RUB (2004)).

stark ab, um dann ab etwa dem 10. Tag wieder anzusteigen. Nach etwa 80 Tagen hat der Fuss sein Maximum erreicht und sinkt anschließend wieder (vgl. hierzu auch Menzies et al. (1987), Catchpole et al. (1987) sowie Suntzeff und Bouchet (1990)). Ursache für dieses Verhalten ist eine zusätzlichen Energiequelle durch radioaktiven Zerfall. In der zeitlichen Entwicklung kühlt die Hülle auf eine Temperatur von ca. 5500 K ab, was in etwa der Oberflächentemperatur unserer Sonne entspricht. Hierdurch ist das Spektrum der Supernova vergleichbar mit denjenigen von G-Sternen – unserer Son-

ne gehört zu diesem Typus –, so dass Spektrallinien wie beispielsweise H I, Na I, Ba II, Ca II und Fe II beobachtet werden können. Die ersten Spektrallinien werden bereits am zweiten Tag sichtbar. Bedingt durch die hohe Expansionsgeschwindigkeit der Hülle von einigen 1000 km/s und den dadurch hervorgerufenen Dopplereffekt, treten die Spektrallinien in Emission und Absorption (verschoben) als sogenanntes P-Cygni-Profil auf (siehe Abschnitt 3). In den ersten Tagen seit dem Ausbruch der Supernova wird das Spektrum von der Kontinuumsstrahlung geprägt, im späteren Verlauf bis Anfang Juni ist überwiegend im langwelligen Wellenlängenbereich – ca. zwischen 7000 – 8000 Å – Kontinuumsstrahlung beobachtbar, bevor auch ab Mitte Juni in diesem Bereich stärkere Absorptions- und Emissionslinien sichtbar werden.

5 Radialgeschwindigkeit und spektroskopischer Radius

5.1 Radialgeschwindigkeiten

Für die elektronisch verfügbaren spektrophotometrischen Daten wurde, unter Verwendung der Software MIDAS, die Wellenlänge der Absorptionsmaxima (Flussminima im Spektrum) der P-Cygni-Profilen von H_α (6563 Å), Na I-D (5890 Å), Ba II-2 (6141 Å) und Fe II-42 (5018 Å) für ausgewählte Tage bestimmt – die erhaltenen Werte sind in der Tabelle 10 im Anhang aufgeführt. Der in der Tabelle angegebene Fehlerbereich ist durch die Genauigkeit der Bestimmung des Absorptionsmaximas gegeben, wobei diese jedoch in den meisten Fällen besser als die Auflösung der Messdaten ist (10 Å), sodass bei Fehlern unter 10 Å als Fehler die Auflösung der Messdaten verwendet wurde. Auch war in den ersten Tagen nur das P-Cygni-Profil der Wasserstofflinie sichtbar. Über die

Tabelle 1: Radialgeschwindigkeiten der H I-, Na I-, Ba II- und Fe II-Linien

Tag	$\frac{v_{H I}}{\text{km/s}}$	$\frac{\Delta v_{H I}}{\text{km/s}}$	$\frac{v_{Na I}}{\text{km/s}}$	$\frac{\Delta v_{Na I}}{\text{km/s}}$	$\frac{v_{Ba II}}{\text{km/s}}$	$\frac{\Delta v_{Ba II}}{\text{km/s}}$	$\frac{v_{Fe II}}{\text{km/s}}$	$\frac{\Delta v_{Fe II}}{\text{km/s}}$
2	-19100	1400	–	–	–	–	–	–
5	-15200	700	–	–	–	–	–	–
10	-12200	500	-5850	250	-5000	1000	-5600	600
20	-9000	700	-4600	500	-3700	500	-3500	600
30	-7200	500	-4000	1000	-3500	500	-2300	600
40	-6500	500	-3300	500	-3000	500	-2000	600
50	-6100	500	-3800	500	-2700	500	-1700	600
60	-5600	500	-3800	500	-2500	500	-1700	600
70	-5200	500	-4100	500	-2200	500	-1700	600
80	-5200	500	-4100	500	-2200	500	-1700	600
90	-4900	500	-4300	500	-2000	500	-1700	600
100	-5200	500	-4800	500	-1800	500	-1400	600

Dopplergleichung

$$\frac{v_{rad}}{c} = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} \quad (5.1)$$

kann dann die Radialgeschwindigkeit v bestimmt werden. Bei der Abschätzung des Fehlers wurde, da jeweils nur ein Wert pro P-Cygni-Profil und Tag bestimmt wurde, der Maximalfehler nach dem Gauß'schen Fehlerfortpflanzungsgesetz gemäß

$$\Delta v_{rad} = \frac{\Delta \lambda}{\lambda_0} \cdot c \quad (5.2)$$

bestimmt. Die so bestimmten Radialgeschwindigkeiten für die vier Linien sind in Tabelle 1 aufgeführt.

