

**Zum Einfluss von geladenen Aerosolen  
auf die inkohärente Rückstreuung  
von Radarwellen  
aus der oberen Mesosphäre**

von **Georg Teiser**

Diese Forschungsarbeit wurde als Diplomarbeit am Institut für  
Physik der Mathematischen-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
Rostock angenommen.

Gutachter: Prof. Dr. Markus Rapp  
Dr. Irina Strelnikova





# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Aerosole in der Mesosphäre: Überblick und Einfluss . . . . .	1
1.2	Aufgabenstellung und Aufbau der Arbeit . . . . .	3
<b>2</b>	<b>Meteorstaubpartikel</b>	<b>4</b>
2.1	Eintrag durch Meteoroiden, Ablation und Rekondensation zu Staubteilchen . . . . .	5
2.2	Messungen von Meteorstaubpartikeln . . . . .	8
<b>3</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>10</b>
3.1	IS - Inkohärente Streuung . . . . .	10
3.2	Einfluss von geladenen Aerosolteilchen auf die Rückstreuung von Radarwellen . . . . .	12
3.2.1	Ableitung von MSP-Parametern aus der inkohärenten Rückstreuungs-Theorie nach Cho . . . . .	13
3.2.2	Einfluss verschiedener Parameter auf das Spektrum . . . . .	17
<b>4</b>	<b>Sensitivitätsstudien für die Bestimmung der physikalischen Eigenschaften von MSP</b>	<b>32</b>
4.1	Grenzen der Messeinrichtungen . . . . .	32
4.2	Einfluss der Temperatur und Neutralgasdichte . . . . .	41
4.3	Methodik zur Bestimmung von Meteor Smoke Particel (MSP)-Parametern aus der Form von ISR-Spektren der D-Schicht . . . . .	43
4.3.1	Die klassische ISR-Analyse . . . . .	43
4.3.2	Die n-Parameter Analyse . . . . .	44
4.3.3	Analyse mittels der Summe zweier Lorentzspektren . . . . .	44
4.4	Simulation der Spektren . . . . .	46
4.5	Bestimmung der spektralen Breiten und der Amplitude der ACF durch Kurvenanpassung . . . . .	47
<b>5</b>	<b>Messungen und Ergebnisse der ECOMA-Messkampagne 2010</b>	<b>61</b>
5.1	Messeinrichtung und verfügbare Daten . . . . .	61
5.2	Nachweis von MSP mit ISR Technik am Fallbeispiel . . . . .	65
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>72</b>

<b>A Ausführliche Erläuterung von Gleichungen aus Kapitel 3</b>	<b>75</b>
A.1 Ausführliche Erläuterung der ISR-Rückstreuung nach <i>Cho et al.</i> (1998) . . . . .	75
A.2 Gesamtlesistung der IS-Rückstreuung . . . . .	79
A.3 Gleichung A.15 . . . . .	80
A.4 Gleichung 3.9 . . . . .	80
<b>B Einfluss verschiedener Parameter auf das Spektrum</b>	<b>81</b>
B.1 Temperatur, Massen und Anzahldichten . . . . .	81
B.2 Grenzen der Messeinrichtungen . . . . .	83
<b>C Bestimmung der spektralen Breiten und der Amplitude der ACF durch Kurvenanpassung</b>	<b>84</b>
C.1 kl. spektrale Breite und Parameter $n$ bei einfach positiver Teilchen Ladung . . . . .	85
C.2 M1 a mit $Q_p=1$ und $\Delta T$ . . . . .	86
C.3 Temperaturen bestimmt nach Gl. 4.5 . . . . .	87
C.4 Temperaturen bestimmt nach Gl. 3.4 . . . . .	88
C.5 50/50 Anteil negative und positive Ladung . . . . .	90
C.6 PFISR . . . . .	93
<b>D Messzeiten der ECOMA-Kampagne 2010</b>	<b>95</b>
<b>E Skript zur Berechnung ISR-Spektren der D-Schicht mittels Cho-Theorie</b>	<b>97</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>100</b>
Abkürzungsverzeichnis . . . . .	103
Literatur . . . . .	104



# Kapitel 1

## Einleitung

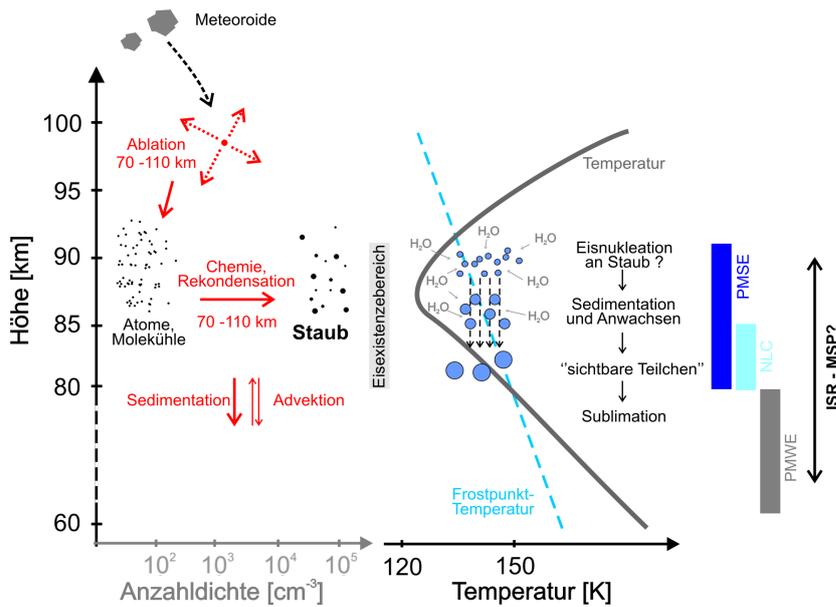
### 1.1 Aerosole in der Mesosphäre: Überblick und Einfluss

In den letzten Jahren sind zwei Arten von Aerosolen der Mesosphäre ( $\sim 50\text{--}100\text{ km}$ ) und damit verbundene Phänomene von Atmosphärenwissenschaftlern stark in den Fokus gerückt worden. Diese beiden Arten sind mesosphärische Eisteilchen und Meteorstaubteilchen (*meteoric smoke particles* – MSP). Die Eisteilchen sind unter bestimmten Bedingungen (*Lübken (1999)*) optisch in Form von nachleuchtenden Wolken (*noctilucent clouds* – NLC) in Richtung der bereits untergegangenen Sonne in den Sommermonaten sichtbar.

Zusätzlich beeinflussen diese Eisteilchen das Umgebungsplasma der D-Schicht (unterste Schicht der Ionosphäre der Erde in einer Höhe von  $\sim 70\text{--}90\text{ km}$ ) durch Initiieren einer Nettoladung (*Rapp and Thomas (2006)*), die zur Änderung der Plasmadiffusion beiträgt und starke Radarechos im Bereich von HF bis UHF Wellenlängen (*Cho and Röttger (1997)*) zur Folge hat. Diese Echos sind bekannt unter dem Namen polare mesosphärische Sommerechos (*polar mesospheric summer echos*) oder PMSEs.

MSP sind nach etabliertem Wissen Sekundärprodukte der Materialabtragung (Ablation, siehe Abb. 1.1) von Meteoriten (*Hunten et al. (1980)*). Es wird angenommen, dass ein Großteil der  $\sim 10\text{--}100\text{ t/d}$  Material, durch Ablation von Meteoriten in einer Höhe von  $\sim 70\text{--}110\text{ km}$  eingetragen, in kleine Subnanometer große Teilchen rekondensieren. Aufgrund von brownischer Koagulation können diese auf eine Größe von  $1\text{ nm}$  bis  $10\text{ nm}$  anwachsen und sich mittels Sedimentation und dynamischer Prozesse überall in der Atmosphäre verteilen (*Hunten et al. (1980)*, *Gabrielli et al. (2004)* und *Megner et al. (2008)*). Dieser Prozess findet überall durchgängig auf der Erde statt.

Die MSP sind eng mit dem Auftreten von mesosphärischen Eiswolken (wie den PMC (*polar mesospheric cloud*, *Turco et al. (1982)*) verbunden, sie gelten schon seit längerem als entsprechender Eiskern (*Rapp and Thomas (2006)*). Außerdem ändern diese das Ladungsgleichgewicht der D-Schicht (z.B. *Rapp (2009)*) und sollen dadurch die Ursache für starke VHF Radarechos – so genannte PMWE



**Abbildung 1.1:** Schema der physikalischen Prozesse, die bei der Bildung von Meteorstaubpartikeln (linke Seite, MSP) und Schichten von Eispartikeln (rechte Seite) ablaufen. Ganz rechts sind die Höhenbereiche in denen optische bzw. Radar-Phänomene auftreten. Siehe Text für mehr Details.

(*mesosphere winter echoes*, vorrangig im Winter von  $\sim 55$ – $85$  km beobachtbare kohärente VHF-Radarechos (unter anderen *Czechowsky et al. (1979)*, *La Hoz and Havnes (2008)*) – sein. Noch diskutiert wird, ob MSPs eine ähnliche Rolle, wie die Eisteilchen für PMSEs, für PMWEs, spielen (*Rapp and Lübken (2004)*).

Zusätzlich gelten MSPs als Bestandteil zur Bildung einer speziellen Art von stratosphärischen Wolken (genannt NAT PSC). Diese nimmt eine wichtige Rolle bei der Bildung des Ozonlochs ein (*Voigt et al. (2005)*). Ebenso wichtig sind sie auch in der Metallchemie der Mesosphäre (*Plane (2011)*). Darüber hinaus gelten MSPs als die Form von meteorischen Material, das letztendlich den Erdboden erreicht und heute in geophysikalischen Archiven wie Eisbohrkernen gefunden wird (*Gabrielli et al. (2004)*).

Eine althergebrachte Aussage, dass trotz dieses großen wissenschaftlichen Interesses nur wenig über die Eigenschaften, in diesem Fall der MSP und/oder verbundenen Phänomene, bekannt ist, bewahrheitet sich auch hier. Geschuldet ist das dem Umstand, dass diese Aerosole sehr klein sind und eine geringe Anzahldichte haben, was sie schwer beobachtbar macht. Eine Möglichkeit ist die Auswertung von ISR-Signalen (*incoherent scatter radar*). Unabhängig von dem wissenschaftlichem Interesse an den Eigenschaften von MSPs, ist die Vorstellung, dass es eine Technik gibt, mit der ein Nachweis von Teilchen im Nanometergrößenbereich aus einer Entfernung von bis zu 100 km möglich ist, alleine ein Grund, für eine wissenschaftliche Arbeit – existierende Methoden zu verifizieren und miteinander zu vergleichen. Außerdem sollen in naher Zukunft durchgängig, nicht wie zur Zeit nur an Einzelmessungen, Messungen auf MSP analysiert werden. Diese hier vorgestellten Untersuchungen können dazu beitragen, Experimente zu planen und bereits gemachte besser zu verstehen. So sind fehlende MSP-Signaturen im ISR-Signal nicht zwingend ein Beweis für das Fehlen von MSP, sondern nur für hier gezeigte Nachweisgrenzen.

## 1.2 Aufgabenstellung und Aufbau der Arbeit

Meteorstaubpartikel haben, wie oben dargelegt, einen signifikanten Einfluss auf wichtige, atmosphärenphysikalisch relevante Prozesse. Um dies genauer zu studieren, ist es wichtig Aussagen über Verteilung und z.B. Größe dieser Teilchen zu treffen. Mit Radarmessungen ist es wiederum möglich, einzelne MSP-Parameter, wie eine mittlere Größe und Anzahldichte sowie deren Variabilität, zu bestimmen. Allerdings müssen die entwickelten Methoden verifiziert und verglichen werden.

Gegenstand dieser Arbeit ist, die Ableitung von MSP-Parametern, gemessen in Radarspektren, zu bewerten und diese auf Messungen mit EISCAT-Radars (European Incoherent SCaTter radar (EISCAT)) gewonnenen Daten anzuwenden. Als Grundlage dient die Theorie von *Cho et al.* (1998). Es werden Einflüsse physikalischer Parameter auf die Theorie diskutiert und bereits etablierte Methoden sowie Kurvenanpassungsroutinen auf ihre Sensitivität untersucht.

Davon ausgehend ist diese Arbeit wie folgt aufgebaut:

In Kapitel 2 werden kurz die hauptsächlichen Schritte auf dem Weg zur Entstehung von Meteorstaub zusammengefasst: Meteoreintrag, Ablation des Meteors, Rekondensation sowie Wachstum und Transport der Teilchen. Diese Prozesse sind alle mit Unsicherheiten behaftet, die zu noch größeren Unsicherheiten bei der Abschätzung der Gesamtmenge des auf die Erde eingetragenen Meteormaterials führen. Mögliche Messungen von MSP werden in Abschnitt 2.2 vorgestellt.

Die theoretischen Grundlagen und die Methode (*Strelnikova et al.* (2007)) zur Bestimmung von MSP-Parametern aus Eigenschaften der ISR-Dopplerspektren werden in Kapitel 3 erklärt. In Abschnitt 3.2.2 wird der Einfluss verschiedener Parameter der Cho-Theorie auf das Spektrum und korrespondierender ACF an Fallbeispielen gezeigt. Diese Betrachtung trägt zum besseren Verständnis der MSP-Effekte im IS-Spektrum bei.

Diese Sensitivitätsuntersuchung wird in Kapitel 4 in Form von Nachweißgrenzen, wie ein Elektronendichtekriterium, fortgeführt. In Abschnitt 4.2 wird eine Möglichkeit vorgestellt, die die Dichteschwankung des Neutralgases, hervorgerufen durch eine Abweichung von der mittleren Temperatur aufgrund z.B. einer Schwelle, berücksichtigt. Im Weiteren werden bekannte Methoden zur Bestimmung von MSP-Parametern und Kurvenanpassungsroutinen beschrieben und in einer Sensitivitätsstudie über einen bestimmten Bereich der Anzahldichte sowie der Größe der Teilchen bewertet.

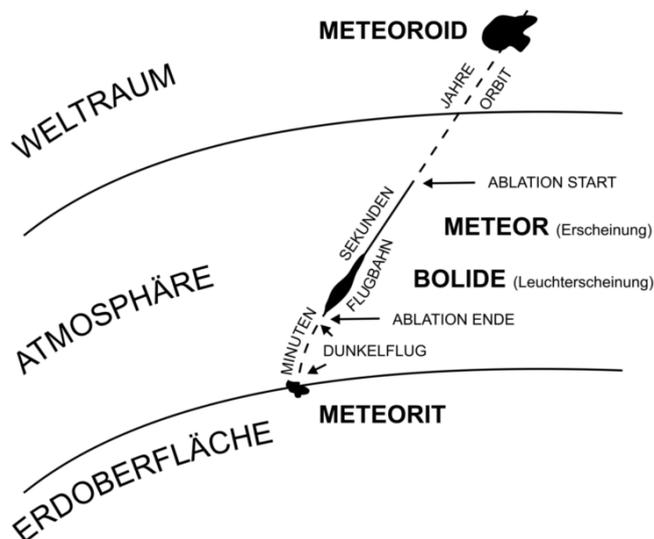
Anwendungen der gewonnenen Erkenntnisse auf Messungen mit dem EISCAT-VHF-Radar der ECOMA-Messkampagne aus dem Jahr 2010 werden in Kapitel 5 ausgeführt.

Abschließend werden die Forschungsergebnisse ebenso wie die aus ihnen gewonnenen Erkenntnisse zusammengefasst und mögliche weitere Schritte, die sich aus dieser wissenschaftlichen Betrachtung und der ihr zugrunde liegenden Untersuchung resultieren, diskutiert.

# Kapitel 2

## Meteorstaubpartikel

Terminologisch werden extraterrestrische Himmelskörper, die in die Erdatmosphäre eindringen, in vier Kategorien unterteilt, wie Abb. 2.1 anschaulich verdeutlicht. Die für den Meteorstaub bedeutende Phase, ist die der Ablation. Ex-



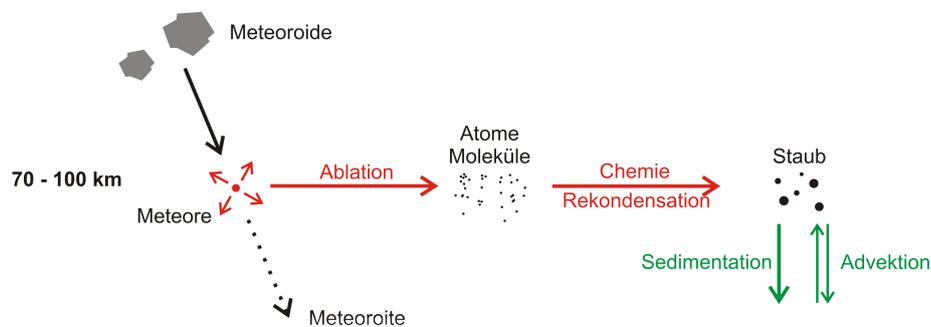
**Abbildung 2.1:** Terminologisch werden die Himmelsobjekte in Meteoroiden (Körper auf einem Orbit), Meteore, Feuerkugeln, Boliden (Leuchterscheinungen) und Meteoriten (mögliche Fundstücke) unterteilt (*Ceplecha et al. (1998)*).

traterrestrische Körper, die groß genug sind, erzeugen Licht, wenn sie mit der Erdatmosphäre kollidieren. Die Lichtphänomene werden allgemein als Sternschnuppen, wissenschaftlich als Meteore bezeichnet. Sie tragen Material aus dem Sonnensystem in die Erdatmosphäre ein – täglich sind das  $\sim 10\text{--}100$  Tonnen. Ein Großteil davon sind kleinsten Meteoroiden, sie sind kleiner als  $1\text{ nm}$ . Diese Partikel fliegen mit Geschwindigkeiten von  $\sim 10\text{--}70\text{ km/s}$  (*Rosinski and Snow (1961)*, *Hughes (1997)*, *Janches et al. (2006)* und *Mathews et al. (2008)*). Stoßen diese mit Luftmolekülen zusammen, heizen sich die Oberflächen so sehr auf, dass sie abdampfen. Das passiert in Höhen zwischen  $70$  und  $110\text{ km}$ , in einem Bereich der Atmosphäre, der als Mesosphäre bekannt ist.

Meteoroiden bestehen hauptsächlich aus Metallen, wie Eisen, Silizium, Kalium, Natrium und diversen Oxiden. Dementsprechend bildet das verdampfte Material Metallschichten in der oberen Mesosphäre, die mit bodengebundenen Instrumen-

ten, wie Lidars, beobachtbar sind.

Das eingetragene Material, ablatiert (auferiert) von Meteoroiden, rekondensiert und formt feste Staubteilchen im Nanometerbereich in der oberen Mesosphäre. Genau diese Staubteilchen werden in der Forschung Meteorstaubteilchen (*meteoric smoke particles* = MSPs) genannt. Der Begriff „Smoke“ hat sich geprägt, da die Teilchen durch Kondensation und / oder chemische Prozesse von molekular zerstäubtem Material entstehen. Es wird angenommen, dass sie den üblichen Bewegungen der Luft (Advektion) folgen. Nach und nach kann diese Bewegung die Teilchen in tiefere Atmosphärenschichten transportieren, wo sie sich an Wolken anlagern und mittels Niederschlag aus der Atmosphäre gespült werden. Ein Schema des Zusammenwirkens der angenommenen Abläufe, nachdem Meteoroiden in die Erdatmosphäre eingetreten sind, ist in Abb. 2.2 (zur besseren Übersicht herausgegriffen aus Abb. 1.1) gezeigt.



**Abbildung 2.2:** Lebenszyklus vom Meteoroid zum MSP, das durch Sedimentation in Eiskernbohrungen zu finden ist, nachdem es in die Erdatmosphäre eingedrungen ist (nach *Megner et al.* (2006)).

Über die Eigenschaften von MSP ist noch nicht viel bekannt und die Faktoren, die zu deren Bildung beitragen, nur vage verstanden. Das ist vor allem auf Komplikationen zurückzuführen, die bei Messungen in der Mesosphäre von sehr kleinen Teilchen, die in geringer Anzahl dichte vorhanden sind, auftreten. Eine Voraussetzung, um Meteorstaub der Mesosphärenregion in Zahlen ausdrücken zu können, ist also, ein besseres Wissen über den Eintrag durch Meteoroiden sowie Ablations- und Rekondensationsprozesse zu erlangen. Im Folgenden werden diese Begriffe kurz erläutert und bereits bekanntes Wissen zusammengefasst.

## 2.1 Eintrag durch Meteoroiden, Ablation und Rekondensation zu Staubteilchen

Diese drei Begriffe sind entscheidende Faktoren für das Verständnis über Eigenschaften des Meteorstaubs. Wie bereits angedeutet, ist nur wenig bekannt über die durch Meteoroiden eingetragene Gesamtmasse in die Erdatmosphäre, eben-

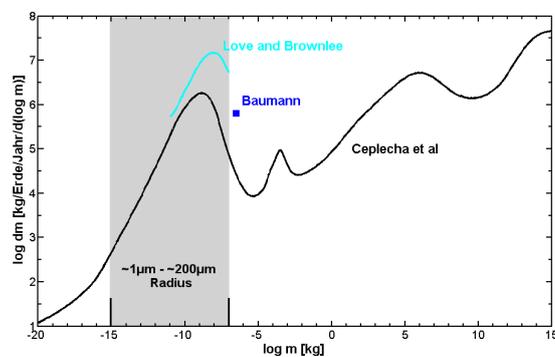
so über die Ablation dieser Meteoroiden, die Koagulation dieses Materials (vor allem deren Zeitkonstanten), den Transport in der Atmosphäre und über deren Ladung.

Der Meteoroideneintrag begrenzt die Menge des Materials, das zur Bildung von MSP zur Verfügung steht. Deshalb ist es entscheidend, einen genauen Wert über den globalen Eintrag zu kennen. Dieser Wert ist von jahres- und tages-zyklischen Schwankungen der Meteorate abhängig und muss eine globale Verteilung sowie Richtungs- und Geschwindigkeits-/Massen-Verteilungen berücksichtigen. Über die meisten dieser Parameter hat die Wissenschaft nur eine sehr unsichere Kenntnis, die unbedingt erweitert werden muss.

Um den gesamten Masseneintrag der Meteoroiden abzuschätzen gibt es einige unterschiedliche Methoden (für eine Zusammenstellung siehe *Strelnikova (2009)*). In vielen Fällen sind die Ergebnisse der Methoden lokal und es müssen Eintrittswinkel und Geschwindigkeit der Meteoroiden abgeschätzt werden. Hinzu kommen Unsicherheiten bei der Bestimmung des Alters von Meteoritenfunden.

Den größten Anteil am Masseneintrag haben Meteoroiden in der Größe von  $10^{-7}$  bis  $10^{-3}$  g. Aber selbst für diesen eingeschränkten Massenbereich gibt es kein einzelnes Instrument zur Bestimmung des Eintrages. Deswegen müssen für Abschätzungen zwei oder mehrere Messmethoden kombiniert werden (*von Zahn (2005)*). Ein zur Zeit anerkannter Wert ermittelt von *Hughes (1978)* ist 44 t/d.

Die Massenverteilung des Eintrages in die Atmosphäre (logarithmisch aufgetragener Masseneintrag auf die gesamte Erdoberfläche pro Jahr: Abb. 2.3) von Meteoroiden ist nicht genau bekannt, dessen Maximum liegt bei  $\sim 10 \mu\text{g}$ , was einem Radius von etwa  $100 \mu\text{m}$  bei einer Dichte von  $2,0 \text{ g/cm}^3$  (z.B. *Hunten et al. (1980)*) entspricht.



**Abbildung 2.3:** Eintrag von Meteoroidenmasse in log dm pro Größenordnung in kg, für die gesamte Erde innerhalb eines Jahres; Messungen von *Love and Brownlee (1993)* durch Einschlagskrater auf Satellitenoberflächen; *Baumann (2012)* berechnete den Eintrag über Meteorrate von Radarmessungen und dem Vergleich mit den Ergebnissen von *Ceplecha et al. (1998)*, der verschiedene Quellen als Grundlage nahm.

Aber auch dieser Wert ist saisonalen und geographischen Schwankungen un-

terworfen. Meteoroiden mit Massen im kg-Bereich tragen zeitlich seltener Masse, aber wenn einen großen Massenanteil ein. So sind die weiteren Maxima bei großen Massen in der Kurve der Abb. 2.3 zu verstehen.

Der erste Schritt, der Masseneintrag durch Meteoroiden, zur Entstehung von MSP ist also mit vielen Unsicherheiten, wie die unsichere Größenverteilung der Meteore oder die Nutzung unterschiedlicher Messinstrumente für verschiedene Höhen, verbunden. Der nächste Schritt in der Bildung der Teilchen ist die Ablation, diese bestimmt die Menge an Material, die in der oberen Mesosphäre verbleibt.

Der Begriff Ablation bezieht sich auf alle Formen des Masseverlustes des Meteoroiden sowohl in festen Fragmenten und flüssigen Tropfen als auch durch heißes Gas. Durch Stöße mit Luftmolekülen erfahren Meteoroiden beim Durchfliegen der Erdatmosphäre eine starke Abbremsung und eine damit verbundene Aufheizung. Nach dem Schmelzen des Meteoroidkörpers stellt das Abdampfen die Endphase der Ablation dar (*Ceplecha et al. (1998)*). Dabei werden Temperaturen von bis zu 2500 K erreicht. Ein weiterer Temperaturanstieg findet meistens nicht statt, da der Großteil der Energie in den Ablationsprozess fließt. Das abgedampfte Material ist u.a. Quelle für Metallschichten (Fe, Na, K und Ca) zwischen 80 und 105 km, die regelmäßig mit einem LIDAR-System Light Detection And Ranging (LIDAR) detektiert (unter anderem *Plane (1991)*, *Kane and Gardner (1993)*, *von Zahn (2001)* und *Jenniskens (2004)*) werden können. *Höffner and Friedman (2005)* konnten sogar sogenannte permanente Topside-Schichten bis 130 km nachweisen.

Die Höhe, in der die Ablation beginnt, ist abhängig von der Geschwindigkeit, der Größe, der Form, des Eintrittswinkels und der Zusammensetzung der Meteoroiden. Grundsätzlich erfahren große Körper eine stärkere Abbremsung und abladieren in größeren Höhen. Während kleine Körper effizienter die Energie der Abbremsung abstrahlen können. Somit setzt die Ablationsphase später ein. Ganz kleine Meteoroiden wiederum erreichen nie die Schmelztemperatur und durchfliegen unbeschadet die gesamte Atmosphäre. Die langsamsten und die größten Meteoroiden verdampfen nicht vollständig, so dass ein Restmeteor, Meteorit, verbleibt und nicht die gesamte Masse des Körpers in der Atmosphäre verbleibt (*Hunten et al. (1980)*).

Die Ablation von Meteoroiden wurden bereits durch verschiedene Modelle simuliert (*Hunten et al. (1980)*, *Love and Brownlee (1991)*, *McNeil et al. (1998)*, *Kalashnikova et al. (2000)*, *Plane (2004)* und *Vondrak et al. (2008)*).

Trotz des bekannten Wissens über die Ablation bleibt ein nicht unbeträchtlicher Anteil an Unsicherheit bei quantitativen Aussagen. Z. B. fehlt das Wissen über die genaue Form der Meteoroiden, die die Konduktion im Körper und damit die Stärke der Abdampfung (*Kalashnikova et al. (2000)*), oder über die differentielle Ablation (*McNeil et al. (2002)*), die den überwiegenden Teil an Material für die MSP-Bildung bestimmt (*Saunders and Plane (2006)*).

Auch diese Unsicherheiten tragen dazu bei, dass es immer noch nur ein vages Verständnis vom Bildungsprozess gibt. Nicht anders verhält es sich bei der Rekondensation des Meteoroidendampfes zu kleinen Teilchen. *Rosinski and Snow (1961)* berücksichtigten erstmals diesen Vorgang. Die Idee ist, dass die Atome und Moleküle der Abdampfung teilweise chemisch mit dem Luftsauerstoff rea-

gieren und aufgrund von Kollisionen, hervorgerufen durch Brownsche Bewegung, koagulieren (*coagulation*) und damit größere Staubteilchen bilden (2.2). Auf die Idee von *Rosinski and Snow* (1961) folgten weitere Modelle.

*Hunten et al.* (1980) schätzte zum ersten Mal eine Höhenverteilung der Teilchen ab. In deren Modell verteilten sich die Teilchen durch Koagulation, Sedimentation und Eddy-Diffusion. *Megner et al.* (2006) zeigte, dass der Wirkungsgrad der Koagulation und der vertikale Wind einen großen Effekt auf die Staubverteilung haben – vor allem der Wind auf Teilchen mit einem Radius größer als 1 nm. Transportmodelle (unter anderem *Megner et al.* (2008), *Megner et al.* (2008) und *Bardeen et al.* (2008)) zeigten, dass MSP von der Sommermesöpause zur Winterstratosphäre transportiert werden. Hierbei sind die Zeitkonstanten der Rekondensation entscheidend, da kleine Teilchen ( $r_p < 1$  nm) keine Zeit haben sich zu bilden, bevor die Transportprozesse einsetzen. Ein weiteres Resultat ist die starke Abhängigkeit der Verteilung von der geographischen Breite und Jahreszeit. Ebenfalls offen bleibt bisher die Frage nach dem Ladungszustand der MSP. Angenommen wird, dass ein Teil der MSP Ladungen tragen. Entweder negativ, durch das Einfangen von Elektronen in der D-Schicht, oder positiv durch Photoemission aufgrund der solaren UV-Strahlung (z.B. *Rapp and Lübken* (1999), *Rapp and Lübken* (2001), *Rapp* (2009)).

Die bestehenden Modelle und damit das Verständnis können wesentlich mit dem gleichzeitigen Messen, in-situ oder Fernerkundung, von Teilcheneigenschaften und Hintergrundparametern (*Fentzke et al.* (2012), *Rapp et al.* (2012)) verbessert werden. Diese können Anzahldichte, Größenverteilung, Ladungsverhältnis von geladenen zu den neutralen Teilchen als auch die genaue Zusammensetzung der MSP zur Verbesserung der Modelle beitragen und damit Wissenslücken des komplizierten Prozess der Bildung von MSP füllen.

## 2.2 Messungen von Meteorstaubpartikeln

Die Höhenverteilung der MSP und deren sehr kleine Ausdehnung der Teilchen sind die einschränkenden Faktoren bei der Messung von MSP. Für Messungen in der Mesosphäre stehen Satelliten, Raketen (in-situ) sowie Boden gebundene Messtechniken, wie LIDAR und Radar, zur Verfügung. Außerdem stellen Laborexperimente (*Saunders and Plane* (2011)) eine Möglichkeit dar, Eigenschaften von MSPs zu studieren.

Von den genannten Messtechniken konnte bis jetzt nur mit dem LIDAR kein Staub beobachtet werden, da die für die wellenlängenabhängige Messung benötigte Strahlung des UV-Bereiches bereits in den unteren Atmosphärenschichten absorbiert wird.

Die ersten Satellitenmessungen von MSP stellte *Hervig et al.* (2009) vor. Er führte Sonnenokkultationsmessungen (*sun occultation measurements*) durch. Gemachte Raketen-Messungen von MSP sind in *Rapp et al.* (2007) und *Amyx et al.* (2008) zusammengefasst. Die in-situ-Techniken beruhen meist darauf, dass die Teilchen eine Nettoladung in der Umgebung der D-Schicht erzeugen. Unter

den Messinstrumenten, die für geladene Aerosole genutzt werden, sind Messungen mit einem Faraday-Detektor, *faraday cup* (Gelinas et al. (1998), Gelinas et al. (2005), Lynch et al. (2005), Rapp et al. (2005), Strelnikova et al. (2009)), *magnetically shielded impact detectors* (Horányi et al. (2000), Amyx et al. (2008)), dem *Gerdien Condenser* (Cziczo et al. (2001)) und einem Ionenmassenspektrometer, ion mass spectrometer (Pfeilsticker and Arnold (1989)). Neben den Messungen von geladenen Aerosolen können neutral und/oder negativ geladene Aerosole mit Hilfe aktiver Photoionization (bzw. *photodetachment*) detektiert werden.

Die Möglichkeit, mit Radarmessungen Eigenschaften von MSP zu bestimmen, wurde in den Arbeiten von Rapp et al. (2007) und Strelnikova and Rapp (2007) eingeführt und beruht auf der Auswertung von ISR-Dopplerspektren der D-Schicht. Auf diesen Arbeiten, bereits angewandt durch u.a. Strelnikova et al. (2007) und Fentzke et al. (2009), baut die vorliegende Untersuchung auf.

Aus diesen Messungen ließ sich ableiten, dass Meteorstaub in dem ganzen Bereich der D-Schicht vorhanden ist. Die gemessenen Anzahldichten variieren von einigen wenigen bis mehreren tausend Teilchen pro  $\text{cm}^{-3}$ . Auch bestätigte sich die örtliche und saisonale Variation. So ist in niedrigen geographischen Breiten die Variation der Anzahldichte geringer als in hohen. Die Messungen geben auch Hinweise darauf, dass das Maximum der Anzahldichte kleiner Teilchen ( $r_p < 1 \text{ nm}$ ) zwischen 80 und 90 km liegt und das großer Aerosole darunter. Das bestätigt die Sedimentationsaussagen von Modellen. Auch zeigte sich, dass Meteorschauer eine Erhöhung von MSP zur Folge haben, was Rückschlüsse auf Zeitkonstanten bzgl. der Mikrophysik zulässt. Meteorstaubbeobachtungen in PMC zeigten Teilchen, zusammengestellt aus Kohlenstoff (C), Wüstit (Fe(II)O) und Magnesiumwüstit (MgFO), ein Mineral aus der Olivingruppe, als auch Fe- und Mg-Hydroxide. Während Labormessungen eher von Fe-Mg-Silicaten ausgehen.

In den letzten Jahren hat der Wissensgewinn über die Aerosole in der Mesosphäre, insbesondere über MSP, einen großen Sprung gemacht. Mit diesem neuen Wissen können Modelle angepasst werden, was dazu beitragen kann die Entstehung der MSP besser zu verstehen. Mit dem Bezug auf die hier vorliegende Arbeit, ist es enorm wichtig, die vorhandenen Messverfahren zu bewerten, um so deren Ergebnisse einschätzen zu können. Um genau dort hin zu gelangen, wird in den nächsten Abschnitten die Idee der Bestimmung von MSP-Parametern aus Eigenschaften des ISR-Dopplerspektrums vorgestellt.

# Kapitel 3

## Theoretische Grundlagen

- Erklärung und Erläuterungen von Begriffen

### 3.1 IS - Inkohärente Streuung

#### Prinzip Radar

*Funkmeß* (FuM) ist die traditionelle deutsche Bezeichnung für Radar (RADAR) (Radio Detection And Ranging (RADAR)) (Reuter (1971)) und geht darauf zurück, dass Heinrich Hertz 1886 feststellte, dass Radiowellen von metallischen Gegenständen reflektiert werden und folgend Joseph John Thomson 1906 zeigte, dass elektromagnetische Strahlung an freie Elektronen gestreut wird. Das Militär, in Deutschland insbesondere die Wehrmacht, trieb die Entwicklung der Funkmesstechnik stark voran und nutzte interessante Bezeichnungen wie FuMO (Funkmess-Ortung), FuMB (Funkmess-Beobachtung) und FuMS (Funkmess-Störsender). Heute wird nur noch vom Radar gesprochen und die traditionelle Bezeichnung teilweise in Bezug auf z. B. Funkmesstechnik benutzt.

Für die hier betrachteten Frequenzen und den Höhenbereich der Mesosphäre streuen Radarwellen an Änderungen des Brechungsindex, hauptsächlich hervorgerufen durch Schwankungen der Elektronendichte  $N_e$ . Aus der Laufzeit und der Annahme, dass die Lichtgeschwindigkeit konstant ist, kann die Entfernung (*range*) von Ziel und Sender bestimmt werden. Incoherent Scatter (IS)-Rückstrahlung stammt von freien Elektronen im Plasma der Ionosphäre, Thomson Streuung. In dem Höhenbereich der D-Schicht (ionisierter Bereich ab 60 km), als Übergang von einer Neutralgas- zur Plasma-Atmosphäre (Ionosphäre), werden Radarwellen an Irregularitäten des Brechungsindex, deren räumliche Ändeung im Größenbereich der halben Radarwellenlänge (Bragg-Wellenlänge) liegt, rückgestreut.

#### ISR – Incoherent Scatter Radar

Der Begriff Incoherent Scatter oder Thomson Streuung rührte daher, dass ursprünglich angenommen, wurde ungeordnete thermische Bewegung der Elektronen und resultierende Unregelmäßigkeiten in der Anzahldichte sind für die Ent-

stehung verantwortlich (*Gordon (1958)*). Diese Unregelmäßigkeiten sind räumlich und zeitlich unkorreliert, wie die Phasenbeziehung **inkohärenter** optischer Strahlung – daher der Name. Davon ausgehend, dass die Streuung allein von freien Elektronen herrührt, muss die Wellenlänge des Radars sehr viel kleiner sein, als die Debye-Länge (die Ladungsabschirmlänge des Plasmas) – diese liegen im Bereich von Zentimetern. Heute genutzte ISR haben jedoch Wellenlängen von einigen Dutzend Zentimetern und deren Streuung hat ihre Ursachen in Irregularitäten der Elektronendichte, erzeugt durch unterschiedliche Plasmawellen (*plasma waves*), auch bekannt als akustische Ionen-Wellen (*ion-acoustic waves*), Elektronen-Plasma-Wellen (*electron-acoustic waves*) und Ionen-Zyklotron-Wellen (*ion cyclotron waves*). Auch ist das ISR-Dopplerspektrum viel schmaler, als dass es nur durch die thermische Bewegung der Elektronen erklärt werden kann.

Dann wurde davon also ausgegangen, dass die Rückstreuung stark durch die Bewegung der Ionen beeinflusst wird (*Bowles (1958)*). Die thermische Bewegung der Ionen in der D-schicht, als Übergang von einer Neutralgas- zur Plasma-Atmosphäre (Ionosphäre), ist noch gravierend durch Stöße mit den Neutralgasmolekülen beeinflusst und somit von der Stoßfrequenz zwischen Ionen und Neutralgasmolekülen ( $\nu_{in}$ ) und der Temperatur der Ionen ( $T_i$ , in diesen Höhen:  $T_e=T_i=T_n$ , Neutralgastemperatur). Das wiederum führt dazu, dass die akustischen Ionenwellen stark gedämpft werden. Das Verhalten der Elektronen wiederum ist an die bereits vorhandenen Ionen durch das Wirken eines ambipolaren elektrischen Feldes gekoppelt.

Somit ist das Spektrum dieser Höhen sehr geprägt von den stark gedämpften akustischen Ionen-Wellen (*highly damped ion acoustic waves*). Der Begriff der kohärenten Streuung (incoherent scatter), z. B. PMWE, hat sich geprägt, da diese Echos mit ISR sichtbar sind, aber nicht dem gleichen Streuprinzip unterliegen. Die gesamte Leistung der inkohärenten Streuung ist proportional zur Elektronendichte, und somit nicht abhängig von der Radarfrequenz – während die kohärente Streuung frequenzabhängig ist. Um sie von der inkohärenten Streuung zu unterscheiden wird sie kohärent genannt.

So ist die Gesamtleistung des rückgestreuten Signals proportional zur Elektronendichte, aber die Form des Spektrums durch Stöße zwischen den Teilchen bestimmt. Da Elektronen einen sehr kleinen Rückstreuquerschnitt haben, ist auch bei großen Elektronendichten das rückgestreute Signal sehr schwach. Die ersten Schritte zur Entwicklung einer Theorie der inkohärenten Streuung eines von Stößen dominierten Plasmas wurde durch *Dougherty and Farley (1963)* entwickelt. *Tanenbaum (1968)* leitete diese Theorie nicht über den Ansatz der kinetischen Gastheorie, sondern der Kontinuitätsgleichung her. Und *Mathews (1978)* erweiterte die Theorie Tanenbaums um das Vorhandensein negativer Ionen und zeigte, dass diese zu einer Verbreiterung des Leistungsspektrums führen. Um nun den Effekt von geladenen Aerosolen auf die Form des IS-Spektrums zu untersuchen, erweiterte *Cho et al. (1998)* den Kontinuums- oder Flüssigkeitsansatz von Tanenbaum und Mathews und leitete den ISR-Wirkungsquerschnitt (Gl. A.1) für jede Art und Anzahl geladener Teilchen her. Tragen die MSP Ladungen, kann dieses Model genutzt werden, um bei einem Vergleich mit gemessenen Spektren,

MSP-Parameter durch nichtlineare Kurvenanpassung (Fitts) zu bestimmen. Darauf beruhen die in Abschnitt 2.2 genannten Methoden. Außerdem können ISRs genutzt werden, um Elektronen- und Ionen- Temperatur sowie Geschwindigkeit, und auch die Anzahldichte von Elektronen und verschiedener Ionen zu messen. Der vorrangige Grund für die Nutzung von ISR ist, auf globalen Skalen den Effekt von Energieeinträgen in die Ionosphäre und obere Atmosphäre zu studieren. Zu diesen Einträgen gehören solare Strahlung und Partikel, die entlang der magnetischen Feldlinien in die Erdatmosphäre eindringen und somit von *oben* Energie eintragen sowie Energie, die häufig in Form von Wellen aus den tieferen dichteren atmosphären Schichten kommt. Auch das Verhalten vom ionosphärischen Plasma, so wie natürliche oder artifizielle Plasmainstabilitäten, können mit Incoherent Scatter Radar (ISR)s verifiziert werden. ISRs werden auch für Messungen in der mittleren Atmosphäre (ab 60 km) genutzt (für mehr Informationen siehe *Beynon and Williams* (1978) oder *Sulzer* (2003)).

Für die hier untersuchten Methoden kann das ISR-Netz rund um den Globus genutzt werden. So könnten nichtnur kontinuierliche sondern auch globale Messung durchgeführt werden. Einige ISR mit Standort und Größe sind:

Das Arecibo Radar (18,3°N, 293,2°O; 430 MHz; Antennenradius: 305 m), Jicamarca Observatorium in Peru (-12,0°N, 283,1°O, *phased Array*, 50 MHz), die Millstone Hill facility in Massachusetts (42,6°N, 288,5°O, 440 MHz, parabolische Antennen der Größe 46 m und 68 m), die Sanderstorm Facility auf Grönland (67,0°N, 309,0°E, 1100 MHz, parabolische Antennen mit 32 m Radius), die EISCAT Einrichtungen (siehe 5), das Poker Flat ISR in der Nähe von Fairbanks (65.2° N, 147.5°W, 450 MHz), ein ISR in Kharakov, Ukraine (150 MHz, ein 100 m fester und ein 25 m großer schwenkbarer Spiegel), in Irkutsk, Rußland (53°N, 103°O, 154-162 MHz, schwenkbar), das Middle and Uper Atmosphere (MU) Radar in Shigaraki, Japan, wurde auch schon als ISR betrieben (46,5 MHz).

## 3.2 Einfluss von geladenen Aerosolteilchen auf die Rückstreuung von Radarwellen

Wie oben beschrieben, werden Radarwellen in den hier betrachteten Frequenzen und in der Mesosphäre an Schwankungen der Elektronendichte gestreut. In der Mesosphäre ist die Form des rückgestreuten Spektrums stark von den Stößen zwischen Ionen und Neutralgasteilchen abhängig, da die wesentlich leichteren Elektronen über ein ambipolares Feld an die Ionen gekoppelt sind.

