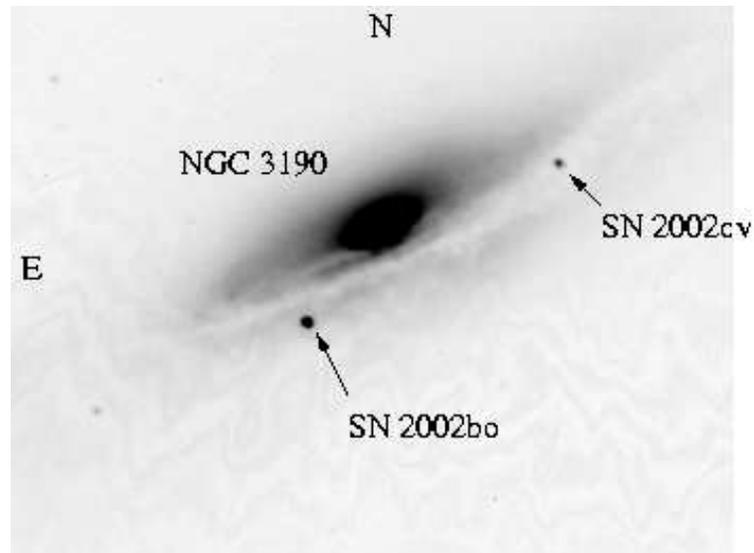


Synthetische Infrarotspektren von Typ Ia Supernovae



Diplomarbeit
von
Dennis Jack

Universität Hamburg
Department Physik

vorgelegt in Hamburg am 30.08.2006

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden Infrarotspektren von Supernovae des Typs Ia modelliert. Dazu wurde das Programmpaket PHOENIX benutzt, das Modellspektren durch Lösung der speziell relativistischen Strahlungstransportgleichung für expandierende Atmosphären berechnet.

Ziel der Arbeit war es die Anwendbarkeit von PHOENIX für Infrarotspektren zu testen und weiter zu verbessern. Dazu standen von der Supernova SN 2002bo drei Infrarotspektren zur Verfügung, an die die Modellspektren angepasst wurden.

Durch die Anpassung von berechneten Modellspektren an die drei beobachteten Spektren wurden die Effektivtemperatur und die Expansionsgeschwindigkeit für jedes Spektrum bestimmt.

Des Weiteren wurden Modellspektren mit Hilfe von hydrodynamischen Modellen berechnet. Hier wurde ein Vergleich zwischen zwei verschiedenen Explosionsmodellen, dem Deflagrations-Modell W7 und dem Delayed Detonation Modell, vollzogen. Es wurde untersucht, welches Modell das wahrscheinliche für die Supernova SN 2002bo ist.

Im Laufe der Arbeit wurde untersucht, welche Linien zusätzlich zu den primären Linien im NLTE berücksichtigt werden sollten. Hierbei wurde eine Erweiterung der Modellatome vorgenommen, sodass diese nun auch Linien mit einer Wellenlänge größer als $2\ \mu\text{m}$ beinhalten.

Es wurde eine Abschätzung der Häufigkeiten der Elemente in der Supernova SN 2002bo vorgenommen. Dabei wurde auch bestimmt, in welchem Bereich der Supernova sich das Spektrum bildet.

Inhaltsverzeichnis

1	Supernovae	6
1.1	Einleitung	6
1.2	Allgemeines und Historisches	7
1.3	Klassifikation	8
1.4	Typ Ia	8
1.4.1	Vorläufer	9
1.4.2	Ablauf der Explosion	10
1.4.3	Lichtkurve	12
1.4.4	Kosmologie	13
1.4.5	Spektrum	14
1.4.6	Überrest	16
2	Strahlungstransport und PHOENIX	17
2.1	Strahlungstransport	17
2.1.1	Linienübergänge	17
2.1.2	Streuung	19
2.1.3	Linienprofile	20
2.1.4	Energietransport	22
2.1.5	Änderungen des Energieflusses	24
2.1.6	Strahlungstransportgleichung	26
2.1.7	LTE	29
2.1.8	NLTE	31
2.2	Modellierung von Atmosphären mit PHOENIX	32
3	Modellrechnungen	35
3.1	Supernova SN 2002bo	35
3.1.1	Die Infrarotspektren	35
3.2	Erste Modellspektren	38
3.2.1	Ausgangsmodell und Parameter	38
3.2.2	Erste Modellspektren	38
3.3	Neue Modellatome	41
3.3.1	Unterschied zwischen LTE- und NLTE-Spektrum	41
3.3.2	Erstellung neuer Modellatome	42
3.3.3	Erstellung der sekundären Linienliste	43
3.3.4	Neue LTE-Linienliste	43
3.3.5	Neue Modellspektren	43

3.4	Hydrodynamische Modelle	44
3.4.1	Funktionsweise	45
3.4.2	Modellrechnungen	45
3.5	Einfluss der Atomlinien	47
3.5.1	Vorgehensweise	48
3.5.2	Ergebnisse	49
3.5.3	Andere Strukturen	55
3.5.4	Co im NLTE	56
3.5.5	Anwendung auf die Modellspektren	57
3.5.6	Auswirkungen der <i>predicted lines</i>	61
3.6	Häufigkeiten der Elemente	63
3.6.1	Vorgehensweise	63
3.6.2	Ergebnisse	64
3.6.3	Hydrodynamische Modelle	67
3.7	Dichteexponent	69
3.7.1	Variation des Dichteexponenten	70
4	Ergebnisse	71
4.1	Modellspektren	71
4.1.1	Spektrum vom 14. März	71
4.1.2	Spektrum vom 3. April	71
4.1.3	Spektrum vom 21. April	72
4.2	Hydrodynamische Modelle	73
4.3	Fehlerbetrachtung	75
5	Zusammenfassung und Ausblick	78
	Literaturverzeichnis	81

Kapitel 1

Supernovae

Nach einer Einleitung wird in diesem Kapitel das Phänomen Supernova näher betrachtet. Es folgt nach einer allgemeinen und historischen Einleitung die Klassifizierung und eine detailliertere Beschreibung des Ausbruchs einer Supernovaexplosion. Es wird dabei im speziellen auf den Typ Ia näher eingegangen.

1.1 Einleitung

Nach heutiger Kenntnis besteht nur 4% des Universums aus der Materie, die für uns sichtbar ist. Die Frage nach der Natur der anderen Bestandteile ist immer noch unbeantwortet. Als ein weiterer Bestandteil gilt die dunkle Materie, die etwa 21% ausmacht. Der größte Teil des Universums besteht aus dunkler Energie und trägt rund 75% zum Gesamthalt bei. Eine genaue Untersuchung der Expansion des Universums kam zu dem Ergebnis, dass das Universum seit $z \approx 1$ sogar beschleunigt expandiert. Warum dies so ist, ist eine weitere bisher nicht beantwortete Frage.

Für die Untersuchung der Kosmologie unseres Universums können Beobachtungen von Supernovae des Typs Ia helfen. Bei einem Ansatz geht man davon aus, dass diese Standardkerzen sind, und somit zur Bestimmung des Expansionsverhalten des Universums benutzt werden können. Besser ist jedoch die Kenntnis der Helligkeit jeder einzelnen Supernova, um daraus die Entfernung bestimmen zu können.

Mit dem Programmpakete PHOENIX lassen sich Spektren von Supernovae modellieren und mit beobachteten Spektren vergleichen. Da hier die Leuchtkraft als Parameter mit in die Berechnung eingeht, lassen sich die Helligkeit und somit auch die Entfernung einzelner Supernovae bestimmen. Weiter lässt sich aus der Modellierung von Supernovae die Frage des Vorgängers einer Supernova des Typs Ia lösen und somit auch Erkenntnisse für die Sternentwicklung und Explosionsphysik gewinnen.

Es existieren bereits viele Arbeiten, in denen mit PHOENIX Modellierungen von Supernovaspektren des Typs Ia gemacht wurden [Nugent *et al.*, 1995], [Hauschildt *et al.*, 1996], [Nugent *et al.*, 1997], [Lentz *et al.*, 1999b], [Lentz *et al.*, 1999a], [Lentz *et al.*, 2000], [Lentz *et al.*, 2001b], [Lentz *et al.*, 2001a], [Lentz *et al.*, 2002], [Baron *et al.*, 2003], [Bongard *et al.*, 2006], [Baron *et al.*, 2006]. Die bisherigen Modellierungen sind alle für

Spektren im optischen Bereich geschehen. Ziel dieser Arbeit ist es zu prüfen, ob PHOENIX auch im Infraroten gute Modellspektren liefert. Des Weiteren werden die Modellspektren im Infraroten weiter verbessert. Es stehen dazu drei beobachtete Infrarotspektren von der Supernova SN 2002bo zur Verfügung. An diese werden die Modellspektren angepasst.

Die Arbeit ist folgendermaßen gegliedert: In den folgenden Abschnitten wird das Phänomen Supernova, insbesondere der Typ Ia, näher beschrieben. Das anschließende 2. Kapitel stellt die theoretischen Aspekte der Physik von Sternatmosphären vor. Erste Berechnungen werden im Kapitel 3 vorgestellt. In diesem Kapitel werden auch die Maßnahmen vorgestellt, die unternommen wurden, um die Modellspektren weiter zu verbessern. Die Ergebnisse mit den am besten passenden Modellspektren werden in Kapitel 4 vorgestellt. Abgeschlossen wird mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick.

1.2 Allgemeines und Historisches

Seit Hunderten von Jahren wird von Astronomen immer wieder das Auftauchen eines neuen, hellen und fixen Objektes am Nachthimmel beobachtet. Man nennt diese Objekte *Stella Nova*, was soviel bedeutet wie neuer Stern. In Wirklichkeit sind diese Objekte jedoch keine neu entstehenden Sterne. Der Begriff Supernova ist noch relativ jung. Es ist erst im letzten Jahrhundert festgestellt worden, dass es einige *Stella Nova* gibt, die nochmals viel heller sind als die üblichen Vertreter. Deswegen ist eine neue Klasse, die Supernova, eingeführt worden [Zwicky, 1938], [Zwicky, 1940]. Die Identifizierung historischer *Stella Novae* als Supernovae ist erst im Nachhinein geschehen.

Supernovae sind ein sehr seltenes stellares Phänomen. Auf Grund dessen sind in unserer Milchstraße erst fünf eindeutige Beobachtungen einer Supernova gemacht worden [Stephenson und Green, 2005]. Diese Supernovae sind in den Jahren 1006, 1054, 1181, 1572 und 1604 n. Chr. erschienen. Das letzte beobachtete Supernova Ereignis in der Milchstraße liegt ca. 400 Jahre zurück. Für die europäische Astronomie sind die Supernovae aus den Jahren 1572 und 1604 wichtige Ereignisse gewesen. Bekannte Astronomen wie Johannes Kepler und Tycho Brahe haben diese damals näher studiert. Die Positionen der anderen Supernovae sind aus historischen Aufzeichnungen aus Asien, insbesondere aus China und Japan, bekannt. An der Position der Supernova aus dem Jahr 1054 befindet sich heute der Krebsnebel. Dieser Nebel ist der Überrest der Supernova 1054.

Heutzutage beobachtet man auch extragalaktische Supernovae. Wegen der enormen Helligkeit sind Supernovaexplosionen auch in fremden Galaxien beobachtbar und überstrahlen diese sogar teilweise. Dank modernster Teleskope und Instrumente werden heutzutage pro Jahr etwa 350 neue Supernovae entdeckt. Es wäre natürlich ein sehr wünschenswertes Ereignis, wenn sich eine Supernova in unserer Galaxie ereignen würde. Das letzte Ereignis in der näheren Umgebung ist die Supernova 1987A in der Großen Magellanschen Wolke gewesen.

Die Bezeichnung einer Supernova richtet sich nach ihrem Jahr der Entdeckung. An das Jahr angehängt wird fortlaufend ein Buchstabe des Alphabets. Sind die 26 Buchstaben des Alphabets aufgebraucht, werden zwei Buchstaben angehängt. Sind auch hier alle Kombinationen

verbraucht, hängt man einen dritten Buchstaben usw. an. Beginnend mit *2006A* ist so eine Nummerierung über *2006Z* und *2006aa* bis *2006zz* und entsprechend weiter möglich.

1.3 Klassifikation

Bei einer genaueren Untersuchung von Supernovae stellt man teilweise deutliche Variationen zum Beispiel des Spektrums im Maximum der Helligkeit oder der Lichtkurve fest. Deshalb werden Supernovae in verschiedene Typen unterteilt. Diese hier beschriebene Klassifikation ist die allgemein übliche und ist unter anderem in [Filippenko, 1997] erläutert.

Die Unterteilung geschieht nach spektroskopischen Unterschieden. Dabei wird die erste Unterteilung in zwei verschiedene Hauptklassen vollzogen. Der Typ I ist so definiert, dass es im Spektrum einer solchen Supernova keine Wasserstofflinien gibt. Dementsprechend ist der Typ II an im Spektrum vorhandenen Wasserstofflinien zu erkennen.

Der Supernova Typ Ia ist an der breiten und tiefen Absorptionslinie des Si II bei etwa 6150 Å zu erkennen. Die Typen Ib und Ic haben diese Linie nicht. Der Unterschied zwischen dem Typ Ib und Ic besteht darin, dass im Spektrum einer Typ Ib Supernova deutlich erkennbare He Linien auftreten. Die späteren Spektren von Supernovae des Typs Ia werden von Fe Emissionslinien dominiert. Es sind aber auch Linien von Co vorhanden. Dagegen haben die späteren Spektren der Typen Ib und Ic vor allem Linien von *IME*. *IME* steht für *Intermediate Mass Elements*, das sind Elemente, die im Periodensystem zwischen den einfachen Elementen und den Eisenelementen angeordnet sind. Beispiele sind Si, Ca oder Mg.

Der Typ II ist an seinen starken Wasserstofflinien, wie $H\alpha$ und $H\beta$, im Spektrum zu erkennen. Die späteren Spektren sind dann deutlich heterogener. Es gibt noch eine Unterteilung des Typs II in zwei Unterklassen II-L und II-P. Diese ergibt sich aus der Betrachtung der Lichtkurven. Hat die Lichtkurve nach dem Maximum einen linear abnehmenden Verlauf, spricht man von dem Typ II-L. Der Typ II-P hat hingegen in der Lichtkurve noch ein Plateau kurz nach dem Maximum. In Abbildung 1.1 sind Lichtkurven von den verschiedenen Supernovatyphen schematisch dargestellt. Auch die anderen Typen haben einen unterschiedlichen Verlauf der Lichtkurve.

Die unterschiedlichen Merkmale der Spektren deuten darauf hin, dass auch verschiedene Mechanismen für die Supernovaausbrüche verschiedenen Typs verantwortlich sind. Die Supernovaexplosionen vom Typ II sowie Typ Ib und Ic haben einen massereichen Stern als Vorläufer. Dieser produziert am Ende seines Lebens durch Kernfusion in seinem Kern Eisen bis die Masse des Eisenkerns die Chandrasekhar-Masse übersteigt. Dann kollabiert der Kern, was zu einer Explosion des Sterns führt. Auf den Mechanismus des Typs Ia wird im folgenden Abschnitt eingegangen.

1.4 Typ Ia

Eine detaillierte Einführung zum Thema Supernovae vom Typ Ia bietet [Leibundgut, 2000].

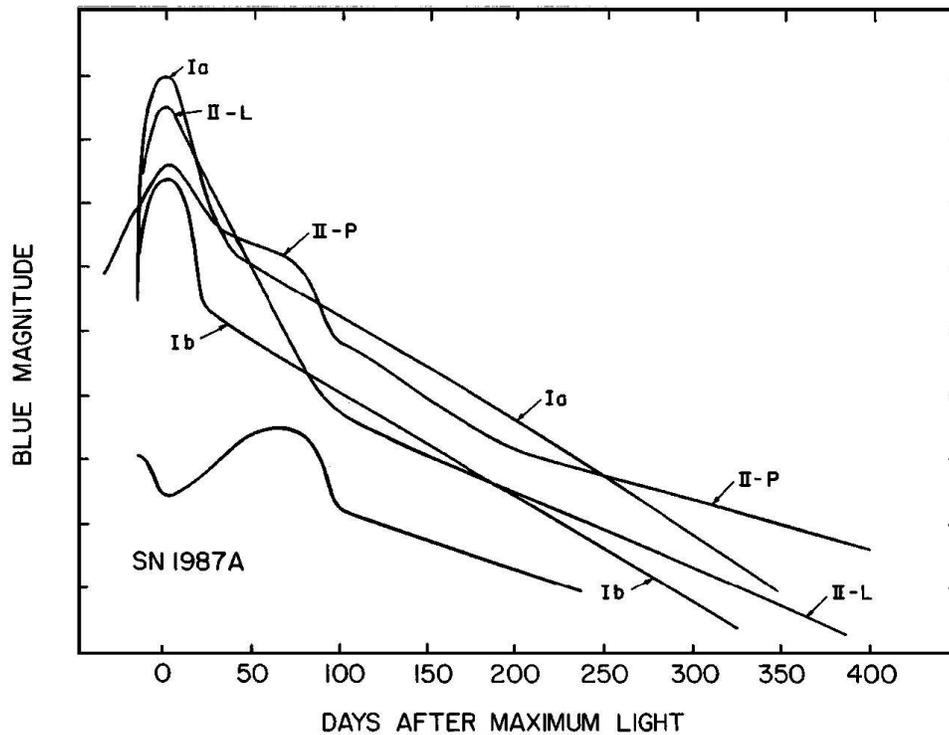


Abbildung 1.1: Hier sind die schematischen Lichtkurven von Supernova-Ereignissen unterschiedlichen Typs dargestellt [Wheeler und Harkness, 1990].

1.4.1 Vorläufer

Der genaue Vorläufer einer Typ Ia Supernova ist noch immer nicht bekannt. Die Beantwortung dieser Frage wäre ein wichtiger Schritt, um den Ablauf einer Supernovaexplosion endgültig zu verstehen. Dies ist zum Beispiel sehr wichtig für die Anwendungen in der Kosmologie, auf die später noch eingegangen wird.

Aus den Beobachtungen lassen sich Rückschlüsse auf den Vorläufer einer Supernova vom Typ Ia ziehen. Das Spektrum enthält keine Linien von Wasserstoff oder Helium. Ebenso darf deswegen auch ein möglicher Vorläufer kein oder wenig Wasserstoff oder Helium enthalten. Die Ähnlichkeiten der Lichtkurven und der maximalen Helligkeit untereinander lässt auf stets ähnliche physikalische Bedingungen bei der Explosion schließen. Ereignisse von Supernovaexplosionen vom Typ Ia sind nicht wie die vom Typ II mit H II Regionen in Spiralgalaxien assoziiert. Stattdessen treten Supernovae Ia auch in elliptischen Galaxien auf. Dies alles weist darauf hin, dass Supernovaexplosionen vom Typ Ia nicht von einem kollabierenden massereichen Stern stammen können. Die heute allgemein akzeptierte Annahme ist, dass der Vorläufer einer Supernova Ia ein Weißer Zwerg ist [Branch *et al.*, 1995].

Aus zwei Gründen ist ein einzelner Stern als Vorläufer nahezu ausgeschlossen [Tout, 2005]. Erstens ist kein theoretischer Weg in der Sternentwicklung bekannt, der zu einem geeigneten Kandidaten führen würde. Und zweitens müsste, falls es solch einen Weg doch geben würde, die Rate der Supernovae deutlich höher sein. Dies führt zu der Annahme, dass es

sich bei dem Vorläufer einer Supernova vom Typ Ia um einen Weißen Zwerg in einem Doppelsternsystem handelt. Der Weiße Zwerg akkretiert Materie von seinem Begleiter.

Es gibt drei grundlegende Typen von Weißen Zwergen. Zum einem gibt es Weiße Zwerge aus Helium. Bei einer Explosion von diesen, die etwa bei einer Masse von 0.7 Sonnenmassen stattfindet, würde die ausgestoßene Materie nur aus Helium und ^{56}Ni sowie dessen Zerfallsprodukten bestehen [Woosley *et al.*, 1986]. Dies steht aber im Widerspruch zu den Beobachtungen. Ein Weißer Zwerg kann auch aus Sauerstoff, Neon und Magnesium bestehen. Diese O-Ne-Mg Weißen Zwerge sind allerdings recht selten und kommen deshalb als alleinige Vorläufer einer Supernova Ia nicht in Frage. Hinzu kommt, dass man davon ausgeht, dass sie nach Akkretion von Materie eher zu einem Neutronenstern kollabieren [Gutierrez *et al.*, 1996]. Der dritte Typ ist ein Weißer Zwerg aus Kohlenstoff und Sauerstoff. Diese C-O Weißen Zwerge sind die wahrscheinlichsten Kandidaten für eine Supernova Explosion.

Da Supernovaexplosionen in Doppelsternsystemen geschehen, bleibt die Frage nach dem Begleiter des Weißen Zwergs. Der Begleiter liefert die Materie, um den Weißen Zwerg an seine Chandrasekhar Grenzmasse zu führen. Für die Art des Begleiters sowie die Art und Weise des Materietransfers vom Begleiter zum Weißen Zwerg gibt es eine Vielzahl von Möglichkeiten [Branch *et al.*, 1995]. Hier sollen nur die wichtigsten und wahrscheinlichsten Szenarien behandelt werden. Ist der Begleiter ein Hauptreihenstern oder ein Unterriese, akkretiert der Weiße Zwerg Wasserstoff. Wenn die Rate niedrig ist, resultiert dies meist in einer Nova Explosion. Unklar ist noch, ob der Weiße Zwerg über einen längeren Zeitraum hinweg langsam an Masse zunimmt und schließlich in einer Supernova Ia Explosion enden kann. Weiter kann der Weiße Zwerg auch Helium von einem Hauptreihenstern oder Unterriesen akkretieren.

Ein anderes Szenario ist, dass der Begleiter ein Weißer Zwerg ist. Die beiden Weißen Zwerge befinden sich dann in einem engen Orbit und verschmelzen schließlich miteinander. Die Gesamtmasse muss dabei größer als die Chandrasekhar Grenzmasse sein. Als Vorläufer für eine Supernova vom Typ Ia ist dieses Szenario eher unwahrscheinlich, weil theoretische Rechnungen zeigen, dass es eher zu einer Bildung eines Neutronensterns führt [Saio und Nomoto, 1998].

1.4.2 Ablauf der Explosion

Der Weiße Zwerg nimmt durch Akkretion von Materie von seinem Begleiter an Masse zu. Wenn der Weiße Zwerg die Chandrasekhar Masse erreicht, wird er instabil und die Bedingungen für eine Explosion sind gegeben. Der Druck im Inneren des Weißen Zwergs erhöht sich. Diese Kompression im Inneren des Weißen Zwergs führt zu einer Erwärmung und zur Zündung des thermonuklearen Brennens. Die Zündung findet nahe des Zentrums statt. Die Explosionsfront läuft anschließend nach außen. Die Evolution des Weißen Zwergs hin zur Explosion ist sehr komplex. Viele verschiedene Prozesse und Bedingungen haben Einfluss darauf. Es ist schwierig dies zu berechnen, weil die Kenntnis vieler Details notwendig ist. Man beschränkt sich deswegen bei der Berechnung des Explosionsvorgangs auf ad-hoc Annahmen und einfache Anfangsbedingungen.

Das thermonukleare Brennen setzt große Energiemengen frei. Bei einer Explosion unterscheidet man zwischen einer Detonation und Deflagration. Der Unterschied liegt in der Geschwindigkeit der Explosionsfront. Ist die Explosionsfront langsamer als die Schallgeschwindigkeit in dem Medium, spricht man von einer Deflagration. Entsprechend spricht man von einer Detonation, wenn die Explosionsgeschwindigkeit größer als die Schallgeschwindigkeit ist. Die verschiedenen Explosionsmodelle sind vorgestellt in [Hillebrandt und Niemeyer, 2000].

Als eine mögliche Theorie für den Ablauf der Explosion gibt es die sofortige Detonation. Bei dieser Detonation verbrennen Kohlenstoff und Sauerstoff nahezu komplett zu Nickel, Cobalt und Eisen, die man in diesem Zusammenhang auch als Eisenelemente bezeichnet. Es werden dabei keine signifikanten Mengen an *IME*, wie zum Beispiel Si, S, Ca oder Mg, produziert [Arnett *et al.*, 1971]. Diese werden jedoch in den Spektren eindeutig beobachtet. Somit kann das Modell der sofortigen Detonation ausgeschlossen werden. Auch theoretische hydrodynamische Berechnungen kommen zu dem Schluss, dass die sofortige Detonation unwahrscheinlich ist.

Ein weiteres Modell ist die Deflagration. Angenommen wird dabei eine turbulente Verbrennung, bei der die Explosionsgeschwindigkeit kleiner ist und bleibt als die Schallgeschwindigkeit. Die Explosion zündet wieder im Inneren des Weißen Zwergs. Die Explosionsfront wandert jedoch langsamer als die Schallgeschwindigkeit nach außen. Dies gibt dem Weißen Zwerg Zeit um zu expandieren, wodurch die Dichte nach außen hin sinkt. Die *IME* werden so in deutlicher Menge produziert. Dies ist in guter Übereinstimmung mit den Beobachtungen. Eine wichtige Bedingung an das Modell ist die Tatsache, dass die freiwerdende Energie groß genug sein muss, um den Weißen Zwerg vollständig zu zerstören. Dafür ist eine Explosionsgeschwindigkeit von 30% der Schallgeschwindigkeit nötig. Man hat verschiedene Modelle mit unterschiedlichen Parametern gerechnet. Als besonders erfolgreich, was die Übereinstimmung mit den Beobachtungen angeht, ist das W7 Modell von Nomoto [Nomoto *et al.*, 1984] zu betrachten. Um die theoretischen Modelle weiter zu verbessern, wird auch eine mehrfache Zündung an verschiedenen Orten nahe des Zentrums des Weißen Zwergs in Betracht gezogen [Röpke *et al.*, 2006].

Noch ein weiteres Modell ist das Delayed Detonation Modell. Dies bedeutet verzögerte Detonation. Die Explosion startet dabei mit einer Deflagration, sodass die Explosionsfront mit einer Geschwindigkeit unterhalb der Schallgeschwindigkeit fortschreitet. Im Gegensatz zum reinen Deflagrationsmodell kann die Explosionsgeschwindigkeit zu Anfang sehr niedrig sein. Man nimmt einen Wert im Bereich von 1% an. Im späteren Verlauf geht die Deflagration dann in eine Detonation über. Dies geschieht etwa bei einer Dichte von $\rho_{DDT} \approx 10^7 \text{ g cm}^{-3}$. Auch dieses Modell muss sich der Überprüfung durch Vergleich mit den Beobachtungsdaten stellen. Es liefert dabei gute Vorhersagen für die Spektren und Lichtkurven. Auch die Zusammensetzung passt gut zu den Beobachtungen [Khokhlov, 1991].

Während der thermonuklearen Verbrennung wird im Inneren hauptsächlich Nickel produziert. Nach der Explosion sorgt der Zerfall des Nickels für einen weiteren Anstieg der Heliumigkeit. Der Zerfall findet statt als



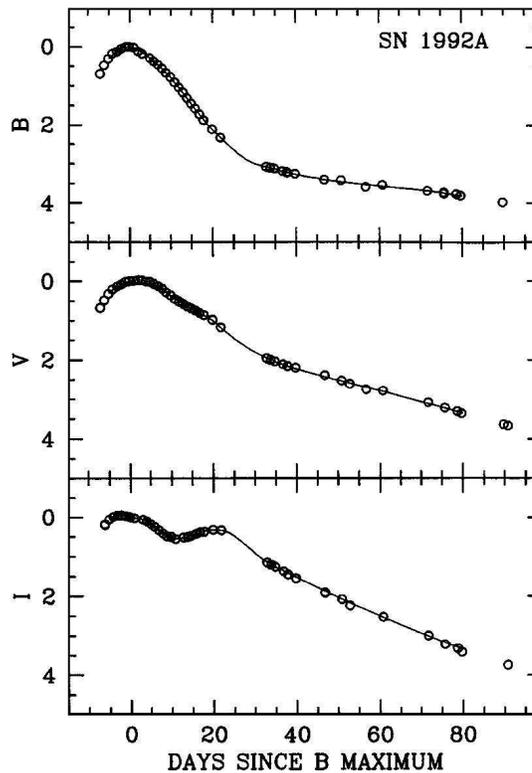


Abbildung 1.2: Die Lichtkurven in verschiedenen Bändern sind anhand des Beispiels der Supernova SN 1992A dargestellt [Hamuy *et al.*, 1996].

Der Zerfall des ^{56}Ni zu ^{56}Co geschieht durch Elektroneneinfang. Die Halbwertszeit beträgt 6.1 Tage. Das ^{56}Co zerfällt dann mit einer Halbwertszeit von 77 Tagen zu ^{56}Fe . Dieser Vorgang geschieht größtenteils durch Elektroneneinfang (81%). Es tritt aber auch β^+ -Zerfall (19%) auf. Bei diesen Zerfällen wird γ -Strahlung freigesetzt, deren Energie signifikant zur Energiebilanz in der Supernova beiträgt. Auch andere radioaktive Elemente bewirken einen geringen zusätzlichen Beitrag. Die freiwerdende γ -Strahlung ist dafür verantwortlich, dass die Helligkeit erst etwa 20 Tage nach Ausbruch der Explosion ihr Maximum erreicht. In den äußeren Schichten werden die *IME* produziert.

1.4.3 Lichtkurve

Ein wichtiges Gebiet für die Untersuchung von Supernovae des Typs Ia ist die Photometrie. Mit ihr lassen sich wichtige Erkenntnisse für die Kosmologie gewinnen. Es sind bisher schon von zahlreichen Supernovaexplosionen Lichtkurven aufgenommen worden.

In Abbildung 1.2 sind Lichtkurven einer Supernova vom Typ Ia in verschiedenen Bändern dargestellt. Als Nullpunkt wird meist das Maximum im B-Band genommen. Der Anstieg zum Maximum ist sehr steil. Die Dauer vom Ausbruch bis zur maximalen Helligkeit beträgt etwa 20 Tage. Die meisten Supernovae erreichen das Maximum im Infraroten vor dem Maximum im B-Band. Im Infraroten ist außerdem oft noch ein zweites Maximum zu beobachten. Der Mechanismus dafür ist aber noch nicht bekannt. Die Unterschiede in den

Lichtkurven deuten darauf hin, dass die physikalischen Bedingungen in den Supernovae zwar ähnlich jedoch nicht gleich sind.

Die Lichtkurven von Supernovaausbrüchen des Typs Ia sehen sich alle ähnlich. Es gibt jedoch Unterschiede in der Geschwindigkeit der Lichtkurve. Ein Parameter, der die Geschwindigkeit der Lichtkurve beschreibt, ist $\Delta m_{15}(B)$ [Phillips, 1993]. Dies ist die Helligkeitsabnahme zwischen dem B-Band Maximum und 15 Tage danach. Ist die Abnahme groß, spricht man von einer schnellen Supernova. Ein typischer Wert für eine schnelle Supernova ist $\Delta m_{15}(B) \approx 1.5$ mag. Eine langsame Supernova liegt im Bereich von 1.0 mag.

Es gibt einen direkten Zusammenhang zwischen $\Delta m_{15}(B)$ und der maximalen Helligkeit. Je heller eine Supernova ist, um so langsamer läuft sie ab. Das heißt, dass ein kleineres $\Delta m_{15}(B)$ einer helleren Supernova entspricht. Man kann diesen Zusammenhang für verschiedene Bänder aufstellen und betrachten. Auffällig ist dabei, dass die maximale Helligkeit im Infraroten nicht so stark von $\Delta m_{15}(B)$ abhängt. Dies macht Supernovae im Infraroten besser als Standardkerzen geeignet.

1.4.4 Kosmologie

Der Nutzen der Supernovae vom Typ Ia für die Kosmologie hängt ab von der Frage, ob sie als Standardkerzen zu gebrauchen sind. Wie im vorherigen Abschnitt beschrieben wurde, gibt es jedoch Unterschiede in den Lichtkurven und der maximalen Helligkeit. Da es aber einen Zusammenhang zwischen beidem gibt, lässt sich die maximale Helligkeit mit Hilfe von $\Delta m_{15}(B)$ korrigieren. Für eine detaillierte Beschreibung der Verwendung von Supernovae des Typs Ia in der Kosmologie sei auch auf [Leibundgut, 2001] verwiesen.

Man kann die bekannte Helligkeit der Supernova nun zur Bestimmung der Entfernung benutzen. Ist weiterhin die Rotverschiebung der Supernova oder der Heimatgalaxie bekannt, kann man beides in Relation setzen. Diese Relation ist die nach ihrem Entdecker benannte Hubble-Relation [Hubble, 1929]. Sie lautet

$$v = H_0 \cdot d. \quad (1.2)$$

Es ist dabei v die Fluchtgeschwindigkeit und d die Entfernung zum beobachteten Objekt. Ist beides bekannt lässt sich die Hubble-Konstante H_0 bestimmen. Die Fluchtgeschwindigkeit führt dazu, dass ein Spektrum rotverschoben erscheint. Die Rotverschiebung z ist definiert durch

$$z = \frac{\lambda_{beob} - \lambda_0}{\lambda_0}. \quad (1.3)$$

Dabei ist λ_{beob} die Wellenlänge, bei der eine Spektrallinie mit der Laborwellenlänge λ_0 beobachtet wird. Wie die Supernovae vom Typ Ia zur Bestimmung der Hubble-Konstanten verwendet werden, ist in [Branch, 1998] erläutert. Bei genauerer Messung fällt auf, dass die Hubble-Konstante keine wirkliche Konstante im Verlauf der Evolution des Universums gewesen ist. Es ist festgestellt worden, dass sich die Expansion des Universums ab einer Rotverschiebung von $z \approx 1$ beschleunigt. Diese wichtigen Erkenntnisse sind durch die Beobachtungen von Supernovae gewonnen worden. Zwei groß angelegte Projekt, es handelt sich dabei um das Supernova Cosmology Project [Perlmutter *et al.*, 1999] und das High- z

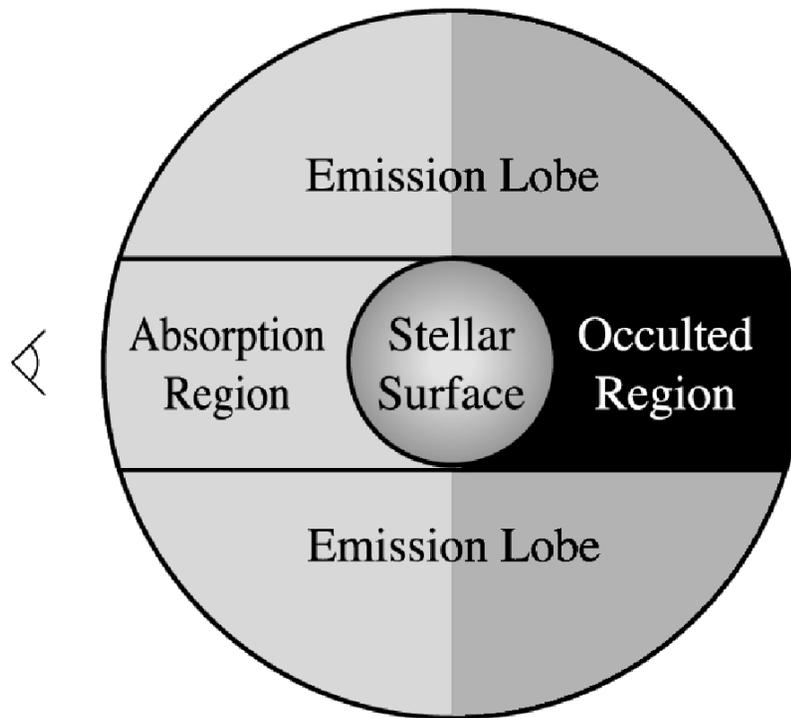


Abbildung 1.3: Hier ist die Geometrie dargestellt, die zur Entstehung des P-Cygni Profils führt [Bongard, 2005].

Supernova Search Project [Schmidt *et al.*, 1998], haben die wichtigen Ergebnisse geliefert. Die Frage, warum das Universum beschleunigt expandiert, ist eine der zentralen Fragen der Kosmologie.

