

Bestimmung von Trajektorien von Meteor-Kopf-Echos mittels Interferometrie

Master-Arbeit angefertigt am Institut für Physik der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Rostock und am Leibniz-Institut für Atmosphärenphysik in Kühlungsborn

von Carsten Schult, geb. am 06. Juli 1987 in Rostock

Betreuer und 1. Prüfer : Prof. Dr. M. Rapp 2. Prüfer: Dr. G. Stober

Rostock, den 14. September 2012

Abstract

Meteors entering the Earth's atmosphere typically ablate in an altitude range between 70-130 km. The high kinetic energy of the meteoroid is sufficient to ionize the meteoric constituents due to collisions with molecules of the neutral atmosphere. In that way a meteoroid surrounding plasma is produced which is called meteor-head. High power large aperture (HPLA) radarsystems are able to detect meteorhead echoes. First meteor-head echo measurements were conducted with MAARSY (Middle Atmosphere Alomar Radar System) in December 2010. The interferometric capabilities of the radarsystem allows the determination of the meteor trajectories within the radar beam. These data are used to gain information about entry velocities, source radiants, observation heights and other meteoric parameters.

iv

Zusammenfassung

Meteoroide, die in die Erdatmosphäre eintreten, verdampfen in einer Höhe von 70-130 km. Durch die hohe kinetische Energie werden die Bestandteile des Meteors aufgrund von Kollisionen mit Molekülen der Atmosphäre ionisiert, wodurch sich ein Plasma um den Meteorioden ausbildet. Dieses Plasma wird als Meteor-Kopf bezeichnet und kann mittels high power large aperture (HPLA) Radarsystemen detektiert werden. Im Dezember 2010 wurden erstmals Meteor-Kopf-Echo-Messungen mit dem neu installierten MAARSY (Middle Atmosphere Alomar Radar System) durchgeführt. Die interferometrischen Eigenschaften des Radarsystems ermöglichen es die Trajektorien der Meteore innerhalb des Radarstrahls zu bestimmen und so Informationen über Geschwindigkeiten, Radianten, Ablationshöhen sowie weitere Parameter zu erhalten.

vi

Inhaltsverzeichnis

| 1. | 1. Einleitung | | | | |
|----|---------------|--|---|--|--|
| | 1.1. | Allgemein | 1 | | |
| | 1.2. | Atmosphärenwissenschaftlicher Hintergrund | 2 | | |
| | 1.3. | Radarmessung von Meteoren | 3 | | |
| 2. | Met | eore | 5 | | |
| | 2.1. | Allgemeine Übersicht | 5 | | |
| | | 2.1.1. Begriffserklärung | 5 | | |
| | | 2.1.2. Größenordnungen | 5 | | |
| | 2.2. | Entstehung | 7 | | |
| | | 2.2.1. Ursprung von Meteoroiden | 7 | | |
| | | 2.2.2. Orbitentwicklung | 8 | | |
| | | 2.2.3. Geschwindigkeiten | 0 | | |
| | | 2.2.4. Sporadische Quellen und Meteorschauer | 1 | | |
| | 2.3. | Wechselwirkung mit der Erdatmosphäre | 2 | | |
| | 2.4. | Massenfluss zur Erde | 4 | | |
| 3. | MAA | ARSY 1 | 7 | | |
| 4. | Das | Messverfahren 2 | 1 | | |
| | 4.1. | Arbeitsprinzip | 1 | | |
| | | 4.1.1. Abstandsbestimmung | 1 | | |
| | | 4.1.2. Signalsuche | 3 | | |
| | 4.2. | Interferometrie | 4 | | |
| | | 4.2.1. Phasendifferenz | 4 | | |
| | | 4.2.2. Positionsbestimmung | 6 | | |
| | | 4.2.3. Signalaufwertung | 0 | | |
| | | 4.2.4. Ergebnis der Positionsbestimmung | 1 | | |
| | | 4.2.5. Trajektorienparameter | 2 | | |

| 5. | Meteor-Kopf-Echo Messungen während der ECOMA-Kampagne 2010 | | | | |
|----------|--|-----------------------------|--|--|--|
| | 5.1. Zählraten | 38 | | | |
| | 5.2. Höhenverteilung | 39 | | | |
| | 5.3. Astronomische Koordinatensysteme | 40 | | | |
| | 5.3.1. Radiantenkarte | 40 | | | |
| | 5.3.2. Heliozentrische Karte | 43 | | | |
| | 5.4. Meteorgeschwindigkeiten | 45 | | | |
| | 5.5. Geminidenmeteore | 47 | | | |
| | 5.6. Fehlerstatistik | 49 | | | |
| 6. | Radarquerschnitt | 51 | | | |
| | 6.1. RCS-Berechnung | 51 | | | |
| | | | | | |
| | 6.2. Rauschtemperatur | 52 | | | |
| | 6.2. Rauschtemperatur | 52 54 | | | |
| 7. | 6.2. Rauschtemperatur | 52 54 57 | | | |
| 7. A. | 6.2. Rauschtemperatur | 52 54 57 61 | | | |

Kapitel 1.

Einleitung

1.1. Allgemein

Unser Sonnensystem besteht aus unzähligen Körpern unterschiedlicher Zusammensetzungen und Größen. Nicht nur die größten Vertreter, die Planeten und ihre Monde, beeinflussen das Geschehen und die Evolution dieses komplexen Systems. Schaut man zu immer kleineren Größenordnungen der Partikel, steigt ihre Anzahl rasant an. Millionen Asteroiden und Kometen befinden sich in den sogenannten Asteroidengürteln oder bewegen sich auf verschiedensten Bahnen um die Sonne. Sie sind Ursprung einer noch kleineren Klasse extraterrestrischer Objekte, den Meteoroiden [Murad and Williams, 2002]. Zwar ist der gravitative Einfluss von Meteoroiden aufgrund der relativ geringen Masse nicht von Bedeutung, doch sorgt ihre enorme Anzahl und ihre flächendeckende Verteilung im Sonnensystem für verschiedenste Phänomene. Die Oberflächen atmosphärenarmer Planeten und Monde sind hauptsächlich durch Einschläge dieser Partikel geprägt. Auch einige Erdlandschaften weisen riesige Meteorkrater auf, wie beispielsweise der Barringer-Krater in Abbildung 1.1 (a). Aufgrund der hohen Geschwindigkeiten werden sogar Objekte mit einer Größe von wenigen Millimetern zu gefährlichen Geschossen für die Raumfahrt und gefährden die Arbeit von wichtigen Forschungs- und Kommunikationssatelliten (Abbildung 1.1 (b)). Den größten Bekanntheitsgrad erlangen Meteoroiden jedoch durch ihre alltägliche Erscheinung als Sternschnuppen am Nachthimmel.



(a) Barringer-Meteor-Krater in Arizona, Durchmesser ca. (b) Einschlag im Solarpanel des Sate-1km [Roddy, 1999]

litten EURECA, Durchmesser 1.4mm [Foschini, 2002]

Abbildung 1.1.: Einschläge von Meteoroiden

1.2. Atmosphärenwissenschaftlicher Hintergrund

Die kleinsten Meteoroiden überziehen die Erde mit einem permanenten Partikelregen, wobei sie in der oberen Mesosphäre vollständig verdampfen und durch ihren Masseneintrag die Atmosphärenphysik in dieser Region wesentlich beeinflussen. Durch Rekondensation und chemische Prozesse bilden sich in 70 - 100 km Höhe Staubpartikel aus dem abgetragenen Meteormaterial [Megner et al., 2006].



Abbildung 1.2.: Entstehung von Meteorstaubpartikeln in der Mesosphäre (nach: [Megner et al., 2006])

Metallschichten meteorischen Ursprungs wurden mit Lidarmessungen nachgewiesen [Höffner and Friedmann, 2004], während die Anwesenheit von Meteorstaubpartikeln mit Raketenmessungen erforscht werden können [Rapp and Strelnikova, 2009]. Weiterhin wird untersucht ob diese Meteorstaubpartikel als Kondensationskeime für Eispartikel in der oberen Mesosphäre dienen und so die Bildung von leuchtenden Nachtwolken (noctilucent clouds, NLC) und polaren mesosphärischen Sommerechos (PMSE) ermöglichen [Rapp and Thomas, 2006]. NLC sind optisch beobachtbare Eiswolken in einer Höhenregion von 80 - 90 km in der extrem kalten Sommermesopause in polaren bis mittleren Breiten. Bei den PMSE handelt es sich um Radarechos im gleichen Höhenbereich, die durch eine Kopplung von Elektronen an Eispartikeln entstehen, welche aufgrund von Turbulenzen Strukturen in einer Größenordnung von mehreren Metern ausbilden können [Rapp and Lübken, 2003]. Für ein vollständiges Wissen um die physikalischen Prozesse in der oberen Mesosphäre ist ein besseres Verständnis über den meteorischen Eintrag vonnöten. Vor allem der Massenfluss mit seinen saisonalen und täglichen Variationen, sowie der Ablationsprozess sind bis heute nicht ausreichend verstanden.

1.3. Radarmessung von Meteoren

Die Beobachtung von Meteoren mit Hilfe von Radarsystemen ist eine seit langem genutzte Messmethode. Die ersten Analysen zu Radarechos in Verbindung mit Meteoren stammen aus den 1930er Jahren, beschränkten sich jedoch weitestgehend auf die Bestimmung von Zählraten und Höhen und auf die Untersuchung des möglichen Streuprozesses [McKinley, 1961]. Stetige Verbesserungen der Radartechnik sorgten dafür, dass 1947 erste Geschwindigkeitsmessungen von Meteoren eines bestimmten Schauers mit Radarsignalen [Hey et al., 1947] durchgeführt wurden. Später wurden dann hauptsächlich Meteorradare verwendet, die die Reflektion von Radiowellen am Meteorschweif ausnutzen [McKinley, 1961]. Die neueste Generation dieser Radarsysteme ist vollautomatisiert und liefert nicht nur Informationen über Meteore, sondern erlauben es auch Rückschlüsse auf atmosphärische Eigenschaften, wie Winde und Diffusionskoeffizienten, zu schließen [Hocking et al., 2001]. In den letzten Jahren rückte die Detektion von Meteor-Kopf-Echos mittels high power large aperture Radarsysteme immer mehr in den Vordergrund (z.B. [Chau and Woodman, 2004], [Pellinen-Wannberg et al., 2004], [Sparks et al., 2010], [Kero et al., 2011]). Durch interferometrische Analysen lassen sich so noch genauere Einblicke in die Meteorphysik gewinnen. 2010 wurde in Norwegen ein neues Radarsystem mit dem Namen MAARSY auf der norwegischen Insel Andøya installiert. Im Dezember des gleichen Jahres wurden anschließend erste Messungen zur Detektion von Meteor-Kopf-Echos durchgeführt. Ziel dieser Masterarbeit ist es diese Messungen interferometrisch auszuwerten und so physikalische Informationen über die detektierten Meteore zu gewinnen.

Kapitel 2.

Meteore

2.1. Allgemeine Übersicht

2.1.1. Begriffserklärung

Im Zusammenhang mit dem Meteorphänomen sind mehrere Begriffe verankert, die in der Umgangssprache teilweise vertauscht oder synonym verwendet werden. Um eine einheitliche Begriffsgrundlage zu schaffen findet an dieser Stelle zunächst eine kurz gefasste Begriffserklärung statt (nach [Ceplecha et al., 1998]).

- Meteor: Als Meteor wird das leuchtende Plasma bezeichnet, welches entsteht, wenn ein extraterrestrisches Partikel auf die Erdatmosphäre trifft und mit ihr wechselwirkt. Umgangssprachlich wird der Meteor auch als Sternschnuppe bezeichnet.
- Meteoroid: Ein Meteoroid ist ein extraterrestrisches Objekt, welches groß genug ist um bei einem Eintritt in die Erdatmosphäre einen Meteor zu erzeugen.
- Meteorit: Übersteht ein Teil eines Meteoroiden den Flug durch die Erdatmosphäre und erreicht den Erdboden, so wird dieses Fragment als Meteorit bezeichnet.

2.1.2. Größenordnungen

Der Begriff der Meteoroiden ist recht allgemein gehalten und erfasst daher ein sehr weites Spektrum an extraterrestrischen Objekten. Bei hohen Geschwindigkeiten von mehreren km/s reichen kleinste Staubpartikel aus, um durch den Verdampfungsprozess in der Erdatmosphäre Meteore zu erzeugen. Zu großen Massen hin, gibt es keine direkte und einheitliche Abgrenzung. So können theoretisch auch sehr große Objekte wie beispielsweise Kometen und Asteroiden als Meteoroiden bezeichnet werden. In



Abbildung 2.1.: Massen- Größeneinordnung bekannter Objekte des sichtbaren Universums (Quelle: [Ceplecha et al., 1998])

der Abbildung 2.1 ist die Massen-Größenverteilung der bekannten Objekte im sichtbaren Universum aufgetragen. Es wird deutlich, welch enormer Bereich an Größenordnungen durch die Meteoroide abgedeckt wird. Diese Vielfalt erschwert die Untersuchungen ihrer physikalischen Eigenschaften, da es verschiedener Messmethoden bedarf um sich einen Gesamtüberblick zu verschaffen. So können sehr kleine Meteore aufgrund ihrer schwachen Lichtausbeute nicht mit optischen Systemen beobachtet werden, während zu große Meteore aufgrund ihrer Seltenheit und geringeren Ablationshöhen schwierig mit dem Radar zu untersuchen sind. Ein kurzer Überblick über verschiedene Messmethoden wird in Abschnitt 2.4 gegeben.

2.2. Entstehung

2.2.1. Ursprung von Meteoroiden

An der Bildung von Meteoroiden können viele Objekte beteiligt sein. Aus jedem Ereignis in unserem Sonnensystem, aus dem feste Teilchen hervorgehen, können auch Meteoroiden entstehen [Murad and Williams, 2002]. Kollisionen von Asteroiden untereinander oder Einschläge in noch größere Objekte wie andere Gesteinsplaneten und Monde erzeugen viele kleinere Teilchen, welche ihr Ursprungsobjekt verlassen und später auf der Erde als Meteor wahrgenommen werden können. So sind zum einen der Asteroidenhauptgürtel zwischen Mars und Jupiter und der Kuipergürtel außerhalb der Neptunbahn zu nennen. Auch unser Mond ist wahrscheinlich Urpsrung vieler Meteoroiden, genau wie unser nächster Nachbar, der Mars mit seinen Monden Phobos und Deimos. Weiterhin sind die Planetenringe der Gasriesen sowie ihre Monde zu erwähnen. Ein Teil des Meteorbeitrags ist auch menschengemacht, denn auch der durch die Raumfahrt erzeugte Weltraumschrott kehrt meist auf die Erde zurück. Einen besonderen Meteoroidenursprung bilden jedoch die Kometen. Da es sich bei ihrem Teilchenverlust nicht um seltene Kollisionsereignisse handelt, sondern sie einen großen Anteil ihrer Masse durch den Verdampfungsprozess in Sonnennähe verlieren. Dieser Prozess führt zu den auf der Erde beobachtbaren Meteorschauern ([Williams, 2002], [Bone, 1993]). Abbildung 2.2 zeigt den Kometen Bennett, wie er 1970 nahe seinem Perihel einen Staub- und einen Eisenschweif ausbildet.



