

**Analyse von Telemetriesignalen und
Radar-Rückstreusignalen zur
Rekonstruktion von Bahnstörungen
interplanetarer Raumsonden am Beispiel
der simulierten Abstiegsdynamik der
Huygens-Sonde**

Dissertation

zur
Erlangung des Grades eines
Doktor-Ingenieurs
der
Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik
an der Ruhr-Universität Bochum

von

Dipl.-Ing. Yu Wang
geboren am 20.07.1973, Shanghai

Bochum 2004

Referent : Prof. Dr.-Ing. P. Edenhofer
Koreferent: Prof. Dr.-Ing. H. Göckler
Wiss. Betreuung : Dr.-Ing. D. Plette-meier/Prof. Dr.-Ing. P. Edenhofer

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Zeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Hochfrequenztechnik, Arbeitsgruppe Antennen und Wellenausbreitung der Ruhr-Universität Bochum.

Mein ganz herzlicher Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. P. Edenhofer, dem Leiter der Arbeitsgruppe Antennen und Wellenausbreitung für die weitreichende Unterstützung meiner Arbeit. Erst sein Vertrauen, Interesse, und fachliche Unterstützung machen die Arbeit möglich. Nicht nur die fachlichen Diskussionen und Ratschläge, sondern auch die Menschliche Wärme ist das, was ich stets schätze und worauf ich dankbar bin.

Bei Herrn Prof. Dr.-Ing. Göckler möchte ich mich für die Übernahme des Koreferates und die damit verbundenen Mühen recht herzlichen bedanken.

Mein besonderer Dank gilt auch Herrn Dr. M. Bird vom Radioastronomischen Institut der Universität Bonn für das Interesse und fachliche Unterstützung im Rahmen des Doppler Wind Experiments der Raumfahrtmission Cassini/Huygens.

Weiterhin bedanke ich mich bei Dr.-Ing D. Plettmeier für die umfangreiche Unterstützung und erfolgreiche Zusammenarbeit bedanken. Seine unentbehrliche Unterstützung für das fachliche und alltägliche Leben in den letzten Jahren ist die beste Erfahrung, die man von einem Kollege bekommen kann.

Ich bedanke mich auch bei den Kollegen der Arbeitsgruppe Antennen und Wellenausbreitung, die immer freundlich und hilfsbereit sind. Dann bedanke ich mich bei den mitwirkenden Wissenschaftlern der Cassini/Huygens-Mission für die Vorträge und Dokumentationen.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
1.1	Ziel der Arbeit	5
1.2	Verfügbare Daten	6
1.3	Eingesetzte Modelle	6
1.4	Schwerpunkte der einzelnen Kapitel	8
2	Fernerkundung und Raumfahrtmission Cassini/Huygens	10
2.1	Methoden der Fernerkundung mit elektromagnetischen Wellen in der Raumfahrt	10
2.2	Hintergrund der Cassini/Huygens-Mission	13
2.3	Saturnmond Titan	16
2.3.1	Physikalische Eigenschaften des Saturnmondes Titan	16
2.3.2	Wind- und Dichtemodelle der Titan-Atmosphäre	18
2.4	Doppler Wind Experiment (DWE)	19
3	Ermittlung der Pendelbewegung durch Dopplerfrequenzanalyse der Telemetrieverbinding	23
3.1	Verfügbare Daten vom Probe-Relay-Link / Telemetrieverbinding (ca. 2 GHz)	23
3.2	Deterministisches Bewegungsmodell zur Ermittlung der Pendelbewegung der Huygens-Sonde	25
3.2.1	Einteilung in Teilbewegungen und die verfügbaren Daten	25
3.2.2	Projektion der Achsen der 3D-Pendelbewegung auf dem Richtungs- vektor der Telemetrieverbinding	28

3.2.3	Ermittlung der Phasoren der 3D-Pendelbewegung durch Dopplerefrequenzverschiebung	30
3.2.4	Ermittlung der Ruhelage der Pendelbewegung	33
3.3	Einfluss der Spinbewegung	38
4	Analyse der synthetisch erzeugten Empfangsleistung der Telemetrie- verbindung (Amplitudeninformation)	40
4.1	Rekonstruktion der Pendelbewegung durch Spektralanalyse der modulierten Empfangsleistung unter Berücksichtigung der Antennencharakteristik der Huygens-Sonde	41
4.2	Statistische Analyse zur Rekonstruktion der Pendelbewegung mit Hilfe eines stochastischen Modells für starke Fluktuationen des Windhöhenprofils	47
5	Schaltungs- und Systemsimulation des Proximity-Sensors/Radar-Höhenmessers	51
5.1	Funktionsprinzip Proximity-Sensor / Radar-Höhenmesser	51
5.2	SIMULINK-Modell des Proximity-Sensors im „Lock-Modus“	56
5.2.1	SIMULINK-Modelle der Schaltungskomponenten	57
5.2.2	Modell und Simulation des gesamten Regelkreises	60
5.3	Schaltungstechnische Realisierung im „Such-Modus“	62
6	Aerodynamisches Modell zur Simulation der Pendelbewegung	66
6.1	Windkraft im aerodynamischen Modell	66
6.2	Ausführung des aerodynamischen Modells	67
7	Rekonstruktion der Pendelbewegung unter zusätzlicher Berücksichtigung der Radarrückstreueigenschaften kontinentaler Terrainprofile auf Titan	71
7.1	Radarrückstreukoeffizient in Abhängigkeit der Oberflächenrauigkeit und des Einfallswinkels	71
7.2	Doppler-Spektrum und Leistung des Rückstreusignals unter Anwendung des stochastischen Kirchhoffschen Rückstreumodells	74

7.2.1	Doppler-Spektrum des Rückstreusignals	74
7.2.2	Leistung des Rückstreusignals	78
7.3	Iteratives Verfahren zur Ermittlung der Pendelbewegung	78
7.4	Näherung für kleine Amplituden der Pendelbewegung	83
7.5	Fehleranalyse des iterativen Verfahrens	86
8	Stochastische Modelle zur Ermittlung von oberflächennaher Windstärke aus der Radarrückstreucharakteristik von Ozeanoberflächen	89
8.1	Rückstreukoeffizienten beeinflussende Faktoren	89
8.2	Wentzsche Methode	93
9	Zusammenfassung	96
	Literaturverzeichnis	100
	Variablenverzeichnis	108
A	Festlegung der Parameter des SIMULINK-Modells für den Proximity-Sensor	112
A.1	Frequenzkomparator durch XR2211M	112
A.2	PI-Regler	115
A.3	Rampengenerator durch XR2206M	116

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Ziel der Arbeit

Die Cassini/Huygens Mission [11] ist ein gemeinsames Unternehmen der US-amerikanischen und der europäischen Raumfahrtbehörde NASA und ESA. Das Ziel dieser Mission ist die Erkundung des Saturnsystems.

Die Huygens-Sonde (ESA) befindet sich an Bord des Orbiters Cassini (NASA) und wird bei einem der Titan-Vorbeiflüge auf dem Saturnmond Titan abgesetzt. Während des ca. 2,5-stündigen Abstiegs [11] führt die von einem Fallschirm getragene Huygens-Sonde Messungen zur Untersuchung der Atmosphäre und der Oberfläche Titans durch und sendet die Ergebnisse als Telemetriedaten zum Cassini-Orbiter, der die Daten schließlich zur Erde zurücksendet. Das Doppler Wind Experiment (DWE) der Huygens-Mission [9] [41] ermittelt die Windrichtung und Windstärke in der Titan-Atmosphäre in Abhängigkeit der Höhe über der Titan-Oberfläche. Neben dem Windprofil sind die möglichen Spin- und Pendelbewegungen der Huygens-Sonde während des Abstiegs ebenfalls von großem Interesse. Die vorliegende Arbeit hat das Ziel, eine Methode zu entwickeln, mit der die Winkelgeschwindigkeit und Amplitude dieser Spin- und Pendelbewegungen aus der Dopplerfrequenzverschiebung der Huygens-Sonde ermittelt werden.

Die Cassini-Raumsonde fliegt am 14. Januar 2005 am Saturnmond Titan vorbei [11]. Die Messdaten von der Huygens-Sonde stehen Anfang 2005 zur Verfügung. Bis dahin wird ein Simulationsmodell mit Matlab-SIMULINK verwendet, welches in der vorliegenden Arbeit

erstellt worden ist, um die Pendelbewegung in Abhängigkeit der Windkraft zu simulieren und die benötigten Daten der Abstiegsgeometrie für die Lösungsalgorithmen zu liefern.

1.2 Verfügbare Daten

Die von einem Fallschirm getragene Huygens-Sonde driftet während des Abstiegs mit dem Wind. Mit Hilfe vom ultrastabilen Rubidium-Oszillatoren (USO) ($\delta f / f \leq 2 \cdot 10^{-10}$) [41] wird die Dopplerefrequenzverschiebung auf einer S-Band-Trägerfrequenz (ca. 2 GHz) gemessen. Daraus wird die Geschwindigkeit der Sonde und schließlich die Windgeschwindigkeit bestimmt. Mit den Messdaten der Dopplerefrequenzverschiebung ist es zusätzlich möglich, die Abstiegsdynamik der Huygens-Sonde zu ermitteln, da die Bewegung der Huygens-Sonde während des Abstiegs in einem Zusammenhang mit der Dopplerefrequenzverschiebung steht. Darüber hinaus erreicht das von der Huygens-Sonde gesendete S-Band-Telemetriesignal den Cassini-Orbiter mit einer Signaldämpfung, die durch die Antennencharakteristik der Huygens-Telemetrieantenne und die Bewegung der Huygens-Sonde während des Abstiegs amplitudenmoduliert wird. Die Höhe der Empfangsleistung gibt also ebenfalls Aufschlüsse über die Abstiegsdynamik der Huygens-Sonde.

Das *Huygens Atmospheric Structure Instrument* (HASI) [43] misst verschiedene Eigenschaften der Titan-Atmosphäre wie z.B. Temperatur, Druck und Dichte. Unter den HASI-Instrumenten befindet sich der Proximity-Sensor, der in erster Linie bis zum Aufprall als Abstieghöhenmesser dient. Neben der Höhe der Huygens-Sonde werden die Leistung und das Spektrum des Rückstreusignals von der Titan-Oberfläche ausgewertet. Die daraus resultierenden Ergebnisse bieten in Bezug auf ein stochastisches Rückstreumodell die Möglichkeit, Hinweise auf die Abstiegsdynamik sowie die Topographie und Morphologie der Titan-Oberfläche zu gewinnen [2].

1.3 Eingesetzte Modelle

Das aus Huygens-Sonde und Fallschirm bestehende Pendelsystem wurde im Rahmen dieser Arbeit durch ein mathematisches Pendel approximiert [82]. Durch Modellsimulationen wird bestätigt, dass die Pendelbewegung einen sinnvollen Ansatz für die Dynamik der Huygens-Sonde darstellt. Die Pendelbewegung ist eine schwingende Bewegung, die während des Abstiegs der Translationsbewegung überlagert ist. Dadurch wird ein schwin-

gender Modulationsanteil auf der Dopplerefrequenzverschiebung des Telemetriesignals zwischen Huygens-Sonde und Cassini-Orbiter bewirkt. Deshalb kann die Pendelbewegung durch Messung des schwingenden Anteils der Dopplerefrequenzverschiebung ermittelt werden. Wenn die Daten der Dopplerefrequenzverschiebung ausreichend präzise Hinweise auf die Pendelbewegung geben können, so ist es möglich, die 3D-Pendelbewegung vollständig zu ermitteln. Hinweise über Windböen und Turbulenzen lassen sich durch Rekonstruktion der Abstiegsdynamik qualitativ erkennen.

Falls die Dopplerefrequenzverschiebung von Rauschen oder anderen Störungen zu stark überlagert ist, wird die Leistung des Telemetriesignals zur Ermittlung der Abstiegsdynamik herangezogen. Allerdings ist es hierbei nur möglich, die Komponente der Pendelbewegung zu ermitteln, die sich in der Ebene des Richtungsvektors der Telemetrie-Verbindung befindet, denn die andere Komponente steht senkrecht zu dem Richtungsvektor der Telemetrie-Verbindung. Somit ist das Telemetriesignal nicht empfindlich gegenüber dieser Komponente. Die Ruhelage und der Ausschlag der Pendelbewegung werden als Unbekannte angesetzt, die mit Hilfe von Fourier-Reihen-Entwicklung der gemessenen Leistung des Telemetriesignals und der bekannten Charakteristik der Telemetrieantennen von Cassini-Orbiter und Huygens-Sonde ermittelt werden.

Ist die Änderung der Abstiegsdynamik der Huygens-Sonde zu schnell, kann man nicht mehr von einer Periodizität der Abstiegsdynamik ausgehen. Das Modell der Pendelbewegung ist somit nicht mehr geeignet. In diesem Fall wird ein stochastisches Modell [3] verwendet, um die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung des Winkels zwischen der Hauptachse der Huygens-Sonde und dem Richtungsvektor der Telemetrie-Verbindung zu ermitteln, um so eine Aussage über die Abstiegsdynamik zu erhalten.

Neben Leistung und Dopplerefrequenzverschiebung des Telemetriesignals stehen die Leistung und das Spektrum des Proximity-Sensors / Radar-Höhenmessers [1] ebenfalls zur Verfügung. Diese Daten sind u.a. abhängig von Einfallswinkel und Azimutwinkel der elektromagnetischen Welle bzw. der Schiefelage der Huygens-Sonde. Der Ansatz der 3D-Pendelbewegung wird hierbei weiter benutzt. Die zweite Komponente der Pendelbewegung, die senkrecht zum Richtungsvektor der Telemetrie-Verbindung steht, kann mit Hilfe von Leistung und Spektrum des Rückstreuensignals [25] durch eine iterative Methode ermittelt werden.

1.4 Schwerpunkte der einzelnen Kapitel

Kapitel 2 der vorliegenden Arbeit gibt zuerst eine Übersicht über die Methoden der Fernerkundung mittels elektromagnetischer Wellen. Weiterhin wird über Raumfahrtmissionen aus der Vergangenheit berichtet. Anschließend befasst sich Kapitel 2 mit der Cassini/Huygens-Mission, wobei die bisherigen a priori Informationen über Titan diskutiert werden. Die physikalischen Modelle für Luftdichte und Wind auf Titan werden ebenfalls vorgestellt, worauf die Annahmen und Planungen der Mission und der Simulation zur Erzeugung der synthetischen Daten für die Pendelbewegung basieren. Abschließend wird das Prinzip des Doppler Wind Experiments und das Abstiegszenario beschrieben.

In Kapitel 3 wird eine deterministische Methode entwickelt, mit der aus der gemessenen Dopplerfrequenzverschiebung die Pendelbewegung der Huygens-Sonde ermittelt wird. Wie oben erwähnt, ist der schwingende Anteil der Dopplerfrequenzverschiebung für die Pendelbewegung maßgebend. Es wird u.a. eine Fourier-Reihen-Entwicklung für das synthetisch erzeugte Telemetriesignal angesetzt, um die Phasoren der Komponenten der Pendelbewegung zu ermitteln. Die Komponenten der Pendelbewegung sind sinusförmig, weshalb ein komplexer Phasor maßgebend für die Beschreibung jeder einzelnen Komponente der Pendelbewegung ist. Nach der Ermittlung der Pendelbewegung wird über die Möglichkeit zur Bestimmung der Spinbewegung diskutiert.

Kapitel 4 beschäftigt sich mit einem vereinfachten Ansatz zur Ermittlung der Pendelbewegung. Mit Hilfe der Signaltheorie [3] wird hierbei eine stochastische Methode entwickelt, bei der das *Automatic Gain Control* (AGC) -Telemetriesignal bzw. die Leistung des Telemetriesignals verwendet wird. Die Funktionsweise dieser Methode ist auch für den Fall sichergestellt, dass eine rein deterministische Methode aufgrund des Rauschens oder des Messfehlers nicht mehr anwendbar ist.

In Kapitel 5 wird die Hardware des Proximity-Sensors/Radar-Höhenmessers [1] eingehend analysiert. Sowohl eine schaltungstechnische Simulation (durch PSpice) als auch eine systemtheoretische Simulation (durch SIMULINK) werden durchgeführt.

In Kapitel 6 wird ein aerodynamisches Modell der von einem Fallschirm getragenen Huygens-Sonde mit Hilfe von SIMULINK entwickelt. Wie oben schon erwähnt, werden zur Durchführung der Ermittlungsmethoden die synthetisch erzeugten Daten der Pendelbewegung verwendet. Mit Hilfe von Dichte- und Windmodellen der Titan-Atmosphäre und Kenntnissen der Aerodynamik wird ein SIMULINK-Modell aufgebaut, um die Daten der Pendelbewegung synthetisch zu erzeugen.

In Kapitel 7 wird eine iterative Methode zur Rekonstruktion der Abstiegsdynamik entwickelt. Dieses Verfahren bedient sich hierbei der Informationen über die Parameter der Oberfläche Titans, die in den Messdaten des Proximity-Sensors enthalten sind. Bei den Methoden in Kapitel 3 und 4 wird nur das Telemetriesignal verwendet, ohne die Messdaten des Proximity-Sensors zu berücksichtigen. Bei der iterativen Methode geben die Messdaten vom Proximity-Sensor Aufschluss über die Pendelbewegung. Der Einfallswinkel und Azimutwinkel der Huygens-Sonde haben sowohl auf die Leistung als auch auf das Spektrum des Rückstreuensignals Auswirkungen. Diese redundante Information wird zur Ermittlung der unbekannt Parameter der Pendelbewegung eingesetzt. Die Zusammenhänge zwischen den Parametern der Pendelbewegung und der Leistung bzw. dem Spektrum des Rückstreuensignals können nur numerisch angegeben werden. Der Algorithmus zur Ermittlung der Parameter kann nur iterativ durchgeführt werden. Im Gegensatz zu den vorangehenden Kapiteln wird in Kapitel 7 berücksichtigt, dass die Messdaten in der Realität durch zufällige Störkomponenten verfälscht sind. Daher wird bei der Fehleranalyse den synthetisch erzeugten Messdaten stochastisches Rauschen additiv überlagert. Das Ergebnis der Fehleranalyse gibt Hinweise auf die Zuverlässigkeit der in Kapitel 7 entwickelten iterativen Methode.

Kapitel 8 befasst sich mit der Ozeanoberfläche des möglicherweise auf Titan aufgrund der tiefen Temperaturen vorhandenen Methanozeans. Mit Hilfe der Wentzschens Methode aus der Meteorologie [8] wird nach den Parametern der Ozeanoberfläche, in diesem Fall der Windgeschwindigkeit der Welle, gesucht.

Kapitel 2

Fernerkundung und Raumfahrtmission Cassini/Huygens

Zu Ehren des französisch-italienischen Astronomen *Jean Dominic Cassini*, der 1655 den Saturnring und mehrere Monde im Saturnsystem entdeckt hat [89], und des holländischen Wissenschaftlers *Christian Huygens*, der 1675 den Saturnmond Titan entdeckt hat [89], wird die Mission zur Erkundung des Saturnsystems Cassini/Huygens-Mission genannt. In diesem Kapitel wird der Stand der relevanten Kenntnisse der Cassini/Huygens-Mission und des Doppler Wind Experiments (DWE), mit dem sich die vorliegende Arbeit befasst, mit Bezug auf den Saturnmond Titan behandelt.

2.1 Methoden der Fernerkundung mit elektromagnetischen Wellen in der Raumfahrt

Elektromagnetische Wellen breiten sich in dielektrischen Medien aus. Diese Eigenschaft wird u.a. zum Zweck der drahtlosen Übertragung von Informationen ausgenutzt. Mit Hilfe verschiedener analoger Modulationsverfahren, wie z.B. AM, FM, und digitalen Modulationsverfahren, wie z.B. Phase Shift Keying (PSK), findet die elektromagnetische Informationsübertragung heute Anwendung in vielen Bereichen der Wissenschaft und der Technik [91]. Die drahtlose Übertragung von Rundfunk-, Fernseh- und Mobilfunksignalen ermöglicht einen umfangreichen Informationsaustausch, der ein wichtiger Bestandteil des täglichen Lebens geworden ist.

Neben der Übertragung von Information werden elektromagnetische Wellen auch zu dem Zweck der elektromagnetischen Fernerkundung eingesetzt. Mit Hilfe von Mikrowellen können optische Hindernisse wie Erde, Nebel, Wolken oder biologisches Gewebe durchdrungen werden. Die Fernerkundung, die eine berührungslose und zerstörungsfreie Abtastung ermöglicht, hat das Ziel, aus den räumlichen und zeitlichen Eigenschaften elektromagnetischer Wellen, die von einem Objekt beeinflusst werden, auf die Eigenschaften dieses Objektes zu schließen, wie z.B. geometrische Form, Dielektrizitätskonstante ϵ_r , Permeabilitätskonstante μ_r , (Topographie und Morphologie) und Geschwindigkeit. Die informationstragenden Parameter der elektromagnetischen Wellen sind u.a. Amplitude, Phase, Polarisation, Laufzeit und räumliche Verteilung. Mit Amplitude und Phase kann die Form des Objekts ermittelt werden, mit der Laufzeit die Entfernung, und mit der Polarisation dessen depolarisierende Eigenschaften, z.B. Rauigkeit und Krümmung.

Man unterscheidet zwei Arten von Fernerkundungssystemen. Hierbei handelt es sich um das *passive* System (Radiometer) einerseits, und das *aktive* System (Radar) andererseits. Die Eigenschaften beider Systeme sind u.a. von der Frequenz und dem Einfallswinkel der elektromagnetischen Welle abhängig. Das passive System misst die Strahlung, die von einem Objekt reflektiert oder in Abhängigkeit von einem Emissionskoeffizienten emittiert wird. Das aktive System sendet elektromagnetische Wellen zum Zielobjekt und misst das vor- bzw. rückgestreute Signal. Zum Zwecke der Fernerkundung kommen verschiedene Radartypen, wie Impuls- und CW-Radar (z.B. bei der Huygens-Sonde) zum Einsatz. Immer häufiger werden Radargeräte mit synthetischer Apertur (SAR) verwendet, welche die Phase und Amplitude des Rückstreusignals an verschiedenen Orten messen und auswerten, um bsp. Terrainprofile zu erkunden. Mit großem Aufwand und hoher Auflösung werden Aufnahmen von Erd- und Ozeanoberflächen durch SAR gemacht, die Aufschluss über Vegetation, Bodenschätze, Meeresströmung und Windgeschwindigkeit geben können. Das Verfahren hat in der Umweltforschung, Geologie und Meteorologie an Bedeutung gewonnen.

Ein Thema, das Wissenschaftler und Ingenieure interessiert, ist die Form des Streufeldes eines bekannten Objekts für ein bekanntes einfallendes Feld. Das Problem kann durch Integralgleichungen (MFIE, EFIE [75]) beschrieben und durch analytische oder numerische Methoden wie Finite Differenzen Methode, Finite Elementmethode oder Momentenmethode gelöst werden. Numerische Methoden werden für kompliziertere Probleme eingesetzt, während analytische Methoden oft dazu dienen, numerische Methoden zu validieren und zu kalibrieren. Die numerischen Methoden werden z.B. für ein gitterdiskretisiertes Objekt angewendet [78]. Der Strom auf jeder Kante eines Patches des Gittermodells wird als eine Unbekannte angesetzt. Mit Hilfe der auf elektromagnetischen

Randbedingungen basierenden Integralgleichungen [75] werden Matrixgleichungen für die Unbekannten aufgestellt und gelöst. Es gibt zahlreiche kommerzielle Softwarepakete wie NEC, CONCEPT und FEKO, welche die Streufelder je nach Diskretisierung ausreichend genau berechnen. Solche Programme werden u.a. im Bereich der Automobil- und Flugzeugindustrie sowie im Mobilfunk verwendet und kommen auch im Bereich der Antennenanalyse und -synthese zum Einsatz. Die Simulation kann die Messung zwar nicht vollständig ersetzen, ist jedoch eine gute Alternative, um mit relativ geringem zeitlichen Aufwand die Streu-Charakteristik zu ermitteln.

Im Gegensatz zu dem *direkten* Streuproblem ist das *inverse* Streuproblem wesentlich schwieriger zu lösen. Bei dem inversen Streuproblem ist aus vorgegebenen einfallenden Wellen und dem gemessenen Streufeld auf die Geometrie und die Materialeigenschaften eines oder mehrerer Streuobjekte zu schließen. Die Schwierigkeit liegt hierbei darin, eine eindeutige Lösung für das inverse Streuproblem zu bestimmen. Die unbekanntes Eigenschaften des Streuobjekts stehen innerhalb des Integranden einer Integralgleichung, das bekannte Streufeld steht außerhalb. Es bedarf im Allgemeinen Vorabinformationen, um von dem Ergebnis der Integration eindeutig auf den Integranden schließen zu können. Hierbei müssen oft Näherungen oder Modellannahmen gemacht werden [2], [33].

Die Vorteile der Fernerkundungsmessung liegen in der berührungslosen und nicht-invasiven Messung über große Entfernungen hinweg. Falls sich das Objekt in großer oder sogar astronomischer Entfernung befindet, muss auf die Methoden der Fernerkundung zurückgegriffen werden. Das Messsystem kann vom Erdboden, Flugzeug, Satelliten oder von interplanetaren Raumfahrtsonden getragen werden. Ein weiterer Vorteil ist, dass das Fernerkundungssystem oft kostengünstige Beobachtungen ermöglicht. So ist es beispielsweise zwar teuer, einen Wettersatelliten zu starten und zu betreiben, aber vergleichsweise günstiger, als unzählige Stationen auf der Erde einzurichten und zu unterhalten.

Im Raumfahrtbereich spielt die Fernerkundungstechnologie eine gewichtige Rolle. Ein typisches Raumfahrtexperiment ist das sogenannte Ausbreitungsexperiment. Durch die Messung der Änderung von Entfernung, Dopplerfrequenzverschiebung, Signalamplitude oder Polarisationsdrehung lässt sich eine Aussage über das Medium machen. Mit Hilfe eines niedrig fliegenden Satelliten kann z.B. ein Experiment durchgeführt werden, welches das Profil der Elektronendichte in der Erd-Ionosphäre bestimmt. Um die Atmosphäre von Planeten zu erforschen, werden sogenannte Okkultationsexperimente durchgeführt [34], [35], [61]. Wenn die Verbindungslinie zwischen Erde und Raumfahrtsonde nahezu tangential zur Planetenoberfläche liegt, läuft die elektromagnetische Welle zwischen Bodenstation und Raumfahrtsonde durch die Atmosphäre des Planeten. Die Parameter

des Empfangssignals wie Amplitude, Phase und Polarisation sind z.B. aufschlussreich für die Elektronendichteverteilung in der Atmosphäre des Planeten. Bei der Mariner 4-Mission [79] wurde durch diese Methode die Mars-Atmosphäre und -Ionosphäre untersucht. Bei der Mariner 5 - [35] und der Mariner 10 - Mission [80] wurden Venus und Merkur auf ähnliche Weise untersucht. Auch Jupiter, Saturn, Uranus und Neptun sind untersucht worden. Das gleiche Prinzip kann verwendet werden, um den Schweif eines Kometen zu untersuchen, wie es bei der Raumfahrtsonde Giotto mit den Kometen Halley und Grigg-Skjelleup der Fall war [81].

Um physikalische Eigenschaften in einer Atmosphäre, wie z.B. die Windgeschwindigkeit messen zu können, wird eine zweite Sonde benötigt, die in die Atmosphäre eintaucht, während ein Orbiter den Planeten oder Mond umkreist. Bei den Doppler Wind Experimenten der Missionen Galileo und Cassini/Huygens wurde bzw. wird eine Sonde auf Jupiter bzw. auf dem Saturnmond Titan per Fallschirm abgesetzt. Während des Abstiegs driftet die Sonde näherungsweise mit Windgeschwindigkeit. Misst man die horizontale Geschwindigkeit der Sonde während des Abstiegs, entspricht dies einem gleitenden Mittelwert der horizontalen zonalen Windgeschwindigkeit. Die Bodenstation empfängt lediglich die Messdaten vom Orbiter. Die relative Geschwindigkeit wird über die Dopplerfrequenzverschiebung der S-Band-Trägerfrequenz zwischen Cassini-Orbiter und Huygens-Sonde gemessen. Für das DWE müssen alle anderen Faktoren, die das Ergebnis ebenfalls beeinflussen, bekannt sein. Zu diesen Faktoren gehören Flugbahn und Geschwindigkeit des Orbiters, die Position der Huygens-Sonde (Längen- und Breitengrad) und die mittels ultrastabilem Oszillator erzeugte Frequenz des Telemetriesignals.

2.2 Hintergrund der Cassini/Huygens-Mission

Im Jahre 1997 wurde die Mission Cassini/Huygens gestartet. Die Mission ähnelt der Mission Galileo, die zuvor Jupiter untersuchte. Durch die Cassini/Huygens-Mission sollen weitere Daten und Informationen von dem Ringplaneten Saturn und seinen Monden gewonnen werden. Besonders interessant ist der Saturnmond Titan, der eine dichte Atmosphäre besitzt, ähnliche der der Erde. Im Juli 2004 erreichte die Cassini-Raumsonde das Saturnsystem und am 14./15. Januar 2005 wird die Huygens-Sonde auf dem Saturnmond Titan abgesetzt [11]. Die gesamte Nutzlast, die aus Cassini-Orbiter und Huygens-Sonde besteht, beträgt 5500 kg. Der Cassini-Orbiter ist mit einem Navigationssystem ausgestattet, das den Orbiter selbstständig zum Saturn führt und eine Navigationsgenauigkeit von ca. 30 km besitzt. Während der Abstiegsphase der Huygens-

Sonde auf Titan empfängt der Cassini-Orbiter die Messdaten der Huygens-Sonde. Diese Daten werden zusammen mit den von Cassini selbst gewonnenen Messdaten in einem 4 GByte großen Halbleiterspeicher gespeichert und mit 140 kBit/s zur Erde gesendet.

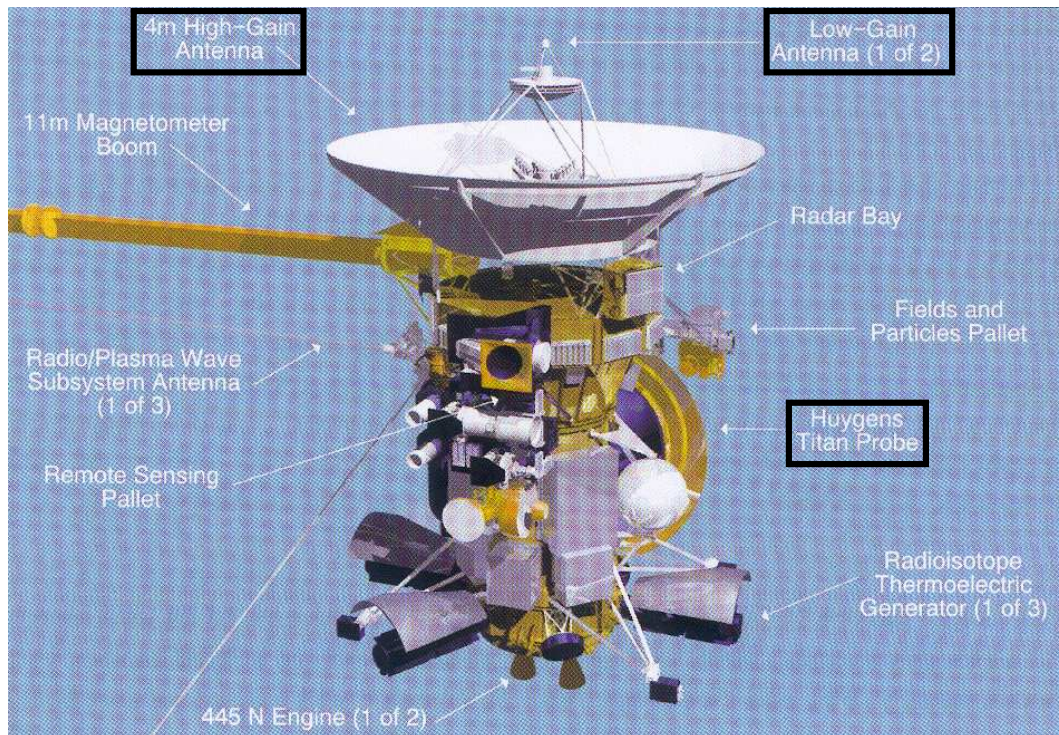


Abbildung 2.1: Raumsonde Cassini mit Huygens-Sonde an Bord [11]. Die Huygens-Sonde hat eine drehscheibenartige Form. Bei der Huygens-Mission wird die Huygens-Sonde auf dem Saturnmond Titan abgesetzt.

Die wissenschaftlichen Ziele der Huygens-Mission sind die Untersuchungen von:

1. Zusammensetzung der Titan-Atmosphäre,
2. atmosphärischen Aktivitäten, wie Wolken und Gewitter,
3. Partikelverteilung in der Atmosphäre,
4. Wind und Temperatur in der Atmosphäre,
5. Terrainprofil der Titan-Oberfläche,
6. obere atmosphärische Schicht und Ionosphäre.

Die Huygens-Sonde mit einer Masse von 318 kg [86] befindet sich zunächst an Bord des Cassini-Orbiters (siehe Abbildung 2.1). Im Schwerkraftfeld Titans wird die Huygens-Sonde vom Cassini-Orbiter abgeworfen. Mit der Geschwindigkeit von 21.600 km/h dringt Huygens in die Titan-Atmosphäre ein. Ein Silikon-Karbon-Schild schützt die Sonde vor der Hitze von 1700 °C. In der Höhe von 170 km öffnet sich der Hauptfallschirm. Nachdem sich die Geschwindigkeit der Huygens-Sonde von Mach 1,5 auf ca. 100 m/s verlangsamt hat, wird das Schutzschild abgeworfen. Die wissenschaftlichen Instrumente auf der Huygens-Sonde kommen nun zum Einsatz. Der Abstieg würde zu lange dauern, und der Cassini-Orbiter wäre dann schon zu weit entfernt, wenn die Huygens-Sonde während des gesamten Abstiegs denselben großen Fallschirm benutzen würde. Nach 30 Minuten in der Höhe von ca. 120 km wird der Hauptschirm abgetrennt, und ein zweiter kleinerer Fallschirm kommt zum Einsatz [11]. Der Vorgang wird in Abbildung 2.2 dargestellt.

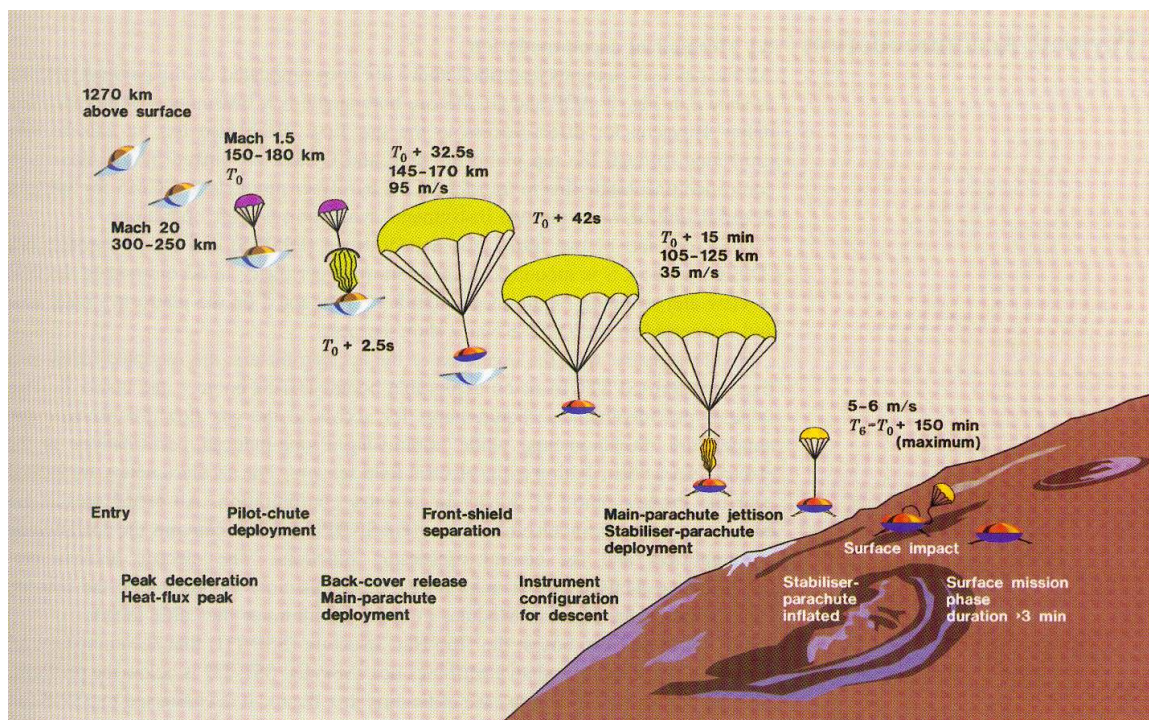


Abbildung 2.2: Verlauf des Abstiegs der Huygens-Sonde. Der Vorgang beginnt mit dem Zeitpunkt T_0 und einer Geschwindigkeit von Mach 1,5 und dauert etwa zweieinhalb Stunden. Zum Zeitpunkt T_0 öffnet sich der Fallschirm, der Hitzeschild wird später abgesetzt. Die Geschwindigkeit der Huygens-Sonde beträgt bei dem Aufprall zwischen 5 und 6 m/s.

Falls die Huygens-Sonde den Aufprall unbeschadet übersteht, sendet diese weiterhin Daten bis die Batterie nach ca. einer halben Stunde entladen ist [11]. Mit der Huygens-Sonde werden sechs wissenschaftliche Experimente durchgeführt:

1. *Gas-Chromatograph and Mass-Spectrometer* (GCMS) messen innerhalb einiger μs die Zusammensetzung der Atmosphäre und später, falls die Sonde den Aufschlag unbeschadet übersteht, den Nebel auf der Titan-Oberfläche (H.B. Niemann, NASA/GSFC, Greenbelt, USA).
2. *Aerosol-Collector and Pyrolyzer* (ACP) untersuchen die Partikeln in der Atmosphäre (G.M. Israel, SA/CNRS Verrières-le-Buisson, France).
3. *Descent-Imager and Spectralradiometer* (DISR) untersuchen das Spektrum der Atmosphäre. Zugleich werden von den Wolken und der Titan-Oberfläche Aufnahmen gemacht (M.G. Tomasko, University of Arizona, Tucson, USA).
4. *Huygens Atmosphere Structure Instrument* (HASI) misst Temperatur, Druck, Wind und akustische Felder der Atmosphäre. Falls auf Titan Wolken und Gewitter vorhanden sind, werden auch solche Aktivitäten gemessen. Zusammen mit dem Höhenmesser werden Temperatur-, Druck- und Windprofil berechnet (M. Fulchignoni, University Paris 7/Obs. Paris-Meudon, France).
5. *Surface Science Package* (SSP) untersucht die Eigenschaften der Titan-Oberfläche, z.B. die Zusammensetzung des Materials der Titan-Oberfläche, Reflexionskoeffizienten, Temperatur und thermische Leitfähigkeit, falls die Sonde den Aufschlag unbeschadet übersteht (J.C. Zarnecki University of Kent, Canterbury, UK).
6. Doppler Wind Experiment (DWE) [9], [41] misst die Relativgeschwindigkeit zwischen Orbiter und Sonde, um das zonale Windprofil zu ermitteln (M.K. Bird, Universität Bonn, Deutschland).

2.3 Saturnmond Titan

2.3.1 Physikalische Eigenschaften des Saturnmondes Titan

Titan ist nach dem Jupitermond Ganymed der zweitgrößte Mond in unserem Sonnensystem [89]. Dieser hat als einziger Mond eine dichte Atmosphäre. Der spanische Astronom

José Comas Seló hat im Jahre 1907 durch optische Beobachtungen einen dunklen Ring um Titan beobachtet und als erster Wissenschaftler eine Atmosphäre vermutet [89]. Im Jahre 1944 hat der amerikanische Astronom *Gerard Kuiper* durch eine bodengestützte Spektralanalyse als erster Wissenschaftler Methan als Bestandteil der Titan-Atmosphäre festgestellt [11]. Die wichtigsten Bestandteile der Titan-Atmosphäre sind Stickstoff (N_2), Argon (Ar) und Methan (CH_4). Die Zusammensetzung der Titan-Atmosphäre wird in Tabelle 2.1 angegeben [10].

Gas	Chemische Formel	Molarer Anteil
Stickstoff	N_2	66% ... 98%
Argon	Ar	0 ... 25%
Methan	CH_4	2% ... 10%
Wasserstoff	H_2	0,2%
Acetylen	C_2H_2	$2 \cdot 10^{-4}\%$
Äthylen	C_2H_4	$4 \cdot 10^{-4}\%$
Äthan	C_2H_6	$2 \cdot 10^{-3}\%$
Methylacetylen	C_3H_4	$3 \cdot 10^{-6}\%$
Propan	C_3H_8	$4 \cdot 10^{-4}\%$
Diacetylen	C_4H_2	$10^{-6}\% \dots 10^{-5}\%$
Hydrogencyanid	HCN	$2 \cdot 10^{-5}\%$
Cyanoacetylen (Blausäure)	HC_3N	$10^{-6}\% \dots 10^{-5}\%$
Cyanogen	C_2N_2	$10^{-6}\% \dots 10^{-5}\%$
Kohlenmonoxid	CO	$6 \cdot 10^{-3}\% \dots 1,5 \cdot 10^{-2}\%$
Kohlendioxid	CO_2	$1,5 \cdot 10^{-7}\%$

Tabelle 2.1: Zusammensetzung der Titan-Atmosphäre [45]

Der atmosphärische Druck auf der Titan-Oberfläche beträgt 1,5 bar. Da die atmosphärische Temperatur 94 K beträgt [45], können sich die Gase im flüssigen Zustand befinden und auf der Titan-Oberfläche einen Ozean bilden [15]. Die feuchte Atmosphäre bildet undurchsichtige Wolken, wodurch die Beobachtung der Titan-Oberfläche mit optischen Methoden erschwert wird. In Tabelle 2.2 sind wichtige physikalische Eigenschaften von Titan und der Erde gegenübergestellt [11].