Die Diffusion eines Plasmas, mit Elektronen und positive Ionen, ist durch einen ambipolaren Diffusionskoeffizienten, der durch das Doppelte des Diffusionskoeffizienten der positiven Ionen gegeben ist, beschreibbar. Gezeigt ist diese Diffusionsart oder Modus (*diffusion mode*) in Abb. 3.1 (linke Seite). In dem komplizierteren Fall eines Plasmas mit Elektronen, positiven Ionen und schweren negativ geladenen Aerosolen (rechte Seite), MSPs aber auch Eisteilchen führt die Coulomb-Wechselwirkung zwischen allen geladenen Komponenten zu einem multipolarem elektrischen Feld und damit zum Auftreten zweier eigenständiger Diffusionsmo-

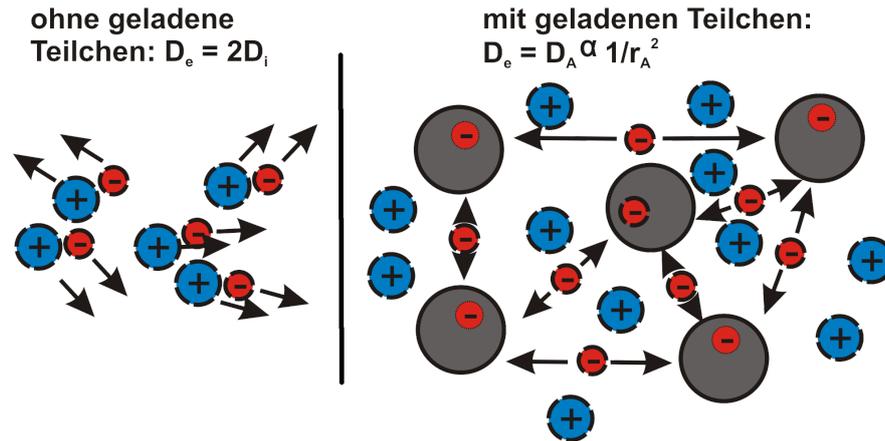


Abbildung 3.1: Veränderte Diffusion bei Anwesenheit von MSPs

di (für Einzelheiten siehe *Rapp and Lübken (2003)*). Diese beiden Modi können einmal durch die Coulomb-Wechselwirkung der Elektronen und den positiven Ionen (welche demnach der ampipolaren Diffusion ähnlich ist) und der Coulombwechselwirkung zwischen den Elektronen und den schweren geladenen Teilchen, verstanden werden. Wegen des zuletzt genannten Modus nähert sich der Diffusionskoeffizient der Elektronen asymptotisch (mit steigender Masse) dem der schweren geladenen Teilchen an. Der Koeffizient der Teilchen wiederum kann im Rahmen des Stoßverhaltens harter Kugeln beschrieben werden und ist umgekehrt proportional zum Quadrat des Radius der Teilchen (*Cho et al. (1992)*, *Rapp and Lübken (2003)*).

Somit kann die vorhandene Fluktuation der Elektronendichte durch die größere Diffusionskonstante der Elektronen als Folge des zweiten Diffusionsmodus aufgrund der schwereren geladenen Aerosolteilchen (*Hill (1978)*, *Cho et al. (1992)* und *Rapp and Lübken (2003)*) erklärt werden. Dieser Effekt hat folglich einen Einfluss auf das bereits beschriebene ISR-Signal ist jedoch sehr klein. Deshalb sind lange Integrationszeiten des gemessenen Signals, bei denen stabile Hintergrundbedingungen vorliegen, notwendig.

Somit fließen in eine geeigneten Theorie, wie der *Cho et al. (1998)* Theorie, Eigenschaften der geladenen Aerosolteilchen ein.

### 3.2.1 Ableitung von MSP-Parametern aus der inkohärenten Rückstreuungs-Theorie nach Cho

Mithilfe der bereits genannten Cho-Theorie (*Cho et al. (1998)*) können Parameter geladener Aerosolteilchen aus inkohärenter Rückstreuung der mittleren Atmosphäre abgeleitet werden. Im Anhang A.1 wird die ISR-Theorie nach Cho näher erläutert.

Um mit dieser Theorie mittels Kurvenanpassung Teilchenparameter zu bestimm-

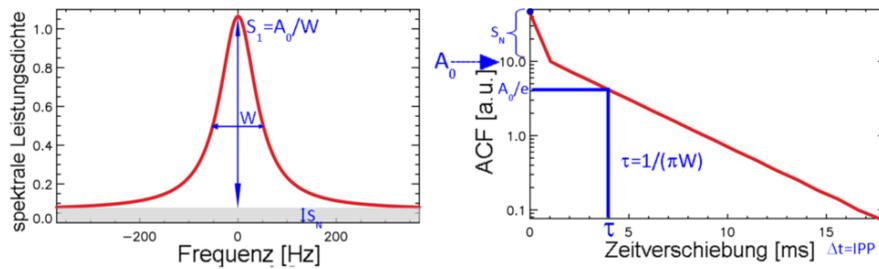
men, sind weitere Annahmen notwendig. Die Form des Spektrums ohne zusätzliche geladene Aerosolteilchen kann durch eine Lorentzverteilung (auch Lorentzkurve oder Lorentzspektrum) beschrieben werden (*Mathews (1986)*):

$$S(f) = \frac{S_1}{1 + ((f - \phi_{ds})/W)^2} + S_N \quad (3.1)$$

$S_1$  ist die maximale Amplitude des Spektrums ist,  $W$  die gesamte Breite des Spektrums bei halber maximaler Amplitude (spektrale Breite),  $\phi_{ds}$  die Dopplerverschiebung vom Nullpunkt der Frequenz und  $S_N$  steht für das Hintergrundrauschen.

Geladenen Aerosolteilchen ändern die Form des Spektrums, wie in Abb. 3.3 gezeigt. Es zeigt sich ein schmaler Peak auf dem eher breiten Lorentzspektrum. Dieser zusätzliche schmale Peak ist ein Effekt des zweiten Diffusionsmodus zwischen den Elektronen und den geladenen Teilchen. Damit ist die Form des Spektrums nicht mehr durch eine Lorentzverteilung beschreibbar. Um die Form verständlicher zu beschreiben, kann es hilfreich sein, vom Frequenzraum in den Zeitraum zu wechseln.

Das Wiener-Chintschin-Theorem besagt, dass die spektrale Leistungsdichte stationärer Zufallsprozesse die Fourier-Transformation der korrespondierenden Autokorrelationsfunktion (AutoCorrelation Function, deut.: Autokorrelationsfunktion (AKF) (ACF)) ist. Die ACF des Radarspektrums enthält die gleichen Informationen wie das Spektrum (Abb. 3.2). Angewandt auf die Lorentzkurve ( $S_N=0$ ),



**Abbildung 3.2:** Die Zusammenhänge zwischen Spektrum (links) und ACF (rechts).

kann nun die ACF des Signals wie folgt beschrieben werden.

$$ACF(t) = \int_{-\infty}^{\infty} S(f) \cdot e^{2\pi i \cdot f t} df \quad (3.2)$$

Für  $t=0$ , also für den nullten Schritt der Transformation, ist die ACF das Integral über das gesamte Spektrum. Somit entspricht die  $ACF(t=0)$  der Leistung,  $ACF(t=0) = A_0 = P$ , des rückgestreuten Signals. In dieser und auch anderer Hinsicht ist die Darstellung als ACF einfacher als die im Frequenzraum. Im Folgenden werden Spektrum und ACF parallel angeschaut, um die jeweiligen Veränderungen zu verdeutlichen. Im Weiteren wird auf das Spektrum verzichtet und

hauptsächlich die ACF betrachtet. Ein weiterer Grund ist, dass die Messungen, die in Kap. 5 gezeigt werden, mit dem EISCAT-System die Signalreihen als ACF gesammelt werden. Die Zeitschritte  $\Delta t$  der ACF werden im Weiteren Verlauf der Arbeit Lags (von *time lag*, engl. Verzögerungszeit, Zeitverschiebung) genannt. Die Rede ist dann von Lag 0 ( $t=0$ ) oder Lag 3 ( $t=3 \cdot \Delta t$ ).

In dem Fall ohne geladene Teilchen kann die ACF des Lorentzspektrums als eine Exponentialfunktion beschrieben werden (*Hoppe and Hansen (1988)*):

$$\begin{aligned} ACF(t) &= A \cdot \exp(2\pi\beta \phi_{ds} - 1/\tau) \cdot t \\ ACF_0(t) &= A_0 \cdot \exp(-t/\tau_0) \quad , \text{ mit } \phi_{ds} = 0 \end{aligned} \quad (3.3)$$

Der Lag 0 (*zero lag*) der ACF ist die Gesamtleistung des Spektrums und proportional zur Anzahldichte der Elektronen (Gl. A.13),  $t$  die Zeitverschiebung (*lag time*) und  $\tau_0$  die Abklingzeit der ACF ( $ACF(t=\tau_0)=A_0/e$ ). Das Inverse von  $\tau_0$  ist proportional zur Breite des Lorentz-Spektrums (*Mathews (1978)*) und gegeben durch:

$$W_0 = \frac{1}{\pi\tau_0} \approx \frac{2k_b k^2}{\pi} \frac{T}{m_i \nu_{in}} \quad (3.4)$$

hier ist  $k_b$  die Boltzman-Konstante,  $k$  die Wellenzahl des Radars,  $m_i$  die mittlere Ionenmasse und  $\nu_{in}$  die Stoßfrequenz zwischen Ionen und neutralen Teilchen (Gl. A.8, unter anderem *Dougherty and Farley (1963)*).  $T$  steht für die Temperatur des Neutralgases, welche in den betrachteten Höhen als für alle Komponenten gleich angenommen wird:

$$T = T_e = T_n = T_i = T_p \quad (3.5)$$

Als einen empirischen Ansatz kann die ACF bei Anwesenheit von geladenen Teilchen als eine Reihe von Exponentialfunktionen beschrieben werden:

$$ACF(t) = \sum_{i=0}^k A_i \exp(-t/\tau_i) \quad (3.6)$$

*Strelnikova et al. (2007)* nutzte die Summe zweier Lorentzfunktionen ( $k=1$ ), um ACFs bei der Anwesenheit von geladenen Teilchen zu beschreiben. In Abb. 4.3 (rechte Seite) ist folgende Superposition dargestellt:

$$ACF(t) \approx A_0 \exp(-t/\tau_0) + \underbrace{A_1 \exp(-t/\tau_1)}_{=ACF_1(t)} \quad (3.7)$$

Sie interpretierte den erste Term, identisch mit Gl. 3.3, unabhängig von MSP-Effekten und damit nur bestimmt durch die Wechselwirkung zwischen den Elektronen und positiven Ionen. Damit ist der zweite Term durch die Wechselwirkung zwischen Elektronen und geladenen Teilchen geprägt. Mit der Summe aus zwei ACF von Lorentzspektren kann nicht die gesamte Kurve beschrieben werden. Deshalb werden in der späteren Auswertung die ersten Lags nach dem Abknick (siehe Abb. 4.3  $t < 10$  ms) höher gewichtet. Eine Beschreibung der ACF über mehr

als zwei Reihenglieder hinaus würde für die Datenauswertung eine sehr gute Datenqualität (siehe Abschn. 4.1) voraussetzen.

In Anlehnung an Gl. 3.4 kann nun die Abklingzeit  $\tau_1$  interpretiert werden als:

$$\tau_1 = \frac{1}{\pi W_1} \approx \frac{m_p \nu_{pn}}{2k_b k^2 T} \quad (3.8)$$

mit  $m_p$  als Masse der geladenen Teilchen und  $\nu_{pn}$  als Stoßfrequenz zwischen Teilchen und den Bestandteilen des Neutralgases, Gl. A.9. Bei kleineren geladenen Teilchen ( $r_p < 0,5$  nm) überwiegt wieder  $\nu_{in}$ .

Der Anstieg der ACF in logarithmischer Darstellung ist  $-1/\tau$ . Je größer  $\tau$ , umso flacher fällt die ACF ab.  $\tau$  ist wiederum umgekehrt proportional zur spektralen Breite (Gl. 3.4 und Gl. 3.8). Folglich bedeutet ein breites Spektrum eine steil abfallende ACF und umgekehrt – eine größerer Korrelationszeit geht mit einem schmaleren Spektrum einher und umgekehrt. Dieser einfache Zusammenhang erleichtert die Arbeit und das Springen zwischen Zeit- und Frequenzraum.

In dieser Darstellung ist  $1/\tau_0$  bzw.  $1/\tau_1$  ein linearer Anstieg und wird im Folgenden als  $\tau_0$ -Anstieg bzw. als  $\tau_1$ -Anstieg bezeichnet.

Wird nun Gl. 3.8  $\nu_{pn}$  mit Gl. A.9 substituiert (ausführlich in Anhang A.4), ergibt sich der Teilchenradius als:

$$r_p = \frac{k}{2} \sqrt{\frac{3\tau_1}{N_n} \sqrt{\frac{k_b T}{2\pi m_n}}} - r_n \quad (3.9)$$

Der Teilchenradius kann als Funktion der Abklingzeit der zweiten Exponentialfunktion,  $\tau_1$ , beschrieben werden. Dieser Zusammenhang gilt nur für Teilchen mit einem Radius größer als 0,5 nm, da für die Stoßfrequenz kleinerer Teilchen mit den neutralen Bestandteilen die Polarisationswechselwirkung dominiert (*Cho et al.* (1992)). Außerdem ist Gl. 3.9 unabhängig vom Vorzeichen der Ladung und der Anzahldichte der Teilchen (*Strelnikova and Rapp* (2007)).

Aus dem Zusammenhang zwischen dem zweiten Term in Gl. 3.8 und den Teilcheneigenschaften kann eine Aussage über die Anzahldichte,  $N_p$ , getroffen werden. Sind nur positiv geladene Teilchen vorhanden, kann angenommen werden, dass  $A_0$  proportional zur Dichte der positiven Ionen  $N_I$  und  $A_1$  zu Teilchendichte  $N_p = N_e - N_I$ , bei angenommener konstanter Elektronendichte  $N_e$ , ist. Weiter ist  $ACF(t=0) = A_0 + A_1$  proportional zur empfangenen Gesamtleistung und damit zur Anzahldichte der Elektronen (Gl. A.11). Die Anzahldichte der MSP  $N_p$  kann folglich aus der Relation:

$$N_p/N_e = A_1/(A_0 + A_1) \quad (3.10)$$

bestimmt werden. Also kann mittels der normalisierten ACF das Verhältnis  $N_p/N_e$  bestimmt werden. Für absolute Dichten ist die absolute Elektronendichte nötig. Gl. 3.10 hat nur Gültigkeit, solange  $N_p$  kleiner ist als  $N_e/2$  ( $N_p/N_e < 50\%$ ). Da sonst kein Abknick in der ACF erkennbar wird. Das gilt nur für den theoretischen Ansatz; bei Messungen muss  $A_0 \gg A_1$  sein (siehe Abschn. 4.1). *Strelnikova and Rapp* (2007) zeigten, dass  $A_1$  für negativ geladene Teilchen kleiner ist als bei positive geladenen. Dieses Verhalten zeigt sich auch in Abb. 3.6. Somit wird die

Anzahldichte (Gl. 3.10) bei negativen Teilchenladungen unterschätzt. Um dem entgegen zu wirken, wird, wie in Abschn. 4.5 beschrieben, ein empirischen Faktor eingeführt.

Kleine negativ geladene Teilchen haben nicht nur einen Einfluss auf die Leistung  $A_1$  der ACF, sondern auch auf die Breite des kl. Lorentz-Spektrums. Die Gl. 2 in *Rietveld and Collis* (1993) beschreibt die Verbreiterung des Spektrums durch negative Ionen der Form:

$$W' = (1 + \lambda)W \quad (3.11)$$

mit  $\lambda$  als Verhältnis von der Dichte der Ionen zu der der Elektronen. Kleine negativ geladene Teilchen haben den gleichen Effekt auf das Spektrum, sie verbreitern es. Je kleiner die Teilchen sind, desto ähnlicher der Einfluss – dieser ist in Abb. 3.6 durch den steileren Abfall des ersten Teils der (roten) ACF zu erkennen. Das dazugehörige Spektrum scheint nur durch die gewählte Normierung schmaler.

Aus diesen beiden gezeigten Einflüssen von negativ geladenen Teilchen muss für die Bestimmung von Anzahldichten und Teilchenradien eine Korrektur, wie in Abschn. 4.5 beschrieben, durchgeführt werden.

Die Theorie von Cho ist eine Möglichkeit, den Einfluss von geladenem Staub in der D-Schicht zu untersuchen. Mit diesen nun bekannten Einflüssen kann, wie schon in diversen Veröffentlichungen gezeigt, etwas über geladene Teilchen gelernt werden. Um die Signaturen dieser Teilchen in den Radarspektren zu erkennen und um diese Einflüsse zu qualifizieren werden im nächsten Abschnitt einzelne Spektren und jeweiligen ACFs gezeigt und die Veränderung aufgrund einzelner Parameter, wie die Radarfrequenz oder die Temperatur, gezeigt.

### 3.2.2 Einfluss verschiedener Parameter auf das Spektrum

Laut Gl. 3.4 und 3.8 sollte nur  $ACF_1$  durch Teilchenparameter beeinflusst sein,  $ACF_0$  nicht. Um darüber eine qualitative Aussage zu treffen und um ein besseres Verständnis der Gleichungen zu bekommen, werden folgende Spektren mittels Cho-Theorie und den Werten aus Tab. 3.1 sowie die dazugehörigen ACFs mit einer Fouriertransformation (Matlab<sup>®</sup> `fft`) bestimmt. Eine detaillierte Beschreibung der Berechnung folgt in Abschn. 4.4. Die gezeigten Spektren bzw. ACFs sind auf die jeweils maximale Amplitude normiert (außer Abb. 3.13), um eine bessere Vergleichbarkeit zu ermöglichen. Auch sind nur ausgewählte Frequenzbereiche (Spektren) und Zeitschritte (ACF) dargestellt, damit die signifikanten Änderungen besser sichtbar sind. Die Beschreibungen zu den Abbildungen betrachten das gesamte Spektrum und auch ACF separiert, wie in Gl. 3.7, in den kl. Teil ( $A_0, \tau_0$ ) und den additiven Teil der geladenen Teilchen ( $A_1, \tau_1$ ). Spektren und ACF haben eine logarithmisch skalierte Amplitude.

Für die jetzige Betrachtung lohnt es sich die Faustregel: ***Breites Spektrum, steil abfallende ACF und umgekehrt***, nochmal zu verinnerlichen. Auch der Gedanke, dass wenn sich bei der Betrachtung der Parameter das Verhältnis der Amplituden  $A_1$  und  $A_0$  nicht ändert, es keinen Effekt auf die Bestimmung der Teil-

chendichte hat (Gl. 3.10) sowie dass, wenn der Anstieg der  $ACF_1$  gleich bleibt, der Parameter keinen Einfluss auf die Berechnung des Teilchenradius (Gl. 3.9) nimmt, soll für ein besseres Verständnis im Hinterkopf bleiben.

Für die Berechnung wurden jeweils die in Tab. 3.1 aufgeführten Werte verwendet. Die zweite Spalte gibt hervorgehoben den Wert an, der bei Variation einzelner Parameter (Spalte 3) konstant gehalten wird. Die letzte Spalte listet die einzelnen Abbildungen auf. So ist z. B. in Abb. 3.6 die Änderung der Spektren bei einfach positiver bzw. negativer Ladung der Meteorstaubteilchen (MSP) gezeigt. Für die Simulation wird, wie angegeben, eine Elektronendichte von  $N_e=2600 \text{ cm}^{-3}$  verwendet. Die Legende, die angibt was und wie variiert ist, befindet sich entweder auf der Seite des Spektrums oder auf der der ACF.

Da die Atmosphäre als neutral angenommen wird, gilt:

$$N_{i+} = N_e \pm N_p + N_{i-} , \begin{cases} +, & \text{für } q_p < 0 \\ -, & \text{für } q_p > 0 \end{cases} \quad (3.12)$$

Die Leistung des rückgestreuten Signals ist proportional zur Elektronendichte und würde bei Variation der Dichte nur die Amplitude des Spektrums ändern (siehe Gl. A.16). Deshalb wird  $N_e$  bei jeder Parameterstudie, wenn möglich, konstant gehalten, so dass hier für positive Teilchenladung  $N_{i+}=2300 \text{ cm}^{-3}$  und für negative Teilchenladung  $N_{i+}=2900 \text{ cm}^{-3}$  ist (jeweils  $N_{i+}=0 \text{ cm}^{-3}$ ). Bei den Simulationen wird, wenn nicht anders angegeben, nur eine mittlere Größe (für eine Größenverteilung siehe *Cho et al. (1998)*) und einfach negative Ladung der Teilchen angenommen. Für die Anzahldichte wird der Begriff Dichte, z. B. Neutralgasdichte, verwendet und die Massendichte dann konkret benannt. Weiterhin wird angenommen, dass die Temperatur der einzelnen Komponenten der Atmosphäre gleich ist (Gl. 3.5). Das Neutralgas setzt sich aus 0,78, 0,21 und 0,01 Teilen Stickstoff, molekularem Sauerstoff und Argon zusammen.

Zur Verdeutlichung sei an dieser Stelle nochmal wiederholt, die gezeigten Spektren (bzw. ACF) geben nur einen ganz bestimmten Zustand der Atmosphäre wieder und gemachte Aussagen sollten nicht komplett generalisiert werden — Hauptaugenmerk liegt auf der Superposition der ACF.

### **Teilchenparameter: Radius $r_p$**

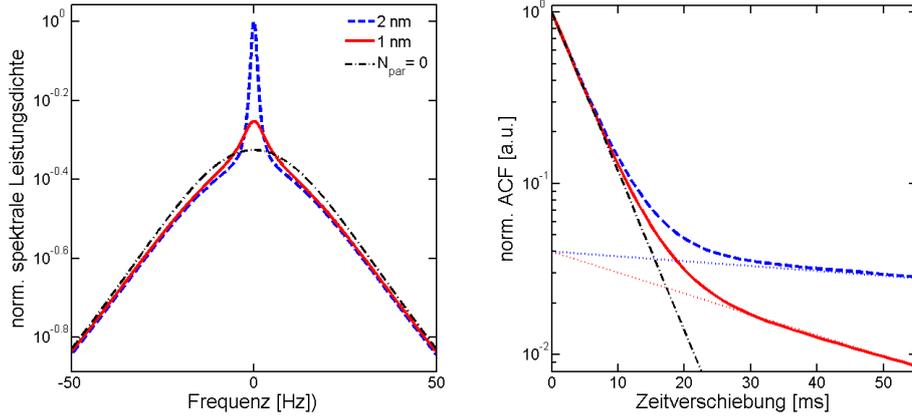
Der Effekt von geladenen Aerosolteilchen auf das Spektrum, wird hier vor dem der anderen Parameter (siehe Tab. 3.1) betrachtet. Abb. 3.3 zeigt ein Beispiel der Änderung des Spektrums für verschiedene Radien der geladenen Teilchen. Zu sehen ist, dass die Anwesenheit von geladenen Teilchen eine zusätzliche schmale Linie in der Mitte des Lorentz-Hintergrundspektrums erzeugt. Die Amplitude der schmalen Teilchenlinie auf dem Spektrum wird mit größeren Teilchen ebenfalls größer und dessen Breite schmaler. Die Fläche unter dem Spektrum, also die Gesamtleistung, bleibt konstant. Der Einfluss der Teilchen ist auch in der ACF zu erkennen. Während die ACF des reinen Hintergrunds ( $N_p=0$ ) eine Gerade in einer logarithmischen Darstellung ist, knickt die ACF mit Teilchen ab. Größere Partikel lassen die ACF eher abknicken, 2 nm bei  $5 \cdot 10^{-2}$  a.u. und 1 nm bei  $3 \cdot 10^{-2}$  a.u.. Die

Paramter	Wert	Abb.	
Teilchenradius $r_p$ [nm]	<b>1,5</b>	[0, 1, 2], 0,5 - 10	3.3, 3.4
Teilchenmassendichte $\rho_p$ [g cm <sup>-3</sup> ]	<b>2</b>	0.02, 2 20	3.5
Teilchendichte $N_p$ [cm <sup>-3</sup> ]	<b>300</b>	-	-
$N_p/N_e$ [%]	$\approx 10\%$	1, 5, 20	3.7, 3.8
Teilchenladung $q_p$ [e]	<b>-1</b>	-1, +1	3.6
Radarfrequenz $f_R$ [MHz]	<b>224</b>	53,5, 224, 430, 930	3.9
Temperatur T [K]	<b>180</b>	120, 180, 230	3.10
Neutralsgase Dichte $N_n$ [cm <sup>-3</sup> ]	<b><math>9,4 \cdot 10^{13}</math></b>	$1 \cdot 10^{13}$ , $1 \cdot 10^{14}$ $5 \cdot 10^{14}$	3.15
Masse Neutralsgas $m_n$ [amu]	$\approx 29$	5, 20, 30, 100	3.11
Ionenmasse $m_I$ [amu]	<b>31</b>	10, 31, 100, 300	3.12
Ionenradius [nm]	<b>0,18 nm</b>	-	-
Elektronendichte $N_e$ [cm <sup>-3</sup> ]	<b>2600</b>	1000, 10000, 30000	3.13
pos. Ionendichte $N_{I^+}$ [cm <sup>-3</sup> ]	<b>2900</b>	-	-
neg. Ionendichte $N_{I^-}$ [cm <sup>-3</sup> ]	<b>0</b>	-	-
$N_{I^-}/N_{I^+}$	-	1, 10, 50	3.14

**Tabelle 3.1:** Parameter für die Berechnung der ISR Spektren und ACF mit den dazugehörigen Abbildungen. Die fettgedruckten sind die Werte die bei konstant gehalten werden. 430 MHz, 224 MHz, 930 MHz und 53,5 MHz stehen für das Arecibo Radar, für das VHF- und UHF-Radar in Tromsø und für das MAARSY.

Anstiege der gepunkteten Linien ( $\tau_1$ -Anstieg), die den zweiten Summanden der Gl. 3.7 repräsentieren sind für unterschiedliche Radien (siehe Gl. 3.8) verschieden. Die Amplituden  $A_1$  (bei  $t=0$  ms: *0-Lag*) bleiben jedoch gleich, da die Radien in der Gesamttrückstreuleistung keine Rolle spielen (Gl. A.15 und Gl. A.16). Dieses Verhalten macht es möglich, wie in Gl. 3.9, Radien aus den Spektren bzw. ACFs zu bestimmen. Auch zu sehen sind diese Eigenschaften, das Abknicken der ACF und die relativ konstante Amplitude  $A_1$ , in Abb. 3.4. Zu sehen ist auch, dass sich die Gesamtleistung nicht ändert und dass die Korrelationszeit ( $\tau_1$ ) länger für größere Teilchen im Plasma ist.

In diesem Beispiel gibt es einen Grenzzradius  $r_p$  ab dem sich der Anstieg der  $ACF_1$  kaum ändert. Abgeschätzt aus der Abbildung, für die atmosphärischen Hintergrundbedingungen aus Tab. 3.1, liegt dieser bei  $r_p \approx 4$  nm (schwarze gestrichelte Linie). Dieser Radius ist frequenzabhängig und grenzt damit die Sensitivität der Radiusbestimmung ein. In Kap. 4 wird auf die Fragen nach dem Grenzzradius näher eingegangen. Die Abb. 3.4, linke Seite für negativ geladene Aerosolpartikel und rechts positiv, gibt auch das Verhalten der ACF ohne Teilchen, dafür mit positiven (magenta Linie) bzw. negativen (rote Linie, hier  $N_{I^-}=300$ ,  $N_p=0$ ) Ionen wieder. Die ACF für positive Ionen ohne Teilchen fällt schwächer ab, als die mit negativen Ionen. Auch ist der erste Teil der ACFs mit Teilchen, der dem klassischen Lorentzspektrum entspricht, bei kleinen Radien der ACF mit negativen Ionen der roten Linie ähnlicher. Bei großen Radien wird der klassische Teil des Spektrums schmaler,  $ACF_0$  fällt flacher ab und ist der magentafarbenen Linie ähnlicher. Ausgehend von der Zerlegung aus Gl. 3.7 sollte  $ACF_0$  unabhängig vom



**Abbildung 3.3:**  $r_p$  – Simulierte Spektren und ACF ohne (schwarz gestrichelte Kurve) und mit einfach negativ geladenen Teilchen der Radien:  $r_p=1$  nm (rot) und  $r_p=2$  nm (blau gestrichelt). Die gepunktete blaue bzw. rote Linie entspricht dem rechten Term der Gl. 3.7.

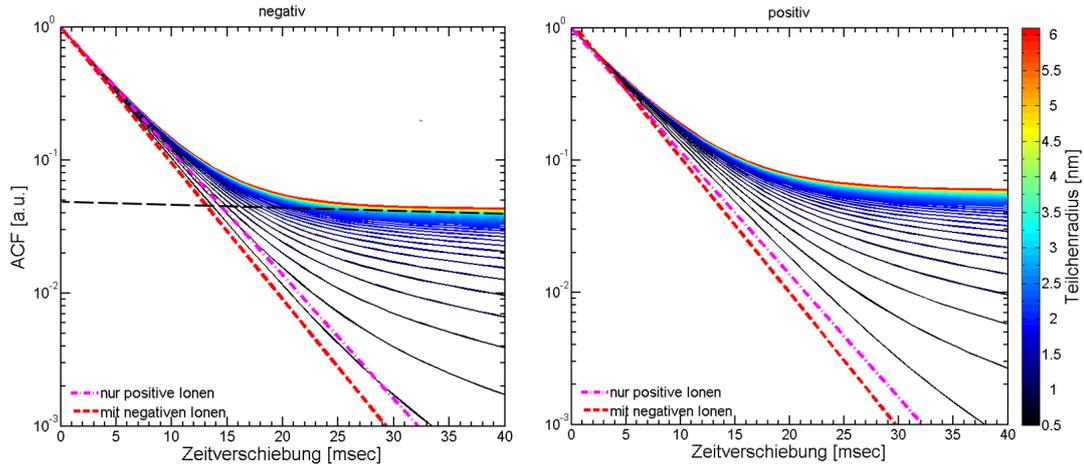
Teilchenradius sein. Dieses Verhalten bestätigt also die Gültigkeit der Gl. 3.11 in der Cho-Theorie. Erklärt werden kann es damit, dass mit 0,5 nm Radien die Teilchen in der Größenordnung von Ionen,  $r_i=0,18$  nm, liegen und die ambipolare Diffusion überwiegt – ein Grund für die Simulation von Spektren mit Teilchenradien größer 0,5 nm. Deswegen muss bei der Berechnung von  $W_0$  nach Gl. 3.4 eine Korrektur abhängig von der Dichte der negativ geladenen Teilchen vorgenommen werden. Auf diese wird in Abschnitt 4.4 näher eingegangen.

#### Teilchenparameter: Massendichte $\rho_p$

Ein weiterer Teilchenparameter, der die Form des Spektrums beeinflussen könnte, ist die Massendichte der rekondensierten Teilchen. Mit größerer Masse ändert sich die Trägheit, die Geschwindigkeit und damit die Diffusionszeit (Abb. 3.1). In der Cho-Theorie nimmt die Massendichte mit dem Radius der Teilchen über die mittlere Masse ( $m_p = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho$ ) der Teilchen Einfluss. Extreme Abweichungen von diesem Wert sind in Abb. 3.5 gezeigt. Die Amplitude der schmalen Teilchenlinie des Spektrums wird für dichtere Teilchen größer. Der erste Teil der ACF zeigt keine bzw. nur geringe Änderung, während beim zweiten eine der Amplitude,  $A_1$ , zu erkennen ist. Da die Abweichung der Amplituden nur gering ist und in Kap. 4 eine Dichte von  $2 \text{ g cm}^{-3}$  angenommen wird, wird die Massendichte nicht weiter betrachtet.

#### Teilchenparameter: Ladung $q_p$

Anders als bei den Radien und Massendichten verhalten sich Spektrum und ACF, wenn als Annahme rein positive bzw. rein negative Teilchen vorherrschen oder zu gleichen Teilen vorhanden sind. Für Abb. 3.6 wurde nur die Ladung der Teil-



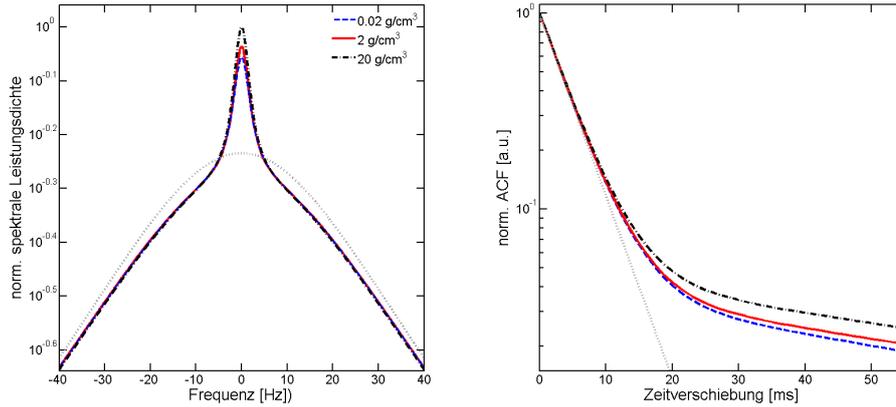
**Abbildung 3.4:**  $r_p$  – der Einfluss verschiedener Radien von 0,5 nm bis 10 nm (Farbskala) auf die Form der ACF und ohne Teilchen bei Anwesenheit von nur positiven Ionen (magenta gestrichelt) und mit negativen (rot gestrichelt)– Links für positive Ladungen der Aerosolteilchen und rechts negative. Die schwarz gestrichelte Linie (links) zeigt den Grenzradius ab dem sich der Anstieg des zweiten Teils der Gl. 3.7 nicht ändert.

chen bei gleichbleibendem Radius verändert. Das Hintergrundspektrum ändert sich kaum (bis auf den bekannten Effekt der negativen Teilchen, siehe Gl. 3.11). Die Anstieg der  $ACF_1$  ( $W_1$  ändert sich nicht) ist relativ gleich. Das bestätigt auch die Aussagen von *Strelnikova and Rapp* (2007) über die Unabhängigkeit der  $r_p$ -Bestimmung (Gl. 3.9) vom Vorzeichen der Ladung. Die Amplitude  $A_1$  bei negativer Ladung ist kleiner als die bei positiver Ladung. Auch das bestätigt, dass eine Anwendung der Gl. 3.10 für negative Teilchenladungen eine Korrektur nötig macht. Allerdings beträgt die Abweichung in diesem Beispiel nur etwa 2%.

Bei gleicher Dichte von positiv und negativ geladenen Teilchen, bei gleich bleibender Dichte der Elektronen und positiven Ionen, also neutraler Gesamtladung der Teilchen, ändert sich die Amplitude  $A_1$ , jedoch bleibt der Abknick erhalten. Das bedeutet, dass eine neutrale Gesamtladung der Teilchen eine Signatur im Spektrum hinterlässt. Wird die Gesamtteilchendichte weiter erhöht, wird  $A_1$  auch größer, obwohl Elektronen- und Ionendichte konstant bleiben. Das ist deshalb so bemerkenswert, da z. B. bei *in-situ* Raketenmessungen mit einem klassischen *Faraday-Cup* bei einer neutralen Gesamtladung der Aerosole keine Teilchen gesehen werden (siehe z. B. *Robertson and Rapp* (2009)).

### Teilchenparameter: Dichte $N_p$

Abb. 3.7 zeigt Spektrum und ACF mit verändertem Verhältnis von  $N_p$  zu  $N_e$ , wodurch sich auch die Dichte der positiven Ionen ändert (siehe Gl. 3.12). Diese Betrachtung ist notwendig, da die Elektronendichte insbesondere in den polaren Breiten variiert. Die Teilchendichte ändert sich auch aufgrund dynamischer Pro-



**Abbildung 3.5:**  $\rho_p$  – Spektrum und ACF bei unterschiedlicher Massendichte in  $\text{g cm}^{-3}$ , 0,02 blau gestrichelt, 0,2 rot gestrichelt und 20 schwarz gestrichelt sowie in grau ohne Teilchen.

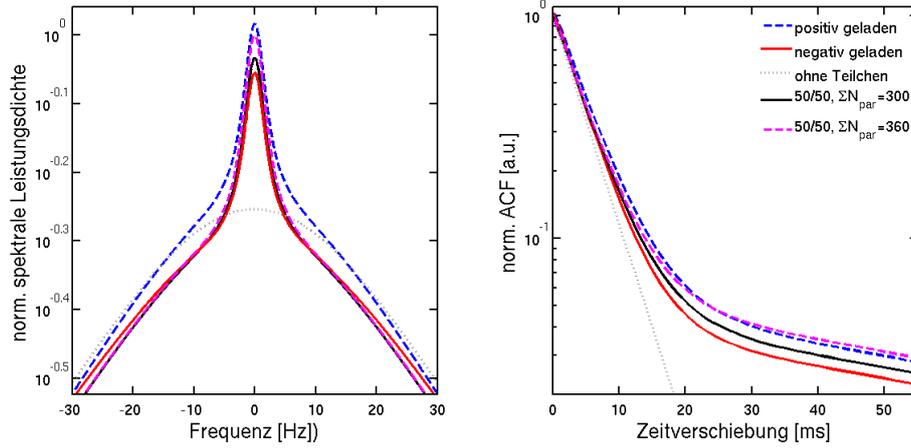
zesse, aber auch das Verhältnis von geladenen und nicht geladenen Aerosolteilchen ( $N_p^{\text{geladen}}/N_p^{\text{neutral}}$ ), z. B. durch den photoelektrischen Effekt (*photoionization and photodetachment*). Dieses Verhältnis ist nicht gut bekannt und wird z.B von *Gelinas et al.* (2005) als 5% angenommen. Damit kann im Spektrum nur ein Teil der vorhanden Teilchen gesehen werden, was bei dieser Betrachtung berücksichtigt werden muss.

Steigt das Verhältnis, wird die zusätzliche Spitze auf dem Spektrum größer, ohne dass die Breite sich ändert. Somit ist die gesamte Leistung dieser Spitze größer und die Amplitude  $A_1$  auch. Dass der Anstieg der  $ACF_1$  gleich bleibt, zeigt auch, dass sich die spektrale Breite  $W_1$  nicht ändert. Die Tendenz, höhere Dichte bei größerer Amplitude (der Gl. 3.10), zeigt sich hier als bestätigt. Allerdings macht ein Vergleich der einzelnen Amplituden sichtbar, warum die Teilchendichte bei negativer Ladung unterschätzt wird. Nach Gl.,3.10 ist die Amplitude  $A_1(1\%) \approx 0,01$  und  $A_1(10\%) \approx 0,11$ . Zu erkennen ist jedoch, dass diese kleiner sind.

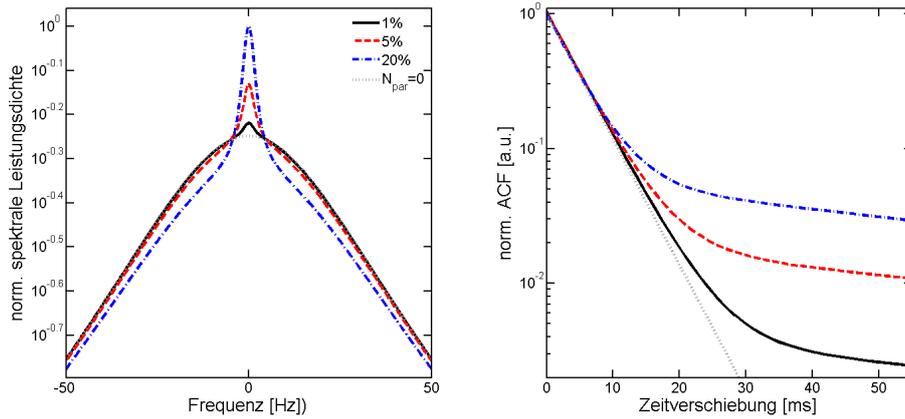
Wird wie in Abb. 3.8, das Verhältnis  $N_p/N_e$  konstant gehalten und damit die Teilchendichte mit der Elektronendichte erhöht, vergrößert sich die Amplitude des Spektrums bzw. der ACF, wie in Gl. A.16 zu sehen ist. Die Amplitude der zusätzlichen Teilchenlinie des Spektrums wird mit steigendem  $N_p$  größer (bleibt in der logarithmischen Darstellung fast gleich) behält aber die Breite bei. Auch das Verhältnis der Amplituden der ACF aus Gl.,3.10 ist fast gleich, es liegt bei etwa 0,04 und ist damit 6% kleiner als  $N_p$  zu  $N_e$ .

## Radarfrequenz

In der klassischen Beschreibung der spektralen Breiten (Lorentz, Gl. 3.4) und in Gl. 3.8 ist zu sehen, dass sowohl  $W_0$  als auch  $W_1$  Funktionen der Radarfrequenz



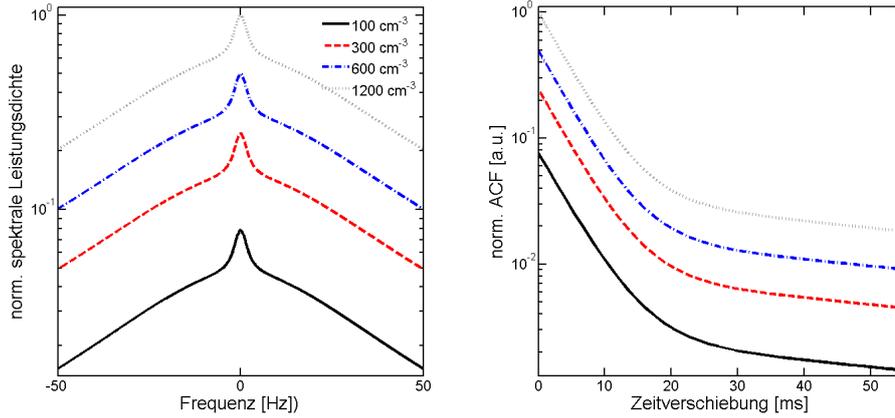
**Abbildung 3.6:**  $q_p$  – Spektrum und ACF bei Anwesenheit von positiv geladenen (blau gestrichelt), negativ geladenen Teilchen (rot gestrichelt), beide im Verhältnis eins zu eins (schwarz) und mit größerer Anzahldichte sowie in Abwesenheit von Staub (grau gepunktet). Die farbige gepunkteten Linien stellen den zweiten Term aus Gl. 3.7 da.



**Abbildung 3.7:**  $N_p/N_e$  – Spektrum und ACF bei unterschiedlichen Teilchendichten im Verhältnis zur Elektronendichte von 1 % (schwarz), 10 % (rot gestrichelt) und 50 % (blau gestrichelt) sowie ohne Teilchen (grau gepunktet).

quenz sind ( $W \propto f_R^2$ ) – so auch der Rückstreuungswirkungsquerschnitt (siehe Gl. A.1). Ein Radar mit größerer Sendefrequenz bedeutet, bei gleichen Bedingungen in der Atmosphäre, ein breiteres Spektrum (Abb. 3.9). Die Gesamtleistung des Rückstreusignals ist allerdings proportional zur Elektronendichte ( $\eta = \sigma N_e$ , siehe Gl. A.13). Folglich bleibt das Integral der spektralen Leistungsdichte konstant und die Amplitude des Spektrums nimmt für größere Frequenzen  $f_R$  ab. Was sich in den Spektren der Abb.3.9 bestätigt.

Der Anstieg der ACF (sowohl 0 und 1) nimmt mit steigender Frequenz zu.



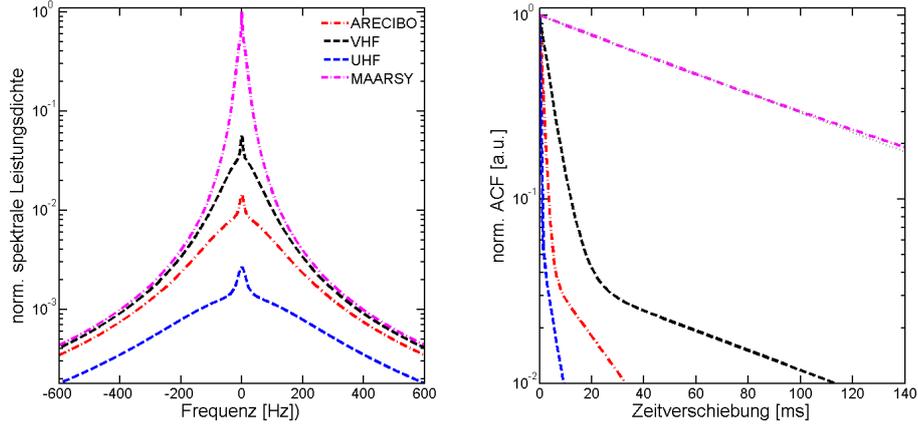
**Abbildung 3.8:**  $N_p/N_e$  – Spektrum und ACF bei unterschiedlichen Teilchendichten in  $\text{cm}^{-3}$  im Verhältnis 10 % zu den Elektronendichten,  $100 \text{ cm}^{-3}$  schwarz,  $300 \text{ cm}^{-3}$  rot gestrichelt,  $600 \text{ cm}^{-3}$  blau gestrichelt sowie  $1200 \text{ cm}^{-3}$  (grau gestrichelt).

