

Universität
Rostock



Traditio et Innovatio

LEIBNIZ-INSTITUT
FÜR
ATMOSPÄREN
PHYSIK



Zur Quantifizierung des Masseneintrages in die Atmosphäre durch Meteore

Diplomarbeit

am Leibniz-Institut für Atmosphärenphysik in Kühlungsborn
an der Universität Rostock

vorgelegt von

Carsten Baumann

am 07.03.2012

1. Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. habil. Markus Rapp
2. Gutachter: Dr. rer. nat. Gunter Stober

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
1.1. Meteor, Meteoroid und Meteorit	1
1.2. Motivation	2
1.2.1. Meteorischer Masseneintrag in die Erdatmosphäre	2
1.2.2. Einordnung in den wissenschaftlichen Hintergrund	4
1.3. Ziele der Diplomarbeit	5
2. Grundlagen und Experimentaufbau	7
2.1. Ablation und Meteor Signale	7
2.1.1. Ablation - Prozess der Meteorauflösung	7
2.1.2. Meteor detektion mit elektromagnetischen Wellen	8
2.2. Radarsysteme	9
2.2.1. Radaraufbau	10
2.2.2. Entfernung Radar - Meteorsignal	12
2.2.3. Interferometrie - Positionsbestimmung der Meteorsignale	13
2.2.4. Höhe eines Meteorsignals über dem Erdboden	14
2.3. Meteorhelligkeit - Magnitude	15
2.3.1. Absolute Magnitude von Meteoriten	15
2.3.2. Radarkalibrierung	16
2.3.3. Berechnung der Elektronenliniendichte	19
3. Astronomische Koordinatensysteme und Radiantenkarten	23
3.1. Astronomische Koordinatensysteme	23
3.1.1. Horizontsystem	23
3.1.2. Äquatoriales System	23
3.1.3. Ekliptikales Koordinatensystem	24
3.2. Transformationsgleichungen	25
3.2.1. Transformation des Horizontsystem ins rotierendes Äquatorial- system	26
3.2.2. Transformation des rotierenden Äquatorialsystems ins heliozen- trentrische Ekliptikalsystem	28
3.3. Karten von Meteorradianten	31
3.4. Bestimmung von Radiantpositionen	34

4. Effektive Sammelfläche des Meteorradars	37
4.1. Antennengewinn	38
4.2. Abstandsgleichung	39
4.3. Die Länge der Echolinie	41
4.4. vertikale Schweiflänge	43
4.5. Radarsammelfläche	44
4.5.1. Fehlerbetrachtung	46
5. Ergebnisse	49
5.1. Radarmagnituden der gemessenen Meteore	49
5.2. Bestimmung des kumulativen Massenindex	51
5.3. Meteorfluss der Geminiden	55
5.4. Radiantpositionen der sporadischen Quellen	59
5.5. Meteorflüsse der sporadischen Meteore	63
5.6. Gesamter Meteorfluss	65
5.7. Mittlere Meteormasse und Massenfluss	69
6. Zusammenfassung und Ausblick	73
A. Entwicklung einer Meteorradiantenkarte	I
B. Ableitung der Echolinie	III
C. Koordinatentransformationen	V
C.1. Horizontalsystem in ruhendes Äquatorialsystem	V
C.2. Rotierendes Äquatorialsystem in ekliptisches System	VI
C.3. Gleichungen zur Bestimmung von Erdbahnparametern	VIII
Abbildungsverzeichnis	IX
Literaturverzeichnis	XI

1. Einleitung

Die Erde ist einem ständigen Bombardement extraterrestrischer Partikel ausgesetzt. Die Konsequenzen dieser Einschläge für das Leben auf der Erde sind immer wieder einschneidend. So ist es wahrscheinlich, dass ein großer Meteoriteneinschlag die Kreide-Tertiär Grenze, also das plötzliche Aussterben ganzer Populationen, definierte (Smit und Hertogen, 1980).

Auf kleineren Zeitskalen sind es jedoch die Partikel in Staubkorngröße, welche den bei weitem größten Anteil des auf die Erde einfallenden Materials ausmachen. Die Kollision dieser außerirdischen Staubteilchen mit der Erdatmosphäre führt jedoch zu einem harmloseren Phänomen, den Meteoren. Meteorerscheinungen am Himmel beschäftigen die Menschheit schon seit jeher, doch physikalische Untersuchungen gibt es erst seit dem Ende des 18. Jahrhunderts. Benzenberg und Brandes (1800) führten erste Messungen zur Bestimmung der Meteorhöhe durch. Dazu bestimmten sie gleichzeitig an zwei verschiedenen Orten den Punkt, an dem der Meteorschweif endete (Verschwindungspunkt). Mit dieser Methode konnten 17 Meteore simultan beobachtet werden, was eine Höhenbestimmung möglich machte. Damit konnte gezeigt werden, dass „die unter dem Namen der Sternschnuppen bekannte Erscheinung, ...wohl etwas mehr als kleine Lichtfünkchen sein möchten“ (Benzenberg und Brandes, 1800). Deren Höhe betrug 10-12 parisische Meilen (70-84km) über dem Erdboden. Das entspricht der Höhe von sichtbaren Meteoren, wie sie auch heute durch unterschiedlichste Methoden beobachtet wird.

Schiaparelli (1871) brachte erstmals Meteorschauer mit Kometen in Verbindung. So konnte er durch seine Beobachtungen zeigen, dass die Meteoroiden der Perseiden sich auf dem gleichen Orbit bewegen wie der Komet Swift-Tuttle. Schiaparelli nahm an, dass der Komet eine Partikelwolke hinterlässt, welche als Meteorschauer sichtbar wird. Damit begründete er unser heutiges Verständnis der Meteorschauer. Diese Erkenntnis motivierte intensive Forschungsarbeit im Bereich der Meteorphysik, welche bis zum heutigen Tage anhält (Ceplecha et al., 1998).

1.1. Meteor, Meteoroid und Meteorit

Die Bezeichnung von interplanetarer Materie hängt von dem Ort ab, an dem sie sich befindet (Ceplecha et al., 1998). Die sich bewegenden Teilchen selbst werden Meteoroiden genannt. Der Begriff Meteoroiden wird besonders häufig im englischsprachigen Raum verwendet (Mason und Herder-Redaktion, 1989). Trifft ein Meteoroid auf die Erdatmosphäre, wird er durch die auftretende Reibung verdampft. Währenddessen entstehen heiße leuchtende Gase. Der Begriff Meteor beschreibt die Leuchterscheinung in

der Erdatmosphäre, welche im Volksmund auch Sternschnuppe genannt wird. Als Meteoriten werden Körper aus dem Weltall bezeichnet, welche auf dem Weg durch die Erdatmosphäre nicht vollständig verdampfen und den Erdboden erreichen. Solche Meteorite können große Krater verursachen. Die meisten Meteorite sind jedoch nur von der Größe eines Staubkorns.

Diese Arbeit beschäftigt sich hauptsächlich mit Meteoren in der Atmosphäre. Es sind im begrenzten Maße auch Orbits von Meteoroiden von Bedeutung. Meteoriten spielen in dieser Arbeit keine Rolle.

1.2. Motivation

1.2.1. Meteorischer Masseneintrag in die Erdatmosphäre

Der Masseneintrag in die Mesosphäre/untere Thermosphäre (MLT) durch Meteore ist von Bedeutung für verschiedene physikalische Vorgänge in diesem Höhenbereich. Um diese Prozesse besser verstehen zu können, ist es notwendig den Masseneintrag zu kennen. In Abbildung 1.1 wird der jährliche Meteorfluss auf die Erde in Abhängigkeit der Meteor Masse dargestellt. Die Massenskala reicht von Kleinstteilchen über Staubpartikel und Steinen bis hin zu großen Asteroiden. Zum Vorteil der Menschheit ist die Einfallsrate dieser großen Körper ($m > 10^8$ kg) im betrachteten Zeitraum weniger Jahre oder Jahrzehnte sehr klein und hat somit keine Relevanz für chemische und physikalische Prozesse in der Mesopausenregion. In Abbildung 1.2 ist der Massenfluss auf die Erde

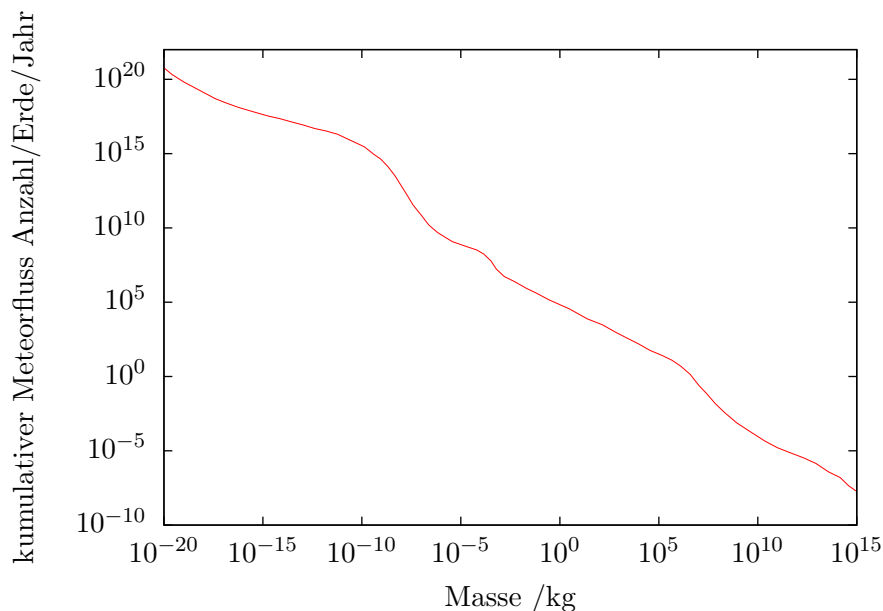


Abbildung 1.1.: Meteorfluss auf die Erdoberfläche pro Jahr für Meteore unterschiedlicher Massen, aus Ceplecha et al. (1998)

dargestellt. Die Darstellung zeigt den Massenfluss pro Größenbereich der einfallenden Teilchen.

Auf Basis von Ceplechas Daten beträgt der gesamte Massenfluss auf die Erde für alle Körper jeglicher Größe $1,3 \cdot 10^8$ kg pro Jahr, das entspricht 356 Tonnen pro Tag. Lässt man Körper, die schwerer als 10^8 kg sind, aufgrund der Seltenheit von Einschlägen außer acht, kommt man zu einem Fluss von $2,4 \cdot 10^7$ kg/Jahr beziehungsweise 66 t/d. Ceplecha et al. (1998) setzt die Grenze für zu schwere Objekte bei 10^8 kg, jedoch erst bei Objekten mit Massen von zwei Größenordnungen darunter kommt es im Mittel zu einem Impakt pro Jahr und Erdoberfläche. Behält man das im Hinterkopf, ist der Massenfluss vom interplanetaren Staub, von Partikeln kleiner 10^{-7} kg, mit $4 \cdot 10^6$ kg/Jahr (11 t/d) sehr groß.

Die in dieser Arbeit untersuchten Meteore schließen sich in ihrer Größe gerade an den interplanetaren Staub an. Die Kurve von Ceplecha et al. (1998) besitzt gerade hier in dem Bereich von 10^{-7} kg bis 10^0 kg zwei lokale Maxima. Insbesondere das dazwischenliegende Maximum bei 10^{-4} kg ist von Interesse, da seine Existenz derzeit kontrovers diskutiert wird (Rietmeijer, 2000; Flynn, 2002).

Die direkte Messung des Flusses durch Untersuchung der Einschlagkrater auf der erdabgewandten Seite des Long Duration Exposure Facility Satelliten (Love und Brownlee, 1993) zeichnet ein ganz anderes Bild für den Massenbereich von 10^{-12} kg bis 10^{-7} kg. Diese Messung zeigt, so wie Ceplechas Kurve, einen ausgeprägten Peak bei $1,5 \cdot 10^{-8}$ kg, jedoch ist der berechnete Massenfluss wesentlich höher. Der gesamte Meteorfluss für kleine Partikel ist mit $40 \cdot 10^6$ kg/Jahr um den Faktor 10 größer.

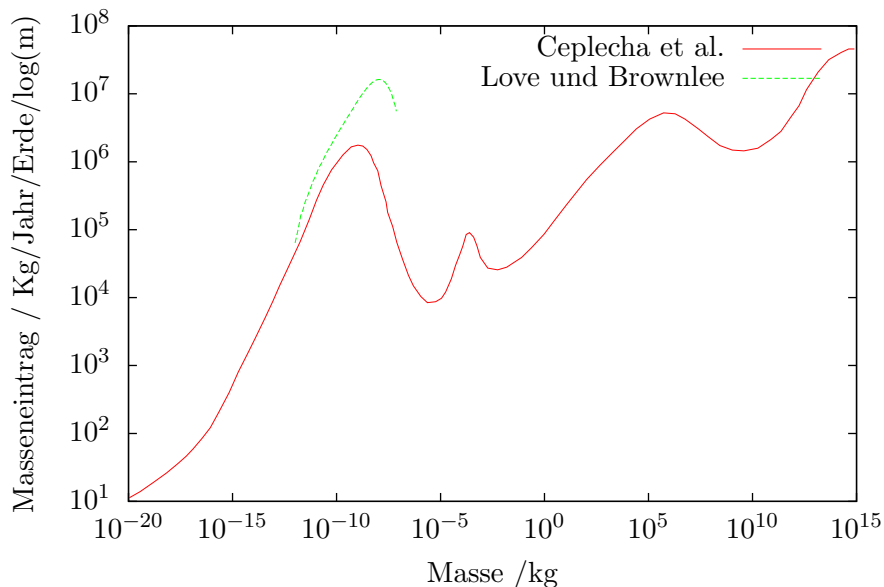


Abbildung 1.2.: Meteormassenfluss in die Erdatmosphäre für Meteore unterschiedlicher Massen, aus Ceplecha et al. (1998); Love und Brownlee (1993)

Die Fragestellung der Quantifizierung des Masseneintrags in Erdatmosphäre bzw. auf die Erde ist offensichtlich bis heute nicht abschließend beantwortet.

In dieser Arbeit soll das lokale Minimum des Massenflusses für Körper mit einer Masse von 10^{-7} kg bis 10^{-5} kg untersucht werden. Genau in diesem Bereich ist das

SKiYMET Radarsystem empfindlich und aus diesen Daten soll ein globaler Massenfluss aus lokalen Messungen abgeschätzt werden. Es ist von Interesse, ob dieses lokale Minimum existiert. Sollte sich der erhöhte Massenfluss in den vom Radar messbaren Bereich fortsetzen, ist der Anteil des Massenflusses kleiner Teilchen bis 10^8 kg wesentlich größer als durch die Kurve von Ceplecha angenommen. Die Datenbasis für die Kurve von Ceplecha et al. (1998) in diesem Massenbereich ist auf eine Arbeit von Verniani (1966) zurückzuführen. Der Datenumfang ist mit 320 Meteoriten sehr gering. Aus diesem Grund wird in dieser Arbeit eine aktuelle Untersuchung des Massenflusses im Größenbereich angefertigt.

1.2.2. Einordnung in den wissenschaftlichen Hintergrund

Insbesondere in der polaren Mesosphäre treten Phänomene wie leuchtende Nachtwolken (NLC) und polare mesosphärische Sommerechos (PMSE) auf. Die Anwesenheit von Eispartikeln ist für beide Erscheinungen von Bedeutung (z.B. Kaifler et al., 2011 und darin enthaltene Referenzen). Aufgrund der sehr kalten Temperaturen in der Sommermesopause können sich Eiskristalle bilden. Im Falle der NLC sind durch optische Methoden detektierbar. PMSE sind starke Radarechos, die durch Irregularitäten der Elektronendichte auftreten. Im Falle der PMSE werden Elektronen an Eispartikel gekoppelt. Durch turbulente Prozesse können sich Strukturen aus geladenen Eispartikel im Meterbereich bilden, die ein Radioecho erzeugen können.

Meteorstaubpartikel sind Teilchen welche aus eingetragendem Meteormaterial in 70-130km rekondensieren (siehe Abbildung 1.3. Aktuelle Forschung untersucht, ob diese Staubpartikel als Kondensationskeime der Eispartikel dienen (Rapp und Strelnikova, 2009).

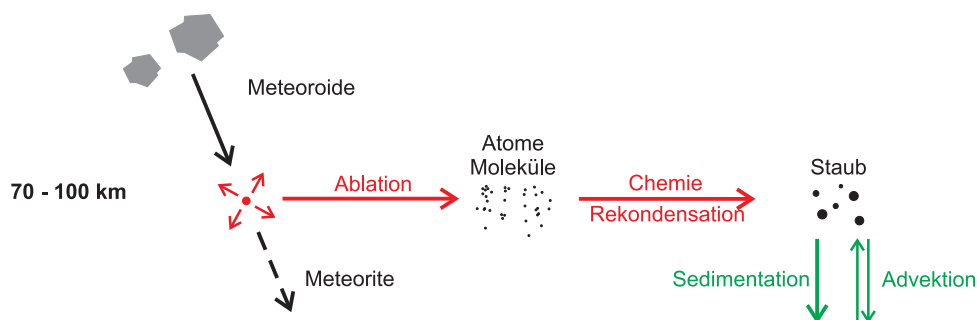


Abbildung 1.3.: Entstehung von Meteorstaubpartikel durch den Masseneintrag von verdampfenden Meteoriten, nach Megner et al. (2006)

Als aktuelles Forschungsobjekt werden die Partikel auf ihre Fähigkeit, als Kondensationskeime für Eispartikel zu dienen, mit verschiedenen Methoden untersucht. Untersuchungsmethoden sind in-situ Messungen von Meteorstaubpartikeln mit Höhenforschungsraketen wie zum Beispiel dem ECOMA Projekt (Rapp und Strelnikova, 2009). Die Meteorstaubpartikel werden entweder direkt mit einem Partikeldetektor gemessen oder geladene Teilchen mit einer Blitzlampe beleuchtet und dann deren Photoelek-

tronen detektiert. So kann eine Teilchendichteprofil erstellt werden. Auch mit Radarsystemen wie dem Arecibo Radar (Puerto Rico), EISCAT (Skandinavien) und PFISR (Grönland) kann man Meteorstaubpartikel detektieren.

Die Metallschichten in Mesopausenhöhe sind ebenfalls meteorischen Ursprungs (Plane, 2003). Die maximale Ablationsrate von Meteoren tritt zwischen 90 und 110 km auf, abhängig von deren Eintrittsgeschwindigkeit. Genau in diesem Höhenbereich können mittels Lidarmessungen Natrium-, Kalium-, Calcium- und Eisenschichten nachgewiesen werden (z.B. Höffner und Friedmann, 2005). Während des Eintritts in die Erdatmosphäre verdampfen die flüchtigen Bestandteile der Meteore, wie Natrium und Kalium, eher als stabilere Bestandteile wie Calcium. Um das Verständnis der Chemie der Metallschichten in der MLT besser zu verstehen, ist es auch hier notwendig den Masseneintrag durch Meteore zu quantifizieren.

1.3. Ziele der Diplomarbeit

Vor dem Hintergrund der oben dargelegten Bedeutung meteorischen Materials für die Physik und Chemie der mittleren Atmosphäre ist also die Quantifizierung des Meteormassenfluss eine wichtige wissenschaftliche Aufgabe, Entsprechend ist es das Ziel dieser Arbeit quellspezifischer Meteorflüsse aus Meteorradardaten zu berechnen. Dazu ist das Wissen um eine effektive Sammelfläche notwendig, welche in dieser Arbeit für die benutzten Radare bestimmt wird. Der Fokus dieser Untersuchungen liegt bei den sporadischen Meteorquellen. Der Großteil der einfallenden Meteore hat seinen Ursprung in den sporadischen Quellen. Durch die Verwendung von zwei Meteorradars an unterschiedlichen geographischen Standorten soll eine mögliche Breitenabhängigkeit des Meteorflusses untersucht werden. Mithilfe eines Ablationsmodells sollen die Meteormassen abgeschätzt werden, um Massenflüsse in die Erdatmosphäre angeben zu können.

2. Grundlagen und Experimentaufbau

2.1. Ablation und Meteor Signale

Zusammen mit der Bewegung auf dem eigenen Orbit durchläuft ein Meteor fünf Phasen auf dem Weg zur Erdoberfläche. Nach Ceplecha et al. (1998) sind dies:

1. Orbitalbewegung
2. Vorheizung
3. Ablation
4. Dunkelflug
5. Einschlag.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit dem meteorischen Massenfluss. Somit ist nur die Phase der Ablation von Interesse, da nur hier Materie in die Atmosphäre eingetragen wird. Dies soll im Weiteren näher erläutert werden.

2.1.1. Ablation - Prozess der Meteorauflösung

Der Prozess, welcher zum Leuchtphänomen führt, wird Ablation genannt. Tritt der Meteor in die Atmosphäre ein, so wird seine kinetische Energie für die Ablationsprozesse umgewandelt. Reibung mit der ansteigenden atmosphärischen Dichte führt dazu, dass der Meteor abgebremst und auch erhitzt wird. Es kann auch zu einer Fragmentation kommen, bei der ein größerer Körper in mehrere kleine Körper zerfällt. Die Temperatur, bei der die Verdampfungsprozesse einsetzen, variiert in der Literatur. Während Ceplecha et al. (1998) eine Ablationstemperatur von 2500 K angibt, sprechen Vondrak et al. (2008) und Stober et al. (2011a) von Temperaturen um 1800 K bei denen die Verdampfung der Meteore einsetzt. Wird diese Temperatur erreicht, steigt sie kaum weiter an, da alle zusätzliche Energie dazu aufgewandt wird, um weiterhin Materie zu verdampfen. Während der Ablation wird der Meteor durch heiße Gase umhüllt. Angeregte Atome werden durch Aussendung eines Photons abgeregt. Dieser Vorgang ist als Leuchterscheinung am Himmel sichtbar. Das Licht von Meteoriten weist ein charakteristisches Spektrum auf. So konnte durch spektroskopische Untersuchungen (z.B. Millman, 1959) gezeigt werden, dass Meteore hauptsächlich aus Eisen, Natrium, Calcium und Silicium bestehen. Die Existenz atomarer Spektrallinien lässt darauf schließen, dass das Gas um den Meteor teilweise ionisiert wird. Die ionisierten Komponenten zusammen

mit den neutralen Atome bilden ein Plasma. Die Elektronen des Plasmas können eine elektromagnetische Welle reflektieren. Daher können Meteore mit Radaren sehr leicht detektiert werden.

Unterhalb von $6\text{-}10\text{ km s}^{-1}$ (Vondrak et al., 2008) stoppen Ablationsprozesse. Meteore, welche zu diesem Zeitpunkt noch existent sind, können den Boden erreichen.

2.1.2. Meteordetektion mit elektromagnetischen Wellen

Im Gegensatz zu optischen Meteorbeobachtungen haben Radar-Beobachtungen den Vorteil, dass sie unabhängig von Wetterbedingungen und Tageszeit sind. Dadurch konnten zum Beispiel in der Vergangenheit Meteorschauer identifiziert werden, die nur während des Tages auftreten. So konnte 1947 der Meteorschauer der Arietiden am Jodrell Bank Observatory in England entdeckt werden (Clegg et al., 1947).

Es gibt zwei Arten von Radarechos mit meteorischem Ursprung, die Meteor-Kopf Echos und Echos durch spiegelnde Reflektion. Ein Meteor Kopf-Echo tritt auf, wenn elektromagnetische Strahlung am Plasma des Meteorkopfes gestreut wird. Spiegelnde Echos entstehen durch Streuung elektromagnetischer Strahlung am gesamten Meteorschweif. Im folgenden sollen nun letztere näher erläutert werden. Spiegelnde Meteorsignale zeichnen sich dadurch aus, dass sie eine charakteristische Signalform aufweisen. Eine scharfe schnell ansteigende Flanke ist charakteristisch für ein Meteorsignale. Nach dem Maximum zeigt das Signal (siehe Abb. 2.1) einen exponentiellen Abfall. Durch diese besondere Beschaffenheit lassen sich Meteorsignale relativ einfach von Falschsignalen diskriminieren (Hocking et al., 2001).

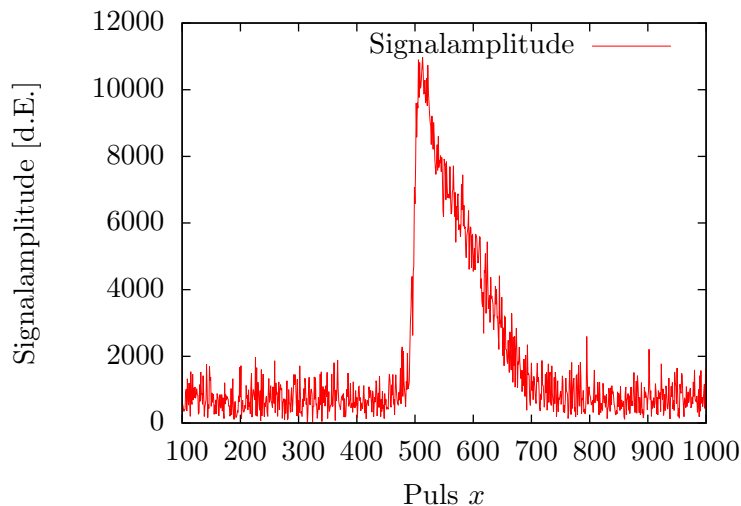


Abbildung 2.1.: gezeigt ist der zeitliche Verlauf eines typischen Meteorsignals, die Signalamplitude ist in digitalisierten Einheiten (d.E.) angegeben, die Pulszahl ist ein Maß für die Zeit

Die vom Radar detektierten Meteore erfüllen die Bedingung der spiegelnden Reflektion. In Abbildung 2.2 ist die Geometrie der spiegelnden Reflektion dargestellt. Das Radar auf dem Erdboden sendet elektromagnetische Strahlung einer Frequenz f aus.

Befindet sich ein Meteor in einem Spiegelpunkt zum Radar, kann die elektromagnetische Welle reflektiert werden. Erzeugt der Meteor einen Schweif aus isotrop verteilten Elektronen, dessen Durchmesser klein im Vergleich zur Wellenlänge λ ist, wird ein unterdichtetes (underdense) Echo erzeugt. Underdichtete Signale sind dadurch charakterisiert, dass ihre Signalamplitude exponentiell nach dessen Maximum abfällt (vgl. Abb. 2.1). Übersteigt die Elektronenliniendichte des Meteorschweifs einen kritischen Bereich, findet die Reflektion lediglich an der Oberfläche des Schweifs statt. Diese Signale werden als überdichtet (overdense) bezeichnet und überdauern einen wesentlich längeren Zeitraum als unterdichtete Signale (McKinley, 1961). In dieser Arbeit wurden nur Meteore betrachtet, welche unterdichtete Signale erzeugen.

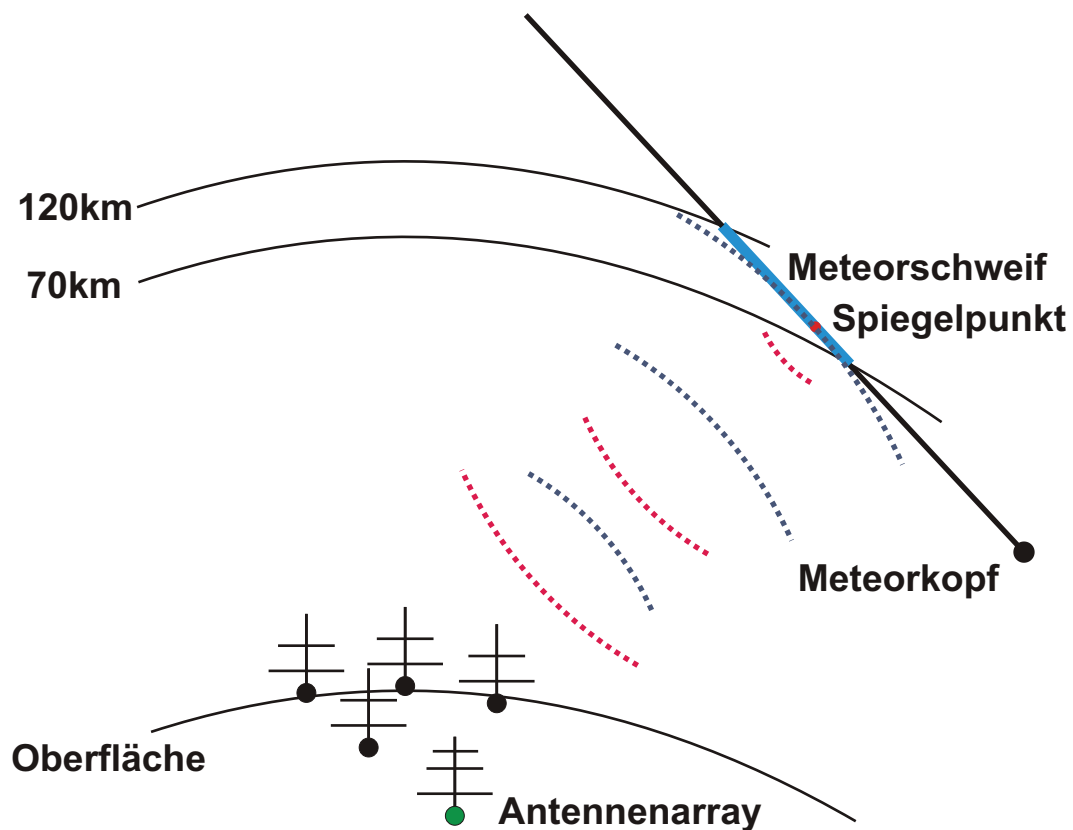


Abbildung 2.2.: Schematische Darstellung von der Reflektion der elektromagnetischen Welle am Meteorschweif

2.2. Radarsysteme

In dieser Arbeit werden Daten von drei verschiedenen Meteorradarsystemen verwendet. Diese befinden sich alle auf der Nordhalbkugel. Somit kann nur eine Aussage über die Meteoraktivität der Nordhalbkugel getroffen werden. Die Abdeckung beider Seiten der Erde ist von Vorteil, wenn man Aussagen über Zustände auf der Erde im Allgemeinen treffen will. Denn trotz des großen Gesichtsfeldes eines Meteorradars, ist doch die Abdeckung der Erde mit nur einem Meteorradar nicht möglich. Im Rahmen dieser Arbeit

wurde auf eine Betrachtung der Südhalbkugel verzichtet.

Das Meteorradare in Collm wurde im Rahmen einer Kooperation zwischen den Firmen Genesis und Mardoc (Antennen) aufgebaut. Die Radare in Andenes und Juliusruh verwenden Sende- und Empfangshardware sowie Software von Genesis, während die Antennen in Eigenregie des IAP Kühlungsborn hergestellt wurden. Die Spezifikationen des Genesis Radars sind in Hocking et al. (2001) näher erläutert.

In den folgenden Abschnitten sind die grundlegenden Eigenschaften der Radare beschrieben, die sich nur in Details unterscheiden. Außerdem werden die physikalischen Größen behandelt, die mit dem Meteorradar gemessen werden bzw. welche von einer Analysesoftware nach verschiedenen Berechnungen zur Verfügung gestellt werden.

2.2.1. Radaraufbau

Die verwendeten Meteorradarsysteme bestehen aus 6 Yagi Antennen. Fünf davon sind zwei elementige Empfangsantennen und eine drei elementige Sendeantenne. Der Aufbau der Antennen, die Frequenz und Leistung sind jedoch von System zu System verschieden. In Tabelle 2.1 sind die wesentlichen Eckdaten der verwendeten Radare aufgeführt.

Die Radare in Juliusruh und Andenes benutzen gekreuzte Antennen zum Senden und Empfangen. Dadurch wird ein nahezu isotropes Strahlungsdiagramm an der oberen Hemisphäre erreicht. Im Gegensatz dazu sendet das Collm System mit einem einfachen Dipol. Die Strahlungsdiagramme beider Fälle sind in Abbildung 2.3 dargestellt.

Tabelle 2.1.: Übersicht der verwendeten Meteorradare

	Andenes	Juliusruh	Collm
Standort	69,3° N, 16,0° O	54,6° N, 13,4° O	51,3° N, 13,0° O
Frequenz	32,550 MHz	32,550 MHz	36,200 MHz
Impulsfolgefrequenz	2094 Hz	2144 Hz	2144 Hz
Sendeleistung	18kW	12kW	6kW
Antennen	gekreuzte Faltdipole	gekreuzte Faltdipole	Dipol mit Gamma Anpassung
Höhenauflösung	2 km	2 km	2 km

Die Sendeantenne besteht aus Reflektor, Sender und Direktor. Reflektor und Direktor sind passive Bauelemente einer Antenne, sie werden vom Sender zur Emission angeregt. Der Reflektor liegt hinter dem Sender, entgegengesetzt zur Strahlrichtung. Das elektromagnetische Feld des Senders induziert ein Feld im Reflektor, es fließt ein Strom I_2 im Reflektor. Um eine Richtwirkung in Strahlrichtung zu erzielen, muss der Strom im Reflektor I_2 dem Strom im Sender I_1 um die Phase $\phi = -90^\circ$ vorauseilen (Abstand Direktor - Reflektor $a = \frac{\lambda}{4}$). Damit der Direktor eine Richtwirkung in Strahlrichtung erzielt, muss der induzierte Strom im Direktor dem Strom im Sender um $\phi = 90^\circ$ nacheilen. Beide Elemente strahlen dann phasenversetzt zum Sender und ermöglichen so eine Richtwirkung der Antenne (siehe z.B. Stirner, 1984).

In der Praxis werden günstigere Abstände und unterschiedliche Längen der passiven Elemente verwendet, welche bereits 1928 von H. Yagi und S. Uda publiziert wurden (vgl. Abb. 2.4).