Physikalische Eigenschaft	Titan	Erde	Einheit
Radius	$2575 \pm 0,5$	6378	km
Masse	$1,346 \cdot 10^{23}$	$5,974 \cdot 10^{24}$	kg
Oberflächengravitation	1,345	9,81	m/s ²
Mittlere Dichte	1,881	5,52	g/cm ³
Abstand zum Saturn	$1,226 \cdot 10^6$ (20,3 mal Saturnradius)	—	km
Orbitalperiode	15,95	365,24	Tag
Rotationsperiode	15,95	1	Tag
Oberflächentemperatur	94	—	K
Atmosphärischer Druck auf der Oberfläche	1496 ± 20	1013	mbar

Tabelle 2.2: Physikalische Eigenschaften des Saturnmondes Titan

2.3.2 Wind- und Dichtemodelle der Titan-Atmosphäre

Wie bei dem zweiten *Voyager*-Vorbeiflug nachgewiesen wurde, dreht sich die Titan-Atmosphäre relativ schnell um die Rotationsachse Titans [45], [46]. Der *zonale Wind*, der parallel zur Längengradrichtung (Ost↔West) weht, ist dominierend gegenüber dem *meridionalen Wind*, der parallel zu der Breitengradrichtung (Nord↔Süd) weht und der *vertikalen Windkomponente* (Oben↔Unten). Für die Wahl des für die Landung der Huygens-Sonde auf Titan vorgegebenen Gebietes waren sowohl technische (u.a. Eintrittswinkel in die Atmosphäre / Telemetrieverbinding zu Cassini) wie auch wissenschaftliche (u.a. Sonnenstand, dominierende zonale Winde) Gründe ausschlaggebend [11]. Wenn meridionaler und vertikaler Wind vernachlässigt werden, driftet die Huygens-Sonde während des Abstiegs überwiegend in die Längengradrichtung [41].

In Abbildung 2.3 sind Dichte-, Druck- und Windgeschwindigkeitsmodelle von der Mission *Voyager 2* dargestellt [5]. Um für die Pendelbewegung die synthetischen Daten zu erzeugen, wird auf diese Dichte- und Windgeschwindigkeitsmodelle zurückgegriffen.

Nach dem neusten Stand wurden Messungen der Temperatur des atmosphärischen Drucks und der Windgeschwindigkeit auf Titan durch Cassini-Orbiter durchgeführt [96].

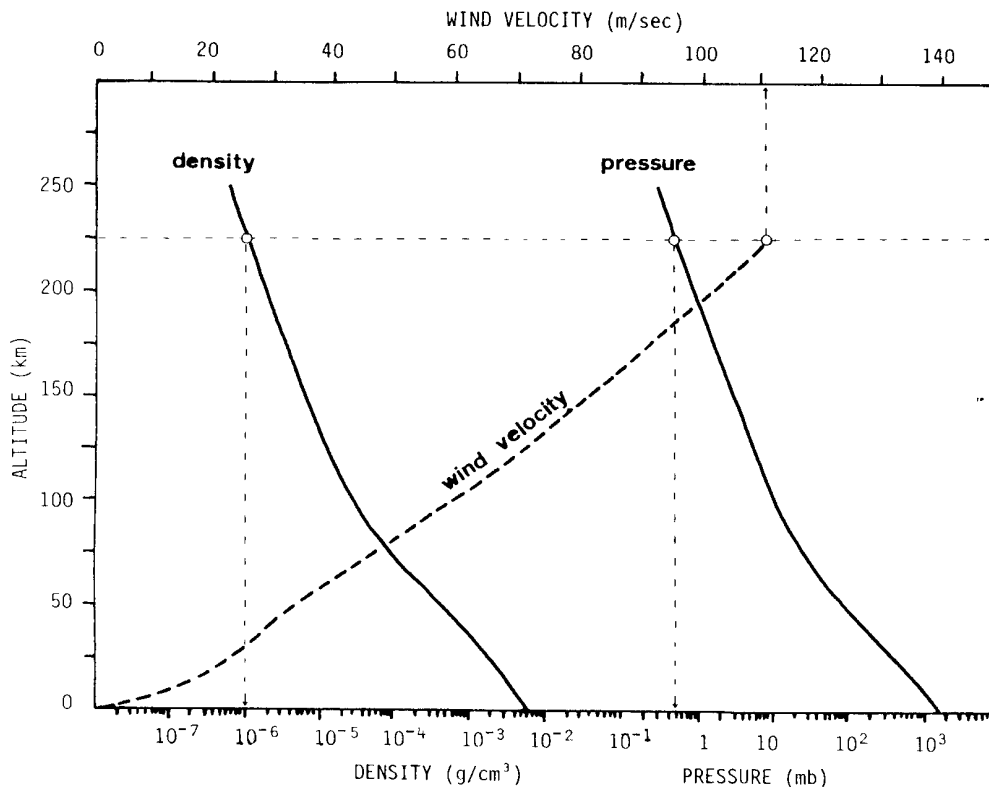


Abbildung 2.3: Dichte- und Windgeschwindigkeitsmodell für Titan von der Mission *Voyager 2* [5]. Mit dem Modell wird der Abstiegsverlauf der Huygens-Sonde berechnet.

2.4 Doppler Wind Experiment (DWE)

Das Ziel des Doppler Wind Experiments ist die Untersuchung von Richtung und Geschwindigkeit des Windes in der Titan-Atmosphäre. Durch den Einsatz hochpräziser Rubidium-Oszillatoren ($\delta f/f \leq 2 \cdot 10^{-10}$) [41] lässt sich die Relativgeschwindigkeit Δv zwischen Cassini-Orbiter und Huygens-Sonde in Gleichung (2.3) aus der Dopplerverschiebung der Trägerfrequenz des *Probe-Relay-Links* (PRL, oder Telemetrieverbindung genannt) feststellen. Unter den Annahmen, dass: 1) der zonale Wind dominiert, 2) sich die Huygens-Sonde hauptsächlich in der Längengradrichtung bewegt, 3) die Huygens-Sonde die gleiche Geschwindigkeit wie der zonale Wind besitzt und 4) die vertikale Geschwindigkeit der Sonde durch den Höhenmesser bekannt sind, ist es schließlich möglich, die horizontale Geschwindigkeit des Windes zu ermitteln [9].

Die Dopplereffrequenzverschiebung f_d , welche durch die Relativgeschwindigkeit Δv hervorgerufen wird, ist [41]:

$$f_d = \frac{f_0}{c} \cdot \Delta v \quad (2.1)$$

$$\text{mit } \Delta v = (\vec{v}_p - \vec{v}_o) \cdot \vec{e}_t \quad (2.2)$$

$$(2.3)$$

In Gleichung (2.3) wird die Projektion der Geschwindigkeit des Cassini-Orbiters auf die Richtung der Telemetrie Verbindung als v_5 bezeichnet:

$$\vec{e}_t \cdot \vec{v}_o = v_5 \quad (2.4)$$

Gleichung (2.3) wird also:

$$\Delta v = \vec{v}_p \cdot \vec{e}_t - v_5 \quad (2.5)$$

f_0 : Trägerfrequenz der Telemetrie Verbindung (ca. 2 GHz)

c : Lichtgeschwindigkeit

\vec{v}_p : Geschwindigkeit der Sonde bezogen auf das geometrische Zentrum von Titan

\vec{v}_o : Geschwindigkeit des Orbiters bezogen auf das geometrische Zentrum von Titan

\vec{e}_t : Einheitsvektor in Richtung der Telemetrie Verbindung

Die Projektion der Geschwindigkeit der Huygens-Sonde auf die Richtung der Telemetrie Verbindung besteht aus mehreren Komponenten (Geometrie siehe Abbildung 2.4):

$$\vec{e}_t \cdot \vec{v}_p = v_1 + v_2 + v_3 + v_4 \quad (2.6)$$

$$\text{mit } v_1 = \dot{x} \cdot \sin \alpha \cos \beta \quad (2.7)$$

$$v_2 = \Omega \cdot (a_T + z) \cdot \cos \Lambda \sin \alpha \sin \beta \quad (2.8)$$

$$v_3 = \dot{y} \cdot \sin \alpha \sin \beta \quad (2.9)$$

$$v_4 = \dot{z} \cdot \cos \alpha \quad (2.10)$$

- \dot{x} : Geschwindigkeit der Huygens-Sonde in Längengradrichtung, die durch den *zonalen* Wind verursacht wird.
- \dot{y} : Geschwindigkeit der Huygens-Sonde in Breitengradrichtung, die durch den *meridionalen* Wind verursacht wird.
- \dot{z} : Abstiegs geschwindigkeit der Huygens-Sonde
- Ω : Winkelgeschwindigkeit der Rotation Titans
- a_T : Radius des Saturnmondes Titan
- z : Höhe der Huygens-Sonde über der Titan-Oberfläche
- Λ : Längengrad, auf dem sich die Huygens-Sonde aktuell befindet
- α : Elevationswinkel des Vektors der Telemetrie Verbindung von Huygens zu Cassini-Orbiter im kartesischen Koordinatensystem
- β : Azimutwinkel des Vektors der Telemetrie Verbindung von Huygens zu Cassini im kartesischen Koordinatensystem

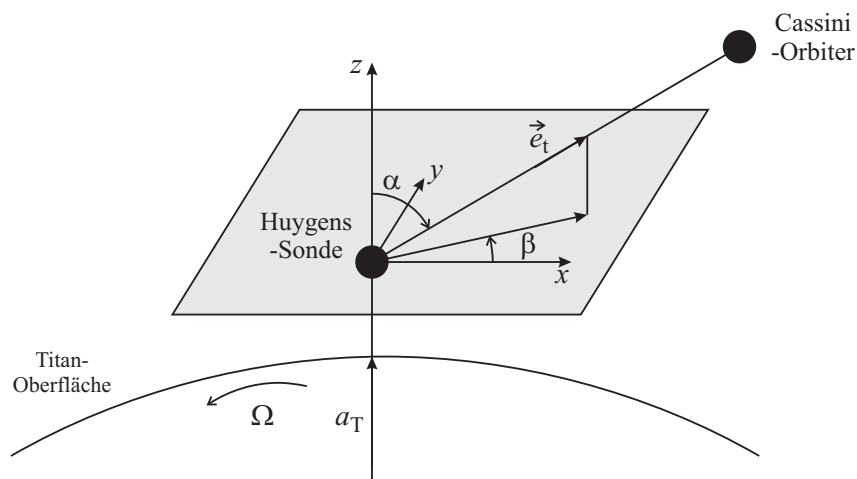


Abbildung 2.4: Geometrie der Telemetrie Verbindung. x ist definiert durch die Längengradrichtung, y die Breitengradrichtung, z die Normalenrichtung der Titan-Oberfläche.

Die Geschwindigkeitsterme v_1 bis v_4 sind die Komponenten der relativen Geschwindigkeit zwischen Cassini-Orbiter und Huygens-Sonde, die jeweils durch die Bewegung der Huygens-Sonde in Längengradrichtung, durch Titans Rotation, durch die Bewegung der Huygens-Sonde in Breitengradrichtung und durch die Abstiegs geschwindigkeit der Huygens-Sonde verursacht werden. Der Term v_3 in Gleichung (2.9) wird jedoch aufgrund des geringen Einflusses des meridionalen Windes vernachlässigt. Die vertikale Geschwindigkeit \dot{z} in Gleichung (2.10) wird durch den Radar-Höhenmesser gemessen [1]. Die Flugbahn der Huygens-Sonde ergibt sich durch die Integration der Geschwindigkeit, so dass α , β und Λ ebenfalls bekannt sind [41].

Mit der bekannten Bahn des Cassini-Orbiters \vec{v}_0 und der bekannten Richtung der Telemetrierbindung \vec{e}_t wird v_5 bestimmt.

Setzt man Gleichungen (2.3), (2.6), (2.7), (2.8), (2.10) und (2.4) unter Vernachlässigung von v_3 in Gleichung (2.1) ein, gilt schließlich:

$$\begin{aligned} \dot{x} \sin \alpha \cos \beta + \Omega(a_T + z) \cos \Lambda \sin \alpha \sin \beta + \dot{z} \cdot \cos \alpha - v_5 &= \frac{f_d \cdot c}{f_0} \\ \text{woraus folgt: } \dot{x} &= \frac{\frac{f_d \cdot c}{f_0} - \Omega \cdot (a_T + z) \cdot \cos \Lambda \sin \alpha \sin \beta - \dot{z} \cdot \cos \alpha + v_5}{\sin \alpha \cos \beta} \end{aligned} \quad (2.11)$$

In Gleichung (2.11) sind c , f_0 , a_T und Ω konstant. z und \dot{z} werden durch den Radar-Höhenmesser ermittelt. Da die Position der Huygens-Sonde durch ein Navigationssystem bis auf 30 km genau festgestellt werden kann, und sich die Huygens-Sonde hauptsächlich in Längengradrichtung bewegt, ist Λ bekannt. α und β lassen sich durch Integration der Geschwindigkeit \dot{x} und gemessene z ermitteln und werden wieder in Gleichung (2.11) eingesetzt, um \dot{x} zu berechnen. f_d ist die Dopplereffrequenzverschiebung, die von der Telemetrie-Hardware gemessen wird.

Für das Doppler Wind Experiment spielen die Messdaten der Dopplereffrequenzverschiebung eine fundamentale Rolle. Die Ermittlung der Abstiegsdynamik der Huygens-Sonde beruht ebenfalls auf diesen Daten. Neben der Dopplereffrequenzverschiebung gibt die Leistung des Telemetriesignals auch Aufschluss über die Abstiegsdynamik. In den Kapiteln 3 und 4 werden Methoden entwickelt, bei denen mit Hilfe dieser Daten die Abstiegsdynamik ermittelt wird. In Abschnitt 3.1 werden zunächst die Instrumente der Telemetrierbindung vorgestellt.

Darüber hinaus stehen die Leistung und das Spektrum des Rückstreusignals von dem Proximity-Sensor zur Verfügung, der in erster Linie als Radar-Höhenmesser dient. Diese Messgrößen sind ebenfalls aufschlussgebend für die Abstiegsdynamik, weil sie abhängig von dem Einfallswinkel und dem Azimutwinkel der auf die Titan-Oberfläche abgestrahlten und rückgestreuten elektromagnetischen Wellen bzw. der Schiefelage der Huygens-Sonde sind. Die entsprechende Methode wird in Kapitel 7 behandelt.

Kapitel 3

Ermittlung der Pendelbewegung durch Dopplerfrequenzanalyse der Telemetrieverbinding

Das DWE hat das primäre Ziel, während des Abstiegs der Huygens-Sonde das zonale Windhöhenprofil in der Titan-Atmosphäre zu ermitteln. Die zonale Windgeschwindigkeit lässt sich im Wesentlichen durch die Auswertung der Dopplerfrequenzverschiebung des Telemetriesignals bestimmen. Zur Ermittlung der Abstiegsdynamik der Huygens-Sonde, die das sekundäre Ziel des Doppler Wind Experiments ist, wird in diesem Kapitel ein lineares mathematisches Pendel als Bewegungsmodell zugrunde gelegt, um die 3D-Pendelbewegung zu bestimmen.

3.1 Verfügbare Daten vom Probe-Relay-Link / Telemetrieverbinding (ca. 2 GHz)

Probe Data Relay Subsystem (PDRS) (siehe Abbildung 3.1) ist das Telekommunikationssystem, womit die von der Huygens-Sonde gemessenen Daten zum Orbiter übertragen werden.

Das System hat zwei parallel arbeitende redundante Kanäle bei 2,02 GHz bzw. 2,04 GHz. Auf der Senderseite sorgt ein *Transmitter Ultra Stable Oscillator* (TUSO) für eine

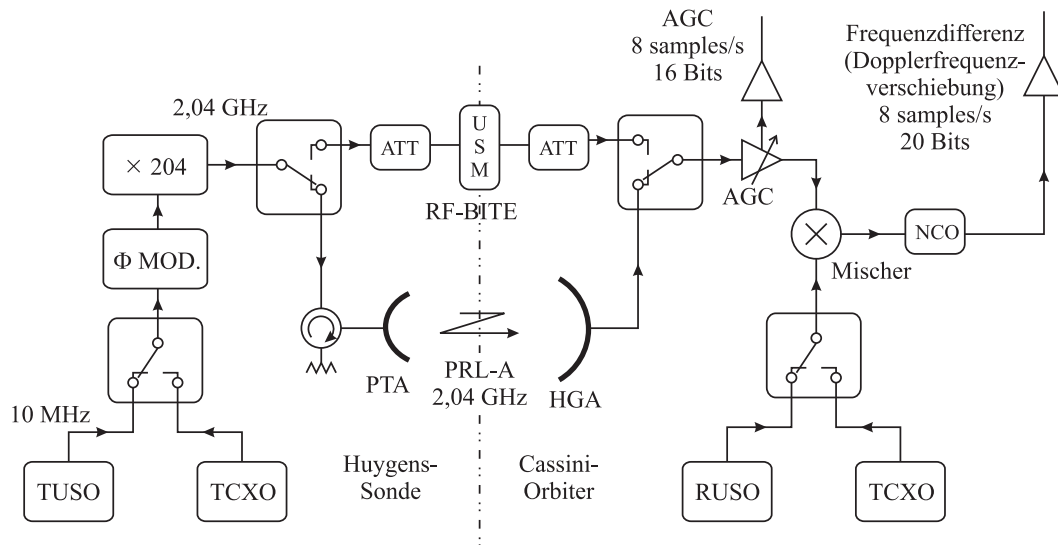


Abbildung 3.1: Die Telemetrierverbindung oder Probe Relay Links (PRL) zwischen Cassini-Orbiter und Huygens-Sonde [41].

hochstabile Frequenz, deren relativer Fehler kleiner als $2 \cdot 10^{-10}$ ist [41]. Für den Fall, dass der TUSO ausfällt, stehen zwei *Temperature Controlled Crystal Oscillators* (TCXO) zur Verfügung, deren Genauigkeit 1000-fach niedriger als die des TUSO ist. Die Messdaten der Huygens-Sonde werden phasenmoduliert und auf 2,02 bzw. 2,04 GHz hochgemischt. Anschließend werden die Signale in Richtung Orbiter abgestrahlt. Während der sogenannten „Cruise Checkout“-Phase, die zwischen den Zeitpunkten des Abwurfs der Huygens-Sonde und dem Beginn des Doppler Wind Experiments liegt, ist die Signalverbindung mit Hilfe von *Radio Frequency Built-in-test-Equipment* (RF-BITE) durch *Umbilical Separation Mechanism* (USM) aktiv. Nachdem das Doppler Wind Experiments beginnt, kommt die Telemetrierverbindung oder *Probe Relay Links* (PRL) zum Einsatz. Die *Probe Transmitter Antenna* (PTA) der Huygens-Sonde sendet das Telemetriesignal, das von der *High Gain Antenna* des Cassini-Orbiters (HGA) empfangen wird. Das Empfangssignal wird durch eine *Automatic Gain Control*-Einheit (AGC) verstärkt. Diese Verstärkung ist maßgebend für die Empfangsleistung. Danach wird das Empfangssignal mit dem des vom *Receiver Ultra Stable Oscillator* (RUSO) erzeugten Signal mit der gleichen Frequenz wie von TUSO gemischt. Ähnlich wie bei TUSO übernimmt ein TCXO die Aufgabe des RUSOs, falls dieser ausfällt. Nach der Mischung wird die Zwischenfrequenz, die der Dopplerfrequenzverschiebung f_d aus Gleichung (2.1) entspricht, vom *Numerical Controlled Oscillator* (NCO) gemessen. Die Zwischenfrequenz und die Verstärkung werden durch einen *Solid State Recorder* (SSR) im Orbiter zwischengespeichert und von dort zur Erde gesendet.

3.2 Deterministisches Bewegungsmodell zur Ermittlung der Pendelbewegung der Huygens-Sonde

Die Aufgabe der vorliegenden Arbeit ist die Ermittlung der durch atmosphärische Bewegungen verursachten Pendel- und Rotationsbewegungen von Fallschirm und Huygens-Sonde. Da die Bewegung der Sonde während des Abstiegs hauptsächlich von der Stärke der Windänderung beeinflusst wird, ist die Feststellung dieser Bewegung für die Ermittlung der Windänderung von Bedeutung [41]. Hauptziel der vorliegenden Arbeit ist es, mit Hilfe der Telemetriedaten die Bewegung der Huygens-Sonde zu ermitteln, um hieraus die weiteren Analysen, wie z.B. Rekonstruktion des Windprofils, zu unterstützen.

Bei dem Pendelsystem, das aus Fallschirm und Huygens-Sonde besteht, handelt es sich um ein *physikalisches Pendel* [87], welches im Rahmen dieser Arbeit zu einem *mathematischen Pendel* [87] vereinfacht wird. Dies bedeutet, dass das Gewicht sich in zwei senkrecht zueinander und senkrecht zu der Pendelrichtung stehende Richtungen sinusförmig bewegt. Die Bewegungen eines physikalischen Pendels und eines Kreisels unterliegen vergleichbaren physikalischen Gesetzmäßigkeiten. Die Kreiselmessung [88] lautet:

$$\vec{M} = \vec{I} \cdot \vec{\Omega} \quad (3.1)$$

Hierbei ist \vec{M} der Drehimpuls, $\vec{\Omega}$ die Winkelgeschwindigkeit und \vec{I} der Trägheitstensor.

Für ein System des Kreisels, das aus n Massenpunkten mit jeweiliger Masse m_i ($1 \leq i \leq n$) besteht gilt:

$$\vec{I} = \begin{bmatrix} \sum_{i=1}^n m_i (y_i^2 + z_i^2) & -\sum_{i=1}^n m_i x_i y_i & -\sum_{i=1}^n m_i x_i z_i \\ -\sum_{i=1}^n m_i y_i x_i & \sum_{i=1}^n m_i (x_i^2 + z_i^2) & -\sum_{i=1}^n m_i y_i z_i \\ -\sum_{i=1}^n m_i z_i x_i & -\sum_{i=1}^n m_i z_i y_i & \sum_{i=1}^n m_i (x_i^2 + y_i^2) \end{bmatrix}. \quad (3.2)$$

Ein Kiesel hat in erster Linie eine Selbstdrehung, dessen Achse wiederum um den Normalenvektor der Grundfläche dreht. Die Huygens-Sonde hat auch eine Selbstdrehung, die als Spinbewegung um die eigene Hauptachse bezeichnet wird. Diese Hauptachse der Spinbewegung dreht wiederum um die Achse, die als die Ruhelage der Pendelbewegung bezeichnet wird.

3.2.1 Einteilung in Teilbewegungen und die verfügbaren Daten

In der Vergangenheit wurden mehrere Modelle entwickelt, um die dynamische Bewegung von Huygens-Sonde und Fallschirm (ca. 3 m Durchmesser) zu untersuchen, wie z.B. das

Modell von R.D. Lorenz [76], [98] oder das von Martin Baher Aircraft (MBA) verwendete Modell mit 12 Freiheitsgraden [77]. Durch ein solch komplexes Modell wird die Dynamik zwar sehr genau beschrieben, jedoch lassen sich im vorliegenden Anwendungsfall nicht alle in diesen Modellen enthaltenen Freiheitsgrade durch die verfügbaren Daten bestimmen. Um die Aufgabe der vorliegenden Arbeit zu lösen, wird angesichts der vorhandenen bzw. verfügbaren Daten ein sinnvolles Modell entwickelt.

Der Bewegungsvorgang eines Objekts ohne äußere Kräfte kann in die *Translation* (gradlinige Bewegung) und die *Rotation (Drehbewegung)* aufgeteilt werden [82]. Auf ähnliche Weise kann man die Bewegung der Huygens-Sonde nun in die folgenden drei Teilbewegungen aufteilen:

1. Translation [87]
2. Pendelbewegung
3. Spinbewegung.

Hierbei wird angenommen, dass sich die Masse der Sonde in einem Massenpunkt konzentriert, welche sich in der Pendelrichtung befindet, so dass im Folgenden von einem mathematischen Pendel ausgegangen werden kann. Die Translation ist die gradlinige und gemeinsame Bewegung von Fallschirm und Sonde, wobei sich ihre relativen Positionen zueinander nicht ändern. Die Pendelbewegung bewirkt, dass die Sonde wie ein Gewicht am Fallschirm pendelt [76], [77]. Die Spinbewegung beschreibt die Drehbewegung der Sonde um die eigene Drehachse, also um die Verbindung zwischen der Sonde und dem Fallschirm. Es wird zusätzlich angenommen, dass die Teilbewegungen trotz der Fluktuation des Windes, der auf die Huygens-Sonde wirkt, aufgrund der Massenträgheit der Sonde (318 kg), für einige Perioden der Pendelbewegung relativ *konstant* bleibt. Bei diesem Bewegungsmodell handelt es sich also um ein *deterministisches Modell*. Für den Fall, dass sich die Bewegung des Pendels wegen zu starker Fluktuation des Windes abrupt ändert wird ein stochastisches Modell im nächsten Kapitel entwickelt.

Die verfügbaren Daten sind:

1. Dopplerfrequenzverschiebung (f_d in Gleichung (2.1)) auf der Cassini/Huygens-Telemetrier Verbindung (Phaseninformation).
2. Amplitudeninformation des AGC-Signals der Cassini/Huygens-Telemetrier Verbindung (Abbildung 3.1) (Leistungspegel des Telemetriesignals) und Richtcharakteristik der Telemetrieantenne (siehe Abbildung 3.2). (Die Antenne des

Cassini-Orbiters (HGA) ist stets auf die Huygens-Sonde ausgerichtet, so dass der Antennengewinn der Cassini-Antenne als konstant angenommen werden kann.)

3. AGC-Signal vom Proximity-Sensor/Radar-Höhenmesser (Abbildung 5.2).

4. Spektrum des Rückstreusignals des Proximity-Sensors (Abbildung 5.2).

Die Daten aus den Punkten 3 und 4 werden von dem Proximity-Sensor geliefert und später für die iterative Methode in Kapitel 7 verwendet. Es wird nun mit Hilfe der Messgrößen aus den Punkten 1 und 2, die aus der Telemetrie Verbindung zwischen Cassini-Orbiter und Huygens-Sonde gewonnen werden, die Pendelbewegung und die Spinbewegung ermittelt.

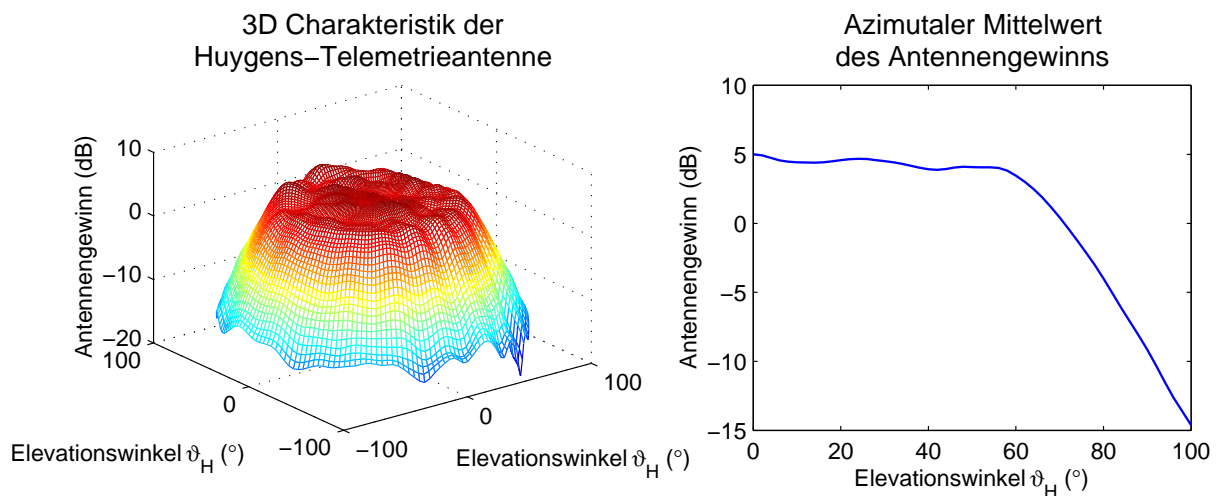


Abbildung 3.2: Links ist die 3D-Charakteristik der Huygens-Telemetrieantenne für Kanal 1 mit 2,02 GHz bis zum 100°-Elevationswinkel dargestellt. (In der vorliegenden Arbeit wird der „Off Axis“-Winkel als Elevationswinkel definiert.) Rechts ist der azimutale Mittelwert des Antennengewinns. Die Kontour der 3D-Charakteristik siehe Abbildung 3.5.

3.2.2 Projektion der Achsen der 3D-Pendelbewegung auf dem Richtungsvektor der Telemetrieverbindung

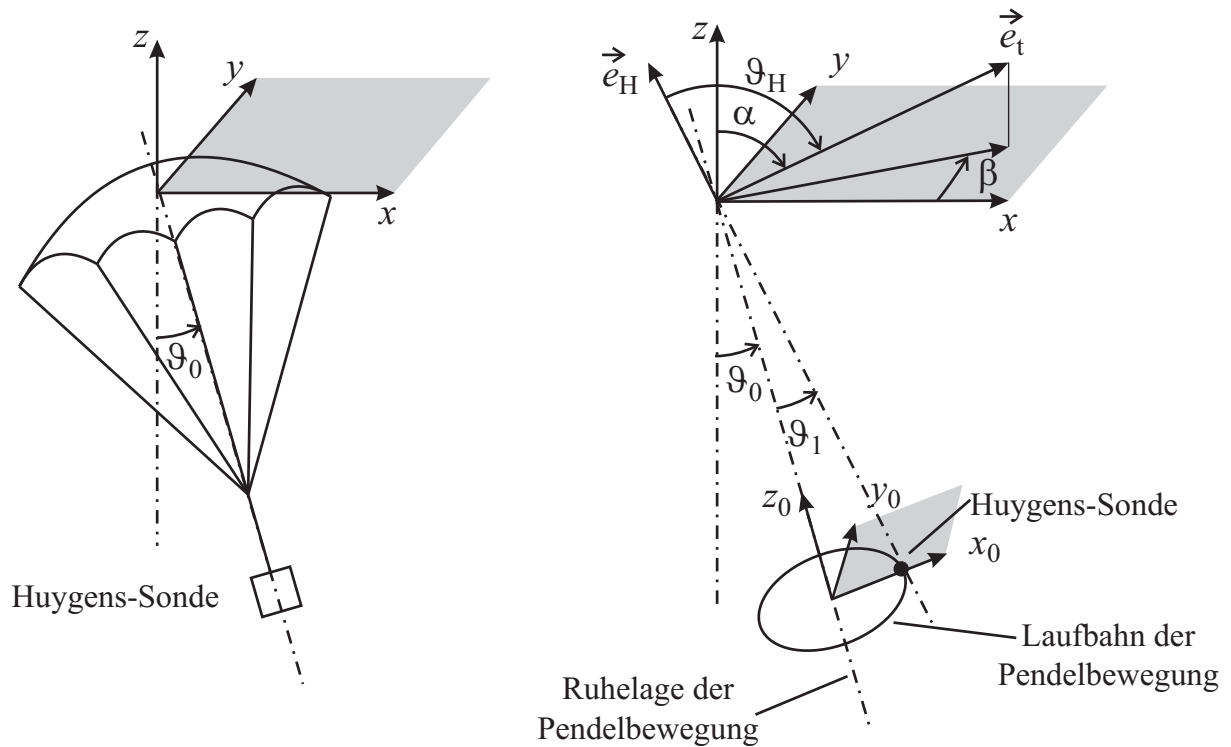


Abbildung 3.3: Laufbahngeometrie der Huygens-Sonde während des Abstiegs. Die Längengradrichtung auf Titan wird als x , die Breitengradrichtung als y und die normale Richtung zur Titan-Oberfläche als z -Richtung definiert. \vec{e}_t ist der Einheitsvektor in Richtung der Telemetrieverbindung. \vec{e}_H ist die Hauptachse (Spinachse) der Huygens-Sonde. ϑ_0 ist der Elevationswinkel der Ruhelage von der Pendelbewegung (Sowie in der Abbildung gezeichnet ist der ϑ_0 -Winkel negativ.). ϑ_1 ist der Ausschlag der Pendelbewegung in der (x_0, z_0) -Ebene. Die angesetzte 3D-Pendelbewegung hat jeweils in x_0 und y_0 -Richtung eine sinusförmige Komponente. Daher werden diese sinusförmigen Komponenten als zwei komplexe Phasoren (\hat{x}_1 und \hat{y}_1) angesetzt.

Zunächst müssen die Projektionen der Achsen der 3D-Pendelbewegung auf die Cassini/Huygens-Telemetrieverbindung berechnet werden. Bei dem Doppler Wind Experiment wird angenommen, dass sich die Huygens-Sonde überwiegend in Richtung des zonalen Windes bewegt. Es wird angenommen, dass die horizontale Geschwindigkeit der Sonde der zonalen Windgeschwindigkeit entspricht, so dass $\vartheta_0 = 0$ ist (ϑ_0 siehe Abbildung 3.3).

Aufgrund einer möglichen Windgeschwindigkeitsveränderung ist die Differenz zwischen dem Mittelwert der zonalen Windgeschwindigkeit und der horizontalen Geschwindigkeit des Fallschirms möglicherweise für eine gewisse Zeit lang nicht null. Ist also der Mittelwert der relativen Geschwindigkeit zwischen Wind und Sonde nicht vernachlässigbar, so befindet sich die Ruhelage der Pendelbewegung nicht in Nadir-Richtung, d.h. dass der ϑ_0 -Winkel, der die schiefe Ruhelage der Pendelbewegung darstellt, nicht null ist. Unter der bereits einleitend erwähnten Annahme, dass der Mittelwert des zonalen Windes in Breitengrad-Richtung weht und Huygens-Sonde sich in Längengradrichtung bewegt, befindet sich die Ruhelage der Pendelbewegung in (x,z) -Ebene. Die Einheitsvektoren der 3D-Pendelbewegung \vec{e}_{x_0} , \vec{e}_{y_0} und \vec{e}_{z_0} in Abhängigkeit von ϑ_0 in Abbildung 3.3 lauten :

$$\vec{e}_{x_0} = \begin{bmatrix} \cos \vartheta_0 \\ 0 \\ -\sin \vartheta_0 \end{bmatrix} \quad (3.3)$$

$$\vec{e}_{y_0} = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3.4)$$

$$\vec{e}_{z_0} = \begin{bmatrix} \sin \vartheta_0 \\ 0 \\ \cos \vartheta_0 \end{bmatrix} \quad (3.5)$$

Der Einheitsvektor für die Richtung der Telemetrie Verbindung \vec{e}_t lautet:

$$\vec{e}_t = \begin{bmatrix} \sin \alpha \cos \beta \\ \sin \alpha \sin \beta \\ \cos \alpha \end{bmatrix} \quad (3.6)$$

Die Projektionen p_x , p_y und p_z der Einheitsvektoren der Pendelbewegungen \vec{e}_{x_0} , \vec{e}_{y_0} und \vec{e}_{z_0} auf die Telemetrie Verbindung \vec{e}_t sind nach den Gleichungen (3.3) bis (3.6):

$$p_x = \vec{e}_{x_0} \cdot \vec{e}_t = \cos \vartheta_0 \sin \alpha \cos \beta - \sin \vartheta_0 \cos \alpha \quad (3.7)$$

$$p_y = \vec{e}_{y_0} \cdot \vec{e}_t = \sin \alpha \sin \beta \quad (3.8)$$

$$p_z = \vec{e}_{z_0} \cdot \vec{e}_t = \sin \vartheta_0 \sin \alpha \cos \beta + \cos \vartheta_0 \cos \alpha \quad (3.9)$$

In den Gleichung (3.7) bis (3.9) können α - und β -Winkel durch die bekannte Flugbahn des Cassini-Orbiters und die Abstiegsbahn der Huygens-Sonde ermittelt werden und gelten als bekannt. Die Ruhelage der Pendelbewegung ϑ_0 ist mit Hilfe des deterministischen Modells in Abschnitt 3.2.4 zu bestimmen.

3.2.3 Ermittlung der Phasoren der 3D-Pendelbewegung durch Dopplerfrequenzverschiebung

Im Folgenden werden die Phasoren der 3D-Pendelbewegung jeweils in \vec{e}_{x_0} , \vec{e}_{y_0} und \vec{e}_{z_0} -Richtung ermittelt unter der Voraussetzung, dass p_x , p_y und p_z bekannt sind. Die Ermittlung von p_x , p_y und p_z in Abhängigkeit von ϑ_0 erfolgt in Abschnitt 3.2.4.

Hierbei werden alle kartesischen Variablen auf die Pendellänge l normiert. Die Grundfrequenz der Pendelbewegung f_p , die aufgrund der Trägheit der Pendelbewegung als konstant betrachtet wird, entspricht der Frequenz des schwingenden Anteils auf der Dopplerfrequenzverschiebung und kann durch Messung festgestellt werden. Mit der Gleichung

$$l = \frac{g_T}{(2\pi f_p)^2} \quad (3.10)$$

[82] wird die Pendellänge l berechnet, wobei $g_T = 1,35 \text{ m/s}^2$ die Gravitationsbeschleunigung auf Titan ist.

Für die auf die Pendellänge l normierten Variablen \mathcal{X} , \mathcal{Y} , \mathcal{Z} , die jeweils die Pendelausschläge in \vec{e}_{x_0} -, \vec{e}_{y_0} -, \vec{e}_{z_0} -Richtung repräsentieren, ergibt sich die Pendelbewegung zu:

$$\mathcal{X} = x_1 \cos(\omega_p t + \phi_x) = \text{Re}(\hat{x}_1 \cdot e^{j\omega_p t}) \quad (3.11)$$

$$\mathcal{Y} = y_1 \cos(\omega_p t + \phi_y) = \text{Re}(\hat{y}_1 \cdot e^{j\omega_p t}) \quad (3.12)$$

$$\text{mit } \omega_p = 2\pi f_p, \quad (3.13)$$

$$\hat{x}_1 = x_1 e^{j\phi_x} \quad (3.14)$$

$$\hat{y}_1 = y_1 e^{j\phi_y} \quad (3.15)$$

Die Phasoren \hat{x}_1 sowie \hat{y}_1 gelten innerhalb eines Datensatzes als konstant. Mit Hilfe des Modells der linearen Pendelbewegung ergibt sich in \vec{e}_{x_0} - und \vec{e}_{y_0} -Richtung näherungsweise die gleiche Frequenz f_p . Es gilt:

$$\begin{aligned} \mathcal{Z} &= \sqrt{1 - \mathcal{X}^2 - \mathcal{Y}^2} \\ &= \sqrt{1 - x_1^2 \cos^2(\omega_p t + \phi_x) - y_1^2 \cos^2(\omega_p t + \phi_y)} \\ &= \sqrt{1 - \frac{x_1^2}{2} (\cos(2\omega_p t + 2\phi_x) + 1) - \frac{y_1^2}{2} (\cos(2\omega_p t + 2\phi_y) + 1)} \\ \mathcal{Z} &= \sqrt{1 - \frac{x_1^2}{2} - \frac{y_1^2}{2} - \frac{x_1^2}{2} \cos(2\omega_p t + 2\phi_x) - \frac{y_1^2}{2} \cos(2\omega_p t + 2\phi_y)} \quad (3.16) \end{aligned}$$

Für relativ kleine Amplituden von \mathcal{X} und \mathcal{Y} , die weniger als 10° vermutet wird (Die Huygens-Sonde hat einen mechanischen Stabilisator an Bord.), gilt die Näherung:

$$\mathcal{Z} \approx 1 - \frac{x_1^2}{4} - \frac{y_1^2}{4} - \frac{x_1^2}{4} \cos(2\omega_p t + 2\phi_x) - \frac{y_1^2}{4} \cos(2\omega_p t + 2\phi_y) \quad (3.17)$$

Aus Gleichung (3.17) ist erkennbar, dass \mathcal{Z} einen Gleichanteil hat, der keinen Einfluss auf die Dopplerefrequenzverschiebung hat, und einen Wechselanteil hat, der mit $2\omega_p$ schwingt.

