

**Quasar Absorptionslinienverteilung
und die Entwicklung
der großräumigen Strukturen
im Kosmos**

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)
in der Wissenschaftsdisziplin Astrophysik

eingereicht an der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Potsdam

von
Rüdiger Riediger *
geb. 14. Juni 1969 in Berlin

Potsdam, 28. Dezember 1998

*Für Biene, Sanne und Therese,
in Liebe*

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird ein Modell, basierend auf einem modifizierten Particle-Mesh (PM) Code, vorgestellt, das die Verteilung der baryonischen Dichte entlang der großräumigen Strukturen im Kosmos im Dichtebereich der Lyman α -Forest Absorbersysteme gut wiedergibt.

Im Kapitel 1 wird ein Überblick über die geschichtliche Entwicklung der Beobachtungen des Lyman α -Forest und dessen statistischer Analysen gegeben. Weiterhin werden lokale Modelle für die Absorptionswolken vorgestellt. In Kapitel 2 werden das dieser Arbeit zugrundeliegende Modell und die durchgeführten Simulationen beschrieben. Weiterhin wird eine Methode zur Erstellung synthetischer Spektren aus den Simulationen eingeführt. Kapitel 3 beschäftigt sich mit der Auswertung der aus den Simulationen erhaltenen statistischen Verteilungen. Diese werden mit den Ergebnissen der Beobachtungen verglichen und es werden die Einflüsse der Analysemethoden des Voigt-Profil-Fittens diskutiert. Die Ergebnisse werden dann im Kapitel 4 zusammengefaßt und es wird ein Ausblick auf mögliche Weiterführungen der Arbeit gegeben.

1	Überblick	1
1.1	Einleitung	1
1.2	Beobachtete Verteilungen	3
1.2.1	Punktediagramm b über N_{HI}	5
1.2.2	Verteilung der Doppler-Parameter b	5
1.2.3	Verteilung der Säulendichten dn/dN_{HI}	5
1.2.4	Anzahldichte dn/dz der Absorber	7
1.2.5	Proximity Effekt	8
1.2.6	Zwei-Punkt Korrelationsfunktion ξ	9
1.3	Modelle für Lyman α -Forest Wolken	10
1.3.1	Gravitationsgebundene Wolken	10
1.3.2	Druckgebundene Wolken	11
1.3.3	Bilanz der lokalen Modelle	12
1.3.4	Schockgebundene Wolken	13
2	Das Modell	14
2.1	Ziele	14
2.2	Simulation	15
2.3	Arbeitsweise der Simulation	16
2.4	Schnitte durch die Simulationsbox	20
2.5	Sichtlinien	22
2.6	Verteilung der Gaswolken	24
2.7	Erstellung von Spektren	25
3	Auswertung	28
3.1	Aus den Simulationen erhaltene Verteilungen	28
3.1.1	Punktediagramm b über N_{HI}	28
3.1.2	Verteilung der Doppler-Parameter b	30
3.1.3	Verteilung der Säulendichten dn/dN_{HI}	32
3.1.4	Anzahldichte dn/dz der Absorber	35
3.1.5	Zwei-Punkt Korrelationsfunktion ξ	35
3.2	Analyse der synthetischen Spektren	41
3.2.1	Arbeitsweise von AUTOFIT	41
3.2.2	Anwendung von AUTOFIT auf synthetische Spektren	44
3.2.3	Punktediagramm b über N_{HI}	44
3.2.4	Verteilung der Doppler-Parameter b	47
3.2.5	Verteilung der Säulendichten dn/dN_{HI}	47
3.2.6	Anwendung von AUTOFIT auf beobachtetes Spektrum QSO 2000-330	51
4	Ergebnis	53

Anhänge	56
A Herleitungen	56
A.1 Kosmologisches Modell	56
A.2 Entfernungen im kosmologischen Modell	57
A.3 Anzahldichte der Absorber	58
A.4 Temperaturentwicklung des baryonischen Gases	59
A.5 Bewegung der Materie	61
A.6 Gültigkeit der Simulation	63
B Entwicklung der Korrelationsfunktionen	66
C Zusätzliche Simulation S3	71
D Physikalische Konstanten	81
Curriculum Vitae	82
Literaturverzeichnis	I

1.1	Lyman α -Forest von Q1159+123	1
1.2	Wachstumskurve von Absorptionslinien	4
1.3	Punktediagramm b über N_{HI} von HS 1946+7658	6
1.4	Verteilung b für ein Sample von 4 Quasaren	7
1.5	Säulendichteverteilung dn/dN_{HI} von 10 Quasaren	8
1.6	Anzahldichte der Absorber dn/dz im optischen und UV-Bereich	9
1.7	Zwei-Punkt Korrelationsfunktion $\xi[\Delta\nu]$ für 1600 Lyman α Linien von 15 Quasaren	10
2.1	Leistungsspektren verschiedener kosmologischer Modelle	17
2.2	UV-Hintergrundstrahlung $J[z]$, generiert aus den Simulationen S1 , S2 und S3	20
2.3	Schnitte durch die Simulations S1 bei verschiedenen Rotverschiebungen z	21
2.4	Entstehung einer Absorberwolke aus den einzelnen Gassphären	24
2.5	Zusammenfassen der Wolken zu Absorptionssystemen	25
3.1	Punktediagramme b über N_{HI} von S1 und S2 bei verschiedenen Rotverschiebungen z	29
3.2	Verteilung b von S1 und S2 bei verschiedenen Rotverschiebungen z	31
3.3	Säulendichteverteilung dn/dN_{HI} von S1 und S2 bei verschiedenen Rotverschiebungen z	34
3.4	Anzahldichte der Absorber dn/dz von S1 und S2 bei verschiedenen Säulendichtegrenzen	36
3.5	Entwicklung von r_0 der Korrelationsfunktion $\xi[r]$ bei $\gamma = 1.8$ in Abhängigkeit von z	38
3.6	Vergleich für r_0 von $\xi[r]$ bei $\gamma = 1.6$	39
3.7	Absenkung des Intensitätskontinuums D_A für S1	42
3.8	Ergebnis der Anwendung von AUTOFIT auf synthetisches Spektrum	45
3.9	Punktediagramme b über N_{HI} von S1 direkt und nach Fitten der Spektren bei verschiedenen Rotverschiebungen z	46
3.10	Verteilung b von S1 direkt und nach Fitten der Spektren bei verschiedenen Rotverschiebungen z	48
3.11	Säulendichteverteilung dn/dN_{HI} von S1 direkt und nach Fitten der Spektren bei verschiedenen Rotverschiebungen z	50
3.12	Spektrum von QSO 2000-330 mit rekonstruierten Absorptionslinien aus AUTOFIT	51
3.13	Vergleich der Ergebnisse von AUTOFIT und eines „von Hand“ durchgeführten Fits	52
A.1	„Clouds in Cell“ Methode zur Berechnung der Materiedichte auf dem Gitter	63
B.1	Korrelationsfunktionen $1 + \xi[r]$ von S1 bei $3.0 < z < 3.5$ und verschiedenen Säulendichtegrenzen	67

B.2	Korrelationsfunktionen $1 + \xi[r]$ von S2 bei $3.0 < z < 3.5$ und verschiedenen Säulendichtegrenzen	68
B.3	Korrelationsfunktionen $1 + \xi[r]$ von S1 bei $\log N_{\text{HI}} > 12$ und verschiedenen Rotverschiebungen z	69
B.4	Korrelationsfunktionen $1 + \xi[r]$ von S2 bei $\log N_{\text{HI}} > 12$ und verschiedenen Rotverschiebungen z	70
C.1	Punktediagramme b über N_{HI} von S3 bei verschiedenen Rotverschiebungen z . .	74
C.2	Verteilung b von S3 bei verschiedenen Rotverschiebungen z	75
C.3	Säulendichteverteilung dn/dN_{HI} von S3 bei verschiedenen Rotverschiebungen z	76
C.4	Anzahldichte der Absorber dn/dz von S3 bei verschiedenen Säulendichtegrenzen	77
C.5	Entwicklung von r_0 der Korrelationsfunktion $\xi[r]$ bei $\gamma = 1.8$ in Abhängigkeit von z für S3	78
C.6	Korrelationsfunktionen $1 + \xi[r]$ von S3 bei $3.0 < z < 3.5$ und verschiedenen Säulendichtegrenzen	79
C.7	Korrelationsfunktionen $1 + \xi[r]$ von S3 bei $\log N_{\text{HI}} > 12$ und verschiedenen Rotverschiebungen z	80

The White Rabbit put on his spectacles, “Where shall I begin, please your Majesty?” he asked. “Begin at the beginning,” the King said, very gravely, “and go on till you come to the end: then stop.” There was dead silence in the court, whilst the White Rabbit read out these verses: –

Lewis Carroll, ‘Alice’s Adventures in Wonderland’

1.1 Einleitung

In den Spektren hochrotverschobener Quasare wird auf der blauen, kurzwelligen Seite der Lyman α Emissionslinie eine große Anzahl von Lyman α Absorptionslinien beobachtet (s. Abbildung 1.1). Diese entstehen, wo neutraler Wasserstoff auf der Sichtlinie zum Quasar dessen Licht bei der rotverschobenen Wellenlänge der Lyman α Linie ($\lambda_{Ly\alpha} = 1215.67 \text{ \AA}$ im Ruhesystem) absorbiert. Die Absorptionslinien liegen im ultravioletten bis zum sichtbaren Wellenlängenbereich des Lichts. Durch die große Anzahl dieser Absorptionslinien (mehrere hundert) entsteht ein ganzer „Linienwald“, der sogenannte „Lyman α -Forest“.

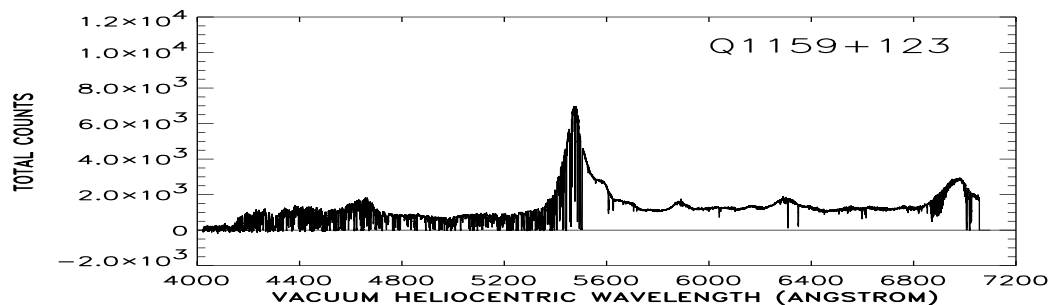


Abbildung 1.1: Lyman α -Forest des Quasars Q1159+123 bei $z_{em} \approx 3.5$ (Songaila, 1998).

Der Lyman α -Forest wurde von Bahcall und Salpeter (1965) vorhergesagt, nachdem Gunn und Peterson (1965) eine Absenkung des Kontinuums durch diffusen intergalaktischen Wasserstoff auf der blauen Seite der Lyman α Emissionslinie von Quasaren spektroskopisch nachweisen konnten. Sie vermuteten, daß eine Population von diskreten Absorptionslinien durch eine geklumpfte Gasverteilung oder durch Galaxienhaufen erzeugt würde, welche kurz darauf auch beobachtet werden konnte (Lynds und Stockon, 1966; Burbidge et al., 1966; Stockon und Lynds, 1966; Kinman, 1966). Zunächst herrschte jedoch eine Kontroverse über den wahren Ursprung dieser Linien. Mit der Entdeckung von Lyman Linien höherer Ordnung (Baldwin et al., 1974) konnte schließlich festgestellt werden, daß diese Linien ihren Ursprung im neutralen Wasserstoff hatten. Viel länger beschäftigte man sich jedoch mit der Frage, ob die Linien durch das zwischen dem Quasar und dem Beobachter liegende Gas verursacht werden oder

doch physikalisch mit dem Quasar verknüpft sind. Durch Beobachtungen von Doppelquasaren und Simulationen der Linienhäufigkeiten gilt heute ein kosmologischer Ursprung, also ein Entstehen der Absorptionslinien durch Gas bei verschiedenen Rotverschiebungen z entlang der Sichtlinie zu dem Quasar, als gesichert (Goldreich und Sargent, 1976; Young et al., 1982; Bergeron, 1986; Petitjean et al., 1994). Damit erlauben es die Lyman α Absorptionslinien, das Universum entlang dieser Sichtlinien bis zu einer Tiefe von $z \approx 5$ (höchste Rotverschiebung der bis heute beobachteten Quasare) zu untersuchen. Die so gewonnenen Beobachtungen liegen damit in dem Intervall zwischen den Dichtefluktuationen der kosmischen Mikrowellen-Hintergrundstrahlung („cosmic microwave background“, CMB) bei $z \sim 1000$, die auf einen zu dieser Zeit nahezu homogenen Kosmos hinweisen, und der stark gehäuften großräumigen Verteilung der Galaxien bei $z \lesssim 0.5$.

Man unterscheidet fünf Kategorien von Absorptionslinien:

1. **Breite Absorptionslinien** („broad absorption lines“, BAL), welche durch hoch ionisierte Gaswolken verursacht werden, die der Quasar abgestoßen hat. Die Linien sind stark geschwindigkeitsverbreitert, was sich nicht nur in der Lyman α Linie bemerkbar macht, sondern auch in anderen, bei gleicher Rotverschiebung liegenden Absorptionslinien schwerer Elemente zu sehen ist. Durch den hohen Ionisationsgrad der Wolke sind nur schwache Lyman α Linien zu beobachten. Diese werden oft von Absorptionslinien der Ionen NV und OVI begleitet. Die Physik dieser Gaswolken ist durch die Nähe zu dem sie bestrahlenden Quasar eng mit diesem verknüpft und hängt nicht nur vom Zustand der Wolken selbst, sondern auch vom sie bestrahlenden Quasarspektrum ab. Dabei kann es durch photoelektrische Absorption nahe dem Quasar zu Wechselwirkungen zwischen der Absorberwolke und der ionisierenden Strahlungsquelle kommen.
2. **Scharfe Absorptionslinien** von Metallen und schweren Elementen (wie z. B. C, O, Mg, Si, Fe), welche teils mit dem Quasar in Zusammenhang stehen, wenn die Rotverschiebung z_{abs} der Absorber nahe der des Quasars z_{em} liegt (siehe BAL), zum größten Teil aber durch zwischen dem Quasar und dem Beobachter liegende Galaxien hervorgerufen werden. Bei den Absorbern handelt es sich sowohl um schwach ionisierte Systeme, die von einer stark ausgeprägten Lyman α Absorptionslinie begleitet werden und Linien der Ionen CII, SiII, AlII, FeII, MgII oder OI enthalten, als auch mittelstark ionisierte Systeme, in denen zusätzlich Linien der Ionen CIV und SiIV zu finden sind, und hoch ionisierte Systeme, die nur eine sehr schwache Lyman α Linie und kaum Linien einfach ionisierter Elemente aufweisen, dafür aber starke NV oder OVI Absorptionslinien.
3. Der **Lyman α -Forest**, hervorgerufen durch primordiale oder schwach mit Metallen angereicherte Gaswolken, die zwischen dem Quasar und dem Beobachter liegen und durch das heiße intergalaktische Medium entweder druck-, gravitations- oder schockgebunden sind. Ursprünglich schien der Lyman α -Forest keinerlei Metalllinien aufzuweisen, was einen rein primordialen Ursprung nahelegte. Genaue Analysen hochaufgelöster Spektren ergaben jedoch, daß ein Teil des Lyman α -Forest (bei Säulendichte $N_{\text{HI}} \gtrsim 10^{14} \text{ cm}^{-2}$) schwache Metalllinien mit einer Metallizität $Z \lesssim 10^{-2} \cdot Z_{\odot}$ aufweist (Lu et al., 1998; Sargent, 1998).
4. Liegt die Säulendichte einer Lyman α Absorptionslinie über $N_{\text{HI}} \gtrsim 10^{17} \text{ cm}^{-2}$, so wird das Gas für das Quasar-Licht mit Wellenlängen unterhalb der Ionisationskante der Lyman Reihe ($\lambda_{\text{HI}} = 912 \text{ \AA}$) optisch dick. Dieser auch im Spektrum sichtbaren Absorptionskante verdankt das „**Lyman-Limit-System**“ seinen Namen. Da die Materie im Zentrum einer solchen Wolke vollkommen von der extragalaktischen Ionisationsstrahlung abgeschirmt

ist, machen diese Objekte eine schnellere zeitliche Entwicklung durch als Wolken geringerer Säulendichte (Ikeuchi, 1991; Lanzetta, 1991). Lyman-Limit-Systeme werden von Absorptionslinien schwerer Elemente begleitet. Sie entstehen durch den Beitrag eines Galaxienhalos auf der Sichtlinie.

5. Noch höhere Säulendichten, wie der Beitrag einer protogalaktischen Scheibe $N_{\text{HI}} \gtrsim 10^{19} \text{ cm}^{-2}$, führen zu strahlungsgedämpften Voigt-Profilen der Lyman α Absorptionslinie. Sie heißen aufgrund der gut sichtbaren Dämpfungsflügel „**Damped-Lyman α -Systeme**“. Sie werden immer von Metallsystemen hoher Metallizität $Z \approx (0.1 - 1) \cdot Z_{\odot}$ begleitet.

Die Unterscheidungsgrenzen der drei zuletzt genannten Punkte haben sich in den letzten Jahren der Forschung infolge der Analysen immer höher aufgelöster Quasarspektren mehr und mehr verwischt. Es ist davon auszugehen, daß sich die Objekte des Lyman α -Forest in den Lyman-Limit-Systemen fortsetzen und diese wiederum in Damped-Lyman α -Systeme übergehen.

Die Untersuchung des Lyman α -Forest ist von besonderem Interesse, da die Beobachtungstechnologien bald in der Lage sein werden, Säulendichten des neutralen Wasserstoffs von $N_{\text{HI}} \sim 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ zu messen. Damit werden sehr unterschiedliche Strukturen vom diffusen intergalaktischen Medium bis hin zu protogalaktischen Scheiben beobachtbar.

1.2 Beobachtete Verteilungen

Frühe Beobachtungen des Lyman α -Forest lieferten im optischen Bereich kaum eine ausreichende Auflösung der Quasarspektren, um detaillierte Analysen durchzuführen. Vielmehr wurde die mittlere Absenkung vom Intensitätskontinuum D_A zwischen der Lyman α und der Lyman β Emissionslinie als Indikator für Absorption betrachtet (Oke und Korycansky, 1982)

$$D_A = \left\langle 1 - \frac{I_{\text{obs}}}{I_{\text{cont}}} \right\rangle. \quad (1.1)$$

Dabei ist I_{obs} die beobachtete integrierte Intensität zwischen den Emissionslinien; als Kontinuum I_{cont} wurde ein Potenzgesetz bezüglich der Wellenlänge angenommen.

Erst mit Aufnahmen von 4m-Teleskopen konnten Auflösungen von etwa 1 \AA erreicht werden. Eine qualitative Analyse der Quasarspektren wurde möglich, da nun die Äquivalentbreiten W einzelner Linien aufgelöst werden konnten. Jede Linie entsprach damit einer diskreten Lyman α Absorption bei einer rotverschobenen Wellenlänge $\lambda = \lambda_{\text{Ly}\alpha}(1+z)$. Unter der Annahme, daß eine Konstante W_* weder von der Rotverschiebung z noch von der Äquivalentbreite W abhängt, konnte die Anzahldichte der Linien mit einer exponentiellen Verteilung in W und einem Potenzgesetz über $(1+z)$ wiedergegeben werden (s. a. Gleichungen 1.8 und 1.10):

$$\frac{\partial^2 n}{\partial W \partial z} \propto \frac{1}{W_*} e^{-W/W_*} (1+z)^\gamma \quad (1.2)$$

mit $W_* \approx 0.3 \text{ \AA}$ (Bechtold, 1994) und $1.5 < \gamma < 3$. Die Entwicklung der Äquivalentbreiten einzelner Absorptionslinien kann somit als Funktion von z angegeben werden (Murdoch et al., 1986):

$$W \propto \gamma W_* \ln(1+z) + \text{konstant} . \quad (1.3)$$

Für Äquivalentbreiten $W < 0.3 \text{ \AA}$ sind die Absorptionslinien jedoch nicht mehr gesättigt, da dann die Wachstumskurve (s. Abbildung 1.2) im linearen Bereich verläuft. Die Differenz ΔW zwischen den Äquivalentbreiten zweier Linien ist in diesem Bereich nicht mehr unabhängig

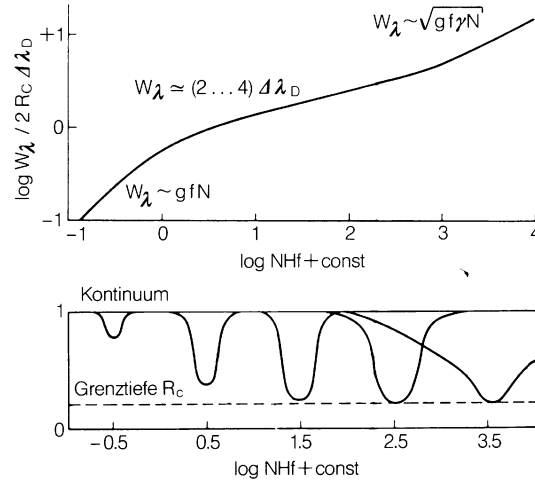


Abbildung 1.2: Wachstumskurve der Äquivalentbreite W_λ , bezogen auf einen Streifen mit Dopplerbreite $\Delta\lambda_D = \frac{\lambda_0}{\omega_0} \omega_D$, als Funktion der wirksam absorbierenden Atome $\log NHf \hat{=} \log N_{\text{HI}} f_{mn}$ (Unsöld und Baschek, 1991).

von den Äquivalentbreiten, sondern es gilt $\Delta W \propto W$ und Gleichung 1.3 verliert ihre Gültigkeit. Für optisch dünne Linien weicht die exponentielle Verteilung erwartungsgemäß von der beobachteten ab. Auch können Überlappungen der einzelnen Absorptionslinien in dem Modell nicht korrekt berücksichtigt werden, da eine Linie nur an der Existenz ihres Minimums erkannt wird. Immer bessere Spektralaufösungen verlangten eine neue Methode der statistischen Betrachtung.

Hochauflösende Spektrographen moderner Teleskope wie das HIRES Instrument des KECK 10m-Teleskops ermöglichen es, Quasarspektren mit Auflösungen von wenigen mÅ bei entsprechend hohem Signal-zu-Rausch Verhältnis (~ 100) zu liefern. Die Analyse dieser Spektren erfolgt durch das Fitten von Voigt-Profilen an die einzelnen oder überlappenden Absorptionslinien. Diese optischen Ergebnisse werden seit einigen Jahren im nahen UV-Bereich durch Beobachtungen des Hubble Space Telescopes (HST) ergänzt, das den Beobachtungsbereich des Lyman α -Forest zu Wellenlängen unterhalb des optischen Bereiches und somit zu Rotverschiebungen unterhalb $z \lesssim 1.5$ ausdehnt.

Die Teleskope der neuen Generation (VLT, LBT, KECK2, etc.) werden bald in der Lage sein, eine große Anzahl hochaufgelöster Quasarspektren zu liefern. Es wird daher nötig sein, die aufwendige Prozedur des Voigt-Profil-Fittens, welche immer noch einen Wissenschaftler für Monate mit einem einzigen Quasarspektrum beschäftigen kann, durch automatische oder halbautomatische Prozeduren zu ersetzen.

Bei der Methode des Voigt-Profil-Fittens wird davon ausgegangen, daß jede einzelne Absorptionslinie durch eine diskrete Gaswolke verursacht wird, der man die im Voigt-Profil enthaltenen Parameter Säulendichte N_{HI} und Doppler-Parameter b zuordnen kann (Carswell et al., 1984). Das Voigt-Profil entsteht aus den Einzelprozessen der Doppler- oder Geschwindigkeitsverbreiterung der Linie und der natürlichen Linienbreite

$$\sigma_\omega = \frac{\pi e^2}{m_e c_0} f_{mn} \int \underbrace{\frac{2\gamma_{\text{nat}}}{(\omega - \omega_0 - \Delta\omega)^2 + \gamma_{\text{nat}}^2}}_{\text{natürliche Linienbreite}} \cdot \underbrace{\frac{e^{-\left(\frac{\Delta\omega}{\omega_D}\right)^2}}{\omega_D \sqrt{\pi}}}_{\text{Doppler}} d(\Delta\omega) \quad (1.4)$$

wobei ω_0 die Eigenfrequenz des Atomüberganges (Werte in Klammer für Ly α :

$\omega_{\text{Ly}\alpha} = 2\pi c_0 \lambda_{\text{Ly}\alpha}^{-1} = 15.5 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$) ist, f_{mn} die Oszillatorstärke des Übergangs ($f_{\text{Ly}\alpha} = 0.416$), γ_{nat} dessen Dämpfungskonstante ($\gamma_{\text{nat, Ly}\alpha} = \tau_{\text{Ly}\alpha}^{-1}/2 = 3.1 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ mit $\tau_{\text{Ly}\alpha}$ Lebensdauer des angeregten Zustandes), und $\omega_D = \frac{\omega_0}{c_0} b$ die Dopplerbreite des Doppler-Parameters b . Letzterer ergibt sich aus einer Gauß'schen Geschwindigkeitsdispersion (einer rein thermalen Maxwell-Boltzmann Verteilung der Temperatur T plus einer turbulenten Komponente v_{tur}) zu

$$b = \sqrt{\frac{2k_B T}{m_H} + v_{\text{tur}}^2}. \quad (1.5)$$

Das rotverschobene Voigt-Profil reduziert die Intensität \bar{I} des Lichtes im Spektrum bei der Wellenlänge $\lambda = \lambda_0(1+z)$ auf die beobachtete Intensität

$$I = \bar{I} \cdot e^{-\sigma N_{\text{HI}}}. \quad (1.6)$$

Das Integral über eine einzelne Linie liefert wieder die oben beschriebene Äquivalentbreite $W = \int (1 - e^{-\sigma N_{\text{HI}}}) d\lambda$. Die statistischen Verteilungen dieser drei Observablen (N_{HI} , b und z) werden nun zur Analyse des Lyman α -Forest in Beziehung gesetzt.

1.2.1 Punktediagramm b über N_{HI}

Die zunächst einfachste Methode der Auswertung ist, für ein gegebenes Rotverschiebungsintervall $[z, z + \Delta z]$ jeder Absorptionslinie einen Punkt entsprechend ihrer Säulendichte N_{HI} und ihres Doppler-Parameter b in einem Punktediagramm zuzuordnen. Die so erhaltene Verteilung gibt Aufschluß über eventuelle Abhängigkeiten der beiden Parameter. Im allgemeinen wird nur eine schwache Korrelation zwischen Doppler-Parameter und Säulendichte beobachtet. Es scheint eine untere Grenze b_c zu existieren, die mit steigender Säulendichte N_{HI} wächst (Kim et al., 1997; Kirkman und Tytler, 1997). Hohe Doppler-Parameter b sind offensichtlich auch bei geringer Säulendichte N_{HI} nicht beobachtbar. Dies wird darauf zurückgeführt, daß die Gaswolken ab einer bestimmten, dichteabhängigen Temperatur nahezu vollständig ionisiert sind und daher keine Absorption mehr auftreten kann. (s. Abbildung 1.3).

1.2.2 Verteilung der Doppler-Parameter b

Integriert man die Verteilung b über N_{HI} über die Säulendichte, so ergibt sich eine Verteilung der Doppler-Parameter b (s. Abbildung 1.4). Diese geben Einblick in die Temperatur und Kinematik der Lyman α Wolken und zeigen, daß zumindest für Wolken mit geringer Säulendichte $N_{\text{HI}} \lesssim 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ deren Temperatur durch Photoionisation bestimmt wird (Carswell et al., 1984; Carswell, 1988). Die Verteilung entspricht am ehesten einer Gauß-Verteilung der Form

$$n[b] = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_b} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{b-\bar{b}}{\sigma_b}\right)^2} \quad (1.7)$$

mit dem Mittelwert $\bar{b} = 28 \text{ km s}^{-1}$ und der Standardabweichung $\sigma_b = 10 \text{ km s}^{-1}$, die unterhalb von $b_c = 20 \text{ km s}^{-1}$ abgeschnitten ist (Atwood et al., 1985; Carswell et al., 1991; Rauch et al., 1992; Hu et al., 1995). Der mittlere Doppler-Parameter \bar{b} und der Cut-Off bei b_c scheinen mit höheren Rotverschiebungen z geringer zu werden (Williger et al., 1994).

1.2.3 Verteilung der Säulendichten dn/dN_{HI}

Die Integration der Verteilung b über N_{HI} über den Doppler-Parameter liefert eine (differentielle) Säulendichteverteilung dn/dN_{HI} , die im allgemeinen durch ein Potenzgesetz genähert wird

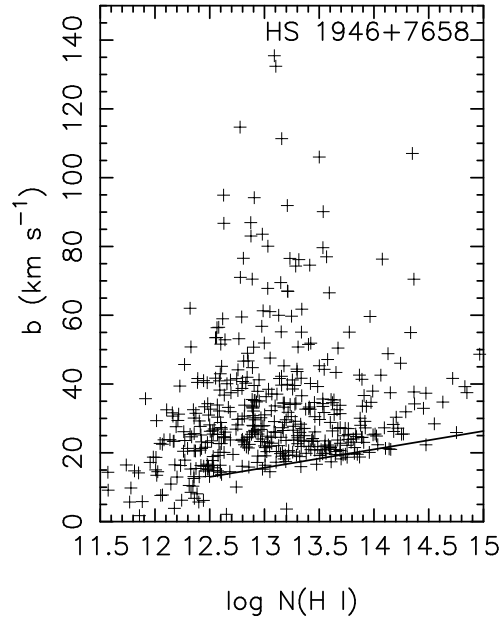


Abbildung 1.3: Punktediagramm Doppler-Parameter b über Säulendichten N_{HI} von HS 1946+7658 (Kirkman und Tytler, 1997).

(was im logarithmischen Bereich der Wachstumskurve einer exponentiellen Verteilung von W entspricht, s. Gleichung 1.2)

$$\frac{dn}{dN_{\text{HI}}} \propto N_{\text{HI}}^{-\beta}. \quad (1.8)$$

Dieses Potenzgesetz behält erstaunlicherweise mit $\beta \approx 1.5$ im Säulendichteintervall von $12 < \log N_{\text{HI}} < 22$, also auch weit in den Bereich der Lyman-Limit- und Damped-Lyman α -Systeme hinein, seine Gültigkeit (Petitjean et al., 1993b; Hu et al., 1995; Lu et al., 1996; Kirkman und Tytler, 1997; Kim et al., 1997) (s. Abbildung 1.5). Die schwächsten Linien mit $N_{\text{HI}} \lesssim 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ sind so zahlreich, daß deren Anzahl durch nicht aufzulösende Überlappungen unterschätzt wird. Dies führt zu einem Abflachen des Potenzgesetzes in der beobachteten Verteilung (Hu et al., 1995). Ab einer Säulendichte von $N_{\text{HI}} \gtrsim 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ sind die Lyman α -Absorptionslinien gesättigt, und eine große Änderung der Säulendichte führt nur noch zu einer schwachen Änderung in der Linienbreite, was die Methode des Voigt-Profil-Fittens ungenauer macht. Dennoch scheint in diesem Bereich eine signifikante Abweichung von dem Potenzgesetz aufzutreten, was zu einer steileren Flanke mit $\beta \approx 1.7 - 1.8$ im Bereich von $13 < \log N_{\text{HI}} < 15$ führt (Bechtold, 1987; Carswell et al., 1987; Petitjean et al., 1993b). Erst mit Erscheinen der Lyman-Limit-Absorptionskante bei einer Säulendichte von $N_{\text{HI}} \gtrsim 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ ist es wieder möglich, durch diese die Säulendichten des Lyman α -Absorptionssystems genauer zu bestimmen (Lanzetta, 1988; Sargent et al., 1989). Mit dem Auftreten der Dämpfungsfügel bei einer Säulendichte von $N_{\text{HI}} \gtrsim 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ ist die Linienbreite ein direkter Maßstab für die Säulendichte, und man kann sie wieder exakt durch Voigt-Profile bestimmen (Wolfe et al., 1986).

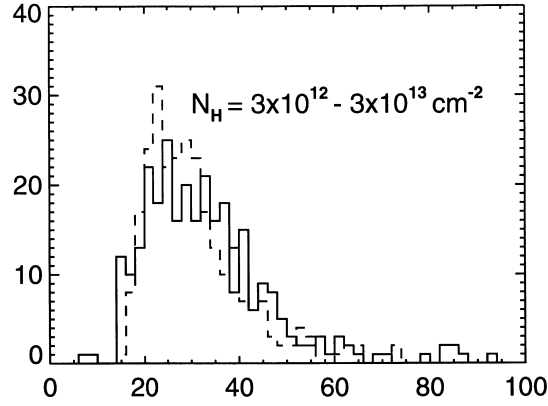


Abbildung 1.4: Verteilung der Doppler-Parameter b für ein Sample von 4 Quasaren (Hu et al., 1995). Aufgetragen ist die Anzahl der Wolken $n[b]$ über Doppler-Parameter b (in km s^{-1}).

1.2.4 Anzahldichte dn/dz der Absorber

Integriert man die Verteilung dn/dN_{HI} über die Säulendichte, so erhält man für jedes Rotverschiebungsintervall eine Anzahl von Absorptionssystemen. Diese kann als Anzahldichte pro Rotverschiebung dn/dz aufgetragen werden und gibt Aufschluß über die Entwicklung der Absorptionsliniensysteme. Eine Vergleichsentwicklung von Absorbern, deren Anzahl und Größe sich nur durch die kosmologische Expansion verändert, kann analytisch gegeben werden (s. Anhang A.3). Ist πD_{Abs}^2 die effektiv absorbierende Fläche des Systems, Φ_{Abs} die Anzahldichte pro mitbewegter Volumeneinheit und weisen die Absorbersysteme keine eigene Entwicklung auf (weder Größenverteilung noch Anzahl in einem mitbewegten Volumen ändern sich mit der Zeit), so lautet die Anzahldichte der Absorber dn/dz für ein kosmologisches Modell mit $\Omega_0 = 2q_0$ (s. Gleichung A.21)

$$\frac{dn}{dz} = \frac{c_0 \pi D_{\text{Abs}}^2 \Phi_{\text{Abs}}}{H_0} \frac{1+z}{\sqrt{1+2q_0 z}} \propto \begin{cases} (1+z) & \text{mit } q_0 = 0 \\ (1+z)^{1/2} & \text{mit } q_0 = \frac{1}{2} \end{cases} \quad (1.9)$$

Ist eine Entwicklung der Absorbersysteme zu erwarten, so wird diese Verteilung durch ein Potenzgesetz der Form

$$\frac{dn}{dz} = \left. \frac{dn}{dz} \right|_{z=0} (1+z)^\gamma \quad (1.10)$$

für verschiedene Säulendichtegrenzen beschrieben, wobei der Exponent auch die kosmologische Entwicklung beinhaltet. Es zeigt sich, daß die Lyman-Limit-Systeme (mit $N_0 \gtrsim 10^{17} \text{ cm}^{-2}$) für hohe Rotverschiebungen $z > 2.5$ eine starke Entwicklung durchlaufen ($\gamma = 5.7 \pm 1.9$ (Lanzetta, 1991)), die für geringere Rotverschiebungen nahezu verschwindet ($\gamma \approx 0.68 \pm 0.54$ (Sargent et al., 1989)). Auch im Lyman α -Forest tritt ein Bruch im Potenzgesetz bei Rotverschiebungen um $z \approx 1.5$ auf (s. Abbildung 1.6) (Jannuzi et al., 1998). Während bei hohen Rotverschiebungen $3.5 > z > 2$ die Lyman α -Forest Absorptionssysteme eine stärkere Entwicklung durchmachen ($\gamma = 2.78 \pm 0.71$ (Kim et al., 1997)), die jedoch schwächer als bei den Lyman-Limit-Systemen ist, scheint diese bei geringen Rotverschiebungen $z < 1.5$ zu verschwinden ($\gamma = 0.1 - 0.3$ (Weymann et al., 1998)).

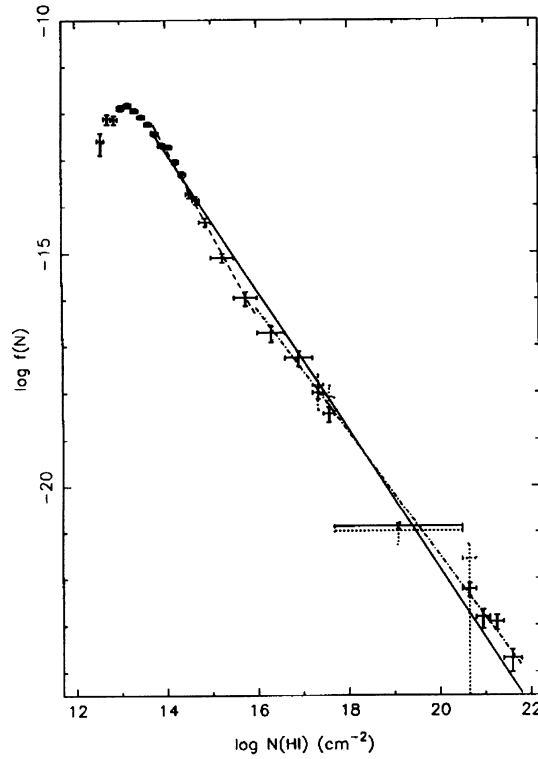


Abbildung 1.5: Säulendichteverteilung $f = dn/dN_{\text{HI}}$ in einem Sample von 10 Quasaren (Petitjean et al., 1993b).

1.2.5 Proximity Effekt

Die Anzahldichte der Absorber dn/dz weicht für Rotverschiebungen z nahe der des emittierenden Quasars z_{em} von dem erwarteten Potenzgesetz ab. Hier sinkt die Anzahl der beobachteten Wolken, was als „Proximity“- oder Annäherungs-Effekt bezeichnet wird (Weymann et al., 1981; Bajtlik et al., 1988). Das Absinken der Anzahl der beobachteten Wolken ist auf die steigende Intensität der ionisierenden Strahlung $L_{\text{QSO}}/4\pi r^2$ bei Annäherung an den Quasar (kleiner werdender Abstand r) zurückzuführen. Mit wachsender Entfernung nimmt die Intensität der Strahlung ab, bis sie schließlich bei $r = r_L$ gleich groß der UV-Hintergrundstrahlung J ist, welches durch Photometrie bestimmt wird. An diesem Punkt ist die Säulendichte N_{HI} einer absorbierenden Wolke etwa um einen Faktor $1/2$ kleiner, als bei Abwesenheit des Quasars zu erwarten. Bei konstanter Säulendichtegrenze führt die Strahlung des Quasars zu einer Anzahldichte pro Rotverschiebungsabstand mit $X_\gamma = \int (1+z)^\gamma dz$ (Bajtlik et al., 1988)

$$\frac{dn}{dX_\gamma} = \frac{dn}{dX_\gamma} \Big|_{X_\gamma=0} \left(1 + \frac{L_{\text{QSO}}}{4\pi r_L^2 J} \right)^{1-\beta} \quad (1.11)$$

wobei β und γ die in den Abschnitten 1.2.3 und 1.2.4 beschriebenen Exponenten sind. Da der Quasar in einer Region erhöhter Dichte liegt, müßte die Verteilung $dn/dz \propto (1+z)^\gamma$ entsprechend korrigiert werden. Diese Korrektur ist jedoch nicht möglich, da die genaue Dichte der Absorptionssysteme in der Umgebung des Quasars unbekannt ist. Die UV-Hintergrundstrahlung $J = 4\pi J_{-21} \cdot 10^{-21} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$, normiert am Lyman-Limit ($\lambda_{\text{HI}} = 912 \text{ \AA}$, entspricht $\hbar\omega_{\text{HI}} = 13.6 \text{ eV}$) ist schließlich die gesuchte Größe. Sie wird durch diese Abweichung vom Potenzgesetz eher als etwas zu groß abgeschätzt und hat einen Wert

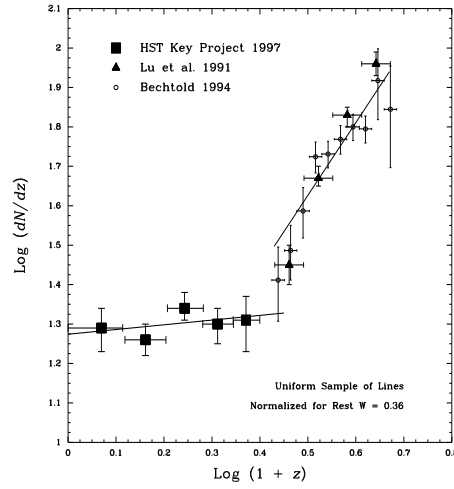


Abbildung 1.6: Anzahldichte der Absorber dn/dz des Lyman α -Forest, gemessen im optischen Bereich durch erdgestützte Teleskope und im UV-Bereich durch HST (Impey et al., 1996). Der Wechsel im Potenzgesetz bei $z \approx 1.5$ ist deutlich erkennbar.

von $J_{-21} \approx 0.5$ in einem Rotverschiebungsintervall von $1.7 < z < 3.8$ (Lu et al., 1991; Bechtold, 1994; Giallongo et al., 1996; Cooke et al., 1997). Bei geringen Rotverschiebungen $z \approx 0$ fällt sie auf $J_{-21} = 6 \cdot 10^{-3}$ (Kulkarni und Fall, 1993) mit einer oberen Grenze von $J_{-21} < 3 \cdot 10^{-2}$ (Donahue et al., 1995). Auch bei hohen Rotverschiebungen $z \approx 4$ scheint sie auf $J_{-21} \approx 0.2$ abzufallen (Williger et al., 1994; Lu et al., 1996).

1.2.6 Zwei-Punkt Korrelationsfunktion ξ

Findet man bei gegebener Rotverschiebung z eine Absorptionslinie, so ist die Wahrscheinlichkeit dp , eine weitere Absorptionslinie im lokalen Abstand r des Linienelementes dr zu finden

$$dp = \frac{dn}{dz} \Big|_z (1 + \xi[r]) dr. \quad (1.12)$$

Der erste Summand $dp_0 = \frac{dn}{dz} \Big|_z dr$ entspricht dabei einer zufälligen Verteilung der Absorptionslinien, der zweite $dp_\xi = \frac{dn}{dz} \Big|_z \xi[r] dr$ beschreibt eine Abweichung davon. Die Korrelationsfunktion $\xi[r]$ ist positiv bei Abständen r , zu denen eine Häufung von Linien auftritt. Diese Abstände werden auch oft als Geschwindigkeitsdifferenz Δv zwischen den Rotverschiebungen z_1, z_2 der Absorptionslinien angegeben

$$\Delta v = \frac{c_0(z_2 - z_1)}{1 + (z_2 + z_1)/2}. \quad (1.13)$$

Für Geschwindigkeitsdifferenzen $300 \text{ km s}^{-1} < \Delta v < 30000 \text{ km s}^{-1}$ ist die Korrelationsfunktion $\xi[\Delta v] \approx 0$, was einer Poisson-Verteilung der Absorptionslinien entspricht (Sargent et al., 1980). Auf kleinen Skalen hingegen scheint bei $\Delta v \approx 150 \text{ km s}^{-1}$ eine Häufung aufzutreten (Mücket und Müller, 1987; Ostriker et al., 1988) (s. Abbildung 1.7), die mit steigender Säulendichtegrenze N_{HI} größer wird (Cristiani et al., 1995; Chernomordik, 1995; Cristiani et al., 1997). Genauere Untersuchungen der Korrelationsfunktionen auf großen Skalen scheinen auf weitere Abweichungen von der Poisson-Verteilung hinzuweisen. So tritt auf Skalen von 6–12 Mpc eine leichte Antikorrelation auf ($\xi[r] \lesssim 0$) (Meiksin und Bouchet, 1995) während bei 40 Mpc (Fang et al., 1996), 120 Mpc und 260 Mpc (Mo et al., 1992) wiederum Strukturen mit $\xi[r] > 0$ erkennbar sind.

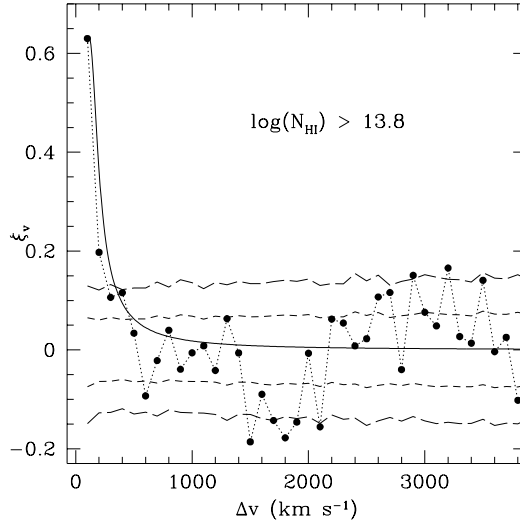


Abbildung 1.7: Zwei-Punkt Korrelationsfunktion $\xi[\Delta v]$ für ein Sample von 1600 Lyman α Linien aus 15 Quasar-Spektren mit Säulendichtegrenze $\log N_{\text{HI}} > 13.8$ bei Rotverschiebung $z = 3$. Die durchgezogene Linie ergibt sich aus einem theoretischen Modell mit $r_0 = 250$ kpc und $\gamma = 1.77$ für Wolken mit $r_{\text{cl}} = 250$ kpc Durchmesser (Cristiani et al., 1997). Gegeben ist weiterhin der Poisson-Fehler für 1σ (kurzgestrichelte Linie) und 2σ (langgestrichelte Linie).