Somit auch die Amplitude  $A_1$ . Die Sensitivität auf geladene Teilchen nimmt mit größerer Radarfrequenz also zu. Obwohl bei allen Radarfrequenzen ein zusätzlicher Peak auf dem Spektrum zu sehen ist, eignen sich das Arecibo Radar und das VHF anscheinend eher für die Auswertung von Teilchenparameter, da sich sowohl die spektralen Breiten  $W_0$  und  $W_1$  als auch die Amplituden  $A_0$  und  $A_1$  deutlicher als beim MAARSY bzw. UHF unterscheiden. Das UHF hat den Vorteil, dass weniger Lags für eine Auswertung gefordert werden, da der Abknick schon bei etwa 5 ms erfolgt. Ein Nachteil ist allerdings, dass das SNR im Vergleich zu den anderen Frequenzen groß sein muss. Das gilt aber nur für die angenommenen atmosphärischen Verhältnisse der Tab. 3.1, ist also eine relative Tendenz. Für andere Temperaturen und Dichten des Neutralgases kann diese Einschätzung anders aussehen.

### Temperatur, Massen und Anzahldichten

Für die Bestimmung der physikalischen Eigenschaften der Hintergrundatmosphäre werden unterschiedliche Quellen genutzt, um verschiedene Extrema zu kennen und die Veränderung im Spektrum besser erkennen zu können. Eine Quelle ist die Referenzatmosphäre MSIS-90, von der gemittelte Daten des Dezembers genutzt (siehe Abb. B.1, Volumenanteile des Neutralgases, die Temperatur und die Neutralgasdichte) werden.

Im ersten Schritt wird auf den Einfluss der Temperatur eingegangen. Der maximale und minimale Wert der Temperatur sind aus *Lübken and von Zahn (1991)*. Schwankungen der Temperatur können z. B. beim Durchlauf einer atmosphärischen Welle auftreten. Mit der Höhe steigt auch der Anteil des atomaren Sauerstoffs (siehe Abb. B.2) durch die Spaltung der Moleküle aufgrund der vorhandenen Strahlung – womit sich die mittlere Neutralgasmasse ändert. Außerdem nimmt



**Abbildung 3.9:**  $f_R$  – Spektrum und ACF berechnet mit gleichen Hintergrundparametern aber verschiedenen Radarfrequenzen, **MAARSY** (53 MHz, magenta gestrichelt), **VHF** (224 MHz, schwarz gestrichelt), **Arecibo** (430 MHz, rot gestrichelt) sowie **UHF** (930 MHz, blau gestrichelt) betrachten wird.

die Anzahldichte des Neutralgases ab und demnach der Beitrag des zweiten Diffusionsmodus aus Abb. 3.1.

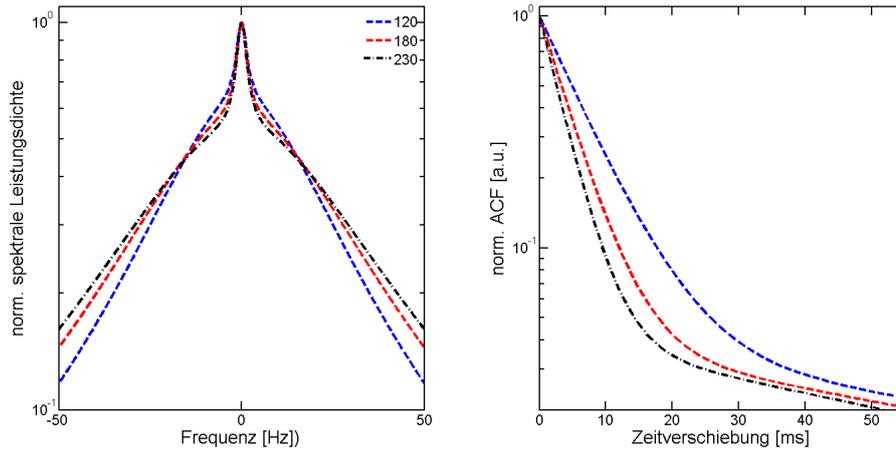
### Temperatur $T$

Die Temperatur zählt gleichzeitig zu den Teilchenparametern, da davon ausgegangen wird, dass alle Komponenten die gleiche Temperatur haben (Gl. 3.5). In den betrachteten Höhen kann diese, durch z. B. Wellenaktivität, Werte von 120 K bis 230 K annehmen. In Abb. 3.10 ist der Einfluss der Temperatur auf das Spektrum und die ACF gezeigt. Das Spektrum der rückgestreuten Radarwellen (Gl. A.1) ist eine Funktion der Temperatur, allerdings analytisch nur schwer zu verallgemeinern. Deutlicher ist der Zusammenhang der spektralen Breite zur Temperatur (Gl. 3.4,  $W_0 \approx T$  und Gl. A.20,  $W_1 \approx \sqrt{T}$ ) – je höher die Temperatur, umso breiter das Spektrum. Dieses Verhalten ist in Abb. 3.10 im Spektrum und der ACF zu sehen. Mit der Temperatur ändert sich der Anstieg der  $ACF_0$  deutlich. D.h. bei höheren Temperaturen fällt die ACF steiler ab und das Lorentzspektrum ist breiter. Die Änderung des Anstiegs der  $ACF_1$  ist in der Abbildung nur schwer zu erkennen. Die Amplitude  $A_1$  wird mit steigender Temperatur leicht größer (Abweichung von etwa 2%). Somit beeinflusst die Temperatur auch die Bestimmung der Teilchendichten (siehe Gl. 3.10).

Im Abschnitt 4.2 wird näher auf den Zusammenhang Temperatur und Anzahldichte des Neutralgases eingegangen.

### Neutralgasmasse $m_n$

Für die Berechnung der Spektren mit der Cho-Theorie wird die mittlere Neutralgasmasse genutzt. Die Zusammensetzung des Neutralgases ändert sich jedoch nur

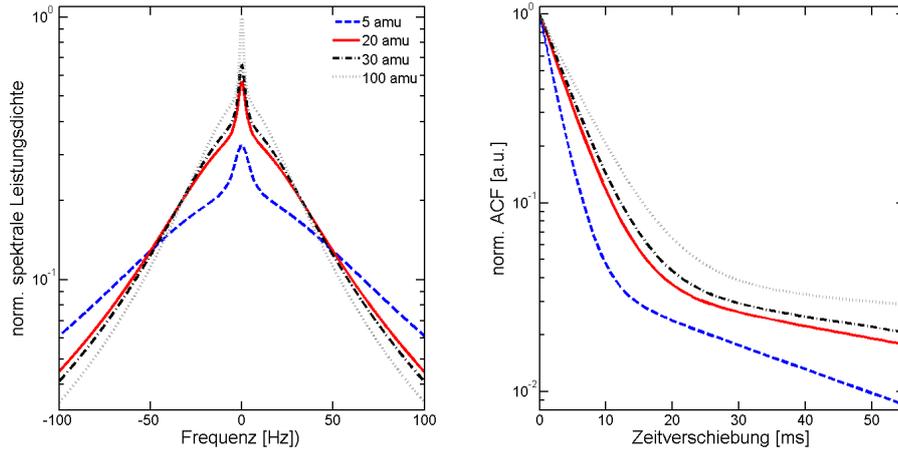


**Abbildung 3.10:**  $T_n$  – Spektrum und ACF berechnet für unterschiedliche Temperaturen, 120 K (blau gestrichelt), 180 K (rot) und 230 K (schwarz gestrichelt). Die maximal und minimal Werte sind aus *Lübken and von Zahn (1991)*.

schwach in den untersuchten Höhen. Die Betrachtung ist deshalb wichtig, da die spektrale Breite über die Stoßfrequenz eine Funktion der Neutralgasmasse ist (siehe Gl.en A.7, A.8 und A.9). Ändert sich das Gasgemisch und steigt damit die Masse, erhöht sich die Stoßfrequenz und das Spektrum wird schmäler.

In Abb.3.11 ist der deutliche Einfluss der gewählten extremen Werte von 5 bis 100 amu ( $m_n \approx 29$  amu für 78%  $N_2$ , 21%  $O_2$ , 1%  $Ar_2$ ) auf Spektrum und ACF, sowohl  $ACF_0$  als auch  $ACF_1$  zu sehen.

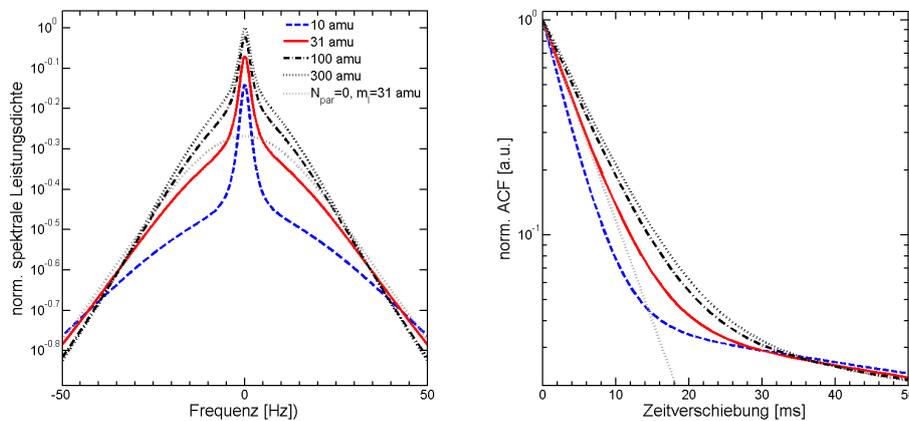
Wie zu erwarten, fallen sowohl  $ACF_0$  und  $ACF_1$  flacher ab, wenn die Neutralgasmasse steigt.  $ACF_1$  wird bei großen Werten der Masse so flach, dass kaum ein Unterschied zwischen den Anstiegen ( $m_n > 20$  amu) zu erkennen ist (siehe Gl. A.20,  $\tau_1 \approx \sqrt{m_n}$ ). Genauso wie bei großen Radien ist so eine Unterscheidung nicht mehr möglich. Das Mischungsverhältnis und damit die Neutralgasmasse nimmt mit der Höhe allerdings nur geringfügig ab (siehe Abb. B.1) – der Bereich zwischen 20 und 30 amu wird unter normalen Bedingungen nicht verlassen. Die Amplitude  $A_1$  bleibt annähernd gleich. Trotzdem muss der Effekt auf die Bestimmung atmosphärischer Eigenschaften quantifiziert werden.



**Abbildung 3.11:**  $m_n$  – Spektrum und ACF bei unterschiedlicher mittlerer Neutragasmasse in atomaren Masseneinheiten, 5 amu (blau gestrichelt), 20 amu (rot gepunktet), 30 amu (schwarz gepunktet) und 100 amu (grau gestrichelt). [siehe Abb. B.1].

### Ionenmasse $m_i$

Steigt die Ionenmasse wird die spektrale Breite  $W_0$  schmaler (siehe Gl. 3.4 + Gl. A.8,  $W_0 \approx 1/\sqrt{m_i}$ ). Das bestätigt sich bei einem Blick auf Abb. 3.12 – ACF<sub>0</sub> fällt steiler ab, je leichter die Ionen sind. Der Anstieg sowie Amplitude der ACF<sub>1</sub>



**Abbildung 3.12:**  $m_i$  – Spektrum und ACF bei unterschiedlichen mittleren Ionenmassen, 10 amu blau, 31 amu rot gestrichelt, 100 amu schwarz gepunktet und dunkel-grau gepunktet 300 amu sowie ohne Teilchen.

ändern sich hingegen kaum. Die Änderung der Ionenmasse hat also einen deutlich größeren Effekt auf  $W_0$  als auf  $W_1$  und  $A_1$ . Das bestätigt die Übereinstimmung der Cho-Theorie mit früheren Veröffentlichungen (z.B. *Mathews (1978)*) bzgl.  $W_0$ .

Auch *Rapp et al.* (2007) Abb. 5 zeigt einen großen Gradient für kleinen Ionenmassen ( $m_i < 50$  amu) und einen kleineren für größere Massen über einen Temperaturbereich von 150–250 K.

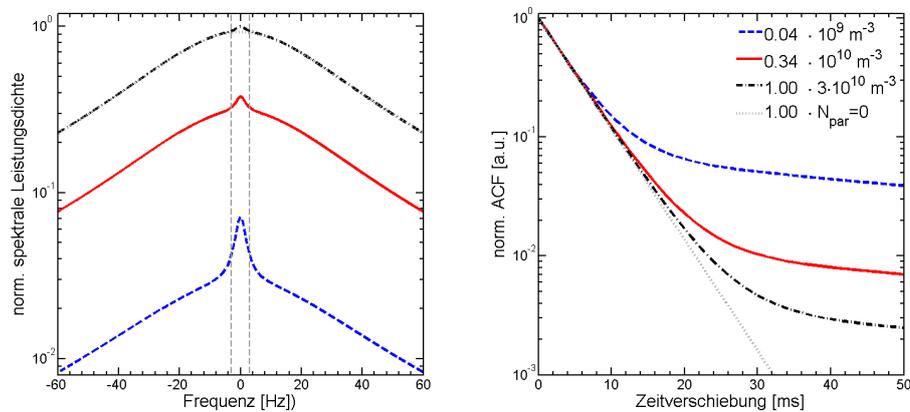
In der Annahme, die Hauptbestandteile der Ionen sind  $\text{NO}^+$  und  $\text{O}_2^+$  (*Narcisi et al.* (1972)), ist die mittlere Ionenmasse  $m_i$  31 amu.

### Elektronendichte $N_e$

Im letzten Teil geht es nun um die Anzahldichten der Elektronen, der positiven bzw. negativen Ionen und des Neutralgases. Dabei wird das Verhältnis in Gl. 3.12 eingehalten.

Deutlich zu erkennen in Abb. 3.8 an der größeren Amplitude des Spektrums als auch der ACF ist die erhöhte rückgestreute Leistung bei größerer Elektronendichte. In der Abbildung sind die ACFs so normiert, dass diese besser vergleichbar sind. Schwer zu erkennen durch die logarithmische Darstellung ist, dass die Amplitude der zusätzlichen Teilchenlinie auf dem Spektrum gleich bleibt.

Wie zu erwarten, führt eine erhöhte Elektronendichte zu einem besseren Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR) und damit zu einer möglichen besseren Datenqualität. Die Anstiege der  $\text{ACF}_0$  und  $\text{ACF}_1$  ändern sich nicht. Und auch das Verhältnis von  $A_1$  zu  $A_0$  nimmt mit steigender Elektronendichte ab, was die Tendenz von Gl. 3.10 bestätigt. Die Abb. 3.13 fasst so gesehen, Abb. 3.7 und 3.8 in einer zusammen.



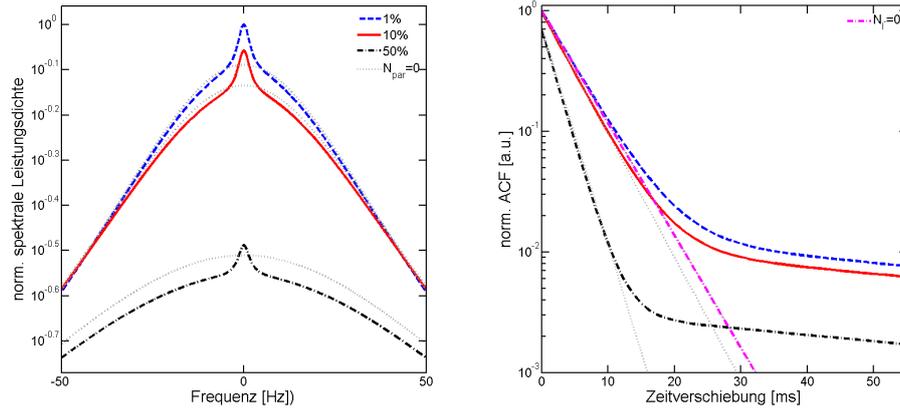
**Abbildung 3.13:**  $N_e$  – Die Spekten und auch die ACF bei unterschiedlichen Elektronendichten in  $\text{m}^{-3}$ ,  $10^9 \text{m}^{-3}$  blau gestrichelt,  $10^{10} \text{m}^{-3}$  rot und  $3 \cdot 10^{10} \text{m}^{-3}$  schwarzgestrichelt sowie die graue ACF ohne Teilchen. Die ACF sind entsprechend der Zahlen vor der Legende normiert, damit die ACF besser zu vergleichen sind.

### Ionendichte $N_i$

Ein Blick auf das Verhältnis der Anzahl von negativen zu positiven Ionen (Abb. 3.14) zeigt, dass der Effekt ähnlich einer Verringerung der Elektronendichte ist, klei-

nerer Amplitude des Spektrums als auch ACF. Das ist auch der Fall, da durch die Vorgabe einer neutralen Atmosphäre bei Erhöhung der negativen Ionen die Dichte der Elektronen abnimmt (Gl. 3.12).

Auch hier zeigt sich wieder die Übereinstimmung der Cho-Theorie mit der klassischen, denn eine erhöhte Dichte negativer Ionen führt zu einer Verbreiterung des Spektrums (siehe Gl. 3.11) und somit zu einer Änderung des Anstieges der  $ACF_0$ . Der Anstieg der  $ACF_1$  bleibt jedoch gleich. Das Verhältnis  $N_p$  zu  $N_e$  ändert sich und somit auch das Verhältnis der Amplituden  $A_1$  zu  $A_0$ .  $N_i$  zeigt demnach keinen direkten Effekt bei  $A_1$ .



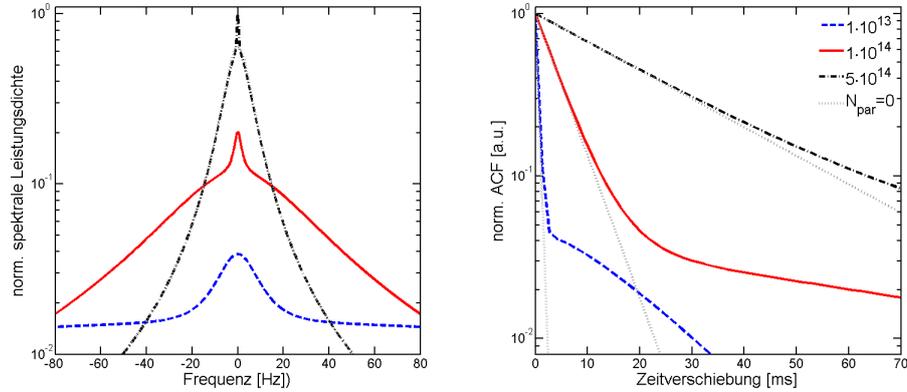
**Abbildung 3.14:**  $N_i^-/N_i^+$  – Spektrum und ACF wenn bei unterschiedlichem Verhältnis von  $N_i^-$  zu  $N_i^+$ , 1% blau gestrichelt, 10% rot und 50% schwarz gepunktet sowie ohne Teilchen für jedes Verhältnis grau gepunktet. Zusätzlich ist eine ACF, berechnet ohne negative Ionen, magenta gepunkt-strichelt eingefügt.

### Neutralgasdichte $N_n$

Durch den erwähnten Zusammenhang zwischen Temperatur und der Dichte des Neutralgases, auf den in Absch. 4.2 näher eingegangen wird, nimmt auch die Neutralgasdichte eine ähnliche Rolle ein, wie die Temperatur. Je mehr Neutralgas vorhanden ist, umso häufiger können die geladenen Komponenten mit diesem wechselwirken, in dem vorliegenden Fall zusammenstoßen. Dieser einfache Gedanke spiegelt sich in den Gl. A.7, A.8 und A.9 wieder. Die Stoßfrequenz wiederum ist umgekehrt proportional zur spektralen Breite, Gl 3.4 und Gl 3.8. Eine Erhöhung der Neutralgasdichte führt also zur Verschmälerung des Spektrums und folglich zum flacheren Abfallen der ACF, sowohl  $W_0$  als auch  $W_1$  bzw.  $ACF_0$  und  $ACF_1$ . Dieses Verhalten ist in Abb. 3.15 deutlich zu erkennen. Die Neutralgasdichte hat also einen großen Effekt bei der Bestimmung der Teilchenradien.

Die Amplitude  $A_1$  nimmt mit größerem  $N_n$  zu – nur schwer zu erkennen ist die Erhöhung der Teilchenlinie auf dem Spektrum. Das wiederum hat Auswirkungen auf die Bestimmung der Teilchendichten. Die gewählten Werte sind jedoch keine Ausnahmen, so ist eine Dichte von  $5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  in einer Höhe von etwa 75 km

und  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$  in einer von etwa 85 km in der Dezemberatmosphäre laut MSIS zu finden (siehe Abb. B.1).



**Abbildung 3.15:**  $N_n$  – Spektrum und ACF berechnet für unterschiedlicher Neutralgasdichten in  $\text{cm}^{-3}$  von  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$  blau gestrichelt,  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$  rot (etwa 85 km) und  $5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  schwarz (etwa 75 km) gestrichelt sowie ohne Teilchen grau gepunktet.

Qualitativ sind die Effekte der einzelnen Parameter auf das Spektrum bzw. der ACF gezeigt. Die Tab. 3.2 fasst die Ergebnisse dieses Abschnittes zusammen. Trotz der schwierigen bzw. nicht möglichen analytischen Trennung der

Parameter	$A_0$	$\tau_0$	$A_1$	$\tau_1$	Abb.
$r_p$	-	-	-	$\mathbf{x} \uparrow$	3.3, 3.4
$\rho_p$	-	-	-	$(\mathbf{x})$	3.5
$N_p$ ( $N_e = \text{konst.}$ )	-	-	$\mathbf{x} \uparrow$	-	3.7, 3.8
$q_p$	-	$(\mathbf{x}), q_p = -1$	$(\mathbf{x})$	-	3.6
$f_R$	-	$\mathbf{x} \downarrow$	$\mathbf{x}$	$\mathbf{x} \downarrow$	3.9
$T$	-	$\mathbf{x} \downarrow$	$(\mathbf{x})$	$(\mathbf{x}) \downarrow$	3.10
$N_n$	-	$\mathbf{x} \uparrow$	$\mathbf{x}$	$\mathbf{x} \uparrow$	3.15
$m_n$ ( $20 < m_n < 30$ [amu])	-	$\mathbf{x} \uparrow$	-	-	3.11
$m_i$	-	$\mathbf{x} \uparrow$	-	-	3.12
$N_e$	$\mathbf{x} \uparrow$	-	-	-	3.13
$N_{i^-}/N_{i^+}$	-	$\mathbf{x} \downarrow$	-	-	3.14

**Tabelle 3.2:** Einfluss der einzelnen Parameter auf die Faktoren der Gl. 3.7. Hier bedeutet - keinen,  $\mathbf{x}$  einen deutlichen und  $(\mathbf{x})$  einen geringen Einfluss. Dabei geben die Auf- und Abpfeile eine Tendenz der Faktoren bei größer werdenden Parametern an.

Cho-Theorie in einen von Teilchenparametern und einen von atmosphärischen Hintergrundbedingungen abhängigen Teil, zeigt dieser Abschnitt, dass eine rein empirische Trennung, wie in Gl. 3.7, möglich und dass der Ansatz der Superposition richtig ist. Qualitativ konnte gezeigt werden, dass der erste Teil der

ACF eher durch Hintergrundeigenschaften (wie z. B.  $m_i$ ) beeinflusst wird und der zweite durch die der Teilchen ( wie z. B.  $r_p$ ). Eine Sonderstellung nehmen Radarfrequenz, Temperatur und Neutralgasdichte ein. Die Frequenz ist bekannt und kann damit direkt zur Auswertung genutzt werden. Allein Temperatur und Dichte müssen noch genauer unter die Lupe genommen werden (Absch. 4.2). Beide müssen für die Auswertung der Spektren aus der Referenzatmosphäre gewonnen werden und sind damit eine Fehlerquelle. Eine Referenzatmosphäre, wie MSIS, kann bei Integrationszeiten im Minutenbereich nicht adäquat sein – gleichzeitige Messung von Hintergrundbedingungen, wie Temperaturen einer LIDAR-Messung, sind notwendig. Um die Auswertung der ACF wird es im nächsten Kapitel gehen.

# Kapitel 4

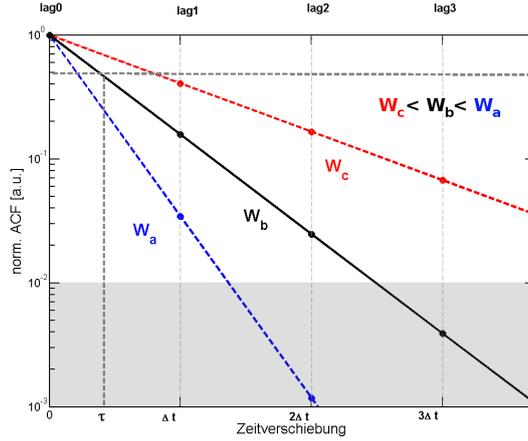
## Sensitivitätsstudien für die Bestimmung der physikalischen Eigenschaften von MSP

Im letzten Kapitel wurde die Zerlegung des IS-Signals, das durch die Anwesenheit von geladenen Aerosolteilchen modifiziert ist, in einen Hintegrundatmosphären- und einen Teilchen-Teil erläutert und die Effekte durch fluktuierender atmosphärischer Parameter auf das Spektrum und ACF qualitativ bewertet. Auch auf den Einfluss verschiedener Radarfrequenzen wurde eingegangen. Jetzt wird es darum gehen die getroffenen Aussagen zu quantifizieren. So können Auswahlkriterien für die verschiedenen Radarfrequenzen definiert werden, die die Wahl von Messdaten erleichtern. Es werden unterschiedliche Methoden zur Analyse der Messdaten beschrieben und diese dann, fokussiert auf ein VHF Radar mit 224 MHz, in einer Sensitivitätsstudie bezüglich spektraler Breite, Teilchenparameter und Temperatur des Neutralgases bewertet. So wird ein viel besseres Verständnis über analysierte Daten, wie in *Fentzke et al.* (2012) oder *Strelnikova et al.* (2007), erlangt und diese beurteilt werden.

### 4.1 Grenzen der Messeinrichtungen

#### Minimale und maximale spektrale Breite $W_0$

Wie schon im Kap. 3 beschrieben, erweisen sich die ACF, die Fouriertransformation des Leistungsspektrums, als sehr gut für die Auswertung des ISR-Signals in Bezug auf Eigenschaften der geladenen MSPs. Die Frequenzauflösung der Messung limitiert dabei die messbare spektrale Breite. Vereinfacht gesagt, kann das Spektrum zu breit sein, sodass nur ein Teil aufgelöst wird. Oder es ist zu schmal, dann ist die Frequenzverschiebung  $\Delta f$  zu grob, um das Spektrum abzubilden. Da die ACF die Fouriertransformierte des Spektrums ist, gelten diese Grenzen auch für sie. Ähnlich einfach heißt es dann, je breiter das Spektrum, umso stärker fällt die ACF ab, und je schmaler das Spektrum, umso flacher ist der logarithmische Anstieg der ACF ( $W_c < W_b < W_a$ , Abb. 4.1). Für die Messung mit



**Abbildung 4.1:** Limits der spektralen Breite eines Lorentz-Spektrums gegeben durch die Lag-Zeit-Auflösung, anhand der ACF mit unterschiedlichen  $\tau_0$ -Anstiegen, bzw. unterschiedlich breiten Spektren. Grau hinterlegt ist ein mögliches Rauschniveau.

einem Radar bedeutet das, dass die Frequenzauflösung durch die Inter Pulse Period (IPP) und damit durch die Zeitverschiebung  $\Delta t$  sowie der Anzahl der Lags,  $N$ , bestimmt ist. Es sei hier noch einmal erwähnt, dass EISCAT-Messdaten als ACF (*decoded lagged products of the signal*) nicht als Spektrum gespeichert werden ([www.eiscat.se](http://www.eiscat.se)). Die Frequenz und Zeitauflösung hängen wie folgt voneinander ab:

$$\Delta f = \frac{1}{N\Delta t}$$

Das VHF und UHF EISCAT Radar in Tromsø haben für Messungen in der oberen Mesosphäre das arc\_dlayer-Experiment, mit einer zeitliche Auflösung  $\Delta t = 1,35 \cdot 10^{-3}$  s der ACF und 128 Zeitschritten und damit ein  $\Delta f$  von  $\approx 5,8$  Hz. Damit werden jetzt die theoretischen Grenzen der Frequenzauflösung ausgerechnet.

Die untere Grenze für die spektrale Breite  $W_{\min}$  ist  $\approx 3$  Hz ( $W_{\min} = 1/(2N\Delta t)$ , die Hälfte der Abtastfrequenz)).

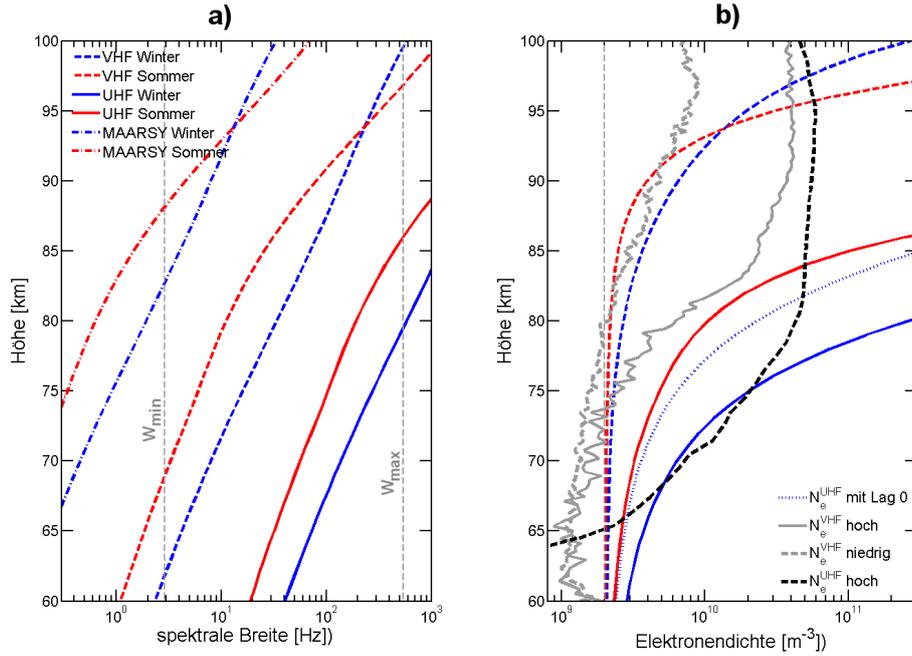
Z.B. wäre während in der Winteratmosphäre in einer Höhe von 85 km der Radius von Teilchen größer als 2,5 nm nicht bestimmbar, da die zusätzliche Teilchenlinie auf dem Hintergrundspektrum zu schmal ist. Diese Grenze schränkt die in Abb.4.5 dargestellten berechneten spektralen Breiten der zusätzlichen Teilchenlinie auf dem Hintergrundspektrum für die Bestimmung des mittleren Radius der MSP des VHF auf kleiner als 2,5 nm für die Winteratmosphäre in einer Höhe von 85 km ein, da sie ab diesen Radien eine schmalere Teilchenlinie aufweisen. Dieser Radius ist viel kleiner als die Grenze durch die ähnlichen Anstiege des zweiten Teil der ACF, die abgeschätzt bei 4,5 nm liegt (Abb. 3.4). Eine Möglichkeit, die minimale spektrale Breite zu reduzieren, ist die kohärente Integration, bei der von

einem konstanten Hintergrund ausgegangen wird und das konstante  $\Delta t$  dabei erhöht, indem 'mehrere Lags zusammengezogen werden'. Diese Möglichkeit besteht bei `arc_dlayer`-Experimenten aufgrund der Signalverarbeitung nicht, weswegen sie in dieser Arbeit nicht weiter diskutieren (Tab. 5.2).

Durch die feste Frequenz  $\Delta f$  und dem Wissen, dass ein Signal mindestens mit dem Doppelten seiner *Bandbreite* abgetastet werden muss, um es interpolieren zu können (Nyquist-Shannon-Theorem), wird die maximale Frequenz des Spektrums als  $f_{\max}=1/(2\cdot\Delta t)$  bestimmt. Alle Frequenzen größer  $\pm 370$  Hz führen also zu Aliasing-Effekten. Das ist auch der Grund, warum über  $\approx 100$  km nicht ausgewertet (siehe Abb. 4.2 a) wird. Gesucht ist aber eine obere Grenze der spektralen Breite. Dafür stellen wir eine Überlegung mit einer Beispielmessung (Abb. 4.1 – alle drei ACFs sind Spektren eines ISR) an. Die einzelnen Punkte sind die Amplituden der ACF des Radarsignals, wie sie bei einer EISCAT VHF-Radar Messung entstehen – in diesem Fall drei perfekte Lorentz-Signale. Der grau hinterlegte Bereich stellt ein mögliches Rauschniveau bei einem SNR von  $\approx 20$  dB dar (*Jackel* (2000), Abb. 3) wie er bei EISCAT-Messungen auftritt. Die Punkte, die niedriger als die Rauschlinie liegen, sind demnach nicht messbar und dienen in der Abbildung zur Verdeutlichung. Für ein Rauschniveau von  $2\cdot 10^9$  m<sup>-3</sup> (*Strelnikova and Rapp* (2007)) bedeutet in diesem Beispiel eine Elektronendichte von  $2\cdot 10^{11}$  m<sup>-3</sup>. Diese Dichte ist realistisch, aber relativ hoch, wie in *Friedrich and Rapp* (2009) nachzuschlagen ist. So wie in Abb. 4.1 sind in den meisten Abbildungen dieser Arbeit die Spektren und ACF auf die maximale Leistung normiert, weswegen die maximale Amplitude der ACF gleich eins ist, da nur der Anstieg der ACF oder die relative Leistungsamplitude für die Auswertung auf MSP-Parameter interessant ist.

Um den Anstieg ( $1/\tau_0$ ) der ACF mittels Kurvenanpassung zu bestimmen, muss die ACF mindestens zwei Messpunkte (Lag 0 und Lag 1) zwischen Rauschen und Leistungsmaximum aufweisen. Mit dieser rein mathematischen Vorgabe von mindestens zwei Messpunkten über dem Rauschniveau ist die obere Grenze der spektralen Breite  $W_{\max}$  bestimmbar. Hinzu kommt allerdings, dass das Lag 0 die Summe aus dem tatsächlichen Atmosphärensignal und der Rauschleistung ist. Bei bekannter Rauschamplitude kann diese von der Amplitude des Lag 0 abgezogen werden (*Hoppe and Hansen* (1988)). Das ist jedoch nicht bei jedem Experiment möglich. Für die `arc_dlayer`-Experimente wird daher ein sogenanntes Pseudo-Lag 0 genutzt ([www.eiscat.se](http://www.eiscat.se)). Da diese Methode in der D-Schicht nur bedingt funktioniert, wird die Datenauswertung hier ohne Lag 0 (Lag 1, Lag 2, ...) für die Kurvenanpassung (*Lei et al.* (2013), *Strelnikova et al.* (2007) und *Hoppe and Hansen* (1988)) diskutiert. Deshalb liegt für die weitere Betrachtung die Einschränkung von 3 Lags über dem Rauschniveau vor. Demnach fällt die blaue ACF in Abb. 4.1 zu stark ab, Lag 2 liegt unter dem Rauschniveau und ist nach den Vorgaben nicht auswertbar – das Spektrum ist also zu breit.

Zusammengefasst, berechnet sich die obere Grenze der spektralen Breite,  $W_{\max}$



**Abbildung 4.2:** **a)** Höhenprofil der spektralen Breite für VHF- (gestrichelt), UHF-Radar und MAARSY (gepunktstrichelt) in Tromsø der Sommer- (rot) und Winter-Atmosphäre (blau), errechnet aus MSIS-Daten. Die vertikalen grau gestrichelten Linien geben die minimale ( $W_{\min}$ ) und maximale Breite ( $W_{\max}$ ) für die Auswertung an. **b)** die aus den Spek. Breiten errechneten Elektronendichten. Sowie VHF-Messungen (grau) vom 05.12.2010, 02.00-08:00 UT, (gestrichelt) und vom 14.12.2010, 11:00-12:45 UT und UHF-Radar-Messungen vom 17.01.2005, 11:16-11:58 UT (schwarz gestrichelt). Das blau gepunktete Winter-Elektronendichteprofil errechnet sich, wenn Lag0 und Lag1 über dem Rauschniveau liegen und für die Analyse ausreichend sind.

folgendermaßen:

$$\frac{ACF(t)}{A_0} = \exp(-t/\tau_0) \quad , \text{ mit } A_0 = 1 \quad , \quad \frac{\text{lag0}}{\text{lag2}} = 100 \quad \text{ und } \quad t \geq 2\Delta t$$

$$\Rightarrow \quad \tau_0 \geq \frac{2\Delta t}{4,6} \approx 6 \cdot 10^{-4}$$

$$\xrightarrow{\text{Gl. 3.4}} \quad W_o \leq 542 \text{ Hz}$$

Die maximale spektrale Breite ist 542 Hz und limitiert folglich die Messung.

## Spektrale Breite $W_0$ der Sommer- und Winter-Atmosphäre

Über die Gl. 3.4 und der Hinzunahme von MSIS-Daten wird die spektrale Breite als Funktion der Höhe berechnet und zur besseren Einordnung der berechneten

Grenzen Sommer- und Winter-Atmosphäre sowie unterschiedliche Radarfrequenzen miteinander verglichen. In diese Rechnung gehen keine negative Ionen ( $N_I=0$ ) mit ein, die das Spektrum verbreitern würden (Gl. 3.11). Die Ergebnisse sind in Abb.4.2 a dargestellt.

Die spektralen Breiten für das UHF- und VHF-Radar in Tromsø und dem MAAR-SY Radar sind in der Sommer- und Winteratmosphäre verschieden. Im Winter ist das Spektrum bis ungefähr 94 km Höhe breiter als im Sommer. Ab einer Höhe von  $\sim 85$  km verbreitert sich das Sommerspektrum exponentiell und ist ab  $\sim 95$  km Höhe breiter als das Winterspektrum. Das ist in guter Übereinstimmung mit bereits gemachten Veröffentlichungen, wie z. B. *Collis and Rietveld* (1998). Das gilt auch für das UHF-Radar. Die Spektren vom VHF-Radar sind im Winter bis zu einer Höhe von 100 km schmaler als die obere Grenze  $W_{\max}$ . Während für das UHF-Radar diese Grenze schon bei rund 85 km erreicht und das Spektrum zu breit für den aufgelösten Frequenzbereich ist. Wenn das MAAR-SY in gleichem Messmodus läuft, liegt der auswertbare Bereich viel höher und damit in Höhen geringer Teilchendichte bzw. in denen es zu anderen Streueffekten kommt.

Wie gerade gezeigt limitiert ein konstantes  $\Delta t$  die maximale Breite und die minimalen noch auflösbaren spektralen Anteile. Für die Messdaten wird das  $\Delta t$  wie schon weiter oben erwähnt, durch die Signalverarbeitung bei EISCAT-Experimenten vorgegeben. Hier nur erwähnt sei, dass *Virtanen et al.* (2008) eine Methode entwickelt haben, die aus EISCAT-Rohdaten ACF mit größerem  $\Delta t$  bestimmt und damit das Spektrum feiner auflösen kann.

## Elektronendichtekriterium

Mit dem Hintergrund, dass die Atmosphäre im Winter und Sommer verschieden ist, werden z. B. im Winter für das VHF-Radar Variationen der spektralen Breite von  $\sim 0,2$  Hz in 60 km bis  $\sim 500$  Hz in 90 km (Abb.4.2 a) erwartet und liegt dabei im auswertbaren Frequenzbereich.

Da in der D-Schicht die Elektronendichte sehr variabel ist, wäre es brauchbarer dieses Ergebnis als Elektronendichte zu interpretieren. Damit wäre auch ein Kriterium gegeben, mit dem über die Elektronendichte abschätzbar ist, ob Messdaten für eine Auswertung geeignet sind. Über die spektrale Breite wird dafür nun die kleinste noch ausreichende Elektronendichte bestimmt, damit Lag 2 über dem Rauschniveau von  $2 \cdot 10^9$  liegt (vergleiche Abb. 4.1). Löst man die Gl. 3.3 nach  $A_0$  auf, ergibt sich:

$$A_0 = \frac{ACF(lag2)}{\exp(-2 \cdot \Delta t \cdot \pi \cdot W)} \quad (4.1)$$

Mit dem Zeitschritt  $\Delta t = 1,35 \cdot 10^{-3}$  s (arc\_dlayer-Experiment) und der Amplitude des Lag 2 auf  $2 \cdot 10^9$  (Rauschniveau, ohne Lag 0) ergeben sich spektrale Breiten, wie in Abb.4.2 a, und ein Elektronendichtehöhenprofil der Abb.4.2 b). Ein Vergleich des  $N_e$ -Höhenprofils mit drei EISCAT-Beispielmessungen sind in Abb.4.2 b zwei grau farbenen und einer schwarz farbenen Kurve dargestellt. Aus den Messdaten mit dem VHF-Radar vom 14.12.2010 (grau, durchgezogen) konnten die spektralen Breiten zwischen  $\sim 70$  bis 95 km Höhe bestimmt werden, in denen vom 05.12.2010

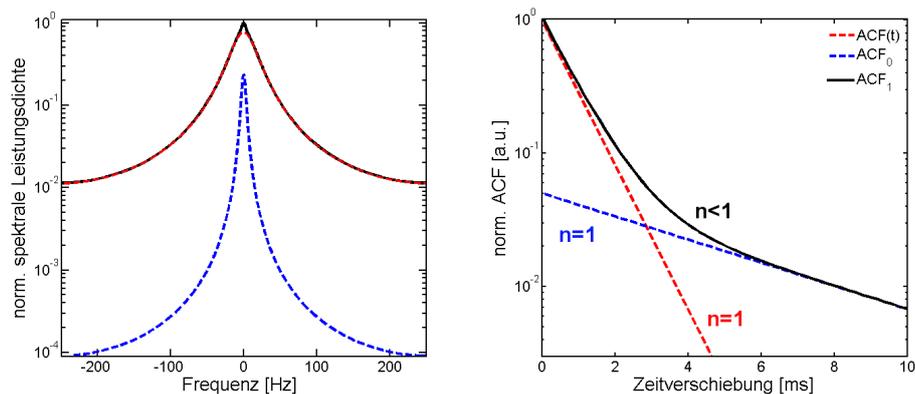
(grau, gestrichelt) nicht. Genau das spiegelt sich auch im  $N_e$ -Höhenprofil wieder. Wie schon erwähnt, flossen in die Berechnung der spektralen Breiten (Abb.4.2 a), die zur Bestimmung der Elektronendichte genutzt werden, keine negative Ionen ein. Dies würde, wie bekannt, das Spektrum verbreitern.

Die grau farbene Kurve, der Messungen vom 17.01.2005 des UHF (Tromsø), ist in einem Höhenbereich von  $\sim 65$  bis  $\sim 77$  km auswertbar. Das  $N_e$ -Kriterium allerdings würde einen kleineren Bereich vermuten (68–74 km) lassen (Abb. 4.2 b). Hier könnte ein besseres SNR als zur Berechnung des  $N_e$ -Kriterium oder eine Dichte der negativen Ionen ungleich null die Ursachen sein. Auch zeigt es, dass das Kriterium nur für eine qualitative Aussage herangezogen werden sollte. In Datensätzen, in denen das genannte Pseudo-Lag0 nutzbar ist, würde ein größerer Bereich zur Verfügung stehen.

Trotzdem gibt diese Abschätzung über die Auflösung der Messpunkte der ACF, ein sehr gutes Kriterium um die ACF auf ihre Auswertbarkeit zu analysieren. Während Raketenkampagnen, wie den ECOMA-Kampagne, zur Untersuchung von geladenen Aerosolen sollen verschiedene Messtechniken miteinander verglichen werden. Mit diesem Kriterium ist es möglich einen weiteres Raketenstartkriterium bei gleichzeitigen Radarmessungen zu definieren.