Die Geschwindigkeiten v_{x_0} , v_{y_0} und v_{z_0} jeweils in \vec{e}_{x_0} , \vec{e}_{y_0} und \vec{e}_{z_0} -Richtungen werden durch Ableitung des Wegs aus Gleichungen (3.11), (3.12) und (3.17) berechnet.

$$v_{x_0} = \frac{d\mathcal{X}}{dt} \cdot l = x_1 \cdot \omega_p \cdot l \cdot \cos(\omega_p t + \phi_x + 90^\circ) \quad (3.18)$$

$$v_{y_0} = \frac{d\mathcal{Y}}{dt} \cdot l = y_1 \cdot \omega_p \cdot l \cdot \cos(\omega_p t + \phi_y + 90^\circ) \quad (3.19)$$

$$v_{z_0} = \frac{d\mathcal{Z}}{dt} \cdot l \approx -2 \cdot \omega_p \cdot l \cdot \frac{x_1^2}{4} \cos(2\omega_p t + 2\phi_x + 90^\circ) - 2 \cdot \omega_p \cdot l \cdot \frac{y_1^2}{4} \cos(2\omega_p t + 2\phi_y + 90^\circ) \quad (3.20)$$

Die Beziehung zwischen Empfangsfrequenz f und Dopplerefrequenzverschiebung f_d ist [82]:

$$f = f_0 \cdot \left(1 + \frac{\Delta v}{c}\right) = f_0 + f_d \quad (3.21)$$

$$\text{mit } f_d = \frac{\Delta v}{c} \cdot f_0 \quad (\text{gemäß Gleichung (2.1)})$$

$$\text{gilt } \Delta v = \frac{f_d}{f_0} \cdot c, \quad (3.22)$$

Mit den Messdaten der Dopplerefrequenzverschiebung f_d wird die relative Geschwindigkeit Δv durch Gleichung (3.22) berechnet, die sich wiederum wie folgt zerlegen lässt:

$$\begin{aligned} \Delta v &= v_t + v_p \\ &= v_t + (\vec{e}_{x_0} \cdot \vec{e}_t \cdot v_{x_0} + \vec{e}_{y_0} \cdot \vec{e}_t \cdot v_{y_0} + \vec{e}_{z_0} \cdot \vec{e}_t \cdot v_{z_0}) \end{aligned} \quad (3.23)$$

Aus $p_x = \vec{e}_{x_0} \cdot \vec{e}_t$, $p_y = \vec{e}_{y_0} \cdot \vec{e}_t$ und $p_z = \vec{e}_{z_0} \cdot \vec{e}_t$ (siehe Gleichungen (3.7) bis (3.9)) folgt:

$$\Delta v = v_t + (p_x \cdot v_{x_0} + p_y \cdot v_{y_0} + p_z \cdot v_{z_0}) \quad (3.24)$$

Die relative Geschwindigkeit Δv hat einen Gleichanteil v_t von der Translation und einen Wechselanteil, der durch die Pendelbewegung v_p verursacht wird. Die einzelnen Beträge der Pendelbewegungen in \vec{e}_{x_0} -, \vec{e}_{y_0} - und \vec{e}_{z_0} -Richtung sind wegen der Projektionen in v_p

enthalten. Setzt man die Gleichungen (3.18), (3.19) und (3.20) in Gleichung (3.24) ein, gilt:

$$\begin{aligned}
\Delta v &= v_t + p_x \cdot x_1 \cdot \omega_p \cdot l \cdot \cos(\omega_p t + \phi_x + 90^\circ) \\
&\quad + p_y \cdot y_1 \cdot \omega_p \cdot l \cos(\omega_p t + \phi_y + 90^\circ) \\
&\quad - 2p_z \cdot \omega_p \cdot l \cdot \frac{x_1^2}{4} \cos(2\omega_p t + 2\phi_x + 90^\circ) \\
&\quad - 2p_z \cdot \omega_p \cdot l \cdot \frac{y_1^2}{4} \cos(2\omega_p t + 2\phi_y + 90^\circ) \\
&= \omega_p l \cdot \left(p_x \cdot x_1 \cos(\omega_p t + \phi_x + 90^\circ) + p_y \cdot y_1 \cos(\omega_p t + \phi_y + 90^\circ) \right) \\
&\quad - 2p_z \omega_p l \cdot \left(\frac{x_1^2}{4} \cos(2\omega_p t + 2\phi_x + 90^\circ) + \frac{y_1^2}{4} \cos(2\omega_p t + 2\phi_y + 90^\circ) \right)
\end{aligned} \tag{3.25}$$

Nun wird eine Fourier-Reihen-Entwicklung für das Δv -Signal angesetzt: $\Delta v \circ \bullet V$. Man definiert \widehat{V}_1 und \widehat{V}_2 als die ersten und zweiten spektralen Anteile von f_p und $2f_p$. Aus Gleichung (3.25) ist im Vergleich mit den Gleichungen (3.11)-(3.15) erkennbar:

$$\widehat{V}_1 = j\omega_p l \cdot (p_x \cdot \widehat{x}_1 + p_y \cdot \widehat{y}_1) \tag{3.26}$$

$$\widehat{V}_2 = -j2\omega_p \cdot l \left(p_z \cdot \frac{\widehat{x}_1^2 + \widehat{y}_1^2}{4} \right) \tag{3.27}$$

Die Dopplerefrequenzverschiebung f_d lässt sich direkt aus den Messdaten ablesen und ist somit als bekannt anzusehen. Mit Gleichung (3.22) kann Δv berechnet werden. Wendet man wiederum die Fourier-Reihen-Entwicklung für das berechnete Δv an, so werden \widehat{V}_1 und \widehat{V}_2 ermittelt. Man definiert \widehat{S}_1 und \widehat{S}_2 als erste und zweite Spektrallinie des Wegs (Auslenkung der Pendelbewegung). Der Weg entspricht der Integration der relativen Geschwindigkeit Δv über die Zeit, daher gilt:

$$\widehat{S}_1 = \frac{\widehat{V}_1}{j\omega_p} = l \cdot (\widehat{x}_1 \cdot p_x + \widehat{y}_1 \cdot p_y) \tag{3.28}$$

$$\widehat{S}_2 = \frac{\widehat{V}_2}{j2\omega_p} = -\frac{p_z l}{4} \cdot (\widehat{x}_1^2 + \widehat{y}_1^2). \tag{3.29}$$

Durch die Fourier-Transformation kann die Grundfrequenz der Pendelbewegung ω_p ermittelt werden. Anschließend wird daraus die Periode T_p berechnet. Die gewählte Länge eines Datensatzes ist immer mehrfach von T_p , damit das Leck-Effekt bei der weiteren Bearbeitung der Messdaten nicht mehr stört. Als nächstes werden p_x , p_y und p_z in Abhängigkeit von ϑ_0 ermittelt, um \widehat{x}_1 und \widehat{y}_1 mit Hilfe der Gleichungen (3.28) und (3.29) zu berechnen.

3.2.4 Ermittlung der Ruhelage der Pendelbewegung

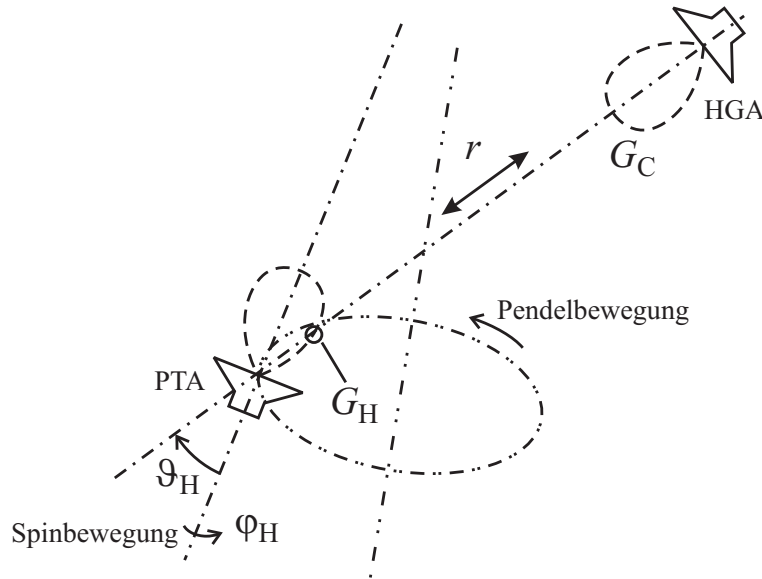


Abbildung 3.4: Geometrie der Telemetrieverbindung und Antennengewinn.

Aus der Radargleichung [75]

$$P_e = \frac{\lambda^2}{(4\pi)^2} \cdot \frac{P_s \cdot G_C \cdot G_H}{r^2} \quad (3.30)$$

lässt sich erkennen, dass die Empfangsleistung P_e proportional zum Gewinn der Huygens-Telemetrieantenne G_H und dem Gewinn der Cassini-Telemetrieantenne G_C (34,7 dB) ist [86]. Die Sendeleistung P_s der Huygens-Sonde beträgt 40,66 dBm, die Wellenlänge λ beträgt 15 cm. Die Abstiegsbahn der Huygens-Sonde wird aus den Daten verschiedener Experimente u.a. HASI und DWE von der *Descent Trajectory Working Group* (DTWG) rekonstruiert und kann hier auch als bekannt vorausgesetzt werden. Die Höhe der Huygens-Sonde über der Titan-Oberfläche wird durch den Radar-Höhenmesser ermittelt. Bekannt ist ebenfalls die Umlaufbahn des Cassini-Orbiters, so dass der Abstand r zwischen Cassini-Orbiter und Huygens-Sonde berechnet werden kann.

Da die Charakteristik der Huygens-Telemetrieantenne im Wesentlichen Rotationssymmetrisch ist, hat die Pedelbewegung in Abbildung 3.4 im Vergleich zur Spinbewegung einen großen Einfluss auf den Antennengewinn von G_H . Infolge dessen ist G_H eine zeitabhängige Größe, die Aufschluss auf die Pendelbewegung gibt.

Gleichung (3.30) lässt sich wie folgt umformen:

$$G_H(\vartheta_H(t), \varphi_H(t)) = \frac{P_e (4\pi r)^2}{\lambda^2 \cdot P_s \cdot G_C} \quad (3.31)$$

Mit bekannter Wellenlänge λ , Abstand r , Sendeleistung P_s , Gewinn der Cassini-Telemetrieantenne G_C und gemessener Empfangsleistung P_e lässt sich der Gewinnverlauf $G_H(\vartheta_H(t), \varphi_H(t))$ mit Hilfe der Gleichung (3.31) ermitteln.

Da die Pendelbewegung näherungsweise periodisch ist, ändert sich der Winkel $\vartheta_H = \sphericalangle(\vec{e}_H \vec{e}_t)$ zwischen der Hauptachse der Huygens-Sonde \vec{e}_H und dem Vektor der Telemetrier Verbindung \vec{e}_t in Abbildung 3.3 ebenfalls periodisch. Die Pendelbewegung verursacht also periodische Schwankungen der Empfangsleistung.

Da α , β durch die Integration der ermittelten Geschwindigkeit der Huygens-Sonde und bekannter Flugbahn des Cassini-Orbiters berechnet werden können (siehe Abschnitt 2.4), sind nur p_x und p_z von ϑ_0 abhängig (siehe Gleichungen (3.7), (3.8) und (3.9)). Um ϑ_0 zu bestimmen, muss die Signaldämpfung bzw. Empfangsleistung des Telemetriesignals herangezogen werden. In Abbildung 3.5 ist die 3D-Charakteristik der Huygens-Telemetrieantenne dargestellt. Die drei Ellipsen sind die Projektionen von drei exemplarisch erzeugten Pendelbewegungen auf die Charakteristik der Huygens-Telemetrieantenne. Die Pendelbewegung verursacht aufgrund der Winkelabhängigkeit der Antennencharakteristik der Huygens-Telemetrieantenne eine Amplitudenmodulation auf der Telemetrier Verbindung zwischen Cassini-Orbiter und Huygens. Diese Bewegung der Huygens-Telemetrieantenne äußert sich in einer Schwankung der Empfangsleistung. In Abbildung 3.5 erkennt man die Laufbahnen der Pendelbewegungen für verschiedene ϑ_0 -Winkel. Falls man die Schwankung der Empfangsleistung aufgrund der Unregelmäßigkeit der Antennencharakteristik in Azimut-Richtung durch Mittelung über mehrere Perioden der Empfangsleistung unterdrückt, so ergeben sich für die drei Beispiele gemäß Abbildung 3.6. Aus dem modulierten Empfangssignal wird auf die Steigung der modulierenden Gewinnfunktion rückgeschlossen, aus der sich wiederum der Elevationswinkel ϑ_0 rekonstruieren lässt. Anschließend wird dieser Vorgang erläutert.

Aus der Integration von Δv über der Zeit wird die Projektion der Bewegung der Huygens-Sonde auf die Telemetrier Verbindung berechnet. Im nächsten Schritt wird unter Verwendung der zuvor ermittelten Werte für die Projektion der Huygens-Sonde auf die Telemetrier Verbindung das jeweils zu den einzelnen ϑ_0 Werten gehörende Empfangssignal berechnet. Das berechnete Empfangssignal kann mit dem gemessenen bzw. synthetisch erzeugten Empfangssignal verglichen werden, um den ϑ_0 -Winkel rückwärts zu ermitteln. Nach der Berechnung, die mit den synthetisch erzeugten Daten durchgeführt worden ist, kann der ϑ_0 -Winkel bis auf 2° genau ermittelt werden. In Abbildung 3.7 wird ein Beispiel für die Ermittlung des ϑ_0 -Winkels dargestellt.

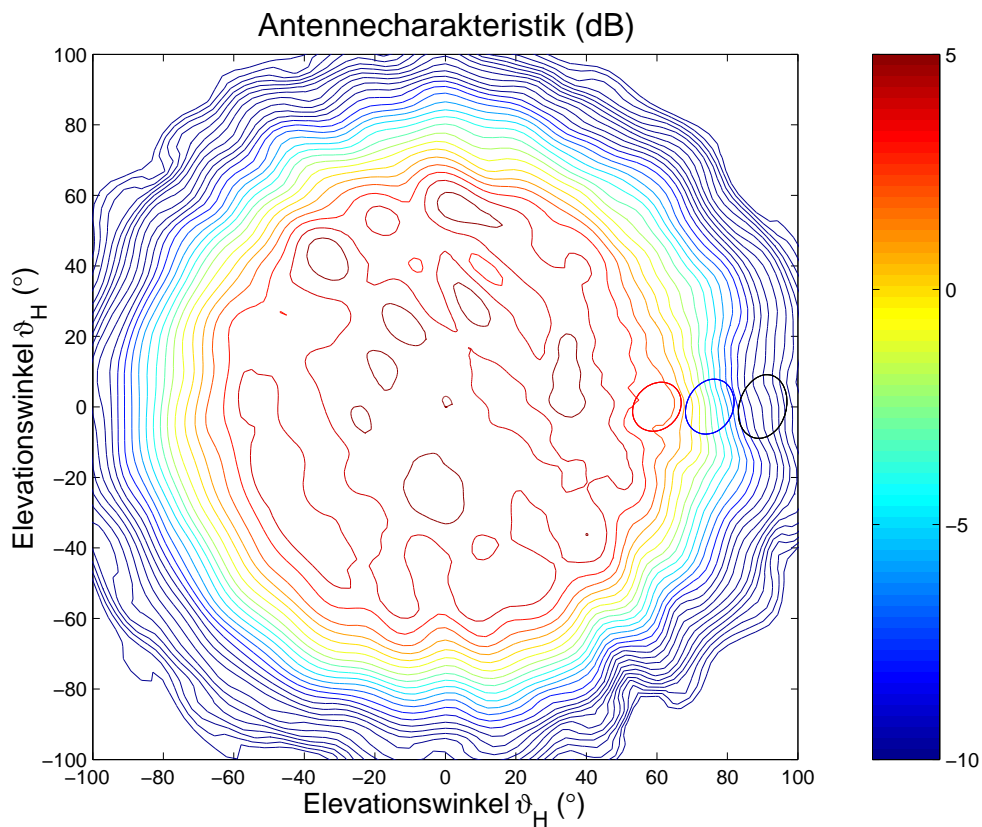


Abbildung 3.5: Kontouren der 3D-Charakteristik der Huygens-Telemetrieantenne für Kanal 1 mit 2,02 GHz (siehe Abbildung 3.2). Die drei Ellipsen entsprechen Projektionen der Pendelbewegungen mit 6° -Ausschlag für ϑ_0 gleich 0° , 15° und 30° (ϑ_0 siehe Abbildung 3.3). Aufgrund der Pendelbewegung verändert sich die Position der Huygens-Telemetrieantenne, so dass der Vektor der Telemetrierverbindung zwischen Cassini-Orbiter und Huygens-Sonde unterschiedliche Elevations- und Azimutwinkel in der Charakteristik der Huygens-Telemetrieantenne aufweist.

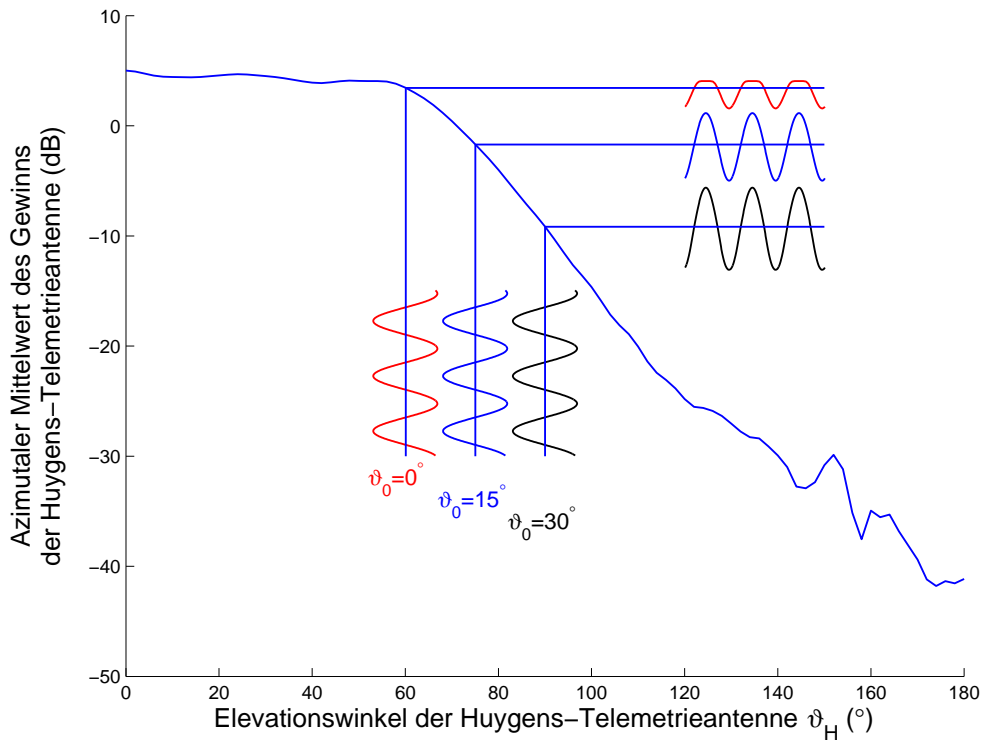


Abbildung 3.6: Die Kurve zeigt den azimutalen Mittelwert der Antennencharakteristik $G_H(\vartheta, \varphi)$ über φ . Die durch Pendelbewegung verursachte Schwankung des Elevationswinkels in der Antennencharakteristik verursacht die Leistungsschwankung des Telemetriesignals. Bei unterschiedlichem ϑ_0 -Winkel ist die Höhe der Schwankung ebenfalls unterschiedlich.

Nach Ermittlung von ϑ_0 wie in Abbildung 3.7 dargestellt können die Projektionen p_x , p_y und p_z mit den Gleichungen (3.7) bis (3.9) berechnet werden. Die Phasoren der zwei unabhängigen Komponenten der Pendelbewegung \hat{x}_1 und \hat{y}_1 lassen sich mit den Gleichungen (3.28) und (3.29) bestimmen:

$$\left\{ \begin{array}{l} \hat{x}_1 = \frac{\hat{S}_1 p_x p_z + \sqrt{-4p_x^2 p_y^2 p_z \hat{S}_2 - 4p_z p_y^4 \hat{S}_2 - p_z^2 p_y^2 \hat{S}_1^2}}{p_z (p_x^2 + p_y^2) l} \\ \hat{y}_1 = \frac{\hat{S}_1 p_y p_z - \sqrt{-4p_x^2 p_y^2 p_z \hat{S}_2 - 4p_z p_x^4 \hat{S}_2 - p_z^2 p_x^2 \hat{S}_1^2}}{p_z (p_x^2 + p_y^2) l} \end{array} \right. \quad (3.32)$$

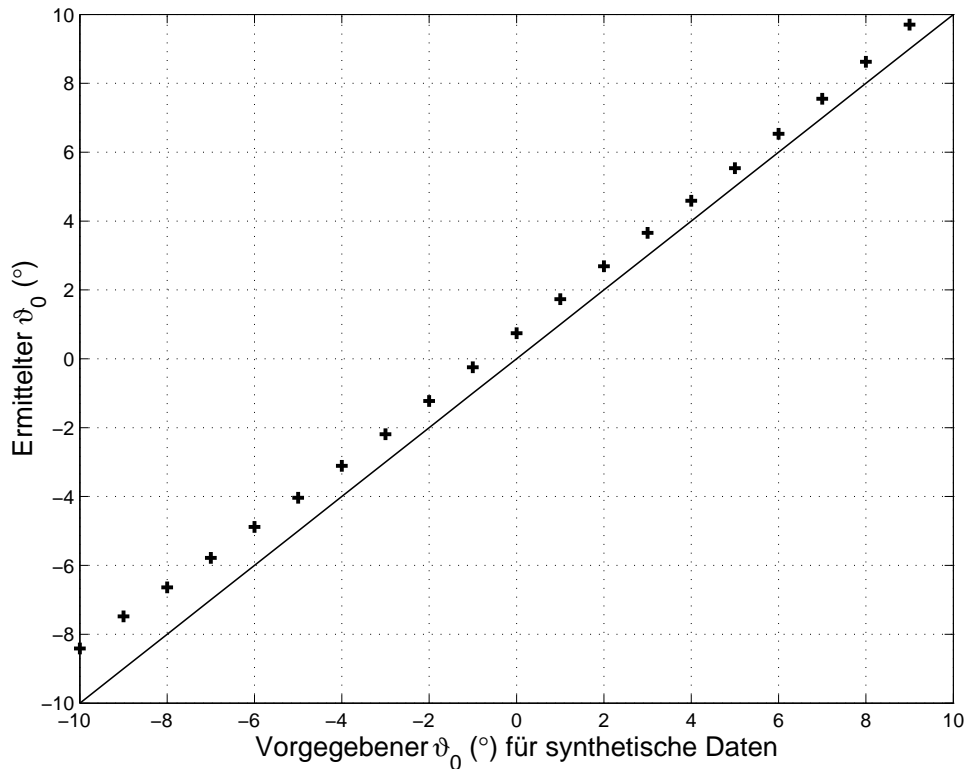


Abbildung 3.7: Beispiel für die Ermittlung des ϑ_0 -Winkels. Mit den Vorgaben $x_1 = 0,12$ (entspricht $6,8^\circ$), $y_1 = 0,1$ (entspricht $5,7^\circ$), $f_p = 0,1$ Hz, $\alpha = 60^\circ$ und $\beta = 30^\circ$ werden die Daten für die Pendelbewegung erzeugt. Mit dem Verfahren in Abschnitt 3.2.4 wird ϑ_0 -Winkel ermittelt. Aus der Abbildung ist erkennbar, dass die Genauigkeit der Ermittlung für den gegebenen Fall kleiner als 2° ist.

und

$$\left\{ \begin{array}{l} \hat{x}_1 = \frac{\hat{S}_1 p_x p_z - \sqrt{-4p_x^2 p_y^2 p_z \hat{S}_2 - 4p_z p_y^4 \hat{S}_2 - p_z^2 p_y^2 \hat{S}_1^2}}{p_z (p_x^2 + p_y^2) l} \\ \hat{y}_1 = \frac{\hat{S}_1 p_y p_z + \sqrt{-4p_x^2 p_y^2 p_z \hat{S}_2 - 4p_z p_x^4 \hat{S}_2 - p_z^2 p_x^2 \hat{S}_1^2}}{p_z (p_x^2 + p_y^2) l} \end{array} \right. \quad (3.33)$$

Die Phasoren der Pendelbewegung \hat{x}_1 sowie \hat{y}_1 lassen sich auf den Gleichungen (3.32) und (3.33) berechnen. Es besteht also zwei Lösungen. Mit dem Telemetriesignal allein ist nicht möglich, aus den beiden Lösungen zu entscheiden, welche die richtige ist. Aber durch die Informationen anderer Experimente ist durchaus möglich, die richtige Lösung von den beiden herauszufinden, z.B. Durch den Sonnensensor an Bord.

3.3 Einfluss der Spinbewegung

Neben der Pendelbewegung der Huygens-Sonde ist die Spinbewegung auch von großem Interesse. Mit dem Beschleunigungsmesser [43] an Bord der Huygens-Sonde lässt sich die Winkelgeschwindigkeit der Spinbewegung feststellen, für die eine Spinfrequenz von weniger als 0,1 Hz erwartet wird. Mit den Cassini/Huygens-Telemetriesignalen ist es relativ schwierig, die Phase der Spinbewegung zu ermitteln, weil die bislang analysierten Signale unempfindlich gegenüber der Spinphase sind. Es besteht jedoch die Möglichkeit, die wahrscheinlichste Spinphase zu finden, indem die Variation der Charakteristik der Huygens-Telemetrieantenne in Azimut-Richtung ausgenutzt wird. Die Empfangsleistung des Telemetriesignals kann als Funktion der Zeit mit den zuvor ermittelten Parametern der Pendelbewegung und einer zusätzlichen, beliebig angesetzten Anfangsphase als „Testphase“ rekonstruiert werden. Als nächstes wird das rekonstruierte Signal mit dem Messsignal korreliert. Vorausgesetzt, dass das Pendelbewegungsmodell zutreffend ist, und die vorher ermittelten Parameter korrekt sind, ist das rekonstruierte Signal mit der korrekten „Testphase“ dem gemessenen gleich oder zumindest sehr ähnlich. Damit wird das rekonstruierte Signal mit dem Messsignal den größten Korrelationskoeffizienten aufweisen. Das rekonstruierte Signal mit der richtigen Spinphase hat die richtig überlagerte Variation in Abhängigkeit der Zeit und damit die größte Ähnlichkeit mit dem Messsignal, wobei unter der überlagerten Variation die Variation des Gewinns der Huygens-Telemetrieantenne in Azimut-Richtung zu verstehen ist. In der Abbildung 3.8 wird so ein Beispiel dargestellt. Der Sollwert der Spinphase beträgt 60° . Für die Phasoren der Komponenten der Pendelbewegung werden die gleichen Werten wie in Abbildung 3.7 verwendet.

Im vorliegenden Kapitel wurde von einem deterministischen Modell der Pendelbewegung ausgegangen, worauf die zugehörige Lösung basiert. Mit Hilfe der Dopplerefrequenzverschiebung des Trägersignals der Telemetrierbindung (Phaseninformation) und der Empfangsleistungsschwankung des Telemetriesignals (Amplitudeninformation) werden die angesetzten Phasoren der Komponenten der Pendelbewegung sowie der Elevationswinkel der Ruhelage der Pendelbewegung der Huygens-Sonde ermittelt. Um eine weniger störempefindliche Lösung zu finden, wird im nächsten Kapitel ein einfacheres Modell angenommen, welches mit Hilfe signaltheoretischer Methoden leichter zu berechnen ist.

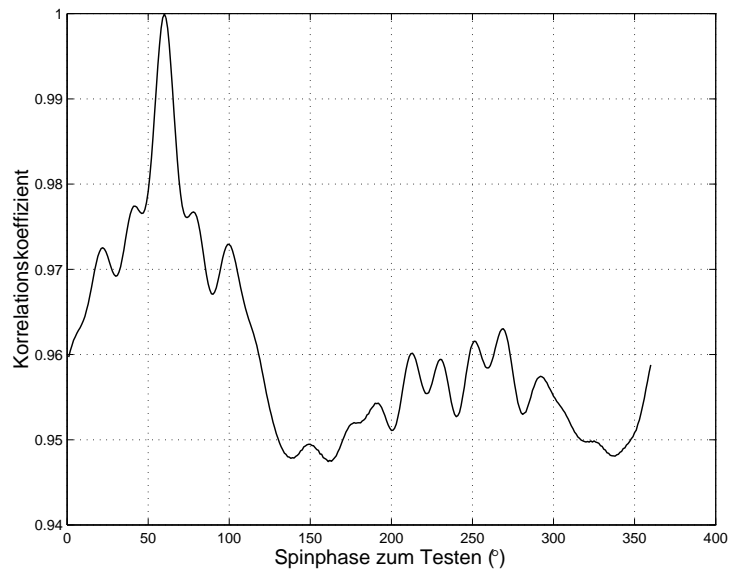


Abbildung 3.8: Beispiel für die Ermittlung der Spinphase. Mit den ermittelten Phasoren und der Ruhelage der Pendelbewegung sowie einer „Testphase“ wird die Leistung des Empfangssignal in Bezug auf diese „Testphase“ rekonstruiert. Dieses wird mit der Leistung der Messdaten des Empfangssignals korreliert. Vorausgesetzt, dass die ermittelten Phasoren und die Ruhelage der Pendelbewegung korrekt sind, stimmt die rekonstruierte Leistung des Empfangssignals bei korrekter „Testphase“ mit den Messdaten überein, und der Korrelationskoeffizient beträgt im idealen Fall 1.

Kapitel 4

Analyse der synthetisch erzeugten Empfangsleistung der Telemetrieverbinding (Amplitudeninformation)

Im vorhergehenden Kapitel wurde ein deterministisches Modell eingesetzt. Das angesetzte Modell verliert seine Gültigkeit, falls in der Praxis nicht vorhersehbare Störungen auftreten. Um das zu verhindern, muss das Modell auf sinnvolle Weise möglichst viele Faktoren berücksichtigen. Wichtig ist ebenfalls die Robustheit bzw. Störungsempfindlichkeit des Modells.

Ein mögliches Szenario für ein Modellversagen in Kapitel 3 liegt beispielsweise vor, wenn die Windturbulenz so stark ist, dass die mechanische gedämpfte Pendelbewegung [86] nicht über eine gewisse Zeit lang stabil bleibt und somit nicht für ein ausreichend großes Zeitintervall (mehrere Perioden) als konstant betrachtet werden kann. In dem vorliegenden Kapitel wird eine Methode entwickelt, die mit Hilfe der Signaltheorie die synthetisch erzeugte Empfangsleistung auswertet, woraus anschließend die gesuchten Parameter der Pendelbewegung der Huygens-Sonde berechnet werden können. Durch diese Methode lassen sich die Ruhelage und der Ausschläge der Komponenten der 3D-Pendelbewegung ermitteln, die eine Projektion auf die Telemetrieverbinding hat. Man verliert allerdings die Information über den Ausschlag der anderen Komponente der 3D-Pendelbewegung, die senkrecht zu der Telemetrieverbinding ist.

4.1 Rekonstruktion der Pendelbewegung durch Spektralanalyse der modulierten Empfangsleistung unter Berücksichtigung der Antennencharakteristik der Huygens-Sonde

Es ist ausgesprochen unzuverlässig, allein aus den Messdaten oder, wie im vorliegenden Fall, aus den synthetisch erzeugten Messdaten die gesuchten Eigenschaften des Systems ohne Modellannahme explizit zu bestimmen. Wesentlich vorteilhafter ist es, mit den durch die Parametrisierung festgelegten Modellgrößen (hier Phasoren der sinusförmigen Pendelbewegungen) die Systemeigenschaften durch die Schätzung der synthetisierten Messdaten vorherzusagen. Die Messdaten werden dann mit den Daten verglichen, die für ausgewählte Parametersätze berechnet werden, um so letztendlich durch vollständige Suche die gesuchten Parameter zu ermitteln.

Wie bereits in Abschnitt 3.2 erläutert wurde, kann man die Bewegung der Huygens-Sonde in Translation, Pendelbewegung und Spinbewegung aufteilen. Dazu wurde angenommen, dass die Teilbewegungen über eine gewisse Zeit lang (mehrere Perioden der Pendelbewegung) als stabil betrachtet werden können. In der Realität können Turbulenzen und Böen die Translation stark stören. Diese Änderung der Translationsgeschwindigkeit wirkt auf die Dopplereffrequenzverschiebung des Telemetriesignals, die vom Cassini-Orbiter gemessen wird. Die Folge davon ist, dass die von der Pendelbewegung verursachte Dopplereffrequenzverschiebung mit einer Störung überlagert ist, obwohl die Pendelbewegung selbst relativ stabil bleibt. Die von der Pendelbewegung verursachte Dopplereffrequenzverschiebung kann nicht mehr zur Bestimmung der Parameter der Pendelbewegung herangezogen werden kann. Das Signal wird inkohärent und die Phaseninformation auf der Dopplereffrequenzverschiebung geht verloren. Bei zu hohem Rauschen ist die Dopplereffrequenzverschiebung ebenfalls inkohärent und kann nicht einer Spektralanalyse unterzogen werden.

In diesem Falls steht allein das Automatic Gain Control-Signal (AGC-Signal) bzw. die Leistung des Empfangssignals zur Verfügung. Die Leistungsbilanzschwankungen der Telemetrierbindung sind im Wesentlichen eine Funktion des Winkels zwischen der Hauptachse der Huygens-Sonde und dem Richtungsvektor der Telemetrierbindung $\vartheta_H = \sphericalangle \vec{e}_H \vec{e}_t$ (siehe Abbildungen 3.3, 3.4). Die Komponente der Pendelbewegung, die sich in der (\vec{e}_H, \vec{e}_t) -Ebene befindetet, wird hierbei ermittelt. Die zweite Komponente, die senkrecht zu der (\vec{e}_H, \vec{e}_t) -Ebene ist, kann so nicht ermittelt werden. Darüber hinaus

befindet sich diese Komponente in Azimut-Richtung der Huygens-Telemetrieantenne und verursacht keine periodische Leistungsschwankung.

Obwohl die Dopplereffrequenzverschiebung aufgrund des Rauschens oder abrupter Änderung der Translation zur Ermittlung der Pendelbewegung nicht eingesetzt werden kann, bleibt die Pendelbewegung jedoch aufgrund der Trägheit und Dämpfer des Pendelsystems aus Fallschirm und Huygens-Sonde relativ stabil, so dass die Empfangsleistung weiterhin eine gewisse Periodizität besitzt. Die Spektralanalyse der Empfangsleistung gibt Aufschluss über die Pendelbewegung. Die Leistungsfunktion $G_H(\vartheta_H, \varphi_H)$ in Gleichung (3.31) ist vom Azimutwinkel φ_H und Elevationswinkel ϑ_H abhängig. Der näherungsweise sinusförmig variierende ϑ_H -Winkel wird mit dem Gleichanteil ϑ_{H0} und der Amplitude ϑ_{H1} angesetzt als:

$$\vartheta_H(t) = \vartheta_{H0} + \vartheta_{H1} \cdot \cos(\omega_p t + \phi_\vartheta). \quad (4.1)$$

Nun wird die Funktion $G_H(\vartheta_H, \varphi_H)$, welche die Charakteristik der Huygens-Telemetrieantenne darstellt, in eine von φ_H unabhängige Funktion $G_\vartheta(\vartheta_H)$ und eine von ϑ_H und φ_H abhängige Funktion $G_{\vartheta\varphi}(\vartheta_H, \varphi_H)$ aufgeteilt.

$$G_H(\vartheta_H, \varphi_H) = G_\vartheta(\vartheta_H) + G_{\vartheta\varphi}(\vartheta_H, \varphi_H) \quad (4.2)$$

In Gleichung (4.2) steht $G_\vartheta(\vartheta_H)$ für den azimutalen Mittelwert von $G_H(\vartheta_H, \varphi_H)$ über φ_H , $G_{\vartheta\varphi}(\vartheta_H, \varphi_H)$ für die Variation der Strahlungscharakteristik der Huygens-Telemetrieantenne über φ_H :

$$G_\vartheta(\vartheta_H) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} G_H(\vartheta_H, \varphi_H) d\varphi_H \quad (4.3)$$

Mit den Parametern ϑ_{H0} , ϑ_{H1} und ω_p , die allerdings noch zu ermitteln sind, lässt sich ϑ_H deterministisch berechnen und ist als eine deterministische Variable anzusehen. φ_H ist der Azimutwinkel der Telemetrie-Verbindung und somit die Phase der Spinbewegung, dessen Wahrscheinlichkeit gleichmäßig zwischen 0 und 2π verteilt ist. Daher setzt man φ_H als eine im Bereich $[0, 2\pi)$ gleichverteilte Zufallsvariable an [3]. $G_\vartheta(t)$ ist somit eine deterministische Variable und $G_{\vartheta\varphi}(t)$ eine Zufallsvariable. Setzt man eine Fourier-Reihen-Entwicklung für den zeitlichen Gewinnverlauf $G_H(t)$ an und nimmt den Mittelwert als Abschätzung für die Erwartungswerte [3], [4], so gilt:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}(\mathcal{F}(G_H(\vartheta_H(t), \varphi_H(t)))) &= \mathcal{E}(\mathcal{F}(G_\vartheta(\vartheta_H(t)) + G_{\vartheta\varphi}(\vartheta_H(t), \varphi_H(t)))) \\ &= \mathcal{E}(\mathcal{F}(G_\vartheta(\vartheta_H(t)))) + \mathcal{E}(\mathcal{F}(G_{\vartheta\varphi}(\vartheta_H(t), \varphi_H(t)))) \end{aligned} \quad (4.4)$$

Bei dem Ansatz der Fourier-Reihen-Entwicklung und der Bildung der Erwartungswerte handelt es sich um lineare Operationen, weshalb die Reihenfolge der Operationen

vertauscht werden kann. Der zweite Term in Gleichung (4.4) lautet dann:

$$\mathcal{E}(\mathcal{F}(G_{\vartheta\varphi}(\vartheta_H(t), \varphi_H(t)))) = \mathcal{F}(\mathcal{E}(G_{\vartheta\varphi}(\vartheta_H(t), \varphi_H(t)))) \quad (4.5)$$

$G_{\vartheta\varphi}$ ist die Variation der Leistungsfunktion über den Azimutwinkel, die keinen Gleichanteil besitzt und deren betreffender Erwartungswert gleich null ist. Es gilt also:

$$\mathcal{E}(\mathcal{F}(G_{\vartheta\varphi}(\vartheta_H(t), \varphi_H(t)))) = 0. \quad (4.6)$$

Da G_{ϑ} eine deterministische Variable ist, gilt:

$$\mathcal{E}(\mathcal{F}(G_{\vartheta}(\vartheta_H(t)))) = \mathcal{F}(G_{\vartheta}(\vartheta_H(t))) \quad (4.7)$$

Damit folgt:

$$\mathcal{E}(\mathcal{F}(G_H(\vartheta_H(t), \varphi_H(t)))) = \mathcal{F}(G_{\vartheta}(\vartheta_H(t))) = \mathcal{F}(G_{\vartheta}(\vartheta_{H0}, \vartheta_{H1}, t)) \quad (4.8)$$

Wenn mehrere Perioden des Leistungssignals $G_H(t)$ für die Fourier-Reihen-Entwicklung zur Verfügung stehen, ist die Fouriertransformation eine Abschätzung für $\mathcal{E}(\mathcal{F}(G_{\vartheta\varphi}(\vartheta(t), \varphi(t))))$, und lässt sich als Spektrum $\mathcal{F}(G_{\vartheta}(\vartheta_{H0}, \vartheta_{H1}, t))$ darstellen (siehe Gleichung (4.8)).

Der Betrag einer Spektrallinie im Spektrum $\mathcal{F}(G_{\vartheta}(\vartheta_{H0}, \vartheta_{H1}, t))$ ist eine zeitabhängige Funktion mit zwei Parametern ϑ_{H0} und ϑ_{H1} . Man kann also $F_1(\vartheta_{H0}, \vartheta_{H1})$ und $F_2(\vartheta_{H0}, \vartheta_{H1})$, welche die Beträge der ersten und zweiten Spektrallinie des Spektrums repräsentieren, als zwei von ϑ_{H0} und ϑ_{H1} abhängige Funktionen ansetzen. Mit der deterministischen Funktion G_{ϑ} in Abhängigkeit von ϑ_{H0} und ϑ_{H1} lassen sich F_1 und F_2 berechnen. In Abbildung 4.1 sind die zwei Funktionen $F_1(\vartheta_{H0}, \vartheta_{H1})$ und $F_2(\vartheta_{H0}, \vartheta_{H1})$ farbig dargestellt.

Mit Hilfe synthetisierter Daten wird nun die Funktionsweise der Rekonstruktionsmethode anhand eines konkreten Beispiels beschrieben. Zunächst wird eine Fourier-Reihen-Entwicklung der über der Zeit abgetasteten Messdaten der Empfangsleistung durchgeführt. Die Abtastrate beträgt 8 Hz. Man erhält damit die Beträge der ersten und zweiten Spektrallinie. Für eine Frequenz der Pendelbewegung von $f_p = 0,1$ Hz und eine Frequenz der Spinbewegung von $f_s = 0,0723$ Hz (Diese Werte wurden gewählt, damit f_p und f_s in keinem ganzzahligen Verhältnis zueinander stehen.) sowie für $\vartheta_{H0} = 60^\circ$ und $\vartheta_{H1} = 10^\circ$ ist das synthetisch erzeugte Leistungssignal in Abbildung 4.2 dargestellt.

Wenn man die Fourier-Reihen-Entwicklung mit einer ganzzahligen Anzahl von Perioden durchführt, entspricht dies einer Fourier-Reihen-Entwicklung mit jeder einzelnen Periode und einer anschließenden Mittelung. Man erhält daraus eine Abschätzung für die Erwartungswerte des Spektrums. Für das in Abbildung 4.2 dargestellte Signal der

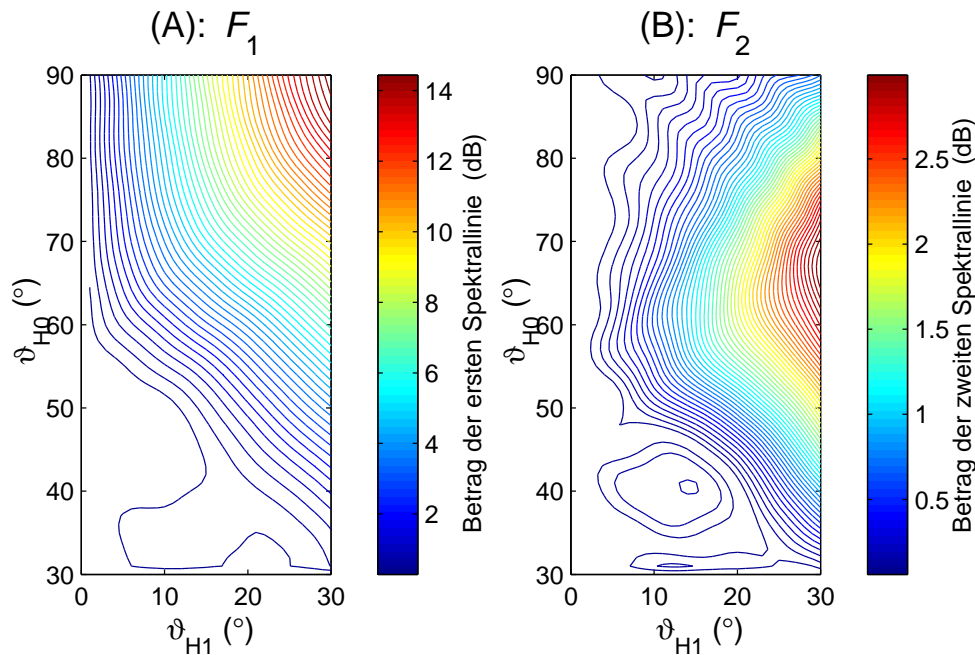


Abbildung 4.1: Die erste und zweite Spektrallinie der Empfangsleistungschwankungen verursacht durch die Antennencharakteristik in Abhängigkeit von ϑ_{H0} , dem Winkel zwischen der Hauptachse der Huygens-Sonde und dem Vektor der Telemetrie-Verbindung, und ϑ_{H1} , dem Ausschlag der Pendelbewegung.