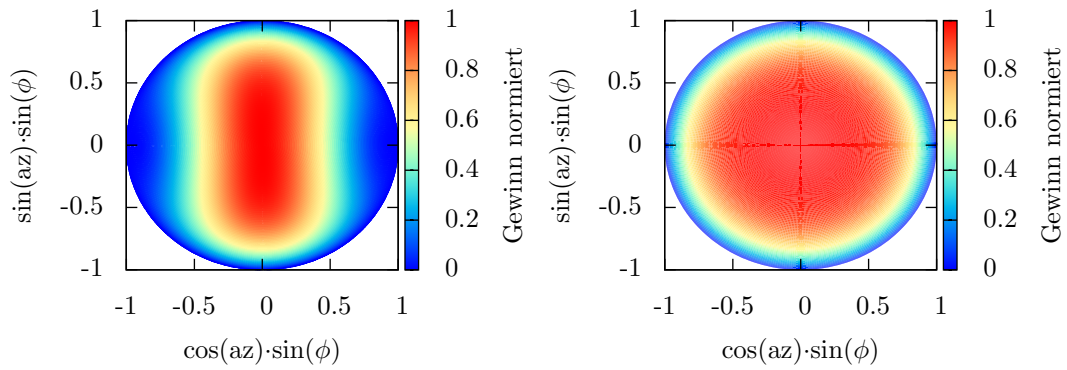


Abbildung 2.3.: Schematische Darstellung der Richtcharakteristik einer einfachen Dipolantenne (links) und einem gekreuzten Dipol (rechts)

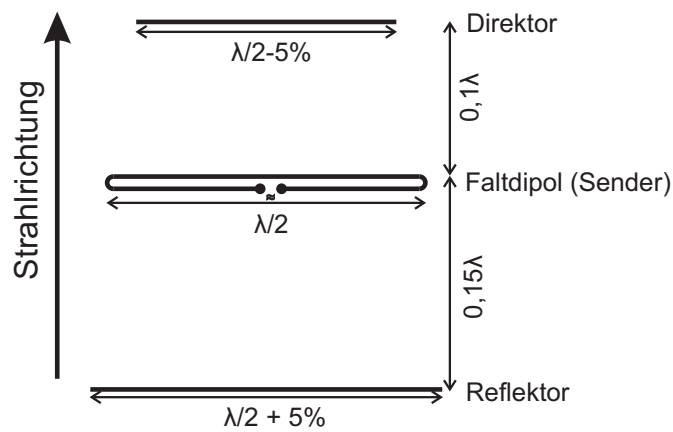


Abbildung 2.4.: Eine typische Yagi - Antenne wie sie für Meteorradare verwendet wird, λ - Radarwellenlänge

Die Empfangsantennen sind in einem Array angeordnet (vgl. Abb. 2.5). Der Array bildet ein asymmetrisches Kreuz mit den Abständen zwei und zweieinhalb Wellenlängen zwischen den Empfangsantennen. Diese spezielle Anordnung der Antennen wurde entwickelt, um Mehrdeutigkeiten bei der Bestimmung der Position des Meteorsignals am Himmel (vgl. Abschnitt 2.2.3) zu vermeiden. Jede Antenne ist dazu mit einem eigenen Empfänger ausgestattet. Um Phasenverschiebungen zu vermeiden, ist die Empfangshardware durch gleichlange Kabel mit den Antennen verbunden (Hocking et al., 2001).

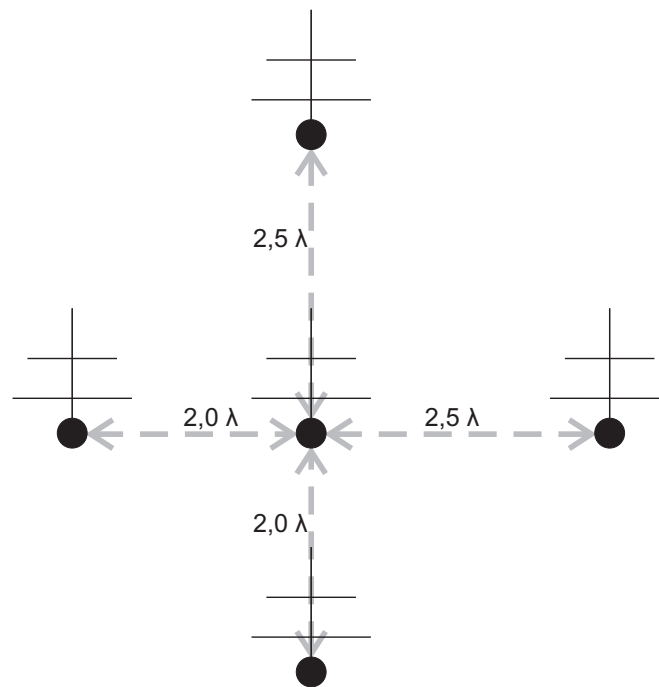


Abbildung 2.5.: Empfangsantennen Array, λ - Radarwellenlänge, nach (Hocking et al., 2001)

2.2.2. Entfernung Radar - Meteorsignal

Die Entfernung des Signals vom Radar wird durch Laufzeitmessungen bestimmt. Die Laufzeit ist definiert durch die Dauer zwischen Aussendung eines Pulses und Empfang des rückgestreuten Anteils desselben Pulses. Die Strecke die ein Radarpuls während dieser Laufzeit zurücklegt ist zweimal der Abstand zwischen Radar und Meteorsignal. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der elektromagnetischen Welle ist die Lichtgeschwindigkeit c . Aus der gemessenen Laufzeit T kann man dadurch den Abstand Radar - Meteorsignal r , bestimmen:

$$T = \frac{2 \cdot r}{c} \quad (2.1)$$

$$r = \frac{T \cdot c}{2}. \quad (2.2)$$

Durch die Endlichkeit der Lichtgeschwindigkeit und durch die Höhe der Pulswiederhol-
frequenz kommt es zu einem Mehrdeutigkeitsproblem in der Entfernungsbestimmung.
Während das Radar permanent Pulse aussendet müssen diese auch empfangen werden.

Bei zu hoher Wiederholfrequenz kann nicht mehr zwischen nahen und entfernten Echos unterschieden werden, da ein entferntes Echo erst am Empfänger ankommt, nachdem bereits ein weiterer Puls gesendet wurde. Bei einer typischerweise genutzten Pulswiederholfrequenz von 2144 Hz ergibt sich eine Abstandsmehrdeutigkeit von 70 km. So ergibt sich zunächst eine Abstandsmessung, welche nur Ergebnisse im Bereich von 10-70 km liefert.

Diese Mehrdeutigkeit muss aufgelöst werden, um weitere Analysen durchführen zu können. Durch das Wissen um den Höhenbereich, in dem Meteorsignale auftreten und deren Position am Himmel kann die Mehrdeutigkeit aufgehoben werden. Dem gemessenen Abstand wird solange die Abstandsvieldeutigkeit von 70 km hinzu addiert, bis sich bei der Höhenberechnung des Meteorsignals ein Wert zwischen 70 und 130 km ergibt. Kann die Vieldeutigkeit durch dieses Kriterium nicht komplett ausgeschlossen werden, wird das Signal nicht für weitere Analysen verwendet. Wie die Position eines Meteorsignals bestimmt wird, wird im folgenden Abschnitt erläutert. Die Berechnung der Höhe eines Meteorsignals über dem Erdboden ist in Abschnitt 2.2.4 dargestellt.

Ein Zusammenspiel der drei Punkte, Signalabstandsmessung, Position des Meteorsignals am Himmel und Höhe des Signals über dem Erdboden erlaubt es, eine Bestimmung der Position des Meteorsignals im Bezugssystem des Radars im Rahmen der Messgenauigkeit anzugeben.

2.2.3. Interferometrie - Positionsbestimmung der Meteorsignale

Empfangene Signale werden für jede Empfangsantenne einzeln erfasst und gespeichert (Phase und Amplitude des Signals). Je nach Position des Meteors kommt es zu Laufzeitdifferenzen der reflektierten Welle zwischen den verschiedenen Empfangsantennen. Diese Laufzeitdifferenzen werden in Form von Phasendifferenzen zwischen den Empfängern messbar. Anhand der Phasendifferenzen zwischen zwei Empfangsantennen kann die Position des Meteorsignals entlang der Achse der beiden Empfangsantennen bestimmt werden (z.B. Larsen und Röttger, 1991). Wird dies für alle Zweierkombinationen der fünf Empfangsantennen durchgeführt, so kann die Position des Meteorsignals am Himmel eindeutig bestimmt werden. Dabei gilt folgende Beziehung für die Positionsbestimmung:

$$\delta = \arcsin\left(\frac{\phi \cdot \lambda}{2\pi \cdot d}\right). \quad (2.3)$$

Hier ist δ die Zenitdistanz in der Ebene der beiden Empfangsantennen. Dabei ist d der Abstand zwischen zwei Empfangsantennen, ϕ ist die Phasendifferenz zwischen den beiden Empfangsantennen und λ ist die Wellenlänge des Radars. In Abbildung 2.6 ist die Geometrie für Gleichung 2.3 dargestellt.

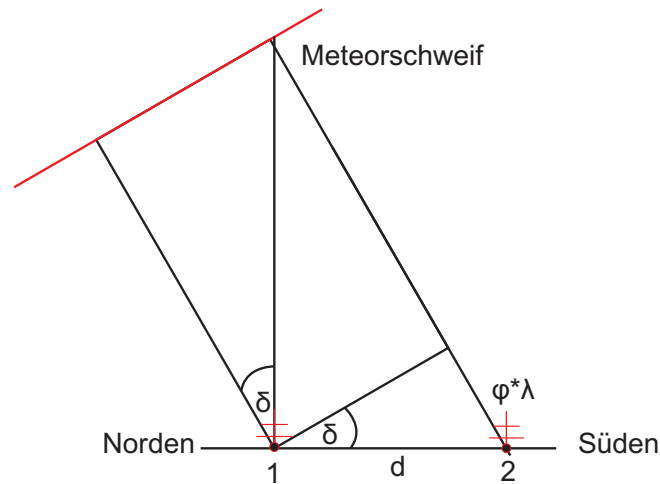


Abbildung 2.6.: Positionsbestimmung des Meteorsignals in Nord-Süd Richtung, δ - Zenitdistanz, ϕ - Phasendifferenz, λ - Wellenlänge, d - Länge der Grundlinie, nach Larsen und Röttger (1991)

2.2.4. Höhe eines Meteorsignals über dem Erdboden

Die Höhe des Meteorsignals wird geometrisch aus der Entfernung Radar - Meteorsignal (vgl. 2.2.2) und der Elevation des Signals über dem Horizont (vgl. 2.2.3) berechnet. Da nur Meteore in Höhen von 70-130 km verdampfen, kann dieser Sachverhalt als Kriterium benutzt werden um Vieldeutigkeiten in der Entfernungsmessung auszuräumen.

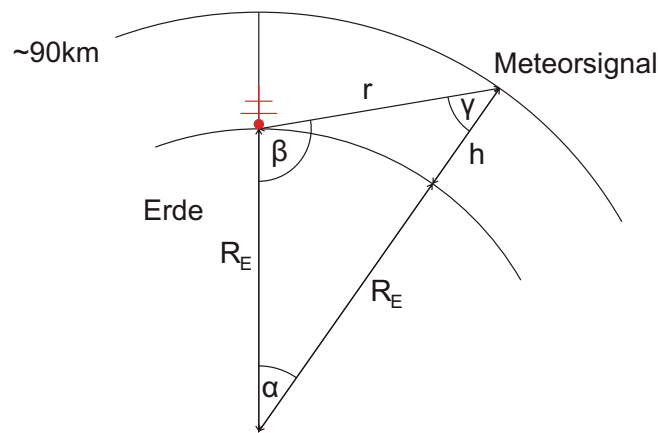


Abbildung 2.7.: Geometrie zur Bestimmung der Höhe eines Meteorsignals über dem Boden

Zur Berechnung wird der Kosinussatz benutzt:

$$(R_E + h)^2 = R_E^2 + r^2 - 2R_E \cdot r^2 \cdot \cos(90^\circ + \phi) \quad (2.4)$$

$$h = \sqrt{R_E^2 + r^2 - 2R_E \cdot r^2 \cdot \cos(90^\circ + \phi)} - R_E. \quad (2.5)$$

Dabei ist R_E der Erdradius, h die Höhe des Meteorsignals über dem Horizont, r der Abstand Radar - Signal und ϕ die Elevation des Meteorsignals (vgl. Abb.: 2.7).

Die umgekehrte Berechnung des Abstandes Meteorsignal - Radar aus einer gegebenen Meteorhöhe ist für die Bestimmung der Länge der Echolinie von Bedeutung (Abschnitt

4.3).

2.3. Meteorhelligkeit - Magnitude

Die Magnitude oder scheinbare Helligkeit ist eine Skala, die die Helligkeit eines Objektes am Himmel angibt. Ihren Ursprung hat die Skala in Claudius Ptolemaeus Almagest aus dem 2. Jahrhundert. Den hellsten Fixsternen wurde die Magnitude 1 zugeordnet, während die mit dem Auge gerade noch wahrnehmbaren Sterne der 6ten Magnitude zugeordnet wurden.

Heutzutage wird die Skala weiterhin verwendet, jedoch unter Beachtung des Weber-Fechner-Gesetzes, welches die Proportionalität zwischen Helligkeitsempfindung und Logarithmus der Intensität beschreibt. Gleichzeitig wird versucht die historischen Größen beizubehalten.

$$m_1 - m_2 = -2,5 \log \left(\frac{I_1}{I_2} \right) \quad (2.6)$$

Mit I_1 und I_2 sind die Intensitäten der Himmelskörper für einen Beobachter auf der Erde bezeichnet, deren zugehörigen Magnituden m_1 und m_2 sind.

Zur Festlegung des Nullpunkts der Skala werden mehrere Sterne um den Himmelsnordpol verwendet, die sogenannte internationale Polsequenz (Hanslmeier, 2007).

Tabelle 2.2.: Magnitude einiger Himmelskörper (Hanslmeier, 2007)

Sonne	$-26,8^m$
Vollmond	-12^m
Venus	$-4,5^m$
Sirius	$-1,6^m$
Polarstern	$2,12^m$
schwächste mit dem Auge sichtbare Sterne	$6,0^m$

Die Magnitudenskala ist ursprünglich eine Helligkeitsskala für den Frequenzbereich optischer elektromagnetischer Strahlung. Es existieren jedoch heute auch andere Effekte die mithilfe der Magnitudenskala in ihrer Helligkeit charakterisiert werden. So wird in McKinley (1961) eine Formel angegeben, die die Stärke von meteorischen Radarsignalen in eine Magnitudenskala einordnet.

2.3.1. Absolute Magnitude von Meteoriten

Die beschriebene Magnitude im vorherigen Abschnitt gibt eine relative Helligkeit von Objekten am Himmel an. Um Aussagen über die absolute Helligkeit eines Objekts zu treffen, bedarf es Informationen über den Abstand zwischen Objekt und Beobachter. Für die absolute Helligkeit von Sternen wird folgende Magnitudenrelation verwendet.

$$m - M = 5 \cdot \log\left(\frac{r}{10pc}\right) \quad (2.7)$$

Hier ist M die absolute -, und m die relative Magnitude. Die Referenzentfernung beträgt 10 parsec, was einer Entfernung von $308,5 \cdot 10^{15}m$ entspricht. Gleichung 2.7 ist für Sterne definiert. Für Meteore macht diese Gleichung keinen Sinn, da die Entfernung r von meteorsignalen viel zu gering ist. Öpik (1955) gibt eine absolute Magnitude für Meteore an, welche für einen Meteor im Zenit in einer Höhe von 100 km definiert ist.

$$M_v = 6,8 - 2,5 \log(I/I_0) \quad (2.8)$$

Diese Relation bringt die absolute sichtbare Magnitude M_v eines Meteors mit dessen abgestrahlter Intensität I (Watt) in Zusammenhang. I_0 ist die Referenzintensität 1 Watt Diese Formel gilt für den sichtbaren Wellenlängenbereich von 400 nm bis 700 nm.

McKinley (1961) gibt eine Magnitudenskala für Meteore an, welche mit Radaren detektiert werden. Um eine Helligkeitsinformation für das Meteorsignal anzugeben, wird die Elektronenliniendichte des Meteorschweifes verwendet. Die Elektronenliniendichte ist ein Maß für die Ionenproduktion während der Ablationsphase des Meteors. Eine hohe Elektronenliniendichte entspricht einer großen Helligkeit.

Indem Meteore simultan mit Radar und optischen Instrumenten untersucht wurden, konnte aus gemessenen sichtbaren Magnituden und der Meteorleuchtdauer T , die Radarmagnitude abgeleitet werden.

$$M_r = 40 - 2,5 \log(q/q_0) \quad (2.9)$$

Dabei definiert q die maximale Elektronenliniendichte eines Meteorsignals und q_0 ist die Referenzelektronenliniendichte $1 m^{-1}$. Zur Charakterisierung von Radiometeoren könnte man auch die Elektronenliniendichte verwenden, jedoch ist die Magnitudenskala in der Astronomie weit verbreitet und ermöglicht bessere Vergleichsmöglichkeiten mit anderen Beobachtungsmethoden. Verniani (1964) leitet die Radarmagnitude (2.9) analytisch aus der visuellen Magnitude (2.8) her. Mit $M_r = 39,4 - 2,5 \log(q)$ erhält Verniani nahezu das gleiche Ergebnis wie McKinley (1961).

Anhand einer Ein-Körper Ablationstheorie (Verniani, 1973) wurden die Radarmagnituden aus den Daten des Harvard Radio Meteor Project (Hawkins, 1963) erfolgreich getestet. Die Verwendung einer Magnitudenskala zur Charakterisierung von Radar-Meteorsignalen kann daher als sinnvoll betrachtet werden.

2.3.2. Radarkalibrierung

Ziel einer Radarkalibrierung ist es, die rückgestreute Leistung eines Signals zu bestimmen. Im Falle eines Meteorradars kann so die rückgestreute Leistung eines Meteor-

schweifs gemessen werden. Aus dieser Leistung kann die Elektronenliniendichte des Meteors berechnet werden.

Radarsysteme geben im ausgelieferten Zustand nur die relative Signalamplitude der Meteorsignale in willkürlichen Einheiten (digitalisierten Einheiten) an. Nach erfolgter Radarkalibrierung können anstelle relativer Signalamplituden absolute Empfangsleistungen in Watt angegeben werden. Es gibt drei verschiedene Methoden um ein Radar zu kalibrieren. Zum einen wird eine Rausch-Quelle verwendet, die an den Empfänger angeschlossen wird (Latteck et al., 2007). Zum anderen kann die Delay Line Methode verwendet werden. Hierbei werden Sendesignale mit unterschiedlicher Amplitude in einer delay line verzögert und anschließend in den Empfänger gespeist (Latteck et al., 2007). Stober et al. (2011b) führt die Kalibrierung anhand von Messungen des kosmischen Radio Hintergrunds durch. Die Meteorradare in Juliusruh und Andenes sind mit der Delay Line Methode kalibriert, während das Radar in Collm zusätzlich mit der Methode von Stober et al. (2011b) kalibriert wurde. In diesem Abschnitt wird die Radarkalibrierung anhand Messungen des kosmischen Radiohintergrunds kurz erläutert.

Das kosmische Hintergrundrauschen entsteht durch Synchrotronstrahlung von Elektronen, die sich aufgrund der Existenz von Magnetfeldern auf Kreisbahnen bewegen. Diese Magnetfelder entstehen durch die Eigenrotation der Galaxien, in denen sich die Elektronen befinden. Man kann diese Strahlung als Schwarzkörper-Strahlung auffassen. Mithilfe des Rayleigh-Jeans-Gesetz kann der Strahlung eine Temperatur zugeordnet werden. Diese Temperatur wird als Rauschtemperatur des Himmels (engl.: sky noise temperature) bezeichnet (siehe auch Stober et al., 2011b).

$$T_{sky} = \frac{c^2}{2k_B\nu^2} I_\nu \quad (2.10)$$

Hierbei ist ν die Frequenz der betrachteten elektromagnetischen Strahlung und I_ν deren Intensität. k_B und c sind die Boltzmann Konstante und Lichtgeschwindigkeit.

Zur Radarkalibrierung wird das Untergrundrauschen (in digitalisierten Einheiten) während ruhiger ionosphärischer Bedingungen (Quiet Day Curve siehe Abb. 2.8a) bestimmt. Dieser mittlere Rauschpegel setzt sich zusammen aus dem Rauschen des Empfängers (T_{rec} Rauschtemperatur) und dem kosmischen Radiohintergrund (T_{sky}).

$$P_r = k_B \cdot \Delta f (T_{rec} + T_{sky}) \quad (2.11)$$

Wobei Δf die Bandbreite des Empfängers ist. Diese Bandbreite beträgt im Fall der hier verwendeten Systeme 50 kHz. k_B ist die Boltzmann-Konstante.

Aus Messungen (siehe Abb. 2.8b) und Modellierungen (Oliveira-Costa et al., 2008) ist der kosmische Hintergrund im VHF Frequenzband bekannt. Die Empfangsleistung wird in Gleichung 2.11 durch den Ausdruck

$$P_r = \frac{c_c \cdot A^2}{G_{rx}} \quad (2.12)$$

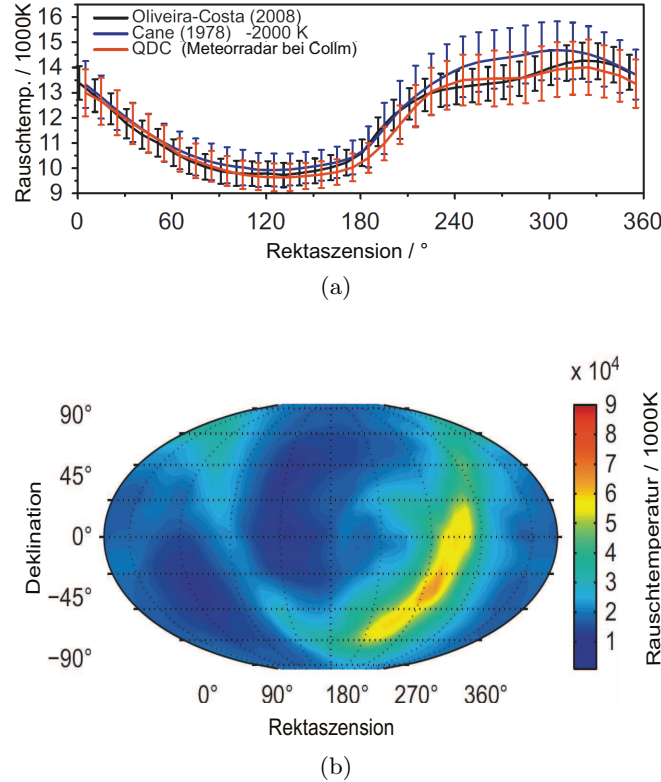


Abbildung 2.8.: aus Stober et al. (2011b), (a) zeigt eine Messung des Radiohintergrunds (orange) im Vergleich mit einem Modellergebnis (Oliveira-Costa et al., 2008) und der Messkampagne von Cane (1978), (b) zeigt das komplette Bild den Radiohintergrund bei 30 MHz in Äquatorialkoordinaten (Cane, 1978)

ersetzt. Hier ist c_c der Kalibrierungskoeffizient für kohärente Signale (Meteorsignale), A die Amplitude des Meteorsignals in digitalisierten Einheiten. G_{rx} gibt den Antennengewinn an, in dem der Verlust durch die verwendeten Kabel berücksichtigt ist (Stober et al., 2011b).

Gleichung 2.11 wird in folgende Form umgestellt:

$$T_{sky} = \frac{c_c \cdot A^2}{G_{rx} \cdot k_B \cdot \Delta f} - T_{rec}. \quad (2.13)$$

Eine lineare Regression wird für diese Gleichung durchgeführt mit der quadrierten Signalamplitude A^2 als x-Variable und dem kosmischen Radiohintergrund T_{sky} als y-Variable. Stützstellen der Regressionsanalyse sind 36 verschiedene Positionen am Himmel (Rektaszension 0–360°) für die Signalamplitude und kosmischer Radiohintergrund vorliegen (siehe Abb. 2.9).

Der Anstieg der Regressionsgeraden enthält den gesuchten Kalibrierungskoeffizienten für Meteorsignale (mündliche Mitteilung von Gunter Stober):

$$c_c = 4,1 \cdot 10^{-21} \frac{W}{d.E.^2}. \quad (2.14)$$

(d.E. - digitalisierte Einheiten).

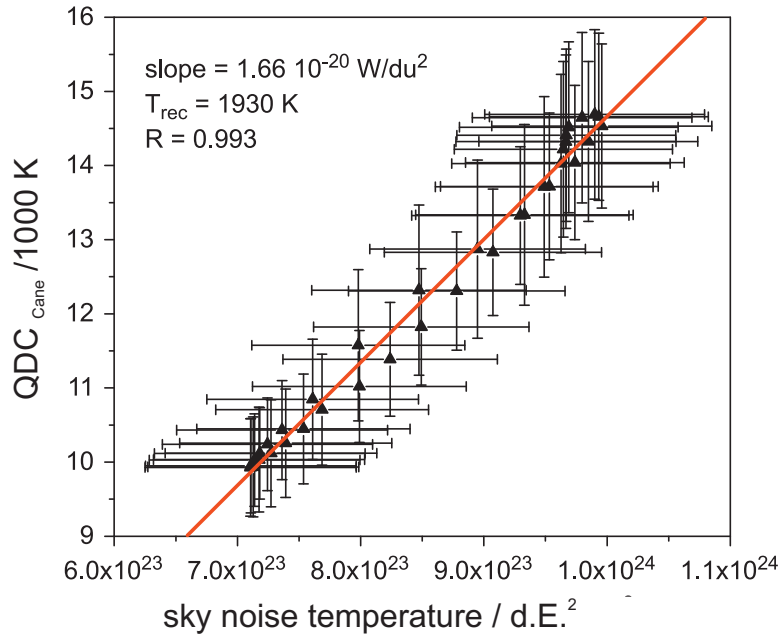


Abbildung 2.9.: Radarkalibrierung mittels kosmischem Radiohintergrund, der Anstieg enthält die Kalibrierkonstante c_c

Mit dieser Kalibrierkonstanten kann man nun direkt aus der Signalamplitude A die Empfangsleistung P_r berechnen:

$$P_r = c_c \cdot A^2 \quad (2.15)$$

2.3.3. Berechnung der Elektronenliniendichte

Aus der gemessenen Empfangsleistung P_r lässt sich die Elektronenliniendichte berechnen. In diesem Abschnitt wird die Rechnung aus (McKinley, 1961) nachvollzogen.

Grundlage ist die Radargleichung für ein einzelnes Elektron, unter der Annahme keiner Wechselwirkung der Elektronen untereinander.

Die Leistung ΔP_r einer von einem Elektron reflektierten elektromagnetischen Welle ergibt sich aus:

$$\Delta P_r = \frac{P_t \cdot G^2 \cdot \lambda^2 \cdot \sigma_e}{64\pi^3 \cdot r^4} \quad (2.16)$$

Hier ist σ_e der Streuquerschnitt eines Elektrons, λ die Wellenlänge des Radars, r der Abstand des Meteorsignals zum Zeitpunkt spiegelnder Reflektion, G der Antennengewinn von Empfangs- und Sendeantenne und P_t die ausgesendete Leistung.

Die Elektronen des Meteorschweifs streuen, wenn sie die ausgesendete Welle erreicht. Durch die räumliche Distanz der Elektronen entlang des Meteorschweifs entsteht eine Phasenverschiebung und damit Interferenz. Die reflektierte Gesamtleistung aller Elektronen eines Meteorschweifs ist deswegen nicht gleich der Summe der Einzelleistungen. Um die Gesamtleistung der von einem Meteorschweif zurückgestreuten elektromagnetischen Welle zu berechnen, wird die Summe der Amplituden der elektromagnetischen

Felder A_r aller Schweif-Elektronen unter Berücksichtigung der Phasenverschiebung gebildet. Dazu integriert man entlang des Meteorschweifs C .

$$\int_C dA_r = \int_C A_0 q \sin(2\pi ft + \phi) ds \quad (2.17)$$

$$= \int_C \sqrt{2Z\Delta P_r} q \sin\left(2\pi ft - \frac{4\pi R}{\lambda}\right) ds \quad (2.18)$$

In dieser Gleichung stellt Z die Eingangsimpedanz des Empfangsmoduls dar und f die Frequenz der ausgesendeten elektromagnetischen Welle.

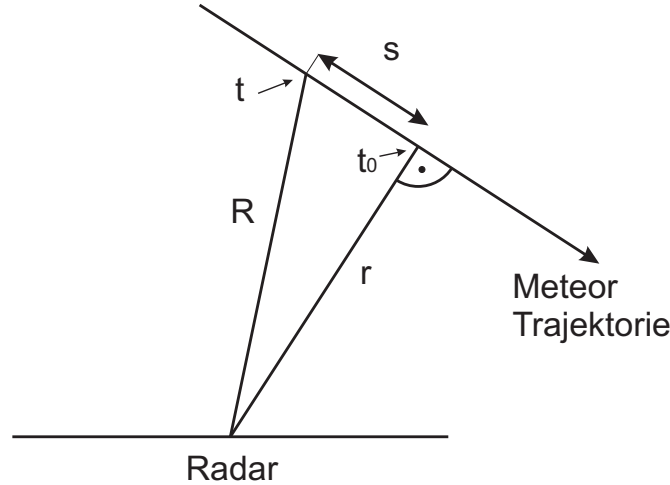


Abbildung 2.10.: Schematische Darstellung des Meteorweges relativ zur Radarstation, t_0 ist der Zeitpunkt der spiegelnden Reflektion, r ist der Abstand des Meteorsignals zum Zeitpunkt t_0 , nach McKinley (1961)

In der Nähe des Spiegelpunktes ändert sich der Abstand des Schweifes zum Radar nur wenig, deswegen kann der Abstand durch $R \approx r + s^2/2r$ genähert werden. Zusätzlich wird eine Substitution durchgeführt, $2s = x(r\lambda^{0,5})$, und eine neue Variable eingeführt: $\chi = 2\pi ft - 4\pi r/\lambda$. Damit ergibt sich folgendes für die Gesamtamplitude des gestreuten elektromagnetischen Feldes (McKinley, 1961; Cepelcha et al., 1998; Baggaley, 2002).

$$A_r = \frac{(2Z\Delta P_r r \lambda)^{0,5}}{2} q \int_{x_1}^x \sin\left(\chi - \frac{\pi x^2}{2}\right) \quad (2.19)$$

Das Integral in Gleichung 2.19 lässt sich auf die Fresnel Integrale

$$C = \int_{x_1}^x \cos \frac{\pi x^2}{2} dx$$

und

$$S = \int_{x_1}^x \sin \frac{\pi x^2}{2} dx$$

zurückführen. Zusammen mit einer zeitlichen Mittelung ergibt sich für die Empfangsleistung P_r der folgende Ausdruck.

$$P_r = \frac{A_r^2}{2Z} = \frac{P_t \cdot G^2 \cdot \lambda^3 \cdot \sigma_e}{128\pi^3 \cdot r^4} \cdot \left[\frac{C^2 + S^2}{2} \right] \cdot q^2 \quad (2.20)$$

Der Ausdruck in eckigen Klammern hat den Wert eins, wenn s von $-\infty$ bis ∞ ausgewertet wird. Näherungsweise ist der Ausdruck auch bereits eins, wenn man nur über wenige Fresnelzonen vor und nach dem Zeitpunkt t_0 integriert (McKinley, 1961).

Man kommt durch Umstellen der Gleichung 2.20 schließlich zur Elektronenlindichte q .

$$\begin{aligned} q &= 8 \sqrt{\frac{2P_r \pi^3}{P_t \sigma_e G^2}} \left(\frac{r}{\lambda}\right)^{3/2} \\ &= 6,3 \cdot 10^{15} \cdot \sqrt{\frac{P_r}{G^2 \cdot P_t}} \left(\frac{r}{\lambda}\right) W \end{aligned} \quad (2.21)$$

Die Elektronendichte kann jetzt für jedes Meteorsignal berechnet werden. Das macht es möglich, unterschiedliche Radare miteinander zu vergleichen. Aufgrund von unterschiedlicher Sendeleistung der Radare in Andenes, Juliusruh und Collm kommt es zu sehr unterschiedlichen Meteorraten. Benutzt man jetzt die Elektronenlindendichte (respektive Radarmagnitude) der Meteorsignale kann sehr einfach ein Vergleich angestellt werden. Zur Analyse werden nur Meteore herangezogen, welche im für alle Radarsysteme sichtbaren Magnitudenbereich liegen (Vgl. Abschnitt 5.1).

3. Astronomische Koordinatensysteme und Radiantenkarten

3.1. Astronomische Koordinatensysteme

Die Erdrotation und die Revolution der Erde um die Sonne sind zwei Effekte, die die Beobachtungen des Sternenhimmels auf der Erde beeinflussen. Dieser Einfluss ist zu beseitigen, will man Beobachtungen von unterschiedlichen Orten auf der Erde vergleichen. Die Astronomie nutzt deswegen unterschiedliche Koordinatensysteme um den verschiedensten wissenschaftlichen Anforderungen gerecht zu werden. Der folgende Abschnitt orientiert sich an Weigert et al. (2005), jedoch gibt es diverse andere Quellen, welche die Grundlagen der Astronomie beschreiben (Danby, 1988; Guthmann, 1994; Hanslmeier, 2007; Karttunen et al., 2003).

3.1.1. Horizontsystem

Astronomische Koordinatensysteme kommen ohne die Entfernungskoordinate r aus, da die Entfernung zwischen Beobachter und Objekt für Kartierungen von Sternen nicht notwendig ist. Die Sterne und Meteorradianten muss man sich als Projektion auf eine Einheitskugel vorstellen. Das Koordinatensystem in dem sich der Mensch befindet ist das sogenannte Horizontsystem. Der Beobachter befindet sich auf der Erdoberfläche und nur eine Halbkugel ist für ihn sichtbar, der Himmel. Die Erdrotation ist für den Beobachter dahingehend sichtbar, dass sich die Sonne am Himmel und die Sterne am Nachthimmel scheinbar bewegen. Auch die Revolution der Erde um die Sonne ist sichtbar, denn die Höhe der Sonne über dem Horizont zu einer bestimmten Zeit am Tag ändert sich im Verlaufe eines Jahres. Die entsprechenden Koordinaten sind Elevation ϕ und Azimut Az , eine Alternative zur Höhe ist die Zenitdistanz $Zd = 90^\circ - \phi$. Der Azimut wird von Süden aus im Uhrzeigersinn gemessen.