Eine weitere wichtige Erkenntnis der Kosmologie ist, dass das Universum nur zu 4% aus der uns bekannten Materie besteht. Die weiteren Bestandteile sind die dunkle Materie und die dunkle Energie. Bisher gibt es noch keine Erklärung für die Natur dieser beiden Bestandteile. Nicht nur durch Beobachtungen von Supernovae wurden diese wichtigen Erkenntnisse der Kosmologie erreicht. Auch mit einer genauen Vermessung der Mikrowellenhintergrundstrahlung durch den Satelliten WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) hat man dieselben Ergebnisse erhalten [Spergel *et al.*, 2003].

Für die Zukunft können die Untersuchungen von Supernovae wichtige Hinweise auf die Natur der dunklen Energie liefern. Projekte wie zum Beispiel das JEDI (Joint Efficient Dark-energy Investigation) [Wang *et al.*, 2005] werden dafür in Angriff genommen.

1.4.5 Spektrum

Eine detaillierte Beschreibung insbesondere der optischen Spektren von Supernovae ist in [Filippenko, 1997] zu finden. Die frühen Spektren einer Supernova vom Typ Ia haben sehr breite Linien. Am stärksten sind die Si II Linie bei 6355 Å sowie die Ca II H&K Linien bei 3924 und 3968 Å. Des Weiteren sind im Spektrum Linien von einigen neutralen oder einfach

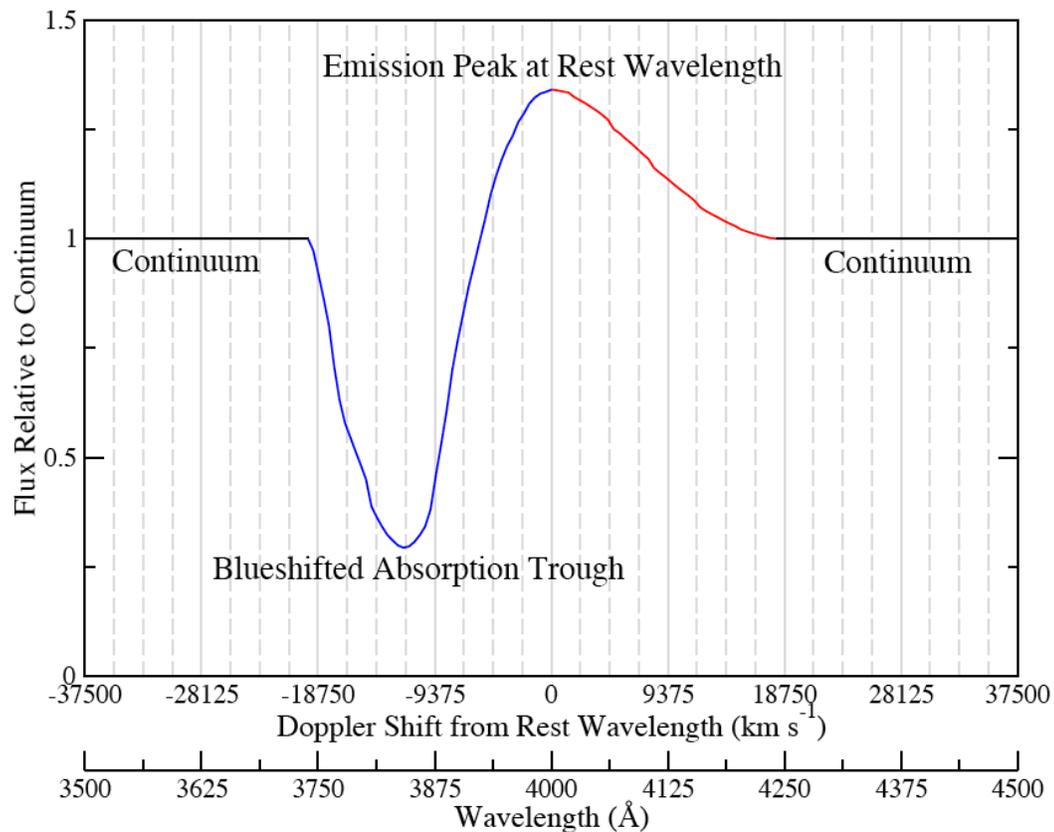


Abbildung 1.4: Schematische Darstellung der Form des P-Cygni Profils [Bongard, 2005].

ionisierten Elementen enthalten. Dies sind hauptsächlich die *IME* wie Mg, Si, S und Ca. Es sind aber auch einige Linien von Fe und Co zu finden.

Die breiten Linien haben das P-Cygni Profil. Dieses Profil resultiert aus der Tatsache, dass es sich bei einer Supernova um eine expandierende Atmosphäre handelt. Die Entstehung ist in der Abbildung 1.3 schematisch dargestellt. Eine breite Emissionslinie von der Photosphäre wird oberhalb dieser wieder absorbiert. Diese Absorption ist blauverschoben, weil sich die Materie auf den Beobachter zu bewegt. Dies führt zu einem blauverschobenen Absorptionstrog. Aus den Randbereichen kommt durch Streuung Strahlung in Richtung des Beobachters. Dadurch entsteht das Emissionsmaximum bei der ursprünglichen Wellenlänge. Die resultierende Linie hat die Form, die in Abbildung 1.4 dargestellt ist.

Je später nach dem Maximum eine Supernova betrachtet wird, um so dünner wird die Atmosphäre auf Grund der Expansion. Dadurch wird die Atmosphäre transparenter und die langsameren Bereiche der Supernova werden sichtbar. Gleichzeitig nimmt auch die Effektivtemperatur ab. Die späteren Spektren werden von den Eisenelementen, vor allem vom Fe II, dominiert. Man sieht nun den Eisenkern der Supernova. Es sind aber auch weiterhin Linien der *IME* zu beobachten.

Im Infraroten ist ein entsprechendes Verhalten zu finden. Die frühen Spektren sind gerade

abfallend ohne starke Linien. Eine starke Linie ist die des Ca Triplet bei 8500, 8540 und 8660 Å im nahen Infrarot. Je später das Spektrum ist, um so mehr Linien treten auf. Zuerst tauchen auch hier die Linien der *IME* auf. So beobachtet man bei $1.05 \mu\text{m}$ Mg II und bei $1.65 \mu\text{m}$ eine Linie von Si II. Später treten dann die Linien der Eisenelemente wie Fe, Co und Ni auf.

1.4.6 Überrest

Die Energie, die bei einer Supernovaexplosion vom Typ Ia frei wird, reicht aus, um den Weißen Zwerg zu zerstören. Es ist also nicht zu erwarten, dass man einen Überrest an der Position des Vorläufers findet. Die ausgestoßene Materie fliegt jedoch weiter in den interstellaren Raum. Dabei tritt sie in Form einer Schockfront in Wechselwirkung mit der interstellaren Materie. Man kann dies im Röntgenbereich beobachten. Mit Hilfe genauer Beobachtungen und Vergleiche mit theoretischen Modellen lassen sich auch Rückschlüsse auf das Explosionsmodell ziehen [Badenes *et al.*, 2005]. Die Supernovaexplosionen vom Typ Ia tragen einen wichtigen Beitrag zur Anreicherung des Universums mit schweren Elementen bei.

Kapitel 2

Strahlungstransport und PHOENIX

Hier wird die Physik der Sternatmosphären erläutert. Anschließend wird auf die Funktionsweise von PHOENIX eingegangen.

2.1 Strahlungstransport

Es werden die theoretischen Grundlagen für die Behandlung des Strahlungstransportproblems in Sternatmosphären behandelt. Die dafür wichtigen Größen und Zusammenhänge werden hier vorgestellt und kurz erläutert. Die hier vorgestellten Ausführungen orientieren sich hauptsächlich an [Rutten, 2003]. Eine weitere benutzte Einführung in den Strahlungstransport ist [Mihalas, 1970].

2.1.1 Linienübergänge

Die Strahlung kann in der Atmosphäre mit der im Stern enthaltenen Materie wechselwirken. Dabei wird ein Atom oder Molekül entweder angeregt oder abgeregt. In einem Atom kann der Übergang zwischen zwei Niveaus eines Atoms durch folgende Prozesse stattfinden:

- Absorption von Strahlung
- spontane Emission von Strahlung
- induzierte Emission von Strahlung
- Anregung durch Stoß
- Abregung durch Stoß

Alle diese Prozesse sollen im folgenden näher betrachtet werden. Dazu wird das untere Niveau mit dem Buchstaben l und das obere mit u gekennzeichnet.

Einsteinkoeffizienten

Eine Charakterisierung für die Linienübergänge durch Strahlung stellen die Einsteinkoeffizienten dar. Die Einsteinkoeffizienten geben eine Übergangswahrscheinlichkeit zwischen zwei Niveaus eines Atoms an. Für die unterschiedlichen möglichen Prozesse gibt es

unterschiedliche Einsteinkoeffizienten.

Der Einsteinkoeffizient für die spontane Emission wird mit A_{ul} bezeichnet. A_{ul} ist die Übergangswahrscheinlichkeit für die spontane Emission des Übergangs vom Niveau u auf das Niveau l pro Sekunde und pro Teilchen im Zustand u . Die mittlere Lebensdauer des Niveaus lässt sich auch durch den Einsteinkoeffizienten ausdrücken. Der Zusammenhang lautet $t = 1/A_{ul}$.

Der Einsteinkoeffizient für die Absorption durch elektromagnetische Strahlung wird mit B_{lu} bezeichnet. Dieser beschreibt die Wahrscheinlichkeit, dass das Atom aus dem Zustand l in den Zustand u durch Absorption von elektromagnetischer Strahlung angeregt wird.

Für den Vorgang der induzierten Emission wird der Einsteinkoeffizient B_{ul} verwendet. Bei der induzierten Emission von Strahlung, wird ein Photon gleicher Energie benötigt, dass die Emission induziert.

Neben der Wechselwirkung mit der Strahlung kann das Atom auch durch Stöße an- oder abgeregt werden. Die Koeffizienten, die hierfür eingeführt werden, sind C_{lu} für die Anregung durch einen Stoß sowie C_{ul} für die Abregung durch einen Stoß.

Ein Beispiel für ein Stoßprozess ist der Elektronenstoß, bei dem ein Übergang vom Zustand i zum Zustand j stattfindet. Die Übergangsrate wird beschrieben durch:

$$n_i C_{ij} = n_i N_e \int_{v_0}^{\infty} \sigma_{ij}(v) v f(v) dv. \quad (2.1)$$

Dabei ist N_e die Elektronendichte, $\sigma_{ij}(v)$ der Wirkungsquerschnitt für Kollisionen, $f(v)$ die Geschwindigkeitsverteilung und v_0 die Mindestgeschwindigkeit, die aus dem Zusammenhang $(1/2)mv_0^2 = h\nu_0$ folgt.

Zwischen den Einsteinkoeffizienten gibt es Relationen. Diese sind

$$\frac{B_{lu}}{B_{ul}} = \frac{g_u}{g_l}, \quad \frac{A_{ul}}{B_{ul}} = \frac{2h\nu^3}{c^2} \quad (2.2)$$

sowie

$$\frac{C_{ul}}{C_{lu}} = \frac{g_l}{g_u} e^{E_{ul}/kT}. \quad (2.3)$$

Dabei ist E_{ul} ist die Energiedifferenz des Übergangs. Mit g_l und g_u sind die statistischen Gewichte der Niveaus l und u bezeichnet.

gf-Wert

Eine andere wichtige Größe ist der gf-Wert. Es sei f_{lu} die Oszillatorstärke des Absorptionsübergangs $l \rightarrow u$ und f_{ul} entsprechend die Oszillatorstärke des Emissionsübergangs. Die Oszillatorstärke ist ein Maß für die Stärke eines Übergangs. Der Zusammenhang mit dem Einsteinkoeffizienten für die Emission lautet

$$A_{ul} = \frac{2\pi e^2 \nu^2}{\epsilon_0 m c^3} (-f_{ul}). \quad (2.4)$$

Dabei ist ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante des Vakuums. Weiter werden mit g_l und g_u die statistischen Gewichte der Niveaus l und u bezeichnet. Für die Absorption und die Emission gilt

$$g_l f_{lu} = -g_u f_{ul} = g f. \quad (2.5)$$

Der $g f$ -Wert ist eine dimensionslose Größe. Der Vorteil des $g f$ -Wertes liegt darin, dass er sowohl für die Absorption als auch die Emission gilt. Die Einsteinkoeffizienten sind dagegen für Absorption und Emission verschieden.

Kontinuumsübergänge

In einem Atom sind nicht nur Übergänge zwischen zwei Linien möglich. Auch Übergänge von einem Niveau in das Kontinuum sind möglich. Für Wasserstoff und wasserstoffähnliche Atome lässt sich dies durch die Kramer-Formel beschreiben. Sie gibt den Wirkungsquerschnitt eines solchen Prozesses wieder und lautet

$$\sigma_\nu^{bf} = 2,815 \times 10^{29} \frac{Z^4}{n^5 \nu^3} g_{bf} \quad \text{für } \nu \geq \nu_0. \quad (2.6)$$

Dabei ist n die Quantenzahl des Niveaus i . Für andere Atome ist die Beschreibung des Vorgangs deutlich komplexer.

Als ein weiterer Prozess sind auch frei-frei Übergänge möglich. Dies ist ein Übergang im Kontinuum des Atoms, bei dem ein freies Elektron kinetische Energie abgibt oder aufnimmt. Als ein Beispiel für inelastische frei-frei Übergänge ist die Bremsstrahlung zu nennen.

2.1.2 Streuung

Wie oben schon angegeben, ist für ein Atom ein frei-frei Übergang im Kontinuum des Atoms möglich. Ist dies ein elastischer Prozess, spricht man von Streuung. Die Photonen, die gestreut werden, ändern ihre Richtung. Es gibt mehrere Arten von Streuung. Diese resultieren aus der Tatsache, dass die Photonen mit unterschiedlichen Teilchen wechselwirken können.

Thomson Streuung

Die Thomson Streuung beschreibt die Streuung von Photonen an Elektronen. Diese hat einen frequenzunabhängigen Wirkungsquerschnitt, der gegeben ist durch

$$\sigma_\nu^T = \sigma^T = \frac{8\pi}{3} r_e^2 = 6,65 \times 10^{25} \text{ cm}^2. \quad (2.7)$$

Diese Beschreibung gilt für Elektronen und Photonen mit niedriger Energie. Haben die Photonen höhere Energie tritt Comptonstreuung auf.

Rayleigh Streuung

Die Rayleigh Streuung beschreibt die Streuung von Photonen an gebundenen Elektronen. Die Energie der Photonen ist dabei geringer als die Anregungsenergie des Elektrons. In Frequenzen ausgedrückt bedeutet dies $\nu \ll \nu_0$. Der Wirkungsquerschnitt der Rayleigh Streuung ist gegeben durch

$$\sigma_\nu^R \approx f_{lu} \sigma^T \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^4. \quad (2.8)$$

Dabei ist f_{lu} die Oszillatorstärke und ν_0 die Frequenz des hauptsächlichen Übergangs des Elektrons im Atom. Ein sehr bekanntes Beispiel ist die Rayleighstreuung in der Erdatmosphäre. Diese lässt wegen der ν^4 Abhängigkeit den Himmel blau erscheinen.

Linienstreuung

Bei der Linienstreuung wird ein Photon von einem Atom kurzzeitig absorbiert und anschließend wieder emittiert. Da dieser Vorgang in einem Zeitraum von ca. 10^{-9} Sekunden stattfindet, sieht dieser Prozess aus wie Streuung und man spricht deshalb von Linienstreuung.

2.1.3 Linienprofile

Die Spektrallinien eines Atoms sind nicht scharf. Es gibt eine Vielzahl von Einflüssen, die zu einer Verbreiterung der Linien führen. Die wichtigsten werden hier im folgenden vorgestellt und kurz behandelt. Dazu zählen die natürliche Breite sowie die Dopplerverbreiterung. Die unterschiedlichen Verbreiterungsmechanismen führen zu verschiedenen Linienprofilen.

Natürliche Breite

Selbst wenn man alle äußeren Einflüsse auf ein Atom vernachlässigt, haben die Spektrallinien eine endliche Breite. Diese sogenannte natürliche Breite hängt mit der Lebensdauer des angeregten Zustandes zusammen. Sie ist eine Auswirkung der Heisenbergschen Unschärferelation. Auf Grund der endlichen Lebensdauer ist die Energie des Übergangs unscharf. Je kurzlebiger dabei ein Zustand ist, um so breiter ist die emittierte Spektrallinie. Das resultierende Profil der Linie durch die natürliche Verbreiterung ist ein Lorentzprofil. Es wird beschrieben durch

$$\psi(\nu - \nu_0) = \frac{\gamma^{rad}/4\pi^2}{(\nu - \nu_0)^2 + (\gamma^{rad}/4\pi)^2}. \quad (2.9)$$

Dabei ist γ^{rad} im Modell des harmonischen Oszillators die Dämpfung. Die volle Halbwertsbreite beträgt $FWHM(\nu) = \gamma^{rad}/2\pi$ oder in Wellenlängen ausgedrückt ergibt sich $FWHM(\lambda) = \lambda^2 \gamma^{rad}/2\pi c$. Der Wert für γ^{rad} lässt sich auch aus einer theoretischen Betrachtung abschätzen. Im Modell des harmonischen Oszillators erhält man für γ^{rad} die Gleichung

$$\gamma^{rad} = \frac{8\pi e^2}{3m_e c \lambda_0^2}. \quad (2.10)$$

Dabei ist e die Elementarladung und m_e die Masse des Elektrons. Die Wellenlänge des Übergangs ist λ_0 . Für die volle Halbwertsbreite erhält man so eine Unabhängigkeit von der

Wellenlänge. Der Wert beträgt $FWHM = 0.012$ pm. Die natürliche Breite einer Linie ist im Vergleich zu anderen Verbreiterungen meistens sehr klein.

Doppler Verbreiterung

Die Doppler Verbreiterung einer Spektrallinie ist ein Effekt der Dopplerverschiebung. Diese ist gegeben durch

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = -\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\xi}{c} \quad (2.11)$$

Das Atom bewegt sich mit einer Geschwindigkeitskomponente ξ in Richtung eines Beobachters. Aus dieser Bewegung resultiert eine Verschiebung der beobachteten Wellenlänge einer emittierten Spektrallinie. Betrachtet wird nun eine Ansammlung von Atomen, die sich alle mit einer thermischen Geschwindigkeit in alle Richtungen bewegen. Die Geschwindigkeitsverteilung gehorcht im thermodynamischen Gleichgewicht der Maxwellverteilung. Auf Grund der verschiedenen Geschwindigkeiten in Richtung des Beobachters resultiert in der Summe eine Verbreiterung der Linie. Diese Doppler Verbreiterung wird durch ein Gauss-Profil beschrieben:

$$\phi(\nu - \nu_0) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\nu_D} e^{-(\Delta\nu/\Delta\nu_D)^2} \quad (2.12)$$

Dabei ist $\Delta\nu_D$ die Dopplerbreite der Linie. Diese ist gegeben durch

$$\Delta\nu_D = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m}} \quad (2.13)$$

Dabei steht T für die Temperatur des Gases und k für die Boltzmannkonstante. Der Einfluss der Dopplerverbreiterung kann vor allem für hohe Temperaturen sehr stark sein. In heißen Objekten übertrifft die Doppler Verbreiterung die natürliche Verbreiterung um ein Vielfaches.

Druckverbreiterung

Findet ein Übergang während eines Stoßes zweier Atome statt so verschiebt sich die Frequenz auf Grund von Wechselwirkungen zwischen den Atomen. Dies führt zu einer Verbreiterung der Linie. Diese Verbreiterung hängt vom Druck ab, weil mit steigendem Druck auch die Anzahl der Stöße zunimmt.

Voigt-Profil

Es gibt noch weitere Verbreiterungen, die sich meist entweder durch ein Gauss- oder durch ein Lorentz-Profil beschreiben lassen. Bei mehreren Einflüssen auf die Linie müssen beide Profile für eine Linie berücksichtigt werden. Das Profil einer solchen Linie wird durch eine Faltung des Doppler- und Lorentz-Profiles erhalten. Es wird Voigt-Profil genannt und beschrieben durch

$$H(a, \nu) = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2}}{(\nu - y)^2 + a^2} dy. \quad (2.14)$$

Dabei stehen die einzelnen Parameter für:

$$y = \frac{\xi}{c} \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda_D} \quad (2.15)$$

$$v = \frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_D} = \frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda_D} \quad (2.16)$$

$$a = \frac{\lambda^2}{4\pi c} \frac{\gamma}{\Delta\lambda_D} \quad (2.17)$$

Da das Voigt-Profil aus einem Lorentz- und einem Gauss-Profil hervorgegangen ist, ist das Aussehen diesen recht ähnlich. Im Zentrum ähnelt es dabei eher einem Gauss-Profil, hat dafür aber größere Flügel, die vom Lorentz-Profil kommen.

2.1.4 Energietransport

Hier werden die Verteilung und der Transport von Energie in einer Atmosphäre behandelt.

Intensität

Der grundlegende Zusammenhang, der den Energietransport in einer Atmosphäre beschreibt, lautet:

$$dE_\nu = I_\nu(\vec{r}, \vec{l}, t) (\vec{l} \cdot \vec{n}) dA dt d\nu d\Omega \quad (2.18)$$

Durch diesen Zusammenhang wird die spezifische Intensität I_ν definiert. Die Gleichung beschreibt die Menge an Energie dE_ν , die durch die Fläche dA an der Stelle \vec{r} transportiert wird. Dabei wird ein Zeitraum t bis $t + dt$ und ein Frequenzbereich von ν bis $\nu + d\nu$ betrachtet. Der Energietransport geht über den Raumwinkel $d\Omega$ in der Richtung \vec{l} . Weiter ist \vec{n} der Normalenvektor zur Fläche dA . Die Einheit der spezifischen Intensität ist $[I_\nu] = \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Hz}^{-1} \text{ster}^{-1}$. Dieser Zusammenhang ist hier über die Frequenz beschrieben. Da man Strahlung auch durch die Wellenlänge λ beschreiben kann, lässt sich diese Gleichung so umformulieren, dass sie von der Wellenlänge abhängig ist. Der Zusammenhang der so unterschiedlich definierten Intensitäten ergibt sich dann zu $I_\nu = I_\lambda \cdot \lambda^2/c$, wobei c die Lichtgeschwindigkeit ist. Dabei werden die infinitesimalen Bereiche $d\lambda$ und $d\nu$ als stets positiv zunehmend angenommen. Da hier nur infinitesimale Frequenzbereiche betrachtet werden, spricht man von der monochromatische Intensität. Die totale Intensität ist durch eine Integration über alle Frequenzen zu erhalten: $I = \int_0^\infty I_\nu d\nu$. Die Intensität gibt die Energie wieder, die ein Paket von Photonen entlang eines Strahls transportiert.

Mittlere Intensität

Die mittlere Intensität J_ν erhält man, wenn man die spezifische Intensität I_ν über alle Raumrichtungen integriert und anschließend mittelt:

$$J_\nu(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi} \int I_\nu d\Omega \quad (2.19)$$

Eine oft gemachte Annahme bei der Behandlung von Sternatmosphären ist die sphärische Symmetrie. Die Atmosphäre wird hier in Kugelschalen unterteilt. Für diesen Fall lässt sich die Gleichung folgendermaßen vereinfachen zu

$$J_\nu(z) = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} I_\nu(z, \mu) d\mu. \quad (2.20)$$

Neu eingeführt wird dabei der Parameter $\mu = \cos \theta$. Dieser ist ein Maß für die Richtung des Strahls. Der Winkel θ ist der Winkel zwischen der Schichtnormalen und der Richtung der Strahlung.

Fluss

Der eindimensionale monochromatische Fluss F_ν ist definiert durch die Gleichung

$$F_\nu(\vec{r}, \vec{n}, t) = \int I_\nu \cos \theta d\Omega. \quad (2.21)$$

Als monochromatischer Fluss wird der Strom an Energie pro Sekunde bezeichnet, der senkrecht durch eine Fläche mit der Flächennormalen \vec{n} an der Stelle \vec{r} geht. Die Einheit des monochromatischen Flusses ist $[F_\nu] = \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Hz}^{-1}$. Der Fluss ist eine Vektorgröße. Man benutzt diese Größe, um damit den Energiefluss durch Strahlungstransport in Sternatmosphären zu beschreiben. In Sternatmosphären, wo in der eindimensionalen Näherung stets die radiale Richtung betrachtet wird, wird der Fluss nach außen stets als positiv und nach innen als negativ angenommen. Wird dies angewendet, kann der monochromatische Fluss auch als

$$F_\nu(z) = F_\nu^+(z) - F_\nu^-(z) \quad (2.22)$$

geschrieben werden. Beide Flüsse haben hier positive Werte. Oft wird auch der astronomische Fluss \mathcal{F} verwendet. Dieser hängt durch die Gleichung $\pi\mathcal{F} = F$ mit dem monochromatischen Fluss zusammen.

Strahlungsdruck

Analog zu einem normalen Teilchengas lässt sich auch für ein Photonengas ein Druck definieren. Dieser wird Strahlungsdruck genannt. Der Strahlungsdruck p_ν in eindimensionaler Näherung wird definiert durch den Zusammenhang

$$p_\nu = \frac{1}{c} \int I_\nu \cos^2 \theta d\Omega. \quad (2.23)$$

Die Einheit des Strahlungsdrucks ist $[p_\nu] = \text{dyn cm}^{-2} \text{Hz}^{-1}$.

Intensitätsmomente

Wenn der Fall einer sphärisch symmetrischen Atmosphäre betrachtet wird, lassen sich Intensitätsmomente in Bezug auf μ definieren. Die ersten drei lauten:

$$J_\nu(z) = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} I_\nu d\mu \quad (2.24)$$

$$H_\nu(z) = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} \mu I_\nu d\mu \quad (2.25)$$

$$K_\nu(z) = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} \mu^2 I_\nu d\mu \quad (2.26)$$

Wie bereits schon vorgestellt worden ist, stellt J_ν die mittlere Intensität dar. Das zweite Intensitätsmoment H_ν wird der Eddington Fluss genannt und steht in dem Zusammenhang $H_\nu = F_\nu/4\pi$ zum Fluss. K_ν wird K Integral genannt und hängt mit dem Strahlungsdruck durch $p_\nu = (4\pi/c)K_\nu$ zusammen.

2.1.5 Änderungen des Energieflusses

In diesem Abschnitt werden lokale Änderung des Strahlungsflusses betrachtet. Es kann durch Wechselwirkung von Strahlung mit Materie dazu kommen, dass sich der Energiefluss in einer Atmosphäre verändert. Möglich sind dabei zwei Prozesse. Bei der Emission wird dem vorhandenen Strahl Energie zusätzlich hinzugefügt. Im Gegensatz dazu tritt bei der Extinktion eine Verringerung des Energieflusses auf.

Emission

Wenn zu einem Strahl in einem Bereich der Atmosphäre Energie hinzugefügt wird, spricht man von Emission. Die hinzugefügte Energie hat ihren Ursprung in der Wechselwirkung mit der Materie. Angeregte Atome oder Moleküle können sich wieder abregen und dabei Strahlung emittieren. Der Vorgang der Emission lässt sich durch

$$dE_\nu = j_\nu dV dt d\nu d\Omega \quad (2.27)$$

quantifizieren. Dabei wird die Emissivität j_ν pro cm^3 eingeführt. Die Emissivität ist ein Maß dafür, wieviel Energie durch Emission von Strahlung hinzukommt. dE_ν steht dabei für die Energie, die zur vorhandenen Strahlung im Volumen dV pro Frequenzband $d\nu$ im Zeitintervall dt und pro Raumrichtung $d\Omega$ hinzukommt. Die Einheit der Emissivität ist $[j_\nu] = erg\ cm^{-3}\ s^{-1}\ Hz^{-1}\ ster^{-1}$. Die Emissivität kann auch mit der Intensität in Zusammenhang gebracht werden. Es ergibt sich dafür der Zusammenhang

$$dI_\nu(s) = j_\nu(s) ds, \quad (2.28)$$

wobei $dI_\nu(s)$ für die Zunahme an Intensität entlang der geometrischen Weglänge ds eines Strahls steht.

Nicht nur die Emission aus Atomen trägt zur Emissivität bei. Weiter können Photonen auch in den Strahl hinein gestreut werden. Der Beitrag der Streuung zu Emissivität ist proportional zur mittleren Intensität J .

Extinktion

Einem Strahl kann nicht nur Energie zugeführt, sondern auch Energie entzogen werden. Dieser Vorgang wird Extinktion genannt. Für die Beschreibung der Extinktion werden verschiedene Extinktionskoeffizienten eingeführt. Die Extinktion pro Teilchen ist definiert durch

$$dI_\nu = -\sigma_\nu n I_\nu ds. \quad (2.29)$$

Dabei ist σ_ν der monochromatische Extinktionskoeffizient pro Teilchen. Weiter ist n die Teilchendichte des Absorbers gemessen in Teilchen pro cm^3 . Auch hier beschreibt ds die geometrische Weglänge des Strahls. Ein anderer Name für σ_ν ist Wirkungsquerschnitt. Die Einheit beträgt $[\sigma_\nu] = cm^2$. Eine weitere Definition der Extinktion ist die pro cm Weglänge. Hierfür gilt der Zusammenhang

$$dI_\nu = -\alpha_\nu I_\nu ds. \quad (2.30)$$

Eingeführt wird hier der lineare Extinktionskoeffizient α_ν der mit dem Extinktionskoeffizienten pro Teilchen über $\alpha_\nu = \sigma_\nu n$ zusammenhängt. Als Einheit erhält man $[\alpha_\nu] = cm^{-1}$. Die dritte Definition ist die Extinktion pro Masse, also Extinktion pro Gramm, und ist definiert durch die Gleichung

$$dI_\nu = -\chi_\nu \rho I_\nu ds. \quad (2.31)$$

Dabei ist χ_ν der Massen Extinktionkoeffizient oder auch der Wirkungsquerschnitt pro Masseneinheit und wird in der Einheit $[\chi_\nu] = cm^2 g^{-1}$ angegeben. Weiter steht ρ für die Massendichte des Absorbers. Für den Gebrauch in Sternatmosphären wird gerne χ_ν benutzt. In diesem Zusammenhang wird χ_ν dann auch Opazität genannt.

Um von einem Strahl weggenommen zu werden, kann ein Photon absorbiert oder gestreut werden. Die Extinktion χ setzt sich somit aus der Absorption κ und der Streuung σ zusammen.

Quellfunktion

Die Quellfunktion ist durch das Verhältnis von Emissions- und Extinktionskoeffizienten definiert:

$$S_\nu = \frac{j_\nu}{\alpha_\nu} \quad (2.32)$$

Die Einheit ist $[S_\nu] = erg\ cm^{-2}\ s^{-1}\ Hz^{-1}\ ster^{-1}$ und somit die gleiche wie die der Intensität. Auch die Quellfunktion wird wieder nur in einem Frequenzintervall betrachtet. Bei mehreren Prozessen ist die Quellfunktion das Verhältnis der einzelnen Summen der Koeffizienten:

$$S_\nu^{tot} = \frac{\sum j_\nu}{\sum \alpha_\nu} \quad (2.33)$$

So kann die Quellfunktion umfangreich werden, insbesondere wenn man den ganzen Frequenzbereich betrachtet. Die Quellfunktion ist ein Maß dafür, ob in einem Frequenzbereich die Emission oder die Extinktion dominiert.

Für den Fall eines Zwei Niveau Atoms mit elastischer Streuung ist die Quellfunktion gegeben durch

$$S_\nu = (1 - \epsilon_\nu) B_\nu + \epsilon_\nu J_\nu. \quad (2.34)$$

Dabei ist B_ν die Planck-Funktion und ϵ_ν die Wahrscheinlichkeit der Photonenzerstörung. Diese ist definiert durch

$$\epsilon_\nu = \frac{\alpha_\nu^a}{\alpha_\nu^a + \alpha_\nu^s}. \quad (2.35)$$

Das bedeutet, dass ϵ_ν den Anteil der Absorption von der gesamten Extinktion, die aus Streuung α_ν^s und Absorption α_ν^a besteht, wiedergibt.

Optische Tiefe

Die Extinktion in einer Sternatmosphäre ist abhängig von der Entfernung vom Mittelpunkt des Sterns. Da eine Sternatmosphäre stets von außen beobachtet wird, wird die radiale optische Tiefe eingeführt. Sie ist definiert durch

$$\tau_\nu(z_0) = \int_{z_0}^{\infty} \alpha_\nu dz. \quad (2.36)$$

Dabei beschreibt die optische Tiefe an der Stelle $z = z_0$ die Summe der Extinktion pro Frequenz gemessen entlang der radialen Sichtlinie. Der Beobachter sitzt dabei bei $z = \infty$, wo die optische Tiefe $\tau_\nu = 0$ ist. Die optische Tiefe ist ein Maß dafür, wie tief man in eine Atmosphäre hineinschauen kann. Anzumerken ist auch hier, dass die optische Tiefe für unterschiedliche Frequenzen auch unterschiedliche Werte annehmen kann.

2.1.6 Strahlungstransportgleichung

Die allgemeine Strahlungstransportgleichung in einer Sternatmosphäre lautet:

$$\frac{\partial I_\nu}{\partial s} = j_\nu - \alpha_\nu I_\nu. \quad (2.37)$$

Dabei ist s die geometrische Weglänge. Diese grundlegende Gleichung für die Beschreibung von Sternatmosphären drückt die wichtige Eigenschaft aus, dass Photonen nicht spontan zerfallen. Die Intensität verändert sich nämlich nur, wenn zum vorhandenen Strahl durch Emission Photonen hinzukommen oder durch Extinktion weggenommen werden. Ansonsten bleibt die Intensität invariant.

Für expandierende Atmosphären wie bei einer Supernova muss jedoch eine andere Strahlungstransportgleichung verwendet werden. Die folgenden Herleitungen und Zusammenhänge sind aus [Hauschildt und Baron, 1999] entnommen. Dort werden die wichtigen Zusammenhänge beschrieben, die auch im Programmpaket PHOENIX verwendet werden. Die relativistische sphärisch-symmetrische Strahlungstransportgleichung für bewegte Atmosphären [Mihalas, 1984] lautet

$$\begin{aligned} & \gamma(1+\beta\mu)\frac{\partial I_\nu}{\partial t} + \gamma(\mu+\beta)\frac{\partial I_\nu}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial \mu} \left\{ \gamma(1-\mu^2) \left[\frac{1+\beta\mu}{r} - \gamma^2(\mu+\beta)\frac{\partial \beta}{\partial r} - \gamma^2(1+\beta\mu)\frac{\partial \beta}{\partial t} \right] I_\nu \right\} \\ & - \frac{\partial}{\partial \nu} \left\{ \gamma\nu \left[\frac{\beta(1-\mu^2)}{r} + \gamma^2\mu(\mu+\beta)\frac{\partial \beta}{\partial r} + \gamma^2\mu(1+\beta\mu)\frac{\partial \beta}{\partial t} \right] I_\nu \right\} \\ & + \gamma \left\{ \frac{2\mu + \beta(3-\mu^2)}{r} + \gamma^2(1+\mu^2 + 2\beta\mu)\frac{\partial \beta}{\partial r} + \gamma^2 [2\mu + \beta(1+\mu^2)] \frac{\partial \beta}{\partial t} \right\} I_\nu \\ & = \eta_\nu - \chi_\nu I_\nu \end{aligned} \quad (2.38)$$

Es ist $\beta = v/c$ die Geschwindigkeit in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit. Weiter ist $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ der Lorentzfaktor. Hier ist die Emissivität mit η_ν und der Extinktionskoeffizient mit χ_ν bezeichnet. Diese Emissivität steht für

$$\eta_\nu = \kappa_\nu S_\nu + \sigma_\nu J_\nu + \sum_{\text{lines}} \sigma_l(\nu) \int \phi_l J_\nu d\nu. \quad (2.39)$$

Dabei ist ϕ_l die Linienprofilfunktion, σ_ν der Streukoeffizient für Kontinuumsprozesse und σ_l der Streukoeffizient für die Linien. Der Radius einer Schale ist r . Die Umformung der Gleichung (2.38) in Abhängigkeit von der Wellenlängen ist in [Hauschildt, 1992] zu finden.