Empfangsleistung wird gemäß Gleichung (4.8) eine Fourier-Reihen-Entwicklung angesetzt. Die dadurch ermittelte erste und zweite Spektrallinie sind $F_1 = 1,8191$ und $F_2 = 0,5858$. Die Kurve in Abbildung 4.3(A) für $F_1(\vartheta_{H0}, \vartheta_{H1},) = 1,8191$ und die Kurve in Abbildung 4.3(B) für $F_2(\vartheta_{H0}, \vartheta_{H1}) = 0,5858$ kreuzen sich bei $\vartheta_{H0} = 60,03^\circ$ und $\vartheta_{H1} = 9,66^\circ$. Die ermittelten Werte liegen den angesetzten Werten $\vartheta_{H0} = 60^\circ$ und $\vartheta_{H1} = 10^\circ$ sehr nahe. Der Fehler der Ermittlung ist auf die Variation der Antennencharakteristik in Azimut-Richtung und die endliche Länge des Datensatzes zurückzuführen. Wenn der Datensatz unendlich lang sein dürfte, wäre die Wirkung der rauschenähnlichen Variation der Antennencharakteristik in Azimut-Richtung vollständig ausgeglichen. Aber wenn der Datensatz lang ist, gilt nicht mehr die Annahme, dass die Pendelbewegung innerhalb eines Datensatzes konstant ist. Deshalb muss ein Kompromiss für die Länge des Datensatzes gefunden werden.

Zur Ermittlung der Parameter ϑ_{H0} und ϑ_{H1} werden die erste und die zweite Spektrallinie durch Fourier-Reihen-Entwicklung bestimmt und eingesetzt. Für die unbekannt Parameter können theoretisch Spektrallinien höherer Ordnungen eingesetzt werden. Jedoch steigt mit zunehmender Ordnung der Spektrallinie der relative Fehler durch

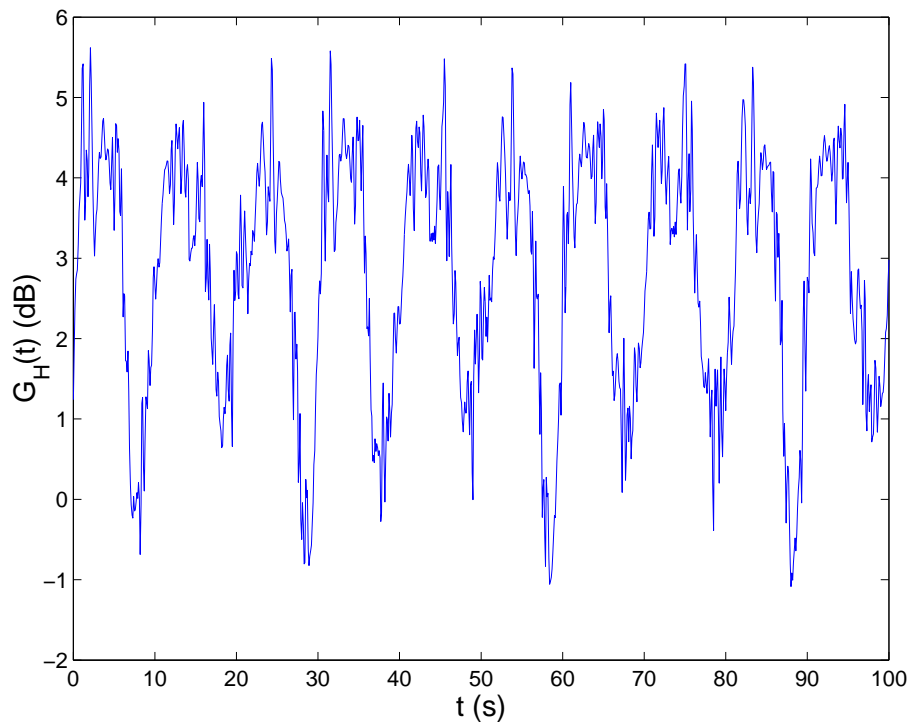


Abbildung 4.2: Synthetisch erzeugtes Signal der Empfangsleistung für die Parameter: Pendelfrequenz $f_p = 0,1$ Hz, Spinfrequenz $f_s = 0,0723$ Hz, $\vartheta_{H0} = 60^\circ$, $\vartheta_{H1} = 10^\circ$. Die periodische Schwankung der Empfangsleistung wird durch die Pendelbewegung und die Charakteristik der Huygens-Telemetrieantenne (siehe Abbildung 3.2) verursacht. Die darauf überlagerte Schwankung wird durch die Variation der Antennencharakteristik in Azimut-Richtung verursacht. Im idealfall, dass der Datensatz unendlich lang wäre, stimmen für diesen, hier nur zu Testzwecken ausgewählten Parametersatz, die ermittelten Werte für ϑ_{H0} und ϑ_{H1} mit den tatsächlichen Werten überein.

Rauschen und Messfehler. Man verzichtet an dieser Stelle ebenfalls auf die 0-te Ordnung des Spektrums bzw. auf den Gleichanteil des Signals im Zeitbereich. Die atmosphärische Dämpfung beispielsweise verursacht einen zeitlich relativ konstanten Fehler, der nicht ermittelt werden kann. Somit ist der Gleichanteil des Signal durch einen unbekanntem Fehler verfälscht.

Bei dieser Methode erhält man ein verallgemeinertes Funktionensystem mit zwei „Gleichungen“ (Beschränkungsbedingungen), mit denen idealerweise die zwei Unbekannten eindeutig bestimmt werden. Der Messfehler und die Schwankung der Antennencharakteristik über den Azimutwinkel φ_H können durch die Bestimmung des Erwartungswertes,

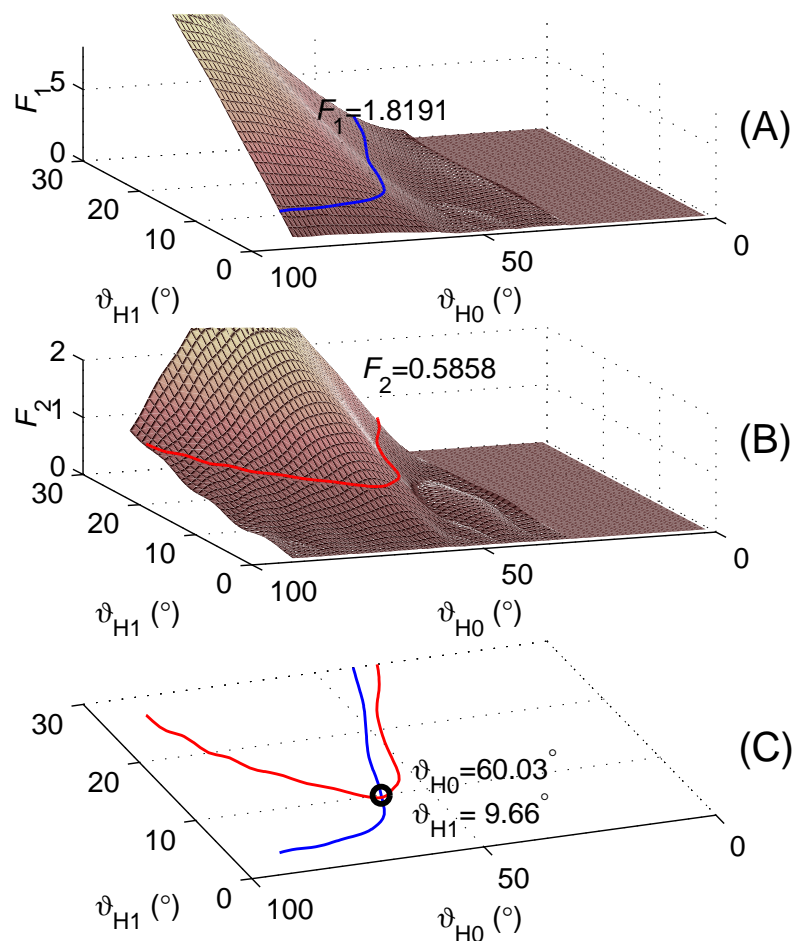


Abbildung 4.3: Beschreibung der 1. Spektrallinie (blau) des ϑ -Winkels für $F_1 = 1,8191$ (A) und der 2. Spektrallinie (rot) des ϑ -Winkels für $F_2 = 0,5858$ (B). Ihr Kreuzungspunkt ist die Lösung für $\vartheta_{H0} = 60,03^\circ$ und $\vartheta_{H1} = 9,66^\circ$ (C). Die Sollwerte für ϑ_{H0} und ϑ_{H1} sind $\vartheta_{H0} = 60^\circ$, $\vartheta_{H1} = 10^\circ$. Das Beispiel zeigt, dass die Sollwerte durch diese Methode mit nur geringer Abweichung gefunden werden können.

also durch die Mittelung der Daten über mehrere Perioden der Pendelbewegung verringert werden.

In Abbildung 4.1 erkennt man, dass für $\vartheta_{H0} < 60^\circ$ die Kurven für konstante F_1 und F_2 nahezu parallel verlaufen. Aus der Theorie linearer Gleichungssysteme ist bekannt, dass keine Lösung vorhanden ist, wenn zwei Gleichungen linear abhängig sind, d.h., wenn die Vektoren parallel verlaufen. Verlaufen zwei Vektoren nahezu parallel, ist das Gleichungssystem schlecht konditioniert [92]. Dies gilt in ähnlicher Weise für verallgemeinertes Funktionssystem. Wenn die zwei Kurven parallel verlaufen bzw. keinen Kreuzungspunkt miteinander haben, liegt keine Lösung vor. Falls die Steigungsdifferenz der zwei Kurven in der Nähe des Kreuzungspunktes zu klein ist, verursacht eine kleine Schwankung große Fehler in der Lösung. Ein ungünstiger Fall liegt vor, wenn die Steigung $\frac{dG_\vartheta(\vartheta_H)}{d\vartheta_H}$ im Bereich für $\vartheta_{H0} \leq 60^\circ$ zu klein wäre. Der Elevationswinkel ϑ_H schwankt jedoch nach jetzigen Kenntnissen während der Mission zwischen 60° und 90° , d.h., wenn die Ruhelage der Pendelbewegung aufgrund der großen Masse der Sonde (318 kg) relativ senkrecht ist, ist $\vartheta_{H0} \geq 60^\circ$ mit großer Wahrscheinlichkeit gewährleistet.

4.2 Statistische Analyse zur Rekonstruktion der Pendelbewegung mit Hilfe eines stochastischen Modells für starke Fluktuationen des Windhöhenprofils

Das Pendelbewegungsmodell in Abschnitt 4.1 beruht auf der Annahme, dass die Variation des Windes moderat ist, so dass für einen begrenzten Zeitraum von einer konstanten Periodizität ausgegangen werden konnte. Für den Fall, dass Windböen die Pendelbewegung von Periode zu Periode stark verändern, können die Schwankungen des Winkels ϑ_H nicht als sinusförmig angenommen werden, womit das beschriebene Bewegungsmodell seine Gültigkeit verliert.

Wenn die Spektralanalyse der Empfangsleistung, wie in Abschnitt 4.1 geschildert wird, keine Periodizität zeigt, ist die Bewegung der Huygens-Sonde nicht als periodische Pendelbewegung anzusetzen. Der ϑ_H -Winkel zwischen der Hauptachse der Huygens-Sonde und dem Richtungsvektor der Telemetrier Verbindung besitzt jedoch einen Mittelwert, der im Laufe der Zeit einer kontinuierlichen Abweichung unterliegt. In diesem Fall ist eine Gauß-Verteilung für den ϑ_H -Winkel ein sinnvoller Ansatz, allerdings steht dabei keine

Spektralanalyse als Lösungsmethode zur Verfügung. Der Winkel der Spinphase φ_H liegt beliebig zwischen 0 und 2π , daher ist die Gleichverteilung eine geeignete Auswahl. Man kann die Verteilung der Messdaten mit den angesetzten Verteilungen vergleichen, die von den Parametern ϑ_{H0} und $\vartheta_{H\delta}$ abhängen, um so die Parameter ϑ_{H0} und $\vartheta_{H\delta}$ abzuschätzen. Dabei ist ϑ_{H0} der Erwartungswert und $\vartheta_{H\delta}$ die Varianz des Winkels ϑ_H . Es handelt sich hierbei um eine Art „worst case“-Lösung.

Die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung in Abhängigkeit von ϑ_{H0} und $\vartheta_{H\delta}$ wird durch eine numerische Methode ermittelt.

Für die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen des ϑ_H -Winkels und des φ_H -Winkels gilt:

$$\text{Normalverteilung} \quad f_{\theta}(\vartheta_H) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\vartheta_{H\delta}^2}} \cdot \exp\left(-\frac{(\vartheta_H - \vartheta_{H0})^2}{2\vartheta_{H\delta}^2}\right) \quad (4.9)$$

$$\text{Gleichverteilung} \quad f_{\phi}(\varphi_H) = \frac{1}{2\pi} \quad \text{für} \quad 0 \leq \varphi < 2\pi \quad (4.10)$$

Es wird nun eine genügend große Menge Daten von ϑ_H und φ_H erzeugt, die den Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen in den Gleichungen (4.9) und (4.10) unterliegen. Anschließend setzt man die ϑ_H und φ_H -Daten in $G_H(\vartheta_H, \varphi_H)$ ein. Dann erfolgt eine Berechnung der Dichteverteilung von $G_H(\vartheta_H, \varphi_H)$. Wenn die Datenmenge ausreichend groß ist, entspricht diese numerisch berechnete Dichteverteilung der Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung von $G_H(\vartheta_H, \varphi_H)$.

In Abbildung 4.4 wird die numerisch berechnete Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung von $G_H(\vartheta_H, \varphi_H)$ mit der Vorgabe $\vartheta_{H0} = 60^\circ$ und $\vartheta_{H\delta} = 5^\circ$ dargestellt.

Nach Berechnung der Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung von $G_H(\vartheta_H, \varphi_H)$ in Abhängigkeit von ϑ_{H0} und $\vartheta_{H\delta}$ wurde eine Datenbank für die Kurven der Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung in der Abhängigkeit von ϑ_{H0} und $\vartheta_{H\delta}$ eingerichtet, mit der die Verteilung der Messdaten der Empfangsleistung verglichen wird. Der Vergleich ist ebenfalls durch eine Korrelation der berechneten Verteilungsfunktion und der Verteilungsfunktion der Messdaten zu realisieren. Die Verteilungsfunktion, welche am besten mit der Verteilung der Messdaten übereinstimmt, ergibt den größten Kreuzkorrelationskoeffizienten. Die zugehörigen Winkel ϑ_{H0} und $\vartheta_{H\delta}$ sind die Winkel mit der größten Wahrscheinlichkeit, vorausgesetzt dass das Gaußmodell für ϑ_H geeignet gewählt worden ist.

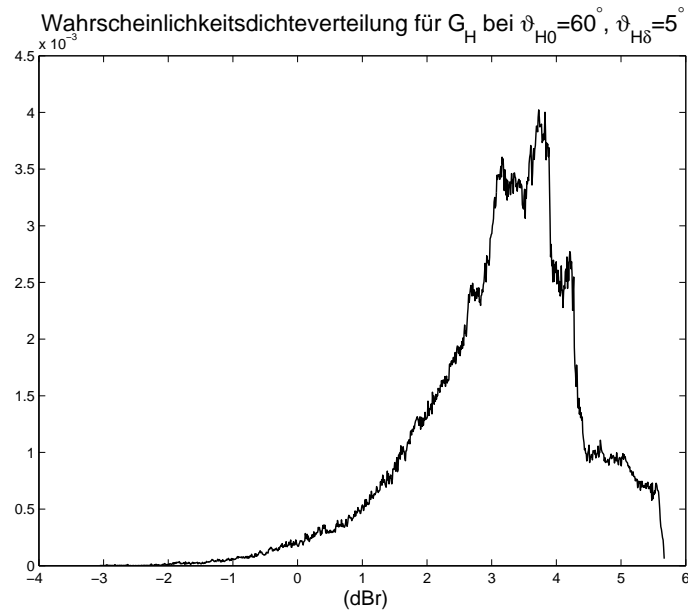


Abbildung 4.4: Numerisch berechnete Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung für den Gewinn der Huygens-Telemetrieantenne bei $\vartheta_{H0} = 60^\circ$ und $\vartheta_{H\delta} = 5^\circ$. Die Integration dieser Funktion ist 1.

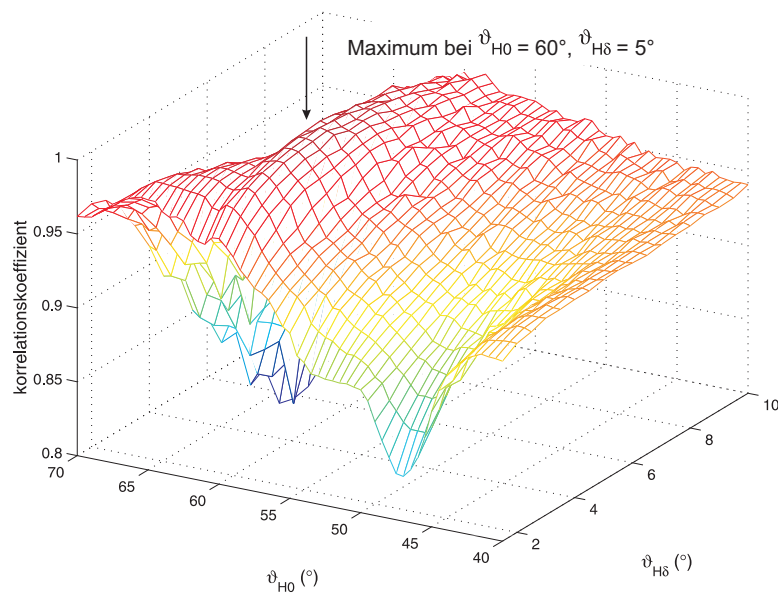


Abbildung 4.5: Die synthetisch erzeugte Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der Empfangsleistung bei $\vartheta_{H0} = 60^\circ$ und $\vartheta_{H\delta} = 5^\circ$ wird mit jeder Kurve der Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung für alle ϑ_{H0} und $\vartheta_{H\delta}$ korreliert. Es ist erkennbar, dass der größte Korrelationskoeffizienten bei $\vartheta_{H0} = 60^\circ$ und $\vartheta_{H\delta} = 5^\circ$ liegt und für idealen Fall 1 beträgt.

Das vorliegende Kapitel befasste sich mit den statistischen Lösungen der Pendelbewegung. Bisher wurde nur über die Pendelbewegung der Huygens-Sonde diskutiert. Später in Kapitel 7 wird eine Methode diskutiert, die zusätzlich auch das Rückstreuungssignal der Titan-Oberfläche für die Rekonstruktion der Pendelbewegung ausnutzt. Dazu sind Kenntnisse über die Hardware des Proximity-Sensors/Radar-Höhenmessers [43] der Huygens-Sonde notwendig.

Kapitel 5

Schaltungs- und Systemsimulation des Proximity-Sensors/Radar- Höhenmessers

Der Huygens Proximity-Sensor misst die Höhe der Huygens-Sonde über der Titanoberfläche, was auch die Kalibrierung zahlreicher anderen Huygens-Instrumente ermöglicht. Eine präzise Spektral- und AGC-Analyse des Proximity-Sensors ermöglicht die Ermittlung der Abstiegsdynamik der Huygens-Sonde. Im Folgenden wird die Funktionalität des Sensors und seine netzwerktheoretische Signalverteilung mit Hilfe von SIMULINK und PSpice simuliert.

5.1 Funktionsprinzip Proximity-Sensor / Radar-Höhenmesser

Der Proximity-Sensor hat, wie auch das Probe-Relay-Link-System, zwei im Parallelbetrieb arbeitende redundante Systeme, die in zwei senkrecht zueinander stehenden linearen Polarisationsrichtungen bei den Frequenzen von 15,4 GHz bzw. 15,8 GHz arbeiten. Die vier Antennen haben ca. 25 dB Gewinn und eine Halbwertsbreite von 8° . In Abbildung 5.1 wird die Strahlungscharakteristik einer Antenne des Proximity-Sensors in der E- und der H-Ebene (für die E- und H-Polarisationen) dargestellt.

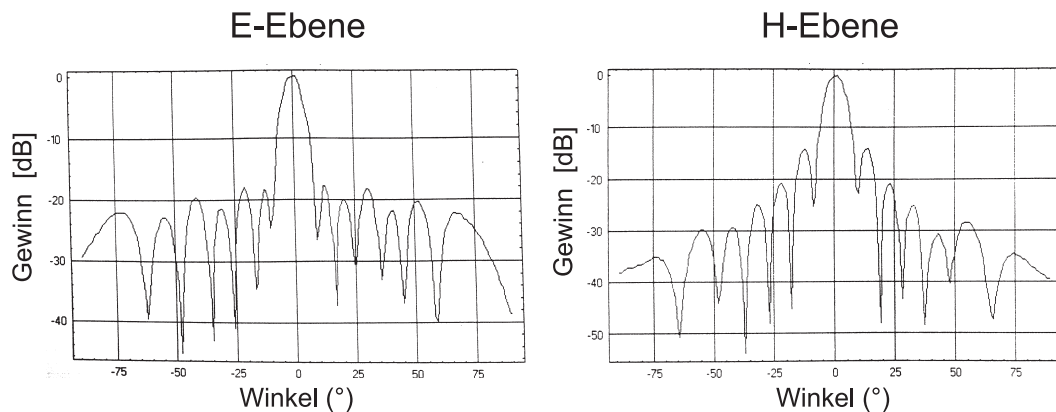


Abbildung 5.1: Die auf 0 dB normierte Antennencharakteristik [1] des Radar-Höhenmessers in der E- und der H-Ebene. Die Hauptkeulen sind ähnlich, so dass die Antennen als symmetrisch in E- und H-Ebene betrachtet werden können.

Der Proximity-Sensor wurde im Auftrag der ESA von der finnischen Firma *Ylinen Electronics co.* entworfen und gebaut. Die Blockstruktur des Proximity-Sensors wird in Abbildung 5.2 dargestellt: Ein Rampengenerator erzeugt ein Dreieckssignal (in Abbildung 5.2 als Triangular-Signal), das einen Oszillator ansteuert. Das mit dem Rampengenerator frequenzmodulierte Sendesignal des Oszillators hat eine Frequenz zwischen 15,4 GHz und 15,43 GHz (bzw. zwischen 15,8 GHz und 15,83 GHz). Die Frequenzänderung verläuft rampenförmig in Abhängigkeit von der Zeit. Die Sendeantenne (TXA) des Proximity-Sensors strahlt das Sendesignal auf die Titan-Oberfläche ab. Das von der Titan-Oberfläche rückgestreute Empfangssignal weist aufgrund der zeitlichen Verzögerung eine Frequenzdifferenz zum Sendesignal auf. Ein PLL-Regelkreis sorgt dafür, dass die Frequenzdifferenz im „Lock-Modus“ stets 200 kHz beträgt. Je nachdem ob die Frequenzdifferenz größer oder kleiner als 200 kHz ist, wird die Steigung des Dreieckssignals zur Ansteuerung des Oszillators auf der Senderseite vermindert bzw. erhöht. Bei konstanter Amplitude des Dreieckssignals wird dessen Periode dementsprechend vergrößert bzw. vermindert. Die Frequenz des Dreieckssignals wird gemessen und daraus die Höhe der Huygens-Sonde bestimmt.

Für die Höhe der Huygens-Sonde h ist die Laufzeit zwischen Sendesignal und Empfangssignal T_L :

$$T_L = \frac{2 \cdot h}{c}. \quad (5.1)$$

Abbildung 5.3 zeigt das Zeit-Frequenz-Schema $f(t)$. Der lineare Frequenzanstieg ist charakterisiert durch k :

$$k = \frac{\hat{f}}{T/2} = \frac{30 \text{ MHz}}{T/2} = \frac{\Delta f}{T_L}, \quad (5.2)$$

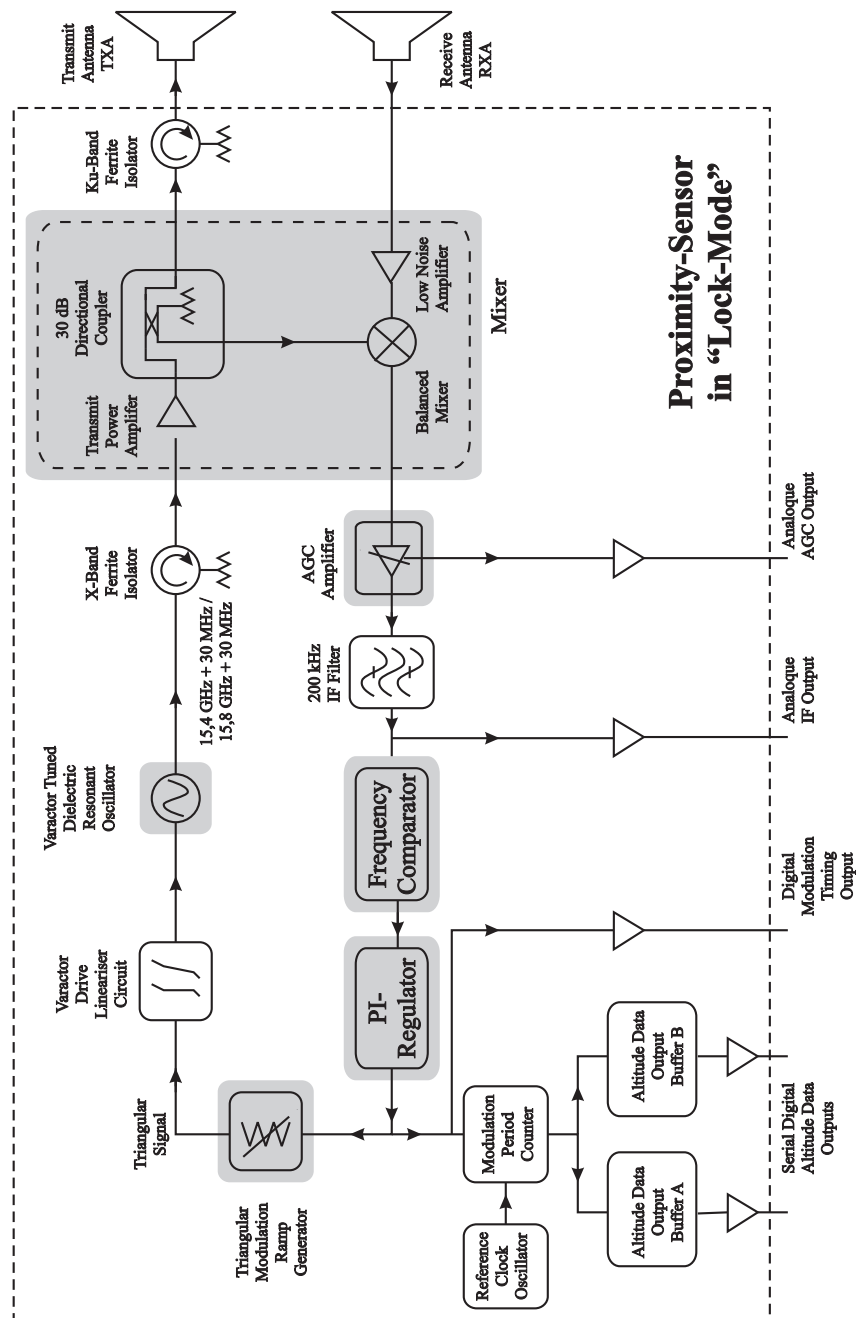


Abbildung 5.2: Proximity-Sensor Hardware [1] im „Lock-Modus“. Das vom Oszillator generierte Signal wird durch Koppler und Verstärker zur Sendeantenne geführt. Das Empfangssignal wird verstärkt und mit dem Sendesignal gemischt. Diese Verstärkung ist maßgebend für die Leistung des Empfangssignals. Durch einen PLL-Regelkreis soll die Zwischenfrequenz immer bei 200 kHz bleiben. Die Periode des Dreiecksignals der Frequenz-Modulation liefert die Höhe der Huygens-Sonde. Außerdem wird das Spektrum des Empfangssignals berechnet und abgespeichert.

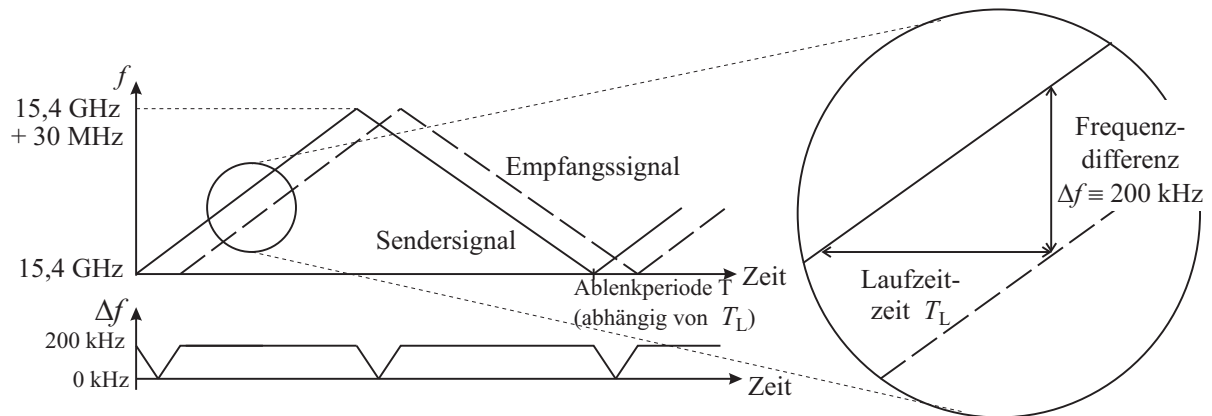


Abbildung 5.3: Prinzip des Verfahrens zur Höhenmessung. Die Frequenz des Sendesignals wird dreieckförmig frequenzmoduliert. Die Steigung bzw. die Frequenz des Dreiecksignals ist proportional zur Höhe der Huygens-Sonde.

wobei 30 MHz der Frequenzhub \hat{f} ist. $T/2$ entspricht der Hälfte der Dreieck-Periode und T_L ist die Signallaufzeit.

Setzt man Gleichung (5.1) in Gleichung (5.2) ein, erhält man:

$$k = \frac{\Delta f \cdot c}{2 \cdot h} = \frac{30 \text{ MHz}}{T/2} \quad (5.3)$$

$$\text{woraus folgt } h = \frac{T}{2} c \frac{\Delta f}{2\hat{f}} \quad (5.4)$$

$$(5.5)$$

Und mit $\Delta f = 200 \text{ kHz}$, $\hat{f} = 30 \text{ MHz}$ ist

$$h = T/2 \cdot 10^6 \text{ m/s} \quad (5.6)$$

Im „Lock-Modus“ wird die Periode des Dreieck-Signals T gemessen und mit Gleichung (5.6) die Höhe der Huygens-Sonde berechnet.

Der Leistungspegel des Empfangssignals wird durch die Automatic Gain Control (AGC)-Einheit auf ein bestimmtes Niveau geregelt. Die Verstärkung von AGC, die somit antiproportional zu der Leistung des Empfangssignals ist, sowie das DFT-Spektrum des durch Mischung von Sende- und Empfangssignalen gewonnenen Zwischenfrequenzsignals werden abgespeichert. Diese Daten werden zur Ermittlung der Abstiegsdynamik verwendet. Die Vorgehensweise wird in Kapitel 7 detailliert behandelt.

Falls die relative Geschwindigkeit zwischen Huygens-Sonde und Titan-Oberfläche null ist, beträgt die Rampensteigung k in Abbildung 5.3 gemäß Gleichung (5.2):

$$k = \frac{\Delta f}{T_L} = \frac{30 \text{ MHz}}{T/2}.$$

Aufgrund der Dopplerfrequenzverschiebung hat das Empfangssignal eine positive Frequenzverschiebung f_d , wie in Abbildung 5.4 deutlich wird. Die Steigung in Abbil-

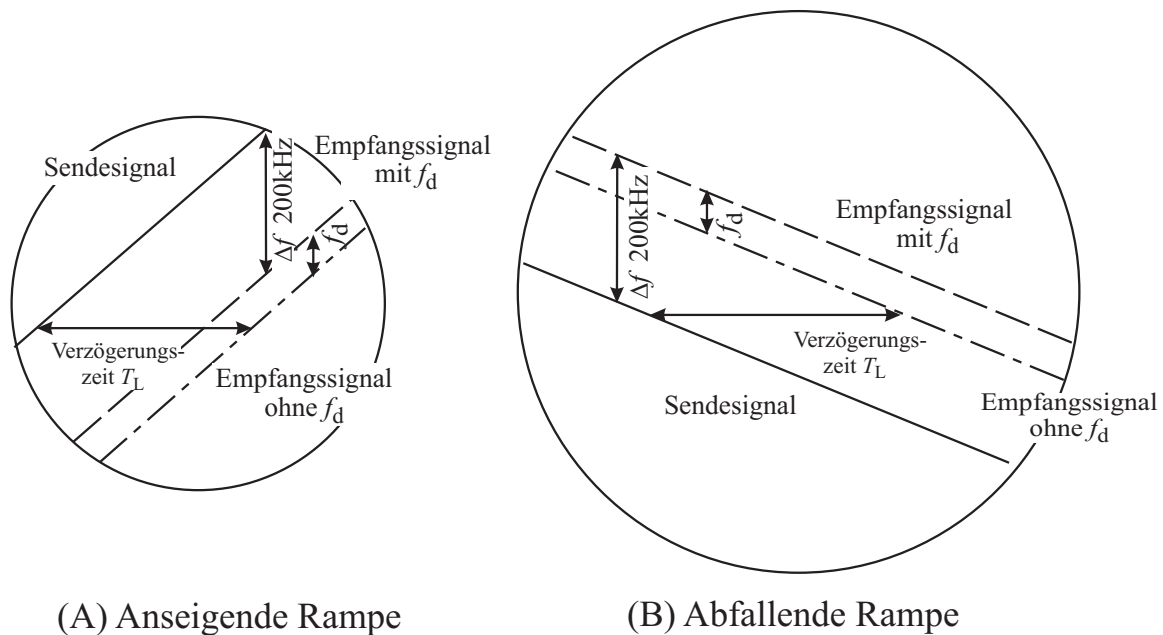


Abbildung 5.4: Frequenz / Zeit-Verläufe von Sende- und Empfangssignal.

Falls der Höhenmesser eine vertikale Geschwindigkeit enthält, hat das Empfangssignal eine Dopplerfrequenzverschiebung. In der obigen Abbildung ist der Fehler bezogen auf die Laufzeit im Anstiegs- und Abstiegsfall abgebildet. Die linke Abbildung stellt den Fall der ansteigenden Rampe mit Dopplerfrequenzverschiebung dar, während die rechte Abbildung den Fall der absteigenden Rampe mit Dopplerfrequenzverschiebung zeigt.

dung 5.4 (A) beträgt:

$$k = \frac{\Delta f + f_d}{T_L} = \frac{30 \text{ MHz}}{T_R}, \quad (5.7)$$

wobei T_R die Zeitdauer der ansteigenden Rampe des Dreiecks ist. Setzt man die Gleichungen (5.2) und (5.7) zusammen, ergibt sich:

$$T_R = \frac{\Delta f}{\Delta f + f_d} \cdot \frac{T}{2} = \frac{1}{1 + \frac{f_d}{\Delta f}} \cdot \frac{T}{2}. \quad (5.8)$$

Auf gleiche Weise lässt sich die in Abbildung 5.4 (B) dargestellte Steigung berechnen:

$$k = \frac{\Delta f - f_d}{T_L} = \frac{30 \text{ MHz}}{T_F}, \quad (5.9)$$

mit:

$$T_F = \frac{\Delta f}{\Delta f - f_d} \cdot \frac{T}{2} = \frac{1}{1 - \frac{f_d}{\Delta f}} \cdot \frac{T}{2}. \quad (5.10)$$

wobei T_F die Dauer der abfallenden Rampe des Dreiecks ist. Die gesamte Periodendauer mit der Dopplereffektverschiebung T_{RF} beträgt nach Gleichungen (5.8) und (5.10):

$$T_{RF} = T_R + T_F = \left(\frac{1}{1 + \frac{f_d}{\Delta f}} + \frac{1}{1 - \frac{f_d}{\Delta f}} \right) \cdot \frac{T}{2} = \frac{T}{1 - \left(\frac{f_d}{\Delta f} \right)^2} \quad (5.11)$$

Mit einer Abstiegsgeschwindigkeit von z.B. $v_{tz} = 100 \text{ m/s}$ und einer Wellenlänge von $\lambda = 2 \text{ cm}$ ergibt sich $f_d = 5 \text{ kHz} \ll \Delta f = 200 \text{ kHz}$. Daraus folgt, dass T näherungsweise unverändert bleibt. Der Fehler beträgt in diesem Fall 0.0625%. Die Dopplereffektverschiebung hat also einen vernachlässigbaren Einfluss auf die ermittelte Höhe der Huygens-Sonde.

Falls die Frequenzdifferenz nicht 200 kHz beträgt, wird die Schaltung in den „Such-Modus“ umgeschaltet, um die Frequenzdifferenz auf 200 kHz einzuregeln. Im folgenden Abschnitt wird die Vorgehensweise von dem „Lock-Modus“ simuliert und analysiert.

5.2 SIMULINK-Modell des Proximity-Sensors im „Lock-Modus“

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein SIMULINK-Modell für den „Lock-Modus“ entwickelt. Der Proximity-Sensors, welcher ursprünglich als Höhenmesser konstruiert wurde, hat das Potentiell, Information über die Pendelbewegung zu geben. Somit ist die Simulation notwendig, weil mehrfach geschlossene Regelkreise innerhalb des Systems vorhanden sind und deren Regelverhalten geklärt werden muss.

5.2.1 SIMULINK-Modelle der Schaltungskomponenten

Die Regelung erfolgt im Wesentlichen durch drei Komponenten in Abbildung 5.2:

1. Frequenzkomparator, der mit Hilfe eines Phasendetektors die Frequenzdifferenz zwischen Sende- und Empfangssignal mit dem Wert von 200 kHz vergleicht.
2. PI-Regler, der durch das Frequenzdifferenzsignal angesteuert wird.
3. Rampengenerator, der in Abhängigkeit vom Ausgangssignal des PI-Reglers ein Dreieckssignal verschiedener Periode generiert.

Nachfolgend wird die Funktionalität der einzelnen Komponenten in Form eines Blockdiagramms erläutert.

Frequenzkomparation mit 200 kHz

Die Komparation der Frequenzdifferenz zwischen Sende- und Empfangssignal mit dem Wert 200 kHz wird durch einen IC von Typ XR2211M [83] realisiert, dessen Funktionsweise der eines *Phase Locked Loop* (PLL) entspricht.

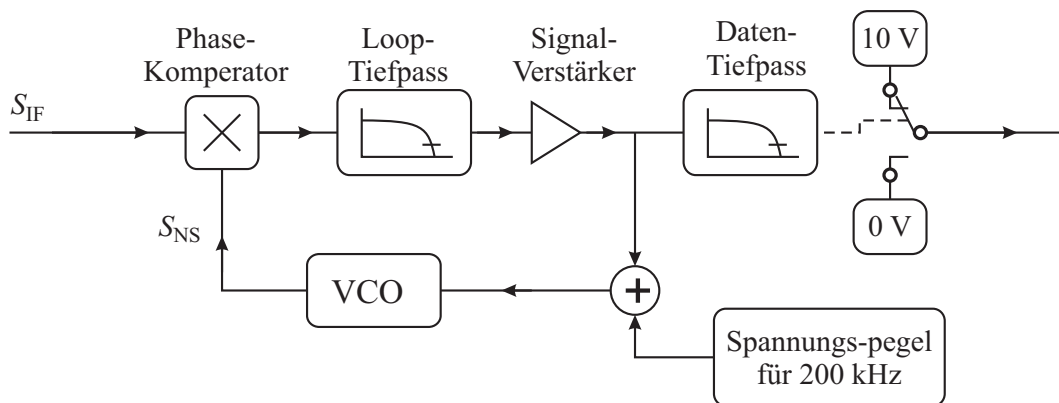


Abbildung 5.5: Signalfluss- und Blockdiagramm des IC XR-2211

In Abbildung 5.5 bilden Phasen-Komparator, Loop-Tiefpass, Signalverstärker und VCO (*Voltage Controlled Oscillator*) einen Regelkreis, der dafür sorgt, dass im eingeregelten Zustand das nachgeregelte Signal S_{NS} die gleiche Frequenz wie das IF-Signal S_{IF} hat. Je nachdem, ob die Frequenz von S_{IF} größer oder kleiner als die intern festgelegten 200 kHz ist, hat S_{IF} einen Phasenvorsprung oder Phasenrückstand im Vergleich zu S_{NS} . Für einen

Phasenvorsprung bzw. Phasenrückstand steuert VCO das Signal S_{NS} größer oder kleiner als 200 Hz an.

Somit gibt das Vorzeichen der Phasendifferenz zwischen S_{IF} und S_{NS} an, ob die Frequenz von S_{IF} größer oder kleiner als 200 kHz ist. Dieser Information wird in Form von Spannungspegel von 10 V bzw. 0 V an die folgende Schaltung weitergegeben, damit die Rampensteigung des Dreiecksignals zur Frequenzmodulation gesteuert wird. (siehe Abbildung 5.3). Der Spannungspegel für 200 kHz und die Filterparameter sind durch

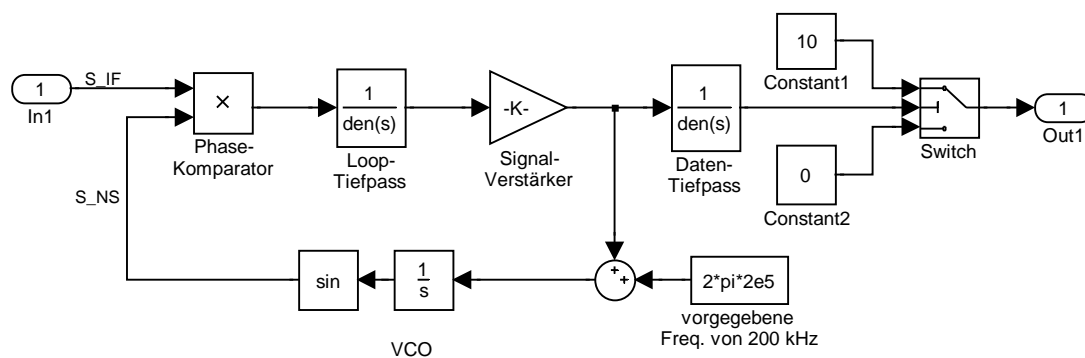


Abbildung 5.6: SIMULINK-Modell des PLLs gemäß Abbildung 5.5

SIMULINK-Modell (Abbildung 5.6) erstellt. Die Beschaltung dieser Komponente und die Parametrisierung des Modell werden im Anhang A.1 behandelt.

PI-Regler

Der Frequenzkomparator ermittelt einen Spannungspegel für die Regelabweichung und leitet diesen an einen PI-Regler weiter (siehe den grünen Bereich in Abbildung A.1).