1.3 Modelle für Lyman α -Forest Wolken

Für die Absorptionswolken des Lyman α -Forest wurden bereits früh theoretische Modelle entwickelt, die davon ausgingen, daß die Absorptionswolken intergalaktischen Ursprungs sind. Unter der Annahme, es handle sich bei diesen Wolken um sphärische Objekte eines idealen Gases der Masse $M[r]$ mit Radius r , läßt sich die dynamische Entwicklung mit

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{GM[r]}{r^2} \quad (1.14)$$

und die thermodynamische mit

$$\frac{dp}{dt} - \varkappa \frac{p}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = (\varkappa - 1)(\Gamma_{\text{phot}} - \Lambda_{\text{tot}}) \quad (1.15)$$

beschreiben, wobei Λ_{tot} und Γ_{phot} (totale) Kühl- und (Photoionisations-) Heizraten in der Wolke und $\varkappa = c_p/c_v = 5/3$ den Adiabatenexponent bezeichnen (s. Anhang A.4).

1.3.1 Gravitationsgebundene Wolken

Betrachtet man zunächst eine Absorptionswolke im eigenen Gravitationsfeld, so muß die Größe einer stabilen Wolke von der Größenordnung ~ 1 Mpc sein und entweder durch ein weiteres Medium beschränkt werden oder mit anderen Absorptionswolken überlappen (Mellott, 1980; Black, 1981). Die Struktur von einzelnen Absorptionslinien entsteht in diesem Modell durch starke Dichtegradienten im neutralen Gas anstatt durch separate Wolken. Diese können jedoch nicht die beobachtete Säulendichteverteilung wiedergeben (Petitjean et al., 1992). Offensichtlich ist also die eigene Gravitationskraft nicht ausreichend, die Wolken zu binden.

Nimmt man an, daß die baryonische Materie im Kosmos von Dunkler Materie umgeben ist, so wird das Gravitationsfeld der Dunklen Materie dominant sein. Vernachlässigt man nun die Eigengravitation der baryonischen Materie, so kann diese als von „Dunklen Materie Halos“, sogenannten „Minihalos“, gebunden betrachtet werden (Ikeuchi, 1986; Rees, 1986). Die Lyman α Wolken entstehen somit während der Strukturbildung im Kosmos, wenn das baryonische Gas sich in den Potentialsenken der Dunklen Materie sammelt.

Ist ρ_b die Dichte der baryonischen Materie (Index b) und ρ_{DM} die Dichte der Dunklen Materie (Index DM), so ist

$$\frac{dM[r]}{dr} = 4\pi r^2 (\rho_b + \rho_{DM}) \quad (1.16a)$$

$$p_b = \rho_b \frac{k_B T_b}{m_b} \quad (1.16b)$$

was zur dynamischen und thermodynamischen Entwicklung von

$$\frac{\rho_b}{\varkappa - 1} \frac{d}{dt} \left(\frac{p_b}{\rho_b} \right) - \frac{p_b}{\rho_b} \frac{d\rho_b}{dt} = \Gamma_{\text{phot}} - \Lambda_{\text{tot}} \quad (1.17)$$

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = -\frac{1}{\rho_b} \frac{\partial p_b}{\partial r} - \frac{GM[r]}{r^2} \quad (1.18)$$

führt (s. Anhang A.4) (Murakami und Ikeuchi, 1990). Die Entwicklung der Wolken wird hauptsächlich von der intergalaktischen UV-Hintergrundstrahlung bestimmt. Dies hat zur Folge, daß die Breite der erzeugten Absorptionslinien hauptsächlich durch die thermische Dopplerverbreiterung verursacht wird. Die Säulendichteverteilung N_{HI} ergibt sich nun durch die isotherme Gasverteilung in der Wolke zu

$$N_{\text{HI}}[r] = 2 \int_r^R \frac{r' \cdot n_{\text{HI}}[r']}{\sqrt{R^2 - r'^2}} dr' \quad (1.19)$$

für den Fall, daß ein Sichtstrahl die Wolke im Abstand r (mit $0 \leq r < R$) vom Mittelpunkt passiert, wobei R der Radius der Wolke ist. Da die Dichte n_b mit dem Radius der Wolke $\propto r^{-2}$ abnimmt und die Dichte neutralen Wasserstoffs n_{HI} in der hochionisierten Wolke $\propto r^{-4}$ fällt, ergibt sich für die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Säulendichte ein Potenzgesetz mit (Ikeuchi et al., 1989)

$$\frac{dn}{dN_{\text{HI}}} \propto N_{\text{HI}}^{-5/3}. \quad (1.20)$$

Eine dem Lyman α -Forest zugehörige Linie wird hierbei erzeugt, wenn die Sichtlinie zu dem Quasar durch den ionisierten äußeren Bereich der Wolke geht. Eine Absorptionslinie mit hoher Säulendichte (wie bei den Lyman-Limit-Systemen und den Damped-Lyman α -Systemen) entsteht, wenn die Sichtlinie den neutralen Kern der Wolke passiert.

Das Minihalo Modell ist in der Lage, die Säulendichteverteilung über 9 Größenordnungen zu reproduzieren, während die Entwicklung mit der Rotverschiebung durch die UV-Hintergrundstrahlung verursacht wird: Mit schwächer werdener Strahlung sinkt der Druck in den Wolken, und sie sinken tiefer in die Potentialsenken der Dunklen Materie, was auch ihre Ausdehnung verringert. Mit der Entstehung von Sternen steigt die Intensität der Strahlung wieder an und bläst das Gas aus den Senken (Rees, 1986).

1.3.2 Druckgebundene Wolken

Ein anderes Modell wurde bereits früh entwickelt (Sargent et al., 1980) und geht davon aus, daß die Absorptionswolken voneinander unabhängige Objekte sind, die sich im thermischen

Gleichgewicht befinden. Sie werden dabei von einem heißen, intergalaktischen Medium druckgebunden, wobei die Eigengravitation der Wolken vernachlässigt wird. Das Druckgleichgewicht der Wolke (Index W) mit dem sie umgebenden intergalaktischen Medium (Index IGM) formuliert sich zu

$$n_{\text{W}}k_{\text{B}}T_{\text{W}} = p_{\text{IGM}} = n_{\text{IGM}}k_{\text{B}}T_{\text{IGM}}. \quad (1.21)$$

Dehnt sich nun dieses intergalaktischen Medium adiabatisch aus, so gilt

$$T_{\text{IGM}}[z] \propto (1+z)^2 \quad (1.22a)$$

$$n_{\text{IGM}}[z] \propto (1+z)^3 \quad (1.22b)$$

$$\Rightarrow p_{\text{IGM}}[z] \propto (1+z)^5. \quad (1.22c)$$

Es wird dabei von der UV-Hintergrundstrahlung hoch ionisiert.

Die Gaswolken mit Radius R_{W} dehnen sich hingegen aufgrund ihrer höheren Dichte isotherm aus und haben dabei eine durch das Ionisationsgleichgewicht festgelegte Temperatur von $T_{\text{W}} \approx 3 \cdot 10^4$ K mit

$$n_{\text{W}}[z] \propto (1+z)^5 \quad (1.23a)$$

$$R_{\text{W}}[z] \propto (n_{\text{W}}[z])^{-1/3} \propto (1+z)^{-5/3}. \quad (1.23b)$$

Sinkt die Dichte n_{W} so weit, daß eine effektive Kühlung in den Wolken einsetzen kann, so beginnen die Wolken sich ebenfalls adiabatisch auszudehnen

$$T_{\text{W}}[z] \propto (1+z)^2 \quad (1.24a)$$

$$n_{\text{W}}[z] \propto (1+z)^3 \quad (1.24b)$$

$$R_{\text{W}}[z] \propto (1+z)^{-1} \quad (1.24c)$$

und befinden sich nicht länger im druckgebundenen Zustand (Ikeuchi und Ostriker, 1986). Die beobachtbaren Säulendichten dieser Wolken können jedoch nur einen geringen Teil der gesamten Säulendichteverteilung wiedergeben, da bereits Wolken im Säulendichtebereich von $13 < \log N_{\text{HI}} < 15$ mit einer Masse von $10^5 M_{\odot} < M_{\text{W}} < 10^9 M_{\odot}$ bei konstanter Temperatur starke Fluktuationen im Druck des intergalaktischen Mediums voraussetzen (Baron et al., 1989).

1.3.3 Bilanz der lokalen Modelle

Von den lokalen Modellen allein ist das Minihalo Modell in der Lage, viele der beobachteten Eigenschaften der Lyman α Absorptionswolken wiederzugeben, jedoch kann es nur mit einer Vielzahl verschiedener Halos Erklärungen für die in der Säulendichteverteilung aufzufindenden Feinstrukturen liefern. Es ist daher anzunehmen, daß für Wolken mit geringer und Wolken mit hoher Säulendichte das druckgebundene Modell und das Minihalo Modell einander ablösen (Petitjean et al., 1993b). Auch ist ein Wolkenmodell mit Dunkler Materie, das durch einen äußeren Druck gebunden wird, als Synthese der beiden Modelle möglich. In diesem würde ebenfalls, je nach Säulendichte, der eine oder andere Bindungsmechanismus dominieren (Petitjean et al., 1993a). Die Abweichung vom Potenzgesetz in der Säulendichteverteilung $dn/dN_{\text{HI}} \propto N_{\text{HI}}^{-\beta}$ bei $N_{\text{HI}} \approx 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ (s. Abbildung 1.5) scheint ein Hinweis auf den Übergang von druckgebundenen Wolken geringer Säulendichte zu gravitationsgebundenen bei höherer Säulendichte zu sein (Charlton et al., 1994; Charlton, 1995), jedoch läßt sich dieser Übergang durch keines der lokalen Modelle hinreichend beschreiben. Eine Beschreibung der lokalen Eigenschaften muß daher im engen Zusammenhang mit der Strukturbildung über große Skalen stehen (Rees, 1995), so daß die Lyman α Wolken als Objekte betrachtet werden müssen, die mit den Potentialsenken der filamentartigen Struktur der Dunklen Materie assoziiert sind (Petitjean et al., 1995).

1.3.4 Schockgebundene Wolken

Gegenüber den lokalen Wolkenmodellen sind seit Anfang der 90er Jahre Computersimulationen möglich geworden, die die Verteilung des intergalaktischen Mediums durch ein Strukturbildungsmodell berechnen können (Cen und Ostriker, 1993). Die Entwicklung der Computersimulationen lief zweigleisig: zum einen wurden die N -Körper-Simulationen der großräumigen Verteilung der Dunklen Materie weiterentwickelt, so daß auch die baryonische Materie berücksichtigt werden konnte (Kates et al., 1991; Klypin und Kates, 1991; Petitjean et al., 1995; Mückel et al., 1996; Riediger et al., 1998b) zum anderen wurden für kleine dynamische Skalen Hydro-Simulationen entwickelt. Diese setzen entweder einen Eulerschen Code ein, der auf dem kosmologischen Λ CDM Modell (Cen et al., 1994; Miralda-Escudé et al., 1996) oder SCDM Modell (Zhang et al., 1995; Yepes et al., 1997; Zhang et al., 1997; Zhang et al., 1998) beruht, oder einen rein Lagrange'schen Code, basierend auf dem SCDM Modell (Hernquist et al., 1996; Weinberg et al., 1997; Steinmetz, 1996), der die „smooth-particle-hydrodynamics“ (SPH) Technik verwendet. Letzterer wurden vor allem in Bereichen höherer Dichte, wie bei Damped-Lyman α Systemen, eingesetzt (Katz et al., 1996; Haehnelt et al., 1998).

In beiden Arten von Simulationen zeigt sich, daß die Absorptionslinien mit geringer Säulendichte $N_{\text{HI}} \lesssim 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ durch flächenartige Strukturen mit Ausdehnungen von einigen hundert kpc bis hin zu $\approx 1 \text{ Mpc}$ hervorgerufen werden (Bond und Wadsley, 1997). Lokale Untersuchungen in den Hydro-Simulationen zeigen, daß sich das Gas durch Schockwellen in dichten Regionen sammelt, in denen es durch Kühlungsprozesse zu Sternentstehung kommt. Es ist dort durch Gravitation und den hydrostatischen Druck innerhalb der Stoßfronten gebunden. Entsprechend oszilliert das baryonische Gas in den N -Körper-Simulationen im Gravitationspotential der Dunklen Materie. Linien höherer Säulendichte $N_{\text{HI}} \approx 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ werden durch Gas erzeugt, welches im Bereich der filamentartigen Strukturen zu finden ist. Diese haben über mehrere Mpc einen Durchmesser von 40 – 100 kpc. Dieses Gas macht etwa 80 – 90% der Baryonen im Lyman α -Forest aus (Miralda-Escudé et al., 1996). An den Knotenpunkten der Filamente bilden sich schließlich sphärische Gaswolken, die Linien mit Säulendichte $N_{\text{HI}} \gtrsim 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ erzeugen und den in Abschnitt 1.3.1 beschriebenen Minihalos entsprechen. Das in ihnen befindliche Gas ist dicht genug, Lyman-Limit-Systeme und Damped-Lyman α -Linien zu erzeugen.

Die Hydro-Simulationen zeichnen sich durch eine sehr hohe Auflösung der Struktur der Absorbersysteme aus, sind jedoch bislang (noch) nicht in der Lage, eine genügend große dynamische Simulationsskala zu liefern. Eine Entwicklungsrechnung entlang einer Sichtlinie ist daher nur in Teilen möglich, was die Vergleichsmöglichkeiten mit den Beobachtungsergebnissen einschränkt. Auch sind sie durch ihren sehr hohen Rechenaufwand auf Entwicklungen mit Rotverschiebungen $z \gtrsim 2$ beschränkt.

It drew now to evening by the hour, and the light was so dim that even far-sighted men upon the Citadel could discern little clearly upon the fields, save only the burnings that ever multiplied, and the lines of fire that grew in length and speed. At last, less than a mile from the City, a more ordered mass of men came into view, marching not running, still holding together.

John R. R. Tolkien, 'The Lord of the Rings'

2.1 Ziele

Im Rahmen der vorliegenden Dissertation wird ein physikalisches Modell vorgestellt, das die Verteilung der baryonischen Materie im Kosmos beschreiben kann. Der Schwerpunkt dieses Modelles soll dabei auf den Skalen der durch die großräumige Struktur gebildeten Filamente liegen, die durch die gravitative Wirkung der Dunklen Materie entstehen. Weiterhin soll auch die Physik unter 1 Mpc Auflösung berücksichtigt werden. Um das Modell mit beobachtbaren Größen vergleichen zu können, wurde eine Methode gefunden, diese beobachtbaren Größen aus dem Modell zu extrahieren.

Eine Grundannahme dieses Modells ist es, daß das baryonische Gas sich in den Senken des Gravitationspotentials der Dunklen Materie sammelt und dessen räumlicher Verteilung folgt. Diese ergibt sich aus der Strukturbildung im Kosmos. Aus den anfänglichen Dichtefluktuationen, die in der kosmischen Mikrowellen-Hintergrundstrahlung (CMB) beobachtet werden können, bilden sich im Laufe der Entwicklung des Kosmos zunächst flächenartige Strukturen aus (Zel'dovich Prozeß), die dann durch Verklumpungs- und Verschmelzungsprozesse zu Filamenten und Galaxienhaufen zerfallen. Diese Prozesse sind bereits erfolgreich mit N -Körper Simulationen modelliert worden. Da jedoch das baryonische Gas nur so lange exakt der Verteilung der Dunklen Materie folgt, wie dessen Gravitationskräfte groß gegenüber den Druckkräften im baryonischen Medium sind, ist die räumliche Auflösung der Simulation durch den Virialisierungsprozeß des baryonischen Gases begrenzt. Dichte baryonische Gebiete (wie z. B. Galaxien) können durch die Verteilung der Dunklen Materie nur unzureichend dargestellt werden, sollen jedoch auch nicht durch das Modell beschrieben werden. Es ist allerdings wünschenswert, daß die Rückwirkung dieser dichten Gebiete auf das beschriebene baryonische Gas berücksichtigt wird.

Das Modell muß ferner in der Lage sein, die Physik des baryonischen Gases in den flachen Potentialsenken der Dunklen Materie zu beschreiben. Dazu ist die Thermodynamik des dünnen baryonischen Gases unter Einwirkung der durch die dichten Gebiete erzeugten Strahlung zu berücksichtigen. Diese muß sich aus der Entwicklung des Modells ergeben, so daß eine kontinuierliche Evolution des Modells von sehr hohen Rotverschiebungen bis zur heutigen Zeit möglich ist.

Um Aussagen über die Verteilung des baryonischen Gases machen zu können, wurde eine Methode erarbeitet, mit der die Verteilung auf beobachtbare Größen abgebildet werden kann.

Als Vergleichsobjekte dienen dabei die Absorbersysteme des Lyman α -Forest, die im Dichtebereich der baryonischen Materie des Modells liegen. Dazu wurde eine Methode entwickelt, aus der diskreten Materieverteilung der Teilchen in der N -Körper Simulation eine kontinuierliche Dichteverteilung des baryonischen Gas auf virtuellen Sichtstrahlen zu erstellen. Aus den Sichtstrahlen können dann synthetische Spektren konstruiert werden.

Eine ausreichende statistische Behandlung der synthetischen Spektren erfordert eine große Anzahl dieser Spektren. Um die große Anzahl der Spektren analysieren zu können, muß eine automatische Routine erstellt werden, die diese Aufgabe mit hinreichender Genauigkeit durchführt. Dabei ist zu überprüfen, in welchem Maße die automatische Routine die Ergebnisse manueller Analysen wiedergibt. Die Ergebnisse der automatischen Analysen können schließlich mit den beobachteten Ergebnissen und den Parametern des zugrundeliegenden Modells verglichen werden. Diese Vergleiche lassen Rückschlüsse von den Beobachtungen auf das Modell und Vorhersagen für weitere Beobachtungen zu.

2.2 Simulation

Für die in dieser Arbeit diskutierten Simulationen wurde ein modifizierter Particle-Mesh (PM) Code verwendet (Kates et al., 1991; Klypin und Kates, 1991; Petitjean et al., 1995; Mückel et al., 1996; Riediger et al., 1998b), der auch die Effekte der Photoionisation berücksichtigt. Die Materieverteilung im Kosmos wird darin durch ein rein gravitativ wechselwirkendes Medium beschrieben, das eine Massenverteilung $\rho(\mathbf{x})$ und eine Geschwindigkeitsverteilung $\mathbf{v}(\mathbf{x})$ besitzt. Das Medium besteht aus einer Komponente Dunkler Materie und einer baryonischen Komponente, die den Trajektorien der Dunklen Materie folgt. Das Verhältnis Dunkler Materie zu baryonischer Materie $\Omega_b = 0.05$ wird dabei als konstant angesetzt. Für Regionen mit flachen Potentialsenken ist dieser Ansatz eine gute Näherung: Die Gravitation der Dunklen Materie ist groß genug, das baryonische Gas am Entweichen zu hindern, jedoch nicht so groß, daß eine hohe baryonische Dichte zu starken Kühlprozessen führt und somit die Verteilung der baryonischen Materie von der der Dunklen Materie entkoppelt. In solchen Regionen entstehen die Absorptionslinien des Lyman α -Forest.

Das Medium wird auf Massepunkten, „Teilchen“ genannt, mit Koordinaten \mathbf{x}_i lokalisiert, so daß es als Verteilung von 128^3 Massepunkten in einem 256^3 Zellen umfassenden Gitter (Simulation **S1**) bzw. von 256^3 Massepunkten auf 512^3 Zellen (Simulation **S2**) beschrieben werden kann. Für das Gitter herrschen periodische Randbedingungen. Die Größe der Simulationsbox wurde im ersten Falle zu $L_1 = 12.8$ Mpc, im zweiten zu $L_2 = 51.2$ Mpc (in mitbewegten Koordinaten) gewählt. Dies führt zu einer Auflösungsgrenze (Zellgröße) von $l_{c,1} = 50$ kpc für **S1** und $l_{c,2} = 100$ kpc für **S2**. Damit werden sowohl die Nichtlinearität der Strukturbildung auf Skalen um 10 Mpc (bei Rotverschiebung $z = 0$) berücksichtigt, als auch Auflösungsgrenzen gewählt, die ausreichen, um Wolken geringer Säulendichte darstellen zu können. Die obere Grenze der Auflösung ist auch dadurch gegeben, daß Objekte hoher Säulendichte nicht länger als druckgebundene Gaswolken betrachtet werden können. Die Eigengravitation der baryonischen Wolken kann dann nicht mehr gegenüber der der Dunklen Materie vernachlässigt werden, und die Behandlung anderer Bindungsmechanismen (gravitativ oder durch Schockwellen) wäre erforderlich. Die Beschreibung der Gaswolken als Objekte mit individuellem Temperatur- und Dichteprofil ist jedoch für die große Anzahl dieser Wolken nicht praktikabel.

Es wird angenommen, daß die Masse M_p eines Teilchens homogen auf das Volumen von einer Zelle verschmiert ist. Damit ergibt sich für jede Zelle eine Gaswolke, bestehend aus einem oder mehreren Teilchen, die als druckgebundene Gassphäre betrachtet werden kann (s. Anhang A.6). Diese Gaswolke hat eine minimal auflösbare Säulendichte, die für kleine Rot-

verschiebungen bei

$$N_{\text{HI,min}}[z = 0] \approx \begin{cases} 3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2} & \text{für S1} \\ 7 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2} & \text{für S2} \end{cases} \quad (2.1)$$

bzw. und bei hohen Rotverschiebungen bei

$$N_{\text{HI,min}}[z = 3] \approx \begin{cases} 1.6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2} & \text{für S1} \\ 3.6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2} & \text{für S2} \end{cases} \quad (2.2)$$

(s. Gleichung A.62b) liegt, wenn sich ein einziges Teilchen in der Zelle befindet. Eine maximale Säulendichte erhält man für die Gaswolke aus dem gerade noch nicht erfüllten Jeans-Kriterium. Objekte höherer Masse beschreiben kollabierende Regionen, in denen es zur Abkopplung der baryonischen Materie von der Verteilung der Dunklen Materie kommt. Die physikalischen Prozesse dieser Regionen werden nicht mehr detailliert betrachtet, sondern nur durch ihren Einfluß auf das umgebende Medium beschrieben. Die maximale Säulendichte bei geringer Rotverschiebung liegt bei

$$N_{\text{HI,max}}[z = 0] \approx \begin{cases} 10^{18} \text{ cm}^{-2} & \text{für S1} \\ 10^{17} \text{ cm}^{-2} & \text{für S2} \end{cases} \quad (2.3)$$

bzw. bei hoher Rotverschiebung bei

$$N_{\text{HI,max}}[z = 3] \approx \begin{cases} 10^{19} \text{ cm}^{-2} & \text{für S1} \\ 10^{18} \text{ cm}^{-2} & \text{für S2} \end{cases} \quad (2.4)$$

(s. Gleichung A.60b).

2.3 Arbeitsweise der Simulation

Zu Beginn der Simulation liegen die Teilchen auf den Gitterpunkten des kubischen Gitters. Durch ein auf einem kosmologischen Modell basierendes Leistungsspektrum wird eine Dichtefluktuation mit Geschwindigkeitsverteilung \mathbf{v} erzeugt. Als Leistungsspektrum wurde ein COBE-normiertes Standard-„Cold Dark Matter“-Spektrum (SCDM) gewählt, da dieses auf der dynamischen Skala der Simulation (50 kpc bis 12.8 Mpc für **S1** und 100 kpc bis 51.2 Mpc für **S1**) einen Bias-Faktor von ungefähr 1 hat. Dadurch ist es möglich, ohne Einführung eines systematischen Fehlers das Verhältnis baryonischer zu Dunkler Materie auf diesen Skalen als konstant anzusehen. Normalerweise wird in nicht-hydrodynamischen Simulationen die Dichteverteilung der baryonischen Materie aus der der Dunklen Materie durch einen nicht-konstanten Bias-Faktor abgeleitet, indem man nur nach den Objekten größter Masse sucht. Diese geben gut die Statistik der Galaxienverteilung wieder, sind jedoch nicht für Aussagen über die Verteilung des baryonischen Gases geeignet.

Innerhalb des oben erwähnten Spektralbereichs des Leistungsspektrums (nach oben begrenzt durch die Größe der Simulationsbox L , nach unten durch die Kantenlänge einer Zelle l_c) unterscheiden sich die Leistungsspektren der verschiedenen kosmologischen Modelle nur durch einen konstanten Faktor, der Amplitude des Spektrums (s. Abbildung 2.1). Die kosmologischen Modelle beruhen dabei auf der Annahme, daß die Materie im Kosmos zu einem Großteil aus kalter Dunkler Materie besteht, die im Gegensatz zur baryonischen Materie nur durch die Gravitation wechselwirkt. Modelle, die ein Gemisch aus kalter und heißer Dunkler Materie („mixed dark matter“, MDM) oder nur heißer Dunkler Materie („hot dark matter“, HDM) beschreiben, weisen abweichende Leistungsspektren auf und werden in dieser Arbeit nicht behandelt. Die in Abbildung 2.1 gezeigten Leistungsspektren basieren auf den unterschiedlichen kosmologischen Modellen, in denen die Entwicklung der Materie im Kosmos entweder

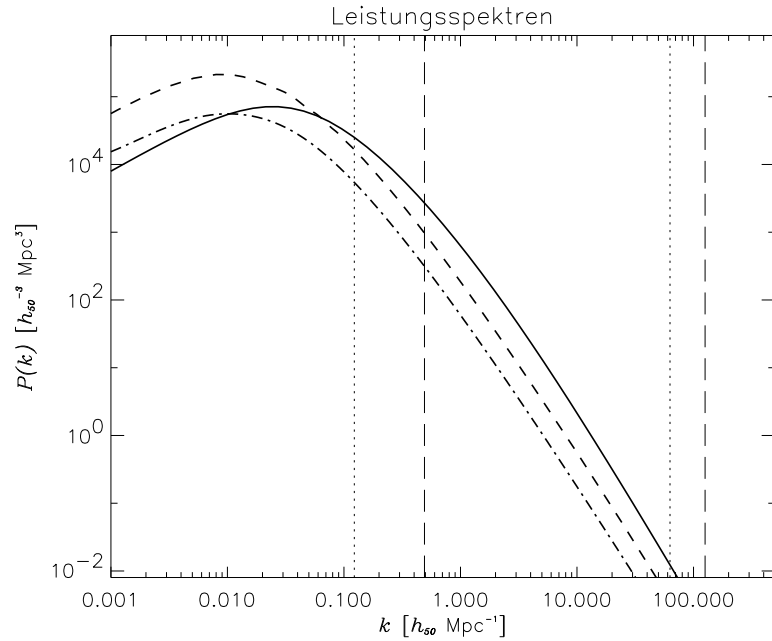


Abbildung 2.1: Leistungsspektren verschiedener kosmologischer Modelle bei Rotverschiebung $z = 0$: standard „Cold Dark Matter“ (SCDM) – durchgezogene Linie; CDM mit kosmologischer Konstante, $\Omega_0 = 0.35$ und $h_{50} = 1.4$ (Λ CDM) – gestrichelte Linie; offenes CDM Modell mit $\Omega_0 = 0.35$ und $h_{50} = 1.3$ (OCDM) – Strichpunkt-Linie. Der Parameter h_{50} ist der Normierungsfaktor der Hubble-Konstanten $H_0 = 50 \cdot h_{50} \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. Die senkrechten Linien geben die dynamischen Skalen der Simulationen an (gestrichelt: **S1**; gepunktet: **S2**).

durch die kosmologische Konstante Λ dominiert wird (Λ CDM Modell), durch eine Krümmung des Kosmos bestimmt ist (OCDM Modell) oder der eines Einstein-de Sitter Kosmos entspricht (SCDM Modell).

Die Form der Spektren $P[k]$ ist im dynamisch wirksamen Bereich der verschiedenen Simulationen nahezu unabhängig vom zugrundeliegenden kosmologischen Modell $P[k] \propto k^{-2}$ (mit $l = 2\pi k^{-1}$ die dynamischen wirksamen Skalen). Die Amplitude legt die generelle Epoche der Bildung der ersten Strukturen und somit die Rotverschiebungsabhängigkeit des UV-Hintergrundes in der Simulation fest. Eine kleinere Amplitude des Spektrums führt zu späterer Strukturbildung und daher zu einem später einsetzenden UV-Hintergrund. Der UV-Hintergrund wird in der Simulation auf beobachtete Werte von $4\pi J_{-21} \approx 1$ bei $3 \lesssim z \lesssim 5$ normiert, was eine Korrektur der Amplitude des Leistungsspektrums um einen Faktor 1.2 zur Folge hat. Diese Korrektur ist nötig, da die effektive Leistung in der Box gegenüber dem vollen Leistungsspektrum reduziert ist, da nicht alle Moden des Leistungsspektrums in der Simulation realisiert werden können. Ein nicht zu vernachlässigender Nachteil des so korrigierten CDM-Spektrums ist, daß auf kleinen Skalen eine zu hohe Leistung angesetzt wird. Dies führt zu einer Überschätzung der Geschwindigkeiten der Dunklen Materie. Dieser Effekt ist jedoch einer systematischen Unterschätzung der baryonischen Dichte in den Lyman α -Forest Wolken vorzuziehen.

Die Positionen \mathbf{x} und Geschwindigkeiten \mathbf{v} der Anfangsverteilung werden durch die Zel’dovich Näherung (Zel’dovich, 1970) analytisch bis zu einer Rotverschiebung von $z = 25$ berechnet, bei der die Näherung ihre Gültigkeit verliert. Anschließend wird die Berechnung

numerisch durch den PM-Code fortgesetzt. Dabei wird in jedem Rechenschritt jedes Teilchen entsprechend der auf es wirkenden gravitativen Kraft bewegt und beschleunigt (s. Anhang A.5). Im Verlauf der numerischen Simulation kommt es zu „shell-crossing“ Ereignissen der Materie. Diese treten in der Nähe von Kaustiken auf; das sind Punkte, in denen das Geschwindigkeitsfeld der Dunklen Materie mehrere Lösungen aufweist. Die Trajektorie eines Teilchens durchschneidet dabei die von zwei anderen Teilchen und dem (beliebigen) Koordinatenursprung aufgespannte Fläche. In diesen Fällen wird die Jacobi-Determinante \mathcal{J} der Transformation von Lagrange-(Teilchen)-Koordinaten $\{l_i, l_j, l_k\}$ in Euler-(Gitter)-Koordinaten x negativ. Anschaulich treffen hierbei Dichtefelder in unterschiedlicher Bewegungsrichtung aufeinander und erzeugen Stoßwellen im baryonischen Medium. Teilchen, die an einem solchen „shell-crossing“ Ereignis beteiligt sind, erhalten die Eigenschaft „geschockt“. Ebenso werden Teilchen, die sich in eine Region bewegen, die mindestens ein geschocktes Teilchen beinhaltet, als geschockt behandelt. Diese Regionen haben die achtfache Größe der Zellen (entsprechen somit einem Gitter aus Zellen der Kantenlänge $2l_c$). Die Temperatur T dieser Teilchen wird durch inelastische Stöße aus dem lokalen Dichtefeld dieser Region mit Geschwindigkeit \mathbf{U} und den Teilchen der Geschwindigkeit \mathbf{v} berechnet

$$k_B T = \mu_M m_H \frac{(\mathbf{v} - \mathbf{U})^2}{3}, \quad (2.5)$$

wobei μ_M das Molekulargewicht pro Materieteilchen (s. Gleichung A.25a) und m_H die Masse des Wasserstoffatoms ist. In frühen Stadien der Simulation, also bei hoher Rotverschiebung, kann es jedoch auch zu Stößen durch Teilchen mit niedriger kinetischer Energie kommen. Diesen würde eine Temperatur zugeordnet werden, die in der Größenordnung der Temperatur des intergalaktischen Mediums liegt. Tatsächlich kann aber davon ausgegangen werden, daß Teilchen, die noch keinen Stoß erlitten haben (also „ungeschockt“ sind), bereits aus warmem, ionisiertem Gas bestehen. Da in diesem Fall der Energiegewinn durch den Stoß gering wäre, wird nur solchen Teilchen eine neue Temperatur zugeordnet, wenn diese eine Grenztemperatur von $T_{\text{th}} = 20000$ K überschreitet. Andernfalls wird das Teilchen weiterhin als „ungeschockt“ betrachtet, und seine Temperatur errechnet sich aus dem Ionisationsgleichgewicht des baryonischen Gases mit der UV-Hintergrundstrahlung. Die Grenztemperatur T_{th} entspricht dabei der unteren Grenze der Gleichgewichtstemperatur für in den Simulationen auftretende Gasdichte und Intensität der ionisierenden Strahlung.

In Regionen, in denen diese Stöße auftreten, unterscheidet sich die Kinematik der Dunklen Materie von der des baryonischen Gases. Während das baryonische Gas an der Stoßfront zurückbleibt, bewegt sich die Dunkle Materie in das Dichtefeld hinein und oszilliert in dessen Schwerfeld zwischen den verschiedenen Stoßfronten. Durch Mitbewegung des baryonischen Gases mit der Dunklen Materie tritt somit ein Fehler von wenigen Zellenlängen l_c auf. Ebenso verschlechtert sich die Gültigkeit der Näherung eines konstanten Ω_b in diesen Regionen, vor allem, wenn starke Kühlprozesse und/oder sekundäre Stoßwellen auftreten. Für den Lyman α -Forest spielen diese Regionen jedoch keine große Rolle, da die Linien des Lyman α -Forest vorwiegend durch Gas entstehen, das in den flachen Potentialsenken gefangen ist.

Nach der Zuordnung einer Temperatur wird diese durch die Integration der Gleichung A.28 zeitlich, bzw. in der Simulation nach dem Expansionsfaktor a , entwickelt

$$\frac{dT}{da} = (\varkappa - 1) \left(\frac{T}{n_H} \frac{dn_H}{da} - \frac{\mu_M}{\mu_H} \frac{\sqrt{a}}{H_0 k_B n_H} (\Lambda_{\text{tot}} - \Gamma_{\text{phot}}) \right). \quad (2.6)$$

Die Heizrate Γ_{phot} wird dabei kontinuierlich an die lokalen Ionendichten n_i der Gaskomponenten $i \in \{\text{HI}, \text{HeI}, \text{HeII}\}$ und die Intensität der UV-Hintergrundstrahlung J_{-21} angepaßt (Gleichungssystem A.31a bis A.31d). Dabei wird jedes Teilchen als eigenständige Gaswolke homogener

Dichte n_b in einem Volumen l_c^3 betrachtet, so daß man die optischen Tiefen τ_{opt} als die der Wolkenmitte

$$\begin{aligned}\tau_{\text{opt},i}[S] &\approx \tau_{\text{opt},i}[R] \\ &\approx \sigma_i n_i \cdot \frac{l_c}{2}\end{aligned}\quad (2.7)$$

nähern kann. Der Wirkungsquerschnitt σ beschreibt dabei die Form der durch die Gaswolke erzeugten Absorptionslinie (s. Gleichung 1.4).

Kühlt das Gas unter eine Grenztemperatur von $T_{\text{cold}} = 5000 \text{ K}$ ab, so können sich dichte Molekülwolken bilden, und Sternentstehungsprozesse werden möglich. Auf die Physik der Sternentstehung wird hier nicht detailliert eingegangen, es werden jedoch die Auswirkungen der Sternentstehungsprozesse auf die baryonische Materie berücksichtigt. Teilchen, deren Temperatur Sternentstehung zuläßt, werden als „kalt“ betrachtet, bis sie eventuell nach der Lebensdauer der Sternpopulation $t_* = 10^8 \text{ a}$ (genähert durch die mittleren Lebensdauer der massereichen A-Sterne) durch Supernova-Prozesse wieder aufgeheizt werden (Blanchard et al., 1992). Die Effizienz der Sternentstehung liegt in den Simulationen bei 5%, das verbleibende Gas wird auf eine Temperatur von $T_{\text{SN}} = 50000 \text{ K}$ erhitzt. Diese Beschreibung der Sternentstehungs- und Supernova-Prozesse ist nahezu unabhängig von der Rechenschrittweite Δa und der Auflösung (gegeben durch die Zelllänge l_c und die Boxgröße L) der Simulation, jedoch wird durch die Effektivität der Sternentstehung die Menge des Gases bestimmt, die bei geringen Rotverschiebungen für Sternentstehungsprozesse zur Verfügung steht. Die Anzahl der Sternentstehungsprozesse pro Rotverschiebungsintervall bestimmt die Stärke der ionisierenden UV-Hintergrundstrahlung $J[z] = 4\pi J_{-21}[z] \cdot 10^{-21} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$ und damit die Photoionisations-Heizrate Γ_{phot} (s. Gleichung A.41). Die Intensität J_{-21} dieser Strahlung wird als proportional zu der Rate der Abkühlung $\Delta m_{T_{\text{cold}}}[z]$ der Materie bei Rotverschiebung z angenommen, wobei $J[z]$ eine Frequenzabhängigkeit $\propto \omega^{-1}$ besitzt auf die Intensität J_{-21} am Lyman-Limit ($\lambda_{\text{HI}} = 912 \text{ \AA}$, entspricht $\hbar\omega_{\text{HI}} = 13.6 \text{ eV}$) normiert wird

$$J_{-21}[z] = C_{\text{cold}} \Delta m_{T_{\text{cold}}}[z] + J_{-21}[z + \Delta z] \cdot \frac{(1+z)^4}{(1+z + \Delta z)^4}. \quad (2.8)$$

Die Konstante C_{cold} ist der einzige freie Parameter, der die UV-Hintergrundstrahlung auf den beobachteten Wert von $4\pi J_{-21} \approx 1$ bei $3 \lesssim z \lesssim 5$ normiert, der rechte Term beschreibt die kosmologische Verdünnung der Hintergrundstrahlung.

Die Intensität der Hintergrundstrahlung bleibt in der Simulation für den normierenden Rotverschiebungsbereich $2 \lesssim z \lesssim 5$ nahezu konstant und fällt für kleine Rotverschiebungen mit einem Potenzgesetz der Form $(1+z)^2$ bis $(1+z)^3$ ab, welches bei $z \rightarrow 0$ noch steiler wird (s. Abbildung 2.2). Die Entwicklung der Strahlung in der Simulation kann somit die Beobachtungsergebnisse auch bei mittleren Rotverschiebungen wiedergeben (s. Abschnitt 1.2.5). Der Anstieg der Strahlung von sehr hohen ($z \approx 10$) zu hohen Rotverschiebungen ($z \approx 5$) ist auf das Einsetzen der Strukturbildung zurückzuführen, da diese durch abkühlende Materie in direkter Relation zur UV-Hintergrundstrahlung steht, welche somit auch ein guter Indikator für die Verklumpung und Strukturbildung im Kosmos ist.

In der Simulation wird die UV-Hintergrundstrahlung als homogen angenommen, ist also an allen Stellen der Simulationsbox konstant. Baryonisches Gas, welches sich im Innern einer durch andere Absorptionssysteme abgeschirmten Region befindet, spürt daher nichts von dem effektiv abgeschirmten UV-Hintergrund. Dies betrifft vor allem die Regionen höherer Dichte, die eine Ausdehnung von mehreren Zellen besitzen. In diesen Regionen jedoch sind die Quellen der UV-Hintergrundstrahlung (Galaxien, Supernovae) zu finden, so daß die nach außen gegen die Strahlung abgeschirmten Regionen durch diese von innen stark bestrahlt werden. Es ist

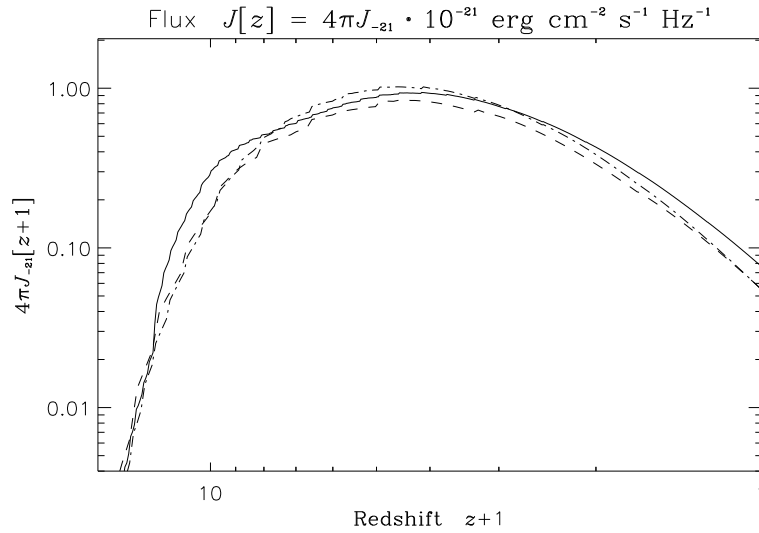


Abbildung 2.2: Intensität $J_{-21}[z]$ der UV-Hintergrundstrahlung als Funktion der Rotverschiebung z . Die Strahlung wurde jeweils von Simulation **S1** (durchgezogene Linie) und Simulation **S2** (gestrichelte Linie) bei gleichen Parametern generiert. Zusätzlich wird die Intensität der Strahlung in Simulation **S3** (Strich-Punkt-Linie) dargestellt. Simulation **S3** liefert erst kürzlich gewonnene Ergebnisse und ist nicht mehr Teil dieser Arbeit. Sie wird in Anhang C kurz vorgestellt.

äußerst schwierig, für diese Regionen die Intensität der ionisierenden Strahlung zu bestimmen, da in der Simulation kein Strahlungstransport berücksichtigt werden kann. Globale Effekte können nicht durch die lokalen Auswirkungen eines homogen verteilten UV-Hintergrundes beschrieben werden. Als Näherung wird die ionisierende Strahlung in diesen Regionen ebenfalls als die Hintergrundstrahlung angenommen, was bei einer Überschätzung der Strahlungsintensität auf einen zu geringen Anteil neutralen Wasserstoffs in diesen Regionen führen würde. Dies hätte zur Folge, daß die Verteilung der Säulendichten in der Simulation ein Defizit bei hohen Säulendichten aufweist, das wiederum eine höhere Anzahl von geringen Säulendichten bedingt. Umgekehrt würde eine Unterschätzung der Strahlungsintensität zu einem Defizit bei geringen Säulendichten und einer Überzahl hoher Säulendichten führen. Diese Effekte werden vor allem in Epochen maximaler Hintergrundstrahlung zu beobachten sein.

2.4 Schnitte durch die Simulationsbox

Die oben beschriebene Teilung des Gases in eine Population P_u mit ungeschockten und eine Population P_s mit geschockten Teilchen ermöglicht es, die Entwicklung dieser beiden Populationen gesondert zu betrachten. Während sich die Teilchen der Population P_s in Halos und entlang der Filamente der großräumigen Strukturen befinden, sind die Teilchen der Population P_u in der Umgebung der durch die Population P_s erzeugten Strukturen, aber auch in den Leerräumen zwischen den Strukturen zu finden. Dabei verschiebt sich der Anteil der zur Population P_u gehörenden Teilchen bei Simulation **S1** von 77% bei $z = 3$ über 67% bei $z = 2$ und 40% bei $z = 0.5$ zu 25% bei $z = 0$ (s. Abbildung 2.3). Mit abnehmender Rotverschiebung verschmelzen die von Population P_s gebildeten Strukturen miteinander, so daß ihre Anzahl langsam abnimmt.