3.1.2. Äquatorialsystem

Das feste Äquatorialsystem ist das Koordinatensystem, welches man erhält, wenn man das Gradnetz der Erde ins Unendliche der Himmelskugel projiziert. Der terrestrische Äquator wird zum Himmelsäquator. Der Referenzlängengrad geht durch den Himmelsnordpol, den Zenit des Beobachters und den Himmelsnordpol. Der Referenzlängengrad ist also ortsfest, daher der Name festes Äquatorialsystem. Die entsprechenden Koordinaten sind Deklination δ und Stundenwinkel t , wobei der Stundenwinkel von Süden im

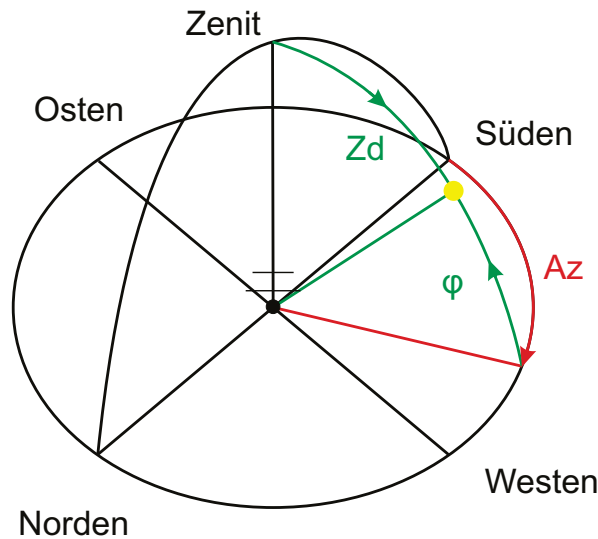


Abbildung 3.1.: schematische Darstellung des Horizontsystem, Az - Azimut, ϕ - Elevation, Zd - Zenitdistanz

Uhrzeigersinn gemessen wird.

Es gibt ein weiteres Äquatorialsystem, das rotierende Äquatorialsystem. Der Ursprung der Bezeichnung 'rotierend' kommt von der scheinbaren Drehung des Koordinatensystems. Der sich auf der Erdoberfläche drehende Beobachter nimmt eine Drehung des Sternenhimmels wahr. Um ein Koordinatensystem zu definieren, welches unabhängig von der Erdrotation ist, wird eine feste Referenz benötigt. Diese feste Referenz ist der Frühlingspunkt. Der Frühlingspunkt ist einer der zwei Punkte am Himmel bei denen sich Himmelsäquator und Ekliptik schneiden. Der Name dieses Punktes kommt von der Tatsache, dass die Sonne den Himmelsäquator am Frühlingsanfang (von Süden nach Norden) kreuzt. Der Frühlingspunkt ist gleichzeitig als Koordinatenursprung des rotierenden Äquatorialsystems definiert. Die entsprechenden Koordinaten sind Deklination δ und Rektaszension α . Die Rektaszension wird vom Frühlingspunkt aus entgegen des Uhrzeigersinns gemessen. Der Zusammenhang zwischen Stundenwinkel t und Rektaszension α lautet: $\alpha = \Theta - t$. Wobei Θ die Sternzeit ist. Stundenwinkel und Rektaszension werden in der Astronomie meist in Stunden, Minuten und Sekunden gemessen ($1\text{h}=15^\circ$). Für diese Arbeit wurde das Gradmaß verwendet. In Abbildung 3.2 ist das rotierende Koordinatensystem zusammen mit dem Himmelsäquator und der Ekliptik dargestellt.

3.1.3. Ekliptikales Koordinatensystem

Viele der sporadischen Meteore befinden sich auf einem Orbit um die Sonne. Um die Radianten sporadischer Meteore zu untersuchen bietet sich somit das Ekliptikalsystem an. Die Ebene der Ekliptik ist gegen den Himmelsäquator um den Winkel $\epsilon \approx 23,5^\circ$ geneigt. Der Ursprung des Koordinatensystems ist ebenfalls der Frühlingspunkt. In

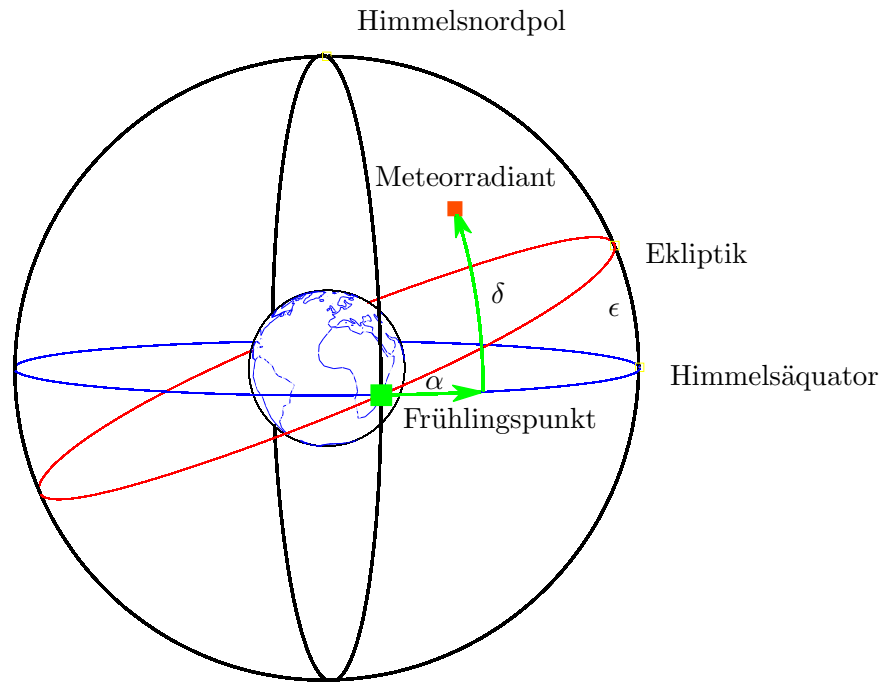


Abbildung 3.2.: Rotierendes Äquatorialsystem mit Frühlingspunkt, Himmelsnordpol, Schiefe der Ekliptik

diesem System wird die ekliptikale Länge λ vom Frühlingspunkt entgegen des Uhrzeigersinns gemessen, die ekliptikale Breite ist von der Ebene der Ekliptik in Richtung Ekliptik-Nordpol positiv definiert. In diesem System wird die ekliptikale Länge λ entgegen des Uhrzeigersinns vom Frühlingspunkt gemessen.

Im heliozentrischen Ekliptikalsystem können sporadische Meteorquellen ausgemacht werden. In diesem Koordinatensystem liegt die Richtung Erde-Sonne im Ursprung. Damit man heliozentrische ekliptikale Koordinaten erhält, wird der Apex der Erde berechnet. Der Apex bezeichnet die momentane Richtung der Erde auf dem Weg um die Sonne. Der Winkel zwischen Frühlingspunkt und Apex ist nicht konstant und muss für jeden Zeitpunkt berechnet werden. Der Vorteil davon ist, dass der Nullpunkt des Koordinatensystems stets in Richtung Sonne zeigt. Die entsprechenden Koordinaten sind die heliozentrisch ekliptikale Breite β und heliozentrisch ekliptikale Länge λ_{\odot} .

Im nächsten Abschnitt 3.2 wird auf die Transformationen zwischen den Koordinatensystemen genauer eingegangen.

3.2. Transformationsgleichungen

Meteore aus Meteorschauern und sporadische Meteore werden in unterschiedlichen astronomischen Koordinatensystemen beschrieben.

Die Eigenschaften von Meteorschauern werden im rotierenden Äquatorialsystem be-

schrieben und sie erhalten ihren Namen von dem Sternbild, in dem sich der Radiant des Meteorschauers befindet. So tritt das Maximum des Meteorschauers der Geminiden jährlich am 13./14. Dezember auf. Dieser Meteorschauer liegt im Sternbild Zwillinge (lat. gemini). Bekannte Meteorschauer sind ebenfalls die Perseiden (Sternbild Perseus) im August und die Leoniden (Sternbild Löwe) im November.

Sporadische Meteore befinden sich meist auf einem Orbit um die Sonne. Deswegen werden die Meteorsignale in heliozentrische Koordinaten transformiert, da in diesen Koordinaten sporadische Meteorquellen identifiziert werden können.

Die folgenden Koordinatentransformationen können auf zwei Arten berechnet werden. Die erste und historische Variante ist die Transformation mittels sphärischer Geometrie, beziehungsweise dem nautischen Dreieck, was gleichbedeutend ist. Diese Methode wird unter anderem in Karttunen et al. (2003) beschrieben. Hierbei werden die beiden Koordinatensysteme ineinander gelegt und ein sphärisches Dreieck zwischen drei Referenzpunkten aufgespannt. Für Horizont- und Äquatorialsystem sind das zum Beispiel Zenit, Himmelsnordpol und ein variabler Punkt (Meteorradiant oder Stern). Unter Anwendung des Cotangens- und Cosinussatzes der sphärischen Geometrie werden die Transformationsgleichungen ermittelt.

Eine andere Methode wird in Seidelmann (1992) beschrieben. Hier werden mithilfe von Rotationsmatrizen die Transformationsgleichungen ermittelt. Dabei wird die Transformation des Horizontsystems in das feste Äquatorialsystem durch eine Drehung um die Y-Achse (Drehwinkel ist 90° -geographischer Breite) durchgeführt. Die Transformation des rotierenden Äquatorialsystems in das Ekliptikalsystem durch eine Drehung um die X-Achse (Drehwinkel ist die Schiefe der Ekliptik ϵ). Im Anhang in den Abschnitten C.1 und C.2 sind die Transformationen im Detail aufgeführt.

3.2.1. Transformation des Horizontsystem ins rotierendes Äquatorialsystem

Die Transformationsgleichungen vom Horizontsystem in das feste Äquatorialsystem lauten:

$$\delta = \arcsin(\cos \Phi \cos \theta \cos \phi + \sin \Phi \sin \theta) \quad (3.1)$$

$$h = \arctan \left(\frac{-\cos \theta \sin \phi}{-\sin \Phi \cos \theta \cos \Phi + \cos \Phi \sin \theta} \right). \quad (3.2)$$

Das geographische Koordinatensystem, welches für die Radare benutzt wird, hat Norden als Referenz, dadurch sind diese Transformationsgleichungen anders als in Standardbüchern wie Karttunen et al. (2003) und Seidelmann (1992).

Die Transformation vom festen in das rotierende Äquatorialsystem wird durch die Gleichung

$$\alpha = \Theta - t \quad (3.3)$$

erreicht.

Θ ist die lokale Sternzeit und wird bestimmt durch:

$$\Theta = \Theta_0 + \lambda + UT \cdot \frac{15^\circ}{1^h} \cdot 1,002733. \quad (3.4)$$

Mit der Universal Time $UT = hh + min/60 + sec/3600$ in Stunden, der Greenwich-Sternzeit Θ_0 und der geographischen Länge (positiv nach Osten) des Beobachters λ . Der Faktor 1,002733 entsteht aus der Überlagerung von Erdrotation und Revolution. Dies führt dazu, dass ein Sterntag mit $23^h 56^{min} 4^s$ knapp 4 Minuten kürzer ist als ein Sonnentag. Ein Sternentag ist die Zeit zwischen zwei Höchstständen des Frühlingspunktes. Dessen Position ist fest und wird als astronomische Zeiteinheit verwendet. Ein Sonnentag ist die Zeit zwischen zwei Sonnenhöchstständen und wurde bis 1967 als Zeitmaßstab verwendet. Der Unterschied von 3 Minuten und 56 Sekunden kommt von der scheinbaren Bewegung der Sonne, wodurch der Sonnentag länger wird. Die Greenwich-Sternzeit Θ_0 wird nach Montenbruck und Pfleger (1999) wie folgt berechnet:

$$\Theta_0 = (100,4606 + 36000,77 \cdot T_0 + 0,0003879 \cdot T_0^2) \bmod 360. \quad (3.5)$$

Hierbei ist T_0 die Zahl der Julianischen Jahrhunderte seit der Standarddepoche J2000.0¹:

$$T_0 = \frac{JD - 2451545}{36525}. \quad (3.6)$$

Das Julianische Datum JD entspricht dabei der Zahl an Tagen nach dem 1. Januar 4713 v.Chr. (Montenbruck und Pfleger, 1999). Es gibt verschiedene Methoden das Julianische Datum aus dem aktuellen Datum des gregorianischen Kalenders (dd.mm.yyyy) zu berechnen. Die folgende stammt aus Seidelmann (1992):

$$JD = 365 \cdot y^* + int(0.25 \cdot y^* + 2000) + int(30.6001 \cdot m^*) + dd + 1718995, \quad (3.7)$$

wobei dd die Tageszahl des aktuellen Datums darstellt. y^* und m^* hängen wie folgt vom Monat ab:

$$m^* = \begin{cases} mm + 1, & \text{wenn } mm > 2 \\ mm + 13, & \text{wenn } mm \leq 2 \end{cases} \quad (3.8)$$

$$y^* = \begin{cases} yyyy, & \text{wenn } mm > 2 \\ yyyy - 1, & \text{wenn } mm \leq 2. \end{cases} \quad (3.9)$$

Hat man die lokale Sternzeit nach Gleichung 3.4 mithilfe der Gleichungen 3.5-3.7 berechnet, so kann die Transformation vom festen in das rotierende Äquatorialsystem

¹1. Januar 2000 11:58:55,816 UTC entspricht dem Julianischen Datum 2451545,0 und dient als Festlegung für das momentan verwendete Fundamentalsystem (Seidelmann, 1992)

durchgeführt werden (Gl. 3.3).

3.2.2. Transformation des rotierenden Äquatorialsystems ins heliozentrische Ekliptikalsystem

Die Ekliptik, die Bahnebene der Erde um die Sonne, spielt in der Astronomie eine Rolle, wenn Aussagen über Vorgänge in unserem Sonnensystem gemacht werden sollen. Die sporadische Meteorkomponente lässt sich sehr gut im ekliptischen Koordinatensystem beschreiben. Die Ekliptik ist gegenüber dem Himmelsäquator geneigt. Der Winkel ϵ wird Schiefe der Ekliptik genannt.

$$\epsilon = 23,43929^\circ - 0,013^\circ \cdot T_0 \quad (3.10)$$

Dieser Winkel ändert sich aufgrund der Präzession der Erde im Laufe der Zeit (Guthmann, 1994), T_0 ist durch Gleichung 3.6 definiert. Nach dieser Gleichung betrug zum Beispiel die Schiefe der Ekliptik im Jahr 2005 $23,43864^\circ$.

Die Transformation wird durch eine Drehung um die X-Achse durchgeführt. Der Drehwinkel ist die Schiefe der Ekliptik. Im Anhang C.2 wird die Rechnung im Detail durchgeführt. Als Ergebnis erhält man:

$$\beta = \arcsin(-\sin \epsilon \cos \delta \sin \alpha + \cos \epsilon \sin \delta) \quad (3.11)$$

$$\lambda = \arctan \left(\frac{\cos \epsilon \cos \delta \cos \alpha + \sin \epsilon \sin \delta}{\cos \delta \cos \alpha} \right). \quad (3.12)$$

Die folgenden Gleichungen 3.13-3.15 stammen aus Woolard et al. (1961). Sie basieren auf der Standarddepoche JD 1900.0. Gleichungen für die Epoche JD2000.0 sind im Anhang C.3 dargestellt.

Die Größen 3.13-3.15 charakterisieren den elliptischen Orbit der Erde, welcher durch die Gravitation der anderen Planeten gestört wird. Die Perihellänge ist der Winkel zwischen Frühlingspunkt und Perihelion der Erde.

$$\omega_\odot = 281,2208 + 1,719175 \cdot t_0 + 4,527777 \cdot 10^{-4} \cdot t_0^2 + 3,333334 \cdot t_0^3 \quad (3.13)$$

Die mittlere Anomalie beschreibt die Position der Erde auf einer gedachten Kreisbahn mit dem Radius der großen Halbachse und konstanter Geschwindigkeit.

$$m_\odot = 358,4758 + 35999,049 \cdot t_0 - 1,5 \cdot t_0^2 - 3,3 \cdot 10^{-6} \cdot t_0^3 \quad (3.14)$$

Die Exzentrizität des Erdorbits ist gegeben durch:

$$e_\odot = 1,6751104 \cdot 10^{-2} - 4,18 \cdot 10^{-5} \cdot t_0 - 1,26 \cdot 10^{-8} \cdot t_0^2. \quad (3.15)$$

Hierbei ist t_0 die Anzahl an Jahrhunderten seit dem 01.01. 1900 (Standarddepoche

J1900.0):

$$t_0 = \frac{JD - 2415020.0}{36525}. \quad (3.16)$$

Folgende Gleichungen sind in Danby (1988) zu finden. Diese Gleichungen dienen der Transformation in heliozentrische Koordinaten, deren Herleitung hier nur angedeutet wird. Sie haben ihren Ursprung in Keplers Gesetzen der Planetenbewegung.

Die Kepler Gleichung lässt sich aus den drei Keplerschen Gesetzen herleiten.

$$E_{\odot} = m_{\odot} + e_{\odot} \sin(E_{\odot}) \quad (3.17)$$

Sie verbindet die Größen mittlere Anomalie m_{\odot} mit exzentrischer Anomalie E_{\odot} und Exzentrizität des Erdborbits e_{\odot} . Eine Lösung wird iterativ angenähert, für kleine Exzentrizitäten. Erste Näherung ist $E_{\odot} = m_{\odot}$. Das wird in Gleichung 3.17 wieder eingesetzt. Die vierte Iteration wird für weitere Berechnungen verwendet und lautet

$$E_{\odot} = m_{\odot} + \left(1 - \frac{e_{\odot}^2}{8}\right) \cdot e_{\odot} \cdot \sin(m_{\odot}) + \frac{e_{\odot}^2 \cdot \sin(2m_{\odot})}{2} + \frac{3 \cdot e_{\odot}^3 \cdot \sin(3m_{\odot})}{8} \quad (3.18)$$

.

Die solare Länge ist eine Größe, welche anstelle des Datums verwendet werden kann. Sie wird als Winkel von 0° bis 360° angegeben. Die solare Länge reicht dabei vom Frühlingspunkt rechtshändig entlang der Ekliptik bis zur Erde.

$$l_{\odot} = \left(\omega_{\odot} + m_{\odot} + 2 \cdot e_{\odot} \cdot \sin(m_{\odot}) + \frac{5 \cdot e_{\odot}^2 \cdot \sin(2m_{\odot})}{4} \right) \quad (3.19)$$

Die Erdbahn um die Sonne ist eine Ellipse. Die Sonne liegt in einem der Brennpunkte dieser elliptischen Bahn. Mithilfe des Satzes von Pythagoras kann der Abstand Erde-Sonne berechnet werden.

$$r_{\odot} = a_{\odot} \cdot (1 - e_{\odot} \cdot \cos(E_{\odot})) \quad (3.20)$$

Der mittlere Abstand Erde-Sonne ist $a_{\odot} = 1,495978 \cdot 10^{11}m$ (Danby, 1988).

Die Geschwindigkeit der Erde entlang ihrer Bahn wird in Bezug auf die Sonne berechnet. Die X-Achse zeigt dabei in Richtung des Perihels der Bahnellipse². Die Y-Achse liegt auch in der Bahnebene, senkrecht zur X-Achse. Die Z-Achse ist parallel zum Bahndrehmoment.

$$v_{\odot x} = -\frac{na_{\odot}^2}{r_{\odot}} \sin(E_{\odot}) \quad (3.21)$$

²befindet sich die Erde im Perihel, so ist die Entfernung Sonne-Erde minimal

Die Geschwindigkeit der Erde entlang der kleinen Halbachse um die Sonne lautet

$$v_{\odot y} = -\frac{na_{\odot}^2}{r_{\odot}}\sqrt{1-e_{\odot}}\sin(E_{\odot}). \quad (3.22)$$

Hier ist n die Umlauffrequenz der Erde und ist durch die Dauer eines Jahres gegeben. a_{\odot} ist der mittlere Abstand Erde-Sonne. Die Richtung der Erdbewegung um die Sonne wird Apex genannt. Der Winkel zwischen Frühlingspunkt und der Richtung Sonne-Erde charakterisiert den Apex und wird Apexlänge l_{apex} genannt. Das Wissen der Apexlänge ist damit relevant für die Transformation in heliozentrische Koordinaten.

$$l_{apex} = \arctan\left(\frac{v_{\odot y}}{v_{\odot x}}\right) + \omega_{\odot} \quad (3.23)$$

Die Summe aus Perihellänge und dem Winkel zwischen Perihel und momentaner Position der Erde im Orbit ergibt die Apexlänge, den Winkel zwischen Frühlingspunkt und Erde in der Ekliptik. In Abbildung 3.3 ist der Zusammenhang 3.23 dargestellt.

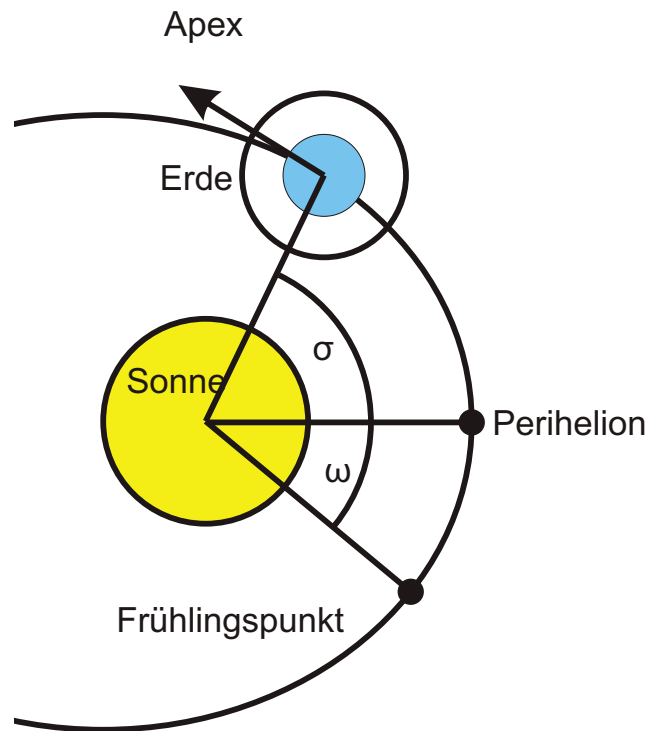


Abbildung 3.3.: Schematische Darstellung des Erdorbits mit der Richtung der Erdbewegung Apex, Perihelion dem Punkt an dem der Abstand der Erde zur Sonne minimal ist, Perihellänge ω , $\sigma = \arctan(\frac{v_{\odot y}}{v_{\odot x}})$, die Summe aus ω und σ ergibt l_{apex} und dem Frühlingspunkt, nicht maßstabsgetreu

Die Transformation vom geozentrischen Ekliptiksystem ins heliozentrische Ekliptiksystem erfolgt durch eine Drehung der ekliptikalen Länge um den Winkel $l_{apex} + 90^\circ$.

$$\lambda_{\odot} = \lambda - (l_{apex} + 90^\circ) \quad (3.24)$$

Tabelle 3.1.: Übersicht astronomische Koordinaten

Koordinatensystem	Azimutwinkel	Vertikalwinkel
Horizontsystem	Az - Azimut	ϕ - Elevation
festes Äquatorialsystem	t - Stundenwinkel	δ - Deklination
rotierendes Äquatorialsyste	α - Rektaszension	δ - Deklination
geozentrisches Ekliptikalsystem	λ - ekliptikale Länge	β - ekliptikale Breite
heliozentrisch Ekliptikalsystem	λ_{\odot} - ekliptikale Länge	β - ekliptikale Breite

In diesen Koordinaten können sporadische Meteorquellen identifiziert werden. Mit den Positionsinformationen der Quellen, der Meteordaten und der noch zu berechnenden Meteorsammelfläche wird im Anschluss ein Meteorfluss für die einzelnen Quellen berechnet.

In der Tabelle 3.1 sind die Koordinaten aller in dieser Arbeit verwendeten Koordinatensystem aufgelistet.

3.3. Karten von Meteorradianten

Um die Radianten der Meteore mit einem einzelnen Radar zu bestimmen wird die Methode von Jones und Jones (2006) angewendet. Diese statistische Methode wird im folgenden Abschnitt näher beleuchtet, da sie von großer Bedeutung für die weiteren Arbeitsschritte ist.

Die Richtung eines Meteorsignals gibt dessen Position am Himmel an. Diese Richtung entspricht nicht dem Radianten (Ursprung) des dazugehörigen Meteors (Abb. 2.1). Einem Meteorsignal können Meteorradianten zugeordnet werden, die in einer Ebene liegen, welche senkrecht auf der Richtung des Meteorsignals steht.

Wie einem Meteorsignal eine Radiantenebene zugeordnet werden kann, so kann auch einem beliebigen Radiant \vec{T} eine Signalebene zugeordnet werden. Diese Signalebene liegt senkrecht zum Radiantenvektor \vec{T} . Diejenigen Signalvektoren, welche in der Signalebene liegen, tragen zur Aktivität dieses Radianten \vec{T} bei.

Um eine vollständige Karte der Meteoraktivität zu erhalten, werden zunächst die Positionen der Meteorsignale in das gewünschte astronomische Koordinatensystem transformiert. Das Koordinatensystem wird mit einem $2^{\circ} \times 2^{\circ}$ Gitter diskretisiert. Danach wird für jeden Gitterpunkt (Meteorradiant) getestet, wieviele Meteorsignale die Bedingung der spiegelnden Reflektion erfüllen. Um die Bedingung zu prüfen, wird das Skalarprodukt zwischen Radiant \vec{T} und Meteorsignal \vec{S} berechnet.

$$\vec{T} \cdot \vec{S} = 0 \tag{3.25}$$

Dieses Skalarprodukt entspricht dem Cosinus des Winkels zwischen \vec{T} und \vec{S} . Dieser Winkel muss 90° betragen damit das Skalarprodukt Null ergibt.

Wird die Bedingung der spiegelnden Reflektion 3.25 für ein Meteorsignal erfüllt, trägt das Signal zu der Aktivität dieses Radianten bei. In Abbildung 3.4 ist die Methode von Jones und Jones (2006) schematisch dargestellt. Um die Aktivität für ein bestimm-

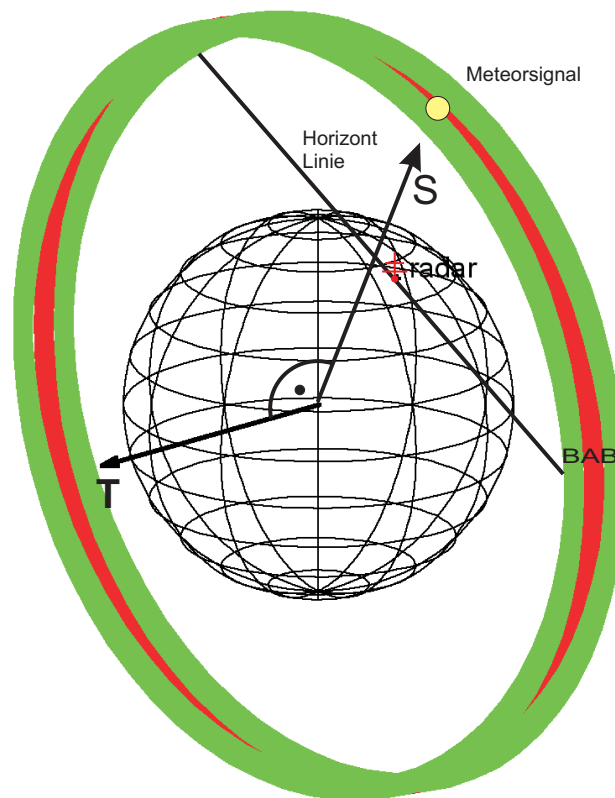


Abbildung 3.4.: Schematische Darstellung der Methode von Jones und Jones (2006), liegt ein Meteorsignal \vec{S} im roten Bereich trägt es zur Aktivität des Testradiants \vec{T} bei. Das Meteorradar kann jedoch nur Signale oberhalb der Horizont-Linie messen, A und B charakterisieren die Akzeptanz- und Ablehnungsbänder gemäß Gleichung 3.28

tes Zeitintervall zu berechnen, wird Gleichung 3.25 für jede Meteorsignal - Radiant Kombination getestet. Daraus ergibt sich die Aktivität A_j eines Radianten \vec{T}_j aus:

$$A_j = \sum_i^N w(\vec{T}_j \cdot \vec{S}_i) F(\vec{T}_j, t_i) \quad (3.26)$$

Dabei ist N die Anzahl der Meteore im Zeitintervall, \vec{S}_i ist die Richtung des i-ten Meteorsignals, t_i der Zeitpunkt des i-ten Meteorsignals und $F(\vec{T}_j, t_i)$ ist wie folgt definiert.

$$F(\vec{T}_j, t_i) = \begin{cases} 1, & \text{wenn } \vec{T}_j \text{ zur Zeit } t_i \text{ über dem Horizont liegt,} \\ 0, & \text{wenn } \vec{T}_j \text{ zur Zeit } t_i \text{ unter dem Horizont liegt.} \end{cases}$$

In der Abbildung A.1 ist die Entwicklung einer Radiantenkarte für den Fall der Geminiden dargestellt.

Die Heaviside-Funktion F beschreibt den Sachverhalt, dass Meteore aus Radianten unterhalb des Horizonts nicht vom Radar erfasst werden. Die Größe w beschreibt die Art und Weise, wie die Aktivität berechnet wird und wird im folgenden als Gewichtsfunktion bezeichnet. Wird die Bedingung 3.25 für einen Radianten T durch ein Meteorsignal S erfüllt, so erhöht sich die Aktivität dieses Radianten um 1.

$$w(\vec{T} \cdot \vec{S}) = \begin{cases} 1, & \text{wenn } \left| \frac{\vec{T} \cdot \vec{S}}{x_0} \right| \leq 1 \\ 0, & \text{wenn } \left| \frac{\vec{T} \cdot \vec{S}}{x_0} \right| > 1 \end{cases} \quad (3.27)$$

Dies ist die einfachste Möglichkeit die Aktivität zu bestimmen. Gleichzeitig gibt die auf diese Weise erstellte Radiantenkarte einen Hinweis über den Meteorfluss. Die Aktivität eines Gitterpunktes gibt nämlich die maximal mögliche Meteorrate aus der zugehörigen Richtung an.

Mit $x_0 = \cos 90^\circ \pm \phi_0$. Dabei ist ϕ_0 die erlaubte Abweichung von $\vec{T} \cdot \vec{S} = 0$. Der Betrag der Größe $\frac{\vec{T} \cdot \vec{S}}{x_0}$ wird verwendet, da die Abweichung positiv als auch negativ sein darf. Der Bereich, in dem $w \neq 0$, ist wird im folgenden Akzeptanzband genannt. Je nach erwarteter Meteorquellgröße wird ϕ_0 festgelegt. Aus Monte-Carlo Simulationen konnte für sporadische Meteorquellen ein ϕ_0 im Bereich von 15 bis 21° ermittelt werden (Jones und Brown, 1993). In der vorliegenden Arbeit wurde ein $\phi_0 = 15^\circ$ benutzt, um die einzelnen sporadischen Quellen auf den Radiantenkarten besser voneinander separieren zu können. Für Meteorschauer wurde $\phi_0 = 5^\circ$ gewählt. Dieser Wert berücksichtigt das verwendete Gitter (2°), den natürliche Öffnungswinkel von $\approx 1^\circ$ der Meteorschauer und den Fehler der interferometrischen Signalpositionsbestimmung ($< 2^\circ$). Die Gewichtsfunktion 3.27 ist für die Berechnung der Meteorflüsse in Abschnitt 5.5 von Bedeutung, da sie die Möglichkeit bietet, absolute Meteorflüsse anzugeben.

Da die einfache Gewichtsfunktion 3.27 jedoch diffuse Radiantenkarten ergibt (vgl. Abb. A.2), werden von Jones und Jones (2006) und Stober (2009) Vorschläge für andere Gewichtsfunktionen gegeben. Diese Gewichtsfunktionen besitzen neben dem Akzep-

tanzband auch ein Abweisungsband. Liegt ein Meteorsignal im Abweisungsband eines Testradianten, so wird dessen Aktivität erniedrigt. Das kann dazu führen, dass manche Radianten negative Aktivität erhalten. Negative Aktivität kann auf Null gesetzt werden, oder wird als Untergrundrauschen betrachtet.

Für die Bestimmung der Radianten von sporadischen Meteorquellen und Meteor-schauern wurde in dieser Arbeit die Gewichtsfunktion aus Stober (2009) verwendet.

$$w(\vec{T} \cdot \vec{S}) = e^{-\left(\frac{\vec{T} \cdot \vec{S}}{x_0}\right)^2} + e^{-\left(\frac{\vec{T} \cdot \vec{S} - x_0}{0,5 \cdot x_0}\right)^2} \quad (3.28)$$

In Abbildung 3.5 sind beide Gewichtsfunktionen dargestellt. Dabei ist zu beachten, dass das Akzeptanzband der Gewichtsfunktion 3.28 schmaler ist als das der Funktion 3.27. Das führt dazu, dass die mit dieser Gewichtsfunktion erzeugten Radiantenkarten die wahre Radiantenaktivität besser widerspiegeln.

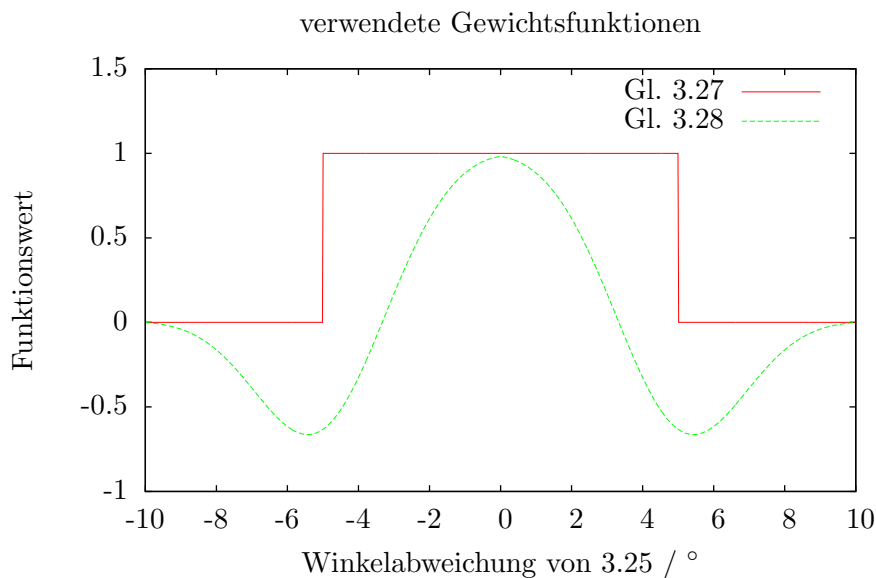


Abbildung 3.5.: Gewichtsfunktionen zur Erstellung von Meteorradiantenkarten, dabei ist auf der x Achse der Winkel aufgetragen der die Abweichung von der Bedingung der spiegelnden Reflektion darstellt, mit der Akzeptanzbandbreite von $\phi_0 = 5^\circ$

In Abbildung A.2 ist die heliozentrische Radiantenkarte für den 01.07. 2010 mit der einfachen Gewichtsfunktion 3.27 dargestellt, in Abbildung A.3 mit der Gewichtsfunktion aus Stober (2009). Die sporadischen Meteorquellen sind nur in letzterer erkennbar.