Der Spannungspegel von 0 V bzw. 10 V wird um -5 V verschoben und dem PI-Regler zugeführt. Das Ausgangssignal des PI-Reglers wird zur Steuerung der Rampensteigung des Dreiecksignals zur Frequenzmodulation an die nächste Stufe weitergegeben. Gemäß des Funktionsprinzips wird ein SIMULINK-Modell (Abbildung 5.7) erstellt.

Rampengenerator/VCO (FM/CW)

Der Rampengenerator [84] ist von Typ XR2206. Die Anstiegs- und Abfallzeit des Ausgangssignals entspricht jeweils der Hälfte der Periode eines Dreiecks, die wiederum von dem PI-Regler angesteuert wird.

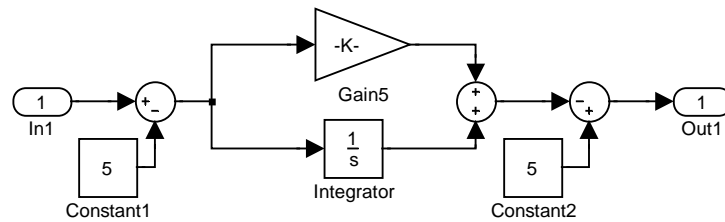


Abbildung 5.7: Beschaltung und SIMULINK-Modell des Integrators. Die Parameter des Reglers werden durch die äußere Beschaltung mit den RC -Komponenten bestimmt

Durch geeignete Beschaltung liefert der IC XR2206 ausgangsseitig zwei Frequenzstufen. Für eine große Höhe der Huygens-Sonde in Abbildung 5.3 wird eine kleinere Steigung bzw. größere Frequenz des Dreiecksignals benötigt. Die Ausgangsfrequenz f_1 des Dreiecksignals bei dieser ersten Stufe in Abhängigkeit des Steuersignals U_c ist:

$$f_1 = 500 \text{ Hz} \cdot \left(1,5 - \frac{U_c}{6 \text{ V}}\right) \quad (5.12)$$

Für eine niedrigere Höhe der Huygens-Sonde ist die Ausgangsfrequenz f_2 bei der zweiten Stufe:

$$f_2 = 5000 \text{ Hz} \cdot \left(1 - \frac{U_c}{6 \text{ V}}\right) \quad (5.13)$$

Die Wechsel von der ersten Stufe zu der zweiten Stufe findet bei dem Übergang von U_c durch 6 V statt. Während des Wechselvorgangs wird der „Such-Modus“ eingeschaltet. Der Funktionalität entsprechend wurde ein SIMULINK-Modell in Abbildung 5.8 erstellt.

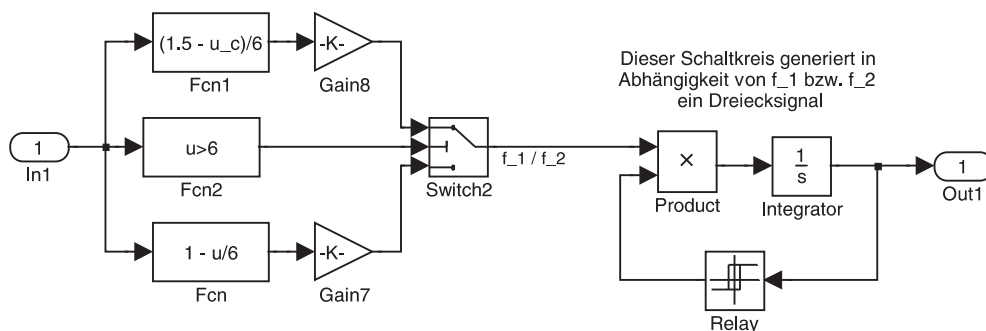


Abbildung 5.8: SIMULINK-Modell des XR2206M [84]. Mit Hilfe des XR2206M wird das Dreiecksignal erzeugt. Die Steigung bzw. Frequenz des Dreiecksignals hängt von den RC -Komponenten der äußeren Beschaltung ab.

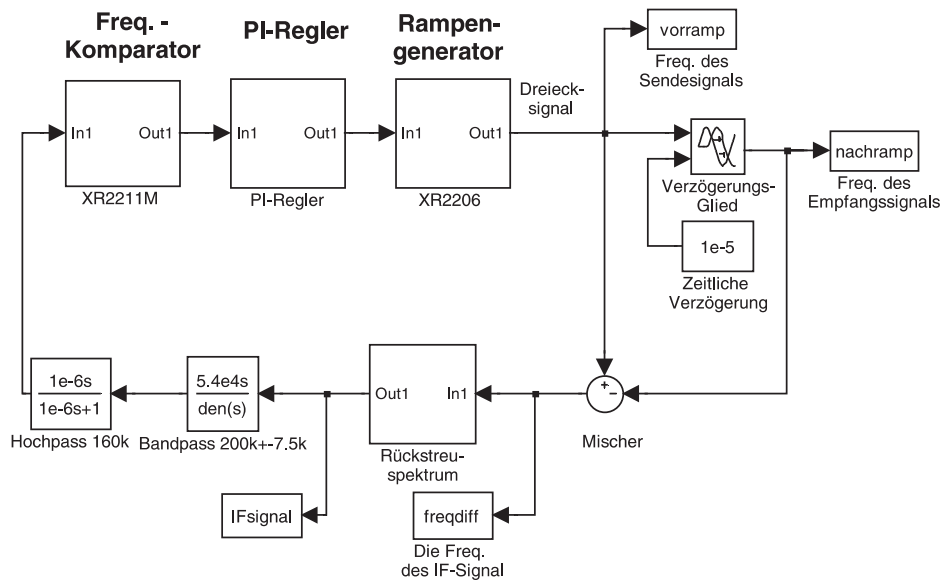


Abbildung 5.9: Zusammengesetztes SIMULINK-Modell zur Simulation des Proximity-Sensors / Radar-Höhenmessers.

5.2.2 Modell und Simulation des gesamten Regelkreises

Neben den bereits diskutierten Schaltungsteilen sind noch zwei Eingangsfilter und ein Verzögerungselement zur Anpassung der Signallaufzeiten nachgebildet. Nachdem die Modelle für einzelnen Komponenten implementiert worden sind, werden sie in das Modell des gesamten Regelkreises integriert (siehe Abbildung 5.9).

Der Zweck der Simulation des Proximity-Sensors ist die Analyse des Empfangssignals in Abhängigkeit vom Rückstreupektrum der Huygens-Sonde. Bei der SIMULINK-Simulation wird das durch die Eingangsfilter gefilterte IF-Signal von dem Frequenzkomparator XR2211M mit der intern festgestellten Frequenz von 200 kHz verglichen. Das Ergebnis des Vergleichs wird binäre als 0 V oder 10 V an dem PI-Regler weitergegeben. Der PI-Regler gibt die Regelspannung U_c (siehe die Gleichungen (5.12) und (5.13)) an den Rampengenerator XR2206M weiter, der die Steigung des Dreieckssignals zur Frequenzmodulation des Sendesignals kontrolliert (siehe Abbildung 5.10). Durch die Laufzeit zwischen Sende- und Empfangssignalen haben sie eine Frequenzdifferenz, die durch die Regelung des Regelkreises auf 200 kHz gehalten werden soll. Um den Einfluss der Regelung und Filterfunktionen im Regelkreis auf das Empfangsspektrum zu untersuchen, wird dem IF-Signal, das durch die Mischung von Sende- und Empfangssignalen gewonnen wird, ein gaußförmiges Spektrum überlagert, das durch die roten Kurven

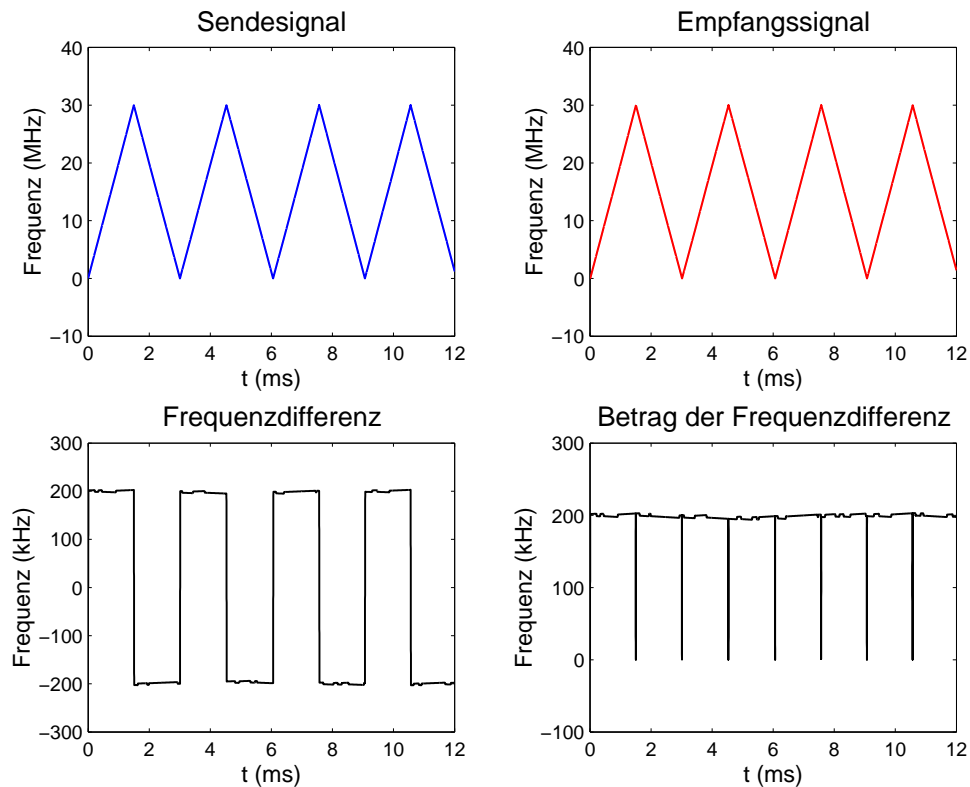


Abbildung 5.10: Sende- und Empfangssignale im „Lock-Modus“. Als Beispiel wird eine Laufzeit zwischen Sende- und Empfangssignal von $10 \mu\text{s}$ gewählt, die in der Darstellung im Vergleich zur Periode des Dreiecksignals schwer erkennbar ist. Die Frequenzdifferenz wird durch den Regelkreis bei 200 kHz gehalten.

in Abbildung 5.11 dargestellt werden. Da die mittlere Frequenz des Empfangssignals einer regelkreisbedingten Schwankung unterliegt, soll das Spektrum des am Ausgang des Modells abgegriffenen Empfangssignals untersucht werden. Durch die Regelung und Filterfunktionen in dem gesamten Regelkreis verfälscht sich das Spektrum des Empfangssignals (blaue Kurven in Abbildung 5.11) von diesem Spektrum (rote Kurven in Abbildung 5.11). Die Wirkung der Verfälschung wird in Abbildung 5.11 durch die blaue Kurven dargestellt. Dem Spektrum des Empfangssignals ist zwar eine Störung überlagert, die durch die Regelungen, zeitlichen Verzögerungen und Filterungen in der Schaltung verursacht werden, aber sowohl die Form, wie auch die Bandbreite des Spektrums bleiben im Wesentlichen erhalten.

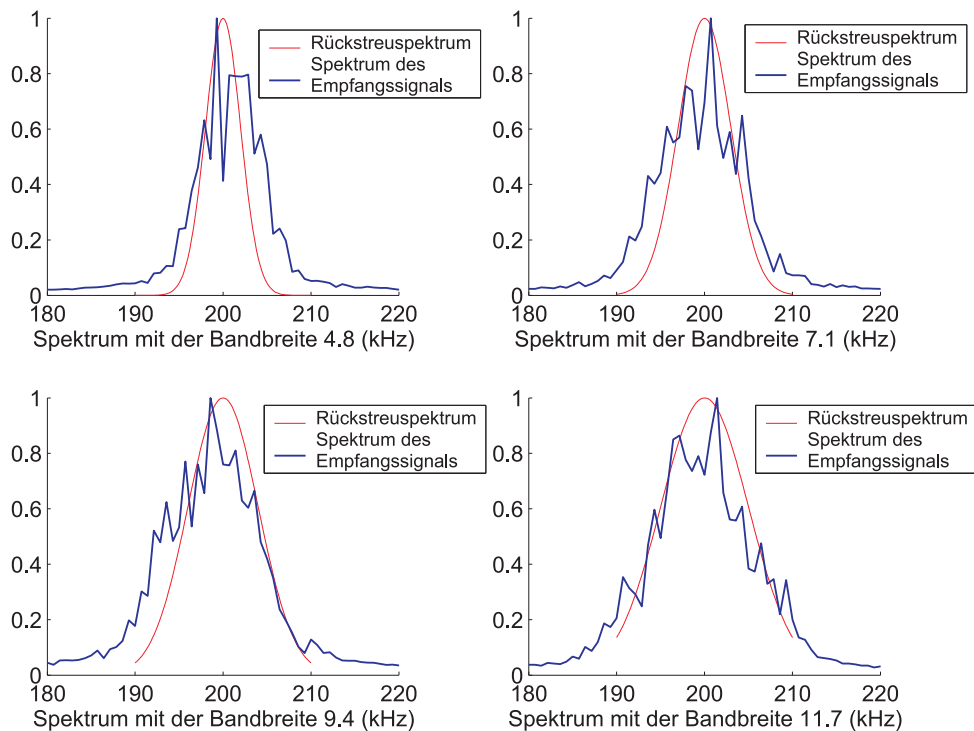


Abbildung 5.11: 4 Beispiele für die Simulation des Sensorsystems für ein gaußförmig angesetztes Rückstreuungsspektrum. Der Sollwert des Spektrums wird durch die rote Kurve dargestellt. Die vorgegebenen Bandbreiten des Spektrums sind zur Simulation jeweils auf 4,8 / 7,1 / 9,4 / 11,7 kHz eingestellt. Das Spektrum des Empfangssignals wird durch die blaue Kurve dargestellt. Die Übereinstimmung des simulierten Spektrums mit den Sollwerten ist erkennbar.

5.3 Schaltungstechnische Realisierung im „Such-Modus“

Für den Fall, dass die Frequenzdifferenz zwischen Sende- und Empfangssignal zu weit vom Wert 200 kHz abweicht, wird der „Such-Modus“ eingeschaltet.

In Abbildung 5.12 wird die Blockstruktur des Proximity-Sensors im „Such-Modus“ dargestellt. Anstelle des PI-Reglers im geschlossenen Regelkreis wird der Rampengenerator durch einen Multivibrator [93] angesteuert. Dadurch werden alle Frequenzen bzw. alle Steigungen des Dreieckssignals zur Frequenzmodulation des Sendesignals durchfahren, bis die Frequenzdifferenz zwischen dem Sende- und Empfangssignal von 200 kHz erreicht

wird. Anschließend findet die „Signal Detektion“ statt. Die Schaltung wechselt daraufhin in den „Lock-Modus“.

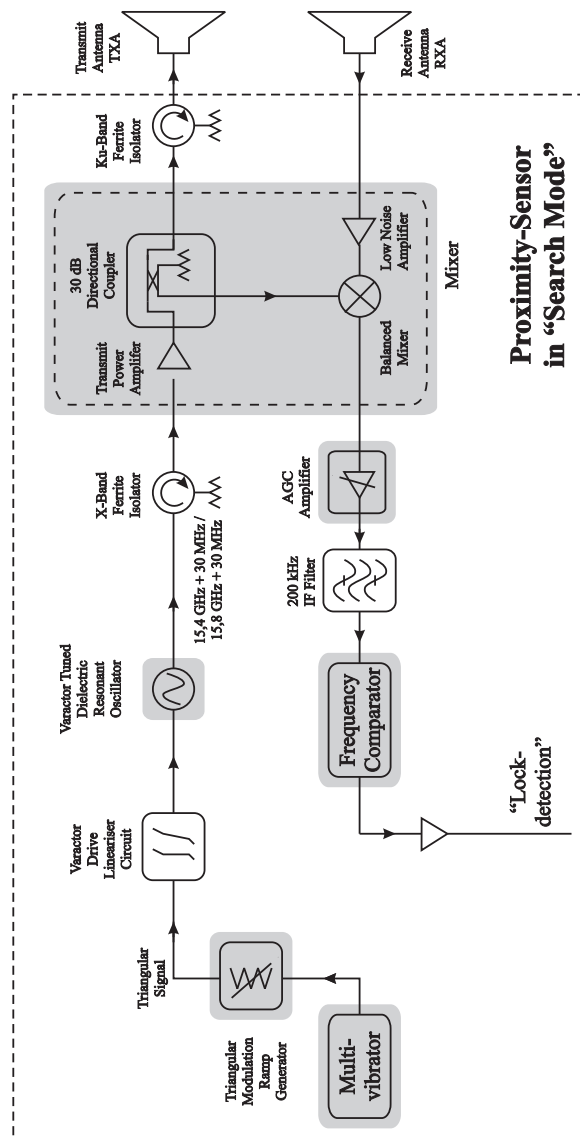
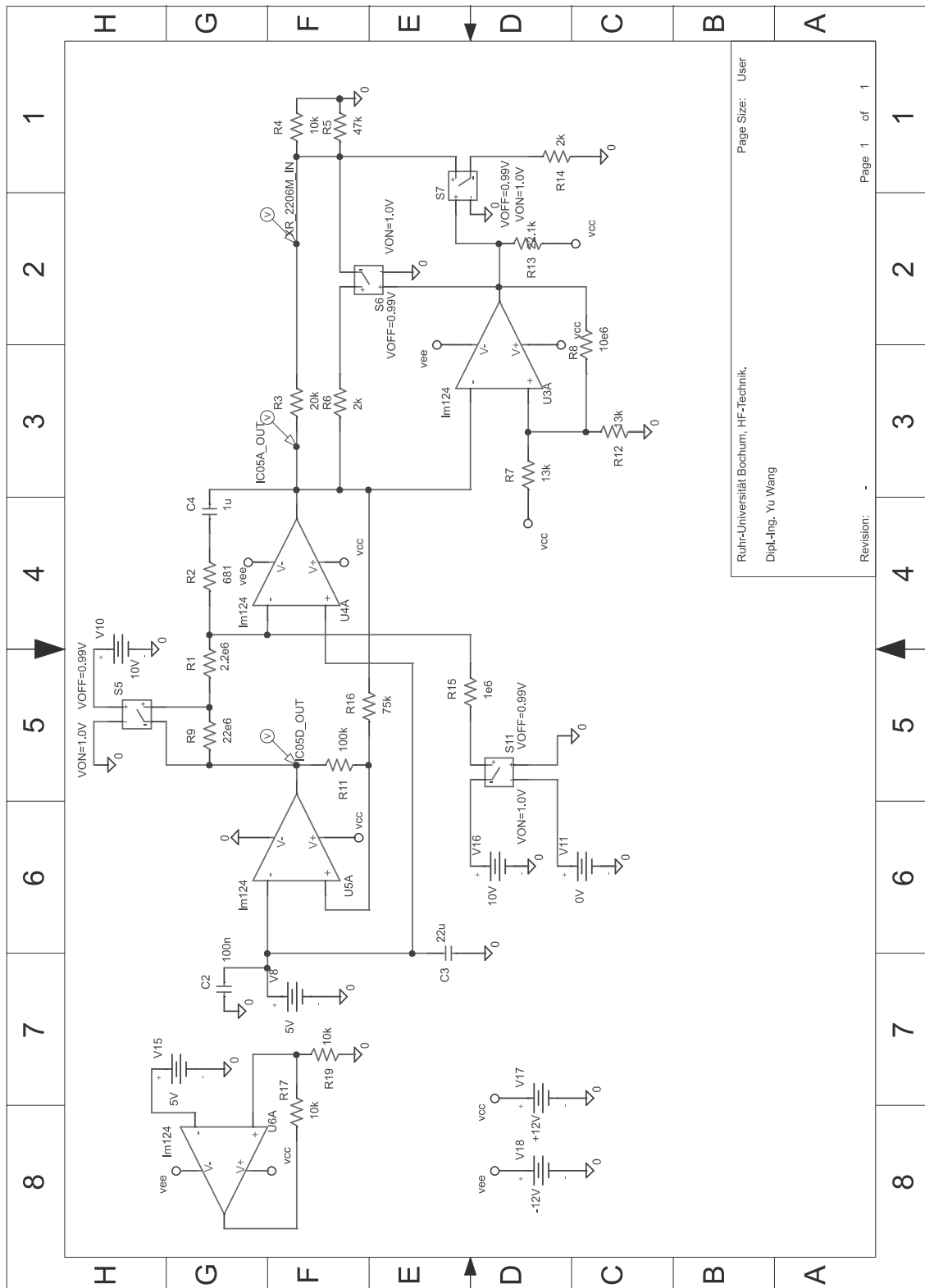


Abbildung 5.12: Proximity-Sensor Hardware [1] im „Such-Modus“. Der Multi-vibrator steuert den Rampengenerator an, damit alle Spannungspegel zur Erzeugung des Dreiecksignals durchgeföhren werden. Bei einem bestimmten Spannungspegel für eine bestimmte Steigung des Dreiecksignals beträgt die Frequenzdifferenz zwischen Sende- und Empfangssignalen 200 kHz und die „Lock detection“ findet statt.



Page Size: User

Revision: -

Page 1 of 1

Ruhr-Universität Bochum, HF-Technik.
Dipl.-Ing. Yu Wang

Abbildung 5.13: Schaltungstechnische Realisierung des Multivibrators.

In Abbildung 5.13 bilden die Operationsverstärker(OP) U4A und U5A einen Multivibrator, dessen Frequenz durch äußere Beschaltung bestimmt wird. Da OP U5A mitgekoppelt ist, ist der Spannungspegel von „IC05D_out“(siehe Abbildung 5.13) entweder nahe der Versorgungsspannung VCC oder der Masse. Entsprechend diesen Spannungspegeln wird der Kondensator C4 aufgeladen bzw. entladen, so dass das Ausgangssignal dreieckförmig ist (siehe Abbildung 5.14). Dieses Ausgangssignal steuert wiederum OP U5A an, um letztlich einen mitgekoppelten Schwingkreis zu bilden.

Der mitgekoppelte OP U3A stellt einen hysteresebefaheten Spannungskomparator dar. Der Schwellwert dieses Komparators liegt bei 6 V, um somit die Stufen des Rampengenerators zu wählen (siehe Gleichungen (5.12) und (5.13)).

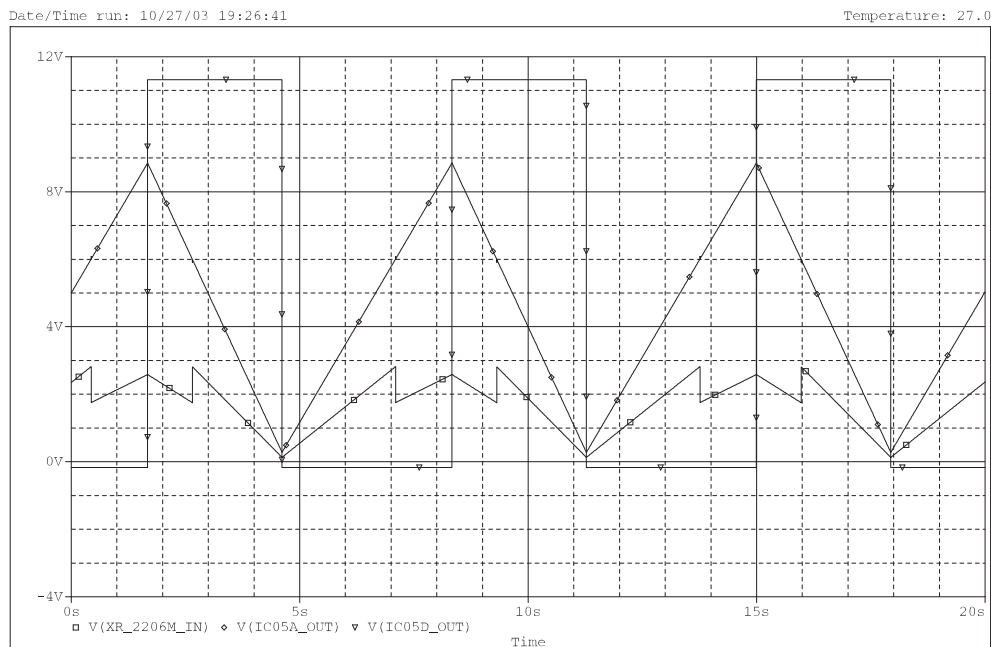


Abbildung 5.14: Spannungsverläufe der „Such-Modus“-Simulation. ∇ ist die Spannung an Pin 14 von IC05D (siehe Abbildung A.1 in Anhang A), die zwischen 0 V und 12 V alterniert. \diamond ist die Spannung an Pin 1 von IC05A, die das Dreieckssignal generiert. \square ist die Spannung an Pin 7 von IC07 (XR2206M), sie bewirkt eine Umschaltung zwischen zwei höhenabhängigen Betriebsraten, da die Schaltung bei verschiedenen Höhen funktionieren muss. Das Dreieckssignal wird für die dreieckförmige Frequenzmodulation verwendet.

Kapitel 6

Aerodynamisches Modell zur Simulation der Pendelbewegung

Um die entwickelten Algorithmen zu testen, werden möglichst realitätsnahe synthetische Daten der 3D-Pendelbewegung mit Hilfe eines SIMULINK-Modells, das mit Kenntnissen der Aerodynamik und Mechanik aufgestellt wird, erzeugt. Für die atmosphärische Dichte und Windgeschwindigkeit werden die Daten aus dem Dichte- und Windmodell in Abbildung 2.3 genommen.

6.1 Windkraft im aerodynamischen Modell

Die Windstärke wird als eine Gauß-verteilte Zufallsvariable betrachtet. Zugleich hat die Windgeschwindigkeit eine begrenzte Bandbreite [7], d.h. der Wind hat eine gewisse Kontinuität bzw. Zeitkonstante. Bei der Simulation werden zwei Zufallsvariablen u_x und u_y , jeweils für die Windgeschwindigkeit in x - und y -Richtung, mit den typischen Werten für eine Varianz von 2 m/s und eine Bandbreite von 0,25 Hz generiert, um synthetische Daten der Pendelbewegung zu erzeugen. Der Druck, welcher durch den Wind auf eine Fläche ausgeübt wird, lässt sich berechnen durch:

$$q = \frac{\rho u^2}{2}, \quad (6.1)$$

sofern die gesamte Energie des Luftstroms an die Fläche abgegeben wird [7], wobei ρ die Luftdichte und u die Windgeschwindigkeit ist. In der Realität kommt jedoch der Luftstrom, welcher Sonde und Fallschirm umströmt, nicht zum Stillstand, sondern wird

umgelenkt und zerstreut. Auf der Fläche, die im Allgemeinen nicht eben ist, werden abhängig von der Geometrie unterschiedliche Kräfte erzeugt. Die Wirkung der Geometrie auf die Windkraft wird durch einen C_W -Faktor beschrieben, der für den Luftwiderstand und die Reibung steht. Für die Windkraft F_q gilt dann [7]:

$$F_q = C_W \mathcal{A} q = \frac{C_W \mathcal{A} \rho u^2}{2}, \quad (6.2)$$

wobei \mathcal{A} die geometrische Fläche und u die Windgeschwindigkeit gegen die Windrichtung ist. Falls die Fläche sehr kompliziert ist, kann ein C_W -Wert nur durch Windkanal-Experimente ermittelt werden, der im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht zur Verfügung stand.

6.2 Ausführung des aerodynamischen Modells

Abbildung 6.1 stellt die geometrische Anordnung des aerodynamischen Modells dar. Die einzelnen Größen sind wie folgt definiert:

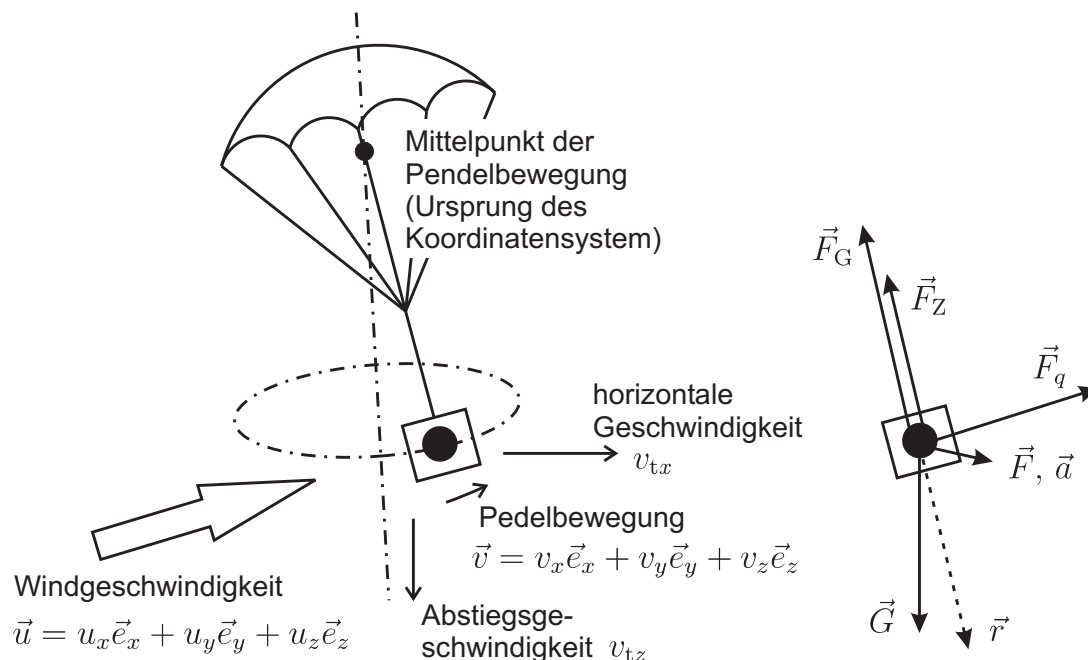


Abbildung 6.1: Geometrische Anordnung des aerodynamischen Modells. Der Aufhängepunkt der Pendelbewegung liegt zwischen der Huygens-Sonde und dem Fallschirm [76].

- \vec{u} : Windgeschwindigkeit mit den Komponenten u_x, u_y, u_z in x -, y -, z -Richtung
 \vec{v} : Geschwindigkeit der Pendelbewegung der Huygens-Sonde mit den Komponenten v_x, v_y, v_z in x -, y -, z -Richtung
 v_{tz} : Abstiegs- bzw. Aufstiegs- bzw. vertikale Translationsgeschwindigkeit
 v_{tx} : horizontale Geschwindigkeit der Huygens-Sonde, horizontale bzw. zonale Translationsgeschwindigkeit
 \vec{F}_q : Windkraft
 \vec{G} : Gravitationskraft
 \vec{F}_Z : Zentrifugalkraft
 \vec{F}_G : Gegenkraft des Seils
 \vec{r} : Richtungsvektor des Seils bzw. Position der Huygens-Sonde
 \vec{e}_r : Einheitsvektor der Pendelrichtung
 \vec{F} : Summe der gesamten auf die Huygens-Sonde wirkenden Kräfte
 M : Masse der Huygens-Sonde

Die Masse der Sonde wird mit M bezeichnet. Die Beschleunigung \vec{a} ergibt sich aus der Summe der einzelnen Kräfte, nämlich Gravitationskraft, Zentrifugalkraft, Windkraft und Gegenkraft des Seils

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{M} = \frac{\vec{G} + \vec{F}_Z + \vec{F}_q + \vec{F}_G}{M}. \quad (6.3)$$

Die Geschwindigkeit der Sonde und ihre Position ergeben sich aus der einfachen bzw. zweifachen Integration der Beschleunigung.

$$\vec{v} = \vec{v}_{(t=0)} + \int_0^t \vec{a} dt' \quad (6.4)$$

$$\vec{r} = \vec{r}_{(t=0)} + \int_0^t \vec{v} dt' \quad (6.5)$$

Gravitationskraft \vec{G} wird beschrieben durch:

$$\vec{G} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ -Mg_T \end{bmatrix} \quad (6.6)$$

Zentrifugalkraft Für \vec{F}_Z gilt:

$$\vec{F}_Z = -M \cdot \frac{|\vec{v}|^2}{|\vec{r}|} \cdot \vec{e}_r$$

$$= -M (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) \frac{\vec{e}_r}{|\vec{r}|} \quad (6.7)$$

Windkraft \vec{F}_q ist von der relativen Geschwindigkeit zwischen Wind und Sonde abhängig. Die relative Geschwindigkeit lässt sich ausdrücken als:

$$\vec{u}' = \begin{bmatrix} \vec{u}'_x \\ \vec{u}'_y \\ \vec{u}'_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} u_x - v_x - v_{tx} \\ u_y - v_y \\ u_z - v_z - v_{tz} \end{bmatrix} \quad (6.8)$$

Die Winddruck \vec{q}_u ist proportional zum Quadrat der relativen Geschwindigkeit \vec{u}' .

$$\vec{q}_u = \frac{\rho}{2} \begin{bmatrix} \text{sign}(u'_x) u_x'^2 \\ \text{sign}(u'_y) u_y'^2 \\ \text{sign}(u'_z) u_z'^2 \end{bmatrix} \quad (6.9)$$

Daraus folgt die Windkraft \vec{F}_q :

$$\vec{F}_q = C_W \mathcal{A} \vec{q}_u \quad (6.10)$$

Gegenkraft des Seils \vec{F}_G ist die Gegenkraft in $-\vec{e}_r$ -Richtung, die aus den in \vec{e}_r -Richtung projizierten Komponenten \vec{G} und \vec{F}_q besteht.

$$\vec{F}_G = - \left((\vec{F}_q + \vec{G}) \cdot \vec{e}_r \right) \vec{e}_r, \quad (6.11)$$

Gemäß der Simulation beschreibt die Bewegung des Gewichtes eine elliptische Spur, die bedingt durch die Windänderung von Periode zu Periode gering differiert (siehe die grüne Kurve in Abbildung 7.5). Das Flussdiagramm des aerodynamischen Modells mit SIMULINK wird in Abbildung 6.2 dargestellt. Das Ergebnis der Simulation dient als Vorgabe für die zu suchende Pendelbewegung. In Abbildung 7.5 werden einige Auszüge der simulierten Pendelbewegung dargestellt.

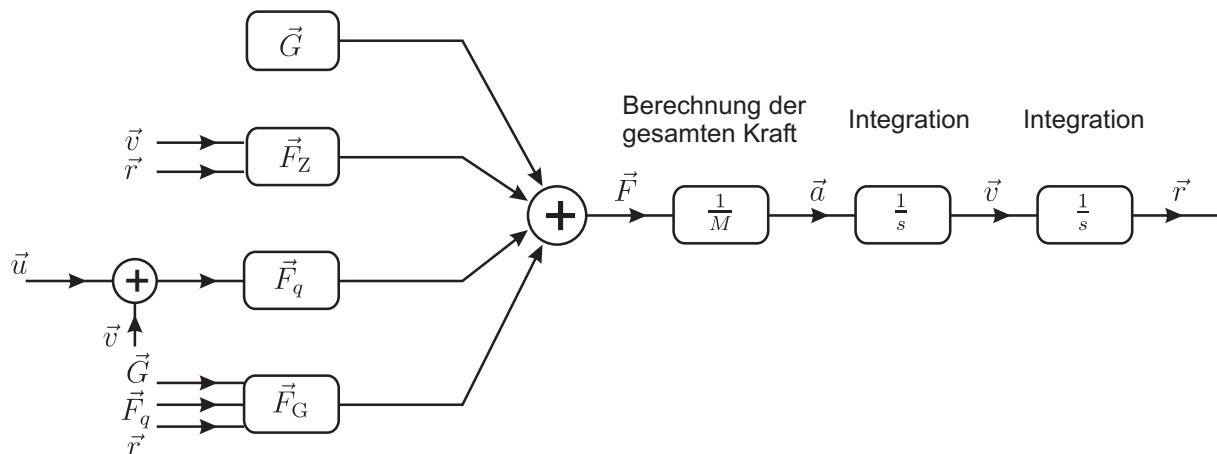


Abbildung 6.2: Flussdiagramm des aerodynamischen Modells, womit eine Pendelbewegung unter dem Einfluss des Windes simuliert wird. Durch die Windgeschwindigkeit entsteht ein auf die Huygens-Sonde wirkender Druck. Mit anderen Kräften wie Gravitation, Gegenkraft des Seils und Zentrifugalkraft wird die Beschleunigung der Masse berechnet. Durch eine zweifache Integration lässt sich die Position der Masse ermittelt.

Kapitel 7

Rekonstruktion der Pendelbewegung unter zusätzlicher Berücksichtigung der Radarrückstreueigenschaften kontinentaler Terrainprofile auf Titan

Es ist sehr wahrscheinlich, dass es sich bei der Titan-Oberfläche im Landegebiet von Huygens um ein kontinentales Terrainprofil handelt. Das vorliegende Kapitel beschreibt die Rekonstruktion der Pendelbewegung unter Berücksichtigung des Empfangssignals des Radar-Höhenmessers. Zur Beschreibung der Rückstreuung des Terrainprofils wird das Kirchhoff-Modell [37] verwendet.

7.1 Radarrückstreukoeffizient in Abhängigkeit der Oberflächenrauigkeit und des Einfallswinkels

Der Abstieg der Huygens-Sonde dauert etwa 2,5 Stunden, was einer Strecke von 160 km über der Titan-Oberfläche entspricht. In der wissenschaftlich interessanten Phase befindet sich die Sonde in einer Höhe von mehreren zehn Kilometern. Die von der Antenne des Proximity-Sensors/Radar-Höhenmessers ausgeleuchtete Fläche des Footprints hat

einen Radius in der Größenordnung von einigen Kilometern (siehe Abbildung 7.2). Eine derart große Fläche enthält wahrscheinlich viele Strukturen, wie Erhebungen und Täler, so dass im Hinblick auf das rückgestreute Radarsignal das ausgeleuchtete Terrainprofil durch statistisch verteilte Höhenschwankungen approximiert werden kann, da keine in situ-Kenntnisse über das Rauigkeitsprofil der Titan-Oberfläche vorliegen. Deshalb ist es vertretbar, das Terrainprofil hier als ein stochastisch Gauß-verteilttes Rauigkeitsmodell anzunehmen [14].

Die Rauigkeit einer stochastischen Gauß-verteiltten Oberfläche kann durch mehrere Parameter beschrieben werden. So beschreibt z.B. $\rho(x)$ den normierten Korrelationskoeffizienten der Oberflächenfunktion $H(x)$, wobei x die räumliche Verschiebung ist [37].

$$\rho(x) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} H(x')H(x+x')dx'}{\int_{-\infty}^{\infty} H^2(x')dx'} \quad (7.1)$$

Für $x = 0$ ist $\rho(0) = 1$. Wie schnell $\rho(x)$ mit steigendem x abfällt, ist ein Maß für die Rauigkeit der Oberfläche. Man definiert die Korrelationslänge L , bei der $\rho(L) = \frac{1}{e}$ ist. Für eine glattere Oberfläche fällt $\rho(x)$ in Abhängigkeit von x langsamer ab und L ist deshalb größer. Neben L ist der Betrag der zweiten Ableitung des aus Gleichung 7.1 berechneten Korrelationskoeffizienten $\left| \frac{d^2\rho(x)}{dx^2} \right|$ bei $x = 0$ auch maßgebend für die Rauigkeit der Oberfläche. Falls die Oberfläche rau ist, fällt $\rho(x)$ schneller ab. Der Wert $\left| \frac{d^2\rho(x=0)}{dx^2} \right|$, welcher die Krümmung von $\rho(x)$ bei $x = 0$ darstellt, ist somit auch größer. Die Standardabweichung δ der Oberflächenfunktion $H(x)$ ist ebenfalls ein Maß für die Rauigkeit.

In der vorliegenden Arbeit wird das Kirchhoffsche Rückstreumodell [37] verwendet, da dieses die Anforderungen an die Rauigkeitsgrenzen und die maximal zulässige Anzahl der Freiheitsgrade erfüllt, da dieses Modell die Parameter benötigt, die auf verfügbaren Messdaten bestimmt werden können. Im Kirchhoffschen Streumodell ist die rückstreuende Oberfläche durch eine Gauß-verteiltte stochastische Funktion beschrieben [6], [47]. Der Rückstreukoeffizient für das Kirchhoff-Modell lässt sich wie folgt beschreiben [48], [72], [73], [74]:

$$\sigma_{pp}^r(\vartheta) = \frac{|R_{pp}(0)|^2 \exp\left(-\frac{\tan^2 \vartheta}{2\delta^2 \left| \frac{d^2\rho(0)}{dx^2} \right|}\right)}{2\delta^2 \left| \frac{d^2\rho(0)}{dx^2} \right| \cos^4 \vartheta}, \quad (7.2)$$

$$\sigma_{\text{pq}}^r(\vartheta) = 0, \quad \text{wenn die mehrfache Reflexion vernachlässigt wird.} \quad (7.3)$$

- σ_{pp}^r : kopolarer Rückstreukoeffizient
- σ_{pq}^r : kreuzpolarer Rückstreukoeffizient
- ϑ : Einfallswinkel der einfallenden und rückgestreuten Welle
- $|R_{\text{pp}}(0)|^2$: Betrag des Reflexionskoeffizienten im Nadir-Fall $\vartheta = 0$
- δ : Standardabweichung der Gauß-Verteilung der Oberflächenfunktion
- $\left| \frac{d^2\rho(0)}{dx^2} \right|$: zweite Ableitung des normierten Korrelationskoeffizienten nach räumlicher Verschiebung (Verschiebung gleich 0)

Die Voraussetzungen für die Anwendbarkeit des Kirchhoffschen Modells sind:

1. Gauß-verteilttes Terrainprofil
2. Einfallende Welle kann als homogene ebene Welle betrachtet werden.
3. $K^2\delta^2 \gg 1$, mit der Wellenzahl ($K = 2\pi/\lambda_p$) der einfallenden Welle (λ_p ist die Wellenlänge des Proximity-Sensors und beträgt ca. 2 cm.). Das bedeutet, dass die Standardabweichung der Oberfläche viel größer als die Wellenlänge der einfallenden Welle ist.

Wie oben erwähnt kann die Titan-Oberfläche innerhalb des Footprintes wegen der Größe der Fläche als Gauß-verteilt angenommen werden. Für die Sendefrequenz von ca. 15 GHz liegt die Wellenlänge bei nur etwa 2 cm. Mit sehr großer Wahrscheinlichkeit ist die Standardabweichung des Terrainprofils wesentlich größer als 2 cm. Damit wird die Voraussetzung $K^2\delta^2 \gg 1$ erfüllt. Das Kirchhoffsche Modell stellt also einen sinnvollen Modellansatz dar.