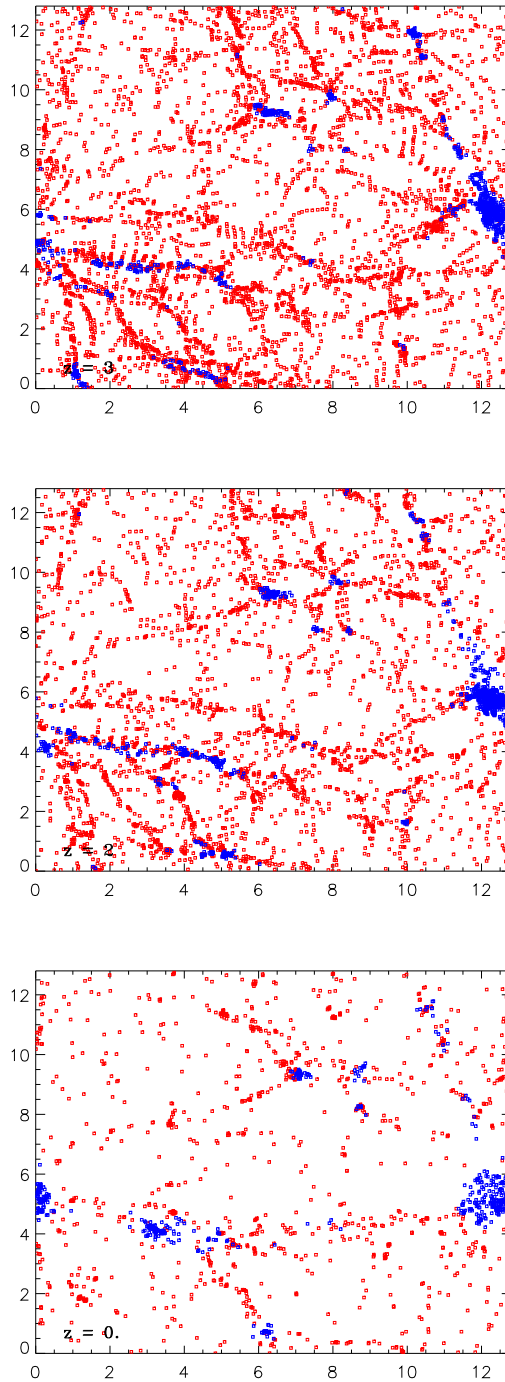


Abbildung 2.3: 50 kpc dicke Scheibenschnitte durch die Simulationsbox mit $L_1 = 12.8$ Mpc der Simulation **S1** bei Rotverschiebung $z = 3$ (oben), $z = 2$ (mitte) und $z = 0$ (unten). Den einzelnen Punkten wurde als Symbol eine Fläche zugeordnet, die der Auflösung von $l_{c,1} = 50$ kpc entspricht. Die roten Quadrate repräsentieren „**ungeschockte**“, die blauen „**geschockte**“ Teilchen. Die Darstellung der Punkte erfolgte unabhängig von ihrem Anteil neutralen Wasserstoffs.

2.5 Sichtlinien

Um ein Spektrum eines fiktiver Quasars mit Lyman α -Forest Absorptionslinien zu generieren, benötigt man das Äquivalent einer Sichtlinie zu dem Quasar. Diese Sichtlinie erhält man, wenn man die zeitliche Entwicklung der Teilchenverteilung in der Simulationsbox über einen Zeitraum von $z_{\text{QSO}} = 5$ (Quasar) bis $z_0 = 0$ (Beobachter) protokolliert und die einzelnen Simulationsboxen entsprechend ihrer periodischen Randbedingung hintereinander aufreihet. Die Schrittweiten Δa_i der Simulation müssen dazu so gewählt werden, daß ein Lichtstrahl, der die Simulationsbox bei der Rotverschiebung $z_i = (a_i^{-1} - 1)$ bei konstanten Lagrange-Koordinaten $\{l_i, l_j\}$ der Länge nach durchschneidet, gerade die Boxlänge L der Simulation zurücklegt (s. Gleichung A.19), so daß bei der Aneinanderreihung ein kontinuierlicher Strahl entsteht.

$$\begin{aligned} L &= \frac{2c_0}{H_0} \left(\sqrt{a_i + \Delta a_i} - \sqrt{a_i} \right) \\ \Rightarrow \Delta a_i &= \left(\sqrt{a_i} + \frac{H_0 L}{2c_0} \right)^2 - a_i. \end{aligned} \quad (2.9)$$

Die Schrittweite Δa_i von a_i nach $a_{i+1} = a_i + \Delta a_i$ ist dabei stets sehr viel kleiner als die für numerische Stabilität maximal zulässige (was bedeutet, daß die Teilchen sich innerhalb eines Rechenschrittes weniger als eine Zelllänge l_c weit bewegen). Man kann nun jeder Zelle j in einem Hilfsgitter der Zelllänge $2l_c$ einen interpolierten Expansionsfaktor $a_{i,j}$ entsprechend der vom Licht bis zu dieser Zelle zurückgelegten Distanz zuordnen:

$$j \cdot 2l_c = \frac{2c_0}{H_0} (\sqrt{a_{i,j}} - \sqrt{a_i}) \quad (2.10a)$$

$$\Rightarrow a_{i,j} = \left(\sqrt{a_i} + j \cdot \frac{H_0 l_c}{c_0} \right)^2. \quad (2.10b)$$

Der Strahl schneidet dabei jede Zelle des Hilfsgitters durch die Mittelpunkte der x - y -Ebene, so daß er auf den inneren Kanten der 8 Zellen des regulären Gitters, aus denen eine Zelle des Hilfsgitters besteht, verläuft. Die Geschwindigkeiten und Positionen der in diesen Zellen befindlichen Teilchen werden für jede Zelle j des Hilfsgitters durch einen weiteren Rechenschritt $\Delta a_{i,j} = a_{i,j} - a_i$ von a_i nach $a_{i,j}$ berechnet. Im Gegensatz dazu kann sich die den Teilchen zugeordnete Temperatur T während eines Rechenschrittes $\Delta a_{i,j}$ stark ändern, da die Kühlzeiten wesentlich kürzer sind als die Zeit, die ein Teilchen benötigt, die Entfernung von einer Zelllänge zurückzulegen. Die Temperaturentwicklung der Teilchen wird daher für die Teilchen der Zelle j in 10^3 Teilschritten von a_i nach $a_{i,j}$ weiterverfolgt, so daß jedem Teilchen eine genaue Temperatur zugeordnet werden kann.

Nach jedem Rechenschritt Δa_i wird die Information für jedes Teilchen der vom Strahl durchquerten Zelle des Hilfsgitters gespeichert. Der Strahl enthält somit die Informationen von $i \cdot j$ Rotverschiebungsintervallen bei einer Auflösung von

$$\delta z = (1+z) - \left(\frac{H_0 l_c}{c_0} + \frac{1}{\sqrt{1+z}} \right)^{-2} \quad (2.11a)$$

$$\begin{aligned} &= \frac{2H_0 l_c}{c_0} (1+z)^{3/2} - \frac{3H_0^2 l_c^2}{c_0^2} (1+z)^2 + \mathcal{O} \left[(1+z)^{5/2} \right] \\ &\approx \frac{2H_0 l_c}{c_0} (1+z)^{3/2}. \end{aligned} \quad (2.11b)$$

In Simulation **S1** werden 625, in Simulation **S2** 144 dieser Strahlen im Abstand von 512 kpc (**S1**) und 4.1 Mpc (**S2**) zueinander realisiert. Um eine Periodizität entlang der zu konstruierenden Sichtlinie zu vermeiden, wird diese aus den Rotverschiebungsintervallen $\Delta z_i \hat{=} \Delta a_i$

verschiedener zufällig gewählter Strahlen zusammengesetzt. Die Anzahl der Strahlen liegt dabei etwas über der Anzahl der Rechenschritte Δa_i von $a_{\text{QSO}} = (1 + z_{\text{QSO}})^{-1} = 1/6$ nach $a_0 = (1 + z_0)^{-1} = 1$, was eine ausreichende Statistik gewährleistet (555 Rechenschritte bei Simulation **S1**, 138 bei Simulation **S2**). Es ergibt sich so eine Sichtlinie, die aus Zellen bzw. darin enthaltenen Teilchen bei verschiedenen Rotverschiebungen $z_{i,j}$ besteht, welche Aufschluß über die jeweilige Baryonendichte n_b und Temperatur T geben, und die somit die Entwicklung der Lyman α -Forest Wolken beschreibbar macht.

In der Simulation wird aufgrund des durch die Säulendichten festgelegten zu betrachtenden Dichtebereiches jedes einzelne Teilchen als eine druckgebundene Gassphäre beschrieben (s. Abschnitt 1.3.2). In einer Sichtlinie ergibt sich somit eine Anzahl k von Gassphären für eine gegebene Rotverschiebung $z_{i,j}$. Um für diese Rotverschiebung eine auf das Gitter geglättete Säulendichte N_{HI} zu erhalten, muß jede Gassphäre mit ihrer individuellen Dichte $n_{b,k}$ und Temperatur T_k berücksichtigt werden. Es ist also nötig, eine Prozedur zu beschreiben, die die Parameter der einzelnen Teilchen auf eine Dichte-, Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilung auf dem Gitter abbildet. Die Anteile der einzelnen Teilchen werden hierzu gewichtet und summiert. Man erhält somit gemittelte Größen, die der gesuchten Verteilung auf dem Gitter entsprechen. Die mittlere Säulendichte \bar{N}_{HI} des neutralen Wasserstoffs in einer Zelle berechnet sich dabei zu

$$\bar{N}_{\text{HI}} = \frac{\sum N_{\text{HI},k} p_k}{\sum p_k} \quad (2.12)$$

wobei $N_{\text{HI},k}$ die Säulendichte jeder einzelnen Gassphäre k im Rotverschiebungsintervall $\Delta z_{i,j}$ und $p_k \propto \pi R_k^2$ die Wahrscheinlichkeit ist, daß die Sichtlinie diese Gassphäre durchquert. Die Summen ohne Indizes bezeichnen im folgenden eine Summierung über alle Gassphären k einer Zelle. Der Radius R_k einer Gassphäre ergibt sich bei konstantem Druck p aus

$$p = n_b k_B T = \text{const} \quad (2.13)$$

zu

$$R_k \propto \sqrt[3]{T_k}. \quad (2.14)$$

Damit ist die Säulendichte \bar{N}_{HI}

$$\bar{N}_{\text{HI}} = \frac{\sum N_{\text{HI},k} T_k^{2/3}}{\sum T_k^{2/3}}. \quad (2.15)$$

Die Säulendichte $N_{\text{HI},k}$ einer Gassphäre ergibt sich aus der Annahme, daß die Masse des Teilchens homogen auf das Volumen einer Zelle l_c^3 verschmiert ist, zu $N_{\text{HI},k} = n_{\text{HI},k} \cdot l_c$. Die Volumina aller Teilchen einer Zelle des Hilfsgitters überschneiden sich nun mit dem Volumen eines Würfels der Kantenlänge l_c um den Mittelpunkt dieser Zelle. Sie tragen so zu der lokalen Dichte des Würfels, der einer Gassphäre mit gemittelten Parametern entspricht, bei (s. Abbildung 2.4). Diese Gassphäre wird im weiteren Absorberwolke genannt.

Die Dichten $n_{\text{HI},k}$ des neutralen Wasserstoffs werden unter der Vorgabe der baryonischen Dichten $n_{b,k}$, der Temperaturen T_k und der UV-Hintergrundstrahlung $J[z]$ aus dem Gleichungssystem A.31a bis A.31d gewonnen. Ebenso ergibt sich die mittlere baryonische Dichte \bar{n}_b zu

$$\bar{n}_b = \frac{\sum n_{b,k} T_k^{2/3}}{\sum T_k^{2/3}}. \quad (2.16)$$

Die mittlere Pekuliargeschwindigkeit \bar{v}_p der Absorberwolke wird hingegen aus dem arithmetischen Mittel der Geschwindigkeiten $v_{p,k}$ der Gassphären bestimmt, da aus ihr die Verschiebung des Schwerpunktes der Absorberwolke bezüglich der ihr zugeordneten Rotverschiebung z berechnet wird.

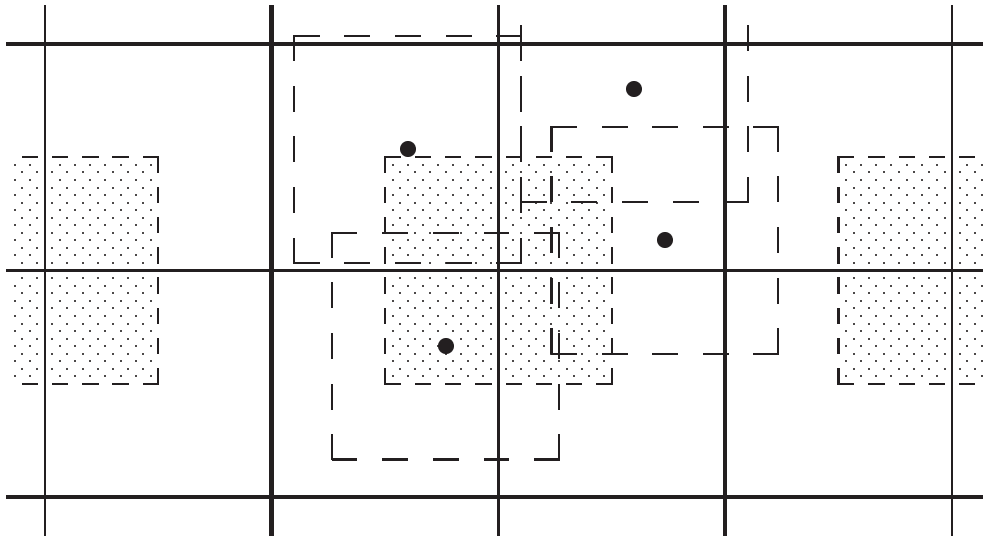


Abbildung 2.4: Entstehung einer Absorberwolke (schattiertes Quadrat) als Zentrum einer Zelle des Hilfsgitters (dicke Linien) durch die überlappenden Volumina (langgestrichelte Quadrate) der Teilchen (schwarze Kreise). Gezeigt sind nur die Teilchen, die zur zentralen Absorberwolke beitragen.

Der Absorberwolke mit der daraus resultierenden mittleren Säulendichte \bar{N}_{HI} wird nun ein mittlerer Querschnitt $\pi\bar{R}^2$ und damit eine mittlere Temperatur \bar{T} , gewichtet nach den Säulendichten $N_{\text{HI},k}$, zugeordnet.

$$\pi\bar{R}^2 \propto \bar{T}^{2/3} = \frac{\sum N_{\text{HI},k} T_k^{2/3}}{\sum N_{\text{HI},k}} \quad (2.17a)$$

$$\Rightarrow \bar{T} = \left(\frac{\sum N_{\text{HI},k} T_k^{2/3}}{\sum N_{\text{HI},k}} \right)^{3/2}. \quad (2.17b)$$

Man erhält eine Sichtlinie, in der für jedes Rotverschiebungsintervall $\Delta z_{i,j}$ maximal genau eine Absorberwolke mit mittlerer Säulendichte $\bar{N}_{\text{HI}(i,j)}$, mittlerer Dichte $\bar{n}_{\text{b}(i,j)}$ der Baryonen, mittlerer Pekuliargeschwindigkeit $\bar{v}_{\text{p}(i,j)}$ und mittlerer Temperatur $\bar{T}_{i,j}$ verzeichnet ist. Dies entspricht der gesuchten Verteilung auf dem Gitter. Im folgenden wird auf den Index $\{i, j\}$ verzichtet, sofern dies nicht aus Gründen der Eindeutigkeit nötig ist.

2.6 Verteilung der Gaswolken

Um eine statistische Auswertung der Verteilung der Gaswolken zu erhalten, wird über eine Auswahl von je $N = 50$ Sichtlinien (erstellt aus den 625 Strahlen von **S1**, bzw. 144 Strahlen von **S2**) gemittelt. Für eine gegebene Sichtlinie n wird jeder Rotverschiebung $z_{i,j}$ wie im letzten Abschnitt beschrieben eine Absorberwolke mit mittlerer Säulendichte \bar{N}_{HI} (s. Gleichung 2.15) zugeordnet, die einen Querschnitt von $\pi\bar{R}^2$ besitzt. Um die Trefferwahrscheinlichkeit eines Sichtstrahles durch eine Absorberwolke zu berücksichtigen, wird aus diesen Absorberwolken eine effektive Säulendichte $N_{\text{HI,eff}}$ pro Rotverschiebung $z_{i,j}$ berechnet, indem jede beitragende Absorberwolke auf dem Sichtstrahl mit ihrem Querschnitt $\pi\bar{R}^2$ gewichtet wird. Da das Volumen aller Gassphären k in einer Zelle $V_Z = \sum \frac{4}{3}\pi R_k^3 \propto \sum T_k$ ist, ist der diesem Volumen entsprechende Querschnitt der Absorberwolke $\pi R_Z^2 \propto (\sum T_k)^{2/3}$. Die effektive Säulendichte $N_{\text{HI,eff}}$ ergibt

sich somit zu

$$N_{\text{HI,eff}}[z_{i,j}] = \bar{N}_{\text{HI}\{i,j\}} w[z_{i,j}] \quad (2.18)$$

mit

$$w[z_{i,j}] = \frac{\bar{R}^2}{R_z^2} = \frac{1}{(\sum T_k)^{2/3}} \cdot \frac{\sum N_{\text{HI},k} T_k^{2/3}}{\sum N_{\text{HI},k}} \quad (2.19)$$

für jede Sichtlinie n . Anschließend werden Absorberwolken, die in benachbarten Zellen $\{i, j\}, \{i, j + 1\}, \dots, \{i, j + n\}$ liegen (mit $\{i, j\}$ erster und $\{i, j + n\}$ letzter Wolke des Systems), zu einem Absorbersystem zusammengefaßt (s. Abbildung 2.5) und ihnen wird eine mittlere Rotverschiebung von $\bar{z} = (z_{i,j} + z_{i,j+n})/2$ zugeordnet. Die Säulendichte des Absorbersystemes berechnet sich durch Summierung der gewichteten Säulendichten $N_{\text{HI,eff}}$ der hintereinanderliegenden Wolken.

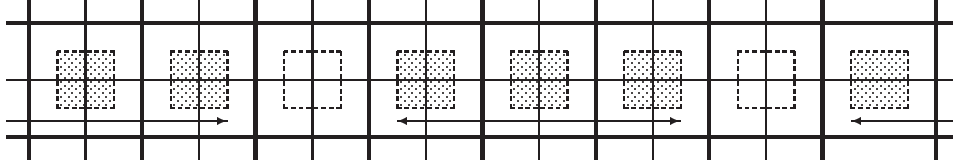


Abbildung 2.5: Ein Absorptionssystem setzt sich aus benachbarten Wolken (schattierte Quadrate) zusammen und wird von leeren Regionen (leere Quadrate) begrenzt. In diesem Beispiel ergibt sich in der Mitte der Abbildung ein Absorptionssystem aus 3 Wolken. Die Wolken liegen jeweils im Zentrum der Zellen des Hilfsgitters (dicke Linien) (s. Abbildung 2.4).

Um nun die Anzahl der Absorptionssysteme n für eine gegebene Rotverschiebung z zu erhalten, werden alle Wolken der jeweiligen Sichtlinien n mit effektiver Säulendichte

$$\sum_{j=0}^n N_{\text{HI,eff}}[z_{i,j+j}] \geq N_{\text{HI,grenz}} \quad (2.20)$$

nach den Wichtungen w_n gemittelt summiert.

$$\frac{dn}{dz} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N w_n \cdot \quad (2.21)$$

Da für jedes Absorptionssystem sowohl die Säulendichte $N_{\text{HI,eff}}$ bzw. \bar{N}_{HI} , als auch Temperatur \bar{T} und Rotverschiebung \bar{z} bekannt sind, ermöglicht ein Vergleich mit den in Abschnitt 1.2 beschrieben aus den Beobachtungen gewonnenen Statistiken eine Interpretation der Simulationsdaten.

2.7 Erstellung von Spektren

Für eine einzelne Sichtlinie benötigt man ebenfalls die Verteilung und Charakteristiken des baryonischen Gases auf dem Gitter. Diese werden, wie im Abschnitt 2.5 beschrieben, durch Transformation der Teilchenparameter ermittelt. Man erhält nun für jede Rotverschiebung $z_{i,j}$ maximal eine Absorberwolke mit mittlerer Baryonendichte \bar{n}_b , mittlerer Säulendichte \bar{N}_{HI} des neutralen Wasserstoffs, mittlerer Pekuliargeschwindigkeit \bar{v}_p und mittlerer Temperatur \bar{T} . Da über die genaue Position der Absorberwolke in der Zelle keine Aussage gemacht werden kann,

wird jede auftretende Absorberwolke wie unter Abschnitt 2.6 beschrieben nach ihrem Querschnitt gewichtet. Es ergibt sich einen Sichtstrahl, wie man ihn durch Mittelung über verschiedene beobachtete Sichtstrahlen erhalten würde. Die effektive Säulendichte jeder Absorberwolke wird daher mit

$$N_{\text{HI,eff}} = w\bar{N}_{\text{HI}} \quad (2.22)$$

angesetzt, während die Temperatur \bar{T} , Dichte \bar{n}_b und Pekuliargeschwindigkeit \bar{v}_p unabhängig vom Schnitt des Sichtstrahles durch die Wolke sind. Sie können daher unverändert von der Absorberwolke übernommen werden.

Aus diesen Daten läßt sich nun für jede Absorberwolke bei Rotverschiebung $z_{i,j}$ ein Voigt-Profil konstruieren. Die Profile mehrerer hintereinanderliegender Absorberwolken (in benachbarten Zellen) überlagern sich dabei und bilden die Absorptionslinie eines Absorbersystems, während Absorberwolken ohne direkte Nachbarn zu einzelnen, meist kleineren Absorptionslinien führen. Die optischen Tiefen $\tau_{i,j}$ jedes einzelnen Profils addieren sich entsprechend der rotverschobenen Wellenlängen (s. Gleichung 2.29b) der Absorberwolken zu

$$\tau[\lambda] = \sum_{i,j} \tau_{i,j} [(1+z) \cdot \lambda_{\text{Ly}\alpha}], \quad (2.23)$$

so daß ein (normiertes) Spektrum der Intensität

$$I[\lambda] = e^{-\tau[\lambda]} \quad (2.24)$$

entsteht. Die optischen Tiefen $\tau_{i,j}$ werden dabei individuell für jede Wolke entsprechend ihrer Parameter berechnet (s. Gleichung 1.4)

$$\tau_{i,j} = N_{\text{HI}} \cdot \sigma \quad (2.25a)$$

$$= N_{\text{HI}} \cdot \sigma_{\text{Ly}\alpha} \int \frac{2\omega_{\text{Lor}}}{(\omega - \omega_{\text{Ly}\alpha} - \Delta\omega)^2 + \omega_{\text{Lor}}^2} \cdot \frac{e^{-\left(\frac{\Delta\omega}{\omega_{\text{D}}}\right)^2}}{\omega_{\text{D}}\sqrt{\pi}} d(\Delta\omega) \quad (2.25b)$$

$$\approx N_{\text{HI}} \cdot \frac{\sigma_{\text{Ly}\alpha}}{\omega_{\text{D}}\sqrt{\pi}} \exp\left(\frac{\omega_{\text{Lor}}^2 - \omega'^2}{\omega_{\text{D}}^2}\right) \cos\left(\frac{2\omega_{\text{Lor}}\omega'}{\omega_{\text{D}}^2}\right) + \text{O}[\omega'] \quad (2.25c)$$

mit $\sigma_{\text{Ly}\alpha} = \frac{\pi e^2}{m_e c_0} f_{\text{Ly}\alpha}$, wobei $f_{\text{Ly}\alpha}$ die Oszillatorenstärke des Ly α Überganges und $\omega' = (\omega - \omega_{\text{Ly}\alpha})$ die Frequenzabweichung vom Ly α Übergang (mit der Energie $\hbar\omega_{\text{Ly}\alpha}$) ist. Der Korrekturterm $\text{O}[\omega']$ ist eine konvergierende und alternierende Summe, welche die strahlungsgedämpften Flügel beschreibt:

$$\begin{aligned} \text{O}[\omega'] &= \frac{-2}{\sqrt{\pi}\omega_{\text{D}}} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{2^k}{(2k+1)!!} \cdot \\ &\quad \sum_{j=0}^k (-1)^j \binom{2k+1}{2j} \left(\frac{\omega_{\text{Lor}}}{\omega_{\text{D}}}\right)^{2k+1} \left(\frac{\omega'}{\omega_{\text{Lor}}}\right)^{2j}. \end{aligned} \quad (2.26)$$

Für kleine Säulendichten ($N_{\text{HI}} \lesssim 10^{17} \text{cm}^{-2}$) und $\omega_{\text{Lor}} \ll \omega_{\text{D}}$, was für den Lyman α -Forest gegeben ist, dominiert hingegen der Gauß-Anteil die Linienform, so daß $\text{O}[\omega']$ nur für Linien mit $N_{\text{HI}} \geq 10^{17} \text{cm}^{-2}$ berücksichtigt wird.

Die Parameter ω_{Lor} des Lorentz-Anteiles (natürliche Linienbreite) und ω_{D} des Gauß-Anteiles (Geschwindigkeitsverbreiterung) am Voigt-Profil sind mit

$$\omega_{\text{Lor}} = \frac{e^2 \omega_{\text{Ly}\alpha}^2}{m_e c_0^3} \left(\frac{g_n}{g_m}\right)_{\text{Ly}\alpha} f_{\text{Ly}\alpha} = \gamma_{\text{nat,Ly}\alpha} \quad (2.27)$$

$$\omega_{\text{D}} = \frac{\omega_{\text{Ly}\alpha} b}{c_0} = \frac{\omega_{\text{Ly}\alpha}}{c_0} \sqrt{\frac{2k_{\text{B}} T}{m_{\text{H}}}} \quad (2.28)$$

gegeben, wobei $(g_m/g_n)_{\text{Ly}\alpha} = 3$ das statistische Gewicht des Ly α Überganges (bzw. $\gamma_{\text{nat,Ly}\alpha}$ die Dämpfungskonstante) und b der thermische Doppler-Parameter des Gases (mit T Temperatur des Gases und m_{H} der Masse eines Wasserstoffatoms) ist.

Um die Pekuliargeschwindigkeit \bar{v}_p der Wolken zu berücksichtigen, wird die im Ruhesystem der Lyman α Absorption berechnete optische Tiefe $\tau_{i,j}$ zu einer Rotverschiebung \tilde{z} mit

$$1 + \tilde{z} = (1 + z) \left(1 + \frac{\bar{v}_p}{c_0}\right) \approx 1 + z + \frac{\bar{v}_p}{c_0} \quad (2.29a)$$

$$\Rightarrow \lambda \approx \left(1 + z + \frac{\bar{v}_p}{c_0}\right) \cdot \lambda_{\text{Ly}\alpha} \quad (2.29b)$$

verschoben (für $\bar{v}_p \ll c_0$, was bei $\bar{v}_p < 200 \text{ km s}^{-1}$ gut erfüllt ist). Da die Pekuliargeschwindigkeit der Absorberwolken aus der Geschwindigkeit der Dunklen Materie folgt, muß jedoch berücksichtigt werden, daß diese durch die Wahl des Leistungsspektrums zu hoch angesetzt wird (s. Abschnitt 2.3). Zusätzlich muß beachtet werden, daß die baryonische Materie nicht den Trajektorien der Dunklen Materie folgt, sondern nach einem Stoß an der Stoßfront zurückbleibt und sich langsam weiterbewegt. Ihre Geschwindigkeit weicht um so mehr von der der Dunklen Materie ab, je höher die Baryondichte der Wolke an der Stoßfront ist. Die für eine Absorberwolke angesetzte Pekuliargeschwindigkeit wird also im Mittel zu hoch sein.

Zum Schluß wird die Intensität mit dem Gauß-Profil eines fiktiven Beobachtungsinstrumentes gefaltet, um dessen Auflösungsvermögen zu simulieren, und die Pixelgröße entsprechend angepaßt. Statistisches Rauschen kann durch Vorgabe eines Signal-Rausch-Verhältnisses am (normierten) Kontinuum $1/\sigma_{\text{K}}$ und des Nullpunktrauschens σ_0 zu dem Spektrum hinzugefügt werden. Dieses wird dabei in erster Näherung als weißes Gauß'sches Rauschen betrachtet, so daß für die Intensität I das Rauschen

$$\sigma_I = \sqrt{\sigma_0^2 + (\sigma_{\text{K}}^2 - \sigma_0^2) \sqrt{I}} \quad (2.30)$$

beträgt. Jeder Punkt im modellierten Spektrum wird somit um einen gaußverteilten Zufallswert verschoben, so daß die Punkte des Spektrums um ihre jeweiligen Ursprungswerte statistisch normalverteilt sind.

The most exciting phrase to hear in science, the one that heralds new discoveries, is not „Eureka!“ (I found it!) but „That’s funny...“

Isaac Asimov

3.1 Aus den Simulationen erhaltene Verteilungen

Für die jeweiligen Simulationen **S1** und **S2** wurden je $N = 50$ Sichtlinien, wie in Abschnitt 2.6 beschrieben, berechnet. Entlang dieser Sichtlinien sind Absorbersysteme mit Säulendichte $N_{\text{HI,eff}}$, Doppler-Parameter \bar{b} (ergibt sich aus der Temperatur \bar{T} mit $\bar{b} = \sqrt{2k_B \bar{T} / m_{\text{H}}}$) und Rotverschiebung \bar{z} zu finden. Da die Zuordnung der die Absorbersystem bestimmenden Teilchen zu den jeweiligen Populationen P_u und P_s bekannt ist, können diese Absorbersysteme sowohl mit **allen** Teilchen ($P_u + P_s$), oder nur mit **geschockten** (P_s) oder **ungeschockten** (P_u) Teilchen berechnet werden. Die Verteilungen der Parameter der Absorbersysteme werden schließlich mit den Verteilungen der **beobachteten** Absorbersysteme verglichen.

3.1.1 Punktediagramm b über N_{HI}

Eine Darstellung der aus den Simulationen **S1** und **S2** erhaltenen Säulendichten N_{HI} und Doppler-Parameter b in einem Punktediagramm zeigt deutlich den Unterschied zwischen den beiden Populationen P_s und P_u . Während die aus den geschockten Teilchen (P_s) berechneten Absorbersysteme eine Verteilung von Doppler-Parametern $b > 9 \text{ km s}^{-1}$ (entspricht der Temperatur $T_{\text{cold}} = 5000 \text{ K}$) zeigen, häufen sich die Doppler-Parameter der aus den ungeschockten Teilchen (P_u) berechneten Absorbersysteme bei $b \approx 25 - 30 \text{ km s}^{-1}$ (entspricht $T \approx 38000 - 55000 \text{ K}$) (s. Abbildung 3.1). Letzteres entspricht dem Temperaturintervall des Ionisationsgleichgewichtes des baryonischen Gases mit der UV-Hintergrundstrahlung. Während bei hohen Rotverschiebungen $z \approx 3$ ein Großteil der Absorbersysteme im Säulendichtebereich von $12.5 < \log N_{\text{HI}} < 16$ liegt, verschiebt sich dieser durch die Verdünnung der Materie aufgrund der kosmologischen Expansion und der Akkumulation baryonischer Materie in Gebieten hoher Dichte für kleine Rotverschiebung $z \approx 0$ auf $\log N_{\text{HI}} < 14$. Dabei nimmt der Anteil der Absorbersysteme der Population P_u gegenüber P_s ab, da immer mehr Teilchen an „shell-crossing“ Ereignissen beteiligt sind (also durch die Stoßwellen aufgeheizt werden). Für die Absorbersysteme der Population P_s ist eine Korrelation zwischen der Säulendichte N_{HI} und dem Doppler-Parameter b festzustellen: Systeme mit geringer Säulendichte weisen im Durchschnitt einen größeren Doppler-Parameter auf und Systeme mit hoher Säulendichte eher einen geringeren. Demgegenüber weisen Beobachtungen nur eine schwache Korrelation auf, bei der nur wenige Systeme mit geringer Säulendichte einen hohen Doppler-Parameter besitzen (s. Abschnitt 1.2.1).

Bei der Verteilung der Säulendichten und Doppler-Parameter zeigt sich bereits deutlich der Unterschied zwischen den Simulationen **S1** und **S2**. Während Simulation **S1** in der Lage ist, eine hohe Anzahl von Absorbersystemen auch mit geringer Säulendichte $\log N_{\text{HI}} < 13$ (bei $z \approx 3$) zu produzieren, ist dies für Simulation **S2** nicht der Fall. Dies liegt an der

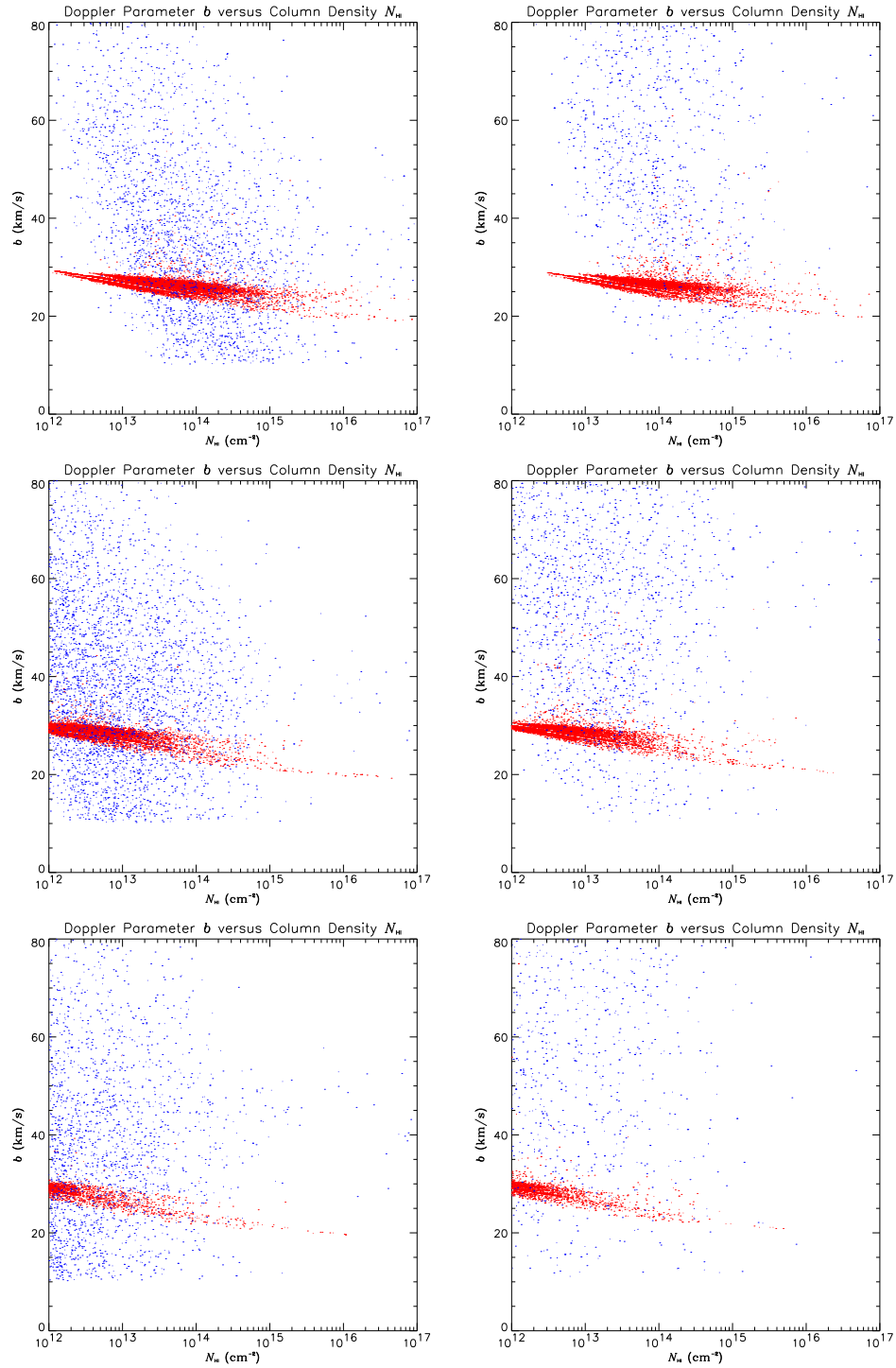


Abbildung 3.1: Punktediagramme Doppler-Parameter b über Säulendichten N_{HI} der Simulationen S1 (links) und S2 (rechts) in den Rotverschiebungsintervallen $3.13 < z < 3.5$ (oben), $1.2 < z < 1.46$ (mitte) und $0.1 < z < 0.23$ (unten). Gezeigt ist die Verteilung der aus den **geschockten** (blaue Punkte, Population P_s) und aus den **un- geschockten** (rote Punkte, Population P_u) Teilchen berechneten Absorbersysteme für 50 Sichtlinien.

höheren Auflösung von **S1** (50 kpc gegenüber 100 kpc bei **S2**), die auf Kosten größerer dynamisch wirksamer Skalen ermöglicht wurde. Während in Simulation **S1** durch die Boxgröße von $L_1 = 12.8 \text{ Mpc}$ langwellige Moden des Leistungsspektrums mit $k < 2\pi(12.8 \text{ Mpc})^{-1}$ nicht berücksichtigt werden konnten, wurden diese Moden für Skalen bis zu $L_2 = 51.2 \text{ Mpc}$ in Simulation **S2** mit $2\pi(51.2 \text{ Mpc})^{-1} < k < 2\pi(12.8 \text{ Mpc})^{-1}$ realisiert. Die Teilchen der Simulation **S2** haben durch die geringere Massenauflösung auch die achtfache Masse der Teilchen von Simulation **S1**, wodurch Objekte geringerer Masse nicht dargestellt werden können. Gerade diese Objekte haben jedoch einen Anteil neutralen Wasserstoffs, der die Absorbersysteme geringer Säulendichte in **S1** verursacht.

Während die untere Säulendichtegrenze der Absorbersysteme von der Zelllänge der Simulationen abhängt, ist die obere, realisierte Säulendichtegrenze für beide Simulationen gleich groß. Sie liegt unterhalb der numerisch bedingten Säulendichtegrenzen (s. Gleichung A.60b). Die Anzahl der Absorbersysteme höherer Säulendichte $\log N_{\text{HI}} > 13.5$ (bei $z \approx 3$) wird von beiden Simulationen auflösungsunabhängig korrekt reproduziert.

Die Gesamtanzahl der Absorbersysteme ist in Simulation **S2** jedoch deutlich kleiner als in Simulation **S1** (s. Tabelle 3.1). Durch die größeren Zellen in Simulation **S2** ist die räumliche Auflösung in der Simulation geringer, so daß Absorbersysteme, die in Simulation **S1** als einzelne Objekte dargestellt werden können, in Simulation **S2** als ein verschmiertes, großes Objekt realisiert werden. Dennoch treten die „shell-crossing“ Ereignisse, trotz der längeren „Wegstrecke“ in Simulation **S2**, in beiden Simulationen mit gleicher Häufigkeit auf. Der Anteil der zu Population P_s gehörenden Absorbersysteme ist somit auflösungsunabhängig. Die Entwicklung der Population P_s mit der Rotverschiebung unterscheidet sich jedoch in den beiden Simulationen. Während der Anteil der Objekte aus Population P_s an der Gesamtanzahl in Simulation **S2** nahezu konstant bleibt nimmt dieser Anteil in Simulation **S1** drastisch zu (s. Tabelle 3.1). Dies zeigt, daß die durch die größere Simulationsbox in Simulation **S2** realisierten langwelligen Moden des Leistungsspektrums einen starken Einfluß auf die Klumpung der baryonischen Materie in den Simulationen haben. Durch das Fehlen der langwelligen Moden in Simulation **S1** klumpt die Materie schneller auf kleinen Skalen und „shell-crossing“ Ereignisse (und damit Übergänge von Population P_u zu Population P_s) führen im Verlauf der Simulation zu vielen kleineren Objekten. In Simulation **S2** hingegen führen die langwelligen Moden zur Bildung größerer Strukturen, in denen sich diese kleinen Objekte zu größeren Objekten vereinen, was die absolute Anzahl der Objekte in Population P_s reduziert (s. Abschnitt 2.5).

	Absorbersysteme in S1	davon in Population P_s	Absorbersysteme in S2	davon in Population P_s
$3.13 < z < 3.5$	505	10.6%	280	9.6%
$1.2 < z < 1.46$	641	14.7%	373	12.0%
$0.1 < z < 0.23$	545	20.4%	280	10.9%

Tabelle 3.1: Anzahl der Absorbersysteme auf einem Sichtstrahl in verschiedenen Rotverschiebungsintervallen für die Simulationen **S1** und **S2**, jeweils über 50 Sichtlinien gemittelt. Weiterhin ist der Anteil der Absorbersysteme, die nur aus Population P_s berechnet wurden, für die jeweilige Anzahl gegeben.

3.1.2 Verteilung der Doppler-Parameter b

Die Integration der Verteilung b über N_{HI} über die Säulendichte im Intervall $13.5 < \log N_{\text{HI}} < 14.5$ liefert eine Verteilung der Doppler-Parameter b . Da sich die Doppler-Parameter der Absorbersysteme, die sich aus Population P_u berechnen, in einem engen

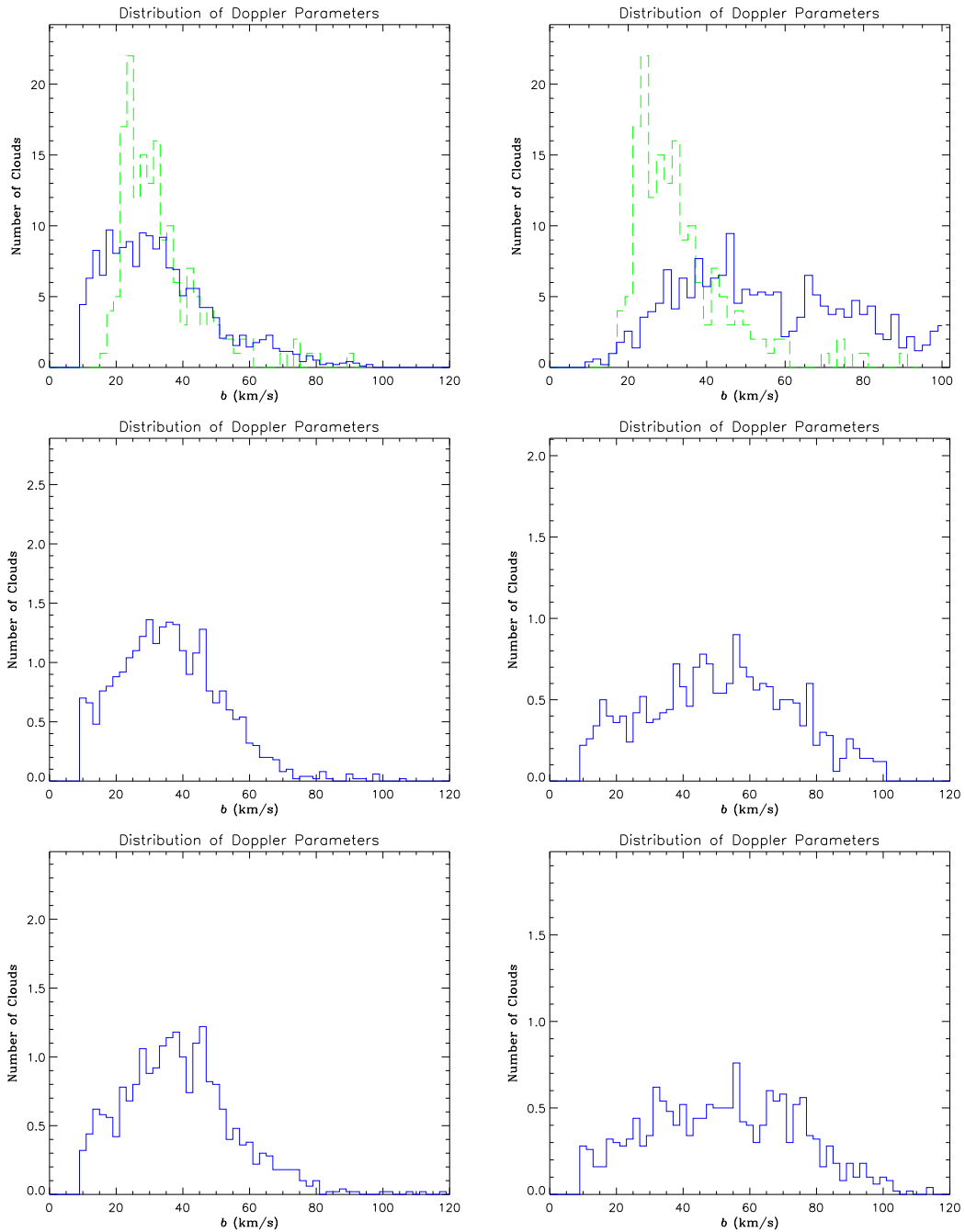


Abbildung 3.2: Verteilung der Doppler-Parameter b der Simulationen **S1** (links) und **S2** (rechts) in den Rotverschiebungsintervallen $3.0 < z < 3.5$ (oben), $1.0 < z < 1.5$ (mitte) und $0.0 < z < 0.5$ (unten) im Säulendichteintervall $13.5 < \log N_{\text{H}} < 14.5$. Gezeigt ist die Verteilung der aus den **geschockten** (Population P_s , blau) Teilchen berechneten Absorbersysteme. Zum Vergleich sind für Rotverschiebung $z = 3$ Ergebnisse der KECK HIRES **Beobachtungen** in grün gegeben (Hu et al., 1995).