Abbildung 4 stellt die zeitliche Entwicklung der ermittelten Radialgeschwindigkeit dar. Erkennbar ist, dass die einzelnen Kurven der verschiedenen untersuchten Spektrallinien der Elemente übereinander angeordnet liegen. Offensichtlich entsprechen höher liegende Kurven auch einer höheren Radialgeschwindigkeit und somit auch einer kleineren Atommasse des betrachteten Elements, da die Geschwindigkeit proportional zum Kehrwert der Masse ist. Die unterschiedlichen Radialgeschwindigkeiten der verschiedenen schweren Elemente

passen demnach sehr gut zum Modell einer Supernovaexplosion. Hierbei wirkt der Impuls isotrop in radialer Richtung nach außen, wodurch die unterschiedlich schweren Elemente in der Sternenhülle verschiedene Geschwindigkeiten erreichen.

Mit fortlaufender Zeit sinkt die Radialgeschwindigkeit der untersuchten Elemente. Dieses trifft nicht für die Natrium-Kurve zu, da diese ab dem 40. Tag weiter zu steigen beginnt. Dieses Verhalten kann dadurch hervorgerufen werden, wenn die Hülle zusätzlich durch Diffusionswellen von thermischer, radioaktiver Energie geheizt wird (Suntzeff und Bouchet, 1990; Shigeyama und Nomoto, 1990). Hierdurch könnten in der Hüllenregion mit hohem Kohlenstoffanteil Fusionen von Kohlenstoff zu Natrium ermöglicht werden, die eine (scheinbare) Erhöhung der Natrium-Radialgeschwindigkeit erklären würden. Eine andere Erklärung wäre, dass die Diffusionswellen insbesondere in der Hülle mit hoher Natriumkonzentration vorkommen und Natrium beschleunigen.

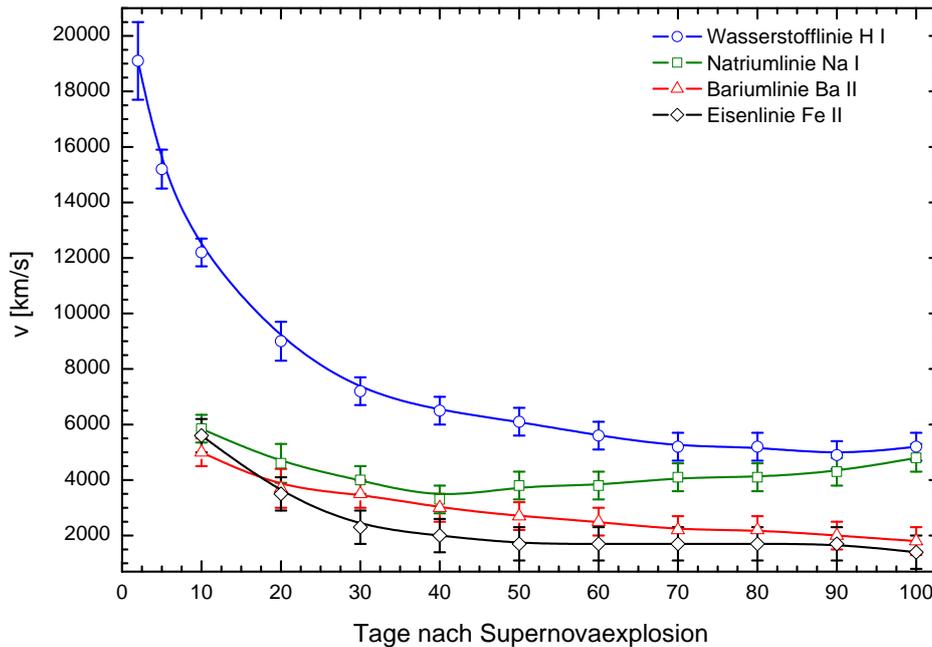


Abbildung 4: Zeitliche Entwicklung der Radialgeschwindigkeiten

5.2 Spektroskopische Radien

Kennt man die Geschwindigkeit einer Kugelschale, so ist es möglich, ihren Radius zu jedem beliebigen Zeitpunkt zu berechnen. Die zuvor bestimmten Radialgeschwindigkeiten können demnach entsprechend

$$r_{abs} = -v \cdot (t - t_0) \quad (5.3)$$

in spektroskopische Radien r_{abs} umgerechnet werden (siehe Tabelle 2), wobei der Term $(t - t_0)$ die seit dem Ausbruch der Supernova verstrichene Zeit darstellt. Der Abschätzung des Maximalfehlers nach Gauß'scher Fehlerfortpflanzung ergibt sich über

$$\Delta r_{abs} = \Delta v \cdot (t - t_0). \quad (5.4)$$

Analog zu Abbildung 4 finden wir auch bei der zeitlichen Entwicklung der spektroskopischen Radien (Abbildung 5) eine Kurvenanordnung entsprechend der Atommassen der untersuchten Elemente. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die spektroskopischen Radien

der untersuchten Elemente ebenfalls von der Radialgeschwindigkeit abhängen.