Abbildung 2.2.: Komet Bennett, Bildung eines Staub- und Eisenschweifes aufgrund der Strahlungseinwirkung der Sonne (aus: [Bone, 1993])

2.2.2. Orbitentwicklung

Täglich wird die Erde von unzähligen unterschiedlich großen Meteoroiden getroffen, dennoch kommen die Objekte von denen die Meteoroiden ausgehen uns selten nahe. Folglich muss es Mechanismen geben, welche die abgesprengten Meteoroiden im Laufe der Zeit von ihren Ursprungskörpern weiter entfernen. Am anschaulichsten lässt sich dies an den Kometen und ihren erzeugten Meteorschauern erklären. Ein Komet erreicht sein Aktivitätsmaximum im Perihel, wo aufgrund der geringsten Distanz zur Sonne der Verdampfungsprozess am effektivsten ist. Gasjets des rotierenden Kometen sprengen Teilchen in alle Richtungen ab, wodurch es Partikel gibt, die in und entgegen der Bewegungsrichtung des Kometen beschleunigt werden. Diese Partikel bilden zunächst einen Meteoroidenschwarm um den Kometen herum, der sich im Laufe der Zeit weiter aufweitet [Bone, 1993]. In einer Beispielrechnung aus [Williams, 2002] ergibt sich für einen Kometen mit einer großen Halbachse von 10 AU und einer relativen Geschwindigkeitsänderung der Partikel von 0.2% zum Kometen eine Dauer von 30 Umläufen bis die gesamte Umlaufbahn mit Meteoroiden bedeckt ist. Kreuzt die Erde die Bahn des Kometen können ab diesem Zeitpunkt also jährlich Meteorschauer beobachtet werden. Aber nicht nur die direkte Abstoßung der Teilchen sorgt für eine räumliche Separation vom Ursprungskörper. Da die abgelösten Teilchen um viele Größenordnungen kleiner als der Komet sind, gewinnen weitere physikalische Effekte an Bedeutung. So sorgt der Strahlungsdruck der Sonne für eine der Gravitationskraft entgegenwirkende Kraft, die die kleinsten Partikel radial nach außen drängt und vom Meteorschauer abspaltet [Williams, 2002]. Auch der Poynting-Robertson-Effekt separiert Teilchen unterschiedlicher Größe. Das Licht der Sonne trifft aufgrund der Teilchenbewegung leicht von vorne auf den Meteoroiden, welcher selbst jedoch homogen (ausgehend von Kugelteilchen) in alle Richtung abstrahlt. Je nach Meteoroidengröße verlieren sie so unterschiedlich schnell an Umlaufgeschwindigkeit und driften spiralförmig zur Sonne [S. P. Wyatt and Whipple, 1949] [Jackson, 2001]. Beide Effekte sorgen folglich für einen Verlust der kleineren Partikel innerhalb des Meteorschauers. Eine letzte und wichtige Komponente bilden die Planeten unseres Sonnensystems. Je nach Position der Planeten werden die Meteoroiden auf dem gesamten Orbit des Schauers unterschiedlich stark beeinflusst und der Meteorschauer somit aufgeweitet [Bone, 1993] [Williams, 2002]. Im Extremfall können Meteoroiden bei sehr nahen Planetentransits komplett aus dem Schauer entfernt werden. Da die Masse Jupiters größer ist als die aller anderen Planeten unseres Sonnensystems zusammen, hat der Gasriese in diesem Zusammenhang den weitaus größten Einfluss. Löst sich der Komet komplett auf oder wird inaktiv, versiegt die Teilchenquelle des Meteorschauers, während sich die vorhandenen Partikel weiterhin auf dem Orbit verteilen. Allmählich geht so die Intensität des Schauers verloren, welcher am Ende nicht mehr vom sporadischen Hintergrund zu unterscheiden ist [Bone, 1993]. Aus der Dauer und der Intensität eines auf der Erde beobachteten Meteorschauers lassen sich so Informationen über das Alter und den Entwicklungverlauf gewinnen. Abbildung 2.3 zeigt die Evolution



(a) Bildung eines Meteorschwarms um den aktiven Kometen; Materie wird in alle Richtungen ausgestoßen

Umlaufbahn des Kometen; weitere Kräfte sorgen für Auffächerung des Meteorschauers



(b) Die Partikel verteilen sich immer weiter auf der



Kometen, ist der Schauer jährlich zu beobachten

(c) Der Meteorschauer hat sich auf der ganzen (d) Der Meteorschauer hat sich nahezu komplett Umlaufbahn verteilt; kreuzt die Erde die Bahn des aufgelöst und ist Teil des sporadischen Hintergrundes geworden

Abbildung 2.3.: Entwicklung eines Meteorschauers (nach [Bone, 1993])

eines Meteorschauers in vier Schritten von der Entstehung bis hin zur Vermischung mit dem sporadischen Hintergrund. In der Arbeit von [Williams and Wu, 1993] wurde beispielsweise solch eine Entwicklung für den Geminidenschauer simuliert. Als wahrscheinlicher Ursprungskörper wurde Phaeton 3200 ermittelt, dessen Fragmente aufgrund von planetaren Störungen und dem solaren Einfluss teilweise die Erdbahn kreuzen und so jährlich im Dezember für den Geminidenschauer verantwortlich sind. Eine spektrale Untersuchung von Phaeton 3200 ergab, dass es sich bei diesem Objekt jedoch wahrscheinlich eher um einen Asteroiden aus dem Hauptgürtel und nicht um einen inaktiven Kometen handelt [Licandro et al., 2007]. Dieser Umstand zeigt, dass auch die Entstehungsprozesse von Meteoriden und Meteorschauern nicht vollständig verstanden sind und es weiterer Untersuchungen bedarf.

2.2.3. Geschwindigkeiten

Da es sich beim Eintreffen der Meteoroiden auf die Erde um einen Kollisionsprozess handelt, ist die kinetische Energie $E = \frac{1}{2}mv^2$ (mit m Masse und v Geschwindigkeit des Meteoroiden) von enormer Bedeutung. Sie bestimmt zum großen Teil die Helligkeiten und somit auch die Detektionsmöglichkeiten von Meteoren. Während die Masse der Meteoroiden sich wie in Abschnitt 2.1.2 gezeigt über viele Größenordnungen erstreckt, kann für ihre geozentrische Geschwindigkeit eine obere und untere Grenze bestimmt werden. Diese Grenzen ergeben sich aus den Gravitationsenergien der Sonne und der Erde. Die Massen der Meteoroiden sind im Vergleich zur Sonnen- und Erdmasse zu vernachlässigen. Wie alle Objekte in unserem Sonnensystem bewegen sie sich auf elliptischen Bahnen um das Gravitationszentrum. Aus der Energieerhaltung lässt sich für die Geschwindigkeiten folgende Formel ableiten [McKinley, 1961]:

$$v^{2} = GM(\frac{2}{r} - \frac{1}{a})$$
(2.1)

Hierbei ist G die Gravitationskonstante, M die Masse des zentralen Objektes, r der Abstand zum Objekt und a die Große Halbachse der Ellipsenbahn. Für $a \to \infty$ wird die Bahnbewegung parabolisch und es ergeben sich die entsprechenden Fluchtgeschwindigkeiten.

$$v^2 = \frac{2GM}{r} \tag{2.2}$$

Setzt man in Gleichung 2.2 die Masse der Erde ein und für den Abstand r den Erdradius, berechnet sich die Fluchtgeschwindigkeit der Erde und somit die untere Grenze der Meteoroidengeschwindigkeit zu 11, 2 km/s. Die Gravitationskraft der Erde sorgt also dafür, dass Meteoroiden mit dieser Mindestgeschwindigkeit auf die Erdatmosphäre treffen. Geringere Geschwindigkeiten können lediglich durch Objekte aus dem Erdorbit, also z.B. Weltraumschrott, erreicht werden. Die maximale geozentrische Geschwindigkeit ergibt sich zum einen aus der Bahngeschwindigkeit der Erde, welche in ihrem Perihel 30, 3 km/s beträgt. Die Fluchtgeschwindigkeit eines Meteoroiden an diesem Punkt liegt bei 42,2 km/s. Bewegen sich beide Objekte aufeinander zu, errechnet sich die maximale geozentrische Geschwindigkeit des Meteoroiden zu 72,5 km/s.

2.2.4. Sporadische Quellen und Meteorschauer

Wie in Abschnitt 2.2.1 schon erwähnt lässt sich die Herkunft der Meteore in zwei Kategorien unterteilen. Zum einen handelt es sich dabei um die Meteorschauer, welche meist jährlich zu bestimmten Zeiten auftreten. Je nach heliozentrischer Position, Alter und Beschaffenheit des Schauers kann er wenige Tage bis hin zu mehreren Wochen andauern. Weiterhin lassen sie sich gut von den sporadischen Quellen unterscheiden, da alle ihre Meteore in etwa den gleichen Radianten, sowie annährend die gleiche Geschwindigkeit besitzen. Meteorschauer werden meist nach dem Sternbild ihres Radianten benannt. In Tabelle 2.1 sind ein paar bekanntere Meteorschauer aufgelistet.

| Meteorschauer | Zeitraum | Maximum | Rektaszension | Deklination | v in km/s |
|---------------|------------|---------|---------------|---------------|-------------|
| Quadrantiden | 28.1212.1. | 4.1 | 230° | +49° | 41 |
| Lyriden | 16.425.4. | 22.4. | 271° | $+34^{\circ}$ | 49 |
| Perseiden | 17.724.8. | 12.8. | 48° | $+58^{\circ}$ | 59 |
| Draconiden | 6.1010.10. | 8.10. | 262° | +54° | 20 |
| Leoniden | 6.1130.11. | 17.11. | 152° | $+22^{\circ}$ | 71 |
| Geminiden | 7.1217.12. | 13.12. | 112° | +33° | 35 |

Tabelle 2.1.: Einige bekannte Meteorschauer (Quelle: [www.imo.net, 2012])

Nur etwa ein viertel aller beobachteten Meteore können Meteorschauern zugeordnet werden [Ceplecha et al., 1998]. Die meisten Meteore fallen daher unter die Sporadischen. Einzeln betrachtet scheinen sie willkürlich aufzutreten, doch lässt sich ihre Gesamtheit nach [Jones and Brown, 1993] in sechs Hauptquellen aufteilen. Diese sechs Quellen der sporadischen Meteore sind in Abbildung 2.4 skizziert. Ihre Klassifizierung erfolgt im heliozentrischen Koordinatensystem. So liegen die beiden Apex-Quellen stets in Bewegungsrichtung der Erde, während die Helion-Quelle in Richtung Sonne zeigt. Die Antihelion-Quelle zeigt infolgedessen von der Sonne weg. Die Position der Quellen in Verbindung mit der Erdbewegung sorgt für eine Variation der sporadischen Meteorrate. Die Apex-Quellen sind in den Morgenstunden am besten zu beobachten, weil der Beobachter zu dieser Zeit in Richtung der Erdbewegung



Abbildung 2.4.: Sporadische Meteorquellen, die Längen-Achse ist aus Symmetriegründen so gewählt, dass sich die Apex-Quellen mittig befinden

schaut. Weiterhin spielt auch die Jahreszeit und damit der Elevationswinkel eine entscheidende Rolle. Auf der Nordhemisphäre liegt die Apex-Quelle im Herbst höher als im Frühling, was ebenfalls zu einem erhöhten sporadischen Meteorvorkommen führt [Ceplecha et al., 1998].

2.3. Wechselwirkung mit der Erdatmosphäre

Allgemein lässt sich der Werdegang eines Meteors in fünf Abschnitte unterteilen, welche in Abbildung 2.5 aufgezeigt sind und mit der Orbitalbewegung beginnen. Diese ist hauptsächlich durch die in Abschnitt 2.2.2 erwähnte Separierung vom Ursprungskörper und die dafür verantwortlichen Kräfte bestimmt. Kreuzt der Meteoroid seinen Weg mit dem der Erde, beginnt der nächste Abschnitt, das Vorheizen. Auf seinem Flug durch die obere Atmosphäre kollidiert der Meteoroid, aufgrund der ansteigenden Dichte, mit immer mehr Luftmolekülen, was ein starkes Aufheizen zufolge hat. Hat der Meteor eine kritische Temperatur erreicht, beginnt die Ablationsphase. Je nach Größe und Zusammensetzung des Meteors variiert dieser Temperaturwert, liegt aber bei 1800K oder höher [Öpik, 1958, Vondrak et al., 2008, Janches et al., 2009]. Die Ablationsphase ist der Zeitraum, in der die eigentliche Detektion erfolgt. Die Bestandteile des Meteors verdampfen, bilden ein Plasma um den Meteoroiden und eine Ionisationsspur hinter ihm. Abhängig von der Größe und Geschwindigkeit kann der Meteor



Abbildung 2.5.: Die Phasen eines Meteors bei der Wechselwirkung mit der Atmosphäre (Quelle: [Ceplecha et al., 1998])

optisch oder mit dem Radar beobachtet werden. Eine optische Beobachtung ist möglich, wenn genügend Atome bei diesem Vorgang angeregt werden und bei ihrer Relaxation sichtbare Photonen aussenden [Ceplecha et al., 1998]. Die Detektion mit dem Radar erfolgt über Rückstreuung eines Radarpulses am erzeugten Plasma. Weiterhin wird der Meteor während dieses Prozesses abgebremst und es kann zu Fragmentationen, also einem Auseinanderbrechen des Meteoroiden, kommen [Ceplecha et al., 1998]. Ist die Masse des Meteoroiden groß genug, so kann ein Teil von ihm die Ablation überstehen und wird dann bis auf etwa 3 km/s abgebremst [Ceplecha et al., 1998]. Der weitere Flugverlauf ähnelt eher einem freien Fall und wird Dunkelflug genannt. Der Meteorit kühlt sich rasch ab und bildet eine äußere Kruste. Der letzte Abschnitt ist der Aufprall auf die Erdoberfläche. Da die meiste kinetische Energie bei der Ablation und dem Dunkelflug verloren gegangen ist, bleibt der Aufprall in der Regel ohne weitere Folgen. Ob und wie diese fünf Phasen verlaufen hängt zum größten Teil von der Masse des Meteoroiden ab. Während die kleinsten Meteoroiden nicht über das Vorheizen hinauskommen, kommt es bei den größten Vertretern zu keinem Dunkelflug, sondern zu einem enormen Aufprall auf die Erdoberfläche.