3.4. Bestimmung von Radiantpositionen

Die Berechnung von Radiantenkarten erfolgt auf einem Gitter mit $2^\circ \times 2^\circ$ großen Gitterpunkten. Damit lassen sich Positionen mit einem Fehler von 2° bestimmen. Will man die Genauigkeit mit einem feineren Gitter verdoppeln, muss man die Rechenzeit vervierfachen. Bei einer Rechenzeit von etwa einem Tag für Radiantenkarten eines Jahres

wurde eine andere Methode verwendet, um die Genauigkeit zu verbessern.

Mit einem Verfahren, welches seinen Ursprung in der Biophysik hat und zur Positionsbestimmung von Kolloiden in Flüssigkeiten verwendet wird, kann schnell die Position mit einer Genauigkeit, die kleiner als die Gitterpunktgröße ist, berechnen (Otto et al., 2011; Gosse und Croquette, 2002). In dieser Arbeit wurde diese Methode für die Positionsbestimmung von Meteorradianten aus zuvor berechneten Radiantenkarten benutzt. In diesem Abschnitt wird diese Methode näher beleuchtet, welche auf Kreuzkorrelationen jener Bereiche der Radiantenkarte basiert, die von den Meteorquellen eingenommen werden.

Für die Positionsbestimmung von Meteorradianten werden Radiantenkarten benutzt, welche mit der Gewichtsfunktion 3.28 erstellt wurden. Diese Radiantenkarten geben eine Aktivität von Meteorradianten an. Zu Beginn der Positionsbestimmung werden die Radiantenkarten nach dem aktivsten Gitterpunkt durchsucht. Dieser Gitterpunkt ist der Ausgangspunkt für die genauere Lokalisierung des Meteorradianten. Der Azimutwinkel und Vertikalwinkel dieses Gitterpunkts werden im folgenden x_{Az} und y_{Ve} genannt.

Der Azimutwinkel und der Vertikalwinkel eines Meteorradianten werden separat bestimmt. Zur Berechnung des Azimutwinkel wird die Aktivität der Gitterpunkte verwendet, welche an den aktivsten Gitterpunkt angrenzen. Die Aktivität der Gitterpunkte $A(x_{Az} - 2 \cdot i, y_{Ve}) \dots A(x_{Az} + 2 \cdot i, y_{Ve})$ wird für die weitere Berechnungen verwendet. Mit $i = -n, \dots, 0, \dots, n$, die Zahl n ist im Allgemeinen 4, so dass insgesamt die Aktivität von 9 Gitterpunkten für eine Kreuzkorrelation verwendet wird. Bei der Kreuzkorrelation werden die Gitterpunkte in normaler Reihenfolge $A(x)$ mit denen in gespiegelter Reihenfolge $B(x)$ korreliert.

$$B(x_{Az} - 2 \cdot i, y_{Ve}) = A(x_{Az} + 2 \cdot i, y_{Ve}) \quad (3.29)$$

Unter Annahme eines radialsymmetrischen Meteorradianten wird die Kreuzkorrelation berechnet:

$$R_{AB}(\tau) = \int_{x_{Az}-2 \cdot i}^{x_{Az}+2 \cdot i} A(t, y_{Ve}) B(t + \tau, y_{Ve}) dt. \quad (3.30)$$

Durch die Korrelationsfunktion wird anschließend ein Polynom zweiten Grades gelegt. Der Scheitelpunkt der gefitteten Parabel wird als die Azimutwinkel-Komponente des Meteorradianten weiter benutzt. Das Verfahren wird sowohl für die Azimutwinkel-Komponente als auch für die Vertikalwinkel-Komponente angewendet. Am Ende hat man die Position des Radianten eindeutig bestimmt. Durch Annahme einer radialsymmetrischen Aktivität eines Meteorradianten kann mit dem gefitteten Polynom eine Genauigkeit im sub-Gitterbereich erreicht werden. (Gosse und Croquette, 2002) sprechen von einer Genauigkeit von $\frac{1}{10}$ bis $\frac{1}{100}$ der Gitterpunktgröße, das resultiert bei einer Gitterpunktgröße von $2^\circ \times 2^\circ$ in einem Positionsfehler von unter $0,2^\circ$.

4. Effektive Sammelfläche des Meteorradars

Um aus einer Zählrate einen Meteorfluss zu berechnen, muss einem Radarsystem eine effektive Sammelfläche zugeordnet werden. Diese Sammelfläche ist abhängig von der Richtung (Horizontsystem) der einfallenden Meteore. Meteore eines Meteorradianten können von dem SKiYMET System nur spiegelnd detektiert werden. Das bedeutet, dass die Sammelfläche senkrecht zum Meteorradianten steht. Deswegen ist die Elevation des Meteorradianten die wichtigste Variable der Sammelfläche.

Eine erste Methode zur Bestimmung von Meteorflüssen mithilfe von Meteorradaren wird in Kaiser (1960) beschrieben. Die darauf aufbauenden Arbeiten dienten als Grundlage für die Berechnung der Sammelfläche in dieser Arbeit. Im Besonderen die Arbeiten von Brown und Jones (1995) und Campbell-Brown und Jones (2006) wurden zum Vergleich der Ergebnisse dieser Arbeit herangezogen.

Der Meteorfluss Φ ergibt sich aus Division von gemessener Meteorrate R_m und Sammelfläche A :

$$\Phi = \frac{R_m}{A}. \quad (4.1)$$

Der Meteorfluss von Meteoriten die eine Elektronenliniendichte q erzeugen lässt sich durch ein Exponentialgesetz beschreiben (Kaiser, 1960 und darin enthaltene Referenzen):

$$\Phi(q) = c \cdot q^{-s}. \quad (4.2)$$

Darin ist c eine Konstante und s der kumulative Massenindex. Dieser Ansatz ist die Grundlage auf der alle folgenden Rechnungen aufbauen.

Durch Umformungen die in Kaiser (1960) beschrieben sind erhält man die effektive Sammelfläche eines Radars aus der Multiplikation von vertikaler Schweiflänge H (Abschnitt 4.4) und der Länge der Echolinie L (Abschnitt 4.3):

$$A = H \cdot L. \quad (4.3)$$

Die Echolinie ist die Linie, die in der Echoebene eines Radianten liegt und von Horizont zu Horizont reicht. Der Antennengewinn muss als Wichtung bei der Integration der

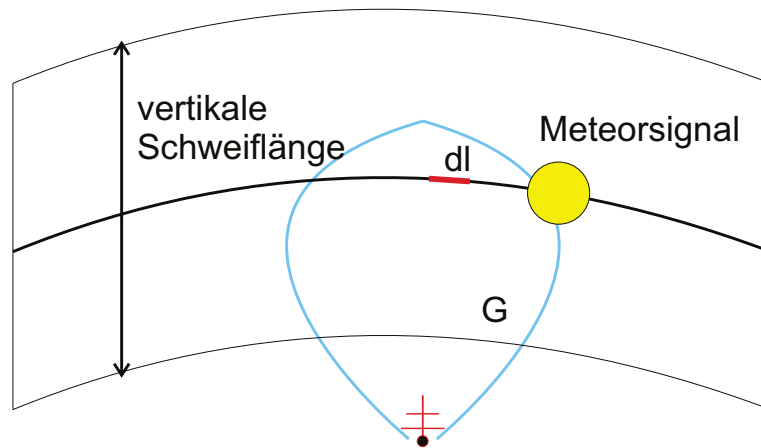


Abbildung 4.1.: schematische Darstellung der Sammelfläche

Echolinie benutzt werden.

$$L(\chi, s) = \int (G(\chi) \cos(\chi))^{s-1} \cdot dl \quad (4.4)$$

Die Gleichung zur Bestimmung der Sammelfläche lautet damit:

$$A(\chi, s) = \int (G(\chi) \cos(\chi))^{s-1} \cdot H \cdot dl \quad (4.5)$$

Hier ist G der Antennengewinn, χ die Zenitdistanz des Meteorradianten, s der kumulative Massenindex, H die vertikale Schweiflänge und dl ein infinitissimales Stück der Echolinie.

Die vertikale Schweiflänge ist nur von dem kumulativen Massenindex abhängig und ist deswegen unabhängig von der Position des Signals am Himmel. Die Echolinie wird durch den Winkel ϕ - der Elevation - parametrisiert und die Länge der Echolinie dann numerisch integriert. Die Fläche ergibt sich aus dem Produkt von vertikaler Schweiflänge und Länge der Echolinie. Die Beschreibung und Erklärung der Größen aus Gleichung 4.5 ist Teil der folgenden Abschnitte. Am Ende dieses Kapitels werden die Ergebnisse mit den publizierten Resultaten verglichen.

4.1. Antennengewinn

Der Antennengewinn beschreibt die richtungsabhängige Verstärkung der ausgesendeten elektromagnetischen Welle. Definiert wird der Antennengewinn als Verhältnis zwischen der abgestrahlten Leistung P_{02} der genutzten Antenne und der abgetrahlten Leistung P_{02} einer Referenzantenne (isotrop Strahler), bei identischer Speisung beider Antennen (Dombrowski, 1957).

Da die Sendeantenne sowie die Empfangsantennen gekreuzte Yagi-Antennen sind ist das Richtdiagramm nahezu radialsymmetrisch. Die folgende Gleichung, welche nur

von der Elevation ϕ abhängt, nähert diesen Sachverhalt an.

$$G(\phi) = G_0 \sin^2\left(\frac{\pi}{2}(\sin \phi)\right) \quad (4.6)$$

Der Parameter ϕ wurde für die Integration der Echolinie gewählt. Liegt der betrachtete Meteor radiant im Horizont, so verläuft die Echolinie von einer Seite des Horizonts über den Zenit wieder zum gegenüberliegenden Ende des Horizonts. Im Allgemeinen werden Meteore mit Radianten detektiert die oberhalb des Horizonts liegen, dann ist die Echolinie sichelförmig und verläuft nicht mehr durch den Zenit. Durch die Einbeziehung der Zenitdistanz χ eines betrachteten Meteor radianten in Gleichung 4.6 kann der Antennengewinn für verschiedene Echolinien berechnet werden.

$$G(\phi, \chi) = G_0 \cdot \sin^2\left(\frac{\pi}{2}(\sin(\phi \cdot \sin \chi))\right) \quad (4.7)$$

Meteor radianten mit $\chi = 0^\circ$ (Zenit) können nicht detektiert werden, da ihre Echolinie im Horizont verläuft. Hier verschwindet der Antennengewinn.

Der Antennengewinn wird in Dezibel (dB) angegeben. Für das betrachtete Antennen-Layout beträgt der maximale Antennengewinn 6 dB. Durch die Kabelverbindungen entsteht ein Verlust von etwa 1,6 dB. Damit ergibt sich ein Gewinn von 4,4 dB was einem absoluten Wert G_0 von etwa 3 entspricht. Dieser Antennengewinn wird nur in Richtung des Zenits erreicht.

Der Antennengewinn kann mit Gleichung 4.7 für jeden Punkt auf der Echolinie berechnet werden. Damit können alle Echolinien für die folgende Sammelflächenberechnung benutzt werden, deren Meteor radianten oberhalb des Horizonts liegen (siehe Abbildung 4.2). In diesem Bild sind außerdem Echolinien für unterschiedliche Meteor radianten dargestellt. Die dazugehörigen absoluten Antennengewinne sind in der Abbildung 4.3 dargestellt. Der Antennengewinn nach Gleichung 4.7 wird für die Flächenberechnung in Gleichung 4.5 verwendet.

4.2. Abstandsgleichung

Um die Länge der Echolinie als Kurvenintegral zu schreiben wird der Abstand vom Radar zur Höhe des Meteor signals von Horizont zu Horizont benötigt. Einen günstigen Parameter stellt der Winkel ϕ dar (vgl. Abb. 4.3). Aufgrund der Radialsymmetrie wird ϕ für die Berechnung der Echolinie lediglich von 0° bis 90° variiert. Für die unterschiedlichen ϕ ändert sich der Abstand der gegebenen Meteorhöhe zum Radar. Für $\phi_I = 90^\circ$ ist der Abstand natürlich gleich der Meteorhöhe h (im Falle $\chi = 90^\circ$), für die Horizontpunkte ist der Abstand wesentlich größer und liegt im Bereich von knapp 1000 km. Die in Abbildung 2.7 dargestellte Geometrie kommt hier wieder zur Anwendung. Gegeben ist diesmal die Höhe über dem Erdboden h , der Winkel β und der Erdradius

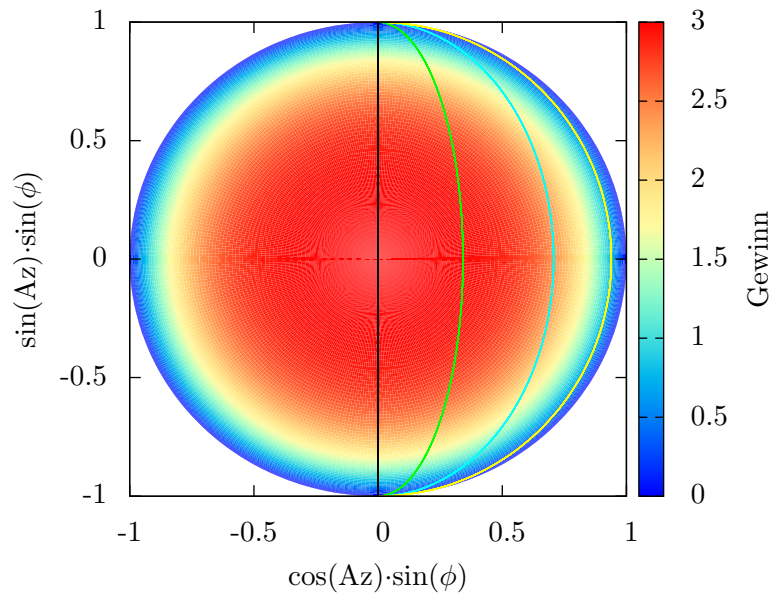


Abbildung 4.2.: Annahme für die Richtcharakteristik eines Meteorradars mit gekreuzten Antennen, ein radialsymmetrischer Antennengewinn und Echolinien für die Zenitdistanz $\chi = 20^\circ$ gelb, $\chi = 45^\circ$ türkis, $\chi = 70^\circ$ grün, $\chi = 90^\circ$ schwarz

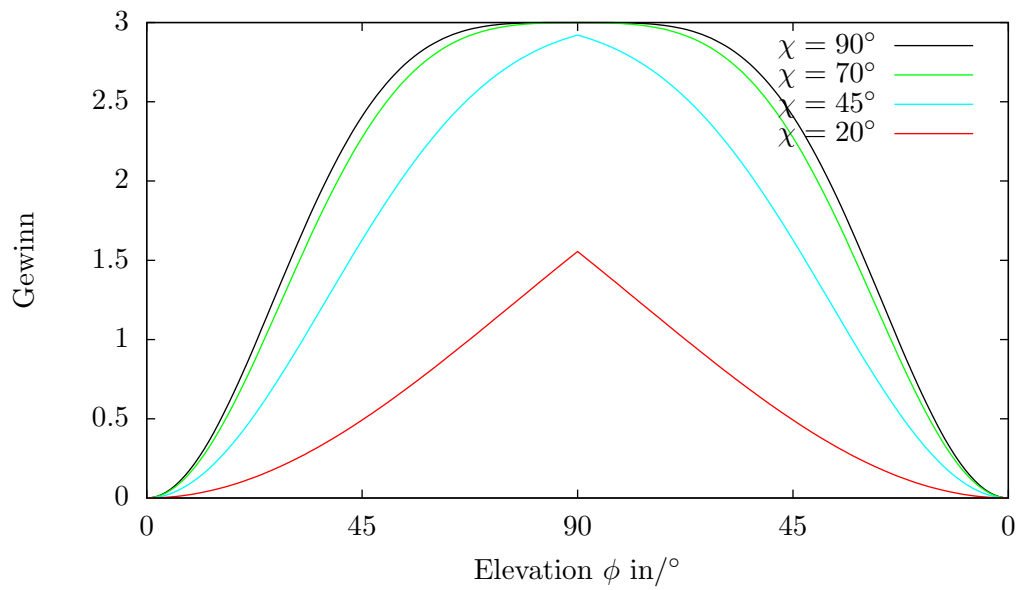


Abbildung 4.3.: dargestellt sind die Antennengewinne für die Echolinien aus Abb. 4.2

R_E . Zur Bestimmung des Winkels γ wird der Sinussatz angewendet.

$$\frac{\sin \beta}{R_E + h} = \frac{\sin \gamma}{R_E} \quad (4.8)$$

$$\gamma = \arcsin \left(\frac{R_E \sin \beta}{R_E + h} \right) \quad (4.9)$$

Der Winkel α wird über die Innenwinkelsumme im ebenen Dreieck berechnet.

$$\alpha = 180^\circ - \beta - \gamma \quad (4.10)$$

$$= 90^\circ - \phi - \gamma \quad (4.11)$$

Wendet man wiederum den Sinussatz an, so erhält man den Abstand r :

$$\frac{\sin \alpha}{r} = \frac{\sin \beta}{R_E + h}. \quad (4.12)$$

Wird nun alles ineinander eingesetzt, so kommt man nach trigonometrischer Umformung zu:

$$r(\phi) = \frac{(R_E + h) \sin \alpha}{\sin \beta} \quad (4.13)$$

$$= (R_E + h) \frac{\sin(90^\circ - \phi - \gamma)}{\cos \phi} \quad (4.14)$$

$$= (R_E + h) \frac{\sin \left(90^\circ - \phi - \arcsin \left(\frac{R_E \sin \beta}{R_E + h} \right) \right)}{\cos \phi} \quad (4.15)$$

$$= (R_E + h) \frac{\sin \left(90^\circ - \phi - \arcsin \left(\frac{R_E \cos \phi}{R_E + h} \right) \right)}{\cos \phi} \quad (4.16)$$

Unter Verwendung der Beziehung $\arcsin(x) = 90^\circ - \arccos(x)$ (Bronstein et al., 2008) kommt man zur finalen Darstellung des Abstandes Radar - Meteorhöhe in Abhängigkeit der Elevation ϕ .

$$r(\phi) = (R_E + h) \frac{\sin \left(\arccos \left(\frac{R_E \cos \phi}{R_E + h} \right) - \phi \right)}{\cos \phi} \quad (4.17)$$

4.3. Die Länge der Echolinie

Die Echolinie ist in Kaiser (1960) definiert (Gleichung 4.4). Hier liegt die Echolinie in der Echoebene und reicht von der einen Seite des Horizonts zu der anderen Seite, und zwar in der Höhe über dem Erdboden, welche vom Radar für das einzelne Meteorsignal berechnet wird. Die Höhe des Meteorsignals über dem Boden wird aus dem Abstand Meteorsignal - Radar sowie der Höhe des Signals über dem Horizont berechnet (vgl.

Abschnitt 2.2.4). Die gleiche Geometrie (vgl. Abb. 2.7) wird verwendet um den Abstand Radar - Höhe für unterschiedliche Elevationen zu berechnen (vgl. Abschnitt 4.2). Die Länge der Echolinie kann als allgemeines Kurvenintegral (vgl. Furlan 2005) der Form

$$L = \int_C f(\vec{r}) ds \quad (4.18)$$

$$= \int_a^b f(\vec{\Phi}(\phi)) \left| \frac{\partial \vec{\Phi}}{\partial \phi} \right| d\phi \quad (4.19)$$

geschrieben werden. Der zu integrierende Weg C, die Echolinie, wird nach ϕ , der Elevation, parametrisiert. Für die Parametrisierung $\vec{\Phi}(\phi)$ wird Gleichung 4.13 benutzt. Die zu integrierende Funktion $f(\vec{\Phi}(\phi))$ wird durch $(G(\phi, \chi) \cos(\chi))^{s-1}$, dem Integranden aus Gleichung 4.4 ersetzt. Das ist möglich, weil der Antennengewinn bereits nach ϕ parametrisiert ist (Gleichung 4.7) und nicht vom Abstand abhängt. Für die verwendete Notation ergibt sich für die Länge der Echolinie in Abhängigkeit von der Zenitdistanz des Meteorradanten:

$$L(\chi) = 2 \cdot \int_0^{\frac{\pi}{2}} (G(\phi, \chi) \cos(\chi))^{s-1} \frac{\partial r(\phi)}{\partial \phi} \frac{d\phi}{\sin \chi} \quad (4.20)$$

Der Faktor $\sin \chi$ im Nenner entsteht durch die Verkippung der Sammelfläche bei Meteorradanten unterschiedlicher Zenitdistanz. Die Integration über ϕ kann aufgrund der Symmetrie von 0 bis $\frac{\pi}{2}$ durchgeführt werden und wird dann doppelt gezählt. Mit $G(\phi, \chi)$ wird der Antennengewinn als Funktion der Zenitdistanz χ des Meteorradanten und ϕ der variierende Höhe über dem Horizont bezeichnet (Abschnitt 4.1). Die Integration wird mithilfe der Simpson Regel durchgeführt. Die Simpson Regel ist ein numerisches Verfahren zu Berechnung von Integralen.

Die Ableitung von $r(\phi)$ (Gleichung 4.17) nach ϕ wird im Anhang B gezeigt und das Ergebnis lautet:

$$\frac{\partial}{\partial \phi} r(\phi) = R_E \cos(\phi) \left(\frac{\frac{R_E}{R_E+h} \sin(\phi)}{\sqrt{1 - \left[\frac{R_E}{R_E+h} \cos(\phi) \right]^2}} - 1 \right) \quad (4.21)$$

Setzt man jetzt die Gleichung für den Antennengewinn (Gl.4.7) und die Ableitung von $r(\phi)$ (Gl. 4.21) in die Gleichung 4.20, der Länge der Echolinie, ein, so erhält man schließlich:

$$L(\chi) = 2 \cdot \int_0^{\frac{\pi}{2}} \left(3dB \cdot \sin^2\left(\frac{\pi}{2}(\sin(\phi \cdot \sin \chi))\right) \cos(\chi) \right)^{s-1} \cdot R_E \cos(\phi) \left(\frac{\frac{R_E}{R_E+h} \sin(\phi)}{\sqrt{1 - \left[\frac{R_E}{R_E+h} \cos(\phi)\right]^2}} - 1 \right) \frac{d\phi}{\sin \chi} \quad (4.22)$$

4.4. vertikale Schweiflänge

Wie schon zuvor in Abschnitt 2.1 beschrieben, treten Ablationsprozesse auf, während ein Meteor in die Atmosphäre eindringt. Diese Ablationsprozesse treten nur in einem bestimmten Höhenbereich auf und erzeugen in dieser Höhe den Meteorschweif. Mit der vertikalen Schweiflänge wird die vertikale Ausdehnung bezeichnet, in der der Ablationsprozess stattfindet. Diese Größe ist für die Bestimmung der Sammelfläche des Meteorradars (vgl. Gleichung 4.5) wichtig und damit auch zur Berechnung von Meteorflüssen. Fleming et al. (1993) analysierte Lichtkurven von schwachen visuellen Meteoriten welche doppelstationär mit optischen Kameras detektiert wurden. In Brown et al. (1998) wurden diese Messungen verwendet, um eine empirische Formel für die vertikale Schweiflänge H in Abhängigkeit des kumulativen Massenindex s anzugeben. Diese Gleichung lautet:

$$H = 1,15 + 14,6 \cdot e^{-\frac{s}{1,44}} \quad (4.23)$$

Abbildung 4.4 zeigt die vertikale Schweiflänge für den kumulativen Massenindex s .

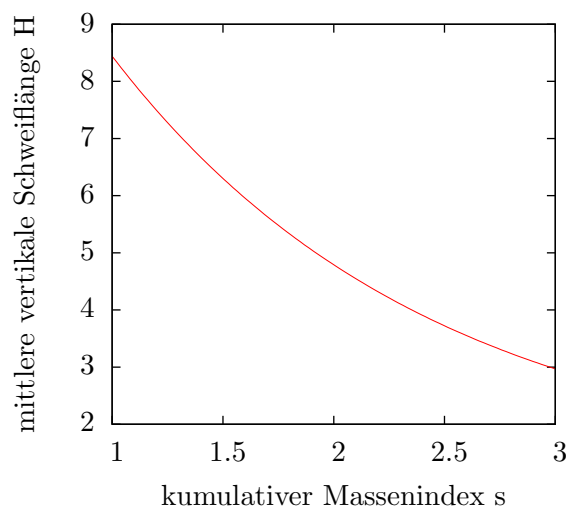
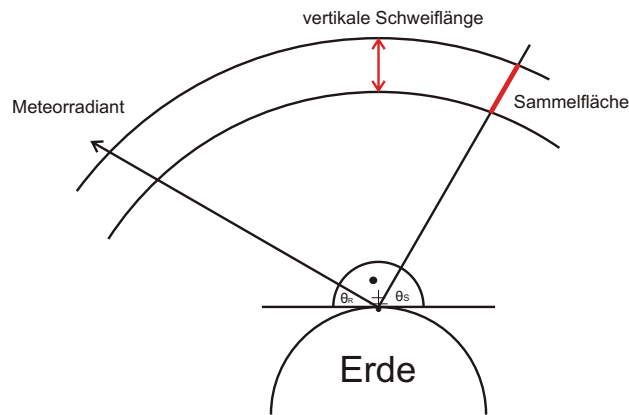
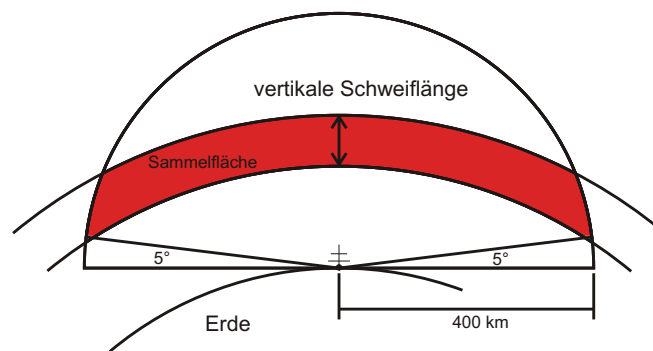


Abbildung 4.4.: mittlere vertikale Schweiflänge in Abhängigkeit des kumulativen Massenindex



(a)



(b)

Abbildung 4.5.: (a) zeigt die schematische Darstellung der Sammelfläche bei der der Meteorradiant in der Bildebene liegt, Θ_R ist die Elevation des Meteorradianten, θ_S ist die Elevation der Sammelfläche, (b) zeigt die Sammelfläche bei der der Meteorradiant aus der Bildebene kommt

4.5. Radarsammelfläche

In den Abbildungen 4.5a und 4.5b ist die Radarsammelfläche schematisch dargestellt. In ersterem ist die seitliche Projektion der Sammelfläche dargestellt. Der rechte Winkel zwischen Meteorradiant und Echoebene ist hier dargestellt. Dieser rechte Winkel entsteht durch die Bedingung der spiegelnden Reflektion. Meteore durchqueren die effektive Sammelfläche senkrecht.

In der Abbildung 4.5b ist die frontale Projektion der effektiven Sammelfläche gezeigt. Der Meteorradiant zeigt hier aus der Bildebene hinaus, in Richtung des Betrachters. An den Enden wird die Sammelfläche durch die limitierte Reichweite des Radars begrenzt. Die Länge der Echolinie (Gleichung 4.22) multipliziert mit der vertikalen Schweiflänge (Gleichung 4.23) ergibt die Sammelfläche $A(\chi)$ für die Zenitdistanz χ eines bestimmten

Radianzen:

$$A(\chi, h, s) = 2 \cdot \int_0^{\frac{\pi}{2}} \left(3db \cdot \sin^2\left(\frac{\pi}{2}(\sin(\phi \cdot \sin \chi))\right) \cos(\chi) \right)^{s-1} R_E \cos(\phi) \cdot \left(\frac{\frac{R_E}{R_E+h} \sin(\phi)}{\sqrt{1 - \left[\frac{R_E}{R_E+h} \cos(\phi)\right]^2}} - 1 \right) \frac{d\phi}{\sin \chi} \cdot \left(1,15 + 14,6 \cdot e^{-\frac{s}{1,44}} \right). \quad (4.24)$$

Variiert man zusätzlich noch die Höhe des Meteorsignals h von 65 bis 135 km dann kommt man zu dem Ergebnis, welches in Abbildung 4.6 dargestellt wird.

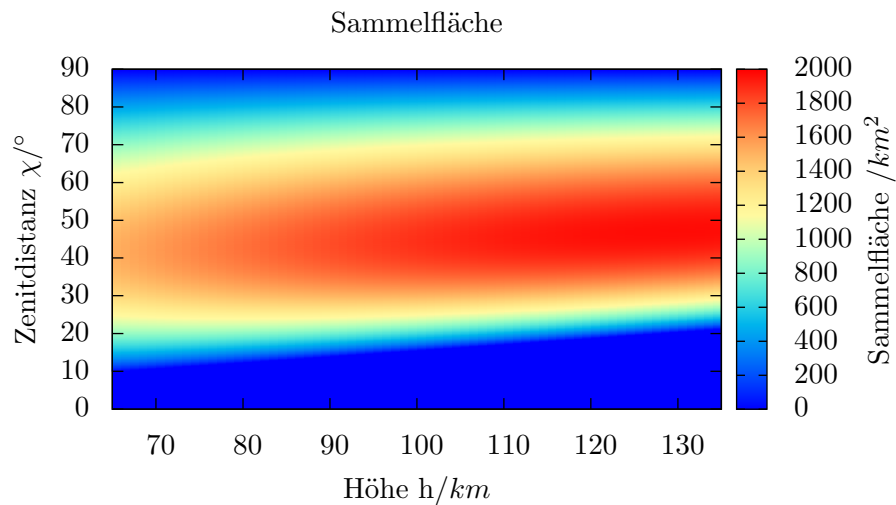


Abbildung 4.6.: Sammelfläche in km^2 in Abhängigkeit von der Radianzen Zenitdistanz χ und der Höhe h des Meteorsignals über dem Erdboden, der kumulative Massenindex ist zwei

Die Sammelfläche fällt für kleine Zenitdistanzen auf Null ab, weil die Entfernung zwischen Radar und Echolinie größer wird als 370 km. Das ist die Entfernung, die Meteorsignale haben können, um gerade noch detektiert werden zu können.

Meteore, deren Radianzen eine große Zenitdistanz haben, fliegen nahezu parallel durch die Atmosphäre. Dadurch verteilt sich die produzierte Elektronenliniendichte auf einen weiten Bereich. Echos solcher Meteore sind wesentlich schwächer und treten somit seltener auf. Durch den Faktor $(\sin(\frac{\pi}{2}(\sin(\phi \cdot \sin \chi))^2) \cos(\chi))^{s-1}$ aus Gleichung 4.24 wird diese Tatsache berücksichtigt, insbesondere der Kosinusterm welcher bei $\chi = 90^\circ$ verschwindet.

Um das Ergebnis zu prüfen wird es zunächst mit anderen Werten verglichen. So ist der Vergleich mit dem Meteorradar in Springhill in Abbildung 4.7 dargestellt. Die mittlere Abweichung zwischen der in dieser Arbeit berechneten Sammelfläche und der Sammelfläche des Springhill-Radars beträgt 15% ($150 km^2$).

Abbildung 4.8 zeigt Tagesmittelwerte der Sammelflächen für Radianzen mit unter-

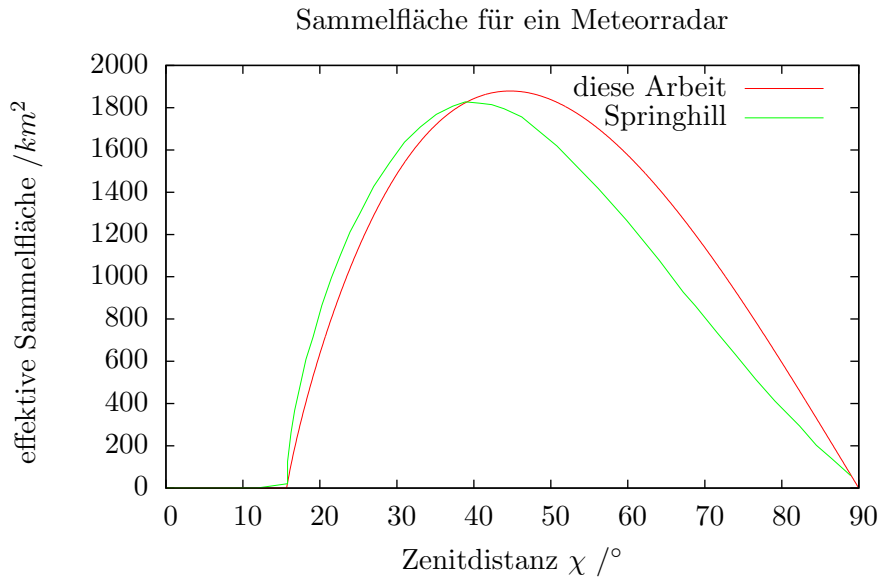


Abbildung 4.7.: Vergleich der eigenen Rechnung mit dem Ergebnis des ehemaligen Meteorradars in Springhill, aus (Brown und Jones, 1995)

schiedlicher Deklination. Verglichen werden die gemittelten Sammelflächen dieser Arbeit mit den Ergebnissen von Campbell-Brown und Jones (2006), die ein Radar in London (Ontario) in Kanada verwendet hatten. Dieses Radar benutzt nur einfache Dipole als Antennen. Dadurch kommt es zu unterschiedlichen Absolutwerten der effektiven Radarsammelflächen zwischen den Radaranlagen. Aus diesem Grund werden normierte die Flächen miteinander verglichen. Die Lage London (Ontario), der Ort der Messungen von Campbell-Brown und Jones (2006), ist $43,2^\circ$ nördlicher Breite und $81,2^\circ$ westlicher Länge. Damit ein Vergleich möglich ist muss bei der Berechnung der mittleren Sammelfläche eines Radianten in Äquatorialkoordinaten die geographische Position berücksichtigt werden.

