

Analyse und Optimierung von fokussierten LiDAR-Systemen für Windkraftanlagen

Thorsten Beuth

ISBN 978-3-00-055684-5

Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie
Fakultät für Elektro und Informationstechnik, 2016
Referenten: Prof. Dr. rer. nat. W. Stork, Prof. Dr. rer. nat. C. Neumann

Erstellt und herausgegeben von
Thorsten Beuth
Gerwigstr. 2
76131 Karlsruhe

Erste Ausgabe, 30 Exemplare, Jan 2017

ISBN 978-3-00-055684-5

Dieses Dokument wurde unter Verwendung von LyX und L^AT_EX
gesetzt.



Diese Veröffentlichung ist im Internet unter folgender Creative Commons-Lizenz
publiziert: <http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/3.0/de/>

Analyse und Optimierung von fokussierten LiDAR-Systemen für Windkraftanlagen

Zur Erlangung des akademischen Grades eines

DOKTOR-INGENIEURS

an der Fakultät für

Elektrotechnik und Informationstechnik

am Karlsruher Institut für Technologie (KIT)

genehmigte

DISSERTATION

von

Dipl.-Phys., MPhys. (Hons) Thorsten Beuth

geb. in: Marl (NRW), Deutschland

Tag der mündlichen Prüfung: 09. Dezember 2016

Hauptreferent: Prof. Dr. rer. nat. Wilhelm Stork

Korreferent: Prof. Dr. rer. nat. Cornelius Neumann

Karlsruhe, den 26. Oktober 2016

Kurzfassung

Die vorliegende Dissertation beschäftigt sich mit der Auslegung fokussierter LiDAR-Sensorsysteme zur dopplerbasierten Messung der Windgeschwindigkeit für den prädiktiven Einsatz auf Windkraftanlagen. Diese Systeme sollen in Zukunft die Effizienz von Windkraftanlagen steigern und die Lasten durch Wind minimieren, indem Windverhältnisse erfasst werden, bevor sie auf die Anlage treffen. Für eine Systemauslegung werden die Geometrien des optischen Aufbaus mit den Parametern der Windkraftanlage verknüpft, um eine Beurteilungsform für die Fähigkeit einer prädiktiven Steuerung zu entwickeln. Signalmodellierungen, Aerosolverteilungen und Messungen spektraler Verläufe zeigen erhebliche Unterschiede zu den Annahmen des Standes der Technik.

Aufbau, Test und Betrieb eines LiDAR-Messsystems auf einer Windkraftanlage zeigen gute Übereinstimmungen mit den mechanischen Vergleichssensoren. Es wird jedoch deutlich, dass das Messvolumen und der Ort einer Messung bisher nicht ausreichend beachtete Parameter von fokussierten LiDAR-Systemen darstellen. Das Messvolumen ist zu klein um statistisch unabhängig vom optischen Aufbau, zeitlichen Verlauf und den Positionen der Aerosole zu sein, wie es momentan im Stand der Technik angenommen wird.

Auf Basis einer Modellierung bistatischer LiDAR-Systeme wird eine Voraussage hinsichtlich der verbesserten, aufgenommenen Streuleistung der Aerosole und des vergrößerten Messvolumens getroffen. Diese Theorie wird durch verschiedenste Simulationen gestützt. Final werden beispielhaft die optischen Parameter zweier Systeme anhand einer entwickelten Optimierungsmethode erarbeitet und gezeigt wie ein solcher Aufbau die Anforderungen und Kosten der anderen Systembestandteile, wie etwa der Laserquelle, drastisch senken kann.

English Abstract

The here presented dissertation deals with the design of focused LiDAR sensor systems measuring wind velocities by Doppler shifting for the predictive regulation of wind turbines. These systems are expected to enhance the efficiency of the wind turbine and minimize mechanical loads measuring wind conditions before their impact. The geometrical design of the LiDAR's optical layout is linked with the parameters of the wind turbine to determine an assessment towards its predictive abilities. A modelling of the LiDAR's signal, a detailed investigation of measured aerosol distributions and measurements of spectral trends show immense differences to the state-of-the-art assumptions.

The setup, test and operation of a LiDAR system on a wind turbine show good agreement in comparison to the mechanical sensors. Nevertheless, it becomes clear that the measuring volume and the place of a measurement are parameters which have not been considered enough. In the case of strongly focused LiDAR systems, the measuring volume is too small to be independent of the optical setup, the temporal progress and the positions of aerosols within, like suggested by the state-of-the-art.

A modelling of signal strength based on a bistatic LiDAR system predicts the benefits of a higher received scattering signal of the aerosols and a bigger measuring volume. This theory is supported by a multitude of simulations. Finally, two exemplary optical system designs based on a developed optimization method are evaluated to show that such a setup can drastically reduce the requirements and costs of other system parts like the laser source.

Danksagung

Während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. rer. nat. Wilhelm Stork am Institut für Technik der Informationsverarbeitung (ITIV) des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT) entstand diese Dissertation. Ich möchte ihm danken, dass er das Hauptreferat übernahm und mir mit seinen Erfahrungen beiseite stand. Prof. Dr. rer. nat. Cornelius Neumann möchte ich ebenso für die schnelle und unkomplizierte Übernahme des Korreferates danken.