2.4. Massenfluss zur Erde

Den meteorischen Massenfluss auf die Erde zu bestimmen ist ein kompliziertes Unterfangen. Um einen Gesamtüberblick über alle Meteoroidenmassen zu gewinnen müssen die Messungen verschiedener Methoden kombiniert und verglichen werden. Weiterhin tragen größere Meteore aufgrund ihrer Masse wesentlich zum Massenfluss bei, kommen aber extrem selten vor, was eine statistische Analyse erschwert. In Abbildung 2.6 ist die kumulierte Häufigkeit von Meteoren der Masse m pro Jahr aufgetragen. Mit eingezeichnet ist der Detektionsbereich von vier verschiedenen Messmethoden. Die optische Beobachtung ist hierbei die älteste Beobachtungsmöglichkeit, erfasst jedoch nur den Bereich der größeren Meteore. Bei den Einschlagsdetektoren handelt es sich meist um zurückgeholte Satelliten oder Mondgestein. Da diese Objekte sich nicht im Schutz einer Atmosphäre befinden, hinterlassen die Meteoroiden Mikrokrater in den Oberflächen, welche zur Analyse herangezogen werden. Mit dieser Methode können auch noch kleinste Partikel nachgewiesen werden [Love and Brownlee, 1993]. Die Detektionsmöglichkeiten von Radarsystemen liegen genau dazwischen. Im Gegensatz zu den beiden anderen Messmethoden kann die Beobachtung hier automatisiert durchgeführt werden, was die Detektion vereinfacht.



Abbildung 2.6.: Anzahl eintreffender Meteor (kumulativ) in Abhängigkeit ihrer Masse (Quelle: [Ceplecha et al., 1998])

Abbildung 2.7 zeigt den Massenfluss nach [Ceplecha et al., 1998]. Die Kurve wurde, wie auch Abbildung 2.6 aus verschiedenen Messungen zusammengesetzt und bietet an vielen Punkten Diskussionsbedarf. Zuerst ist dabei die rechte Seite des Grafen zu betrachten. Der gesammte Massenfluss ist demnach sehr stark durch den Einfluss der großen Meteore geprägt, was in sofern richtig ist, da ein sehr großes Ereignis schlagartig extrem viel Masse auf die Erde einträgt. Jedoch ist dieser Eintrag für die Physik in der oberen Atmosphäre weniger von Bedeutung. Zum einen landet ein Großteil der Masse als Meteorit auf der Erdoberfläche und verbleibt somit nicht in der Atmosphäre. Hinzukommt, dass solche Ereignisse sehr selten sind und die Atmosphäre nur kurzfristig und in einem relativ kleinen Umfeld beeinflusst wird. Für den Verbleib von Meteorstaub in der oberen Atmosphäre sind die kleineren, nahezu permanent auftretenden, Meteore wesentlich entscheidender. Wird die Größenordnung der Masse der betrachteten Meteore zu klein, so tragen sie wiederum nicht mehr signifikant zum Massenfluss bei und die Kurve fällt sehr stark ab. Die Abbildung zeigt weiterhin, dass die Detektion der Radarsysteme diesen Bereich des Massenflusspeaks bei etwa 10^{-9} kg recht gut abdeckt. Die Größenordnung dieses lokalen Massenflussmaximums ist zudem recht unsicher und variiert mit der Messmethode. In der Arbeit von [Love and Brownlee, 1993] wurde aus der Untersuchung eines Einschlagsdetektors ein um eine Größenordnung größerer Massenfluss in diesem Bereich ermittelt.



Abbildung 2.7.: Meteormassenfluss zur Erde in Abhängigkeit zur Meteormasse (Quelle: [Ceplecha et al., 1998])

Kapitel 3.

MAARSY

Das Middle Atmosphere Alomar Radar System (MAARSY) wurde 2010 auf der norwegischen Insel Andøya ($69, 30^{\circ}N, 16.04^{\circ}O$) installiert. Es handelt sich um ein monostatisches Radar bestehend aus 433 aktiv phasengesteuerten (phased-array) Yagi-Antennen, welche eine nahezu kreisförmige Grundfläche mit einem Durchmesser von 90 m bilden [Latteck et al., 2012]. Die Yagi-Antennen sind in einem gleichseitigen



Abbildung 3.1.: Bild vom Middle Atmosphere Alomar Radar System (Foto: Ralph Latteck)

Dreiecksgitter (4 m Seitenlänge) angeordnet und bestehen aus einem Dipol, einem Direktor und einem Reflektor. MAARSY arbeitet mit einer Sendefrequenz von 53,5 Mhz und verfügt über eine zugewiesene Bandbreite von 4 Mhz. Jede der Antennen besitzt seinen eigenen Transceiver, was eine separate Steuerung der Frequenz, Phase und Leistung ermöglicht. Um für alle Antennensignale die gleiche Dämpfung, Phasenund Gruppenverzögerungen zu erhalten, befinden sich die Transceiver in sechs Containern um das Antennenfeld herum, wobei die Kabel identische Längen besitzen. Für den Empfang ist das Antennenfeld in 61 Untergruppen aufgeteilt. 55 der Untergruppen bestehen aus sieben Antennen, während sechs Untergruppen aus 8 Antennen bestehen und sich am äußeren Rand befinden (siehe Abbildung 3.2). Weiterhin werden jeweils sieben innere Untergruppen zu einer Empfangsanemone zusammengefasst (grau schattierter Bereich). Eine solche Aufteilung ist notwendig, da lediglich 16 Empfangskanäle zur Verfügung stehen und ein Abtasten aller Antennen zu einer enormen Datenmenge führen würde. Daher wird das Empfangssignal der Antennen einer Untergruppe kombiniert und anschließend gesampled, was die Signalstärke erhöht und die Datenmenge verringert. Das Strahlungsdiagramm ergibt sich aus der geometri-



Abbildung 3.2.: Skizze vom MAARSY Antennenfeld, grau dargestellt ist eine Empfangsanemone bestehend aus 7 Untergruppen (Quelle: [Latteck et al., 2012])

schen Anordnung des Radars und der verwendeten Wellenlänge. Für MAARSY mit einer nahezu kreisförmigen Apertur mit 90 m Durchmesser und einer Wellenlänge von 5, 6 m ergibt sich eine Fernfeldverteilung wie in Abbildung 3.3. Dieses Strahlungsdiagramm wurde mittels eines NEC-Modells (Numerical Electromagnetics Code) für das vollständige System mit 433 Antennen berechnet. Bei einem Zenitwinkel von $3, 6^{\circ}$ ist

die Strahlungsintensität bereits auf die Hälfte abgefallen. Weiterhin ist die erste Nebenkeule, also das zweite Strahlungsmaximum, bereits um etwa 17,6 dB unterdrückt. Für das in dieser Arbeit untersuchte Experiment standen 343 Antennen zur Verfügung, wodurch das Strahlungsdiagramm etwas von der Abbildung 3.3 abweicht. Die Phasensteuerung der einzelnen Antennen ermöglicht es die Strahleigenschaften elektronisch zu variieren, was eine hohe Flexibilität in Richtung und Form des Strahls ermöglicht.





(b) Strahlungsdiagramm entlang der W-O-Richtung (oben) und NW-SO-Richtung (unten)

Abbildung 3.3.: Berechneter Antennengewinn vom MAARSY Antennenfeld (in Bezug auf einen isotropen Strahler) (Quelle: [Latteck et al., 2012])

Die primäre Aufgabe des neuen Radarsystems ist die Untersuchung der mittleren Atmosphäre. So wurden bereits erste dreidimensionale Messungen polarmesosphärischer Winterechos (PMWEs) durchgeführt [Rapp et al., 2011]. Mithilfe eines Experimentes, bestehend aus 25 unterschiedlichen Strahlrichtungen, konnte die Struktur dieser Echos bereits genauer erforscht werden. In einer weiteren Arbeit werden, mithilfe des Coherent Radar Imaging (CRI), die Streuzentren der Radarechos dreidimensionaler Strukturen innerhalb des Radarstrahls noch besser aufgelöst, wodurch noch genauere Einblicke über den Aufbau von PMSEs/PMWEs gewonnen werden [Sommer, 2012].

Kapitel 4.

Das Messverfahren

4.1. Arbeitsprinzip

4.1.1. Abstandsbestimmung

Der erste wichtige Schritt zur Ortsbestimmung des Meteor-Kopf-Echos liegt in der Abstandsmessung des Echosignals zum Radarsystem. Für diesen Zweck wird eine Laufzeitmessung, wie in Abbildung 4.1 skizziert durchgeführt, aus der die Entfernung Radar-Target des Signals ermittelt wird. Verschiedene Zeiten charakteriesieren dabei die Entfernungs- und Zeitauflösung des Radarsystems.



Abbildung 4.1.: Entfernungsbestimmung mittels eines Impulsradars

Die Pulsdauer T_{Puls} beschreibt die Länge des ausgesendeten Radarpulses und ist somit Hauptkriterium für die Entfernungsauflösung. Um die Messwerte digital verarbeiten zu können muss eine Diskretisierung der Zeit erfolgen. Der entscheidende Parameter hierfür ist die Abtastrate (sampling rate) T_{sr} mit der die Messwerte aufgenommen werden. Der Pulsabstand (auch: Inter Pulse Period IPP) T_{IPP} ist die Zeit, die zwischen dem Aussenden der einzelnen Radarimpulse vergeht [Skolnik, 1990]. Dieser Parameter muss so gewählt werden, dass es nicht zu Mehrdeutigkeiten zwischen den zurückgestreuten Impulsen kommt, jedoch eine gute zeitliche Auflösung erhalten bleibt. Alternativ wird dieser Wert auch mit der PRF (Pulse Repitition Frequency) angegeben.

$$PRF = \frac{1}{T_{IPP}} \tag{4.1}$$

Die Laufzeit T ist die Zeit, die zwischen Aussenden eines Radarpulses und Empfang des zurückgestreuten Anteils vergeht. Da sich die elektromagnetische Welle des Radarsignals mit der Lichtgeschwindigkeit c ausbreitet und die Strecke zwischen Radarsystem und Streuer zweimal zurückgelegt wird, lassen sich alle Zeiten t mit folgender Gleichung direkt in Streckenabschnitte l umrechnen [Richards, 2005]:

$$l = \frac{t \cdot c}{2} \tag{4.2}$$

Die verwendeten Parameter für die Untersuchungen in dieser Arbeit sind in Tabelle 4.1 angegeben.

| PRF | 700Hz | IPP | 1,43ms |
|-----------------------------|-----------|----------------------|---------|
| Pulslänge | $48\mu s$ | Entfernungsauflösung | 7,2km |
| Abtastrate | $6\mu s$ | Abtastauflösung | 900m |
| Abtaststartentfernung | 72,9km | Abtastendentfernung | 148,5km |
| Anzahl Entfernungsmessungen | 85 | Anzahl IPPs | 8192 |

 Tabelle 4.1.: In diesem Experiment verwendete Parameter f
 ür die Messung von Meteor-Kopf-Echos

4.1.2. Signalsuche

Um ein entsprechendes Meteor-Event in einer Messreihe zu finden und zu isolieren wird zunächst die Signalstärke \hat{S} jedes komplexen Spannungsmesswertes (für jedes Sample) S (qp: Realteil, ip: Imaginärteil) ermittelt:

$$S = qp + j \cdot ip \tag{4.3}$$

$$\hat{S} = \sqrt{qp^2 + ip^2} \tag{4.4}$$

Trifft ein Signal auf das Radar unterscheidet sich die empfangene Leistung P um Größenordnungen im Vergleich zum normalen Rauschen, welches permanent auf die Messung einwirkt. Daher wird die Signalstärke häufig in einem logarithmisch skalierten Signal-zu-Rausch-Verhältnis (Signal-to-Noise-Ratio) SNR angegeben:

$$SNR = 10\log_{10}\frac{P_S}{P_N} = 10\log_{10}\frac{\hat{S}_S^2}{\hat{S}_N^2} = 20\log_{10}\frac{\hat{S}_S}{\hat{S}_N}$$
(4.5)

Hierbei ist P_S die Signalleistung des zu untersuchenden Messwertes und P_N die mittlere Rauschleistung. Abbildung 4.2 zeigt das SNR einer Messreihe vom 13.12.2010 um 3:05:21 Uhr. Die 8192 IPPs entsprechen einer Messdauer von 11,7 Sekunden.

Befindet sich innerhalb der Messreihe ein Echo mit einem maximalen $SNR \ge 10dB$ wird es als ein mögliches Meteor-Kopf-Echo zunächst aus der Messreihe isoliert. Die Isolation ist notwendig, da es zu mehreren Echos innerhalb einer Messreihe kommen kann. Der Wert von 10 dB hat sich dabei als recht guter Grenzwert herausgestellt, da zwar teilweise Echos mit einem kleineren Wert vorkommen, ihr Signal in der späteren Auswertung jedoch meist zu verrauscht ist um eine eindeutige Trajektorie bestimmen zu können. Die Separierung des Events erfolgt durch ein rechteckiges Ausschneiden der umliegenden Werte um den Maximalwert, sodass alle Samples mit $SNR \ge 7$ miteinbezogen werden.

Zwischen Sekunde 9 und 10 der Messreihe aus Abbildung 4.2 ist ein deutliches Event mit einem maximalen SNR von 30, 3 dB zu erkennen. Das ausgeschnittene Event ist in Abbildung 4.3 zu sehen und wird im weiteren als Beispielmeteor M1 bezeichnet. Weitere Beispielmeteore befinden sich im Anhang A. Anschließend erfolgt eine Prüfung, ob es sich um ein Meteor-Kopf-Echo oder einen Meteor-Trail (Schweif) handelt. Dies erfolgt über eine Berechnung der radialen Geschwindigkeit des Events. Während Meteor-Kopf-Echos eine negative radiale Geschwindigkeit besitzen, sich also dem Ra-



Abbildung 4.2.: SNR einer Messreihe mit den Parametern aus Tabelle 4.1

dar während der Messzeit annähern, verbleiben Meteor-Trails auf einem recht konstanten Abstand zum Radar. Die radiale Geschwindigkeit wird durch einen linearen Fit über alle Werte mit einem $SNR \ge 7$ berechnet. Ist der Anstieg der Geraden kleiner als -5 km/s, wird es als Meteor-Kopf-Echo identifiziert. Das Event M1 zeigt eine deutliche Entfernungsabnahme, was es als Meteor-Kopf-Echo auszeichnet und es somit in die weitere Analyse übergeht.