Der Verlauf der mittleren Sammelfläche kann gut reproduziert werden. Die Abweichung kann durch die unterschiedliche Richtcharakteristik der verwendeten Antennen hervorgerufen werden. Eine gekreuzte Antenne (in dieser Arbeit verwendet) beleuchtet einen größeren Anteil des Himmels als eine einfache Dipolantenne. Dadurch liegt das Ergebnis dieser Arbeit oberhalb der Kurve von Campbell-Brown und Jones (2006).

4.5.1. Fehlerbetrachtung

Die größte Unbekannte ist der kumulative Massenindex s . Um die Sensitivität des kumulativen Massenindex s auf die effektive Sammelfläche zu untersuchen wurde eine Sensitivitätsstudie durchgeführt. Für den Massenindizes $s=1,8$, $s=2$ und $s=2,2$ wurde die Sammelfläche berechnet. Es wurden diese Werte verwendet, weil sie im Bereich der publizierten Massenindizes liegen (Blaauw et al., 2011; Campbell-Brown und Jones, 2006).

In Abbildung 4.9 ist die Sammelfläche für die verschiedenen s Parameter angegeben.

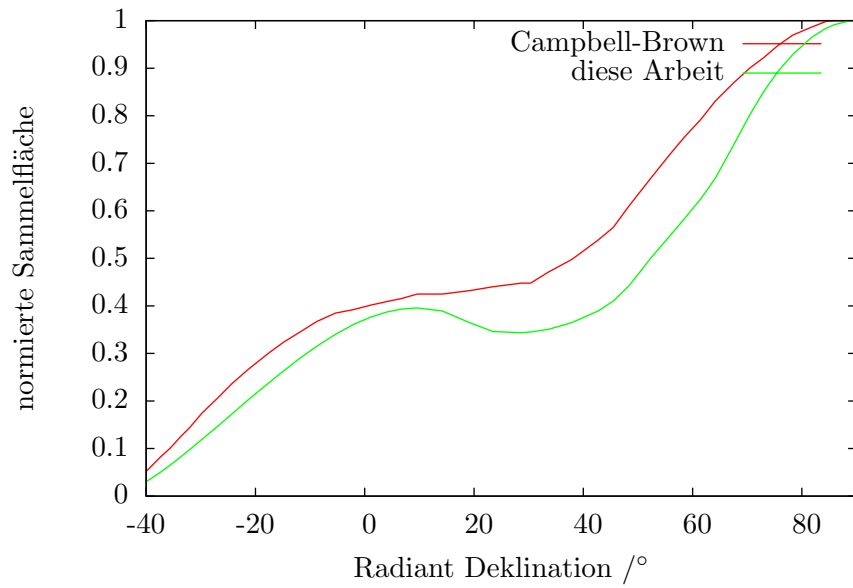


Abbildung 4.8.: normierte Tagesmittelsammelfläche für Radianten mit unterschiedlicher Deklination δ für die geographische Breite $43,2^\circ$ (Ontario) verglichen mit (Campbell-Brown und Jones, 2006)

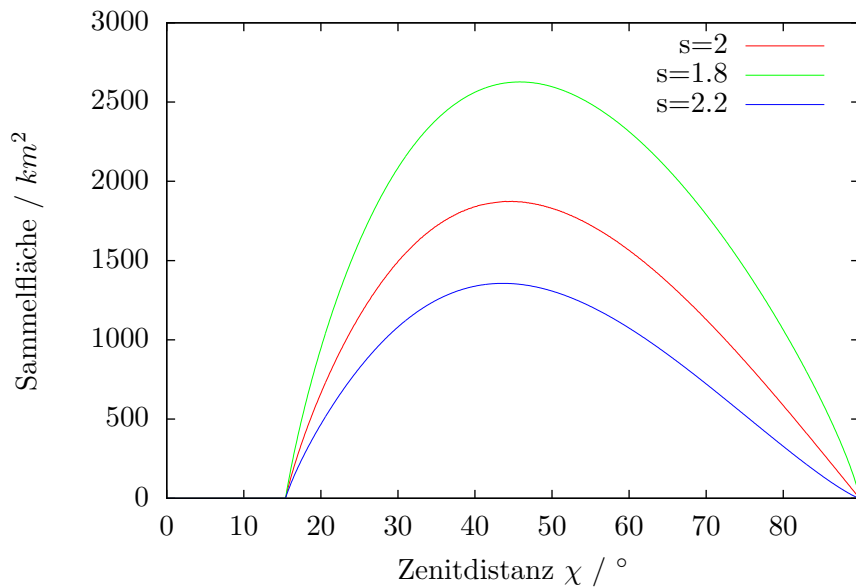


Abbildung 4.9.: Sammelfläche in km^2 in 100 km Höhe für verschiedene Werte des kumulativen Massenindex s

Der Einfluss des kumulativen Massenindex s auf die berechnete Sammelfläche ist sehr groß. Variiert man den Parameter s nur um 10% so kommt es zu einer Verschiebung der Größe der Sammelfläche um mehr als 30%. Die Abweichung zwischen der Fläche mit $s=2$ und $s=2,2$ beträgt im Mittel 34%, zwischen $s=2$ und $s=2.4$ sind es sogar im Mittel 57%. Deswegen ist es wichtig diesen Parameter so gut wie möglich zu bestimmen. In diversen Veröffentlichungen (u.a. Campbell-Brown und Jones 2006; Blaauw et al. 2011) wird der Massenindex $s=2$ verwendet und auch durch Experimente bestätigt. In dieser Arbeit wird ebenfalls dieser Wert verwendet. Um diesen Wert zu überprüfen wird im Abschnitt 5.2 aus den vorliegenden Radardaten ein Massenindex s bestimmt. Jedoch führte diese Untersuchung zu keinem eindeutigen Ergebnis. Deswegen wurde für diese Arbeit der Massenindex $s=2$ verwendet.

Eine andere Möglichkeit zur Bestimmung des kumulativen Massenindex besteht in der Berechnung des Anstieges aus der Cephecha Kurve Abb. 1.1. Dieser Anstieg entspricht dem Massenindex s für die jeweilige Masse der Meteore und liegt im Bereich 2.

Eine weitere Fehlerquelle ist, dass die Sammelfläche für Meteorradanten in $0,1^\circ$ Schritten und für die Höhe in 1 km Schritten berechnet und abgespeichert wird, um mehrfache Berechnungen zu vermeiden. Dadurch entstehen Fehler, die in der Größenordnung von 20 km^2 liegen.

Mithilfe der Simpsonregel wurde die Radarfläche integriert. Der numerische Fehler dieses Integrationsverfahrens wurde durch Peano (1887) mit der Restgliedabschätzung $E(f)$ angegeben:

$$|E(f)| \leq \frac{(b-a)}{2880} h^4 \max_{0 \leq x \leq \pi/2} |f^{(4)}(x)|. \quad (4.25)$$

Hierbei ist h die Länge der Teilintervalle in die das Integrationsintervall unterteilt ist. Die Grenzen des Intervalls a und b sind in diesem Fall 0 und $\frac{\pi}{2}$. Mit f wird der Integrand aus Gleichung 4.24 bezeichnet. Indem man die Zahl der Teilintervalle erhöht, kann die numerische Genauigkeit auf Kosten der Rechenzeit erhöht werden.

Für die dargestellte Sammelfläche betrug die Intervalllänge h $0,001^\circ \cong 1,7 \cdot 10^{-5} \text{ rad}$. Der mit Gleichung 4.25 berechnete Fehler beträgt $3 \cdot 10^{-15} \text{ km}^2$ und ist somit vernachlässigbar.

5. Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Arbeit präsentiert. Am Anfang steht eine Untersuchung der Helligkeit der Meteore, die durch das Meteorradar detektiert werden. Aus dieser Untersuchung ergibt sich die Möglichkeit die Ergebnisse folgender Berechnungen für verschiedene Meteorradare direkt zu vergleichen.

Anschließend wird versucht, den für die Radarsammelfläche bedeutenden kumulativen Massenindex s der gemessenen Meteorpopulation zu bestimmen.

Danach wird die entwickelte Berechnung der Radarsammelfläche zur Meteorflussberechnung anhand des Meteorschauers der Geminiden evaluiert. Anschließend werden die Positionen der sporadischen Meteore auf den Radiantenkarten verfolgt und dargestellt. Diese Positionen sind für die Berechnung quellspezifischer Meteorflüsse von Bedeutung, welche im nächsten Abschnitt diskutiert werden.

Zum Vergleich wird der Gesamtmeteorfluss in Abschnitt 5.6 berechnet und die anteiligen sporadischen Meteorflüsse betrachtet.

Um die Massen der detektierten Meteore abzuschätzen, wurde ein differentielles Ablationsmodell benutzt. Dazu wurde die gemessene Höhe und Elektronenliniendichte des Meteors mit berechneten Modellprofilen verglichen und eine Zuordnung vorgenommen. Die Ergebnisse hierzu sind in Abschnitt 5.7 dargestellt.

5.1. Radarmagnituden der gemessenen Meteore

Die Meteorzählraten der benutzten Radarsysteme unterscheiden sich aufgrund unterschiedlichen Sendeleistungen. Das Meteorradar Collm sendet mit 6 kW, das Meteorradar Juliusruh mit 12 kW und das Meteorradar in Andenes seit 2009 mit 18 kW. Durch die höheren Leistungen detektieren die Stationen Andenes und Juliusruh mehr Meteore als das Meteorradar in Collm. Das Meteorradar in Andenes detektiert darüber hinaus mehr Meteore als das Juliusruh-System. Weiterhin benutzt das Collm-System einfache Dipole, während die anderen beiden gekreuzte Dipole als Sende- und Empfangsantennen verwenden. Die Berechnung der effektiven Samelfläche basiert auf der Annahme eines isotropen Antennengewinns. Diese Annahme kann für Collm nicht getroffen werden, da nur einfache Dipolantennen verwendet werden. Die Berechnung eines Meteorfluss für den Standort Collm ist deswegen nicht sinnvoll.

Um die verschiedenen Radare miteinander vergleichen zu können, wurde für jedes Meteorsignal die Magnitude berechnet (vgl. 5.1). In einem Histogramm wurde die Magnitude aller Meteorsignale für alle drei Meteorradare dargestellt. Die Klassenbreite beträgt $0,1^m$.

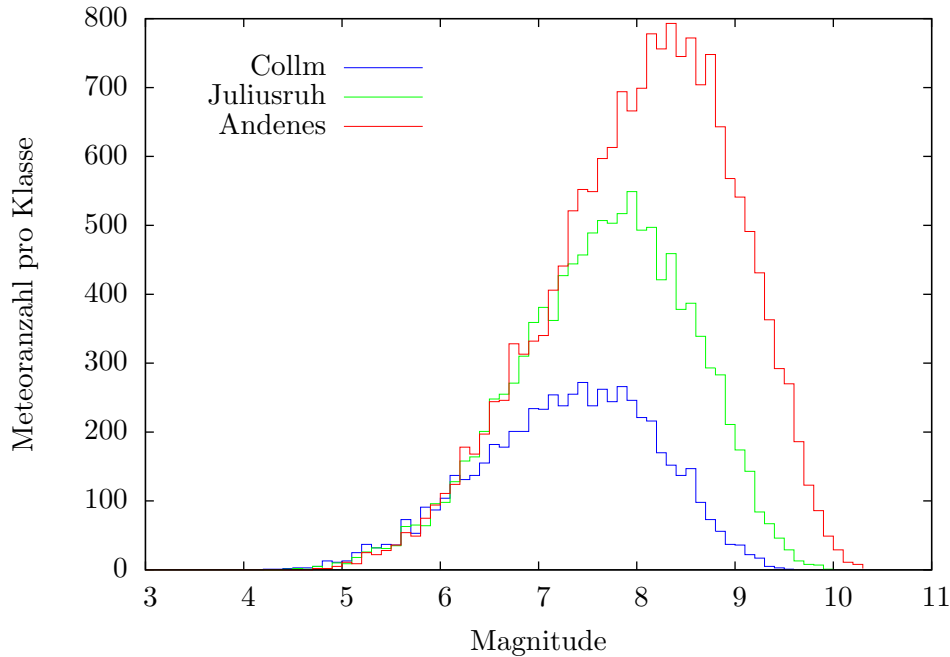


Abbildung 5.1.: Histogramm der Radarmagnitude von Meteor am 13.12.2009 an den Stationen Collm, Juliusruh und Andenes, Klassenbreite $0,1^m$

Auffällig ist, dass leuchtstarke Meteore bis zur Magnitude Sechs für alle Meteorradare gleich häufig auftreten. Für Juliusruh und Andenes ist das sogar bis Magnitude Acht der Fall.

Lichtschwächere Meteore ab Magnitude Acht machen in Andenes den größeren Anteil an beobachteten Meteoriten aus. Abgestuft folgt Juliusruh mit weniger lichtschwachen Meteoriten. Im Gegensatz zu Andenes misst Collm kaum noch lichtschwache Meteore ab Magnitude Acht.

Durch die höhere Sendeleistung ist das Meteorradar in Andenes auch in der Lage, so lichtschwache Meteore zu detektieren, welche für die Meteorradare geringerer Sendeleistung überhaupt nicht sichtbar sind. Dies ist allein ein Effekt der höheren Sendeleistung, denn die Empfangshardware ist in jedem Radar identisch.

Im nächsten Schritt wurde die Änderung der Meteorhelligkeit in Abhängigkeit des Abstands der Meteorsignale vom Radar analysiert. So ist in Abbildung 5.2 dieser Zusammenhang für alle drei Radare anhand der Daten eines Tages dargestellt.

Die Abstände, in denen keine Meteorsignale gemessen werden, entstehen durch Uneindeutigkeiten in der Abstandsmessung. Uneindeutige Meteorsignale werden nicht zur Analyse herangezogen. Der charakteristische Abstand der Vieldeutigkeitsbereiche bei 140 km, 210 km und 280 km entsteht durch die hohe Pulswiederholfrequenz von 2144 Hz welche in eine Mehrdeutigkeitslänge (ambiguity range) von $R_{ambig} \approx 70$ km resultiert.

Daneben ist auch ein Gradient in der Meteorhelligkeit sichtbar. So sind die hellsten Meteore nur bei großen Abständen sichtbar, wobei weniger helle Meteore eher nah am Empfänger detektiert werden. Zurückzuführen ist dieser Effekt wahrscheinlich auf die

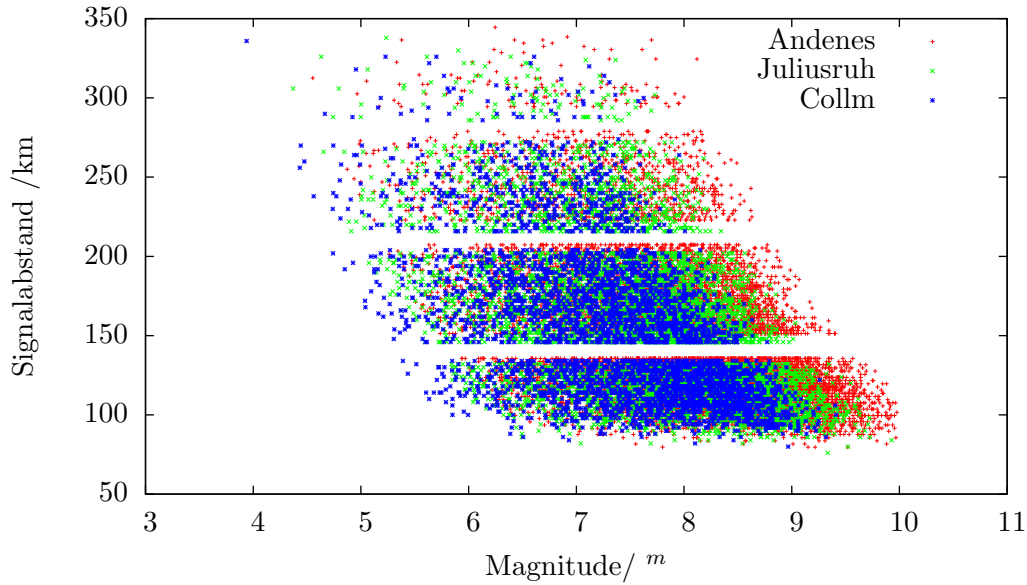


Abbildung 5.2.: Aufgetragen sind die Abstände der Meteorsignale vom Radar gegen die Radarmagnitude, für Andenes, Juliusruh und Collm am 01.01.2010

Empfindlichkeit der Empfangshardware. Der Detektor ist bei besonders starken Meteorsignalen in kurzen Abständen gesättigt. Für schwache Meteore reicht die Empfindlichkeit des Empfängers nicht mehr aus bzw. die Signale verschwinden im kosmischen Radiohintergrund.

Eminent ist ebenfalls, dass Radarsysteme mit höherer Sendeleistung Meteorsignale detektieren, welche eine höhere Magnitude aufweisen. Das ist der Fall für alle Abstände von 75 km bis hin zu 350 km.

Es scheint auch so, dass die hellsten Meteore nur vom Radar in Collm detektiert werden. Dies hat ihre Ursache wahrscheinlich in der höheren Frequenz von 36 MHz. Die Meteorsignale von Radaren hoher Frequenz erreichen eine höhere Elektronenlindichte als Radare mit niedriger Frequenz. Den Fehler der Radarkalibrierung kann hierbei ebenfalls eine Rolle spielen. Genauere Untersuchungen zu diesem Effekt wurden im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt.

In Abbildung 5.3 ist jetzt die Höhe der Meteorsignale gegen die Meteorhelligkeit aufgetragen. Im Gegensatz zum Signalabstand zeigt sich bei der Höhe der Signale kein Gradient in der Helligkeit. Die Verteilung bricht in Richtung geringer Meteorhelligkeit stärker ab als bei großer Meteorhelligkeit. Zusammenfassend kann man sagen, dass die Helligkeit der Meteorsignale nicht normalverteilt ist. Dies ist auch zu erwarten, denn es existieren weit mehr kleine Partikel als größere (siehe Abb. 1.1).

5.2. Bestimmung des kumulativen Massenindex

Der kumulative Massenindex ist für die Berechnung der Sammelfläche des Radars von großer Bedeutung. Die größte Unsicherheit der Berechnung der Sammelfläche liegt in

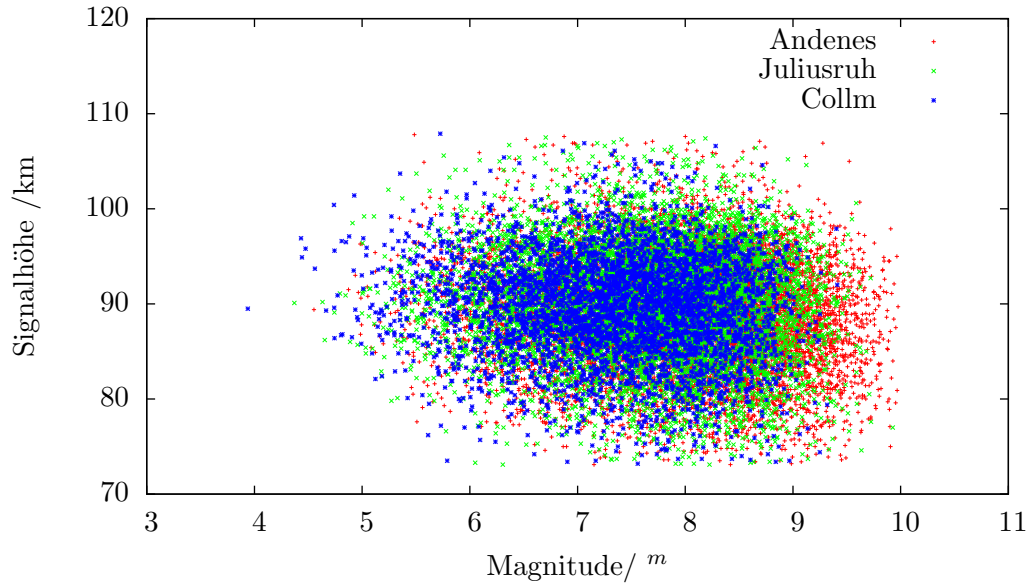


Abbildung 5.3.: Aufgetragen sind die Höhen der Meteorsignale gegen die radaradmagnitude, für Andenes, Juliusruh und Collm am 01.01.2010

der vertikale Schweiflänge (vgl. Abschnitt 4.5.1), da der Massenindex exponentiell in die Schweiflänge eingeht (Brown et al., 1998). Der kumulative Massenindex eines Ensembles von Meteoren beschreibt die Verteilung deren Masse. Die Massenverteilung wird durch ein Potenzgesetz beschrieben.

$$dN_k = cM^{-s} dM \quad (5.1)$$

Nach Integration ergibt sich folgender Zusammenhang.

$$N_k = CM^{1-s} + C' \quad (5.2)$$

Ist der Massenindex kleiner als zwei, dann befindet sich mehr Masse in größeren Meteoren. Bei einem Wert über zwei ist genau das Gegenteil der Fall. Ist der kumulative Massenindex genau zwei, dann ist die Masse der Meteorpopulation gleichmäßig auf alle Meteorgrößen verteilt.

Blaauw et al. (2011) benutzen eine Methode zur Bestimmung des kumulativen Massenindex, die in dieser Arbeit auf Daten von Juliusruh angewendet werden. Im folgenden wird diese Methode kurz erläutert.

Die Bestimmung des Massenindex beruht auf der Annahme, dass die Masse eines Meteors proportional zur Elektronenliniendichte dessen Meteorschweifs ist Verniani (1964). Aus den Gleichungen 2.15 und 2.20 folgt ein Zusammenhang zwischen Elektronenliniendichte und Signalstärke.

$$A \propto \frac{q}{r^2} \quad (5.3)$$

Betrachtet man nun ein schmales Entfernungsintervall, kann man eine direkte Proportionalität zwischen Signalstärke und Elektronenliniendichte annehmen. Schließlich kann die einfach zugängliche Signalamplitude oder die Elektronenliniendichte anstelle der Meteor Masse in Gleichung 5.2 verwendet werden (lediglich die Konstanten ändern sich). Stellt man die kumulative Anzahl Meteore mit Signalamplitude größer A gegen die Signalamplitude A dar, müsste der Anstieg der entstehenden Gerade dem Exponenten aus Gleichung 5.2 entsprechen. Mittels eines Fit nach Methode der kleinsten Quadrate der Form $y = ax + b$ wird der Anstieg berechnet. Der kumulative Massenindex lautet dann $s = 1 - a$. Diese Methode ist robust, solange die doppelt logarithmische Darstellung der Daten eine Gerade ergibt. Probleme können auftreten, wenn die Empfindlichkeit des Empfängers mit dem Meteorsignalabstand abnimmt. Um diesen Fall zu umgehen, wurden nur Meteorsignale verwendet, deren Abstand zum Radar zwischen 110 km und 130 km liegen.

In Abbildung 5.4 ist die Meteoranzahl eines Tages kumulativ nach der Signalamplitude sowie der Elektronenliniendichte dargestellt. Man sieht sofort, dass die kumulative Verteilung der Meteore nicht der erwarteten Geraden, wie sie in Blaauw et al. (2011) veröffentlicht ist, entspricht. Dadurch kommt ein großer Fehler für die Bestimmung des Fits zustande. Der Bereich der für den linearen Fit herangezogen wird von den blauen Linien in Abbildung 5.4 eingegrenzt. Die linke Grenze des Fit Intervals ist durch den beginnenden Abfall gegeben. Dieser liegt für die Signalstärke bei 1250 d.E. und für die Elektronenliniendichte bei $10^{12,6} m^{-1}$. Da eine rechte Grenze nicht eindeutig zu definieren ist, werden Daten bis zur Signalanzahl 100 benutzt.

Die Analyse der Meteorradarsignale wurde für Daten des Juliusruh-Standorts aus dem Jahr 2010 durchgeführt. In Abbildung 5.5 ist der Jahresgang des kumulativen Massenindex sowohl mittels Signalamplitude (s_A) als auch mit Elektronenliniendichte (s_E) dargestellt. Die Indizes s_E liegen innerhalb des Fehlerbalkens der Indizes s_A . Der Fehler der Einzelmessung (95% Vertrauensbereich) beträgt für die Berechnung des Massenindex über die Verteilung der Signalamplitude 0,13 und für die mit der Elektronenliniendichte 0,13. Die Diskrepanz zwischen den Einzelmessungen ist somit nicht signifikant.

Schaut man sich die Mittelwerte an kommt man zu einem anderen Ergebnis. Die Diskrepanz zwischen den Massenindizes $\bar{s}_A = 2,439 \pm 0,007$ und $\bar{s}_E = 2,395 \pm 0,007$ ist signifikant. Durch die Proportionalität zwischen der Größen Signalamplitude und Elektronenliniendichte war dieser Unterschied nicht zu erwarten. Die Diskrepanz zwischen den beiden Massenindizes kommt daher, das man den Fitbereich anhand der Datenlage nur schwierig definieren kann. Darin kann auch die Ursache für die Verschiebung zu größeren Massenindizes liegen. Das SKiYMET Radarsystem wurde ursprünglich zur Bestimmung von Winden in der Mesosphäre benutzt. Dazu verwendet es nur Meteorsignale welche zu einer Windbestimmung beitragen können. Und sehr schwache Meteore können nicht zur Windmessung beitragen, da die Messung der Radialgeschwindigkeit aufgrund des niedrigen Signal zu Rausch Verhältnisses eine zu hohe Standardabweichung aufweist. Solche Meteore werden bei der Detektion abgelehnt und fehlen in der

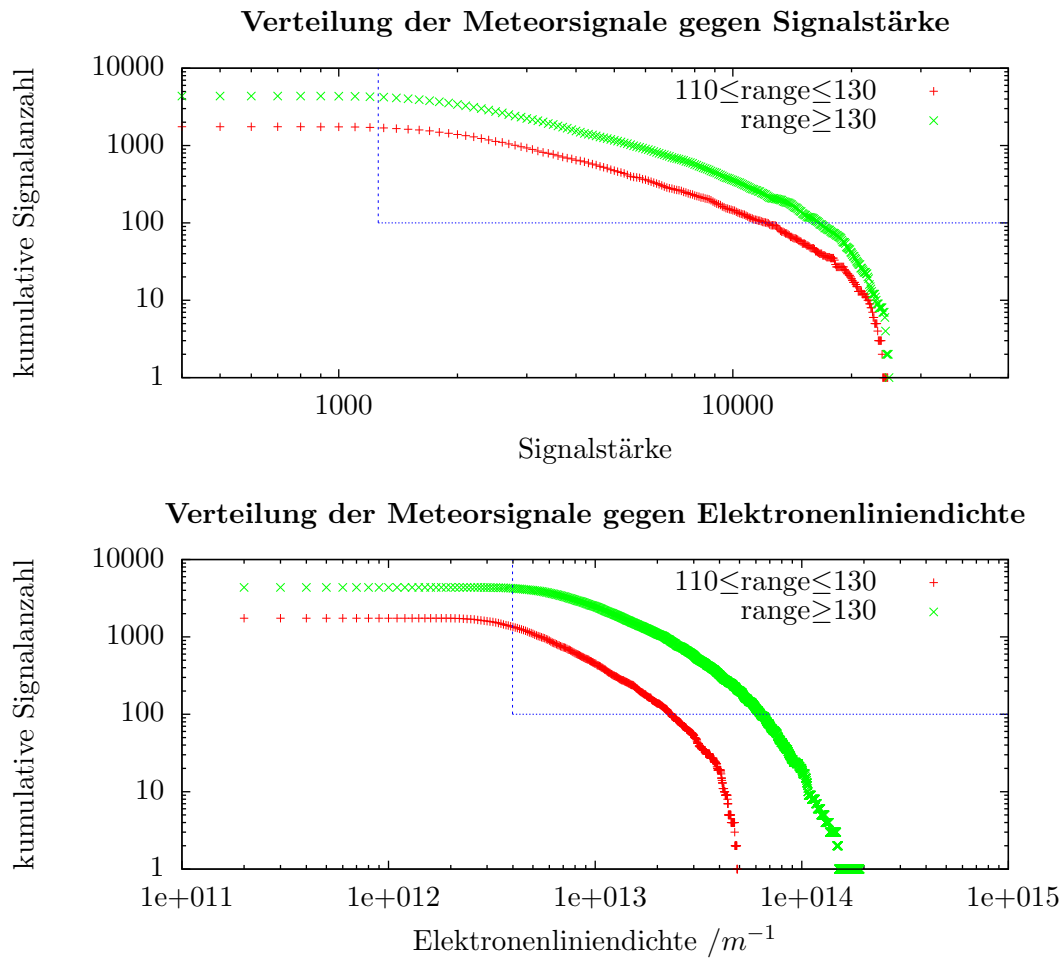


Abbildung 5.4.: kumulative Darstellung der Anzahl an Meteorsignalen mit einem Abstand zwischen 110 und 130km (grüne Linie) und einem Abstand größer 130 km, der obere Graph zeigt die Signalamplitude als Abzisse, der untere die Elektronendichte, innerhalb der blauen Linien liegt der gefittete Bereich, Daten vom 01.01.2010 aus Juliusruh

kumulativen Darstellung. Blaauw et al. (2011) verwenden seit 2009 einen anderen Algorithmus, welcher für Meteoruntersuchungen spezifiziert ist. So werden hier weniger schwache Meteoresignale diskriminiert.

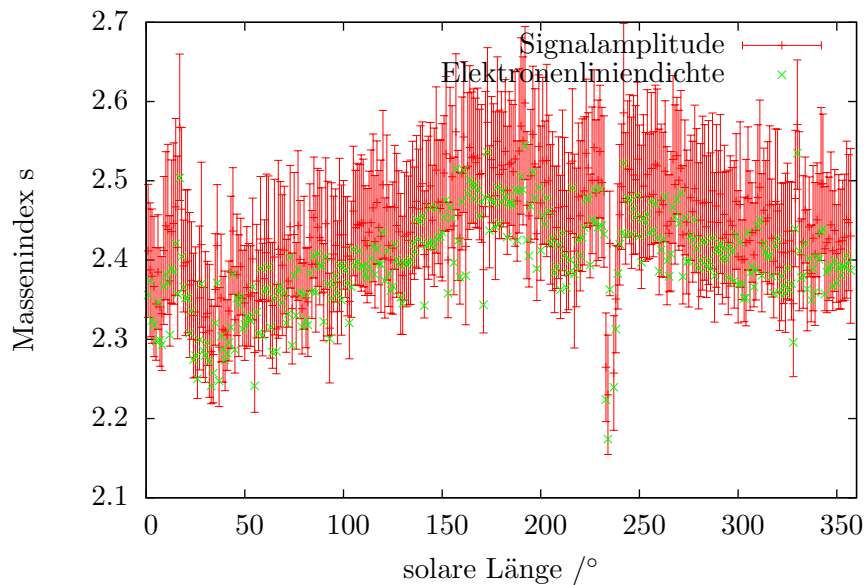


Abbildung 5.5.: Dargestellt ist der Jahresgang des kumulativen Massenindex, mit der Signalamplitude (rote Punkte mit Fehlerbalken) und Elektronenliniendichte (nur grüne Punkte)

Der ermittelte kumulative Massenindex $s \approx 2,4$ erscheint hoch, vergleicht man ihn mit anderen publizierten Werten. So wurde die jahreszeitliche Variation des kumulativen Massenindex von Blaauw et al. (2011) bestimmt. Deren Ergebnisse liefern den Wert $s = 2,17 \pm 0,07$. In dieser Arbeit wird auch die jährliche Variation des Massenindex dargestellt, so ist ein Maximum des Massenindex zum Frühlingsanfang sichtbar.

Galligan und Baggaley (2004) konnten ebenfalls für sporadische Meteore den kumulativen Massenindex bestimmen. In dieser Arbeit erhält Galligan den Massenindex $s = 2,027 \pm 0,006$. Die Abweichung zwischen dem Massenindex dieser Arbeit $s \approx 2,4$ und den Massenindizes der veröffentlichten Arbeiten ist sehr groß, obwohl alle Meteorosignale mit ähnlicher Hardware aufgenommen wurden. Eine Anpassung des Detektionsalgorithmus, die diese Abweichung möglicherweise beseitigt hätte, konnte in dieser Arbeit nicht durchgeführt werden. Aus diesem Grund dient der Massenindex $s=2$ (Galligan und Baggaley, 2004) als Grundlage aller Meteorflussberechnungen in dieser Arbeit.

5.3. Meteorfluss der Geminiden

Die Geminiden sind ein Meteorschauer, welcher sein Aktivitätsmaximum am 13. Dezember besitzt. Der Radiant ändert aufgrund der Erdrotation ständig seine Position am Himmel. Das Besondere für den Standort Andenes ist, dass hier der Radiant nie unterhalb des Horizontes liegt, während die Geminiden aktiv sind (vgl. 5.8). Liegt der Radiant ständig über dem Horizont, so müsste ein Meteorfluss bestimmt werden

können, der dem Verlauf aus Veröffentlichungen folgt (z.B. Pecina und Šimek, 1999; Fox et al., 1983).

Zunächst wird die Position des Radianten der Geminiden über einen längeren Zeitraum bestimmt (Abb. 5.6). Dazu werden die Radiantenkarten für die Dauer eines Grades solarer Länge erstellt und das Verfahren zur Positionsbestimmung des Meteorradianten angewendet (vgl. 3.4). Die zugehörige Zeit wird in solarer Länge angegeben, um die Vergleichbarkeit unterschiedlicher Jahre zu gewährleisten. Ein Grad solarer Länge entspricht ungefähr einem Tag.