Lambda Operator

Man erhält die mittlere Intensität J_λ aus der Quellfunktion S_λ durch die Lösung der Strahlungstransportgleichung. Dies wird mit Hilfe des Λ -Operators ausgedrückt. Die Darstellung lautet dann

$$J_\lambda = \Lambda_\lambda S_\lambda. \quad (2.40)$$

Für das Beispiel des Zwei-Niveau Atoms erhält man

$$\bar{J} = \Lambda S \quad (2.41)$$

Dabei ist $\bar{J} = \int \phi(\lambda) J_\lambda d\lambda$ und $\Lambda = \int \phi(\lambda) \Lambda_\lambda d\lambda$, wobei $\phi(\lambda)$ das normalisierte Linienprofil ist. Die Quellfunktion für diesen Fall ist gegeben durch $S = (1 - \epsilon)\bar{J} + \epsilon B$.

Die Gleichung (2.41) lässt sich mit der Λ -Iteration lösen. Das Iterationsschema lautet

$$\bar{J}_{\text{new}} = \Lambda S_{\text{old}}, \quad S_{\text{new}} = (1 - \epsilon)\bar{J}_{\text{new}} + \epsilon B \quad (2.42)$$

Ein Maß für die Geschwindigkeit der Konvergenz ist gegeben durch die Änderung, die pro Iteration auftritt:

$$S_{\text{new}} - S_{\text{old}} = (1 - \epsilon)\bar{J}_{\text{new}} + \epsilon B - S_{\text{old}}. \quad (2.43)$$

Wie man sieht, geht die Änderung jedoch für großen optische Tiefen $\tau > 1$ und bei kleinem $\epsilon \ll 1$ gegen 0. Ein kleines ϵ bedeutet, dass viel Streuung auftritt. Es gibt ein besseres Verfahren zur Lösung der Strahlungstransportgleichung.

Die OS-Methode

Die OS-Methode ist eine Methode, die auf der Verwendung von Störoperatoren beruht. Eine erste Einführung von Störoperatormethoden für die Lösung der Strahlungstransportgleichung ist in [Cannon, 1973] vorgestellt.

OS ist die Abkürzung für *operator splitting*. Dies ist ein Verfahren bei dem mit einem zweiten ähnlichen Operator gearbeitet wird. Es wird ein neuer Operator Λ^* eingeführt. Dieser ist ein dem richtigen Λ -Operator ähnlicher Operator. Auf die Wahl dieses Operators wird später noch eingegangen. Mit diesem neuen Operator ergibt sich der Zusammenhang

$$\Lambda = \Lambda^* + (\Lambda - \Lambda^*). \quad (2.44)$$

Und entsprechend folgt für die mittlere Intensität aus der Gleichung (2.41) der Zusammenhang

$$\bar{J}_{\text{new}} = \Lambda^* S_{\text{new}} + (\Lambda - \Lambda^*) S_{\text{old}}. \quad (2.45)$$

Auf dieser Grundlage lässt sich ein Iterationsschema einführen. Auch hier ist als Beispiel der Fall des Atoms mit zwei Niveaus betrachtet. Es ergibt sich folgende Gleichung, die für das Iterationsverfahren verwendet wird:

$$[1 - \Lambda^*(1 - \epsilon)] \bar{J}_{\text{new}} = \bar{J}_{\text{fs}} - \Lambda^*(1 - \epsilon) \bar{J}_{\text{old}} \quad (2.46)$$

Dabei ist $\bar{J}_{\text{fs}} = \Lambda S_{\text{old}}$. Diese Gleichung wird benutzt, um einen neuen Wert für J zu berechnen. Dann wird damit die neue Quellfunktion S berechnet, und der Iterationszyklus beginnt von neuem. Der Unterschied ist, dass hier Λ^* anstatt Λ verwendet wird. So kann durch eine geschickte Wahl des Λ^* -Operators Rechenzeit gespart werden. Außerdem konvergiert die OS-Methode auch schneller als die klassische Lambda-Iteration. Die Wahl des richtigen Λ^* -Operators ist jedoch kein einfaches Problem. In [Hauschildt und Baron, 1999] ist eine Methode beschrieben, um eine günstige Λ^* -Matrix zu erhalten.

Temperaturkorrektur

Es sei $F(\tau)$ der Fluss, der sich aus einer Modellberechnung ergeben hat. Des weiteren sei F^* die vorgegebene Gesamtleuchtkraft. Der Flussfehler ist somit durch $\Delta F(\tau) = F(\tau) - F^*$ gegeben. Für die Modellberechnung muss jetzt eine Korrektur δB für die Quellfunktion gefunden werden, die dadurch den berechneten Fluss zum gesuchten Fluss korrigiert. Das δB ist gleichbedeutend mit einer Änderung der Temperatur. Für die Temperaturkorrektur wird hier die Unsöld-Lucy Methode [Hauschildt *et al.*, 2003] verwendet. Dafür braucht man die über die Wellenlänge gemittelten Emissions- und Extinktionskoeffizienten, die folgendermaßen definiert sind:

$$\kappa_P = \left(\int_0^\infty \kappa_\lambda B_l d\lambda \right) / B \quad (2.47)$$

$$\kappa_J = \left(\int_0^\infty \kappa_\lambda J_l d\lambda \right) / J \quad (2.48)$$

$$\chi_J = \left(\int_0^\infty \chi_\lambda F_l d\lambda \right) / F \quad (2.49)$$

Für die Temperaturkorrektur δB ergibt sich die folgende Gleichung:

$$\delta B(r) = \frac{1}{\kappa_P} \left[\kappa_J J - \kappa_P B + \dot{S} / (4\pi) \right] - \left[2(H(\tau = 0) - H_0(\tau = 0)) - \frac{1}{fqr^2} \int_r^R qr'^2 \chi_F (H(r') - H_0(r')) dr' \right] \quad (2.50)$$

Diese Gleichung ist aus [Hauschildt und Baron, 1999] entnommen. Dabei steht $H_0(\tau)$ für die angestrebte Leuchtkraft an der Stelle τ . Die beobachtete Leuchtkraft $H_0(0)$ ist ein Eingabeparameter. Der Parameter q ist ein sphärischer Faktor und ist gegeben durch

$$q = \frac{1}{r^2} \exp \left(\int_{r_{core}}^r \frac{3f-1}{r'f} dr' \right). \quad (2.51)$$

Es ist r_{core} der innere Radius der Atmosphäre. Mit R ist der totale Radius bezeichnet. Weiter ist $f(\tau) = K(\tau)/J(\tau)$ der Eddington Faktor. \dot{S} beschreibt zusätzliche Energiequellen wie zum Beispiel Winde oder Energie von γ -Strahlung.

2.1.7 LTE

Der Ausdruck LTE bedeutet *lokales thermodynamisches Gleichgewicht*. Die Annahme ist, dass sich das Material lokal im thermodynamischen Gleichgewicht befindet und somit den Gesetzen des thermodynamischen Gleichgewichts gehorcht. Die Teilchen sorgen dabei durch ständige Stöße dafür, dass die Materie sich im thermodynamischen Gleichgewicht hält. Für Materie, die sich im thermodynamischen Gleichgewicht befindet, lässt sich eine einzige Temperatur definieren. Durch diese Temperatur lassen sich Verteilungen für die Besetzung von Energieniveaus sowie für die elektromagnetische Strahlung bestimmen.

Maxwell Verteilung

Als erstes sollen Eigenschaften von der Materie, die sich im LTE befindet, betrachtet werden. Befindet sich ein Gas im LTE, haben die Teilchen alle eine thermische Geschwindigkeit. Die Verteilung dieser Geschwindigkeit wird beschrieben durch die Maxwell-Verteilung. Sie ist gegeben durch

$$\left[\frac{n(v)}{N} dv \right]_{LTE} = \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} 4\pi v^2 e^{-(1/2)mv^2/kT} dv. \quad (2.52)$$

Dabei steht N für die Anzahl der Teilchen mit Masse m , die sich in dem Volumen befinden. Die Anzahl der Teilchen in einem Geschwindigkeitsintervall ist durch $n(v)$ gegeben. Weiter ist k die Boltzmannkonstante und T die Gastemperatur. Die einzelne Geschwindigkeit eines Teilchen ist durch v gegeben. Für die Maxwell Verteilung ist die wahrscheinlichste Geschwindigkeit gegeben durch $v_p = \sqrt{2kT/m}$. Der Durchschnitt der Geschwindigkeit ist gegeben durch $\langle v \rangle = \sqrt{3kT/m}$.

Boltzmann Verteilung

Befindet sich ein Gas im LTE und ist somit eine Temperatur T definiert, kann man auch eine Verteilung für die Besetzung der angeregten Zustände der Atome angeben. Dies geschieht durch die Boltzmann Verteilung. Sie gibt das Verhältnis der Besetzungszahlen zweier Energieniveaus an und lautet

$$\left[\frac{n_{r,s}}{n_{r,t}} \right]_{LTE} = \frac{g_{r,s}}{g_{r,t}} e^{-(\chi_{r,s} - \chi_{r,t})/kT}. \quad (2.53)$$

Dabei ist $n_{r,s}$ die Besetzungszahl des Niveaus s des Atoms, das sich im Ionisationszustand r befindet. Mit $g_{r,s}$ ist das statistische Gewicht des Niveaus angegeben. Weiter steht $\chi_{r,s}$ für die

Anregungsenergie des Niveaus. Entsprechendes gilt für $n_{r,t}$, $g_{r,t}$ und $\chi_{r,t}$. Die Übergangsenergie zwischen den beiden Zuständen (r,s) und (r,t) ist gegeben durch die Energiedifferenz der beiden Niveaus $\chi_{r,s} - \chi_{r,t} = h\nu$. Die Boltzmann Verteilung gilt nur für Atome, die sich im selben Ionisationszustand befinden.

Saha Verteilung

Es gibt auch Übergänge, die den Ionisationszustand eines Atoms ändern. Dies wird durch die Saha-Verteilung beschrieben. Die Saha Gleichung gibt das Verhältnis der Besetzungszahlen vom Grundzustand zweier auf einander folgender Ionisationszustände wieder. Sie lautet

$$\left[\frac{n_{r+1,1}}{n_{r,1}} \right]_{LTE} = \frac{1}{N_e} \frac{2g_{r+1,1}}{g_{r,1}} \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\chi_r/kT}. \quad (2.54)$$

Dabei ist m_e die Masse des Elektrons und N_e die Elektronendichte. Mit χ_r wird die Ionisationsenergie beschrieben. Dies ist die Energie, die benötigt wird, um ein Elektron aus dem Atom zu befreien. $g_{r+1,1}$ und $g_{r,1}$ sind die statistischen Gewichte der beiden Grundzustände. Der Faktor 2 ist das statistische Gewicht des Elektrons, das in zwei verschiedenen Spinzuständen vorliegen kann.

Saha-Boltzmann Verteilung

Für den ganz allgemeinen Fall benutzt man die Kombination der Saha und der Boltzmann Verteilung. Die Saha-Boltzmann Gleichung lautet

$$\left[\frac{n_c}{n_i} \right]_{LTE} = \frac{1}{N_e} \frac{2g_c}{g_i} \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right) e^{-\chi_{ci}/kT} \quad (2.55)$$

Dabei steht n_i für die Besetzung des Niveaus i und n_c für die Besetzung des Ionisationszustandes c . Die Ionisationsenergie vom Niveau i zum Zustand c ist gegeben durch $\chi_{ci} = \chi_r - \chi_{r,i} + \chi_{r+1,c} = h\nu$.

Planck-Funktion

Nicht nur die Materie lässt sich im LTE durch Verteilungen beschreiben. Auch die Verteilung der elektromagnetischen Strahlung im LTE lässt sich quantifizieren. Beschrieben wird sie durch die Planck-Funktion. Sie lautet

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} = \left[S_\nu^l \right]_{LTE}. \quad (2.56)$$

Die Quellfunktion vereinfacht sich im Fall des reinen LTE zu der Planck-Funktion. Die Planck-Funktion gibt die Verteilung der Strahlung bei einer Temperatur T eines schwarzen Körpers an. Für die Planck-Funktion gibt es zwei Näherungen. In einem Bereich, in dem $h\nu/kT \gg 1$ gilt, gilt die Wiensche Näherung, die die Planck-Funktion zu

$$B_\nu(T) \approx \frac{2h\nu}{c^2} e^{-h\nu/kT} \quad (2.57)$$

vereinfacht. Für den Bereich kleinerer Energie $h\nu/kT \ll 1$ gilt die Rayleigh-Jeans Näherung. Sie lautet

$$B_\nu(T) \approx \frac{2h\nu^3 kT}{c^2}. \quad (2.58)$$

Stefan-Boltzmann Gesetz

Eine Integration der Planck-Funktion über alle Frequenzen liefert das Stefan-Boltzmann Gesetz. Es lautet

$$B(T) = \int_0^\infty B_\nu d\nu = \frac{\sigma}{\pi} T^4. \quad (2.59)$$

Hier wird die Stefan-Boltzmann Konstante σ eingeführt, deren Wert durch

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15h^3 c^2} = 6,67 \times 10^{-5} \text{ erg cm}^{-2} \text{ K}^{-4} \text{ s}^{-1} \quad (2.60)$$

gegeben ist. Dabei steht h für das Plancksche Wirkungsquantum. Dieses Gesetz gibt einen direkten Zusammenhang zwischen der Temperatur und der Helligkeit eines im LTE befindlichen Mediums wieder.

Leuchtkraft

Die Leuchtkraft ist die Gesamt-Strahlungsleistung eines Sterns. Für die Leuchtkraft ergibt sich folgender wichtiger Zusammenhang mit dem Stefan-Boltzmann Gesetz:

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{eff}^4 \quad (2.61)$$

Dabei ist R der Radius des Sterns und σ die Stefan-Boltzmann Konstante. Hier neu eingeführt wird die Effektivtemperatur T_{eff} . Diese ist eine wichtige Größe zur Beschreibung von Sternen. Die Effektivtemperatur ist definiert als die Temperatur eines Hohlraumstrahlers, der die gleiche Flächenhelligkeit wie der Stern besitzt [Weigert und Wendker, 1996].

2.1.8 NLTE

Wenn die Annahme von LTE sich als nicht zutreffend erweist, spricht man von Non-LTE oder NLTE. In diesem Fall gelten die Besetzungszahlen, die durch die Saha-Boltzmann Gleichung gegeben sind, nicht mehr. Üblicherweise ist NLTE der zutreffende Fall, wenn in der Atmosphäre Streuung auftritt. Dies ist für eine Sternatmosphäre oft gegeben. Eine Annahme, die im Fall des NLTE oft gemacht wird, ist die, dass die Materie sich im statistischen Gleichgewicht befindet.

Statistisches Gleichgewicht

Das statistische Gleichgewicht sagt aus, dass sich das Strahlungsfeld und die Besetzung der Niveaus mit der Zeit nicht verändern. Dies wird in der entsprechenden Gleichung ausgedrückt, die man auch Ratengleichung nennt. Sie ist nach [Mihalas, 1978] gegeben durch

$$\sum_{j<i} n_j (R_{ji} + C_{ji}) - n_i \left[\sum_{j<i} \left(\frac{n_j^*}{n_i^*} \right) (R_{ij} + C_{ji}) + \sum_{j>i} (R_{ij} + C_{ij}) \right] + \sum_{j>i} n_j \left(\frac{n_i^*}{n_j^*} \right) (R_{ji} + C_{ij}) = 0 \quad (2.62)$$

Dabei steht n_i für die aktuelle NLTE Besetzungszahl des Niveaus i . Weiter steht n_i^* für die LTE Besetzungszahl des Niveaus i . Sie ist gegeben durch

$$n_i^* = \frac{g_i}{g_k} n_k \frac{3h^3 n_e}{(2\pi m)^{3/2} (kT)^{3/2}} \exp\left(-\frac{E_i - E_k}{kT}\right) \quad (2.63)$$

Es steht n_k für die aktuelle NLTE Besetzungszahl des Grundzustandes der nächsthöheren Ionisationsstufe. Des weiteren sind g_i und g_k die statistischen Gewichte der Niveaus i und k . Mit E_i ist die Anregungsenergie des Niveaus i bezeichnet. Die Ionisationsenergie zum Grundzustand des nächsthöheren Ionisationszustandes ist E_k . Die NLTE Elektronendichte ist gegeben durch n_e .

Die Ratengleichung gibt die Übergangsraten für die verschiedenen Prozesse, die durch Strahlung oder Stöße verursacht werden, an. Dabei steht R_{ij} für die Übergangsrate des Strahlungsprozesses vom Niveau i zum Niveau j , wobei $i < j$ gilt. Dies ist der Fall der Absorption und die Übergangsrate ist gegeben durch

$$R_{ij} = \frac{4\pi}{hc} \int_0^\infty \alpha_{ij}(\lambda) J_\lambda(\lambda) \lambda d\lambda. \quad (2.64)$$

Für die Emission ist die Übergangsrate gegeben durch

$$R_{ij} = \frac{4\pi}{hc} \int_0^\infty \alpha_{ij}(\lambda) \left(\frac{2hc^2}{\lambda^5} + J_\lambda(\lambda) \right) \exp\left(-\frac{hc}{k\lambda T}\right) \lambda d\lambda. \quad (2.65)$$

C_{ij} und C_{ji} beschreiben die Übergangsraten für Stoßprozesse, wie zum Beispiel Stöße mit Elektronen.

2.2 Modellierung von Atmosphären mit PHOENIX

PHOENIX ist ein umfangreiches Programmpaket, mit dem Atmosphären modelliert werden können. Es können damit verschiedene astronomische Objekte behandelt werden. Das Einsatzgebiet geht von Hauptreihensternen über Braune Zwerge bis hin zu Novae und Supernovae. Dabei wird PHOENIX ständig in seinen Funktionen erweitert. Für den hier benutzten Fall der Supernovae löst PHOENIX die Strahlungstransportgleichung für expandierende Atmosphären im relativistischen Fall. Dabei wird die sphärische Symmetrie angenommen. Das bedeutet, dass PHOENIX den eindimensionalen Fall löst. Die Atmosphäre wird dazu in Schichten unterteilt. Eine weitere Annahme, die gemacht wird, ist die Zeitunabhängigkeit. Die numerische Lösung wird mit Hilfe der ALI-Methode berechnet. Die Funktionsweise für den Fall der expandierenden Atmosphäre ist in [Hauschildt und Baron, 1999] genauer erläutert.

Mit PHOENIX sind Rechnungen sowohl im LTE als auch NLTE möglich. Standardmäßig rechnet PHOENIX im LTE. Es können einzelne Spezies ausgewählt werden, die im NLTE gerechnet werden. Es existieren drei Datenbanken mit Atomlinien, die von PHOENIX benutzt werden. Das sind die APED [APED,], CHIANTI [Dere *et al.*, 1997], [Dere *et al.*, 2001] und Kurucz-Datenbank [Kurucz und Bell, 1995]. Jede dieser Datenbanken enthält mehrere Millionen Linien.

Für den Einsatz auf Computerclustern wurde das Programm parallelisiert. Die dafür verwendeten Algorithmen sind beschrieben in [Hauschildt *et al.*, 1997], [Baron und Hauschildt, 1998] und [Hauschildt *et al.*, 2001]. Dank dieser Parallelisierung ist PHOENIX auch für komplexe und rechenintensive Modellierungen von Atmosphären einsetzbar.

Iterationsschema

In Abbildung 2.1 ist das Iterationsschema von PHOENIX dargestellt. Begonnen wird mit dem Einlesen des Startmodells $\{T, n_i\}$. Dann wird die Hydrostatik oder Hydrodynamik gelöst, um P_{gas} zu erhalten. Anschließend findet die Linienselektion statt. Dabei werden aus den großen Linienlisten für Atome und Moleküle die benötigten Linien ausgewählt. Nun wird für jeden Wellenlängenpunkt λ das Strahlungsfeld berechnet. Danach wird die Raten-gleichung gelöst und die Besetzungszahlen n_i neu berechnet. Abgeschlossen wird mit der Temperaturkorrektur, die eine neue Temperaturstruktur T liefert. Die so neu erhaltenen Werte von $\{T, n_i\}$ werden für den neuen Iterationsprozess benutzt. Überlicherweise sind 10-20 Iteration nötig, um den Fehler auf 1% zu bringen.

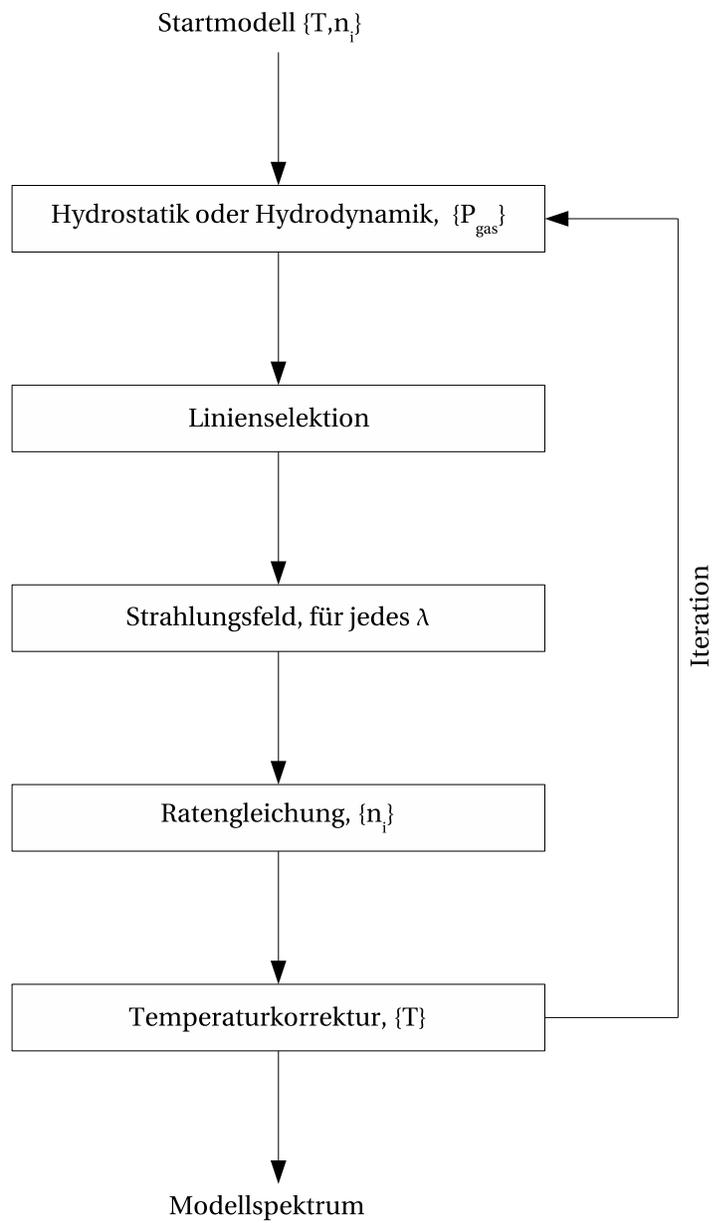


Abbildung 2.1: Das Iterationsschema von PHOENIX.

Kapitel 3

Modellrechnungen

In diesem Kapitel werden zuerst die drei beobachteten Spektren vorgestellt, anschließend werden erste Ergebnisse von Modellrechnungen gezeigt. Schließlich wird auf die daraus folgende Erstellung neuer Modellatome eingegangen. Des Weiteren werden hydrodynamische Modelle eingeführt und Modellspektren damit berechnet. Es folgt eine Untersuchung der Modellatome, ob sie einer weiteren Vergrößerung bedürfen. Weiter wird überprüft, ob sich durch Änderung der Elementhäufigkeiten die Modellspektren weiter verbessern lassen. Eine Variation des Dichteexponenten wird vorgenommen, um zu untersuchen, welchen Einfluss dies auf das Spektrum hat.

3.1 Supernova SN 2002bo

In dieser Arbeit werden beobachtete Spektren benutzt, um sie mit Modellspektren vergleichen zu können. Diese Spektren stammen von der Supernova SN 2002bo, die am 9. März 2002 in der Galaxie NGC 3190 entdeckt worden ist. Die heliozentrische radiale Geschwindigkeit der Galaxie NGC 3190 beträgt $v_{\text{hel}} = (1271 \pm 14)$ km/s. Wenn man dies als Rotverschiebung ausdrückt, ergibt sich ein Wert von $z = (4.24 \pm 0.05) \cdot 10^{-3}$ [Héraudeau und Simien, 1998]. Die Rötung der Galaxie beträgt $E(B - V) = 25$ mmag, die für SN 2002bo beträgt $E(B - V) = (0.43 \pm 0.10)$ mag [Benetti *et al.*, 2004]. Der genaue Wert für die Supernova ist unsicher, ein Wert von $E(B - V) \approx 0.3$ ist auch möglich [Benetti *et al.*, 2004].

3.1.1 Die Infrarotspektren

Von der Supernova SN 2002bo sind drei Infrarotspektren aufgenommen worden, wobei alle Spektren in zwei Teilspektren unterteilt sind. Eines ist im IJ-Band und das andere im HK-Band aufgenommen worden, dadurch ist eine Lücke im Spektrum im Bereich um $1.4 \mu\text{m}$ vorhanden. Die Daten der Infrarotspektren müssen noch korrigiert werden, da die Spektren auf Grund der Entfernung rotverschoben und außerdem durch interstellares Gas und Staub gerötet sind.

Die Rotverschiebung der Galaxie beträgt, wie oben angegeben, $z = 4.240 \cdot 10^{-3}$ im heliozentrischen Bezugssystem. Da sich die Erde in dem Zeitraum, als Referenztag ist hier der 1. April verwendet worden, mit einer radialen Geschwindigkeit von 12 km/s von der Su-

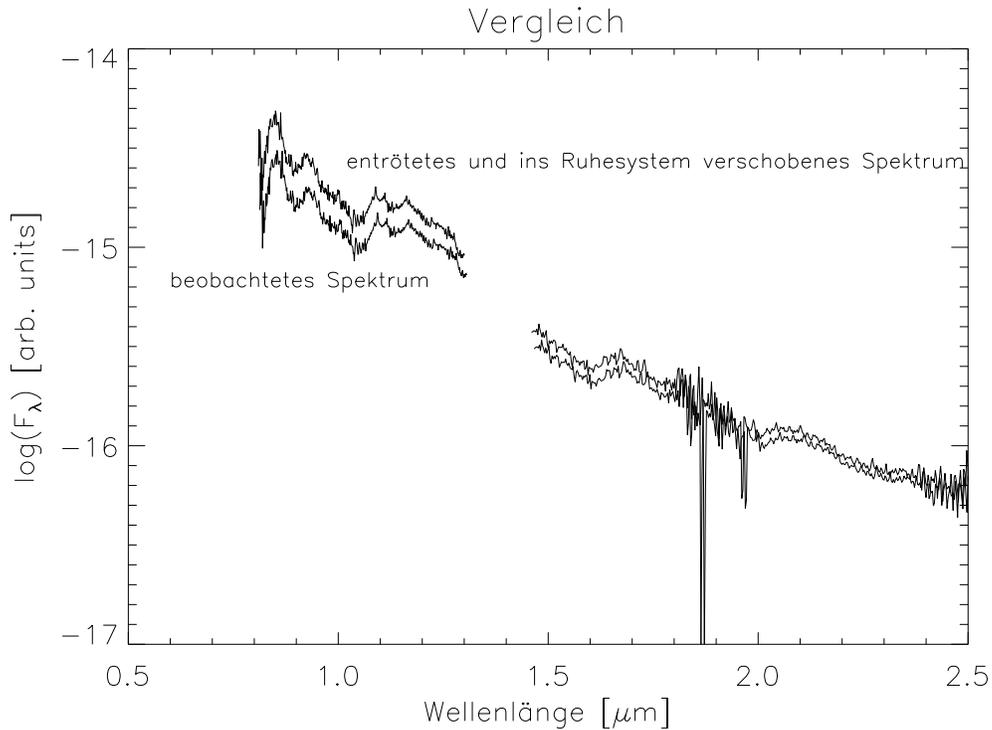


Abbildung 3.1: Hier ist ein Vergleich des beobachteten Spektrums vom 14. März mit dem korrigierten Spektrum dargestellt. Der Fluss ist hier und in allen folgenden Grafiken logarithmisch in willkürlichen Einheiten (arb. units) angegeben.

pernova wegbewegt hat, kommt man auf eine Gesamtrötverschiebung von $z = 4.29 \cdot 10^{-3}$. Die Spektren werden entsprechend der Formel $z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ korrigiert.

Ein weiterer Effekt, der das Spektrum beeinflusst, ist die Rötung des Spektrums, welche als Farbexzess aus Blauer- und Visueller-Helligkeit $E(B - V)$ angegeben wird. Der Wert für die Supernova SN 2002bo ist unsicher. In dieser Arbeit wird ein Wert von $E(B - V) = 0.3$ angenommen. Das Spektrum wird mit der Methode von [Cardelli *et al.*, 1989] entrötet.

In Abbildung 3.1 sind das ursprüngliche Spektrum vom 14. März sowie das korrigierte Spektrum dargestellt. Die Korrektur der Rotverschiebung bewirkt eine Verschiebung des Spektrums. Bei einer Wellenlänge von $1 \mu\text{m}$ beträgt die Korrektur $\Delta\lambda = 43 \text{ \AA}$, während bei $2.5 \mu\text{m}$ eine Korrektur von $\Delta\lambda = 107 \text{ \AA}$ auftritt. Der Effekt der Rötung des Spektrums ist bei kleineren Wellenlängen größer. Beträgt bei $1 \mu\text{m}$ der Unterschied 0.2 Größenordnungen, so sind es bei $2.5 \mu\text{m}$ nur 0.04 Größenordnungen. Die anderen Spektren sind entsprechend genauso korrigiert worden. Für die Unterschiede zwischen gemessenem und korrigiertem Spektrum gilt bei allen drei Spektren entsprechend dasselbe.

Alle drei korrigierten Spektren sind in Abbildung 3.2 dargestellt. Da sich im Infraroten die Helligkeit einer Supernova nicht stark ändert, würden die drei Spektren etwa auf der gleichen Höhe liegen. Zu besseren Anschauung wurden die Spektren hier gegeneinander

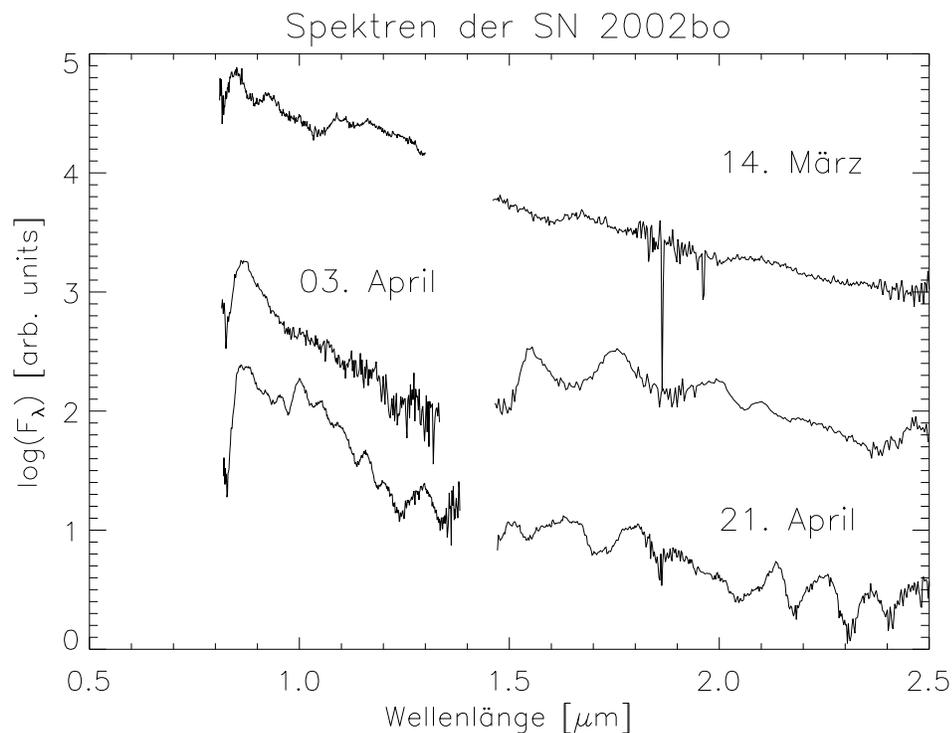


Abbildung 3.2: Hier sind alle drei korrigierten beobachteten Infrarotspektren der Supernova SN 2002bo dargestellt.

verschoben. Das Spektrum vom 14. März ist um 1.6 Größenordnungen nach oben, während das Spektrum vom 21. April um 1.1 Größenordnungen nach unten verschoben worden ist.

Ein Supernovaspektrum setzt sich aus vielen einzelnen Linien zusammen, die durch das Geschwindigkeitsfeld mit einander verschmiert sind. Dadurch entstehen sehr breite Linien, die oft aus verschiedenen einzelnen Linien verschiedener Elemente bestehen, was nur eine grobe Identifizierung durch Zuordnung zu ein oder mehreren Spezies erlaubt.

Eine genauere Beschreibung der drei Infrarotspektren ist in [Benetti *et al.*, 2004] zu finden. Das in der Abbildung 3.2 oben dargestellte Spektrum vom 14. März ist relativ flach und hat kaum signifikante Linien. Bei etwa $1.1 \mu\text{m}$ ist eine Linie von Mg II zu erkennen. Des Weiteren findet man bei $1.6 \mu\text{m}$ eine Linie, die sich aus den Linien des Si II und Mg II zusammensetzt. Bei $2 \mu\text{m}$ ist eine weitere schwache Linie, die vom Si II stammt. Im Spektrum in der Mitte vom 3. April tauchen zwei deutliche Linien bei 1.5 und $1.7 \mu\text{m}$ auf, die von Co II, Fe II und Ni II stammen. Das dritte untere Spektrum vom 21. April enthält drei neue Emissionslinien, welche bei etwa 2.1 sowie 2.2 und $2.3 \mu\text{m}$ auftauchen. Diese werden Co, Si und Ni zugeordnet. Alle drei Spektren haben eine Ca-Linie bei $0.8 \mu\text{m}$, die immer stärker wird. Wie man gut sieht, nimmt die Zahl der Linien mit fortlaufender Zeit nach dem Maximum zu.

Element	Ionisationsstufen
H	I
He	I, II
C	I, II, III
O	I, II, III
Ne	I
Na	I, II
Mg	I, II, III
Si	I, II, III
S	I, II, III
Ca	II
Ti	II
Fe	I, II, III
Co	II

Tabelle 3.1: In dieser Tabelle sind alle Spezies aufgelistet, die im NLTE behandelt werden.

3.2 Erste Modellspektren

Hier werden erste Ergebnisse von Berechnungen der Modellspektren vorgestellt. Das Ziel ist es, die mit PHOENIX berechneten Modellspektren den drei beobachteten Spektren der Supernova SN 2002bo anzupassen. Es werden dafür zunächst nur die Effektivtemperatur T_{eff} und die Expansionsgeschwindigkeit v variiert.

3.2.1 Ausgangsmodell und Parameter

Für die im folgenden vorgestellten Berechnungen wird ein Ausgangsmodell, das ein bereits konvergiertes Modell ist, verwendet. Die Effektivtemperatur für das Ausgangsmodell beträgt $T_{\text{eff}} = 10500$ K und die Expansionsgeschwindigkeit $v = 7500$ km/s. Mehrere Spezies werden dabei im NLTE gerechnet (Tabelle 3.1), alle anderen noch vorhandenen Elemente werden im LTE mitgerechnet. Dieses Ausgangsmodell wird beim Start von PHOENIX eingelesen und als Grundlage für die erste Iteration verwendet. PHOENIX berechnet die Modelle in sphärischer Symmetrie, sodass die Supernovamodelle in Atmosphärenschichten unterteilt sind. Die hier gerechneten Modelle haben 100 Atmosphärenschichten. Die für das Modell verwendeten Elementhäufigkeiten beruhen auf dem W7 Modell [Nomoto *et al.*, 1984].