## Spektrale Breite $W_1$ der Sommer- und Winter-Atmosphäre

Unter ähnlichen Aspekten lassen sich nun Spektren, die durch die Anwesenheit von geladenen Teilchen eine zusätzliche schmale Linie aufweisen bzw. die dazugehörige ACF, betrachten. In Abb. 4.3 ist die empirische Zerlegung der ACF bei Anwesenheit von geladenen Aerosolen in zwei ACF, berechnet aus Lorentzspektren, schematisch dargestellt und in Abb. 4.4 mit Hervorhebung einzelner Lags gezeigt. Für die Auswertung beider Lorentzkurven der ACF, die des Hintergrunds



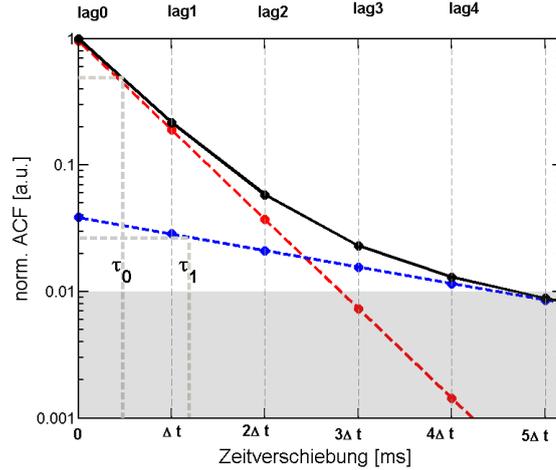
**Abbildung 4.3:** Spektrum und ACF eines IS-Signals bei Anwesenheit von Teilchen (schwarz) als Überlagerung zweier Lorentz-Spektren, klassischer ISR-Theorie (rot gestrichelt) und 'geladenen Teilchen'-Lorentz (blau gestrichelt)

( $ACF_0$ ) und die der geladenen Teilchen( $ACF_1$ ), ist das Minimum vier Punkte

über dem Rauschniveau, da die Erfahrung mit den Messdaten zeigt, dass diese Anzahl ein konsistentes Ergebnis der Kurvenanpassung liefert. Der Lag0 ist bei diese Betrachtung wieder außen vor. Um beide Lornetzkurven von einander zu unterscheiden, muss das folgende Kriterium erfüllt sein:

$$\frac{\tau_0}{\tau_1} < 1 \text{ und damit } \frac{W_1}{W_0} < 1. \quad (4.2)$$

$W_p$  ist die spektrale Breite des in Abb.4.3 blau gestrichelten Spektrums. Dieses Spektrum ist aus der  $ACF_1$  über eine Fouriertransformation berechnet. Durch

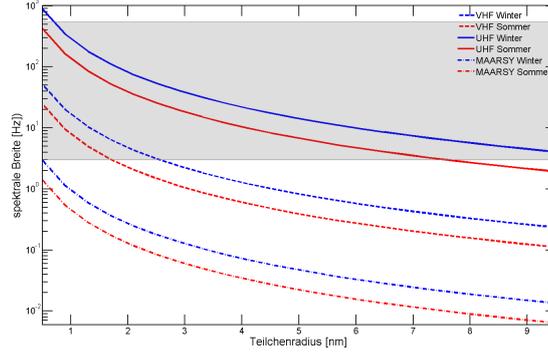


**Abbildung 4.4:** Limits der spektralen Breite gegeben durch die lag-Zeit-Auflösung bei ACFs, die sich aus zwei Lorentz-Spektren zusammensetzen. Graufarben hinterlegt ist der Bereich in dem bei EISCAT-Messungen nur noch von Rauschen ausgegangen wird.

Auflösen der Gl. 3.8 und Gl. A.19 kann  $W_p$  in Abhängigkeit von  $r_p$  berechnet werden:

$$W_1 = \frac{12}{\lambda_R^2 (r_p + r_n)^2 N_n} \sqrt{\frac{2 k_B T}{\pi m_n}} \quad (4.3)$$

In Abb. 4.5 sind die spektralen Breiten für das Teilchenspektrum über dem Teilchenradius aufgetragen. In der Winteratmosphäre ist das Spektrum etwas breiter als in der des Sommers und je größer die Frequenz des Radars umso breiter das Spektrum bei gleicher mittlerer Teilchengröße. Wie in Gl. 4.3 zu sehen, ist die spektrale Breite radarfrequenzabhängig, wobei das UHF im Vergleich die breitesten Spektren aufweist. Bei einem Teilchenradius von 2 nm ist das Spektrum für alle gezeigten Frequenzen um eine Größenordnung kleiner als bei 0,5 nm. Für alle Radarfrequenzen wird mit größeren Radien,  $W_1$  schmaler und damit  $ACF_1$  flacht ab. In der logarithmischen Darstellung wird der Gradient der berechneten spektralen Breiten mit größerem Radius kleiner und ab einer Teilchengröße von etwa 4 nm ist er fast konstant. Das bedeutet, dass der hintere Teil der ACF mit



**Abbildung 4.5:** Spektrale Breite der zusätzlichen schmalen Teilchenlinie auf dem Hintergrundspektrum für 85 km (MSIS) und verschiedenen Radarfrequenzen, VHF (gestrichelt) UHF (durchgezogen) und MAARSY (gepunktstrichelt) für Sommer (rot) und Winter (blau) aufgetragen auf die Teilchengröße in nm. Der grau hinterlegte Bereich gibt die Breiten zwischen  $W_{\min}$  und  $W_{\max}$  wieder.

größeren geladenen Teilchen sich kaum ändert – was auch in der Abb. 3.4 zu sehen ist. In dieser Abbildung zeigte sich wie hier auch, dass ab einem Radius von 4 nm die Änderung der spektralen Breite annähernd konstant ist und sich somit der Anstieg der  $ACF_1$  kaum verändert. Allerdings ist beim VHF ab einem Radius von  $\approx 2,6$  nm für Winterverhältnisse und  $\approx 1,8$  nm für den Sommer die oben berechnete 3 Hz-Auflösungsgrenze ( $W_{\min}$ ) erreicht. Es zeigt sich auch, dass die spektrale Breite  $W_1$  für 85 km bei Signalen des VHF-Radars nicht breiter wird als  $\approx 52$  Hz. Ein Vergleich mit Abb. 4.2 ergibt, dass die Breite  $W_0$  des Winterspektrums in dieser Höhe  $\approx 70$  Hz breit ist und damit Gl. 4.2 erfüllt. In der Sommeratmosphäre ist der Unterschied zwischen  $W_0$  und  $W_1$  geringer. Dort ist  $W_0 \approx 26$  Hz und  $W_1$  für 0,5 nm Radien  $\approx 25$  Hz ist und somit Gl. 4.2 nur bedingt erfüllt.

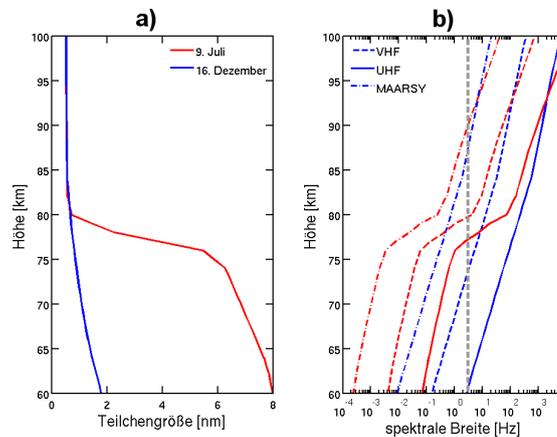
*Strelnikova and Rapp* (2007) haben UHF-EISCAT-Messungen vom 17. Januar 2005 ausgewertet und für eine Beispielmessung, der Höhe 73,5 km, eine Anzahldichte von  $\sim 1000 \text{ cm}^{-3}$  und eine Radius von 0,7 nm bestimmt. Für eine mittlere Winteratmosphäre in 85 km liegt  $W_1$  für eine Teilchengröße von 0,7 nm an der Auflösungsgrenze.

Um auch eine Höhenverteilung von  $W_1$  zu erhalten, werden die Ergebnisse von *Megner et al.* (2008) genutzt. Sie hat sich unter anderem mit der Größenverteilung von Aerosolteilchen in der Mesosphäre unter Berücksichtigung der Neutrodynamik beschäftigt (genutzte Größenverteilung siehe Abb. B.3). Da nur eine Teilchengröße in der Analyse bestimmbar ist, wird aus Megners Verteilung der am häufigsten vorkommende Radius  $r_m$  berechnet nach:

$$r(z)_m = \sum_i \left( \frac{N(z)_i(z)_i}{\sum_j N_j} \right)$$

Hier ist  $z$  die Höhe und  $i$  die unterschiedlich großen Teilchen. Die mit diesem Radius bestimmten Höhenprofile sind in Abb. 4.6 a gezeigt.

Mit Daten aus MSIS der Winter- und Sommeratmosphäre der Koordinaten von Tromsø und mit dem jeweiligen Höhenprofil der Radien des 16. Dezembers bzw. 9. Julis der geladenen Aerosole lässt sich das Höhenprofil der spektralen Breite der zusätzlichen Teilchenlinie berechnen (siehe Abb. 4.6 b). Auch hier ist bei klei-



**Abbildung 4.6:** Höhenprofil der häufigsten Größe der geladenen Teilchen (links) und der spektrale Breite (rechts) der zusätzlichen schmalen Teilchenlinie auf dem Hintergrundspektrum für 85 km (MSIS) und verschiedenen Radarfrequenzen, VHF (gestrichelt) UHF (durchgezogen) und MAARSY (gepunktstrichelt) der Winteratmosphäre. Grau farben gestrichelt ist das Minimum der Frequenzauflösung für ein EISCAT arc\_dlayer-Experiment.

nerer Radarfrequenz das zusätzliche Lorentzspektrum schmäler und die Breite der Teilchenlinie nimmt mit der Höhe zu – unabhängig von der Jahreszeit und Radarfrequenz. Die spektrale Breite ist ab  $\approx 85$  km im Sommer und im Winter ähnlich, da  $r_m$  aufgrund der Dominanz kleinerer Teilchen in der Verteilung fast gleich ist. Unter 80 km gibt es eine deutliche Abweichung zwischen Sommer und Winter. Dort nimmt der absolute Anteil an großen Teilchen zu, der kleinen durch Transport- und Koagulationsprozesse ab und  $r_m$  ist größer. Wird mit MAARSY das arc\_dlayer-Experiment durchgeführt, dann ist eine Auflösung der Teilchenlinie nur ab einer Höhe von 90 km möglich. Während mit dem VHF-Radar die Teilchenlinie bis 75 km im Winter auflösbar ist. Mit dem UHF-Radar ist sogar der Sprung, der aufgrund der größeren Teilchen im Sommer entsteht, bis  $\approx 78$  km und ohne diesen Sprung bis 60 km auflösbar.

Die Anforderungen an das Signal wurden anhand der spektralen Breite eingegrenzt und es kann jetzt mit dem Elektronendichtekriterium eine Vorauswahl der Daten vorgenommen werden. Diese Betrachtungen wurde mit der Breite des Hintergrundspektrums und über die Zerlegung des Signals in zwei Lorentzspektren durchgeführt. Ohne physikalische Betrachtung der Hintergrundparameter konnte gezeigt werden, wie sich ein zu breites oder zu schmales Hintegrundspektrum auf die Bestimmung der Eigenschaften der geladenen Teilchen auswirkt. Die Zu-

sammenfassung der verschiedenen Kriterien schränkt die Bestimmung von Teilchenparametern, wie Dichte und Größe, mit dem VHF-Radar im Winter auf einen Höhenbereich zwischen etwa 70 und 100 km und Teilchenradien zwischen 0,5 und etwa 3 nm ein, wobei ab 95 km eine große Elektronendichte nötig ist.

Schwankungen der spektralen Breite mit der Höhe können z. B. beim Durchlauf einer Schwerewelle auftreten, indem sich die Temperatur ändert. Mit der Temperatur ändert sich folglich auch die Dichte des Neutralgases – was in bereits gemachten Veröffentlichungen noch nicht betrachtet wurde.

## 4.2 Einfluss der Temperatur und Neutralgasdichte

Gl. 3.4 und 3.8 zeigen die Abhängigkeiten der spektralen Breite von der Temperatur und Gl. A.7 bis A.9 die der Stoßfrequenz von Temperatur und Neutralgasdichte. Temperaturschwankungen treten in Höhen zwischen 60 und 100 km durch unter anderem Schwerewellen auf. Diese weichen selten mehr als 20 K von der mittleren Temperatur ab (*Rauthe et al. (2008)*), was eine Abweichung von  $\approx 10\%$  entspricht. Wird  $W_0$  mit Gl. 3.4 und Modellwerten der mittleren Temperatur  $T$  bestimmt, kommt es zur Abweichung vom realen  $W_0'$ , da die 'reale' Temperatur  $T'$  nicht bekannt ist. Das führt zu Fehlern bei der Bestimmung der spektralen Breite  $W_1$ . Deswegen soll dieser Effekt hier diskutiert werden.

Die spektrale Breite des Lorentz-Hintergrundspektrums ist proportional zur Temperatur und umgekehrt proportional zur Neutralgasdichte ( $W_0 \propto T_n/N_n$ , Gl. A.8 und 3.4). Der Zusammenhang zwischen Dichte und Temperatur wird im einfachsten Fall durch die allgemeine Gasgleichung  $p = N_V k_B T$  ( $N_V$  ist die Teilchenanzahl pro Volumen  $V$ ) beschrieben. Mit einer Schwankung der Temperatur um  $\Delta T$  und der Annahme, dass in den betrachteten Höhen eine Dichteschwankung  $\Delta N_V$  einen vernachlässigbaren Einfluss auf den Druck hat (*Lumley and Panofsky (1964)*), ergibt sich:

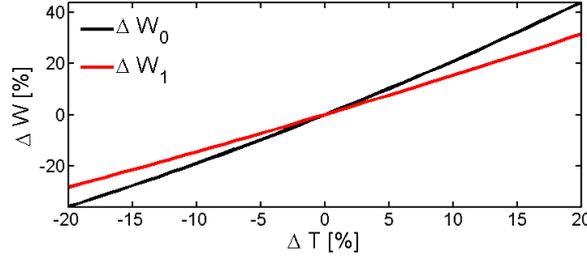
$$\begin{aligned} \underbrace{p}_{\approx \text{konst}} &= N_V k_B T \\ N_V k_B T &= N'_V k_B T' \quad , \text{ mit } N'_V = N_V + \Delta N_V \quad , \quad T' = T + \Delta T \\ \frac{N_V + \Delta N_V}{N_V} &= \frac{T}{T + \Delta T} \quad \Rightarrow \quad N'_V = N_V \left( \frac{T}{T + \Delta T} \right) \end{aligned} \quad (4.4)$$

Aus einer Schwankung der Temperatur von +10% folgt also eine Änderung der Dichte von ungefähr -10% und umgekehrt. Das bedeutet, die spektrale Breite ändert sich um 20% ( $W'_0 \propto T'/N' = 1,1 \cdot T / 0,9 \cdot N \approx 1,2 \cdot T/N$ ). Verallgemeinert

man dieses Verhältnis, gilt:

$$\begin{aligned}
 k_W &= \frac{W'_0}{W_0} = \frac{T'}{N'_V} \cdot \frac{N_V}{T} \\
 &\stackrel{\text{Gl. 4.4}}{=} \left( \frac{T + \Delta T}{T} \right)^2 \\
 \Rightarrow T' &= T \sqrt{k_W} \quad \text{und} \quad N' = \frac{N}{\sqrt{k_W}}
 \end{aligned} \tag{4.5}$$

Bei einer angenommenen mittleren spektralen Breite von 70 Hz bedeutet eine Schwankung der Temperatur von  $\pm 10\%$  eine Breite von etwa 85 und 57 Hz (siehe Abb. 4.7). Schon in früheren Arbeiten wurde der Einfluss der Temperatur und



**Abbildung 4.7:** Die die Änderung der spektralen Breite  $W_0$  (schwarz) und  $W_1$  (rot) durch Schwankungen der Temperatur von -20% bis 20% .

der Neutralgasdichte betrachtet (*Rietveld and Collis (1993), del Pozo et al. (1999), Hoppe and Hansen (1988)*). Auch wurde ein Zusammenhang zwischen spektraler Breite und Temperatur (*Fentzke et al. (2012)*) bzw. Stoßfrequenz (*Turunen et al. (1988)*)  $\nu_{in}$  genutzt, um diese zu bestimmen. Dafür wurde der jeweils andere Parameter aus dem CIRA- bzw. MSIS-Modell festgelegt.

Ist  $W'_0$  die aus einer Messungen bestimmte Breite des Spektrums und  $W_0$  mit Gl. 3.4 sowie Temperatur und Neutralgasdichte einer Referenzatmosphäre (MSIS) errechnet, kann mit Gl. 4.5, unter Berücksichtigung einer gleichzeitigen Abweichung von  $N_n$  bzw.  $T_n$  bestimmt werden. Diese sollte der 'realen' Temperatur näher sein, als die der Referenzatmosphäre. Dieser Ansatz kann auch iterativ genutzt werden.

Der Effekt, entstanden durch die Schwankungen der Hintergrundparameter, läßt sich auch durch längere Integrationszeiten bzw. größerem Messvolumen verringern und den Mittelwert konstant halten.

Diese Schwankungen haben folglich auch einen Einfluss auf die Breite des Teilchenspektrums. Die Breite ist zur Quadratwurzel der Temperatur und umgekehrt zur Neutralgasdichte proportional ( $W_1 \propto \sqrt{T}/N$ , Gl. 3.8 - 3.9):

$$\begin{aligned}
 \frac{W'_1}{W_1} &= \frac{\sqrt{T'}}{N'_V} \cdot \frac{N_V}{\sqrt{T}} = \frac{\sqrt{T + \Delta T}}{N_V + \Delta N_V} \cdot \frac{N_V}{\sqrt{T}} \\
 &= \left( \frac{T + \Delta T}{T} \right)^{3/2} = k_W^{\frac{3}{4}} \quad \Rightarrow \quad W_1 = \frac{W'_1}{k_W^{\frac{3}{4}}}
 \end{aligned} \tag{4.6}$$

Bei einer Breite von  $W_1=7,5$  Hz mit den Parametern aus Tab. 3.1 und  $r_p=1,5$  nm bedeutet eine Schwankung der Temperatur von  $\pm 10\%$  (ohne Neutralgasdichte) Breiten von 7,9 und 7,1 Hz (siehe Abb. 4.7). Mit der zusätzlichen Änderung der Neutralgasdichte (Gl 4.4) sind es Breiten von 8,6 und 7,4 Hz. Damit variieren die Teilchenradien nach Gl. 3.9 aufgrund des diskutierten Effekts von 1,4 bis 1.6 nm, was eine Abweichung von  $\approx 8\%$  entspricht.

Genauso wie für  $T_n$  ist es möglich mit Gl. 4.6 eine Korrektur von  $W_1$  vorzunehmen.

### 4.3 Methodik zur Bestimmung von MSP-Parametern aus der Form von ISR-Spektren der D-Schicht

Mit der klassischen Methode zur Auswertung von ISR-Signalen ist es möglich, die Temperatur und die Elektronendichte mit der Hinzunahme von Ionosonden-Messungen zu bestimmen. Bei dieser Analyse verfälscht eine zusätzliche schmale Spitze auf dem Hintegrundspektrum die Ergebnisse. Um nun ISR-Signale mit MSP-Signaturen zu analysieren und damit Teilchenparameter abzuleiten, haben sich verschiedene Methoden herausgebildet. Dabei besteht die Schwierigkeit, die gesamte Cho-Theorie auf die gemessene ACF anzuwenden. Eine rein qualitative Methode ist die n-Parameteranalyse (*Rapp et al. (2007)*), die nur eine Aussage darüber trifft, ob geladene Teilchen im Messvolumen vorhanden sind – zwei weitere, die auf der Gl. 3.7 beruhen und damit die Cho-Theorie vereinfachen. Für beide Methoden wird die gemessene ACF in zwei klassische Lorentzformen zerlegt und dann die Parameter der beiden Summanden mittels Kurvenanpassung bestimmt. Dafür kann  $ACF_{0,th}$  (th für theoretisch) errechnet (*Strelnikova et al. (2007)*) aber auch über Anpassung der Kurven bestimmt werden. Die letzte vorgestellte Methode bestimmt beide Summanden mittels Kurvenanpassung (*Fentzke et al. (2012)*). Für die Kurvenanpassung werden die Matlab<sup>®</sup>-Fitting-Tools als auch eine Markov Chain Monte Carlo method (MCMC) Methode genutzt. Eine Übersicht der einzelnen Methoden zeigt Tab. 4.1. Im nächsten Abschnitt sind die einzelnen Methoden näher erläutert. Die ACF und nicht das Spektrum steht bei der Auswertung im Vordergrund. Für die Analyse von Messdaten müssen diese doppler-korrigiert sein.

#### 4.3.1 Die klassische ISR-Analyse

Diese Methode beschreibt die gemessene ACF als einzelne Lorentzfunktion und die spektrale Breite mittels Gl. 3.4. Die Breite ist proportional zu  $T$ ,  $1/\nu_{In}$  und  $1/m_I$ . Können zwei dieser drei Parameter bestimmt werden, kann der übrige bleibende aus dem Spektrum errechnet werden. Um die Elektronendichte zu bestimmen, muss das Radar kalibriert werden. Für EISCAT-Messungen in Tromsø wird dafür eine Ionosonde genutzt.

### 4.3.2 Die n-Parameter Analyse

Die Lorentz- und 'geladene Teilchen'-Form der ACF kann mit einer empirischen Funktion, eingeführt von *Jackel* (2000) und *Moorcroft* (2004), beschrieben werden. Die komplexe ACF wird durch ihren Betrag und ihre Phase eindeutig definiert. Jedoch einzig der Betrag trägt Informationen über die Form und kann geschrieben werden als:

$$ACF(t) = A_{t=0} \cdot \exp\{-(t/\tau)^n\} \quad (4.7)$$

Hier ist A die Amplitude der ACF, t die lag-Zeit in der die ACF bestimmt ist,  $\tau$  die Korrelationszeit und der Parameter n beschreibt die Form der ACF. Bezogen auf Radarmessungen mit Dopplerkorrektur wird die Lorentz-Form durch  $n = 1$  (vergleiche mit Gl. 3.3) charakterisiert. Und für den Fall der Anwesenheit geladener Teilchen ist  $n < 1$  (*Rapp et al.* (2007)). Die Spektren und dazugehörigen ACF sind in Abb. 4.3 gezeigt.

Durch Auswertung von IS-Signalen kann also durch die Bestimmung mittels Kurvenanpassung einer einzigen Zahl zwischen einer Lorentz- und 'geladene Teilchen'-Form unterschieden werden. Dabei ist nicht entscheidend, ob die Funktion der Gl. 4.7 den ermittelten Parametern gut wiedergibt, sondern nur die Tendenz des Abknickens der ACF. Der große Vorteil dieser Methode besteht darin, dass keine Annahmen über die Hintergrundbedingungen, wie z. B. die Temperatur, gemacht werden müssen - allein aus der Form der gemessenen ACF kann eine qualitative Aussage getroffen werden, ob geladene Teilchen im Messvolumen vorhanden sind. Einzelne n-Parameterhöhenprofile werden in Kap. 5 gezeigt.

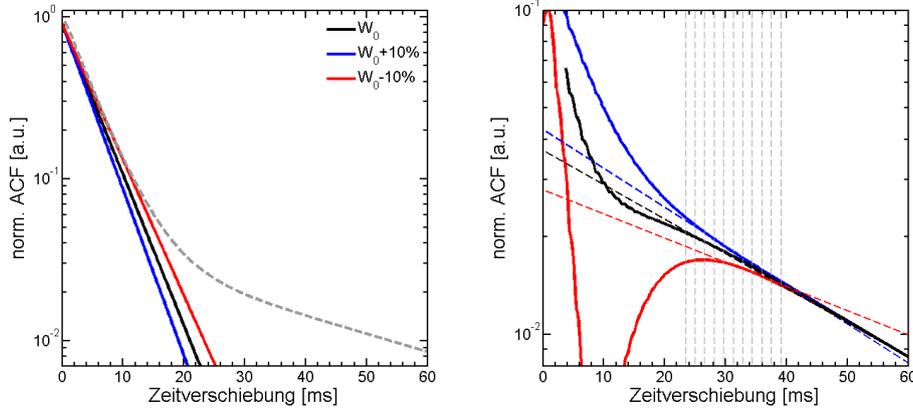
### 4.3.3 Analyse mittels der Summe zweier Lorentzspektren

In *Strelnikova et al.* (2007) wurde die Überlagerung von zwei Lorentz-Spektren (Gl. 3.7) als Beschreibung für ein IS-Signal bei Anwesenheit von geladenen Teilchen bereits eingeführt, in Abschnitt 3.2.1 diskutiert und qualitativ bestätigt. In Abb. 4.3 ist diese Überlagerung graphisch dargestellt. Mit der Zerlegung der ACF können, wie in Abschnitt A.1 gezeigt, mittels Kurvenanpassung Teilchendichte und Radien der geladenen Teilchen bestimmt werden. Dafür gibt es drei verschiedene Herangehensweisen der Kurvenanpassung:

- M1)** Berechnung der  $ACF_0$  mit Gl. 3.4 und Neutralgastemperatur sowie Dichte der MSIS-Referenzatmosphäre oder anderen Messungen, danach Subtraktion der  $ACF_0$  von der gemessenen ACF und Bestimmung von Amplitude  $A_1$  und  $\tau_1$  der resultierenden  $ACF_1$  (*Strelnikova et al.* (2007)),
- M2)** gleiches Vorgehen, nur dass  $ACF_0$  mittels Kurvenanpassung der klassischen Methode bestimmt und nicht errechnet wird,
- M3)** die Parameter der Summe beider ACF werden über eine Kurvenanpassung bestimmt (*Fentzke et al.* (2012)).

Die Methoden, bei denen das Hintergrund-Lorentzspektrum mit der klassischen Theorie des Ionen-Neutralgas-Radarspektrums berechnet und vom gemessenen

Signal abgezogen wird, ist von der richtigen Annahme der Hintergrundparameter abhängig. In Abb. 4.8 (linke Seite) ist gezeigt, wie sich eine Abweichung von  $\pm 0,1W_0$  von den angenommenen Parametern auf die Berechnung der klassischen Lorentz-ACF auswirkt. Die ACFs wurden mit den gleichen Parametern, wie die



**Abbildung 4.8:** Abweichung des Ionenhintergrundspektrums um 10% (links) und dessen Einfluss auf den Anstieg der Teilchen-ACF (rechts). Die grauen gestrichelten Linien zeigen Lag 15 bis Lag 25 der ACF mit dem Zeitintervall 1,356 ms an.

bei  $r_p=1$  nm in Abb. 3.3, berechnet. Bei dieser Betrachtung ist nicht entscheidend, durch welchen Parameter der Gl. 3.4 die gezeigte Abweichung entsteht, sondern das eine Abweichung vorhanden sein kann. Die Differenz  $ACF_D = ACF - ACF_0$  ist keine Lorentzfunktion, insbesondere wenn  $W'_0 \neq W_0$ . Ein Teil der  $ACF_D$  wird als Lorentzfunktion und damit als  $ACF_1$  interpretiert. Die Kurvenanpassung wird mit den Lags vom relativ konstanten Anstieg bis zum Rauschniveau durchgeführt. Für die schwarz farbene  $ACF_1$  wären das etwa Lag 15 bis Lag 25. Wird die spektrale Breite des Hintergrundsignals überschätzt, ist der Anstieg der  $ACF_1$  steiler und der mittlere Radius wird unterschätzt (siehe Abb. 3.4 blau farbene Kurven) und die Amplitude der  $ACF_1$  als größer bestimmt. Wird  $W_0$  unterschätzt (rot) ist die Abweichung vom richtigen Anstieg größer und der Startpunkt für die Kurvenanpassung liegt bei größeren Lags. Das führt zur Forderung eines größeren SNR, da sonst der Anpassungsbereich im Rauschniveau liegt. Außerdem neigt man zur Überschätzung des mittleren Teilchenradius und erhält eine kleinere Amplitude  $A_1$ . Für die Bestimmung des ersten Lags der Kurvenanpassung müssen entweder verschiedene Kriterien angewandt werden (blau - annähernd konstanter Anstieg, schwarz - Wendepunkt, rot - Scheitelpunkt) oder durch eine Wichtung, die den Einfluss der vorderen Lags auf die Kurvenanpassung verringert.

Der Vorteil dieser Methode liegt jedoch ganz klar darin, dass nur zwei freie Parameter ( $A_1$  und  $W_1$ ) durch die Kurvenanpassung bestimmt werden. Jeder weitere Freiheitsgrad lässt eine mögliche Anpassung der Kurve willkürlicher sein. Leicht ersichtlich ist, dass je mehr Anpassungsparameter frei wählbar sind, es umso größere Freiheiten auch bei der Bestimmung gibt. Der Vorteil der Methoden M3 ist, dass die abgeleiteten Parameter aus der Messung kommen und dass mög-

liche Abweichungen von Real- und Referenzatmosphäre umgangen werden. So kann keine der Ansätze als schlechter bzw. besser benannt werden. Das ist auch der Hauptgrund warum alle gezeigten Methoden in die Sensitivitätsuntersuchung (siehe Abschnitt 4.5) einfließen und keine ausgenommen wird.

Für alle Wege müssen physikalische Hintergrundparameter mit Hilfe von Modellen, Referenzatmosphären, wie z. B. MSIS (Mass Spectrometer and Incoherent Scatter Radar reference atmosphere (MSIS)) oder CIRA (COSPAR International Reference Atmosphere (CIRA)), oder anderen Messungen angenommen werden. Für alle werden die Neutralgasdichte, Neutralgas- und Ionenmasse sowie, außer für die Methode M3, die Neutralgastemperatur angenommen.

Genutzt wird hier eine Ionenmasse von 31 amu in Übereinstimmung mit einer Anzahl bestehender Untersuchungen von ISR-Spektren der D-Schicht (beispielsweise  $\text{NO}^+ = 30 \text{ g/mol}$  oder  $\text{O}_2^+$ , *Nath and Setty* (1976) und *Hansen et al.* (1991) Abb. 3) sowie Temperatur und Neutralgasdichten aus der MSIS-Klimatologie für die relevanten Zeiten und Orte (*Hedin et al.* (1991)). Zur Berechnung der  $\text{ACF}_0$  können auch auch Temperaturen von *in-situ* Raketenmessungen genutzt werden. Auch ist die Nutzung von LIDAR-Messungen als Quelle von Temperaturdaten denkbar. Mit dem so erhaltenen  $\tau_0$  bzw.  $W_0$  wird nun der Teilchenradius berechnet. Der Nachteil, die Annahme von Hintergrundbedingungen für die Berechnung von  $\text{ACF}_0$  führt zur Abweichungen von der realen spektralen Breite  $W_0'$  und der berechneten  $W_0$  und somit zu Fehlern in der Bestimmung der Teilchenparameter. Mit der Cho-Theorie können ISR-Spektren der D-Schicht mit vorher festgelegten

Methode	Ausgabeparameter	ableitbare Parameter
kl. ISR-Analyse	$W_0, (A_0)$	$N_N, T, (N_e)$
n-Parameter-Analyse	n	Vorhandensein von Teilchen
Methoden nach Gl. 3.7		
M1	$W_1, A_1$	$r_p, N_p$
M2	$W_0^{\text{kl}}, A_0^{\text{kl}}, W_1, A_1$	$r_p, N_p$
M3	$W_0, A_0, W_1, A_1$	$r_p, N_p, T_n + N_n, (N_e)$

**Tabelle 4.1:** Ausgabeparameter der einzelnen Methoden und von denen ableitbare physikalische Parameter .

Parametern simuliert, die Methoden getestet werden, womit ihre Sensitivität in Bezug auf die Bestimmung von Teilchendichte und Teilchenradius bestimmbar ist.

## 4.4 Simulation der Spektren

Für die Simulation der ACF wurde die Vorgehensweise aus *Cho et al.* (1998) Schritt für Schritt nachvollzogen und in ein Matlabscribt (siehe Anhang E) umgesetzt. Mit der Gl. A.1 wird das rückgestreute Spektrum als Funktion der Dopplerverschiebung von der Radarfrequenz berechnet.

Aus dem simulierten Spektrum wird mittels der inversen Fouriertransformati-

on (ifft-Funktion von Matlab, *Inverse fast Fourier transform*) die dazugehörige ACF berechnet. Um schmale Teilchenlinien auf dem Hintergrundspektrum auflösen zu können, ist eine Frequenzauflösung von  $\Delta f=0,1$  Hz ausreichend. Ein  $\Delta$  größer als 0,1 Hz würde das Spektrum künstlich schmälern (Interpolation) und der klassische Lorentzteil  $ACF_0$  flacht ab. Dieses Abflachen führt dann zu einem Unterschätzen der Breite des simulierten Spektrums in der ACF. Die normierte Frequenz  $\theta_s$  der berechneten Spektren wird äquidistant so skaliert, damit  $\omega$  in 100000 Frequenzschritten mit einer Größe von  $\approx 0,1$  Hz bis  $\approx 9$  kHz ansteigt. Bis zu einer Frequenz von 9 kHz fällt das Spektrum in der Amplitude über mehrere Größenordnungen ab. Der Bereich größer 9 kHz hat einen vernachlässigbar kleinen Einfluss auf die Bestimmung der ACF. Außerdem sind gemessene Spektren in diesen Größenordnungen der Leistung verrauscht. Dazu kommt, dass, wie schon gezeigt (siehe Abschnitt 4.1), die maximale Frequenzauflösung des genutzten Experiments bei  $\approx 550$  Hz liegt.

Die feine Abtastung der ACF mit über 1000 Lags ist durch Radarexperimente nicht erfüllbar. Um aber trotzdem ein bestimmtes Experiment, z. B. dem `arc_dlayer`-Experiment (128 Zeitverschiebung a 1,35 ms), zu simulieren, wird das Spektrum und die ACF interpoliert. Die so simulierten Spektren können jetzt mit den beschriebenen Methoden ausgewertet und die erhaltenen Parameter mit den Eingabewerten verglichen werden.

## 4.5 Bestimmung der spektralen Breiten und der Amplitude der ACF durch Kurvenanpassung

Die einzelnen Kurvenanpassungsroutinen werden in der Reihenfolge, wie in Tab. 4.1 aufgelistet, beschrieben und ein Fallbeispiel der ACF aus Abb. 3.3 mit den angegebenen Hintergrundparametern aus Tab. 3.1, einem Teilchenradius von 1 nm sowie der Senderfrequenz des VHF's in Tab. 4.2, gezeigt. Die anzupassende Kurve wird mit  $F$  und einem entsprechenden Index benannt. Für die Kurvenanpassung wird einmal die Matlab<sup>®</sup>-Fitting-Tools, `fit.m` (wie *Fentzke et al. (2012)*) und `fitcurvedemo.m` als Grundlage (wie *Strelnikova et al. (2007)*) und das MCMC-Fitting-Tool (MCMC, <http://helios.fmi.fi/~lainema/mcmc/>) von Marko Laine (*Haario et al. (2006)*) genutzt. Die ACFs werden vor der Kurvenanpassung auf eins normiert ( $A_0+A_1=1$ ). Für die Routinen werden die Lags von 1 bis 20 der simulierten ACF genutzt. Da, wie bereits in Abschnitt 4.1 erklärt, Lag 1 der Messung Signal plus Rauschen und ab höheren Lags die ACF ebenfalls verrauscht ist, sind wie in Abschnitt 3.2.1 erklärt, die ersten Lags nach dem Abknick der ACF für die Bestimmung der Teilchenparameter entscheidend. Bei Messungen können allerdings nur im Idealfall 20 rauschfreie Lags der ACF genutzt werden. Für die Analyse von Messdaten werden die Lags bis zur ersten negativen Amplitude oder dem zwanzigsten Schritt der ACF genutzt.

Die kl. ISR-Analyse nutzt eine Marquardt-Levenberg Kurvenanpassung (um-

gesetzt mit Numerical Recipes <sup>©</sup>) um die Funktion:

$$F_{kl} = \mathbf{A} \cdot \exp((\mathbf{B} - \mathbf{C}) \cdot t)$$

an die ACFs anzupassen.  $\mathbf{A}$  ist die Amplitude bei  $t=0$  s,  $\phi_{ds}=B/(2\pi\beta)$  die Dopplerverschiebung und  $W_0=C/\pi$  die spektrale Breite.

Der Abknick der ACF bei Anwesenheit von geladenen Teilchen lässt die Routine zu einem schmaleren  $W_0$  tendieren (siehe Tab. 4.2,  $W_0(\text{korr}) > W_0 > W_0(\text{kl.})$ ). Dieser Effekt ist bereits bekannt (*Rapp et al. (2007)*) und erfolgt aufgrund des Abflachens der ACF. Das führt zu dem in Abb. 4.8 (rot farbene Kurve) beschriebenen Verhalten. Der Vorteil dieser Routine ist allerdings, dass die Dopplerverschiebung des gestreuten Signals von der Senderfrequenz des Radars bestimmt wird.  $\phi_{ds}$  wird bei gemessenen ACFs genutzt, um die Dopplerverschiebung zu korrigieren. Mit  $\phi_{ds}$  kann die Bewegung des Messvolumens in Strahlrichtung bestimmt werden. Für die weitere Auswertung wird nur die korrigierte ACF,  $ACF_0=ACF_M \cdot \exp(B \cdot t)$  ( $ACF_M$  ist hier die ACF der Messreihen) genutzt.

Wie schon in Abschnitt 4.3 beschrieben, nutzt die n-Parameter-Routine die Gl. 4.7 zur Bestimmung von n:

$$F_n = \mathbf{A}_{t=0} \exp \{ -(\mathbf{W}_0 \pi t)^n \}$$

Ist n kleiner eins, weist das auf geladene Aerosole hin. Nochmals genannt sei hier, dass es nur um eine Verlaufstendenz der Form der ACF geht, nicht um eine genaue Anpassung. Die spektrale Breite ist zwar ein Ausgabeparameter, kann aber nur zur Kontrolle der Anpassung genutzt werden (siehe Tab. 4.2,  $W_0(\text{korr}) \approx W_0(n)$ ). Als Kurvenanpassungsroutine wird hier das angepasste Beispiel von Matlab <sup>©</sup> *fitcurvedemo.m* genutzt.

Jetzt werden die Methoden, die die Gl. 3.7 als Ausgangsgleichung nutzen (M1, M2 und M3), beschrieben. Genutzt werden die drei Anpassungsroutinen: Matlab <sup>©</sup>-Fitting-Tools, **a)** *fit.m* und **b)** *fitcurvedemo.m* als Grundlage und **c)** MCMC-Fitting-Tool. Warum unterschiedliche Routinen angewandt werden, ergibt sich, da sie einen unterschiedlich Aufbau und verschiedene Laufzeiten haben (für Einzelheiten siehe jeweilige Beschreibung). Die Laufzeiten steigen von a) nach c) an. Die MCMC-Routine hat eine wesentlich längere Laufzeit als die beiden anderen. Als Fehler lassen sich jeweils die Standardabweichung, als Abweichung der angepassten von der Ausgangskurve, ausgeben und als Fehler fortpflanzen. Für das Fallbeispiel in Tab. 4.2 wird darauf, der Übersichtlichkeit halber, verzichtet.

Für die Methode **M1** wird mittels Referenzwerten (MSIS), Dichte und Temperatur des Neutralgases, die spektrale Breite  $W_0$  berechnet und die damit ermittelte  $ACF_0$  von der simulierten bzw. gemessenen ACF abgezogen. Als Differenz ergibt sich  $ACF_D$  (D für Differenz). Diese wird als  $ACF_1$  interpretiert und mittels Kurvenanpassung  $A_1$  und  $W_1$  aus

$$F_{M1} = \mathbf{A}_1 \exp(-\mathbf{W}_1 \pi t)$$

bestimmt. Die für die Kurvenanpassung genutzten Lags enden mit dem, wie oben beschrieben, ermittelten letzten Lag. Das Problem des ersten benutzten Lags der

ACF<sub>1</sub> ist schon durch die Erläuterung der Abb. 4.8) erklärt. Ist W<sub>0</sub> zu schmal, bleiben bis zum Lag 20 nur wenige Lags ab dem Scheitelpunkt zur Bestimmung der Kurve. Andersherum, wenn W<sub>0</sub> zu breit ist, vergrößert es den Anstieg der ACF<sub>1</sub> stark. Die Tab. 4.2 listet W<sub>1</sub> und A<sub>1</sub> der verschiedenen Routinen auf - sie sind alle ähnlich.

Die Methode **M2** unterscheidet sich von **M1** nur dadurch, dass W<sub>0</sub> der kl. ISR-Analyse genutzt wird, um ACF<sub>1</sub> zu bestimmen. Zur Analyse der Messdaten (Kap.5) wird das breitere Spektrum, das der kl. ISR-Analyse oder das der Referenzdaten genutzt, um ACF<sub>1</sub> zu berechnen. Wie schon beschrieben, unterschätzt die kl. ISR-Analyse die spektrale Breite W<sub>0</sub>. Ein zu schmales W<sub>0</sub> führt zum Überschätzen (Abb. 4.8) von W<sub>1</sub> und damit zu einem kleinerem Radius (siehe auch Tab. 4.2).

Die letzte genannte Methode M3 nutzt

$$F_{M3} = \mathbf{A}_0 \exp(-\mathbf{W}_0 \pi t) + \mathbf{A}_1 \exp(-\mathbf{W}_1 \pi t)$$

um A<sub>0</sub>, W<sub>0</sub>, A<sub>1</sub> und W<sub>1</sub> zu bestimmen. Mittels Gl. 3.4 und der Stoßfrequenz  $\nu_{in}$ , zwischen Ionen und Neutralgasteilchen (Gl. A.8) kann die Neutralgastemperatur (siehe Abb. C.4) bestimmt werden, bzw. umgekehrt, mit der Temperatur die Stoßfrequenz. Für die Berechnung von  $\nu_{in}$  müssen, ähnlich der Methode M1, Eigenschaften der Atmosphäre wie Dichte und Zusammensetzung des Neutralgases aus Referenzwerten sowie die Masse der Ionen, genutzt werden. Genauer gesagt, wird für die Berechnung der 'realen' Temperatur die Temperatur einer Referenzatmosphäre genutzt. Außer für Abb. C.4 wird die Temperatur mit der Gl. 4.5 berechnet, da somit die einhergehende Abweichung der Neutralgasdichte von der Referenzatmosphäre berücksichtigt wird.

Die in der Tab. 4.2 aufgelisteten Ergebnisse des Fallbeispiels der Methode M3 zeigen vor allem deutliche Unterschiede zu den Eingabeparametern der Neutralgasdichte, während die der Temperatur T<sub>n</sub> und die des Radius r<sub>p</sub> ähnlich sind. Das ist darauf zurückzuführen, dass je mehr freie Anpassungsparameter die Routine hat, ein Minimum der Abweichungen von angepasster und originaler Kurve auf mehreren Wegen möglich ist – auch abhängig davon, welchen Teil der Kurve bei der Minimalwertberechnung stärker gewichtet wird und welche Startwerte gesetzt werden.

Dieses Fallbeispiel liefert für die verschiedenen Methoden ähnliche, aber doch voneinander abweichende, Ergebnisse. Die ermittelten Werte gelten nur für diesen speziellen Fall, weswegen die Methoden über einen größeren Bereich der Teilchenradien und -dichten in einer Sensitivitätsuntersuchung bewertet werden.

### Simulation der ACF für die Sensitivitätsstudie

Diese Untersuchung ermöglicht, die analysierten Messdaten besser einordnen zu können. Es ist z. B. wichtig zu wissen, in welchem Bereich die jeweilige Methode zuverlässig ist und in welchem große Abweichung von den ermittelten Werten anzunehmen sind. Für diese Sensitivitätsstudie werden die ACFs, wie oben beschrieben, mit Teilchengrößen r<sub>p</sub><sup>in</sup> von 0,5 bis 3 nm ( $\Delta r_p^{in}=0,1$  nm) und Dichteverhältnis

Methode	Ausgabe	ableitbar
Theorie	$W_0=67,3$ Hz, $W_0(\text{korr})=75,0$ Hz $W_1=15,3$ Hz $A_1/A_0=0,085$	$r_p=1,00$ nm $N_p=300,0$ cm <sup>-3</sup>
kl. ISR-Analyse	$W_0=63,5$ Hz ( $A_0=1,0$ a.u., $\phi_{ds}=0$ Hz)	
n-Parameter-Analyse	$n=0,9$ ( $W_n=72,1$ Hz, $A_n=1,1$ a.u.)	