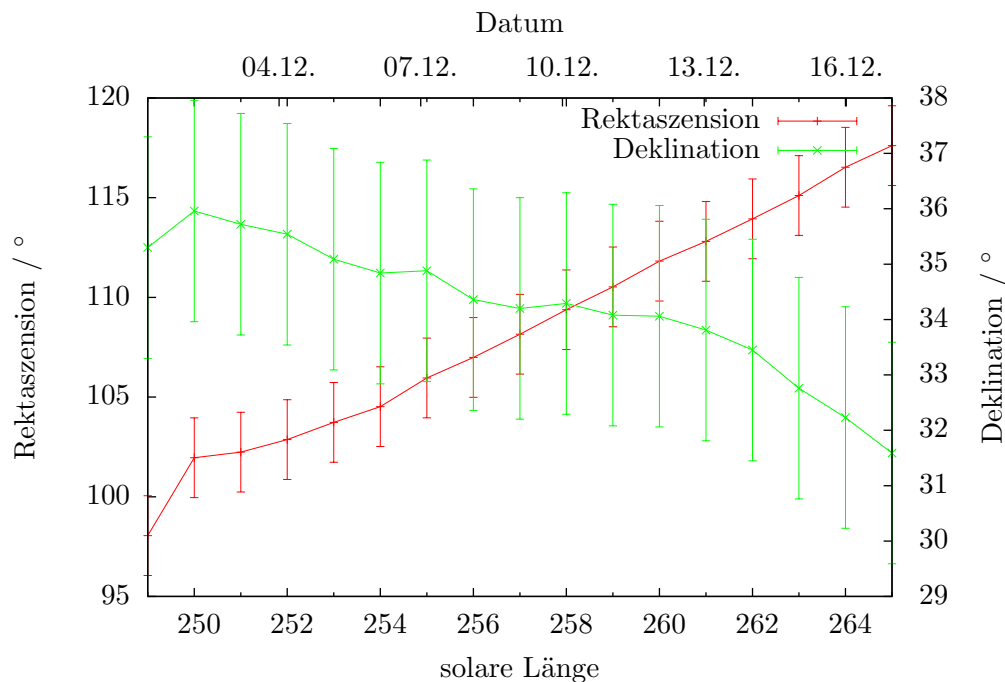


Abbildung 5.6.: Position des Radianten der Geminiden im rotierenden Äquatorialsystem, die Position wird als Mittel für die Dauer eines Grades solarer Länge angegeben (entspricht etwa einem Tag)

Die Meteorrate der Geminiden wird berechnet, indem wiederum die Methode von Jones und Jones (2006) angewendet wird (siehe Abschnitt 3.3). In Abbildung 5.7 ist die Meteorrate dargestellt. Es ist zu sehen, dass die Rate durch Radiantenelevation moduliert wird. Die Periode beträgt 24h, aufgrund der Erdrotation.

Die Elevation des Radianten der Geminiden variiert im Laufe von 24 Stunden zwischen 14° und 55° . Gleichzeitig ändert sich die effektive Radarsammelfläche (s. Abb. 5.8). Diese Variation der Höhe des Geminiden Radianten über dem Horizont erklärt auch die Schwankung der Meteorrate aus dieser Richtung.

Um dies zu zeigen wird der Meteorfluss berechnet. Das Ergebnis (Abb. 5.9) zeigt, dass der Meteorfluss der Geminiden bei 261° solarer Länge (13. Dezember) sein Maximum besitzt. Außerdem ist der Verlauf des Meteorflusses sehr gleichmäßig im Gegensatz zur stark schwankenden Meteorrate. Das Ergebnis erfüllt also die oben geäußerten Erwartungen, die an einen Meteorschauer gestellt werden. Denn der Meteorfluss sollte

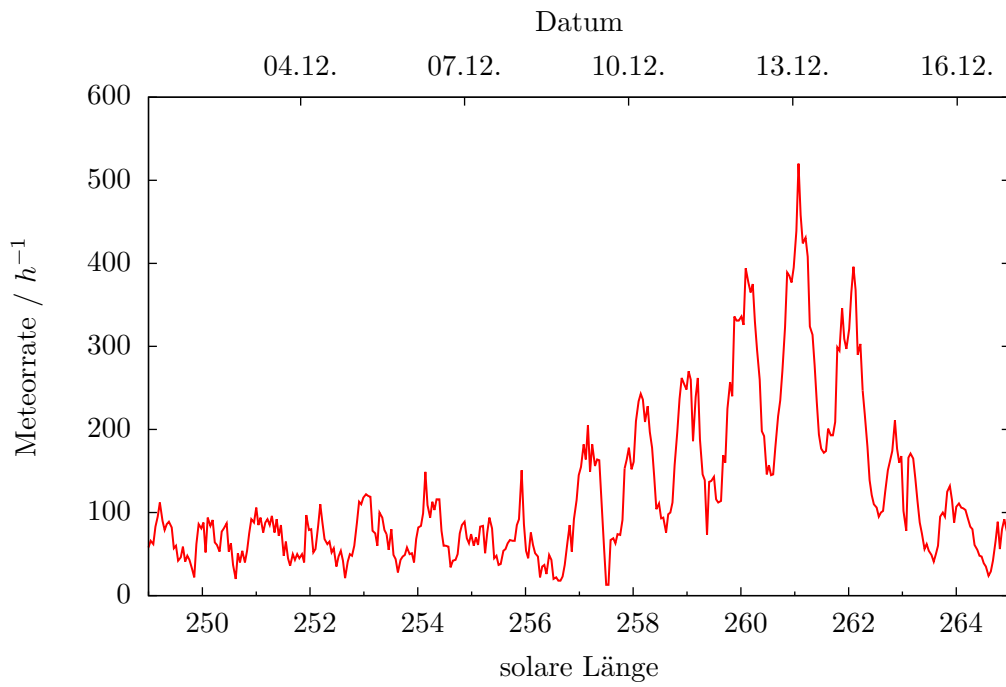


Abbildung 5.7.: Meteorrate während des Geminiden Meteorschauers in Andenes 2009, Rate pro Stunde

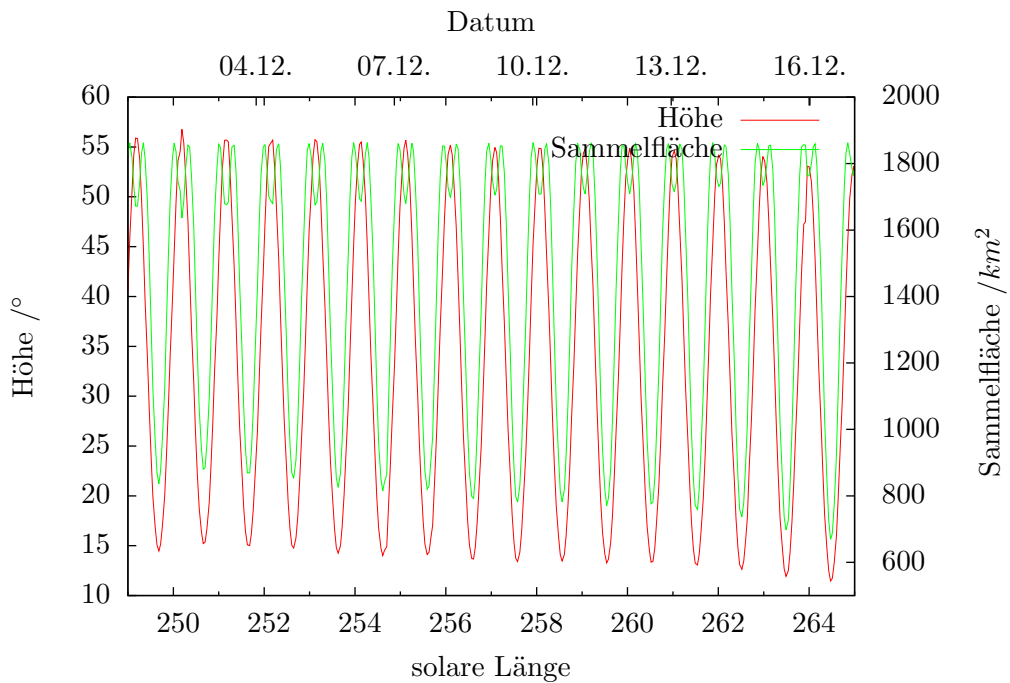


Abbildung 5.8.: Höhe des Radianten der Geminiden über dem Horizont und Sammelfläche für eine Höhe von 100km über dem Boden in Andenes 2009, Zeitschritt eine Stunde

während die Erde durch die Staubwolke des Asteroiden Phaethon fliegt keinen Fluktuationen unterliegen.

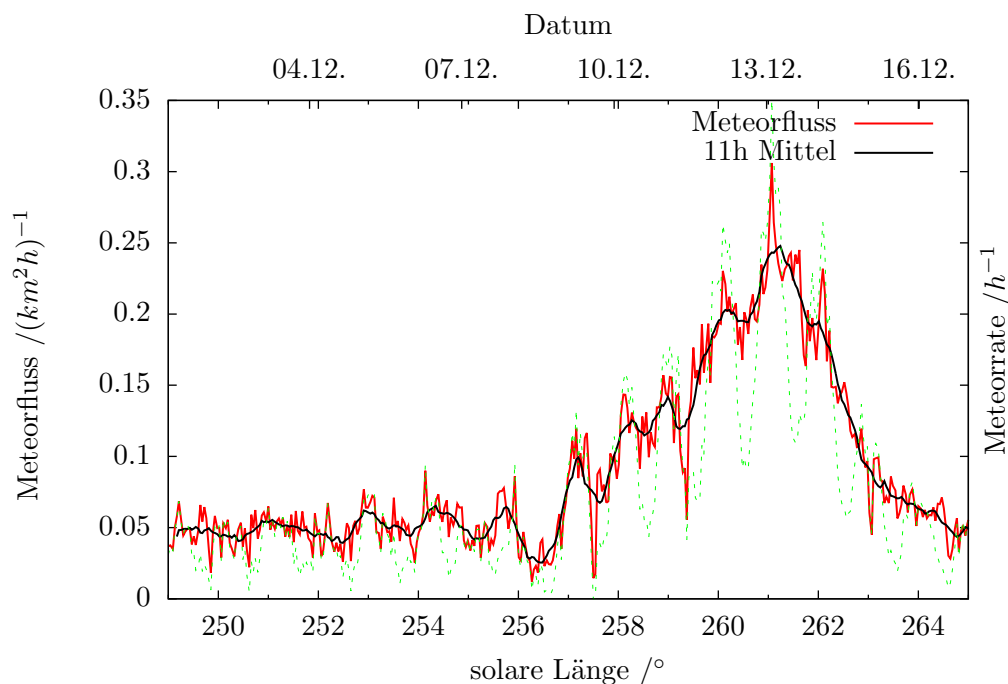


Abbildung 5.9.: Meteorfluss zugehörig zum Geminiden Radiant in Andenes 2009, dazu ein gleitender 11h Mittelwert und die Meteorrare

Die verbleibende Schwankung kann wahrscheinlich auf den Fehler der effektiven Sammelfläche zurückgeführt werden.

Die verbleibende Schwankung kann vielleicht mit erhöhter ionosphärischer Ionisation während des Tages einhergehen. Denn in polaren Breiten liegen die Feldlinien des Erdmagnetfeld dichter beieinander. Dadurch können geladene Partikel der Sonne einfacher in die Erdatmosphäre eindringen und Phänomene wie Auroras hervorrufen. Tritt nun erhöhte Ionisation im Bereich von 60 km bis 130 km auf, wird das ausgesendete Radarsignal stärker absorbiert. Besonders während Sonnenstürmen können in Andenes am Tage kaum noch Meteore detektiert werden. Wie der Einfluss der erhöhten ionosphärischen Aktivität sich auf die Detektion von Meteoren im Detail auswirkt, wurde in dieser Arbeit nicht untersucht.

Will man den Meteorfluss in Andenes mit dem von Juliusruh vergleichen, muss man das gleiche Ensemble an Meteoren untersuchen. Das wird erreicht, indem nur Meteore bis Magnitude acht verwendet werden. Schwächere Meteorsignale werden vom Radarsystem in Juliusruh und Andenes nichtmehr gleich häufig detektiert.

In Abbildung 5.10 ist der Meteorfluss der Geminiden für Juliusruh und Andenes dargestellt. Durch die geringe Anzahl an Meteoren ist auch der Meteorfluss geringer als in Abbildung 5.9. Der Radiant der Geminiden ist am Standort Juliusruh nicht permanent oberhalb des Horizonts. Deswegen fällt der Meteorfluss zwischenzeitlich auf den Wert Null, weil ein Meteorfluss nicht mehr messbar ist, wenn der Radiant unterhalb

des Horizonts liegt. Außerdem steigt der Geminidenradiant in Juliusruh auch höher über den Horizont als in Andenes. Steht der Geminidenradiant nah am Zenit wird der Meteorfluss in Juliusruh wesentlich größer als der in Andenes.

Entweder ist dieser Unterschied real oder der Meteorfluss wird durch eine zu geringe Sammelfläche (bei niedriger Zenitdistanz) überschätzt.

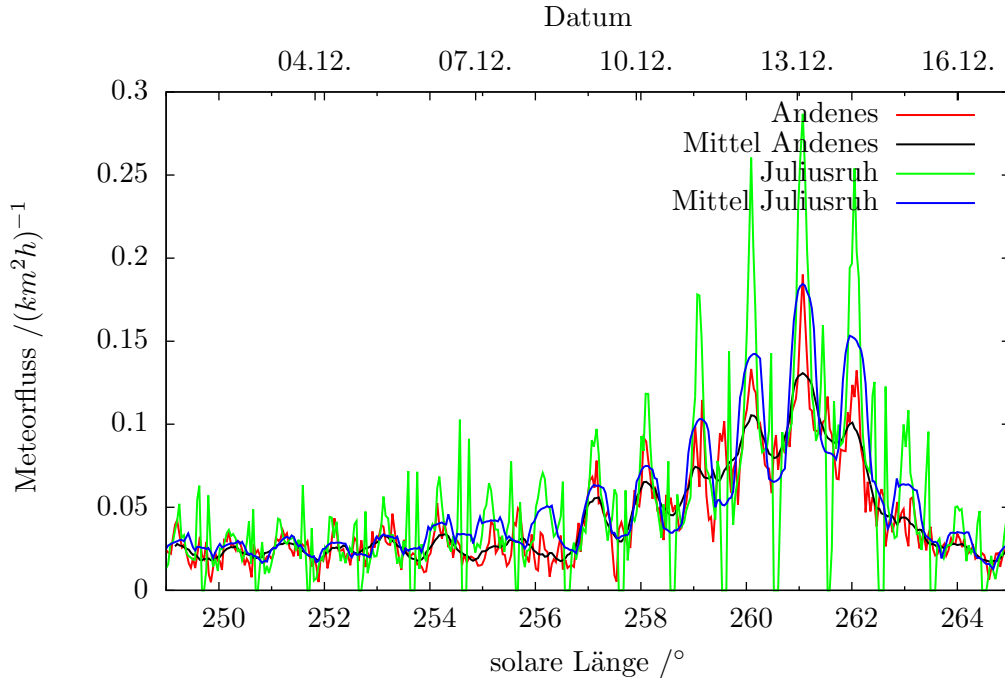


Abbildung 5.10.: Meteorfluss zugehörig zum Geminiden Radiant in Andenes und Juliusruh 2009, dazu ein gleitender 11h Mittelwert, Meteorsignale bis zur achten Magnitude

In Abbildung 5.11 ist die effektive Sammelfläche zusammen mit den Bereichen dargestellt, in denen sich der Geminidenradiant für beide Standort bewegt.

Die Zenitdistanz des Geminidenradiant im Horizontsystem, variiert am Standort Juliusruh wesentlich stärker als in Andenes. Das kann zu größeren Abweichungen führen, weil bei kleinen Sammelflächen der Fehler einen wesentlich größeren Einfluss auf den Meteorfluss hat.

5.4. Radiantpositionen der sporadischen Quellen

Viele der durch die Meteorradare detektierten Meteore können keinem Meteorschauer zugeordnet werden. Diese Meteore scheinen sporadisch aufzutreten und doch lässt sich ihr Vorkommen ähnlich wie die der Schauermeteore beschreiben. So zeigen sich im heliozentrischen Koordinatensystem die Quellen dieser sporadischen Meteore. Es können sechs Quellen identifiziert werden, die nördlichen und südlichen Apex- beziehungsweise Ring-Quellen, sowie die Helion- und Antihelion-Quelle (Jones und Brown, 1993).

In Abbildung 5.12 sind alle sporadischen Meteorquellen im heliozentrischen Koordinatensystem dargestellt.

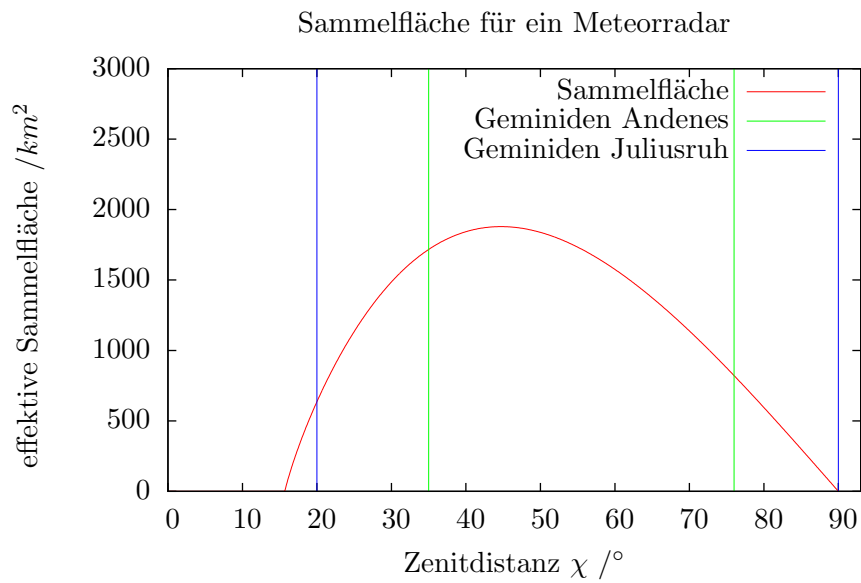


Abbildung 5.11.: die berechnete Radarsammelfläche und Bereiche in denen sich der Geminidenradiant im Horizontsystem bewegt, für Juliusruh und Andenes

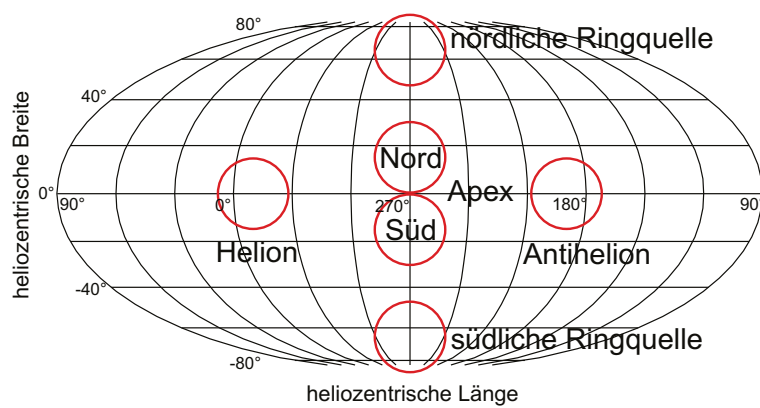


Abbildung 5.12.: dargestellt sind die Positionen der sporadischen Meteorquellen, man achte auf die heliocentrische Länge, diese ist gespiegelt und um 90° verschoben

Im Anhang in Abbildung A.3 sind vier sporadische Meteorquellen auf einer typischen Radiantenkarte, die aus Radardaten berechnet wurde, abgebildet.

Neben der Analyse von Meteorschauern (Abschnitt 5.3) kann die Positionsbestimmung von Meteorradianten auch für die sporadischen Meteorquellen in heliozentrischen Koordinaten verwendet werden.

Für die Positionen gibt es aus Campbell-Brown und Jones (2006) bereits Ergebnisse, die als Anhaltspunkt für die Positionsbestimmung in dieser Arbeit verwendet wurden. Die Positionsbestimmung beginnt so, dass die Radiantenkarte in heliozentrischen Koordinaten erstellt wird und dann für jede sporadische Meteorquelle ein spezieller Sektor dieser Karte nach dem aktivsten Gitterpunkt abgesucht wird. Die Sektoren sind so definiert, dass eine sporadische Quelle in ihm liegt, aber sich nicht mit den anderen Sektoren überschneidet. Der Gitterpunkt jedes Sektors mit der höchsten Aktivität wird für die Lokalisierung der sporadischen Quellen verwendet. Die Methode ist in Abschnitt 3.4 beschrieben.

In Abbildung 5.13 sind die Positionen der Helion-, Antihelion-, sowie der nördlichen Apex- und Ring-Quelle dargestellt. Daten von den Meteorradaren in Collm und Juliusruh werden für die Analyse verwendet. Andenes Daten sind durch technische Änderungen am Meteorradar über die Jahre nicht so gut vergleichbar. Unter der Annahme, dass sich die Position der sporadischen Quelle von Jahr zu Jahr nicht verändert, wurden Radiantenkarten der Jahre 2006 bis 2010 addiert und zur Positionsbestimmung herangezogen. Um die zeitliche Verschiebung durch das gregorianische Datum zu verhindern, wurden die Karten nach solarer Länge erstellt. So können die Radiantenkarten aller Jahre summiert werden, solange deren solare Länge identisch ist. Dadurch erreicht man eine höhere Datengrundlage für die Positionsbestimmung der sporadischen Meteorquellen.

Die südliche Apex-Quelle ist auf den Radiantenkarten von Collm und Juliusruh nur zu bestimmten Zeiten im Jahr zu erahnen und die südliche Ring-Quelle gar nicht sichtbar. Die Positionen der sichtbaren Quellen sind für die beiden Meteorradare in Collm und Juliusruh leicht unterschiedlich. Dieser Unterschied kann durch die bereits erwähnten unterschiedlichen Antennen der beiden Systeme erklärt werden (vgl. Abbildung 2.3). Die unterschiedliche Strahlungscharakteristik kann zu Verschiebungen der Quellpositionen auf der Radiantenkarte führen. Denn es können die Meteorsignale bestimmter Radianten in Bereichen mit niedrigem Antennengewinn liegen. Dadurch ist das Radar in Collm zeitweise weniger empfindlich für manche sporadische Quellen. Das führt unter Umständen zu einer Verschiebung der sporadischen Meteorradianten bei der statistischen Erstellung der Radiantenkarten.

Im Vergleich zu Campbell-Brown und Jones (2006) schwanken die Positionen in dieser Arbeit sehr stark im Verlauf des Jahres, liegen jedoch im gleichen Bereich. Der Grund dafür könnte an dem verwendeten Tracking Algorithmus liegen. Kommt eine Quelle nicht gut aus dem Untergrund heraus, ist der verwendete Tracking Algorithmus anfällig für Störungen und kann ungenaue Positionen liefern.

Die Positionen der sporadischen Meteorquellen des Juliusruhradars werden im folgen-

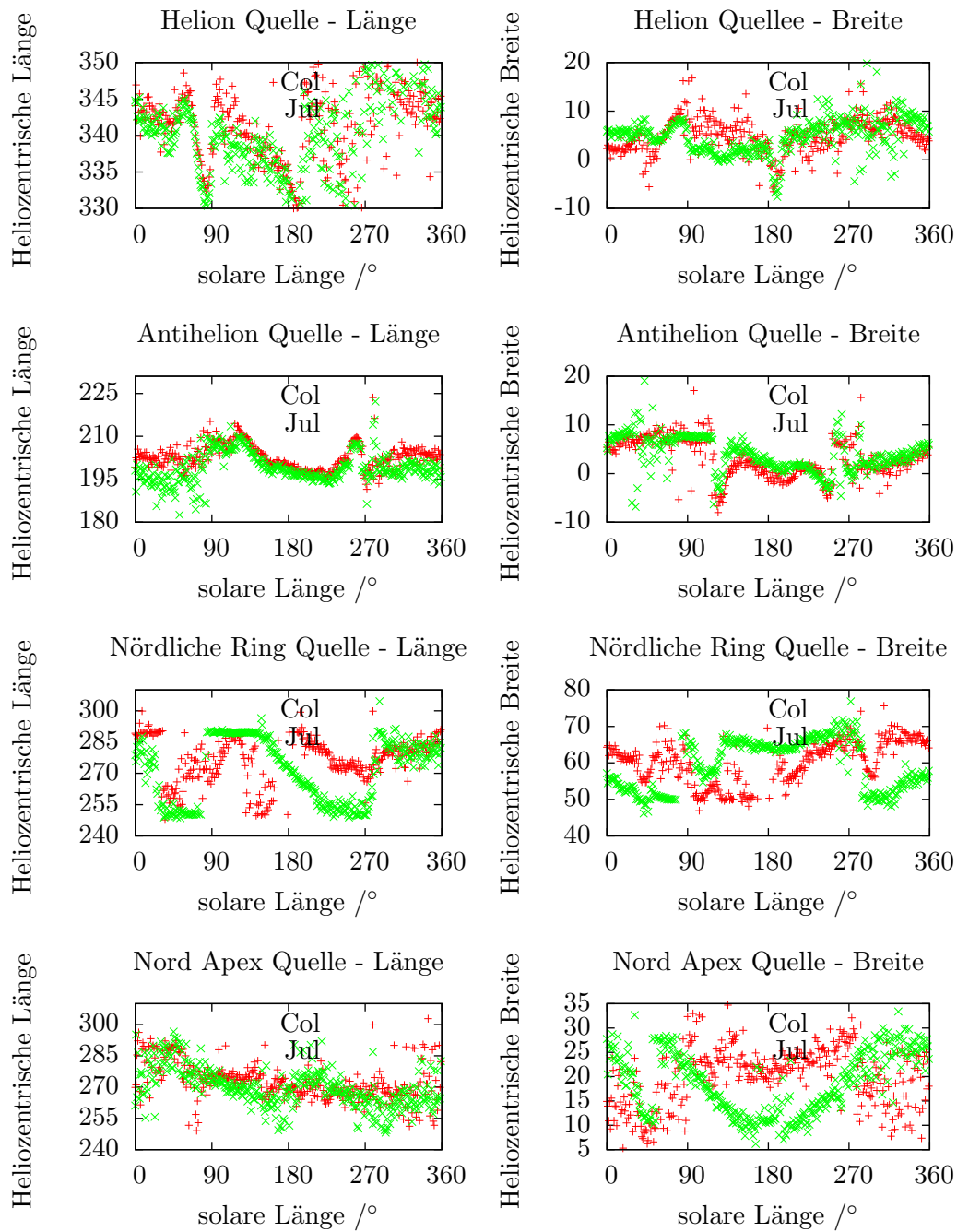


Abbildung 5.13.: heliozentrische Position der sporadischen Meteorquellen für die Radare Juliusruh und Collm, dafür wurden die Radiantenkarten der Jahre 2006-2010 benutzt um eine mittlere Position zu erhalten

den für die Meteorflussberechnungen verwendet (Abschnitt 5.5). Für die Berechnung ist eine radialsymmetrische Strahlcharakteristik des verwendeten Radars notwendig, so dass für den folgenden Teil der Analyse nur Juliusruh-Daten genutzt wurden.

5.5. Meteorflüsse der sporadischen Meteore

Anhand der in Abschnitt 5.4 gefundenen Positionen der sporadischen Meteorquellen wird in diesem Abschnitt deren Meteorfluss berechnet.

Zur Bestimmung des Meteorflusses wird die einfache Gewichtsfunktion 3.27 verwendet. Diese Gewichtsfunktion hat die Eigenschaft, keinerlei Wichtung an der Aktivität eines Radianten vorzunehmen. Dadurch lässt sich eine absolute Meteorrate für einen Radianten zuordnen. Zusammen mit der effektiven Sammelfläche erhält man dann einen Meteorfluss. Die Position einer sporadischen Meteorquelle wird für jedes Meteor-signal anhand der Bedingung 3.25 geprüft. Wird die Bedingung für ein Meteorsignal erfüllt erhöht sich der Meteorfluss der betrachteten sporadischen Quelle um den Wert $1/E(\chi, h)$. $E(\chi, h)$ ist die Sammelfläche des Radianten der sporadischen Meteorquelle mit der Zenitdistanz χ und der Höhe des Signals über dem Boden h . Kommen mehrere sporadische Quellen für das Meteorsignal in Frage, wird anteilig der Meteorfluss berechnet.

Diese Prozedur wird für Meteorsignale in einem vorher definierten Zeitraum durchgeführt. Die Summe aller 'Einzelflüsse' ist dann der Meteorfluss der sporadischen Quelle. In Abbildung 5.14 sind die Meteorflüsse der vier sichtbaren sporadischen Meteorquellen dargestellt.

Eine jährliche Variation in den Meteorflüssen der sporadischen Quellen ist nicht sichtbar und wurde auch nicht erwartet. Stellt man für ein Jahr alle sporadischen Meteorflüsse in einem Diagramm dar, kann die Variation der Quellen untereinander besser eingeschätzt werden. So ist die Aktivität der Helion und Antihelion Quelle nahezu spiegelsymmetrisch um 180° solarer Länge.

In einer Tabelle sind die vierteljährlich gemittelten sporadischen Meteorflüsse dargestellt.

Tabelle 5.1.: Meteorfluss der sporadischen Quellen für ein viertel Jahr gemittelt, Einheit $km^{-2}d^{-1}$

Jahreszeit	Helion	Antihelion	nördl. Ring	Nordapex	Summe
Frühling	1,9	1,1	1,3	1,4	5,7
Sommer	1,7	1,5	1,3	1,8	6,3
Herbst	1,1	1,7	1,2	1,6	5,6
Winter	0,8	1,1	1,3	1,0	4,2

Es treten durch Meteorschauer Peaks in den Meteorflüssen der sporadischen Quellen auf. So fallen die Geminiden ($\approx 262^\circ$ solare Länge) in die Antihelion Quelle, die Quadrantiden ($\approx 283^\circ$ solare Länge) in die nördliche Ringquelle und die Arietiden $\approx 77^\circ$ solare Länge) sowie ζ -Perseiden ($\approx 79^\circ$ solare Länge) in die Helion Quelle. Dies kann zu einer kurzzeitigen Erhöhung der Quellaktivität durch diese Schauer führen. Eine

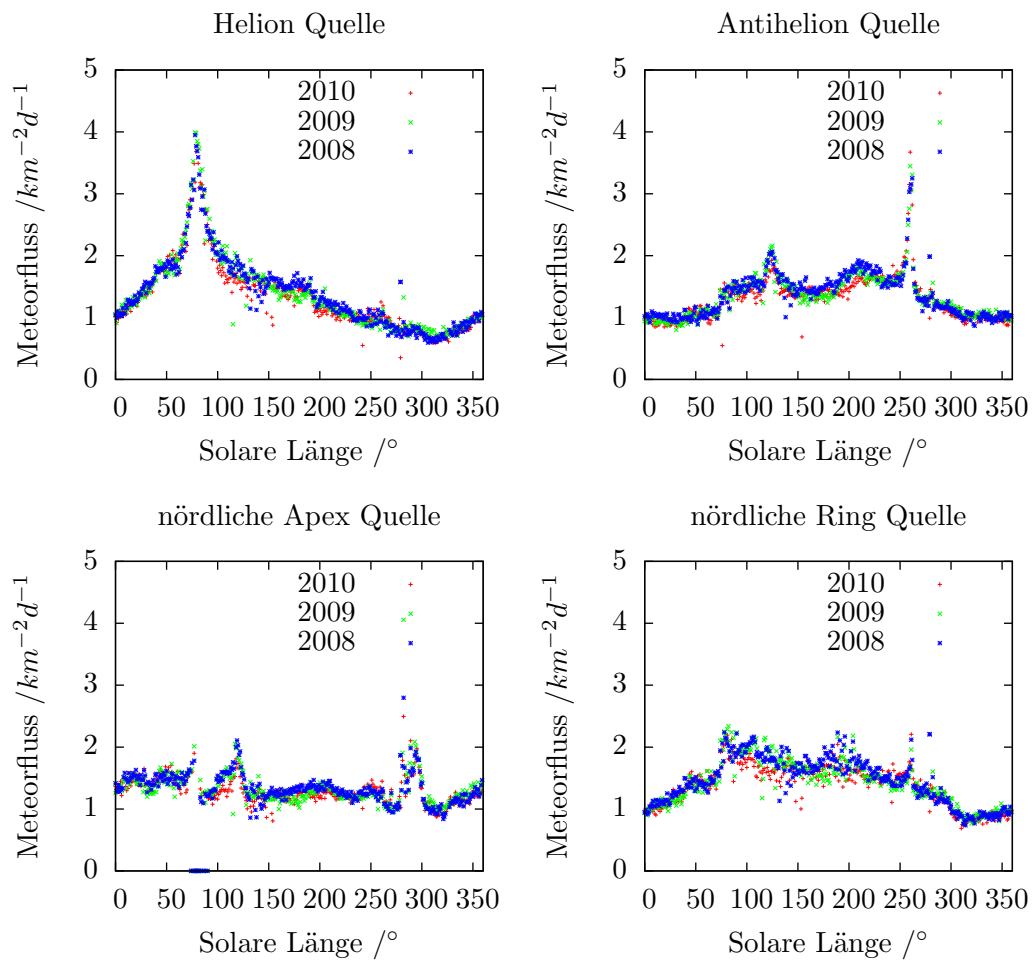


Abbildung 5.14.: Meteorfluss der vier sporadischen Quellen der Jahre 2008-2010 für Juliusruh

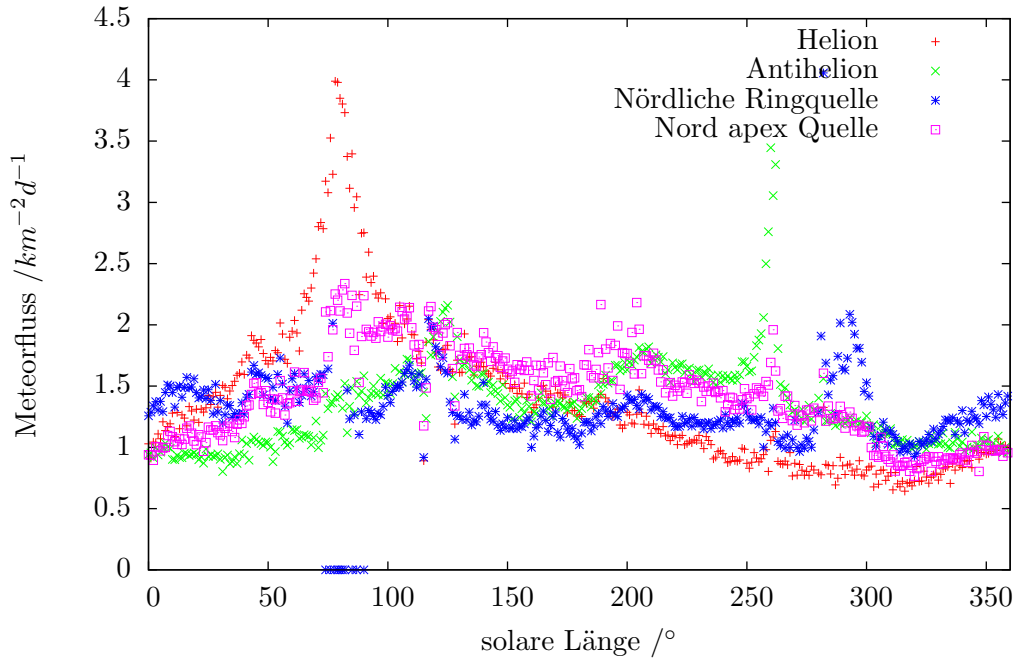


Abbildung 5.15.: Meteorfluss der vier detektierbaren sporadischen Meteorquellen für Juliusruh 2009

eindeutige Separierung zwischen Schauermeteoren und sporadischen Meteoren ist nicht möglich.