Zusätzlich dazu wirkt sich die unterschiedliche Häufigkeit der untersuchten Elemente in der Sternenhülle auf die Anordnung der Kurven aus. Sterne bestehen zu einem Großteil aus Wasserstoff. Ein geringer Teil davon wird über eine Kette von Fusionsprozessen im Kern in schwerere Elemente bis hin zum Eisen umgewandelt (siehe Abschnitt 2 und Abbildung 1). Betrachtet man die expandierende Sternenhülle nach einer Supernovaexplosion, so ist die maximale optische Tiefe für eine untersuchte Linie von der Häufigkeit des jeweiligen Elements abhängig. Kommt ein Element häufig in der Sternenhülle vor, so ist der spektroskopische Radius größer, da die maximale optische Tiefe viel schneller erreicht wird als bei einem Element, welches seltener in der Hülle vorkommt. Der spektroskopische Radius für schwere Elemente liegt dabei näher am Photosphärenradius r_p als derjenige von leichten Elementen.

Tabelle 2: Spektroskopische Radien der H I-, Na I-, Ba II- und Fe II-Linien

Tag	$\frac{r_{\text{H I}}}{10^3 R_{\odot}}$	$\frac{\Delta r_{\text{H I}}}{10^3 R_{\odot}}$	$\frac{r_{\text{Na I}}}{10^3 R_{\odot}}$	$\frac{\Delta r_{\text{Na I}}}{10^3 R_{\odot}}$	$\frac{r_{\text{Ba II}}}{10^3 R_{\odot}}$	$\frac{\Delta r_{\text{Ba II}}}{10^3 R_{\odot}}$	$\frac{r_{\text{Fe II}}}{10^3 R_{\odot}}$	$\frac{\Delta r_{\text{Fe II}}}{10^3 R_{\odot}}$
2	4,7	0,3	–	–	–	–	–	–
5	9,4	0,4	–	–	–	–	–	–
10	15,1	0,6	7,2	0,3	6,1	1,2	6,9	0,7
20	22,3	1,7	11,3	1,3	9,2	1,2	8,6	1,5
30	26,7	1,7	15	4	12,8	1,8	8,4	2,2
40	32,3	2,3	16,3	2,5	14,7	2,4	9,7	2,9
50	37,5	2,8	24	3	17	3	10	4
60	42	3	28	4	18	4	12	4
70	45	4	35	4	19	4	15	5
80	51	5	40	5	22	5	17	6
90	55	5	48	6	22	5	19	7
100	64	6	60	6	22	6	17	7

6 Photosphärenradius und die Entfernung zur SN 1987 A

6.1 Methoden zur Bestimmung der Effektivtemperatur

Die Bestimmung der Effektivtemperatur der Supernovahülle lässt sich über zwei verschiedene Methoden durchführen. Einerseits kann die Wellenlänge des Strahlungsmaximums im Spektrum gesucht werden und über das Wien'sche Verschiebungsgesetz die Temperatur bestimmt werden. Eine andere Möglichkeit ist das Anpassen von Planck-Kurven an die Spektren und die Ermittlung der Temperatur hierüber.

Hier wurden beide Methoden durchgeführt, die bestimmten Werte für beide Methoden sind in Tabelle 9 im Anhang wiedergegeben, eine Zuordnung der Planckkurvennummer zur Temperatur ist in Tabelle 8 aufgeführt. Bei der Wien-Methode wurde der Fehlerbereich über eine Abschätzung des Wellenlängenbereiches, in dem das Maximum der Kurve liegt, bestimmt. Für die Planck-Methode wurde der Fehlerbereich dadurch bestimmt, indem die

am besten anzupassende Kurve als Wert verwendet wurde und der Fehler sich dadurch ergab, ob die Kurven mit der nächst höheren bzw. niedrigeren Nummer auch noch gut anzupassen waren – dann wurde als Fehlerbereich eine ganze Planckkurvennummer verwendet – oder nicht mehr anzupassen war – entsprechend einem Fehlerbereich von einer halben Planckkurvennummer.