Intervall $22 \text{ km s}^{-1} < b < 28 \text{ km s}^{-1}$ (bei $z \approx 3$) häufen, was lediglich zu einem ausgeprägten scharfen Maximum in diesem Bereich führt, wurden nur die aus Population P_s berechneten Absorbersysteme aufgetragen. Die Verteilung weicht erwartungsgemäß (da der Anteil der Population P_u fehlt) von der beobachteten Verteilung (Hu et al., 1995) ab. Eine unterhalb $b_c = 9 \text{ km s}^{-1}$ (entspricht $T_{\text{cold}} = 5000 \text{ K}$) abgeschnittene Gaußkurve

$$n[b] \propto \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_b} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{b-\bar{b}}{\sigma_b}\right)^2} & \text{für } b \geq b_c \\ 0 & \text{für } b < b_c \end{cases} \quad (3.1)$$

hat in Simulation **S1** bei $z \approx 3$ ihr Maximum bei $\bar{b} = (24 \pm 9) \text{ km s}^{-1}$ mit $\sigma_b = (22 \pm 6) \text{ km s}^{-1}$ (vgl. Abschnitt 1.2.2), welches sich für kleiner werdende Rotverschiebungen zu höheren Doppler-Parametern hin verschiebt ($\bar{b} = (33 \pm 4) \text{ km s}^{-1}$ mit $\sigma_b = (17 \pm 3) \text{ km s}^{-1}$ bei $z \approx 1$ und $\bar{b} = (36 \pm 6) \text{ km s}^{-1}$ mit $\sigma_b = (18 \pm 5) \text{ km s}^{-1}$ bei $z \approx 0$). Während die Verteilung der aus Simulation **S1** berechneten Absorbersysteme noch das Maximum beim gleichen Wert wie die Beobachtung aufweist, liegt das Maximum der aus **S2** resultierenden Verteilung bei einem höheren Doppler-Parameter $\bar{b} = (51 \pm 14) \text{ km s}^{-1}$ mit $\sigma_b = (26 \pm 16) \text{ km s}^{-1}$ (bei $z \approx 3$) und ist nahezu rotverschiebungsunabhängig ($\bar{b} = (49 \pm 5) \text{ km s}^{-1}$ mit $\sigma_b = (26 \pm 9) \text{ km s}^{-1}$ bei $z \approx 1$ und $\bar{b} = (49 \pm 9) \text{ km s}^{-1}$ mit $\sigma_b = (26 \pm 9) \text{ km s}^{-1}$ bei $z \approx 0$). In Simulation **S2** werden also durch eine große Anzahl der zu Population P_s gehörenden Absorbersysteme andere Objekte beschrieben als in Simulation **S1**. Diese zeigen ein anderes Temperaturverhalten. Durch die in Simulation **S2** realisierten langwelligen Moden des Leistungsspektrums $2\pi(12.8 \text{ Mpc})^{-1} > k > 2\pi(51.2 \text{ Mpc})^{-1}$ werden die einzelnen Teilchen in der Simulation stärker beschleunigt, bevor sie an einem „shell-crossing“ Ereignis teilnehmen. Die Geschwindigkeit der beteiligten Teilchen liegt also im Mittel höher als in Simulation **S1**, wodurch sie infolge des Stoßes mit dem lokalen Dichtefeld (s. Gleichung 2.5) eine höhere Temperatur zugeordnet bekommen. Auch führt dies zu der Bildung einer höheren Anzahl größerer Objekte (s. Abschnitt 3.1.1). Bei Fehlen der langwelligen Moden bilden sich dagegen in der Mehrzahl kleinere Objekte mit einer Temperatur $\bar{T} \approx 38000 \text{ K}$, die erst später zu größeren Objekten verschmelzen. Das Temperaturverhalten der Population P_s von Simulation **S1** wird durch die große Anzahl kleiner Objekte dominiert. Diese dünnen mit kleiner werdender Rotverschiebung aus, so daß in einem gegebenen Säulendichteintervall der Anteil der heißeren Objekte zunimmt: Die Temperaturverteilung verschiebt sich langsam zu höheren Doppler-Parametern. Demgegenüber haben die Objekte in Simulation **S2** eine gleichmäßigere Temperaturverteilung mit $\bar{T} \approx 150000 \text{ K}$, die nicht so stark von der Säulendichte der Objekte abhängt. Mit abnehmender Rotverschiebung bleibt hier in einem gegebenen Säulendichteintervall die Temperaturverteilung erhalten. Diese je nach Simulation verschiedenen dominierenden Objekte sind auch in der unterschiedlichen Korrelation der Absorbersysteme in den beiden Simulationen erkennbar (s. Abschnitt 3.1.5).

3.1.3 Verteilung der Säulendichten dn/dN_{HI}

Die Integration der Verteilung b über N_{HI} über alle Doppler-Parameter liefert die (differentielle) Säulendichteverteilung dn/dN_{HI} . Auch hier kann die Verteilung nach den durch Population P_u und P_s erzeugten Absorbersystemen getrennt aufgetragen werden. Ein Abflachen der Verteilung bei kleinen Säulendichten ist auf die Auflösungsgrenzen der jeweiligen Simulation zurückzuführen (s. Gleichungen 2.1 und 2.2). Es zeigt sich, daß die durch Population P_u erzeugten Systeme bei niedrigen Säulendichten dominieren, während die Systeme der Population P_s bei höheren Säulendichten die Form der Verteilung bestimmen. Der Bereich, in dem Population P_s dominant ist, liegt bei Simulation **S1** bei $\log N_{\text{HI}} > 14.5$ bei Rotverschiebung $z \approx 3$ und

verschiebt sich mit kleineren Rotverschiebungen zu $\log N_{\text{HI}} > 12.0$ bei $z \approx 0$. Bei Simulation **S2** ist dieser Bereich zu höheren Säulendichten hin verschoben ($\log N_{\text{HI}} > 15.5$ bei $z \approx 3$ bis $\log N_{\text{HI}} > 13.0$ bei $z \approx 0$), was auf die geringere Zahl der Absorbersysteme aus Population P_s zurückzuführen ist (s. Abschnitt 3.1.1). Das Potenzgesetz

$$\frac{dn}{dN_{\text{HI}}} \propto N_{\text{HI}}^{-\beta} \quad (3.2)$$

ist daher auch in Simulation **S1** geringfügig flacher ($\beta = 1.79 \pm 0.02$ bei $z \approx 3$ im Intervall $12.5 < \log N_{\text{HI}} < 17.0$) als bei Simulation **S2** ($\beta = 1.92 \pm 0.29$ im Intervall $13.9 < \log N_{\text{HI}} < 16.3$). Für kleiner werdende Rotverschiebungen flacht das Potenzgesetz ebenfalls ab (**S1**: $\beta = 1.63 \pm 0.03$ im Intervall $10.7 < \log N_{\text{HI}} < 17.0$ bei $z \approx 0$; **S2**: $\beta = 1.68 \pm 0.14$ im Intervall $11.0 < \log N_{\text{HI}} < 16.3$), was wiederum auf eine steigende Dominanz der Population P_s mit geringerer Rotverschiebung zurückzuführen ist.

Im Säulendichtebereich $13 < \log N_{\text{HI}} < 14$ (bei $z \approx 3$) ist die Anzahl der Linien in beiden Simulationen etwa doppelt so groß wie die der Beobachtungen, obwohl die mittlere optische Tiefe des Lyman α -Forest in der Simulation gut wiedergegeben wird (vgl. die Absenkung des Intensitätskontinuums D_A in Abbildung 3.7). Ein Großteil der Absorption des Lyman α -Forest wird durch Linien im Säulendichtebereich $13 < \log N_{\text{HI}} < 15$ hervorgerufen, wobei der differentielle Anteil bei $\log N_{\text{HI}} = 14$ maximal ist (Kirkman und Tytler, 1997). Um eine größere Anzahl Linien in einem Wellenlängenintervall (bei D_A zwischen Lyman α und Lyman β Linie) zu finden, ohne daß sich die optische Tiefe in diesem Wellenlängenintervall stark ändert, müssen die Linien sehr dicht beieinander liegen, so daß sich die Linienprofile stark überschneiden. Dies kann bedeuten, daß die Absorbersysteme in der Simulation stärker als beobachtet gehäuft sind. Andererseits ist es möglich, daß die Beobachtungen (noch) nicht in der Lage sind, die fein strukturierten Absorptionslinien aufzulösen, so daß Überlappungen zu einer Unterschätzung der Linien in diesem Säulendichteintervall führen.

Für Säulendichten $\log N_{\text{HI}} \approx 15$ (bei $z \approx 3$) wird deren Verteilung in beiden Simulationen steiler und folgt der Abweichung der Beobachtungen vom Potenzgesetz (Petitjean et al., 1993b). Die Abweichung verschiebt sich bei kleineren Rotverschiebungen zu geringeren Säulendichten und reproduziert somit die beobachtete Entwicklung (Kim et al., 1997). Oberhalb von $\log N_{\text{HI}} \approx 16$ (bei $z \approx 3$) sind die Simulationen nicht mehr in der Lage, eine den Beobachtungen entsprechend hohe Anzahl von Absorbersystemen zu produzieren. Geht man davon aus, daß die beobachtete Abweichung vom Potenzgesetz einem Übergang der lokalen Modelle von druckgebundenen zu gravitationsgebundenen Wolken entspricht (Charlton et al., 1994; Charlton, 1995) (s. Abschnitt 1.3.3), so wird der Anteil der gravitationsgebundenen Wolken an der Säulendichteverteilung für $\log N_{\text{HI}} \gtrsim 15$ steigen. In der Simulation kann die Gravitationsbindung nur bis zur Auflösungsgrenze der wirkenden Kräfte beschrieben werden. Lokale Verklumpungen, die auf Skalen kleiner als der Zelllänge $2l_c$ stattfinden, können nicht aufgelöst werden. Ein Objekt, das eine starke Inhomogenität auf diesen Skalen besitzt, ist in der Lage, eine hohe Säulendichte zu erreichen, während das gleiche Objekt bei gleicher Masse ohne Dichteinhomogenität nur eine viel geringere Säulendichte liefern kann. Dadurch wird die Wirkung dieses Bindungsmechanismus für solche Objekte unterschätzt; der Anteil durch gravitationsgebundene Wolken erzeugter Linien hoher Säulendichte kann nicht voll reproduziert werden. Eine Untersuchung der beobachteten Absorbersysteme im Quasar HS1700+6416 hat gezeigt, daß bereits Lyman-Limit-Systeme mit einer Säulendichte von $N_{\text{HI}} \approx (4 - 8) \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ nicht mehr nur durch homogene Wolken beschrieben werden können (Riediger und Petitjean, 1995; Petitjean et al., 1996). Absorberwolken mit einer inhomogenen Dichteverteilung werden von der Simulation jedoch nur dann berücksichtigt, wenn sie mehrere Zellen umfassen.

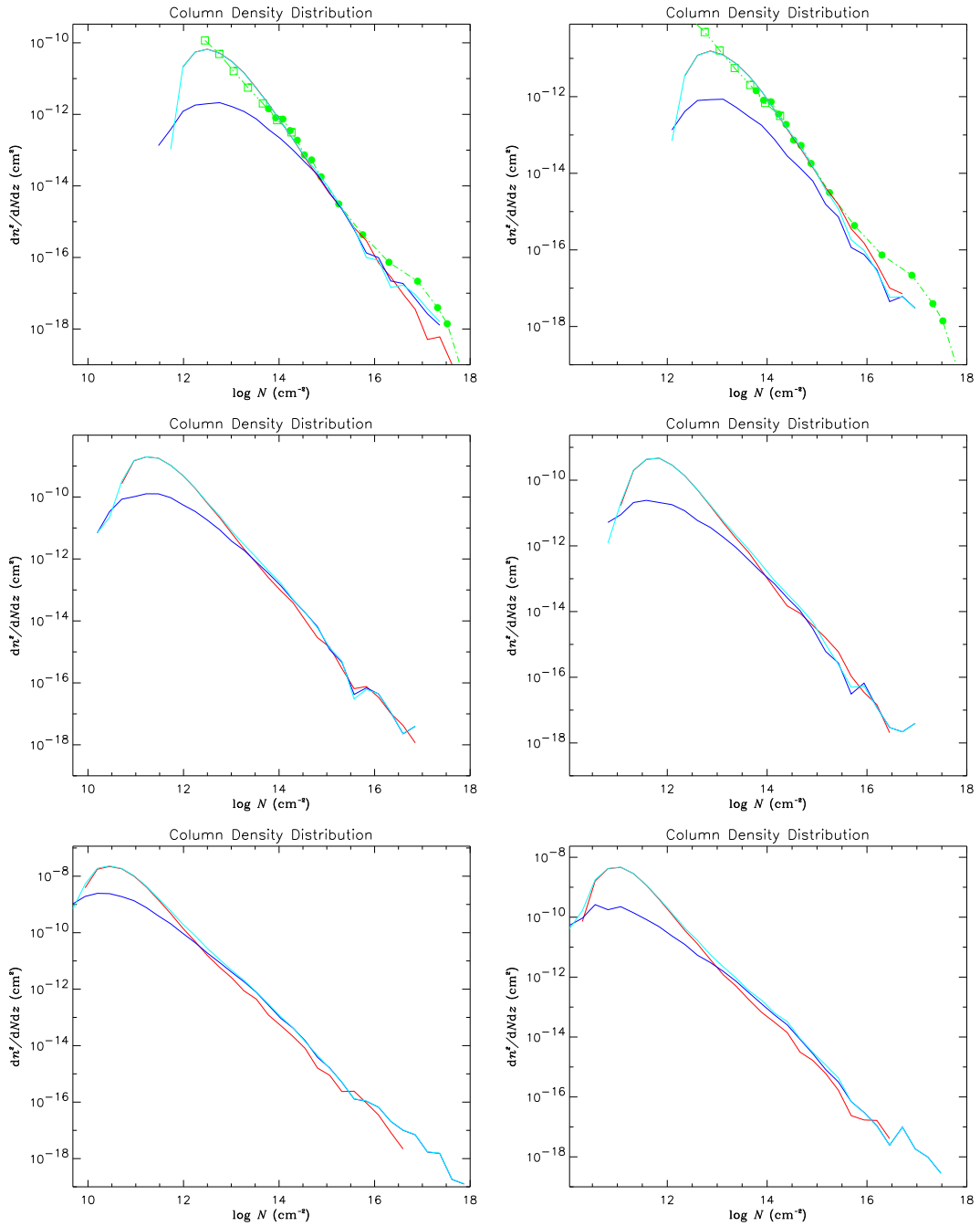


Abbildung 3.3: Differentielle Verteilung der Säulendichten dn/dN_{HI} der Simulationen **S1** (links) und **S2** (rechts) in den Rotverschiebungsintervallen $3.0 < z < 3.5$ (oben), $1.0 < z < 1.5$ (mitte) und $0.0 < z < 0.3$ (unten). Gezeigt ist die Verteilung der aus **allen** Teilchen ($P_u + P_s$, türkis) berechneten und der aus den jeweils nur **geschockten** (P_s , blau) bzw. nur **ungeschockten** (P_u , rot) Teilchen berechneten Absorbersysteme. Zum Vergleich sind für Rotverschiebung $z = 3$ **Beobachtungen** von Hu et al. (1995) (Quadrate) und Petitjean et al. (1993b) (gefüllte Kreise) in grün gegeben.

3.1.4 Anzahldichte dn/dz der Absorber

Die Integration der Verteilung dn/dN_{HI} über die Säulendichte ergibt die Anzahl der Absorbersysteme für verschiedene Rotverschiebungen, die als Anzahldichte dn/dz aufgetragen wird. Sie gibt Aufschluß über die zeitliche Entwicklung der Absorbersysteme in der Simulation. Die Anzahl der aus beiden Populationen $P_u + P_s$ errechneten Absorbersysteme ist in den jeweiligen Simulationen in guter Übereinstimmung mit den Beobachtungen (s. Abbildung 3.4, oben). Obwohl in Simulation **S2** die Anzahl der aus Population P_s berechneten Absorber mit $\log N_{\text{HI}} > 14$ bei hohen Rotverschiebungen geringer ist als in Simulation **S1**, hat dies keinen Einfluß auf die Gesamtanzahl der Absorber, da bei hohen Rotverschiebungen ($z \gtrsim 2$) die aus Population P_u berechneten Absorber dominieren. Für $\log N_{\text{HI}} \leq 14$ dünnt die Population P_s rasch aus (s. Abschnitt 3.1.1), so daß für $\log N_{\text{HI}} > 13$ in Simulation **S2** die beobachtete Anzahl der Absorbersysteme nur knapp erreicht wird (s. Abbildung 3.4, unten, mittlere Kurve). Die Anzahl der Absorbersysteme mit $\log N_{\text{HI}} > 12$ ist daher nur im Rotverschiebungsbereich $z \lesssim 1$ in beiden Simulationen identisch und fällt in Simulation **S2** zu höheren Rotverschiebungen rasch ab (s. Abbildung 3.4, unten, obere Kurve). Die zuverlässigen Ergebnisse der Simulationen liegen somit bei $\log N_{\text{HI}} > 14$ für $z < 4.8$ in **S1** und $z < 4.0$ in **S2** bis zu $\log N_{\text{HI}} > 12$ für $z < 2.5$ in **S1** und $z < 1.5$ in **S2**, während die Anzahl der Absorbersysteme für höhere Rotverschiebungen unterschätzt wird, da unterdichte Gebiete durch die Auflösungsgrenze von mindestens einem Teilchen in einer Zelle nicht erfaßt werden können.

Die Verteilung dn/dz kann näherungsweise durch ein Potenzgesetz

$$\frac{dn}{dz} \propto (1+z)^\gamma \quad (3.3)$$

wiedergegeben werden. Für $\log N_{\text{HI}} > 14$ steigt die Verteilung aller Absorber im Intervall $1.5 < z < 3.0$ mit $\gamma = 2.55 \pm 0.03$ (**S1**) bzw. $\gamma = 2.57 \pm 0.03$ (**S2**) steil an, zeigt aber bei geringeren Rotverschiebungen $0.0 < z < 1.5$ einen schwachen Anstieg mit $\gamma = 0.54 \pm 0.04$ (**S1**) bzw. $\gamma = 0.36 \pm 0.03$ (**S2**). Dieser Anstieg ist für ein größeres Intervall $1.5 < z < 4.8$ sogar noch steiler ($\gamma = 3.72 \pm 0.01$ bei **S1**, $\gamma = 2.92 \pm 0.01$ bei **S2**). Betrachtet man die Anzahl der Absorber aus den jeweiligen Populationen P_u und P_s separat, so zeigt sich, daß der steile Anstieg hauptsächlich durch Population P_u mit $\gamma = 4.02 \pm 0.01$ für **S1** bzw. $\gamma = 3.07 \pm 0.01$ für **S2** (im Intervall $1.5 < z < 4.8$) verursacht wird, während der flache Anteil durch die Population P_s mit $\gamma = 0.85 \pm 0.01$ für **S1** bzw. $\gamma = 0.35 \pm 0.01$ für **S2** (im Intervall $0.0 < z < 4.8$) bestimmt wird.

Unter der Annahme, die Absorptionswolken der Population P_u sind optisch dünn und folgen der Expansion des Kosmos, wäre bei konstanter UV-Hintergrundstrahlung J_{-21} die Entwicklung der Säulendichten dieser Wolken $\propto n_{\text{H}}^2 l_c / J_{-21} \propto (1+z)^5$ (vgl. Gleichung A.61 und folgende), eine stark fallende Funktion der Zeit. Die Anzahl der Wolken oberhalb einer Säulendichte nimmt für hohe Rotverschiebungen rasch ab, was zu dem großen Exponenten im Potenzgesetz führt. Die Wolken der Population P_s bilden sich hingegen in den Regionen der filamentartigen Strukturen und Galaxien. Hier sammeln sie sich in den Senken der Gravitationspotentiale und bilden ein Halo aus warmen Gas von mehreren hundert Kiloparsec Ausdehnung um die Galaxien (Petitjean et al., 1995).

3.1.5 Zwei-Punkt Korrelationsfunktion ξ

Um die Häufungseigenschaften der baryonischen Materie in den Simulationen zu untersuchen, wurden die (eindimensionale) Korrelation der auftretenden Absorbersysteme entlang der Sichtstrahlen berechnet (s. Abschnitt 1.2.6). Die daraus resultierende Korrelationsfunktion $\xi[r]$

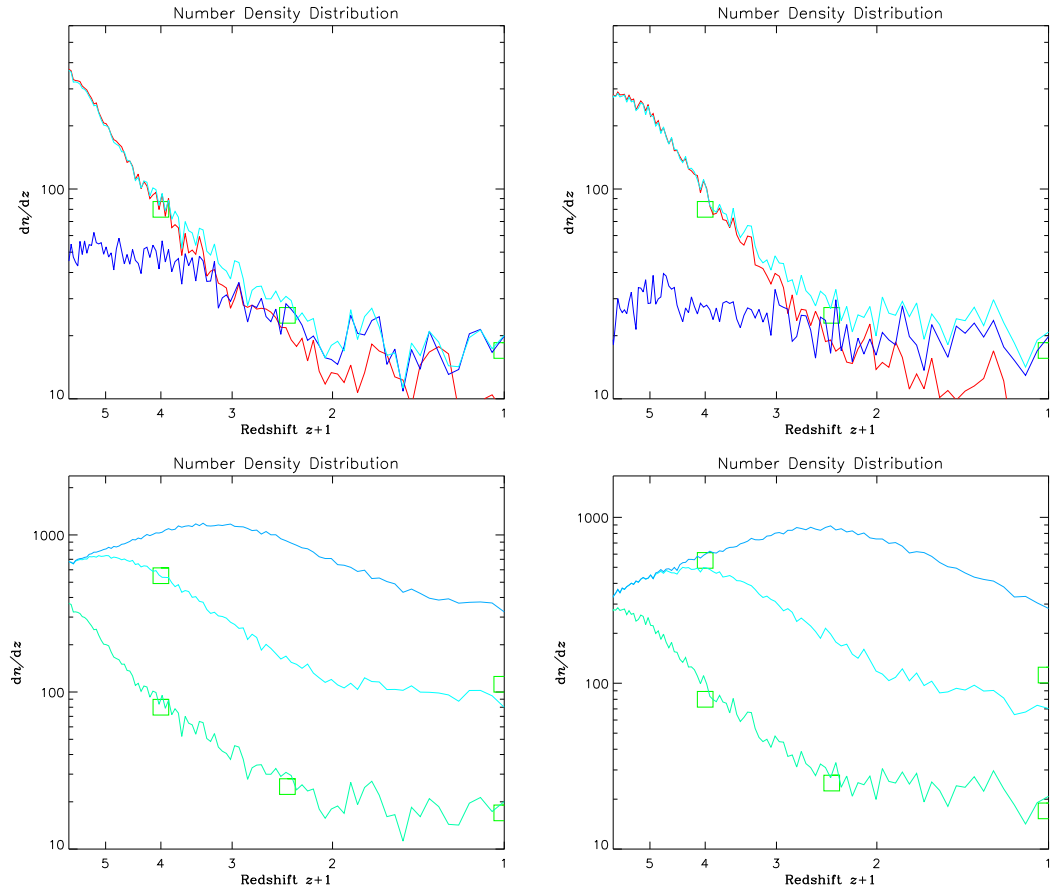


Abbildung 3.4: Anzahldichte der Absorber dn/dz der Simulationen **S1** (links) und **S2** (rechts). Gezeigt ist die Verteilung der aus **allen** Teilchen ($P_u + P_s$, türkis) berechneten und der aus den jeweils nur **geschockten** (P_s , blau) bzw. nur **ungeschockten** (P_u , rot) Teilchen berechneten Absorbersysteme mit Säulendichten $\log N_{\text{HI}} > 14$ (oben) und die Verteilung der aus **allen** Teilchen ($P_u + P_s$, türkis) berechneten Absorbersysteme mit Säulendichten $\log N_{\text{HI}} > 12, 13, 14$, entsprechend oberer, mittlerer und unterer Kurve (unten). Zum Vergleich sind **Beobachtungen** als grüne Quadrate gegeben: Lu et al. (1991) ($z \approx 3$, $\log N_{\text{HI}} > 14$); Petitjean et al. (1993b) ($z \approx 1.5$, $\log N_{\text{HI}} > 14$); Bahcall et al. (1993) ($z \approx 0$, $\log N_{\text{HI}} > 14$); Bechtold (1994) ($z \approx 3$, $\log N_{\text{HI}} > 13$); Tripp et al. (1997) ($z \approx 0$, $\log N_{\text{HI}} > 13$).

hat im idealen Fall die Form der Funktion

$$\xi[r] = \begin{cases} \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\gamma} & \text{für } r \geq r_{\text{cl}} \\ -1 & \text{für } r < r_{\text{cl}} \end{cases}, \quad (3.4)$$

wobei r der Abstand zwischen den Absorbersystemen und r_{cl} der geringste Abstand zwischen zwei Absorbersystemen ist. Für letzteren muß in den Simulationen aufgrund der Konstruktion der Absorbersysteme $r_{\text{cl}} > 2l_c$ gelten. Wolken, die einen Abstand von $2l_c$ haben, werden wie in Abschnitt 2.6 beschrieben zu Absorbersystemen zusammengefaßt, so daß sie nicht als getrennte Objekte behandelt werden. Es ist jedoch zu erwarten, daß die Absorbersysteme weiter als nur eine leere Zelle des Hilfsgitters voneinander entfernt liegen. Der Abstand r_{cl} wird in etwa die mittlere Größe der Absorbersysteme angeben, da aufgrund der Ausdehnung der

Absorbersysteme selbst direkt benachbarte Systeme nicht dichter als diese Ausdehnung beieinander liegen können. Für $r > r_{cl}$ kann ein Potenzgesetz mit dem Korrelationsradius r_0 und dem Anstieg γ an das Korrelationssignal gefittet werden.

Die Korrelationsfunktionen $\xi[r]$ wurden entsprechend des von Landy und Szalay (1993) vorgeschlagene Verfahrens gemäß

$$\xi[r] = \frac{DD - 2DR + RR}{RR} \quad (3.5)$$

ermittelt, wobei DD der Anzahl der Absorberpaare entspricht, bei denen die Absorbersysteme im Abstand r zueinander liegen; DR entspricht der Anzahl der Paare aus Absorbersystemen und Systemen aus einer gleichmäßig verteilten Zufallsmenge, die im Abstand r zueinander liegen und RR entspricht der Anzahl der Paare von (zufällig verteilten) Systemen, die ebenfalls im Abstand r zueinander liegen. Die Größe der Zufallsmenge entspricht dabei dem Fünffachen der Anzahl der Absorbersysteme. Diese Vorgehensweise hat den Vorteil, daß die Fehler effektiv Poissonfehler sind, also nur von der Anzahl der Absorberpaare (N_{DD}) in einem Abstandsintervall Δr abhängen:

$$\Delta\xi = \frac{1 + \xi}{\sqrt{N_{DD}}}. \quad (3.6)$$

Eine aufwendige Analyse der Fehler durch „Field-to-Field“ oder „Bootstrap“ Methoden (s. Croom und Shanks (1996)) entfällt.

Die so aus den Simulationen **S1** und **S2** berechneten Korrelationsfunktionen (für eine Auswahl s. Anhang B) zeigen bei hohen Rotverschiebungen ein schwaches Korrelationssignal (s. Abbildung B.1 und B.2, oben), das mit zunehmender Säulendichtegrenze wächst (s. Abbildung B.1 und B.2, unten) bzw. mit größer werdender Rotverschiebung (für $z > 1.5$) sinkt (s. Abbildung B.3 und B.4). Dieses Signal ist stärker als das aus den Beobachtungen erhaltene (Cristiani et al., 1997), zeigt aber im Rahmen der Auflösungsgrenzen die gleiche Entwicklung mit Rotverschiebung und Säulendichtegrenze. Die höhere Intensität des Signales könnte auf die stärkere Klumpung der baryonischen Materie in den Simulationen zurückzuführen sein (s. Abschnitt 3.1.3), die Auflösung der Geschwindigkeitsdifferenz Δv ist jedoch in der Simulation bei hohen Rotverschiebungen erheblich besser als in den Beobachtungen, so daß es auch möglich ist, daß das Signal in den Beobachtungen nicht aufgelöst werden kann.

Um die Entwicklung der Korrelationsfunktionen $\xi[r]$ mit der Rotverschiebung z genau zu untersuchen, wurden die aus der Simulation ermittelten Strahlen mit den Absorbersystemen in Abschnitte konstanter Rotverschiebung $\Delta z = 0.5$ geteilt und die Korrelationsfunktionen auf diesen Abschnitten berechnet. Dabei überlappten zwei benachbarte Abschnitte jeweils um $\Delta z_{i+1} - \Delta z_i = 0.25$. Die so errechneten Korrelationsfunktionen wurden schließlich über sämtliche Strahlen (625 für Simulation S1, 144 für Simulation S2) gemittelt und mit einem Relevanzfehler, der der Poissonabweichung

$$\sigma_\xi = \frac{1}{\sqrt{N_{DD}}} \quad (3.7)$$

entspricht, aufgetragen. Dieser Relevanzfehler ermöglicht die Unterscheidung in Korrelations-signale, die durch zufällige Verteilung der Absorbersysteme entstehen (und unterhalb des Relevanzfehlers liegen) und Signale, die auf eine tatsächliche Häufungsskala hinweisen. Während die Anzahl der Absorbersysteme mit einer Säulendichte $\log N_{HI} > 12$ noch groß genug ist, um in allen Rotverschiebungensintervallen Δz ein relevantes Signal zu erzeugen, sinkt sie bei höheren Säulendichtegrenzen, so daß für kleine Rotverschiebungen ($z \lesssim 0.5$ bei $\log N_{HI} > 13$ und $z \lesssim 1.5$ bei $\log N_{HI} > 14$) der Relevanzfehler über der Signalthöhe liegt. Untersucht wurden weiterhin nur Skalen kleiner als ein Viertel der Größe der Simulationsbox L , da durch die periodischen Randbedingungen die Korrelationsfunktionen bei $L/2$ gespiegelt werden.

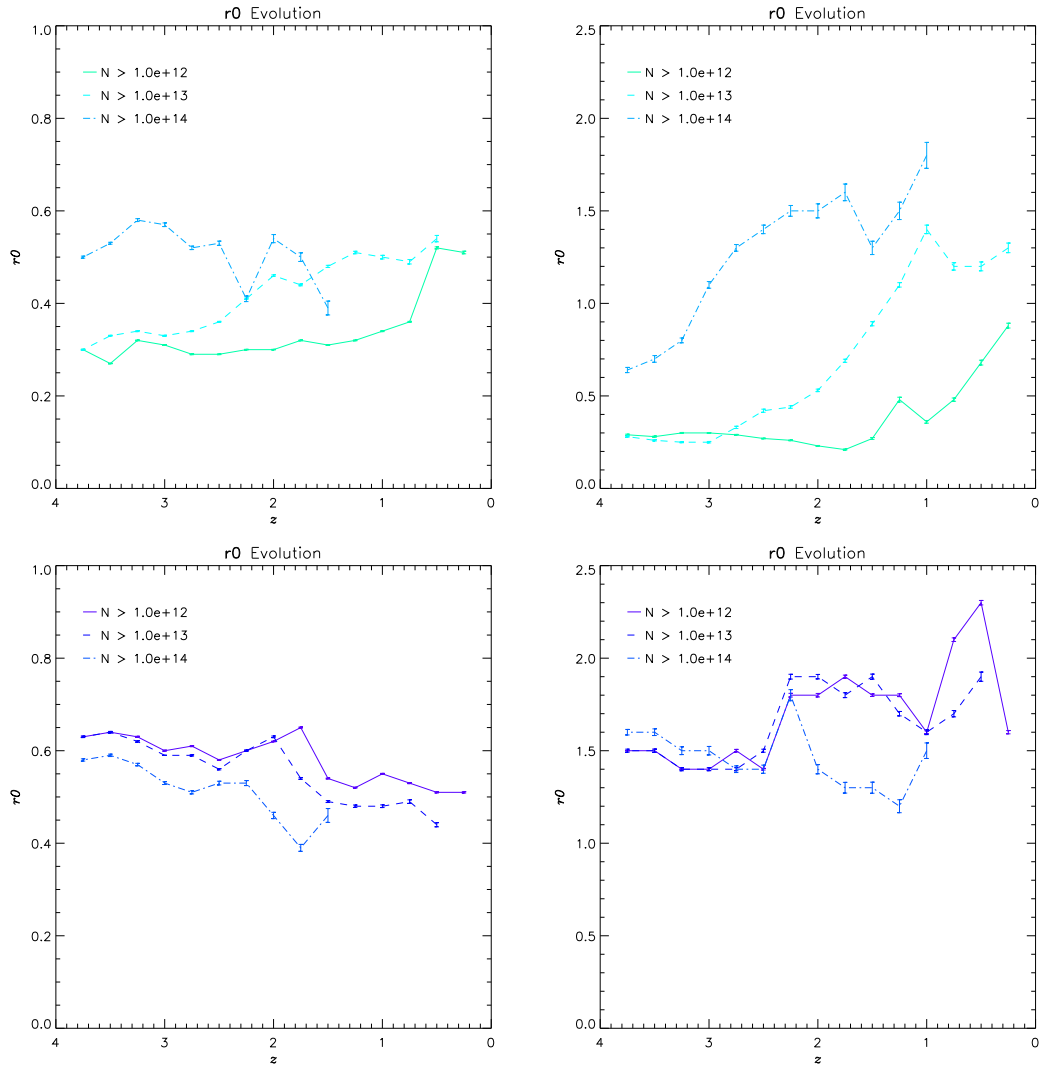


Abbildung 3.5: Entwicklung von r_0 in der Korrelationsfunktion $\xi[r] = \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\gamma}$ bei $\gamma = 1.8$ in Abhängigkeit von der Rotverschiebung z für die Simulationen **S1** (links) und **S2** (rechts). Gezeigt ist die Entwicklung bei Berücksichtigung **aller** Teilchen ($P_u + P_s$, türkis) und bei Berücksichtigung der **geschockten** Teilchen (P_s , blau) allein. Die Fehler geben ausschließlich die Parameterfehler durch Fitten des Potenzgesetzes an die Korrelationsfunktionen an. Sie werden i. a. zu kleineren Rotverschiebungen z hin größer. Man beachte die verschiedenen Skalen rechts und links.

Die gemittelten Korrelationsfunktionen $\bar{\xi}[r]$ für die Rotverschiebungsintervalle Δz wurden nun unter Berücksichtigung des Poissonfehlers aus Gleichung 3.6 mit dem Potenzgesetz aus Gleichung 3.4 für $r > r_{cl}$ gefittet. Um systematische Abweichungen der Korrelationsfunktion vom Potenzgesetz in der Nähe von r_{cl} zu vermeiden, wurde der Fit nur für Abstände $r \geq r'_{cl}$ durchgeführt, wobei der Abstand $r'_{cl} > r_{cl}$ den Punkt angibt, ab dem (für wachsende Abstände) eine stark geglättete Korrelationsfunktion monoton fallen wird. Bei der Durchführung verschiedener, auf dem χ^2 -Test basierender Fits zeigte sich, daß der Exponent $\gamma \approx 1.8$ nahezu unabhängig von der Rotverschiebung ist, eine Variation des Exponenten die Ergebnisse von r_0 nur wenig verändert.

Die Entwicklung des Korrelationsradius r_0 des Korrelationssignales bei vorgegebenem

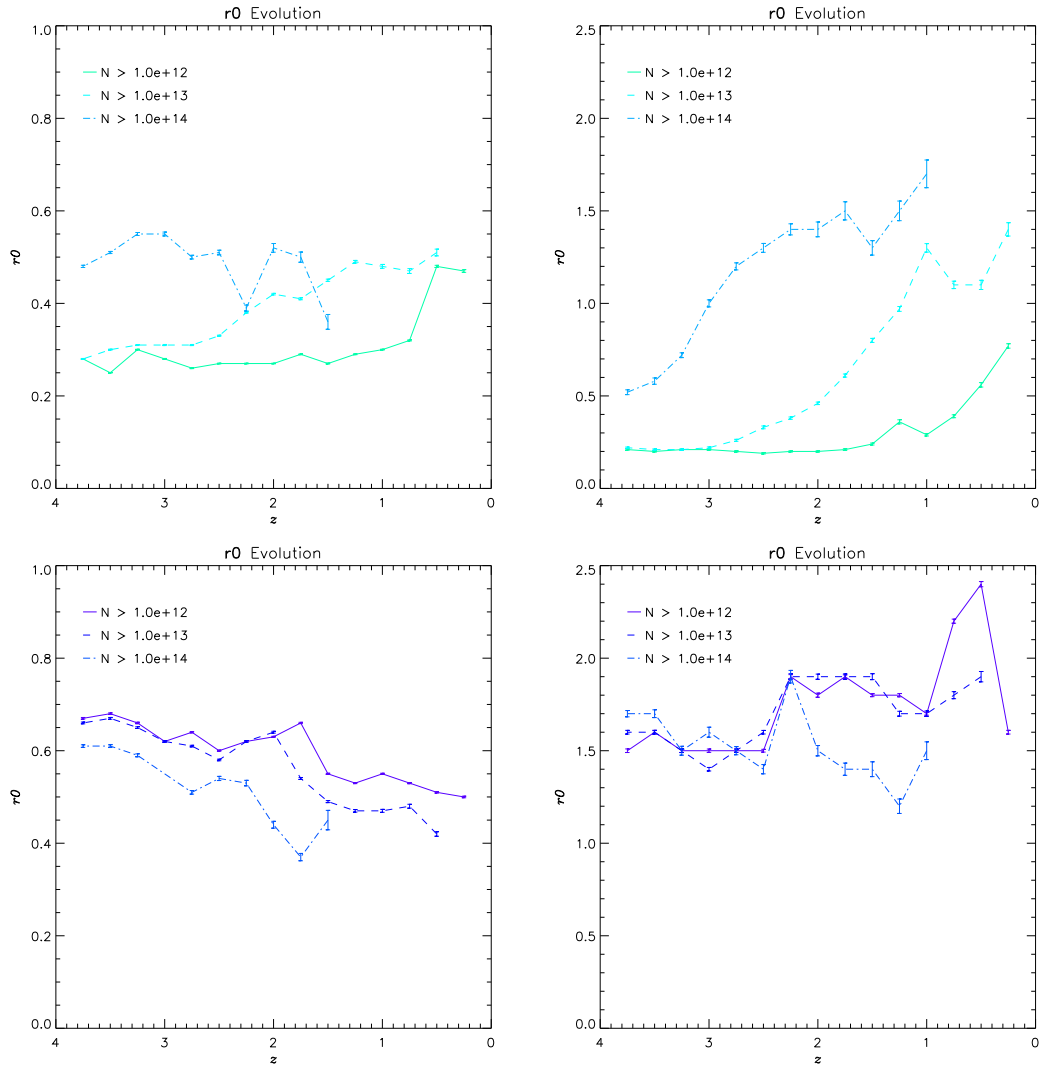


Abbildung 3.6: Zum Vergleich zu Abbildung 3.5 ist die Entwicklung von r_0 bei $\gamma = 1.6$ in Abhängigkeit von der Rotverschiebung z bei Berücksichtigung **aller** Teilchen ($P_u + P_s$, türkis) und bei Berücksichtigung der **geschockten** Teilchen (P_s , blau) für die Simulationen **S1** (links) und **S2** (rechts) gegeben. Die Werte für r_0 weichen trotz flacheren Anstiegs im Potenzgesetz kaum voneinander ab.

$\gamma = 1.8$ zeigt deutlich, daß in den Korrelationsfunktionen aller Teilchen (die somit den Beobachtungen am ehesten entsprechen) bei Säulendichten $\log N_{\text{HI}} > 12, 13$ und hohen Rotverschiebungen $z > 3.5$ eine Häufung der Absorbersysteme auf kleinen Skalen mit $r_0 \approx 300$ kpc vorliegt (s. Abbildung 3.5 und Abbildungen B.1 bzw. B.2). Der Korrelationsradius verdoppelt sich für $\log N_{\text{HI}} > 14$ auf $r_0 \approx 600$ kpc, wobei die Signalhöhe deutlich zunimmt. Für kleiner werdende Rotverschiebungen weicht jedoch die Entwicklung des Korrelationssignales in den beiden Simulationen voneinander ab. Während des Korrelationsradius bei Simulation **S1** mit abnehmender Rotverschiebung $\log N_{\text{HI}} > 12, 13$ nur wenig ansteigt und für $\log N_{\text{HI}} > 14$ sogar sinkt, wächst er bei Simulation **S2**, mit höherer Säulendichtegrenze bei jeweils größeren Rotverschiebungen beginnend, deutlich an. Die beste Übereinstimmung zwischen Simulation **S1** und **S2** findet man bei einer Säulendichtegrenze $\log N_{\text{HI}} > 12$: Der Anstieg setzt ungefähr bei $z \approx 1.5$ ein, der Korrelationsradius r_0 hat sich bei $z = 0$ gegenüber dem bei hohen Rotverschie-

bungen etwa verdoppelt.

Betrachtet man die Korrelationsfunktionen, die sich aus den Absorbersystemen der Population P_s (geschockte Teilchen) ergeben, so wird die Ursache für den Unterschied zwischen den beiden Simulationen deutlich. Während diese Korrelationsfunktionen bei Simulation **S1** ein starkes Signal (um einen Faktor vier höher als die Korrelationsfunktionen aus beiden Population $P_u + P_s$) liefern, das einen Korrelationsradius von $r_0 \approx 600$ kpc aufweist und sich mit abnehmender Rotverschiebung bei sinkender Signalstärke zu einem kleineren r_0 hin verschiebt, so bleibt das Korrelationssignal der Absorbersystemen der Population P_s bei Simulation **S2** in etwa konstant, wobei der Korrelationsradius $r_0 \approx 1.5$ Mpc bei einer Rotverschiebung $z \approx 1.5$ leicht zu steigen anfängt. Bei den aus den geschockten Teilchen bestehenden Absorbersystemen handelt es sich, je nach Simulation, offensichtlich um unterschiedliche Objekte (s. Abschnitt 3.1.1). Da ein Teilchen der Simulation **S2** die achtfache Masse eines Teilchens der Simulation **S1** besitzt, sind die kleinsten Objekte in Simulation **S2** wesentlich massereicher. In Simulation **S1** hingegen können auch Objekte mit einer geringeren Masse dargestellt werden (was auch in der großen Anzahl von Objekten mit Säulendichte $N_{\text{HI}} < 13.5$ in Abbildung 3.1 zu erkennen ist), die durch das Fehlen der langwelligen Moden des Leistungsspektrums ein anderes Klumpungsverhalten aufweisen. Diese kleinen Objekte dominieren auch das Korrelationssignal der Population P_s in Simulation **S1**. Die großen Objekte der Population P_s aus Simulation **S2** sind nur ein geringer Anteil der gesamten Objekte der Population P_s aus Simulation **S1**. Der typische Korrelationsradius dieser Objekte entspricht mit $r_0 \approx 1.5$ Mpc etwa dem der Galaxien mit niedriger Flächenhelligkeit („low surface brightness“ (LSB) galaxies), während der Korrelationsradius der Objekte der Simulation **S1** mit $r_0 \approx 600$ kpc schwächer geklumpete Objekte, wie die Absorptionswolken entlang der Filamente der großräumigen Struktur, beschreibt. Das plötzliche Fehlen des Korrelationssignales bei $r < r'_{\text{cl}} \approx 200 - 300$ kpc entspricht der mittleren Größe dieser Wolken (Dinshaw et al., 1995; Smette et al., 1995; Crofts und Fang, 1998).

In Simulation **S2** ist eine starke Antikorrelation auch noch auf Skalen von $r \approx 500$ kpc zu beobachten. Da diese nicht in den Korrelationsfunktionen der Absorbersysteme, die nur aus Population P_s berechnet wurden, zu finden ist, muß es sich um eine durch Population P_u erzeugte Skala handeln. Diese Vermutung wird dadurch gestützt, daß die Antikorrelation mit kleiner werdender Rotverschiebung schwächer wird, wenn also der Einfluß der Population P_u auf die Gesamtverteilung geringer wird. Der Vergleich mit Simulation **S1** zeigt, daß auch dort eine jedoch viel schwächere Antikorrelation (sie reduziert das Korrelationssignal etwa um die Hälfte) auf Skalen von $r \approx 250$ kpc zu finden ist. Diese Antikorrelation wird in Simulation **S1** durch das von Population P_s erzeugte Korrelationssignal abgeschwächt, da der Korrelationsradius r_0 des von Population P_s gebildeten Signales von der gleichen Größenordnung wie der des aus Population P_u gebildeten Signales ist. Geht man davon aus, daß bei Objekten in Population P_u , die auf eine Ausdehnung von $5l_c$ zusammengezogen sind, die „shell-crossing“ Ereignisse auftreten, so wechseln diese Objekte von Population P_u nach P_s . Diese Ausdehnung ist durch die Klumpung der Materie auflösungsbedingt, läßt sich physikalisch aber als Auftreten von Schockwellen im baryonischen Gas verstehen. Diese erzeugen dann „Voids“, also Leerräume in Population P_u , die wiederum für die starke Antikorrelation verantwortlich sind.