### Methoden nach Gl. 3.7

#### Methode M1

a)	$W_1=12,4$ Hz $A_1/A_0=0,053$	$r_p=1,13$ nm $N_p=115$ cm <sup>-3</sup>
b)	$W_1=20,2$ Hz $A_1/A_0=0,078$	$r_p=0,84$ nm $N_p=247$ cm <sup>-3</sup>
c)	$W_1=12,0$ Hz $A_1/A_0=0,05$	$r_p=1,15$ nm $N_p=100$ cm <sup>-3</sup>

#### Methode M2

a)	$W_1=22,9$ Hz $A_1/A_0=0,096$	$r_p=0,79$ nm $N_p=380$ cm <sup>-3</sup>
----	----------------------------------	---

#### Methode M3

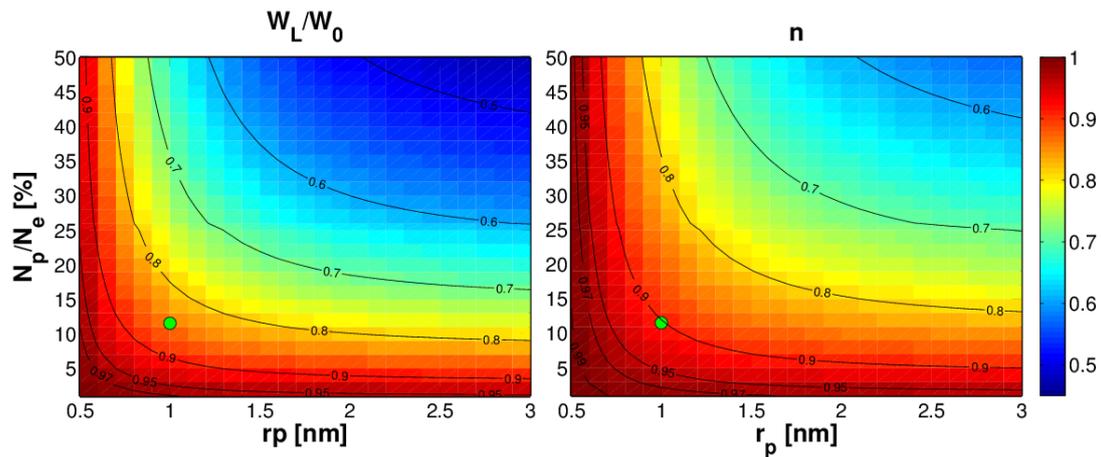
a)	$W_0=65,1$ Hz, $W_1=9,9$ Hz, $A_1/A_0=0,10$	$T_n=193$ K $r_p=1,28$ nm $N_p=445$ cm <sup>-3</sup>
b)	$W_0=72,7,1$ Hz $W_1=15,2$ Hz $A_1/A_0=0,05$	$T_n=177$ K $r_p=1,01$ nm $N_p=108$ cm <sup>-3</sup>
c)	$W_0=71,7$ Hz $W_1=7,4$ Hz $A_1/A_0=0,035$	$T_n=176$ K $r_p=1,5$ nm $N_p=52$ cm <sup>-3</sup>

**Tabelle 4.2:** Ergebnisse der an einem Fallbeispiel (VHF) getesteten Methoden und von diesen ableitbare physikalische Parameter. a) und b) sind jeweils mit Matlab<sup>®</sup>-Fitting-Tools und c) mit der MCMC-Routine gerechnet

sen  $N_p/N_e$  von  $\approx 0$  bis 50 % ( $N_p = 50 \dots 1300 \text{ cm}^{-3}$ ,  $\Delta(N_p/N_e) = 2\% \hat{=} 50 \text{ cm}^{-3}$ ) simuliert. Die Hintergrundparameter sind wie in Tab. 3.1 angegeben. Abhängig, ob eine positive oder negative Ladung der Aerosole ( $q_p = +1$  bzw.  $-1$ ) vorliegt, wird die Anzahl der positiven Ionen mit Gl. 3.12 ( $N_I = 0 \text{ m}^{-3}$ ) bestimmt. Die Ergebnisse sind, wie z. B. in Abb. 4.9, farbaufgelöst dargestellt. Die über die verschiedenen Methoden bestimmten Parameter, wie die spektrale Breite, werden als relative Abweichung vom Eingabewert dargestellt. Dabei entspricht  $W_L$  die erhaltene spektrale Breite  $W_0$  der Kurve  $ACF_0$ , die mit Gl. 3.4, gegebenenfalls ( $q_p = -1$ ) korrigiert wie in Gl. 3.11 (für  $W_0$  ergeben sich Breiten von 68,6 Hz ( $N_p = 50 \text{ cm}^{-3}$ ) bis 100,1 Hz ( $N_p = 1300 \text{ cm}^{-3}$ )), berechnet wird. Für  $W_1$  ergeben sich mit den genannten Radien und Gl. 3.8 Breiten von 48 Hz ( $r_p^{in} = 0,5 \text{ nm}$ ) bis 2 Hz ( $r_p^{in} = 3 \text{ nm}$ ). Werden Vergleichswerte nicht näher benannt, sind die für die Simulation des Spektrums genutzten gemeint. Die simulierten ACFs enthalten kein Rauschen.

### Untersuchung der kl. ISR- und n-Parameter-Analyse

Die schon genannte Unterschätzung der spektralen Breite durch die kl. ISR-Analyse ist ohne die Korrektur der Gl. 3.11 nicht im ganzen Bereich zutreffend (Abb. C.1 unten). Mit Korrektur zeigt sich in Abb. 4.9, dass die kl. ISR Analyse die spek-



**Abbildung 4.9:** Durch Kurvenanpassung ermittelte Werte der spektralen Breite  $W_0$  mittels kl. ISR-Analyse (links) und des Parameter  $n$  (rechts) für **negativ** geladene Aerosole (für positive Ladung siehe Abb. C.1). Die Werte der Tab. 4.2 werden durch den grün farbigen Punkt angezeigt.

trale Breite unterschätzt ( $W_L/W_0 < 1$ ,  $\forall N_p$  und  $\forall r_p^{in}$ ). Generell ist zu sehen, dass je größer die Teilchen und Anzahldichten sind, desto größer ist die Abweichung. Dieses Verhalten ist schon aus Abb. 3.4 und Abb. 3.7 durch die geringe Abweichung von der einfachen Lorentzform zu erwarten. Schon ab einer Größe von  $r_p^{in} = 0,7 \text{ nm}$  und einem Anteil von etwa 15 % geladener Aerosole wird die Breite um 20 % unterschätzt. Abb. 4.9 bestätigt die Annahme des  $n$ -Parameters als qualitative Prüfungsmethode von Spektren auf geladene Aerosole. Im gesamten

untersuchten Bereich ist  $n$  kleiner als eins ( $n < 1$ ,  $\forall r_p^{in}$  und  $\forall N_p$ ). Dass  $n$  für kleine Dichten und Radien gegen eins geht, lässt sich, bei kleinem  $N_p$  und/oder  $r_p^{in}$ , mit der Ähnlichkeit der ACF zur einfachen Lorentzform erklären. Dort ist auch ein spektraler Parameter  $n$  von  $\sim 1$  zu erwarten. Die Tendenz des Verlaufs stimmt mit den Ergebnissen von *Rapp et al.* (2007) überein. Die leichten Abweichungen können mit z. B. der Wahl der Anzahl der Zeitschritte der ACF zusammenhängen.

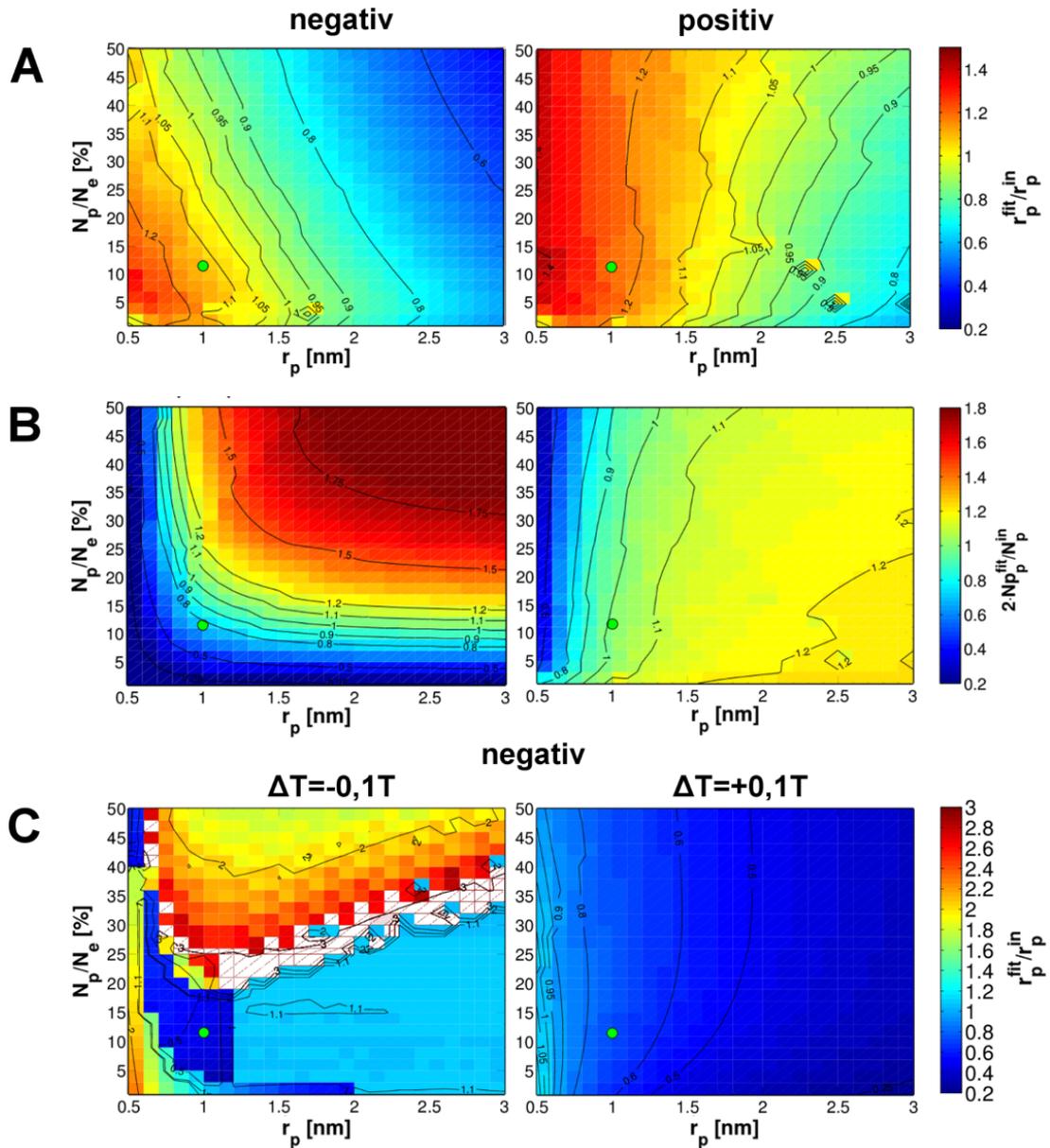
Die gleiche Untersuchung bei positiv geladenen Teilchen liefert ähnliche Ergebnisse (Abb. C.1). Die spektrale Breite der kl. ISR-Analyse weicht für positiv geladene Teilchen stärker, schon bei kleineren Radien bzw. Dichten, von der nach Gl. 3.4 berechneten, ab. Auch dies ist bei dem Vergleich der beiden Darstellungen der Abb. 3.4 ersichtlich, da der erste Teil der ACF bei gleichen Radien für positive Ladungen stärker von der einfachen Lorentzform abweicht. Wird die beschriebene Korrektur  $W_0$ s ausgelassen (Abb. C.1), bestätigt die kl. ISR-Analyse die Verbreiterung des Spektrums durch kleine negativ geladene Aerosole. Ein Vergleich mit *Rapp et al.* (2007), Abb. 4 (rechts), deutet darauf hin, dass *Rapp et al.* (2007) diese Korrektur nicht vornahm.

Der Parameter  $n$  ist bei positiv geladenen Teilchen für alle Werte der gewählten Dichten und Teilchenradien kleiner als eins.

Folgend wird der Einfluss von Dichte und Größe der Teilchen auf die Bestimmung des Teilchenradius durch eine Kurvenanpassung betrachtet. Auch hier werden, um die Anschaulichkeit zu erhöhen, relative Abweichungen von den für die Simulation genommenen Werte diskutiert. Betrachtet werden die Methoden M1 a, M3 b und M3 c in genannter Reihenfolge.

### Untersuchung der Methode M1 a

In Abb. 4.10 ist in der ersten Zeile (A) der relative Radius, bei negativer und positiver Ladungen der Aerosole gezeigt. Die Methode verlangt ein  $W_0$  zur Berechnung von  $ACF_0$ . Dafür wird die Gl. 3.4 und die Eingabeparameter der Simulation verwandt. Für die Methode spricht, dass bis 20 % Teilchendichte die ermittelten Radien bei beiden Ladungen nur um  $\pm 20$  % schwanken und sich die Abweichungen kontinuierlich ändern. Grundsätzlich werden im untersuchten Bereich kleinere Teilchen als größerer bestimmt sowie größere kleiner. Bei negativen Ladungen und kleinen Teilchen wird durch diese Methode der Radius überschätzt. Bei größeren Teilchen nimmt der relative Radius weiter ab. Mit einem Blick auf Abb. 3.4 und 3.7 lässt sich dieses Verhalten nachvollziehen. Geringe Dichten führen zu einer kleineren Amplitude der  $ACF_1$  und damit zur Überschätzung der spektralen Breite  $W_1$  – kleine negative Teilchen haben einen ähnlichen Effekt. Große Dichten lassen die  $ACF_1$  eher abflachen. Womit der flachere Teil einen gewichtigeren Einfluss auf die Kurvenanpassung hat und  $W_1$  als schmaler bestimmt wird. Relative Dichten größer als 30 % gleichen dem Effekt der Spektrenverbreiterung, wie oben beschrieben, wodurch die Überschätzung des ermittelten Radius bei kleinen Radien  $r_p^{in}$  abnimmt. Genau das passiert, wenn einfach positive Ladungen vorliegen. Dort ändert sich die Abweichung mit konstanten Eingaberadien von einer



**Abbildung 4.10:** Mit der Methode M1 a ermittelte relative Werte der Teilchenradien bzw. Teilchendichte. **A** zeigt die relativen Teilchenradien, **B** das Doppelte der relativen Teilchendichten, **C** die relativen Radien negativer Teilchenladungen, wenn die Temperatur der berechneten  $ACF_0$ , um  $\pm 10\%$  abweicht. In C der Darstellung  $\Delta T = -0,1T$  sind Werte größer 3 nicht dargestellt ( $\max(r_p^{fit}/r_p^{in}) = 4$ ). Die Werte der Tab. 4.2 werden durch den grün farbigen Punkt angezeigt.

Überschätzung bis zu einer leichten Unterschätzung.

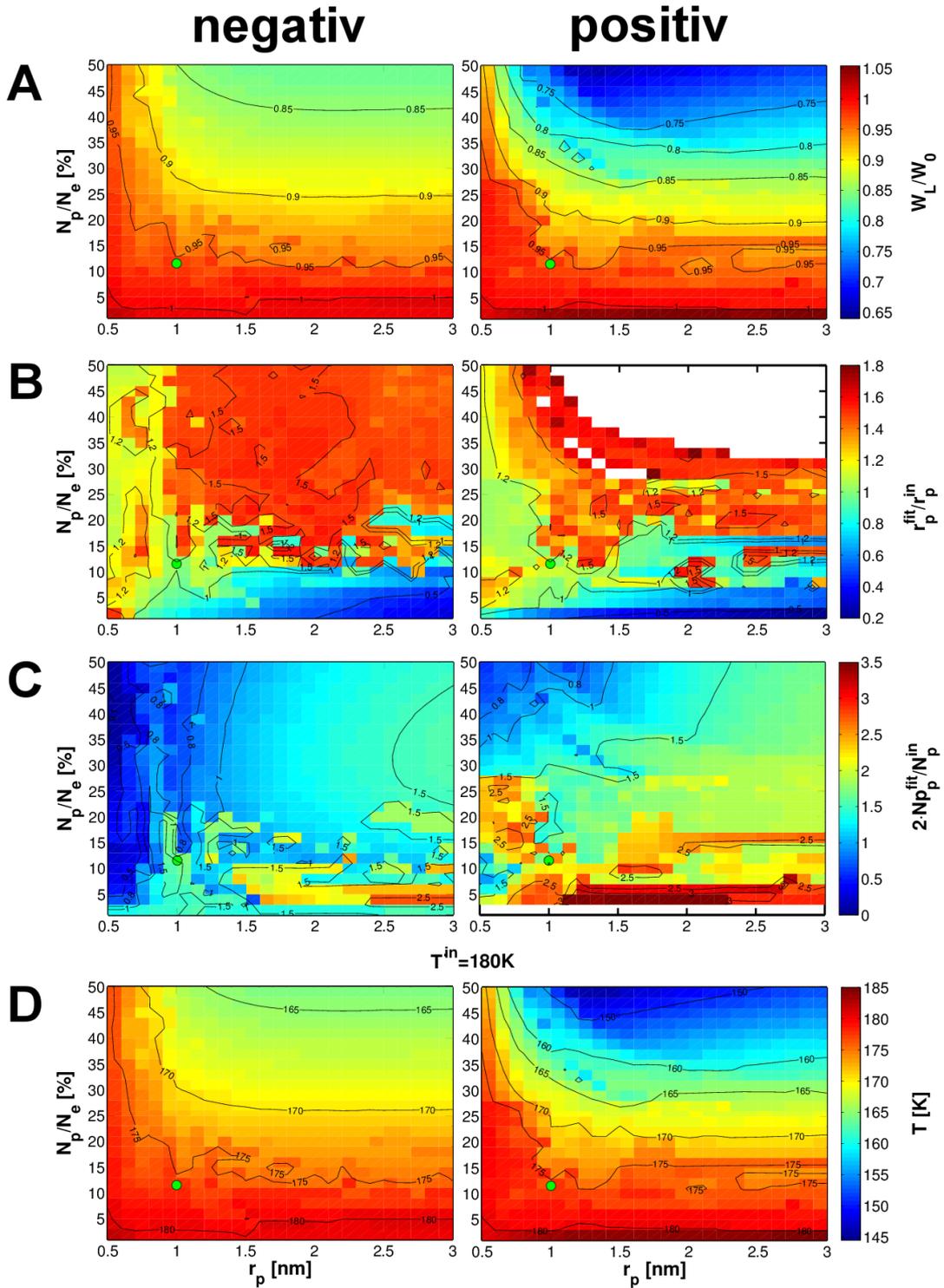
Die Auswirkung auf die Bestimmung der Teilchendichte ist in Abb. 4.10 Zeile B dargestellt. Dort ist das Doppelte der Abweichung der relativen Dichte gezeigt, da so eine wesentlich kleinere Abweichung erkennbar ist. Bei einfach negativen Ladungen hat der beschriebene Effekt ähnliche Auswirkungen (vgl. Abb. 3.4 und 3.7).

Wie reagiert die Kurvenanpassung, wenn die reale Atmosphäre, wie schon diskutiert (siehe Abschnitt 4.2), von der Referenzatmosphäre abweicht und damit  $W_0$  falsch berechnet wird? Wie schon gezeigt, würde eine Schwankung der Temperatur von 10 % – einher geht eine Änderung der Neutralgasdichte – eine Schwankung der spektralen Breite von 20 % nach sich ziehen. In diesem Fall bedeutet eine Schwankung von  $\mp 18$  K 180 K ein  $W_0(\text{korr})$  von  $75 \text{ Hz} \mp 7,5 \text{ Hz}$ . Mit der falschen Temperatur wird  $\text{ACF}_{0,\Delta}$  ( $\Delta$  für Delta) bestimmt,  $\text{ACF}_D$  berechnet und die Kurvenanpassung angewandt. In Abb. 4.10 Zeile C sind links die Ergebnisse der negativen und rechts die der positiven Abweichung gezeigt. Eine Abweichung von 10 % ist schematisch schon in Abb. 4.8 gezeigt. Der Effekt, dass durch eine negative Abweichung von  $W_0$  die Anzahl der Lags, die für eine Kurvenanpassung nutzbar sind, verkleinert wird, hat zur Folge, dass  $W_1$ , im Vergleich zur positiven Schwankung stärker vom theoretischen Wert abweicht. So kann auch das Springen des Wertes von 0,5 über 4 zu 2 des relativen Radius bei  $r_p^{\text{in}}=1$  nm über den untersuchten Dichtebereich erklärt werden. Es scheint, dass bei großen Radien der Einfluss der negativen Abweichung der spektralen Breite durch das Abflachen der simulierten ACF einen positiven Effekt auf die Bestimmung des Radius hat – dort ist der relative Radius annähernd eins. Der relative Radius bei positiver Abweichung der Temperatur (rechts) zeigt wiederum die gleiche Tendenz wie in Abb. 4.10 Zeile A – nur dass der Radius stärker unterschätzt wird. Ein ähnliches Verhalten ist auch bei positiver Teilchenladung zu erkennen (Abb. C.2). Hervorzuheben ist, dass, trotz der vorgegebenen Temperaturschwankung von 10 %, der mit der Methode M1 a ermittelte Radius die gleiche Größenordnung, wie der für die Simulation genutzte, hat. Auch, dass bei positiver Abweichung der Temperatur die Resultate der Kurvenanpassung im untersuchten Bereich stabiler sind. Die Methode M3 b wird mit gleicher Vorgehensweise betrachtet.

### Untersuchung der Methode M3 b

Die Anpassungsroutine (aufgebaut aus *fitcurvedemo.m*) gibt die Möglichkeit über eine Wichtung, die Anpassung zu beeinflussen. Genutzt wird hier die gleiche Wichtungsfunktion, die *Fentzke et al.* (2012) nutzten:  $1/n_{\text{lag}}$  (für die Simulation:  $n = 1 \dots 20$ ). Aus den Ausgabeparametern herausgegriffen und in Abb. 4.11 dargestellt, sind die Werte (siehe Tab. 4.1)  $W_0$  (A),  $r_p$  (B) und  $N_p$  (C) in Relation zu den jeweiligen Eingabeparametern sowie  $T_n$  (D) – sowohl bei negativen (links) und positiven (rechts) Teilchenladungen.

Die Grafiken der unterschiedlichen Parameter jeweiliger Teilchenladung, im inneren Auge übereinander gelegt, zeigen einen ähnlichen Verlauf – nur anders farbkodiert (es sind unterschiedlich starke Gradienten an den selben Positionen).



**Abbildung 4.11:** Mit der Methode M3 b ermittelte relative Werte der spektralen Breite **A**, Teilchenradien **B**, des Doppelten der Teilchendichte **C** sowie der Temperatur des Neutralgases **D** nach Gl. 4.5. In B sind Werte größer 5 weiß und in C größer 10 dargestellt. Die Werte der Tab. 4.2 werden durch den grün farbigen Punkt angezeigt.

Auch der Vergleich der ermittelten spektralen Breite mit der klassischen Methode (Abb. 4.9) ergibt einen ähnlichen Verlauf. Entscheidend ist aber, dass sie weniger stark unterschätzt wird ( $q_p=-1$ :  $0,8 < W_L/W_0 < 1,1$ ,  $\forall N_p$  und  $\forall r_p^{in}$ ) – sowie bei positiver Ladung (vergleiche Abb. C.1). Auch, dass für kleine Anzahldichten bis 10% und über den ganzen Größenbereich der MSP, aufgrund des späteren Abknicks der ACF (vergleiche Abb. 3.7), annähernd die selbe Breite ermittelt wird ( $W_L/W_0 \approx 1$ ).

Anders verhält es sich bei den Teilchenradien (Abb. 4.11 B). Bei Anzahldichten von 10 bis 15 % wird der Teilchenradius ab  $r_p^{in} = 1$  nm kleiner bestimmt. Für größere Anteile an Staub wird der Radius erst leicht (20%) und ab  $r_p^{in} = 1$  nm bis 50% überschätzt. So stark, dass bei positiven Ladungen das fünf- bis zwölfwache des Radius bestimmt wird (in der Abbildung zum besseren Vergleich Weiß dargestellt). Bei unterschätztem  $W_0$  wird bei dieser Methode auch  $W_1$  unterschätzt und führt zu einem relativen Radius größer als eins (siehe Gl. 3.9). Genau das gleiche Verhalten zeigt auch Methode M1 (Abb. 4.8), obwohl hier beide spektralen Breiten gleichzeitig angepasst werden. In Bereichen in denen  $W_L/W_0$  annähernd eins ist, wird der Radius nur halb so groß bestimmt. Nur wenn  $W_L/W_0$  leicht kleiner eins ist, wird der relative Radius eins. Trotz dieser Abweichung liegen die Radien, wie schon bei der Methode M1 a, bis auf hohe Anzahldichten positiv geladener Teilchen, in der gleichen Größenordnung.

Bei der Teilchendichte (C) führt eine zu klein bestimmte spektrale Breite  $W_0$  (und damit  $W_1$ ) auch zu Unterschätzung der Amplitude  $A_1$  (und / oder  $A_0$ ). Denn nur wenn  $W_L/W_0$  kleiner eins und  $r_p^{fit}/r_p^{in}$  größer eins (und damit  $W_1^{fit}/W_1^{in} < 1$ ) ist, wird  $N_p$  unterschätzt und vice versa. Auch hier zeigt der doppelte Wert der ermittelten Dichte ein konsistenteres Resultat.

Der Vorteil der Methode M3 b ist die Möglichkeit zur Temperaturberechnung aus dem bestimmten  $W_0$ . Um auch Abweichungen von der Neutralgasdichte zu berücksichtigen, ist Gl. 4.5 anzuwenden. Folglich spiegelt die Temperatur (D)  $W_0$  (A) wieder. Um ein Gefühl für die Möglichkeit der Temperaturbestimmung zu bekommen, wird sie trotz der gleichen Tendenz, wie die der spektralen Breite, gezeigt. Die Temperatur wird eher unterschätzt, was auf die gleichen Gründe, wie bei  $W_0$ , zurückzuführen ist. Die Abweichungen von der Eingabetemperatur von 180 K sind bei negativen Teilchenladung maximal 10% und bei positiven 20%. Was sich für gemessene ACFs, bei den aus verschiedenen Ursachen weniger Lags auswertbar sind, vervielfachen wird. Sowohl bei positiver als auch negativer Teilchenladung wird das Neutralgas, und damit die Temperatur aller Komponenten, als kühler bestimmt.

Temperaturen, die mit der Gl. 3.4 (plus der Korrektur Gl. 3.11) und nicht mit Gl. 4.5 bestimmt sind, werden aus oben genannten Gründen, als weitaus kälter ermittelt (siehe Abb. C.3) – sie sind, außer bei geringen Dichten der Methode M3 b (Abb. C.4 B), kleiner als 180 K. Wird  $W_0$  nicht korrigiert ( $q_p=-1$ , siehe Abb. ??), ist bei hohen Teilchendichten und kleinen Teilchenradien, die Temperatur bis zu 50 K wärmer als 180 K.

Daraus schließend zeigt die Temperaturbestimmung, mit dem Verhältniswert  $k_W$  nach Gl. 4.5, ein konsistenteres Resultat. Die Bestimmung der Teilchengröße und

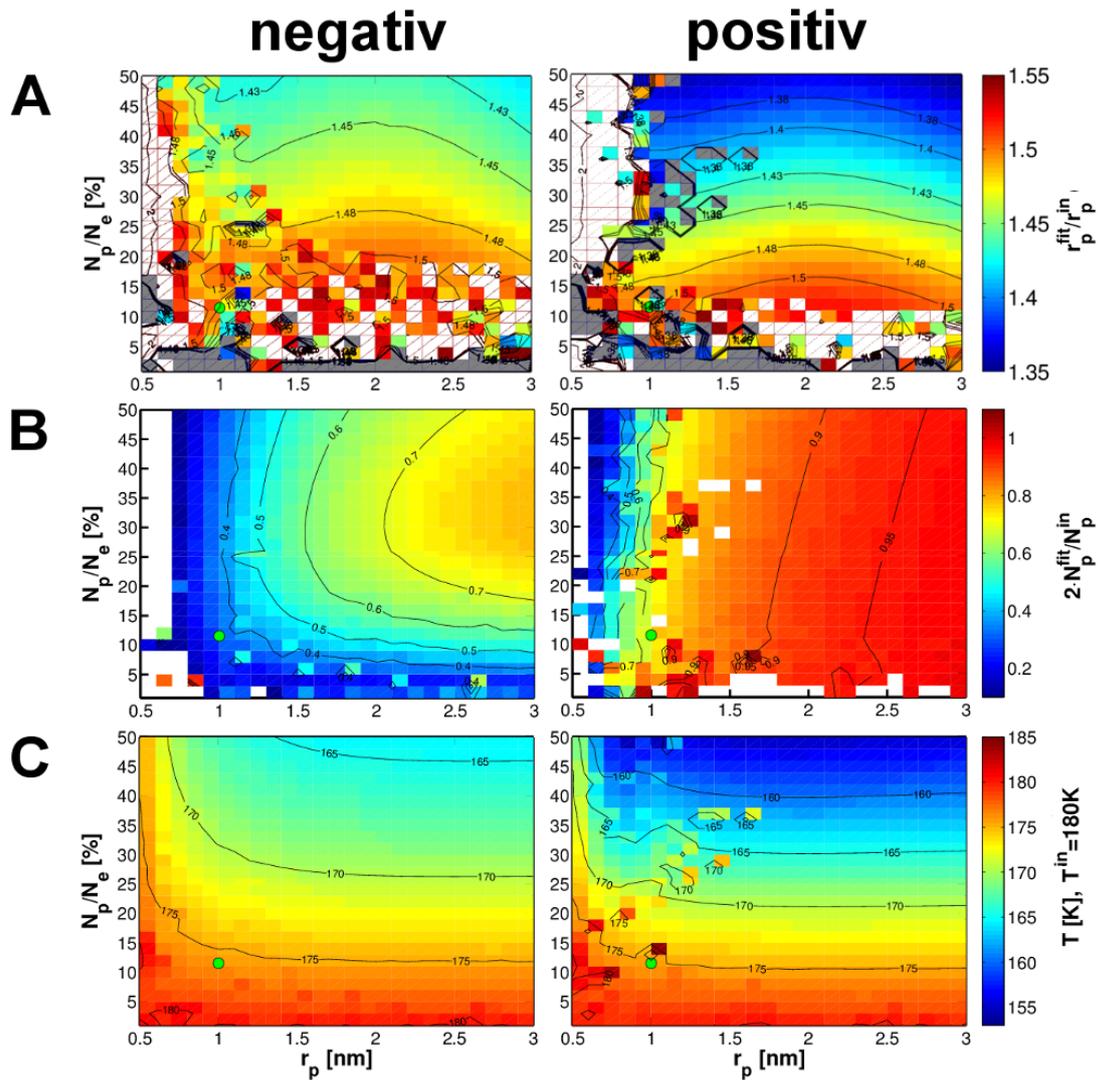
Dichte ist bei der Methode M2 b nicht stabil im untersuchtem Bereich. Für Messungen sollten jedoch beide benutzt und, wenn möglich, mit unabhängigen Temperaturmessungen oder Referenzatmosphären verglichen werden.

### Untersuchung der Methode M3 c

In der letzten Untersuchung wird die Methoden M3 c (MCMC) untersucht (Abb. 4.12). Die Länge der *Kette*  $n_{\text{Kette}}$ , also die Anzahl der Läufe der Routine, liegt bei 200. Dabei nährt sich die Routine bei jedem Lauf der bestmöglichen Anpassung an. Für die Bestimmung der Parameter wird der Mittelwert aus den Läufen 50 bis 200 bestimmt. Der schon genannte Vorteil, die Bestimmung der Standardabweichung (hier von 150 Läufen), und damit die Unsicherheit der Parameter  $A_0$ ,  $W_0$ ,  $A_1$  und  $W_1$  wird hier nicht gezeigt, da durch die ideale Form der simulierten ACF die relative Unsicherheit, von z. B.  $W_1$ , im gesamten untersuchten Bereich maximal 3% ist. Bei der Auswertung von Messungen sind diese Werte nicht zu erwarten.

In der Abb. 4.12 ist der relative Teilchenradius **A**, die relative Dichte **B** und die Temperatur **C**, bei negativen und positiven Teilchenladungen, dargestellt. Schon der erste Blick lässt erkennen, dass die Resultate ab  $N_p/N_e \approx 15\%$  und  $r_p^{\text{in}} > 0,8 \text{ nm}$  im Vergleich der relativen Radien der Methoden M1 a und M3 b geringere Schwankungen aufweisen. In beiden Fällen ( $q_p = -1$  und  $+1$ ) schwankt der ermittelte Radius jedoch für kleine Radien und geringe Dichten stärker als im restlichen untersuchten Bereich – die Anpassung ist dort also instabil. Geringe Radien, also steilerer  $ACF_1$  (siehe Abb. 3.4), führen eher zum Überschätzen der Teilchengröße, außer im Bereich von 10% bis 15% der Dichte. Geringe Dichten wiederum führen zum Überschätzen der Teilchengröße. Dieses Verhalten kann mit dem Abknicken der ACF an größeren Lags bei geringer Teilchendichte (siehe Abb. 3.7) verstanden werden. Im ganzen restlichen Bereich wird der Radius um das  $\approx 1,5$  fache größer bestimmt ( $r_p^{\text{fit}} \approx 1,5 \cdot r_p^{\text{in}}$ ). Im Vergleich zu den anderen Methoden und/oder Routinen ist diese konstante Überschätzung das Herausragende. Die ermittelte Dichte (**B**) zeigt eine ähnliche Tendenz wie die der Methode M1 a (vergleiche Abb. 4.10 B). Nur, dass die Dichte stärker unterschätzt wird. Bei positiven Ladungen wird die Dichte fast im ganzen untersuchten Bereich als die Hälfte der Eingabedichte bestimmt. Zur Temperatur – hier ist die Ähnlichkeit zur Methode M3 b (vergleiche Abb. 4.11 D), sowohl bei positiven als auch negativen Ladungen, deutlich zu erkennen. Demnach bestimmen beide Methoden  $W_0$  ähnlich. Hier bleibt die gleiche Aussage bestehen, dass bei realen Messungen die Abweichung viel größer ist.

In Abb. 3.6 ist gezeigt, wie sich die ACF des Fallbeispiels verhält, wenn die gleichen Anteile der vorhandenen geladenen Aerosolteilchen, einmal positive und negative Ladungen, haben. Die Sensitivitätsuntersuchung mit diesem Mischungsverhältnis (Abb. C.6), ergibt bei der Methode M1 a ähnliche Resultate wie die bei reiner negativen Ladung der Teilchen (Abb. 4.10). Während die Methoden mit vier freien Parametern der Tendenz bei positiver Ladung ähnlicher ist.



**Abbildung 4.12:** Mit der Methode M3 c ermittelte relative Werte der Teilchenradien **A**, des Doppelten der Teilchendichte **B** sowie der Temperatur des Neutralgases **C** nach **Gl. 4.5**. In B sind Werte kleiner 0,1 (vor allem  $r_p^{in} < 0.75 \text{ nm} \forall N_p$ ) und größer 1.1 (vor allem  $N_p/N_e < 5 \% \forall r_p^{in}$ ) weiß und in C Werte kleiner 1,35 grau und Werte größer 1,55 weiß dargestellt. Die Werte der Tab. 4.2 werden durch den grün farbigen Punkt angezeigt.

### Diskussion der Ergebnisse von *Fentzke et al. (2012)*

Mit den gewonnenen Erkenntnissen können bereits ausgewertete Daten beurteilt werden. *Fentzke et al. (2012)* bestimmten mit der Methode M3 b Temperaturen aus Messdaten des PFISR (Poker Flat ISR, 450 MHz) – Abb. 2. Dort sind Abweichungen von bis 85 K von der nächst tieferen bzw. höheren bestimmten Temperatur (oder zur Referenz) zu erkennen – vor allem in einer Höhe von 83–84 km bei 13–13 UT, 16–17 UT und 18–19 UT. Auch bestimmten sie Temperaturen in

niedrigen Höhen, die größer als die der Referenzwerte (MSIS, WACCM, SABER) sind. Die bestimmten Radien (*Fentzke et al.* (2012) Abb. 1) zu diesen Zeiten und Höhen liegen hauptsächlich zwischen 0,5 und 1 nm. Da eine Neutralgasdichte von  $\approx 9 \cdot 10^{13}$  auch in einer Höhe von 80–85 über dem Poker Flat ISR (65,1°N, 147,5°W) angenommen werden kann, sind die Messdaten mit Abb. C.9 vergleichbar. Im Bereich zwischen 0,5 und 1 nm wird die Temperatur mit der Methode M3b um mindestens 10 K überschätzt. Mit Dichten größer als 15% MSP und überwiegend negative Ladungen (vergleiche Abb. C.5), kann eine Abweichung von bis +15 K erklärt werden. Wird hingegen die Gl. 4.5 zur Temperaturbestimmung genutzt, wird der ermittelte Wert mit steigender Anzahldichte der Teilchen kleiner und liegt unter der vorgegebenen Temperatur von 180 K (Abb. C.8). Folglich kann eine Berechnung mit beiden Methoden eine obere und eine untere Temperaturgrenze vorgeben.

Ein Blick auf *Fentzke et al.* (2012) Abb. 1 zeigt, dass in einer Höhe von  $\sim 81,8$  km die bestimmte Temperatur ( $\sim 175$  K) ähnlich die der MSIS-Atmosphäre ist. Allerdings konnten in den Höhen zwischen 80 und 82 km für die Zeiten 16-17 UT (*Fentzke et al.* (2012) Abb. 1) keine Teilchengrößen bestimmt werden. Ein Grund dafür könnte sein, dass  $W_0$  ohne Korrektur (Gl. 3.11) zu schmal ist, und damit die  $ACF_1$ , wie Abb. 4.8 zeigt, nicht auswertbar ist.

Weiter kann jetzt der Unterschied zwischen den beiden Methoden in *Fentzke et al.* (2012) Abb. 1 verstanden werden. In *Fentzke et al.* (2012) Abb. 2 sind die Radien unter 85 km der Methode M1 kleiner als die der Methode M3. Ein Vergleich der Ergebnisse der Methode M1, dargestellt in der Abb. 4.10, mit den der Methode M3, Abb. 4.11 und C.8 sowie die der Methode M1 und M3, Abb. C.6, ergibt, dass die Methode M3 im Bereich zwischen 0,5 und 1 nm den Radius stärker überschätzt als die der Methode M1. Die Ergebnisse können also durch bereits ausgewertete Messungen bestätigt werden.

## Zusammenfassung des Kapitels 4

Durch die Betrachtung der Grenzen der Messeinrichtung als Vorüberlegung zur Sensitivitätsstudie kann ein Elektronendichte-Kriterium definiert werden, das genutzt werden kann, um Messdaten auf Auswertbarkeit zu testen. Der Vorteil ist, dass es mit Hilfe einer Referenzatmosphäre für beliebige Zeiten abgeschätzt werden kann. Der Zusammenhang von Temperatur und Dichte des Neutralgases ist eine Voraussetzung für LIDAR-Messungen. In Bezug auf Radar-Messungen und Auswertung auf MSPs wurde dieser Zusammenhang noch nicht betrachtet, obwohl der Teilchenradius sowohl eine Funktion der Temperatur  $T_n$  als auch der Dichte  $N_p$  ist. Über das Verhältnis von gemessener und berechneter spektralen Breite  $W_0$  der Effekt der Schwankungen beider Größen berücksichtigt werden.

Um die Untersuchung der Sensitivität der einzelnen Methoden zu untersuchen, wurde in Abschnitt 4.4 die Simulation der ACF beschrieben und in Abschnitt 4.5 die einzelnen Methoden sowie die genutzten Routinen erläutert. Die Betrachtung

der einzelnen Methoden bestätigte, dass die kl. ISR-Analyse bei Anwesenheit von geladenen Teilchen die spektrale Breite  $W_0$  zu schmal bestimmt. Auch, dass der spektrale Parameter  $n$  durch die Anwesenheit geladener Teilchen kleiner als eins ist. Die Methoden M1 a und M3 b haben bei Anwendung auf simulierte ACF (ohne Rauschen), ähnliche Resultate. Dabei ist die Methode M1 wesentlich stabiler. Wird die Temperatur einer Referenzatmosphäre zur Berechnung der Teilchenparametern genutzt, zeigte sich eine zu groß gewählte Temperatur als wirksamer. Diese führt nämlich zu einer steiler abfallenden  $ACF_0$ , welche die Auswertung im Vergleich zu einer zu flach abfallenden verbessert (siehe Abb. 4.8).

Mit den erhaltenen Erkenntnissen konnten bereits die Ergebnisse von *Fentzke et al.* (2012) diskutiert werden. Im folgenden Kapitel werden Messungen der ECOMA-Kampagne 2010 ausgewertet, wobei das Elektronendichte-Kriterium, das spektrale Verhältnis  $k_W$  und die Sensitivitätsuntersuchung Anwendung findet.

# Kapitel 5

## Messungen und Ergebnisse der ECOMA-Messkampagne 2010

Die ECOMA (Existence and Charge state Of Meteoric smoke particles in the middle Atmosphere) Kampagne 2010 ist eine Raketenkampagne, in Kooperation mit dem Leibnitz-Institut für Atmosphärenphysik (IAP), um Staubteilchen der mittleren Atmosphäre zu untersuchen. Das Ziel war es, Raketen von der Andøya Rocket Range vor, während und nach dem Meteorschauer der Geminiden zu starten. Der Anstieg von MSP ist dabei ein Beweis, dass diese Teilchen extraterrestrischen Ursprungs sind.

Während dieser Kampagne wurden die ALOMAR (Arctic Lidar Observatory for Middle Atmosphere Research) Lidars und Radars, Ionosonden, Imaging Riometers, Magnetometer und EISCAT Radars genutzt. Die Einrichtungen von ALOMAR und EISCAT liegen Luftlinie ca. 100 km voneinander entfernt (siehe Abb. 5.1) – zuweit für einen direkten Vergleich. Die Auswertung auf geladene Aerosolteilchen der VHF-EISCAT-Messungen wird folgend an einem Fallbeispiel gezeigt.



**Abbildung 5.1:** Lage der EISCAT-Einrichtung nahe Tromsø und ALOMAR-Rocket-Range(links) sowie VHF- und UHF-Antenne. (rechts).

### 5.1 Messeinrichtung und verfügbare Daten

Bei der EISCAT Scientific Association handelt es sich um eine internationale Forschungseinrichtung, die drei ISR-Systeme betreibt. Darunter ist ein 931 MHz Radar mit Sende- und Empfangs-Einrichtung in Tromsø, Norwegen ( $69,6^{\circ}\text{N}$ ,  $19,2^{\circ}\text{O}$ ) und Empfangsantennen in Kiruna, Schweden sowie Sodankylä, Finnland (jeweils ein 32 m parabolischer Spiegel) – ein sogenanntes tristatisches System. Dazu ein monostatisches 224 MHz System mit einer zylindrischen Parabolantenne, die me-

chanisch in einer Ebene und durch elektrisches Poiting über Phasenunterschiede in der anderen Ebene schwenkbar ist. Die Eigenschaften des VHF-Radars sind in Tab. 5.1 zusammengefasst. Das neuste EISCAT Radar befindet sich in Svalbard

EISCAT VHF	
Frequenz [Mhz]	224
Wellenlänge [m]	1,34
Bragg-Wellenlänge $\lambda/2$ [m]	0,67
Strahlweite [°]	$1,2 \times 1,6$
Spitzenleistung [MW]	$2 \times 1,5$
Antenne	$4,3 \times 40$ m parabolisch zylindrisch

**Tabelle 5.1:** Systemparameter des VHF und UHF Radars in Tromsø

auf Spitzbergen (78°N, 20°O). Diese Anlage besitzt zwei Parabolantennen (42 m fest und 32 m schwenkbar) und arbeitet bei 500 MHz. Zu der Forschungsvereinigung gehören die europäischen Länder Norwegen, Schweden, Finnland, Großbritannien sowie China und Japan als nichteuropäische Mitglieder. Frankreich ist seit 2005 und Deutschland seit 2011 nicht mehr vertreten.

Während der ECOMA-Kampagne wurden insgesamt 140,3 Stunden VHF-Daten des `arc_dlayer`-Experimentensetup gesammelt (siehe Tab. D.1 und Abb. 5.1). Die Parameter des Messmodus wurden schon mehrmals genannt und sind in Tab. 5.2 aufgelistet. Einen Überblick über die gemachten Messungen sind die Elek-

	arc_dlayer
Zeitauflösung [s]	5
Lag Auflösung [ms]	1,35
spektrale Auflösung [Hz]	2,9
Höhenbereich [km]	60 - 140
Höhenauflösung [km]	0,3

**Tabelle 5.2:** Parameter des EISCAT Experiments

tronendichtenprofile der Abb. 5.1. Die rot farbigen Linien (4. Dez., 13. Dez. und 19. Dez) zeigen die Starts der Raketen an.