6.2 Effektivtemperatur

Zu den bestimmten Wellenlängen des Strahlungsmaximums in Tabelle 9 kann die Effektivtemperatur T_w über das Wien'sche Verschiebungsgesetz

$$T_w = \frac{b}{\lambda_{\max}} \quad \text{mit } b \approx 2,9 \text{ mm} \cdot \text{K} \quad (6.1)$$

berechnet werden, für die Fehlerabschätzung wurde der Maximalfehler nach Gauß'scher Fehlerfortpflanzung gemäß

$$\Delta T_w = \frac{b}{\lambda_{\max}^2} \Delta \lambda_{\max} \quad (6.2)$$

verwendet. Die Effektivtemperaturen aus den Planckkurven (T_p) und nach der Wien-

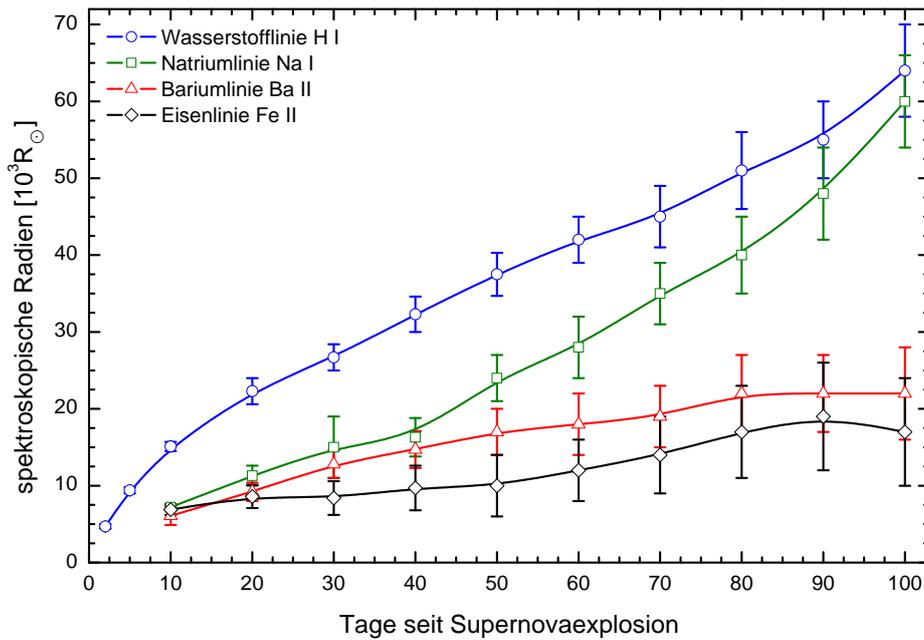


Abbildung 5: Zeitliche Entwicklung der spektroskopischen Radien

Methode (T_w) sind zusammen in Tabelle 3 aufgeführt, wobei bei der Planckmethode die teilweise unsymmetrischen Fehlerbereich durch symmetrische gemäß $\Delta T_p = \max\{\Delta T_p^+, \Delta T_p^-\}$ ersetzt wurden.

Die Bestimmung der Effektivtemperatur mit Hilfe der beiden Methoden enthält systematische Fehlerquellen. Eine Supernovaexplosion ist nur näherungsweise betrachtet ein schwar-

zer Körper. Die Auswertung wird noch zusätzlich dadurch erschwert, dass bei kleineren Wellenlängen das Spektrum meistens sehr stark von P-Cygni-Profilen überlagert ist, wodurch ein Kontinuum nur bei längeren Wellenlängen vorliegt. Daraus resultiert, dass die Planck-Kurven nur im langwelligen Wellenlängenbereich an das Kontinuum angepasst werden können. Die hieraus abgeleiteten Effektivtemperaturen tendieren zu höheren Werten hin, da entsprechende Referenzpunkte für die Kurvenanpassung im kurzwelligen Wellenlängenbereich fehlen. Bei der Schätzung der ungefähren Lage des Maximums der Kontinuitätsstrahlung konnte erst ab dem fünften Tag ein Maximum erkannt werden. Die geringfügige Berücksichtigung des kurzwelligen Wellenlängenbereichs bei der Bestimmung der Wellenlänge des Maximums, bedingt eine Verlagerung der Lage des Maximums in den längeren Wellenlängenbereich. Die hieraus abgeleitete Effektivtemperatur tendiert zu niedrigeren Werten hin.

Tabelle 3: Effektivtemperaturen T_p und T_w

Tag	T_p K	ΔT_p K	T_w K	ΔT_w K
2	14000	1000	–	–
5	10000	1000	7100	300
10	7000	500	6300	270
20	6500	500	5800	230
30	6000	500	5680	220
40	5500	500	5570	210
50	6000	250	5570	210
70	6000	250	5470	210
100	6000	250	5000	170