Das starke Korrelationssignal der Population P_s bei einem Korrelationsradius von $r_0 \approx 500 - 600$ kpc (bei Simulation **S1**) bzw. $r_0 \approx 1.5 - 2.0$ Mpc (bei Simulation **S2**) legt nahe, daß Signal der kombinierten Population $P_u + P_s$ durch die große Anzahl von Objekten in Population P_u bei einem Korrelationsradius von $r_0 = 300$ kpc erzeugt wird. Da die Objekte der Population P_s im allgemeinen eine höhere Säulendichte als die Objekte der Population P_u aufweisen, kann durch höhere Säulendichtegrenzen der Einfluß der Population P_s am gemeinsamen, durch Population P_u dominierten Signal erhöht werden, so daß sich der Korrelationsradius des gemeinsamen Signales zu dem der Population P_s hin bewegt. Dies wird besonders bei

Simulation **S1** deutlich, wo der Korrelationsradius der gemeinsamen Korrelationsfunktion für Säulendichten $\log N_{\text{HI}} > 14$ der Entwicklung des Korrelationsradius der Korrelationsfunktion der Population P_s folgt. Die Objekte der Population P_u dünnen mit abnehmender Rotverschiebung aus, somit verstärkt sich das Signal der Population P_s auch zu kleineren Rotverschiebungen.

Die Entwicklung des Korrelationsradius der durch beide Populationen bestimmten Korrelationsfunktionen kann also als Überlagerung des Korrelationssignals der Population P_u , das rotverschiebungsunabhängig auf Skalen mit einem Korrelationsradius $r_0 = 300$ kpc auftritt, und dem des Korrelationssignals der Population P_s verstanden werden. Der Korrelationsradius der Population P_s unterscheidet sich dabei in den Simulationen **S1** und **S2**, da in Simulation **S2** die langwelligen Moden des Leistungsspektrums mit $2\pi(12.8 \text{ Mpc})^{-1} > k > 2\pi(51.2 \text{ Mpc})^{-1}$ berücksichtigt werden können. Somit bilden sich die Strukturen in Simulation **S2** mit einem Korrelationsradius $r_0 \approx 1.5 - 2.0$ Mpc aus, der mit kleiner werdender Rotverschiebung leicht wächst, während sie sich in Simulation **S1** mit einem Korrelationsradius $r_0 \approx 500 - 600$ kpc ausbilden, der mit kleiner werdender Rotverschiebung abnimmt. Das durch diese Skalen entstehende Korrelationssignal wird in Simulation **S2** durch das Signal der durch die langwelligeren Moden erzeugte Häufung überdeckt.

3.2 Analyse der synthetischen Spektren

Für Simulation **S1** wurden für die $N = 50$ Sichtlinien, wie in Abschnitt 2.7 beschrieben, synthetische Spektren erstellt. Die Absenkung des Intensitätskontinuums D_A zwischen der (theoretischen) Lyman α und der Lyman β Emissionslinie eines Quasars, also im Wellenlängenintervall $1026 \text{ \AA} < \lambda/(1+z_{\text{em}}) < 1216 \text{ \AA}$ des um z_{em} rotverschobenen Quasars, wurde für die 50 Spektren berechnet, gemittelt und über der Rotverschiebung aufgetragen (s. Abbildung 3.7). Dabei zeigte sich, daß trotz der hohen Anzahl von Linien mit Säulendichte $13 < \log N_{\text{HI}} < 14$ die optische Tiefe der Beobachtungen gut reproduziert wird (s. Abschnitt 3.1.3).

Zur Analyse der synthetischen Spektren wurde das auf der FITLYMAN Umgebung des Programmpaketes MIDAS basierende Programm AUTOFIT geschrieben. AUTOFIT fittet eigenständig Voigt-Profile an die in den Spektren auftretenden Systeme von Absorptionslinien und selektiert das günstigste Modell eines Systemes. Die Verteilungen der Parameter der **gefiteten** Absorbersysteme werden mit den Verteilungen, die direkt aus beiden Populationen $P_u + P_s$ und aus der Population P_s (Filamente) der Simulation **S1** berechnet werden, und den **beobachteten** Absorbersystemen verglichen.

3.2.1 Arbeitsweise von AUTOFIT

AUTOFIT versucht zunächst, einzelne Systeme von Absorptionslinien zu selektieren. Dazu überprüft es mit aufsteigender Wellenlänge λ des Spektrums, ob ein Pixel mindestens $3\sigma_k$ (mit $1/\sigma_k$ Signal-Rausch-Verhältnis am Kontinuum) unterhalb des (normierten) Flußkontinuums liegt. Ist ein solches Pixel gefunden, wird ebenfalls die Abweichung der umgebenden Pixel vom Kontinuum berechnet. Liegt die Abweichung von mindestens drei benachbarten Pixeln mit Intensitäten I_1, I_2, I_3 unter $5\sigma_k < \sqrt{(1-I_1)^2 + (1-I_2)^2 + (1-I_3)^2}$, so liegt (mindestens) eine Absorptionslinie vor. AUTOFIT bestimmt dann die Grenzen dieses Systems, indem es mit auf- und absteigender Wellenlänge λ vom mittleren Pixel aus nach den ersten beiden benachbarten Pixeln sucht, deren Abweichung vom Kontinuum geringer als $3\sigma_k > \sqrt{(1-I_1)^2 + (1-I_2)^2}$ ist. Diese bilden die Grenzen des Absorptionsliniensystemes.

Als nächstes ermittelt AUTOFIT eine Abschätzung der minimalen Anzahl der in diesem System auftretenden Linien. Dazu wird das Spektrum zwischen den Endpunkten stark geglättet

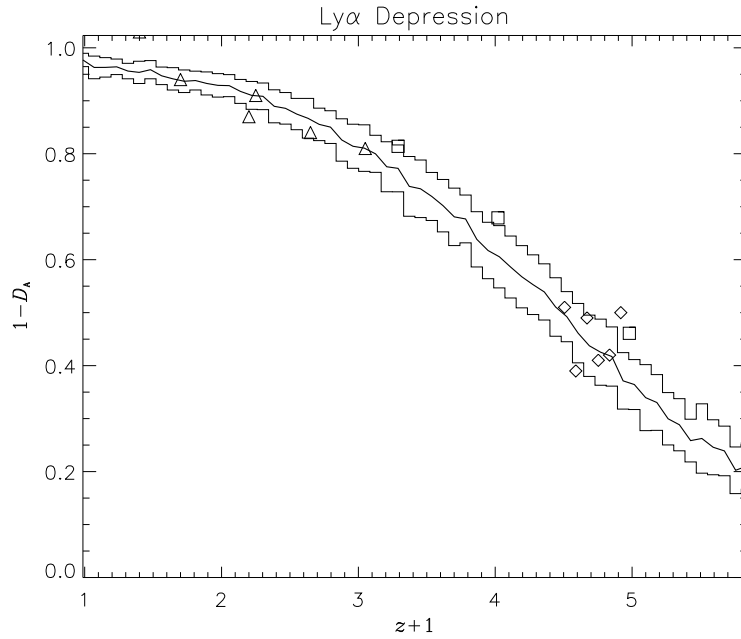


Abbildung 3.7: Absenkung des Intensitätskontinuums D_A für 50 synthetische Spektren in Abhängigkeit der Rotverschiebung z für Simulation **S1**. Die Fehler sind durch das einhüllende Histogramm gegeben. Zum Vergleich sind Beobachtungen von Lu et al. (1996) (Rauten), Jenkins und Ostriker (1991) (Dreiecke) und Rauch et al. (1997) (Quadrate) eingetragen.

und die Anzahl der Minima und Maxima des geglätteten Systemes bestimmt. Da bei starken Absorptionslinien, die bis auf den minimalen Flußlevel zurückgehen, durch das Nullpunktrauschen oftmals mehrere Minima im Zentrum der Linie gefunden werden, müssen diese gesondert behandelt werden. Liegen mehrere direkt benachbarte Minima mit ihrer Intensität unter $3\sigma_0$ (mit σ_0 Nullpunktrauschen), so wird nur ein einziges berücksichtigt. Die jeweils äußeren Minima bzw. das mit der größeren Wellenlänge λ (bei gerader Anzahl von Minima) werden aus der Liste der möglichen Absorptionslinien entfernt. Man erhält auf diese Weise eine Liste von Wellenlängen, die mit hoher Wahrscheinlichkeit jeweils in der Nähe des Zentrums mindestens einer Absorptionslinie liegen. Die Anzahl der möglichen Linien wird dabei durch die Glättung gegenüber der wirklichen Zahl von Linien unterschätzt. Diese Liste stellt eine gute Basis für einen ersten Fit dar, da die am stärksten ausgeprägten Absorptionslinien bereits berücksichtigt sind, genaue Merkmale des Absorbersystemes aber noch durch Hinzunahme weiterer Voigt-Profile angepaßt werden können, ohne die wirkliche Linienanzahl zu überschätzen.

Ist die Anzahl der in einem solchen System auftretenden potentiellen Linien größer als $2/3$ der maximal möglichen gleichzeitig zu fittenden Linien (bei der in dieser Arbeit verwendeten MIDAS Version war es möglich, maximal 12 Linien gleichzeitig zu fitten), so wird das System an dem Pixel, welches dem Kontinuum am nächsten liegt, in zwei unabhängig voneinander zu fittende Systeme zerschnitten. Dieses wird eventuell so lange wiederholt, bis die Teilsysteme weniger als (im vorliegendem Fall) 8 Minima aufweisen.

Innerhalb eines Absorptionsliniensystemes beginnt AUTOFIT dann mit dem Fitten von Voigt-Profilen, wobei der erste Fit wie folgt durchgeführt wird:

- Durch jedes Minimum wird das Zentrum eines Voigt-Profiles λ_{Fit} gelegt.

- Das Zentrum des Voigt-Profiles λ_{Fit} ist auf den Wellenlängenbereich zwischen den jeweils benachbarten Maxima (rechts und links des Minimums) bzw. den Grenzen des Systemes beschränkt. Dadurch wird verhindert, daß ein Profil während des Fittens von einem Minimum zu einem anderen bewegt wird.
- Jedes Voigt-Profil wird mit Startwerten für die Säulendichte $\log N_{\text{Fit}} = 14$ (N in cm^{-2}) und den Doppler-Parameter $b_{\text{Fit}} = 20$ (b in km s^{-1}) erzeugt.
- Die Säulendichte jedes Voigt-Profiles ist auf den Bereich $12 \leq \log N_{\text{Fit}} \leq 18$ und der Doppler-Parameter auf den Bereich $10 \leq b_{\text{Fit}} \leq 100$ beschränkt.

Der Fit dieses Systems wird nun mit der MINUIT Routine der FITLYMAN Umgebung durchgeführt. Nach dem Fit ergeben sich folgende Möglichkeiten:

1. Der Fit endet mit entweder der Säulendichte N_{Fit} oder dem Doppler-Parameter b_{Fit} eines Voigt-Profiles an der ihm zugewiesenen Grenze.
 \Rightarrow Die dem Parameter zugewiesene Grenze wird geringfügig gelockert (bei N_{Fit} um ± 0.5 , bei b_{Fit} um ± 5 , der Fit erneut durchgeführt.
2. Der Fit endet erneut mit entweder der Säulendichte N_{Fit} oder dem Doppler-Parameter b_{Fit} eines Voigt-Profiles an der ihm nach 1. oder 2. zugewiesenen Grenze.
 \Rightarrow die Grenze wird geringfügig gelockert, ist dies jedoch bereits geschehen (also $N_{\text{Fit}} = 11, 19$ oder $b_{\text{Fit}} = 110$), so wird der Fit verworfen und eine neue Linie dem Fit hinzugefügt (s. u.).
3. Der Doppler-Parameter b_{Fit} eines Voigt-Profiles wird kleiner als die FWHM des Spektrums in dieses System.
 \Rightarrow der Fit wird verworfen und die Linie entfernt. Anschließend wird der Fit erneut mit einem Voigt-Profil weniger durchgeführt (s. u.).
4. Der Fit endet mit allen Parametern innerhalb der ihnen zugewiesenen Grenzen:
Die erhaltenen Parameter werden als neue Ausgangsparameter benutzt und der Fit iterativ wiederholt, bis sich χ^2 nicht mehr ändert oder eine andere Bedingung eintritt.

Nach Ablauf der Prozedur wird das Ergebnis zur späteren Analyse gespeichert und die Anzahl der Voigt-Profile wird um eins erhöht. Dieses neue Voigt-Profil erhält die oben erwähnten Anfangswerte und wird mit seinem Zentrum λ_{Fit} in jenes Pixel gelegt, welches die größte negative Abweichung vom zuletzt durchgeführten Fit aufweist, sofern diese größer als $3\sigma_K$ ist, oder aber die höchste absolute Abweichung vom letzten Fit aufweist. Alle weiteren Voigt-Profile erhalten ihre Anfangswerte von den Ergebnissen des letzten Fits.

Wurde der Fit abgebrochen, weil der Doppler-Parameter b_{Fit} eines Voigt-Profiles unter der FWHM lag, so wird dieses Voigt-Profil entfernt und der Fit erneut durchgeführt, wobei die Anfangsparameter des neuen Fits wieder von den Ergebnissen des letzten Fits übernommen werden. Das Ergebnis des erneuten Fits wird anschließend mit dem des vorhergehenden mit gleicher Profilanzahl verglichen und das bessere Resultat (dessen χ^2 näher an 1.0 liegt, ohne daß die Parameter außerhalb ihrer Grenzen liegen) gespeichert.

Diese kontinuierliche Erweiterung um ein weiteres Voigt-Profil wird erst abgebrochen, wenn für drei hintereinander durchgeführte Fits die Parameter außerhalb der zulässigen Grenzen lagen oder durch das Hinzufügen eines Voigt-Profiles (welches 3 Parameter enthält) ebenfalls 3 weitere Pixel gefittet werden.

Ist eine Fit-Reihe für ein Absorptionsliniensystem beendet, so entscheidet AUTOFIT, welches das wahrscheinlichste Modell von Voigt-Profilen für dieses System ist. Es wählt dazu jene

Anzahl von Voigt-Profilen, für deren Ergebnis χ^2 am nächsten an, jedoch unter 1.0 liegt. Unterscheiden sich zwei Ergebnisse nur um eine Differenz von $\Delta\chi^2 \leq 0.05$, so wird jenes gewählt, das mit weniger Profilen auskommt. Ergebnisse, bei denen oben unter Punkt 1. erwähnter Fall nur einmal aufgetreten ist (also $11 < N_{\text{Fit}} < 19$ und $b_{\text{Fit}} < 110$), und Ergebnisse, deren Fehler größer als der eigentliche Parameterwert sind, werden in der Auswahl nur berücksichtigt, wenn ausschließlich in diesen Ergebnissen der Fall $\chi^2 \leq 1$ auftritt. Gilt auch für diese Gruppe von Ergebnissen $\chi^2 > 1$, so wird jenes Ergebnis ausgewählt, dessen χ^2 am nächsten an 1.0 liegt. Ist bei der Durchführung des Fits der Fall unter Punkt 2. oder Punkt 2. aufgetreten, so wird das Ergebnis dieses Fits überhaupt nicht berücksichtigt.

3.2.2 Anwendung von AUTOFIT auf synthetische Spektren

Wendet man die AUTOFIT Routine auf die aus Simulation **S1** erhaltenen synthetischen Spektren an, so ergibt sich eine Anzahl von Absorptionslinien mit Säulendichten N_{HI} , Doppler-Parametern b und Wellenlängen im Linienzentrum λ (und somit Rotverschiebung $z+1 = \lambda/\lambda_{\text{Ly}\alpha}$). Die Spektren wurden mit einem Signal-Rausch-Verhältnis und einer Auflösung in der Größenordnung der Spezifikationen der KECK/HIRES bzw. HST/STIS Instrumente erstellt. Die statistischen Verteilungen der erhaltenen Absorptionslinien weichen erwartungsgemäß von den ursprünglichen Verteilungen ab (s. Abbildung 3.8, oben), da eine vollständige Auflösung der Absorptionslinien nicht möglich ist. AUTOFIT versucht daher, das einfachste Modell (d. h. das Modell, das mit der kleinsten Anzahl von Absorptionslinien auskommt) zu ermitteln (s. Abbildung 3.8, unten). Dies führt im allgemeinen zu einer Unterschätzung der Linienanzahl, obwohl die Qualität des Modells, gemessen an χ^2 , ausreichend ist. Im folgenden wird der Unterschied zwischen der ursprünglichen und der durch AUTOFIT ermittelten Verteilung betrachtet.

3.2.3 Punktediagramm b über N_{HI}

Zunächst werden erneut die Doppler-Parameter b und Säulendichten N_{HI} aus den gefitteten Spektren als Punktediagramm aufgetragen. Ein Vergleich mit den direkt aus der Simulation berechneten Ergebnissen zeigt bereits drastische Unterschiede (s. Abbildung 3.9). Während die direkt aus der Simulation erhaltenen Ergebnisse noch eine klare Unterscheidung der beiden Populationen zeigen, ist in den Ergebnissen der analysierten Spektren nur noch eine schwache Häufung in den durch Population P_{i} erzeugten Doppler-Parametern zu finden. Viele der diese Häufung verursachenden Linien sind in den Spektren nicht auflösbar. Auch die Korrelation zwischen hohen Doppler-Parametern und geringen Säulendichten der Population P_{s} ist nicht mehr erkennbar.

Das in den Beobachtungen charakteristische Fehlen von Linien mit geringer Säulendichte bei hohem Doppler-Parameter findet sich auch in der Analyse der synthetischen Spektren (Abbildung 3.9, links), obwohl die den Spektren zugrundeliegende Verteilung (Abbildung 3.9, rechts) keine solche Beschränkung zeigt. Offensichtlich ist es sehr schwer, solche Linien in den Absorptionsspektren zu identifizieren. Der Bereich der fehlenden Linien wird mit abnehmender Rotverschiebung schmaler, die obere Grenze verschiebt sich zu kleineren Säulendichten. Eine Begründung hierfür ist das Ansteigen der Linienanzahl in diesem Bereich bei kleinen Rotverschiebungen, wodurch auch mehr Linien mit kleinen Säulendichten identifiziert werden können.

Das Fehlen von Linien mit Doppler-Parameter $b < b_{\text{c}} = 9 \text{ km s}^{-1}$ ist auch in der aus den gefitteten Spektren erhaltenen Verteilung gut sichtbar, jedoch scheint sich diese Grenze für größere Säulendichten zu höheren Doppler-Parametern b_{c} hin zu verschieben, was ebenfalls

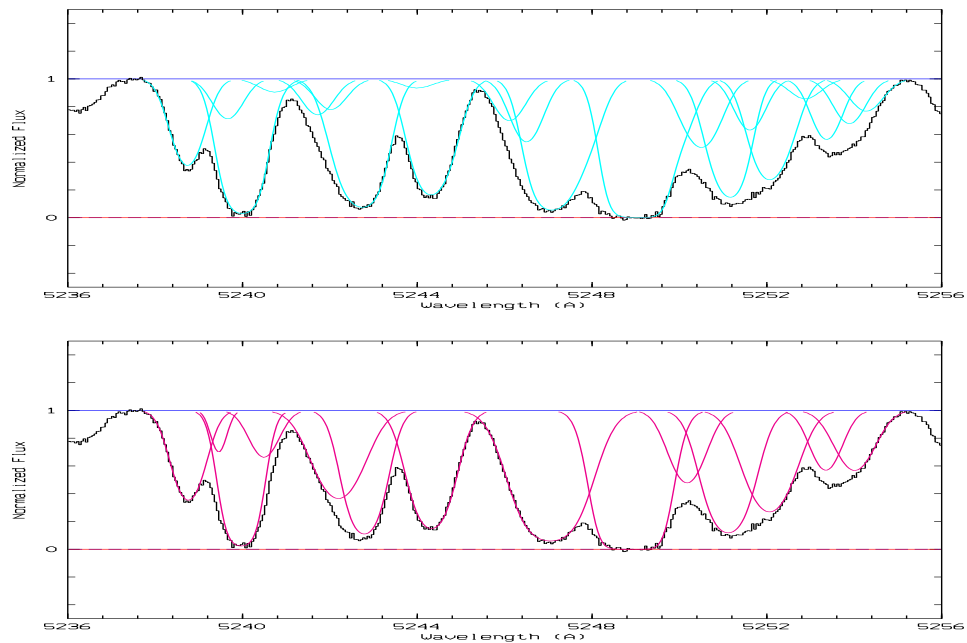


Abbildung 3.8: Ein aus Simulation S1 erhaltenes Teilspektrum aus sich überlagernden Absorptionssystemen (türkis, oben), das mit AUTOFIT ausgewertet wurde. Unten die Rekonstruktion des Teilspektrums aus den Ergebnissen der Auswertung (magenta). Obwohl die Linienanzahl geringer ist, liefert das erhaltene Modell von Absorptionssystemen das gleiche Spektrum mit hinreichender Qualität ($\chi^2 \sim 1.2$). In blau sind die Intensitätslevel 0 und 1 gegeben, in rot der Signalfehler $\sigma_l \lesssim 0.0125$.

nicht in der den Spektren zugrundeliegenden Verteilung aufzufinden ist. Sie bleibt dabei über alle Rotverschiebungen konstant. Eine Ursache hierfür könnte eine Häufung der Absorbersysteme, die Linien mit hoher Säulendichte erzeugen, nahe anderen Absorbersystemen sein. Diese Linien können dann nicht mehr aufgelöst werden. Absorbersysteme mit kleinem Doppler-Parameter und geringer Säulendichte sind hingegen einzelstehende Objekte.

Der Vergleich der aus den analysierten Spektren erhaltenen Verteilung mit den Beobachtungen (s. Abschnitt 1.2.1) zeigt eine sehr gute Übereinstimmung, obwohl die zugrundeliegende Verteilung der aus den Simulationen direkt berechneten Absorbersysteme stark von den Beobachtungen abweicht. Vor allem Linien mit geringer Säulendichte $\log N_{\text{HI}} \approx 12$ sind in den Absorptionsspektren nahezu unsichtbar. Nahe beieinanderliegende Absorptionslinien können nicht aufgelöst werden und werden daher als eine einzelne Linie mit hoher Säulendichte und/oder hohem Doppler-Parameter identifiziert.

Dieses Ergebnis zeigt, daß eine eindeutige Zuordnung der Ergebnisse der Voigt-Profil Analyse mit der tatsächlichen Verteilung nicht möglich ist. Vielmehr muß untersucht werden, in welchem Rahmen die ursprüngliche Verteilung variieren kann, um zu den gleichen Ergebnissen der Voigt-Profil Analyse zu führen. Es ist daher davon auszugehen, daß durch die Voigt-Profil Analyse die Feinstruktur der Absorbersysteme nicht aufgelöst werden kann. Ein Vergleich der Ergebnisse der hydrodynamischen Simulationen mit den Beobachtungen liefert nach Analyse der aus den Simulationen erhaltenen Daten mittels Voigt-Profil-Fitten (Davé et al., 1997) eine nahezu identische Verteilung. Ebenso kann durch eine Selektion der optischen Tiefe der Absorbersysteme eine solche Verteilung erzeugt werden (Hernquist et al., 1996; Zhang et al., 1997). Die in den Hydro-Simulationen berücksichtigte hochaufgelöste

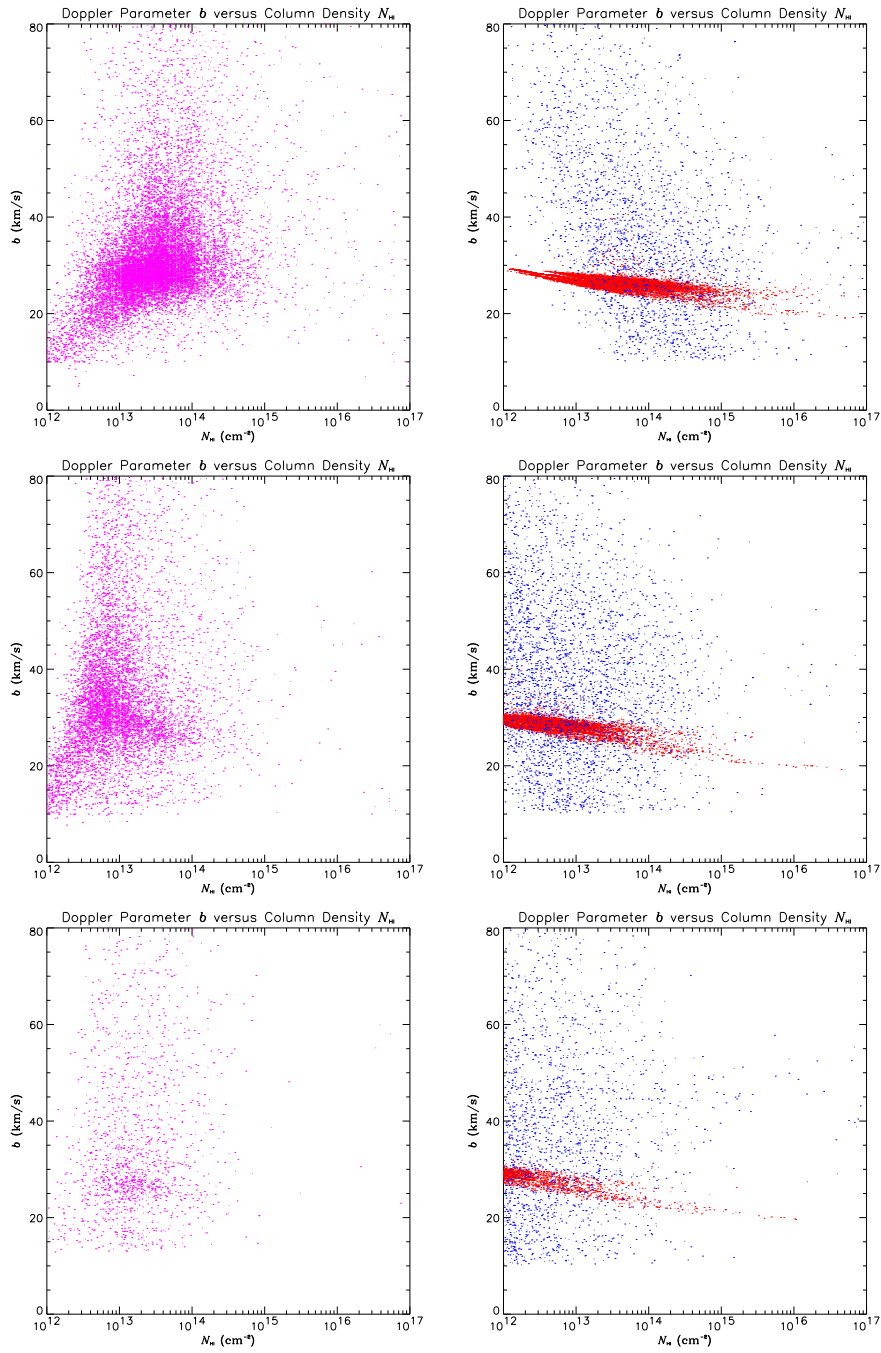


Abbildung 3.9: Punktediagramme Doppler-Parameter b über Säulendichten N_{HI} der Simulation S1 nach Voigt-Profil-Fitten der synthetischen Spektren (links) und direkt aus der Simulation (rechts) in den Rotverschiebungsintervallen $3.13 < z < 3.5$ (oben), $1.2 < z < 1.46$ (mitte) und $0.1 < z < 0.23$ (unten). Gezeigt ist die Verteilung der aus den Spektren gefitteten Parameter der Absorbersysteme (magentafarbene Punkte) und die Verteilung aus den geschockten (blaue Punkte, Population P_s) und aus den ungeschockten (rote Punkte, Population P_u) Teilchen direkt aus der Simulation berechneten Absorbersysteme, jeweils für 50 Sichtlinien.

Struktur der Absorberwolken geht bei diesem Prozeß verloren.

3.2.4 Verteilung der Doppler-Parameter b

Die integrierte Verteilung der Doppler-Parameter b aus den gefitteten Spektren zeigt ein deutliches Maximum bei $b \approx 25 - 30 \text{ km s}^{-1}$, welches im Rahmen der Fehler nahezu unabhängig von der Rotverschiebung ist. Das Maximum wird hauptsächlich durch die Absorbersysteme der Population P_u hervorgerufen, die auch nach dem Fitten der Voigt-Profil eine Häufung der Doppler-Parameter um die Gleichgewichtstemperatur $T \approx 38000 - 55000 \text{ K}$ des baryonischen Gases mit der ionisierenden UV-Hintergrundstrahlung verursachen. Dieses direkt aus der Simulation erhaltene Maximum ist jedoch durch die Voigt-Profil Analyse stark verbreitert. Mit der Verteilung der Absorbersysteme aus Population P_s , die wie im letzten Abschnitt besprochen durch die Selektionskriterien der Voigt-Profil Analyse verändert wurde, vereint sich die aus den Linien der Population P_u stammende Verteilung zu einer den Beobachtungen sehr ähnlichen Verteilung in Form eines abgeschnittenen Gauß-Profiles (s. Abbildung 3.10, links). Das Gauß-Profil ist jedoch steiler als in den Beobachtungen ($\bar{b} = (29.8 \pm 0.6) \text{ km s}^{-1}$ mit $\sigma_b = (5.3 \pm 0.4) \text{ km s}^{-1}$ bei $z \approx 3$) und die Entwicklung mit der Rotverschiebung ist marginal. Das Profil wird mit abnehmender Rotverschiebung etwas flacher ($\bar{b} = (31 \pm 3) \text{ km s}^{-1}$ mit $\sigma_b = (12 \pm 3) \text{ km s}^{-1}$ bei $z \approx 1$ und $\bar{b} = (33 \pm 10) \text{ km s}^{-1}$ mit $\sigma_b = (20 \pm 10) \text{ km s}^{-1}$ bei $z \approx 0$), was jedoch nicht den Beobachtungen widerspricht (Kim et al., 1997). In dem abgeschnittenen Gauß-Profil ist der Anteil der aus Population P_s stammenden Linien durch die Flanke des Gauß-Profiles mit $b \gtrsim 50 \text{ km s}^{-1}$ erkennbar, die die Entwicklung mit der Rotverschiebung der direkt aus der Simulation berechneten Verteilung der Absorbersysteme aus Population P_s widerspiegelt (s. Abbildung 3.10, rechts). Dieses dominiert mit abnehmender Rotverschiebung das Gaußprofil, da die Fehler im Maximum bei $b \approx 25 - 30 \text{ km s}^{-1}$ stark ansteigen, wenn die Anzahl der im Maximum befindlichen Linien bei kleinen Rotverschiebungen von Spektrum zu Spektrum stark fluktuiert.

Aus der direkt aus der Simulation **S2** erhaltenen Verteilung der Doppler-Parameter folgt, daß die durch Population P_s erzeugten Doppler-Parameter von der Größe der Simulationsbox L abhängen. Ein Fehlen der langwelligen Moden des Leistungsspektrums $2\pi(12.8 \text{ Mpc})^{-1} > k > 2\pi(51.2 \text{ Mpc})^{-1}$ beeinflußt also die Temperaturverteilung der Population P_s (s. Abschnitt 3.2). Bei einer Analyse der synthetischen Spektren aus Simulation **S2** wäre zu erwarten, daß das Maximum der Gaußverteilung durch die stärkere Rotverschiebungsabhängigkeit der Population P_u bei nahezu rotverschiebungsunabhängiger Temperaturverteilung von Population P_s ebenfalls eine Entwicklung durchmacht. Diese Entwicklung ist in den Ergebnissen der Beobachtungen bereits angedeutet (Hu et al., 1995).

3.2.5 Verteilung der Säulendichten dn/dN_{HI}

Die differentielle Verteilung der Säulendichten dn/dN_{HI} der Linien aus den gefitteten Spektren zeigt deutlich die Auflösungsgrenze der Methode des Voigt-Profil-Fittens. Unabhängig von der Rotverschiebung kann die Anzahl der Linien mit Säulendichten $\log N_{\text{HI}} \lesssim 13$ nur unzureichend aus den Spektren reproduziert werden (s. Abbildung 3.11). Bei höheren Rotverschiebungen ($z \approx 3$) gibt die aus den gefitteten Spektren erhaltene Verteilung der Säulendichten für $\log N_{\text{HI}} \gtrsim 13$ jedoch gut die ursprüngliche Verteilung wieder. Es fällt auf, daß im Bereich $14.5 \lesssim \log N_{\text{HI}} \lesssim 15.5$ die Anzahl der aus den gefitteten Spektren erhaltenen Linien leicht unterhalb der ursprünglichen Verteilung liegt. In diesem Bereich ist ein verstärktes Auftreten einer Überlappung der Absorptionslinien (s. Abschnitt 3.1.3) zu erwarten, wodurch die Anzahl der tatsächlichen Linien unterschätzt wird. Zu niedrigeren Rotverschiebungen hin ist dieser

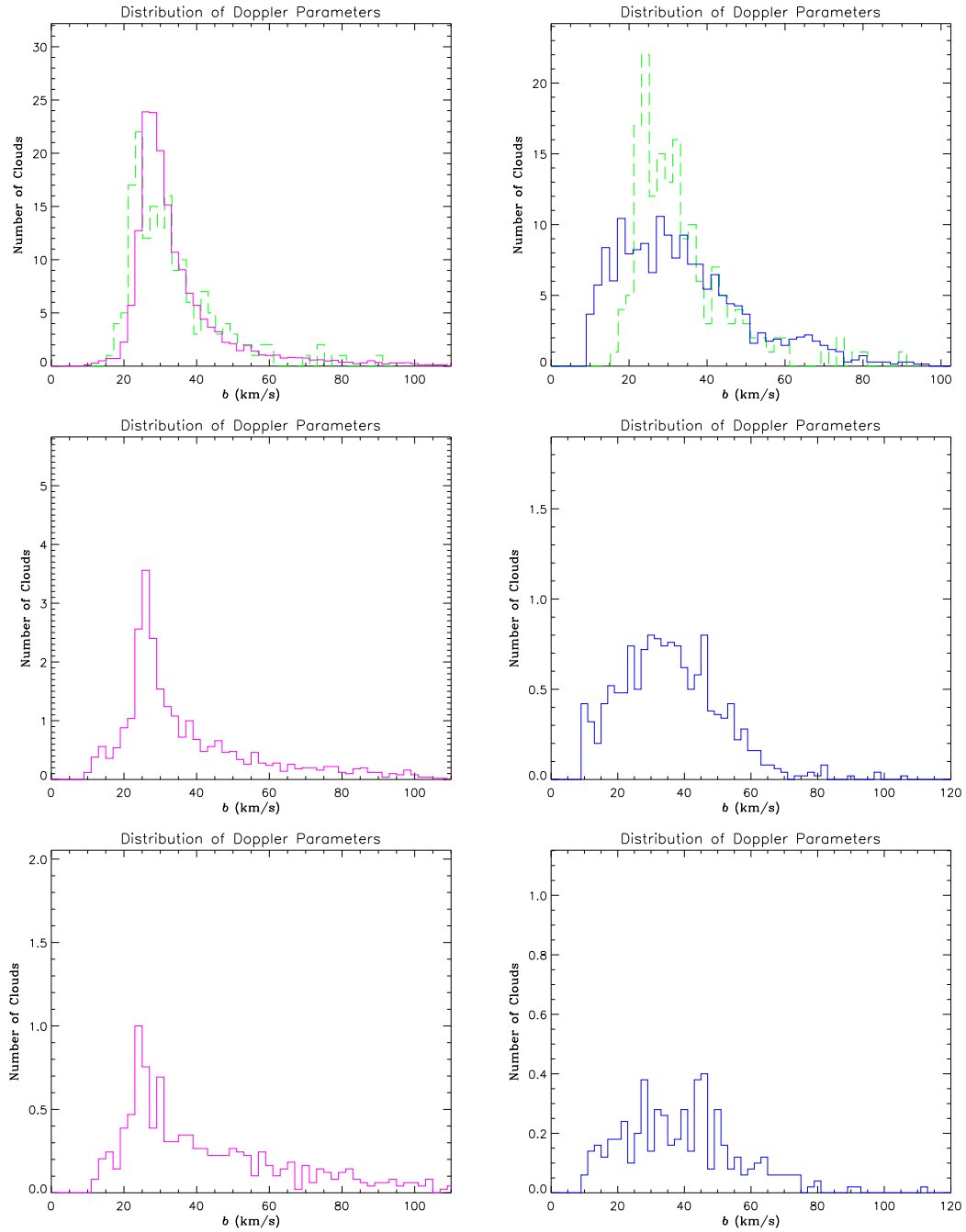


Abbildung 3.10: Verteilung der Doppler-Parameter b der Simulation **S1** nach Voigt-Profil-Fitten der synthetischen Spektren (links) und direkt aus der Simulation (rechts) in den Rotverschiebungsintervallen $3.13 < z < 3.5$ (oben), $1.2 < z < 1.46$ (mitte) und $0.1 < z < 0.23$ (unten) im Säulendichteintervall $13.5 < \log N_{\text{H}} < 14.5$. Gezeigt ist die Verteilung der aus den Spektren **gefitteten** Parameter der Absorbersysteme (magenta) und die Verteilung aus den **geschockten** (Population P_s , blau) Teilchen direkt aus der Simulation berechneten Absorbersysteme. Zum Vergleich sind für Rotverschiebung $z = 3$ Ergebnisse der KECK HIRES **Beobachtungen** in grün gegeben (Hu et al., 1995). Man beachte die verschiedenen Skalen rechts und links.

Effekt stärker ausgeprägt, da die Verklumpung der baryonischen Materie zunimmt und damit die Absorptionslinien näher beieinander liegen. Die nicht auflösbaren Überlappungen erzeugen eine Anzahl von Linien mit sehr hoher Säulendichte $\log N_{\text{HI}} \gtrsim 17$, die weit über der ursprünglichen Verteilung liegt. In diesem Bereich unterstützt das Auftreten der Lyman-Limit-Kante die Analyse der Absorptionslinien, so daß bei Fehlen dieser Kante eine oder mehrere Linien mit $\log N_{\text{HI}} < 17$ vorliegen müssen. Da AUTOFIT in seinen Analysen diese Kante nicht berücksichtigt, kann es durch die schwer zu fittenden, gesättigten Linienprofile zu einer Überschätzung der Anzahl der Linien mit hoher Säulendichte führen, die in den Beobachtungen (bei Berücksichtigung der Lyman-Limit-Kante) nicht zu finden ist.

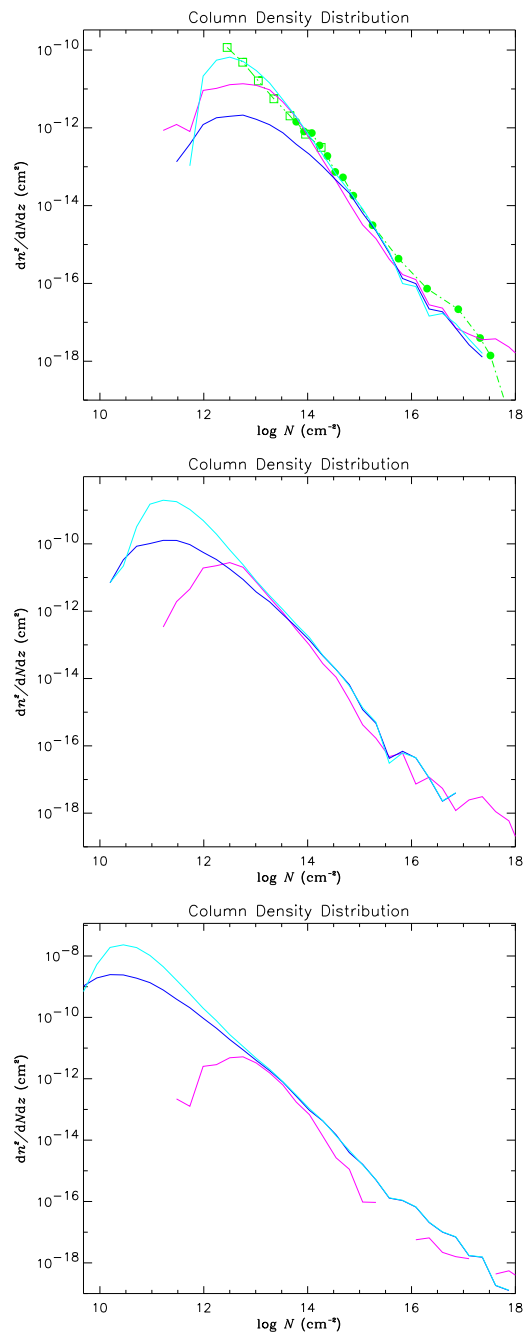


Abbildung 3.11: Differentielle Verteilung der Säulendichten dn/dN_{HI} der Simulation **S1** nach Voigt-Profil-Fitten der synthetischen Spektren und direkt aus der Simulation in den Rotverschiebungsintervallen $3.0 < z < 3.5$ (oben), $1.0 < z < 1.5$ (mitte) und $0.0 < z < 0.3$ (unten). Gezeigt ist die Verteilung der aus den Spektren **gefitteten** Parameter der Absorbersysteme (magenta) und die Verteilung der aus **allen** Teilchen ($P_u + P_s$, türkis) bzw. nur aus den **geschockten** (P_s , blau) Teilchen berechneten Absorbersysteme. Zum Vergleich sind für Rotverschiebung $z = 3$ **Beobachtungen** von Hu et al. (1995) (Quadrate) und Petitjean et al. (1993b) (gefüllte Kreise) in grün gegeben.

3.2.6 Anwendung von AUTOFIT auf beobachtetes Spektrum QSO 2000-330

Zur Plausibilitätsprüfung der AUTOFIT Routine wurde der automatische Fit-Algorithmus auf das beobachtete Spektrum des Quasars QSO 2000-330 angewandt. Die daraus erhaltenen Ergebnisse wurden mit denen durch den direkten Einsatz des MIDAS Paketes FIT/LYMAN im Rahmen einer Diplomarbeit erhaltenen verglichen (Henry, 1998). Das Spektrum wurde bei einer Auflösung von $\lambda/\delta\lambda = 22000$ (entspricht 13 km s^{-1} FWHM) mit dem NTT/EMMI der ESO im Wellenlängenbereich $4350 \text{ \AA} < \lambda < 9250 \text{ \AA}$ aufgenommen, wobei der Lyman α -Forest im Bereich $5590 \text{ \AA} < \lambda < 5820 \text{ \AA}$ liegt (s. Abbildung 3.12); der Signalfehler wurde für beide Analysen unabhängig von der Intensität I auf dem Wert $\sigma_I = 0.05$ festgelegt.

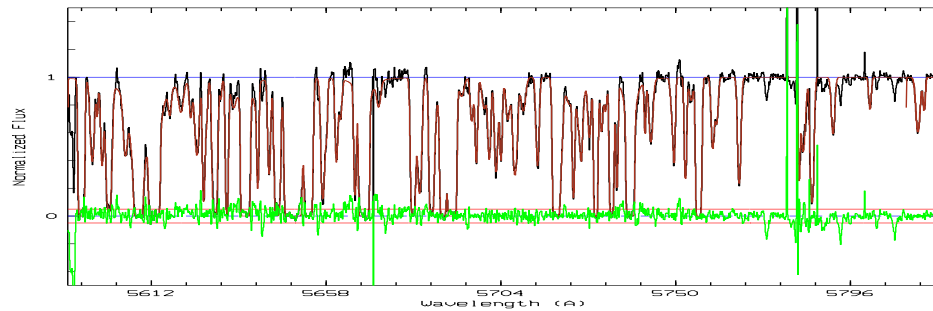


Abbildung 3.12: Spektrum des Quasars QSO 2000-330 (Henry, 1998) mit den **rekonstruierten** Absorptionslinien, die von AUTOFIT ermittelt wurden (braun). Um den Nulllevel herum ist die **Abweichung** der rekonstruierten Absorptionslinien vom beobachteten Spektrum dargestellt (grün). In blau sind die Intensitätslevel 0 und 1 gegeben, in rot der Signalfehler $\sigma_I = 0.05$.

Ein Vergleich der Ergebnisse zeigt, daß AUTOFIT trotz des geringen Signal-Rausch-Verhältnisses von 1 : 20 die Absorptionssysteme hinreichend gut fittet. Die starken Abweichungen (Abbildung 3.12, grüne Linie) des rekonstruierten Absorptionsspektrums (braun) bei $\lambda = 5670.45 \text{ \AA}$, $5779.20 \text{ \AA} < \lambda < 5779.35 \text{ \AA}$, $5781.90 \text{ \AA} < \lambda < 5782.05 \text{ \AA}$, $\lambda = 5785.20 \text{ \AA}$ und $5787.15 \text{ \AA} < \lambda < 5787.30 \text{ \AA}$ sind auf Fehler im beobachteten Spektrum (schwarz) durch kosmische Strahlung oder defekte Detektor-Pixel zurückzuführen. In allen anderen Wellenlängenbereichen ist die Abweichung von der Größenordnung des Signalfehlers σ_I (rot).