4.2. Interferometrie

4.2.1. Phasendifferenz

Die weitere Positionsbestimmung des Meteor-Kopfes erfolgt über ein interferometrisches Verfahren. Ein Empfänger A misst ein komplexes Radarsignal S_A

$$S_A = \hat{S}_A e^{j(\omega t + \Phi_A)} = qp_A + j \cdot ip_A.$$

$$(4.6)$$



Abbildung 4.3.: SNR des isolierten Beispielmeteors M1; gut zu erkennen ist sowohl die Abtastrate mit 900m, als auch die Pulslänge von 7,2km

Hierbei ist \hat{S}_A die Signalamplitude, ω die Frequenz, Φ die Phase, qp der Realteil und ip der Imaginärteil des empfangenen Signals. Ein zweiter, räumlich getrennter Empfänger, misst aufgrund der räumlichen Distanz das gleiche Signal mit einer anderen Phasenlage. Über eine Kreuzkorrelation der beiden Signale lässt sich die Phasendifferenz $\Delta \Phi$ berechnen.

$$S_{A}S_{B}^{*} = \hat{S}_{A}\hat{S}_{B}e^{j(\omega t + \Phi_{A})}e^{-j(\omega t + \Phi_{B})} = \hat{S}_{A}\hat{S}_{B}e^{j(\Phi_{A} - \Phi_{B})} = \hat{S}_{A}\hat{S}_{B}e^{j\Delta\Phi}$$
(4.7)

$$\Delta \Phi = \measuredangle S_A S_B^* = \arctan\left(\frac{Re(S_A S_B^*)}{Im(S_A S_B^*)}\right)$$
(4.8)

Der Wegunterschied Δd den das Signal zwischen den Empfängern zurücklegt, ist über die Wellenlänge λ wie folgt mit der Phasendifferenz verknüpft:

$$\Delta \Phi = -\frac{2\pi}{\lambda} \Delta d \tag{4.9}$$

4.2.2. Positionsbestimmung

Die gemessene Phasendifferenz gibt somit Aufschluss über den Wegunterschied des Meteor-Kopf-Signals zu den unterschiedlichen Empfängern. Aus dem so gewonnenem Wegunterschied lassen sich nun weitere Informationen über die Signalposition gewinnen. Dies ist unter anderem in den Arbeiten von [Valentic et al., 1997] und [Lau et al., 2006] beschrieben.



Abbildung 4.4.: Geometrie zur Positionsbestimmung des Meteor-Kopfes in der Ebene zweier Empfänger E-A und E-B

Abbildung 4.4 zeigt die verwendete Geometrie zur Bestimmung von Δd in der Ebene der zwei Empfänger E-A und E-B. Die weiteren Berechnungen beinhalten die Annahme, dass der Abstand des Signals zu den Empfängern d wesentlich größer ist als der Abstand der Empfänger zueinander ($d >> d_{A-B}$). Unter dieser Voraussetzung kann das blau gekennzeichnete Dreieck als rechtwinklig angesehen werden. Da die zu untersuchenden Meteore in einer Höhe von etwa 100 km verdampfen und die Abstände der Empfänger nur einige Meter betragen, ist diese Bedingung ausreichend erfüllt. Aus der Abbildung 4.4 ergibt sich für den Wegunterschied des Signals:

$$\Delta d = \cos(\alpha_{Ebene}) d_{A-B} \tag{4.10}$$

Der Höhenwinkel α_{Ebene} zusammen mit dem Signalabstand d legen den Ort des Signals in der Ebene eindeutig fest. Um die Signalposition im Raum zu bestimmen, wird eine weitere Koordinate benötigt, der Azimutwinkel β . Abbildung 4.5 zeigt die Winkelbeziehungen der beiden Empfänger A und B zur Berechung des Höhenwinkels α und des Azimutwinkels β .



Abbildung 4.5.: Winkelbeziehungen zweier Empfänger E-A und E-B im Raum (nach:[Lau et al., 2006])

Um eine feste, eindeutige und erdgebundene Achsenzuordnung zu wählen, wurde die x-Achse des Koordinatensystem in Abbildung 4.5 nach Osten ausgerichtet, während die y-Achse nach Norden zeigt. Der Winkel γ_{A-B} ist der Winkel zwischen x-Achse und der Verbindungslinie der beiden Empfänger A und B. Dieser Winkel wird als bekannt vorausgestzt und dient der Projektion auf die x- und y-Achse.

$$x_{A-B} = d_{A-B}cos(\gamma_{A-B}) \tag{4.11}$$

$$y_{A-B} = d_{A-B}sin(\gamma_{A-B}) \tag{4.12}$$

Die Höhenwinkel auf den jeweiligen Achsen werden durch den Azimutwinkel des Signals mitbestimmt:

$$\cos(\alpha_x) = \cos(\alpha)\cos(\beta) \tag{4.13}$$

$$\cos(\alpha_y) = \cos(\alpha)\sin(\beta) \tag{4.14}$$

Der Wegunterschied Δd aus Gleichung 4.10 ergibt sich im dreidimensinalen Koordinatensystem somit zu:

$$\Delta d = \Delta d_x + \Delta d_y \tag{4.15}$$

$$= x_{A-B}cos(\alpha_x) \qquad \qquad + y_{A-B}cos(\alpha_y) \tag{4.16}$$

$$= d_{A-B}\cos(\gamma_{A-B})\cos(\alpha)\cos(\beta) \qquad + d_{A-B}\sin(\gamma_{A-B})\cos(\alpha)\sin(\beta) \qquad (4.17)$$

Die Höheninformation (z-Komponente) ist dabei in den Winkel $\alpha_{x,y}$ enthalten. Da das Gleichungssystem zwei Unbekannte besitzt, wird mindestens ein weiterer Empfänger benötigt. MAARSY wurde für diesen Zweck in sieben Empfänger, bestehend aus jeweils sieben Antennenuntergruppen unterteilt (siehe Abbildung 4.6). Die zusätzliche Anzahl an Empfängern sorgt für einen symmetrischen Aufbau. Weiterhin können fehlerbehaftete Phasenunterschiede effektiver herausgemittelt bzw. defekte Empfänger aus der Auswertung herausgenommen werden. Empfänger Rx1 beinhaltet dabei das ganze Antennenfeld und wird für die Bildung des Signal-Rausch-Verhältnisses und zur Signalsuche verwendet (siehe Kapitel 4.1.2).



Abbildung 4.6.: Empfängeraufteilung von MAARSY

Die zentrale Empfangsanemone Rx8 bildet hierbei den Koordinatenursprung. Es werden jeweils die Phasendifferenzen der äußeren Anemonen Rx2-Rx7 zur zentralen Anemone gebildet. Aus den Gleichungen 4.9 und 4.15 ergibt sich für den Empfangs-
| Empfänger | Abstand d zu Rx8 | Azimutwinkel γ zu Rx8 |
|-----------|------------------|------------------------------|
| 1 | 0m | 0 |
| 2 | 28m | 15° |
| 3 | 28m | 75° |
| 4 | 28m | 135° |
| 5 | 28m | 195° |
| 6 | 28m | 255° |
| 7 | 28m | 315° |

Tabelle 4.2.: Parameter zur Bestimmung der Radarmatrix M

aufbau aus Abbildung 4.6 folgendes Gleichungssystem in Matrixschreibweise:

$$\begin{pmatrix} \Phi_{8-2} \\ \Phi_{8-3} \\ \Phi_{8-4} \\ \Phi_{8-5} \\ \Phi_{8-6} \\ \Phi_{8-7} \end{pmatrix} = -\frac{2\pi}{\lambda} \begin{pmatrix} d_{8-2}cos(\gamma_{8-2}) & d_{8-2}sin(\gamma_{8-2}) \\ d_{8-3}cos(\gamma_{8-3}) & d_{8-3}sin(\gamma_{8-3}) \\ d_{8-4}cos(\gamma_{8-4}) & d_{8-4}sin(\gamma_{8-4}) \\ d_{8-5}cos(\gamma_{8-5}) & d_{8-5}sin(\gamma_{8-5}) \\ d_{8-6}cos(\gamma_{8-6}) & d_{8-6}sin(\gamma_{8-6}) \\ d_{8-7}cos(\gamma_{8-7}) & d_{8-7}sin(\gamma_{8-7}) \end{pmatrix} \cdot \underbrace{\begin{pmatrix} cos(\alpha)cos(\beta) \\ cos(\alpha)sin(\beta) \end{pmatrix}}_{w}}_{w}$$
(4.18)

Mit dieser Schreibweise erhält man einen Phasenvektor Φ , der die Phasendifferenzen des mittleren Empfängers zu den äußeren enthält. Die Radarmatrix M erfasst die geometrischen Eigenschaften des verwendeten Radaraufbaus (siehe Tabelle 4.2). Die erste Spalte der Matrix beinhaltet dabei die Projektion der Messwerte auf die x-Achse, während die zweite Spalte die Projektion auf die y-Achse umfasst. w ist der Vektor mit den gesuchten Winkeln des Meteor-Kopf-Signals.

$$\Phi = M \cdot w \tag{4.19}$$

Eine Umstellung nach dem Vektor w mit den gesuchten Größen ergibt [Lau et al., 2006]:

$$w = \begin{pmatrix} w_1 \\ w_2 \end{pmatrix} = (M^T M)^{-1} M^T \Phi$$
(4.20)

Aus w lassen sich schließlich Azimut- und Höhenwinkel bestimmen:

$$\beta = tan^{-1}(\frac{w_2}{w_1}) \tag{4.21}$$

$$\alpha = \cos^{-1}(\frac{w_1}{\cos\beta}) \tag{4.22}$$

Zusammen mit der gemessenen Entfernung r des Echos (siehe Abbildung 4.3) ist es möglich die Position des Meteorkopfes zu bestimmen. Die Umrechnung in ein kartesisches Koordinatensystem erfolgt über die bekannte Transformation:

$$x = r \cdot \cos\beta \cdot \cos\alpha \tag{4.23}$$

$$y = r \cdot \sin\beta \cdot \cos\alpha \tag{4.24}$$

$$z = r \cdot \sin \alpha \tag{4.25}$$

4.2.3. Signalaufwertung

Um eine gute Positionsbestimmung des Meteors zu gewährleisten und das SNR, vor allem für schwache Signale, zu erhöhen, findet vor der Positionsberechnung eine Datenaufarbeitung statt. Zunächst erfolgt für jede IPP eine Mittelung über alle Entfernungskanäle mit einem SNR >= 7dB. Das betrifft sowohl die Entfernung r des Signals, als auch die Korrelationen aus Gleichung 4.7, welche sich wie in Abbildung 4.3 zu sehen ist aufgrund der Pulslänge über mehrere Samples erstreckt.

$$r_{IPP} = \frac{1}{n} \sum_{i=1,SNR_i \ge 7dB}^{n} r_i$$
 (4.26)

$$(S_A S_B^*)_{IPP} = \frac{1}{n} \sum_{i=1,SNR_i \ge 7dB}^n (S_A S_B^*)_i$$
(4.27)

Es wird also über alle Messwerte eines zurückgestreuten Radarimpulses gemittelt. Ohne Rausch-, Mess- und Impulslängenfehler sollten die einzelnen Messwerte für ein IPP daher die gleiche Ortsinformation ergeben. Im Weiteren werden die erhaltenen Entfernungs-, Korrelations- und Zeitwerte für jeweils 4 aufeinanderfolgende IPPs gemittelt. Bei der anschließenden Bestimmung der Phasendifferenz $\Delta \Phi$ kann es aufgrund der 2π -Periodizität zu Phasensprüngen kommen. Ist der Wegunterschied des



Abbildung 4.7.: Phasendifferenzen $\Delta \Phi$ des Meteorsignals M1 zwischen den Empfängern 8-2 und 8-4

Signals zwischen zwei Empfängern zu groß, springen die Phasendifferenzen zwischen $+\pi$ und $-\pi$. Ohne ein Phaseunwrapping, also ein Aufaddieren von $\pm\pi$ an den entsprechenden Stellen, gäbe es einen Mehrdeutigkeitsbereich, in dem alle Ortsmesspunkte liegen. Die Strahl- und Geometrieeigenschaften von MAARSY lassen dieses Problem jedoch relativ selten auftreten, da die meisten Meteorsignale aus der Hauptkeule kommen und sich diese innerhalb des Mehrdeutigkeitsbereiches befindet. Abbildung 4.7 zeigt die Phasendifferenzen zwischen den Empfängern 8-2 und 8-4 des Beispielmeteors M1. Während Abbildung 4.7 (a) die ungemittelten Messwerte zeigt, ist in Abbildung 4.7 (b) eine deutliche Aufwertung der Phasenlage nach Anwendung der kohärenten Mittelung zu erkennen.

4.2.4. Ergebnis der Positionsbestimmung

Als Resultat der interferometrischen Berechnungen ergibt sich eine Reihe von Ortskoordinaten des Meteorsignals. Jedem Ort kann dabei zusätzlich eine Zeit und ein entsprechendes SNR zugeordnet werden. Die so erhaltene Trajektorie kann anschließend für weitere Eigenschaftsbestimmungen des Meteors genutzt werden. Abbildung 4.8 zeigt die Trajektorie des Meteors M1. Die Angabe des Ortes im Zenitdistanzwinkel $\Theta_{x,y}$ erlaubt einen Vergleich mit den Parametern des Radars über alle Höhen hinweg.

$$\Theta_x = \arctan \frac{x}{z} \tag{4.28}$$

$$\Theta_y = \arctan \frac{y}{z} \tag{4.29}$$

Der Mehrdeutigkeitsbereich lässt sich mit Hilfe der Gleichung 4.8 und $\Delta d = d_{A-B} \sin \Theta$ für jedes Empfängerpaar bestimmen:

$$\sin\Theta = \frac{\lambda\Delta\Phi}{2\pi d_{A-B}} \tag{4.30}$$

Für die Parameter von MAARSY ($\lambda = 5, 6m, d_{A-B} = 28m$) und der maximalen Phasendifferenz $\Delta \Phi_{max} = \pm \pi$ ergibt sich $\Theta_{max} = \pm 5, 77^{\circ}$. Dieser Bereich ist in Abbildung 4.8 durch ein grünes Sechseck gekennzeichnet. Die roten Kreise zeigen die Minima im Stahlungsfeld von MAARSY (Vergleich Abbildung 3.3). Unmittelbar um die roten Linien herum sind kaum Messwerte zu erwarten. Es ist gezeigt, dass der Mehrdeutigkeitsbereich sich mittig in der ersten Nebenkeule des Strahlungsfeldes befindet. Da die meisten Meteore innerhalb der Hauptkeule registriert werden, ist das Phaseunwrapping lediglich bei wenigen Meteoren mit einem großen Reflektionsvermögen notwendig. Der Meteor M1 ist ein gutes Beispiel um den Übergang von Haupt- zur Nebenkeule zu demonstrieren. Das kurzzeitige Verschwinden des Echos im SNR (Abbildung 4.3) und die dazugehörige Trajektorie (Abbildung 4.8) verifizieren das Strahlungsfeld von MAARSY. Weiterhin ist in der Abbildung gut zu erkennen, dass der Meteor aus nordöstlicher Richtung kommt und die Ablation erst mittig im Strahlungsfeld einsetzt. Der Dunkelflug, vor dem Einsetzen der Ablation, ist durch das Radar nicht zu erfassen.