Der Rückstreukoeffizient in Gleichung (7.2) ist proportional zum Reflexionskoeffizienten $|R_{\text{pp}}(0)|^2$, der unabhängig vom Einfallswinkel ϑ ist, was sich bei der Ermittlung des Rückstreukoeffizienten als eine günstige Eigenschaft erweisen wird. Da die Einflüsse der Parameter δ^2 und $\left| \frac{d^2\rho(0)}{dx^2} \right|$ in Gleichung (7.2) untrennbar sind, wird ihr Produkt

$$m = \delta^2 \left| \frac{d^2\rho(0)}{dx^2} \right| \quad (7.4)$$

als ein zusammengefasster Parameter betrachtet. Eine freiheitsgradeinschränkende Eigenschaft des Kirchhoff-Modells ist die Annahme, dass die Leistung der kreuzpolarisierten Felder des Rückstreusignals gleich 0 ist (siehe Gleichung (7.2)). Der Kirchhoffsche Rückstreukoeffizient σ_{pp}^r in Abhängigkeit von Einfallswinkel ϑ und Rauigkeitskoeffizienten m wird in Abbildung 7.1 dargestellt.

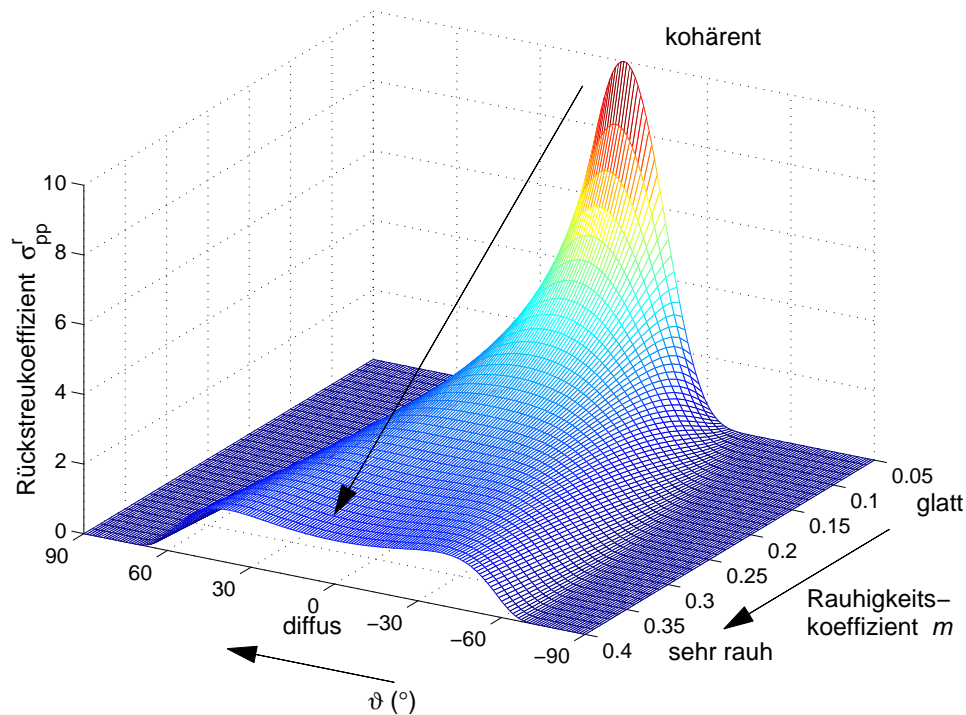


Abbildung 7.1: Kirchhoffscher Rückstreukoeffizient σ_{pp}^r in Abhängigkeit vom Einfallswinkel ϑ und vom Rauigkeitskoeffizienten m . Für kleine Rauigkeitskoeffizienten m ist die Oberfläche glatt. Die Streuung ist kohärent entspricht näherungsweise einer Reflexion. Der Rückstreukoeffizient nimmt mit zunehmendem Einfallswinkel schneller ab. Für größere Rauigkeitskoeffizienten m ist die Oberfläche rau. Die Streuung ist diffus und der Rückstreukoeffizient nimmt mit zunehmendem Einfallswinkel langsamer ab.

7.2 Doppler-Spektrum und Leistung des Rückstreusignals unter Anwendung des stochastischen Kirchhoffschen Rückstreumodells

7.2.1 Doppler-Spektrum des Rückstreusignals

Abbildung 7.2 skizziert die bei der Abstiegsdynamik auftretende Geometrie und Winkelkonstruktion der Radar-Messung. Während des Abstiegs auf Titan hat die Huygens-Sonde eine in Vektorkomponenten zerlegbare relative Geschwindigkeit zur Titan-Oberfläche. Die vertikale Geschwindigkeit v_{tz} und die horizontale Geschwindigkeit v_{tx} führen gemeinsam zu einer Dopplerverschiebung. Das Rückstreusignal hat ein Dopplerspektrum, weil die verschiedenen Positionen innerhalb des Footprints unterschiedliche

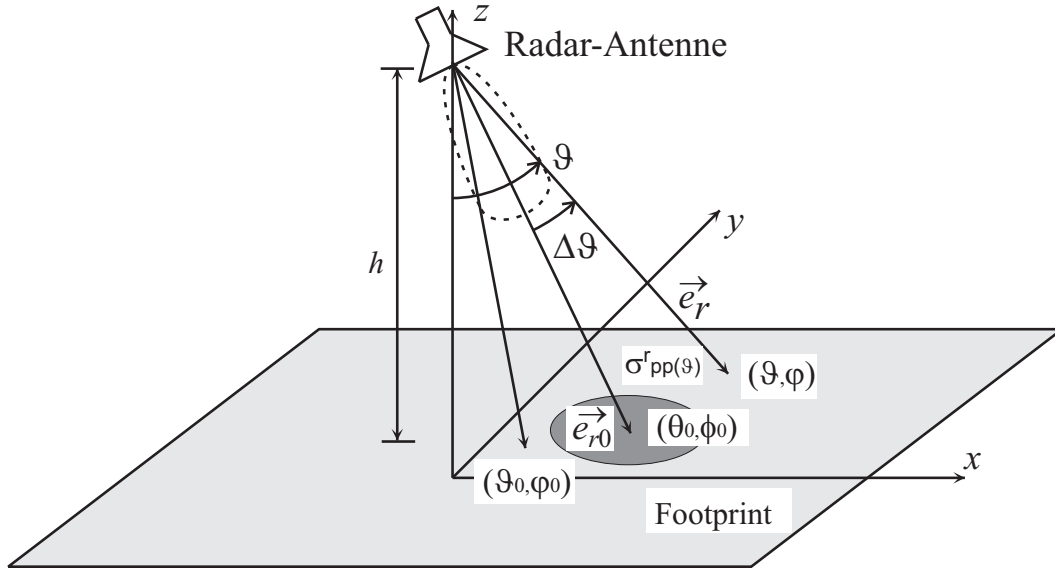


Abbildung 7.2: Definition der geometrischen Parameter. ϑ_0, φ_0 beschreiben die Ruhelage der Pendelbewegung; θ_0, ϕ_0 stehen für die Hauptstrahlrichtung der Antenne. ϑ, φ bezeichnen beliebige Richtungen eines Strahls innerhalb der Hauptkeule.

Elevations- und Azimutwinkel aufweisen. Für die Dopplerfrequenz gilt:

$$f_d = \frac{2 \cdot \vec{v} \cdot \vec{e}_r}{\lambda_p} = \frac{2 \cdot (v_{tx} \vec{e}_x + v_{tz} \vec{e}_z) \cdot (\sin \vartheta \cos \varphi \vec{e}_x + \sin \vartheta \sin \varphi \vec{e}_y + \cos \vartheta \vec{e}_z)}{\lambda_p}$$

$$= 2 \cdot \frac{v_{tx} \sin \vartheta \cos \varphi + v_{tz} \cos \vartheta}{\lambda_p} \quad (7.5)$$

$$\Rightarrow \varphi = \arccos \left(\frac{f_d \cdot \frac{\lambda_p}{2} - v_{tz} \cos \vartheta}{v_{tx} \sin \vartheta} \right) \quad (7.6)$$

Im Folgenden wird die Leistungsspektrum in Abhängigkeit von Einfallswinkel der Huygens-Sonde θ_0, ϕ_0 , Dopplerfrequenzverschiebung f_d und Rauigkeitskoeffizienten m berechnet.

Die Leistungsspektrumfunktion $E(\theta_0, \phi_0, f_d, m)$ hat drei Komponenten:

1. Streucharakteristik des Terrainprofils σ_{pp}^r
2. Antennencharakteristik F_A
3. Gewichtsfunktion der Geometrie f_g

Zur Vereinfachung der Berechnung wird bei der Simulation die in Abbildung 5.1 dargestellte Antennencharakteristik durch eine gaußförmige Funktion angenähert.

$$F_A = G_A \cdot \exp\left(-\left(\frac{\Delta\vartheta}{\vartheta_A}\right)^2\right) \quad (7.7)$$

$$\begin{aligned} \text{mit } \Delta\vartheta &= \arccos(\vec{e}_r \cdot \vec{e}_{r_0}) = \arccos\left(\begin{bmatrix} \sin\vartheta \cos\varphi \\ \sin\vartheta \sin\varphi \\ \cos\vartheta \end{bmatrix}^T \cdot \begin{bmatrix} \sin\theta_0 \cos\phi_0 \\ \sin\theta_0 \sin\phi_0 \\ \cos\theta_0 \end{bmatrix}\right) \\ &= \arccos(\sin\vartheta \sin\theta_0 \cos(\varphi - \phi_0) + \cos\vartheta \cos\theta_0) \end{aligned} \quad (7.8)$$

F_A : Leistungsbezogene Antennencharakteristik

G_A : Gewinn der Antenne in der Hauptstrahlrichtung

$\Delta\vartheta$: Winkelablage von der Hauptstrahlrichtung

ϑ_A : Maß der Strahlungsbreite der Antenne

Die Gewichtsfunktion f_g hat die nachfolgend beschriebenen Eigenschaften [1]: Angenommen wird im Folgenden:

1. Ein Strahlenbündel mit dem Einfallswinkel ϑ hat das Gewicht von $\sin\vartheta$.
2. Die Strahllänge in Abhängigkeit des Einfallswinkels ϑ ist $\frac{1}{(h/\cos\vartheta)}$, so dass das rückgestreute Strahlungsbündel mit dem Faktor $\frac{1}{(h/\cos\vartheta)^2}$ gewichtet wird, wobei h die Höhe der Antenne über der Titan-Oberfläche ist.
3. Die von einem Strahlungsbündel mit dem Einfallswinkel ϑ ausgeleuchtete Fläche ist wegen der Neigung des Einfallswinkels mit $\frac{1}{\cos\vartheta}$ gewichtet.

Insgesamt ergibt sich für den Gewichtsfaktor f_g :

$$f_g = \sin\vartheta \cdot \frac{1}{(h/\cos\vartheta)^2} \cdot \frac{1}{\cos\vartheta} = \frac{\sin\vartheta \cos\vartheta}{h^2}. \quad (7.9)$$

Für die Gesamtfunktion des Leistungsspektrums gilt:

$$\begin{aligned} E &= E(f_d, m, \theta_0, \phi_0) \\ &= P_{\text{sp}} \frac{\lambda_p^2}{(4\pi)^3 h^2} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sigma_{\text{pp}}^r(\vartheta, m) \cdot F_A(\Delta\vartheta) \cdot f_g(\vartheta) d\vartheta \end{aligned} \quad (7.10)$$

mit $\sigma_{\text{pp}}^r(\vartheta, m)$: gemäß Gleichung (7.2)

$F_A(\Delta\vartheta)$: gemäß Gleichung (7.7)

- $\Delta\vartheta(\vartheta, \theta_0, \varphi - \phi_0)$: gemäß Gleichung (7.8)
 $\varphi(f_d, \vartheta)$: gemäß Gleichung (7.6)
 $f_g(\vartheta)$: gemäß Gleichung (7.9)
 P_{sp} : Sendeleistung des Proximity-Sensors.

Aus Gleichung (7.10) erhält man das Leistungsspektrum $E(f_d, m, \theta_0, \phi_0)$. Somit äußert sich das Spektrum in Abhängigkeit von der Hauptstrahlrichtung (θ_0, ϕ_0) , die wiederum durch die Phasoren \hat{x}_1, \hat{y}_1 und die Ruhelage ϑ_0 der Pendelbewegung bestimmt wird. Eine Datenbank zur Speicherung der spektralen Leistungsdichte in der Abhängigkeit von f_d, m, θ_0 und ϕ_0 wird eingerichtet. Die Faktoren $|R_{pp}(0)|^2, 1/h^2$ stehen als Konstanten vor dem Integranden und werden nicht in die Datenbank eingebracht. In Abbildung 7.3 ist E/E_{max} für $\theta_0 = 10^\circ, \phi_0 = 15^\circ$ und $m = 0,22$ bei typischen Werten $v_{tx} = 100$ m/s und $v_{tz} = 100$ m/s dargestellt.

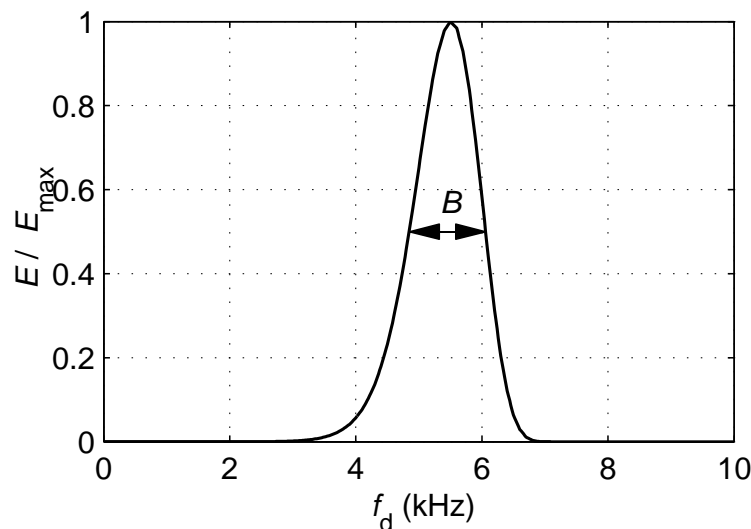


Abbildung 7.3: Ein Beispiel für normiertes Leistungsspektrum $E(f_d)$ mit $\theta_0 = 10^\circ, \phi_0 = 15^\circ$ und $m = 0,22$.

Das Ergebnis ist eine unsymmetrische Glockenkurve. Die informationstragende Größe ist hierbei die Bandbreite des Spektrums $B(\theta_0, \phi_0, m)$. Bei der Bandbreite spielen die Faktoren $|R_{pp}(0)|^2, \frac{\lambda_p^2}{(4\pi)^3}$ und $1/h^2$ keine Rolle. Nachdem die Datenbank $B(\theta_0, \phi_0, m)$ erstellt worden ist, vertauscht man die Stellen der Variablen B und m und erhält die Datenbank $m(B, \theta_0, \phi_0)$. Dies ist nur möglich, weil für eine bestimmte Position der Huygens-Sonde bei (θ_0, ϕ_0) die Bandbreite B eine monoton steigende Funktion des Rauigkeitskoeffizienten m ist. Je rauer die Oberfläche ist, umso mehr Leistung wird vom seitlichen Strahlungsbündel

zurückgestreut, wodurch eine grössere Dopplerefrequenzverschiebung in das Spektrum des Rückstreusignals bewirkt wird, und umso breitbandiger dadurch ist das Rückstreusignal.

7.2.2 Leistung des Rückstreusignals

Neben dem Spektrum bzw. der Bandbreite des Rückstreusignals ist die Leistung auch aufschlussgebend über den Einfallswinkel der Hauptstrahlrichtung θ_0 und die Rauigkeitsparameter m der Oberfläche. Die Leistung des Rückstreusignals wird bei der Mission durch das AGC-Signal gemessen und steht damit für die Auswertung zur Verfügung. Die Integration der Leistung über ϑ und φ verläuft ähnlich wie die Integration des Leistungsspektrums in Gleichung (7.10).

$$\begin{aligned} P &= P(\theta_0, m) \\ &= P_{\text{sp}} \frac{\lambda_p^2}{(4\pi)^3 h^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sigma_{\text{pp}}^r(\vartheta, m) \cdot F_A(\Delta\vartheta) \cdot f_g(\vartheta) d\vartheta d\varphi \quad (7.11) \end{aligned}$$

mit $\sigma_{\text{pp}}^r(\vartheta, m)$: gemäß Gleichung (7.2)

$F_A(\Delta\vartheta)$: gemäß Gleichung (7.7)

$\Delta\vartheta(\vartheta, \theta_0, \varphi - \phi_0)$: gemäß Gleichung (7.8)

$f_g(\vartheta)$: gemäß Gleichung (7.9).

Der Integrationsbereich des Azimutwinkels φ von 0 bis 2π schließt die Abhängigkeit der Leistung P von dem Azimutwinkel der Huygens-Sonde ϕ_0 aus. Da die Variable θ_0 von den Parametern der Pendelbewegung abhängt, ist die Leistung P wie bei dem Spektrum E von den Phasoren und der Ruhelage der Pendelbewegung abhängig. Die Integration wird ebenfalls numerisch gelöst und eine Datenbank für $P'(\theta_0, m) = \frac{P(\theta_0, m)}{|R_{\text{pp}}(0)|^2 \cdot \frac{\lambda_p^2}{(4\pi)^3} \cdot \frac{1}{h^2}}$

eingrichtet. Die Beträge für die Wellenlänge λ_p und die Höhe der Huygens-Sonde h gelten als bekannt.

7.3 Iteratives Verfahren zur Ermittlung der Pendelbewegung

Die Methode mit dem deterministischen Modell in Kapitel 3 hat eine Schwäche. Bei Gleichung (3.29) handelt es sich um die zweite Spektrallinie der Dopplerefrequenzverschiebung

der Telemetrierbindung bzw. um die Projektion der Pendelbewegung in z_0 -Richtung auf den Vektor der Telemetrierbindung \vec{e}_t . Falls der Ausschlag der Pendelbewegung klein ist, oder die Unregelmäßigkeit der Pendelbewegung gross ist, wird die zweite Spektrallinie betragsmäßig klein sein und möglicherweise im Rauschen verschwinden. In diesem Fall verliert man eine komplexe Gleichung mit zwei Beschränkungsbedingungen (Gleichung (3.29)). Um die Unbekannten der Pendelbewegungen zu bestimmen, werden die Empfangsleistung von dem Proximity-Sensor als Beschränkungsbedingungen eingesetzt. Allerdings spielen die Parameter der Titan-Oberfläche, nämlich Rauigkeitskoeffizient m ebenfalls eine entscheidende Rolle bei der Empfangsleistung vom Proximity-Sensor. Das Spektrum des Rückstreusignals von dem Proximity-Sensor bietet die Möglichkeit, den Rauigkeitskoeffizient m zu bestimmen.

Zuerst werden synthetische Messdaten in Abhängigkeit von den angesetzten Parametern durch das aerodynamische Modell in Abschnitt 6.2 erzeugt. Die Parameter sind vor allem relative Geschwindigkeit, seitliche Fläche der Huygens-Sonde, seitlicher aerodynamischer Faktor C_w (siehe Gleichung (6.2)) und die Masse der Huygens-Sonde. Diese Pendelbewegung verursacht eine näherungsweise periodische Änderung bei der gemessenen Leistung P_m und der gemessenen Bandbreite B_m des Empfangssignals. Das Ziel des Verfahrens ist, durch diese periodische Änderung die Phasoren der Pendelbewegung zu ermitteln.

Vor der Durchführung des iterativen Verfahrens wurden zwei Datenbanken in Abschnitt 7.2 eingerichtet. Sie enthalten:

1. $P'(\theta_0, m)$, die Empfangsleistung in Abhängigkeit von der Hauptstrahlrichtung und dem Rauigkeitsparameter. $|R_{pp}(0)|^2$ ist ein Faktor, der vor $P'(\theta_0, m)$ steht und deshalb von der Datenbank entkoppelt ist.
2. $m(\theta_0, \phi_0, B)$, Rauigkeitskoeffizient in Abhängigkeit vom Einfallswinkel und der Bandbreite: der Reflexionskoeffizient $|R_{pp}(0)|^2$ spielt keine Rolle für die Bandbreite.

Die Ruhelage der Pendelbewegung ϑ_0 wird wie in Abschnitt 3.2.4 ermittelt. Anschließend wird die Projektion p_x, p_y gemäß Gleichungen (3.7) und (3.8) bestimmt. Man setzt einen beliebigen „First Guess“-Wert für den Phasor $\hat{y}_{1,i=1}$ an, mit zwei Werten jeweils für den Real- und Imaginärteil $y_{R1,i=1}$ und $y_{I1,i=1}$. Der Wert für den Phasor in \vec{e}_{x_0} -Richtung $\hat{x}_{1,i=1}$ steht mit $\hat{y}_{1,i=1}$ in Gleichung (3.28) in Beziehung, wobei \hat{S}_1 als die erste Spektrallinie des Wegs (Auslenkung der Pendelbewegung) durch die Messdaten bekannt ist (siehe Gleichung (3.28)). Der dritte „First Guess“-Wert ist $|R_{pp,i=1}(0)|^2$ für den Reflexionskoeffizienten. Mit diesen drei „First Guess“-Werten $y_{R1,i=1}, y_{I1,i=1}$

und $|R_{pp,i=1}(0)|^2$ werden die Position der Huygens-Sonde (θ_0, ϕ_0) und anschließend die Leistung $P_{i=1}$ aus den in Abschnitt 7.2.2 erstellten Datenbanken ermittelt. Der quadratische Fehler (RMS) zwischen $P_{i=1}$ und P_m werden berechnet. Dieser Fehler dient als Gütekriterium für die „First Guess“-Werte $y_{R1,i=1}, y_{I1,i=1}$ und $|R_{pp,i=1}(0)|^2$.

$$RMS = \int_0^T (P'(t) - P'_m(t))^2 dt \quad (7.12)$$

T steht für die Länge des Datensatzes. Im nächsten Schritt werden die drei Werte verändert, bis der dazu gehörige RMS zu einem Minimum konvergiert. Bis dahin werden die Phasoren der Pendelbewegung und der Reflexionskoeffizienten ermittelt. Dieser Algorithmus wird durch „Fminsearch“-Routine in Matlab realisiert.

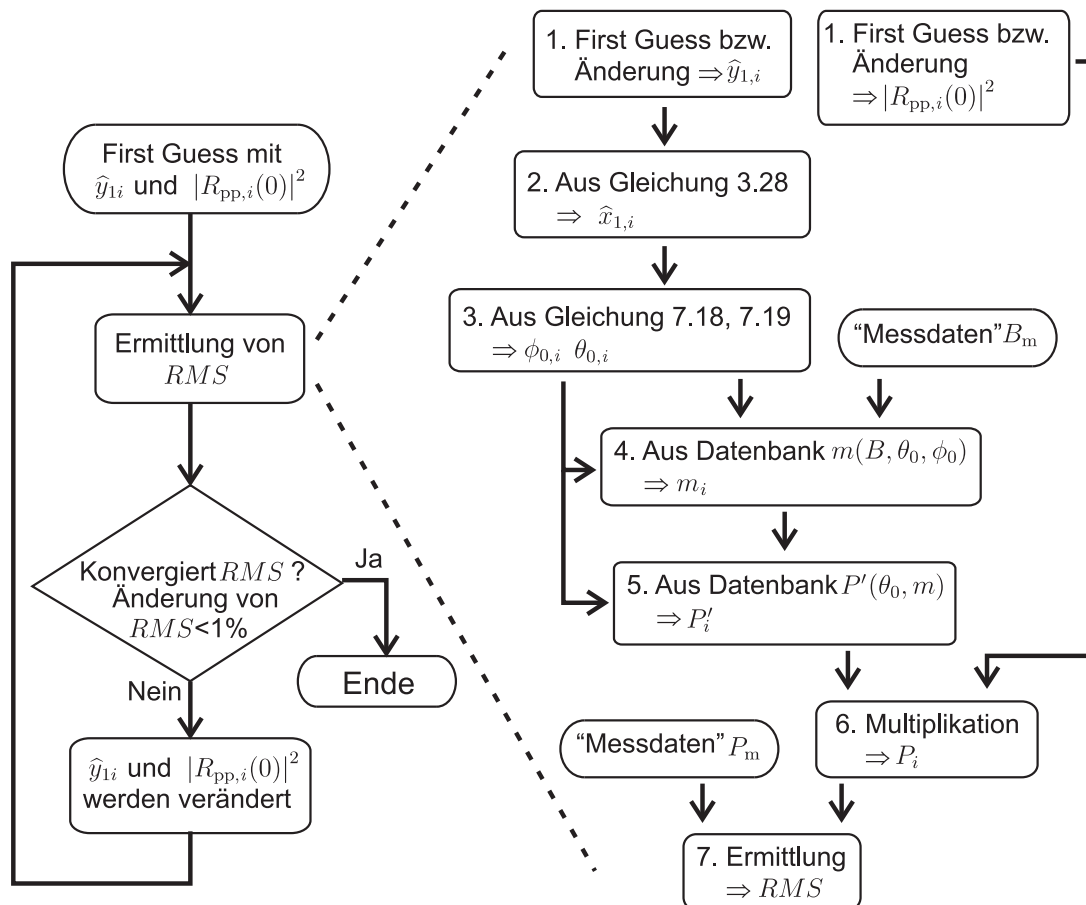


Abbildung 7.4: Flussdiagramm des iterativen Verfahrens

Im Folgenden wird die Arbeitsweise des iterativen Verfahrens stichpunktartig gemäß Abbildung 7.4 beschrieben:

1. Für die Parameter $\hat{y}_{1,i}$ und $|R_{pp,i}(0)|^2$ werden „First Guess“-Werte angenommen.

2. Mit Gleichung (3.28)

$$\hat{x}_{1,i} = \frac{(\hat{S}_1 - \hat{y}_{1,i} \cdot p_y)}{p_x}$$

wird der komplexe Phasor $\hat{x}_{1,i}$ berechnet.

3. Für ein festgelegtes Zeitintervall (z.B. drei Perioden der Pendelbewegung) werden die Verläufe $\theta_{0,i}(t)$ und $\phi_{0,i}(t)$ aus $\hat{x}_{1,i}$, $\hat{y}_{1,i}$ und ϑ_0 ermittelt.

$$\theta_{0,i}(t) = \arcsin(|\operatorname{Re}(\hat{x}_{1,i} \cdot \exp(j\omega_p t)) + j \cdot \operatorname{Re}(\hat{y}_{1,i} \cdot \exp(j\omega_p t))|) \quad (7.13)$$

$$\phi_{0,i}(t) = \arg(\operatorname{Re}(\hat{x}_{1,i} \cdot \exp(j\omega t)) + j \cdot \operatorname{Re}(\hat{y}_{1,i} \cdot \exp(j\omega t))) \quad (7.14)$$

4. Die berechneten Signale $\theta_{0,i}(t)$, $\phi_{0,i}(t)$ und das „gemessene“ Bandbreitensignal B_m werden in die Datenbank $m(\theta_0, \phi_0, B)$ eingesetzt, um hieraus den Parameter m_i zu bestimmen.

5. Die berechneten Daten $\theta_{0,i}(t)$ und m_i werden in die Datenbank $P'_i(\theta_0, m)$ eingesetzt, um daraus das Signal $P'_i(t)$ zu bestimmen.

6. Das berechnete $P'_i(t)$ -Signal wird mit dem „First Guess“-Parameter $|R_{pp,i}(0)|^2$ und $\frac{\lambda_p^2}{(4\pi)^3 h^2}$ multipliziert, und daraus wird $P_i(t)$ berechnet.

7. Das zu den „First Guess“-Parametern gehörige $P_i(t)$ -Signal wird mit der „gemessenen“ Leistung des Rückstreusignals P_m verglichen. Der quadratische Fehler RMS wird als das zu minimierende Gütekriterium verwendet.

In der nächsten Iteration werden „First Guess“-Werte $\hat{y}_{1,i}$ und $|R_{pp,i}(0)|^2$ verändert und der ganze Prozess wiederholt sich. Der quadratische Fehler RMS wird berechnet und mit dem Ergebnis der vorhergehenden Iteration verglichen. Der Vorgang wiederholt sich so lange, bis der quadratische Fehler gegen ein Minimum konvergiert. Das Abbruchkriterium ist dann erreicht, wenn die Abnahme des quadratischen Fehlers zwischen zwei Iteration kleiner als ein zuvor definierter Schwellwert ist.

Prinzipiell dürfen drei beliebige Unbekannte als erste geschätzte Parameter ausgewählt werden, während die anderen durch verfügbare Informationen bestimmt werden. Es ist sinnvoll, $|R_{pp}(0)|^2$ und \hat{y}_1 als „First Guess“-Parameter zu wählen, da $|R_{pp}(0)|^2$ die Amplitude des geschätzten Empfangsleistungssignals bestimmt und \hat{y}_1 die Form des geschätzten Leistungssignals entscheidend beeinflusst. $|R_{pp}(0)|^2$ und \hat{y}_1 haben unterschiedliche Wirkung auf die Empfangsleistung und sind deshalb entkoppelt.

Die neun Diagramme in Abbildung 7.5 sind zeitlich nacheinander stehende Datensätze mit jeweils drei Perioden der Pendelbewegung. Die grüne Kurven sind die Laufbahn der Pendelbewegung in (x,z) -Ebene, die durch das aerodynamische Modell aus Kapitel 6 simuliert wurden. Aufgrund der Kontinuität der Pendelbewegung überlappen sich die Kurven von drei Perioden nahezu vollständig. Die zwei Komponenten der 3D-Pendelbewegung haben näherungsweise die gleiche Periode. Der verbleibende Unterschied zwischen den Perioden ist der Grund für die langsame Drehung der Hauptachse der Pendelbewegung. Diese Kurven dienen als zu ermittelter Vorgabe der Pendelbewegung. Der Maßstab in Abbildung 7.5 ist der Ausschlag der Pendelbewegung nach der Normierung der Pendellänge l . 0.1 entspricht $5,7^\circ$. Eine der roten und schwarzen Kurven sind die Ermittlungsergebnisse des iterativen Verfahrens. Die Übereinstimmung der vorgegebenen und ermittelten Pendelbewegung ist deutlich zu erkennen.

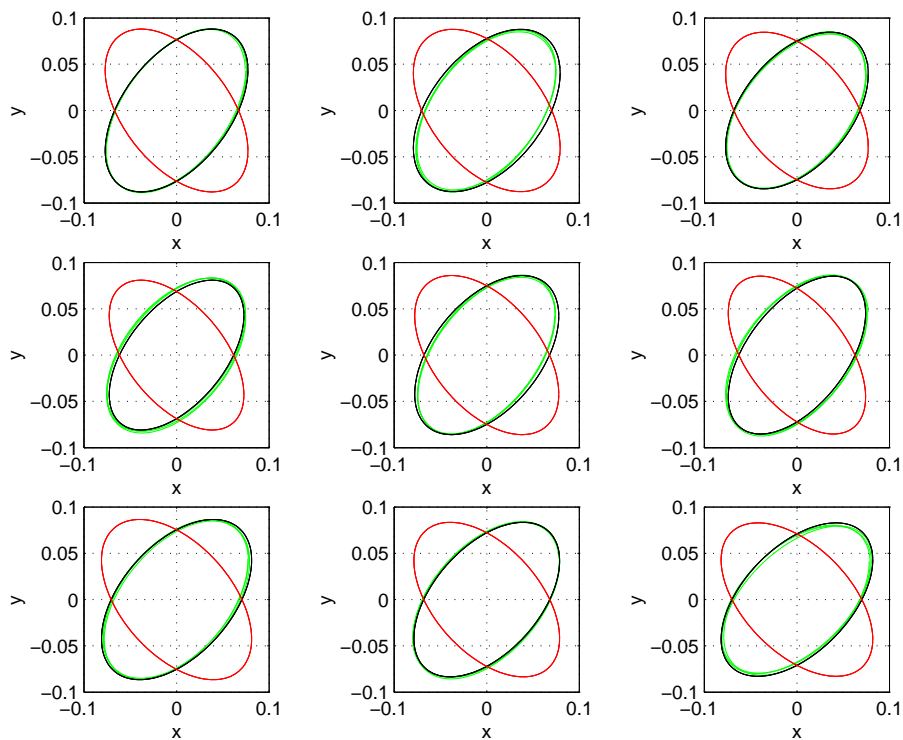


Abbildung 7.5: Beispiele der Ermittlungsergebnisse. Die grüne Kurve zeigt die vorgegebene Pendelbewegung, die durch das aerodynamische Modell aus Kapitel 6 synthetisch erzeugt wurden. Die roten und die schwarzen Kurven sind die Ergebnisse der Rekonstruktion.

Obwohl das iterative Verfahren eine Lösung findet, sollte man sich trotzdem darüber bewusst sein, dass es zwei Lösungen gibt, die alle Beschränkungsbedingungen erfüllen, da das gesamte physikalische System zur (\vec{x}, \vec{z}) -Ebene symmetrisch ist. Die Methode des deterministischen Modells hat ebenfalls zwei Lösungen wie in den Gleichungen (3.32) und

(3.33). Welche von den beiden Lösungen die richtige ist, lässt sich durch die zusätzliche Informationen anderer Experimente z.B. von dem Sonnensensor entscheiden.

7.4 Näherung für kleine Amplituden der Pendelbewegung

Der zeitliche Aufwand des iterativen Verfahrens mit drei zu variierenden Größen im vorangehenden Abschnitt ist relativ groß. Die Zeitdauer der Iteration lässt sich wesentlich verkürzen, wenn die Anzahl der zu variierenden Größen reduziert wird. Im Folgenden wird ein durch zusätzliche Näherungen verbessertes Prinzip vorgestellt.

Die Projektion der Flugbahn des Cassini-Orbiters befindet sich näherungsweise in der Längengradrichtung auf Titan. Durch diese Näherung ist der β -Winkel in Abbildung 3.3 null, und p_y laut Gleichung (3.8) ebenfalls null. Damit hat \hat{y}_1 keine Projektion auf den Vektor \vec{e}_t , so dass weder die Dopplerefrequenzverschiebung noch das Leistungssignal des Telemetriesignals relevant für die Pendelbewegung in \vec{e}_{y_0} -Richtung sind.

Die Huygens-Sonde driftet mit dem Wind, so dass die relative Geschwindigkeit zwischen Mittelwert des zonalen Windes und die horizontale Geschwindigkeit der Huygens-Sonde vernachlässigbar ist. In diesem Fall ist ϑ_0 in Abbildung 3.3 null. Das Koordinatensystem mit \vec{e}_{x_0} -, \vec{e}_{y_0} - und \vec{e}_{z_0} ist identisch mit x -, y - und z (siehe Abbildung 3.3). p_x in Gleichung (3.7) wird:

$$p_x = \sin \alpha \quad (7.15)$$

Gleichung (3.28) wird vereinfacht:

$$\hat{x}_1 = \frac{\hat{S}_1}{p_x} \quad (7.16)$$

Für die mit der „Pendellänge“ l normierte Größe der Pendelbewegung gilt gemäß Gleichung (3.16) (θ_0 siehe Abbildung 7.2):

$$\mathcal{Z} = \cos \theta_0 = \sqrt{1 - (\mathcal{X}^2 + \mathcal{Y}^2)} \approx 1 - \frac{(\mathcal{X}^2 + \mathcal{Y}^2)}{2} \quad \text{für } \mathcal{X} \ll 1, \mathcal{Y} \ll 1. \quad (7.17)$$

Für einen kleinen Einfallswinkel θ_0 kann die cos-Funktion näherungsweise in eine Taylor-Reihe entwickelt werden.

$$\mathcal{Z} = \cos \theta_0 \approx 1 - \frac{\theta_0^2}{2} \quad (7.18)$$

Werden Gleichungen (7.17) und (7.18) zusammengefügt, so erhält man:

$$\theta_0^2 = \mathcal{X}^2 + \mathcal{Y}^2 \quad (7.19)$$

Setzt man Gleichungen (3.11) und (3.12) in Gleichung (7.19) ein, erhält man:

$$\begin{aligned} \theta_0^2 &= x_1^2 \cos^2(\omega_p t + \phi_x) + y_1^2 \cos^2(\omega_p t + \phi_y) \\ &= \frac{x_1^2 + y_1^2}{2} + \frac{x_1^2 \cos(2\omega_p t + 2\phi_x)}{2} + \frac{y_1^2 \cos(2\omega_p t + 2\phi_y)}{2} \end{aligned} \quad (7.20)$$

In Gleichung (7.20) ist erkennbar, dass für die erste Oberschwingung von θ_0^2 , die als $\hat{\Theta}_{0,2}$ definiert wird, gilt:

$$\hat{\Theta}_{0,2} = \hat{x}_1^2 + \hat{y}_1^2 \quad (7.21)$$

Der Verlauf der Empfangsleistung $P'(\theta_0, m)$ kann für einen kleinen Einfallswinkel θ_0 durch eine Parabel angenähert werden;

$$P'(\theta_0, m) \approx P'_{\max} \cdot \left(1 - \frac{\theta_0^2}{a_q^2}\right), \quad (7.22)$$

wobei $P'(\theta_0, m)_{\max}$ und a_q^2 die Faktoren der Parabel sind. Die Beträge von $P'(\theta_0, m)_{\max}$ und a_q^2 sind hier irrelevant, denn nur die Phase von P' ist hierbei interessant. In Abbildung 7.6 wird ein Beispiel für diese Näherung gegeben. Man definiert $\hat{\mathcal{P}}_2$ als die erste Oberschwingung von P' . Aus den Gleichungen (7.20) bis (7.22) ist erkennbar, dass $\hat{\mathcal{P}}_2$ eine entgegengesetzte Phase gegenüber $\hat{\Theta}_{0,2} = \hat{x}_1^2 + \hat{y}_1^2$ hat.

$$\arg(\hat{\mathcal{P}}_2) = \arg(\hat{\Theta}_{0,2}) - \pi = \arg(\hat{x}_1^2 + \hat{y}_1^2) - \pi \quad (7.23)$$

Dies ist eine Information, die zur Reduzierung der Anzahl der zu variierenden Größen bei der iterativen Methode genutzt werden kann.

Setzt man Gleichung (7.23) in Gleichung (7.21) ein:

$$\begin{aligned} \hat{x}_1^2 + \hat{y}_1^2 &= \left| \hat{\Theta}_{0,2} \right| \cdot \exp(j \arg(\hat{\Theta}_{0,2})) \\ &= \left| \hat{\Theta}_{0,2} \right| \cdot \exp(j \arg(\hat{\mathcal{P}}_2) + \pi) \end{aligned}$$

Dadurch lässt sich der Phasor \hat{y}_1 berechnen:

$$\hat{y}_1 = \sqrt{\left| \hat{\Theta}_{0,2} \right| \cdot \exp(j \arg(\hat{\mathcal{P}}_2) + \pi) - \hat{x}_1^2} \quad (7.24)$$

In Gleichung (7.24) ist $\hat{\mathcal{P}}_2$ durch die Messdaten der Rückstreuleistung zu bestimmen. \hat{x}_1 muss durch eine weitere Näherung ermittelt werden.

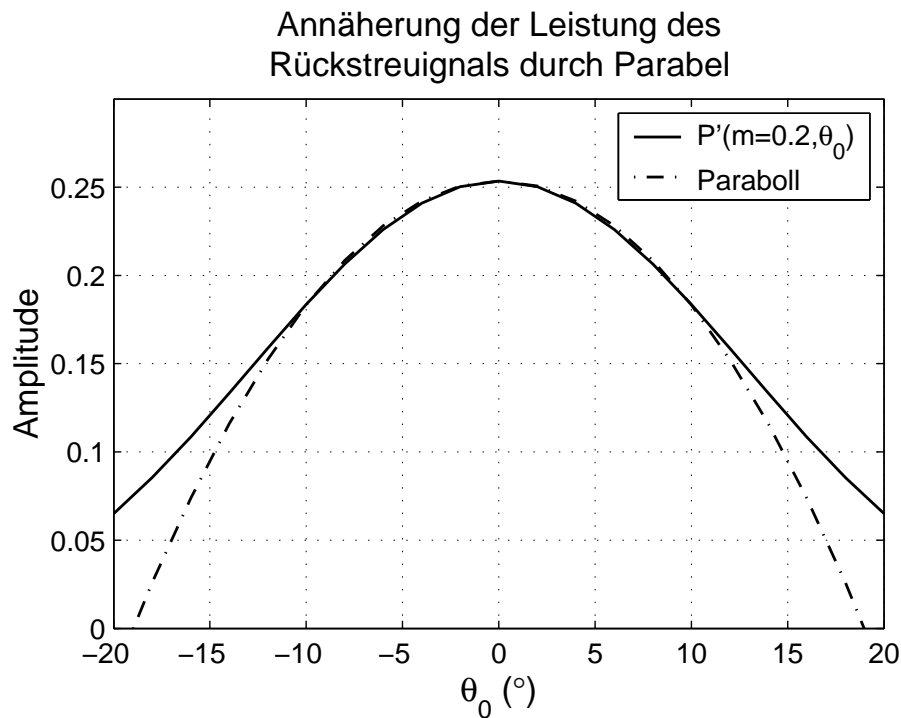


Abbildung 7.6: Beispiel für die Näherung der Leistung des Rückstreusignals durch Parabel. Die durchgezogene Linie ist die Leistung des Rückstreusignals bei dem Rauigkeitskoeffizienten $m = 0,2$. Die gestrichelt Linie ist eine Parabel mit $P'_{\max} = 0,2544$, $a_q = 0.3316$. Für $\theta_0 \leq 10^\circ$ haben die beiden Kurven fast den gleichen Verlauf.

Bei der mittels Näherung modifizierten iterativen Methode ersetzt $|\hat{\Theta}_{0,2}|$ die Variablen y_{R1} und y_{I1} , die jeweils für Realteil und Imaginärteil von \hat{y}_1 stehen. Somit hat die mittels Näherung modifizierte iterativen Methode nur zwei zu variierende Größen, nämlich $|\hat{\Theta}_{0,2}|$ und $|R_{pp}(0)|^2$.

Diese Methode hat den Vorteil, dass die Bestimmung von \hat{x}_1 und \hat{y}_1 getrennt erfolgen kann und dass nur zwei statt drei Variablen während der Iteration verändert werden müssen. Die Iterationszeit lässt sich nach Testen um etwa den Faktor fünf verkürzen. Allerdings ist das Verfahren vorzugsweise für raue Oberflächen einzusetzen, da bei rauer Oberfläche die parabolische Näherung für einen größeren Bereich gültig ist.