Da die Methode über die Planck-Kurven zu höheren Temperaturen und die Wien-Methode zu niedrigeren, ist eine Mittelwertbildung für die Abschätzung der Effektivtemperatur entsprechend

$$T = \frac{1}{2} (T_w + T_p) \quad (6.3)$$

sinnvoll – die berechneten Werte entnehme man Tabelle 4. Eine Abschätzung des Fehlers erfolgt durch den Maximalfehler nach Gauß'scher Fehlerfortpflanzung gemäß

$$\Delta T = \frac{1}{2} (\Delta T_w + \Delta T_p). \quad (6.4)$$

6.3 Photosphärenradius

In Tabelle 7 im Anhang sind für ausgesuchte Tage die Werte für die bolometrische Leuchtkraft der Supernova angegeben. Diese Werte wurden unter der Annahme bestimmt, dass die Supernova SN 1987A in einer Entfernung von 50 kpc stattgefunden hat. Bei bekannter Effektivtemperatur können die Photosphärenradien $r_{p,50}$ entsprechend dem Stefan-Boltzmann-Gesetz

$$\begin{aligned} L_{50} &= 4\pi r_{p,50}^2 \sigma T^4 \\ \Rightarrow r_{p,50} &= \sqrt{\frac{L_{50}}{4\pi\sigma T^4}} \end{aligned} \quad (6.5)$$

Tabelle 4: mittlere Effektivtemperatur

Tag	$\frac{T}{\text{K}}$	$\frac{\Delta T}{\text{K}}$
2	14000	1000
5	8500	700
10	6700	400
20	6100	400
30	5800	400
40	5500	400
50	5790	230
70	5730	230
100	5500	210

Tabelle 5: Photosphärenradien

Tag	$\frac{r_{p,50}}{10^3 R_\odot}$	$\frac{\Delta r_{p,50}}{10^3 R_\odot}$
2	1,83	0,26
5	3,6	0,6
10	5,5	0,7
20	7,6	1,0
30	9,6	1,3
40	12,3	1,8
50	12,6	1,0
70	15,2	1,2
100	16,3	1,3

Sonnenradius $R_\odot \approx 7 \cdot 10^8 \text{ m}$

und mittels

$$L_{50} = 10^{\log\left(\frac{L_{50}}{L_\odot}\right)} \cdot L_\odot \quad (6.6)$$

bestimmt werden. Dabei ist $\sigma = 5,671 \cdot 10^{-8} \frac{\text{J}}{\text{m}^2 \text{K}^4 \text{s}}$ (Stefan-Boltzmann-Konstante) und $L_\odot = 3,9 \cdot 10^{26} \text{ J/s}$. Die berechneten Werte für die Photosphärenradien wurden in Tabelle 5 zusammengefasst, die Abschätzung des Maximalfehlers nach Gauß erfolgte mittels

$$\Delta r_{p,50} = \sqrt{\frac{L_{50}}{\pi\sigma T^6}} \cdot \Delta T. \quad (6.7)$$

Um die Photosphärenradien mit den spektroskopischen Radien vergleichen zu können, wurden diese zusammen in ein Diagramm eingetragen (siehe Abbildung 6). Für diesen Vergleich eignen sich die spektroskopischen Radien, die anhand der untersuchten Linien von Eisen und Barium bestimmt wurden. Bedingt durch die geringe Dichte dieser Stoffe wird die maximale optische Tiefe bei diesen Elementen spät erreicht. Somit kann man weit in die Sternenhülle bis in die Nähe der Photosphäre hineinschauen und erhält damit eine Abschätzung für den Photosphärenradius. Die eingezeichneten Radien liegen relativ nahe beieinander. Vor allem der spektroskopische