5.6. Gesamter Meteorfluss

Meteorfluss ist eigentlich nicht die richtige Bezeichnung für die betrachtete Größe. Es handelt sich eher um eine Meteorflussdichte, wenn man eine Meteoranzahl pro Flächeneinheit und Zeiteinheit angibt. Jedoch hat sich der Begriff Meteorfluss als Bezeichnung dafür im Kreis der Meteorwissenschaftler durchgesetzt. Im folgenden wird die Bezeichnung Meteorfluss verwenden, jedoch gemeint ist immer die Flussdichte.

Ein Meteorradar beleuchtet den kompletten Himmel oberhalb des Horizonts, dadurch kann es Meteore mit allen sichtbaren Radianten detektieren. Den Meteorfluss durch das komplette Gesichtsfeld des Meteorradar wird als gesamter Meteorfluss bezeichnet.

Zur Berechnung des gesamten Meteorflusses wird wie für alle anderen Meteorfluss Berechnungen die Gewichtsfunktion 3.27 verwendet. Wie für die Berechnung von Radiantenkarten wird ein $2^\circ \times 2^\circ$ Gitter verwendet. Für jedes Meteorsignal einzeln wird jeder Radiant dieses Gitters nach der Bedingung 3.25 geprüft und bei Erfüllung die inverse Sammelfläche für Radiant und Meteorhöhe gespeichert. Dabei wird die Anzahl an Radianten gespeichert, aus denen der Meteor gekommen sein könnte. Durch diese Zahl wird die Summe aller gespeicherten inversen Sammelflächen geteilt, um eine Art mittleren Fluss für diesen Meteor zu bestimmen. Abschließend werden für die Dauer eines Grades solarer Länge alle einzelnen Flüsse zusammenaddiert. Das Ergebnis ist dann ein gesamter Meteorfluss für ein Grad solarer Länge.

In Abbildung 5.16 ist der gesamte Meteorfluss des Meteorradars in Juliusruh für die Jahre 2008/2009 und 2010 dargestellt.

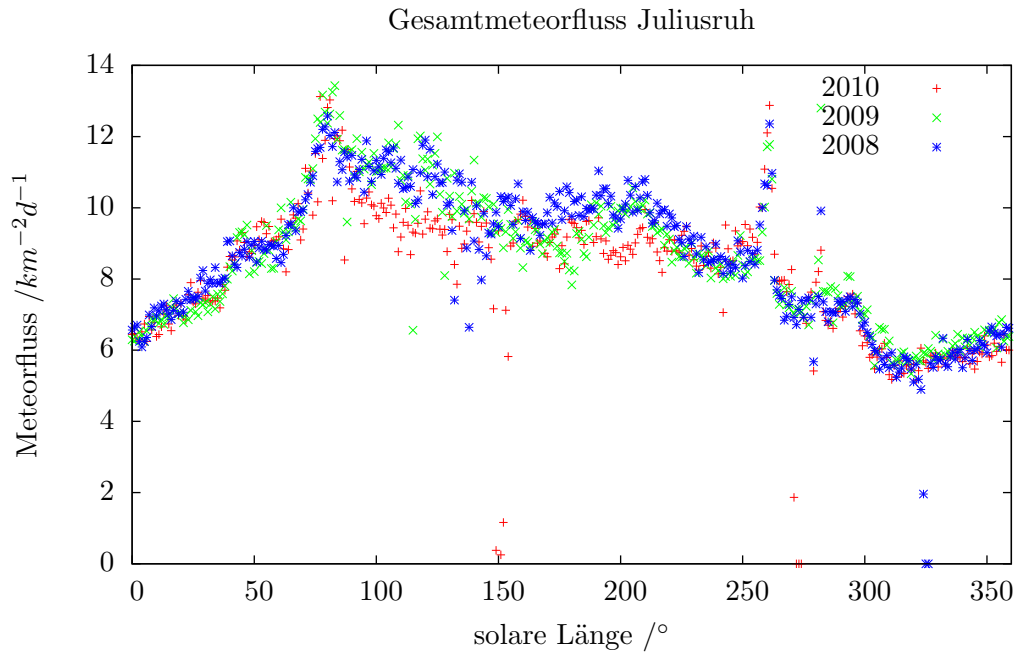


Abbildung 5.16.: gesamter Meteorfluss für das Meteorradar in Juliusruh, die Meteorschauer Geminiden ($l \approx 262^\circ$) und Aquariden ($l \approx 85$) sind als Peaks sichtbar

Für das Jahr 2008 ist der mittlere Meteorfluss $8,7 \pm 0,2 \text{ km}^{-2}d^{-1}$, für das Jahr 2009 $8,6 \pm 0,2 \text{ km}^{-2}d^{-1}$ und für das Jahr 2010 $8,2 \pm 0,2 \text{ km}^{-2}d^{-1}$. Der angegebene Fehler stellt das 95-prozentige Vertrauensintervall dar. Der Rückgang des Meteorflusses im Jahre 2010 lässt sich vielleicht auf eine verstärkte solare Aktivität zurückführen. Seit 2010 steigt die Sonnenaktivität nach dem solaren Minimum 2008/2009 wieder an. Das führt zu einer erhöhten Absorption des ausgesendeten Signals, was die Detektion schwächerer Meteorsignale verhindert. Diese These würde durch die Existenz einer jahreszeitlichen und jährlichen Variation in der messbaren Meteorhelligkeiten 5.1 untermauert. Die Untersuchung, ob solch eine Variation existiert, wurde nicht durchgeführt.

Abbildung 5.17 zeigt den Meteorfluss des Jahres 2009 zusammen mit der direkt gemessenen Meteorrate.

Es ist offensichtlich, dass der Meteorfluss direkt proportional zur Meteorrate ist. Die mittlere Sammelfläche des Radars in Juliusruh beträgt damit $1000 \pm 30 \text{ km}^2$. Angegeben ist der zufällige Fehler der Einzelmessung (95 prozentiger Vertrauensbereich). Mit diesem Ergebnis kann man sehr einfach aus den täglich gemessenen Meteorraten einen Meteorfluss abschätzen, indem man die Meteorrate durch die mittlere Sammelfläche teilt.

Um die Methode zur Bestimmung des Gesamtmeteorflusses zu testen, wurde der Gesamtfluss mit der Summe der Meteorflüsse aus sporadischen Quellen verglichen (siehe Abbildung 5.18). Der Vergleich ist deshalb von Interesse, da der Gesamtfluss anders

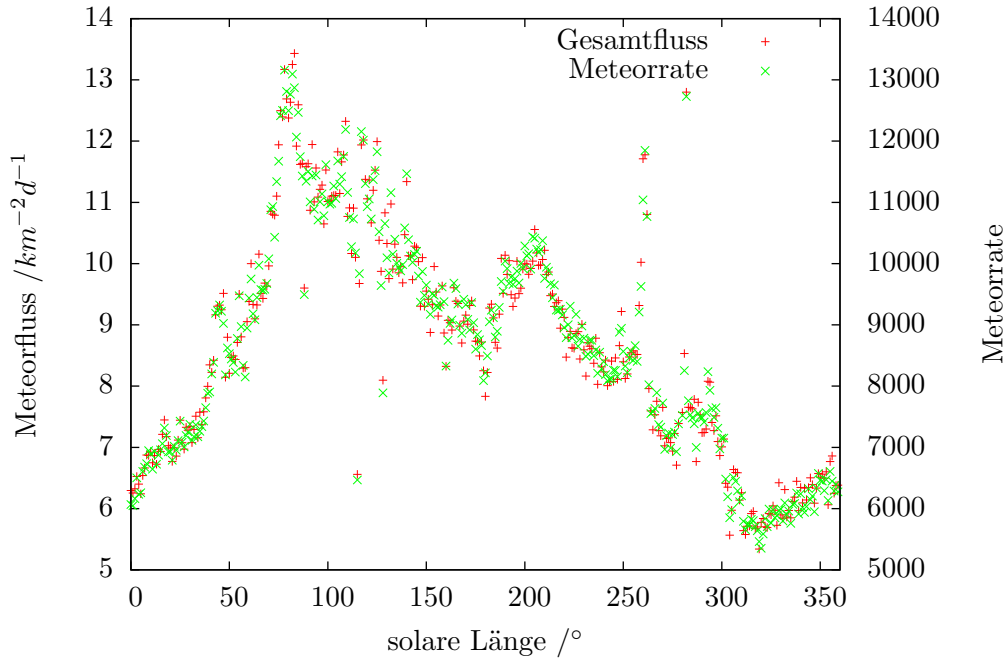


Abbildung 5.17.: Vergleich gesamter Meteorfluss mit der Meteorrate zur gleichen Zeit

berechnet wurde als die Meteorflüsse der sporadischen Quellen. Die Summe aller sporadischen Meteorflüsse ist kleiner als der berechnete Gesamtfluss. Man also kann davon ausgehen, dass das Ergebniss Sinn macht. Mit $63 \pm 3\%$ ist der Anteil aller betrachteten sporadischer Meteorquellen am Gesamtfluss wesentlich. Der übrige Meteorfluss hat möglicherweise seinen Ursprung in der südlichen Apex Quelle, die zeitweise über dem Horizont liegt, und den Meteorschauern.

Die Summe der Meteorflüsse der sporadischen Quellen ist stets kleiner als der berechnete Gesamtfluss. Das entspricht den Erwartungen, da zwischen den sporadischen Quellen noch Raum existiert aus denen Meteore kommen kann. Wird der Radius der sporadischen Meteorquelle mit 15° angenommen, dann ist der Raumwinkel den die Quelle einnimmt $0,21$ sr (Steradian). Vier Quellen nehmen dem entsprechend $0,84$ sr ein.

Durch die Lage des Metorradars kann man annehmen, dass der Himmel mit einem Öffnungswinkel von etwa 160° beleuchtet wird. Das entspricht einem Raumwinkel von $5,1$ sr. Alle sporadische Meteorquellen zusammen nehmen davon 16% ein.

In Abbildung 5.19 ist der Anteil der sporadischen Meteorquellen am Gesamtfluss im Verlauf des Jahres 2009 dargestellt. Die Helion Quelle ist besonders aktiv im Zeitraum $0 - 180^\circ$ solarer Länge (Frühling und Sommer). Danach wird die Antihelion Quelle aktiver. Über das Jahr hinweg sind Apex und nördliche Ring Quelle nahezu konstant. In Tabelle 5.2 sind für Zeiträume von Frühling bis Winter des Jahres 2009 die Anteile der sporadischen Meteorquellen am Gesamtfluss des gleichen Zeitraums aufgelistet.

63% des Meteorflusses stammen aus lediglich 16% des beleuchteten Himmels. Das unterstreicht die Bedeutung des sporadischen Meteorflusses.

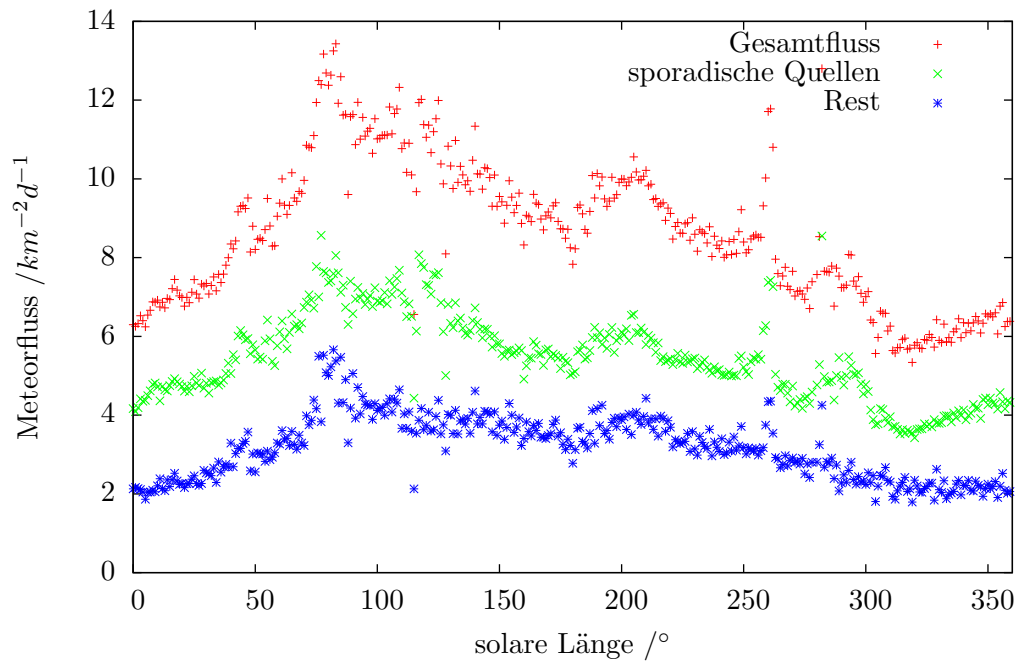


Abbildung 5.18.: Dargestellt ist der berechnete Gesamtmeteorfluss, die Summe der Meteorflüsse aus den sporadischen Quellen und die Differenz aus beidem

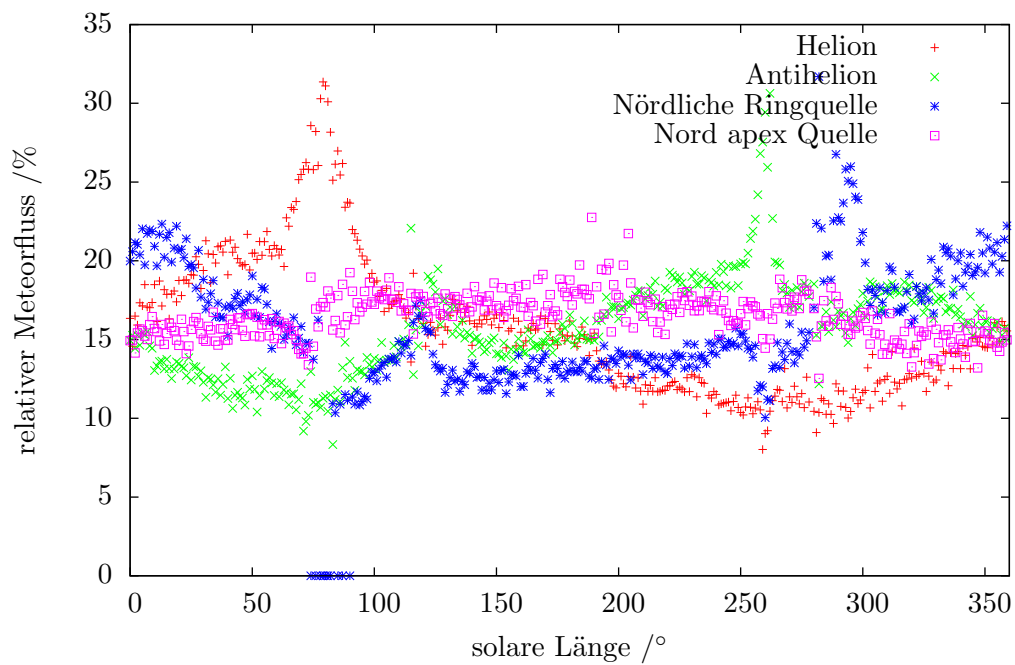


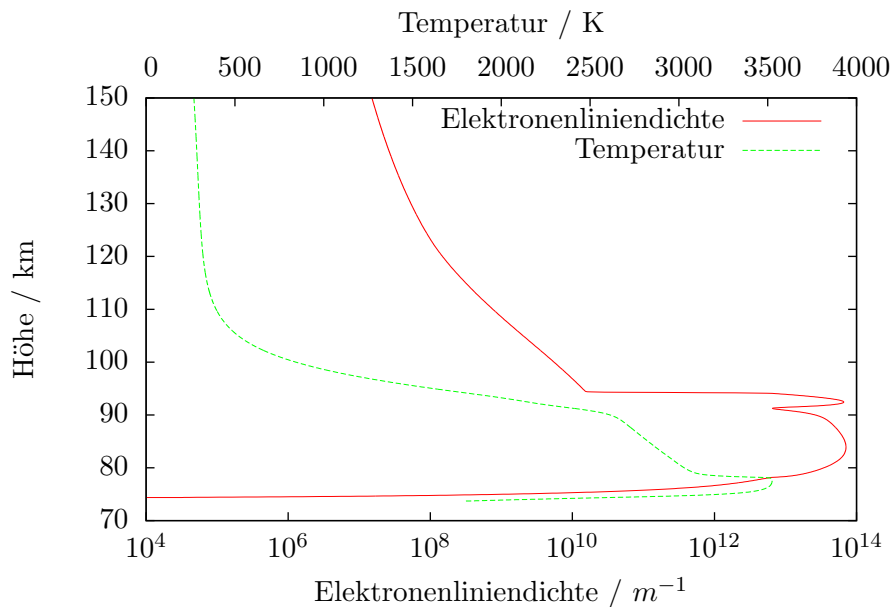
Abbildung 5.19.: Darstellung des Meteorflusses der sporadischen Quellen relativ zum Gesamtfluss

Tabelle 5.2.: prozentualer Anteil der sporadischen Meteorflüsse am Gesamtmeteorfluss für Vierteljahre gemittelt

Jahreszeit	Helion	Antihelion	nördl. Ring	Nordapex	Summe
Frühling	22	12	15	16	65
Sommer	17	15	13	17	62
Herbst	12	19	14	17	62
Winter	12	17	20	16	65

5.7. Mittlere Meteormasse und Massenfluss

Unter Zuhilfenahme des differentiellen Ablationsmodell von Stober et al. (2011a) (basierend auf Vondrak et al. 2008) wurde eine Abschätzung der detektierten Meteore vorgenommen. Das Ablationsmodell kann die Elektronenliniendichte, Temperatur, momentane Geschwindigkeit und Masse des Meteors während des Eintritts in die Erdatmosphäre simulieren.

Abbildung 5.20.: Höhenprofil der Elektronenliniendichte und Temperatur eines Meteors mit einer Geschwindigkeit von 25 km s^{-1} und einer Masse von $10^{-6,5} \text{ kg}$

Aussagen über die Anfangsbedingungen des eintretenden Meteors müssen für eine Simulation getroffen werden. Anfangsgeschwindigkeit, Anfangsmasse und Eintrittswinkel in die Erdatmosphäre sind Parameter welche dem Modell vorgegeben werden. In Abbildung 5.20 ist ein Elektronenliniendichteprofil und Temperaturprofil dargestellt. Die Elektronenproduktion beginnt erst ab einer Temperatur von 1500 K. Außerdem wird eine Standard Hintergrundatmosphäre in dem simulierten Höhenbereich 70 - 150 km angenommen. Die Daten der Zusammensetzung der Atmosphäre liefert das NRLMSISE-00 Modell von Picone et al. (2002).

Die Bestimmung der Geschwindigkeit jedes detektierten Meteors konnte während der Diplomarbeitzeit nicht erreicht werden. Aus diesem Grund wurde die mittlere Ge-

schwindigkeit des detektierbaren Meteorensembles abgeschätzt. Der Wert der mittleren Geschwindigkeit sporadischer Meteore wurde auf 25 km s^{-1} festgelegt. Diese Geschwindigkeit liegt zwischen den publizierten Ergebnissen für die Geschwindigkeit des sporadischen Meteorensembles von $16,5 \text{ km s}^{-1}$ (Erickson, 1968) und 32 km s^{-1} (Brown et al., 2005).

Nun wurden für verschiedene Anfangsmeteormassen Ablationsprofile berechnet. Anschließend wurden die Höhenprofile der Elektronenliniendichte benutzt, um dem Meteor des zugehörigen Meteorsignals eine Masse zuzuordnen. Dazu wurde die gemessene Elektronenliniendichte im Spiegelpunkt, zusammen mit dessen Höhe, einem berechneten Höhenprofil zugeordnet. Ein Meteorsignal konnte einem Elektronenliniendichteprofil erfolgreich zugeordnet werden, wenn die gemessene Elektronenliniendichte um weniger als 10% von der berechneten Elektronenliniendichte abwich. Gleichzeitig musste die gemessene Signalhöhe in einem Fenster von $\pm 400 \text{ m}$ des modellierten Höhenprofils liegen. Diese Kriterien wurden so gewählt, damit keine Falschzuordnungen auftreten und einem Meteorsignal nicht zwei unterschiedliche Meteormassen zugeordnet werden.

Für den Zeitraum vom 08.02.2010 bis 17.02.2010 wurden alle Meteorsignale auf diese Weise analysiert. Etwa 22000 Signalen konnte eine Meteormasse mit der beschriebenen Methode zugeordnet werden. Während dieses Zeitraums waren keine Meteorschauer aktiv. In Abbildung 5.21 ist das Histogramm der Meteormassen dieser Signale dargestellt.

Unter der Annahme, dass die Meteormassen logarithmisch normalverteilt sind, wurde durch einen Gauß-Fit die Breite der Verteilung σ und dessen Erwartungswert μ bestimmt.

$$\mu = 10^{-6,989} \text{ kg} \quad (5.4)$$

$$\sigma = 0,2165 \quad (5.5)$$

Betrachtet man das 95 prozentige Vertrauensintervall, so ergibt sich für die Masse des sporadischen Meteors folgendes:

$$m = 10^{-7,0 \pm 0,5} \text{ kg} \quad (5.6)$$

$$\approx 100 \pm 50 \mu\text{g} \quad (5.7)$$

Die Angabe eines absoluten Fehler ist nur eingeschränkt möglich.

Multipliziert man diese Masse zusammen mit dem berechneten Gesamtmeteorfluss aus Abschnitt 5.6 kommt man zu einem Meteormassenfluss von:

$$M_{\text{Gesamt}} = 250 \pm 90 \text{ t} / (\text{Erde} \cdot \text{Jahr}) \cong 690 \text{ kg} / (\text{Erde} \cdot \text{Tag}). \quad (5.8)$$

Der relative Fehler dieses Massenflusses beträgt 34% und stellt lediglich die Unsicherheit der effektiven Sammelfläche (Abschnitt 4.5.1) dar.

Um einen Meteormassenfluss für die Geminiden anzugeben wurde die mittlere Me-

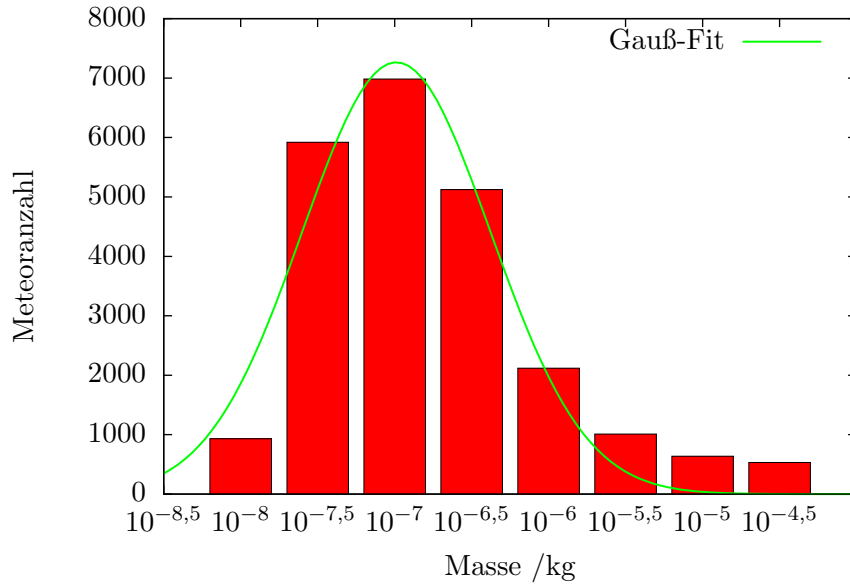


Abbildung 5.21.: Histogramm der Massenverteilung der detektierten Meteore im Zeitraum 08.02.2010 bis 17.02.2010, eine logarithmische Normalverteilung der Meteormassen wurde angenommen (grüne Kurve)

teormasse der Geminiden aus Stober et al. (2011a) benutzt. Diese Masse basiert auf Analysen aus Meteordaten des Radars in Collm. Typische Geminiden Meteore besitzen eine Masse von $250 \mu\text{g}$ ($10^{-6,6}$ kg). Benutzt man diese Masse für den bestimmten Meteorfluss der Geminiden in Andenes, kommt man zu folgendem Ergebnis für den Geminidenmassenfluss 2009 (auf ein Jahr extrapoliert):

$$M_{\text{Geminiden}} = 300 \pm 100 \text{ t}/(\text{Erde} \cdot \text{Jahr}) \cong 754 \text{ kg}/(\text{Erde} \cdot \text{Tag}). \quad (5.9)$$

Der relative Fehler beträgt 34% (siehe oben).

In Abbildung 5.22 ist der gesamte Meteormassenfluss und der extrapolierte Geminidenmassenfluss zusammen mit den Massenflüssen von Ceplecha et al. (1998) und Love und Brownlee (1993) dargestellt. Der bestimmte Gesamtmassenfluss liegt oberhalb der Kurve von Ceplecha. Der horizontale Fehlerbalken stellt die Breite des Meteormassenintervalls dar. Der vertikale Fehlerbalken ist die Unsicherheit der effektiven Sammelfläche. Da davon ausgegangen wird, dass das Meteorradar nicht jegliche Meteore im Massenbereich von 10^{-7} kg detektiert, kann das hier gezeigte Ergebnis als untere Grenze des Massenflusses angesehen werden. Damit wurde gezeigt, dass die Ergebnisse von Ceplecha et al. (1998) den Masseneintrag in die Atmosphäre durch Meteore mit einer Masse von 10^{-7} kg unterschätzt.

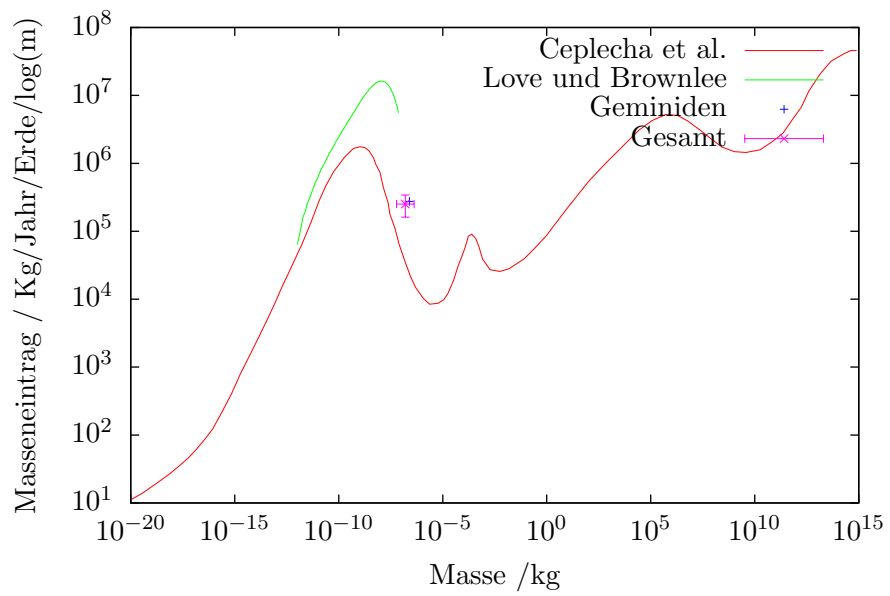


Abbildung 5.22.: Meteormassenfluss in die Erdatmosphäre für Meteore unterschiedlicher Massen, aus Ceplecha et al. (1998); Love und Brownlee (1993) zusammen mit den Ergebnissen dieser Arbeit, dem Gesamtmassenfluss (mit Fehlerbalken) und dem extrapolierten Geminidenmassenfluss

6. Zusammenfassung und Ausblick

Das wesentliche Ziel dieser Arbeit, die Abschätzung des Meteormassenflusses in die Erdatmosphäre, wurde erfüllt, wobei die sporadischen Meteorquellen als wesentliche Quelle dieses Flusses belegt werden konnten.

Durch die Bestimmung einer effektiven Sammelfläche für die verwendeten Radarsysteme in Juliusruh und Andenes konnte den gemessenen Meteorraten ein Meteorfluss zugeordnet werden. Die effektive Sammelfläche ist abhängig von der Zenitdistanz des betrachteten Meteorradianten, so dass auch radiantenspezifische Meteorflüsse angegeben werden können. Wegen der Uneindeutigkeit zwischen Position des Meteorsignal und des dazugehörigen Meteorradianten, da Meteorspuren nur senkrecht zum Radarstrahl detektiert werden können, musste ein statistisches Verfahren zur Zuordnung quellspezifischer Meteorflüsse und des Gesamtmeteorfluss benutzt werden. Zur Bestimmung der Masse der detektierten Meteore wurde ein Ablationsmodell verwendet.

Zusammen mit dem Gesamtmeteorfluss wurde ein mittlerer jährlicher Meteormassenfluss bestimmt:

$$M_{Gesamt} = 250 \pm 90t / (\text{Erde} \cdot \text{Jahr}) \cong 690 \text{ kg} / (\text{Erde} \cdot \text{Tag}).$$

Der angegebene Fehler spiegelt die Unsicherheit wieder, die ihren Ursprung in der berechneten Sammelfläche hat (vgl. Abschnitt 4.5.1). Der Fehler beträgt 34%.

Dieser Massenfluss wurde für die Meteormasse von $100 \mu\text{g}$ (10^{-7} kg) berechnet. Dieser Massenbereich, welcher nur mit Radarmethoden zugänglich ist, ist von besonderem Interesse, da die letzten Untersuchungen hierzu fast 50 Jahre in der Vergangenheit liegen (Verniani, 1966) und kontrovers diskutiert werden (z.B. Dyrud et al., 2004). Ordnet man dieses Ergebnis in den Kontext von Ceplecha et al. (1998) ein, erhält man einen Punkt oberhalb der veröffentlichten Kurve (siehe Abbildung 5.22). Nimmt man an, dass das Meteorradar nicht alle Meteore des betrachteten Massenintervalls detektiert, kann man sagen, dass es sich bei den Massenflüssen dieser Arbeit um untere Grenzwerte handelt. Geht man von diesen Annahmen aus, so unterschätzt Ceplechas Kurve den Massenfluss von Meteoren in diesem Massenbereich erheblich.

Den sporadischen Meteorquellen wurden mithilfe ihrer zuvor bestimmten Radianten Meteorflüsse zugeordnet. Die jahreszeitliche Variation der Helion und Antihelionquelle entspricht den Erwartungen. Die nördliche Apex Quelle sowie die nördliche Ring-Quelle zeigen über das Jahr nahezu konstante Meteorflüsse.

Die Stichhaltigkeit der berechneten Sammelfläche wurde anhand des Meteorschauers der Geminiden getestet. Am Standort Andenes kann ein Meteorfluss angegeben werden,

der kaum noch tageszeitliche Schwankungen aufweist, wie für die Geminiden erwartet wird. Das Maximum des Geminidenflusses liegt demnach bei 6 Meteoren $km^{-2}d^{-1}$.

Die mittlere Meteormasse der Geminiden wurde durch Stober et al. (2011a) aus Meteordaten des Radars in Collm bestimmt. Ein typischer Geminiden Meteor besitzt demnach eine Masse von $250 \mu g$ ($10^{-6,6}$ kg). Benutzt man diese Masse für den bestimmten Meteorfluss der Geminiden in Andenes, kommt man zu folgendem Ergebnis für den Geminidenmassenfluss 2009 (aufs Jahr extrapoliert):

$$M_{Geminiden} = 300 \pm 100 t / (Erde \cdot Jahr) \cong 754 kg / (Erde \cdot Tag).$$

Der angegebene Fehler ist lediglich die Unsicherheit der effektiven Sammelfläche von 34% (siehe oben). Anhand von Einschränkungen der Radarmagnitude konnten die Ergebnisse der Radarstandorte von Andenes und Juliusruh vergleichbar gemacht werden. Der Vergleich der Geminidenmeteorflüsse von Andenes und Juliusruh zeigt einen höheren Meteorfluss in Juliusruh. Scheinbar wird der Meteorfluss überschätzt, wenn der Meteorradiant nahe dem Zenit steht.

Anhand der kumulativen Verteilung der Meteorsignale wurde der kumulative Massenindex mit $s = 2,395 \pm 0,007$ bestimmt. Die Abweichung zum akzeptierten Wert 2,0 ist relativ groß. Der Grund für diese Abweichung konnte innerhalb dieser Arbeit nicht ermittelt werden.

Abschließend kann man sagen, dass die in dieser Arbeit präsentierten Ergebnisse, trotz Idealisierungen, einen wichtigen Beitrag zur Quantifizierung des Masseneintrags in die Erdatmosphäre liefern konnten. Verbesserungsmöglichkeiten der in dieser Arbeit dargestellten Analyseverfahren zur Bestimmung von Meteormassenflüssen aus Meteorradardaten sehe ich in folgenden Punkten. Die Geschwindigkeitsbestimmung jedes einzelnen Meteorsignals muss angestrebt werden, um bessere Ergebnisse in der Modellierung der sporadischen Meteormasse zu erreichen. Außerdem ist der kumulative Massenindex nur ungenau für das gemessene Meteorensemble bekannt. Das ist ungünstig für effektive Sammelfläche, da sie wesentlich von diesem Parameter abhängt. Zusätzlich zu methodischen Anpassungen könnte man die Meteorflüsse weiterer Meteorschauer im Hinblick auf eine geographische Breitenabhängigkeit untersuchen. Die Standorte Juliusruh und Andenes sind gerade prädestiniert dazu, da im Allgemeinen an beiden Standorten dieselben Meteorschauer auftreten. Ebenfalls wäre eine Auswertung des Meteorflusses der Südhalbkugel von Interesse. So könnten die bisher unbeobachteten sporadischen Meteorquellen, nämlich die südliche Apex- und Ring-Quelle, näher charakterisiert werden, was zu einer kompletten Analyse sporadischer Meteore und ihrer Quellen beiträgt.

Die Kapazitäten der Standardmeteorradare reichen jedoch nicht aus, um den Masseneintrag in die Erdatmosphäre auch für Meteore geringerer Masse zu bestimmen. Hierfür müssen andere Radarsysteme benutzt werden, wie zum Beispiel das Middle Atmosphere Arctic Radar System (MAARSY). Dieses Radar transmittiert wesentlich höhere Leistungen in einen sehr schmalen Radarstrahl. Dadurch ist es möglich Meteorkopfechos zu detektieren, die ihren Ursprung in sehr schnellen, aber auch sehr kleinen

Meteoren haben. Aufgabe zukünftiger Arbeit wird es sein, die entsprechende effektive Sammelfläche zu charakterisieren.