Ein Punktediagramm der durch beide Methoden gewonnenen Ergebnisse (s. Abbildung 3.13, oben: durch AUTOFIT (links, braun) und „von Hand“ (rechts, lindgrün)) zeigt, daß die automatische Routine mit weniger Voigt-Profilen eine Qualität von $\chi^2 \approx 1.1$ erreicht (79 Linien im Gegensatz zu 97 von Hand gefitteten Linien). Die mittels AUTOFIT berechneten Profile haben daher auch eine leichte Tendenz zu höheren Doppler-Parametern (s. Abbildung 3.13, mitte), wobei die Säulendichteverteilung dn/dN_{HI} gut reproduziert werden konnte (s. Abbildung 3.13, unten). Bei einer nicht-automatischen Analyse eines Absorptionsspektrums wird versucht, mehr Merkmale in den Linien durch Hinzunahme weiterer Voigt-Profile anzupassen, wohingegen der Entscheidungsalgorithmus der automatischen Analyse stets nachvollziehbar ist. Eine Verringerung des Signalfehlers σ_I , wie bei den synthetischen Spektren realisiert ($\sigma_I \approx 80$), führt daher zu einer noch genaueren Übereinstimmung der nicht-automatischen und automatischen Analysen.

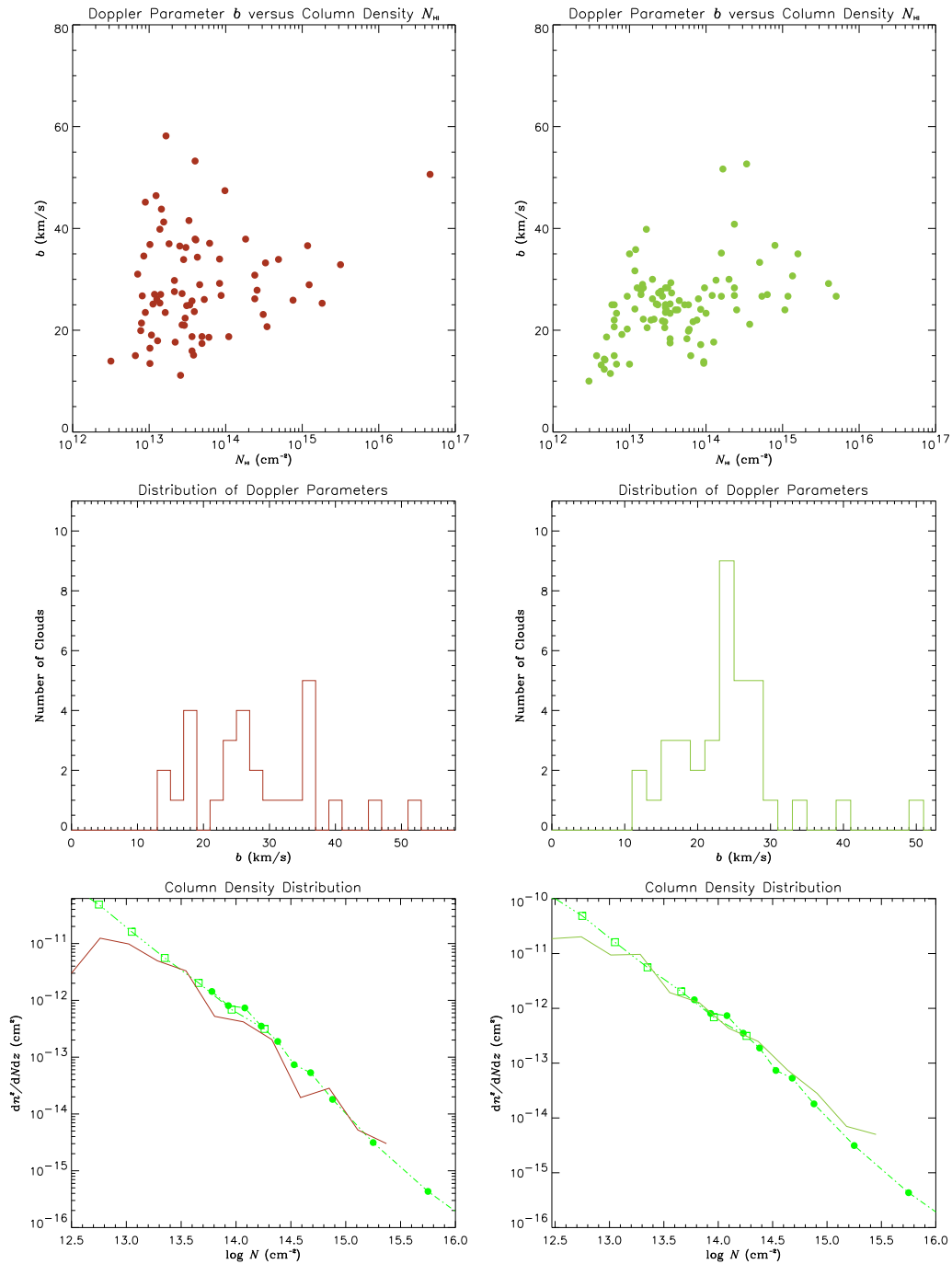


Abbildung 3.13: Vergleich der **Ergebnisse** von AUTOFIT (links, braun) und eines „**von Hand**“ durchgeführten Fits (Henry, 1998) (rechts, lindgrün). Oben ist das Punktediagramm b über N_{HI} gegeben, darunter die Verteilung der Doppler-Parameter b und unten die differentielle Verteilung dn/dN_{HI} mit den **Beobachtungen** von Hu et al. (1995) (Quadrats) und Petitjean et al. (1993b) (gefüllte Kreise), jeweils in grün. Die Anzahl der durch AUTOFIT ermittelten Linien beträgt 79; von Hand wurden 97 Linien gefittet. Aufgrund dieser geringen Anzahl sind für das Punktediagramm größere Symbole gewählt worden.

There is a theory which states that if ever anyone discovers exactly what the universe is for and why it is here, it will instantly disappear and be replaced by something even more bizarre and inexplicable.
There is another which states that this has already happened

Douglas Adams, 'The Hitchhiker's Guide to the Galaxy'

In der vorliegenden Arbeit wurde ein auf N -Körper Simulationen (PM-Code) beruhendes Modell entwickelt, das die Verteilung der baryonischen Dichte entlang der großräumigen Strukturen im Kosmos im Dichtebereich der Lyman α -Forest Absorbersysteme gut wiedergibt (Riediger et al., 1998b). Das Modell ist dabei in der Lage, sowohl den Einfluß der langwelligen Moden des dem kosmologischen Modell zugrundeliegenden Leistungsspektrums zu berücksichtigen, als auch die vollständige Entwicklung des Gases entlang eines theoretischen Sichtstrahles von Rotverschiebung $z = 5$ nach $z = 0$ zu reproduzieren. Das baryonische Gas wird durch die UV-Hintergrundstrahlung photoionisiert und durch Stoßwellen aufgeheizt, wobei die Entwicklung der ionisierenden Hintergrundstrahlung aus dem Modell durch Berücksichtigung der Auswirkungen von Sternentstehung und Supernovae berechnet und auf $J_{\nu,21} = 0.1$ bei $z \approx 3$ normiert wird. Im Verlauf der Simulation wird das Gas durch Kühlprozesse wieder abgekühlt. Die alleinige Anwesenheit einer UV-Hintergrundstrahlung ist jedoch nicht ausreichend, den Kühlprozesse in den Gaswolken ausreichend entgegenzuwirken. Vielmehr muß eine effektive Sternentstehung in den abgekühlten Wolken dafür sorgen, daß die durch Sternentstehungen und Supernovae freigesetzte Energie eine Erwärmung der umgebenden Gasmassen verursacht, die der Kühlung entgegenwirkt. Außer den physikalischen Annahmen, die diesem Modell zugrunde liegen, dem durch das kosmologische Modell bedingten Leistungsspektrum und der Normierung der Hintergrundstrahlung, ist das Modell nahezu unabhängig von weiteren Parametern.

Im Rahmen dieses Modells wurden nun drei verschiedene Simulationen durchgeführt (Simulationen **S1** und **S2** in Kapitel 3, Simulation **S3** in Anhang C), die die beobachteten Verteilungen der Absorbersysteme des Lyman α -Forest (dn/dz , dn/dN_{HI} , $n[b]$) gut wiedergeben konnten. Bei hohen Rotverschiebungen befindet sich ein Großteil des baryonischen Gases in den Absorbersystemen des Lyman α -Forest (Petitjean et al., 1993b; Press und Rybicki, 1993; Rauch und Haehnelt, 1995). Durch Stoßwellen der aufeinanderprallenden baryonischen Gasmassen wird das Gas aufgeheizt und man kann zwei Populationen unterscheiden: Gas, das durch Stoßprozesse mindestens einmal auf Temperaturen über denen des Photoionisationsgleichgewichtes erhitzt wird (Population P_s) und Gas, das sich im Ionisationsgleichgewicht mit der UV-Hintergrundstrahlung befindet (Population P_u). Population P_s ist primär in dichten Strukturen wie Filamenten und Galaxienhalos zu finden, während Population P_u die Gebiete geringerer Dichte füllt. Da in den dichten Gebieten auch Sternentstehungsprozesse stattfinden können, ist davon auszugehen, daß zumindest ein Teil des Gases der Population P_s Metalle enthält.

Die Entwicklung der Anzahldichte der Absorbersysteme bei fester Säulendichtegrenze

mit der Rotverschiebung $dn/dz \propto (1+z)^{-\gamma}$ wird für Rotverschiebungen $z < 2$ bei einer Säulendichte $N_{\text{HI}} > 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ von Population P_s , für höhere Rotverschiebungen $z > 2$ von Population P_u dominiert. Da die Entwicklung der einzelnen Populationen sehr verschieden ist, findet sich bei dieser Rotverschiebung ein Übergang in der Entwicklung der Absorbersysteme (an die starke Entwicklung der Population P_u kann ein Potenzgesetz mit Exponent $\gamma \approx 3$ angepaßt werden, während Population P_s nahezu keine Entwicklung aufweist und der Exponent von der Größenordnung $\gamma \approx 0.4$ ist). Dies entspricht den verschiedenen Potenzgesetzen in den Beobachtungen (Jannuzi et al., 1998) mit $\gamma = 2.78 \pm 0.71$ bei $3.5 > z > 2$ (Kim et al., 1997) und $\gamma = 0.1 - 0.3$ bei $z < 1.5$ (Weymann et al., 1998). Für kleine Rotverschiebungen wird der Hauptanteil der Absorbersysteme mit hoher Säulendichte durch Objekte der Population P_s dargestellt. Diese sind entlang der Filamente der großräumigen Struktur lokalisiert, was erklärt warum in den Beobachtungen starke Lyman α Absorptionslinien mit $W_r > 0.3 \text{ \AA}$ häufig mit Galaxien korreliert sind (Lanzetta et al., 1995; Le Brun et al., 1996).

Für Säulendichten $N_{\text{HI}} > 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ konnte mit Hilfe des Modelles die von Tripp et al. (1997) durch HST-Beobachtungen gefundene hohe Anzahl von $dn/dz \approx 120$ Absorptionslinien bei Rotverschiebung $z \approx 0$ reproduziert werden. Bei einer weiteren Absenkung der Säulendichtegrenze auf $N_{\text{HI}} > 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, die bald mit geeigneten Beobachtungsinstrumenten erreichbar sein wird, sagen die Modellrechnungen für $z \approx 0$ eine Anzahldichte von $dn/dz \approx 400$ und für $z \approx 2$ von $dn/dz \gtrsim 1000$ voraus.

Die dem Modell zugrunde liegende Annahme, bei den Absorbersystemen des Lyman α -Forest handle es sich um druckgebundene Gaswolken, lieferte im Säulendichteintervall $\log N_{\text{HI}} < 15.5$ korrekte Ergebnisse. Die Verteilung der Säulendichten $dn/dN_{\text{HI}} \propto N_{\text{HI}}^{-\beta}$ folgt bei $z \approx 3$ dem steilen Abfall im Potenzgesetz mit $\beta \approx 1.8$, der auf den Übergang von druckgebundenen zu gravitationsgebundenen Wolken hinweist (Charlton et al., 1994; Charlton, 1995). Bei höheren Säulendichten konnten aufgrund der Auflösungsgrenze für die wirkenden Kräfte die durch die gravitative Wechselwirkung bedingten hohen Inhomogenitäten in den Absorbersystemen nur für über mehrere Zellen ausgedehnte Absorbersysteme dargestellt werden, was zu einem Defizit in der Anzahl der Absorbersysteme bei Säulendichten $\log N_{\text{HI}} > 15.5$ führt.

Die Simulationen liefern im Säulendichtebereich $13 < \log N_{\text{HI}} < 14$ eine etwa doppelt so hohe Anzahl von Absorbersystemen wie beobachtet wird. Dieser Überschuß verschwindet andererseits bei einer Analyse der aus den Absorbersystemen berechneten synthetischen Spektren mittels Voigt-Profil-Fittens. Es ist daher möglich, daß die Methode des Voigt-Profil-Fittens die große Anzahl von Überlappungen („blends“) von Linien dieses Säulendichtebereiches nicht auflösen kann, was auch zu einem Anstieg der Anzahl Absorbersysteme mit Säulendichten $\log N_{\text{HI}} > 17$ führt. Dieser Säulendichtebereich läßt sich jedoch durch das Vorhandensein der Lyman-Limit-Absorptionskante diskriminieren, so daß eine Berücksichtigung dieses Absorptionsmerkmals die Methode des Voigt-Profil-Fittens sinnvoll ergänzt. Eine weitere Schwäche des Voigt-Profil-Fittens ist die fehlende Auflösung von überlappenden Linien geringer Säulendichte. Da für Säulendichten unterhalb $\log N_{\text{HI}} < 12$ die Absorptionslinien nicht gesättigt sind, können diese leicht zu Linien höherer Säulendichte und/oder höherer Doppler-Parameter zusammengezogen werden. Generell zeigt sich, daß die Methode des Voigt-Profil-Fittens, besonders bei einer hohen Anzahl von Linien mit Säulendichten unterhalb $\log N_{\text{HI}} < 12$ deren Anzahl nicht reproduzieren kann. Hier muß nach anderen Möglichkeiten der Analyse der Absorptionsspektren gesucht werden. Die von Miralda-Escudé (1997) vorgeschlagene Methode der Statistiken über die spektralen Intensitäten der Linien scheint hier ein Schritt in die richtige Richtung zu sein.

Ein weiteres Problem der Methode des Voigt-Profil-Fittens liegt in der Nicht-Eindeutigkeit der zugrundeliegenden Verteilung von Säulendichten und Doppler-Parametern. So ist es möglich, eine den Beobachtungen ähnliche Verteilung zu erhalten, die sowohl das cha-

rakteristische Fehlen hoher Doppler-Parameter bei geringer Säulendichte als auch eine säulendichteabhängige untere Grenze der Doppler-Parameter aufweist, obwohl die zugrundeliegende Verteilung davon gänzlich abweicht. Die aus den Voigt-Profilen erhaltenen Parameter sind daher nicht eindeutig auf die ursprüngliche Verteilung abbildbar. Die aus den Simulationen erhaltene Verteilung von Säulendichten und Doppler-Parametern könnte also eine mögliche Verteilung der physikalischen Parameter sein, die durch das Voigt-Profil-Fitten auf die beobachtbare Verteilung abgebildet wird. Eine Untersuchung, inwiefern die zugrundeliegende Verteilung variieren darf ohne daß die durch das Voigt-Profil-Fitten erhaltene Verteilung von den beobachteten abweicht, wäre eine logische Fortführung der vorliegenden Arbeit.

In den verschiedenen Simulationen hat sich gezeigt, daß die durch das Modell beschreibbare Population P_s in ihrem Häufungsverhalten von der Länge der dynamisch wirksamen Skalen abhängt, während Populationen P_u unabhängig von den langwelligen Moden des Leistungsspektrum klumpt. Dabei bleibt der Korrelationsradius $r_0 = 200 - 300$ kpc der Populationen P_u auch rotverschiebungsunabhängig konstant. Die Populationen P_u beschreibt dabei das baryonische Gas in den unterdichten Gebieten, das nur schwach zu kleinen Wolken verklumpt. In Populationen P_s hingegen ist jeweils das durch die in der Simulationsbox maximal möglichen langwelligen Moden realisierte Häufungsverhalten zu finden. Schneidet man die langwelligen Moden bei $k = 2\pi(12.8 \text{ Mpc})^{-1}$ ab, so beschreibt der Korrelationsradius das Häufungsverhalten von Objekten, die mit $r_0 = 600$ kpc auf den Filamenten liegen und sich mit kleiner werdender Säulendichte zu größeren Objekten mit einem Korrelationsradius von $r_0 = 500$ kpc vereinen. Die Berücksichtigung von Moden mit bis $k = (25.6 \text{ Mpc})^{-1}$ zeigt in den Korrelationsfunktionen der Population P_s das Verhalten von Objekten mit einem Korrelationsradius $r_0 = 1.0$ Mpc, die rotverschiebungsunabhängig diese Skala in mitbewegten Entfernungen beibehalten. Diese Häufungseigenschaft dominiert die Korrelationsfunktionen, so daß die Häufung auf kleineren Skalen überdeckt wird. Verlängert man die dynamisch wirksamen Skalen, so daß auch Moden bis zu $k = (51.2 \text{ Mpc})^{-1}$ in der Simulation berücksichtigt werden können, so zeigen die Korrelationsfunktionen der Population P_s bereits das Verhalten von Galaxien mit geringer Flächenhelligkeit (LSB galaxies), die einen Korrelationsradius von $r_0 = 1.5$ Mpc aufweisen, der für kleine Rotverschiebungen bis zu $r_0 = 2.0$ Mpc anwächst. Grundsätzlich setzt sich also Population P_s aus Objekten zusammen, die für die Bildung der filamentartigen Strukturen verantwortlich sind. Diese unterscheiden sich, je nach untersuchter Skala, erheblich voneinander, so daß eine weitere Differenzierung der Objekte dieser Population wünschenswert wäre. Eine mögliche Vorgehensweise wäre die Analyse der Häufigkeit von Supernovae in den einzelnen Objekten. Diese könnte dann auch Aufschluß über den Metallgehalt der Objekte der Population P_s liefern, so daß eine detaillierte Formulierung der Kühlprozesse in dieser Population möglich ist.

Danksagung

Zum Abschluß möchte ich mich bei all denen bedanken, die durch ihre Unterstützung zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben. Insbesondere gilt mein Dank der Arbeitsgruppe Kosmologie des Astrophysikalischen Instituts Potsdam (AIP) und den am Institut beschäftigten Studenten, die jederzeit für Anregungen und Diskussionen zur Verfügung standen. Weiterhin gilt mein besonderer Dank Dr. Jan-Peter Mücke vom AIP für die exzellente Betreuung der Arbeit und Dr. Patrick Petitjean vom Institut d'Astrophysique de Paris für die gute Zusammenarbeit in Potsdam und Paris.

Meine Tätigkeit am AIP wurde durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG Projekt Mu 1043/3-1 und Mu 1043/3-2) unterstützt.

In this mood of mind I betook myself to the mathematics and the branches of study appertaining to that science as being built upon secure foundations, and so worthy of my consideration.

(Victor Frankenstein to Robert Walton)

Mary Shelley, 'Frankenstein'

A.1 Kosmologisches Modell

Das kosmologische Modell, das dieser Arbeit zugrunde liegt, ist das Standardmodell des flachen Universums ($k = 0 \Rightarrow \Omega_R = 0$) ohne Kosmologische Konstante ($\Lambda = 0 \Rightarrow \Omega_\Lambda = 0$), der sogenannte Einstein-de Sitter Kosmos. In ihm vereinfacht sich das Linienelement der Robertson-Walker Metrik von

$$ds^2 = a^2[t] \left(\frac{dr^2}{1 - kr^2/R_0^2} + r^2 d\Omega \right) - c_0^2 dt^2 \quad (\text{A.1a})$$

auf

$$ds^2 = a^2[t] (dr^2 + r^2 d\Omega) - c_0^2 dt^2 \quad (\text{A.1b})$$

mit einem Krümmungsradius $R_0 = \frac{c_0}{\sqrt{4\pi k \rho_0}}$, dem Raumwinkelement $d\Omega = d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi$ sowie dem Expansionsfaktor $a[t]$.

Die Hubble-Konstante

$$H \equiv \frac{\dot{a}}{a} \quad (\text{A.2})$$

und der Beschleunigungsparameter

$$q \equiv -\frac{\ddot{a}}{a} \frac{1}{H^2} = -\frac{\ddot{a}a}{\dot{a}^2} \quad (\text{A.3})$$

werden durch die kosmologischen Gleichungen

$$\left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = H^2 = \frac{8\pi}{3} G \rho - \frac{k}{a^2 R_0^2} + \frac{\Lambda}{3} \quad (\text{A.4a})$$

$$= H_0^2 (\Omega_0 (1+z)^3 + \Omega_R (1+z)^2 + \Omega_\Lambda) \quad (\text{A.4b})$$

und

$$\left(\frac{\ddot{a}}{a} \right) = 2qH^2 = \frac{8\pi G}{3} (\rho + 3p) - \frac{2\Lambda}{3} = H^2 + \frac{k}{a^2 R_0^2} - \Lambda \quad (\text{A.5a})$$

$$= H_0^2 \left(\Omega_\Lambda - \frac{\Omega_0 (1+z)^3}{2} \right) \quad (\text{A.5b})$$

definiert, wobei ρ die Dichte und p der Druck im Kosmos sind. $Y_0 = Y[t_0]$ ist eine beliebige Konstante zur heutigen Zeit $t = t_0$. Für die kosmologischen Parameter

$$\Omega_0 = \frac{8\pi G\rho_0}{3H_0^2} \quad \text{Dichteparameter} \quad (\text{A.6a})$$

$$\Omega_R = \frac{-k}{(a_0 R_0 H_0)^2} \quad \text{Krümmungsparameter} \quad (\text{A.6b})$$

$$\Omega_\Lambda = \frac{\Lambda}{3H_0^2} \quad \text{kosmologischer Parameter} \quad (\text{A.6c})$$

gilt $\Omega_0 + \Omega_R + \Omega_\Lambda = 1$.

Gleichung A.4b vereinfacht sich im Einstein-de Sitter Kosmos zu

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi}{3} G\rho \quad (\text{A.7})$$

mit der Lösung

$$a \propto t^{2/3} \quad (\text{A.8a})$$

$$t = \frac{2}{3H} = \frac{1}{\sqrt{6\pi G\rho}}. \quad (\text{A.8b})$$

In einem materiedominierten Kosmos ($p \ll \rho$) reduziert sich die Energieerhaltung $a\dot{\rho} = -3\dot{a}(\rho + p)$ zu

$$a\dot{\rho} = -3\dot{a}\rho \quad (\text{A.9})$$

mit der Lösung

$$\rho[t] \propto a^{-3}[t]. \quad (\text{A.10})$$

Damit ergeben sich die Hubble-Konstante und der Beschleunigungsparameter im Einstein-de Sitter Kosmos zu

$$H = H_0 \sqrt{\Omega_0(1+z)^3 + \Omega_R(1+z)^2 + \Omega_\Lambda} = H_0(1+z)^{3/2} \quad (\text{A.11})$$

$$q = \frac{\Omega_0}{2} - \Omega_\Lambda = \frac{1}{2}. \quad (\text{A.12})$$

A.2 Entfernungen im kosmologischen Modell

Die Entfernung l vom Beobachter bei Rotverschiebung $z = 0$ (zum Zeitpunkt $t = t_0$) zu einem Objekt bei der Rotverschiebung $z[t] = \left(\frac{a[t_0]}{a[t]} - 1\right)$ beträgt (vgl. Gleichung A.1b)

$$l = \int_t^{t_0} (1 + z[t']) c_0 dt' = \int_t^{t_0} \frac{a[t_0]}{a[t']} c_0 dt' = a_0 r. \quad (\text{A.13})$$

Dieses läßt sich umschreiben zu

$$l = a[t_0] \int_t^{t_0} \frac{1}{a[t']} \frac{c_0 dt'}{d\left(\frac{a[t_0]}{a[t']}\right)} d\left(\frac{a[t_0]}{a[t']}\right). \quad (\text{A.14})$$

Substituiert man nun $d\left(\frac{a[t_0]}{a[t']}\right) = -\frac{a[t_0]}{a[t']^2} da[t']$ mit $a = a[t']$ und $a_0 = a[t_0]$, so ist

$$\begin{aligned} l &= a_0 \int_{a_0/a[t]}^{a_0/a_0} \frac{c_0 dt'}{a da} \left(-\frac{a^2}{a_0}\right) d\left(\frac{a_0}{a}\right) \\ &= a_0 \int_1^{a_0/a[t]} \frac{a}{a_0} c_0 \frac{dt'}{da} d\left(\frac{a_0}{a}\right). \end{aligned} \quad (\text{A.15})$$

Die Hubble-Konstante kann als Funktion von $dt'/da[t']$

$$\begin{aligned} H &= \frac{\dot{a}}{a} = \frac{\dot{z}}{1+z} \\ &= \frac{da[t']}{dt'} \frac{1}{a[t']} \end{aligned} \quad (\text{A.16})$$

geschrieben werden. Man erhält daraus unter Verwendung von Gleichung A.4b bei gleichzeitiger Ersetzung der Grenzen $a_0/a = 1+z$

$$l = \frac{c_0}{H_0} \int_1^{1+z} (\Omega_0 u^3 + \Omega_R u^2 + \Omega_\Lambda)^{-1/2} du \quad (\text{A.17a})$$

$$= \frac{c_0}{H_0} \int_1^{1+z} \left(\Omega_0 u^3 + \left(1 + q_0 - \frac{3\Omega_0}{2}\right) u^2 + \frac{\Omega_0}{2} - q_0 \right)^{-1/2} du. \quad (\text{A.17b})$$

Betrachtet man nun einen Kosmos ohne Kosmologische Konstante Λ . Der Abstand l des Objektes vom Beobachter ist für $\Omega_0 = 2q_0$ gegeben durch

$$l = \frac{2c_0}{H_0 \sqrt{1-2q_0}} \left(\operatorname{arctanh} \left(\frac{1}{\sqrt{1-2q_0}} \right) - \operatorname{arctanh} \left(\frac{\sqrt{1+2q_0 z}}{\sqrt{1-2q_0}} \right) \right) \quad (\text{A.18})$$

und im besonderen Falle des Einstein-de Sitter Kosmos mit $\Omega_0 = 1$ und $q_0 = 1/2$

$$l = \frac{2c_0}{H_0} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1+z}} \right) = \frac{2c_0}{H_0} (\sqrt{a_0} - \sqrt{a}). \quad (\text{A.19})$$

A.3 Anzahldichte der Absorber

Eine Definition der absorbierenden Objekte als sphärische Absorptionswolken liefert eine gute Näherung. Ist die effektive Fläche einer Absorptionswolke πD_{Abs}^2 und die Anzahldichte pro Einheit mitbewegten Volumens Φ_{Abs} , dann ist die zu erwartende Anzahldichte der Absorber im Rotverschiebungsintervall dz

$$\left(\frac{dn}{dz} \right) dz = \Phi_{\text{Abs}} \pi D_{\text{Abs}}^2 (1+z)^2 dl. \quad (\text{A.20})$$

Ersetzt man dz durch dl aus Gleichung A.17b, so erhält man

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dz} &= \frac{c_0 \Phi_{\text{Abs}} \pi D_{\text{Abs}}^2}{H_0} (1+z)^2 \cdot \\ &\cdot \left(\Omega_0 (1+z)^3 + \left(1 + q_0 - \frac{3\Omega_0}{2}\right) (1+z)^2 + \frac{\Omega_0}{2} - q_0 \right)^{-1/2} \end{aligned} \quad (\text{A.21})$$

und mit $\Omega_0 = 2q_0$ bei rein kosmologischer Entwicklung der Wolken ist

$$\frac{dn}{dz} \propto (1+z) (1+2q_0 z)^{-1/2}. \quad (\text{A.22})$$

A.4 Temperaturentwicklung des baryonischen Gases

Das baryonische Gas wird im vorliegenden Modell als ideales Gas der Dichte $\rho_b = \rho\Omega_b$ (mit Ω_b Quotient baryonischer Materie zu Gesamtmaterie) und der Temperatur T betrachtet (Kates et al., 1991).

$$p = n_b k_B T. \quad (\text{A.23})$$

Damit ergibt sich die innere Energie pro Masse zu

$$\varepsilon = \frac{\mathcal{R}T}{\mu_M(\varkappa - 1)} = \frac{p}{\rho_b(\varkappa - 1)}, \quad (\text{A.24})$$

wobei \mathcal{R} die allgemeine Gaskonstante ist, $\varkappa = c_p/c_V = 5/3$ der Adiabatenexponent (Verhältnis der spezifischen Wärmen) und μ_M das Molekulargewicht pro Teilchen

$$\mu_M = \mu_H \frac{n_H}{n_M} = \frac{\mu_H n_H}{2n_H + 3n_{\text{He}}} \quad (\text{A.25a})$$

mit μ_H dem Molekulargewicht pro Wasserstoffatom

$$\mu_H = \frac{n_H m_H + n_{\text{He}} m_{\text{He}}}{n_H m_H} \quad (\text{A.25b})$$

jeweils unter der Berücksichtigung von Helium, ist.

Hierbei sind n_H und n_{He} die Anzahl der Wasserstoff- und Heliumatome pro Volumen, m_H und m_{He} die Massen der jeweiligen Atome. n_M ist die Anzahl aller Gasteilchen pro Volumen. Die Dichte der Baryonen ρ_b ist nun mit

$$\rho_b = n_M \mu_M m_H \quad (\text{A.26a})$$

$$= n_H \mu_H m_H \quad (\text{A.26b})$$

gegeben.

Das Gas verliert Energie durch adiabatische Kühlung, durch Strahlung des heißen Plasmas und durch inverse Compton-Streuung, während es durch die UV-Hintergrundstrahlung der Quasare und Galaxien und durch Stoßprozesse aufgeheizt wird. Die Energiebilanz und Temperaturentwicklung des Gases lauten mit Gleichung 1.17

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{p}{\rho_b^2} \frac{d\rho_b}{dt} - \frac{(\Lambda_{\text{tot}} - \Gamma_{\text{phot}})}{\rho_b} \quad (\text{A.27})$$

$$\frac{dT}{dt} = (\varkappa - 1) \left(\frac{T}{n_H} \frac{dn_H}{dt} - \frac{\mu_M}{\mu_H} \frac{1}{k_B n_H} (\Lambda_{\text{tot}} - \Gamma_{\text{phot}}) \right) \quad (\text{A.28})$$

wobei Γ_{phot} die Heizrate durch Photoionisation und $\Lambda_{\text{tot}} = \Lambda_{\text{Rad}} + \Lambda_{\text{Comp}}$ die totale Kühlrate ist. Letztere setzt sich aus der Kühlrate durch Strahlungsverluste des heißen Gases Λ_{Rad} und der Kühlrate durch Compton-Streuung

$$\Lambda_{\text{Comp}} = 7 \cdot 10^{-36} n_H T_e (1+z)^4 \quad (\text{A.29})$$

zusammen. Die Compton-Kühlung ist für große Rotverschiebungen $z > 5$ der für die Temperaturentwicklung dominierende Prozeß. Die Temperatur T_e der Elektronen des Gas-Plasmas wird mit der Temperatur der Ionen T gleichgesetzt.

Eine detaillierte Behandlung der Kühlprozesse, aus denen sich die Kühlrate Λ_{Rad} ergibt, findet man bei Black (1981). Dieser Wert beinhaltet sowohl die Bremsstrahlung, die strahlende Rekombination, die dielektrische Rekombination, als auch Anregungsprozesse der Elektronen.

Das Medium wird dabei als optisch dünn und im Ionisations-Gleichgewicht angenommen, was für einen Ionisationsparameter (Donahue und Shull, 1991)

$$U = 4.2 \cdot 10^{-5} \left(\frac{J_{-21}}{n_{\text{H}}} \right) \quad (\text{A.30})$$

mit $U \gtrsim 0.1$ eine gute Näherung ist (Haehnelt et al., 1996). J_{-21} ist hierbei die Intensität der UV-Hintergrundstrahlung $J = 4\pi J_{-21} \cdot 10^{-21} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$ am Lyman-Limit (bei $\hbar\omega_{\text{HI}} = 13.6 \text{ eV}$).

Die Heizrate durch Photoionisation Γ_{phot} resultiert aus der ionisierenden UV-Hintergrundstrahlung durch Galaxien und Quasare. Sie kann unter der Annahme von Ionisationsgleichgewicht aus den Einzelanteilen für HI, HeI und HeII berechnet werden, wobei

$$\xi_i n_i + \xi_{e,i} n_e n_i = \alpha_i n_e n_{i+1} \quad (\text{A.31a})$$

mit $i \in \{\text{HI}, \text{HeI}, \text{HeII}\}$ und $(i+1) \in \{\text{HII}, \text{HeII}, \text{HeIII}\}$ gilt. Die Rate durch Photoionisation wird mit ξ_i bezeichnet, die Rate durch Stoßionisation mit $\xi_{e,i}$, während die Dichten der Einzelkomponenten mit n_i bzw. die nächsthöheren Ionisationsstufen mit n_{i+1} und die Dichte der Elektronen mit n_e bezeichnet wird. Schließlich ist α_i die Rekombinationsrate der jeweiligen Komponente.

Diesem Gleichungssystem sind noch die Relationen für die Ladungserhaltung

$$n_e = n_{\text{HII}} + n_{\text{HeII}} + 2n_{\text{HeIII}} \quad (\text{A.31b})$$

und Massenerhaltung

$$n_b = n_{\text{HI}} + n_{\text{HII}} + n_{\text{HeI}} + n_{\text{HeII}} + n_{\text{HeIII}} \quad (\text{A.31c})$$

hinzuzufügen. Gibt man weiterhin das Verhältnis von Wasserstoff zu Helium mit

$$n_{\text{He}} = 0.1 n_{\text{H}} \quad (\text{A.31d})$$

vor, wobei n_{H} und n_{He} die Summen der Dichten der einzelnen Ionisationszustände sind, so läßt sich das Gleichungssystem A.31a bis A.31d bei gegebener Baryondichte n_b nach den Dichten n_i und n_{i+1} lösen, wobei als gute Näherung für Gleichung A.31b

$$n_e \simeq n_{\text{H}} \quad (\text{A.32b})$$

vorausgesetzt werden kann, da der Anteil der Elektronen vom Helium $n_{\text{HeII}} + 2n_{\text{HeIII}} \ll n_{\text{HII}}$ ist. Auf diese Weise können nun die Gleichungen A.31a für Wasserstoff und Helium entkoppelt und nacheinander gelöst werden.

In A.31a sind die Photoionisationsraten ξ_i durch

$$\xi_i = \int_{\omega_i}^{\infty} \frac{J_{\omega} \sigma_i[\omega]}{\hbar\omega_i} d\omega \quad (\text{A.33})$$

gegeben, wobei $\hbar\omega_i$ die jeweilige Ionisationsenergie ist (13.60 eV für HI, 24.59 eV für HeI und 54.42 eV für HeII). Das Spektrum der UV-Hintergrundstrahlung J_{ω} wird mit der Frequenzabhängigkeit

$$J_{\omega} = J \left(\frac{\omega}{\omega_{\text{HI}}} \right)^{-1} \quad (\text{A.34})$$

angesetzt, ihre Intensität $J = 4\pi J_{-21}[z] \cdot 10^{-21} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$ ist rotverschiebungsabhängig.

Berücksichtigt man zusätzliche Opazitätseffekte, so ergibt sich für die optische Tiefe $\tau_{\text{opt}}[\omega, s]$

$$\tau_{\text{opt}}[\omega, s] = \int_s^0 \left(\sum_i n_i[s] \sigma_i[\omega] \right) ds \quad (\text{A.35a})$$

$$\begin{aligned} &= \sum_i \left(\int_s^0 n_i[s] \sigma_i[\omega] ds \right) \\ &= \sum_i \tau_{\text{opt},i}[\omega, s] \end{aligned} \quad (\text{A.35b})$$

welche die Strahlung in der Wolke nach einer Tiefe s auf

$$J_\omega[s] = J_\omega[0] \cdot e^{-\tau_{\text{opt}}[\omega, s]} \quad (\text{A.36})$$

reduziert. Berücksichtigt man weiterhin, daß die Wirkungsquerschnitte durch eine stark mit ω fallende Funktion $\sigma_i[\omega] \propto \omega^{-3}$ angesetzt werden können, so läßt sich $\tau_{\text{opt}}[\omega, s]$ in drei unabhängige Bereiche teilen, in denen die jeweiligen Wirkungsquerschnitte der Einzelkomponenten dominieren:

$$\tau_{\text{opt}}[\omega, s] = \begin{cases} \tau_{\text{opt}}[\omega_{\text{HI}}, s] = \tau_{\text{opt,HI}}[s] & : \omega_{\text{HI}} \leq \omega < \omega_{\text{HeI}} \\ \tau_{\text{opt}}[\omega_{\text{HeI}}, s] = \tau_{\text{opt,HeI}}[s] & : \omega_{\text{HeI}} \leq \omega < \omega_{\text{HeII}} \\ \tau_{\text{opt}}[\omega_{\text{HeII}}, s] = \tau_{\text{opt,HeII}}[s] & : \omega_{\text{HeII}} \leq \omega \end{cases} \quad (\text{A.37})$$

Es ergibt sich nun die Photoionisationsrate für jede Komponente zu

$$\xi_i[s] = J e^{-\tau_{\text{opt},i}} G_i^{\text{B}} \quad (\text{A.38})$$

mit

$$G_i^{\text{B}} = \int_{\omega_i}^{\infty} \frac{J_\omega}{J} \sigma_i[\omega] d\omega \quad (\text{A.39})$$

Man erhält schließlich die Heizrate durch Photoionisation aus den Heizraten der Einzelkomponenten mit

$$\Gamma_{\text{phot}} = \sum_i \Gamma_i \quad (\text{A.40})$$

welche durch

$$\begin{aligned} \Gamma_i &= n_i \int_{\omega_i}^{\infty} \frac{J_\omega[s] \hbar(\omega - \omega_i)}{\hbar\omega} \sigma_i[\omega] d\omega \\ &\approx J e^{-\tau_{\text{opt},i}[s]} G_i^{\text{B}} \varepsilon_i^{\text{B}} n_i \end{aligned} \quad (\text{A.41})$$

gegeben sind, wobei ε_i^{B} die mittleren kinetischen Energien pro Photoionisationsprozeß sind, deren Werte zusammen mit denen der Heizparameter G_i^{B} für die hier betrachteten Fälle von Black (1981) angegeben sind.

A.5 Bewegung der Materie

Im Particle-Mesh Code, der dieser Arbeit zugrunde liegt, wird die Materie durch ein Medium beschrieben, das allein durch Gravitationskräfte wechselwirkt. Das Medium hat eine Massenverteilung $\rho(\mathbf{x})$ und eine Geschwindigkeitsverteilung $\mathbf{v}(\mathbf{x})$. Die Massenverteilung ρ wird auf Massepunkten, „Teilchen“ (Particles) genannt, lokalisiert. Die Teilchen bewegen sich in einer Box mit Kantenlänge L mit periodischen Randbedingungen, die durch ein kubisches Gitter

(Mesh) in Zellen der Länge l_c zerteilt ist. Jedem Teilchen kann das Volumen von 2^3 Zellen mit homogener mittlerer Hintergrunddichte $\bar{\rho}_0$ zugeordnet werden, wodurch es die Masse

$$M_p = (2l_c)^3 \bar{\rho}_0 \quad (\text{A.42})$$

erhält. Füllen alle Teilchen das kubische Gitter aus, ohne daß sich das Volumen der ihnen zugeordneten Zellen überschneidet, so liegen sie jeweils im gemeinsamen Eckpunkt der ihnen zugeordneten Zellen (Euler-Koordinaten $\mathbf{x} \hat{=} \{l_i, l_j, l_k\}$ Lagrange-Koordinaten).

Betrachtet man diese Box als einen repräsentativen Ausschnitt des Kosmos, so expandiert das Volumen mit dem Expansionsfaktor a . Geringfügige Dichtefluktuationen werden während der Expansion des Kosmos verstärkt und führen zu einer Ausbildung von Strukturen. Die Newton'sche Bewegung jedes einzelnen Teilchens aufgrund der Expansion des Mediums in den mitexpandierenden Koordinaten \mathbf{x} mit Impuls \mathbf{p} ist

$$\mathbf{r} = a\mathbf{x} \quad (\text{A.43})$$

$$\mathbf{p} = a^2 \dot{\mathbf{x}} \quad (\text{A.44})$$

wobei mit $a = (1+z)^{-1} \propto t^{2/3}$ der Expansionsfaktor des flachen Einstein-de Sitter Kosmos angenommen wird (s. Gleichung A.8a) (Peebles, 1980). Daraus erhält man dann unter Verwendung der Poisson-Gleichung

$$\Delta_x \phi = 4\pi G a^2 (\rho[\mathbf{x}, t] - \bar{\rho}) \quad (\text{A.45a})$$

(mit $\bar{\rho}$ mittlerer Dichte des Mediums) die Bewegungsgleichungen

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -\nabla_x \phi \quad (\text{Euler-Gleichung}) \quad (\text{A.45b})$$

$$\frac{d\mathbf{x}}{dt} = \frac{\mathbf{p}}{a^2} \quad (\text{Trajektorie}). \quad (\text{A.45c})$$

Die Poisson-Gleichung A.45a wird mittels einer schnellen Fouriertransformation (FFT) gelöst. Für die numerische Simulation werden die relevanten Variablen $(\mathbf{x}, t, \phi, \mathbf{p}, \rho)$ in dimensionslose Größen $(\tilde{\mathbf{x}}, \tilde{t}, \tilde{\phi}, \tilde{\mathbf{p}}, \tilde{\rho})$ überführt:

$$\mathbf{x} = l_c \tilde{\mathbf{x}} \quad (\text{A.46a})$$

$$t = \frac{\tilde{t}}{H_0} \quad (\text{A.46b})$$

$$\phi = \tilde{\phi} (l_c H_0)^2 \quad (\text{A.46c})$$

$$\mathbf{p} = \tilde{\mathbf{p}} (l_c H_0) \quad (\text{A.46d})$$

$$\rho = \tilde{\rho} \frac{3H_0}{8\pi G} \frac{1}{a^3}. \quad (\text{A.46e})$$

Man kann nun in den Gleichungen A.45a bis A.45c die Zeit t durch den Expansionsfaktor a ersetzen und erhält

$$\Delta_{\tilde{\mathbf{x}}} \tilde{\phi} = \frac{3}{2} \frac{(\tilde{\rho} - 1)}{a} \quad (\text{A.47a})$$

$$\frac{d\tilde{\mathbf{p}}}{da} = -a^{1/2} \nabla_{\tilde{\mathbf{x}}} \tilde{\phi} \quad (\text{A.47b})$$

$$\frac{d\tilde{\mathbf{x}}}{da} = \frac{\tilde{\mathbf{p}}}{a^{3/2}}. \quad (\text{A.47c})$$

Bei einer schrittweisen Integration der Bewegungsgleichungen von a_i nach $a_i + \Delta a$ wird aus der Poisson-Gleichung die Kraft auf jedes einzelne Teilchen berechnet und über das Intervall Δa integriert. Dazu wird eine auf das Gitter (Euler-Koordinaten) geglättete Massenverteilung berechnet, die sich aus den Masseanteilen der in den umgebenen Zellen befindlichen Teilchen ergibt. Jedes Teilchen wird dabei als Mittelpunkt eines Würfels der Kantenlänge l_c mit homogener Dichte und Masse M_p aufgefaßt. Dieser trägt entsprechend des Schnittvolumens mit den Zellen zu der Masse auf den Gitterpunkten bei (Clouds-in-Cell Verfahren (Hockney und Eastwood, 1981)) (s. Abbildung A.1). Anschließend wird die Poisson-Gleichung durch Faltung im Fourierraum gelöst, und die so berechneten Kräfte werden wieder auf die (Lagrange)-Positionen der Teilchen interpoliert. Die neu berechneten Teilchenpositionen und -geschwindigkeiten werden um einen halben Integrationsschritt versetzt, so daß sie für $a_{\text{int}} = a_i + \Delta a/2$ realisiert sind („leap-frog“ Verfahren) (Hockney und Eastwood, 1981).

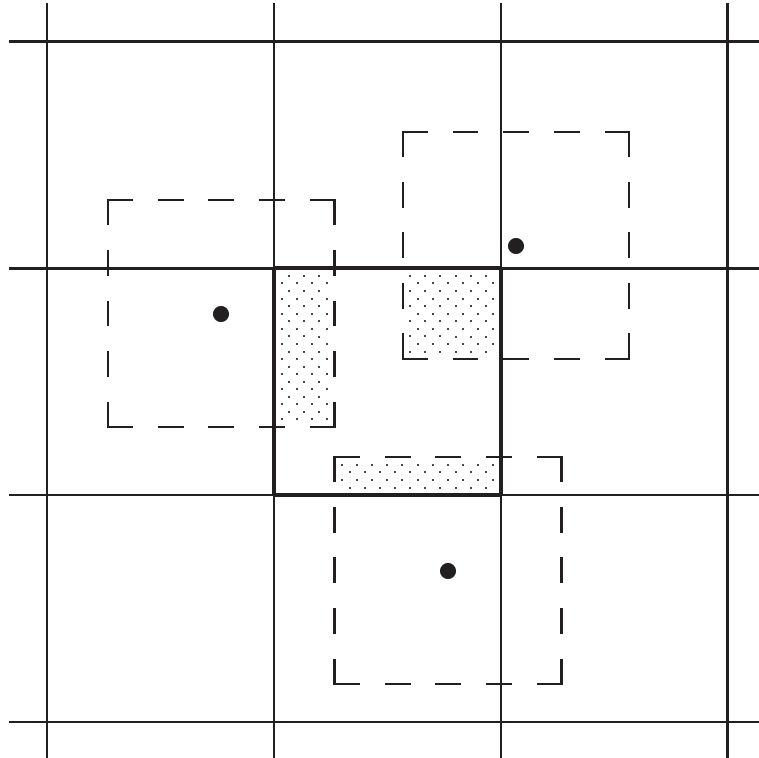


Abbildung A.1: „Clouds in Cell“ Methode: die Volumina (gestrichelte Quadrate) der Teilchen (schwarze Kreise) tragen entsprechend der Schnittmenge mit der mittleren Zelle (schattierte Fläche) zu der Massendichte dieser Zelle bei.