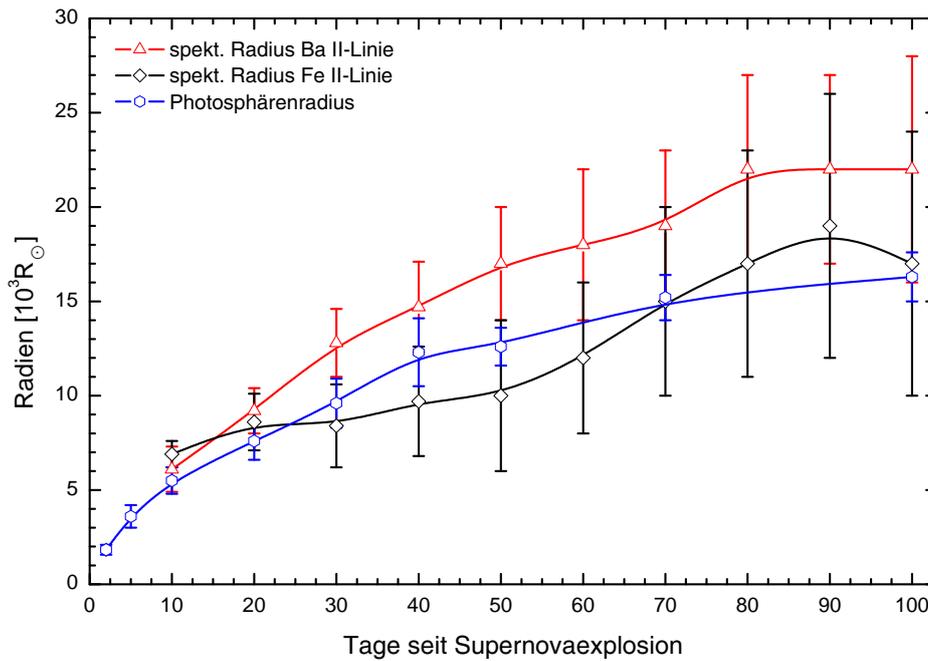


Abbildung 6: Vergleich der Radien

Radius für Eisen stimmt gut mit dem Photosphärenradius überein. Die vorhandenen Abweichungen sind zum Teil durch die Annahme hervorgerufen, dass die Supernova SN 1987A in einer Entfernung von 50 kpc stattgefunden hat.

6.4 Wahre Entfernung zur SN 1987A

Die verwendete Methode zur Ermittlung der Photosphärenradien ist entfernungsabhängig, da die bolometrische Leuchtkraft der Supernova in Tabelle 7 für eine Entfernung von 50 kpc⁸ angegeben ist. Dagegen ist die Methode zur Bestimmung der spektroskopischen Radien entfernungsunabhängig, da hier nur der Dopplereffekt ausgenutzt wurde. Um die wahre Entfernung D zu der Supernova SN 1987A zu bestimmen, ist es nötig, die angenommene

⁸ 50 kpc ist der Standardwert für die Entfernung zur Großen Magellanschen Wolke (GMW), in der sich die Supernova SN 1987A ereignet hat. 1 kpc entspricht $3,1 \cdot 10^{19} m$.

Tabelle 6: Berechnete Entfernungen zur SN 1987A

i	Tag	$\frac{D_{i,Br}}{\text{kpc}}$	$\frac{D_{i,Fe}}{\text{kpc}}$
1	10	54,94	61,91
2	20	60,85	56,83
3	30	67,81	44,42
4	40	60,79	40,24
5	50	67,13	41,08
6	70	63,78	47,51
7	100	66,33	51,86

Entfernung D_{50} von 50 kpc entsprechen der Beziehung

$$D_{i,(Br,Fe)} = D_{50} \cdot \frac{r_{i,abs(Br,Fe)}}{r_{p,50}} \quad (6.8)$$

zu skalieren (Baade-Wesselink-Methode).

Bildet man aus allen $D_{i,j}$ in Tabelle 6 den Mittelwert und die Standardabweichung des Mittelwertes, so lässt sich die wahre Entfernung zur Supernova SN1987A angeben mit:

$$D = (56 \pm 7) \text{ kpc} = 56 \text{ kpc} (1 \pm 13\%)$$

Panagia et al. (1991) fanden mittels Ring-Methode eine Entfernung von $D = (51,2 \pm 3,1)$ kpc, Mitchell et al. (2002) über die SEAM-Methode eine Entfernung von $D = (50 \pm 5)$ kpc. Die hier ermittelte Entfernung stimmt also gut mit der in der Literatur angegebenen Entfernung überein.

7 Energieabschätzung

Die Energie, die in den ersten 100 Tagen als elektromagnetische Strahlung abgegeben wurde, lässt sich mittels Integration der bolometrische Leuchtkraft (siehe Tabelle 7) über die Zeit abschätzen und beträgt

$$E_{EM} = \int_{t_1=2 \text{ d}}^{t_2=100 \text{ d}} L_{50}(t) dt \simeq 5 \cdot 10^{41} \text{ J.} \quad (7.1)$$

Die kinetische Energie der ausgestoßenen Hülle kann bei Annahme einer Geschwindigkeit von $v \approx 10^4$ km/s und $M \approx 10M_{\odot} \approx 2 \cdot 10^{31}$ kg abgeschätzt werden zu

$$E_{kin} = \frac{1}{2} M v^2 \simeq 10^{45} \text{ J.} \quad (7.2)$$

Die Energie des Neutrinopulses, die beim Kollaps frei wurden, lässt sich aus den Daten des IMB-Detektors⁹ abschätzen. Der Detektor konnte bei einer Oberfläche von $A = 400 \text{ m}^2$ und einem Wirkungsgrad von $\epsilon \approx 6 \cdot 10^{-16}$ acht Neutrinos mit jeweils 30 MeV nachweisen. Die von allen emittierten Neutrinos durchdrungene Kugeloberfläche $A_g = 4\pi D^2$ ergibt sich aus der Entfernung D der Supernova, wobei hier $D = 50$ kpc verwendet wurde. Für die Energie erhält man bei dieser Abschätzung

$$E_{\nu} = \frac{A_g}{A} \frac{8 \cdot 30 \text{ MeV}}{\epsilon} \simeq 5 \cdot 10^{45} \text{ J.} \quad (7.3)$$