4.2.5. Trajektorienparameter

Zur Bestimmung der Trajektorienparameter (Azimut-, Höhenwinkel und Geschwindigkeit des Meteors) werden die aus der Interferometrie erhaltenen, kartesischen Koordinaten x, y und z über die Zeit gefittet.



Abbildung 4.8.: Azimutdistanz Θ in x- und y-Richtung des Meteors M1 mit farbkodierter Höhe, grünes Sechseck zeigt den Mehrdeutigkeitsbereich, rote Kreise sind Minima in MAARSYs Strahlendiagramm

$$x = v_x t + x_0, \quad v_x = \frac{\Delta x}{\Delta t} \tag{4.31}$$

$$y = v_y t + y_0, \quad v_y = \frac{\Delta y}{\Delta t}$$
 (4.32)

$$z = v_z t + z_0, \quad v_z = \frac{\Delta z}{\Delta t} \tag{4.33}$$

Aus dem linearen Fit wird so die Geschwindigkeit des Meteors entlang der drei Achsen gewonnen. Für die absolute Geschwindigkeit v und den zugehörigen Fehler ergibt sich:

$$v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}$$
(4.34)

$$u_v = \sqrt{\frac{v_x^2 u_x^2}{v^2} + \frac{v_y^2 u_y^2}{v^2} + \frac{v_z^2 u_z^2}{v^2}}$$
(4.35)

Bei der Berechnung des Azimutwinkels φ und des Höhenwinkels ϑ des Meteors werden aus Gründen der Fehlerminimierung zwei unterschiedliche Berechnungsvarianten verwendet. Legt ein Meteor die größte Strecke entlang der x-Achse zurück (vorwiegend aus östlicher bzw. westlicher Richtung), so erfolgt die Winkelberechnung vorwiegend über den v_x -Wert:

$$\varphi = \frac{\pi}{2} - \arctan\left(\frac{v_y}{v_x}\right) \tag{4.36}$$

$$u_{\varphi} = \sqrt{\left(\frac{-v_y u_x}{v_x^2 + v_y^2}\right)^2 + \left(\frac{u_y}{v_x + \frac{v_y^2}{v_x}}\right)^2}$$
(4.37)

$$\vartheta = \arctan\left(\sin\left(\varphi\right)\frac{v_z}{v_x}\right)$$
(4.38)

$$u_{\vartheta} = \sqrt{\left(\frac{-\sin(\varphi)v_{z}u_{x}}{v_{x}^{2}\left(\frac{\sin^{2}(\varphi)v_{z}^{2}}{v_{x}^{2}}+1\right)^{2}}\right)^{2} + \left(\frac{\sin(\varphi)u_{z}}{v_{x}\left(\frac{\sin^{2}(\varphi)v_{z}^{2}}{v_{x}^{2}}+1\right)^{2}}\right)^{2} + \left(\frac{\cos(\varphi)v_{z}u_{\varphi}}{v_{x}\left(\frac{\sin^{2}(\varphi)v_{z}^{2}}{v_{x}^{2}}+1\right)^{2}}\right)^{2} + \left(\frac{\cos(\varphi)v_{z}u_{\varphi}}{v_{x}^{2}}+1\right)^{2} + \left(\frac{\cos(\varphi)v_{z}^{2}}{v_{x}^{2}}+1\right)^{2}\right)^{2} + \left(\frac{\cos(\varphi)v_{z}}{v_{x}^{2}}+1\right)^{2} + \left(\frac{\cos(\varphi)v_{z}^{2}}{v_{x}^{2}}+1\right)^{2}\right)^{2} + \left(\frac{\cos(\varphi)v_{z}^{2}}{v_{x}^{2}}+1\right)^{2} + \left(\frac{\cos(\varphi)v_{z}^{2}}{v_{x}^{2}}+1\right)^{2}\right)^{2} + \left(\frac{\cos(\varphi)v_{z}^{2}}{v_{x}^{2}}+1\right)^{2} + \left(\frac{\cos(\varphi)v_{z}^{2}}{v_{x}^{2}}+1\right)^{2} + \left(\frac{\cos(\varphi)v_{z}^{2}}{v_{x}^{2}}+1\right)^{2}\right)^{2} + \left(\frac{\cos(\varphi)v_{z}^{2}}{v_{x}^{2}}+1\right)^{2} + \left(\frac{\cos(\varphi)v_{z}^{2}$$

Für Meteore aus nördlicher bzw. südlicher Richtung ergibt sich:

$$\varphi = \arctan\left(\frac{v_x}{v_y}\right) \tag{4.40}$$

$$u_{\varphi} = \sqrt{\left(\frac{-v_{x}u_{y}}{v_{x}^{2} + v_{y}^{2}}\right)^{2} + \left(\frac{u_{x}}{v_{y} + \frac{v_{x}^{2}}{v_{y}}}\right)^{2}}$$
(4.41)

$$\vartheta = \arctan\left(\cos\left(\varphi\right)\frac{v_z}{v_y}\right)$$
(4.42)

$$u_{\vartheta} = \sqrt{\left(-\frac{\cos(\varphi)v_{z}u_{y}}{v_{y}^{2}\left(\frac{\cos^{2}(\varphi)v_{z}^{2}}{v_{y}^{2}}+1\right)^{2}}\right)^{2} + \left(\frac{\cos(\varphi)u_{z}}{v_{y}\left(\frac{\cos^{2}(\varphi)v_{z}^{2}}{v_{y}^{2}}+1\right)^{2}}\right)^{2} + \left(-\frac{\sin(\varphi)v_{z}u_{\varphi}}{v_{y}\left(\frac{\cos^{2}(\varphi)v_{z}^{2}}{v_{y}^{2}}+1\right)^{2}}\right)^{2}$$
(4.43)

Für die Berechnung des Arkustangenz muss die Quadrantenzuordnung über die Vorzeichen der jeweiligen *v*-werte erfolgen. Die berechneten Werte für den Beispielmeteor M1 betragen:

$$v = (37, 65 \pm 0, 09) km/s$$

 $\varphi = (42, 8 \pm 1, 6)^{\circ}$
 $\vartheta = (48, 2 \pm 0, 8)^{\circ}$

Der angegebene Fehler ist aus den Standardfehlern der linearen Fits abgeleitet.

Kapitel 5.

Meteor-Kopf-Echo Messungen während der ECOMA-Kampagne 2010

Während der ECOMA-Kampagne im Jahr 2010 wurde MAARSY das erste mal in dem Modus für Meteor-Kopf-Echos betrieben. Der Kampagnenbetrieb ging dabei vom 7.-21. Dezember, wobei es aufgrund der Durchführung mehrerer Experimente zu keiner durchgehenden Messung kam. Abbildung 5.1 zeigt die Verteilung der Messzeiten innerhalb der Kampagne. Während der 15 Tage wurden zwischen 0-92 Messungen pro Stunde, mit einem Durchschnitt von 5,6 $\frac{min}{h}$, absolviert. Das entspricht etwa 29 Messreihen/h mit einer Dauer von je 11,7 Sekunden (siehe Kapitel 4.1.2). Ein großer Teil der Messzeit erfolgte zur Zeit des Geminidenmeteorschauers (Vergleich Tabelle 2.1). Während der maximalen Aktivität des Schauers am 13. Dezember wurde die Messzeit zudem erhöht. Die Gesamtmessdauer beträgt in etwa 29,5 Stunden.





Mit den im vorigen Kapitel beschriebenden Suchkriterien wurden dabei 1781 Meteorevents detektiert und ausgewertet. 162 der Events stellten sich nachträglich als fehlerhaft heraus und wurden aussortiert. Die folgenden Statistiken beruhen somit auf der interferometrischen Auswertung von 1619 Meteor-Kopf-Echos nach dem im Kapitel 4 beschriebenen Prinzip.

5.1. Zählraten

Da die Meteorzählrate abhängig vom Meteorradianten ist, ist es von Bedeutung wann eine Messung stattfindet, bzw. wann die Meteore detektiert werden. Abbildung 5.2 (a) zeigt wieviel der Meteore zu welcher Tageszeit beobachtet wurden. In Abbildung 5.2 (b) wurden die Zählraten mit den unterschiedlichen Messzeiten aus Abbildung 5.1 korrigiert und auf volle Stunden hochgerechnet. Während in den Morgenstunden die hochgerechnete Meteorzählrate um die 90 Meteore/h beträgt, fällt sie in den Nachmittagstunden auf bis zu 20 Meteore/h ab. Ursache dieser sehr starken Variation ist die in Kapitel 2.2.4 erwähnte sporadische Apex-Quelle. Meteore aus der Apex-Quelle können die schnellsten geozentrischen Geschwindigkeiten erreichen, was zu einer stärkeren Ionisation führt und sie für das Radar leichter zu entdecken sind als die Meteore der anderen Quellen. Am Nachmittag wird dann entgegen der Bewegungsrichtung der Erde gemessen, wodurch weniger Meteore auftreten und ihre geozentrische Geschwindigkeit kleiner ist. Die Meteore müssen dann um den gleichen Energieeintrag zu erreichen eine größere Masse besitzen.





(a) Histogramm zum Detektionszeitraum der Meteore

(b) Korrigiertes Histogramm unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Messzeiten



5.2. Höhenverteilung

Die mittleren gemessenen Meteorhöhen wurden aus dem Mittelwert der Anfangs- und der Endhöhe bestimmt. Da die gemessene Höhe hauptsächlich von der Signalentfernung abhängt, ist hier die Unsicherheit aufgrund der Entfernungsauflösung von 7,2 km sehr groß. Weiterhin wird nicht bei allen Meteoren der komplette Ablationsprozess gemessen, sondern findet teilweise auch außerhalb des Messvolumens statt. Dennoch lassen sich anhand des Histogramms in Abbildung 5.3 Aussagen über die Ablationshöhen der detektierten Meteore treffen.



Abbildung 5.3.: mittlere Höhen der gemessenen Meteore

90% aller Meteore wurden in einer Höhe von 110 km oder weniger detektiert. Dieser Höhenwert wird in [Westman et al., 2004] als cutoff-Höhe definiert. Die cutoff-Höhe ist im wesentlichen durch die Plasmafrequenz ω_P bestimmt und somit von der Elektronendichte n_e abhängig:

$$\omega_P = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} \tag{5.1}$$

mit *e* der Elementarladung, ϵ_0 der elektrischen Feldkonstante und m_e der Elektronenmasse. Ein Plasma ist für Frequenzen oberhalb der Plasmafrequenz transparent, wodurch eine Detektion nicht mehr möglich ist. Die freie Weglänge l_{∞} der neutralen Atmosphäre legt im wesentlichen die Elektronendichte des Plasmas um den Meteor-Kopf fest und ergibt sich aus der Neutralgasdichte n_0 und dem Wirkungsquerschnitt der Moleküle σ_0

$$l_{\infty} = \frac{1}{\sqrt{2}n_0\sigma_0}.$$
(5.2)

Ist die freie Weglänge zu groß, kann sich das Plasma des Meteor-Kopfes auf ein weiträumiges Kugelvolumen mit dem Radius l_r ausdehnen, wodurch die zur Reflektion des Radarsignals benötigte Elektronendichte nicht mehr erreicht wird. Der Plasmaradius ergibt sich nach [Westman et al., 2004] mit einer Näherung für große Reynold-Zahlen zu:

$$l_r = \frac{v_r}{v_\infty n_0 \sigma_0} \sim \frac{6.3}{M} l_\infty.$$
(5.3)

Hier ist v_r die Geschwindigkeit der aus dem Meteoroiden emittierten bzw. reflektierten Moleküle, v_{∞} die thermische Geschwindigkeit der umgebenden Luftmoleküle und M die Mach-Zahl des Meteors. Auf diesem Wege lassen sich bei konstanter Messfrequenz Rückschlüsse auf die Variation der Atmosphärendichte schließen. So wurde beispielsweise in [Stober et al., 2012a] die mittlere Ablationshöhe der Meteore, gemessen mit den Standardmeteorradar, genutzt um relative Neutralgasdichtevariationen in der Atmosphäre zu bestimmen. Andersherum kann, durch eine Messfrequenzvariation die cutoff-Höhe verändert werden.

Ein weiterer Effekt, der sich auf die Höhenverteilung der detektierten Meteore auswirken kann, ist der Faraday-Effekt [Elford and Taylor, 1997]. Durch das Magnetfeld der Erde kann die Polarisationsebene der ausgesendeten elektromagnetischen Welle aus der Empfangsebene gedreht werden. Der Drehwinkel ist dabei sowohl von dem zugrunde liegenden Elektronendichteprofil, als auch von der Weglänge abhängig, wodurch entferntere Meteore stärker betroffen sind.