A.6 Gültigkeit der Simulation

Das Auflösungsvermögen der Simulation hängt stark von der Größe der Zellen l_c ab. Kleinere Zellen erlauben es, jedem Teilchen eine geringere Masse zuzuordnen, wodurch geringere Säulendichten aufgelöst werden können.

Ist die Masse eines Teilchens M_p kleiner als die Jeans-Masse M_J einer Gaskugel

$$M_J = \frac{4}{3}\pi R_J^3 \rho \quad (\text{A.48})$$

mit Jeans-Radius R_J

$$R_J = \frac{GM_J \mu_H}{5\mathcal{R}T} = \sqrt{\frac{15\mathcal{R}T}{4\pi\rho G\mu_H}} \quad (\text{A.49})$$

so kann das Teilchen als nicht-kollabierende, diffuse Gaskugel beschrieben werden:

$$M_J = \sqrt{\left(\frac{5\mathcal{R}T}{G\mu_H}\right)^3 \cdot \frac{3}{4\pi\rho}} > \bar{\rho}_0(2l_c)^3 = M_p. \quad (\text{A.50})$$

Mit der Hintergrunddichte $\rho = \bar{\rho}_0(1+z)^3$ bei Rotverschiebung z ergibt sich

$$\sqrt{\frac{5\mathcal{R}T}{G\mu_H \bar{\rho}_0(1+z)}} \cdot \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/3} = 7.81 \text{ kpc} \cdot \sqrt{\left(\frac{T}{\text{K}}\right)} \cdot (1+z)^{-1/2} > 2l_c \quad (\text{A.51})$$

was für beide Simulationen bis zu hohen Rotverschiebungen erfüllt ist.

Befindet sich mehr als ein Teilchen in einer Zelle mit dem Volumen l_c^3 , so kann jedes Teilchen solange als nicht-kollabierende Gaskugel beschrieben werden, wie das Jeans-Kriterium für die lokale Dichte ρ nicht erfüllt ist.

$$\frac{l_c}{1+z} < \frac{GM_{J,0}\mu_H}{5\mathcal{R}T} \cdot \sqrt{\frac{\bar{\rho}_0}{\rho}} = R_{J,0} \cdot \sqrt{\frac{\bar{\rho}_0}{\rho}}. \quad (\text{A.52})$$

Eine ausreichend hohe Anzahl von Gaskugeln beschreibt eine kollabierende Region, wie z. B. Filamente, verschmelzende Galaxien, etc. Die Physik dieser kollabierenden Regionen ist nicht Teil der Simulation, so daß über solche Gebiete keine detaillierten Aussagen gemacht werden können.

Der maximal erreichbare Dichtekontrast $\rho/\bar{\rho}$ in einer Zelle mit nicht-kollabierenden Gaskugeln wird erreicht, wenn der Jeans-Radius $R_J = R_{J,0} \cdot \sqrt{\bar{\rho}_0/\rho}$ dieser Dichte gleich der mitbewegten Zellengröße $l_c/(1+z)$ ist.

$$\frac{\rho}{\bar{\rho}} = \frac{\rho}{\bar{\rho}_0} \frac{\bar{\rho}_0}{\bar{\rho}} = \frac{R_{J,0}^2}{R_J^2} (1+z)^{-3} \leq \frac{R_{J,0}^2}{l_c^2} (1+z)^{-1}. \quad (\text{A.53})$$

Dies liefert für die Wasserstoffdichte $n_H = \frac{\Omega_b}{\mu_H m_H} \rho$ in der Zelle

$$\frac{n_H}{\bar{n}_{H,0}} = \frac{R_{J,0}^2}{R_J^2}. \quad (\text{A.54})$$

Man kann somit eine obere Grenze für die Säulendichte N_{HI} stabiler Teilchenwolken in der Simulation angeben. Ist der Durchmesser einer Teilchenwolke mit l_c gegeben, so erhält man bei $z = 0$ für verschwindende UV-Hintergrundstrahlung

$$N_{\text{HI}} = n_{\text{HI}} R_J \leq \frac{R_{J,0}^2}{l_c} \cdot \bar{n}_{H,0} \quad (\text{A.55a})$$

$$\leq 7.35 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2} \cdot \left(\frac{l_c}{\text{pc}}\right)^{-1} \left(\frac{T}{\text{K}}\right), \quad (\text{A.55b})$$

wobei \bar{n}_H als obere Abschätzung für \bar{n}_{HI} benutzt wurde. Für $z > 0$ muß eine UV-Hintergrundstrahlung $J[z]$ der Intensität $J_{-21}[z]$ berücksichtigt werden; man erhält unter Vernachlässigung der Stoßionisation $\xi_{e,\text{HI}}$ aus Gleichung A.31a

$$\xi_{\text{HI}} n_{\text{HI}} \approx \alpha_{\text{HI}} n_e n_{\text{HI}} = \alpha_{\text{HI}} (n_H - n_{\text{HI}})^2. \quad (\text{A.56})$$

Betrachtet man den Quotienten

$$A = \frac{\xi_{\text{HI}}}{\alpha_{\text{HI}}} \quad (\text{A.57a})$$

$$= \frac{2.54 \cdot 10^8 \text{ erg}^{-1} \text{ cm}^2 \text{ Hz} \cdot J[z]}{4.36 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \cdot (T/\text{K})^{-0.76}}$$

$$= 7.32 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-3} \cdot J_{-21}[z] \left(\frac{T}{\text{K}} \right)^{0.76} \quad (\text{A.57b})$$

wobei die Werte für α_{HI} und ξ_{HI} von Black (1981) angegeben wurden, für den $A \gg n_{\text{HI}}$ gilt und demzufolge

$$n_{\text{HI}} \approx \sqrt{A \cdot n_{\text{HI}}} \quad (\text{A.58})$$

ist, so erhält man als Abschätzung für Gleichung A.54

$$R_J^2 \approx R_{J,0}^2 \frac{\bar{n}_{\text{H},0}}{\sqrt{A \cdot n_{\text{HI}}}}. \quad (\text{A.59})$$

Setzt man hier die Säulendichte $N_{\text{HI}} = n_{\text{HI}} R_J$ an, so liefert dies nach erneutem Ersetzen des Jeans-Radius R_J durch die mitbewegte Zelllänge $l_c/(1+z)$ eine obere Grenze für die Säulendichten von

$$N_{\text{HI}} \leq \frac{\bar{n}_{\text{H},0}^2 R_{J,0}^4}{A l_c^3} \cdot (1+z)^3 \quad (\text{A.60a})$$

$$\leq 2.39 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2} \cdot \left(\frac{l_c}{\text{kpc}} \right)^{-3} \left(\frac{T}{\text{K}} \right)^{1.24} \cdot \frac{(1+z)^3}{J_{-21}[z]}. \quad (\text{A.60b})$$

Diese Grenze fällt mit $(1+z)$ für $z \rightarrow 0$ (da $J_{-21}[z] \propto (1+z)^2$ für kleine z), so daß bei $z = 0$, $J_{-21}[0] \approx 10^{-2}$ und einer Mindesttemperatur von $T = 5000 \text{ K}$ Zellen mit einer Säulendichte bis zu $N_{\text{HI}} \approx 10^{17} - 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ (mit $(l_c \text{ in kpc})^{-3} \cdot (T \text{ in K})^{1.24} \approx 0.04 - 0.3$) als stabil betrachtet werden können. Objekte mit höheren Säulendichten müßten aus kleineren, stabilen Teilzellen zusammengesetzt sein, welche nur durch eine Erhöhung der Auflösung dargestellt werden können. Objekte mit einer so hohen Säulendichte liegen aber bereits am oberen Rand der Zugehörigkeit zum Lyman α -Forest, so daß sie die Statistik nicht stark beeinflussen.

Ebenso läßt sich durch den Dichtekontrast $\rho/\bar{\rho}$ eine untere Auflösungsgrenze für die Säulendichten angeben. Der geringste Kontrast liegt vor, wenn sich ein Teilchen in einem Volumen von acht Zellen befindet ($\Rightarrow \rho/\bar{\rho} = 1$). Dies führt zu einer minimalen Dichte der Wasserstoffatome $n_{\text{HI}} = \bar{n}_{\text{HI}}$ mit

$$n_{\text{HI}} = \frac{\bar{n}_{\text{H}}^2}{A} \quad (\text{A.61})$$

welche die untere Grenze für die Säulendichte in einer Zelle auf

$$N_{\text{HI}} \geq \frac{(\bar{n}_{\text{H},0}(1+z)^3)^2 l_c}{A(1+z)} \quad (\text{A.62a})$$

$$\geq 4.33 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2} \cdot \left(\frac{l_c}{\text{pc}} \right) \left(\frac{T}{\text{K}} \right)^{-0.76} \cdot \frac{(1+z)^5}{J_{-21}[z]} \quad (\text{A.62b})$$

festlegt. Bei höheren Rotverschiebungen $z \approx 3$ führt eine mittlere Intensität von $J_{-21}[z] \approx 0.5$ zu einem heißen Gas mit $T \approx 34000 \text{ K}$. Dies bedingt eine Grenzsäulendichte von $N_{\text{HI}} \approx 1.6 - 3.2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ (mit $(l_c \text{ in pc}) \cdot (T \text{ in K})^{-0.76} \approx 18 - 36$), die für kleine Rotverschiebungen bei verschwindender UV-Hintergrundstrahlung von $J_{-21}[z] \approx 10^{-2}$ auf $N_{\text{HI}} \approx 3 - 7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ (mit $(l_c \text{ in pc}) \cdot (T \text{ in K})^{-0.76} \approx 80 - 150$) sinkt.

Entwicklung der Korrelationsfunktionen

Wie in Abschnitt 3.1.5 beschrieben, wurden die einzelnen Korrelationsfunktionen der Simulationen **S1** und **S2** für verschiedene Rotverschiebungsintervalle und Säulendichtegrenzen mit einem Potenzgesetz der Form

$$\xi[r] = \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\gamma} \text{ mit } \gamma = 1.8 \quad (\text{B.1})$$

gefittet. Die Entwicklung der Korrelationsfunktionen bei konstanter Säulendichtegrenze $\log N_{\text{HI}} > 12$ ist in Abbildung B.1 (für Simulation **S1**) und Abbildung B.2 (für Simulation **S2**) dargestellt, bei konstanter Rotverschiebung $3.0 < z < 3.5$ in Abbildung B.3 (für Simulation **S1**) und Abbildung B.4 (für Simulation **S2**). Auf eine vollständige Darstellung aller 180 Korrelationsfunktionen in den verschiedenen Rotverschiebungsintervallen mit jeweiliger Säulendichtegrenze wurde aus Platzgründen verzichtet.

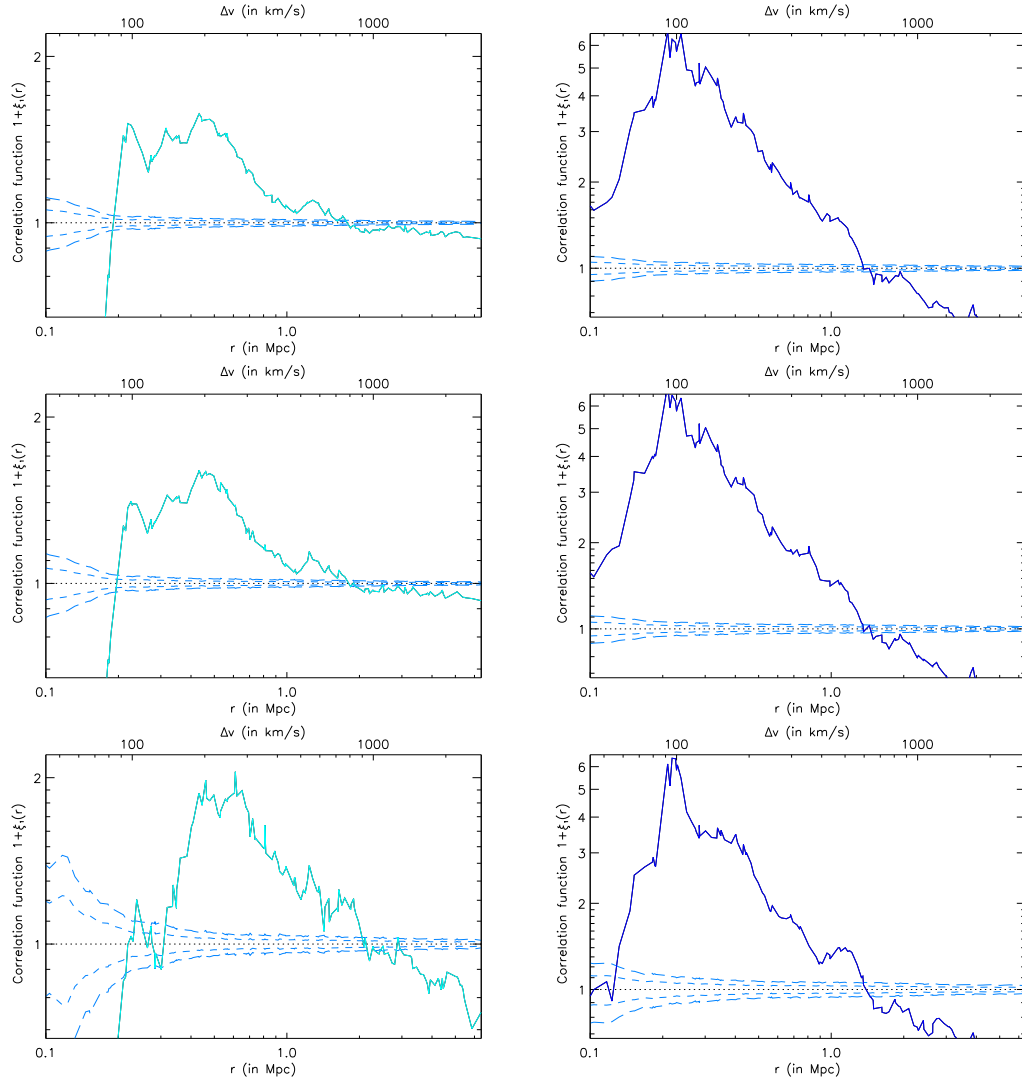


Abbildung B.1: Korrelationsfunktionen $1 + \xi[r]$ der Absorbersysteme **aller** Teilchen ($P_u + P_s$, türkis, links) und nur der **geschockten** Teilchen (P_s , blau, rechts) der Simulation **S1** im Rotverschiebungsintervall $3.0 < z < 3.5$ mit Säulendichtegrenzen $\log N_{\text{HI}} > 12$ (oben), $\log N_{\text{HI}} > 13$ (mitte) und $\log N_{\text{HI}} > 14$ (unten). Der **Relevanzfehler** ist für $1\sigma_\xi$ (kurzgestrichelte Linie) und $2\sigma_\xi$ (langgestrichelte Linie) gegeben (königsblau). Man beachte die verschiedenen Skalen rechts und links.

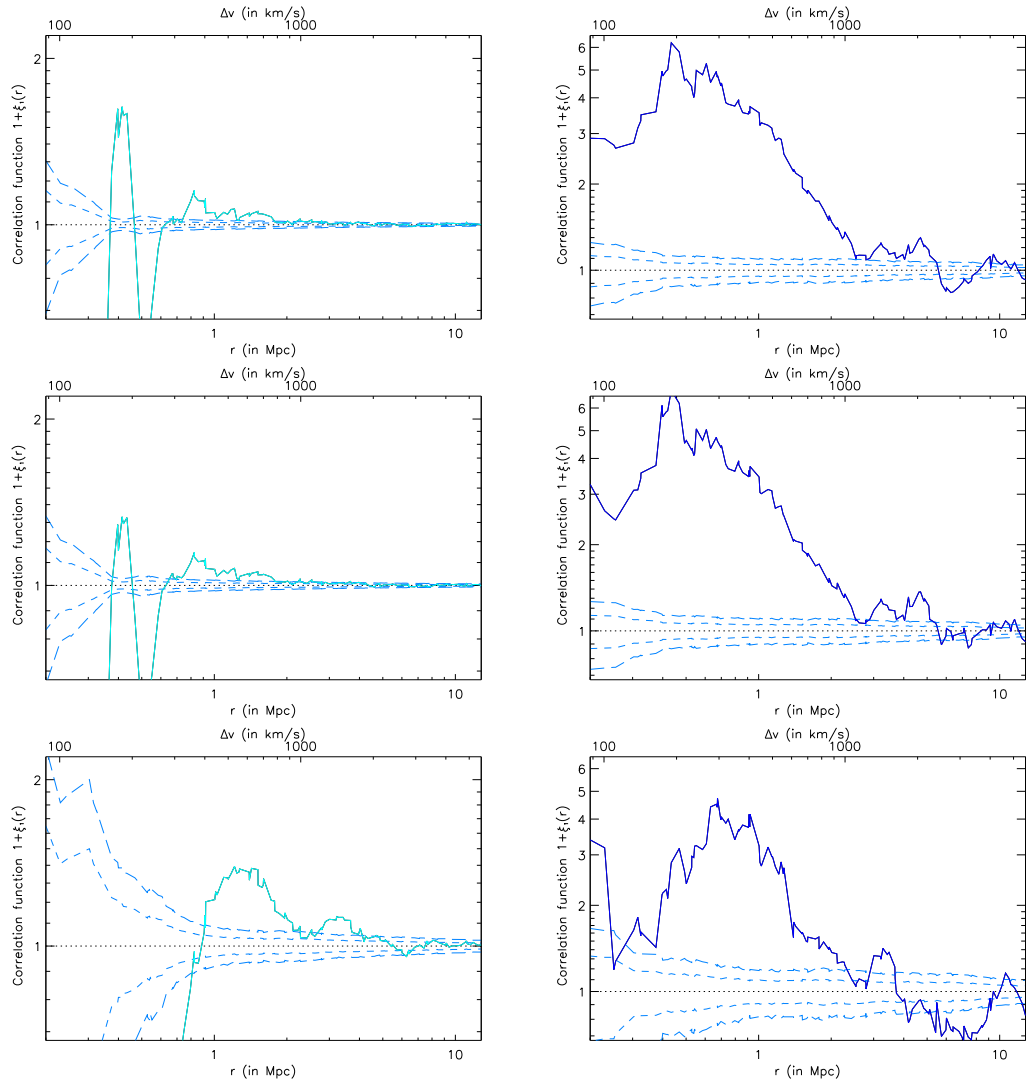


Abbildung B.2: Korrelationsfunktionen $1 + \xi[r]$ der Absorbersysteme **aller** Teilchen ($P_u + P_s$, türkis, links) und nur der **geschockten** Teilchen (P_s , blau, rechts) der Simulation **S2** im Rotverschiebungsintervall $3.0 < z < 3.5$ mit Säulendichtegrenzen $\log N_{\text{HI}} > 12$ (oben), $\log N_{\text{HI}} > 13$ (mitte) und $\log N_{\text{HI}} > 14$ (unten). Der **Relevanzfehler** ist für $1\sigma_\xi$ (kurzgestrichelte Linie) und $2\sigma_\xi$ (langgestrichelte Linie) gegeben (königsblau). Man beachte die verschiedenen Skalen rechts und links.

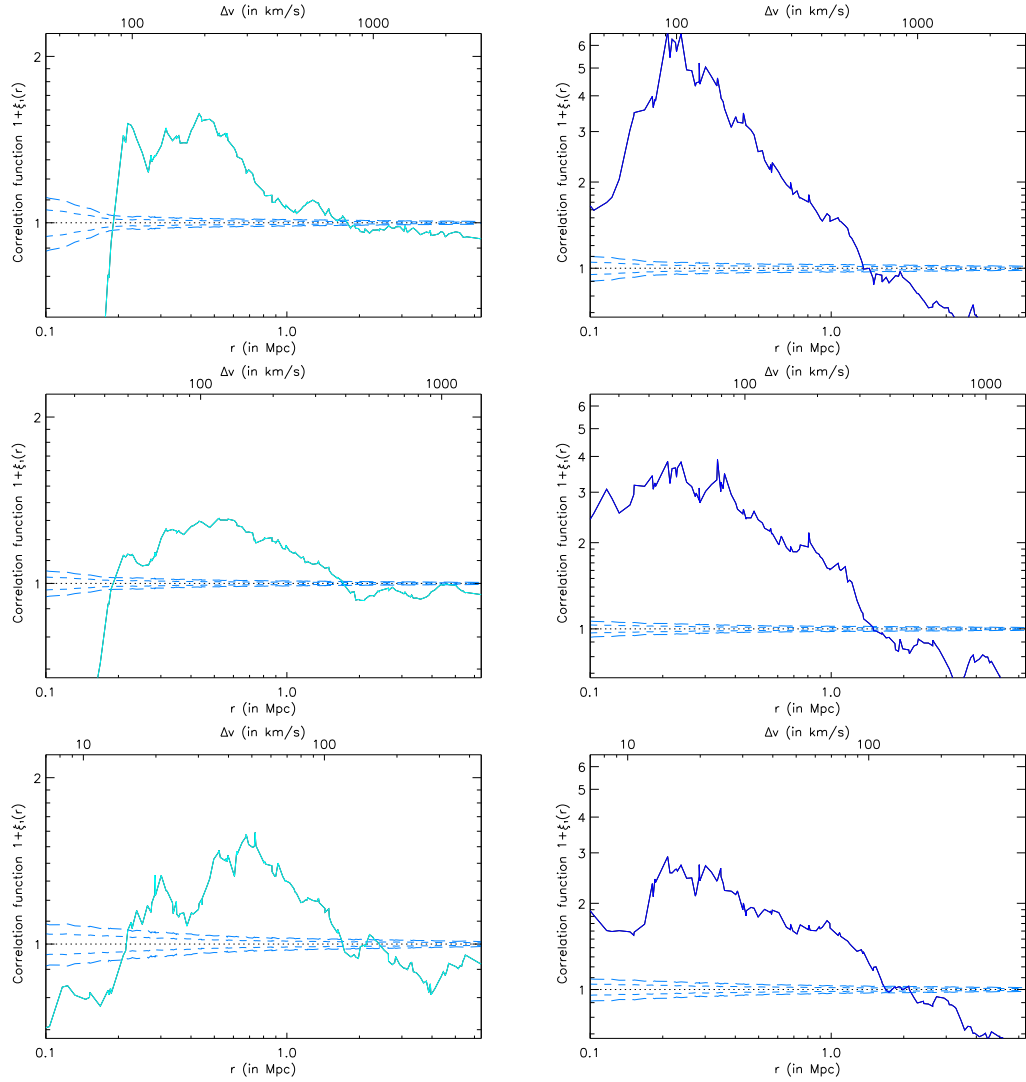


Abbildung B.3: Korrelationsfunktionen $1 + \xi[r]$ der Absorbersysteme **aller** Teilchen ($P_u + P_s$, türkis, links) und nur der **geschockten** Teilchen (P_s , blau, rechts) der Simulation **S1** mit Säulendichtegrenze $\log N_{\text{HI}} > 12$ im Rotverschiebungsintervall $3.0 < z < 3.5$ (oben), $1.5 < z < 2.0$ (mitte) und $0.0 < z < 0.5$ (unten). Der **Relevanzfehler** ist für $1\sigma_\xi$ (kurzgestrichelte Linie) und $2\sigma_\xi$ (langgestrichelte Linie) gegeben (königsblau). Man beachte die verschiedenen Skalen rechts und links.

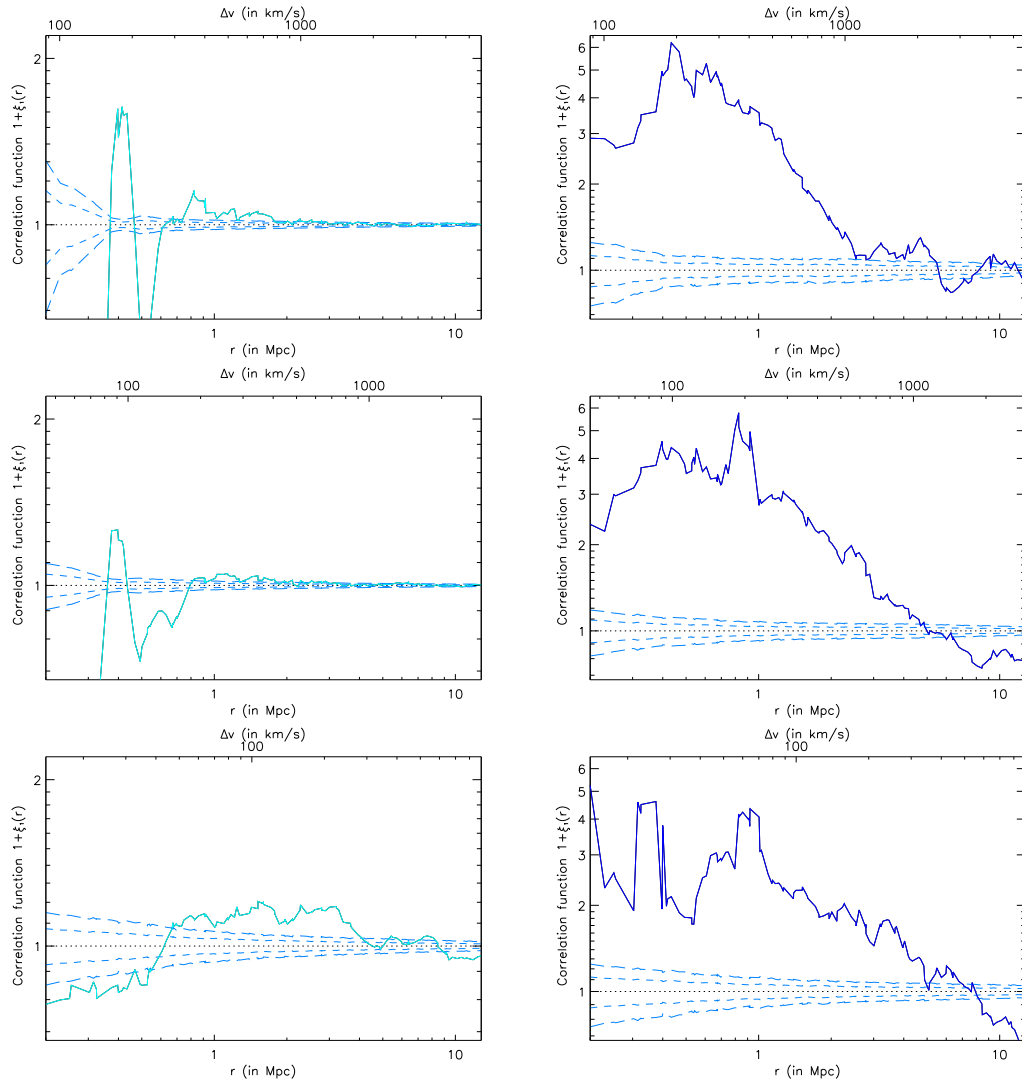


Abbildung B.4: Korrelationsfunktionen $1 + \xi[r]$ der Absorbersysteme **aller** Teilchen ($P_u + P_s$, türkis, links) und nur der **geschockten** Teilchen (P_s , blau, rechts) der Simulation **S2** mit Säulendichtegrenze $\log N_{\text{HI}} > 12$ im Rotverschiebungsintervall $3.0 < z < 3.5$ (oben), $1.5 < z < 2.0$ (mitte) und $0.0 < z < 0.5$ (unten). Der **Relevanzfehler** ist für $1\sigma_\xi$ (kurzgestrichelte Linie) und $2\sigma_\xi$ (langgestrichelte Linie) gegeben (königsblau). Man beachte die verschiedenen Skalen rechts und links.

Über die in der Arbeit beschriebenen Simulationen **S1** und **S2** hinaus wurde eine weitere Simulation **S3** durchgeführt. Simulation **S3** wurde mit einer Auflösung von $l_{c,3} = 50$ kpc bei einer Boxlänge von $L_3 = 25.6$ Mpc als Verteilung von 256^3 Massepunkten in einem 512^3 Zellen umfassenden Gitter realisiert. Damit deckt sie den interessanten Auflösungsbereich zwischen den Simulationen **S1** und **S2** ab, da sie die hohe Auflösung der Massen von Simulationen **S1** unter dem Einfluß großer dynamischer Skalen erschließt. Für Simulation **S3** wurden ebenfalls 50 Sichtlinien aus 144 erstellten Strahlen im Abstand von 2.1 Mpc berechnet und die im Kapitel 3 beschriebenen Verteilungen erstellt. Die Simulation **S3** umfaßte 397 Rechenschritte von denen 277 im Bereich $5 > z > 0$ liegen. Grundsätzlich wäre eine größere Anzahl von Strahlen wünschenswert gewesen, um eine ausreichende Statistik zu gewährleisten (mind. 300 statt der erstellten 144). Die Ergebnisse zeigen jedoch keine deutlichen systematischen Effekte durch die periodischen Randbedingungen der Simulationsbox, und es wurden keine synthetischen Spektren für diese Simulation erstellt.

Eine ausführliche Analyse der Simulation **S3** war im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr möglich, jedoch unterstützen die aus ihr gewonnenen Ergebnisse die Diskussion der Ergebnisse der Simulationen **S1** und **S2** im Hinblick auf auflösungsbedingte Effekte. Die auflösbaren Säulendichten der Simulation **S3** entsprechen denen der Simulation **S1**, da die Auflösung von der Zelllänge l_c und nicht der Boxgröße L abhängt (s. Gleichungen A.60b und A.62b).

Das aus den Säulendichten N_{HI} und Doppler-Parametern b der Simulation **S3** erhaltene Punktediagramm (s. Abbildung C.1) zeigt für kleine Säulendichten deutliche Parallelen zu dem aus Simulation **S1** erhaltenen (s. Abbildung 3.1). Durch die Auflösung von $l_{c,3} = 50$ kpc können auch Objekte geringer Säulendichte dargestellt werden, die Gesamtanzahl der in den jeweiligen Rotverschiebungsintervallen dargestellten Objekte (s. Tabelle C.1) ist von der Größenordnung der Simulation **S1** (s. Tabelle 3.1). Der Anteil der Absorbersysteme aus Populationen P_s ist hingegen vergleichbar mit der Entwicklung von Simulation **S2**. Offensichtlich haben die langwelligen Moden des Leistungsspektrums (die durch die Größe der Simulationsbox bestimmt werden und für Simulation **S3** mit $2\pi(12.8\text{Mpc})^{-1} > k > 2\pi(25.6\text{Mpc})^{-1}$ genau die Hälfte des Bereichs zwischen Simulation **S1** und Simulation **S2** mit $2\pi(12.8\text{Mpc})^{-1} > k > 2\pi(51.2\text{Mpc})^{-1}$ abdecken) bereits zu der Entwicklung einiger größerer Strukturen in der Simulationsbox geführt, was zu der veränderten Entwicklung der Objekte aus Population P_s führt (s. Abschnitt 3.1.1).

	Absorbersysteme in S3	davon in Population P_s
$3.13 < z < 3.5$	505	7.3%
$1.2 < z < 1.46$	634	9.7%
$0.1 < z < 0.23$	453	9.8%

Tabelle C.1: Anzahl der Absorbersysteme auf einem Sichtstrahl in verschiedenen Rotverschiebungsintervallen für Simulation **S3**, über 50 Sichtlinien gemittelt. Weiterhin ist der Anteil der Absorbersysteme, die nur aus Population P_s berechnet wurden, gegeben.

Den Übergang zwischen den aus den langwelligen Moden gebildeten Strukturen von Simu-

lation **S2** zu den fehlenden Strukturen in Simulation **S1** findet man auch in der Verteilung der Doppler-Parameter b der Objekte der Population P_s in Simulation **S3** wieder (s. Abbildung C.2). Die Verteilung kann durch eine abgeschnittene Gaußkurve (s. Gleichung 3.1) beschrieben werden, die bei $z \approx 3$ ein Maximum mit $\bar{b} = (43 \pm 7) \text{ km s}^{-1}$ und $\sigma_b = (24 \pm 6) \text{ km s}^{-1}$ aufweist. Das Maximum liegt nahezu rotverschiebungsunabhängig zwischen dem der Gaußkurven aus Simulationen **S1** und **S2**, wobei die Parameter $\bar{b} = (45 \pm 1) \text{ km s}^{-1}$ mit $\sigma_b = (23 \pm 1) \text{ km s}^{-1}$ bei Rotverschiebung $z \approx 1$ und $\bar{b} = (39 \pm 14) \text{ km s}^{-1}$ mit $\sigma_b = (31 \pm 13) \text{ km s}^{-1}$ bei Rotverschiebung $z \approx 0$ im Rahmen der Fehler variieren. Die durch Population P_s in Simulation **S3** dargestellten Objekte zeigen also ein Temperaturverhalten, das als Übergang zwischen dem der Objekte von Simulation **S1** und Simulation **S2** zu verstehen ist: obwohl die Auflösung von 50 kpc nahelegt, daß sich kühle, kleine Objekte bilden, werden durch die langwelligen Moden eine Anzahl warmer, zusammenhängender Objekte gebildet, deren Temperaturverhalten in einem gegebenem Säulendichteintervall nicht von der Rotverschiebung abhängt.

Die differentielle Verteilung der Säulendichte dn/dN_{HI} für Simulation **S3** bestätigt die aus Abschnitt 3.1.3 erhaltene Schlußfolgerung über die verschiedenen Populationen P_u und P_s (s. Abbildung C.3). Die Verteilung flacht aufgrund der gemeinsamen Auflösung von $l_{c,1.3} = 50 \text{ kpc}$ auf den gleichen Skalen wie Simulation **S1** ab. Die Verteilung wird bei kleinen Säulendichten von Population P_u , bei großen Säulendichten von Population P_s dominiert. Der Übergang findet aufgrund der vergleichbaren Anzahl der Objekte in Population P_s bei etwa gleichen Säulendichten wie in Simulation **S2** statt. Der Exponent β eines gefitteten Potenzgesetzes (s. Gleichung 3.2) liegt daher auch mit $\beta = 1.87 \pm 0.19$ im Intervall $12.5 < \log N_{\text{HI}} < 17.0$ bei $z \approx 3$ und $\beta = 1.63 \pm 0.11$ im Intervall $10.7 < \log N_{\text{HI}} < 17.0$ bei $z \approx 0$ zwischen den Werten der Simulationen **S1** und **S2**, jedoch näher an letzteren.

Die Anzahldichte der Absorbersysteme dn/dz für Simulation **S3** zeigt erwartungsgemäß das gleiche Verhalten wie für Simulation **S1** und **S2**. Die durch Absorbersysteme mit Säulendichten $\log N_{\text{HI}} > 14$ aus Population P_s erzeugte Anzahldichte liegt bei Rotverschiebungen $z > 1.5$ zwischen der aus den Simulation **S1** und **S2** erhaltenen, was sich auch schon in den übrigen Verteilungen abgezeichnet hat. Der Exponent γ eines an die Anzahldichte aus P_s gefitteten Potenzgesetzes (s. Gleichung 3.3) liegt im Rotverschiebungsbereich $0.0 < z < 4.8$ bei $\gamma = 0.44 \pm 0.01$ und dominiert unterhalb $z = 1.5$ die Gesamtverteilung aus beiden Populationen $P_u + P_s$, die einen Anstieg von $\gamma = 0.43 \pm 0.03$ ($0.0 < z < 1.5$) besitzt. In Bereich oberhalb $z = 1.5$ dominieren jedoch die Absorbersysteme der Population P_u mit einem Anstieg von $\gamma = 3.99 \pm 0.01$ ($1.5 < z < 4.8$) die Gesamtverteilung aus $P_u + P_s$, die für höhere Rotverschiebungen immer stärker ansteigt ($\gamma = 1.82 \pm 0.03$ im Bereich $1.5 < z < 3.0$ bzw. $\gamma = 3.69 \pm 0.01$ im Bereich $1.5 < z < 4.8$) (s. Abbildung C.4, oben). Die Anzahldichte für Absorbersysteme aus beiden Populationen der Simulation **S3** bei unterschiedlichen Säulendichtegrenzen $\log N_{\text{HI}} > 12, 13, 14$ zeigt aufgrund der gleichen Auflösung wie Simulation **S1** auch deren Verhalten (s. Abbildung C.4, unten).

An die aus 50 Sichtstrahlen berechneten Korrelationsfunktionen $\xi[r]$ (s. Abbildung C.6 und C.7) wurde bei konstantem Exponenten $\gamma = -1.8$ ein Potenzgesetz gefittet (s. Abschnitt 3.1.5, speziell Gleichung 3.4) und der Korrelationsradius r_0 über der Rotverschiebung z aufgetragen (s. Abbildung C.5). Es zeigt sich, daß auch hier für die aus Population P_s berechneten Absorbersysteme das Korrelationssignal nahezu konstant bleibt bzw. für kleiner werdende Rotverschiebungen z der Korrelationsradius $r_0 \approx 1.1 \text{ Mpc}$ leicht ansteigt, während für die aus beiden Populationen $P_u + P_s$ berechneten Absorbersysteme wieder ein Übergang von einem Korrelationsradius $r_0 \approx 200 \text{ kpc}$ der Population P_u bei hohen Rotverschiebungen zu dem aus Population P_s erhaltenen Korrelationsradius bei kleinen Rotverschiebungen stattfindet.

Die Strukturbildung der Objekte verläuft in Simulation **S3** durch die Existenz langwelliger Moden des Leistungsspektrums analog zu Simulation **S2**. In Population P_s werden größere, zu-

sammenhängende Objekte erzeugt, die in ihren Häufungseigenschaften denen in Simulation **S2** ähneln. Die gemeinsame Korrelationsfunktion der beiden Populationen von Simulation **S3** zeigt die typischen Merkmale der durch Population P_u dominierten Korrelationsfunktionen von Simulation **S2**: Sie weist eine starke Antikorrelation bei Skalen von $r = 250$ kpc (entsprechend der durch die Auflösung von 50 kpc verursachten Größe der Objekte, die von Population P_u nach Population P_s wechseln) auf, welche für kleiner werdende Rotverschiebungen und höhere Säulendichtegrenzen verschwindet. Diese Antikorrelation ist von der gleichen Stärke wie in Simulation **S2**, da der Korrelationsradius der Population P_s stark von dem der Population P_u abweicht und somit ein Signal auf anderen Skalen erzeugt.

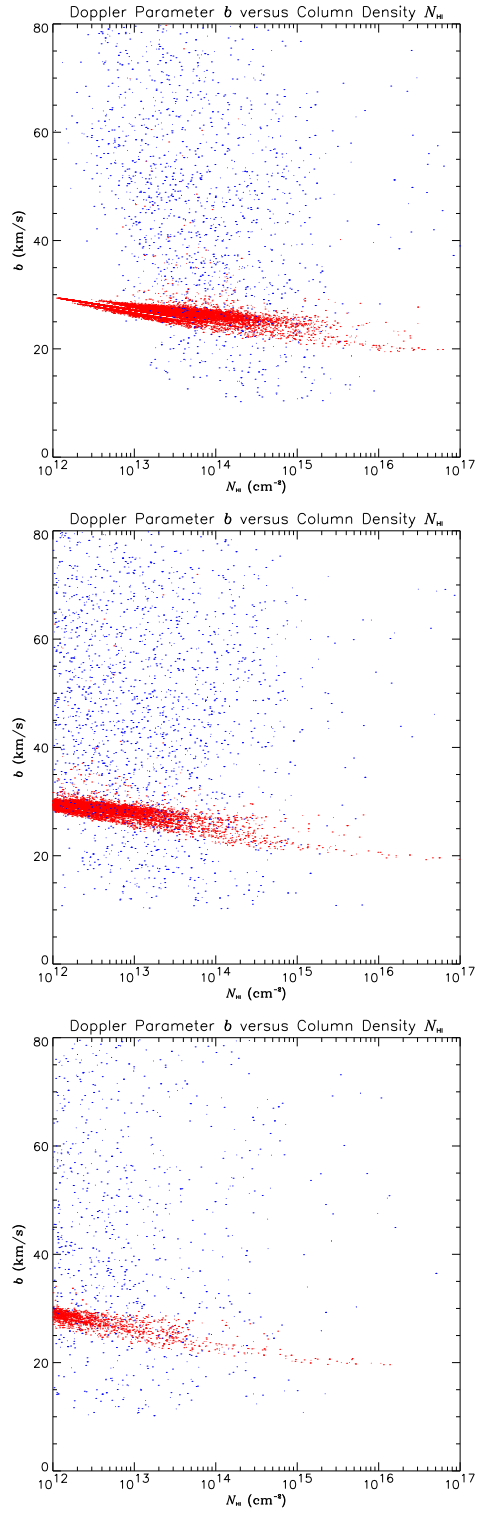


Abbildung C.1: Punktediagramme Doppler-Parameter b über Säulendichten N_{HI} der Simulation **S3** in den Rotverschiebungsintervallen $3.13 < z < 3.5$ (oben), $1.2 < z < 1.46$ (mitte) und $0.1 < z < 0.23$ (unten). Gezeigt ist die Verteilung der aus den **geschockten** (blaue Punkte, Population P_s) und aus den **ungeschockten** (rote Punkte, Population P_u) Teilchen berechneten Absorbersysteme für 50 Sichtlinien.

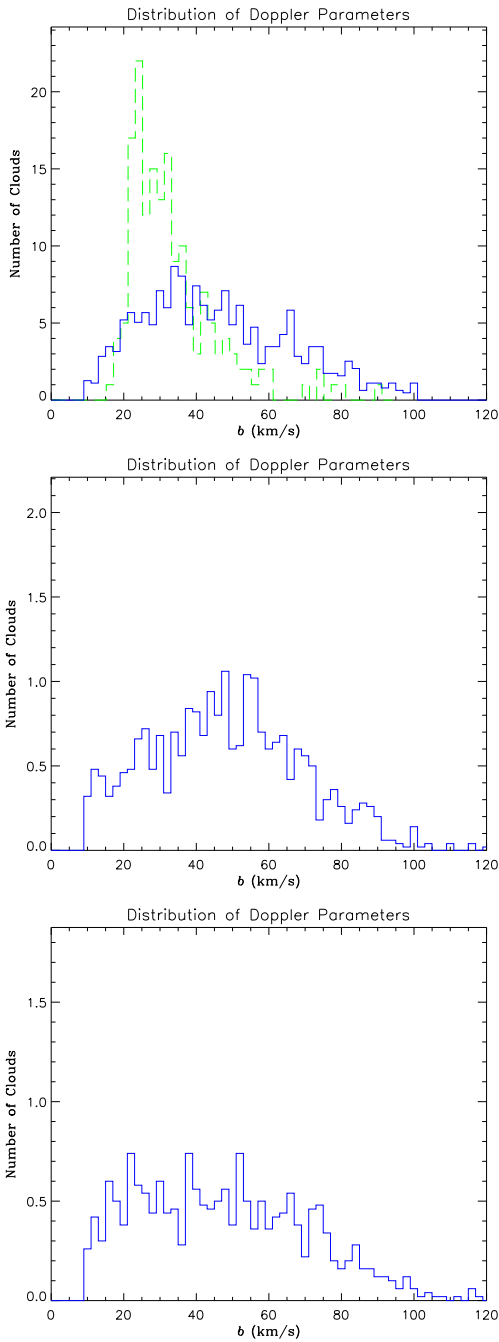


Abbildung C.2: Verteilung der Doppler-Parameter b der Simulation **S3** in den Rotverschiebungsintervallen $3.0 < z < 3.5$ (oben), $1.0 < z < 1.5$ (mitte) und $0.0 < z < 0.5$ (unten) im Säulendichteintervall $13.5 < \log N_{\text{H}} < 14.5$. Gezeigt ist die Verteilung der aus den geschockten (Population P_s , blau) Teilchen berechneten Absorbersysteme. Zum Vergleich sind für Rotverschiebung $z = 3$ Ergebnisse der KECK HIRES Beobachtungen in grün gegeben (Hu et al., 1995).