⁹ *Irvine-Michigan-Brookhaven* Detektor, der 660 m tief in der Morton-Salzmine (Ohio, USA) aufgebaut wurde. Dieser Wasserdetektor besitzt eine Targetmasse von 5000 t und 2408 Photoröhren, die Nachschwelle liegt bei ≈ 19 MeV (Kleinknecht, 2005; Schmitz, 1997)

Als Ergebnis lässt sich festhalten, dass insgesamt ca. $6 \cdot 10^{45}$ J Energie freigesetzt wurde. Der Vergleich der Energiewerte untereinander zeigt, dass der überwiegende Teil (ca. 80 %) der Energie auf die Neutrinoemission und der restliche Teil von ca. 20 % auf die kinetische Energie der ausgestoßenen Sternenhülle entfällt – die als elektromagnetische Strahlung abgegebene Energie stellt nur einen verschwindend geringen Teil der insgesamt freigesetzten Energie dar.

8 Fazit

Der Versuch hat die angewandten Methoden zur Untersuchung spektrophotometrischer Daten anschaulich vorgestellt. Zugleich wurde das Verständnis für die Vorgänge bei einer Supernovaexplosion gefördert. Anhand der P-Cygni-Profile der einzelnen Linien sind die Radialgeschwindigkeiten der expandierenden Supernovahülle bestimmt worden. Mit diesen Ergebnissen konnten die Photosphärenradien der Supernova unabhängig von der Entfernung abgeschätzt werden. Eine weitere, entfernungsabhängige Abschätzung der Photosphärenradien konnte anhand des Stefan-Boltzmann-Gesetzes durchgeführt werden. Die Effektivtemperatur der Supernova wurde dabei aus der Anpassung eines Schwarzen Körpers an das Strahlungsspektrum und durch Bestimmung dessen Maximums ermittelt. Aufgrund eines Vergleichs dieser Radien (Baade-Wesselink-Methode) konnte die „wahre“ Entfernung zur Supernova SN 1987A bestimmt werden mit

$$D = (56 \pm 7) \text{ kpc.}$$

Dieser Wert stimmt innerhalb der Fehlergrenzen gut mit den Werten überein, die in der Literatur (z. B. Panagia et al. (1991) und Mitchell et al. (2002)) veröffentlicht wurden.

Bei der zeitlichen Entwicklung der einzelnen Radialgeschwindigkeiten konnte außerdem eine Abweichung im Verlauf der Natriumkurve beobachtet. Über die Ursache dieser Irregularität konnte nur spekuliert werden.

A Anhang

Tabelle 7: Bolometrische Leuchtkraft L_{50} der Supernova 1987A (RUB, 2004)

Tag seit 23.02.1987	$\log L_{50}/L_{\odot}$
2	8,06
5	7,77
10	7,73
20	7,86
30	7,97
40	8,09
50	8,20
70	8,35
100	8,34

Tabelle 8: Zuordnung Planckkurvennummer zur Temperatur (RUB, 2004)

Nummer	Temperatur
1	5000 K
2	5500 K
3	6000 K
⋮	⋮
10	9500 K
11	10000 K
12	11000 K
13	12000 K
14	13000 K
15	14000 K
16	15000 K

Tabelle 9: Maxima der Kontinuumsstrahlung

Tag	$\frac{\lambda_{\text{Max}}}{\text{Å}}$	$\frac{\Delta\lambda_{\text{Max}}}{\text{Å}}$	Nr Planck-Kurve
2	–	–	15 (+1,0/-0,5)
5	4100	200	11 ($\pm 1,0$)
10	4600	200	5 (+0,5/-1,0)
20	5000	200	4 (+1,0/-0,5)
30	5100	200	3 (+1,0/-0,5)
40	5200	200	2 (+1,0/-0,5)
50	5200	200	3 ($\pm 0,5$)
70	5300	200	3 ($\pm 0,5$)
100	5800	200	3 ($\pm 0,5$)

Bei den Unsicherheitsbereichen der Planckkurvennummer bedeutet + jeweils die nächst höhere und – die nächst niedrigere Nummer. 1,0 bezeichnet, das die nächste Kurve genauso gut angepasst werden kann, 0,5 bezeichnet, das die nächste Kurve nicht mehr gut angepasst werden kann und der Unsicherheitsbereich zwischen der angegebenen und der nachfolgenden Nummer liegt.