Die weitere Vorgehensweise ist identisch mit der des letzten Abschnitts ab Schritt drei.

7.5 Fehleranalyse des iterativen Verfahrens

Bei der oben genannten iterativen Methode werden synthetisch erzeugte „Messdaten“ eingesetzt. In der Realität wirken immer Rauschen und andere Störfaktoren auf die Messdaten und verfälschen die Ergebnisse. Um die Robustheit der iterativen Methode zu untersuchen, wird eine Fehleranalyse durchgeführt. Drei Messgrößen werden für das iterative Verfahren benötigt:

1. Dopplerfrequenzverschiebung des Telemetriesignals
2. Leistung des Rückstreusignals von dem Proximity-Sensor
3. Bandbreite des Rückstreusignals von dem Proximity-Sensor

Da keine Informationen über das Rauschen vorhanden sind, wird für das Rauschen eine Gaußverteilung angenommen. Das Rauschen am Eingang des Verfahrens führt zu einem rauschbehafteten Ausgangssignal. Als Maß für den Fehler am Ausgang dient die Standardabweichung der ermittelten Parameter der elliptischen Pendelbewegung. Drei Größen beschreiben eine Ellipse, nämlich:

1. lange Achse der Ellipse
2. kurze Achse der Ellipse
3. Drehwinkel der Ellipse

In den Abbildungen 7.7 bis 7.9 sind die Ergebnisse der Fehleranalyse dargestellt. Über der x -Achse wird die Standardabweichung der Messdaten aufgetragen. Über der y -Achse wird der Mittelwert und die Standardabweichung der Parameter der Ellipse dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass der Fehler bei den ermittelten Parametern der Ellipse zunimmt, wenn der Fehler in den Messdaten ansteigt.

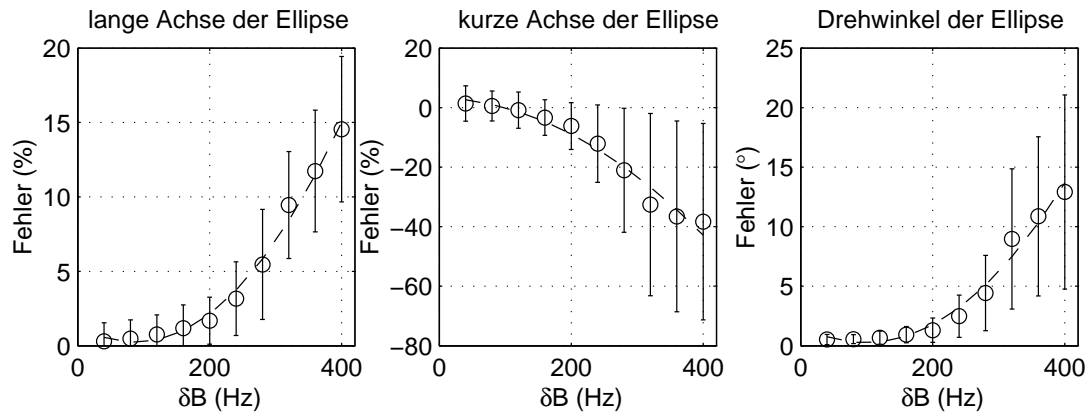


Abbildung 7.7: Fehler auf der Ellipse gegenüber dem Fehler auf dem Bandbreitensignal. Mit zunehmendem Fehler im Bandbreitensignal nimmt die Abweichung zur gefundenen Lösung zu.

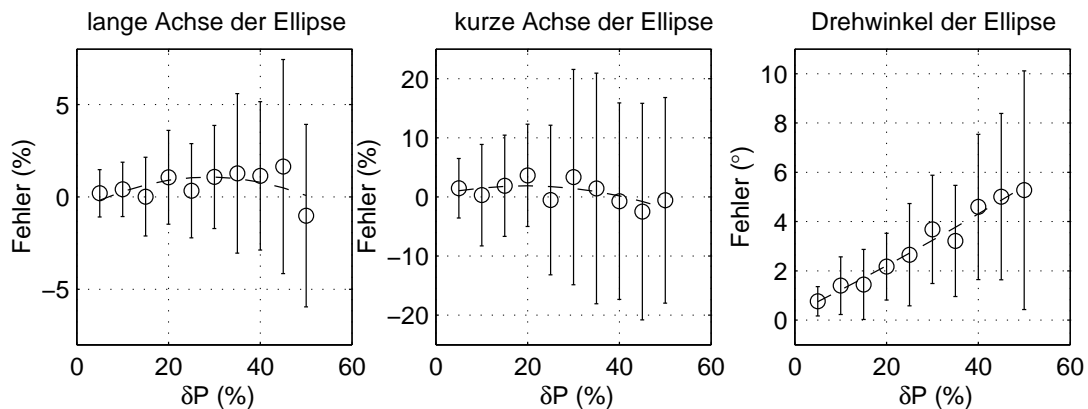


Abbildung 7.8: Fehler auf der Ellipse gegenüber dem Fehler auf der Leistung des Rückstreusignals. Mit zunehmendem Fehler im Rückstreusignal nimmt die Abweichung zur gefundenen Lösung zu.

Es bestehen Möglichkeiten, den Fehler zu reduzieren, z.B. durch Filterung. Die Abtastfrequenz der Messdaten beträgt 8 Hz, die deutlich höher als die Frequenz der Pendelbewegung ist, welche schätzungsweise zwischen 0,05 Hz und 0,1 Hz liegt (siehe Gleichung (3.10)). Für eine Pendellänge von 10 m und g_T von $1,35 \text{ m/s}^2$ beträgt f_p 0,0585 Hz). In Abbildung 7.10 werden die synthetisch erzeugten Messdaten über ein Zeitfenster von 1 S bzw. über 8 Werte gemittelt. Das Ergebnis hat sich im Vergleich zu Abbildung 7.7 wesentlich verbessert.

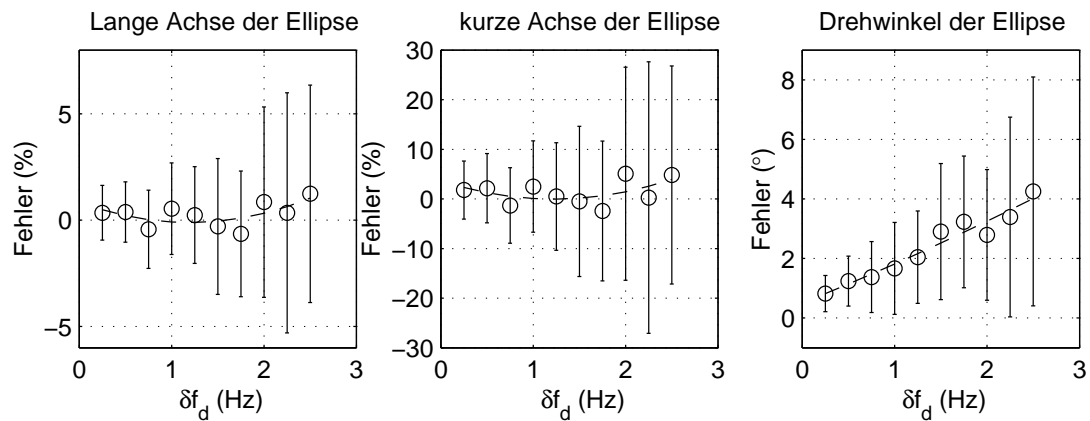


Abbildung 7.9: Fehler auf der Ellipse gegenüber dem Fehler auf dem Dopplerfrequenzverschiebung. Mit zunehmendem Fehler auf der Dopplerfrequenzverschiebung nimmt die Abweichung zur gefundenen Lösung zu.

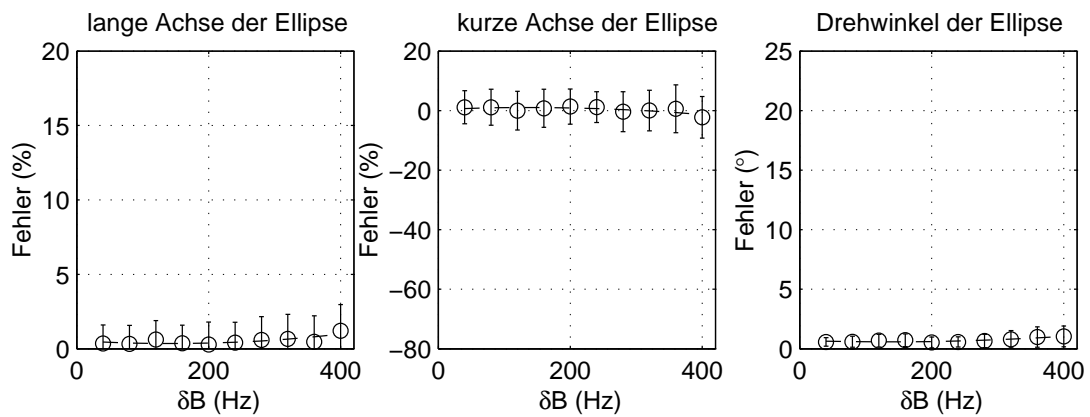


Abbildung 7.10: Fehler auf der Ellipse gegenüber dem Fehler im Bandbreitensignal, wobei das fehlerbehaftete Bandbreitensignal gefiltert ist. Durch Filterung wird der Fehler vermindert, daher ist der Fehler im Vergleich zu der in Abbildung 7.7 dargestellten Lösung deutlich geringer.

Kapitel 8

Stochastische Modelle zur Ermittlung von oberflächennaher Windstärke aus der Radarrückstreucharakteristik von Ozeanoberflächen

Neben dem kontinentalen Terrain werden auch Ozeane auf der Titan-Oberfläche vermutet [15]. Das vorliegende Kapitel befasst sich mit stochastischen Modellen zur Ermittlung von Windstärke aus den Rückstreueigenschaften von Ozeanoberflächen. Mit Hilfe eines stochastischen Modells und der Wentzschens Methode aus der Meteorologie werden die Oberflächenparameter von Ozeanen abgeschätzt. Hierbei wird angenommen, dass der Einfallswinkel θ_0 und Azimutwinkel ϕ_0 durch die Ermittlung der Pendelbewegung oder die Verwendung anderer Instrumente schon bekannt sind.

8.1 Rückstreukoeffizienten beeinflussende Faktoren

Titans Oberfläche besteht wegen der tiefen Temperatur von 94 K [15] möglicherweise aus Ozeanen. In [2] sind Algorithmen für periodische Ozeanoberflächen entwickelt worden. Dieses Kapitel ist der Beschreibung dieser Algorithmen gewidmet, die es ermöglichen,

die Ozeane auf Titan unter Verwendung moderner Radartechnik und langjähriger Erfahrungen meteorologischer Beobachtungen zu erkunden.

Die Technik und die meteorologischen Kenntnisse [21], [23] sind für die Erde entwickelt worden und gelten zunächst nur für die Atmosphäre und Ozeane auf der Erde [12], [13]. Es besteht die Möglichkeit, das physikalische Modell der Erde auf Titan zu übertragen. Hierfür werden genaue Kenntnisse über die Zusammensetzung und Dichte der Titan-Atmosphäre und der Ozeane benötigt, die noch nicht bekannt sind. Aus diesem Grund beschränkt sich das vorliegende Kapitel zunächst auf das Modell der Erde [48] ··· [51]. Die Analysen werden nachfolgend nur für die Atmosphäre und Ozeane auf der Erde durchgeführt. Die Übertragbarkeit auf Titan ist in der Zukunft mit den Kenntnissen, die durch die Huygens-Mission gewonnen werden, zusammen mit Wissenschaftlern anderer Fachgebiete zu untersuchen. Mit Hilfe der Messdaten können die auf physikalischen Modellen basierenden Simulationen zum Zweck der Vorhersage der Windstärke durchgeführt werden [53] ··· [57].

Das Scatterometer (SASS) [30] auf dem *SEASAT* Satellit (1978) [19], [20], [24], [68], [70] hat drei Monate lang Messdaten geliefert, die dazu beigetragen haben, ein empirisches Modell, [13], [59], [60], [67] zur Wettervorhersage zu entwickeln [64], [65], [66]. Drei Versuchsmodelle wurden hierfür entwickelt. Bei dem ersten Modell, das an der Universität Kansas entwickelt worden ist, wird die Windgeschwindigkeit u_* iterativ ermittelt. (Um die Windgeschwindigkeit unmittelbar über der Ozeanoberfläche mit der Windgeschwindigkeit auf Huygens-Sonde zu unterscheiden, wird hierbei u_* für die Windgeschwindigkeit unmittelbar über der Ozeanoberfläche verwendet.) Bei dem zweiten Modell, das von Pierson an der Universität New York [94] erstellt wurde, wird die Windgeschwindigkeit in einer Tabelle nachgeschlagen, die zum Zweck der Ermittlung der Pendelbewegung aus einer großen Menge von Messdaten erstellt worden ist. Das dritte Modell ist die von Wentz [69], [95] verwendete bedingte Wahrscheinlichkeit $p(u_*)\{\sigma_n\}$, wobei u_* die zu bestimmende Windgeschwindigkeit und σ_n ein Satz der gemessenen Rückstreukoeffizienten ist [36]. Die drei Algorithmen wurden vom NASA Langley Research Center im Januar 1978 getestet. Schließlich hat sich die Wentzsche Methode nach einigen Modifikationen durchgesetzt. Das vorliegende Kapitel befasst sich mit diesen inzwischen weit verbreiteten Modellen und Theorien aus dem Bereich der Meteorologie und der Anwendung der Wentzchen Methode zur Bestimmung oberflächennaher Winde auf Titan.

Es gibt viele Faktoren wie z.B. Einfallswinkel θ_0 , Azimutwinkel ϕ_0 , Polarisation VV (vertikaler Einfall, vertikale Rückstreuung) bzw. HH (horizontaler Einfall, horizontale Rückstreuung) und Windgeschwindigkeit u_* , die das Rückstreusignal eines „Airborne“- oder „Spaceborne“-Windscatterometers beeinflussen.

1. **Einfallswinkel** θ_0 : Normalerweise sinkt der Rückstreukoeffizient σ mit steigendem Einfallswinkel θ_0 . Die Abhängigkeit des Rückstreukoeffizienten σ eines Ozeans von θ_0 wird wiederum von der Windgeschwindigkeit u_* bzw. Wellenhöhe beeinflusst. Mit zunehmender Windgeschwindigkeit u_* wird die Ozeanoberfläche rauer, und die Streucharakteristik breiter. Somit fällt σ mit zunehmender Windgeschwindigkeit u_* langsamer ab (siehe Abbildung 8.1)

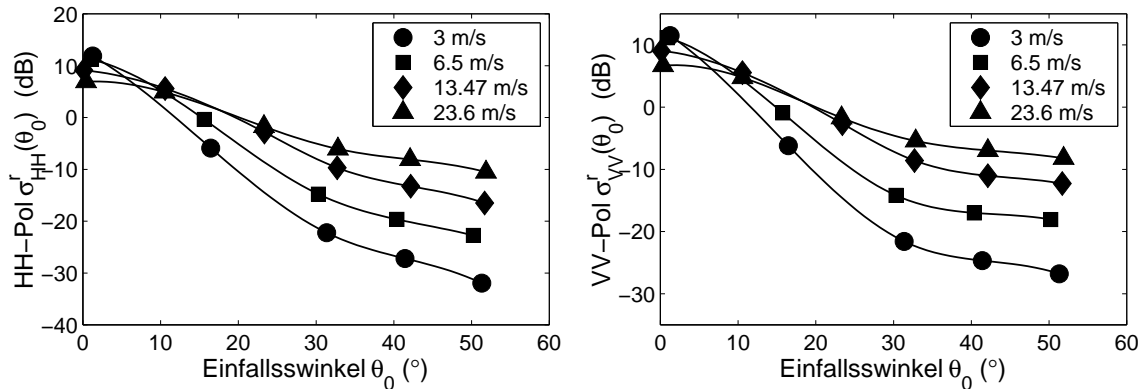


Abbildung 8.1: HH- und VV-Polarisationen des Rückstreusignals beim RADSCAT-Experiment [28]. Je stärker der Wind weht, um so rauer ist das Meer und um so langsamer ist der Abfall des Rückstreukoeffizienten bei steigendem Einfallswinkel θ_0 .

2. **Windrichtung** ϕ_0 : Hierbei wird angenommen, dass Wellenrichtung und Windrichtung unmittelbar über der Ozeanoberfläche identisch sind. In Abbildung 8.2 ist der Rückstreukoeffizient σ für die zwei Polarisationsrichtungen in Abhängigkeit vom Azimutwinkel ϕ_0 dargestellt. Bei „Up“-Windrichtung ($\phi_0 = 0^\circ$) strahlt die Antenne gegen die fortschreitende Ozeanwelle. Dabei ist σ am größten. Das zweite Maximum liegt bei der „Down“-Windrichtung ($\phi_0 = 180^\circ$). In diesem Fall hat die Strahlung der Antenne und Ozeanwelle die gleiche Richtung. Das Minimum von σ liegt bei der „Cross“-Windrichtung ($\phi_0 = 90^\circ$ bzw. 270°). Dabei stehen die Richtung der Strahlung von Antenne und die Fortschrittrichtung der Ozeanwelle senkrecht zueinander. Der Einfluss vom Winkel ϕ_0 lässt sich durch den folgenden Zusammenhang beschreiben [38]:

$$\sigma(\phi_0) = A + B \cos \phi_0 + C \cos 2\phi_0 \quad (8.1)$$

Term A steht für den arithmetischen Mittelwert des Rückstreukoeffizienten, Term B für den Abstand zwischen „Up“- und „Down“-Windrichtung, C für den Unterschied zwischen „Up“- und „Cross“-Windrichtung. Die drei Größen A , B und C sind abhängig von θ_0 , u_* und der Polarisation.

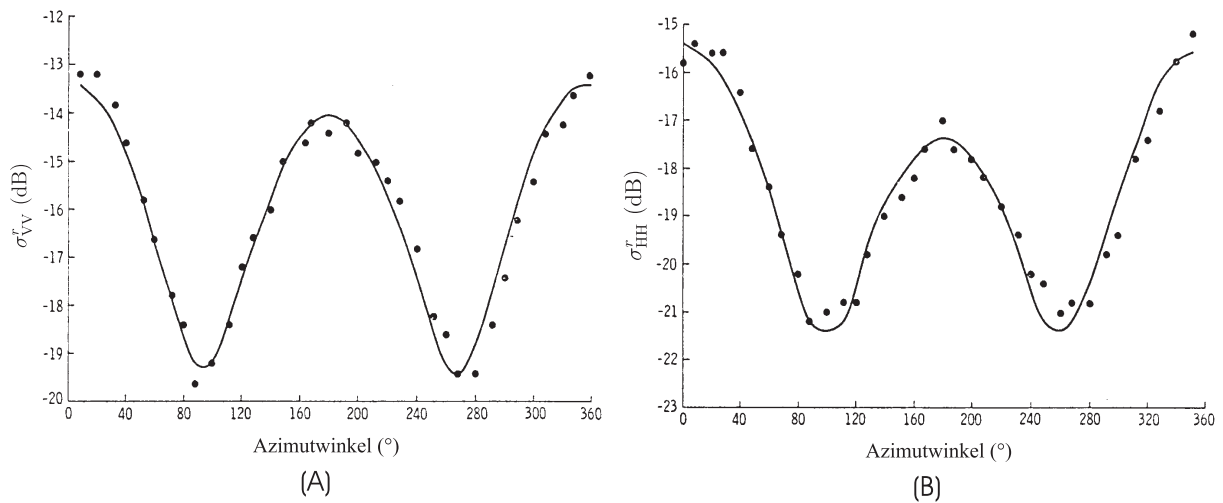


Abbildung 8.2: horizontaler sowie vertikaler Rückstreukoeffizienten σ für „Up“-, „Down“- und „Cross“-Windrichtung aus NASA Langley Research Center von Jones [27].

3. **Polarisationswinkel γ :** Der VV-Rückstreukoeffizient σ_{VV}^r (TM-Welle) ist immer größer als der Rückstreukoeffizient für die HH-Polarisation σ_{HH}^r (TE-Welle) (siehe Abbildung 8.3). Bei kleinerem Einfallswinkel unterscheiden sich die beiden Rückstreukoeffizienten voneinander kaum. Mit zunehmendem Einfallswinkel wird der Unterschied immer deutlicher.

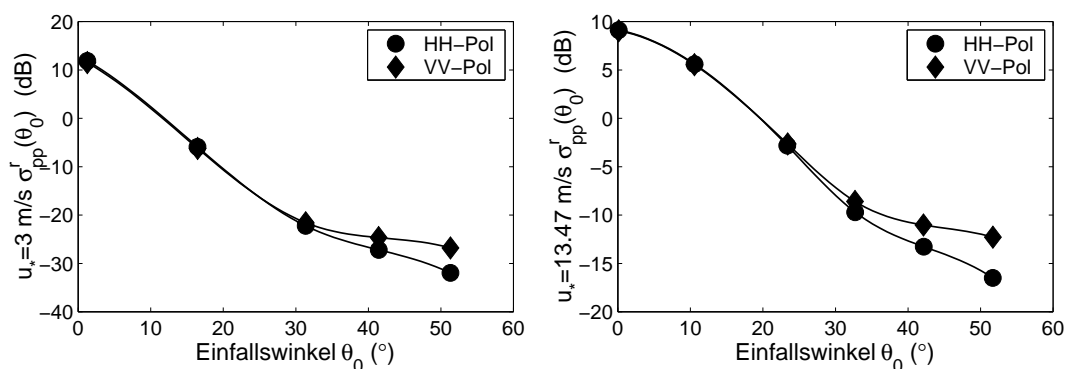


Abbildung 8.3: HH- und VV-Polarisation des Rückstreusignals für Windgeschwindigkeiten von 3 m/s und 13,47 m/s beim RADSCAT-Experiment [28]. Für einen kleinen Einfallswinkel sind die HH- und VV- Komponenten fast gleich. Bei größeren Einfallswinkeln ist der Rückstreukoeffizient σ der VV- Polarisation(TM) deutlich größer als der der HH- Polarisation(TE).

4. **Die Windgeschwindigkeit** u_* hat unmittelbaren Einfluss auf den Rückstreuoeffizienten. Die drei „Parameter“ θ_0 , ϕ_0 und γ können als Systemgrößen betrachtet werden, u_* dagegen ist die gesuchte „Variable“, die stetigen Veränderungen unterworfen ist. Der Zusammenhang zwischen $\log u_*$ und $\log \sigma$ lässt sich zeitlich und räumlich durch die folgende lineare Gleichung ausdrücken:

$$\log u_* = K_1(\theta_0, \phi_0, \gamma) + K_2(\theta_0, \phi_0, \gamma) \log \sigma. \quad (8.2)$$

Hierbei gehen $\log u_*$ und $\log \sigma$ als logarithmische Größen ein. K_1 und K_2 sind Koeffizienten, die die Linearität darstellen.

Zusammenfassend ist festzustellen, dass $\log \sigma$ eine Funktion von θ_0 , ϕ_0 , γ und $\log u_*$ ist. Mit anderen Worten, $\log \sigma$ und $\log u_*$ haben einen linearen Zusammenhang, sofern θ_0 , ϕ_0 und γ bekannt sind.

In dem vorliegenden Anwendungsfall ist der Einfallswinkel θ_0 auf kleiner als 10° geschätzt. In der Abbildung 8.3 ist erkennbar, dass der Rückstreuoeffizient σ bei so kleinem Einfallswinkel näherungsweise unabhängig von der Polarisation bzw. γ -Winkel ist.

8.2 Wentzsche Methode

Die Wentzsche Methode [26] ist im Prinzip eine Gauß-Parameterabschätzung [97]. Durch die Anwendung der Wentzschen Methode auf die Abstiegsdynamik der Huygens-Sonde können Windstärke der Ozeanwelle bestimmt werden. Mit der Annahme, dass der zonale Wind dominierend ist, breitet sich die Ozeanwellen in Längengradrichtung aus. So gilt der Azimutwinkel der einfallenden Welle ϕ_0 als bekannt. Wie oben schon erwähnt, gilt der Einfallswinkel θ_0 ebenfalls als bekannt. Die Polarisation γ ist aufgrund des kleinen Einfallswinkels irrelevant (siehe Abbildung 8.3).

Für die Wahrscheinlichkeit $P(u_* | \{\sigma_n\})$ bei dem n-ten. gemessenen Rückstreuoeffizienten σ_n gilt nach der Bayes-Formel [3]:

$$P(u_* | \{\sigma_n\}) = \frac{P(u_*) \prod_{i=1}^n P(\sigma_i | u_*, \{\sigma_{i-1}\})}{\int P(u_*) \prod_{i=1}^n P(\sigma_i | u_*, \{\sigma_{i-1}\}) du_*} \quad (8.3)$$

$P(\sigma_i | u_*, \{\sigma_{i-1}\})$ ist die Wahrscheinlichkeit von σ_i , wenn bei der Windgeschwindigkeit u_* Messdaten von σ_{i-1} schon bekannt sind, vorausgesetzt, dass sämtliche $n - 1$ Daten

von σ bei der gemessenen Windstärke u_* schon bekannt sind. Die für u_* angenommene Gleichverteilung kommt in gleicher Weise im Nenner und Zähler vor und lässt sich deshalb heraus kürzen [26].

Im Folgenden verwendet man die vereinfachte Schreibweise:

$$\bar{\sigma}_i = \log \sigma_i, \quad (8.4)$$

$$\bar{f}_i(u_*) = \log f(\theta_i, \phi_{0,i}, \gamma_i, u_*). \quad (8.5)$$

Mit Hilfe der Datenbank [28] und bekannten Werten für $\theta_{0,i}$, $\phi_{0,i}$ und γ_i erkennt man, dass $\bar{\sigma}_i$ mit

$$P(\bar{\sigma}_i | u_*, \{\bar{\sigma}_{i-1}\}) = (2\pi\delta_i^2)^{-\frac{1}{2}} \cdot \exp\left(-\frac{(\bar{\sigma}_i - \bar{f}_i(u_*))^2}{2\delta_i^2}\right) \quad (8.6)$$

normal verteilt ist. Es kann vorausgesetzt werden, dass $P(\bar{\sigma}_i | u_*, \{\bar{\sigma}_{i-1}\})$ unabhängig von $\{\bar{\sigma}_{i-1}\}$ ist. Setzt man Gleichung (8.6) in Gleichung (8.3), ergibt sich:

$$P(u_* | \{\bar{\sigma}_n\}) = \frac{\prod_{i=1}^n \exp\left(-\frac{(\bar{\sigma}_i - \bar{f}_i(u_*))^2}{2\delta_i^2}\right)}{\int \prod_{i=1}^n \exp\left(-\frac{(\bar{\sigma}_i - \bar{f}_i(u_*))^2}{2\delta_i^2}\right) du_*}. \quad (8.7)$$

Sucht man nun das Maximum der Wahrscheinlichkeit, indem man $\frac{\partial P}{\partial u_*} = 0$ setzt, geht Gleichung (8.7) über in:

$$\sum_{i=1}^n \frac{(\bar{\sigma}_i - \bar{f}_i(u_*))^2}{\delta_i^2} \frac{\partial \bar{f}_i(u_*)}{\partial u_*} = 0. \quad (8.8)$$

Die Taylor-Reihenzerlegung für $\bar{f}_i(u_*)$ ergibt:

$$\bar{f}_i(u_*) = \bar{f}_i(u_*^0) + (u_* - u_*^0) \frac{\partial \bar{f}_i(u_*)}{\partial u_*}, \quad (8.9)$$

wobei u_*^0 die „First Guess“-Daten sind.

Setzt man Gleichung (8.9) in Gleichung (8.8) ein, so erhält man:

$$\sum_{i=1}^n \left(\frac{\bar{\sigma}_i - \bar{f}_i(u_*^0) - (u_* - u_*^0) \frac{\partial \bar{f}_i(u_*^0)}{\partial u_*}}{\delta_i^2} \right) \cdot \frac{\partial \bar{f}_i(u_*)}{\partial u_*} = 0. \quad (8.10)$$

Mit der Näherung $\frac{\partial \bar{f}_i(u_*)}{\partial u_*} \approx \frac{\partial \bar{f}_i(u_*^0)}{\partial u_*}$, lässt sich Gleichung (8.10) darstellen als:

$$\sum_{i=1}^n \left(\frac{(\bar{\sigma}_i - \bar{f}_i(u_*^0)) \frac{\partial \bar{f}_i(u_*^0)}{\partial u_*} - (u_* - u_*^0) \left(\frac{\partial \bar{f}_i(u_*^0)}{\partial u_*} \right)^2}{\delta_i^2} \right) = 0. \quad (8.11)$$

$$u_* = u_*^0 + \frac{1}{\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial \bar{f}_i(u_*^0)}{\partial u_*} \right)^2} \left(\sum_{i=1}^n (\bar{\sigma}_i - \bar{f}_i(u_*^0)) \frac{\partial \bar{f}_i(u_*^0)}{\partial u_*} \right) \quad (8.12)$$

u_*^1 werden gemäß dem iterativen Verfahren wieder anstelle von u_*^0 eingesetzt, um im nächsten Schritt u_*^2 zu ermitteln (Der Index 1 bis n steht für den jeweiligen Iterationsschritt.). Wenn die berechneten Größen u_*^n konvergieren, sind die gesuchten Lösungen gefunden.

In dem vorliegenden Kapitel wurde eine iterative Methode für Ozeanoberflächen vorgestellt. Das Ziel hierbei war die Ermittlung des charakteristischen Oberflächenparameter Windgeschwindigkeit u_* . Die dazu verwendeten Daten waren die Leistung des Rückstreuungssignals und der als bekannt vorausgesetzte Einfallswinkel und Azimutwinkel.

Kapitel 9

Zusammenfassung

Bahnstörungen von Satelliten und interplanetaren Raumsonden verursachen im allgemeinen Signalstörungen, z.B. auf Telemetriesignalen in Form von Dopplerfrequenzverschiebungen und Amplitudenschwankungen, aus denen sich im Sinne der Fernerkundung (Remote Sensing) oftmals nur schwer eindeutige Rückschlüsse auf Ursache und Bewegungsablauf der Störungen ziehen lassen.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit war die Entwicklung von Methoden zur Rekonstruktion der Pendelbewegung der fallschirmgetragenen Huygens-Sonde während des Abstiegs auf den Saturn-Mond Titan. Die Grundlage für die Entwicklung der Rekonstruktionsverfahren bildeten die Dopplerfrequenzverschiebung und die Empfangsleistung des Trägerfrequenzsignals der Telemetrie Verbindung zwischen dem Cassini-Orbiter der NASA und der Huygens-Sonde der ESA sowie die winkelabhängige Änderung des Empfangssignals des Huygens-Radar-Höhenmessers (Proximity-Sensors).

Für die Entwicklung von Rekonstruktionsverfahren im Vorfeld der Huygens-Mission (Abstieg und Titan-Landung geplant für 14. Januar 2005) war es notwendig, synthetische Datensätze für die die Abstiegsdynamik charakterisierenden Messgrößen zu generieren. Hierfür wurden unter Verwendung geeigneter Softwarepakete, wie beispielsweise SIMULINK und PSpice, netzwerktheoretische Hardware-Simulationen durchgeführt, aus denen unter fortlaufender Einbindung der aktuellen, im Kapitel 2 diskutierten Forschungsergebnisse mittels Wind- und Dichtemodellen der Titan-Atmosphäre synthetische Messdaten erzeugt wurden.

Für die Entwicklung der Rekonstruktionsmodelle wurden die Pendelbewegungen der Huygens-Sonde durch ein mathematisches Pendel beschrieben, d.h. die Huygens-Sonde wurde als ein pendelnder Massenpunkt modelliert. Unter der Voraussetzung eines geringen Ausschlags des aus Fallschirm und Huygens-Sonde bestehenden Pendelsystems wurde ein deterministisches Modell zur Rekonstruktion der linearisierten Pendelbewegungen entwickelt. Die Modellanalyse und Analyse der Simulationsergebnisse zeigen, dass die Gültigkeit des deterministischen Modells unter Berücksichtigung der derzeitigen wissenschaftlichen Erkenntnisse für nahezu den gesamten Abstiegsverlauf gegeben ist. Das deterministische Modell beruht ausschließlich auf der Auswertung der Dopplerverschiebungen und den die Empfangsleistung repräsentierenden Automatic Gain Control (AGC)-Daten der Telemetrierbindung zwischen Cassini-Orbiter und Huygens-Sonde. Die Dopplerverschiebung wird verursacht durch die auf den Richtungsvektor der Telemetrierbindung projizierte Pendelbewegung. Die winkelabhängigen Schwankungen der Empfangsleistung des Telemetriesignals sind zurückzuführen auf die Abhängigkeit der Antennen-Strahlungscharakteristik vom Elevationswinkel. Bei Verwendung des deterministischen Modells kann die Ruhelage der Pendelbewegung, die das Zentrum der 3D-Pendelbewegungen darstellt und die aufgrund der möglichen relativen Geschwindigkeit zwischen zonalem Wind und horizontaler Geschwindigkeit der Huygens-Sonde als abweichend von der Nadir-Richtung angesetzt wird, bis zu 2° genau ermittelt werden. Die Phasen der Komponenten der 3D-Pendelbewegungen werden mittels zweier quadratischer Gleichungen berechnet. Die Winkelgeschwindigkeit der Spinbewegung wird durch den Beschleunigungsmesser an Bord der Huygens-Sonde direkt gemessen. Die Phase der Spinbewegung kann durch die orbitbezogenen Schwankungen der Charakteristik der Huygens-Telemetrieantenne mit Hilfe der rekonstruierten 3D-Pendelbewegungen ermittelt werden. Durch ein Korrelationsverfahren wird die wahrscheinlichste Spinphase gefunden. In Kapitel 3 wird beispielhaft ein typisches Ergebnis für das Korrelationsverfahren angegeben.

Kommt es entgegen den derzeitigen wissenschaftlichen Prognosen dennoch zu sehr starken Schwankungen der Windgeschwindigkeit, so dass die Dopplerverschiebung des Telemetriesignals möglicherweise wegen der Störung der Translationsbewegung oder durch zu hohem Rauschen keine Hinweise auf die Abstiegsdynamik der Huygens-Sonde geben kann, dann lässt sich die Pendelbewegungen durch die Anwendung eines stochastischen Parametermodells bestimmen. Durch Fourier-Reihen-Entwicklung der Leistungsschwankungen des Telemetriesignals ergeben sich Aussagen über die Ruhelage und den Ausschlag der Pendelbewegung. Mit Hilfe eines Zahlenbeispiels wird in Kapitel 4 die Funktionsweise des „verallgemeinerten Funktionensystems“ demonstriert. Die Erfolgreiche Demonstration gelingt, sofern das Modell der Pendelbewegung (deterministisch oder stochastisch) zutrifft

und der Elevationswinkel der Telemetrierbindung größer als 60° ist. Auf ähnliche Weise werden die Ruhelage und Standardabweichung des Winkels für die Hauptachse der Huygens-Sonde ermittelt, falls die Abstiegsdynamik von Huygens-Sonde keine Periodizität wegen zu großer bzw. zu schneller Windfluktuation aufweist.

Informationen über die Pendelbewegung sind sowohl in den Telemetriedaten als auch in den Messdaten des Proximity-Sensors (Radar-Höhenmessers) enthalten. Die Analyse der Daten des Proximity-Sensors erfordert eine genaue Kenntnis der bei der On-Board-Verarbeitung auftretenden Signalstörungen und -verzerrungen. Insbesondere für die Analyse der Daten des Proximity-Sensors war es deshalb notwendig, die elektrischen Netzwerke und elektronischen Schaltungen des Sensors zu modellieren und zu analysieren sowie in Form von Computersimulationen nachzubilden. In Kapitel 5 wurde die Implementierung der Hardware des Proximity-Sensors analysiert und die Ergebnisse der mit Hilfe von Computersimulationen nachgebildeten Systemeigenschaften diskutiert. Entsprechend den Simulationsergebnissen funktioniert der Proximity-Sensor mit einigen zu erwartenden Störungen, z.B. hat die 200-kHz-Frequenzdifferenz (Offset) zwischen Sendeleistung und Empfangsleistung eine geringe Schwankung wegen der Zeitkonstante bzw. Laufzeit in dem zugrunde gelegten äquivalenten Regelkreis. Das Spektrum des Empfangssignals weist Verzerrungen auf.

Zur realitätsnahen Simulation der Pendelbewegung unter Windeinfluss wird in Kapitel 6 ein aerodynamisches SIMULINK-Modell entwickelt. Für die Luftdichte und Windgeschwindigkeit werden die in Kapitel 2 aufgeführten und diskutierten Vorkenntnisse über die Titan-Atmosphäre benutzt. Das Ergebnis der Simulation, nämlich die ellipsenförmigen 3D-Pendelbewegungen, wird als Vorgabe für die weitere Untersuchung der Pendelbewegungen verwendet.

Kapitel 7 zeigt die Kombinationsmöglichkeiten der zuvor getrennt vorgestellten Signale von Proximity-Sensor und Telemetrierbindung. Mit Hilfe von Computersimulationen wurden synthetische Datensätze erzeugt, die als Eingabeparameter für die stochastische Rekonstruktion der Abstiegsdynamik verwendet wurden. Diese Datensätze basieren auf den Radar-Rückstreuungseigenschaften einer als statistisch rau angenommenen Titanoberfläche mit Gauß-verteilterm Terrainprofil, welche durch das Kirchhoffsche Radar-Rückstreuemodell beschrieben werden. Die elliptischen Pendelbewegungen werden nach einer iterativen Methode rekonstruiert. Es zeigt sich, dass die ermittelten Ellipsenparameter nur in der Größenordnung von einigen Prozent von den Vorgaben zur Rekonstruktion abweichen. Auf der Basis von zweckmäßigen Vereinfachungen, die den Iterationsprozess und damit die Konvergenzgeschwindigkeit des Lösungsverfahrens etwa um den Faktor fünf beschleunigen, wurde eine effiziente und fehlerminimierende Hybridmethode realisiert. Bei

der Fehleranalyse wurde den Messdaten ein synthetisch erzeugtes Rauschsignal überlagert und die Störuneempfindlichkeit des Systems überprüft. Hinweise auf die Robustheit der iterativen Methode werden durch die Fehleranalyse gegeben.

In Kapitel 8 wird als Ausblick der Arbeit eine Methode der Meteorologie angewendet, um die charakteristischen Parameter eines möglicherweise vorhandenen Ozeans auf Titan zu ermitteln. Diese Methode bedient sich der Wentzchen-Methode für terrestrische Windverhältnisse, die aus einer meteorologischen Datenbank hervorgegangen ist. Die Umsetzung dieser Datenbank auf die Windverhältnisse bei Titan konnte im Vorfeld der Huygens-Mission noch nicht erbracht werden, da hierfür die erforderlichen Parameter derzeit noch nicht ausreichend genau spezifiziert und bestimmt werden können.