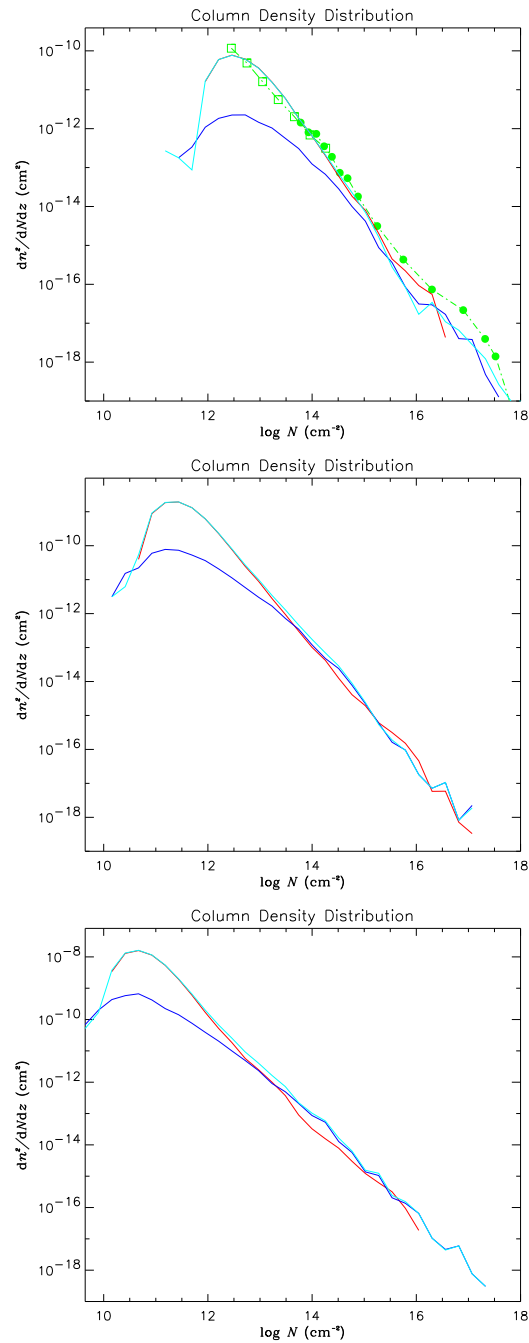


Abbildung C.3: Differentielle Verteilung der Säulendichten dn/dN_{HI} der Simulation **S3** in den Rotverschiebungsintervallen $3.0 < z < 3.5$ (oben), $1.0 < z < 1.5$ (mitte) und $0.0 < z < 0.3$ (unten). Gezeigt ist die Verteilung der aus **allen** Teilchen ($P_u + P_s$, türkis) berechneten und der aus den jeweils nur **geschockten** (P_s , blau) bzw. nur **ungeschockten** (P_u , rot) Teilchen berechneten Absorbersysteme. Zum Vergleich sind für Rotverschiebung $z = 3$ **Beobachtungen** von Hu et al. (1995) (Quadrate) und Petitjean et al. (1993b) (gefüllte Kreise) in grün gegeben.

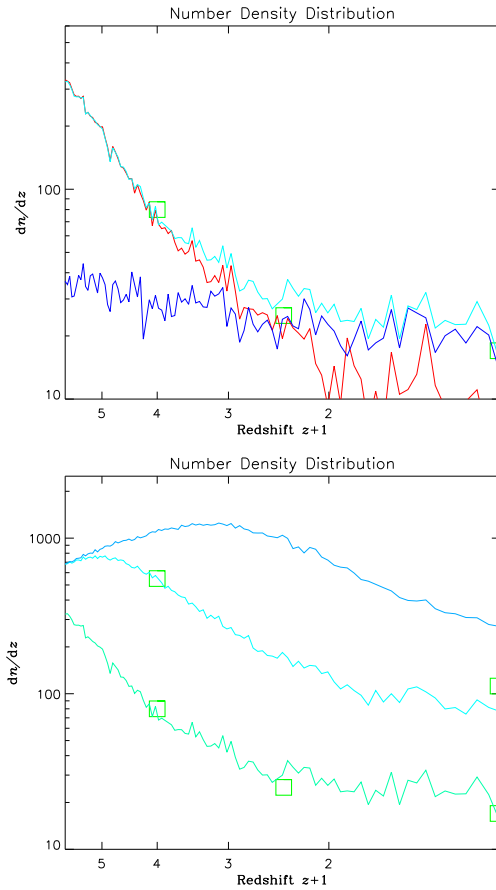


Abbildung C.4: Anzahldichte der Absorber dn/dz der Simulation **S3**. Gezeigt ist die Verteilung der aus **allen** Teilchen ($P_u + P_s$, türkis) berechneten und der aus den jeweils nur **geschockten** (P_s , blau) bzw. nur **ungeschockten** (P_u , rot) Teilchen berechneten Absorbersysteme mit Säulendichten $\log N_{\text{HI}} > 14$ (oben) und die Verteilung der aus **allen** Teilchen ($P_u + P_s$, türkis) berechneten Absorbersysteme mit Säulendichten $\log N_{\text{HI}} > 12, 13, 14$, entsprechend oberer, mittlerer und unterer Kurve (unten). Zum Vergleich sind **Beobachtungen** als grüne Quadrate gegeben: Lu et al. (1991) ($z \approx 3$, $\log N_{\text{HI}} > 14$); Petitjean et al. (1993b) ($z \approx 1.5$, $\log N_{\text{HI}} > 14$); Bahcall et al. (1993) ($z \approx 0$, $\log N_{\text{HI}} > 14$); Bechtold (1994) ($z \approx 3$, $\log N_{\text{HI}} > 13$); Tripp et al. (1997) ($z \approx 0$, $\log N_{\text{HI}} > 13$).

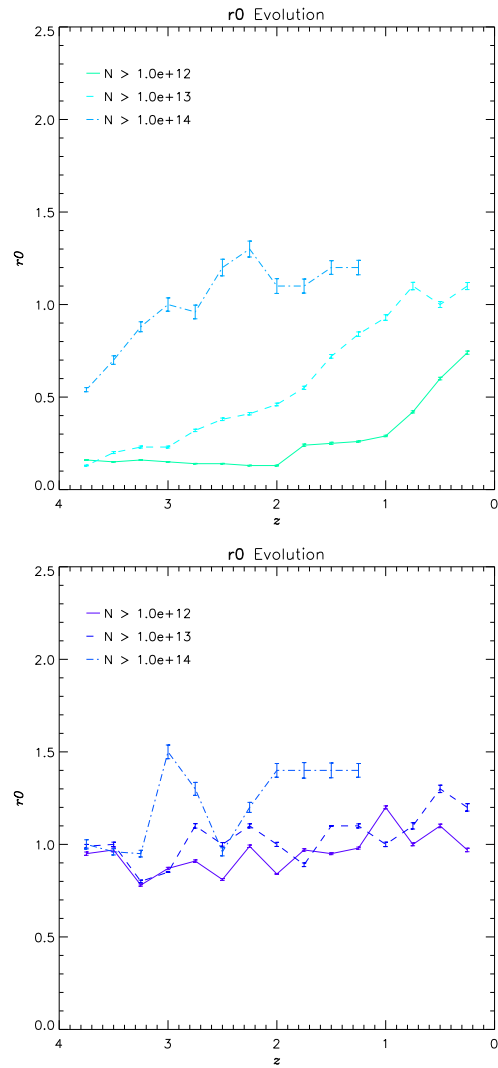


Abbildung C.5: Entwicklung von r_0 in der Korrelationsfunktion $\xi[r] = \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\gamma}$ bei $\gamma = 1.8$ in Abhängigkeit von der Rotverschiebung z für die Simulationen **S3**. Gezeigt ist die Entwicklung bei Berücksichtigung **aller** Teilchen ($P_u + P_s$, türkis) und bei Berücksichtigung der **geschockten** Teilchen (P_s , blau) allein. Die Fehler geben ausschließlich die Parameterfehler durch Fitten des Potenzgesetzes an die Korrelationsfunktionen an. Sie werden i. a. zu kleineren Rotverschiebungen z hin größer.

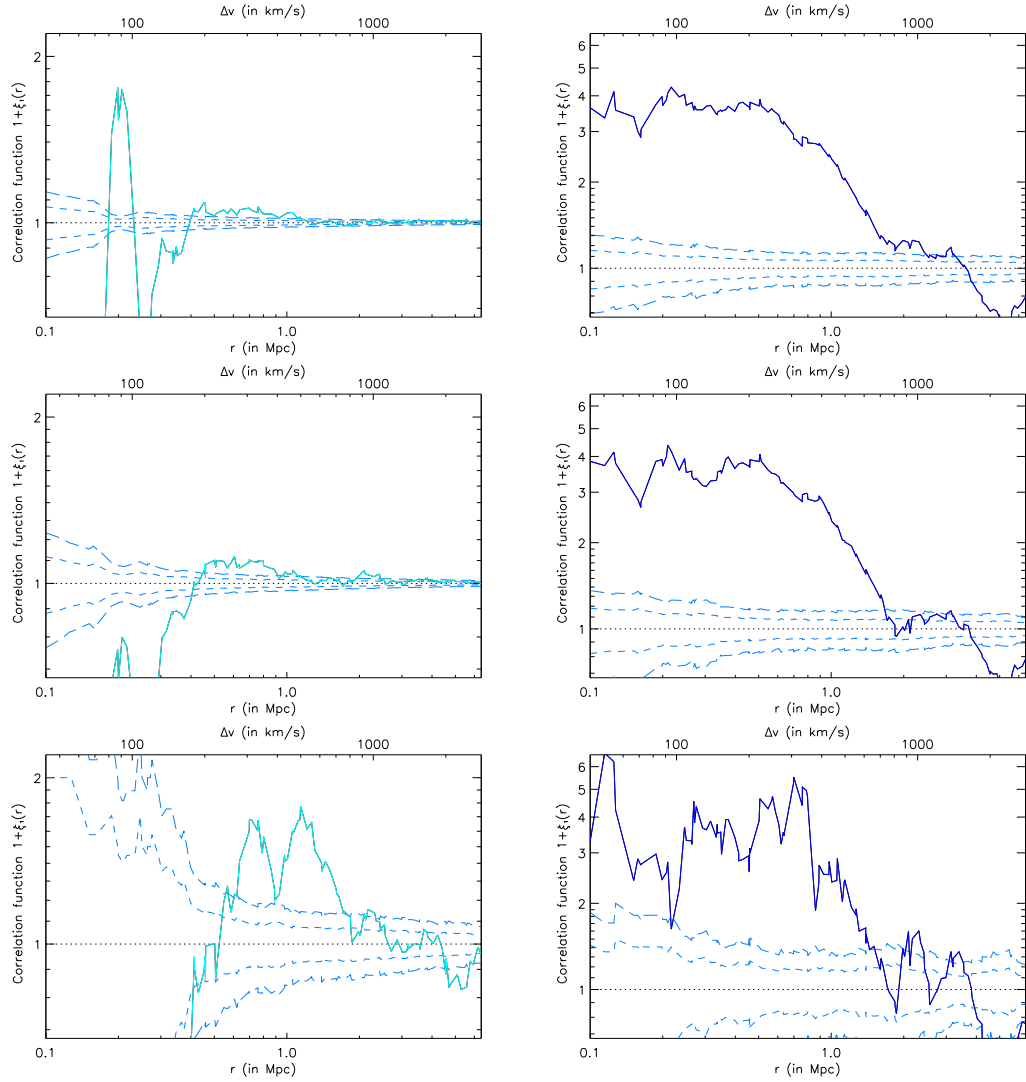


Abbildung C.6: Korrelationsfunktionen $1 + \xi[r]$ der Absorbersysteme **aller** Teilchen ($P_u + P_s$, türkis, links) und nur der **geschockten** Teilchen (P_s , blau, rechts) der Simulation **S3** im Rotverschiebungsintervall $3.0 < z < 3.5$ mit Säulendichtegrenzen $\log N_{\text{HI}} > 12$ (oben), $\log N_{\text{HI}} > 13$ (mitte) und $\log N_{\text{HI}} > 14$ (unten). Der **Relevanzfehler** ist für $1\sigma_\xi$ (kurzgestrichelte Linie) und $2\sigma_\xi$ (langgestrichelte Linie) gegeben (königsblau). Man beachte die verschiedenen Skalen rechts und links.

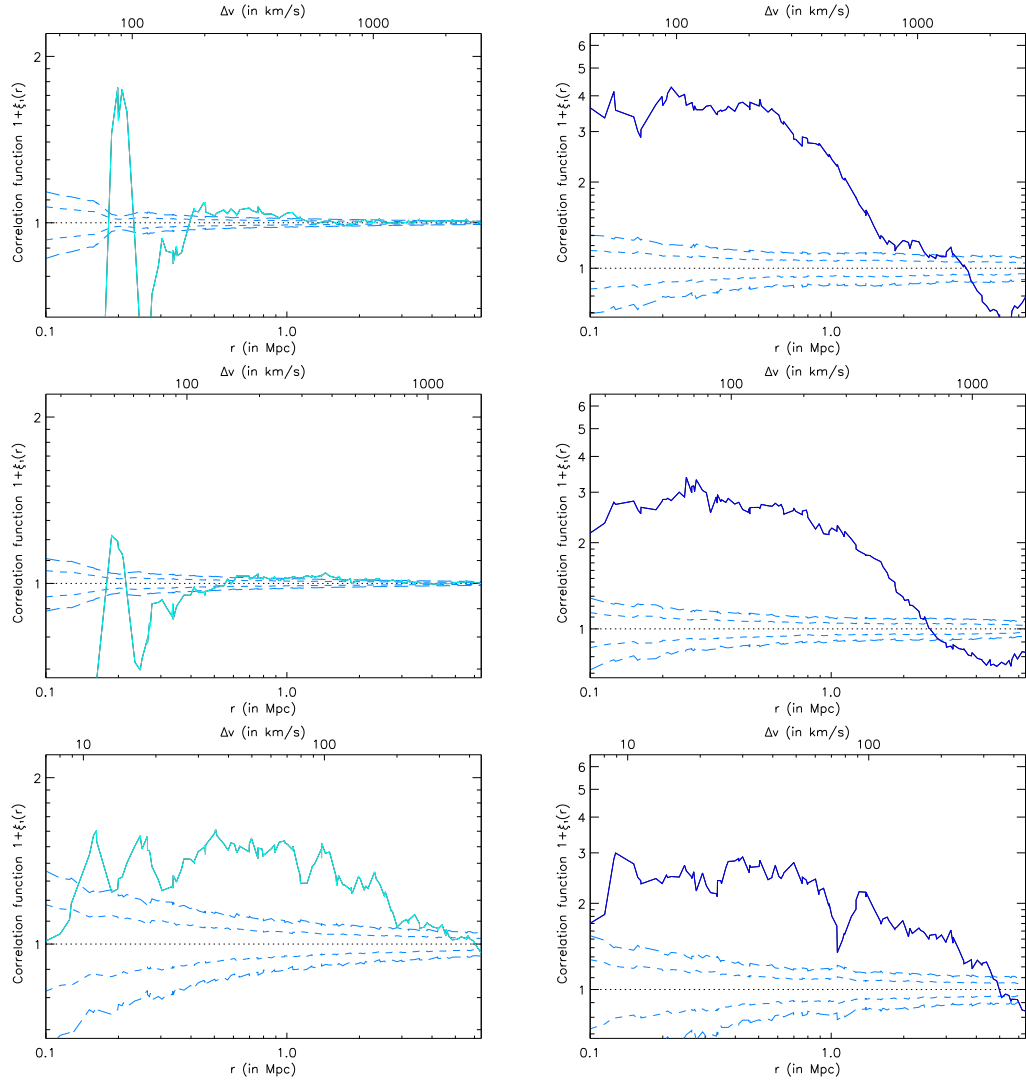


Abbildung C.7: Korrelationsfunktionen $1 + \xi[r]$ der Absorbersysteme **aller** Teilchen ($P_u + P_s$, türkis, links) und nur der **geschockten** Teilchen (P_s , blau, rechts) der Simulation **S3** mit Säulendichtegrenze $\log N_{\text{HI}} > 12$ im Rotverschiebungsintervall $3.0 < z < 3.5$ (oben), $1.5 < z < 2.0$ (mitte) und $0.0 < z < 0.5$ (unten). Der **Relevanzfehler** ist für $1\sigma_\xi$ (kurzgestrichelte Linie) und $2\sigma_\xi$ (langgestrichelte Linie) gegeben (königsblau). Man beachte die verschiedenen Skalen rechts und links.

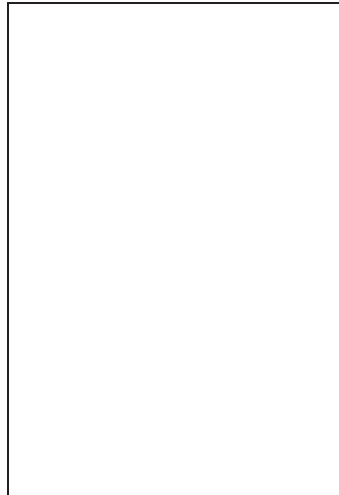
Physikalische Konstanten

Konstante	Wert	Bedeutung
c_0	$2.998 \cdot 10^5 \text{ km s}^{-1}$ $2.998 \cdot 10^{10} \text{ cm s}^{-1}$	Lichtgeschwindigkeit
e	$1.6022 \cdot 10^{-19} \text{ A s}$ $4.8032 \cdot 10^{-10} (\text{g cm}^3 \text{ s}^{-2})^{1/2}$	Elementarladung
G	$6.6726 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$ $6.6726 \cdot 10^{-8} \text{ dyn cm}^2 \text{ g}^{-2}$	Gravitationskonstante
\hbar	$1.05459 \cdot 10^{-34} \text{ J s}$ $1.05459 \cdot 10^{-27} \text{ erg s}$	Planck-Konstante
H_0	$50 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$	Hubble-Konstante (bei Rotverschiebung $z = 0$)
k_B	$1.3807 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$ $1.3807 \cdot 10^{-16} \text{ erg grad}^{-1}$	Boltzmannkonstante
M_\odot	$1.989 \cdot 10^{30} \text{ kg}$ $1.989 \cdot 10^{33} \text{ g}$	Sonnenmasse
m_e	$9.109 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ $9.109 \cdot 10^{-28} \text{ g}$	Elektronenmasse
m_H	$1.0079 \text{ u} = \begin{cases} 1.6737 \cdot 10^{-27} \text{ kg} \\ 1.6737 \cdot 10^{-24} \text{ g} \end{cases}$	Masse des Wasserstoffatoms
$\bar{\rho}_0$	$4.75 \cdot 10^{-30} \Omega_0 \text{ g cm}^{-3}$	Hintergrunddichte des Universums (bei Rotverschiebung $z = 0$)
R_0	$2.7 \cdot 10^{10} \text{ pc}$	Krümmungsradius des kosm. Modells (bei Rotverschiebung $z = 0$)
\mathcal{R}	$8.314 \cdot 10^3 \text{ J K}^{-1} \text{ kmol}^{-1}$ $8.314 \cdot 10^7 \text{ erg grad}^{-1} \text{ mol}^{-1}$	allgemeine Gaskonstante

Tabelle D.1: Liste der verwendeten Konstanten

Konstante	Wert	Bedeutung
$\lambda_{\text{Ly}\alpha}$	1215.67 \AA	Wellenlänge des Ly α -Überganges
$\omega_{\text{Ly}\alpha}$	$15.5 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$	Frequenz des Ly α -Überganges
$f_{\text{Ly}\alpha}$	0.416	Oszillatorenstärke des Ly α -Überganges
$\tau_{\text{Ly}\alpha}$	$1.61 \cdot 10^{-9} \text{ s}$	Lebendauer des angeregten Zustandes

Tabelle D.2: Liste der Parameter des Ly α -Überganges



RÜDIGER RIEDIGER

14. Juni 1969	Geboren als Rüdiger Schmidt in Berlin
1975 – 79	Besuch der Alfred-Adler Grundschule
1979 – 81	Besuch der Grundschule am Königsgraben
1981 – 88	Besuch des Beethoven Gymnasiums
2. Juni 1988	Abitur
1988 – 95	Physikstudium an der Technischen Universität Berlin
31. Oktober 1994	Heirat mit Sabine Riediger
8. Mai 1995	Diplom in Physik
1995 – 98	Mitarbeiter am Astrophysikalischen Institut Potsdam
1996 – 98	Promotionsstudium an der Universität Potsdam
22. September 1998	Geburt von Juliane Eleonore Riediger

- Atwood, B., Baldwin, J. A., und Carswell, R. F.: 1985, Redshift evolution of the Lyman-line-absorbing clouds in quasar spectra, *Astrophys. J.* **292**, 58
- Bahcall, J. H., Bergeron, J., Boksenberg, A., Hartig, G. F., Jannuzi, B. T., Kirhakos, S., Sargent, W. L. W., Savage, B. D., Schneider, D. P., Turnshek, D. A., Weymann, R. J., und Wolfe, A. M.: 1993, The Hubble space telescope quasar absorption line key projekt I. First observational results, including Lyman- α and Lyman-limit systems, *Astrophys. J., Suppl. Ser.* **87**, 1
- Bahcall, J. H. und Salpeter, E. E.: 1965, On the interaction of radiation from distant sources with the intervening medium, *Astrophys. J.* **142**, 1677
- Bajtlik, S., Duncan, R. C., und Ostriker, J. P.: 1988, Quasar ionization of Lyman- α clouds – the proximity effect, a probe of the ultraviolet background at high redshift, *Astrophys. J.* **327**, 570
- Baldwin, J. A., Robinson, L. B., Wampler, E. J., Burbidge, E. M., Burbidge, G. R., und Hazard, C.: 1974, An analysis of the spectrum of the large-redshift quasi-stellar objects OQ 172, *Astrophys. J.* **193**, 513
- Baron, E., Carswell, R. F., Hogan, C. J., und Weymann, R. J.: 1989, Pressure-confined Lyman-alpha clouds, *Astrophys. J.* **337**, 609
- Bechtold, J.: 1987, Statistical studies of the Lyman- α forest, in J. Bergeron, D. Kunth, B. Rocca-Volmerange, und J. Tran-Thanh-Van (Hrsg.), *High Redshift and Primeval Galaxies*, S. 397–418, Editions Frontières, Paris
- Bechtold, J.: 1994, The Lyman-alpha forest near 34 quasi-stellar objects with $z > 2.6$, *Astrophys. J., Suppl. Ser.* **91**, 1
- Bergeron, J.: 1986, The MgII absorption system in the QSO PKS 2128-12 – a galaxy disc/halo with a radius of 65 kpc, *Astron. Astrophys.* **155**, L8
- Black, J. H.: 1981, The physical state of premordial intergalactic clouds, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **197**, 553
- Blanchard, A., Valls-Gabaud, D., und Mamon, G. A.: 1992, The origin of the galaxy luminosity function and the thermal evolution of the intergalactic medium, *Astron. Astrophys.* **264**, 365
- Bond, J. R. und Wadsley, J. W.: 1997, Ly α absorption in the cosmic web, in P. Petitjean und S. Charlot (Hrsg.), *Structure and Evolution of the Intergalactic Medium from QSO Absorption Line Systems*, Proceedings of the 13th IAP Astrophysics Colloquium, S. 143
- Burbidge, E. M., Lynds, C. R., und Burbidge, G. R.: 1966, On the measurement and interpretation of absorption features in the spectrum of the quasi-stellar object 3C 191, *Astrophys. J.* **144**, 447
- Carswell, R. F.: 1988, Properties of the Ly-alpha clouds, in J. C. Blades, D. Turnshek, und C. A. Norman (Hrsg.), *QSO absorption lines: Probing the Universe*, Proceedings of the QSO Absorption Line Meeting, S. 91–100, Cambridge University Press, Cambridge
- Carswell, R. F., Lanzetta, K. M., Parnell, H. C., und Webb, J. K.: 1991, High-resolution spectroscopy of Q1100-126 again, *Astrophys. J.* **371**, 36
- Carswell, R. F., Morton, D. C., Smith, M. G., Stockton, A. N., Turnshek, D. A., und Weymann, R. J.: 1984, The absorption line profiles in Q1100-264, *Astrophys. J.* **278**, 486
- Carswell, R. F., Webb, J. K., Baldwin, J. A., und Atwood, B.: 1987, High-redshift QSO

- absorbing clouds and the background ionizing source, *Astrophys. J.* **319**, 709
- Cen, R., Miralda-Escudé, J., Ostriker, J. P., und Rauch, M.: 1994, Gravitational collapse of small-scale structure as the origin of the Lyman- α forest, *Astrophys. J., Lett.* **437**, 9
- Cen, R. und Ostriker, J. P.: 1993, Cold dark matter cosmology with hydrodynamics and galaxy formation: The evolution of the intergalactic medium and background radiation fields, *Astrophys. J.* **417**, 404
- Charlton, J. C.: 1995, Models of Ly α forest clouds, in G. Meylan (Hrsg.), *Quasar absorption lines*, Proceedings of the ESO Workshop, S. 405–418, Springer, Heidelberg
- Charlton, J. C., Salpeter, E. E., und Linder, S. M.: 1994, Competition between pressure and gravity confinement in Lyman alpha forest observations, *Astrophys. J.* **430**, 29
- Chernomordik, V. V.: 1995, Evidence for small-scale clustering in a column-density – limited sample of the Lyman-alpha forest, *Astrophys. J.* **440**, 431
- Cooke, A. J., Espey, B., und Carswell, R. F.: 1997, Evolution of the ionizing background at high redshifts, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **284**, 552
- Cristiani, S., D’Odorico, S., D’Odorico, V., Fontana, A., Giallongo, E., und Savaglio, S.: 1997, The clustering properties of the Lyman- α clouds, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **285**, 209
- Cristiani, S., D’Odorico, S., Fontana, A., Giallongo, E., und Savaglio, S.: 1995, The space distribution of the Lyman alpha clouds in the line of sight to the $z = 3.66$ QSO 0055-269, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **273**, 1016
- Croom, S. M. und Shanks, T.: 1996, QSO clustering – III. Clustering in the Large Bright Quasar Survey and evolution of the QSO correlation function, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **281**, 893
- Crotts, A. P. S. und Fang, Y.: 1998, Reobservation of close QSO groups: The size evolution and shape of Lyman alpha clouds, *Astrophys. J.* **502**, 16
- Davé, R., Hernquist, L., Weinberg, D. H., und Katz, N.: 1997, Voigt-profile analysis of the Ly α forest in a cold dark matter universe, *Astrophys. J.* **477**, 21
- Dinshaw, N., Foltz, C. B., Impey, C. D., Weymann, R. J., und Morris, S. L.: 1995, Large size of Lyman- α gas clouds at intermediate redshifts, *Nature* **373**, 223
- Donahue, M., Aldering, G., und Stocke, J. T.: 1995, Low surface brightness H α observations of local intergalactic hydrogen clouds, *Astrophys. J., Lett.* **450**, 45
- Donahue, M. und Shull, J. M.: 1991, New photoionization models of intergalactic clouds, *Astrophys. J.* **383**, 511
- Fang, Y., Duncan, R. C., Crotts, A. P. S., und Bechtold, J.: 1996, The size and nature of Lyman- α forest clouds probed by QSO pairs and groups, *Astrophys. J.* **462**, 77
- Giallongo, E., Cristiani, S., D’Odorico, S., Fontana, A., und Savaglio, S.: 1996, The proximity effect, the UV background, and the statistics of the Ly α lines at high resolution, *Astrophys. J.* **466**, 46
- Goldreich, P. und Sargent, W. L. W.: 1976, Quasar absorption lines, *Comments Astrophys.* **6**, 133
- Gunn, J. E. und Peterson, B. A.: 1965, Of the density of neutral hydrogen in intergalactic space, *Astrophys. J.* **142**, 1633
- Haehnelt, M. G., Rauch, M., und Steinmetz, M.: 1996, Non-equilibrium effects on line-of-sight size estimates of QSO absorption systems, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **283**, 1055
- Haehnelt, M. G., Steinmetz, M., und Rauch, M.: 1998, Damped Ly α absorber at high redshift: Large disks or galactic building blocks?, *Astrophys. J.* **495**, 647
- Henry, V.: 1998, Analyse des raies d’absorption dans le spectre du quasar QSO 2000-330, *Diplomarbeit*, Institut d’Astrophysique de Paris
- Hernquist, L., Katz, N., Weinberg, D. H., und Miralda-Escudé, J.: 1996, The Lyman-alpha forest in the cold dark matter model, *Astrophys. J., Lett.* **457**, 51

- Hockney, R. W. und Eastwood, J. W.: 1981, *Numerical Simulations using Particles*, McGraw-Hill, New York
- Hu, E. M., Kim, T.-S., Cowie, L. L., Songaila, A., und Rauch, M.: 1995, The distribution of column densities and b values in the Lyman-alpha forest, *Astron. J.* **110**, 1526
- Ikeuchi, S.: 1986, The baryon clump within an extended dark matter region, *Astrophys. Space. Sci.* **118**, 509
- Ikeuchi, S.: 1991, Cosmological implications of HI absorption systems, in *Proceedings of Japan-France seminar on primeval galaxies and related problems*, Band 16 von *Ann. Phys. Colloq.*, S. 203–210
- Ikeuchi, S., Murakami, I., und Rees, M. J.: 1989, Column density distribution of the Lyman- α forest – evidence for the minihalo model, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **236**, 21P
- Ikeuchi, S. und Ostriker, J. P.: 1986, Evolution of the intergalactic medium: what happened during the epoch $z = 3 - 10$?, *Astrophys. J.* **301**, 522
- Impey, C. D., Petry, C. E., Malkan, M. A., und Webb, W.: 1996, Spectroscopy of bright quasars with the Hubble Space Telescope and Lyman-alpha absorption lines in the redshift range $0.5 < z < 1.7$, *Astrophys. J.* **463**, 473
- Jannuzi, B. T., Bahcall, J. N., Bergeron, J., Boksenberg, A., Hartig, G. F., Kirhakos, S., Sargent, W. L. W., Savage, B. D., Schneider, D. P., Turnshek, D. A., Weymann, R. J., und Wolfe, A. M.: 1998, The Hubble Space Telescope quasar absorption line key project. XIII. A census of absorption-line systems at low redshift, *Astrophys. J., Suppl. Ser.* **118**, 1
- Jenkins, E. B. und Ostriker, J. P.: 1991, Lyman- α depression of the continuum from high-redshift quasars – a new technique applied in search of the Gunn-Peterson effect, *Astrophys. J.* **376**, 33
- Kates, R. E., Kotov, E. V., und Klypin, A. A.: 1991, High resolution simulation of galaxy formation on a cold dark matter scenario, *Astron. Astrophys.* **243**, 295
- Katz, N., Weinberg, D. H., und Hernquist, L.: 1996, Cosmological simulations with TreeSPH, *Astrophys. J., Suppl. Ser.* **105**, 19
- Kim, T.-S., Hu, E. M., Cowie, L. L., und Songaila, A.: 1997, The redshift evolution of the Ly α forest, *Astron. J.* **114**, 1
- Kinman, T. D.: 1966, Object PHL 938 in the Haro-Luyten catalogue of blue stars, *Astrophys. J.* **144**, 1232
- Kirkman, D. und Tytler, D.: 1997, Intrinsic properties of the $z \geq 2.7$ Lyman α forest from Keck spectra of QSO HS 1946+7658, *Astrophys. J., Lett.* **484**, 672
- Klypin, A. A. und Kates, R. E.: 1991, Superclusters are warm, not hot: the predicted flux distribution of soft X-rays, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **251**, 41P
- Kulkarni, V. P. und Fall, S. M.: 1993, The proximity effect and the mean intensity of ionizing radiation at low redshifts, *Astrophys. J., Lett.* **413**, 63
- Landy, S. D. und Szalay, A. S.: 1993, Bias and variance of angular correlation functions, *Astrophys. J.* **412**, 64
- Lanzetta, K. M.: 1988, An investigation of Lyman-limit absorption in QSO spectra: Indirect evidence for evolution of the multicomponent nature of the absorbers, *Astrophys. J.* **332**, 96
- Lanzetta, K. M.: 1991, Evolution of high-redshift Lyman-limit absorption systems, *Astrophys. J.* **375**, 1
- Lanzetta, K. M., Bowen, D. B., Tytler, D., und Webb, J. K.: 1995, The gaseous extent of galaxies and the origin of Lyman- α absorption systems: A survey of galaxies in the fields of Hubble space telescope spectroscopic target QSOs, *Astrophys. J.* **422**, 538
- Le Brun, V., Bergeron, J., und Boissé, P.: 1996, Observational constraints on the nature of low redshift Ly α absorbers, *Astron. Astrophys.* **306**, 691

- Lu, L., Sargent, W. L. W., Barlow, T. A., und Rauch, M.: 1998, The metal contents of very low column density Lyman-alpha clouds: Implications for the origin of heavy elements in the intergalactic medium, *Astron. J.*, (im Druck)
- Lu, L., Sargent, W. L. W., Womble, D. S., und Takada-Hidai, M.: 1996, The Lyman-alpha forest at z approximately 4: Keck HIRES observations of Q0000-26, *Astrophys. J.* **472**, 509
- Lu, L., Wolfe, A. M., und Turnshek, D. A.: 1991, The redshift distribution of Lyman- α clouds and the proximity effect, *Astrophys. J.* **367**, 19
- Lynds, C. R. und Stockon, A. N.: 1966, The large redshift of the quasi-stellar source 1116+12, *Astrophys. J.* **144**, 446
- Meiksin, A. und Bouchet, F. R.: 1995, Lyman-alpha forest correlations using neighbor counts, *Astrophys. J., Lett.* **448**, 85
- Melott, A. L.: 1980, Quasar Ly α absorbers: are precise conclusions possible?, *Astrophys. J.* **241**, 889
- Miralda-Escudé, J., Cen, R., Ostriker, J. P., und Rauch, M.: 1996, The Ly α forest from gravitational collapse in the cold dark matter + lambda model, *Astrophys. J.* **471**, 582
- Miralda-Escudé, J., Rauch, M., Sargent, W. L. W., Barlow, T., Weinberg, D. H., Hernquist, L., Katz, N., Cen, R., und Ostriker, J. P.: 1997, New statistical measures of the ly α forest spectra for accurate comparison to theoretical models, in P. Petitjean und S. Charlot (Hrsg.), *Structure and Evolution of the Intergalactic Medium from QSO Absorption Line Systems*, Proceedings of the 13th IAP Astrophysics Colloquium, S. 155
- Mo, H. J., Xia, X. Y., Deng, Z. G., Börner, G., und Fang, L. Z.: 1992, Characteristic scales in the distribution of QSO absorption line systems, *Astron. Astrophys.* **256**, L23
- Mücket, J. P. und Müller, V.: 1987, On the clustering of Ly-alpha absorption lines in QSO spectra, *Astrophys. Space. Sci.* **139**, 163
- Mücket, J. P., Petitjean, P., Kates, R. E., und Riediger, R.: 1996, Evolution of the Lyman- α forest: a consistent picture, *Astron. Astrophys.* **308**, 17
- Mücket, J. P., Petitjean, P., und Riediger, R.: 1997a, The evolution of the Lyman α forest, in P. Petitjean und S. Charlot (Hrsg.), *Structure and Evolution of the Intergalactic Medium from QSO Absorption Line Systems*, Proceedings of the 13th IAP Astrophysics Colloquium, S. 149
- Mücket, J. P. und Riediger, R.: 1997, Modeling the evolution of the Lyman α forest, in N. R. Tanvir, A. Aragón-Salamaca, und J. V. Wall (Hrsg.), *The Hubble Space Telescope and the High Redshift Universe*, The 37th Herstmonceux Conference, S. 345
- Mücket, J. P., Riediger, R., und Petitjean, P.: 1997b, QSO absorption lines as chronicle of the structure formation history, in V. Müller, S. Gottlöber, J. P. Mücket, und J. Wambsganss (Hrsg.), *Large Scale Structure: Tracks and Traces*, Proceedings of the 12th Potsdam Cosmology Workshop, S. 75
- Mücket, J. P., Riediger, R., und Petitjean, P.: 1998a, Qso absorption lines and the 3D matter distribution, in *Wide Field Surveys in Cosmology*, Proceedings of the 14th IAP Astrophysics Colloquium, (im Druck)
- Mücket, J. P., Riediger, R., und Petitjean, P.: 1998b, Simulations of the large-scale structure, formation & the evolution of the Lyman α forest comparison with observations, in D. Hamilton (Hrsg.), *The Evolving Universe*, Ringberg Workshop on Large-Scale Structure, S. 303
- Murakami, I. und Ikeuchi, S.: 1990, On the HI column density distribution of absorption systems of quasars, *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **42**, L11
- Murdoch, H. S., Hunstead, R. W., Pettini, M., und Blades, J. C.: 1986, Absorption spectrum of the $z = 3.78$ QSO 2000-330: II. the redshift and equivalent width distributions of primordial hydrogen clouds, *Astrophys. J.* **309**, 19

- Oke, J. B. und Korycansky, D. G.: 1982, Absolute spectrophotometry of very large redshift quasars, *Astrophys. J.* **255**, 11
- Ostriker, J. P., Bajtlik, S., und Duncan, R. C.: 1988, Clustering and voids in the Lyman- α forest, *Astrophys. J., Lett.* **327**, 35
- Peebles, P. J. E.: 1980, *The Large Scale Structure of the Universe*, Princeton University Press
- Petitjean, P., Bergeron, J., Carswell, R. F., und Puget, J. L.: 1993a, Detailed structure of expanding photoionized Ly-alpha clouds, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **260**, 67
- Petitjean, P., Bergeron, J., und Puget, J. L.: 1992, Truncated photoionized autogravitating clouds at high redshift, *Astron. Astrophys.* **265**, 375
- Petitjean, P., Mückel, J. P., und Kates, R. E.: 1995, The Ly α forest at low redshift: Tracing the dark matter filaments, *Astron. Astrophys.* **295**, L9
- Petitjean, P., Rauch, M., und Carswell, R. F.: 1994, The z_{abs} approximately z_{em} 2 QSO absorption line systems: evidence for abundances in excess of solar, *Astron. Astrophys.* **291**, 29
- Petitjean, P., Riediger, R., und Rauch, M.: 1996, The metal line systems in HS1700+6416: Evidence for inhomogeneities, *Astron. Astrophys.* **307**, 417
- Petitjean, P., Webb, J. K., Rauch, M., Carswell, R. F., und Lanzetta, K.: 1993b, Evidence for structure in the HI column density distribution of QSO absorbers, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **262**, 499
- Press, W. H. und Rybicki, G. B.: 1993, Properties of high-redshift Lyman-alpha clouds. II. Statistical properties of the clouds, *Astrophys. J.* **418**, 585
- Rauch, M.: 1998, The Lyman alpha forest in the spectra of QSOs, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **36**, 267
- Rauch, M., Carswell, R. F., Chaffee, F. H., Flotz, C. B., Webb, J. K., Weymann, R. J., Bechtold, J., und Green, R. F.: 1992, The Lyman forest of 0014+813, *Astrophys. J.* **390**, 387
- Rauch, M. und Haehnelt, M. G.: 1995, Ω_{baryon} and the geometry of intermediate-redshift Lyman α absorption systems, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **275**, L76
- Rauch, M., Miralda-Escudé, J., Sargent, W. L. W., Barlow, T. A., Weinberg, D. H., Hernquist, L., Katz, N., Cen, R., und Ostriker, J. P.: 1997, The opacity of the Ly α forest and implications for Ω_{b} and the ionizing background, *Astrophys. J.* **489**, 7
- Rees, M. J.: 1986, Lyman absorption lines in quasar spectra: evidence for gravitationally-confined gas in dark minihalos, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **218**, 25P
- Rees, M. J.: 1995, Sizes and dynamics of the Lyman forest clouds, in G. Meylan (Hrsg.), *Quasar absorption lines*, Proceedings of the ESO Workshop, S. 419–425, Springer, Heidelberg
- Riediger, R. und Mückel, J. P.: 1997, Clustering properties of Ly α absorption lines in numerical simulations, in V. Müller, S. Gottlöber, J. P. Mückel, und J. Wambsganss (Hrsg.), *Large Scale Structure: Tracks and Traces*, Proceedings of the 12th Potsdam Cosmology Workshop, S. 79
- Riediger, R., Mückel, J. P., und Petitjean, P.: 1997, Reanalysis of the simulated Ly α forest, in P. Petitjean und S. Charlot (Hrsg.), *Structure and Evolution of the Intergalactic Medium from QSO Absorption Line Systems*, Proceedings of the 13th IAP Astrophysics Colloquium, S. 442
- Riediger, R., Mückel, J. P., und Petitjean, P.: 1998a, Evolution of correlation functions in modelled Lyman α forest spectra, in *The Birth of Galaxies*, Proceedings of the Xth Rencontres de Blois, (im Druck)
- Riediger, R. und Petitjean, P.: 1995, Reanalysis of the LLS systems in QSO HS 1700+6416, in G. Meylan (Hrsg.), *Quasar absorption lines*, Proceedings of the ESO Workshop, S. 193–194, Springer, Heidelberg
- Riediger, R., Petitjean, P., und Mückel, J. P.: 1998b, Evolution of the Lyman α forest from high

- to low redshift, *Astron. Astrophys.* **329**, 30
- Sargent, W. L. W.: 1998, Abundance ratios in QSO absorption line systems, in *Galaxy Evolution: Connecting the Distant Universe with the Local Fossil Record*, Les Rencontres de l'Observatoire, S. 39
- Sargent, W. L. W., Steidel, C. C., und Boksenberg, A.: 1989, A survey of Lyman-limit absorption in the spectra of 59 high-redshift QSOs, *Astrophys. J., Suppl. Ser.* **69**, 703
- Sargent, W. L. W., Young, P. J., Boksenberg, A., und Tytler, D.: 1980, The distribution of Lyman- α absorption lines in the spectra of six QSOs: evidence for an intergalactic origin, *Astrophys. J., Suppl. Ser.* **42**, 41
- Smette, A., Robertson, J. G., Shaver, P. A., Reimers, D., Wisotzki, L., und Koehler, T.: 1995, The gravitational lens candidate HE 1104-1805 and the size of absorption systems, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **113**, 119
- Songaila, A.: 1998, The redshift evolution of the metagalactic ionizing flux inferred from metal line ratios in the Lyman forest, *Astron. J.* **115**, 2184
- Steinmetz, M.: 1996, GRAPESPH: cosmological smoothed particle hydrodynamics simulations with the special-purpose hardware GRAPE, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **278**, 1005
- Stockon, A. N. und Lynds, C. R.: 1966, The remarkable absorption spectrum of 3C 191, *Astrophys. J.* **144**, 451
- Tripp, T. M., Lu, L., und Savage, B. D.: 1997, The relationship between galaxies and low redshift weak Ly α clouds in the directions of HS 1821+643 and PG 1116+215, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **191**, 8402
- Unsöld, A. und Baschek, B.: 1991, *Der neue Kosmos*, Springer, Berlin Heidelberg
- Weinberg, D. H., Hernquist, L., und Katz, N.: 1997, Photoionization, numerical resolution, and galaxy formation, *Astrophys. J.* **477**, 8
- Weymann, R. J., Carswell, R. F., und Smith, M. G.: 1981, Absorption lines in the spectra of quasistellar objects, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **19**, 41
- Weymann, R. J., Jannuzi, B. T., Lu, L., Bahcall, J. N., Bergeron, J., Boksenberg, A., Hartig, G. F., Kirhakos, S., Sargent, W. L. W., Savage, B. D., Schneider, D. P., Turnshek, D. A., und Wolfe, A. M.: 1998, The HST quasar absorption line key project. XIV. The evolution of Ly-alpha absorption lines in the redshift interval 0 to 1.5, *Astrophys. J.* **506**, 1
- Williger, G. M., Baldwin, J. A., Carswell, R. F., Cooke, A. J., Hazard, C., Irwin, M. J., McMahon, R. G., und Storrie-Lombardi, L. J.: 1994, Lyman- α absorption in the spectrum of the $z = 4.5$ QSO BR 1033-0327, *Astrophys. J.* **428**, 574
- Wolfe, A. M., Turnshek, D. A., Smith, H. E., und Cohen, R. D.: 1986, Damped Lyman- α absorption by disk galaxies with large redshifts. I – the Lick survey, *Astrophys. J., Suppl. Ser.* **61**, 249
- Yepes, G., Kates, R. E., Khokhlov, A., und Klypin, A.: 1997, Hydrodynamical simulations of galaxy formation: effects of supernova feedback, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **284**, 235
- Young, P. J., Sargent, W. L. W., und Boksenberg, A.: 1982, A high-redshift study of the absorption spectra of three QSOs: evidence for cosmological evolution in the Lyman- α lines, *Astrophys. J.* **252**, 10
- Zel'dovich, Y. B.: 1970, Fragmentation of a homogeneous medium under the action of gravitation, *Astrophysics* **6**, 164
- Zhang, Y., Anninos, P., und Norman, M. L.: 1995, A multispecies model for hydrogen and helium absorbers in Lyman-alpha forest clouds, *Astrophys. J., Lett.* **453**, 57
- Zhang, Y., Anninos, P., Norman, M. L., und Meiksin, A.: 1997, Spectral analysis of the Ly-alpha forest in a cold dark matter cosmology, *Astrophys. J.* **485**, 496
- Zhang, Y., Meiksin, A., Anninos, P., und Norman, M. L.: 1998, Physical properties of the Ly α forest in a cold dark matter cosmology, *Astrophys. J.* **495**, 63