3.2.2 Erste Modellspektren

Als erstes werden Modelle gerechnet, bei denen die Effektivtemperatur T_{eff} und die Expansionsgeschwindigkeit v variiert werden. Die Effektivtemperatur wird in Schritten von 500 K variiert, die Expansionsgeschwindigkeit in Schritten von 500 km/s. Das Ziel ist es, für jedes beobachtete Spektrum das am besten passende Modellspektrum zu finden.

Für das Spektrum vom 14. März ist als am besten passendes Modellspektrum eins mit $T_{\text{eff}} = 10500$ K und $v = 11000$ km/s gefunden worden. In Abbildung 3.3 ist das beobachtete Spektrum mit zwei Modellspektren dargestellt. Das eine Modellspektrum ist

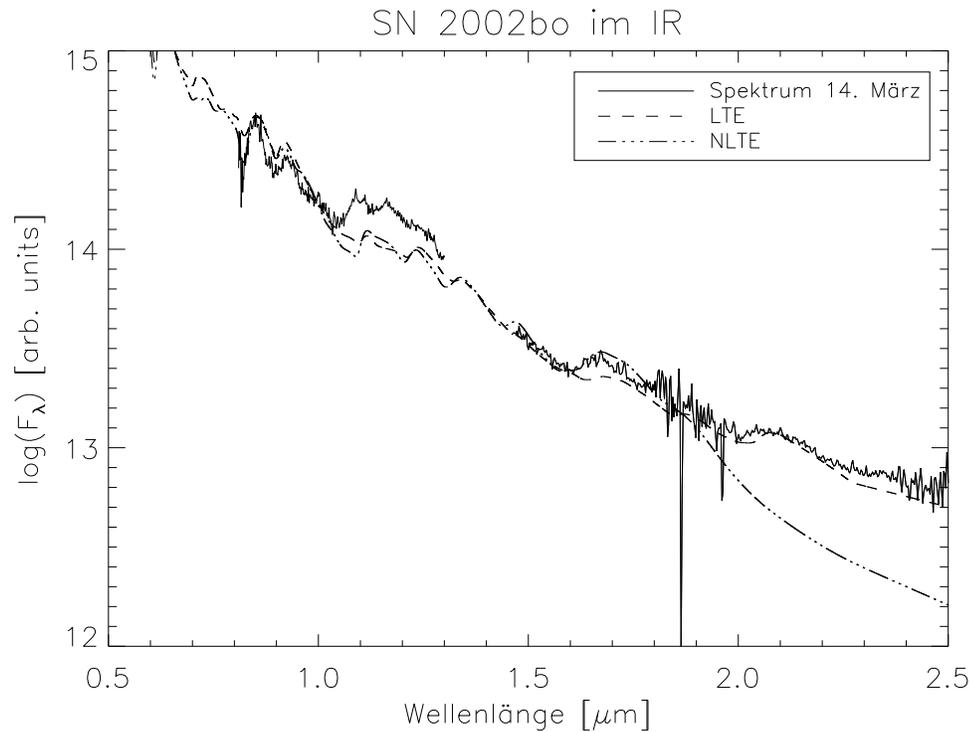


Abbildung 3.3: Das Spektrum vom 14. März ist hier zusammen mit einem LTE- und einem NLTE-Modellspektrum dargestellt.

komplett im LTE gerechnet, das andere mit den oben angegebenen Elementen im NLTE. Das LTE-Modellspektrum passt recht gut zu dem beobachteten Spektrum. Eine Diskrepanz ist nur im Bereich von $1\ \mu\text{m}$ bis $1.3\ \mu\text{m}$ vorhanden. Hier ist der Fluss des beobachteten Spektrums 0.2 Größenordnungen größer als der des Modellspektrums. Für den Bereich um $1.7\ \mu\text{m}$ lässt sich feststellen, dass hier das NLTE Spektrum besser passt als das LTE Spektrum. Am auffälligsten ist die Tatsache, dass es einen großen Unterschied zwischen LTE- und NLTE-Spektrum ab $2\ \mu\text{m}$ gibt. Das LTE-Spektrum passt hier gut zum beobachteten Spektrum, während das NLTE-Modellspektrum ziemlich stark davon abweicht. Bei einer Wellenlänge von $2.5\ \mu\text{m}$ beträgt der Unterschied im Fluss eine halbe Größenordnung. Auf diesen Unterschied wird im nächsten Abschnitt noch genauer eingegangen.

Als nächstes wird das Spektrum vom 3. April betrachtet. In Abbildung 3.4 ist das beobachtete Spektrum zusammen mit zwei Modellspektren dargestellt. Die Werte für die Effektivtemperatur und Expansionsgeschwindigkeit sind auf $T_{\text{eff}} = 8000\ \text{K}$ und $v = 8000\ \text{km/s}$ bestimmt worden. Bis zu einer Wellenlänge von $1.3\ \mu\text{m}$ passen Modellspektren und beobachtetes Spektrum gut zueinander. Ab $1.5\ \mu\text{m}$ gibt es größere Unterschiede zwischen LTE- und NLTE-Spektrum. Das NLTE-Spektrum passt hier besser zum beobachteten Spektrum. Die im beobachteten Spektrum vorhandenen zwei Linien bei $1.5\ \mu\text{m}$ und $1.75\ \mu\text{m}$ sind zumindest annähernd auch im NLTE-Spektrum vorhanden. Auch hier ist wieder zu bemerken, dass ab einer Wellenlänge von $2\ \mu\text{m}$ der Fluss des NLTE-Spektrums stark abfällt, sodass der Unterschied zum beobachteten Spektrum bei $2.5\ \mu\text{m}$ schließlich eine

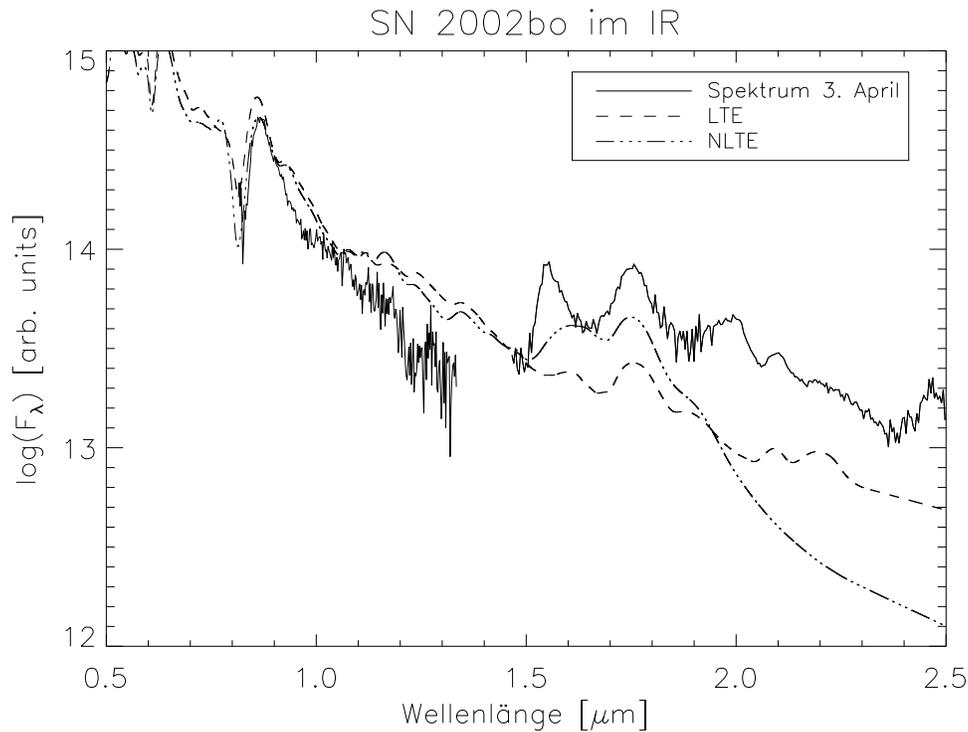


Abbildung 3.4: Hier sind das Spektrum vom 3. April sowie ein daran angepasstes LTE- und NLTE-Modellspektrum dargestellt.

Größenordnung beträgt.

Das dritte und letzte Spektrum ist das vom 21. April. In Abbildung 3.5 ist es zusammen mit einem LTE und NLTE Modellspektrum dargestellt. Effektivtemperatur und Expansionsgeschwindigkeit sind auf $T_{\text{eff}} = 7500 \text{ K}$ und $v = 4000 \text{ km/s}$ bestimmt worden. In einem Wellenlängenbereich von 1 bis $1.2 \mu\text{m}$ ist der Fluss des beobachteten Spektrums etwas größer als der der Modellspektren. Die Unterschiede zwischen LTE und NLTE sind bei diesem Spektrum am stärksten ausgeprägt. Genau wie bei den vorherigen Modellen ist auch hier das NLTE Spektrum ab $2 \mu\text{m}$ stark abfallend. Das im LTE berechnete Modellspektrum passt in diesem Bereich dagegen wieder relativ gut zum beobachteten Spektrum.

Abschließend zu bemerken ist, dass die Entwicklung von Effektivtemperatur und Expansionsgeschwindigkeit der Erwartung entspricht: Die Effektivtemperatur nimmt mit der Zeit nach dem Maximum ab. Dies gilt genauso für die Expansionsgeschwindigkeit. Die gefundenen angepassten Modellspektren sind aber noch nicht zufriedenstellend, weil insbesondere im Bereich von Wellenlängen größer als $2 \mu\text{m}$ die Abweichungen des NLTE Modellspektrums von den beobachteten Spektren zu groß sind.

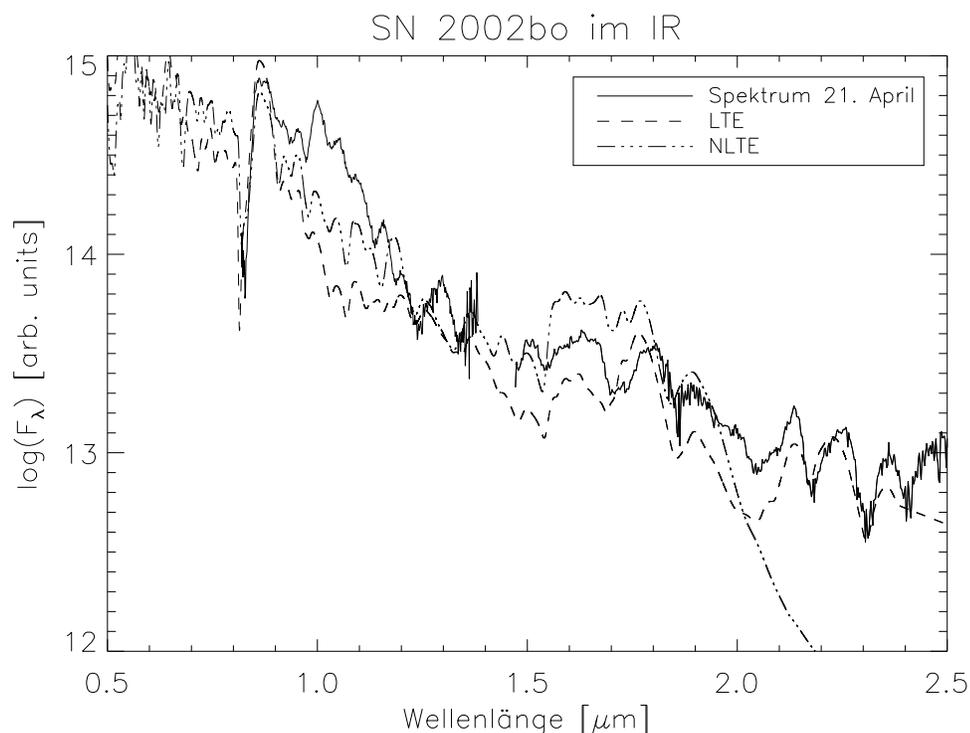


Abbildung 3.5: Das Spektrum vom 21. April ist hier zusammen mit einem LTE- und einem NLTE-Modellspektrum dargestellt.

3.3 Neue Modellatome

Wie im letzten Abschnitt gezeigt worden ist, geben die ersten berechneten Modellspektren die beobachteten Spektren teilweise schon gut wieder. Allerdings gibt es einen Bereich, bei dem es starke Abweichungen gibt. Es wird in diesem Abschnitt gezeigt, dass es nötig ist, neue Modellatome zu erstellen. Die Durchführung der Erstellung neuer Modellatome wird erläutert. Auf die neuen Modellspektren, die mit den neu erstellten Modellatomen gerechnet worden sind, wird anschließend eingegangen.

3.3.1 Unterschied zwischen LTE- und NLTE-Spektrum

Nach ersten Anpassungen durch Veränderung der Effektivtemperatur T_{eff} und der Expansionsgeschwindigkeit v sind schon gut angepasste Modellspektren erhalten worden. Bei allen drei Spektren fällt auf, dass es einen deutlichen Unterschied zwischen LTE- und NLTE-Spektrum für Wellenlängen größer als $2\ \mu\text{m}$ gibt. Eigentlich sollte die Berechnung im NLTE genauer sein und nicht so stark vom LTE abweichen.

Um die Ursache zu veranschaulichen sind jeweils ein LTE und NLTE-Modellspektrum gerechnet worden, bei dem nur Silizium als einziger Bestandteil der Supernova genommen worden ist. Des weiteren ist die Expansionsgeschwindigkeit auf $v = 0\ \text{km/s}$ gesetzt worden, so dass die auftretenden Linien einzeln zu sehen sind und nicht durch das Geschwindigkeitsfeld verschmiert werden. In Abbildung 3.6 sind beide Modellspektren dargestellt. Es

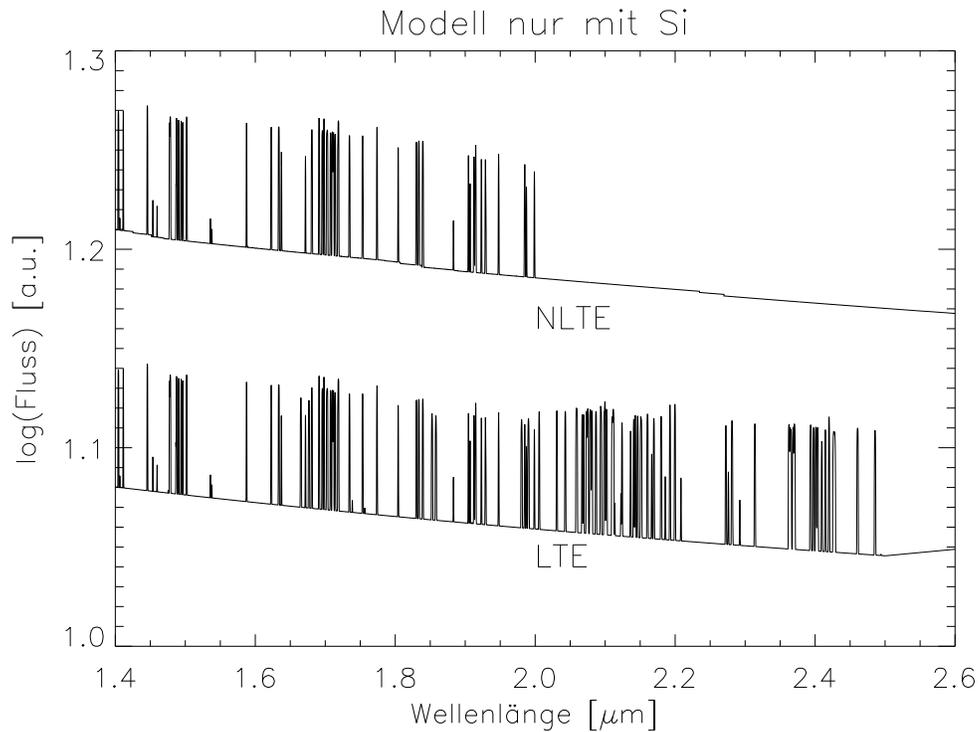


Abbildung 3.6: Das hier dargestellte Modellspektrum ist nur mit Silizium und $v = 0$ km/s gerechnet worden. Das obere ist das NLTE, das untere das LTE-Spektrum.

ist zu sehen, dass im Fall des NLTE für Wellenlängen größer als $2 \mu\text{m}$ keine Linien mehr auftreten. Im Vergleich dazu sind im Fall des LTE auch Linien bei größeren Wellenlängen vorhanden. Diese Beobachtung macht man nicht nur beim Silizium, sondern ebenfalls bei allen anderen Elementen.

Es hat sich herausgestellt, dass es für den Fall des NLTE für Wellenlängen größer als $2 \mu\text{m}$ keine Liniendaten mehr gab. PHOENIX verwendet für Rechnungen im NLTE sogenannte Modellatome. Diese Modellatome enthalten ausgewählte Niveaus und Linien der jeweiligen Spezies eines Atoms und sind in separaten Dateien abgespeichert. Bei der früheren Erstellung dieser Modellatome ist eine Begrenzung bei der Wellenlänge vorgenommen worden. Um also für die künftigen Rechnungen im NLTE auch im Wellenlängenbereich größer als $2 \mu\text{m}$ gute Modellspektren zu erhalten, müssen die Modellatome neu erzeugt und dabei die zusätzlichen Linien mit einbezogen werden.

3.3.2 Erstellung neuer Modellatome

Die frühere Erstellung der Modellatome ist mit den Daten von Kurucz [Kurucz und Bell, 1995] gemacht worden. Da nun alle vorhandenen Modellatome komplett neu erzeugt werden müssen, ist es ratsam die neuesten Daten [Kurucz und Bell, 2006] dafür zu verwenden. Es gibt einige Hilfsprogramme, die die Modellatome aus der Datenbank von Kurucz erstellen. Diese stammen noch von der früheren Erstellung. Für den jetzigen

Gebrauch müssen diese etwas modifiziert werden. Bei der Erstellung der Modellatome gibt es unter anderem einen Parameter, der den Grenzwert der Wellenlänge festlegt. Dieser Parameter wird auf eine sehr große Zahl eingestellt, so dass nun jede Linie für das Modellatom berücksichtigt wird, die in der Liniendatenbank enthalten ist. Dies wird für alle Spezies gemacht, für die bisher schon Modellatome existieren.

Große Listen für die Elemente 20 bis 28

Für die Elemente Ca bis Ni, das sind die Elemente mit den Ordnungszahlen 20 bis 28, gibt es große Listen. Hier sind teilweise für eine Ionisationsstufe mehrere Millionen Linien enthalten. In diesen Listen sind zum Beispiel auch Linien enthalten, die nur theoretisch vorhergesagt, aber bisher nicht beobachtet worden sind. Diese Linien werden nicht als primäre Linien in die Modellatome mit einbezogen. Diese großen Listen haben wiederum ein anderes Format. Die Hilfsprogramme werden wieder entsprechend modifiziert, um aus der Liste das gewünschte Modellatom zu erzeugen.

3.3.3 Erstellung der sekundären Linienliste

Aus den Daten der Kurucz Datenbank wird eine Datei erstellt, die das Modellatom darstellt. In die Modellatome kommen nur die stärksten Linien als primäre Linien. Da die übriggebliebenen Linien aber auch eine Auswirkung auf das Spektrum haben können, werden diese in einer sogenannten fuzz-Linienliste gespeichert. Die fuzz-Linienlisten der einzelnen Spezies werden zu einer Gesamtliste zusammengefügt, welche bei NLTE-Rechnungen von PHOENIX verwendet wird. Insgesamt enthält die neue fuzz-Linienliste nun über 61 Millionen Linien. Die alte fuzz-Linienliste hat nur rund 19 Millionen Linien.

Man hat nun für jeden Ionisationsgrad eines Atoms ein Modellatom und eine Liste mit den gesamten fuzz-Linien aller Atome und Ionisationsstufen. Die gesamte Anzahl der Linien der Modellatome ist von ca. 111k auf 180k gestiegen, was einem Zuwachs von etwa 62% entspricht. Dieser resultiert fast ausschließlich aus der Zunahme von Linien mit einer Wellenlänge größer als $2 \mu\text{m}$.

3.3.4 Neue LTE-Linienliste

In die LTE-Linienliste kommen alle Linien, die in der Kuruczdatenbank enthalten sind. Die bisherige LTE-Linienliste beruht auf den alten Daten. Für die Erstellung der Modellatome und der fuzz-Linienliste für den NLTE-Modus sind die neuen Daten verwendet worden, so dass nun deutlich mehr Linien für die Rechnungen im NLTE zur Verfügung stehen als im LTE. Um konsistent mit den NLTE-Daten zu sein, wird eine neue LTE-Linienliste aus den neuesten Daten erstellt. Dafür werden alle in der Datenbank vorhandenen Linien in eine neue LTE-Linienliste gepackt, welche dadurch deutlich größer wird. Enthält die alte Liste rund 42 Millionen Linien, so sind es bei der neuen LTE-Linienliste etwa 85 Millionen Linien.

3.3.5 Neue Modellspektren

Aufgrund der größer gewordenen Anzahl von Linien und Niveaus ist die Rechenzeit für Modelle deutlich um etwa 50% angewachsen.

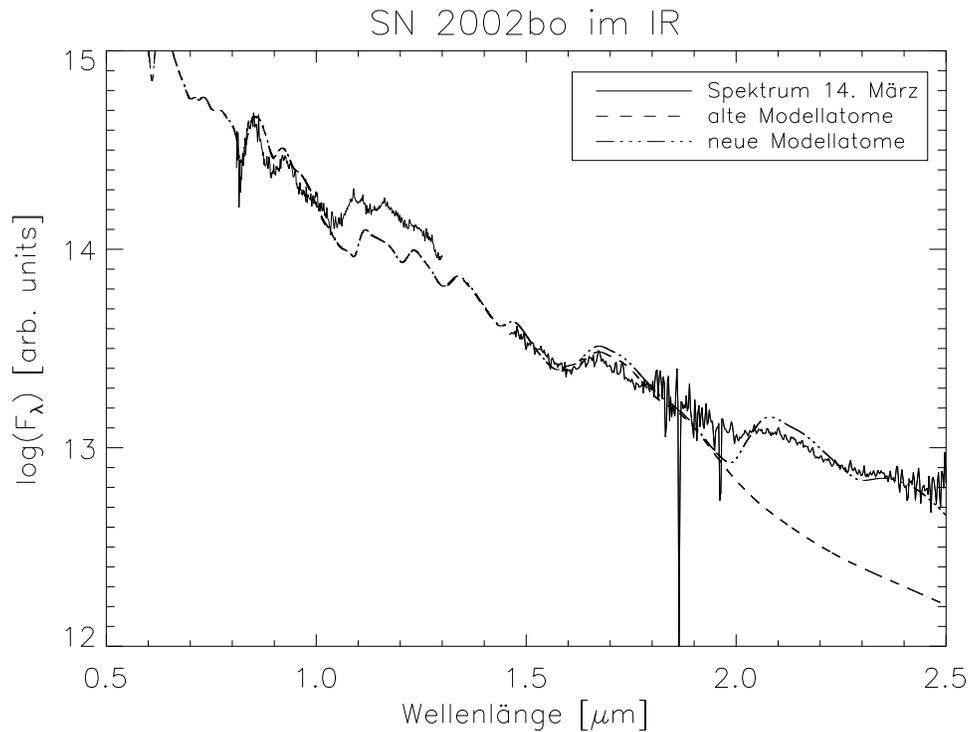


Abbildung 3.7: Hier ist das Spektrum vom 14. März sowie ein Vergleich von Modellspektren, die mit den alten und den neuen Modellatomen gerechnet worden sind, dargestellt.

Für alle drei Spektren werden jetzt neue Modellspektren mit den neuen Modellatomen berechnet. In Abbildung 3.7 ist das Spektrum vom 14. März mit zwei Modellspektren, einmal mit den alten und einmal mit den neuen Modellatomen gerechnet, dargestellt. Die Effektivtemperatur beträgt $T_{\text{eff}} = 10500 \text{ K}$ und die Expansionsgeschwindigkeit $v = 11000 \text{ km/s}$. Es ist deutlich zu sehen, welche Auswirkungen die neuen Modellatome auf das Modellspektrum haben. Bei den anderen beobachteten Spektren ist dieser Effekt genauso deutlich zu erkennen.

Durch die Erweiterung der Modellatome sind die Modellspektren deutlich besser geworden. Für die weiteren Modellrechnungen werden daher stets die neuen Modellatome verwendet.

3.4 Hydrodynamische Modelle

Ein weiterer Ansatz zur Berechnung von Modellspektren sind die sogenannten hydrodynamischen Modelle. Mit PHOENIX ist es möglich eine vorgegebene hydrodynamische Struktur einer Supernova einzulesen und auf deren Grundlage Modellberechnungen durchzuführen. Erste Ergebnisse und Vergleiche zwischen verschiedenen hydrodynamischen Modellen werden präsentiert.

3.4.1 Funktionsweise

Das Programmpaket PHOENIX erlaubt es hydrodynamische Modelle einzulesen, auf deren Grundlage dann Modellberechnungen durchgeführt werden können. Es lassen sich so verschiedene Modellspektren von hydrodynamischen Modellen berechnen und testen, welche am besten mit den beobachteten Spektren übereinstimmen. Dies ist im optischen Spektralbereich für einige Supernovae schon durchgeführt worden. Ergebnisse und eine Beschreibung der Funktionsweise von hydrodynamischen Modellen in PHOENIX sind unter anderem bei [Nugent *et al.*, 1997] und [Lentz *et al.*, 2001b] zu finden.

Für die Berechnungen mit hydrodynamischen Modellen werden die Temperatur-, Dichte-, Druck- und Geschwindigkeitsstruktur beim Start eingelesen und vorgegeben.

Die Vorgabe der Zusammensetzung der Supernova ist bei den hydrodynamischen Modellen anders. Hier wird nicht mehr eine Gesamthäufigkeit vorgegeben, sondern eine Häufigkeit der Elemente in jeder einzelnen Schicht.

Bei einer Supernovaexplosion entstehen eine Reihe von radioaktiven Elementen, welche durch ihren Zerfall und die Emission von γ -Strahlung Energie in der Supernova abgeben. Diese radioaktive Energieabgabe für jede einzelne Schicht wird im hydrodynamischen Modell mitberücksichtigt.

Die Temperaturstruktur des Modells wird im Modus zur Berechnung mit hydrodynamischen Modellen nicht über die Effektivtemperatur vorgegeben. Es wird stattdessen eine Vorgabe der anzustrebenden Leuchtkraft vorgenommen. Dies ist die Gesamtleuchtkraft der Supernova. Als Eingabe wird in PHOENIX nicht die Leuchtkraft L sondern $L/(4\pi)^2$ vorgegeben. Alle weiteren hier angegebenen Werte geben deshalb nicht die Leuchtkraft L sondern $L/(4\pi)^2$ wieder. Auch die Expansionsgeschwindigkeit ist durch das hydrodynamische Modell und die Angabe der anzustrebenden Leuchtkraft vorgegeben.

3.4.2 Modellrechnungen

In dieser Arbeit werden drei verschiedene hydrodynamische Modelle betrachtet. Das eine Modell ist das Deflagrations Modell W7, die anderen beiden sind zwei Delayed Detonation Modelle. Die beiden hier benutzten Delayed Detonation Modelle sind die Modelle 16 und 25 aus [Höflich *et al.*, 2002], die im folgenden mit DD16 und DD25 bezeichnet werden. Das W7 und das Delayed Detonation Modell sind die beiden favorisierten hydrodynamischen Explosionsmodelle für Supernovae vom Typ Ia. Ein Vergleich der Modellspektren mit den beobachteten Spektren kann somit einen Rückschluss auf das richtige Explosionsmodell liefern. Die drei hier benutzten hydrodynamischen Modelle sind bereits für die Berechnung von optische Modellspektren angewendet worden [Baron *et al.*, 2006]. Dort ist auch eine genauere Beschreibung der drei hydrodynamischen Modelle zu finden.

In Abbildung 3.8 ist die Dichte ρ der verschiedenen hydrodynamischen Modelle in Abhängigkeit vom Radius dargestellt. Gut zu erkennen ist, dass sich beide Delayed-Detonation Modelle ähneln und das W7 Modell dagegen deutlich anders aussieht.

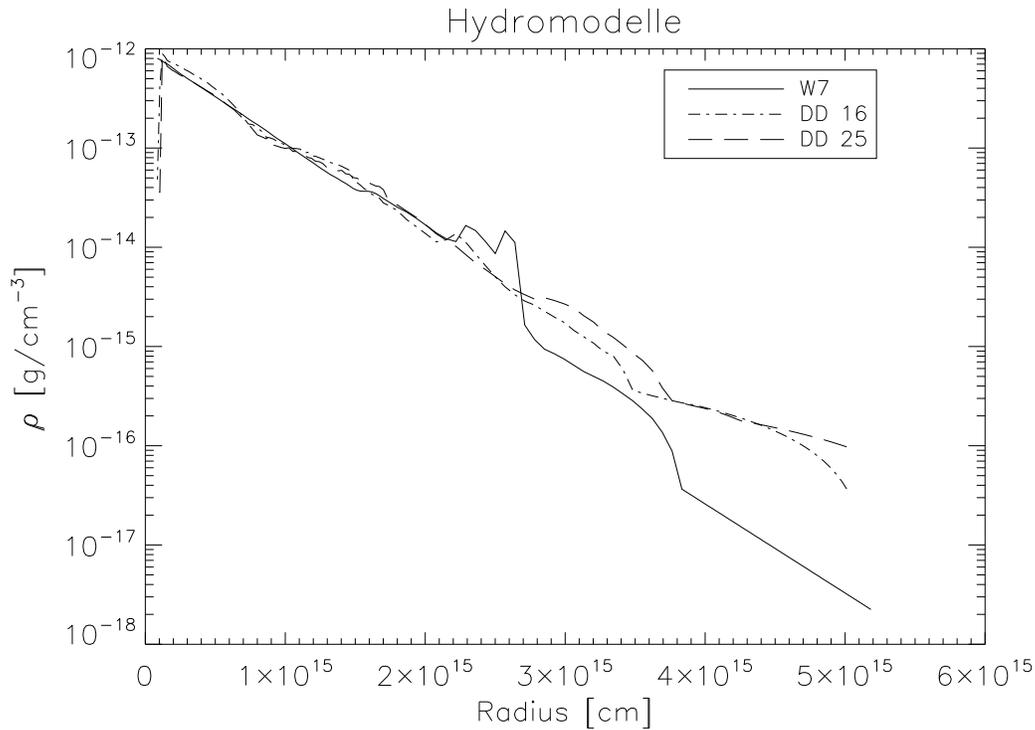


Abbildung 3.8: Hier sind die unterschiedlichen Dichtestrukturen der hydrodynamischen Modelle in Abhängigkeit vom Radius dargestellt.

Alle drei hydrodynamischen Modelle liegen in 128 Schichten vor. Somit sind die weiteren Berechnungen der hydrodynamischen Modelle ebenfalls mit 128 Schichten geschehen.

Es soll nun herausgefunden werden, welches der hydrodynamischen Modelle die Spektren der Supernova SN 2002bo am besten wiedergibt. Dazu wird durch Variation der anzustrebenden Leuchtkraft nach dem Modellspektrum gesucht, das am besten zu dem beobachteten Infrarotspektrum vom 14. März passt.

Abbildung 3.9 zeigt den Vergleich der drei hydrodynamischen Modellspektren, die im LTE gerechnet worden sind, sowie das beobachtete Spektrum vom 14. März. Die anzustrebende Leuchtkraft beträgt für alle drei Modellspektren $6 \cdot 10^{40}$ erg/s. Für Wellenlängen kleiner als $1 \mu\text{m}$ ist bei allen drei hydrodynamischen Modellen der Fluss der Modellspektren deutlich größer als der des beobachteten Spektrums. Für Wellenlängen größer als $1 \mu\text{m}$ ist vor allem das DD16 Modellspektrum dem beobachteten Spektrum sehr ähnlich. Das W7 Modell passt dagegen schlechter, weil hier der Fluss bei größeren Wellenlängen niedriger ist. Die beiden Delayed Detonation Modelle passen deutlich besser als das W7 Modell.

Bisher sind nur Modellspektren im LTE vorgestellt und verglichen worden. Natürlich sollen die hydrodynamischen Modelle auch im NLTE gerechnet werden. In Abbildung 3.10 sind die Ergebnisse für die verschiedenen hydrodynamischen Modelle neben dem beobachteten

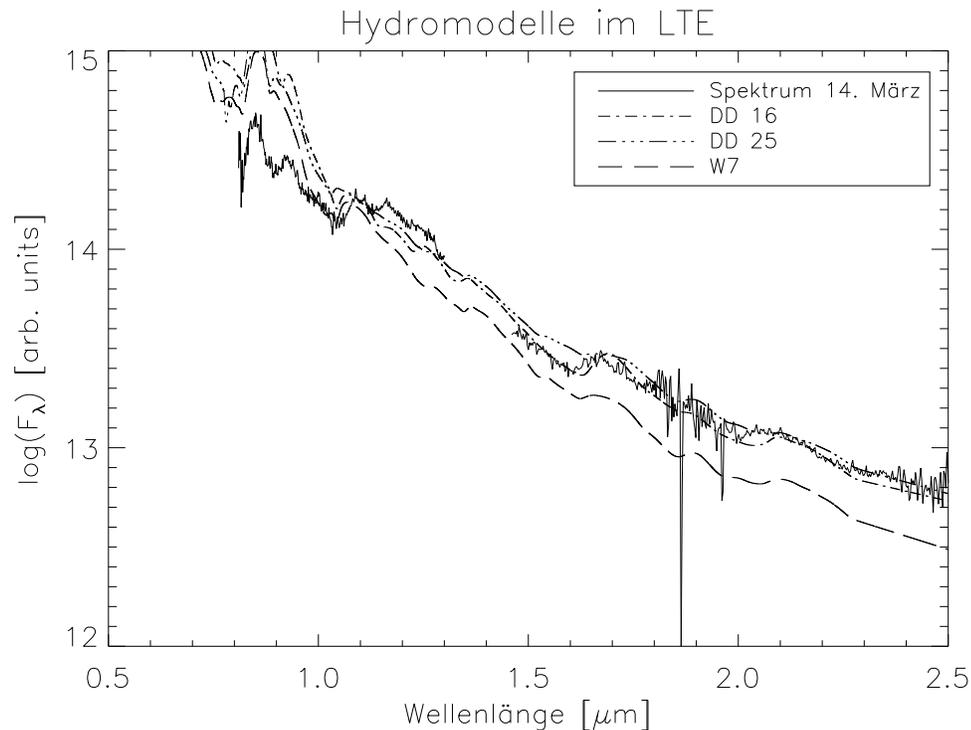


Abbildung 3.9: Das Spektrum vom 14. März ist zusammen mit drei verschiedenen hydrodynamischen Modellspektren im LTE dargestellt.

Spektrum vom 14. März zu sehen. Die anzustrebende Leuchtkraft beträgt für alle drei hydrodynamischen Modelle $6 \cdot 10^{40}$ erg/s. Für Wellenlängen kleiner als $1 \mu\text{m}$ geben jetzt alle drei hydrodynamischen Modelle das beobachtete Spektrum besser als beim LTE wieder. Die Linie bei $1,7 \mu\text{m}$ ist allen NLTE-Modellen im Vergleich mit dem beobachteten Spektrum deutlich zu stark ausgeprägt. Insgesamt gesehen sind die Modellspektren schlechter geworden, sodass sowohl die Rechnungen im LTE als auch die vorherigen Modelle besser zum beobachteten Spektrum passen. Auch wenn die LTE Modellspektren besser zu den beobachteten Spektren passen, ist für den Fall einer Supernova dies jedoch eine unrealistische Annahme. In den Supernova-Atmosphären tritt viel Streuung auf, so dass hier NLTE-Effekte unbedingt zu berücksichtigen sind.

3.5 Einfluss der Atomlinien

Eine Supernova des Typs Ia enthält kaum Wasserstoff, was dazu führt, dass das Spektrum einer Supernova des Typs Ia praktisch keine Kontinuumsstrahlung enthält. Es setzt sich allein aus den einzelnen Linien der Atome zusammen. Somit sind die Atomliniendaten für die Modellierung eines Spektrums sehr wichtig. Diese Wichtigkeit der Atomliniendaten wird im Infraroten noch durch einen weiteren Effekt verstärkt: Die Anzahl der Linien pro Wellenlängenintervall nimmt, je weiter man ins Infrarote kommt, ab. Das wiederum bedeutet, dass dort jede einzelne Linie um so stärkere Effekte auf das Spektrum hat.