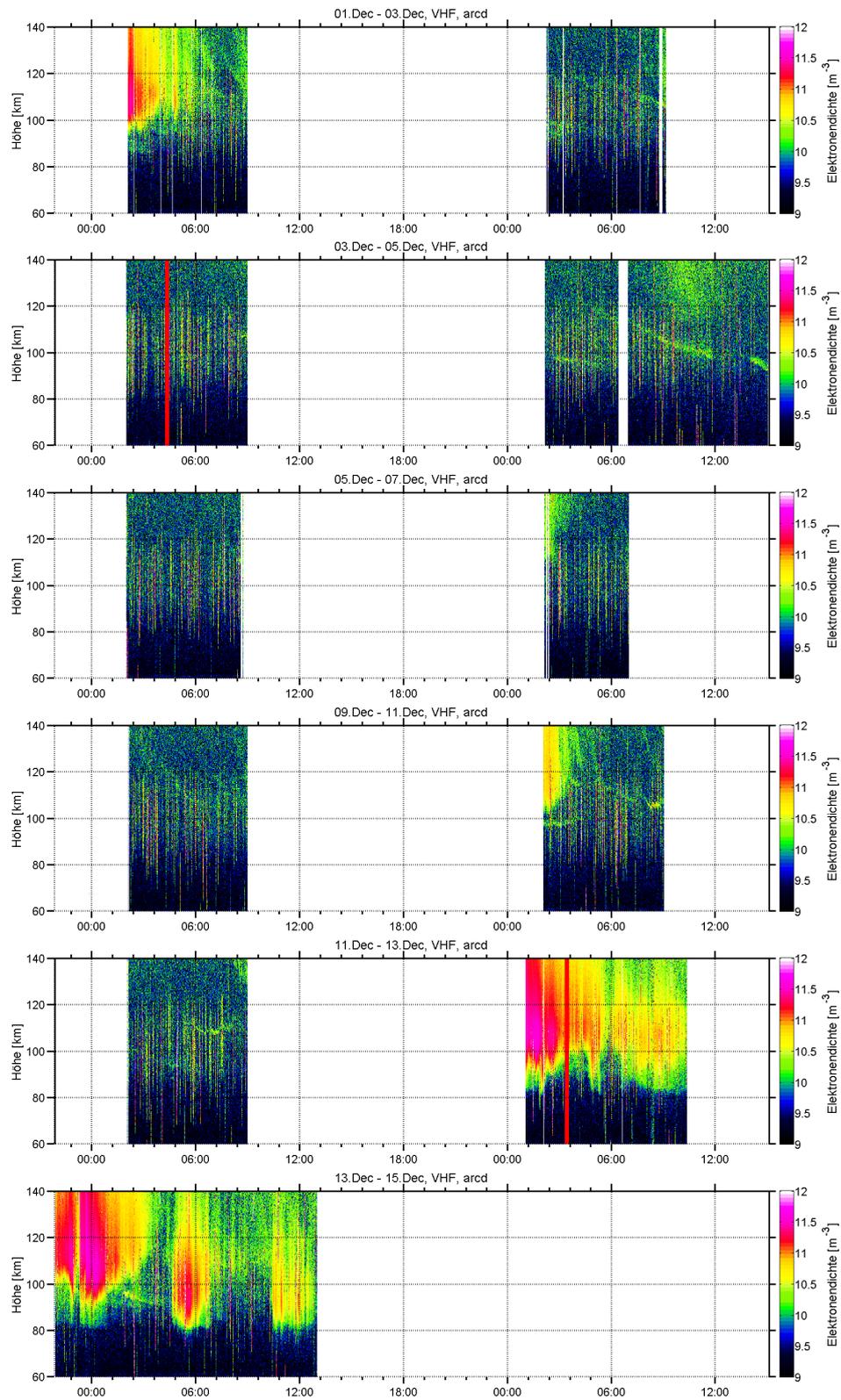
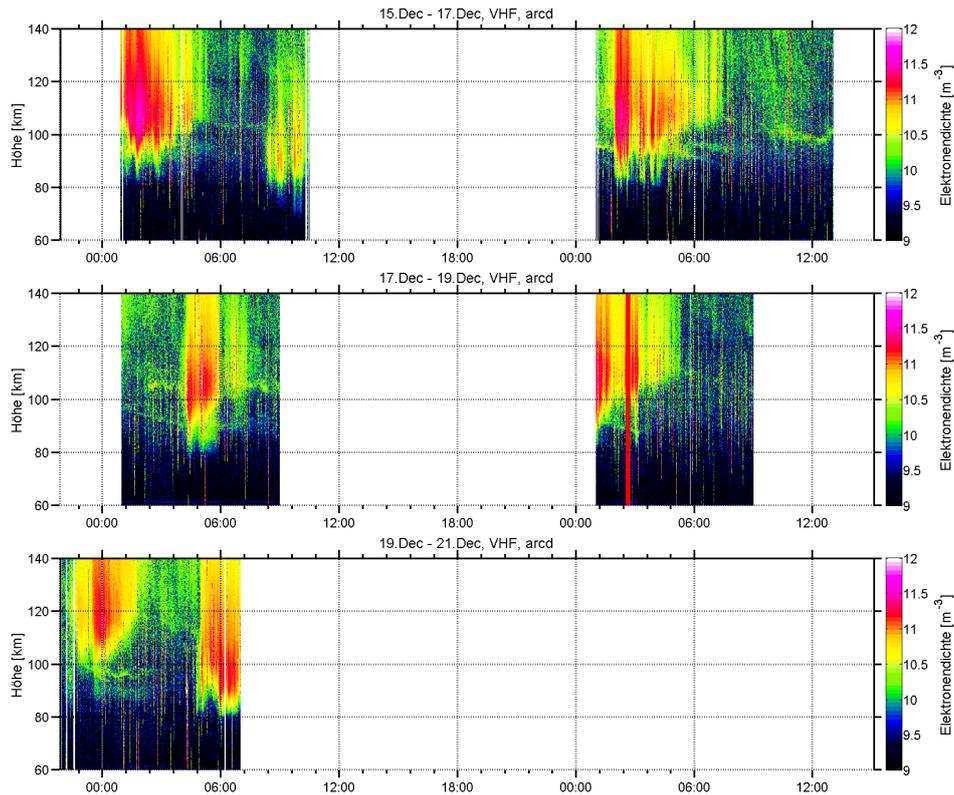


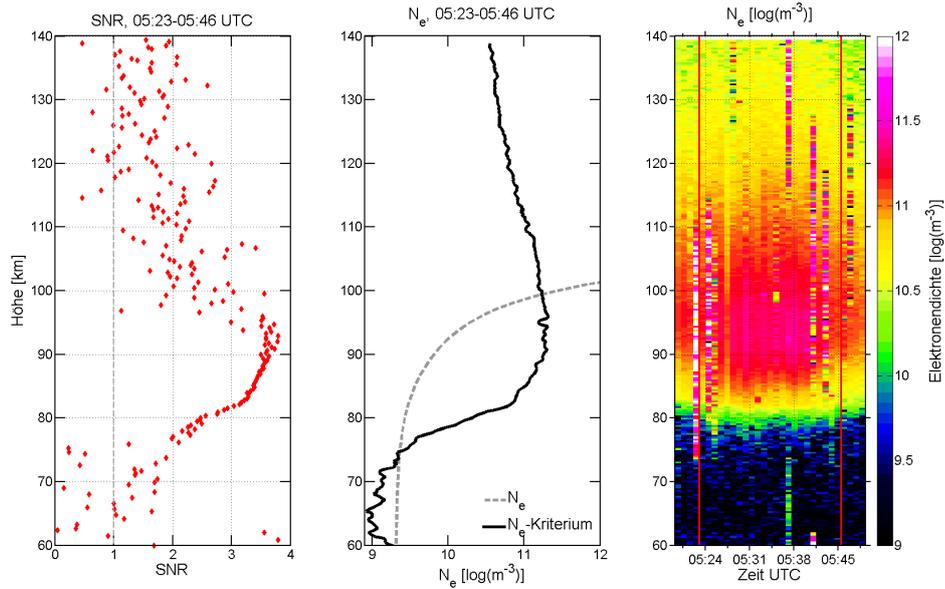
Abbildung 5.2: Elektronendichten ECOMA 2010 Kampagne - siehe **Fortsetzung**



**Abbildung 5.1 (Fortsetzung):** Elektronendichten der einzelnen Messtage der ECOMA-Kampagne 2010. Für die Messungen wurde das arc\_layer-Experiment benutzt. Die Raketenstarts wurden vor dem Geminidenschauer (ECOMA07, 04.12.2010, 4:21UT), während des größten Eintrages (ECOMA08, 13.12.2010, 3:24UT) und in der Abklingphase (ECOMA09, 19.12.2010, 2:36UT) geschossen - alle rot farbene Linien.

Die Profile zeigen nur vom 13. Dezember bis zum Ende der Kampagne am 19. Dezember Elektronendichten, die eine Analyse der Daten möglich macht. Dort reicht die erhöhte Ionisation teilweise bis herab auf 75 km. Da, wie schon erwähnt, die MSP-Signatur im Signal schwach ist, müssen die Messdaten über einen längeren Zeitraum integriert werden. So konnten *Fentzke et al.* (2012) für Messungen mit dem POKERFLAT eine Integrationszeit von einer Stunde nutzen. Die Annahme ist, dass sich die Hintergrundbedingungen nicht oder nur gering ändert. Selbst zu Zeiten in denen während der ECOMA-Kampagne eine hohe Ionisation vorliegt und damit ein starkes Signal, ist die Elektronendichte so variabel, dass Integrationszeiten von einer Stunde, wie bei *Fentzke et al.* (2012), nicht möglich sind.

Ein Beispiel mit relativ konstant hoher Elektronendichte von mindestens  $10^{10} \text{ m}^{-3}$  bis 80 km findet sich am 14. Dezember zwischen 05:23 und 05:46 UTC. In Abb. 5.2 ist das SNR (links), die Elektronendichte mit  $N_e$ -Kriterium (mitte) und das Zeit-Höhen-Profil der Elektronendichte (rechts) dargestellt. In der Darstellung der Elektronendichte im Zeit-Höhen-Profil existieren vertikale Bereiche mit zur Umgebung stark erhöhter Elektronendichte – diese sind Signale von Meteoren. Sie



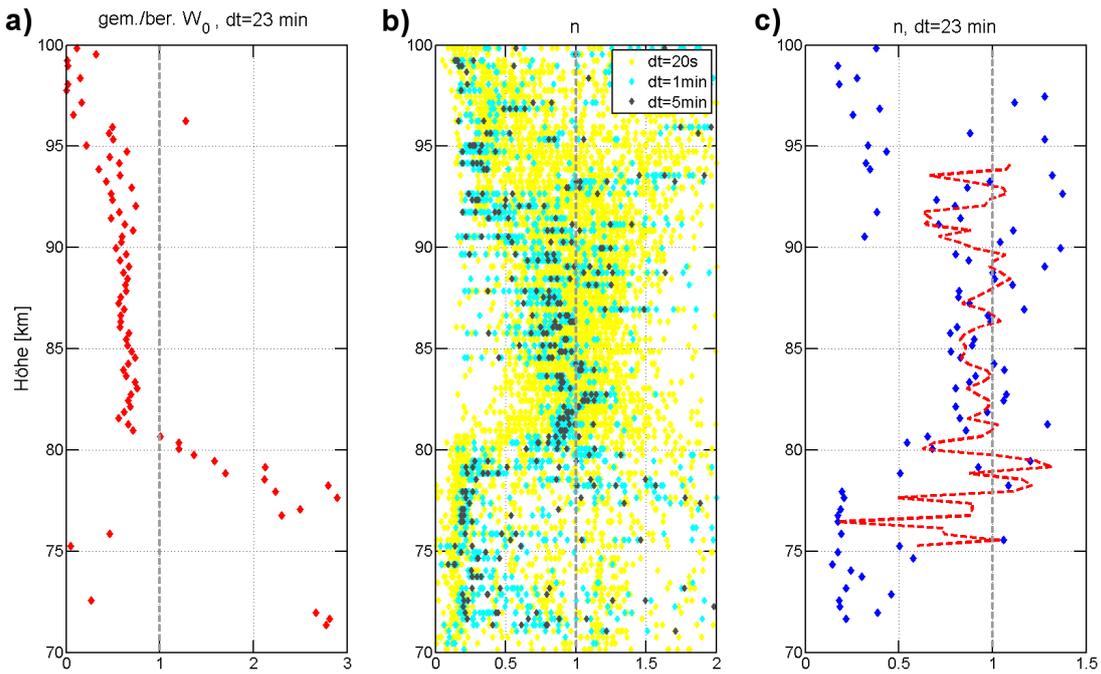
**Abbildung 5.2:** EISCAT Messung vom 14.12.2010, links das SNR von 5:23 bis 05:46 UTC, mittig die Elektronendichte schwarz farben sowie die Dichte des Elektronen-Kriteriums grau farben gestrichelt und rechts das Zeit-Höhen-Profil der Elektronendichte (die rot farbenen Linien markieren die Zeit von 5:23 bis 05:46 UTC).

treten abhängig von ihrer Ablationsphase in unterschiedlichen Höhen auf. Der Geminiden-Schauer hat seinen Höhepunkt zu dieser Zeit, was die Häufigkeit der Meteorsignale erklärt. Für die weitere Analyse werden die Zeiten mit Meteorsignal anhand eines Grenzwertes, hier  $\sim 44$  dB, ermittelt und nicht mehr berücksichtigt. Die Elektronendichte, integriert über das gesamte Zeitintervall (mitte), erfüllt von etwa 73 bis 98 km das Elektronendichte-Kriterium. Das SNR ist von etwa 78 bis 93 km konsistent größer als zwei. Die Betrachtung der Elektronendichte bzw. der Signalstärke gibt demnach eine Höhe von etwa 78 bis 93 km als geeignet für die weitere Analyse aus.

## 5.2 Nachweis von MSP mit ISR Technik am Fallbeispiel

Für die weiteren Schritte wird, wie in Abschnitt 4.5 bereits genannt, die ACF *vorbereitet* und mit  $\phi_{ds}$  die Dopplerverschiebung, aufgrund von Winden in Strahlrichtung des Radars, in jeder einzelnen Höhe korrigiert. Dafür wird angenommen, dass sich  $\phi_{ds}$  innerhalb von 20s nicht schwankt. Folglich werden vier Einzelmessungen (ACF) integriert (siehe Tab. 5.2), und dann dopplerkorrigiert. Danach hat die Messung eine Zeitauflösung von nicht mehr fünf, sondern zwanzig Sekunden

und kann in beliebigen Zeitintervallen  $dt$  weiter integriert werden. Das Verhältnis der mit der kl. ISR-Analyse bestimmten und der mit Gl. 3.4 sowie MSIS-Werten (Temperatur und Dichte des Neutralgases) berechneten spektralen Breite von 05:23 und 05:46 UTC, also  $dt=23$  min, ist in Abb. 5.3 a) gezeigt. Zwischen 81 und 91 km Höhe ist das Verhältnis konsistent kleiner als eins. Wie bereits gezeigt (siehe Abb. 4.9), bestimmt die kl. ISR-Analyse die spektrale Breite bei Anwesenheit von geladenen Teilchen zu schmal. Ein weiterer Hinweis auf geladene Teilchen kann aus dem spektralen Parameter  $n$  abgeleitet werden (siehe Abb. 5.3, b)  $dt=20$  s (gelb farbene Rauten),  $dt=1$  min (türkis farbene Rauten) und  $dt=5$  min (grau farbene Rauten) sowie c)  $dt=23$  min). Für  $dt=20$  s ist nach jeder Dopplerkorrek-

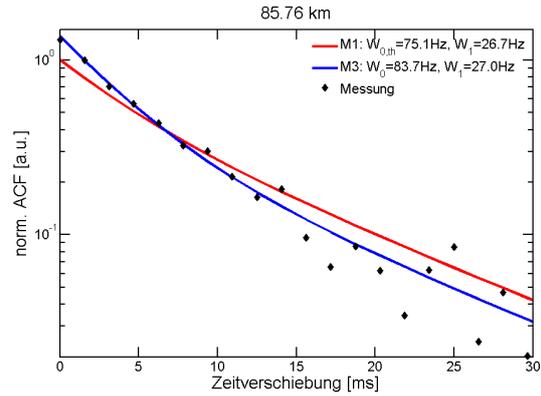


**Abbildung 5.3:** a) das Verhältnis von gemessener (bestimmt mit der klassische ISR-Analyse) und berechneter spektralen Breite (nach Gl. 3.4) vom 14.12.2010 von 5:23 bis 05:46 UTC sowie b) der  $n$ -Parameter für verschiedene Integrationsintervalle  $dt$  und c) für ein  $dt$  von 23 min mit gleitendem Mittelwert der Breite 3 (rot gestrichelt).

tur  $n$  bestimmt worden – so ergeben sich insgesamt 69 Werte pro Höhe. Während für  $dt=1$  min drei dopplerkorrigierte ACF integriert und dann  $n$  bestimmt wurde (23 Werte pro Höhe). Für die anderen Zeitintervalle ist das Vorgehen gleich. Bei kleinen Integrationsintervallen streut der Parameter  $n$  in unter 80 km und über 90 km Höhe von null bis zwei, während die Werte dazwischen näher bei einander liegen. Größere Intervalle führen zu noch geringerer Streuung und zeigen bereits die Tendenz des Parameters  $n$  der Integrationszeit  $dt=23$  min. Demnach ist ein Integrationsintervall, selbst bei relativ konstanter Ionisation, kleiner als 5 min zu kurz, um Signale von geladenen Teilchen in der ACF zu sehen. Der spektrale

Parameter  $n$  ( $dt=23$  min) ist in den Höhen zwischen  $\sim 80$  und  $\sim 88$  km tendenziell kleiner als eins und die Streuung ist minimal. In niedrigen Höhen flacht die ACF aufgrund des kleineren SNR (siehe Abb. 5.2) eher ab – was von der Routine für die Kurvenanpassung des  $n$ -Parameters als Abknicken der ACF bei kleinem  $\Delta t$  interpretiert wird und zu Werten wesentlich kleiner als eins führt. Zur Bestimmung der Teilchenparameter, sowie der Temperatur des Neutralgases, werden schließlich nur die ACF( $dt=23$  min) der Höhen 80 bis 90 km genutzt.

Aufgrund der Ergebnisse der in Abschnitt 4.5 dargelegten Sensitivitätsstudie werden die Methoden M1 a und M3 b genutzt (folgend wird M1 a als M1 und M3 b als M3 bezeichnet). Ein Beispiel der Kurvenanpassung beider Methoden ist in Abb. 5.4 für 85,76 km gezeigt. Die ACFs beider Methoden fallen ab  $\sim 15$  ms flacher ab als die Messwerte. Bei der Methode M1 folgt dieses Verhalten aufgrund der zu flach abfallenden  $ACF_0$  (errechnet mit MSIS-Werten und Gl. 3.4), während es bei M3 aus der größeren Wichtung der kleineren Zeitverschiebungen folgt. Da die Superposition des Signals durch zwei Lorentzkurven (siehe Gl. 3.7) nur eine Näherung ist, ist es nicht das Ziel, die

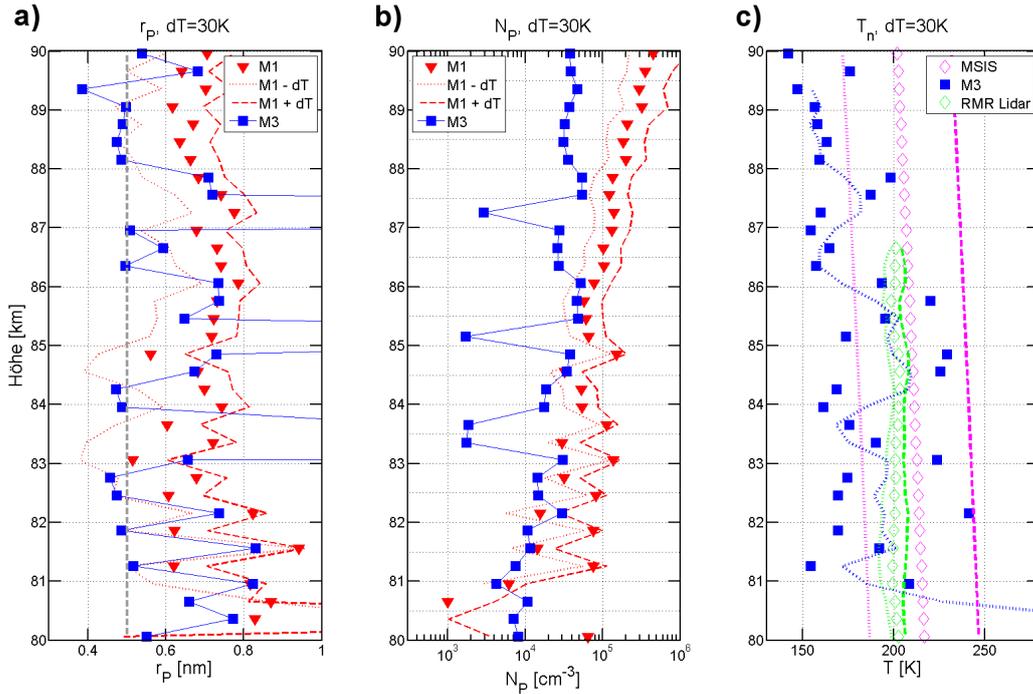


**Abbildung 5.4:** Beispiel eines Ergebnisses der Kurvenanpassung für eine Höhe von 85,76 km. Die schwarz farbenen Rauten stellen die Messung dar, während die rot farbene Linie das Ergebnis der Methode M1 und die blau farbene das von M3.

gesamte ACF gut zu nähern. Wie zu sehen, ist der Abfall der  $ACF_1$  beider Methoden fast identisch. Folglich ist auch die spektrale Breite  $W_1$  beider Methoden ( $W_1^{M1}=26,7$  und  $W_1^{M3}=27,0$ ) fast gleich. Der bestimmte Teilchenradius in dieser Höhe (siehe Abb. 5.5) ist gleich groß. Allerdings beträgt der Unterschied der genutzten Temperaturen ( $T_{MSIS}$  und  $T_3$  des Neutralgases nur wenige Kelvin – sonst würde eine größere Abweichung der Radien voneinander resultieren).

In Abb. 5.5 sind die Ergebnisse der Kurvenanpassung der Methoden M1 (jeweils rot farbene Dreiecke) und M3 (jeweils blau farbene Quadrate) abgebildet. Für die Berechnung des Teilchenradius der Methode M3 (a)) wurde die Temperatur des Neutralgases (c)) der gleichen Methode genutzt. Für die Bestimmung der Temperatur  $T_n$  mit Gl. 4.5 werden MSIS-Werte (magenta farbene Rauten) verwandt. Wie schon erwähnt, nutzen *Fentzke et al.* (2012) auch eine Referenzatmosphäre, um die Temperatur  $T_n$  mit Gl. 3.4 zu bestimmen, da die Stoßfrequenz  $\nu_{in}$  sowohl eine Funktion der Temperatur  $T_n$  als auch der Dichte  $N_n$  ist. Ein iteratives Verfahren, in dem ein Startwert von MSIS einer Höhe genutzt wird und damit über Gl. 4.5 die Temperatur  $T_n$  und die Dichte  $N_n$  für die nächste größere Höhe bestimmt wird, wäre eine Möglichkeit, Methode M3 unabhängiger von einer Referenzatmosphäre zu machen.

Die schon in Abschnitt 4.5 genannten Sprünge der Temperatur von mehreren

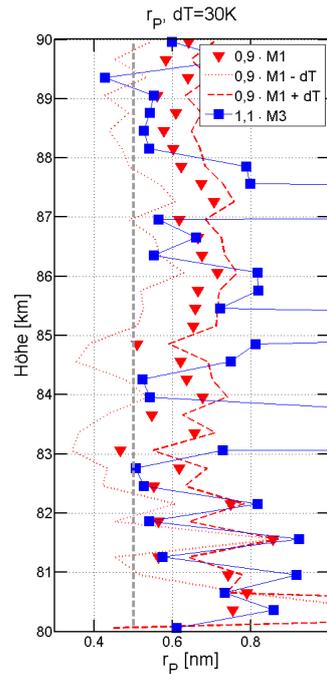


**Abbildung 5.5:** Ergebnisse der Kurvenanpassung der Messung vom 14.12.2010, 05:23–05:46 UTC, mit Methode M1 (jeweils rot farbenes Dreieck) und M3 (jeweils blau farbenes Quadrat), a) der Teilchenradius  $r_p$ , b) Dichte  $N_p$  und c) Temperatur  $T_n$  mit gleitendem Mittelwert der Breite 3 (blau gestrichelt), plus MSIS-Temperaturen (magenta farbene Rauten) und die mittlere Temperaturen des ALOMAR RMR Lidar vom 13.12.2010. von 02:32–06:52 UTC (grün farben).

Dutzend Kelvin bei *Fentzke et al.* (2012), treten auch hier trotz Verwendens der Gl. 4.5 auf. Grundsätzlich sind die bestimmten Temperaturen kälter als die der MSIS-Atmosphäre und nehmen mit der Höhe ab – diese Tendenz zeigt sich auch in der spektralen Verhältniszahl  $k_W$  (siehe Abb. 5.3 a).

Absehd davon, dass die Methode M3 kältere Temperaturen bestimmt (Abb. 4.11 D), kann die große Abweichung jedoch nicht erklärt werden. Auch sind Temperaturen von 155 K in der Winter-Mesopause nicht typisch.

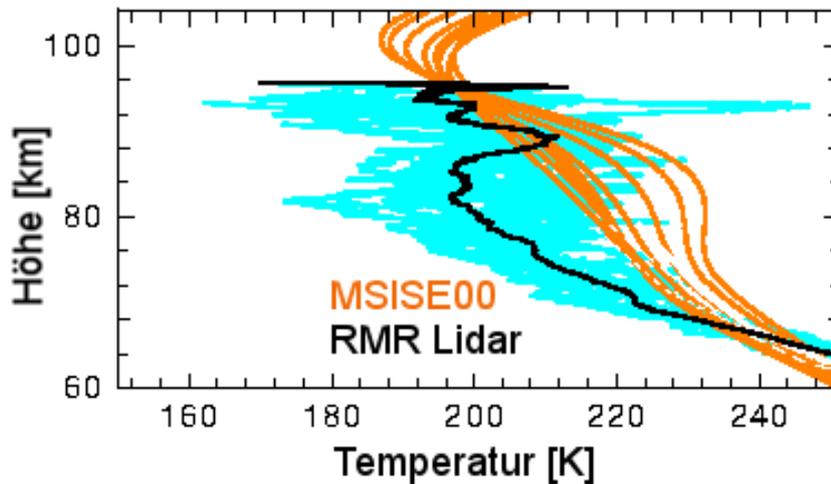
*Szewczyk et al.* (2013) zeigten (*Szewczyk et al.* (2013) Abb. 1 (a)), dass die gemessenen Temperaturen der ECOMA 09 (19.12.2020, 02:63 UTC) bis zu -50 K von der MSIS90-Temperatur sowie bis -20 K von gleichzeitigen LIDAR-Messungen abweichen und im Minimum 180 K kalt sind. Auch die Temperaturen, gemessen mit dem ALOMAR RMR LIDAR vom 12./13.12.2010 (Abb. 5.7), sind fast im ganzen Höhenbereich zwischen 80 und 90 km kälter als die MSISE00-Werte. Vom gleichen LIDAR gemessene Temperaturen vom 13.12.2010 (Abb. 5.5 c)), gemittelt über 4 h und 20 min, sind auch um  $\sim 20$  K kälter als die der MSIS-Atmosphäre. Das ALOMAR LIDAR ist rund 100 km Luftlinie vom EISCAT VHF-Radar entfernt, trotzdem zeigen die Messungen um den 14. Dezember, dass die Temperaturen der Mesopause kälter waren als von MSIS angegeben. Das Unterschätzen der Tem-



**Abbildung 5.6:** siehe Beschreibung der Abb. 5.5 a), bestimmte Radien der Methode M1 multipliziert mit 0,9 und der Methode M3 mit 1,1.

peratur der Methode M3 und die zu dieser Zeit kalte Mesopause ergeben, dass die bestimmten Temperaturen zu anderen Messungen konsistent sind. Zusätzlich kann der Durchlauf einer atmosphärischen Welle die Temperaturen noch weiter verringern.

Die großen Schwankungen innerhalb weniger Höhenkilometer der Methode M3 ist auch bei den Teilchenradien zu erkennen. Radien größer 1,5 nm ( $\sim 81$  km,  $\sim 83,5$  km,  $\sim 85,3$  km,  $\sim 87,3$  km,) treten auf, während die Radien grundsätzlich kleiner als 0,8 nm sind. Die Radien der Methode M1 sind über den ganzen Höhenbereich wesentlich einheitlicher. Die gemachten Sensitivitätsuntersuchungen, siehe Abb. 4.10 und Abb. 4.11, zeigen, dass der Gradient der Radiusbestimmung für die Methode M3 größer ist als für die Methode M1 – was die großen Schwankungen erklärt. Sowie, dass die Methode M3 die Radien in diesem Größenbereich leicht unterschätzt und M1 leicht größer bestimmt - einbezogen in die Auswertung, ergeben sich die Radien der Abb. 5.6. Wenn für die Berechnung der spektralen Breite  $W_0$  und des Radius  $r_p$  die MSIS-Temperatur um 30 K verringert und erhöht wird, sind die bestimmten Größen der Methode M1 und die der Methode M3 konsistenter – verifizieren können wir die Werte jedoch nicht. Wie schon von *Cho et al.* (1998) genannt, müssen Radien kleiner 0,5 nm mit der Stoßfrequenz der Gl. A.8 berechnet werden – was bei dieser Auswertung nicht berücksichtigt wurde. Modellrechnungen von *Megner et al.* (2008) für den 16. Dezember (siehe Abb. B.3) ergeben, dass in dem Höhenbereich von 70 bis 90 km das Maximum der Anzahldichte der Teilchen mit einem Radius kleiner als 0,8 nm liegt und dass



**Abbildung 5.7:** Temperaturprofil des ALOMAR RMR Lidar (69,6°N, 19,2°O) schwarz farben aus Messungen vom 12.12.2010, 17:59–19:06 UTC und 13.12.2010, 1:56–7:26 UTC sowie die einzelnen Profile einer 48 min-Mittlung türkis farben und die Temperatur der MSIS-Atmosphäre in diesem Zeitraum orange farben (Abbildung von Gerd Baumgarten, IAP).

die Anzahldichte Werte von  $\sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$  erreicht. Diese Übereinstimmung ist allerdings dadurch eingeschränkt, dass eigentlich nur ein Teil der vorhandenen MSP geladen sind (z. B. *Gelinas et al. (2005)* nahmen nur 5% der Teilchen als geladen an). Ein Vergleich mit Abb. 4.10 A ergibt, dass Radien von  $\sim 0,7 \text{ nm}$  unter der Annahme einfach negativer Ladung der Teilchen bei einem Dichteverhältnis größer 40% bestimmt werden. Unter der Annahme hingegen einfach positiver Ladung der Teilchen gilt diese Aussage im ganzen Dichtebereich (5 bis 50%), wenn der Radius  $0,5 \text{ nm}$  beträgt (ermittelte Radien werden um das 1,2 fache überschätzt). Sind die Teilchen einfach positiv geladen, wären die realen Radien um  $1/3$  kleiner als die bestimmten. Eine mittlere Elektronendichte von  $N_e \approx 9,8 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$  (siehe Abb. 5.2) ergibt für ein Dichteverhältnis von 40% eine Dichte der Teilchen von  $N_p \approx 3,9 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$ . In diesem Größenbereich befinden sich auch die bestimmten Teilchendichten (siehe Abb. 5.5 mitte). Auch hier sind die Ergebnisse der Methode M1 konsistenter. Die Werte beider Methoden weichen teilweise bis zu einer Größenordnung voneinander ab. Ab einer Höhe von  $\sim 87 \text{ km}$  nimmt die Dichte von M1 im Vergleich zu der von M3 stark zu. Dieses Verhalten geht einher mit einer Abnahme des Radius. Ein Vergleich mit mit Abb. 4.10 B und Abb. 4.11 C läßt eigentlich auf ein umgekehrtes Verhalten schließen – dass M1 bei kleinen Radien die Dichte stärker unterschätzt als M3. Eine Möglich Erklärung ist, dass ein kleinerer Radius aus einem stärkerem Abfall der  $ACF_1$  folgt und damit bei relativ konstanter spektraler Breite  $W_0$  das Amplitudenverhältnis Gl. 3.10 größer wird. Folglich steigt bei gleichbleibender Elektronendichte  $N_e$  (siehe Abb. 5.2) die absolute Anzahldichte der Teilchen - dies ist also fordergründig ein Effekt der

gewählten Methode und kein atmosphärischer. Eine weitere Erklärung bezieht sich auf die Ionenmasse (siehe Abb. 3.12), da durch eine kleinere Masse als die 31 amu die spektrale Breite  $W_0$  auch abnimmt.

Zu berücksichtigen ist, dass zur Bestimmung der Dichte  $N_p$  eine genaue Kenntnis des Ladungszustandes der Teilchen wichtig ist (siehe Erklärung zur Gl. 3.10, Abb. 3.6 und Tabelle 3.2). Wie in Abschnitt 4.5 beschrieben, wurde sogar ein empirischer Faktor für die Bestimmung der Dichte bei negativer Teilchenladung genutzt. Die Flüge der Raketen ECOMA 07 bis 09 ermittelten eine negative Gesamtladung in den gezeigten Höhen. Auch zeigte die Sensitivitätsuntersuchung (siehe Abschnitt 4.5), dass die bestimmte Dichte  $N_p$  erst annähernd stimmig ist, wenn sie verdoppelt wird – das wurde hier nicht berücksichtigt. Alles in allem kann die hier bestimmte absolute Anzahldichte nur ein Richtwert der Größenordnung sein.

# Kapitel 6

## Zusammenfassung und Ausblick

Die gestellte Zielsetzung, die Ableitung von MSP-Parametern gemessen in Radarspektren zu bewerten und diese auf Messungen mit EISCAT-Radars gewonnenen Daten anzuwenden, Einflüsse physikalischer Parameter auf die Cho-Theorie zu diskutieren sowie bereits etablierte Methoden sowie Kurvenanpassungsroutinen auf ihre Sensitivität zu untersuchen, wurde erfüllt.

Im Einzelnen bedeutet es, dass folgende Fortschritte in diesem Bereich in Grenzen dieser Arbeit gemacht wurden.

Es wurden die Effekte verschiedener physikalischer Parameter auf die Theorie von *Cho et al.* (1998) systematisch mit der kl. ISR-Theorie und dem Ansatz zweier Lorentzspektren verglichen und untersucht – die physikalischen Parameter sind: Teilchenradius  $r_p$ , Teilchenmassendichte  $\rho_p$ , Teilchendichte  $N_p$ , Teilchenladung  $q_p$ , Radarfrequenz  $f_R$ , Temperatur  $T$ , Neutralgasdichte  $N_n$ , Masse des Neutralgases  $m_n$ , Ionenmasse  $m_I$ , Elektronendichte  $N_e$  sowie die Dichte positiv  $N_{I+}$  und negativ geladener ( $N_{I-}$ ) Ionen. Somit können bestimmte Eigenschaften gemessener Spektren besser verstanden werden – als auch der empirische Ansatz der Superposition der ACF bestätigt werden.

Es wurde ein Elektronendichte-Kriterium definiert. Mit diesem ist es jetzt möglich, Messdaten aufgrund der Elektronendichte auf Auswertbarkeit zu sortieren, als auch auf MSP-Raketenkampagnen optimale Zeiten mit ausreichend starker Ionisation im Radar-Signal noch während des Countdown zu bestimmen.

Anhand von Grenzen der Messeinrichtung konnte die saisonale Abhängigkeit der Sensitivität der Bestimmung von MSP-Parametern mittels Cho-Theorie beschrieben werden. Auch wurde der Zusammenhang von Temperatur und Anzahldichte des Neutralgases in diesen Höhen zum ersten Mal bei der Bestimmung von MSP-Parametern aus Radar-Spektren bedacht. Gezeigt konnte auch werden, dass dieser Zusammenhang durch das Verhältnis von gemessener zur berechneter spektralen Breite  $W_0$  bei der Temperaturbestimmung aus ISR-Spektren berücksichtigt wird. Die gemachte Sensitivitätsuntersuchung (ohne die Simulation von Rauschen) über einen großen Anzahldichte- und Größe-Bereich geladener Teilchen wurden für unterschiedliche Methoden zur MSP-Bestimmung durchgeführt. Diese konnten zur besseren Einschätzung bereits veröffentlichter Analysen genutzt werden.

Auch wurden zwei Methoden auf die für diese Arbeit aufgenommenen Messdaten

des VHF-Radars in Tromsø der ECOMA-Kampagne 2010 angewandt, die Ergebnisse diskutiert sowie mit der Auswertung von *Fentzke et al.* (2012) verglichen. Die dafür erstellten Matlab<sup>®</sup>-Scripte lassen sich zur kontinuierlichen Beobachtung von MSPs mit Boden gebundenen ISR-Radars nutzen. Die Auswertung zeigen Teilchenradien von  $\sim 0,5$  bis  $\sim 0,8$  nm über Höhen von 80 bis 90 km am 14.12.2010 zwischen 05:23 und 5:46 UTC.

## Ausblick

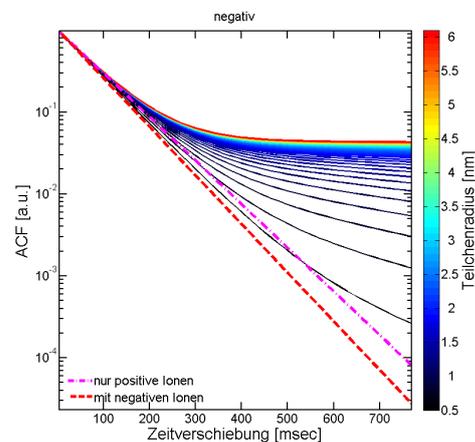
Die vorgestellten Methoden müssen mit Rauschen simuliert und in einer ähnlich angelegten statistischen Auswertung bewertet werden, um deren Sensitivität weiter einschränken zu können und um Auswertungen besser zu verstehen. Der Ansatz über eine Iteration Temperaturen und Dichten des Neutralgases zu bestimmen, sollte in dieser Statistik berücksichtigt werden.

Auch können die Methoden in einer Re-Analyse bereits aufgenommener, teilweise freie zugänglicher, EISCAT UHF- und VHF- Messungen zur Auswertung angewandt werden. Einen Überblick von 2003 bis 2010 über frei zugängliche Messungen gibt die Abb. 6.2. Dort sind Messungen aufgezeigt, die während anderer ähnlich starker Meteorschauer, wie die Geminiden, durchgeführt wurden.

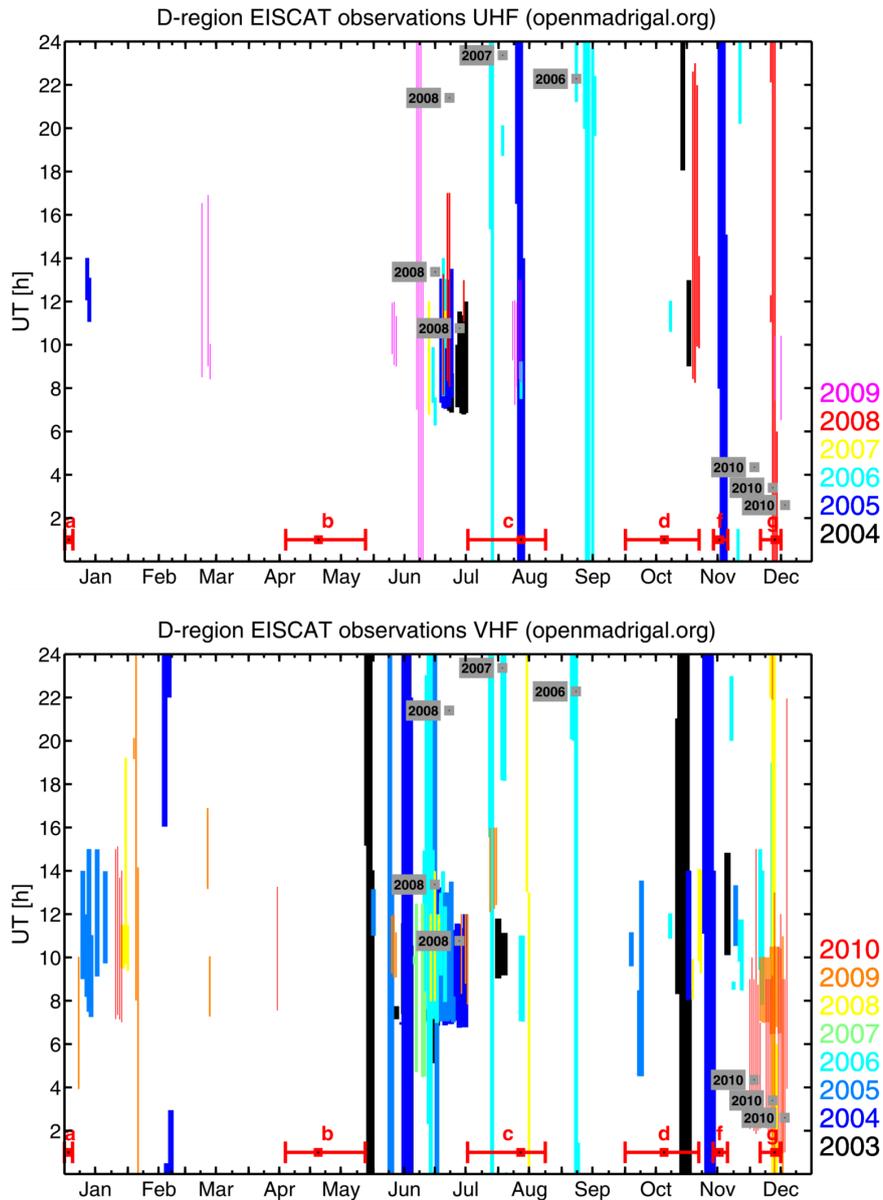
Wie in Abschnitt 3.2.2 gezeigt, spielt der Ladungszustand der MSP ein große Rolle bei der Bestimmung der absoluten Anzahldichte der Teilchen. Eine bessere Kenntnis würde die Bestimmung deutlich verbessern.

Auch andere Quellen für atmosphärische Hintergrundparameter als Referenz, wie LIDAR- oder Raketen-Messungen, die die Atmosphäre realer wiedergeben, können die Auswertung verbessern. So wurde z. B. auf dem EISCAT-Gelände in Tromsø 2010 ein Natrium-LIDAR von der Universität Nagaoya, Japan, installiert. Gleichzeitige Messungen wurden bereits durchgeführt, aber noch nicht auf MSP untersucht.

Das MAARSY-Radar auf Alomar könnte mit einem anderen IPP und anderen Leistungseinstellungen zur Bestimmung von MSP-Parametern genutzt werden (siehe Abb. 6.1). Der riesige Vorteil des Standortes von MAARSY ist, dass gleichzeitige 3D-Radar-, LIDAR- und Raketen-Messungen möglich sind.



**Abbildung 6.1:** Der Einfluss verschiedener Radien von 0,5 nm bis 6 nm (Farbskala) auf die Form der ACF des MAARSY-Radars.



**Abbildung 6.2:** Übersicht der vorhandenen EISCAT Daten bei denen Experimente für die Mesosphäre liefern. Die Jahre sind jeweils in Farben kodiert und rechts aufgelistet. Oben: für das UHF-Radar. Unten: für das VHF ; die grauen Quadrate mit schwarzer Mitte zeigen die Zeiten und das Jahr an denen ECOMA Raketen geflogen sind; die roten Balken im unteren Bereich zeigen jeweils die Meteoritenschauer mit einer ZHR > 20 - Quadrantiden, b -  $\eta$ -Aquadriden , c - Perseiden , d - Orioniden, f - Leoniden , g - Geminiden , *Quelle:* madrigal.org)

# Anhang A

## Ausführliche Erläuterung von Gleichungen aus Kapitel 3

### A.1 Ausführliche Erläuterung der ISR-Rückstreuung nach *Cho et al.* (1998)

In Auszügen soll hier die die inkohärente Radar Rückstreuung nach Cho beschrieben werden. Für eine detaillierte Herleitung siehe *Cho et al.* (1998).