5.3. Astronomische Koordinatensysteme

5.3.1. Radiantenkarte

Aus den ermittelten Azimut- und Höhenwinkeln der Meteore (φ , ϑ), den Detektionszeiten (Jahr, Monat, Tag, Stunde, Minute, Sekunde) und den Koordinaten des Beobachtungsstandortes (Latitude $B = 69, 30^{\circ}N$, Longitude $L = 16, 04^{\circ}O$) lassen sich die Radianten (Rektaszension *a* und Deklination δ) der Meteore bestimmen. Diese Transformation der Horizontkoordianten in das rotierende Äquatorialsystem ermöglicht die genauere Untersuchung der Meteorquellen. Die Koordinatenumrechnung wird dabei nach den Formeln und Algorithmen von [A.Vallado, 2007] durchgeführt. Zuerst erfolgt dabei die Umrechnung des Detektionsdatums in das Julianische Datum (JD). Das Julianische Datum ist eine fortlaufende Anzahl an Tagen seit dem 1. Januar 4713 v.Chr. um 12:00 Uhr, wodurch alle Informationen von Datum und Uhrzeit in einer Zahl enthalten sind und Probleme, wie beispielsweise Schaltjahre und unterschiedlich lange Monate, umgangen werden.

$$JD = 367 \cdot year \cdot -int \left\{ \frac{7(\cdot year + int \left\{ \frac{month+9}{12} \right\})}{4} \right\} + int \left\{ \frac{275 \cdot month}{9} \right\} + day + 1721013, 5 + \frac{\frac{sec}{60} + min}{60} + hour}{24}$$
(5.4)

In der Astronomie wird meist mit Julianischen Jahrhunderten in Bezug auf eine Standardepoche gerechnet. Für die Standardepoche J2000.0 ergibt sich T_{UT1} zu:

$$T_{UT1} = \frac{JD - 2451545}{36525} \tag{5.5}$$

Aus T_{UT1} lässt sich wie folgt die Greenwich-Sternzeit Θ_{GMST} (Greenwich Mean Siderial Time) berechnen:

$$\Theta_{GMST} = 67310,54871 + (876600 \cdot 3600 + 8640184,812866) \cdot T_{UT1} + 0.093104 \cdot T_{UT1}^2 - 6,2 \cdot 10^{-6} \cdot T_{UT1}^3$$
(5.6)

Um die lokale Sternzeit Θ_{LST} (Local Star Time) zu erhalten muss noch die geographische Länge addiert werden.

$$\Theta_{LST} = \Theta_{GMST} + L \tag{5.7}$$

Der Stundenwinkel (LHA, Local Hour Angle) des Meteors erschließt sich aus der Winkelbeziehung (Vorzeichen im Zähler und Nenner bestimmen den Quadranten des Arkustangens):

$$LHA = \arctan\left(\frac{\frac{\sin\varphi\cos\vartheta}{\cos\delta}}{\frac{\sin\vartheta-\sin\delta\sin B}{\cos\delta\cos B}}\right)$$
(5.8)

, so dass letztendlich die Rektaszension a aus der Differenz von LHA und Θ_{LST} erhalten wird.

$$a = \Theta_{LST} - LHA \tag{5.9}$$

Die Deklination δ berechnet sich mithilfe von Azimut-, Elevationswinkel und der geographischen Breite:

$$\delta = \arcsin\left(\sin\vartheta\sin B + \cos\vartheta\cos B\cos\varphi\right) \tag{5.10}$$

Abbildung 5.4 zeigt das Ergebnis der Radiantenberechnung aller Meteore. Für diese Abbildung wurde eine Radiantendichte mit einer Gitterauflösung von $4^{\circ} \times 4^{\circ}$ errechnet und auf den Maximalwert normiert.



Abbildung 5.4.: Radiantenkarte der Meteoraktivität, die Auflösung beträgt $4^{\circ} \times 4^{\circ}$, die Anzahl wurde auf das Maximum normiert

Die größte Intensität auf der Radiantenkarte tritt bei einer Rektaszension von $112, 5^{\circ}$ und einer Deklination von 33° auf. Dieser Wert stimmt mit dem Radianten der Geminiden aus Tabelle 2.1 sehr gut überein. Der zur Zeit der Messung aktive Geminidenschauer ist somit in den Messdaten eindeutig wiederzuerkennen und bestätigt die Funktionsfähigkeit des Messverfahrens und die korrekte Umrechnung der Koordinatensysteme. Eine weitere Meteorquelle befindet sich mittig im Koordinatensystem mit einem Radianten von etwa 180° Rektaszension und 20° Deklination. Dieser wesentlich diffusere Radiant kann der nördlichen Apex-Quelle zugeordnet werden. Da nur über einen Zeitraum von wenigen Tagen gemessen wurde, ist eine Häufung dieser Quelle bereits in diesem Koordinatensystem ersichtlich. Das es sich dabei um die Apex-Quelle

handelt geht auch aus dem Tagesgang in Abbildung 5.2 und dem heliozentrischen Koordinatensystem aus Abbildung 5.5 (b) hervor. Aufgrund der geographischen Lage des Radars können nur Meteore mit einer minimalen Deklination von etwa -20° beobachtet werden, wodurch die fehlende Meteoraktivität im unteren Bereich der Grafik zu erklären ist.

5.3.2. Heliozentrische Karte

Für eine eindeutige Zuordnung der sporadischen Meteore erfolgt eine weitere Koordinatentransformation in das heliozentrisch, ekliptische Koordinatensystem (ϕ_h heliozentrische (ekliptische) Breite; λ_h heliozentrische Länge; Vergleich Abbildung 2.4). Dazu ist es nötig zunächst die ekliptischen Koordinaten (ϕ_e , λ_e) aus dem Meteorradianten (a, δ) und der Ekliptik $\epsilon = 23, 439^{\circ}$ zu bestimmen (nach [A.Vallado, 2007]):

$$\phi_e = \arcsin\left(-\cos\delta\sin a\sin\epsilon + \sin\delta\cos\epsilon\right) \tag{5.11}$$

$$\lambda_e = \arctan\left(\frac{\frac{\cos\delta\sin a\cos\epsilon + \sin\delta\sin\epsilon}{\cos\phi_e}}{\frac{\cos\delta\cos a}{\cos\phi_e}}\right)$$
(5.12)

Die Vorzeichen im Arkustangens sind für die Quadrantenbestimmung von Bedeutung. Nun wird die Position der Sonne während der Meteorereignisse in ekliptischen Koordinaten bestimmt. Während die ekliptische Breite der Sonne per Definition $\phi_{Sun} = 0^{\circ}$ beträgt, berechnet sich ihre ekliptische Länge λ_{Sun} nach [A.Vallado, 2007] in guter Näherung aus ihrer mittleren ekliptischen Länge $\lambda_{M_{\odot}}$ und der mittleren Anomalie M_{\odot} .

$$\lambda_{M_{\odot}} = 280,460^{\circ} + 36000,771 \cdot T_{UT1}$$
(5.13)

$$M_{\odot} = 357,527723^{\circ} + 35999,05034 \cdot T_{UT1}$$
(5.14)

$$\lambda_{Sun} = \lambda_{M_{\odot}} + 1,914666471^{\circ} \sin(M_{\odot}) + 0,019994643 \sin(2M_{\odot})$$
(5.15)

Für die heliozentrischen ekliptischen Koordinaten wird die Sonne letztendlich in den Koordinatenursprung projeziert:

$$\phi_h = \phi_e \tag{5.16}$$

$$\lambda_h = \lambda_e - \lambda_{Sun} \tag{5.17}$$

In Abbildung 5.5 ist die normierte Meteordichte in heliozentrischen Koordinaten aufgetragen. Die Farbskala wurde logarithmisch gewählt um die, im Vergleich zum starken Geminidenschauer, schwachen sporadischen Quellen sichtbar zu machen. Mit eingezeichnet sind die Positionen der sporadischen Quellen (rote Kreise, Vergleich Abbildung 2.4). Wie bereits erwähnt, zeichnet sich die nördliche Apex-Quelle von allen sporadischen Quellen am deutlichsten ab. Ihr Maximum befindet sich bei 270° heliozentrischer Länge und 15° heliozentrischer Breite. Die Antihelion-Quelle ($\lambda_h = 190^{\circ}$, $\phi_h = 0^\circ$) ist we sentlich schwächer ausgeprägt und wird leicht mit dem Geminidenschauer überlagert. Zuletzt ist die nördliche Ringquelle bei $\lambda_h = 0^\circ$ und $\phi_h = 60^\circ$ zu erwähnen. Sie besitzt von den drei sporadischen Quellen die geringste Intensität und ist in der Messreihe nur durch wenige Meteore gekennzeichnet.



heliozentrische ekliptische Länge

Abbildung 5.5.: Heliozentrische Meteorintensität; rote Kreise zeigen Positionen der nördlichen Apex-Quelle (NA), der Antihelion-Quelle (AH) und der nördlichen Ringquelle (NR)

5.4. Meteorgeschwindigkeiten

Die gemessenen Meteorgeschwindigkeiten decken den theoretischen Geschwindigkeitsbereich aus Kaptiel 2.2.3 ab. Lediglich 15 Meteore sind schneller als 72,5 km/s, wobei das Maximum bei 77,2 km/s liegt, was auf eine parabolische Umlaufbahn hindeutet. Das Geschwindigkeitshistogramm in Abbildung 5.8 weist zwei Peaks in der Geschwindigkeitsverteilung auf. Der größere Peak bei etwa 60 km/s ist das Resultat der nördlichen Apex-Quelle. Die heliozentrische Meteorkarte mit farblich kodierter Geschwindigkeit in Abbildung 5.7 bestätigt diese Zuordnung. Nahezu alle Meteore mit Geschwindigkeiten von über 50 km/s befinden sich in dem Bereich der diffuseren Aktivitätsregion aus Abbildung 5.5. Diese geozentrischen Geschwindigkeiten können in erster Linie nur durch einen retrograden Orbit erreicht werden, wodurch sie zwangsläufig aus der Richtung des Apex auf die Erde treffen.



Abbildung 5.6.: Radiantenkarte der 1619 Meteore mit farblich kodierter Geschwindigkeitsverteilung

Der zweite Peak befindet sich bei einer Geschwindigkeit von etwa 35 km/s, was der Geminidengeschwindigkeit entspricht. Jedoch kann der Peak nur teilweise durch den Meteorschauer erklärt werden. In Abbildung 5.8(b) wurden die potentiellen Geminidenmeteore (Vergleich Kapitel 5.5) entfernt, trotzdessen ist ein erhöhtes Meteorvorkommen in diesem Geschwindigkeitsbereich zu verzeichnen. Die Karte aus Abbildung 5.7 zeigt das Auftreten dieser Meteorgeschwindigkeiten in der Antihelion-Quelle, der nördlichen Ringquelle und in einem Ring um die Apex-Quelle herum. Zu Vergleichszwecken sind in Abbildung 5.8 (b) die Geschwindigkeitsverteilungen der sporadischen Meteor-Kopf-Echos anderer Radarsysteme mit eingezeichnet. Bei den Mes-



Abbildung 5.7.: Heliozentrische Karte der 1619 Meteore mit farblich kodierter Geschwindigkeitsverteilung



Abbildung 5.8.: Histogramme zu den Geschwindigkeitsverteilungen der Meteore

sungen des MU Radars ($34, 85^{\circ}N, 131, 10^{\circ}O$) [Kero et al., 2011] handelt es sich um Messungen während des 19.-21. Oktobers 2009. Die Jicamarca-Messungen ($11, 95^{\circ}S, 76, 87^{\circ}W$) sind vom 25. Februar 2003. In allen drei Geschwindigkeitsverteilungen dominieren Meteore mit retrogeradem Orbit, dennoch unterscheiden sich die Histogramme sehr stark voneinander. Der Geschwindigkeitspeak bei etwa 35 km/s ist bei [Kero et al., 2011] wesentlich geringer ausgeprägt als bei den MAARSY-Messungen. In der Arbeit von [Chau and Woodman, 2004] ist dieser Peak gar nicht vorhanden. Auch die Hauptmaxima der Geschwindigkeitsverteilungen unterscheiden sich. Eine mögliche Ursache für diese doch sehr starken Diskrepanzen könnten die unterschiedlichen Breitengrade der Radarsysteme sein. Die ohnehin in den Messungen dominierende Apex-Quelle tritt in Äquatornähe aufgrund der günstigeren Winkelpositionen eventuell noch mehr in den Vordergrund. Andere mögliche Faktoren sind die abweichenden Messzeiten und Unterschiede in den technischen Parametern der Radarsysteme.

5.5. Geminidenmeteore

Eine Unterscheidung zwischen Geminidenmeteor und sporadischem Hintergrund erfolgt hier anhand des Meteorradianten und seiner Geschwindigkeit. Diese Unterscheidung ist nicht eindeutig, was dazu führen kann, dass vereinzelt auch sporadische Meteore dem Schauer zugeordnet werden. Als potentielle Geminidenmeteore werden alle Meteore innerhalb der Messung bezeichnet, deren Rektaszensionen $112^{\circ} \pm 10^{\circ}$, Deklinationen $33^{\circ} \pm 5^{\circ}$ und Geschwindigkeiten 35 ± 5 km/s betragen. Diese Kriterien treffen auf 137 Meteore zu, was etwa 8, 5% aller gemessenen Meteore entspricht.

Aufgrund der Erdbewegung wandert der Radiant der Geminiden während des Schauers. Nach den optischen Beobachtungen der IMO ([www.imo.net, 2012]) wandert der Schauer vom 5. Dezember bis 20. Dezember um 15° in Rektaszension von 103° auf 118°. Die Deklination ändert sich hingegen nur leicht in der letzten Phase des Schauers von 33° auf 32°. Trotz der geringen Statistik von lediglich 137 Meteoren ist auch in den MAARSY-Daten ein solcher Trend im Geminidenradianten erkennbar. Abbildung 5.9 zeigt die Variation des Radianten der potentiellen Geminidenmeteore im Tagesmittel im Vergleich zu den optischen Werten der IMO. Die geringe Veränderung der Deklination ist in den Daten kaum aufzulösen. Zwar ist in den MAARSY-Daten ein leichtes Absinken der Deklination im rechten Bereich der Abbildung 5.9 zu erkennen, doch schwankt der Wert generell in einer Größenordnung von 1°. Bei der Rektaszen-



Abbildung 5.9.: Radiantenentwicklung der Geminiden; blau: MAARSY (Tagesmittelwerte); rot: IMO ([www.imo.net, 2012])

sion verhält es sich anders. Der Anstieg der Rektaszension über die Tage in Abbildung 5.9 (b) stimmt mit den Angaben der IMO mit etwa $1^{\circ}/Tag$ weitestgehend überein. Lediglich der Wert am 18. Dezember weicht stark von diesem Trend ab, beinhaltet jedoch auch nur vier potentielle Geminiden. Generell liegt der Wert der Rektaszension etwa 2° über den Werten der IMO. Da es nicht ersichtlich ist wie und in welchem Zeitraum die Daten der IMO ermitteln wurden, kann an dieser Stelle nicht überprüft werden, ob es sich um eine messtechnische oder physikalisch verursachte Diskrepanz handelt. Zu erwähnen ist, dass aufgrund der Erdbewegung und ihrer Anziehungskraft noch eine Korrektur des Eintrittswinkels der Meteore, sowie ihrer Geschwindigkeit erfolgen muss. Diese benötigten Korrekturen sind in [Szasz, 2008] beschrieben, wurden an dieser Stelle jedoch noch nicht durchgeführt. Eine mögliche physikalische Erklärung für diese Abweichung könnte auch die in Kapitel 2.2.2 erwähnte größenabhängige Teilchenseparation im Meteorschauer sein, da es sich bei den optischen Meteoren der IMO generell um größere Partikel handelt als bei den gemessenen Meteor-Kopf-Echos. Eine Korrelation zwischen Teilchengröße und Radiant wäre somit denkbar, kann an dieser Stelle jedoch nicht ausreichend untersucht werden.

5.6. Fehlerstatistik

Aufgrund der unterschiedlichen Signalstärke der detektierten Meteore, variiert auch der Einfluss der Rauschstörung bei der Trajektorienbestimmung. Auch die Länge der Trajektorie innerhalb des Radarstrahls beeinflusst die Größe der Fehler der Trajektorienparameter. In den Abbildungen 5.10 (a)-(c) sind die Fehler der Meteorparameter in Histogrammform aufgetragen. Berechnet wurden die Unsicherheiten nach den Gleichungen 4.37, 4.41, 4.39 4.43 und 4.35, wobei für die Größen u_x, u_y und u_z die Standardfehler aus den linearen Fits verwendet wurden.