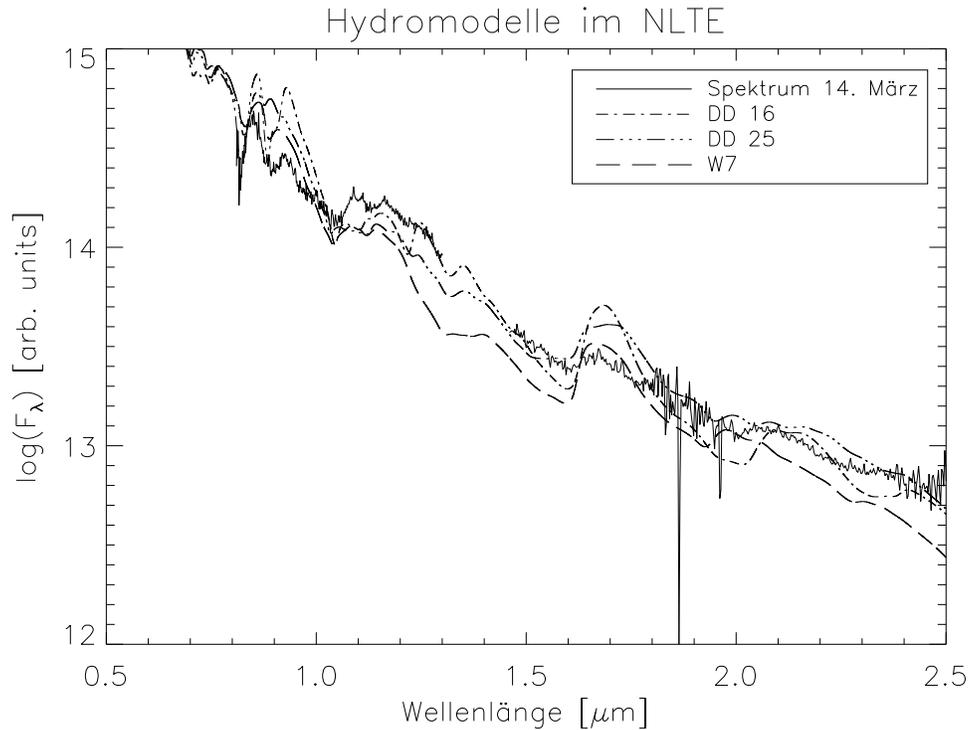


Abbildung 3.10: Hier sind das Spektrum vom 14. März sowie drei verschiedene hydrodynamische Modellspektren im NLTE dargestellt.

In diesem Abschnitt wird nun genau untersucht, welche Linien wichtig für das Spektrum sind. Dies ist interessant für die Modellrechnungen im NLTE, weil eine Rechnung im NLTE erheblich mehr Zeit kostet und man sich deswegen dort nur auf die wichtigsten Linien beschränkt. Es wird nun überprüft, ob die bisher berücksichtigten Linien ausreichen oder mehr Linien für die NLTE Rechnungen benötigt werden. Die bisherigen Modellatome sind nach einer Reihe von Auswahlkriterien erstellt worden, dabei sind nur Linien mit einem gf Wert von $\log(gf) \geq -3$ ausgewählt worden. In diesem Abschnitt wird jetzt die Grenze des $\log(gf)$ Wertes untersucht. Dabei wird zuerst überprüft, ob die Grenze gut gewählt ist. Falls dies nicht der Fall ist, wird der beste Grenzwert für $\log(gf)$ bestimmt.

3.5.1 Vorgehensweise

Die Testrechnungen zur Überprüfung der Grenze des $\log(gf)$ Wertes werden auf folgende Weise durchgeführt: Von einem konvergierten LTE-Ausgangsmodell ausgehend wird ein reines LTE-Spektrum, welches als Vergleichsspektrum dient, berechnet. Nun wird ausgehend vom selben LTE-Ausgangsmodell für jede Spezies einzeln jeweils ein Spektrum im NLTE berechnet. Es wird dabei nur eine Spezies zur Zeit im NLTE gerechnet, um die möglicherweise auftretenden Unterschiede zum LTE-Spektrum gleich zuordnen zu können. Wichtig ist, dass bei der Berechnung des Spektrums die fuzz-Linienliste nicht mit einbezogen wird, sodass nur die Linien aus dem Modellatom mitgerechnet werden. Treten Unterschiede zwischen LTE- und NLTE-Spektrum auf, so bedeutet dies, dass im

Modellatom wichtige Linien fehlen. Durch Veränderung der $\log(gf)$ Grenze werden mehr Linien für das Modellatom berücksichtigt, um den Unterschied zum LTE Spektrum zu verkleinern. Den bestmöglichen Wert für die $\log(gf)$ Grenze erhält man durch Berücksichtigung mehrerer Gesichtspunkte: Zum einen sollte der Unterschied zwischen NLTE- und LTE-Spektrum möglichst vernachlässigbar klein sein. Auf der anderen Seite erfordert jedoch jede neue Linie im NLTE einen deutlich größeren Zeitaufwand bei den Modellrechnungen. Zur Festlegung der $\log(gf)$ Grenze ist ein gutes Verhältnis von zusätzlichem Aufwand und resultierendem Nutzen zu finden.

Die oben beschriebene Testrechnung muss für jede Spezies einzeln durchgeführt werden. Weiter sind für Supernovaspektren verschiedener Leuchtkraft jeweils andere Spezies und Linien wichtig für die Spektrenbildung. Um dies mit zu berücksichtigen werden Spektren verschiedener Leuchtkraft beim Test verwendet. Es sind hier vier Modelle mit einer Leuchtkraft von $6 \cdot 10^{40}$ erg/s, $1 \cdot 10^{40}$ erg/s, $2 \cdot 10^{39}$ erg/s und $2 \cdot 10^{38}$ erg/s ausgewählt worden. Diese überdecken den üblichen Bereich von Supernovaspektren vom Typ Ia. Zusätzlich zu den verschiedenen Einflüssen bei unterschiedlichen Leuchtkräften kann es auch Unterschiede bei verschiedenen hydrodynamischen Modellen geben, was auch überprüft werden muss. Dieser Test wird erst einmal nur für das hydrodynamische Modell DD16 durchgeführt. Später wird überprüft, ob andere hydrodynamische Modelle ähnliche oder andere Ergebnisse liefern.

3.5.2 Ergebnisse

In diesem Abschnitt werden die gefundenen Ergebnisse der Testrechnungen vorgestellt. Es hat sich dabei gezeigt, dass sich für die meisten Spezies keine Unterschiede zwischen dem NLTE- und dem LTE-Spektrum ergeben. Dies bedeutet, dass die Grenze des gf Wertes von $\log(gf) = -3$ gut gewählt worden ist. Allerdings gilt dies nicht für alle Spezies. Bei einigen Spezies sind Unterschiede zwischen dem NLTE- und dem LTE- Spektrum festgestellt worden. Auf diese Unterschiede wird im folgenden näher eingegangen.

Kobalt

Das Kobalt ist das erste Element, das hier genauer betrachtet werden soll. Es werden in den Testrechnungen die ersten drei Ionisationsstufen Co I, Co II und Co III untersucht. Dabei ist festgestellt worden, dass für alle drei Ionisationsstufen Unterschiede zwischen dem NLTE- und dem LTE-Spektrum zu finden sind. Das Kobalt ist somit sehr wichtig für die Spektrenbildung. Die Unterschiede bei den einzelnen Spezies werden im folgenden genauer vorgestellt.

Zunächst wird das Co I genauer betrachtet. Wie oben beschrieben wird das LTE-Spektrum mit dem NLTE-Spektrum, dass nur mit Co I im NLTE gerechnet worden ist, verglichen. In der Abbildung 3.11 sind die beiden Vergleichsspektren dargestellt, wobei hier das Spektrum mit der anzustrebenden Leuchtkraft von $2 \cdot 10^{38}$ erg/s benutzt wird. Der deutlichste Unterschied zwischen LTE- und NLTE-Spektrum ist bei einer Wellenlänge von etwa $1 \mu\text{m}$ zu erkennen. Bei anderen Wellenlängen sind auch Unterschiede zwischen den Spektren vorhanden. Dies bedeutet, dass die Grenze des gf Wertes von $\log(gf) = -3$ nicht ausreichend ist. Deswegen wird der Grenzwert auf $\log(gf) = -4$ geändert und das

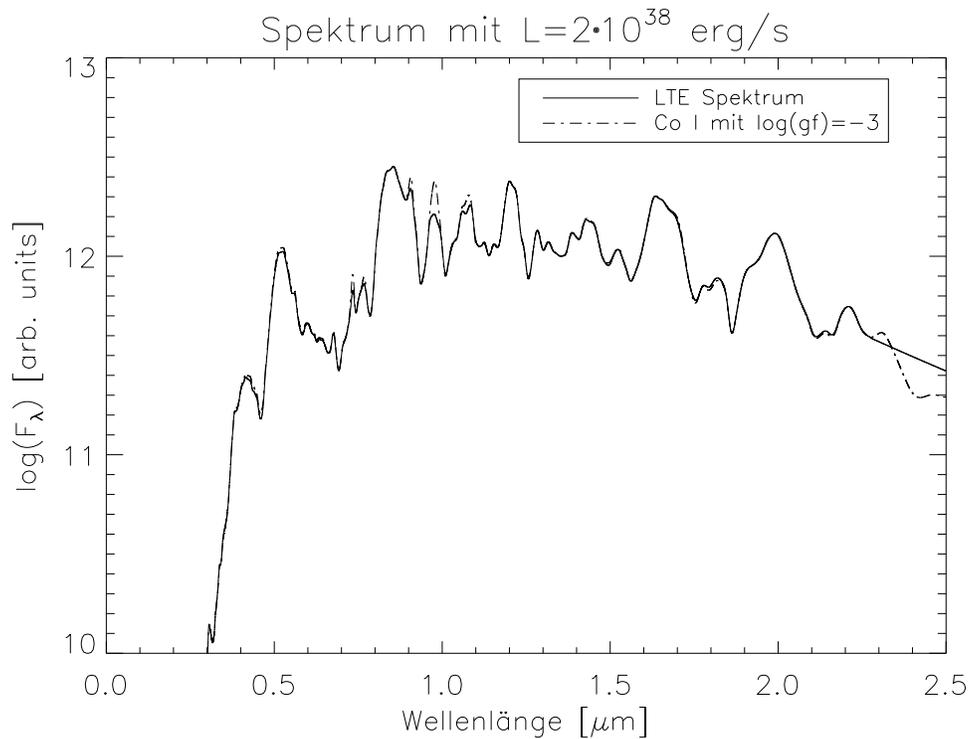


Abbildung 3.11: Hier sind die Vergleichsspektren von LTE und Co I im NLTE dargestellt. Die anzustrebende Leuchtkraft für dieses Spektrum beträgt $L = 2 \cdot 10^{38}$ erg/s.

Modellatom neu erstellt.

Diese Änderung des gf Grenzwertes hat keine Auswirkung auf das NLTE-Spektrum. Der Unterschied zum LTE Spektrum bleibt, so wie er vorher gewesen ist, bestehen. Wird der Grenzwert auf $\log(gf) = -5$ gesetzt, verschwinden die Unterschiede zwischen NLTE- und LTE-Testspektrum. Dies bedeutet, dass im Fall des Co I für den gf Wert eine Grenze von $\log(gf) = -5$ gewählt werden sollte. Das hier untersuchte Spektrum hat eine geringe Leuchtkraft, was bedeutet, dass das Co I nur bei niedrigen Effektivtemperaturen von Bedeutung ist. Bei Spektren größerer Leuchtkraft sind keine Unterschiede beim Co I zu erkennen.

Der neue Grenzwert des gf Wertes von $\log(gf) = -5$ vergrößert das Modellatom des Co I deutlich. Es enthält jetzt insgesamt 12382 Linien, während das alte Modellatom 6447 Linien beinhaltet. Die Anzahl der Niveaus ist bei einem Wert von 364 gleich geblieben.

Am deutlichsten sind Unterschiede beim Vergleich vom NLTE- mit dem LTE-Spektrum beim Co II zu erkennen. In Abbildung 3.12 sind eine Reihe von Testspektren dargestellt. Die durchgezogene Linie zeigt das LTE-Spektrum, während die untere Linie das Spektrum der Rechnung mit Co II im NLTE bei einem Grenzwert von $\log(gf) = -3$ zeigt. Im Wellenlängenbereich von $1.2 \mu\text{m}$ bis $1.5 \mu\text{m}$ ist deutlich ein Unterschied zu erkennen, aber auch in anderen Bereichen wie etwa bei $2 \mu\text{m}$ sind Unterschiede vorhanden. Somit ist eine

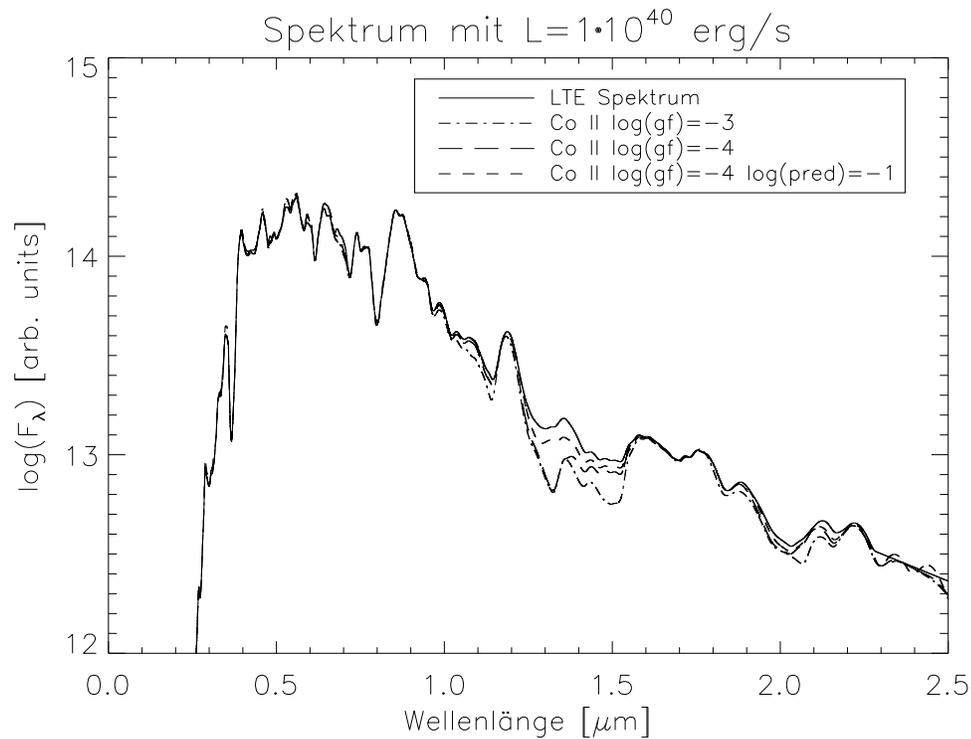


Abbildung 3.12: In dieser Abbildung sind die Auswirkungen der Änderungen des gf Wertes für Co II dargestellt.

Änderung des gf Grenzwertes nötig, um die Unterschiede zu verkleinern. Die Änderung des gf Grenzwertes auf $\log(gf) = -4$ ergibt deutliche Verbesserungen. Das Testspektrum ist in Abbildung 3.12 durch die langgestrichelte Linie gezeigt. Zwischen $1 \mu\text{m}$ und $1.1 \mu\text{m}$ ist der Unterschied fast verschwunden, aber auch in anderen Bereichen treten Verbesserungen auf. Im Bereich um $1.5 \mu\text{m}$ gibt es Veränderungen, während im Bereich bei $1.3 \mu\text{m}$ keine Unterschiede zu sehen sind. Eine weitere Änderung des $\log(gf)$ Grenzwertes auf noch kleinere Werte ergibt keine weiteren Verbesserungen, aber es sind immer noch deutliche Unterschiede zwischen NLTE- und LTE-Spektrum vorhanden.

Die Atomlinienliste von [Kurucz und Bell, 2006] enthält auch Daten von Linien, die zwar aus theoretischen Betrachtungen berechnet, aber nie im Labor beobachtet worden sind. Diese sogenannten *predicted lines* sind in der LTE-Linienliste enthalten. Zur Erstellung der Modellatome sind diese Linien jedoch nicht als primäre Linien mit berücksichtigt worden, sondern befinden sich in der fuzz-Linienliste. Die verbleibenden Unterschiede zwischen LTE- und NLTE-Spektrum sind durch das Fehlen eben dieser Linien in den NLTE Modellatomen zu erklären. Um auch die *predicted lines* mit zu berücksichtigen, wird zusätzlich zu der Grenze des gf Wertes eine Grenze für den gf Wert der *predicted lines* eingeführt. Dieser wird zuerst einmal auf $\log(gf_{\text{pred}}) = -1$ festgelegt.

Wie in der Abbildung 3.12 zu sehen ist, ergibt dies eine Verbesserung des NLTE-Testspektrums. Es bleibt natürlich die Frage, ob die Hinzunahme der *predicted lines*

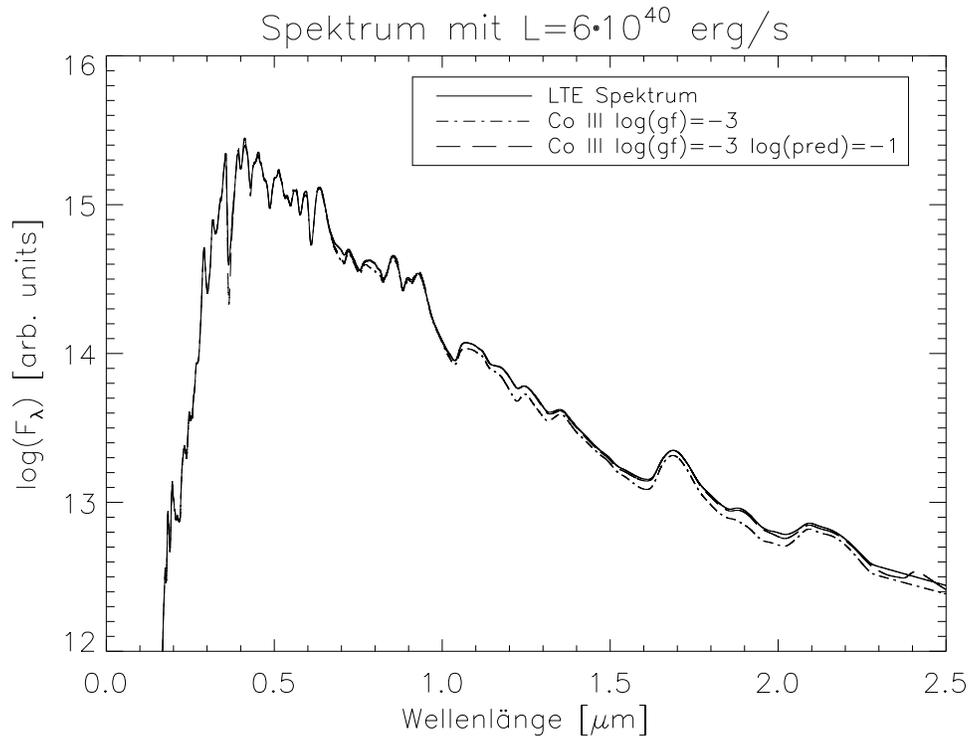


Abbildung 3.13: Hier sind die Vergleichsspektren von LTE und Co III im NLTE dargestellt.

physikalisch korrekt ist, schließlich benutzt man jetzt theoretische Linien, die noch nie beobachtet worden sind. Da die LTE Linienliste aber diese *predicted lines* enthält, ist es zumindest aus Gründen der Konsistenz sinnvoll, diese Linien auch für das NLTE mit zu berücksichtigen. Ob es wirklich sinnvoll ist, müssen Vergleiche von Rechnungen mit diesen neuen Modellatomen mit beobachteten Spektren zeigen.

Das neue Co II Modellatom hat jetzt 2325 Niveaus und 20762 Linien, während das alte Modellatom 255 Niveaus und 2853 Linien enthält. Eine weitere Änderung des gf Grenzwertes der *predicted lines* führt zu einer weiteren Vergrößerung des Modellatoms. Bei einem Grenzwert von $\log(gf_{\text{pred}}) = -2$ enthält es dann ca. 55000 Linien. Die daraus resultierenden Verbesserungen stehen jedoch in keiner Relation mehr zum Rechenaufwand. Das Co II Modellatom wird deswegen auf die Grenzen von $\log(gf) = -4$ und $\log(gf_{\text{pred}}) = -1$ festgelegt.

Auch bei der dritten untersuchten Spezies dem Co III gibt es Unterschiede zwischen dem LTE- und dem NLTE-Testspektrum, die bei einer Leuchtkraft von $6 \cdot 10^{40}$ erg/s auftreten. In Abbildung 3.13 sind beide Testspektren dargestellt. Es ist zu erkennen, dass diese Unterschiede hauptsächlich im Infraroten auftreten. Eine Änderung des gf Grenzwertes resultiert aber nicht in einer Verkleinerung der Unterschiede, sodass auch hier die *predicted lines* mit einbezogen werden müssen. Zunächst wird ein Wert von $\log(gf_{\text{pred}}) = -1$ benutzt, was zu einer guten Verbesserung des NLTE Spektrums führt. Da die Spektren jetzt fast identisch sind, ist eine weitere Änderung des gf Grenzwertes der *predicted lines* nicht notwendig.

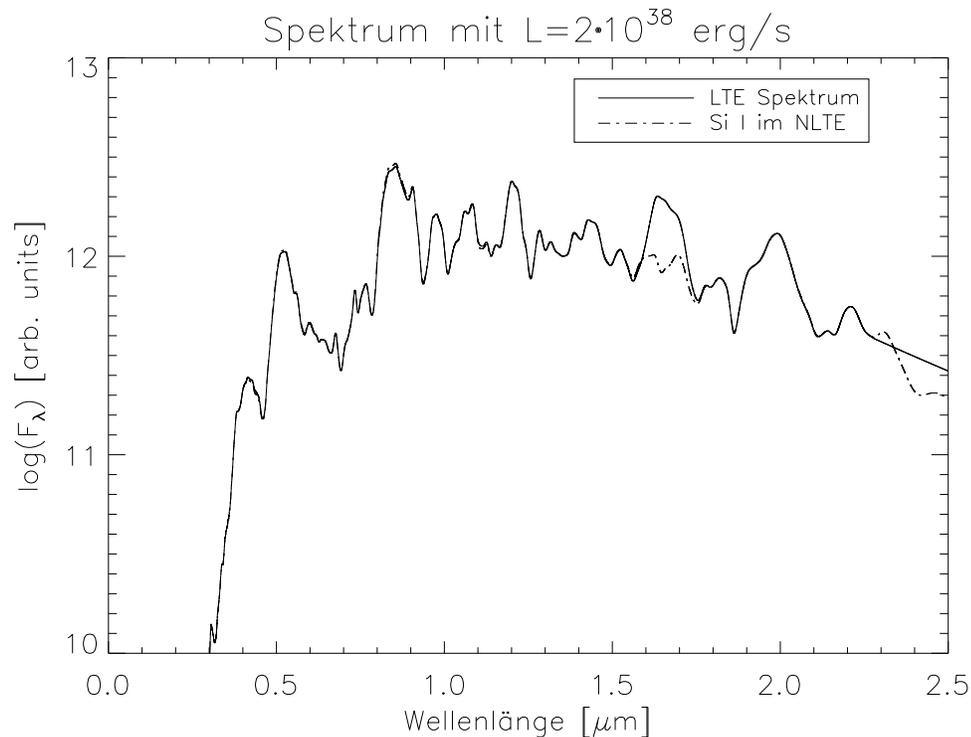


Abbildung 3.14: Die Vergleichsspektren von LTE und Si I im NLTE sind hier dargestellt.

Genau wie beim Co II führt hier die Hinzunahme der *predicted lines* zu einer starken Vergrößerung des Co III Modellatoms. Das Co III Modellatom hat jetzt 3862 Niveaus und 36768 Linien, während das alte 213 Niveaus und 2248 Linien enthält.

Einzelne Linien

Neben den Unterschieden, die beim Kobalt gefunden worden sind, gibt es auch bei anderen Elementen Unterschiede zwischen dem NLTE- und LTE-Testspektrum, welche beim Spektrum mit der kleinsten Leuchtkraft von $2 \cdot 10^{38}$ erg/s auftreten. Die Spezies, die hier Unterschiede zeigen, sind Si I und Ca I. Bemerkenswerterweise ist festgestellt worden, dass diese Unterschiede auf nur je eine einzelne Linie zurückzuführen sind.

In der Abbildung 3.14 sind das LTE- und NLTE-Spektrum vom Si I dargestellt. In einem Wellenlängenbereich von 1.6 bis 1.7 μm gibt es einen deutlich erkennbaren Unterschied. Wieder wird versucht eine Verbesserung durch die Änderung des $\log(gf)$ Grenzwertes zu erreichen, was zunächst zu keiner Verbesserung führt. Wenn man schließlich den gf Grenzwert auf $\log(gf) = -8$ setzt, ist das NLTE-Spektrum mit dem LTE-Spektrum identisch. Es ist interessant, dass Linien mit solch einem kleinen gf Wert noch Unterschiede im Spektrum hervorrufen. Bei einer genauen Betrachtung der Atomlinienliste ist herausgefunden worden, dass dieser Unterschied von nur einer einzigen Linie verursacht wird. Bei einer Wellenlänge von 16454.533 Å ist diese Linie zu finden, der gf Wert dieser Linie beträgt $\log(gf) = -7.5$.

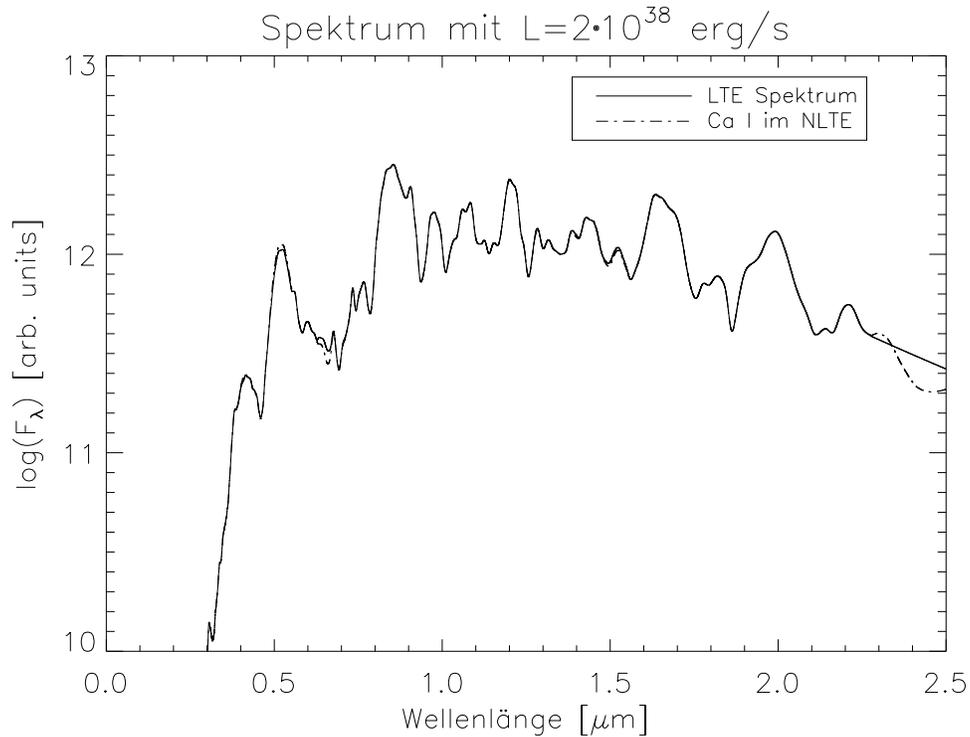


Abbildung 3.15: Dargestellt sind hier die Vergleichsspektren von LTE und Ca I im NLTE.

Der in Abbildung 3.14 deutlich erkennbare Unterschied wird nur von einer einzelnen schwachen Linie verursacht. Ein weiterer Blick in die Atomlinienliste gibt eine mögliche Erklärung dafür. Die besagte Linie ist der Übergang zwischen dem 3. und 4. Niveau des Si I. Durch eine starke Besetzung der entsprechenden Niveaus hat die vermeintlich schwache Linie doch einen recht starken Einfluss auf das Spektrum.

In Abbildung 3.15 sind die LTE- und NLTE-Testspektren vom Ca I dargestellt. Im Wellenlängenbereich zwischen 0.6 und $0.7 \mu\text{m}$ ist der nicht sehr große Unterschied zu erkennen. Auch hier ist wieder eine einzige Linie dafür verantwortlich. Diese Linie hat eine Wellenlänge von 6572.8 \AA und einen gf Wert von $\log(gf) = -4.290$. Nimmt man diese Linie zum Modellatom hinzu, verschwindet der Unterschied zwischen dem NLTE- und LTE-Spektrum.

Wieder ist die Linie ein Übergang zwischen zwei niedrigen Niveaus. Und zwar handelt es sich um den Übergang zwischen dem 2. und 3. Niveau des Ca I. Man findet hier dieselben Bedingungen wie beim Si I vor. Die mögliche Erklärung ist deshalb hier dieselbe.

Abschließend bleibt zu prüfen, wie man diese einzelnen Linien bei der Auswahl mit in das Modellatom bekommt. Man kann einen weiteren Parameter einführen, der die Hinzunahme aller Linien zwischen kleinen Niveaus ins Modellatom bewirkt. Im Fall des Si I und des Ca I ist dies unbedingt erforderlich. Da es aber generell nicht viele Linien sind, die hinzukommen

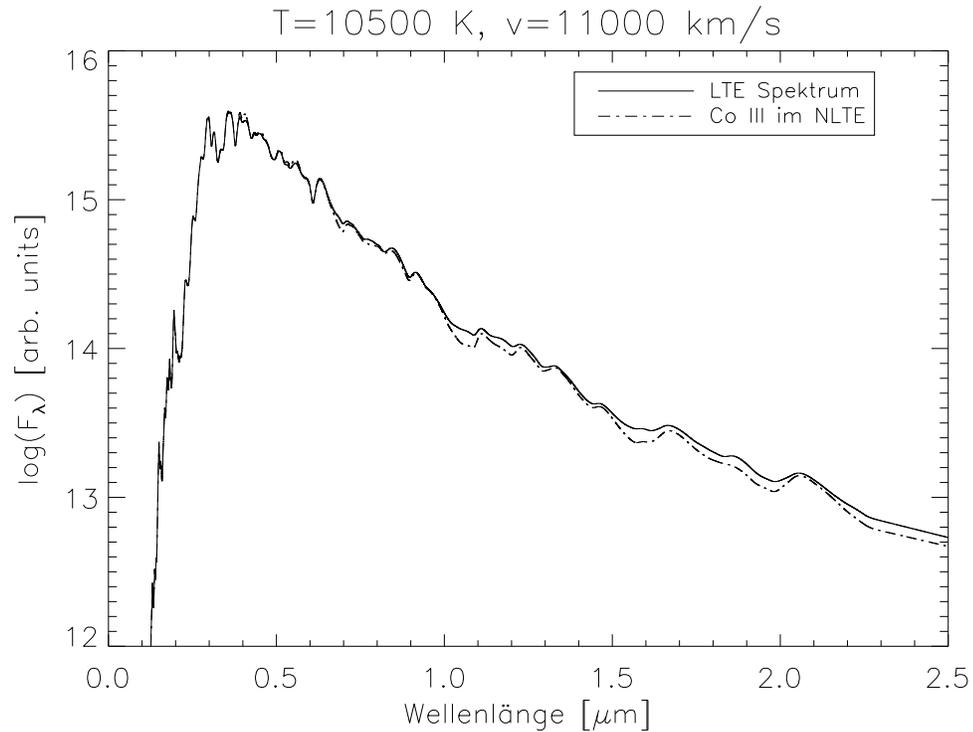


Abbildung 3.16: Hier sind die Testspektren für Co III mit dem normalen Modell zu sehen.

können, kann dieser Parameter ruhig global für alle Spezies verwendet werden.

3.5.3 Andere Strukturen

Alle hier bisher vorgestellten Testrechnungen sind mit dem hydrodynamischen Modell DD16 durchgeführt worden. Es bleibt zu untersuchen, ob dieser Test bei anderen Strukturen auch zu anderen Ergebnissen führt. In Abbildung 3.16 sind ein LTE und ein NLTE Spektrum dargestellt, die mit dem normalen Modell gerechnet worden sind und wofür das Co III betrachtet worden ist. Die Effektivtemperatur beträgt $T_{\text{eff}} = 10500$ K und die Expansionsgeschwindigkeit $v = 11000$ km/s. Wie man im Vergleich mit der Abbildung 3.13 erkennen kann, treten in etwa die selben Unterschiede in den selben Wellenlängenbereichen auf. Die nötige Änderung des g_f Grenzwertes ist hier auch gleich. Auch andere Strukturen sind getestet worden und es haben sich sowohl beim W7 als auch beim DD25 Modell kein neu auftretenden Unterschiede ergeben. Die hier gewonnen und vorgestellten Erkenntnisse gelten für alle Strukturen gleichermaßen.

Was bei allen Graphen auffällt ist, dass es bei allen Vergleichspektren immer einen Unterschied im Wellenlängenbereich größer als $2.3 \mu\text{m}$ zwischen dem LTE- und dem NLTE-Spektrum gibt. Dieser kommt wahrscheinlich durch einen Fehler bei der Rechnung im LTE zustande. Wie man erkennt, ist das Spektrum beim LTE nämlich völlig gerade, während im NLTE Unebenheiten vorhanden sind. Dies bleibt noch genauer zu untersuchen.

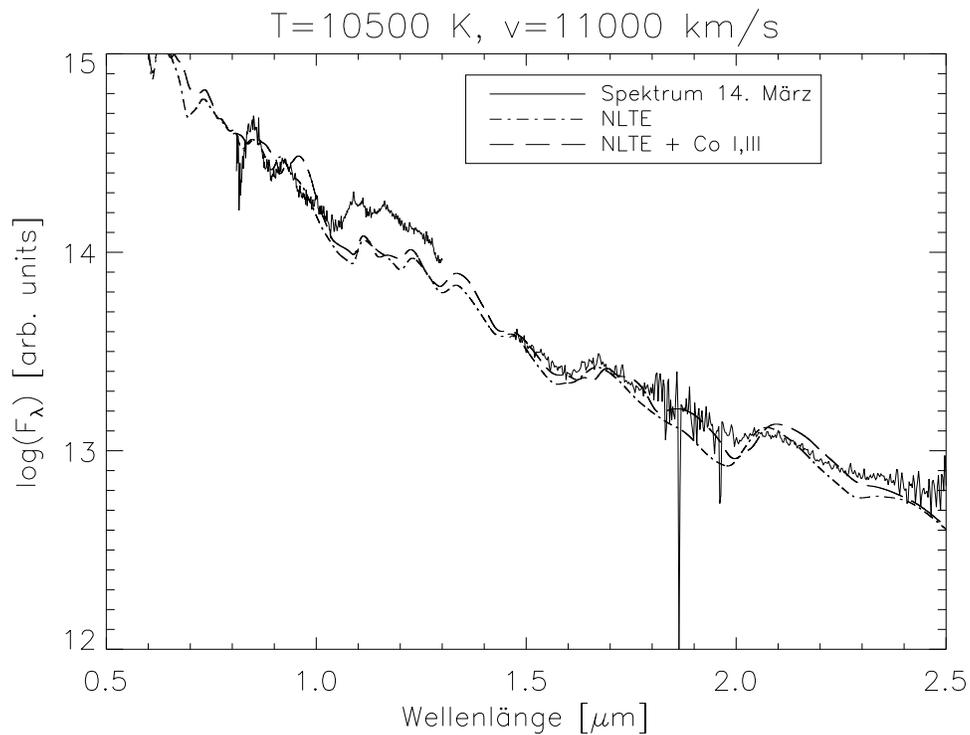


Abbildung 3.17: Das Spektrum vom 14. März ist hier zusammen mit zwei Modellspektren dargestellt. Beide Modellspektren sind im NLTE gerechnet worden, für das zweite sind zusätzlich Co I und Co III im NLTE verwendet worden.