Literaturverzeichnis

- [1] Hughes, N. J.; Kangaslahti, P.; Ylinen, J. : Huygens Proximity Sensor Design Report, *Ylinen Electronics Co.*, 1994 pp. 10-11
- [2] Plettmeier, D. : Untersuchungen zum Streuverhalten elektromagnetischer Wellen an bewegten periodischen Terrainprofilen - ein Beitrag zur Lösung von Inversionsproblemen der radargestützten Fernerkundung, *Dissertation an der Ruhr-Universität Bochum*, 2002
- [3] Böhme, J. F. : Stochastische Signale, Eine Einführung in Modelle, Systemtheorie und Statistik, Teubner Verlag, 1993 pp. 30
- [4] Davenport, W. B.; Root, W. L. : An Introduction to the Theory of Random Signals and Noise, *McGraw-Hill Book Company*, 1958 pp. 71
- [5] Flury, W. : Cassini Mission Titan Probe Trajectory, *The Solid Bodies of the Outer Solar System, ESA SP-242*, 1986 pp. 237-281
- [6] Beckmann, P.; Spizzichino A. : The Scattering of Elektromagnetic Waves from Rough Surfaces, Pergamon Press, New York, 1963 pp. 17-91
- [7] Ruscheweyh, H. : Dynamische Windwirkung an Bauwerken, Bauverlag, 1982 pp.10-18
- [8] Wentz, F. : A Two-Scale Scattering Model With Application to the JONSWAP '75 Aircraft Microwave Scatterometer Experiment, *NASA Contractor Report 2919*, 1977
- [9] Atkinson, D. H.; Pollack, J. B.; Seiff, A. : Measurement of a zonal wind profile on Titan by Doppler tracking of the Cassini entry probe, *Radio Science*, Volume 25, Number 5, 1990 pp. 865-881

-
- [10] Sicardy, B.; Brahic, A.; Ferrari, C.; Gautier, D.; Lecacheux, J.; Lellouch, E.; èvre, F. S.; Vidal, J. L.; Blanco, C.; Cristaldi, S.; Buil, C.; Klotz, A.; Thouvenot, E. : Probing Titan's atmosphere by stellar occultation, *Nature*, Volume 343, 1990, pp. 350-353
- [11] Lebreton, J-P; Matson, DL. : The Huygens Probe: Science, Payload and Mission Overview *Huygens Science, Payload and Mission, SP-1177 ESA* pp. 17
- [12] Fung, A. K.; Chen, M. F. : Emission from an inhomogeneous layer with irregular interfaces, *Radio Science*, Volume 16, Number 3, 1981, pp. 289-298
- [13] Daley, J. C. : Wind Dependence of Radar Sea Return, *Journal of Geophysical Research*, Volume 78, Number 33, 1973 pp. 7823-7833
- [14] Fung, A. K. : Mechanisms of Polarized and Depolarized Scattering from a Rough Dielectric Surface, *Journal of The Franklin Institute*, Volume 285, Number 2, 1968, pp. 125-133
- [15] Flasar, F. M. : Oceans on Titan, *Science*, Vol. 221, Jul. 1984, pp. 55-57
- [16] Allison, M.; Del Genio, A. D.; Zhou, W. : Zero Potential Vorticity Envelopes for the Zonal-Mean Velocity of the Venus/Titan Atmospheres, *Journal of the Atmospheric Sciences*, Volume 51, Number 5, 1993, pp. 694-702
- [17] Csanady, G. T. : On the „Resistance Law“ of a Turbulent Ekman Layer, *Journal of The Atmospheric Sciences*, Volume 24, Sep. 1967, pp. 467-471
- [18] Flasar, F. M.; Allison, M. D.; Lunine, J. I. : Titan Zonal Wind Model, *ESA SP-1177* Aug 1987, pp. 287-298
- [19] Hedin, A. E.; Fleming, E. L.; Manson, A. H.; Schmidlin, F. J.; Avery, S. K.; Clark, R. R.; Franke, S. J.; Fraser, G. J.; Tsuda, T.; Vial, F.; Vincent, R. A. : Empirical wind model for the upper, middle and lower atmosphere, *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, Volume 58, Number 13, 1996, pp. 1421-1447
- [20] Miller, K. L.; Hedin, A. E.; Wilkinson, P. J.; Torr, D. G.; Richards, P. G. : Neutral Winds Derived from IRI Parameters and from the HWM87 Wind Model for the Sundial Campaign of September, 1986, *Advanced Space Research*, Volume 10, Number 8, 1990, pp. 99-102
- [21] Breckling J. : Applications to Wind Speed and Direction, *The Analysis of Directional Time Series*, Springer-Verlag, pp. 238

- [22] Linwood Jones, W.; Schroeder, L. C. : Radar Backscatter from the Ocean: Dependence on Surface Friction Velocity, *Boundary-Layer Meteorology*, Volume 13, 1978, pp. 133-149
- [23] Hammond, D. L.; Mennella, R. A.; Walsh, E. J. : Short Pulse Radar Used to Measure Sea Surface Wind Speed and SWH, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Volume AP-25, Number 1, 1977, pp. 61-67
- [24] Linwood Jones, W.; Wentz, F. J.; Schroeder, L. C. : Microwave Scatterometer Measurements of Oceanic Wind Vector, *In Oceanography from Space*, edited by Gower J.F.R. (New York: Plenum), 1981, pp. 553-562
- [25] Thomas, I. L.; Minnett, P. J. : An Introductory Review of the Measurement of Ocean Surface Wind Vectors with a Satellite Radar Scatterometer, *Int. J. Remote Sensing*, Volume 7, Number 3, 1986, pp. 309-323
- [26] Linwood Jones, W.; Wentz, F. J.; Schroeder, L. C. : Algorithm for Inferring Wind Stress from SeaSat-A, *Journal of Spacecraft*, Volume 15, Number 6, 1978, pp. 368-374
- [27] Moore, R. K.; Fung, A. K. : Radar Determination of Winds at Sea, *Proceedings of the IEEE*, Volume 67, Number 11 Nov.1979, pp. 1504-1517
- [28] Linwood Jones, W.; Schroeder, L. C.; Mitchell, J. L. : Aircraft Measurements of the Microwave Scattering Signature of the Ocean, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Volume AP-25, Number 1, 1977, pp. 52-60
- [29] Lame, D. B.; Born, G. H.; Dunne, J. A.; Spear, A. J.; Yamarone, C. A. : Seasat Performance Evaluation : The First Two Steps, *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, Volume OE-5, Number 2, 1980, pp. 72-79
- [30] Bracalente, E. M.; Boggs, D. H.; Grantham, W. L.; Sweet, J. L. : The SASS Scattering Coefficient σ° Algorithm, *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, Volume OE-5, Number 2 Apr 1980, pp. 145-153
- [31] Johnson, J. W.; Williams, L. A.; Bracalente, E. M.; Beck, F. B.; Grantham, W. L. : Seasat-A Satellite Scatterometer Instrument Evaluation, *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, Volume OE-5, Number 2, Apr 1980, pp. 138-144
- [32] Linwood Jones, W.; Black, P. G.; et : Seasat Scatterometer : Results of the Gulf of Alaska Workshop, *Science*, Volume 204, Number 29, 1979, pp. 1413-1415

- [33] Edenhofer, P.; Franklin, J. N.; Papas, C. H. : A New Inversion Method in Electromagnetic Wave Propagation, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Volume AP-25, Number 1, 1977, pp. 260-263
- [34] Eshleman, V. R.; Tyler, G. L.; Wood, G. E.; Lindal, G. F.; Anderson, J. D.; Levy, G. S.; Croft, T. A : Radio Science with Voyager at Jupiter : Initial Voyager 2 Results and a Voyager 1 Measure of the Io Torus, *Science*, Volume 206, Number 23, 1979, pp. 959-962
- [35] Kliore, A.; Levy, G. S.; Cain, D. L.; Fjeldbo, G.; Rasool, S. I. : Atmosphere and Ionosphere of Venus from the Mariner V S-Band Radio Occultation Measurements, *Science*, Volume 158, 1967, pp. 1683-1688
- [36] Berger, T. : Satellite Altimetry Using Ocean Backscatter, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Volume AP-20, Number 3, 1972, pp.295-309
- [37] Ulaby, F. : Microwave Remote Sensing Active and Passive Wesley, 1986, pp. 922-936
- [38] *ibid.* pp. 853-860
- [39] *ibid.* pp. 824
- [40] Tomasko, M.G.; et al. : The Descent Imager/Spectral Radiometer Aboard Huygens, *Huygens Science, Payload and Mission, ESA SP-1177* Aug. 1997
- [41] M.K. Bird; et al. : The Huygens Doppler Wind Experiment, *Huygens Science, Payload and Mission, ESA SP-1177* Aug. 1997
- [42] Zarnecki, J.C.; et al. : The Huygens Surface Science Package, *Huygens Science, Payload and Mission, ESA SP-1177* Aug. 1997
- [43] Fulchignoni, M. ; et al. : The Huygens Atmosphere Structure Instrument, *Huygens Science, Payload and Mission, ESA SP-1177* Aug. 1997
- [44] Collier, C. G. : Application of Weather Radar System, *Ellis Horwood Library of Space Science and Space Technology*, 1989
- [45] Flasar, R. M.; Samuelson, R. E.; Conrath B. J. : Titan's atmosphere: Temperature and dynamics, *Nature*, 292, 1981, pp 693-698
- [46] Lindal, G. F.; Wood, G. E.; Holtz, H. B.; Sweetnam, D. N.; Eshleman, V. R.; Tyler, G. L. : The atmosphere of Titan: An analysis of the Voyager 1 radio occultation measurements, *Icarus*, 53, 1983, pp. 348-363

- [47] Fung, A. K.; Eom H. J. : Multiple scattering and depolarization by a randomly rough Kirchhoff surface,, *Tech. Rep. 369-4*, Remote Sensing Lab., Univ. of Kansas, Lawrence, Kansas, *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, in press 1979
- [48] Barrick, D. E.; Peake, W. H., : Scattering from surface with different roughness scales: Analysis and interpretation,, *Res. Rep. BAT-197A-10-3*, Battelle Memorial Inst., Columbus, Ohio, Nov. 1. 1967, pp. 63
- [49] Daley, J. C.; Ransone, Jr, J. T.; Davis, W. T. : Radar sea return-Joss 2, *Rep. 7534*, Nav. Res. Lab., Washington, D.C., Feb. 1973, PP. 20
- [50] Guinard, N. W.; Faly, J. C. : An experimental study of a sea clutter model, *Proc. IEEE*, 58(4),1970, pp. 543
- [51] Guinard, N. W.; Ransone, Jr. J. T.; Daley, J. C. : Variation of the NRCS of the sea with increasing roughness, *J. Geophys. Res.*, 76,, 1971, pp. 1525-1538
- [52] Wright, J. W.; and Keller, W. C. : Doppler spectra in microwave scattering from wind waves, *Phys. Fluids*, 14(2), 1971, pp.466-474
- [53] Wu. S. T.; Fung, A. K. : A noncoherent model for microwave emissions and backscattering from the sea surface, *J. Geophys. Res.*, 77, 1972, pp. 5917-5929
- [54] Bass, F. G.; Bocharov, V. G. : On the Theory of scattering of Electromagnetic Waves from a statistically Uneven Surface, *Radioteknika i elektronika*, Vol.3, 1958, pp.251-258
- [55] Beckmann,. P. : Scattering by Composite Rough Surfaces , *Proc. IEEE*, Vol. 53, 1965, pp.1012-1015
- [56] Rice, S. O. : Reflection of Electromagnetic Waves from Slightly Rough Surfaces, *Communications on Pure and Applied Math*, Vol. 4, 1951, pp. 351-378
- [57] Fung, A. K. : On Depolarization of Electromagnetic Waves Backscattered from a Rough Surface, *Planet. Space Sci.*, Vol. 14, 1966, pp.563-568
- [58] Valenzuela, G. R. : Depolarization of Electromagnetic Waves by Slightly Rough Surfaces, *fall URSI mtg.*, *Proc.* , Dec. 1966, pp.27
- [59] Renau, J.; Cheo, P. K.; Copper, H. G. : Polarization of Linearly Polarized EM Waves Backscattered from Rough Metals and Inhomogeneous Dielectrics, *J. Opt. Soc. Am.*, Vol.57, Apr. 1967, pp. 459-465

- [60] Foldy, L. L. : The Multiple Scattering of Waves, *Phys. Rev.* , Vol. 67, No. 3, 1945, pp. 107-119
- [61] Hubbard, W. B.; 45 co.authors : The occultation of 28 Sgr by Titan., *Astron. Astrophys*, 269, 1993, pp.541-563
- [62] Leovy, C. B. : Zonal winds near Venus' cloud top level: An analytic model of the equatorial wind, *Icarus*, 69, 1987, pp. 193-201
- [63] Lindzen, R. S. : Dynamics in Atmospheric Physics., Cambridge University Press, 1990, pp. 310
- [64] Jackson, F. C. : Comment on Wind Dependence of Radar Sea Return by J. C. Daley, *J. Geophys. Res*, 79, No. 18, 1974
- [65] Krishen, K. : Correlation of Radar Backscattering Cross Sections with Ocean Wave Height and Wind Velocity, *J. Geophys. Res.*, 76, 1971, pp. 6528
- [66] Newton, R. W.; Rouse, J. W. Jr. : Experiment Measurements of 2.25-cm Backscatter from Sea Surface, *IEEE-Trans. Geosci. Electron.*, GE-10.2., 1972
- [67] Ross, D.; Jones, W. L. : On the Relationship of Radar Backscatter to Windspeed and Fetch, *Boundary-Layer Meteorology*, 1978, pp.151-163
- [68] Baker, W. E.; Atlas, R.; Kalnay, E.; Halem, M.; Woiceshyn, P. M.; Peteherych, S.; Edelmann, D. : Large-scale analysis and forecast experiments with wind data from the Seasat- A scatterometer., *J. geophys. Res.*, 89, 1984, pp. 4927
- [69] Grantham, W. L.; Bracalente, E. M.; Britt, C. L.; Wentz, F. J.; Jones, W. L.; Schroeder, L. C. : Performance evaluation of an operational spaceborne scatterometer., *IEEE Trans Geosci. remote Sensing*, 20, 1982, pp.250
- [70] Guymer, T. H. : A review of Seasat scatterometer data., *Phil. Trans. R. Soc.* , A, 309, 1983, pp. 399
- [71] Grantham, W. L.; Bracalente, E. M.; Jones, W. L.; Johnson, J. W. : The Seasat-A Satellite Scatterometer, *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, Vol. OE-2, Apr. 1997, pp. 200-206
- [72] Ament, W. S.; MacDonald, F. C.; Shewbridge, R. D. : Radar terrain reflections for several polarizations and frequencies, *1959 Symp. Radar Return*, Univ. of New Mexico, published by Naval Ordnance Test Station, China Lake, CA, as TP 2338, 1959

- [73] Grant, C. R.; Yaplee, B. S. : Backscattering from water and land at centimeter and millimeter wave lengths, *Proc. IRE*, Vol. 45, 1957, pp. 976-982
- [74] Campbell, J. P. : Backscattering characteristics of land and sea at X-Band, *1959 Symp. Radar Return*, Univ of New Mexico, publish by Naval Ordnance Test Station, China Lake, CA, as TP 2338, 1959
- [75] Balanis C. : Antenna Theory Analysis and Design, *John Wiley and Sons*, 1982
- [76] Lorenz R.D. : Descent and Impact Dynamics of the Huygens Probe, *45th Congress of the International Astronautical Federation*, Oct. 9-14 1994 / Jerusalem, Israel
- [77] Underwood J. C. : A 12 Degree of Freedom Parachute/Payload Simulation of the Huygens Probe, *AIAA-93-1251, 12th Aerodynamic Decelerator Systems Technology Conference*, London, May 10-13, 1993
- [78] Mittra R. : Computer Techniques for Electromagnetics, Pergamon Press 1973, pp. 159-261
- [79] Kliore, A.J.; Cain, D.L.; Levy, G.S.; Eshleman, V. R.; Fjeldbo, G.; Drake, F. D. : Occultation Experiment: Results of the first direct measurements of mars' atmosphere and ionosphere., *Science* 149 (1965), pp. 1243-1248
- [80] Fjeldbo, G.; Kliore, A.; Sweetnam, D.; Esposito, P.; Seidel, B.; Howard, T. : The occultation of Mariner 10 by Mercury, *Icarus* 29 (1976), pp 439-444
- [81] Pätzold, M.; Edenhofer, P.; Bird, M. K.; Volland, H. : The Giotto encounter with comet Grigg-Skjellerup: First results from the Giotto radio-science experiment., *Astronomy and Astrophysics*, 268 (1993), pp L13-L16
- [82] Horst, K. : Physik., VEB Fachbuchverlag Leipzig pp.62
- [83] EXAR : XR-2211 FSK Demodulator/Tone Decoder, *EXAR Corporation*, 48720 Kato Road, June 1997-3
- [84] EXAR : XR-2206 Monolithic Function Generator, *EXAR Corporation*, 48720 Kato Road, June 1997-3
- [85] Unbehauen, H. : Regelungstechnik I, Klassische Verfahren zur Analyse und Synthese linearer kontinuierlicher Regelsysteme , *Vieweg*, 1997
- [86] Jones, J.C.; Giovagnoli, F. : The Huygens Probe System Design , *Huygens Science, Payload and Mission, SP-1177 ESA* pp. 25

- [87] Bergmann, S. : Lehrbuch der Experimentalphysik Band I , Verlag Walter de Gruyter, 1990 pp. 163
- [88] Landau, L.D.; Lifschitz, E.M. : Lehrbuch der Theoretischen Physik Band I , Akademie-Verlag Berli, 1990 pp. 130
- [89] Lankfort, J. : History of Astronomy , Verlag Garland, 1997
- [90] Coustenis, A.; Lellouch, E.; Schmitt, B.; McKay, C. P.; Maillard, J.-P.; Wittemberg, R. : Surfaces of Titan and Other Saturnian Satellites , *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 28, sep 1996, pp 1130
- [91] Doble, J. : Introduction to Radio Propagation for Fixed and Mobile Communications, *Artech House*, 1996
- [92] Bär, G. : Geometrie , *Mathematik für Ingenieure und Naturwissenschaftler*, 1996
- [93] Klein, Jürgen W.; Dullenkopf, P.; Glasmachers, A.: Elektronische Meßtechnik *Teubner Studienbücher Physik*, 1992
- [94] Pierson, W.J.; Salfi, R.R. : The Theory and data base for the CUNY SASS wind vector algorithm *Part I of Final Rep. to JPL and NEPRF, Contracts 945511 AND n00014-77-C-0206*, City Univ. of NY 1978
- [95] Wentz, F.J. : Estimation of the sea surface two-scale backscatter parameters, *NASA Contractor Rep. 145255*, Mar. 1978
- [96] Flasar, F.M. ; The CIRS Investigation Team: Titan: A First Look at Temperatures, Wind, and Composition from Cassini CIRS Capri, Italy, 08. Okt. 2004
- [97] Bard, Y. : Nonlinear Parameter Estimation, Academic Press, 1974
- [98] Dooley J.; Lorenz R.D : A Miniature Parachute-Probe Dynamics Trest-Bed, Proc. Int. Workshop on Planetary Probe Atmospheric Entry and Descent Trajectory Analysis and Science, Lisbon, 6-9 October 2003. ESA SP-544, pp. 267-274, 2004

Variablenverzeichnis

A, B, C	: Parameter zur Beschreibung des Rückstreukoeffizienten in Abhängigkeit des Azimutwinkels ϕ
a_T	: Titan Radius
\vec{a}	: Beschleunigung
$B(\theta_0, m)$: Bandbreite des Empfangssignals vom Proximity-Sensor in Abhängigkeit des Einfallswinkels und Rauigkeitskoeffizienten
C_W	: Windwiderstandsbeiwert
c	: Lichtgeschwindigkeit
\vec{e}_t	: Einheitsvektor in Richtung der Telemetrieverbinding
$\vec{e}_{x_0}, \vec{e}_{y_0}, \vec{e}_{z_0}$: Einheitsvektoren in dem Koordinatensystem der 3D-Pendelbewegung
$E(f_d, m, \theta_0, \phi_0)$: Leistungsspektrumsfunktion
\vec{e}_r	: Einheitsvektor der Pendelrichtung
\vec{F}	: gesamte Kraft auf Huygens-Sonde
F_A	: Leistungsbezogene Antennencharakteristik
\vec{F}_G	: Gegenkraft des Seils
\vec{F}_q	: Windkraft
\vec{F}_Z	: Zentrifugalkraft
F_1, F_2	: Beträge der ersten und zweiten Spektrallinie im Spektrum der Empfangsleistung des Telemetriesignals
\hat{f}	: Frequenzhub der Frequenzmodulation, 30 MHz
f_0	: Trägerfrequenz der Telemetrieverbinding (ca. 2 GHz)
f_d	: Dopplerfrequenzverschiebung
f_g	: Gewichtsfaktor
f_p	: Frequenz der Pendelbewegung
f_s	: Frequenz der Spinbewegung
\vec{G}	: Gravitationskraft
g_T	: Gravitation Titans
G_C, G_H	: Gewinn der Telemetrieantennen von Cassini-Orbiter und Huygens-Sonde

$G_{\vartheta}(\vartheta)$: Azimutaler Mittelwert des Gewinns der Huygens-Telemetrieantenne
$G_{\vartheta\varphi}(\vartheta, \varphi)$: Variation der Charakteristik der Huygens-Telemetrieantenne in Azimut-Richtung
G_A	: Gewinn der Antenne auf der Hauptstrahlrichtung
h	: Höhe der Huygens-Sonde über der Titan-Oberfläche
$H(x)$: Oberflächenfunktion
\vec{I}	: Trägheitstensor eines Kreisels
k	: Steigung der Frequenzmodulation
K_1, K_2	: Koeffizienten, welche die Linearität zwischen logarithmischer Windstärke $\log u_*$ und logarithmischem Rückstreuoeffizienten des Ozeans $\log \sigma$ darstellen
l	: Pendellänge
L	: Korrelationslänge für $\rho(L) = \frac{1}{e}$
m	: Rauigkeitskoeffizient
M	: Masse der Huygens-Sonde, 318 kg
\vec{M}	: Drehimpuls eines Kreisels
p_x, p_y, p_z	: Projektionen der Einheitsvektoren der Pendelbewegungen $\vec{e}_{x_0}, \vec{e}_{y_0}$ und \vec{e}_{z_0} auf die Telemetrieverbindung \vec{e}_t
$P(\theta_0, m)$: Leistung des Rückstreusignals vom Proximity-Sensor in Abhängigkeit von Einfallswinkel θ_0 und Rauigkeitskoeffizient m
P_e	: Empfangsleistung von Cassini-Orbiter
P_s	: Sendeleistung von Huygens-Sonde für die Telemetrieverbindung
P_{sp}	: Sendeleistung des Proximity-Sensors
\hat{P}_2	: erste Oberschwingung der Leistung des Rückstreusignals von dem Proximity-Sensor P
\vec{q}_u	: Winddruck auf Huygens-Sonde
\vec{r}	: Richtungsvektor des Seils der Huygens-Sonde
r	: Abstand zwischen Cassini-Orbiter und Huygens-Sonde
\hat{S}_1, \hat{S}_2	: erste und zweite Spektrallinie des Wegs (Auslenkung der Pendelbewegung)
T	: Periode des Dreiecksignals zur Frequenzmodulation
T_L	: Laufzeit zwischen Sende- und Empfangssignal des Proximity-Sensors
T_R	: Zeitdauer der ansteigenden Rampe des Dreiecks
T_F	: Zeitdauer der abfallenden Rampe des Dreiecks
T_{RF}	: gesamte Zeitdauer des Dreiecks
\vec{u}	: Windgeschwindigkeit mit Komponenten u_x, u_y, u_z in x -, y -, z -Richtung
u_*	: Windgeschwindigkeit unmittelbar über Ozeanoberfläche
\vec{v}_p	: Geschwindigkeit der Sonde mit Bezug auf das geometrische Zentrum von Titan

\vec{v}_o	: Geschwindigkeit des Orbiters bezogen auf das geometrische Zentrum von Titan
$v_{x_0}, v_{y_0}, v_{z_0}$: 3D-Pendelbewegung jeweils in $\vec{e}_{x_0}, \vec{e}_{y_0}$ und \vec{e}_{z_0} -Richtungen
v_t	: Beitrag der Translation auf die relative Geschwindigkeit
v_p	: Beitrag der Pendelbewegung auf die relative Geschwindigkeit
\hat{V}_1, \hat{V}_2	: erste und zweite spektrale Anteile der relativen Geschwindigkeit Δv
\vec{v}	: Geschwindigkeit der Pendelbewegung der Huygens-Sonde mit Komponenten v_x, v_y, v_z in x -, y -, z -Richtung für das aerodynamische SIMULINK-Modell
v_{tz}	: Abstiegs geschwindigkeit der Huygens-Sonde, vertikale Translationsgeschwindigkeit
v_{tx}	: horizontale Geschwindigkeit der Huygens-Sonde, horizontale zonale Translationsgeschwindigkeit
Δv	: relative Geschwindigkeit zwischen Cassini-Orbiter und Huygens-Sonde
x_0, y_0, z_0	: Richtungen der 3D-Pendelbewegung
x, y, z	: Längengrad- Breitengrad- und vertikale Richtung auf Titan
$\dot{x}, \dot{y}, \dot{z}$: Geschwindigkeit der Huygens-Sonde in Längengrad- Breitengrad- und vertikale Richtung
x_1, y_1	: auf Pendellänge normierte Ausschläge der 3D-Pendelbewegung in x_0 bzw. y_0 -Richtung
\hat{x}_1, \hat{y}_1	: Phasoren der 3D-Pendelbewegung in x_0 bzw. y_0 -Richtung
α	: Elevationswinkel des Vektors der Telemetrie Verbindung von Huygens zu Cassini-Orbiter im kartesischen Koordinatensystem
β	: Azimutwinkel des Vektors der Telemetrie Verbindung von Huygens zu Cassini-Orbiter im kartesischen Koordinatensystem
δ	: Standardabweichung der Oberflächenfunktion $H(x)$
δB	: Standardabweichung des Rauschens auf das Bandbreitensignal zur Fehleranalyse
δP	: Standardabweichung des Rauschens auf die Empfangsleistung des Rückstreusignals zur Fehleranalyse
δf_d	: Standardabweichung des Rauschens auf die Dopplerfrequenzverschiebung zur Fehleranalyse
ϕ_x, ϕ_y	: Phasen der Phasoren \hat{x}_1 und \hat{y}_1
ϑ_0, φ_0	: Ruhelage der Pendelbewegung
θ_0, ϕ_0	: Hauptstrahlrichtung der Antenne
ϑ, φ	: beliebige Richtung eines Strahls innerhalb der Hauptkeule
$\hat{\Theta}_{0,2}$: erste Oberschwingung von θ_0^2
γ	: Polarisation der einfallenden Welle auf Ozeanoberfläche
Λ	: Breitengrad, auf dem sich die Huygens-Sonde aktuell befindet

λ	:	Wellenlänge des Telemetrie-Trägersignals
λ_p	:	Wellenlänge vom Proximity-Sensor
ρ	:	Luftdichte
$\rho(x)$:	normierter Korrelationskoeffizient der Oberflächenfunktion $H(x)$
σ_{pp}^r	:	kopolarer Radar-Rückstreukoeffizient
σ_{pq}^r	:	kreuzpolarer Rückstreukoeffizient
σ_{VV}^r	:	Rückstreukoeffizient von der Ozeanoberfläche für vertikale einfallende Welle und vertikale zurückgestreute Welle
σ_{HH}^r	:	Rückstreukoeffizient von der Ozeanoberfläche für horizontale einfallende Welle und horizontale zurückgestreute Welle
σ	:	Rückstreukoeffizient der Ozeanoberfläche
Ω	:	Winkelgeschwindigkeit der Rotation Titans
$\vec{\Omega}$:	Winkelgeschwindigkeit eines Kreisels

Anhang A

Festlegung der Parameter des SIMULINK-Modells für den Proximity-Sensor

Die Frequenzversatz- und die Filterparameter in dem Proximity-Sensor sind durch die Beschaltung aus RC -Bauelementen festgelegt. Aus dem Schaltplan (Abbildung A.1) lassen sich diese Parameter gemäß Datenblatt berechnen.

A.1 Frequenzkomparator durch XR2211M

Der IC01 vom Typ XR2211M [83] ist ein Frequency Shift Keying (FSK) Demodulator. Dieser vergleicht die Frequenzdifferenz zwischen Sende- und Empfangssignal mit der intern festgelegten Frequenz von 200 kHz. XR2211M besteht hauptsächlich aus einem Phasendiskriminator, einem Loop- und einem Datenfilter. Der Schwellwert für den Frequenzversatz und die Filterparameter ist durch eine äußere Beschaltung aus RC -Bauelementen festgelegt. Aus dem Schaltplan (siehe Abbildung A.1, den gelben Bereich) ergeben sich gemäß Abbildung A.2 von Datenblatt [83] hierfür die folgenden Werte: $R_0 = 33,3 \text{ k}\Omega$, $R_1 = 1 \text{ M}\Omega$, $C_1 = 33 \text{ pF}$, $R_F = 100 \text{ k}\Omega$, $R_B = 510 \text{ k}\Omega$, $C_0 = 150 \text{ pF}$, $C_F = 1 \text{ nF}$.

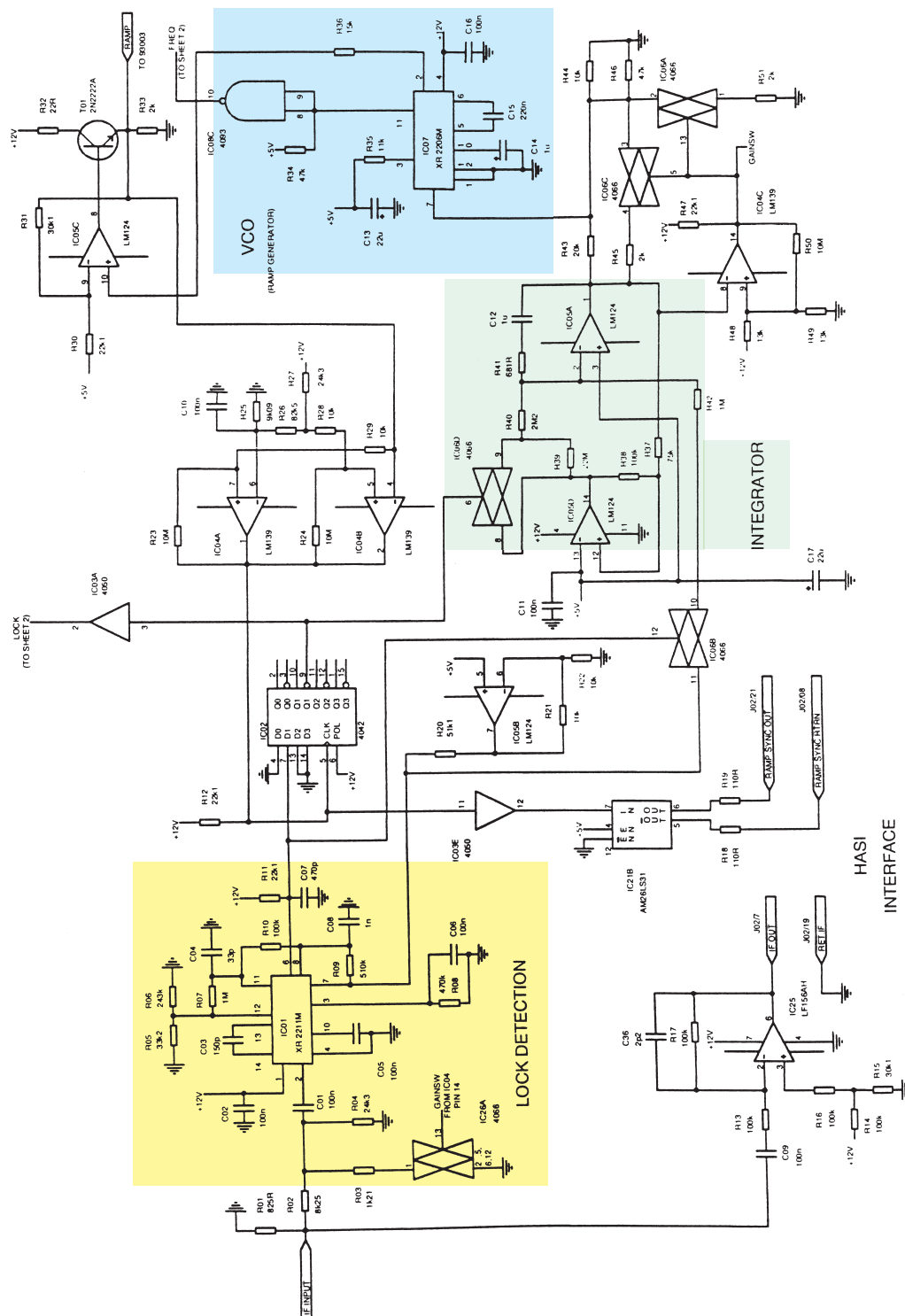


Abbildung A.1: Schaltung zur Regelung des Proximity-Sensors. Die Schaltung kann in verschiedene Teile wie z.B. Lockdetektion (gelb), Integrator bzw. PI-Regler (grün), Rampengenerator (blau) aufgeteilt werden [1].

Die Systemparameter, die vor der Simulation festgestellt werden müssen, sind durch die folgenden Berechnungen bestimmt. Die Bedeutung der Parameter und die genaue Herleitung sind in [83] zu finden.

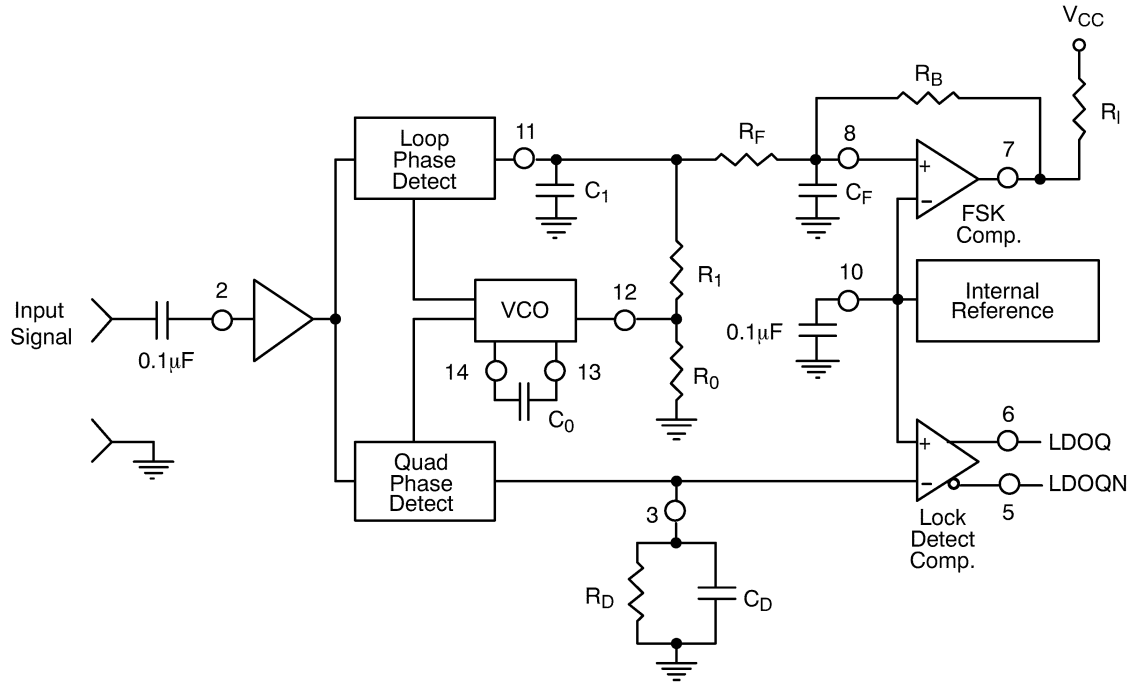


Abbildung A.2: Blockschaltplan des Lockdetektors aus [83]. Die verschiedenen Parameter des Reglers werden durch diskrete RC-Komponenten bestimmt (vergleiche Abbildung A.1, den gelben Bereich).

$$\begin{aligned}
 \Delta f &= \frac{1}{R_0 C_0} = \frac{1}{33,3 \cdot 10^3 \cdot 150 \cdot 10^{-12}} \text{ Hz} = \frac{1}{5 \cdot 10^{-6}} \text{ Hz} = 2 \cdot 10^5 \text{ Hz} \\
 R_{pp} &= \frac{R_1 \cdot R_F}{R_1 + R_F} = \frac{1 \text{ M}\Omega \cdot 100 \text{ k}\Omega}{1 \text{ M}\Omega + 100 \text{ k}\Omega} = 91 \text{ k}\Omega \\
 \tau_1 &= C_1 \cdot R_{pp} = 33 \text{ pF} \cdot 91 \text{ k}\Omega = 3 \cdot 10^{-6} \text{ s} \\
 k_T &= \frac{R_F}{5000 C_0 (R_1 + R_F)} \cdot \text{s}/\Omega = 1,2121 \cdot 10^6 \\
 \tau_F &= \frac{R_B \cdot R_F}{R_B + R_F} \cdot C_F = 8,3607 \cdot 10^{-5} \text{ s}
 \end{aligned} \tag{A.1}$$

Das τ_L ist die Zeitkonstante des Loop-Tiefpass-Filters. k_T ist die Signalverstärkung in der PLL-Schleife. τ_F ist die Zeitkonstante des Daten-Tiefpass-Filters (siehe Abbildung 5.5). Die Funktionalität des ICs XR2211M lässt sich gemäß des in Abbildung A.3 dargestellten SIMULINK-Modells simulieren.

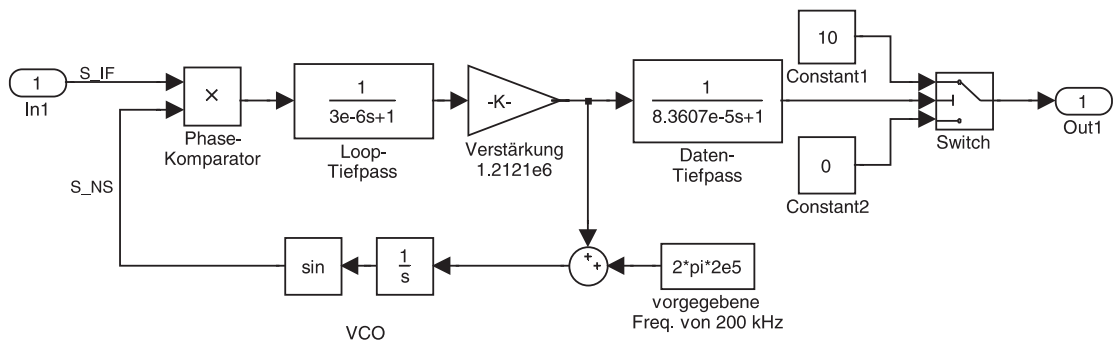


Abbildung A.3: SIMULINK-Modell vom IC XR2211M. Die Parameter des Reglers werden bestimmt und abgeleitet aus den in Abbildung A.1 (dem gelben Bereich) dargestellten RC -Komponenten

A.2 PI-Regler

Der PI-Regler [85] sorgt für die Nachregelung der „Sweep rate“ zur Erzeugung einer möglichst konstanten Zwischenfrequenz von 200 kHz, die nach der Mischung von Sendee- und Empfangssignal entsteht. Der PI-Regler setzt sich aus dem Operationsverstärker IC05A von Type LM124 und der äußeren Beschaltung (siehe Abbildung A.1, den grünen Bereich), die aus $R_{42} = 1 \text{ M}\Omega$, $R_{41} = 681 \text{ }\Omega$ und $C_{12} = 1 \text{ }\mu\text{F}$ besteht, zusammen. Der Vorfaktor für das P-Glied ist $\frac{R_{42}}{R_{41}} = 0,000681$. Der Vorfaktor für das I-Glied ist $R_{42} \cdot C_{12} = 1 \text{ s}$. (siehe Abbildung A.4)

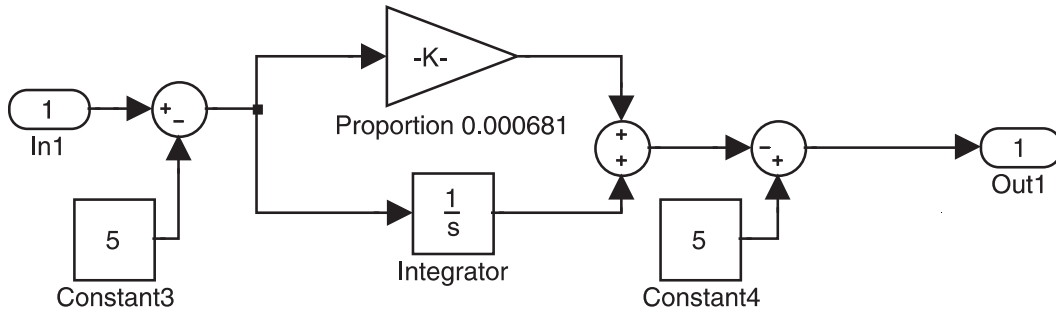


Abbildung A.4: Beschaltung und SIMULINK-Modell des Integrators. Die Parameter des Reglers werden durch die äußere Beschaltung mit den RC -Komponenten bestimmt

A.3 Rampengenerator durch XR2206M

Der IC XR2206M ist ein Rampengenerator [84] (siehe Abbildung A.1, den blauen Bereich). Die Frequenz des Dreiecksignals, das von XR2206M generiert wird, ist abhängig von der Spannung U_c an Pin 7.

Aus dem Schaltplan in Abbildung A.1 lässt sich für die Kapazität $C_T(C15) = 220 \text{ nF}$ ablesen. Die Frequenz folgt der Formel

$$f = \frac{1}{RC_T} \cdot \left(1 + \frac{R}{R_C} \left(1 - \frac{U_c}{3 \text{ V}}\right)\right) \quad (\text{A.2})$$

Für den Fall $U_c > 6 \text{ V}$ gilt $R_C = 20 \text{ k}\Omega$ und $R = 10 \text{ k}\Omega$, woraus folgt:

$$f_1 = \frac{1}{220 \text{ nF} \cdot 10 \text{ k}\Omega} \cdot \left(1,5 - \frac{U_c}{6 \text{ V}}\right) \approx 500 \cdot \left(1,5 - \frac{U_c}{6 \text{ V}}\right) \text{ Hz} \quad (\text{A.3})$$

Für den Fall $U_c < 6 \text{ V}$ gilt $R_C = 1,8 \text{ k}\Omega$ und $R = 1,6 \text{ k}\Omega$, woraus sich gemäß Datenblatt [84] für die Frequenz

$$f_2 \approx \frac{1}{220 \text{ nF} \cdot 1,6 \text{ k}\Omega} \cdot \left(1 + 1 - \frac{U_c}{3 \text{ V}}\right) \approx 5000 \cdot \left(1 - \frac{U_c}{6 \text{ V}}\right) \text{ Hz} \quad (\text{A.4})$$

ergibt.

Innerhalb einer Periode des Dreiecksignals verschiebt sich die Frequenz zweimal um den Frequenzhub \hat{f} , also $30 \text{ MHz} \cdot 2 = 60 \text{ MHz}$. Die Rampensteigung ist also $2 \cdot \hat{f} \cdot f_{1,2}$, $3 \cdot 10^{10} \left(1,5 - \frac{U_c}{6 \text{ V}}\right) \text{ Hz/s}$ bzw. $3 \cdot 10^{11} \left(1 - \frac{U_c}{6 \text{ V}}\right) \text{ Hz/s}$. Die zwei Rampensteigungen $3 \cdot 10^{10} \text{ Hz/s}$ und $3 \cdot 10^{11} \text{ Hz/s}$ sind für verschiedene Flughöhen der Huygens-Sonde vorgesehen.

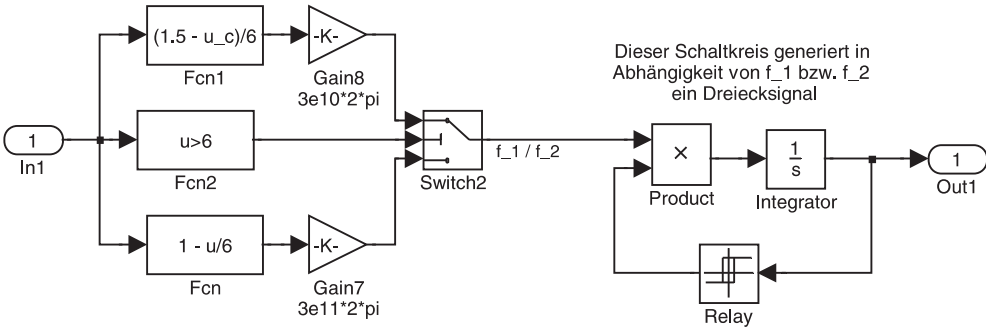


Abbildung A.5: SIMULINK-Modell von XR2206M. Die Parameter im Blockdiagramm werden durch RC-Komponenten berechnet.

Lebenslauf:

Name : Yu Wang
geboren : 20.07.1973
Geburtsort : Shanghai, China
Staatsangeh : Deutsch
Familienstand : ledig

Schulausbildung:

09.1979 - 07.1985 Ju Lu Lu Er Grundschule, Shanghai
09.1985 - 07.1991 Lu Wan Mittelschule, Shanghai

Studium:

09.1991 - 07.1996 TongJi Universität, Shanghai Abschluß: Bachelor
10.1996 - 02.1997 Sprachkurs an der Ruhr-Universität Bochum
04.1997 - 07.2000 Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik an der Ruhr-Universität Bochum. Abschluß: Dipl.-Ing.

Promotion:

09.2000 - 01.2005 Wissenschaftlicher Mitarbeiter an der Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik, Ruhr-Universität Bochum, Arbeitsgruppe Antennen und Wellenausbreitung. Abschluß: Dr.-Ing.