Um den Einfluss von geladenen MSPs auf das Spektrum der inkohärenten Radar-Rückstreuung der D-Schicht zu untersuchen, erweiterte *Cho et al.* (1998) die Radargleichung für inkohärente Streuung, für den Fall des leicht ionisierten, durch Stöße dominierenden Gases um mehrfach geladene Staubteilchen und nutzte die Kontinuums oder Fluidmechanik Methode von *Tanenbaum* (1968) und *Mathews* (1978). Der hergeleitete Wirkungsquerschnitt der ISR-Radarrückstreuung (*backscatter cross section*) mit jeglicher Art von geladenen Teilchen wird dann wie folgt beschrieben:

$$\sigma_b(\omega_0 + \omega)d\omega = \frac{r_e^2 N_e d\omega}{\pi\omega} \left| \frac{1}{\alpha_e^2 + z_e \left(1 + \sum_{s \neq e} \frac{\alpha_s^2}{z_s}\right)} \right|^2 \times \text{Im} \left( \left| 1 + \sum_{s \neq e} \frac{\alpha_s^2}{z_s} \right|^2 z_e + \frac{\alpha_e^2}{T_e} \sum_{s \neq e} T_s \frac{\alpha_s^2}{|z_s|^2} \right) \quad (\text{A.1})$$

hierbei ist  $\omega_0$  die Radarfrequenz,  $\omega$  die Dopplerverschiebung der Frequenz von  $\omega_0$ , der Index  $s$  steht für alle Komponenten im Plasma, bis auf den Elektronen, Index  $e$ . Weiter ist  $r_e$  der Elektronenradius und  $N_e$  die Anzahldichte der Elektronen. Für  $\omega=0$  wird die Gl. A.1 zu:

$$\sigma_b(\omega_0)d\omega = \frac{r_e^2 N_e d\omega}{\sqrt{2\pi k}} \frac{\left| \frac{1}{\alpha_e^2 + z_e \left(1 + \sum_{s \neq e} \frac{\alpha_s^2}{z_s}\right)} \right|^2 \frac{\beta_e}{v_e} + \frac{\alpha_e^2}{T_e} \sum_{s \neq e} T_s \alpha_s^2 \frac{\beta_s}{v_s}}{\left| \alpha_e^2 + 1 + \sum_{s \neq e} \alpha_s^2 \right|^2} \quad (\text{A.2})$$

hier ist  $v_{e,s} = \sqrt{k_B T_{e,s}/m_{e,s}}$  die mittlere thermische Geschwindigkeit der Komponente  $s$  im Plasma oder die der Elektronen, Index  $e$ .

$$\alpha_s = \frac{1}{k\lambda_{Ds}} = \frac{e}{k} \sqrt{\frac{N_s}{\epsilon_0 k_b T_s}} \quad (\text{A.3})$$

wobei  $\lambda_{Ds}$  die Debye-Länge,  $N_s$  die Anzahldichte und  $T_s$  die Temperatur der  $s$  ten Komponente ist.  $k$  ist die Wellenzahl des Radars,  $k_b$  die Boltzmann-Konstante,  $e$  die Elektronenladung und  $\epsilon_0$  ist die Dielektrizitätskonstante des Vakuums. Dabei ist die Debye-Länge:

$$\lambda_{De} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_b T_e}{N_e^2}} \quad (\text{A.4})$$

ein wichtiger Parameter in der Gleichung zur Beschreibung des Spektrums. Sie definiert eine Skalenlänge die das Verhalten des Plasmas beschreibt. Kleine Längen bedeutet, die thermische Energie des Plasmas ist ausreichend, um alle Bestandteile unabhängig zu halten. Für große Längen ist jedoch die elektrische Wechselwirkung stark genug, um die Komponenten schwach aneinander zu binden. Demnach steigt die Debye-Länge mit der Temperatur, nimmt aber mit der Konzentration der Ladung ab (*Sulzer (2003)*).

$$z = \frac{1 + i\frac{5\theta_s}{3\sigma_s}}{1 + i\frac{\theta_s}{\sigma_s}} + 2i\theta_s \left( \Psi_s + \frac{2}{3d_s\Psi_s} \right) - 2\theta_s^2 \quad (\text{A.5})$$

hier steht  $\theta_s = \omega/(\sqrt{2}k v_s)$  für die normalisierte Frequenz, mit  $m_s$  als Masse der Plasmakomponenten und  $\Psi_s = \nu_{sn}/(\sqrt{2}k v_s)$  (Index  $n$  steht für die neutralen Bestandteile) für die normalisierte Stoßfrequenz zwischen den geladenen Komponenten und den Neutralgasteilchen (*normalised constituent-neutral momentum transfer collision frequency*), während  $\nu_{sn}$  die nicht normalisierte Stoßfrequenz (*constituent-neutral momentum transfer collision frequency*) ist, und

$$\sigma_s = \frac{2m_s\Psi_s}{m_s + m_n} + \frac{5}{4c_s\Psi_s} \quad (\text{A.6})$$

*Cho et al. (1998)* wählten, wie *Tanenbaum (1968)*, die Viskosität und die thermische Leitfähigkeit als konstant, mit  $d_e = 1,55$  und  $c_e = 1,5$  für Elektronen, für die Kräfte zwischen den Partikeln (*Maxwellian interparticle forces*) mit  $d_s = 1,78$  und  $c_s = 2,28$  und für die Annahme der Partikel als Hartekugeln (*hard-sphere interparticle forces*) mit  $d_s = 1,6$  und  $c_s = 1,2$ . *Cho et al. (1992)* konnte zeigen, dass die Stoßfrequenz mit den Neutralgasteilchen vom Regime der Polarisationswechselwirkung in das der Harte-Kugel-Wechselwirkung übergeht, wenn der Radius der Partikel größer wird als 0,5 mm.

Damit müssen drei verschiedene Stoßfrequenzen berücksichtigt werden. Als erstes die Elektron-Neutralteilchen Stoßfrequenz (*Banks and Kockarts (1973)*):

$$\nu_{en} = (3,78 \cdot 10^{-11} \sqrt{T_e} + 1,98 \cdot 10^{-11} T_e) N_n \quad (\text{A.7})$$

Hier muss die Neutralgasdichte nicht in SI Einheiten, sondern in  $\text{cm}^{-3}$  geschrieben werden.

Dann die Stoßfrequenz der kleineren geladenen Teilchen, zudem die Ionen gehören, mit den neutralen (*Banks and Kockarts (1973)*):

$$\nu_{sn}^P = 2,59 \cdot 10^{-9} \frac{N_n}{\sqrt{m_s}} \sum_l R_l \left( \frac{m_{n,l} \chi_{n,l}}{m_s + m_{n,l}} \right)^{1/2} \quad (\text{A.8})$$

mit  $N_n$  in  $\text{cm}^{-3}$ ,  $m_s$ , als Masse der geladenen Teilchen, in atomarer Masseneinheit (amu) Summiert wird über die Anteile des Neutralgases  $l$ .  $R_l$  ist der Anteil jeder einzelnen Komponente des Neutralgases,  $m_{n,l}$  deren Masse in amu und  $\chi_{n,l}$  die jeweilige Polarisierbarkeit (*polarizability*) in  $\text{cm}^{-3}$ . Das Gasgemisch der Atmosphäre wird dabei als 78%  $\text{N}_2$ , 21%  $\text{O}_2$  und 1%  $\text{Ar}_2$  angenommen, mit  $\chi_{\text{nt}}$  1,74, 1,57 bzw. 1.64. Dabei ist aber zu beachten, dass ab einer Höhe von 90 km sich die Zusammensetzung des Neutralgases ändert, da der Anteil des atomaren Sauerstoffs zunimmt (*Gumbel (1997)*).

Und als dritte Stoßfrequenz, die der harten Kugeln (*hard-sphere momentum transfer collisions frequency*), die nach *Schunk and Nagy (2000)* beschrieben werden kann als:

$$\nu_{sn}^H = \frac{8 (r_s + r_n)^2 N_n}{3 (m_s + m_n)} \left[ \frac{2\pi k_b m_n (m_s T_n + m_n T_s)}{m_s} \right]^{1/2} \quad (\text{A.9})$$

mit  $r_s$  als Radius der einzelnen Komponenten,  $r_n = 0.15$  nm als mittlerer Radius des Neutralgases,  $m_n = 4,8 \cdot 10^{-26}$  kg die dazugehörige Masse eines neutralen Luftmoleküls sowie  $T_n$  und  $N_n$  Die jeweilige Temperatur bzw. Anzahldichte.

Unter der Annahme eines Plasmas mit Elektronen, positiven Ionen und einer beliebigen Komponente (bei gleicher Temperatur), läßt sich Gl. ?? vereinfachen zu:

$$\sigma_b(\omega_0 + \omega) d\omega = -\text{Im} \left\{ \frac{r_e^2 N_e}{\pi \omega} \frac{z_l (\alpha_+^2 + z_+) + \alpha_l^2 z_+}{z_l (\alpha_e^2 z_+ + \alpha_+^2 z_e + z_+ z_e) + \alpha_l^2 z_+ z_e} \right\} d\omega \quad (\text{A.10})$$

hierbei steht der Index „+“ für positive Ionen und „l“ für die zusätzliche beliebige Komponente. Unter der Annahme, dass die zusätzliche Komponente negative Ionen sind, ist Gl. A.10 mit Gleichung (5) bei *Mathews (1978)* identisch. Der integrale Wirkungsquerschnitt der Streuung (*total scattering cross section per unit-volume*) kann durch Integration von Gl. A.10 über alle Dopplerfrequenzen (*Tanenbaum (1968)*) bestimmt werden:

$$P = N_e r_e^2 \frac{1 + \alpha_+^2 + \alpha_l^2}{1 + \alpha_e^2 + \alpha_+^2 + \alpha_l^2} \quad (\text{A.11})$$

Sind nur Elektronen und positive Ionen vorhanden sowie deren Anzahldichten gleich groß (d.h.  $\alpha_+ = \alpha_e = \alpha$ ), dann wird aus A.10:

$$\begin{aligned} & \sigma_b(\omega_0 + \omega) d\omega = \\ & -\text{Im} \left\{ \frac{r_e^2 N_e}{\pi \omega} \frac{\alpha^2 + z_+}{\alpha^2 (z_+ + z_e) + z_+ z_e} \right\} d\omega \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

und ist somit identisch mit der Gleichung (2.15) von *Tanenbaum* (1968) und der Gesamtleistung (*total power*):

$$P = N_e r_e^2 \frac{1 + \alpha^2}{1 + 2\alpha^2} \approx 0,5 N_e r_e^2 \quad (\alpha^2 \gg 1) \quad (\text{A.13})$$

Das ist allgemein bekannt aus der ISR-Theorie.

Der allgemeinere Fall der ISR-Spektren mit n verschiedenen Plasma-Komponenten wird durch Gl. A.1 beschrieben.

## A.2 Gesamtleistung der IS-Rückstreuung

Positiv geladene Teilchen ändern die Gesamtleistung des rückgestreuten Signals nicht. Davon ausgehend, dass die Atmosphäre in den hier betrachteten Höhen neutral ist und nur positive geladene Teilchen anwesend sind, gilt für die Anzahldichte der positiven Ionen folgendes:

$$N_I = N_e - N_p \quad (\text{A.14})$$

in dem Fall, dass die Anzahl der Elektronen konstant ist. Wird nun Gl. A.14 in Gl. A.11 unter Benutzung von Gl. A.3 gesetzt, erhalten wir:

$$P_+ = N_e r_e^2 \frac{1 + \alpha_I^2 + \alpha_e^2 - \alpha_I^2}{1 + \alpha_e^2 + \alpha_I^2 + \alpha_e^2 - \alpha_I^2} = N_e r_e^2 \frac{1 + \alpha^2}{1 + 2\alpha^2} \quad (\text{A.15})$$

Diese Gl. A.15 ist damit identisch mit dem Fall ohne Teilchen der Gl. A.13. Bei Anwesenheit von negativ geladenen Teilchen ist der Lag0, der zusätzlichen  $ACF_1$  (gl. 3.8), etwas kleiner als bei positiven Teilchen und die Gesamtleistung somit etwas geringer. Die Gesamtleistung kann ähnlich wie für Gl. A.15 mit  $N_I = N_e + N_p$  berechnet werden:

$$P_- = N_e r_e^2 \frac{1 + \alpha_e^2 + 2\alpha_I^2}{1 + 2\alpha_e^2 + 2\alpha_I^2} \quad (\text{A.16})$$

Für weitere Details siehe *Strelnikova and Rapp* (2007).

### A.3 Gleichung A.15

Einsetzen von Gl. A.14 in Gl. A.11 unter Benutzung von Gl. A.3. Nach quadrieren der Gl. A.3 folgt mit Gl. A.14:

$$\begin{aligned}\alpha_i^2 &= \left(\frac{e}{k}\right)^2 \frac{N_e - N_p}{\epsilon_0 k_b T_s} \\ &= \alpha_e^2 - \alpha_p^2\end{aligned}\quad (\text{A.17})$$

Damit ergibt sich Gl. A.15:

$$\begin{aligned}P &= N_e r_e^2 \frac{1 + \alpha_i^2 + \alpha_e^2 - \alpha_i^2}{1 + \alpha_e^2 + \alpha_i^2 + \alpha_e^2 - \alpha_i^2} \\ &= N_e r_e^2 \frac{1 + \alpha^2}{1 + 2\alpha^2}\end{aligned}\quad (\text{A.18})$$

Das gleiche gilt für Gl. A.16

### A.4 Gleichung 3.9

Gl. A.9 der Stoßfrequenz zwischen Neutralgas und Teilchen (s=p) lässt sich auch schreiben als:

$$\begin{aligned}m_p \nu_{pn} &= \frac{8m_p (r_p - r_n)^2 N_n}{3(m_p + m_n)} \sqrt{\frac{2\pi k_b T m_n (m_p + m_n)}{m_p}} \\ &\approx \frac{8 (r_p - r_n)^2 N_n}{3} \sqrt{2\pi k_b T m_n} \\ m_p \nu_{pn} &= \frac{8m_p (r_p + r_n)^2 N_n}{3(m_p + m_n)} \left[ \frac{2\pi k_b m_n T (m_p + m_n)}{m_p} \right]^{1/2}, \text{ mit } T_n = T_p \\ &\approx \frac{8 (r_p + r_n)^2 N_n}{3} \sqrt{2\pi k_b T m_n}\end{aligned}\quad (\text{A.19})$$

mit der Annahme, dass  $m_p/(m_p+m_n)$  anähernd 1 ist, also  $m_n \ll m_p$ . Schon bei einer mittleren Neutralgasmasse von etwa 30 amu, einem Teilchenradius von  $r_p=0,5$  nm sowie einer Dichte  $\rho_p = 2 \text{ g cm}^{-3}$  und damit einer Teilchenmasse von etwa 630 amu, ist  $m_p$  viel größer (für  $r_p=0,6$  nm ist  $m_p$  etwa  $10^3$  amu) als  $m_n$ . Mit Gl.3.8 ergibt sich dann:

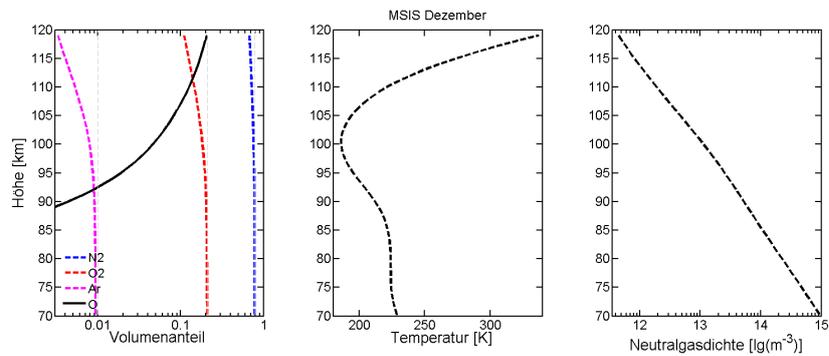
$$\tau_1 = 2k_b k^2 T \cdot \frac{8 (r_p + r_n)^2 N_n}{3} \sqrt{2\pi k_b T m_n}, \quad (\text{A.20})$$

und mit Auflösen nach  $r_p$  die Gl. 3.9.

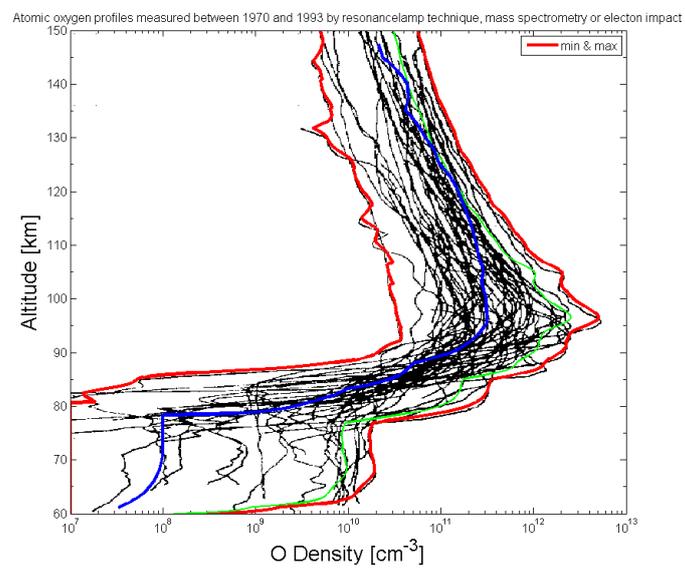
# Anhang B

## Einfluss verschiedener Parameter auf das Spektrum

### B.1 Temperatur, Massen und Anzahldichten

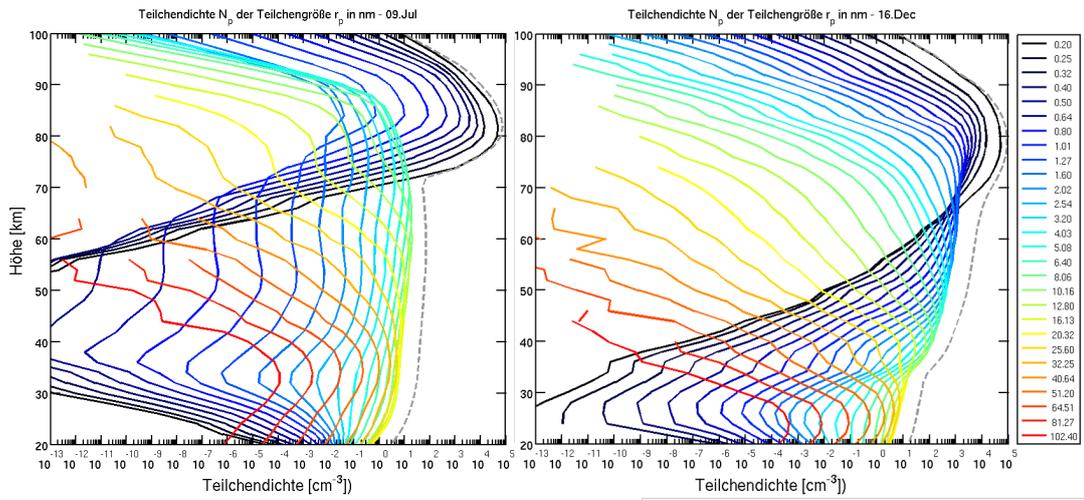


**Abbildung B.1:** MSIS Höhenprofile für Dezember der Volumenanteile von Stickstoff, Sauerstoff, Argon und atomarem Sauerstoff, der Temperatur sowie der Neutralgasdichte von 70 bis 120 km.



**Abbildung B.2:** Atomarer Sauerstoff Verteilung gemessen von 1970 bis 1993 aus *Gumbel* (1997)

## B.2 Grenzen der Messeinrichtungen



**Abbildung B.3:** Verteilung von Staubpartikeln in der Sommer und Winter Atmosphäre (Die Verteilung von Staubpartikeln berechnet mit dem CARMA Model:alle nach *Megner et al.* (2008))



# Anhang C

## Bestimmung der spektralen Breiten und der Amplitude der ACF durch Kurvenanpassung

### C.1 kl. spektrale Breite und Parameter n bei einfach positiver Teilchen Ladung

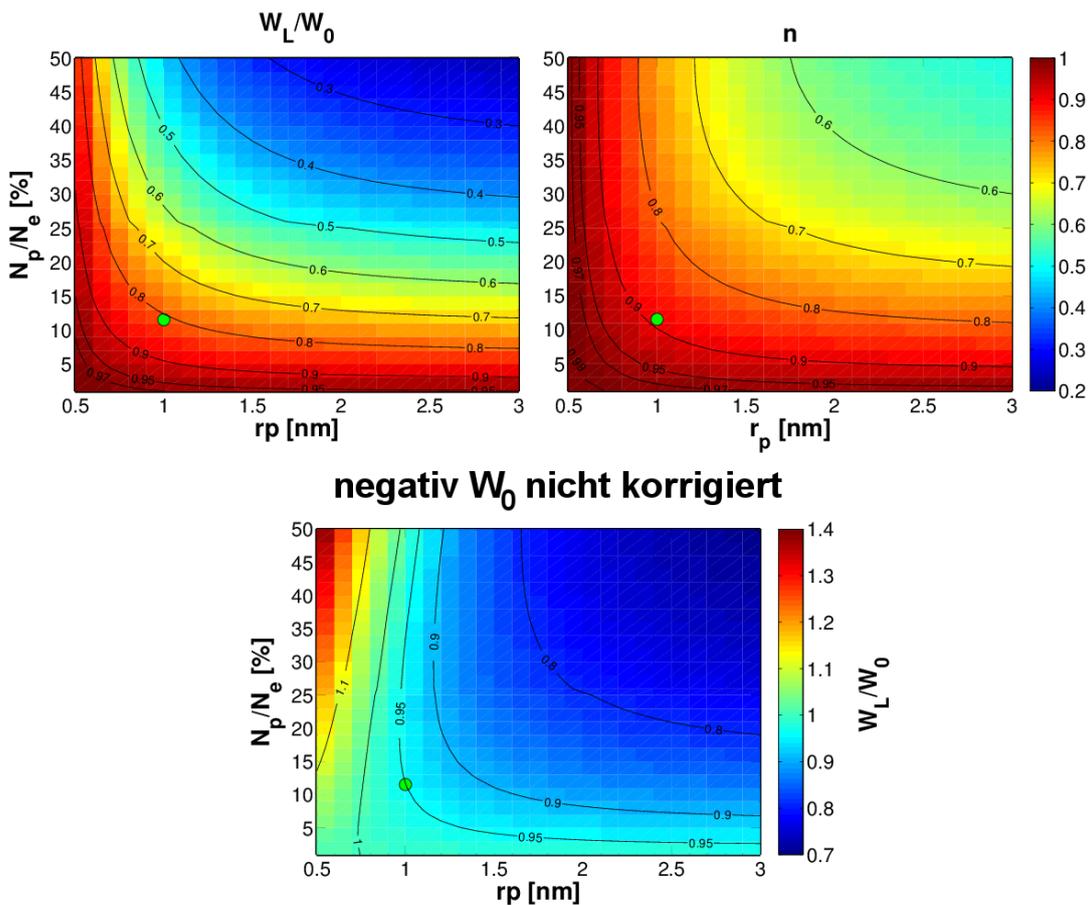
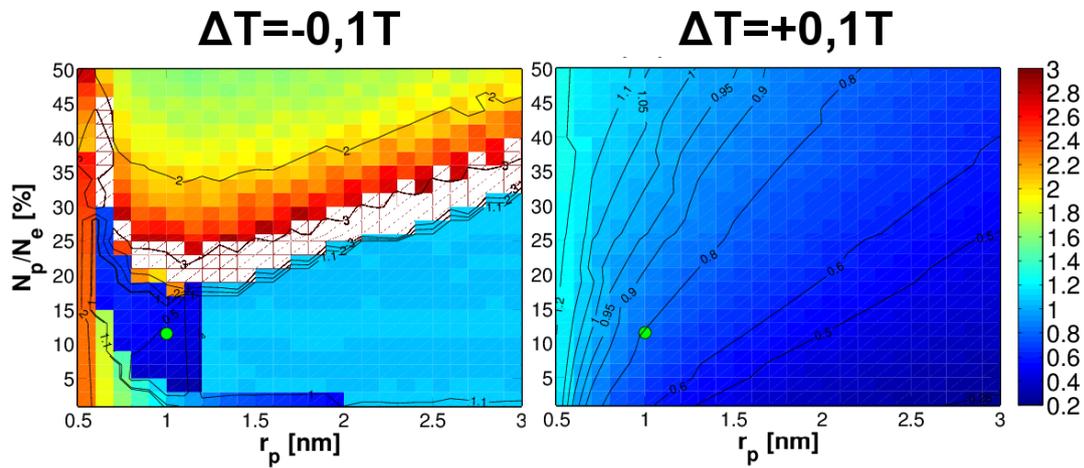


Abbildung C.1: Durch Kurvenanpassung ermittelte Werte der spektralen Breite  $W_0$  mittels kl. ISR Analyse (links) und des Parameter  $n$  (rechts) für einfach positiv geladene Aerosole und unten, die relative spektrale Breite der kl. ISR Analyse für einfach negativ geladene Aerosole bei unkorrigiertem  $W_0$ . Die Werte der Tab. 4.2 werden durch den grün farbigen Punkt angezeigt.

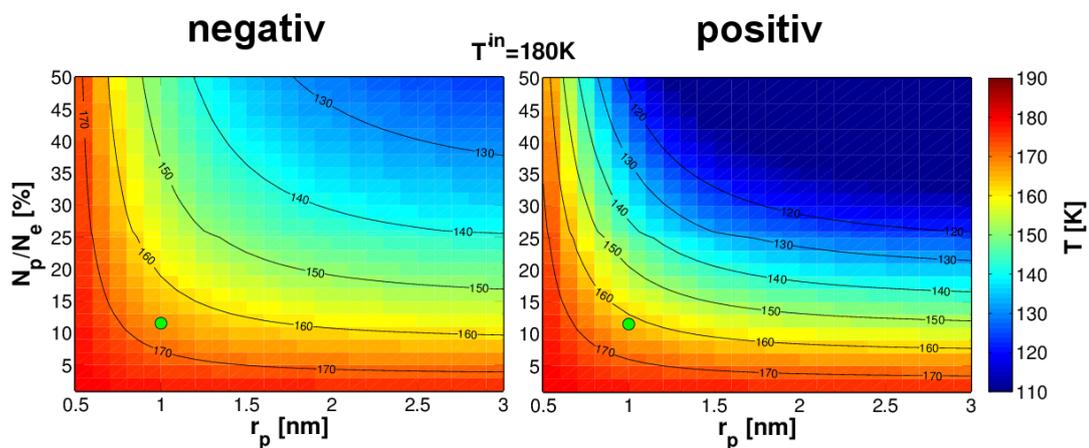
## C.2 M1 a mit $Q_p=1$ und $\Delta T$

positiv



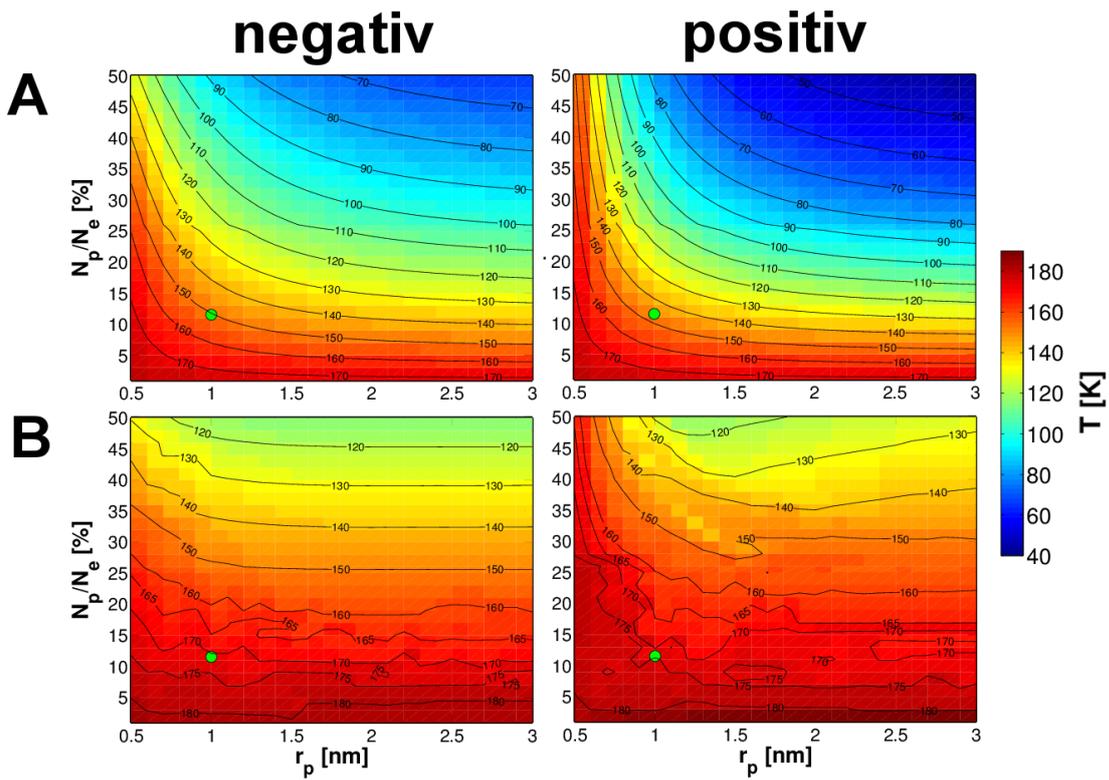
**Abbildung C.2:** Mit der Methode M1 a ermittelte relative Werte der Radien positiver Teilchenladungen, wenn die Temperatur der berechneten  $ACF_0$ , um  $\mp 10$  K abweicht. In der Darstellung  $\Delta T = -0,1 T$  sind Werte größer 3 nicht dargestellt ( $\max(r_p^{fit}/r_p^{in}) = 4$ ). Die Werte der Tab. 4.2 werden durch den grün farbigen Punkt angezeigt.

### C.3 Temperaturen bestimmt nach Gl. 4.5

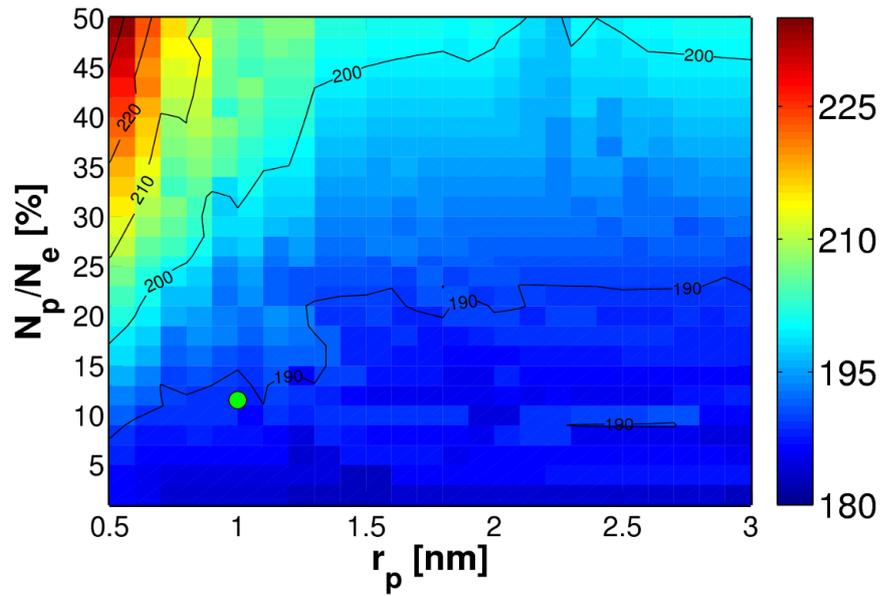


**Abbildung C.3:** Aus der mit der kl. ISR Methode ermittelten spektralen Breite errechnete Temperature negativer und positiver Teilchenladungen (**nach Gl. 4.5**). Die Werte der Tab. 4.2 werden durch den grün farbigen Punkt angezeigt.

## C.4 Temperaturen bestimmt nach Gl. 3.4



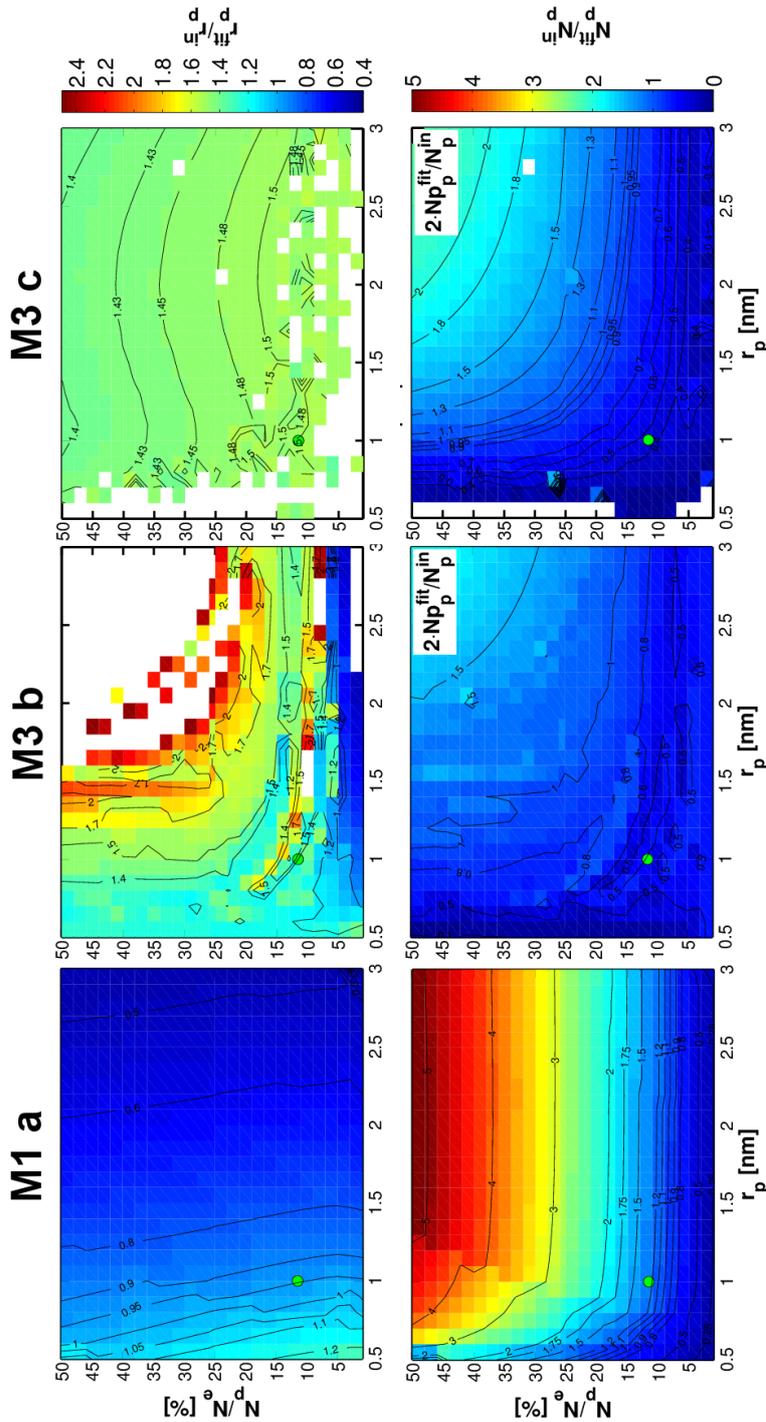
**Abbildung C.4:** Aus der mit der kl. ISR Methode (A) und Methode M3 b (B) ermittelten spektralen Breite errechnete Temperature negativer (links) und positiver (rechts) Teilchenladungen (nach Gl. 3.4). Die ermittelten Werte  $W_0$ 'sind wie in Gl. 3.11 gezeigt, korrigiert. Die Werte der Tab. 4.2 werden durch den grün farbenen Punkt angezeigt.



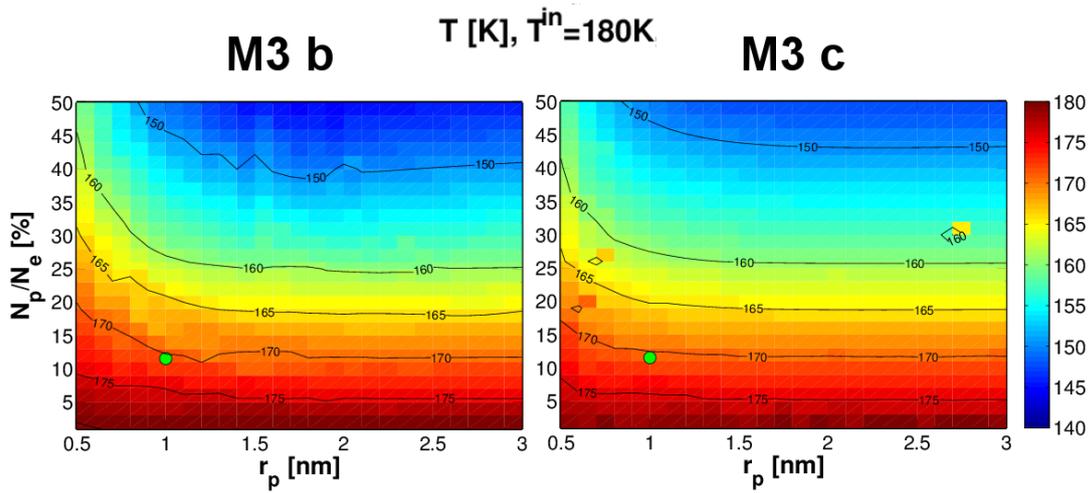
**Abbildung C.5:** Aus der mit der Methode M3 b ermittelten spektralen Breite errechnete Temperature negativer Teilchenladungen (nach **Gl. 3.4**). Die ermittelten Werte  $W_0'$  sind **nicht** wie in Gl. 3.11 gezeigt, korrigiert. Die Werte der Tab. 4.2 werden durch den grün farbigen Punkt angezeigt.

## C.5 50/50 Anteil negative und positive Ladung

mit den Methoden kl. ISR, n-Parameter, M1 a, M3 b und M3 c.



**Abbildung C.6:** Mit den Methoden M1 a, M3 b und M3 c bestimmte Parameter  $r_p$  (links) und  $N_p$  (rechts) bei 50/50 Anteil negativer und positiver Ladung. Die ermittelten Werte  $W_0$ 'sind wie in Gl. 3.11 gezeigt, korrigiert. Vom Verhältnis von  $N_p$  ist für die Methode M1 a, das einfache und für M3 b sowie M3 c das doppelte dargestellt. Der Übersicht halber wurden folgende Werte aus der Darstellung entfernt: M3 b [ $r_p^{fit}/r_p^{in} > 2,5$ ,  $N_p \uparrow$  und  $r_p \uparrow \rightarrow \max(r_p^{fit}/r_p^{in})=6$ ], M3 c [ $1,38 < r_p^{fit}/r_p^{in} < 1,55$ , ausgelassener Bereich hat keine stabilen Resultate,  $0,015 < r_p^{fit}/r_p^{in} < 2,29$ ]. Die Werte der Tab. 4.2 werden durch den grün farbigen Punkt angezeigt.



**Abbildung C.7:** Mit den Methoden M3 b (links) und M3 c (rechts) bestimmter Parameter  $T$  bei 50/50 Anteil negativer und positiver Ladung. Die ermittelten Werte  $W_0$  sind wie in Gl. 3.11 gezeigt, korrigiert. Die Werte der Tab. 4.2 werden durch den grün farbigen Punkt angezeigt.

## C.6 PFISR

Poker Flat ISR, Radarfrequenz: 450 MHz, Zeitaufösung der ACF: 2 ms

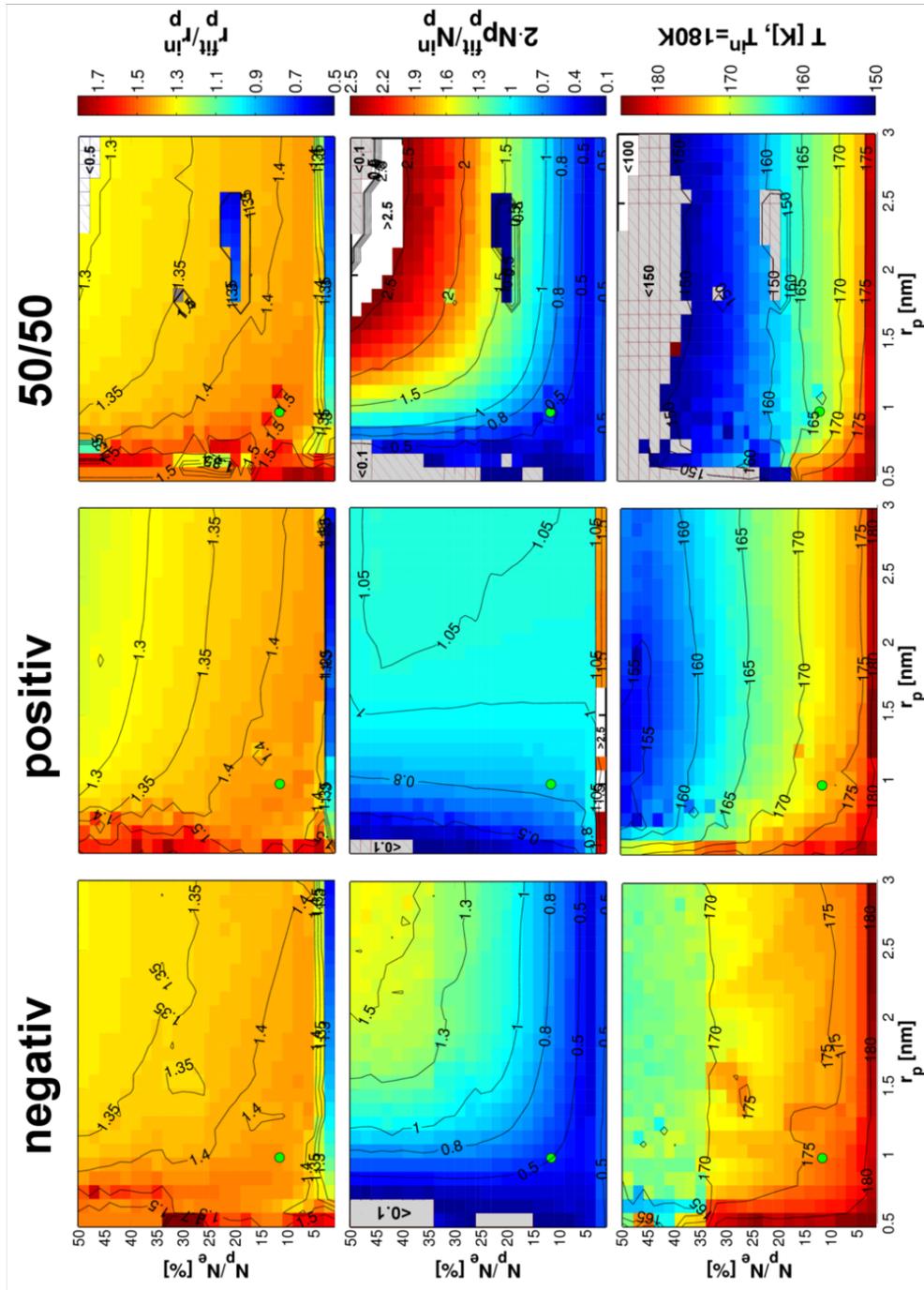
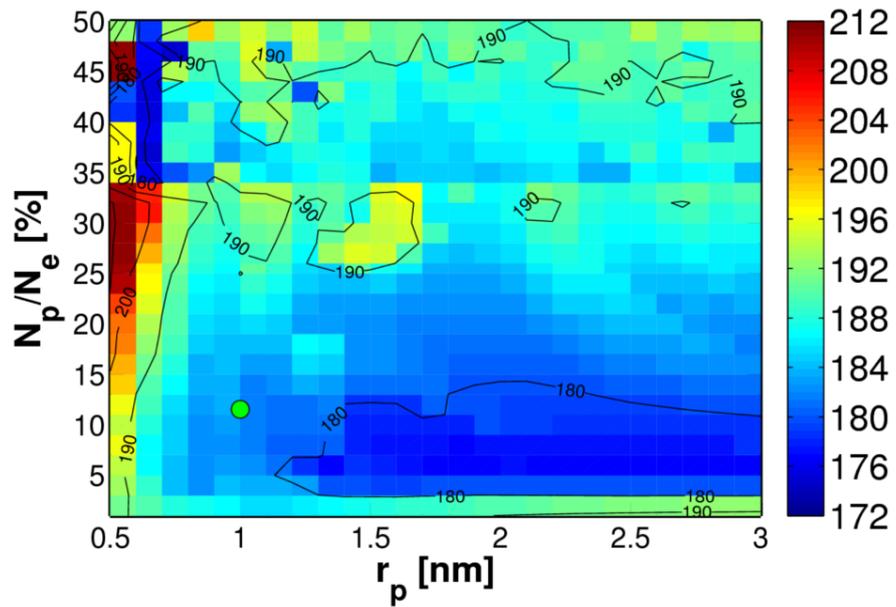


Abbildung C.8: PFSIR: Mit der Methode M3b ermittelte Werte des relativen Radius, der relativen Anzahlichte und Temperatur. Die für die Berechnung der Temperatur (Gl. 4.5) ermittelten Werte  $W_0'$  sind nach in Gl. 3.11 korrigiert.