3.5.4 Co im NLTE

Es sind die Auswirkungen der Veränderung des g_f Grenzwertes auf die NLTE Spektren untersucht und dabei hauptsächlich bei den Ionen des Kobalt die Auswirkungen gefunden worden. Damit liegt zuerst einmal die Frage nahe, ob das Kobalt nicht sehr wichtig für die Modellrechnungen und das Modellspektrum ist. Falls dies der Fall sein sollte, wäre es wichtig auch andere Ionen des Kobalts im NLTE mit zu berücksichtigen. Dies wird überprüft, indem ein Modell mit zusätzlichen Ionen des Kobalts gerechnet und mit dem vorherigen Modellspektrum ohne diese Ionen verglichen wird.

In Abbildung 3.17 sind das beobachtete Spektrum vom 14. März sowie zwei Modellspektren dargestellt. Das eine Modellspektrum ist mit den in Tabelle 3.1 aufgelisteten Ionen im NLTE gerechnet worden, während für die Berechnung des andere Modellspektrums zusätzlich Co I und Co III im NLTE berücksichtigt worden sind. Wie leicht zu erkennen ist, gibt es zwischen den beiden Modellspektren teilweise deutliche Unterschiede. Die NLTE Effekte von Co I und Co III sind somit nicht zu vernachlässigen, was es wichtig macht Kobalt mit allen drei Ionisationsstufen Co I bis Co III im NLTE zu rechnen.

Diese Überprüfung der Wichtigkeit von Kobalt für das Spektrum wurde auch für die anderen beiden Spektren durchgeführt. Es ergeben sich dabei ähnliche Ergebnisse. Kobalt ist wichtig für das Spektrum und sollte in den Ionisationsstufen Co I, II und III im NLTE gerechnet

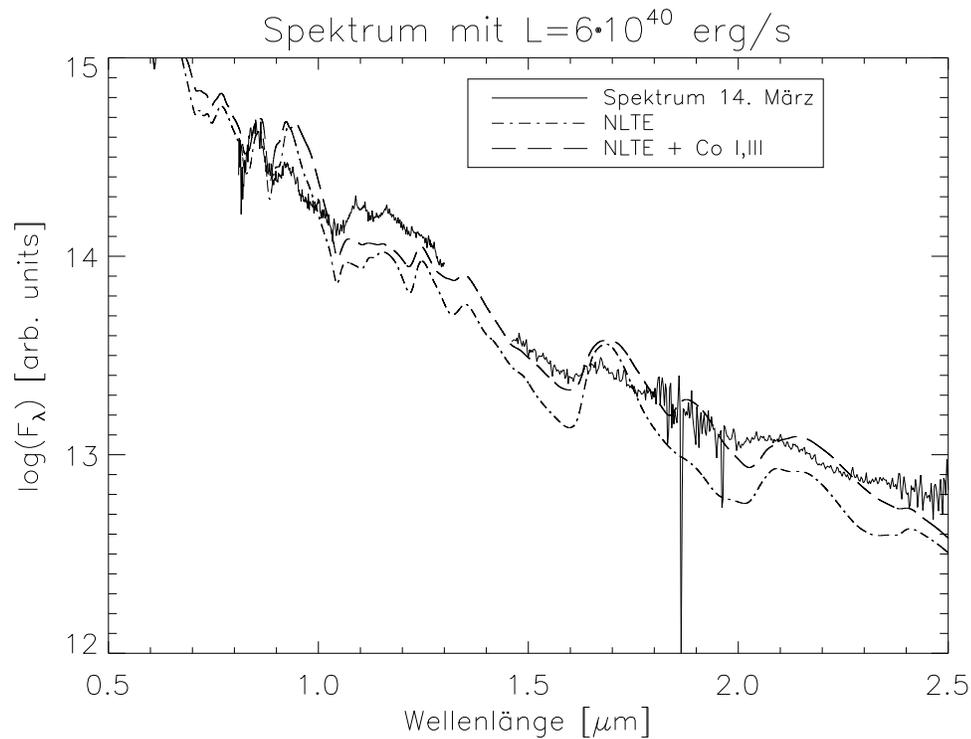


Abbildung 3.18: Hier sind das Spektrum vom 14. März sowie zwei NLTE-Modellspektren dargestellt. Für ein Modellspektrum sind zusätzlich Co I und Co III im NLTE gerechnet worden.

werden. Die weiteren NLTE-Spektren werden stets zusätzlich mit Co I und Co III im NLTE gerechnet.

Hydrodynamische Modelle

Die Überprüfung der Wichtigkeit des Kobalts für die Spektrenbildung wird auch für die hydrodynamischen Modelle durchgeführt. Auch hier wird wieder ein Vergleich von zwei Modellspektren herangezogen, bei dem das eine Spektrum mit den in Tabelle 3.1 aufgelisteten Spezies im NLTE gerechnet wird, während das andere zusätzlich noch mit den Spezies Co I und Co III im NLTE gerechnet wird.

In Abbildung 3.18 ist dieser Vergleich am Beispiel des hydrodynamischen Modells DD16 zusammen mit dem beobachteten Spektrum vom 14. März dargestellt. Wie man sieht, gibt es auch hier deutliche Unterschiede zwischen den Modellspektren. Das neue Modellspektrum passt dabei deutlich besser zum beobachteten Spektrum. Somit sollten auch für die hydrodynamischen Modelle Co I und Co III zusätzlich im NLTE gerechnet werden.

3.5.5 Anwendung auf die Modellspektren

Die bisher hier vorgestellten Auswirkungen der Änderung des g_f Grenzwertes sind nur anhand von Testspektren untersucht worden. Wichtiger ist es zu sehen, ob sich für die

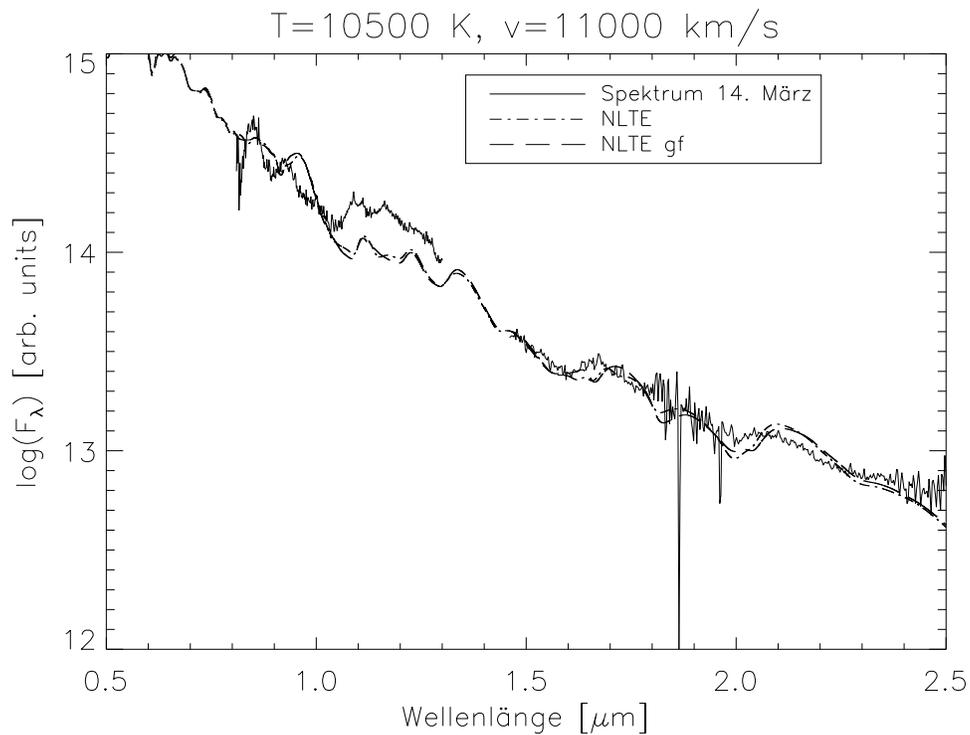


Abbildung 3.19: Hier ist das Spektrum vom 14. März dargestellt. Die beiden Modellspektren zeigen die Auswirkungen der erweiterten Modellatome.

konvergierten Modellspektren Unterschiede ergeben.

In diesem Abschnitt werden die Auswirkungen der neuen durch Änderung des gf Grenzwertes vergrößerten Modellatome untersucht. Für die Berechnung der Modellspektren werden immer Co I und Co III zusätzlich zu den in der Tabelle 3.1 genannten Spezies im NLTE mitgerechnet. Die fuzz-Linienliste wird wieder mitgerechnet, sodass hier nun untersucht wird, welchen Unterschied es macht, zusätzliche Linien als primäre Linien zu behandeln. Die Auswirkungen der erweiterten Modellatome auf die Modellspektren werden in zwei Schritten untersucht: Als erstes werden Modellatome erstellt, bei denen nur die Erweiterung des gf Grenzwertes mit einbezogen wird. Es sind dabei noch keine *predicted lines* in den Modellatomen enthalten, diese befinden sich aber in der fuzz-Linienliste. Die Auswirkungen der *predicted lines* werden dann in einem zweiten Schritt untersucht, wobei hierfür die Modellatome auch mit den *predicted lines* erstellt werden, sodass sie als primäre NLTE-Linien behandelt werden. Für jeden Satz von Modellatomen muss eine eigene fuzz-Linienliste erstellt werden.

Es wird überprüft, inwieweit die Änderung des gf Grenzwertes die Modellspektren verbessert. Außerdem wird überprüft, ob die Hinzunahme der *predicted lines* zu den primären Linien eine Verbesserung der Modellspektren bewirkt. Die jeweiligen Auswirkungen werden für alle drei beobachteten Spektren untersucht, dabei werden zuerst die Modellspektren mit dem normalen Modell berechnet und anschließend die Auswirkungen in den

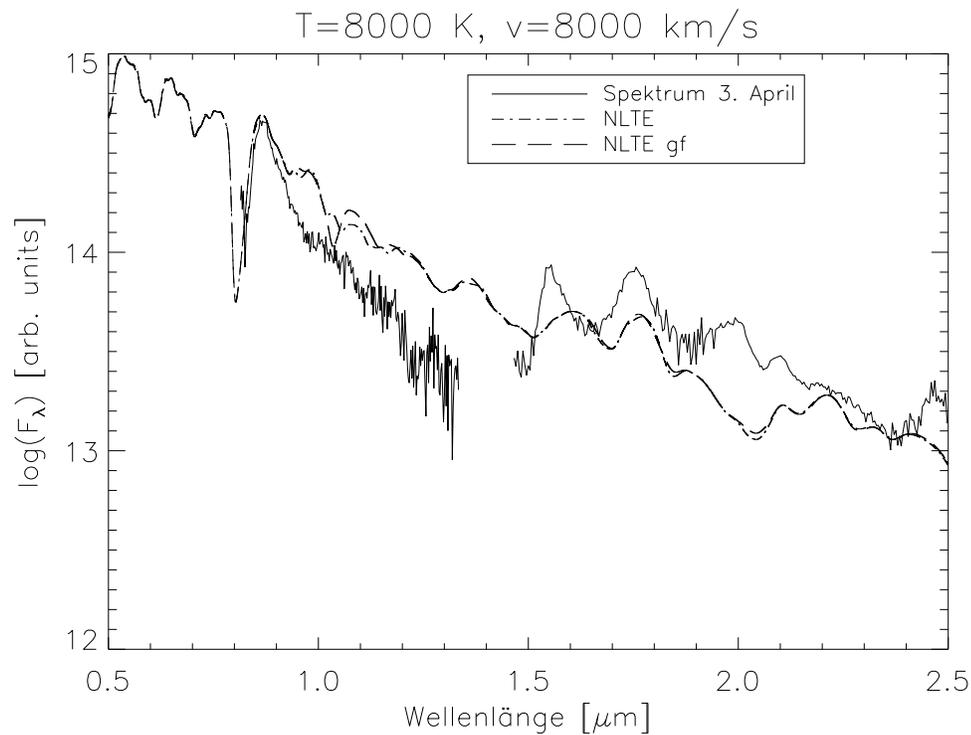


Abbildung 3.20: Das Spektrum vom 3. April ist hier dargestellt. Die beiden Modellspektren zeigen die Auswirkungen der erweiterten Modellatome.

hydrodynamischen Modellen untersucht.

In Abbildung 3.19 sind das beobachtete Spektrum vom 14. März sowie zwei Modellspektren dargestellt. Ein Modellspektrum ist mit den normalen Modellatomen und das andere mit den neuen Modellatomen mit teilweise verändertem gf Grenzwert gerechnet worden. Beide Modellspektren haben eine Effektivtemperatur von $T_{\text{eff}} = 10500$ K und eine Expansionsgeschwindigkeit von $v = 11000$ km/s. Man sieht, dass es nur geringfügige Unterschiede zwischen den Modellspektren gibt, welche im gesamten Wellenlängenbereich des Spektrums auftauchen. Signifikante Änderungen, die das Modellspektrum dem beobachteten Spektrum besser anpassen, sind nicht erkennbar.

Das Spektrum vom 3. April sowie zwei Modellspektren mit $T_{\text{eff}} = 8000$ K und $v = 8000$ km/s sind in Abbildung 3.20 dargestellt. Das eine Modellspektrum ist mit den normalen Modellatomen berechnet worden, während das zweite ist mit den erweiterten Modellatomen berechnet worden ist. Auch hier sind nur wenige Unterschiede zwischen beiden Modellspektren erkennbar. Bei einer Wellenlänge von etwa $1.1 \mu\text{m}$ gibt es einen erkennbaren Unterschied, der allerdings keine Verbesserung des Modellspektrums darstellt. Ansonsten sind sich beide Modellspektren sehr ähnlich.

In Abbildung 3.21 ist das Spektrum vom 21. April zusammen mit zwei Modellspektren mit $T_{\text{eff}} = 7500$ K und $v = 4000$ km/s dargestellt. Auch hier wird der Vergleich von Rech-

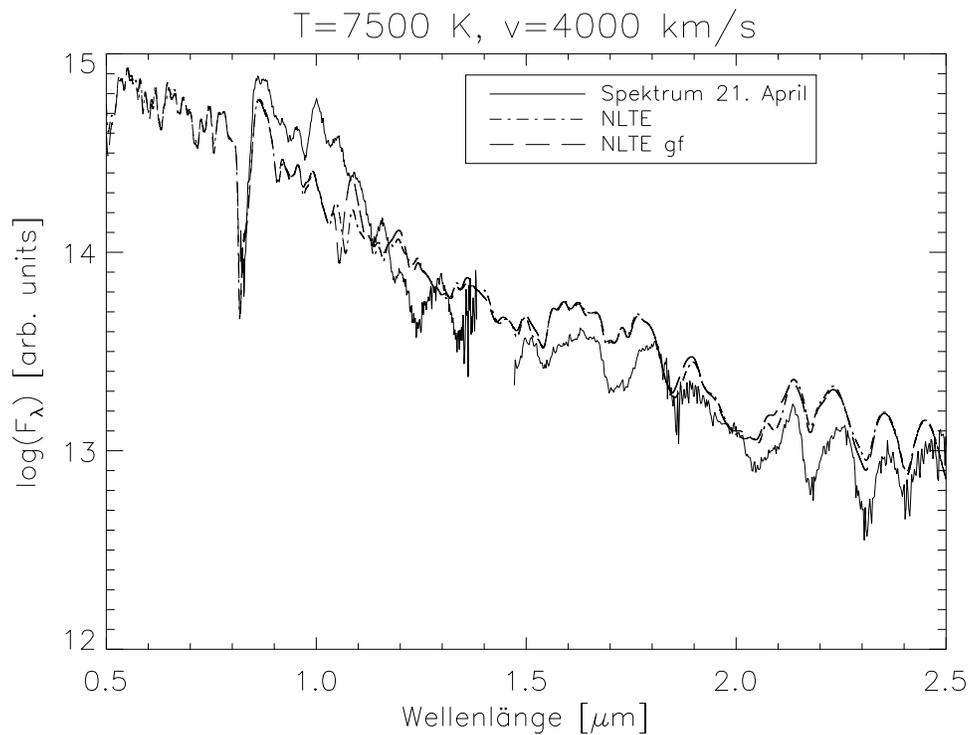


Abbildung 3.21: Hier ist das Spektrum vom 21. April dargestellt. Die beiden Modellspektren zeigen die Auswirkungen der erweiterten Modellatome.

nungen mit den normalen Modellatomen sowie den erweiterten Modellatomen betrachtet. Es gibt, wie bei den beiden Spektren zuvor, nur geringe Unterschiede zwischen den beiden Modellspektren. Der einzige auffällige Unterschied tritt bei einer Wellenlänge von etwa $1.1 \mu\text{m}$ auf.

Die Erweiterung der Modellatome hat kaum Einfluss auf die Modellspektren, wobei lediglich bei $1.1 \mu\text{m}$ ein etwas größerer Unterschied auftritt. Auch wenn die besagten Linien jetzt als primäre Linien verwendet werden, ergibt sich kaum eine Veränderung zum Modellspektrum, in dem sie als sekundäre Linien in der fuzz-Linienliste berücksichtigt worden sind. Es gibt keine Verbesserung der Modellspektren.

Hydrodynamische Modelle

Auch wenn die Erweiterung der Modellatome bisher keine Verbesserungen geliefert hat, könnte dies bei den hydrodynamischen Modellen anders aussehen. Deshalb wird die Untersuchung der Auswirkungen der erweiterten Modellatome auch mit dem hydrodynamischen Modell DD16 durchgeführt.

Ein Vergleich der beiden Modellspektren ist zusammen mit dem Spektrum vom 14. März in Abbildung 3.22 gezeigt. Das eine NLTE-Spektrum ist mit den normalen Modellatomen und das andere mit den erweiterten Modellatomen gerechnet worden. Wie zu erkennen ist, gibt

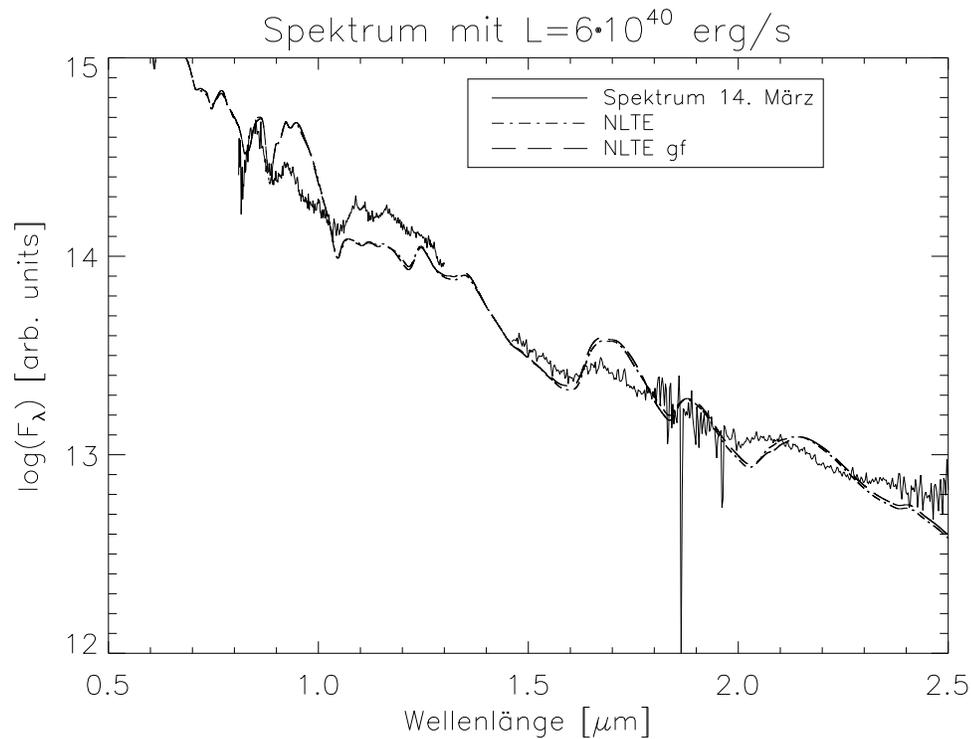


Abbildung 3.22: Das Spektrum vom 14. März ist hier zusammen mit zwei Modellspektren, die die Auswirkungen der erweiterten Modellatome im hydrodynamischen Modell DD16 zeigen, dargestellt.

es auch bei den hydrodynamischen Modellen so gut wie keine Unterschiede zwischen den Modellspektren.

Zusammenfassend ist zu sagen, dass es kaum Auswirkungen der erweiterten Modellatome auf die Modellspektren gibt. Die Veränderung des gf Grenzwertes bringt so gut wie keine Verbesserungen in den Modellspektren. Damit ist es nicht unbedingt notwendig, für Modellrechnungen die erweiterten Modellatome zu benutzen. Insbesondere gilt dies auch unter dem Gesichtspunkt, dass eine Rechnung mit den erweiterten Modellatomen deutlich länger dauert.

3.5.6 Auswirkungen der *predicted lines*

Bisher sind nur die Auswirkungen der erweiterten Modellatome untersucht worden. Da in den Testrechnungen auch die *predicted lines* Unterschiede in den Modellspektren bewirkt haben, werden nun die Auswirkungen dieser auf die Modellspektren untersucht. Dafür werden neue Modellatome mit den *predicted lines* sowie die dazugehörige fuzz-Linienliste erstellt.

Die Modellatome mit den *predicted lines* sind erheblich größer als die alten Modellatome. Insbesondere die Anzahl der Niveaus hat sich vervielfacht. Dies hat erhebliche Auswir-

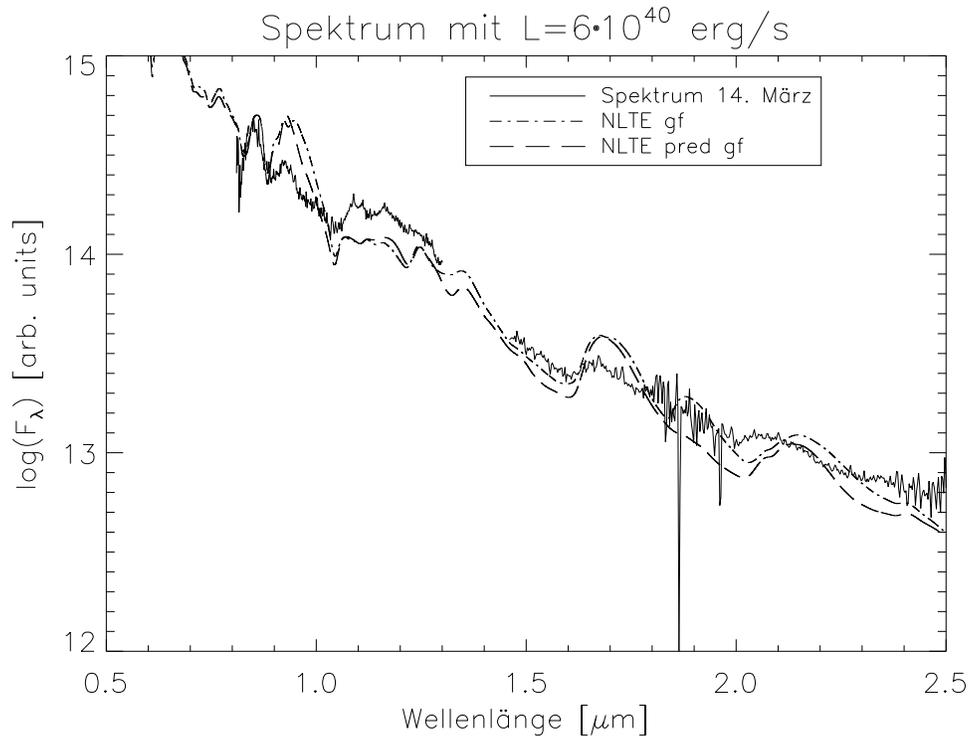


Abbildung 3.23: Das Spektrum vom 14. März ist hier dargestellt. Weiter sind hier die Auswirkungen der *predicted lines* im hydrodynamischen Modell DD16 gezeigt.

kungen auf die benötigte Rechenzeit. Für die Berechnung des Modellspektrums mit den *predicted lines* als primäre Linien im Modellatom haben 64 CPUs rund 150 Stunden für 20 Iterationen gebraucht. Die meiste Zeit ist dabei für die Lösung der Ratengleichung verwendet worden.

In Abbildung 3.23 ist das Spektrum vom 14. März sowie ein Vergleich von einem Modellspektrum, das mit den erweiterten Modellatomen gerechnet wurde und einem, das zusätzlich die *predicted lines* in den Modellatomen enthält, dargestellt. Es handelt sich hier um das hydrodynamische Modell DD16. Deutliche Unterschiede sind zwischen den beiden Modellspektren vorhanden, sodass dies zeigt, dass die Hinzunahme der *predicted lines* einen Einfluss auf die Modellspektren hat. Ob dieser Einfluss das Modellspektrum im Vergleich mit dem beobachteten Spektrum nun verbessert, ist schwer zu sagen. In diesem Fall gibt es keine echte Verbesserung.

Insgesamt lässt sich feststellen, dass die Grenze des gf Wertes von $\log(gf) = -3$ sehr gut gewählt ist. Es ist nicht notwendig, zusätzliche Linien mit in die Modellatome zu nehmen. Für den Fall der Erweiterung durch Änderung des gf Grenzwertes gibt es nur geringe Unterschiede in den Modellspektren.

Für den Fall der *predicted lines* gibt es zwar größere Unterschiede, der Rechenaufwand ist jedoch zu groß, um wirklich sagen zu können, ob die Hinzunahme der *predicted lines* sinnvoll

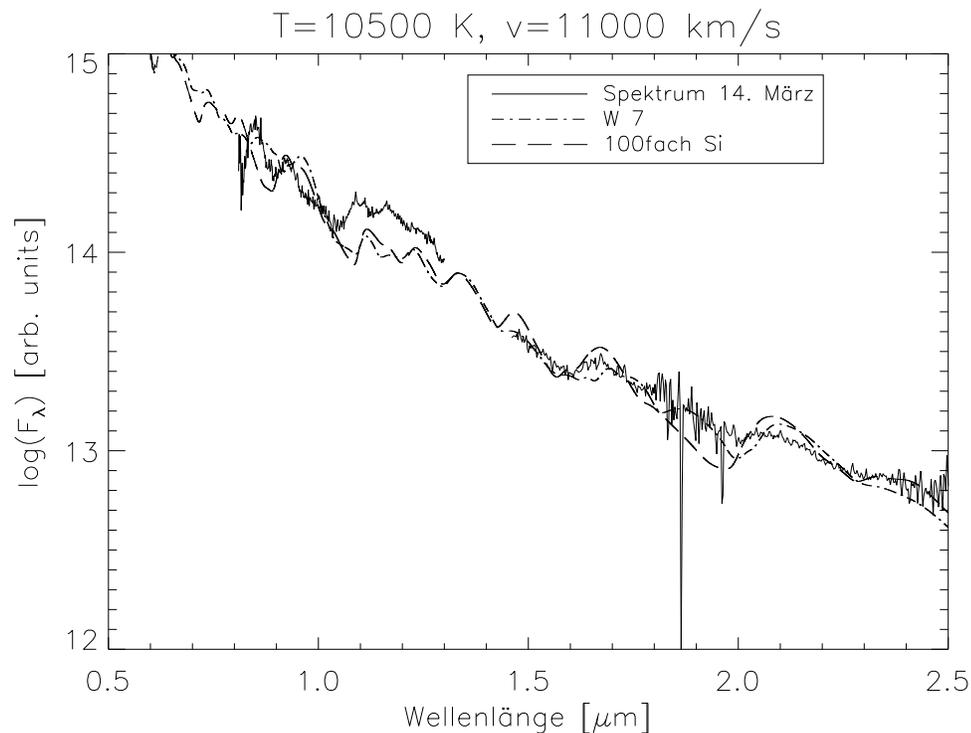


Abbildung 3.24: Hier ist der Vergleich eines Modellspektrums mit W7 Häufigkeiten zu einem mit dem 100-fachen an Silizium dargestellt.

ist. Dies könnte in einigen Jahren, wenn mehr Rechenleistung zur Verfügung steht, nochmals getestet werden.

3.6 Häufigkeiten der Elemente

Das Spektrum einer Supernova setzt sich aus den Atomlinien der verschiedenen in ihr enthaltenen Spezies zusammen. Somit hat auch die Häufigkeit eines Elements eine Auswirkung auf das Spektrum. Dabei können verschiedene Spezies in unterschiedlichen Wellenlängenbereichen unterschiedliche Auswirkungen haben.

In diesem Abschnitt wird nun untersucht, welche Auswirkungen die Veränderung der Häufigkeiten auf das Modellspektrum haben. Des Weiteren wird geprüft, ob sich dadurch Verbesserungen der Modellspektren für den Vergleich mit den beobachteten Spektren ergeben.

3.6.1 Vorgehensweise

Als Grundlage für die Untersuchung dient das beobachtete Spektrum vom 14. März, weil bei diesem Spektrum ein größerer Unterschied zu den Modellspektren bei einer Wellenlänge um $1.2 \mu\text{m}$ existiert. Dieser Unterschied ist sowohl bei dem normale Modellspektrum als auch bei den hydrodynamischen Modellen vorhanden. Ziel ist es, diesen Unterschied durch Änderungen der Elementhäufigkeiten zu verkleinern.

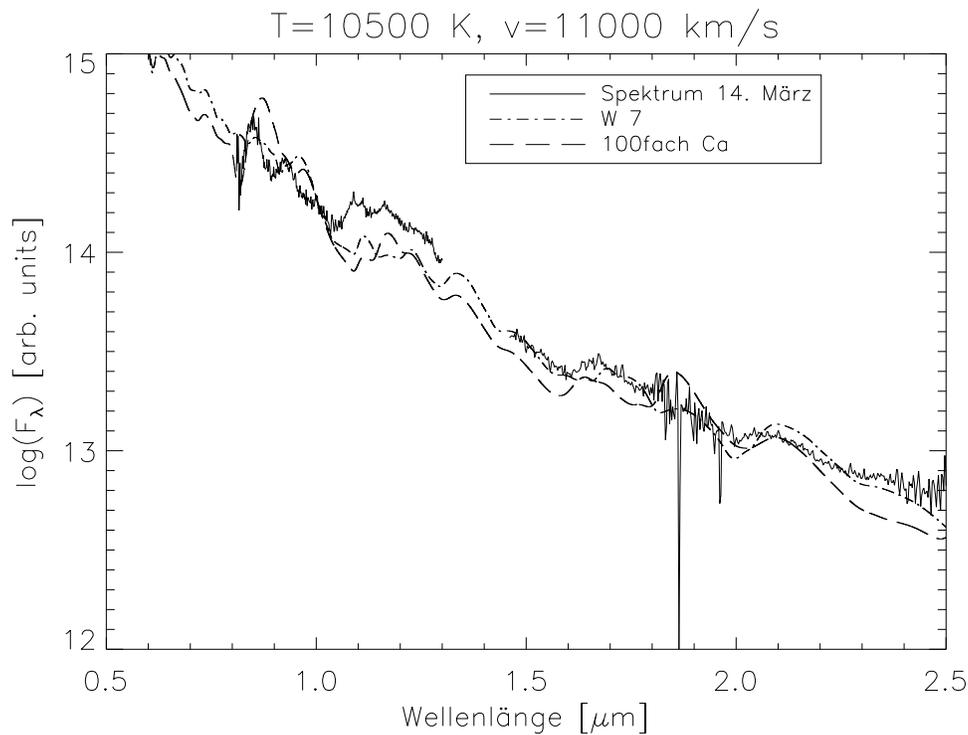


Abbildung 3.25: Der Vergleich eines Modellspektrums mit W7 Häufigkeiten zu einem mit dem 100-fachen an Kalzium ist hier dargestellt.

Bei den hydrodynamischen Modellen kann die Häufigkeit in jeder einzelnen Schicht geändert werden. Bei dem normalen Modell ist eine Gesamthäufigkeit vorgegeben, die verändert werden kann.

Es gibt eine Vielzahl von Elementen, die in einer Supernova Ia enthalten sind. Um die Effekte und Einflüsse direkt zu sehen, werden die Häufigkeiten zuerst einmal drastisch um den Faktor 100 erhöht. Eine solch starke Erhöhung der Häufigkeit ist nicht realistisch. Dabei wird stets ein Element zur Zeit in der Häufigkeit geändert, um die direkten Auswirkungen auf das Modellspektrum zu sehen.

Von einem konvergierten Modell, das als Vergleichsspektrum dient, wird je ein einfaches Spektrum mit den geänderten Häufigkeiten gerechnet. Dies wird einmal für das normale Modell sowie für das hydrodynamische Modell DD16 gemacht, um zu sehen, ob es abweichende Ergebnisse für das hydrodynamische Modell gibt.

3.6.2 Ergebnisse

Es sind die am häufigsten in der Supernovae vorhandenen Elemente untersucht worden. Für die meisten ergeben sich keine bis kleine Änderungen für das Modellspektrum. Die Elemen-

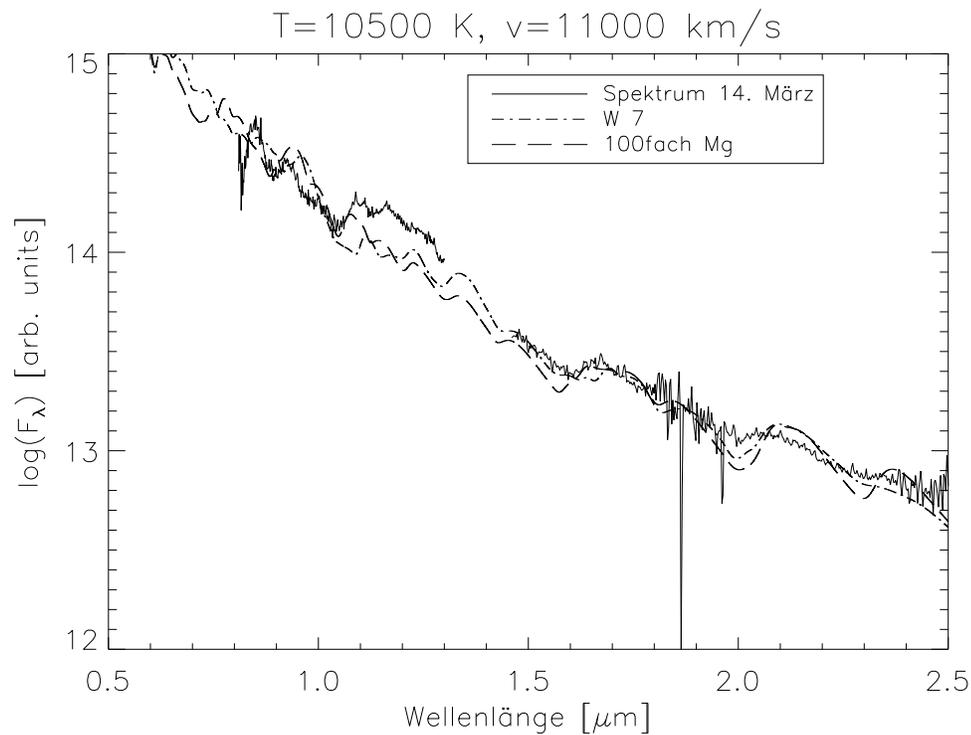


Abbildung 3.26: Hier ist der Vergleich eines Modellspektrums mit W7 Häufigkeiten zu einem mit dem 100-fachen an Magnesium dargestellt.

te, die größere Veränderungen im Spektrum hervorrufen, werden im folgenden vorgestellt. Dazu gehören Silizium, Kalzium, Magnesium und Kobalt.