Abbildung 5.10.: Histogramme zu den Fehlern der detektierten Meteore

Bei allen Histogrammen ist der Peak bei absoluten Fehlerwerten von unter 1° bzw 1 km/s zu finden. Die Eintrittswinkel der meisten Meteore können also mit einer Genauigkeit von 1° bestimmt werden. 91% aller Azimutwinkel haben einen Standardfehler von unter 2°. Für die Elevationswinkel betrifft dies sogar 97%. 99, 7% der Geschwindigkeiten besitzen einen Standardfehler von unter 2 km/s. Meteore mit größeren Abso-

lutfehlerwerten als 3 wurden aus der Statistik entfernt. Bei solch hohen Fehlerwerten handelt es sich um größere Störquellen, wie beispielsweise Meteor-Trails oder das Eintreffen mehrerer Meteore zur gleichen Zeit.

Kapitel 6.

Radarquerschnitt

6.1. RCS-Berechnung

Der Radarquerschnitt (Radar cross sections, RCS) ist ein Maß für die Reflektionsstärke eines mit dem Radar detektierten Objektes. Im Falle eines Meteors lassen sich mithilfe des RCS somit Rückschlüsse über die Größe des erzeugten Meteorplasmas, also seine Helligkeit, gewinnen. Die Berechnung des RCS erfolgt über eine Umstellung der allgemeinen Radargleichung [Skolnik, 1990, Baggaley, 2002, Kero et al., 2008]:

$$RCS = \frac{(4\pi)^3 P_R R_R^2 R_T^2}{G_R(\Theta_x, \Theta_y) G_T(\Theta_x, \Theta_y) \lambda^2 \Psi_R P_T}$$
(6.1)

Hierbei sind $P_{R,T}$ die empfangende/gesendete Leistung, $R_{R,T}$ die Entfernungen des Objektes von der Empfangs-/Sendeantenne, $G_{R,T}$ der Antennengewinn der Empfangs-/Sendeantenne, λ die verwendete Wellenlänge und Ψ_R ein Polarisationsfaktor zwischen Empfangs- und Sendeantenne. Da bei MAARSY zum Senden und Empfangen die selben Antennen benutzt werden, vereinfacht sich die Gleichung in Hinblick auf die Entfernung, den Antennengewinn und den Polarisationsfaktor.

$$R_R = R_T = r$$
$$G_R(\Theta_x, \Theta_y) = G_T(\Theta_x, \Theta_y) = G(\Theta_x, \Theta_y)$$
$$\Psi_R = 1$$

$$RCS = \frac{(4\pi)^3 r^4 P_R}{G^2(\Theta_x, \Theta_y)\lambda^2 P_T}$$
(6.2)

Aus der interferometrischen Analyse des Meteor-Kopf-Echos ist sowohl der Abstand r, als auch die Position $\Theta_{x,y}$ innerhalb des Radarstrahls bekannt. Um den Wert des Antennengewinns G für diese Meteor-Kopf-Position zu erhalten, wird ein NEC-Modell (Numerical Electromagnetics Code) verwendet. Für den Antennengewinn im Empfangsfall wurden diese Modellwerte bereits mithilfe von galaktischen Radioquellen überprüft, wobei eine gute Übereinstimmung festgestellt wurde [Renkwitz et al., 2012]. Die abgestrahlte Leistung P_T des gesamten Radarsystems ergibt sich aus der Anzahl der Einzelantennen $N_{Antennen}$ multipliziert mit der Antennenleistung $P_{Antenne} = 2$ kW.

$$P_T = N_{Antennen} \cdot P_{Antenne} \tag{6.3}$$

Zur Zeit der Geminidenmessung standen 343 Antennen zur Verfügung was einer transmittierten Leistung von $P_T = 686$ kW entspricht. Die empfangene Leistung P_R ergibt sich aus dem Signal-zu-Rausch-Verhältnis SNR, der verwendeten Bandbreite f_B und der zur Zeit der Messungen vorherrschenden Rauschtemperatur T_n (mit k_B der Boltzmann-Konstanten) [Kero et al., 2008, Janches et al., 2008].

$$P_R = SNR \cdot T_n k_B f_b \tag{6.4}$$

6.2. Rauschtemperatur

Da das SNR des Meteor-Kopfes nur ein Verhältniswert zwischen Signalstärke und Hintergrundrauschen ist, wird für eine quantitative Skalierung ein Absolutwert der Rauschtemperatur benötigt. Die Rauschtemperatur setzt sich aus zwei Komponenten zusammen:

$$T_n = T_{sys} + \frac{T_{sky}}{2} \tag{6.5}$$

Bei der Systemrauschtemperatur T_{sys} handelt es sich um einen, aufgrund des Eigenrauschens der Bauelemente, stetigen Rauschwert des Radarsystems, welcher sich bei MAARSY auf $T_{sys} = 585$ K beläuft [Renkwitz et al., 2012]. Die zweite Komponente T_{sky} ist stark richtungsabhängig und variiert um mehrere 10000 K (siehe Abbildung 6.1). Sie ist ein Resultat der galaktischen Radioquellen und hauptsächlich durch die Milchstraße und verschiedene Pulsare geprägt. In der Gleichung 6.5 steckt die Annahme, dass es sich bei den galaktischen Radioquellen um zirkular polarisierte Wellen handelt. Während der Geminidenkampagne wurde lediglich linear polarisiert gemessen, wodurch nur die Hälfte dieser Hintergrundstrahlung detektiert wurde.



Abbildung 6.1.: galaktische Hintergrundtemperatur für eine Frequenz von 53,5 MHz (nach [de Oliveira-Costa et al., 2008]); orangene Linie zeigt die Hauptempfangsrichtung von MAARSY während der Messung

Die orangene Linie in Abbildung 6.1 zeigt die Hauptblickrichtungslinie im Verlauf der Geminidenkampagne. Über die gesamte Messzeit hinweg befindet sich keine größere Radioquelle in direkter Blickrichtung der Radarmessung. Dennoch variiert auch bei der Deklination von 69,3° der Hintergrund um einige 1000 K. Zudem tragen durch die Nebenkeulen im Strahlungsdiagramm anteilig auch größere Radioquellen zum Hintergrundrauschen bei. Abbildung 6.2 zeigt die Variation der Hintergrundrauschtemperatur T_{sky} über die lokale Sternzeit Θ_{LST} . Sie ist das Ergebnis der Faltung des Strahlungsdiagramms von MAARSY (NEC-Modell) über die galaktische Hintergrundstrahlung nach dem Modell von [de Oliveira-Costa et al., 2008] aus Abbildung 6.1.



Abbildung 6.2.: Kosmische Hintergrundstrahlung in Zenitrichtung, aufgetragen über die lokale Sternzeit Θ_{LST}

6.3. Ergebnisse

Das Ergebnis der RCS-Berechnung für den Beispielmeteor M1 ist in Abbildung 6.3 gezeigt. Als Bezugsgröße für die Angabe in Dezibel wurde m^2 gewählt (square meter, dBsm). Der Meteor beginnt seine Aktivität mitten im Radarstrahl und wird nach Außen hin zunehmend stärker ionisiert. Der Übergang zwischen Haupt- und Nebenkeule im Radarvolumen führt zu einem Cutoff-Bereich in der RCS-Kurve. Bei Bereichen im Strahlungsdiagramm, mit zu großen Gradienten im Antennengewinn, haben kleine Fehler in der Positionsbestimmung große Auswirkungen auf den Radarquerschnitt, wodurch die RCS-Berechnung nur für Positionen mit einem Antennengewinn von $G \ge 10$ erfolgt (Vergleich Abbildung 6.3). Während des Fluges durch die Nebenkeule verliert der Meteor dann wieder leicht an RCS. Bei diesem speziellen Meteor wurde somit eine Dynamik des Radarquerschnittes von $\Delta RCS = 40$ dB im Laufe seines Fluges gemessen.

Bei der Mehrheit der Meteore ist die Dynamik der RCS während des Fluges durch das Radarvolumen wesentlich kleiner (siehe Beispielmeteore M2.1 und M2.2 im Anhang A). In den wenigsten Fällen wurde der Beginn bzw. die Endphase der Ablation detektiert. Abbildung 6.4 zeigt ein Histogramm der mittleren RCS aller detektierten Meteore. Das Maximum der Verteilung befindet sich bei -30 dBsm. Kleinere Radarquerschnitte als -40 dBsm sind mit dem Radar kaum noch aufzulösen, weswegen das Histogramm in dieser Region sehr schnell abfällt. Diese Tatsache wird auch an dem Meteorbeispiel M1 deutlich. Der Meteor wird erst mitten im Radarstrahl sicht-



Abbildung 6.3.: oben: SNR des Meteors M1 (nach Entfernungs- und Zeitmittelung), rote Linie zeigt SNR-Grenzwert für die interferometrische Berechnung; mitte: Antennengewinnen am Ort des Meteors, rote Linie zeigt die Grenze für die RCS-Berechnung; unten: RCS des Meteors, die verwendeten Grenzwerte sorgen für einen Cutoff im Bereich des Übergangs zwischen Haupt- und Nebenkeule

bar, wo das Radar die größte Sensibilität besitzt. An einem anderen Ort mit weniger Antennengewinn wäre der Meteor bei -40 dBsm noch nicht detektiert worden. Die Sammelfläche für solch kleine Ereignisse ist somit sehr gering und auf die Mitte des Radarstrahls begrenzt. Ähnliche Größenordnungen der RCS und der Zusammenhang mit der Sammelfläche wurden ebenfalls mit dem MU Radar beobachtet und untersucht [Kero et al., 2011]. Andere Radarsysteme wie das ALTAIR (Kwajalein Atol) oder Arecibo (Arecibo, Puerto Rico) erfassen hingegen auch Meteore mit kleineren Radarquerschnitten [Janches et al., 2008, Close and Hunt, 200, Close et al., 2007]. Mit zunehmender RCS der Meteore steigt zwar auch die Sammelfläche innerhalb des Radarstrahls an, dennoch wurden nur wenig Meteore mit einem RCS > -20 dBsm detektiert. Der Abfall der Meteorrate zu größeren RCS ist daher mit großer Wahrscheinlichkeit nicht durch den Radaraufbau bedingt, sondern ein Produkt der Seltenheit dieser Ereignisse.



Abbildung 6.4.: Histogramm zu den mittleren Radarquerschnitten (in d
B mit Bezugsgröße m^2) der detektierten Meteore während der Geminiden
kampagne

Kapitel 7.

Zusammenfassung/Ausblick

Im Dezember 2010 wurden mit dem neuen Radarsystem (MAARSY) das erste mal Messungen zu Meteor-Kopf-Echos durchgeführt. Ziel dieser Arbeit war es diese Messungen interferometrisch auszuwerten und so Informationen über die Trajektorien der Meteore zu gewinnen. Innerhalb dieser Arbeit konnten die Trajektorien von über 1600 Meteoren bestimmt und in Bezug auf tägliche Variation, Höhenverteilung, Geschwindigkeiten, Meteorquellen und Radarquerschnitt untersucht werden. Auszüge, der hier erzielten Ergebnisse, wurden in einer wissenschaftlichen Fachzeitschrift zur Publikation eingereicht [Stober et al., 2012b].

Die erhaltenen Statistiken liegen in guter Übereinstimmung mit den gängigen Theorien der Meteordynamik und anderen Meteorbeobachtungen. So konnte sowohl der Meteorschauer der Geminiden innerhalb der Messreihe identifiziert werden, wie auch drei der sporadischen Meteorquellen. Die Apex-Quelle wurde dabei als Primärquelle innerhalb des Datensatzes identifiziert. Diese spezielle Meteorquelle beinhaltet Meteoroide mit retrogeradem Orbit, also den Partikeln des Sonnensystems, welche die schnellsten geozentrischen Geschwindigkeiten aufweisen. Die Dominanz dieser Quelle ist nicht nur im heliozentrischen, ekliptischen Koordinatensystem (Abbildung 5.5) zu erkennen, sondern spiegelt sich auch in der täglichen Variation der Meteorzählrate (Abbildung 5.2) und in der Geschwindigkeitsverteilung der Meteore (Abbildung 5.8) wieder. So wurde die größte Zählrate in den Morgenstunden zwischen 0-10 Uhr beobachtet, also in der Zeit, in der die Apex-Quelle in guter Beobachtungsrichtung liegt. Meteor-Kopf-Echo Messungen anderer Radarsysteme wie dem MU Radar [Kero et al., 2011] oder dem Jicamarca Radar [Chau and Woodman, 2004] zeigen ebenfalls ein vorwiegendes Auftreten dieser sporadischen Quelle. 137 der detektierten Meteore konnten dem Meteorschauer der Geminiden zugeordnet werden. Der ermittelte Radiant und ihre Geschwindigkeiten sind dabei in guter Übereinstimmung mit den bekannten Werten der IMO. Im Gegensatz zu den sporadischen Quellen besitzt der Meteorschauer einen sehr gut lokalisierten Radianten, dessen Rektaszension um etwa $1^{\circ}/Tag$ wandert.

Die gewonnene Meteorstatistik der Geschwindigkeitsverteilung ist ebenfalls mit der Theorie konform. Das komplette Geschwindigkeitsspektrum von der geozentrischen Mindestgeschwindigkeit von 11, 2 km/s bis hin zur oberen Grenze von 72, 5 km/s wurde durch die detektierten Meteore abgedeckt, wobei nur wenige Meteore von diesem Bereich abwichen.

Der Radarquerschnitt wurde mittels zweier Modelle bestimmt. Zum einen wurde ein NEC-Modell zur Bestimmung des Antennengewinns verwendet, welches bis jetzt nur im Empfangsfall validiert wurde [Renkwitz et al., 2012]. Das zweite Modell beinhaltet die Intensität der galaktischen Radiostrahlung [de Oliveira-Costa et al., 2008]. Beide Modelle sind mit Fehlern behaftet, was eine genaue Bestimmung des Radarquerschnitts schwierig macht. Dennoch entsprechen die berechneten Werte den Erwartungen, da ähnliche Werte beispielsweise mit dem MU Radar gemessen wurden [Kero et al., 2011]. Weiterhin bleibt der Radarquerschnitt vieler Meteore während des Fluges durch das Radarvolumen konstant. In diesen Fällen passt sich das Signal-Rausch-Verhältnis den mit dem NEC-Modell berechneten Antennengewinn an. Dieser Umstand verifiziert in gewissem Maße sowohl die Genauigkeit des NEC-Modells, als auch die der Meteortrajektorie. Weitere und vor allem detailiertere Analysen sind hier notwendig.