Tabelle 10: Absorptionsmaxima der P-Cygni-Profile von ausgesuchten Tage und Spektrallinien

Tag	$\frac{\lambda_{\text{H I}}}{\text{Å}}$	$\frac{\Delta\lambda_{\text{H I}}}{\text{Å}}$	$\frac{\lambda_{\text{Na I}}}{\text{Å}}$	$\frac{\Delta\lambda_{\text{Na I}}}{\text{Å}}$	$\frac{\lambda_{\text{Ba II}}}{\text{Å}}$	$\frac{\Delta\lambda_{\text{Ba II}}}{\text{Å}}$	$\frac{\lambda_{\text{Fe II}}}{\text{Å}}$	$\frac{\Delta\lambda_{\text{Fe II}}}{\text{Å}}$
2	6145	30	–	–	–	–	–	–
5	6230	15	–	–	–	–	–	–
10	6295	10	5775	5	6040	20	4925	5
20	6365	15	5800	10	6065	5	4960	5
30	6405	5	5810	20	6070	5	4980	5
40	6420	5	5825	10	6080	5	4985	5
50	6430	5	5815	10	6085	5	4990	5
60	6440	5	5815	5	6090	5	4990	5
70	6450	5	5810	5	6095	5	4990	5
80	6450	5	5810	5	6095	5	4990	5
90	6455	5	5805	5	6100	5	4990	5
100	6450	5	5795	5	6105	5	4995	5

B Literatur

- R. M. Catchpole, J. W. Menzies, A. S. Monk, W. F. Wargau, D. Pollaco, B. S. Carter, P. A. Whitelock, F. Marang, C. D. Laney, L. A. Balona, M. W. Feast, T. H. H. Lloyd Evans, K. Sekiguchi, J. D. Laing, D. M. Kilkenny, J. Spencer Jones, G. Roberts, A. W. J. Cousins, G. van Vuuren, und H. Winkler. Spectroscopic and photometric observations of SN 1987a. II - Days 51 to 134. *Royal Astronomical Society, Monthly Notices*, 229: 15–25, 1987.
- George H. A. Cole und Michael M. Woolfson. *Planetary Science. The Science of Planets Around Stars*. Institute of Physics Publishing, 2002.
- Wolfgang Demtröder. *Experimentalphysik 4 – Kern-, Teilchen- und Astrophysik*. Springer-Verlag, 2. Auflage, 2005. ISBN 3-540-21451-8.
- Konrad Kleinknecht. *Detektoren für Teilchenstrahlung*. Teubner Studienbücher Physik. Vieweg+Teubner, 4. Auflage, 2005. ISBN 978-3-8351-0058-9.
- J. W. Menzies, R. M. Catchpole, G. van Vuuren, H. Winkler, C. D. Laney, P. A. Whitelock, A. W. J. Cousins, B. S. Carter, F. Marang, T. H. H. Lloyd Evans, G. Roberts, D. Kilkenny, J. Spüencer Jones, K. Sekiguchi, A. P. Fairall, und R. D. Wolstencroft. Spectroscopic and photometric observations of SN 1987a - The first 50 days. *Royal Astronomical Society, Monthly Notices*, 227: 39–49, 1987.
- R. C. Mitchell, E. Baron, D. Branch, P. H. Hauschildt, P. E. Nugent, P. Lundqvist, S. Blinnikov, und C. S. J. Pun. Detailed Spectroscopic Analysis of SN 1987A: The Distance to the Large Magellanic Cloud Using the Spectral-fitting Expanding Atmosphere Method. *The Astrophysical Journal*, 574:293–305, 2002. DOI: 10.1086/340928.
- Patrick Moore (Hrsg.). *Philip's Astronomy Encyclopedia*. Philip's, 2002. ISBN 0-540-07863-8.
- N. Panagia, R. Gilmozzi, F. Macchetto, H.-M. Adorf, und R. P. Kirshner. Properties of the SN 1987A circumstellar ring and the distance to the Large Magellanic Cloud. *The Astrophysical Journal*, 380:L23–L26, 1991. DOI: 10.1086/186164.
- Astrophysikalisches Praktikum: 608 Spektroskopie der Supernova 1987A*. RUB, 2004. Versuchsanleitung zum Praktikum für Fortgeschrittene an der Ruhr-Universität Bochum, Version vom 19.02.2004.
- Norbert Schmitz. *Neutrinoophysik*. Teubner Studienbücher Physik. Teubner, 1997. ISBN 978-3-519-03236-6.
- Toshikazu Shigeyama und Ken'ichi Nomoto. Theoretical Light Curve of SN 1987A and Mixing of Hydrogen and Nickel in the Ejecta. *The Astrophysical Journal*, 360: 242–256, 1990. DOI: 10.1086/169114.
- N. B. Suntzeff und P. Bouchet. The Bolometric Light Curve of SN 1987A. I. Results from ESO and CTIO U to Q0 photometry. *The Astronomical Journal*, 99:650–663, 1990. DOI: 10.1086/115358.

Liste der Versionen

Version	Datum	Bearbeiter	Bemerkung
0.9	01.07.2009	Kat/Krä	Versuchsdurchführung
1.0	16.08.2009	Kat/Krä	Versuchsauswertung
1.1	10.10.2009	Krä	kleine Korrekturen