Silizium

Eine Änderung der Häufigkeit des Siliziums hat deutliche Auswirkungen auf das Spektrum. In Abbildung 3.24 ist das beobachtete Spektrum vom 14. März sowie ein Modellspektrum mit den normalen Häufigkeiten des W7 Modells und eins mit dem 100-fachen an Silizium dargestellt. Im Infraroten ergeben sich für den ganzen betrachteten Wellenlängenbereich Veränderungen im Spektrum. Große Änderungen sind beispielsweise bei $1.7 \mu\text{m}$ bis $2.1 \mu\text{m}$ zu finden. Diese stellen jedoch keine Verbesserung des Modellspektrums dar. In dem wichtigen Bereich bei $1.2 \mu\text{m}$ ist kaum eine Änderung aufgetreten. Ein Änderung der Siliziumhäufigkeit kann das Modellspektrum in diesem Fall nicht verbessern.

Kalzium

Auch für das Kalzium ergeben sich Veränderungen im Modellspektrum. In Abbildung 3.25 sind die Auswirkungen einer 100-fachen Erhöhung der Kalziumhäufigkeit auf das Modellspektrum gezeigt. Auch hier ergeben sich in nahezu allen Wellenlängenbereichen Unterschiede zum Modellspektrum mit den Häufigkeiten des W7 Modells. Die auffälligste Veränderung ist bei 0.8 bis $0.9 \mu\text{m}$ zu finden. Hier befindet sich in einem Supernovaspektrum eine Ca-Linie, welche durch die größere Häufigkeit des Kalziums deutlich stärker geworden ist.

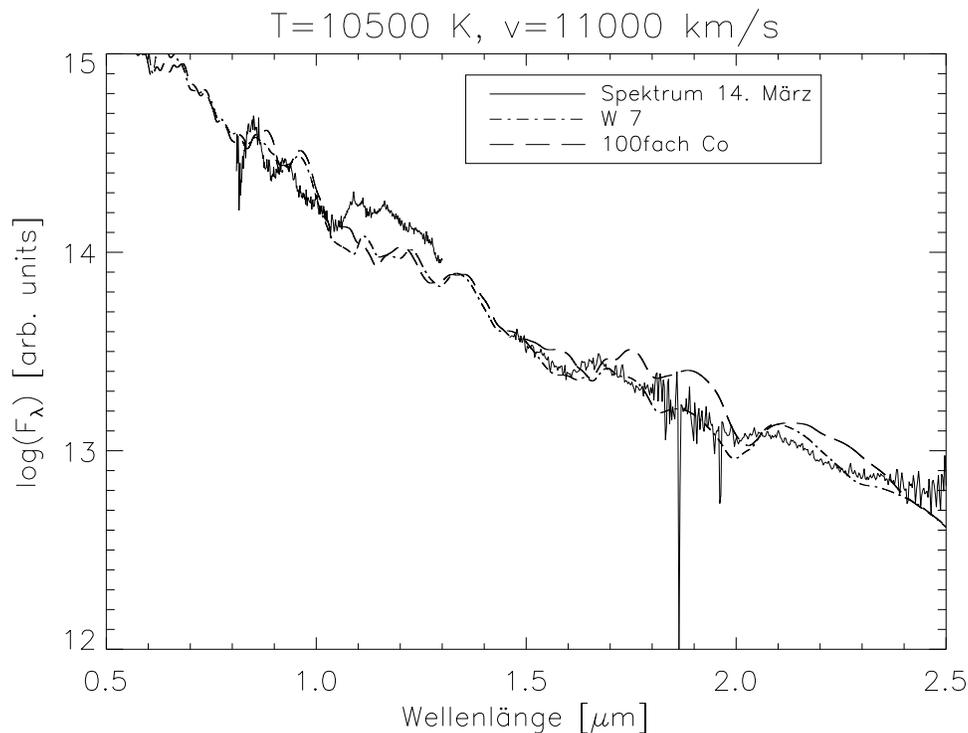


Abbildung 3.27: Der Vergleich eines Modellspektrums mit W7 Häufigkeiten zu einem mit dem 100-fachen an Kobalt ist hier dargestellt.

Bei den größeren Wellenlängen ergibt sich ein niedrigerer Fluss. Für den wichtigen Bereich bei $1.2 \mu\text{m}$ gibt es zwar kleine Unterschiede, diese verschlechtern das Modellspektrum in diesem Bereich jedoch. Somit liefert die Erhöhung der Kalziumhäufigkeit um einen Faktor 100 keine Verbesserung für das Modellspektrum.

Magnesium

In Abbildung 3.26 sind die Auswirkungen des Magnesiums auf das Modellspektrums dargestellt. Auch hier wird ein Modellspektrum mit den Häufigkeiten des W7 Modells mit einem Modellspektrum mit einer um den Faktor 100 höheren Häufigkeit an Magnesium verglichen. Dabei ist deutlich eine Auswirkung im gesuchten Bereich um $1.2 \mu\text{m}$ zu sehen. Zwischen $1 \mu\text{m}$ und $1.1 \mu\text{m}$ passt das Modellspektrum jetzt deutlich besser zum beobachteten Spektrum. Allerdings gilt diese Verbesserung nur für diesen kleinen Bereich, während in anderen Wellenlängenbereichen das Modellspektrum schlechter geworden ist. Die Erhöhung der Magnesiumhäufigkeit bringt also keine Verbesserung des Modellspektrums.

Kobalt

Das Spektrum vom 14. März ist in Abbildung 3.27 zusammen mit einem Modellspektrum mit W7 Häufigkeit sowie einem Modellspektrum mit dem 100-fachen an Kobalt dargestellt. Im Wellenlängenbereichen ab $1.5 \mu\text{m}$ treten größere Unterschiede auf. Bei $1 \mu\text{m}$ ist beim Spektrum mit der erhöhten Kobalthäufigkeit eine leichte Verbesserung im Vergleich zum

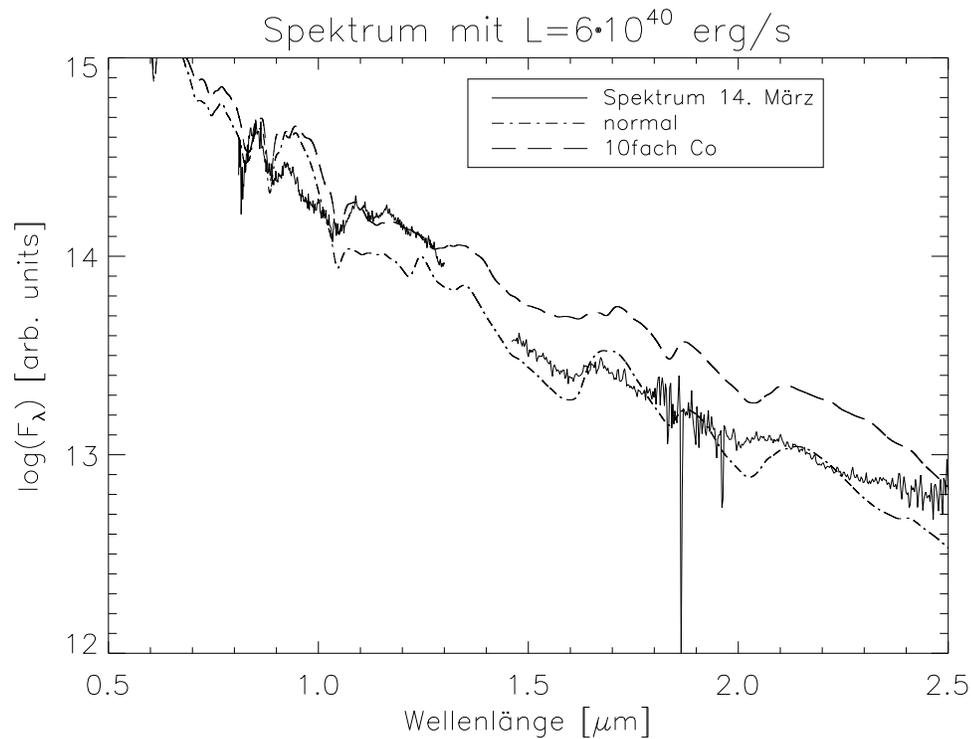


Abbildung 3.28: Hier ist der Vergleich des Spektrums des hydrodynamischen Modells DD16 zu einem mit dem 10-fachen an Kobalt dargestellt.

beobachteten Spektrum zu sehen. Da das Spektrum an anderen Stellen deutliche Verschlechterungen liefert, bringt die Erhöhung der Kobalthäufigkeit keine Verbesserung des Modellspektrums.

Die Häufigkeit ist hier jeweils um den Faktor 100 erhöht worden. Die Wahrscheinlichkeit, dass in einer Supernova die Häufigkeit so stark variiert ist sehr gering. Für den gewünschten Wellenlängenbereich gab es keine Verbesserung. Die Häufigkeiten können über einen großen Bereich verändert und die Auswirkungen untersucht werden. Dies erfordert eine systematische Vorgehensweise und braucht mehr Zeit als im Rahmen dieser Arbeit zur Verfügung steht. Die Häufigkeiten können in einer folgenden Arbeit genauer untersucht werden.

3.6.3 Hydrodynamische Modelle

Für die hydrodynamischen Modelle werden die Auswirkungen der Änderung der Häufigkeiten untersucht. Hierbei wird die Häufigkeit in allen Schichten um einen Faktor verändert.

Für die *IME* ergibt sich für die hydrodynamischen Modelle ein ähnliches Bild wie für das normale Modell. Die Auswirkungen auf das Modellspektrum sind dabei ähnlich und treten bei den selben Wellenlängen auf. Etwas anders sieht es jedoch beim Kobalt aus.

In Abbildung 3.28 sind das Spektrum vom 14. März sowie zwei Modellspektren des hydro-

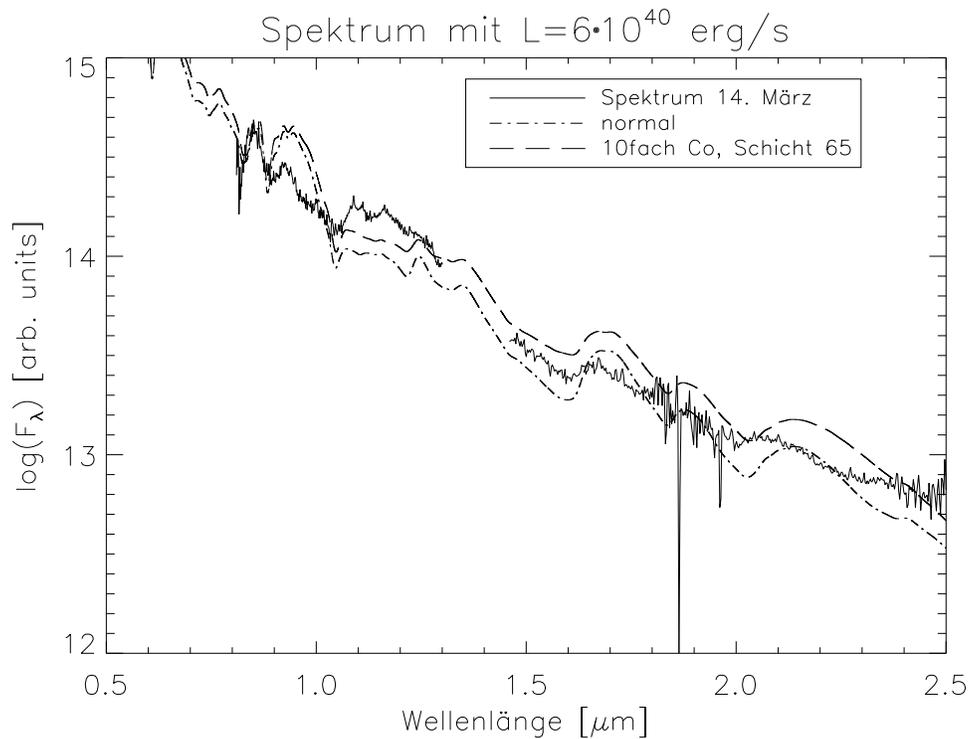


Abbildung 3.29: Der Vergleich des Spektrums des hydrodynamischen Modells DD16 zu einem mit dem 10-fachen an Kobalt in der 65. Schicht ist hier dargestellt.

dynamischen Modells DD16 dargestellt. Während ein Spektrum die normalen Häufigkeiten des DD16 Modells hat, ist bei dem anderen in jeder Schicht die Kobalthäufigkeit um den Faktor 10 erhöht worden. Wie man deutlich sieht, hat dies einen größeren Einfluss auf das Spektrum als dies beim normalen Modell der Fall gewesen ist, obwohl hier der Faktor nur 10 beträgt. Das Modellspektrum passt jetzt im Wellenlängenbereich von $1 \mu\text{m}$ bis $1.3 \mu\text{m}$ sehr gut zum beobachteten Spektrum. Allerdings ist das Modellspektrum bei größeren Wellenlängen deutlich schlechter, weil der Fluss hier um 0.3 bis 0.4 Größenordnungen zu groß ist. Somit bringt die Erhöhung der Kobalthäufigkeit zwar eine Verbesserung im gesuchten Wellenlängenbereich, insgesamt ist das Modellspektrum jedoch deutlich schlechter geworden.

Änderungen in einzelnen Schichten

Die Erhöhung der Kobalthäufigkeit um den Faktor 10 hat im gewünschten Wellenlängenbereich zu einer Verbesserung des Modellspektrums geführt. Allerdings ist das Modellspektrum in anderen Bereichen schlechter geworden. Es ist möglich, dass eine Änderung der Häufigkeit in einer einzelnen Schicht zu einer Veränderung des Spektrums in nur einem bestimmten Wellenlängenbereich führt. Das Spektrum kann für verschiedene Wellenlängenbereiche in verschiedenen Schichten entstehen. Ob dies hier der Fall ist, wird im folgenden überprüft.

Es wird nun die Kobalthäufigkeit in jeder einzelnen Schicht um den Faktor 10 erhöht. Das

Ziel ist es zu untersuchen, ob sich das Spektrum nur in begrenzten Wellenlängenbereichen ändert und ob dadurch das Modellspektrum besser zum beobachteten Spektrum vom 14. März passt. Der wichtige Wellenlängenbereich geht hier wieder von 1 bis $1.3 \mu\text{m}$.

In Abbildung 3.29 ist das Spektrum vom 14. März sowie ein Modellspektrum mit der normalen Häufigkeit des DD16 Modells und eins mit dem 10-fachen an Kobalt in der Schicht 65 dargestellt. Man erkennt, dass in allen Wellenlängenbereichen Auswirkungen auftreten. Die Schicht 65 ist die Schicht mit der größten Auswirkung auf das Modellspektrum. Auswirkungen treten in den Schichten 62 bis 71 auf und sind stets im ganzen Spektrum zu beobachten. Die optische Tiefe in diesen Schichten geht von 0.2 bis 0.4 und die Expansionsgeschwindigkeit liegt im Bereich von 9000 km/s bis 11000 km/s. Das Spektrum im gesamten hier betrachteten Wellenlängenbereich wird in den gleichen Schichten gebildet. Somit kann eine Änderung in einzelnen Schichten das Modellspektrum nicht verbessern.

Die Änderungen der Elementhäufigkeiten rufen Änderungen im Modellspektrum hervor. Es ist jedoch ziemlich komplex und zeitaufwendig eine umfassende Untersuchung der Auswirkungen der Elementhäufigkeiten auf das Modellspektrum durchzuführen, weil dafür jede Häufigkeit um verschiedene Faktoren geändert werden kann. Weiter kann die Änderung der Häufigkeiten mehrerer Elemente gleichzeitig auch zu verschiedenen Veränderungen führen. Im Fall des hydrodynamischen Modells hat man zusätzlich die Abhängigkeit der Häufigkeiten von jeder Schicht. Hier kann eine Änderung in einer einzelnen Schicht zu einem Effekt in dem Modellspektrum führen.

Hier sind nur grundlegende Effekte untersucht worden. Das Ziel ist es gewesen, den Unterschied von Modellspektren zu dem beobachteten Spektrum vom 14. März zu verbessern. Eine Verbesserung im gewünschten Wellenlängenbereich hat es nur beim hydrodynamischen Modell DD16 gegeben. Hier passt durch eine Erhöhung der Kobalthäufigkeit um den Faktor 10 das Modellspektrum sehr gut zum beobachtetem Spektrum in dem Bereich. Allerdings ist das Modellspektrum in anderen Bereichen deutlich schlechter geworden. Eine Änderung der Häufigkeit des Kobalts in einzelnen Schichten hat keine Verbesserung geliefert. Somit liefert die Änderung der Häufigkeiten in dem hier untersuchten Rahmen keine Verbesserung für die Modellspektren.

3.7 Dichteexponent

Die Modellspektren sind bisher schon gut den beobachteten Spektren angepasst worden. Es gibt jedoch für das Spektrum vom 14. März immer noch eine deutliche Abweichung in einem Wellenlängenbereich um $1.2 \mu\text{m}$. Eine mögliche Ursache dafür könnte im Verlauf der Dichte liegen.

Hier wird nun untersucht, wie der Einfluss des Dichteexponenten auf den Verlauf eines Modellspektrums aussieht. Dabei wird überprüft, ob sich durch eine Änderung des Dichteexponenten Verbesserungen für die Modellspektren ergeben.

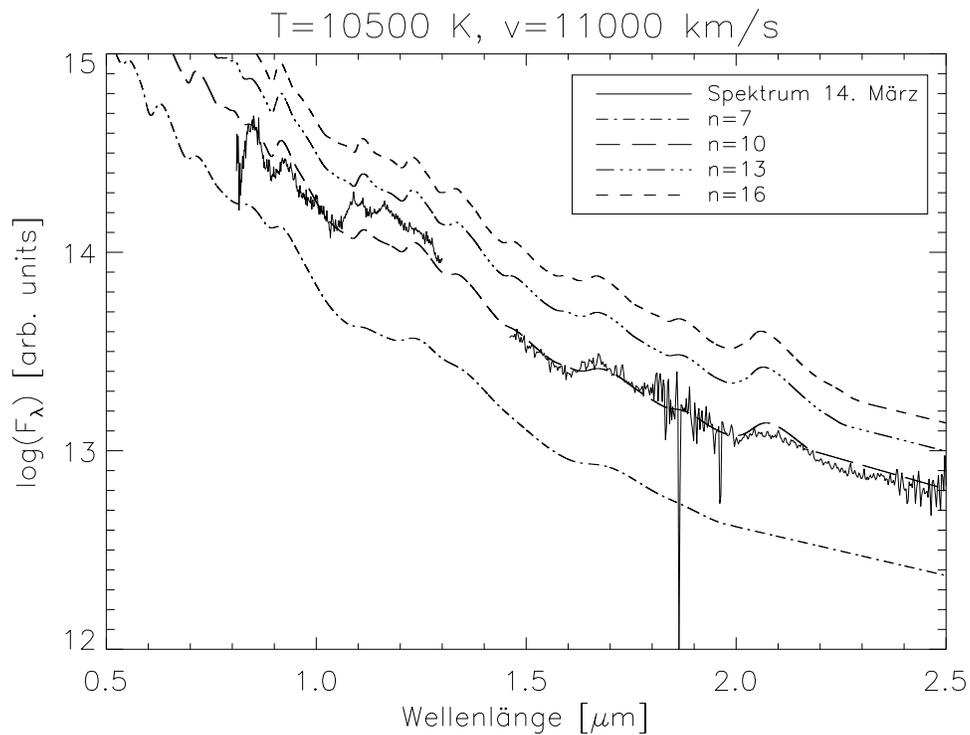


Abbildung 3.30: Hier ist der Vergleich von Modellspektren mit verschiedenen Dichteexponenten dargestellt.

3.7.1 Variation des Dichteexponenten

Bisher ist die Dichtestruktur von einem Ausgangsmodell übernommen oder wie bei den hydrodynamischen Modellen vorgegeben worden. Mit PHOENIX gibt es die Möglichkeit, die Dichte auch durch ein Potenzgesetz $\rho \propto r^{-n}$ beschreiben zu lassen. Der Exponent dieses Potenzgesetzes wird mit n bezeichnet und ist ein Eingabe-Parameter für die Modellrechnungen.

Hier werden nun Modelle mit verschiedenen Dichteexponenten berechnet. Dabei wird untersucht, ob durch die Änderung des Dichteexponenten in einem Bereich des Spektrums eine deutliche Änderung auftritt. Da die Auswirkungen durch die Dichte unabhängig davon sind, ob im LTE oder NLTE gerechnet wird, werden für diesen Test LTE-Modelle betrachtet.

In Abbildung 3.30 ist der Vergleich von LTE-Modellspektren mit unterschiedlichen Dichteexponenten zusammen mit dem Spektrum vom 14. März dargestellt. Wie man sieht, nimmt mit steigendem Dichteexponenten auch der Fluss zu. Der Fluss des Modells mit $n = 7$ ist um etwa eine Größenordnung niedriger als der des Modells mit $n = 16$. Der Verlauf der Modellspektren bleibt jedoch fast gleich. Lediglich bei $n = 7$ ist das Spektrum sehr flach und eben. Für eine Supernova ist dieser Wert jedoch ziemlich niedrig.

Es ist festgestellt worden, dass eine Änderung des Dichteexponenten keine wesentliche Änderungen im Verlauf der Modellspektren hervorruft. Die Benutzung eines Dichtexponenten bringt somit keine Verbesserung für die Modellspektren.

Kapitel 4

Ergebnisse

Hier werden abschließend die am besten passenden Modellspektren vorgestellt. Dabei werden alle wichtigen Erkenntnisse aus dem vorherigen Kapitel verwendet. Es werden die Modellspektren der hydrodynamischen Modelle präsentiert und eine Einschätzung gegeben, welches hydrodynamische Modell am besten zum beobachteten Spektrum vom 14. März passt.

4.1 Modellspektren

Die Ergebnisse des normalen Modells werden hier vorgestellt. Zur Erlangung der am besten passenden Modellspektren sind die Effektivtemperatur und die Expansionsgeschwindigkeit variiert worden.

4.1.1 Spektrum vom 14. März

In Abbildung 4.1 sind das Spektrum vom 14. März und ein daran angepasstes Modellspektrum dargestellt. Die Effektivtemperatur des Modellspektrums beträgt $T_{\text{eff}} = 10500$ K und die Expansionsgeschwindigkeit $v = 11000$ km/s. Zur Berechnung des Modellspektrums sind die in Tabelle 3.1 aufgelisteten Spezies sowie Co I und Co III im NLTE gerechnet worden. Weiter sind die neuen Modellatome, die Linien für den gesamten benötigten Wellenlängenbereich enthalten, verwendet worden.

Das Modellspektrum passt insgesamt gesehen gut zum beobachteten Spektrum. Im Bereich von $0.8 \mu\text{m}$ bis $1 \mu\text{m}$ wird das beobachtete Spektrum vom Verlauf her gut wiedergegeben. Es gibt jedoch immer kleine Abweichungen. Die Linie bei $0.8 \mu\text{m}$ ist im Modellspektrum nicht so ausgeprägt wie im beobachteten Spektrum. Im Bereich von $1 \mu\text{m}$ bis $1.3 \mu\text{m}$ gibt es eine größere Abweichung, bei der der Fluss des Modellspektrums um 0.2 Größenordnungen zu niedrig ist. Der Verlauf des Spektrums ist aber auch hier in etwa wiedergegeben. Im Bereich ab $1.4 \mu\text{m}$ passt das Modellspektrum sehr gut zum beobachteten Spektrum. Es gibt nur leichte Abweichungen, wie sie etwa bei $2 \mu\text{m}$ auftreten.

4.1.2 Spektrum vom 3. April

In Abbildung 4.2 sind das Spektrum vom 14. März sowie das am besten passende Modellspektrum dargestellt. Die Effektivtemperatur des Modellspektrums beträgt $T_{\text{eff}} = 8000$ K.

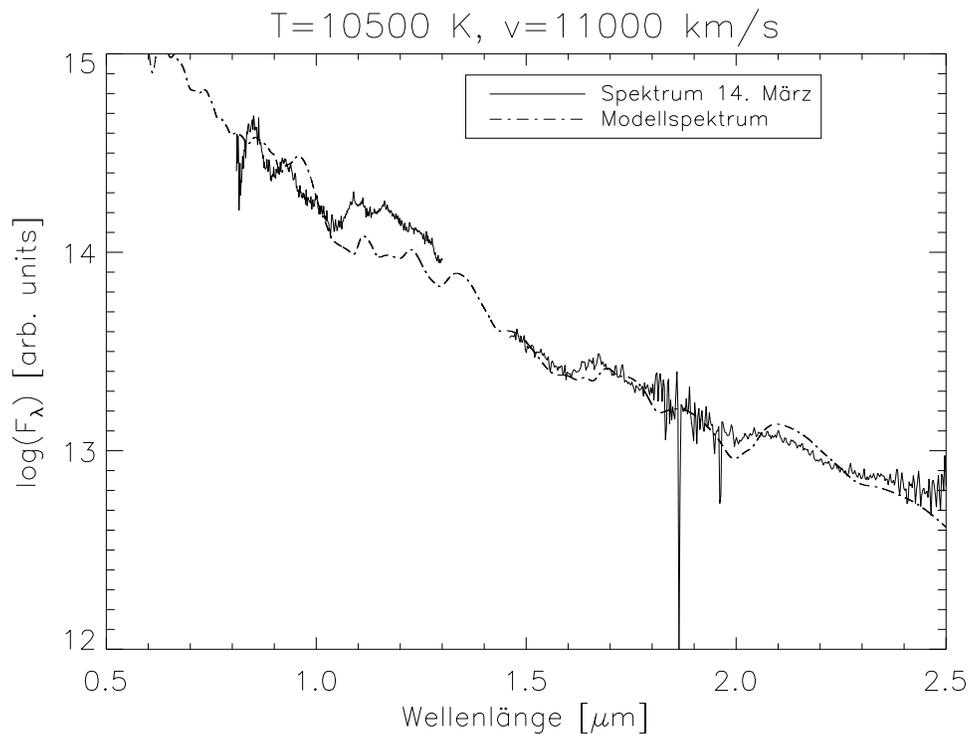


Abbildung 4.1: Hier ist das Spektrum vom 14. März zusammen mit dem am besten passenden Modellspektrum dargestellt.

Die Expansionsgeschwindigkeit ist auf $v = 8000$ km/s bestimmt worden. Zur Berechnung des Modellspektrums sind die in Tabelle 3.1 aufgelisteten Spezies sowie Co I und Co III im NLTE verwendet worden. Die auf den ganzen Wellenlängenbereich erweiterten neuen Modellatome sind benutzt worden.

Das Modellspektrum passt hier nicht so gut zum beobachteten Spektrum. Die Linie bei $0.8 \mu\text{m}$ ist im Modellspektrum deutlich zu stark. Im weiteren Wellenlängenbereich bis $1.3 \mu\text{m}$ fällt der Fluss im Modellspektrum nicht so stark ab wie im beobachteten Spektrum. Die beiden Linien bei $1.5 \mu\text{m}$ und $1.75 \mu\text{m}$ sind auch im Modellspektrum vorhanden. Hier ist der Fluss des Modellspektrums jedoch zu niedrig. Auch für den weiteren Bereich bis $2.5 \mu\text{m}$ ist der Fluss stets zu niedrig. Die Linien und der Verlauf sind aber auch im Modellspektrum wiedergegeben.

4.1.3 Spektrum vom 21. April

Das Spektrum vom 14. März und das daran angepasst Modellspektrum sind in Abbildung 4.3 dargestellt. Die Effektivtemperatur beträgt $T_{\text{eff}} = 7500$ K. Die Expansionsgeschwindigkeit beträgt $v = 4000$ km/s. Zur Berechnung des Modellspektrums sind die in Tabelle 3.1 aufgelisteten Spezies sowie Co I und Co III im NLTE verwendet worden. Die neuen Modellatome sind benutzt worden.

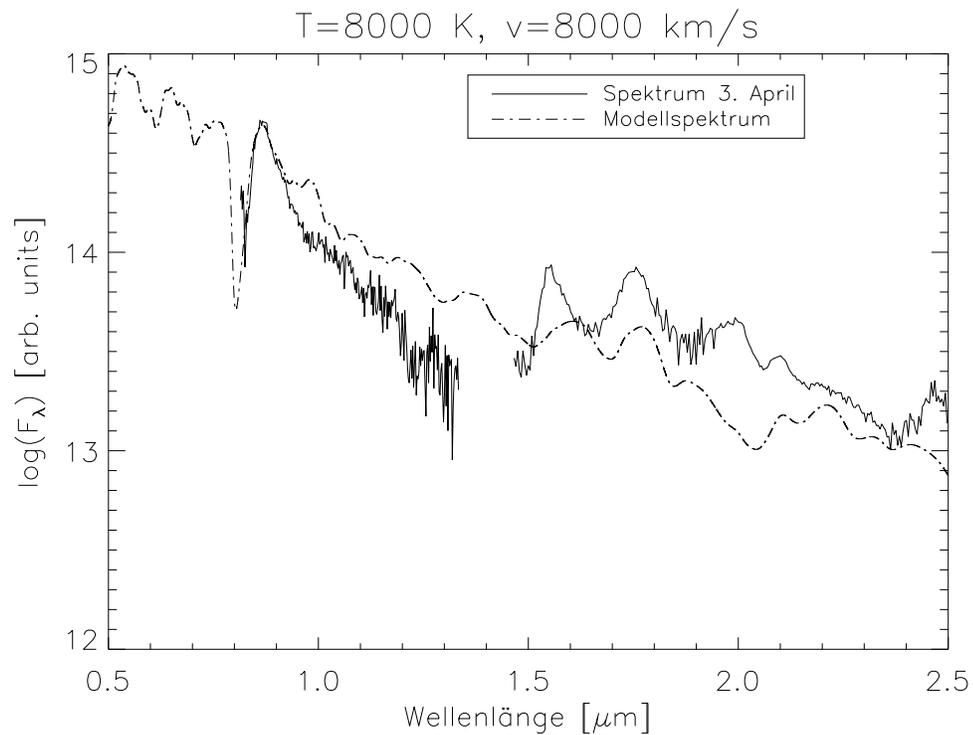


Abbildung 4.2: Das Spektrum vom 3. April ist hier zusammen mit dem am besten passenden Modellspektrum dargestellt.

Für das Spektrum vom 21. April passt das Modellspektrum wieder deutlich besser. Die Linie bei $0,8 \mu\text{m}$ wird gut wiedergegeben. Im Bereich von $1 \mu\text{m}$ bis $1,3 \mu\text{m}$ passt das Modellspektrum nicht so gut, denn es gibt hier so gut wie keine Linien, die vom Modellspektrum wiedergegeben werden. Auch der Fluss ist stets verschieden. Ab einer Wellenlänge von $1,5 \mu\text{m}$ gibt das Modellspektrum den Verlauf sehr gut wieder, da die auftretenden Linien alle im Modellspektrum wieder zu finden sind. Der Fluss des Modellspektrums ist hier jedoch etwa 0,2 Größenordnungen zu groß.

4.2 Hydrodynamische Modelle

Hier werden abschließend die Modellspektren von allen drei hydrodynamischen Modellen vorgestellt. Weiter wird dabei untersucht, welches hydrodynamische Modell das beobachtete Spektrum vom 14. März am besten wiedergibt.

Die anzustrebende Leuchtkraft aller Modellspektren beträgt $6 \cdot 10^{40}$ erg/s. Es sind die in Tabelle 3.1 aufgelisteten Spezies sowie Co I und Co III im NLTE gerechnet worden. Dies ist im Fall der hydrodynamischen Modelle besonders wichtig, weil die beiden Spezies hier starke Auswirkungen haben. Außerdem sind die neuen Modellatome verwendet worden.

In Abbildung 4.4 sind das Spektrum vom 14. März sowie das Modellspektrum des hydrodynamischen Modells DD16 dargestellt. Die Linie bei $0,8 \mu\text{m}$ wird im Modellspektrum

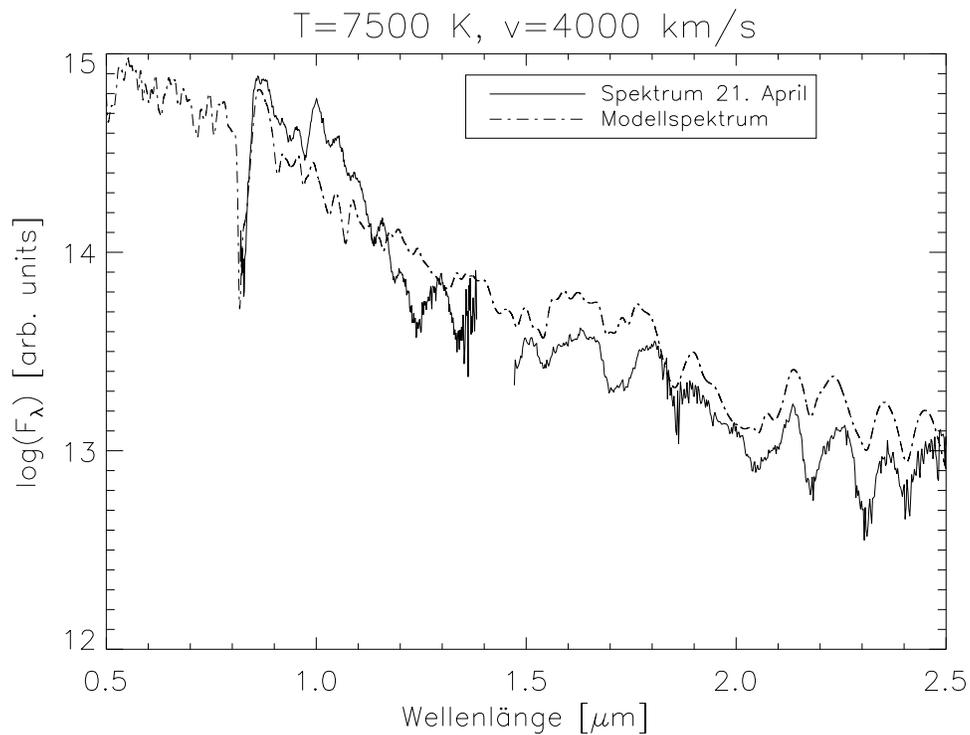


Abbildung 4.3: Das Spektrum vom 21. April sowie das am besten passende Modellspektrum sind hier dargestellt.

nicht ganz so stark wie im beobachteten Spektrum wiedergegeben. Bei einer Wellenlänge von $0.9 \mu\text{m}$ ist der Fluss des Modellspektrums um 0.2 Größenordnungen zu groß. Ab einer Wellenlänge von $1 \mu\text{m}$ ist der Fluss im Modellspektrum dann um etwa 0.2 Größenordnungen zu niedrig. Bei $1.2 \mu\text{m}$ kommt er wieder an das beobachtete Spektrum heran. Die Linie bei $1.7 \mu\text{m}$ wird im Modellspektrum zu stark wiedergegeben. Auch bei $2 \mu\text{m}$ gibt es eine leichte Abweichung.

Das Modellspektrum des hydrodynamischen Modells DD25 und das Spektrum vom 14. März sind in Abbildung 4.5 dargestellt. Die Linie bei einer Wellenlänge von $0.8 \mu\text{m}$ gibt das Modellspektrum gut wieder. Im Bereich bis $1 \mu\text{m}$ passt das DD25 besser als das DD16 Modellspektrum zum beobachteten Spektrum. Im Bereich von $1 \mu\text{m}$ bis $1.3 \mu\text{m}$ ist das DD25 Modell jedoch schlechter als das DD16 Modellspektrum. Hier ist der Fluss um 0.3 Größenordnungen zu niedrig. Auch im weiteren Verlauf passt das DD25 Modellspektrum nicht so gut zum beobachteten Spektrum. Der Fluss ist hier leicht zu hoch.