Zusammenfassend kann man sagen, dass die interferometrische Analyse der Meteor-Kopf-Echo zu zufriedenstellenden Ergebnissen geführt hat. Dennoch ist die Analyse dieser Echos in vielen Punkten noch nicht ausgereizt. So kann beispielsweise mithilfe eines Pulse-coding-Verfahrens die Höhenauflösung der Messung verbessert werden. Hierbei wird ein Barker-Code auf den Sendepuls gelegt, der beim Empfangen wieder decodiert wird und so eine Entfernungsauflösung von einigen Metern, bei gleichbleibender Sendeleistung, ermöglicht [Kero et al., 2012]. Auch die Abbremsung der Meteore während ihres Fluges kann bestimmt werden. Die Phasenverschiebung zwischen aufeinanderfolgenden Pulsen gibt Aufschluss über die radiale Abbremsung des Meteors [Chau and Woodman, 2004, Kero et al., 2012].

$$v_r = \frac{d\Phi}{dt} \frac{\lambda}{4\pi} \tag{7.1}$$

Da aus den bisherigen interferometrischen Auswertungen die Trajektorie bekannt ist, kann daraus folglich auch die absolute Abbremsung bestimmt werden. Die Abbremsung des Meteors ist ein wichtiger Parameter für die anschließende Bestimmung der Meteormasse [Öpik, 1958, Stober et al., 2011] und somit auch ein wichtiger Schritt zur Berechnung des meteorischen Massenflusses. Lässt sich die Masse der Meteore ermitteln, können weitere Untersuchungen über die Variabilität der Meteormasse innerhalb eines Schauers und unterschiedlicher Schauer erfolgen. Weiterhin ist es wichtig nicht nur kampagnenweise Meteor-Kopf-Echo Messungen durchzuführen, sondern auch tägliche Messungen miteinzubeziehen. Nur so lassen sich eventuell langzeitliche Variationen der Meteor-Kopf-Echo-Rate bestimmen. Kontinuierliche Messungen liefern auch die Möglichkeit mittels der Ablationshöhen der Meteore Rückschlüsse auf Veränderungen der Atmosphärendichte zu schließen (siehe Kapitel 5.2).

Anhang A.

Meteor-Kopf-Echo-Beispiele



Abbildung A.1.: SNR einer Messreihe mit den Beispielmeteoren M2.1 und M2.2



Abbildung A.2.: Trajektorien der Beispielmeteore M2.1 und M2.2



Abbildung A.3.: oben: SNR des Meteors (rote Linie: Detektionsgrenze 7dB); mitte: Antennengewinn; unten: RCS



Abbildung A.4.: SNR einer Messreihe mit dem Beispielmeteor M3



Abbildung A.5.: Trajektorien des Beispielmeteors M3



Abbildung A.6.: oben: SNR des Meteors (rote Linie: Detektionsgrenze 7dB); mitte: Antennengewinn; unten: RCS des Beispielsmeteors M3
Literaturverzeichnis

- [A.Vallado, 2007] A.Vallado, D. (2007). Fundamentals of Astrodynamics and Applications (Third Edition). Microcosm, Inc.
- [Baggaley, 2002] Baggaley, W. J. (2002). *Meteors in the Earth's Atmosphere*, chapter Radar Observations, pages 123–147. Cambridge University Press.
- [Bone, 1993] Bone, N. (1993). *Meteors*. Sky Publishing Corporation Cambridge, Massachusetts.
- [Ceplecha et al., 1998] Ceplecha, Z., Borovicka, J., Elford, W. G., Revelle, D. O., Hawkes, R. L., Porubcan, V., and Simek, M. (1998). Meteor phenomena and bodies. *Space Science Reviews*, 84:327–471.
- [Chau and Woodman, 2004] Chau, J. L. and Woodman, R. F. (2004). Observations of meteor-head echoes using the Jicamarca 50 MHz radar in interferometer mode. *Atmos. Chem. Phys.*, 4:511–521.
- [Close et al., 2007] Close, S., Brown, P., Campbell-Brown, M., Oppenheim, M., and Colestocka, P. (2007). Meteor head echo radar data: Mass-velocity selection effects. *Icarus*, 186:547–556.
- [Close and Hunt, 200] Close, S. and Hunt, S. M. (200). Analysis of Perseid meteor head echo data collected using the Advanced Research Projects Agency Long-Range Tracking and Instrumentation Radar (ALTAIR). *Radio Science*, 35:1233–1240.
- [de Oliveira-Costa et al., 2008] de Oliveira-Costa, A., Tegmark, M., Gaensler, B., Jonas, J., Landecker, T., and Reich, P. (2008). A Model of Diffuse Galactic Radio Emission from 10 MHz to 100 GHz. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 000:1–16.
- [Elford and Taylor, 1997] Elford, W. G. and Taylor, A. D. (1997). Measurement of Faraday rotation of radar meteor echoes for the modelling of electron densities in the lower ionosphere. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physic*, 59:1021–

1024.

- [Foschini, 2002] Foschini, L. (2002). *Meteors in the Earth's Atmosphere*, chapter Meteoroid Impacts on Spacecrafts, pages 249–264. Cambridge University Press.
- [Hey et al., 1947] Hey, J. S., Pasrsons, S. J., and Stewart, G. S. (1947). Radar Observations of the Giacobinid Meteor Shower. *Royal Astronomical Society*, 107:176–183.
- [Höffner and Friedmann, 2004] Höffner, J. and Friedmann, J. S. (2004). The mesospheric metal layer topside: a possible connection to meteoroids. *Atmos. Chem. Phys.*, 4:801 – 808.
- [Hocking et al., 2001] Hocking, W., Fuller, B., and Vandepeer, B. (2001). Real-time determination of meteor-related parameters. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 63:155–169.
- [Jackson, 2001] Jackson, A. (2001). The capture of interstellar dust: the pure Poynting-Robertson case. *Planetary and Space Science*, 49:417–424.
- [Janches et al., 2008] Janches, D., Close, S., and Fentzke, J. T. (2008). A comparison of detection sensitivity between ALTAIR and Arecibo meteor observations: Can high power and large aperture radars detect low velocity meteor head-echoes. *Icarus*, 193:105–111.
- [Janches et al., 2009] Janches, D., Dyrud, L. P., Broadley, S. L., and Plane, J. M. C. (2009). First observation of micrometeoroid differential ablation in the atmosphere. *Geophysical Research Letters*, 36:L06101.
- [Jones and Brown, 1993] Jones, J. and Brown, P. (1993). Sporadic meteor radiant distributions: orbital survey results. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 265:524–532.
- [Kero et al., 2011] Kero, J., Szasz, C., Nakamura, T., Meisel, D. D., Ueda, M., Fujiwara, Y., Terasawa, T., Miyamoto, H., and Nishimura, K. (2011). First results from the 2009-2010 MU radar head echo observation programme for sporadic and shower meteors: the Orionids 2009. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 416:2550–2559.
- [Kero et al., 2012] Kero, J., Szasz, C., Nakamura, T., Terasawa, T., Miyamoto, H., and Nishimura, K. (2012). A meteor head echo analysis algorithm for the lower VHF band. *Ann. Geophys.*, 30:639–659.
- [Kero et al., 2008] Kero, J., Szasz, C., Wannberg, G., Pellinen-Wannberg, A., and Westman, A. (2008). On the meteoric head echo radar cross section angular depen-

dence. Geophysical Research Letters, 35:L07101.

- [Latteck et al., 2012] Latteck, R., Singer, W., Rapp, M., Vandepeer, B., Renkwitz, T., Zecha, M., and Stober, G. (2012). MAARSY: The new MST radar on Andoya -System description and first results. *Radio Sci.*, 47:RS1006.
- [Lau et al., 2006] Lau, E. M., Avery, S. K., Avery, J. P., Janches, D., Schafer, S. E. P. R., and Makarov, N. A. (2006). Statistical characterization of the meteor trail distribution at the South Pole as seen by a VHF interferometric meteor radar. *Radio Science*, 41.
- [Licandro et al., 2007] Licandro, J., Campins, H., Mothe-Diniz, T., Pinilla-Alonso, N., and de Leon, J. (2007). The nature of comet-asteroid transition object (3200) Phaethon. *A* & *A*, 461:751–757.
- [Love and Brownlee, 1993] Love, S. G. and Brownlee, D. E. (1993). A Direct Measurement of the Terrestrial Mass Accretion Rate of Cosmic Dust. *Science*, 262(5133):550–553.
- [McKinley, 1961] McKinley, D. W. R. (1961). *Meteor Science and Engineering*. McGraw-Hill.
- [Megner et al., 2006] Megner, L., Rapp, M., and Gumbel, J. (2006). Distribution of meteoric smoke, sensitivity to microphysical properties and atmospheric conditions. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 6(12):4415–4426.
- [Murad and Williams, 2002] Murad, E. and Williams, I. P. (2002). *Meteors in the Earth's Atmosphere*, chapter Introduction, pages 1–11. Cambridge University Press.
- [Öpik, 1958] Öpik, E. J. (1958). *Physics of Meteor Flight in the Atmosphere*. Interscience, London.
- [Pellinen-Wannberg et al., 2004] Pellinen-Wannberg, A., Wannberg, E. M. G., and Westman, A. (2004). The hyperthermal ionization and high absolute meteor velocities observed with HPLA radars. *Earth, Moon, and Planets*, 95:627–632.
- [Rapp et al., 2011] Rapp, M., Latteck, R., Stober, G., Hoffmann, P., Singer, W., and Zecha, M. (2011). First three-dimensional observations of polar mesosphere winter echoes: Resolving space-time ambiguity. *Journal of Geophysical Research*, 116:–.
- [Rapp and Lübken, 2003] Rapp, M. and Lübken, F.-J. (2003). On the nature of PMSE: Electron diffusion in the vicinity of charged particles revisited. *Journal of Geophysi*-

cal Research, 108:8437.

- [Rapp and Strelnikova, 2009] Rapp, M. and Strelnikova, I. (2009). Measurements of meteor smoke particles during the ECOMA-2006 campaign: 1. Particle detection by active photoionization. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 71(3-4):477 485. Global Perspectives on the Aeronomy of the Summer Mesopause Region, Eighth International Workshop on Layered Phenomena in the Mesopause Region.
- [Rapp and Thomas, 2006] Rapp, M. and Thomas, G. E. (2006). Modeling the microphysics of mesospheric ice particles: Assessment of current capabilities and basic sensitivities. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 68:715–744.
- [Renkwitz et al., 2012] Renkwitz, T., Singer, W., Latteck, R., Stober, G., and Rapp, M. (2012). Validation of the radiation pattern of the Middle Atmosphere Alomar Radar System (MAARSY). *Adv. Radio Sci.*, 10.
- [Richards, 2005] Richards, M. A. (2005). *Fundamentals of Radar Signal Processing*. Mcgraw-Hill Professional.
- [Roddy, 1999] Roddy, D. (1999). Barringer crater on earth. http://apod.nasa.gov/apod/image/9711/azcrater_lpi.jpg. (LPI).
- [S. P. Wyatt and Whipple, 1949] S. P. Wyatt, J. and Whipple, F. L. (1949). The Poynting-Robertson Effect on meteor orbits. *Astrophysical Journal*, 111:134–141.
- [Skolnik, 1990] Skolnik, M. I., editor (1990). Radar Handbook. Mcgraw-Hill.
- [Sommer, 2012] Sommer, S. (2012). Untersuchung dreidimensionaler Atmosphärenstrukturen mittels Radarinterferometrie. Master's thesis, Universität Rostock.
- [Sparks et al., 2010] Sparks, J. J., Janches, D., Nicolls, M. J., and Heinselman, C. (2010). Determination of physical and radiant meteor properties using PFISR interferometry measurements of head echoes. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 72:1221–1230.
- [Stober et al., 2012a] Stober, G., Jacobi, C., Matthias, V., Hoffmann, P., and Gerding, M. (2012a). Neutral air density variations during strong planetary wave activity in the mesopause region derived from meteor radar observations. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 74:55–63.

[Stober et al., 2011] Stober, G., Jacobi, C., and Singer, W. (2011). Meteoroid mass

determination from underdense trails. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 73:895–900.

- [Stober et al., 2012b] Stober, G., Schult, C., Baumann, C., Latteck, R., and Rapp, M. (2012b). The Geminid Meteor Shower during the ECOMA Sounding Rocket Campaign: specular and head echo radar observations. *Ann. Geophys.*, submitted.
- [Szasz, 2008] Szasz, C. (2008). *Radio meteors above the Arctic Circle: radiants, orbits and estimated magnitudes.* PhD thesis, IRF Scientific Report 294, Kiruna, Sweden.
- [Valentic et al., 1997] Valentic, T. A., Avery, J. P., Avery, S. K., and Livingston, R. C. (1997). Self-Survey Calibration of Meteor Radar Antenna Arrays. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, 35(3):524–531.
- [Vondrak et al., 2008] Vondrak, T., Plane, J. M. C., Broadley, S., and Janches, D. (2008). A chemical model of meteoric ablation. *Atmos. Chem. Phys.*, 8:7015–7031.
- [Westman et al., 2004] Westman, A., Wannberg, G., and Pellinen-Wannberg, A. (2004). Meteor head echo altitude distributions and the height cutoff effect studied with the EISCAT HPLA UHF and VHF radars. *Annales Geophysicae*, 22:1575–1584.
- [Williams and Wu, 1993] Williams, I. and Wu, Z. (1993). The Geminid meteor stream and asteroid 3200 Phaethon. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 262, no. 1:231–248.
- [Williams, 2002] Williams, I. P. (2002). *Meteors in the Earth's Atmosphere*, chapter The Evolution of Meteoroid Streams, pages 13–32. Cambridge University Press.
- [www.imo.net, 2012] www.imo.net (2012). http://www.imo.net/calendar/2012. Internet.

Danksagung

Zu aller erst möchte ich mich bei Prof. Dr. Markus Rapp bedanken, der mich auf dieses Themengebiet aufmerksam machte und mir die Bearbeitung dieser Aufgabenstellung erst ermöglichte. Besonderer Dank gilt auch meinem Betreuer Dr. Gunter Stober, der mir bei sämtlichen Fragen zum Thema Meteore stets mit Antworten und Literaturhinweisen behilflich war. Bedanken möchte ich mich auch bei den Mitarbeitern der Abteilung Radarsondierung und Höhenforschungsraketen des IAP. Das angenehme Arbeitsklima und die hilfreiche Unterstützung erleichterten mir das Anfertigen dieser Arbeit.

Selbstständigkeitserklärung

Ich versichere hiermit an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig angefertigt und ohne fremde Hilfe verfasst habe, keine außer den von mir angegebenen Hilfsmitteln und Quellen dazu verwendet habe und die den benutzten Werken inhaltlich und wörtlich entnommenen Stellen als solche kenntlich gemacht habe.

Rostock, 14.09.2012