**Abbildung C.9: PFSIR:** Aus der mit der Methode M3 b ermittelten spektralen Breite errechnete Temperature negativer Teilchenladungen (nach **Gl. 3.4**). Die ermittelten Werte  $W_0'$  sind **nicht** wie in Gl. 3.11 gezeigt, korrigiert. Die Werte der Tab. 4.2 werden durch den grün farbigen Punkt angezeigt.

# Anhang D

## Messzeiten der ECOMA-Kampagne 2010

start (UT)	end (UT)	mode	condition
01.12.2010			power problem
02.12.2010, 02:04:40	02.12.2010, 08:59:55	VHF arcd	precipitation
03.12.2010, 02:12:55	03.12.2010, 09:59:55	VHF arcd	sporadic E
04.12.2010, 01:59:15	04.12.2010, 08:59:55	VHF arcd	sporadic E, rocket (4:21UT)
05.12.2010, 01:50:50	05.12.2010, 15:00:40	VHF arcd	sporadic E
06.12.2010, 02:00:20	06.12.2010, 08:44:55	VHF arcd	sporadic E
07.12.2010, 02:05:15	07.12.2010, 06:59:55	VHF arcd	sporadic E
08.12.2010	09.12.2010	cp experiment	
10.12.2010, 02:06:35	10.12.2010, 08:59:55	VHF arcd	sporadic E
11.12.2010, 01:59:55	11.12.2010, 08:59:55	VHF arcd	sporadic E
12.12.2010, 02:01:35	12.12.2010, 08:59:55	VHF arcd	sporadic E
13.12.2010, 00:57:15	13.12.2010, 09:10:00	VHF arcd	precipitation
13.12.2010, 21:53:45	14.12.2010, 13:00:00	VHF arcd	precipitation (down to 70km), rocket (3:24UT)
15.12.2010			power problem
16.12.2010, 00:54:55	16.12.2010, 10:30:00	VHF arcd	precipitation(down to 70km), sporadic E
17.12.2010, 00:59:35	17.12.2010, 11:59:55	VHF arcd	precipitation, sporadic E
18.12.2010, 00:57:45	18.12.2010, 09:00:00	VHF arcd	precipitation (down to 75km), sporadic E
19.12.2010, 00:59:50	19.12.2010, 09:00:00	VHF arcd	precipitation, sporadic E, rocket (2:36UT)
19.12.2010, 21:57:25	20.12.2010, 07:00:00	VHF arcd	precipitation(down to 80km), sporadic E

**Tabelle D.1:** Gesamtübersicht aller Messungen der ECOMA Kampagne 2010

# Anhang E

## Skript zur Berechnung ISR-Spektren der D-Schicht mittels Cho-Theorie

```
function Result_Struct = huntenspec_cho_i(Param_Struct, varargin)
% -----
% --> Param_Struct.
%   fradar - Radarfrequenz Hz
%   Nelec - Elektronendichte in cm^-3
%   Npar (3:end) - Teilchendichte in cm^-3, Npar(1) - positive ion density
%   [cm-3], Npar(2) - negative ion density [cm-3]
%   rhop -Partikelmassendichte in g/cm3
%   rpi - Partikelradien in nm
%   Nn - Neutralgasdichte in cm^-3
%   Tn- Neutralgastemperatur in K
%   f0 - Volumenanteil O
%   fN2 - Volumenanteil N2
%   fO2 - Volumenanteil O2
%   fAr - Volumenanteil Ar
%
%   huntenspec_cho_i(Param_Struct, varargin, 1) -> ploteys
%
% <-- Result_Struct:
%   set_arr(1, :) - Frequenz des Spektrums [Hz]
%   set_arr(2, :) - Cho-Spektrum [a.u]
%   plot_arr(1, :) - normierte Frequenz \theta
%   plot_arr(2, :) - normiertes Spektrum
%   freq_ges - Frequenz von -1/(2*dt) bis 1/(2*dt)
%   spec_ges - both sided spectra
%   acf - komplexe ACF
%   time - Zeitverschiebungsvektor f\w\theta komplexe ACF [s]
%   spec_exp - inerpoliertes Spektrum bei bestimmten Experiment
%   freq_exp - Frequenz des Exp.-Spektrums
%   acf_exp - interpolierte ACF bei bestimmten
%   Experiment (nur Realteil)
%   timevec_exp - Zeitverschiebungsvektor [s]
%   acf_tau0 - klassische log Anstieg der ACF
%   acf_th - kl. ACF
%   acf_thW - kl. Spektralebreite
% -----

fradar = Param_Struct.fradar; % Radarfrequenz Hz
Nelec = Param_Struct.Nelec; % Elektronendichte in cm^-3
Npar = Param_Struct.Npar; % Npar (3:end) - Teilchendichte in cm^-3,
% Npar(1) - positive ion density [cm-3],
% Npar(2) - negative ion density [cm-3]
rhop = Param_Struct.rhop; % rhop -Partikelmassendichte in g/cm3
rpi = Param_Struct.rpi; % Partikelradien in nm
Nn = Param_Struct.Nn; % Neutralgasdichte in cm^-3
Tn = Param_Struct.Tn; % Neutralgastemperatur in K
N_exp = Param_Struct.Nlags; % lags number: EISCAT: 128
dt_exp = Param_Struct.dtlags; % sec, EISCAT arc_dlayer: 1.35*1e-3

% Simulation mit oder atomaren Sauerstoff
if isfield(Param_Struct, 'fO') && isfield(Param_Struct, 'fN2') && ...
    isfield(Param_Struct, 'fO2') && isfield(Param_Struct, 'fAr')
    f0 = Param_Struct.f0; % Volumenanteil O
    fN2 = Param_Struct.fN2; % Volumenanteil N2
    fO2 = Param_Struct.fO2; % Volumenanteil O2
    fAr = Param_Struct.fAr; % Volumenanteil Ar
else
```

```

f0 = 0; % Volumenanteil 0
fN2 = 0.78; % Volumenanteil N2
fO2 = 0.21; % Volumenanteil O2
fAr = 0.01; % Volumenanteil Ar
end

rp0 = [.18 .18 rpi]; % Partikelradius in nm,
% rpo(1) - pos. Ionen, rp0(2) - neg. Ionen
rp = rp0(1:(size(Npar,2)))*1e-7; % Partikelradien in cm

if isfield(Param_Struct, 'Te')
    Te = Param_Struct.Te;
else
    Te = Tn; % Elektronentemperatur in K
end
Tp = Tn; % Partikeltemperatur in K
Ti = Tn; % Ionentemperatur in K

%-----
% PHYSICAL CONSTANTS ONLY!
%-----
physical_constants
lambdaradar = clight/fradar; % Wellenlaenge des Radars
kbragg = 4*pi/(lambdaradar); % Bragg Wellenzahl des Radars

%mIon = 31amu;
if isfield(Param_Struct,'mIon') && Param_Struct.mIon~=0
    mIon = Param_Struct.mIon;
% mn = Param_Struct.mIon;
end

% gesamt Massenzahl der Ionen

mp = (4/3*pi*rp.^3)*rhop)/amu; % Masse der Partikel: VEKTOR!
mp(1) = mIon; % positive Ionen!
mp(2) = mIon; % negative Ionen!

nuen = (3.78e-11*sqrt(Te) + 1.98e-11*Te)*Nn;
% electron-neutral collision freq. eq. 16

%mn = 3.58e-26/(amu*1e-3);
if isfield(Param_Struct,'mn')
    mn = Param_Struct.mn;
    chi = chiN2;
% chi = (fN2*chiN2+fO2*chiO2+fAr*chiAr+f0*chi0);

nupnpol = 2.59e-9*Nn./sqrt(mp).* (sqrt(chi*mn/(mp + mn)));
% collision freq. polarization model eq 16 charged particle (for
% r<0.5nm)

nuin = 2.59e-9*Nn/sqrt(mIon) * (sqrt(chi*mn/(mIon + mn)));
% collisions-freq ACF without particles
% ion-neutral collision freq. eq. 17 (cho et al)
else
    mn = (fN2*mN2+fO2*mO2+fAr*mAr+f0*m0);

nupnpol = 2.59e-9*Nn./sqrt(mp).* (fN2*sqrt(chiN2*mN2./(mp + mN2)) + ...
    fO2*sqrt(chiO2*mO2./(mp + mO2)) + ...
    fAr*sqrt(chiAr*mAr./(mp + mAr)) + ...
    f0*sqrt(chi0*m0./(mp + m0)));
% collision freq. polarization model eq 16 charged particle (for
% r<0.5nm)

nuin = 2.59e-9*Nn/sqrt(mIon) * (fN2*sqrt(chiN2*mN2/(mIon + mN2)) + ...
    fO2*sqrt(chiO2*mO2/(mIon + mO2)) + ...
    fAr*sqrt(chiAr*mAr/(mIon + mAr)) + ...
    f0*sqrt(chi0*m0/(mIon + m0)));
% collisions-freq ACF without particles
% ion-neutral collision freq. eq. 17 (cho et al)
end

% gesamt Massenzahl des Neutralgases

nupnh = 8*(rp*1e-2 + rn*1e-2).^2*Nn*1e6./(3*(mp+mn)*amu*1e-3).* ...
    sqrt(2*pi * kboltz * mn*(mp*Ti + mn*Tp)*amu*1e-3./(mp));
% Achtung die letzte Gleichung muss in SI-Einheiten geschrieben werden
% collision freq. hard-sphere model eq 18 charged particle (for r>0.5nm)

%fprintf('lambdaradar= %s ,kbragg= %s ', num2str(lambdaradar), num2str(kbragg))

nupn = NaN(size(mp));
dp = NaN(size(mp));
cp = NaN(size(mp));

for lk = 1:size(mp,2)
% disp(lk)
if nupnh(lk) <= nupnpol(lk)
    nupn(lk) = nupnpol(lk);
    dp(lk) = di;
    cp(lk) = ci;
end

```

```

else
    nupn(lk) = nupnh(lk);
    dp(lk) = 1.6;
    cp(lk) = 2.1;
end
end

alphae = sqrt((eunit^2*Nelec*1e6)/(eps0*kboltz*Te))/kbragg; % eq 13
alphap = sqrt((eunit^2*Npar*1e6)/(eps0*kboltz*Tp))/kbragg;

ve = sqrt(kboltz*Te/(me)); % mean thermal velocity
vp = sqrt(kboltz*Tp./(mp*amu*1e-3));

Psiie = nuen/(sqrt(2)*ve*kbragg);
Pspip = nupn./(sqrt(2)*vp*kbragg); % normalized constituent-neutral collisions frequency

sigmae = 2*me*Psiie/(me + mn*amu*1e-3) + 5/(4*ce*Psiie); % see equ.15
sigmap = 2*mp*amu*1e-3.*Pspip./(mp*amu*1e-3 + mn*amu*1e-3) + 5./(4*cp.*Pspip);

betae = 2/(3*sigmae) + 2*(Psiie + 2/(3*de*Psiie)); % see eq. 20ff
betap = 2./(3*sigmap) + 2.*(Pspip + 2./(3*dp.*Pspip));

%-----
% eq 20
%-----
sig0 = re^2*Nelec*1e6/(sqrt(2)*pi*kbragg) * ...
    (betae/ve*abs(1+sum(alphap.^2))^2 + alphae^2/Te*sum(Te*alphap.^2.*betap./vp))/ ...
    abs(alphae^2 + 1 + sum(alphap.^2))^2;

%-----
% jetzt als Funktion der Dopplerverschiebung
% berechnen
%-----
% number = 66;
number = 100000;
dtheta = 0.0001;
Nkoeff = sqrt(2)*kbragg*vp(1); % only for ion

n = 0:number-1;
thetav = dtheta*n;
omega = thetav*sqrt(2)*kbragg*vp(1); % just ion-Doppler-shift
omegav = omega/(2*pi);

thetav = omega/(sqrt(2)*kbragg*ve);
thetap = repmat(omega,size(vp'))./(sqrt(2)*kbragg.*repmat(vp',size(omega)));
%-----
% eq 14
%-----
sigmap_arr = repmat(sigmap',size(omega));
Pspip_arr = repmat(Pspip',size(omega));
dp_arr = repmat(dp',size(omega));
ze = (1 + 5i*thetav./(3*sigmae))./(1 + 1i*thetav/sigmae) + ...
    (2i*thetav*(Psiie + 2/(3*de*Psiie))) - 2*thetav.^2;
zp = (1 + 5i*thetap./(3*sigmap_arr))./(1 + 1i*thetap./sigmap_arr) + ...
    (2*1i*thetap.*(Pspip_arr + 2./(3*dp_arr.*Pspip_arr))) - 2*thetap.^2;
%-----
% eq 19
%-----
alphap_arr = repmat(alphap',size(omega));
alphae_arr = repmat(alphae,size(omega));
sigmav = re^2*Nelec*1e6./(pi*omega) .* abs(1./(alphae_arr.^2 + ...
    ze.*(1+ sum(alphap_arr.^2./zp,1))))).^2 .* ...
    imag(abs(1+ sum(alphap_arr.^2./zp,1)).^2 .* ...
    ze + alphae_arr.^2/Te .* (sum(Te*alphap_arr.^2./conj(zp),1)));
sigmav(1) = sig0;

omegav_ges = [-1*(omegav(end:-1:2)) omegev];
sigmav_ges = [sigmav(end:-1:2) sigmav];
%-----
% calculating ACF
%-----
dt = 1/(2*omegav(end));
N = 2*number;
df = 1/(N*dt);

timevec = [fix(0):fix(number-1)]*dt;
acf_ges = ifft(sigmav_ges);
acf = acf_ges(1:number);

%-----
% experiment settings
%-----
if ~exist('N_exp','var') && ~exist('dt_exp','var')
    N_exp = 128; % lags number: EISCAT: 128
    dt_exp = (1.35e-3); % sec, EISCAT arc_dlayer: 1.35*1e-3
end

df_exp = 1/(N_exp*dt_exp);
freqvec_exp = [fix(0):fix(N_exp-1)]*df_exp/2; % df_exp/2 - Nyquist
spec_exp = interp1(omegav, sigmav, freqvec_exp);

```

```

timevec_exp = [fix(0):fix(N_exp-1)]*dt_exp;
acf_exp = interp1(timevec, abs(real(acf)), timevec_exp);

%-----
% calculate ACF tau1 and w1
%-----
rp_mean = mean(rp0(3:end));
mp_mean = mean(mp(3:end));
nupn_mean = mean(nupn(3:end));
tau1 = lambdaradar^2 / (32*pi^2*kboltz) * (mp_mean*amu*1e-3)*nupn_mean/Tp;
w1 = 1/(pi*tau1);

%-----
% calculate ACF without particles
%-----
tau0 = lambdaradar^2 / (32*pi^2*kboltz) * (mIon*amu*1e-3)*nuin/Ti;
w0 = 1/(pi*tau0);

%-----
% total power
%-----
P = Nelec*1e6*re^2*(1+alphae^2)/(1+2*alphae^2);

%-----
% ouput
%-----
Result_Struct.set_arr(1, :) = omegav;
Result_Struct.set_arr(2, :) = sigmav;

Result_Struct.plot_arr(1, :) = thetav;
Result_Struct.plot_arr(2, :) = Nkoeff*sigmav/(re^2*Nelec*1e6);           % normalized

Result_Struct.freq_ges = omegav_ges;
Result_Struct.spec_ges = sigmav_ges;

Result_Struct.acf = acf;
Result_Struct.time = timevec;

Result_Struct.spec_exp = spec_exp;
Result_Struct.freq_exp = freqvec_exp;

Result_Struct.acf_exp = acf_exp;
Result_Struct.timevec_exp = timevec_exp;

Result_Struct.acf_tau0 = tau0;
Result_Struct.acf_w0 = w0;
Result_Struct.acf_tau1 = tau1;
Result_Struct.acf_w1 = w1;

Result_Struct.P = P;

```

# Abbildungsverzeichnis

1.1	MSP-Eispartikel-Schema . . . . .	2
2.1	Terminologie von Meteoriten . . . . .	4
2.2	Lebenszyklus meteorischen Materials . . . . .	5
2.3	Meteor-Massen-Fluss . . . . .	6
3.1	verschiedene Diffusionsmoden . . . . .	13
3.2	Zusammenhang zwischen Spektrum und ACF . . . . .	14
3.3	simulierte ISR Spektren - Radius . . . . .	20
3.4	Einfluss des Radius der MSP auf die ACF . . . . .	21
3.5	simulierte ISR Spektren - Teilchenmassendicht . . . . .	22
3.6	simulierte ISR Spektren - positi/negativ geladene Teilchen . . . . .	23
3.7	simulierte ISR Spektren - Teilchendichte/Elektronendichte . . . . .	23
3.8	simulierte ISR Spektren - Teilchendichte/Elektronendichte bei gleichem Verhältnis . . . . .	24
3.9	simulierte ISR Spektren - Frequenz . . . . .	25
3.10	simulierte ISR Spektren - Temperatur . . . . .	26
3.11	simulierte ISR Spektren - Neutralgasmasse . . . . .	27
3.12	simulierte ISR Spektren - Ionenmasse . . . . .	27
3.13	simulierte ISR Spektren - Elektronendichte . . . . .	28
3.14	simulierte ISR Spektren - Anzahldichte negative/positive Ionen . . . . .	29
3.15	simulierte ISR Spektren - Neutralgasdichte . . . . .	30
4.1	Schematische Darstellung der Limits für ACF durch $\Delta t$ . . . . .	33
4.2	Höhenprofil der spektralen Breite und Elektronendichte . . . . .	35
4.3	separiertes Spektrum und ACF . . . . .	37
4.4	Schematische Darstellung der Limits für ACF zusammengesetzt aus 2 Lorentz durch $\Delta t$ . . . . .	38
4.5	spektrale Breite der Teilchenlinie auf dem Hintergrundspektrum aufgetragen auf der Teilchengröße . . . . .	39
4.6	Höhenprofil der Radien und spektrale Breite der Teilchenlinie . . . . .	40
4.7	Schwankung der spektralen Breite bei Variation der Temperatur . . . . .	42
4.8	Abweichung des Ionenhintergrundspektrums von zehn Prozent . . . . .	45
4.9	Fitting der Parameter $W$ und $n$ in Abhängigkeit von der Dichte und Größe der Teilchen . . . . .	51

4.10	Fitting der Methode M1a in Abhängigkeit von der Dichte und Größe der Teilchen . . . . .	53
4.11	Ergebnisse der Kurvenanpassung M3b: spektrale Breite, Radius, Dichte, Temperatur . . . . .	55
4.12	Ergebnisse der Kurvenanpassung M3c: Radius, Dichte, Temperatur . . . . .	58
5.1	Ort und Aussehen VHF UHF Tromsö . . . . .	61
5.2	EISCAToverview 2010 VHF . . . . .	63
5.1	EISCAToverview 2010 VHF . . . . .	64
5.2	Elektronendichte 14.12.2010 . . . . .	65
5.3	n-parameter 14.12.2010 . . . . .	66
5.4	ACF fit vom 14.12.2010 von 05:23 bis 05:46 UTC in 86km . . . . .	67
5.5	Radius Dichte und Temperatur Fit-Ergebnisse . . . . .	68
5.6	Radius Dichte und Temperatur Fit-Ergebnisse . . . . .	69
5.7	Messung RMR Lidar . . . . .	70
6.1	MAARSY ACF . . . . .	73
6.2	EISCATbeobachtungen . . . . .	74
B.1	Volumenanteile MSIS . . . . .	81
B.2	atomarer Sauerstoff Verteilung gemessen von 1970 bis 1993 . . . . .	82
B.3	[Höhenverteilung und Grössenverteilung von MSP . . . . .	83
C.1	Fitting der Parameter W und n in Abhängigkeit von der Dichte und Größe der Teilchen . . . . .	85
C.2	Fitting des Parameters r in Abhängigkeit von der Dichte und Größe der Teilchen . . . . .	86
C.3	Fitting des Parameters T in Abhängigkeit von der Dichte und Größe der Teilchen . . . . .	87
C.4	Fitting des Parameters T in Abhängigkeit von der Dichte und Größe der Teilchen . . . . .	88
C.5	Fitting des Parameters T in Abhängigkeit von der Dichte und Größe der Teilchen . . . . .	89
C.6	Fitting des Parameters $r_p$ in Abhängigkeit von der Dichte und Größe der Teilchen . . . . .	91
C.7	Fitting des Parameters T in Abhängigkeit von der Dichte und Größe der Teilchen . . . . .	92
C.8	Fitting des Parameters $r_p$ , $N_p$ und T in Abhängigkeit von der Dichte und Größe der Teilchen . . . . .	93
C.9	Fitting des Parameters T in Abhängigkeit von der Dichte und Größe der Teilchen . . . . .	94

## Definitionens- und Abkürzungs- Verzeichnis

- ACF** AutoCorrelation Function, deut.: Autokorrelationsfunktion (AKF)  
**Bragg** Bragg-wellenlänge:  $\lambda_B = \lambda_R/2$   
**CIRA** COSPAR International Reference Atmosphere  
**EISCAT** European Incoherent SCaTter radar  
**ECOMA** Existence and Charge state Of meteor smoke particles in the Middle Atmosphere  
**IPP** Inter Pulse Period  
**IS** Incoherent Scatter  
**ISR** Incoherent Scatter Radar  
**LIDAR** LIght Detection And Ranging  
**MCMC** Markov Chain Monte Carlo method  
**MSIS** Mass Spectrometer and Incoherent Scatter Radar reference atmosphere  
**MSP** Meteor Smoke Particel  
**MU** Middle and Uper Atmosphere  
**RADAR** RAdio Detection And Ranging  
**UHF** Ultra High Frequency  
**VHF** Very High Frequency  
**ZHR** Zentral Hourly Rate

# Literaturverzeichnis

- Amyx, K., Z. Sternovsky, S. Knappmiller, S. Robertson, M. Horányi, and J. Gumbel, In-situ measurement of smoke particles in the wintertime polar mesosphere between 80 and 85 km altitude, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, *70*, 61–70, 2008.
- Banks, P. M., and G. Kockarts, *Aeronomy, Part A.*, 430 pp. pp., Academic Press, New York, 1973.
- Bardeen, C. G., O. B. Toon, E. J. Jensen, D. R. Marsh, and V. L. Harvey, Numerical simulations of the three-dimensional distribution of meteoric dust in the mesosphere and upper stratosphere, *J. Geophys. Res.*, *113*, D17202, doi:10.1029/2007JD009515, 2008.
- Baumann, C., Zur quantifizierung des masseneintrages in die atmosphäre durch meteore, Master's thesis, Institut für Atmosphärenphysik Kühlungsborn an der Universität Rostock, 2012.
- Beynon, W. J. G., and P. J. S. Williams, Incoherent scatter of radio waves from the ionosphere, *Rep. Prog. Phys.*, *41*, 909–956, doi:10.1088/0034-4885/41/6/003, 1978.
- Bowles, K. L., Observation of Vertical-Incidence Scatter from the Ionosphere at 41 Mc/sec, *Phys. Rev. Lett.*, *1*, 454–455, doi:10.1103/PhysRevLett.1.454, 1958.
- Ceplecha, Z., J. Borovič, W. G. Elford, D. O. Revelle, R. L. Hawkes, V. Porubčan, and M. Šimek, Meteor phenomena and bodies, *Space Sci. Rev.*, *84*, 327–471, 1998.
- Cho, J. Y. N., and J. Röttger, An updated review of polar mesosphere summer echoes: Observation, theory, and their relationship to noctilucent clouds and subvisible aerosols, *J. Geophys. Res.*, *102*, 2001–2020, 1997.
- Cho, J. Y. N., T. Hall, and M. C. Kelley, On the role of charged aerosols in polar mesosphere summer echoes, *J. Geophys. Res.*, *97*, 875–886, 1992.
- Cho, J. Y. N., M. P. Sulzer, and M. C. Kelley, Meteoric dust effects on D-region incoherent scatter radar spectra, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, *60*(3), 349–357, 1998.

- Collis, P. N., and M. T. Rietveld, Mesospheric observations with the EISCAT UHF radar during polar cap absorption events: 3. Comparison with simultaneous EISCAT VHF measurements, *Ann. Geophys.*, *16*, 1355–1366, doi:10.1007/s00585-998-1355-4, 1998.
- Czechowsky, P., R. Rüster, and G. Schmidt, Variations of mesospheric structures in different seasons, *Geophys. Res. Lett.*, *6*, 459–462, 1979.
- Cziczo, D. J., D. S. Thomson, and D. M. Murphy, Ablation, flux, and atmospheric implications of meteors inferred from stratospheric aerosol, *Science*, *291*, 1772–1775, 2001.
- del Pozo, C. F., E. Turunen, and T. Ulich, Negative ions in the auroral mesosphere during a pca event around sunset, *Ann. Geophys.*, *17*(6), 782–793, doi:10.1007/s00585-999-0782-1, 1999.
- Dougherty, J. P., and D. T. Farley, A theory of incoherent scattering of radio waves by a plasma: 3. scattering in a partly ionized gas, *J. Geophys. Res.*, *68*, 5473–5486, 1963.
- Fentzke, J. T., D. Janches, I. Strelnikova, and M. Rapp, Meteoric smoke particle properties derived using dual-beam Arecibo UHF observations of D-region spectra during different seasons, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, *71*, 1982–1991, doi:10.1016/j.jastp.2009.09.002, 2009.
- Fentzke, J. T., V. Hsu, C. G. M. Brum, I. Strelnikova, M. Rapp, and M. Nicolls, D region meteoric smoke and neutral temperature retrieval using the poker flat incoherent scatter radar, *Geophys. Res. Lett.*, *39*, L21102, doi:10.1029/2012GL053841, 2012.
- Friedrich, M., and M. Rapp, News from the lower ionosphere: A review of recent developments, *Surv. Geophys.*, *30*, 525–559, doi:10.1007/s10712-009-9074-2, 2009.
- Gabrielli, P. C., C. Barbante, J. M. C. Plane, A. Vegas, S. Hong, G. Cozzi, V. Gasparia, F. A. M. Planchon, W. Cairns, C. Ferrari, P. Crutzen, P. Ceson, and F. Boutron, Meteoric smoke fallout over the holocene epoch revealed by iridium and platinum in greenland ice, *Nature*, *432*, 1011–1014, 2004.
- Gelinas, L. J., K. A. Lynch, M. C. Kelley, S. Collins, S. Baker, Q. Zhou, and J. S. Friedman, First observation of meteoritic charged dust in the tropical mesosphere, *Geophys. Res. Lett.*, *25*, 4047–4050, doi:10.1029/1998GL900089, 1998.
- Gelinas, L. J., K. A. Lynch, M. C. Kelley, R. L. Collins, M. Widholm, E. MacDonald, J. Ulwick, and P. Mace, Mesospheric charged dust layer: Implications for neutral chemistry, *J. Geophys. Res. (Space Physics)*, *110*, A01310, doi:10.1029/2004JA010503, 2005.

- Gordon, W. E., Incoherent scattering of radio waves by free electrons with applications to space exploration by radar, *47*, 1824–1829, 1958.
- Gumbel, J., Rocket-borne optical measurements of minor constituents in the middle atmosphere, Ph.D. thesis, Stockholm University, Faculty of Science, Department of Meteorology, 1997.
- Haario, H., M. Laine, A. Mira, and E. Saksman, Dram: Efficient adaptive mcmc, *16, Issue 4*, 339–354, 2006.
- Hansen, G., U.-P. Hoppe, E. Turunen, and P. Pollari, Comparison of observed and calculated incoherent scatter spectra from the D region, *Radio Sci.*, *26*, 1153–1164, doi:10.1029/91RS01430, 1991.
- Hedin, A. E., N. W. Spencer, M. A. Biondi, R. G. Burnside, G. Hernandez, and R. M. Johnson, Revised global model of thermosphere winds using satellite and ground-based observations, *J. Geophys. Res.*, *96*, 7657–7688, doi:10.1029/91JA00251, 1991.
- Hervig, M. E., L. L. Gordley, L. E. Deaver, D. E. Siskind, M. H. Stevens, J. M. Russell, S. M. Bailey, L. Megner, and C. G. Bardeen, First Satellite Observations of Meteoric Smoke in the Middle Atmosphere, *Geophys. Res. Lett.*, *36*, L18805, doi:10.1029/2009GL039737, 2009.
- Hill, R. J., Nonneutral and quasi-neutral diffusion of weakly ionized multiconstituent plasma, *J. Geophys. Res.*, *83*, 989–998, 1978.
- Höffner, J., and J. S. Friedman, The mesospheric metal layer topside: Examples of simultaneous metal observation, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, doi:10.1016/j.jastp.2005.06.101, 2005.
- Hoppe, U. P., and T. L. Hansen, Studies of vertical motions in the upper mesosphere using the eiscat uhf radar, *Ann. Geophys.*, *62*, 181–185, 1988.
- Horányi, M., S. Robertson, B. Smiley, J. Gumbel, G. Witt, and B. Walch, Rocket-borne mesospheric measurement of heavy ( $m \gg 10 \text{ amu}$ ) charge carriers, *Geophys. Res. Lett.*, *27*, 3825–3828, doi:10.1029/2000GL011433, 2000.
- Hughes, D. W., *Meteors*, in *Cosmic Dust* (ed. McDonnell, J. A. M.), 123–185 pp., Wiley, Chichester, 1978.
- Hughes, D. W., Meteors and cosmic dust, *Endeavour*, *21*, doi:10.1016/S0160-9327(96)10030-2, 31–35, 1997.
- Hunten, D. M., R. P. Turco, and O. B. Toon, Smoke and dust particles of meteoric origin in the mesosphere and stratosphere, *J. Atmos. Sci.*, *37*, 1342–1357, 1980.
- Jackel, B. J., Characterization of auroral radar power spectra and autocorrelation functions, *Radio Sci.*, *35*, 1009, doi:10.1029/1998RS002133, 2000.

- Janches, D., D. C. Fritts, D. M. Riggin, M. P. Sulzer, and S. Gonzales, Gravity wave and momentum fluxes in the mesosphere and lower thermosphere using 430 mhz dual-beam measurements at Arecibo: 1. Measurements, methods, and gravity waves, *J. Geophys. Res.*, *111*, D18107, doi:10.1029/2005JD006882, 2006.
- Jenniskens, P., Meteor induced chemistry, ablation products, and dust in the middle and upper atmosphere from optical spectroscopy of meteors, *Adv. Space Res.*, *33*, 1444–1454, doi:10.1016/j.asr.2003.05.001, 2004.
- Kalashnikova, O., M. Horányi, G. E. Thomas, and O. B. Toon, Meteoric smoke production in the atmosphere, *Geophys. Res. Lett.*, *27*, 3293–3296, 2000.
- Kane, T. J., and C. S. Gardner, Lidar observations of the meteoric deposition of mesospheric metals, *Science*, *259*, 1297–1300, doi:10.1126/science.259.5099.1297, 1993.
- La Hoz, C., and O. Havnes, Artificial modification of polar mesospheric winter echoes with an RF heater: Do charged dust particles play an active role?, *J. Geophys. Res.*, *113*, D19205, doi:10.1029/2008JD010460, 2008.
- Lei, L., G. Zhang, R. D. Palmer, B. L. Cheong, M. Xue, and Q. Cao, A multi-lag correlation estimator for polarimetric radar variables in the presence of noise, Lei Lei, 120 David L. Boren Blvd. Suite 5310, Univ. of Oklahoma, Norman, OK, 73072, U.S.A; e-mail: leilei@ou.edu, 2013.
- Love, S. G., and D. Brownlee, A direct measurement of the terrestrial mass acceration rate of cosmic dust, *Science*, *262*, 550–553, 1993.
- Love, S. G., and D. E. Brownlee, Heating and thermal transformation of micrometeoroids entering the earth’s atmosphere, *Icarus*, *89*, 26–43, doi:10.1016/0019-1035(91)90085-8, 1991.
- Lübken, F.-J., Thermal structure of the arctic summer mesosphere, *J. Geophys. Res.*, *104*(D8), 9135–9149, doi:10.1029/1999JD900076, 1999.
- Lübken, F.-J., and U. von Zahn, Thermal structure of the mesopause region at polar latitudes, *J. Geophys. Res.*, *96*(D11), 20,841–20,857, doi:10.1029/91JD02018, 1991.
- Lumley, J. L., and H. A. Panofsky, *The structure of atmospheric turbulence*, 1964.
- Lynch, K. A., L. J. Gelinias, M. C. Kelley, R. L. Collins, M. Widholm, D. Rau, E. MacDonald, Y. Liu, J. Ulwick, and P. Mace, Multiple sounding rocket observations of charged dust in the polar winter mesosphere, *J. Geophys. Res.*, *110*, A03302, doi:10.1029/2004JA010502, 2005.
- Mathews, J., Incoherent Scatter Radar Probing of the 60-100-km Atmosphere and Ionosphere, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, *24*, 765–776, doi:10.1109/TGRS.1986.289625, 1986.

- Mathews, J. D., The effect of negative ions on collision dominated thomson scattering, *J. Geophys. Res.*, *6*, 505–512, 1978.
- Mathews, J. D., S. J. Briczinski, D. D. Meisel, and C. J. Heinselman, Radio and Meteor Science Outcomes From Comparisons of Meteor Radar Observations at AMISR Poker Flat, Sondrestrom, and Arecibo, *Earth Moon and Planets*, *102*, 365–372, doi:10.1007/s11038-007-9168-0, 2008.
- McNeil, W. J., S. T. Lai, and E. Murad, Differential ablation of cosmic dust and implications for the relative abundances of atmospheric metals, *J. Geophys. Res.*, *103*(D9), 10,899–10,911, doi:10.1029/98JD00282, 1998.
- McNeil, W. J., E. Murad, and J. M. C. Plane, *Models of meteoric metals in the atmosphere*, pp. 265–+, *Meteors in the Earth's atmosphere*. Edited by Edmond Murad and Iwan P. Williams. Publisher: Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2002., p.265, 2002.
- Megner, L., M. Rapp, and J. Gumbel, Distribution of meteoric smoke - sensitivity to microphysical properties and atmospheric conditions, *Atmos. Chem. Phys.*, *6*, 4415–4426, 2006.
- Megner, L., J. Gumbel, M. Rapp, and D. E. Siskind, Reduced meteoric smoke particle density at the summer pole: Implications for mesospheric ice particle nucleation, *Adv. Space Res.*, *41*(1), 41–49, doi:10.1016/j.asr.2007.09.006, 2008.
- Megner, L., D. E. Siskind, M. Rapp, and J. Gumpel, Global and temporal distribution of meteoric smoke: A two-dimensional simulation study, *J. Geophys. Res.*, *113*, 2008.
- Moorcroft, D. R., The shape of auroral backscatter spectra, *grl*, *31*, L09802, doi: 10.1029/2003GL019340, 2004.
- Narcisi, R. S., A. D. Bailey, L. E. Wlodyka, and C. R. Philbrick, Ion composition measurements in the lower ionosphere during the November 1966 and March 1970 solar eclipses., *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, *34*, 647–658, 1972.
- Nath, N., and C. S. G. K. Setty, The D-region ion composition, *Pure and Applied Geophysics*, *114*, 891–908, doi:10.1007/BF00876189, 1976.
- Pfeilsticker, K., and F. Arnold, First ion composition measurement in the stratosphere region, using a rocket-borne parachute drop sonde, *Planet. Space Sci.*, *37*, 315–328, doi:10.1016/0032-0633(89)90029-9, 1989.
- Plane, J. M. C., The chemistry of meteoric metals in the *Earth's* upper atmosphere, *10*, 55–106, doi:10.1080/01442359109353254, 1991.
- Plane, J. M. C., A time-resolved model of the mesospheric Na layer: constraints on the meteor input function, *Atmos. Chem. Phys.*, *4*, 627–638, 2004.

- Plane, J. M. C., On the role of metal silicate molecules as ice nuclei, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, *73*, 2192–2200, doi:10.1016/j.jastp.2010.07.008, 2011.
- Rapp, M., Charging of mesospheric aerosol particles: The role of photodetachment and photoionization from meteoric smoke and ice particles, *Ann. Geophys.*, *27*, 2417–2422, 2009.
- Rapp, M., and F.-J. Lübken, Modelling of positively charged aerosols in the polar summer mesopause region, *Earth Plan. Space*, *51*, 799–807, 1999.
- Rapp, M., and F.-J. Lübken, Modelling of particle charging in the polar summer mesosphere: Part 1 – general results, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, *63*, 759–770, 2001.
- Rapp, M., and F.-J. Lübken, On the nature of PMSE: Electron diffusion in the vicinity of charged particles revisited, *J. Geophys. Res.*, *108(D8)*, 8437, doi:10.1029/2002JD002857, 2003.
- Rapp, M., and F.-J. Lübken, Polar mesosphere summer echoes (pmse): Review of observations and current understanding, *Atmos. Chem. Phys.*, *4*, 2601–2633, 2004.
- Rapp, M., and G. E. Thomas, Modeling the microphysics of mesospheric ice particles: Assessment of current capabilities and basic sensitivities, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, *68*, 2601–2633, 2006.
- Rapp, M., J. Hedin, I. Strelnikova, M. Friedrich, J. Gumbel, and F.-J. Lübken, Observations of positively charged nanoparticles in the nighttime polar mesosphere, *Geophys. Res. Lett.*, *32*, L23821, doi:10.1029/2005GL024676, 2005.
- Rapp, M., I. Strelnikova, and J. Gumbel, Meteoric smoke particles: Evidence from rocket and radar techniques, *asr*, *40*, 809–817, doi:10.1016/j.asr.2006.11.021, 2007.
- Rapp, M., J. M. C. Plane, B. Strelnikov, G. Stober, S. Ernst, J. Hedin, M. Friedrich, and U.-P. Hoppe, In situ observations of meteor smoke particles (MSP) during the Geminids 2010: Constraints on MSP size, work function, and composition, *Ann. Geophys.*, *30*, 1661–1673, doi:10.5194/angeo-30-1661-2012, 2012.
- Rauthe, M., M. Gerding, and F.-J. Lübken, Seasonal changes in gravity wave activity measured by lidars at mid-latitudes, *Atmos. Chem. Phys.*, *8*, 6775–6787, 2008.
- Reuter, F., *Funkmeß. Die Entwicklung und der Einsatz des RADAR-Verfahrens in Deutschland bis zum Ende des Zweiten Weltkrieges.*, Westdeutscher Verlag, 1971.

- Rietveld, M. T., and P. N. Collis, Mesospheric observations with the EISCAT UHF radar during polar cap absorption events: 2. Spectral measurements, *Ann. Geophys.*, *11*, 797–808, 1993.
- Robertson, S., and M. Rapp (Eds.), *ECOMA/MASS: aerosol particles near the polar summer mesopause*, Annales Geophysicae - Special Issue, 2009.
- Rosinski, J., and R. H. Snow, Secondary particulate matter from meteor vapors., *J. Atmos. Sci.*, *18*, 736–745, 1961.
- Saunders, R. W., and J. M. C. Plane, A laboratory study of meteor smoke analogues: Composition, optical properties and growth kinetics, *J. Atmos. Solar Terr. Phys.*, *68*(18), 2182–2202, doi:10.1016/j.jastp.2006.09.006, 2006.
- Saunders, R. W., and J. M. C. Plane, A photo-chemical method for the production of olivine nanoparticles as cosmic dust analogues, *Icarus*, *212*, 373–382, doi:10.1016/j.icarus.2010.12.019, 2011.
- Schunk, R., and A. F. Nagy, *Ionospheres - physics, plasma physics, and chemistry*, Cambridge University Press, Cambridge, 2000.
- Strelnikova, I., Mesospheric aerosol particles: Evidence from rocket and radar techniques., Ph.D. thesis, IAP Kühlungsborn an der Universität Rostock, 2009.
- Strelnikova, I., and M. Rapp, Meteoric smoke particle signature in d-region incoherent scatter radar spectra, *Proceedings of the 18th ESA Symposium on European Rocket and Balloon Programmes and Related Research*, *ESA - SP - 647*, 2007.
- Strelnikova, I., M. Rapp, S. Raizada, and M. Sulzer, Meteor smoke particle properties derived from Arecibo incoherent scatter radar observations, *Geophys. Res. Lett.*, *34*(15), L15815, doi:10.1029/2007GL030635, 2007.
- Strelnikova, I., M. Rapp, B. Strelnikov, G. Baumgarten, A. Brattli, K. Svenes, U.-P. Hoppe, M. Friedrich, J. Gumbel, and B. P. Williams, Measurements of meteor smoke particles during the ECOMA-2006 campaign: 2. Results, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, *71*, 486–496, doi:10.1016/j.jastp.2008.07.011, 2009.
- Sulzer, M., {RADAR} | incoherent scatter radar, in *Encyclopedia of Atmospheric Sciences*, edited by E. in Chief: James R. Holton, pp. 1812 – 1819, Academic Press, Oxford, doi:http://dx.doi.org/10.1016/B0-12-227090-8/00330-4, 2003.
- Szewczyk, A., B. Strelnikov, M. Rapp, I. Strelnikova, G. Baumgarten, N. Kaifler, T. Dunker, and U.-P. Hoppe, Simultaneous observations of a mesospheric inversion layer and turbulence during the ECOMA-2010 rocket campaign, *Ann. Geophys.*, *31*, 775–785, doi:10.5194/angeo-31-772-2013, 2013.

- Tanenbaum, B. S., Continuum theory of thomson scattering of radio waves by a plasma, *Phys. Rev.*, *171*, 215–221, 1968.
- Turco, R. P., O. B. Toon, R. C. Whitten, R. G. Keesee, and D. Hollenbach, Noctilucent clouds: Simulation studies of their genesis, properties and global influences, *Planet. Space Sci.*, *3*, 1147–1181, 1982.
- Turunen, E., P. N. Collis, and T. Turunen, Incoherent scatter spectral measurements of the summertime high-latitude D-region with the EISCAT UHF radar, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *50*, 289–293, 1988.
- Virtanen, I. I., M. S. Lehtinen, T. Nygrén, M. Orispää, and J. Vierinen, Lag profile inversion method for eiscat data analysis, *Ann. Geophys.*, *26*(3), 571–581, doi:10.5194/angeo-26-571-2008, 2008.
- Voigt, C., H. Schlager, B. P. Luo, A. Dörnbrack, A. Roiger, P. Stock, J. Curtius, H. Vössing, S. Borrmann, S. Davies, P. Konopka, C. Schiller, G. Shur, and T. Peter, Nitric acid trihydrate (NAT) formation at low NAT supersaturation in polar stratospheric clouds (PSCs), *Atmos. Chem. Phys.*, *5*, 1371–1380, 2005.
- von Zahn, U., Lidar observations of meteor trails: evidence for fragmentation of meteoroids and their subsequent differential ablation, in *Proceedings of the meteoroids 2001 conference, Swedish Institute of Space Physics, Kiruna, Sweden*, vol. ESA SP–495, edited by B. Warmbein, pp. 303–314, 2001.
- von Zahn, U., The total mass flux of meteoroids into the earth’s upper atmosphere, *Proceedings of the 17th ESA Symposium on European Rocket and Balloon Programmes and Related Research, ESA SP-590*, 33–39, 2005.
- Vondrak, T., J. M. C. Plane, S. Broadley, and D. Janches, A chemical model of meteoric ablation, *Atmos. Chem. Phys.*, *8*, 7015–7031, 2008.
- [www.eiscat.se](http://www.eiscat.se), Eiscat arc\_dlayer-experiment.

# Danksagung

Neben allen Menschen die mich während des langen Weges zu dieser Arbeit unterstützt haben und denen ich hier meinen Dank aussprechen müsste, sei nur Frau Dr. Irina Strelnikova genannt.

Vielen Dank Irina!

## Ehrenwörtliche Erklärung

„Ich erkläre hiermit, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig und nur unter Benutzung der angegebenen Literatur und Hilfsmittel angefertigt habe. Wörtlich übernommene Sätze oder Satzteile sind als Zitat belegt, andere Anlehnungen hinsichtlich Aussage und Umfang unter Quellenangabe kenntlich gemacht. Die Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen und ist nicht veröffentlicht“.

---

Ort, Datum

---

Unterschrift