In Abbildung 4.6 sind das Spektrum vom 14. März sowie das Modellspektrum vom hydrodynamischen Modell W7 dargestellt. Die Linie bei $0.8 \mu\text{m}$ wird hier im Modellspektrum schwächer als im beobachteten Spektrum wiedergegeben. Bis $1 \mu\text{m}$ ist der Fluss etwa um 0.1 Größenordnung zu groß. Das W7 Modellspektrum passt hier aber besser zum beobachteten Spektrum als das DD16 Modell. Im weiteren Verlauf ist der Fluss im Bereich von $1 \mu\text{m}$ bis $1.3 \mu\text{m}$ um 0.2 bis 0.3 Größenordnungen zu niedrig. Ab

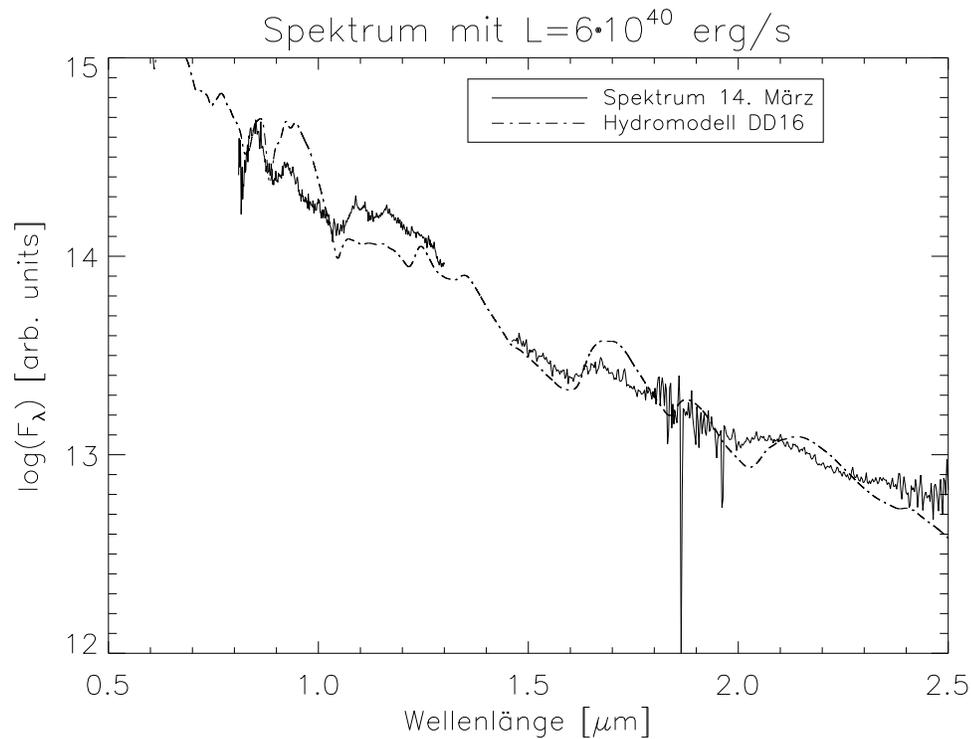


Abbildung 4.4: Hier ist das beobachtete Spektrum vom 14. März zusammen mit dem Spektrum des hydrodynamischen Modells DD16 dargestellt.

einer Wellenlänge von $1.5 \mu\text{m}$ passt das Modellspektrum recht gut zum beobachteten Spektrum. Bei $2.5 \mu\text{m}$ ist der Fluss sehr stark abgefallen und um 0.4 Größenordnungen zu niedrig.

Welches das am besten passende hydrodynamische Modell ist, ist schwer zu sagen. Die Linie bei $0.8 \mu\text{m}$ wird vom DD25 am besten wieder gegeben. Bei $0.9 \mu\text{m}$ ist bei allen hydrodynamischen Modellen der Fluss zu hoch, wobei das W7 und D25 Modellspektrum hier am besten sind. Im Bereich von $1 \mu\text{m}$ bis $1.3 \mu\text{m}$ passt das DD16 Modell am besten. Hier ist jedoch der Fluss in allen Modellspektren zu niedrig. Im Bereich von $1.4 \mu\text{m}$ bis $2.3 \mu\text{m}$ passt das W7 Modellspektrum am besten. Bei allen drei Hydromodellen ist zu beobachten, dass bei $2.5 \mu\text{m}$ der Fluss stark abnimmt. Beim W7 Modell ist dies am stärksten.

4.3 Fehlerbetrachtung

Es sind für den Infraroten Spektralbereich schon gute Modellspektren mit PHOENIX erhalten worden. Hier sollen nun die möglichen Fehler betrachtet werden.

Die Effektivtemperatur und die Expansionsgeschwindigkeit für die Spektren sind in Schritten von 500 K und 500 km/s geändert und so bestimmt worden. Die Fehler für die Effektivtemperatur und Expansionsgeschwindigkeit betragen deshalb entsprechend mindestens 500 K und 500 km/s. Anzumerken ist hier auch, dass die am besten passenden Spektren durch den Vergleich nach Augenmaß bestimmt worden sind. Dazu kommen noch

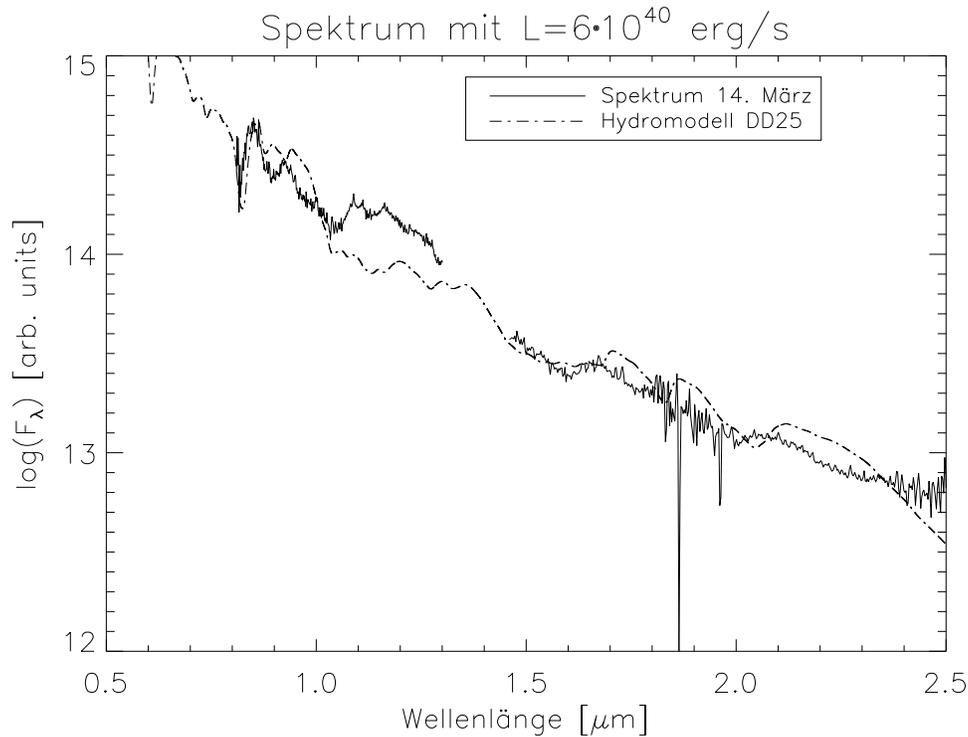


Abbildung 4.5: Das beobachtete Spektrum vom 14. März und das Spektrum des hydrodynamischen Modells DD25 sind hier dargestellt.

systematische Fehler durch möglicherweise falsche Liniendaten, Fehler in der Dichtestruktur usw. Diese lassen sich nicht abschätzen.

Der Unterschied zwischen $1 \mu\text{m}$ und $1.3 \mu\text{m}$ im beobachteten Spektrum vom 14. März ist in allen Modellspektren sowohl des normalen Modells als auch der hydrodynamischen Modelle vorhanden. Hier könnte der Fehler auch im beobachteten Spektrum liegen. Die Fehler, die durch die Aufnahme, Reduktion und Kalibration der Spektren entstehen, können sich in allen Spektren widerspiegeln.

Der Fehler, der durch die ungenaue Kenntnis der Rötung $E(B - V)$ der Spektren entsteht, ist nicht sehr groß. Im Infraroten ist die Korrektur durch die Rötung nicht so stark wie im optischen Bereich. Die Korrektur verändert zudem auch nicht die Positionen und das Aussehen der Linien.

Die Liniendaten der Atomlinien sind wichtig für die Modellierung der Spektren. Somit ist die Qualität der modellierten Spektren stark von der Genauigkeit der, in dieser Arbeit benutzten, Datenbank von Kurucz abhängig.

Fehler können auch durch die Annahmen, die zur Modellierung der Spektren mit PHOENIX gemacht werden, auftreten. Dazu gehört die Annahme von sphärischer Symmetrie sowie die Zeitunabhängigkeit der Strahlungstransportgleichung.

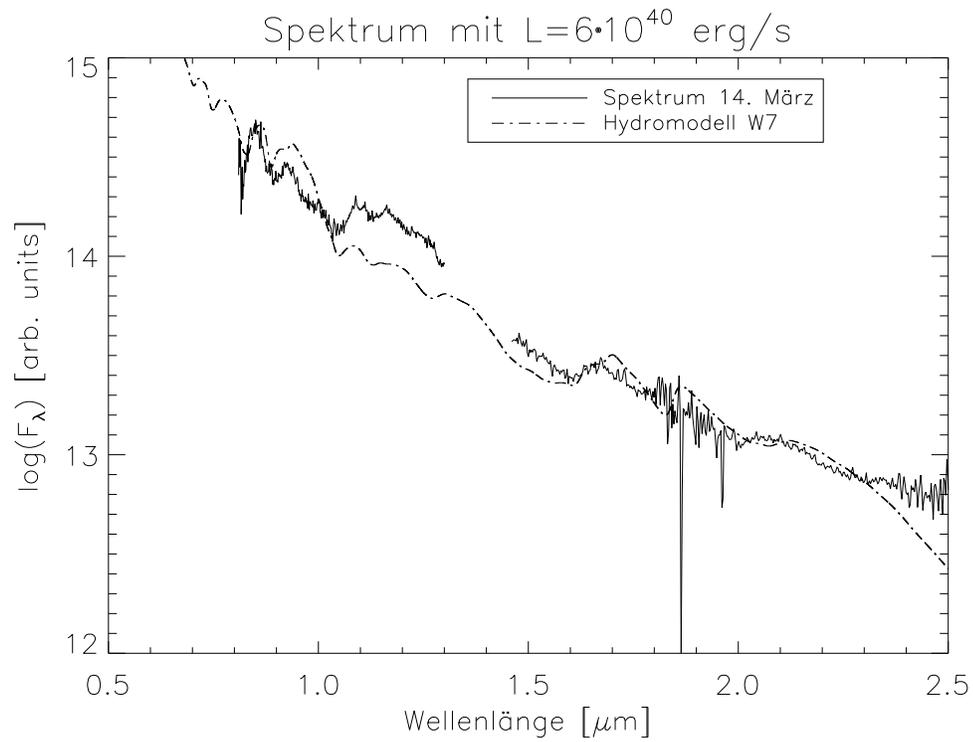


Abbildung 4.6: Das beobachtete Spektrum vom 14. März und das Spektrum des hydrodynamischen Modells W7 sind hier dargestellt.

Mögliche NLTE-Effekte von nicht berücksichtigten Spezies können ebenfalls zu Fehlern in den Modellspektren führen. Wie in dieser Arbeit gezeigt wurde, haben beispielsweise auch die *predicted lines*, wenn man sie zu den primären Linien hinzunimmt, einen Einfluss auf das Spektrum.

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit sind Modellspektren von Supernovae des Typs Ia im Infraroten berechnet worden. Das Ziel ist es gewesen, die Modellspektren beobachteten Spektren anzupassen und weiter zu verbessern.

Es haben drei Infrarotspektren von der Supernova SN 2002bo zur Verfügung gestanden. Diese sind am 14. März, 3. April und 21. April des Jahres 2002 aufgenommen worden. Die Spektren sind entrötet und die Rotverschiebung ist heraus korrigiert worden.

Als erstes sind die Modellspektren ausgehend von einem Ausgangsmodell nur durch eine Änderung der Effektivtemperatur und der Expansionsgeschwindigkeit berechnet worden. Hier haben sich für den Fall des LTE schon gut passende Modellspektren ergeben. Im Fall des NLTE hat es bei allen drei Spektren große Unterschiede zwischen beobachtetem Spektrum und Modellspektrum ab einer Wellenlänge größer als $2\ \mu\text{m}$ gegeben.

Die Modellatome, die für die Rechnung im NLTE benutzt werden, sind neu erstellt worden. In den alten Modellatomen hat es eine Wellenlängenbegrenzung gegeben, die nun aufgehoben worden ist. Des weiteren sind zur Erstellung die neuesten Daten verwendet worden. Die mit den neuen Modellatomen berechneten Modellspektren passen nun im Wellenlängenbereich über $2\ \mu\text{m}$ deutlich besser zu den beobachteten Spektren.

Um die Modellspektren weiter zu verbessern, ist ein Test der Modellatome bezüglich der Grenze der gf Wertes durchgeführt worden. Die Modellatome sind mit einer Grenze des gf Wertes von $\log(gf) = -3$ erstellt worden. Es ist hier untersucht worden, ob Linien mit einem niedrigeren gf Wert auch Einfluss auf das Spektrum haben und somit zu den primären Linien hinzugefügt werden sollten. Für das Kobalt haben sich hier Unterschiede in den Testspektren ergeben. Beim Co I hat es bis zu einer Grenze von $\log(gf) = -5$ Einflüsse auf das Modellspektrum gegeben. Für das Co II ist die Grenze des gf Wertes auf $\log(gf) = -4$ bestimmt worden. Außerdem sind hier *predicted lines* mit einer Grenze von $\log(gf_{\text{pred}}) = -1$ zusätzlich ins Modellatom aufgenommen worden. Beim Co III ist nur ein Einfluss der *predicted lines* vorhanden. Hier wurde der Grenzwert auf $\log(gf_{\text{pred}}) = -1$ bestimmt.

Bei zwei Spezies wurde ein Einfluss auf das Spektrum von nur je einer schwachen Linie gefunden. Beim Si I hat eine Linie mit einem gf Wert von $\log(gf) = -7.5$ einen Einfluss

gezeigt. Beim Ca I ist es eine Linie mit $\log(gf) = -4.29$ gewesen. Dies sind beides Linien von Übergängen zwischen niedrigen Niveaus und haben durch eine hohe Besetzung der Niveaus trotz des niedrigen gf Wertes einen Einfluss auf das Spektrum.

Die neu erstellten erweiterten Modellatome sind auf ihren Einfluss auf die Modellspektren getestet worden. Dabei sind keine Verbesserungen erzielt worden. Die gewählte Grenze des gf Wertes von $\log(gf) = -3$ bleibt bestehen. Auch die Auswirkungen der *predicted lines* sind untersucht worden. Diese haben einen Einfluss auf das Spektrum, was allerdings zu keiner Verbesserung geführt hat. Eine wichtige Erkenntnis dieser Untersuchung ist jedoch, dass es wichtig ist, auch die Spezies Co I und Co III im NLTE zu rechnen.

Als nächstes ist untersucht worden, ob eine Änderung der Häufigkeiten der Elemente zu einer Verbesserung der Modellspektren führt. Dies ist für das Spektrum vom 14. März untersucht worden. Für die Elemente Kobalt, Silizium, Magnesium und Kalzium sind Einflüsse auf das Spektrum gefunden worden, die aber nicht zu einer Verbesserung der Modellspektren geführt haben. Mit Hilfe der Änderung der Kobalthäufigkeit ist bestimmt worden, wo sich das Infrarotspektrum in einer Supernova des Typs Ia bildet. Es entsteht im Bereich mit optischen Tiefen von 0.2 bis 0.4.

Als letztes ist der Dichteexponent variiert worden, um festzustellen, ob sich dabei eine signifikante Veränderung der Spektren ergibt. Dies ist jedoch nicht der Fall gewesen.

Für das Spektrum vom 14. März ist eine Effektivtemperatur von $T_{\text{eff}} = 10500$ K und eine Expansionsgeschwindigkeit von $v = 11000$ km/s bestimmt worden. Eine Bestimmung der Effektivtemperatur und Expansionsgeschwindigkeit hat für das beobachtete Spektrum vom 3. April Werte von $T_{\text{eff}} = 8000$ K und $v = 8000$ km/s geliefert. Für das Spektrum vom 21. April sind die Werte auf $T_{\text{eff}} = 7500$ K und $v = 4000$ km/s bestimmt worden.

Ein anderer Ansatz zur Berechnung von Modellspektren sind die hydrodynamischen Modelle. Es sind in dieser Arbeit drei hydrodynamische Modelle benutzt worden. Es handelt sich dabei um das Deflagrationsmodell W7 und zwei Delayed Detonation Modelle DD16 und DD25. Die drei hydrodynamischen Modelle sind dem Spektrum vom 14. März angepasst worden. Hierbei hat sich für die Leuchtkraft ein Wert von $6 \cdot 10^{40}$ erg/s ergeben. Es ist hier nicht genau zu sagen, welches Explosionsmodell für die Supernova SN 2002bo das bessere ist. Die Modellspektren der hydrodynamischen Modelle passen schlechter als die parametrisierten Modelle zum beobachteten Spektrum.

Im folgenden wird ein Ausblick für weiterführende Arbeiten gegeben. Dabei können in weiterführenden Arbeiten die Einflüsse verschiedener Parameter auf die Modellspektren im Infraroten systematischer untersucht werden. Zum Beispiel können die Einflüsse durch Änderungen der Häufigkeiten der Elemente genauer untersucht werden. Dafür können die Häufigkeiten für verschiedene Elemente systematisch um verschiedene Faktoren verändert werden, um die Auswirkungen auf das Spektrum zu testen. Bei den hydrodynamischen Modellen kann die Häufigkeit auch in einzelnen Schichten verändert werden. Des weiteren können die Häufigkeiten auch für die anderen beiden beobachteten Spektren bestimmt werden.

Ein Vielzahl von Spezies wurde hier im NLTE gerechnet. Dabei ist in dieser Arbeit gezeigt worden, dass Co I und Co III auch im NLTE gerechnet werden sollten. Es ist möglich dass noch mehr Elemente Einflüsse durch die Betrachtung im NLTE auf das Spektrum haben. Dies kann in einer weiterführenden Arbeit untersucht werden.

Die Hinzunahme der *predicted lines* zu den primären Linien im NLTE hat gezeigt, dass dies Auswirkungen auf das Spektrum hat. Momentan reicht die verfügbare Rechenleistung noch nicht aus, Modellspektren mit diesen zu berechnen. Der Einfluss dieser könnte in einigen Jahren nochmals systematisch untersucht werden, um zu überprüfen, ob es sinnvoll ist diese *predicted lines* mit als primäre Linien zu benutzen.

Hier sind die Modellspektren mit den beobachteten Spektren der Supernova SN2002bo verglichen worden. Es können auch für weitere Infrarotspektren anderer Supernovae passende Spektren modelliert werden. Dabei kann auch in einem Vergleich mit den verschiedenen hydrodynamischen Modellen untersucht werden, welches das richtige Explosionsmodell für eine Supernova vom Typ Ia ist.

PHOENIX wird in seinen Funktionen ständig weiter entwickelt. So wird es in einigen Jahren möglich sein auch 3D-Strahlungstransport zu rechnen. Dies kann dann auch für die Supernovamodelle verwendet werden, um die Modellspektren weiter zu verbessern.

Literaturverzeichnis

- [APED,] APED, <http://cxc.harvard.edu/atomdb/>.
- [Arnett *et al.*, 1971] Arnett, W. D., Truran, J. W., und Woosley, S. E., *Nucleosynthesis in Supernova Models. II. The ^{12}C Detonation Model*, *ApJ* **165**, 87–+ (1971).
- [Badenes *et al.*, 2005] Badenes, C., Borkowski, K., Bravo, E., Hughes, J. P., und Hwang, U., *Exploring the Physics of Type Ia Supernovae Through the X-ray Spectra of their Remnants*, *Memorie della Societa Astronomica Italiana* **76**, 555–+ (2005).
- [Baron *et al.*, 2006] Baron, E., Bongard, S., Branch, D., und Hauschildt, P. H., *Spectral Modeling of SNe Ia Near Maximum Light: Probing the Characteristics of Hydrodynamical Models*, *ApJ* **645**, 480–487 (2006).
- [Baron und Hauschildt, 1998] Baron, E. und Hauschildt, P. H., *Parallel Implementation of the PHOENIX Generalized Stellar Atmosphere Program. II. Wavelength Parallelization*, *ApJ* **495**, 370–+ (1998).
- [Baron *et al.*, 2003] Baron, E., Lentz, E. J., und Hauschildt, P. H., *Detectability of Mixed Unburnt C+O in Type Ia Supernova Spectra*, *ApJ* **588**, L29–L32 (2003).
- [Benetti *et al.*, 2004] Benetti, S., Meikle, P., Stehle, M., Altavilla, G., Desidera, S., Folatelli, G., Goobar, A., Mattila, S., Mendez, J., Navasardyan, H., Pastorello, A., Patat, F., Riello, M., Ruiz-Lapuente, P., Tsvetkov, D., Turatto, M., Mazzali, P., und Hillebrandt, W., *Supernova 2002bo: inadequacy of the single parameter description*, *MNRAS* **348**, 261–278 (2004).
- [Bongard, 2005] Bongard, S. (2005), *Radiative Transfer and Type Ia Supernovae Spectra Analysis in the Context of Supernova Factory*, PhD thesis.
- [Bongard *et al.*, 2006] Bongard, S., Baron, E., Smadja, G., Branch, D., und Hauschildt, P. H., *Type Ia Supernova Spectral Line Ratios as Luminosity Indicators*, *ApJ* **647**, 513–524 (2006).
- [Branch, 1998] Branch, D., *Type IA Supernovae and the Hubble Constant*, *ARA&A* **36**, 17–56 (1998).
- [Branch *et al.*, 1995] Branch, D., Livio, M., Yungelson, L. R., Boffi, F. R., und Baron, E., *In Search of the Progenitors of Type IA Supernovae*, *PASP* **107**, 1019–+ (1995).
- [Cannon, 1973] Cannon, C. J., *Frequency-Quadrature Perturbations in Radiative-Transfer Theory*, *ApJ* **185**, 621–630 (1973).

- [Cardelli *et al.*, 1989] Cardelli, J. A., Clayton, G. C., und Mathis, J. S., *The relationship between infrared, optical, and ultraviolet extinction*, *ApJ* **345**, 245–256 (1989).
- [Dere *et al.*, 1997] Dere, K. P., Landi, E., Mason, H. E., Monsignori Fossi, B. C., und Young, P. R., *CHIANTI - an atomic database for emission lines*, *A&AS* **125**, 149–173 (1997).
- [Dere *et al.*, 2001] Dere, K. P., Landi, E., Young, P. R., und Del Zanna, G., *CHIANTI-An Atomic Database for Emission Lines. IV. Extension to X-Ray Wavelengths*, *ApJS* **134**, 331–354 (2001).
- [Filippenko, 1997] Filippenko, A. V., *Optical Spectra of Supernovae*, *ARA&A* **35**, 309–355 (1997).
- [Gutierrez *et al.*, 1996] Gutierrez, J., Garcia-Berro, E., Iben, I. J., Isern, J., Labay, J., und Canal, R., *The Final Evolution of ONeMg Electron-Degenerate Cores*, *ApJ* **459**, 701–+ (1996).
- [Hamuy *et al.*, 1996] Hamuy, M., Phillips, M. M., Suntzeff, N. B., Schommer, R. A., Maza, J., Smith, R. C., Lira, P., und Aviles, R., *The Morphology of Type IA Supernovae Light Curves*, *AJ* **112**, 2438–+ (1996).
- [Hauschildt, 1992] Hauschildt, P. H., *A fast operator perturbation method for the solution of the special relativistic equation of radiative transfer in spherical symmetry*, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* **47**, 433–453 (1992).
- [Hauschildt *et al.*, 2003] Hauschildt, P. H., Barman, T. S., Baron, E., und Allard, F. (2003), *Temperature Correction Methods*, in *ASP Conf. Ser. 288: Stellar Atmosphere Modeling*, edited by Hubeny, I., Mihalas, D., und Werner, K., pages 227–+.
- [Hauschildt und Baron, 1999] Hauschildt, P. H. und Baron, E., *Numerical solution of the expanding stellar atmosphere problem*, *Journal of Computational and Applied Mathematics* **109**, 41–63 (1999).
- [Hauschildt *et al.*, 1997] Hauschildt, P. H., Baron, E., und Allard, F., *Parallel Implementation of the PHOENIX Generalized Stellar Atmosphere Program*, *ApJ* **483**, 390–+ (1997).
- [Hauschildt *et al.*, 1996] Hauschildt, P. H., Baron, E., Nugent, P., und Branch, D. (1996), *Spectrum synthesis of type IA SNe*, in *ASP Conf. Ser. 96: Hydrogen Deficient Stars*, edited by Jeffery, C. S. und Heber, U., pages 175–+.
- [Hauschildt *et al.*, 2001] Hauschildt, P. H., Lowenthal, D. K., und Baron, E., *Parallel Implementation of the PHOENIX Generalized Stellar Atmosphere Program. III. A Parallel Algorithm for Direct Opacity Sampling*, *ApJS* **134**, 323–329 (2001).
- [Héraudeau und Simien, 1998] Héraudeau, P. und Simien, F., *Stellar kinematical data for the central region of spiral galaxies. I.*, *A&AS* **133**, 317–323 (1998).
- [Hillebrandt und Niemeyer, 2000] Hillebrandt, W. und Niemeyer, J. C., *Type IA Supernova Explosion Models*, *ARA&A* **38**, 191–230 (2000).
- [Höflich *et al.*, 2002] Höflich, P., Gerardy, C. L., Fesen, R. A., und Sakai, S., *Infrared Spectra of the Subluminous Type Ia Supernova SN 1999by*, *ApJ* **568**, 791–806 (2002).

- [Hubble, 1929] Hubble, E., *A Relation between Distance and Radial Velocity among Extra-Galactic Nebulae*, *Proceedings of the National Academy of Science* **15**, 168–173 (1929).
- [Khokhlov, 1991] Khokhlov, A. M., *Delayed detonation model for type IA supernovae*, *A&A* **245**, 114–128 (1991).
- [Kurucz und Bell, 1995] Kurucz, R. L. und Bell, B. (1995), Atomic line list, Kurucz CD-ROM No. 23.
- [Kurucz und Bell, 2006] Kurucz, R. L. und Bell, B. (2006), Atomic line list, <http://kurucz.harvard.edu/atoms.html>.
- [Leibundgut, 2000] Leibundgut, B., *Type Ia Supernovae*, *A&A Rev.* **10**, 179–209 (2000).
- [Leibundgut, 2001] Leibundgut, B., *Cosmological Implications from Observations of Type Ia Supernovae*, *ARA&A* **39**, 67–98 (2001).
- [Lentz *et al.*, 1999a] Lentz, E. J., Baron, E., Branch, D., und Hauschildt, P. H., *SN 1984A and Delayed Detonation Models of Type Ia Supernovae*, *Bulletin of the American Astronomical Society* **31**, 1424–+ (1999a).
- [Lentz *et al.*, 2001a] Lentz, E. J., Baron, E., Branch, D., und Hauschildt, P. H., *Non-LTE Synthetic Spectral Fits to the Type Ia Supernova 1994D in NGC 4526*, *ApJ* **557**, 266–278 (2001a).
- [Lentz *et al.*, 2001b] Lentz, E. J., Baron, E., Branch, D., und Hauschildt, P. H., *SN 1984A and Delayed-Detonation Models of Type IA Supernovae*, *ApJ* **547**, 402–405 (2001b).
- [Lentz *et al.*, 1999b] Lentz, E. J., Baron, E., Branch, D., Hauschildt, P. H., und Nugent, P. E., *Metallicity Effects in NLTE Model Atmospheres of Type IA Supernovae*, *Bulletin of the American Astronomical Society* **31**, 976–+ (1999b).
- [Lentz *et al.*, 2000] Lentz, E. J., Baron, E., Branch, D., Hauschildt, P. H., und Nugent, P. E., *Metallicity Effects in Non-LTE Model Atmospheres of Type IA Supernovae*, *ApJ* **530**, 966–976 (2000).
- [Lentz *et al.*, 2002] Lentz, E. J., Baron, E., Hauschildt, P. H., und Branch, D., *Detectability of Hydrogen Mixing in Type Ia Supernova Premaximum Spectra*, *ApJ* **580**, 374–379 (2002).
- [Mihalas, 1970] Mihalas, D. (1970), *Stellar Atmospheres*, W. H. Freeman and Company.
- [Mihalas, 1978] Mihalas, D. (1978), *Stellar Atmospheres, 2nd Edition*, W. H. Freeman and Company.
- [Mihalas, 1984] Mihalas, D., M. B. (1984), *Foundations of Radiation Hydrodynamics*, Oxford University.
- [Nomoto *et al.*, 1984] Nomoto, K., Thielemann, F.-K., und Yokoi, K., *Accreting white dwarf models of Type I supernovae. III - Carbon deflagration supernovae*, *ApJ* **286**, 644–658 (1984).

- [Nugent *et al.*, 1997] Nugent, P., Baron, E., Branch, D., Fisher, A., und Hauschildt, P. H., *Synthetic Spectra of Hydrodynamic Models of Type IA Supernovae*, ApJ **485**, 812–+ (1997).
- [Nugent *et al.*, 1995] Nugent, P., Baron, E., Hauschildt, P. H., und Branch, D., *Spectrum synthesis of the Type IA supernovae SN 1992A and SN 1981B*, ApJ **441**, L33–L36 (1995).
- [Perlmutter *et al.*, 1999] Perlmutter, S., Aldering, G., Goldhaber, G., Knop, R. A., Nugent, P., Castro, P. G., Deustua, S., Fabbro, S., Goobar, A., Groom, D. E., Hook, I. M., Kim, A. G., Kim, M. Y., Lee, J. C., Nunes, N. J., Pain, R., Pennypacker, C. R., Quimby, R., Lidman, C., Ellis, R. S., Irwin, M., McMahon, R. G., Ruiz-Lapuente, P., Walton, N., Schaefer, B., Boyle, B. J., Filippenko, A. V., Matheson, T., Fruchter, A. S., Panagia, N., Newberg, H. J. M., Couch, W. J., und The Supernova Cosmology Project, *Measurements of Omega and Lambda from 42 High-Redshift Supernovae*, ApJ **517**, 565–586 (1999).
- [Phillips, 1993] Phillips, M. M., *The absolute magnitudes of Type IA supernovae*, ApJ **413**, L105–L108 (1993).
- [Röpke *et al.*, 2006] Röpke, F. K., Hillebrandt, W., Niemeyer, J. C., und Woosley, S. E., *Multi-spot ignition in type Ia supernova models*, A&A **448**, 1–14 (2006).
- [Rutten, 2003] Rutten, R. (2003), *Radiative Transfer in Stellar Atmospheres*, Utrecht University lecture notes, 8th edition edition.
- [Saio und Nomoto, 1998] Saio, H. und Nomoto, K., *Inward Propagation of Nuclear-burning Shells in Merging C-O and He White Dwarfs*, ApJ **500**, 388–+ (1998).
- [Schmidt *et al.*, 1998] Schmidt, B. P., Suntzeff, N. B., Phillips, M. M., Schommer, R. A., Clocchiatti, A., Kirshner, R. P., Garnavich, P., Challis, P., Leibundgut, B., Spyromilio, J., Riess, A. G., Filippenko, A. V., Hamuy, M., Smith, R. C., Hogan, C., Stubbs, C., Diercks, A., Reiss, D., Gilliland, R., Tonry, J., Maza, J., Dressler, A., Walsh, J., und Ciardullo, R., *The High-Z Supernova Search: Measuring Cosmic Deceleration and Global Curvature of the Universe Using Type IA Supernovae*, ApJ **507**, 46–63 (1998).
- [Spergel *et al.*, 2003] Spergel, D. N., Verde, L., Peiris, H. V., Komatsu, E., Nolta, M. R., Bennett, C. L., Halpern, M., Hinshaw, G., Jarosik, N., Kogut, A., Limon, M., Meyer, S. S., Page, L., Tucker, G. S., Weiland, J. L., Wollack, E., und Wright, E. L., *First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Determination of Cosmological Parameters*, ApJS **148**, 175–194 (2003).
- [Stephenson und Green, 2005] Stephenson, F. R. und Green, D. A. (2005), *Historical Supernovae*, in *ASP Conf. Ser. 342: 1604-2004: Supernovae as Cosmological Lighthouses*, edited by Turatto, M., Benetti, S., Zampieri, L., und Shea, W., pages 63–+.
- [Tout, 2005] Tout, C. A. (2005), *The Progenitors of Type Ia Supernova*, in *ASP Conf. Ser. 330: The Astrophysics of Cataclysmic Variables and Related Objects*, edited by Hameury, J.-M. und Lasota, J.-P., pages 279–+.
- [Wang *et al.*, 2005] Wang, Y., Baron, E., Branch, D., Casertano, S., Cheng, E., Crotts, A., Dell’Antonio, I., Garnavich, P. M., Habib, S., Hamuy, M., Heitmann, K., Kutyrev, A. S.,

-
- MacKenty, J. W., Moustakas, L. A., Papovich, C., Phillips, M., Priedhorsky, W. C., Silverberg, R., Springel, V., Squires, G., Tegmark, M., Wheeler, C., Wright, E. L., und JEDI Collaboration, *Illuminating Dark Energy with the Joint Efficient Dark-energy Investigation (JEDI)*, *American Astronomical Society Meeting Abstracts* **207**, 100–104 (2005).
- [Weigert und Wendker, 1996] Weigert, A. und Wendker, H. J. (1996), *Astronomie und Astrophysik, ein Grundkurs*, VCH Verlagsgesellschaft mbH.
- [Wheeler und Harkness, 1990] Wheeler, J. C. und Harkness, R. P., *Type I supernovae.*, *Reports of Progress in Physics* **53**, 1467–1557 (1990).
- [Woosley *et al.*, 1986] Woosley, S. E., Taam, R. E., und Weaver, T. A., *Models for Type I supernova. I - Detonations in white dwarfs*, *ApJ* **301**, 601–623 (1986).
- [Zwicky, 1938] Zwicky, F., *On the Search for Supernovae*, *PASP* **50**, 215–+ (1938).
- [Zwicky, 1940] Zwicky, F., *Types of Novae*, *Reviews of Modern Physics* **12**, 66–+ (1940).

Danksagung

Mein größter Dank geht an meine Eltern dafür, dass sie mich gezeugt, ernährt und auch erzogen haben. Ihre Unterstützung hat mir ein stets sorgenfreies Studium ermöglicht.

Ich bedanke mich bei Peter H. Hauschildt für die Vergabe des interessanten Themas dieser Arbeit und die sehr gute Betreuung.

Bei Jürgen Schmitt bedanke ich mich dafür, dass er sich als Zweitgutachter dieser Arbeit geopfert hat.

Eddie Baron danke ich für die Unterstützung und Beantwortung all meiner Fragen.

Bei der gesamten PHOENIX -Arbeitsgruppe bedanke ich mich für die freundliche Aufnahme.

Christine, Matthias und Knop danke ich für das Korrekturlesen und die vielen Anmerkungen zu meinen ersten Schreibversuchen.

Bei meinen Bürokollegen Boris und Marco bedanke ich mich für den Klönschnack zwischendurch und die gute Gesellschaft, sowohl mit als auch ohne Licht.

Mein Dank gilt auch den unzähligen Prozessoren, die meine Arbeit Tag und Nacht tatkräftig unterstützt haben. Namentlich erwähnen möchte ich das HLRN und NERSC.

Dem öffentlichen Nahverkehr danke ich dafür, mich meist pünktlich und stets unversehrt zur Sternwarte und wieder zurückgebracht zu haben. Ein weiterer Dank geht an J. K. Rowling für die spannende Unterhaltung während der langen Fahrzeit.

Meinen beiden Schwestern danke ich dafür, dass ich sie ärgern darf.

Ich bedanke mich bei all meinen Freunden für das gemeinsame WM-Gucken sowie für Kinobesuche, Grillabende, Poolpartys und sonstige Freizeitgestaltung.

Zu guter Letzt sei allen gedankt, die wissentlich oder unwissentlich einen Beitrag zu meiner Arbeit geleistet haben und die ich bisher vergessen habe zu erwähnen.

Erklärung

Hiermit versichere ich, Dennis Jack, die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und nur unter Zuhilfenahme der angegebenen Quellen und Hilfsmittel angefertigt zu haben. Des weiteren erkläre ich mich mit dem Verleih und der Veröffentlichung dieser Arbeit einverstanden.

Hamburg, den 30.08.2006

Unterschrift