A. Entwicklung einer Meteorradiantenkarte

Die folgenden Abbildungen zeigen die Entwicklung einer Radiantenkarten zum Zeitpunkt des Meteorschauers der Geminiden. In Abbildung A.2 und A.3 ist die heliozentrische Radiantenkarte des 01.07. 2010 für die einfache bzw. die Gauß-Gewichtsfunktion dargestellt. Im zweiten Bild sind die sporadischen Meteorquellen sichtbar.

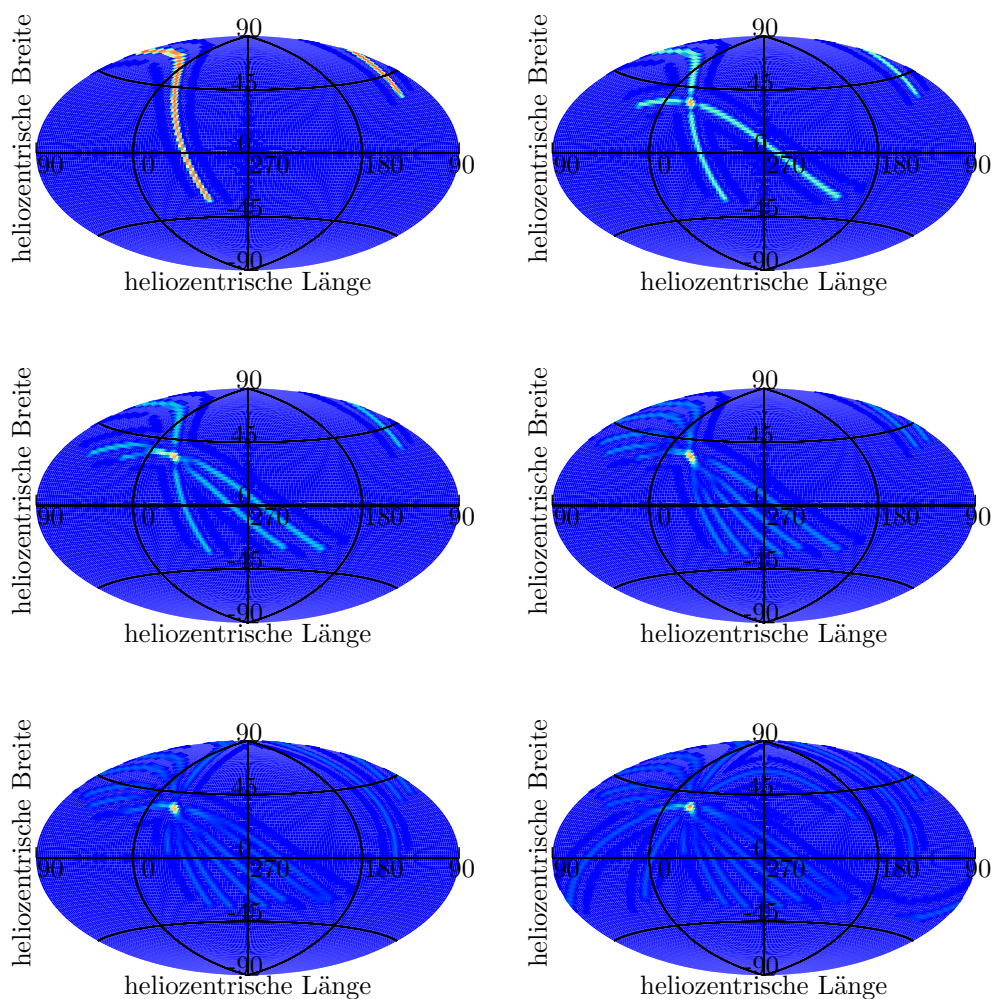


Abbildung A.1.: Radiantenkarte mit einem, zwei, drei, fünf, sieben und neun Meteorsignalen

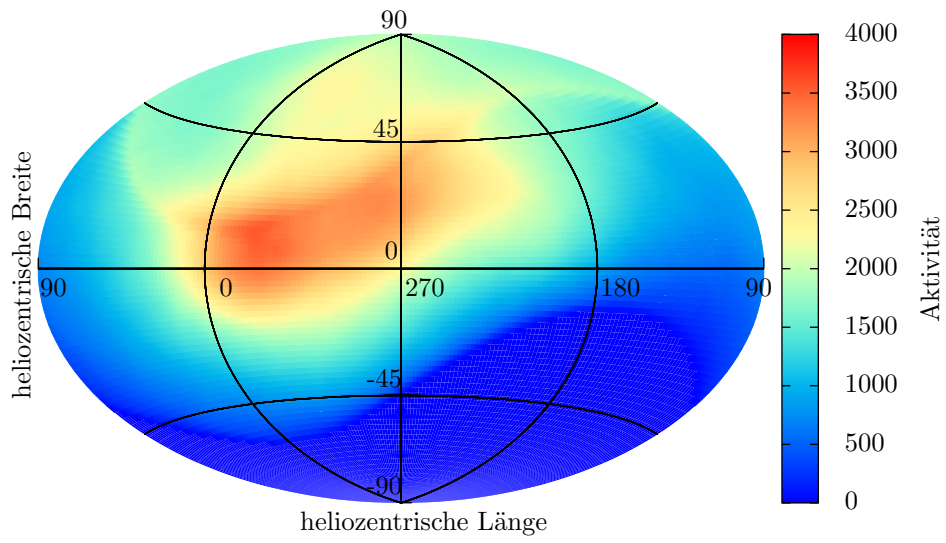


Abbildung A.2.: Radiantenkarte mit dem der einfachen Gewichtsfunktion 3.27

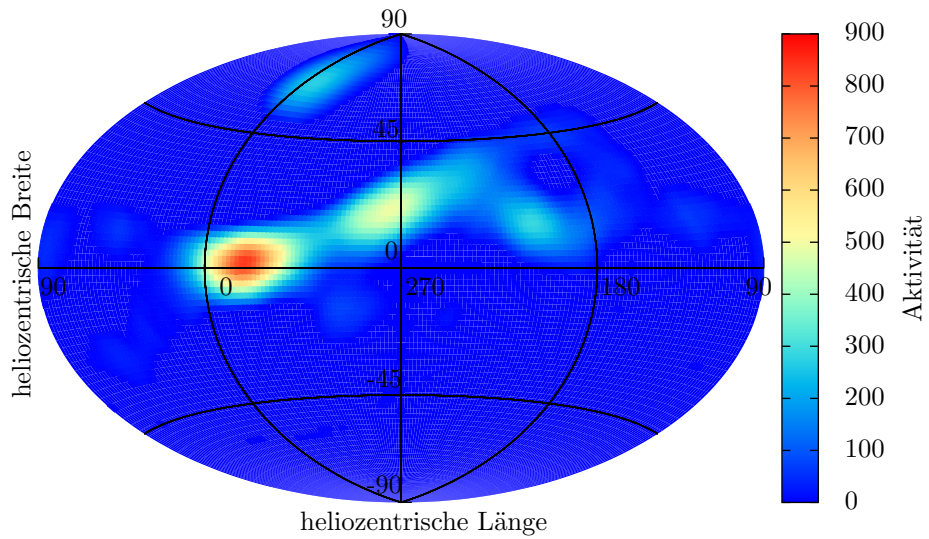


Abbildung A.3.: Radiantenkarte mit der Gauß-Gewichtsfunktion 3.28

B. Ableitung der Echolinie

In diesem Abschnitt wird die Differentiation des Abstandes Radar - Meteorhöhe (vgl. Gleichung 4.17) nach der Elevation ϕ durchgeführt.

$$r(\phi) = (R_E + h) \sec(\phi) \cdot \sin \left(\arccos \left[\frac{R_E}{R_E + h} \cos \phi \right] - \phi \right) \quad (\text{B.1})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \phi} r(\phi) &= (R_E + h) \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\sec(\phi) \sin \left[\arccos \left\{ \frac{R_E}{R_E + h} \cos \phi \right\} - \phi \right] \right) \\ &= (R_E + h) \left(\left[\frac{\partial}{\partial \phi} \sec(\phi) \right] \sin \left[\arccos \left\{ \frac{R_E}{R_E + h} \cos \phi \right\} - \phi \right] + \right. \\ &\quad \left. + \sec(\phi) \left[\frac{\partial}{\partial \phi} \sin \left\{ \arccos \left(\frac{R_E}{R_E + h} \cos \phi \right) - \phi \right\} \right] \right) \\ &= (R_E + h) \left(\tan(\phi) \sec(\phi) \sin \left[\arccos \left\{ \frac{R_E}{R_E + h} \cos \phi \right\} - \phi \right] + \right. \\ &\quad \left. + \sec(\phi) \left[\cos \left\{ \arccos \left(\frac{R_E}{R_E + h} \cos \phi \right) - \phi \right\} \cdot \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \cdot \left\{ \frac{\partial}{\partial \phi} \arccos \left(\frac{R_E}{R_E + h} \cos \phi \right) - \frac{\partial}{\partial \phi} \phi \right\} \right] \right) \\ &= (R_E + h) \left(\tan(\phi) \sec(\phi) \cdot \sin \left[\arccos \left\{ \frac{R_E}{R_E + h} \cos \phi \right\} - \phi \right] + \right. \\ &\quad \left. + \sec(\phi) \left[\cos \left\{ \arccos \left(\frac{R_E}{R_E + h} \cos \phi \right) - \phi \right\} \cdot \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \cdot \left\{ - \frac{\frac{\partial}{\partial \phi} \left(\frac{R_E}{R_E + h} \cos \phi \right)}{\sqrt{1 - \left(\frac{R_E}{R_E + h} \cos \phi \right)^2}} - 1 \right\} \right] \right) \\ &= (R_E + h) \left(\tan(\phi) \sec(\phi) \sin \left[\arccos \left\{ \frac{R_E}{R_E + h} \cos \phi \right\} - \phi \right] + \right. \\ &\quad \left. + \sec(\phi) \left[\cos \left\{ \arccos \left(\frac{R_E}{R_E + h} \cos \phi \right) - \phi \right\} \cdot \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \cdot \left\{ \frac{\left(\frac{R_E}{R_E + h} \right) \sin(\phi)}{\sqrt{1 - \left(\frac{R_E}{R_E + h} \cos \phi \right)^2}} - 1 \right\} \right] \right) \end{aligned}$$

Unter Verwendung der Beziehungen $\sin(-x) = -\sin(x)$, $\cos(-x) = \cos(x)$ und $\cos(\arccos(x)) = x$ sowie der Additionstheoreme:

$$\begin{aligned}\sin(\alpha + \beta) &= \sin(\alpha) \cos(\beta) + \cos(\alpha) \sin(\beta) \\ \cos(\alpha + \beta) &= \cos(\alpha) \cos(\beta) - \sin(\alpha) \sin(\beta) \\ \sin(\arccos(x)) &= \sqrt{1 - x^2}\end{aligned}$$

ergibt sich:

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial \phi} r(\phi) &= (R_E + h) \left(\frac{\sin(\phi)}{\cos(\phi)} \sin \left(\arccos \left[\frac{R_E}{R_E + h} \cos(\phi) \right] \right) - \frac{\frac{R_E}{R_E + h} \sin(\phi)}{\cos(\phi)} - \right. \\ &\quad \left. - \frac{R_E}{R_E + h} \cos(\phi) - \frac{\sin(\phi)}{\cos(\phi)} \sin \left(\arccos \left[\frac{R_E}{R_E + h} \cos(\phi) \right] \right) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{\left(\frac{R_E}{R_E + h} \right)^2 \sin(\phi) \cos(\phi)}{\sqrt{1 - \left[\frac{R_E}{R_E + h} \cos(\phi) \right]^2}} + \frac{\frac{R_E}{R_E + h} \sin^2(\phi) \sin \left(\arccos \left[\frac{R_E}{R_E + h} \cos(\phi) \right] \right)}{\cos(\phi) \sqrt{1 - \left[\frac{R_E}{R_E + h} \cos(\phi) \right]^2}} \right)\end{aligned}$$

Diese Gleichung verkürzt sich dadurch, dass sich Terme gegenseitig aufheben. Das Ergebnis lautet:

$$\frac{\partial}{\partial \phi} r(\phi) = R_E \cos(\phi) \left(\frac{\frac{R_E}{R_E + h} \sin(\phi)}{\sqrt{1 - \left[\frac{R_E}{R_E + h} \cos(\phi) \right]^2}} - 1 \right) \quad (\text{B.2})$$

Die Rechnung wurde mithilfe von Mathematica überprüft.

C. Koordinatentransformationen

C.1. Horizontalsystem in ruhendes Äquatorialsystem

Die astronomischen Koordinatensysteme sind Kugelkoordinatensysteme und werden nur durch zwei Winkel (Azimut ϕ und Elevation θ im Horizontsystem) bestimmt. Die Entfernung von Objekten in astronomischen Koordinatensystemen spielt in der Praxis keine Rolle, da nur die Position von Objekten am Himmel interessant ist.

Wechsel Horizontsystem ins ruhende Äquatorialsystem.

Der Richtungsvektor des Horizontsystems in kartesischen Koordinaten.

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta \cos \phi \\ \cos \theta \sin \phi \\ \sin \theta \end{pmatrix}$$

Da das Radar den Azimut von Norden aus misst ist $\phi = \phi + 180^{180}$ und so ändert sich der Vektor in:

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\cos \theta \cos \phi \\ -\cos \theta \sin \phi \\ \sin \theta \end{pmatrix} \quad (\text{C.1})$$

Der Richtungsvektor des ruhenden Äquatorialsystem in kartesischen Koordinaten.

Deklination - δ , Stundenwinkel - h

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \delta \cos h \\ \cos \delta \sin h \\ \sin \delta \end{pmatrix} \quad (\text{C.2})$$

Die Transformation vom Horizontsystem ins ruhende Äquatorialsystem wird durch eine Drehung von $90^\circ - \Phi$ um die Y-Achse durchgeführt. Die Drehmatrix für eine Drehung von $90^\circ - \Phi$ um die Y-Achse lautet:

$$R_y(90 - \phi) = \begin{pmatrix} \cos(90 - \Phi) & 0 & \sin(90 - \Phi) \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin(90 - \Phi) & 0 & \cos(90 - \Phi) \end{pmatrix}$$

Unter Verwendung der trigonometrischen Beziehungen $\cos(90^\circ - \alpha) = \sin(\alpha)$ und $\sin(90^\circ - \alpha) = \cos(\alpha)$ kommt man zu:

$$\begin{pmatrix} \sin \Phi & 0 & \cos \Phi \\ 0 & 1 & 0 \\ -\cos \Phi & 0 & \sin \Phi \end{pmatrix} \quad (\text{C.3})$$

Führt man jetzt die Drehung um die Y-Achse durch, so multipliziert man (C.3) mit (C.1).

$$\begin{pmatrix} \cos \delta \cos h \\ \cos \delta \sin h \\ \sin \delta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin \Phi & 0 & \cos \Phi \\ 0 & 1 & 0 \\ -\cos \Phi & 0 & \sin \Phi \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} -\cos \theta \cos \phi \\ -\cos \theta \sin \phi \\ \sin \theta \end{pmatrix}$$

So erhält man die Transformationsgleichungen für die Äquatorialkoordinaten.

$$\cos \delta \cos h = -\sin \Phi \cos \theta \cos \phi + \cos \Phi \sin \theta \quad (\text{C.4})$$

$$\cos \delta \sin h = -\cos \theta \sin \phi \quad (\text{C.5})$$

$$\sin \delta = +\cos \Phi \cos \theta \cos \phi + \sin \Phi \sin \theta \quad (\text{C.6})$$

Verwendet man jetzt Gleichungen (C.4-C.6) so erhält man für Deklination und Stundenwinkel folgendes Ergebnis.

$$\delta = \arcsin(\cos \Phi \cos \theta \cos \phi + \sin \Phi \sin \theta) \quad (\text{C.7})$$

$$h = \arctan \left(\frac{-\cos \theta \sin \phi}{-\sin \Phi \cos \theta \cos \phi + \sin \Phi \sin \theta} \right) \quad (\text{C.8})$$

Dabei ist beim Stundenwinkel h zu beachten, dass der Arkustangens für alle vier Quadranten auszuwerten ist.

C.2. Rotierendes Äquatorialsystem in ekliptisches System

Die Transformation vom rotierenden Äquatorialsystem in das ekliptische Koordinatensystem wird durch eine Drehung um ϵ durchgeführt. Die Drehachse ist die X-Achse und ϵ die Schiefe der Ekliptik ($\epsilon \approx 23,439^\circ$).

Der Richtungsvektor des rotierenden Äquatorialsystem in kartesischen Koordinaten.
Deklination - δ , Rektaszension - α

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \delta \cos \alpha \\ \cos \delta \sin \alpha \\ \sin \delta \end{pmatrix} \quad (\text{C.9})$$

Der Richtungsvektor des ekliptischen Koordinatensystem in kartesischen Koordinaten.

ekliptische Breite - β , ekliptische Länge - λ

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta \cos \lambda \\ \cos \beta \sin \lambda \\ \sin \beta \end{pmatrix} \quad (\text{C.10})$$

Die Drehmatrix sieht wie folgt aus:

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \epsilon & -\sin \epsilon \\ 0 & \sin \epsilon & \cos \epsilon \end{pmatrix} \quad (\text{C.11})$$

Führt man jetzt die Drehung um die X-Achse durch, so multipliziert man (C.11) mit (C.9).

$$\begin{pmatrix} \cos \beta \cos \lambda \\ \cos \beta \sin \lambda \\ \sin \beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \epsilon & -\sin \epsilon \\ 0 & \sin \epsilon & \cos \epsilon \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos \delta \cos \alpha \\ \cos \delta \sin \alpha \\ \sin \delta \end{pmatrix}$$

Die Transformationsgleichungen lauten dann:

$$\cos \beta \cos \lambda = \cos \delta \cos \alpha \quad (\text{C.12})$$

$$\cos \beta \sin \lambda = \cos \epsilon \cos \delta \cos \alpha + \sin \epsilon \sin \delta \quad (\text{C.13})$$

$$\sin \beta = -\sin \epsilon \cos \delta \sin \alpha + \cos \epsilon \sin \delta \quad (\text{C.14})$$

Aus den Gleichungen (C.12 - C.14) ergeben sich ekliptische Breite und Länge.

$$\beta = \arcsin(-\sin \epsilon \cos \delta \sin \alpha + \cos \epsilon \sin \delta) \quad (\text{C.15})$$

$$\lambda = \arctan \left(\frac{\cos \epsilon \cos \delta \cos \alpha + \sin \epsilon \sin \delta}{\cos \delta \cos \alpha} \right) \quad (\text{C.16})$$

C.3. Gleichungen zur Bestimmung von Erdbahnparametern

Gleichungen für Perihellänge, mittlerer Anomaly und Exzentrizität für die Epoche JD 2000.0 aus (Danby, 1988)

Perihellänge:

$$\omega_{\odot} = 102,937348 + 1,719539 \cdot T + 0,000460 \cdot T^2 \quad (\text{C.17})$$

Exzentrizität:

$$e_{\odot} = 0.01670862 - 0.00004204 \cdot T \quad (\text{C.18})$$

mittlere Anomalie:

$$m_{\odot} = 357,528 + 355999,050 \cdot T \quad (\text{C.19})$$

Wobei T die Zahl an julianischen Jahrhunderten seit der Epoche JD2000.0 ist.

$$T = \frac{JD - 2451545.0}{36525} \quad (\text{C.20})$$

Abbildungsverzeichnis

1.1. Meteorfluss nach Ceplecha et al. (1998)	2
1.2. Meteormassenfluss nach Ceplecha et al. (1998)	3
1.3. Entstehung von Meteorstaubpartikel, nach Megner et al. (2006)	4
2.1. typisches Meteorsignal	8
2.2. Schema der Reflektion am Meteorschweif	9
2.3. Richtcharakteristik von einfachem Dipol und gekreuztem Dipol	11
2.4. Eine typische Yagi - Antenne	11
2.5. Empfangsantennen Array	12
2.6. Positionsbestimmung des Meteorsignals, nach Larsen und Röttger (1991)	14
2.7. Geometrie zur Bestimmung der Höhe eines Meteorsignals über dem Boden	14
2.8. Radiohintergrund und quiet day curve	18
2.9. Radarkalibrierung mit kosmischem Radiohintergrund	19
2.10. Schematische Darstellung des Meteorweges relativ zur Radarstation . .	20
3.1. schematische Darstellung des Horizontsystem	24
3.2. schematische darstellung des rotierenden Äquatorialsystem	25
3.3. Darstellung des Erdapex im System Erde-Sonne	30
3.4. Methode von Jones und Jones (2006)	32
3.5. zwei Gewichtsfunktionen zur Erstellung von Radiantenkarten	34
4.1. schematische Darstellung der Sammelfläche	38
4.2. Gain-Pattern	40
4.3. Gain-Pattern 2	40
4.4. mittlere vertikale Schweiflänge in Abhängigkeit des kumulativen Massenindex	43
4.5. Darstellung der effektiven Sammelfläche 1	44
4.6. effektive Radarsammelfläche nach Zenitdistanz χ und Höhe h aufgetragen	45
4.7. Vergleich der Radarsammelfläche mit eigener Rechnung	46
4.8. Vergleich der tagesgemittelten Sammelfläche	47
4.9. Sammelfläche für verschiedene Werte des kumulativen Massenindex s . .	47
5.1. Histogramm Radarmagnitude 2009	50
5.2. Abstand der Meteorsignale vom Radar gegen die Radarmagnitude aufgetragen	51

5.3. Höhe der Meteorsignale über dem Erdboden gegen die Radarmagnitude aufgetragen	52
5.4. kumulative Meteoranzahl in Abhängigkeit des Abstandes der Meteore .	54
5.5. Vergleich zur Berechnung des kumulativen Massenindex	55
5.6. Radiantendrift der Geminiden	56
5.7. Geminiden Meteorrate 2009	57
5.8. Geminiden Radiantenelevation und dazugehörige effektive Sammelfläche	57
5.9. Geminiden Meteorfluss 2009	58
5.10. Geminiden Meteorfluss Vergleich Andenes und Juliusruh	59
5.11. Radarsammelfläche und Zenitdistanzbereich der Geminiden für Juliusruh und Andenes	60
5.12. schematische Darstellung der Position der sporadischen Meteorquellen .	60
5.13. Position der sporadischen Meteorquellen für Collm und Juliusruh	62
5.14. Fluss der vier sporadischen Meteorquellen 2008-2010	64
5.15. Meteorfluss der sporadischen Meteorquellen 2009	65
5.16. Gesamtfluss Juliusruh	66
5.17. Vergleich Gesamtfluss mit Meteorrate	67
5.18. Vergleich Gesamtfluss mit Summe sporadischer Meteorflüsse und der Differenz aus beiden	68
5.19. sporadische Meteorflüsse relativ zum Gesamtfluss	68
5.20. Höhenprofil der Elektronenliniendichte und Temperatur eines Meteors .	69
5.21. Histogramm der Massenverteilung der detektierten Meteore	71
5.22. Vergleich der Massenflüsse aus Ceplecha et al. (1998); Love und Brownlee (1993) und den Ergebnissen dieser Arbeit	72
A.1. Radiantenkarte mit einem, zwei, drei, fünf, sieben und neun Meteorsignalen	I
A.2. Radiantenkarte mit dem der einfachen Gewichtsfunktion 3.27	II
A.3. Radiantenkarte mit der Gauß-Gewichtsfunktion 3.28	II

Literaturverzeichnis

- Baggaley, W. J. (2002). *Meteors in the Earth's Atmosphere*, chapter Radar Observations, Seiten 123–147. Cambridge University Press.
- Benzenberg, J. F. und Brandes, H. W. (1800). Versuch die Entfernung, die Geschwindigkeit und die Bahn der Sternschnuppen zu bestimmen. *Annalen der Physik*, 6(2):224–235.
- Blaauw, R. C., Campbell-Brown, M., und Weryk, R. J. (2011). Mass distribution indices of sporadic meteors using radar data. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 412:2033–2039.
- Bronstein, I. N., Semendjajew, K. A., Musiol, G., und Muehlig, H. (2008). *Taschenbuch der Mathematik*. Verlag Harri Deutsch.
- Brown, P., Hocking, W. K., Jones, J., und Rendtel, J. (1998). Observations of the Geminids and Quadrantids using a stratosphere-troposphere radar. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 295:847–859.
- Brown, P. und Jones, J. (1995). A determination of the strengths of the sporadic radio-meteor sources. *Earth, Moon and Planets*, 68:223–245.
- Brown, P., Jones, J., Weryk, J., und Campbell-Brown, M. D. (2005). The velocity distribution of meteoroids at the earth as measured by the canadian meteor orbit radar (CMOR). *Earth, Moon and Planets*, 95:617–626.
- Campbell-Brown, M. D. und Jones, J. (2006). Annual variation of sporadic meteor rates. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 367:709–716.
- Cane, H. V. (1978). A 30 MHz map of the whole sky. *Aust. J. Phys.*, 31:561–565.
- Ceplecha, Z., Borovicka, J., Elford, W., ReVelle, D., Hawkes, R., Porubcan, V., und Simek, M. (1998). Meteor phenomena and bodies. *Space Science Reviews*, 84:327–471. 10.1023/A:1005069928850.
- Clegg, J. A., Hughes, V. A., und Lovell, A. C. B. (1947). The daylight meteor streams of 1947 May - August. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 107:369–378.
- Danby, J. M. A. (1988). *Fundamentals of celestial Mechanics*. Willman-Bell, Inc.
- Dombrowski, I. (1957). *Antennen*. Verlag Technik Berlin.
- Dyrud, L. P., Denney, K., Urbina, J., Janches, D., Kudeki, E., und Franke, S. (2004). The Meteor Flux: IT Depends How You Look. *Earth, Moon and Planets*, 95:89–100.

- Erickson, J. E. (1968). Velocity distribution of sporadic photographic meteors. *Journal of Geophysical Research*, 13:3721–3726.
- Fleming, D. E. B., Hawkes, R., und Jones, J. (1993). Light curves of faint television meteors. In Stohl, J. und Williams, I., editors, *Meteoroids and their Parent Bodies*, Seiten 261–264. Astronomical Institute, Slovak Academy of Sciences, Bratislava.
- Flynn, G. J. (2002). *Meteors in the Earth's Atmosphere*, chapter Extraterrestrial Dust in the Near-Earth Environment, Seiten 77–94. Cambridge University Press.
- Fox, K., Williams, I. P., und Hughes, D. W. (1983). The rate profile of the Geminid meteor shower. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 205:1155–1169.
- Furlan, P. (2005). *Das gelbe Rechenbuch 2*. Verlag Martina Furlan.
- Galligan, D. P. und Baggaley, W. J. (2004). The orbital distribution of radar-detected meteoroids of the Solar system dust cloud. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 353:422–446.
- Gosse, C. und Croquette, V. (2002). Magnetic tweezers: Micromanipulation and force measurement at the molecular level. *Biophysical Journal*, 82:3314–3329.
- Guthmann, A. (1994). *Einführung in die Himmelsmechanik und Ephemeridenrechnung*. Spektrum Akademischer Verlag.
- Hanslmeier, A. (2007). *Einführung in die Astronomie und Astrophysik*. Spektrum Akademischer Verlag.
- Hawkins, G. S. (1963). The harvard radio meteor project. *Smithsonian Contributions to Astrophysics*, 7:53.
- Höffner, J. und Friedmann, J. S. (2005). The mesospheric metal layer topside: Examples of simultaneous metal observations. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 67:1226–1237.
- Hocking, W., Fuller, B., und Vandeppeer, B. (2001). Real-time determination of meteor-related parameters. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 63:155–169.
- Jones, J. und Brown, P. (1993). Sporadic meteor radiant distributions: orbital survey results. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 265:524–532.
- Jones, J. und Jones, W. (2006). Meteor radiant activity mapping using single-station radar observations. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 367:1050–1056.
- Kaifler, N., Baumgarten, G., Fiedler, J., Latteck, R., Lübken, F.-J., und Rapp, M. (2011). Coincident measurements of PMSE and NLC above ALOMAR (69° N, 16° E) by Radar and Lidar from 1999-2008. *ACP*, 11:1355–1366.

- Kaiser, T. (1960). The determination of the incident flux of radio-meteors. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 121:284–298.
- Karttunen, H., Kröger, P., Oja, H., Poutanen, M., und Donner, K. J. (2003). *Fundamental Astronomy*. Springer-Verlag.
- Larsen, M. F. und Röttger, J. (1991). VHF Radar Measurements of In-Beam Incidence Angles and Associated Vertical-Beam Radial Velocity Corrections. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 8:477–490.
- Latteck, R., Singer, W., Kirkwood, S., Morris, R., Holdsworth, D., und Swarnalingam, N. (2007). Absolute Calibration of VHF Radars using an Calibrated Noise Source and an Ultrasonic Delay Line. In *Proceedings of the 11th International Workshop on Technical and Scientific Aspects of MST Radar (MST11)*.
- Love, S. G. und Brownlee, D. E. (1993). A direct measurement of the terrestrial mass accretion rate of cosmic dust. *Science*, 262(5133):550–553.
- Mason, J. und Herder-Redaktion (1989). *Lexikon der Astronomie*, chapter Meteor, Seiten 415–417. Verlag Herder Freiburg.
- McKinley, D. (1961). *Meteor science and engineering*. McGraw-Hill, New York.
- Megner, L., Rapp, M., und Gumbel, J. (2006). Distribution of meteoric smoke, sensitivity to microphysical properties and atmospheric conditions. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 6(12):4415–4426.
- Millman, P. (1959). Meteor news. *Journal of the Royal Astronomical Society of Canada*, 53:271.
- Montenbruck, O. und Pflieger, T. (1999). *Astronomie mit dem Personal Computer*. Springer-Verlag.
- Oliveira-Costa, A., Tegmark, M., Gaensler, B. M., Jonas, J., Landecker, T. L., und Reich, P. (2008). A model of diffuse galactic radio emission from 10 MHz to 100 GHz. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 388:247–260.
- Otto, O., Gormall, J., Stober, G., Czerwinski, F., Seidel, R., und Keyser, U. F. (2011). High-speed video-based tracking of optically trapped colloids. *Journal of Optics*, 13:044011.
- Peano, G. (1887). *Applicazioni geometriche del calcolo infinitesimale*. Fratelli Bocca.
- Pecina, P. und Šimek, M. (1999). Analysis of the Geminid meteor stream, 1958-1997, from radar observations. *Astronomy and Astrophysics*, 344:991–1000.
- Picone, J. M., Hedin, A. E., Drob, D. P., und Aikin, A. C. (2002). NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues. *J. Geophys. Res.*, 107:1468.

- Öpik, E. (1955). The masses of meteors. *Mem. Soc. Roy. Sci. Liège*, 4:125–146.
- Plane, J. M. C. (2003). Atmospheric Chemistry of Meteoric Metals. *Chemical Reviews*, 103(12):4963–4984.
- Rapp, M. und 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.
- Rietmeijer, F. J. M. (2000). Interrelationships among meteoric metals, meteors, interplanetary dust, micrometeorites, and meteorites. *Meteoritics & Planetary Science*, 35(5):1025–1041.
- Schiaparelli, G. (1871). *Entwurf einer astronomischen Theorie der Sternschnuppen*. T. von der Nahmer.
- Seidelmann, P. K. (1992). *Explanatory Supplement to the Astronomical Almanac*. University Science Books.
- Smit, J. und Hertogen, J. (1980). An extraterrestrial event at the Cretaceous–Tertiary boundary. *Nature*, 285:198–200.
- Stirner, E. (1984). *Antennen Band 1: Grundlagen*. Dr. Alfred Hüthig Verlag Heidelberg.
- Stober, G. (2009). *Astrophysical Studies on Meteors using a SKiYMET All-Sky Meteor Radar*. PhD thesis, Universität Leipzig.
- Stober, G., Jacobi, C., und Singer, W. (2011a). Meteoroid mass determination from underdense trails. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 73(9):895 – 900. Scientific Results from Networked and Multi-instrument studies based on MST Radar.
- Stober, G., Singer, W., und Jacobi, C. (2011b). Cosmic radio noise observations using a mid-latitude meteor radar. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 73(9):1069 – 1076. Scientific Results from Networked and Multi-instrument studies based on MST Radar.
- Verniani, F. (1964). On the ionizing efficiency of meteors. *Astrophysical Journal*, 140:1590.
- Verniani, F. (1966). Physical characteristics of 320 faint radio meteors. *Journal of Geophysical Research*, 71:2749–2761.
- Verniani, F. (1973). An analysis of the physical parameters of 5759 faint radio meteors. *Journal of Geophysical Research*, 78:8429–8462.

- Vondrak, T., Plane, J. M. C., Broadley, S., und Janches, D. (2008). A chemical model of meteoric ablation. *Atmos. Chem. Phys.*, 8:7015–7031.
- Weigert, A., Wendker, H. J., und Wisotzki, L. (2005). *Astronomie und Astrophysik - Ein Grundkurs*. WILEY-VCH.
- Woolard, E. W., Sadler, D. H., Clemence, G., Gossner, S. D., Thomas, A., Sadler, F. M. M., Porter, J., Wilkins, G. A., und Richards, H. W. P. (1961). *Explanatory Supplement to the Astronomical Ephemeris and the American Ephemeris and Nautical Almanac*. Her Majesty's Stationery Office.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich besonders bei Prof. Dr. Markus Rapp bedanken, der mich während meiner Diplomarbeit betreut und umfangreich unterstützt hat. In gleicher Weise möchte ich mich ebenfalls bei Dr. Gunter Stober bedanken, der mich in das Gebiet der Meteorphysik überhaupt erst einführte, für jegliche Fragen jederzeit bereitstand und mich aus seinem reichen Programmbestand schöpfen ließ. Außerdem möchte ich den Mitarbeitern der Abteilung 'Radarsondierungen und Höhenforschungsraketen' danken, die mich herzlich in ihre Reihen aufgenommen haben.

Ebenfalls möchte ich Prof. Dr. Christoph Jacobi danken, der mir Daten des Meteorradars Collm für meine Arbeit zur Verfügung stellte.

Ohne die Unterstützung durch meine Eltern wäre ich nie soweit gekommen. Für den jahrelangen Rückhalt möchte ich mich ganz besonders bedanken.

Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine außer den angegebenen Hilfsmitteln und Quellen verwendet habe.

Rostock, den 07.03.2012

Carsten Baumann