Den Arbeitskollegen am ITIV danke ich für eine immer positive und freundliche Atmosphäre, welche auch über die Arbeitsgruppen hinweg sehr effizientes, interessantes und multidisziplinäres Arbeiten ermöglichte. Im Besonderen danke ich meinem Kollegen Dipl.-Ing. Frank Hartmann, mit dem ich besonders in den letzten Monaten im stetigen fruchtbaren, engen Meinungs-austausch stand. Auch den ehemaligen Kollegen Dipl.-Ing. Kai Worms, Dr.-Ing. Siegwart Bogatscher, Dr.-Ing. Nico Heußner, Dr.-Ing. Harsha Umesh Babu und Dr.-Ing. Leilei Shinohara möchte ich noch einmal für die gemeinsame, produktive und sehr freundschaftliche Zeit danken.

Dipl.-Ing. Maik Fox, Dipl.-Phys. Armin Wagner, Dr.-Ing. Andreas Streck und den restlichen Mitarbeitern der Firma ELOVIS GmbH möchte ich für die Zusammenarbeit im Projekt LAWAL danken. Auf Seiten der Vensys Energy AG danke ich im Speziellen Dipl.-Ing. (FH) Oliver Becker.

Dr. Sebastian Scheinhardt von der Landesanstalt für Umwelt Ba-Wü danke ich für die zur Verfügungstellung der Feinstaub-Messdaten.

Der Karlsruhe School of Optics & Photonics (KSOP) danke ich für die kontinuierliche finanzielle und ideelle Unterstützung.

Natürlich gilt aber mein größter Dank meiner Familie und im Besonderen meinen Eltern Beatrix und Reinhard Beuth, welche mich über die Jahre immer aufgefangen haben, wenn es nötig wurde. Sie haben mir schon als Kind gelehrt, dass die meisten Erfolge im Leben eine Frage von Willen und Geduld sind. Nie konnte ich das besser verstehen als jetzt.

Karlsruhe, im Oktober 2016

Thorsten Beuth

„Noli turbare circulos meos!“
- Archimedes

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	vii
English Abstract	ix
Danksagung	xi
Inhaltsverzeichnis	xvii
1 Einleitung	1
1.1 Motivation	1
1.2 Eigener wissenschaftlicher Beitrag	4
1.3 Gliederung der Arbeit	5
2 Grundlagen	7
2.1 Windkraftanlagen	7
2.2 Die Atmosphäre	12
2.3 Optik	14
2.4 Laser Doppler Velocimetrie	30
2.5 LiDAR	32
2.6 Zusammenfassung	39
3 Stand der Technik	41
3.1 Nicht-optische Anemometer für WKAs	41
3.2 Optische Anemometer für WKAs	45
3.3 Kritik am Stand der Technik	53
3.4 Zusammenfassung	55

4 Konzeption	57
4.1 Aufgabenstellung	57
4.2 Lösungsansätze	58
4.3 Zusammenfassung	60
5 Reaktionszeitanalyse	61
5.1 Das Modell	61
5.2 Ableitung von Systemvoraussetzungen	66
5.3 Diskussion	70
5.4 Zusammenfassung	71
6 Streuprozesse und Signalmodellierung	73
6.1 Streuabschätzungen von einzelnen Aerosolarten	73
6.2 Der Rückstreuoeffizient β	76
6.3 Signalmodellierung	80
6.4 Zusammenfassung	83
7 Messlänge und -volumen bei überlagertem Brenn- und Kohärenzpunkt	85
7.1 Messsystem	85
7.2 Berechnung	87
7.3 Ergebnisse	93
7.4 Zusammenfassung	96
8 Messaufbau und -einsatz	99
8.1 Anforderungen	100
8.2 Systemkonzept und Aufbau	101
8.3 Messeinsätze	110
8.4 Analyse der Messdaten	111
8.5 Zusammenfassung und weitergehende Herausforderungen	123

9 Phasorbasierte Simulationsumgebung für LiDAR-Systeme	125
9.1 Aufbau	125
9.2 Simulation und Vergleich mit realen Daten	131
9.3 Diskussion	133
9.4 Zusammenfassung	134
10 Optimierung von LiDAR-Systemen für WKAs	137
10.1 Modellierung bistatischer Aufbau	137
10.2 Simulation der Modellierung	140
10.3 Vorschlag einer Optimierungsmethode	143
10.4 Optimierungsbeispiele	145
10.5 Zusammenfassung	148
11 Zusammenfassung	149
12 Ausblick	151
A Anhang	153
A.1 Atmosphäre und Wind	153
A.2 Linsen	163
A.3 LiDAR-Systeme	164
A.4 Rekonstruktion von Windfeldern	169
A.5 Teilchenvermessungen	171
A.6 Multimoden in Fasern	172
A.7 Mathematische Formeln	173
A.8 Frequenzverschiebung durch starke Fokussierung	175
A.9 Laserleistung durch Strahlaufweitung	176
B Literaturverzeichnis	185

1. Einleitung

In diesem Kapitel soll zu Beginn in Sektion 1.1 die Windenergie und der Einsatz von LiDAR-Systemen auf Windkraftanlagen motiviert werden. Danach wird eine Zusammenfassung des wissenschaftlichen Beitrags dieser Arbeit zum Stand der Technik in Sektion 1.2 gegeben. Zum Schluss wird die thematische Gliederung der restlichen Kapitel in Sektion 1.3 aufgezeigt.

1.1. Motivation

Die Windenergie macht unter allen erneuerbaren Energieformen in Deutschland mit 13,3% den größten Anteil erzeugter Energie aus [17]. Der Zubau von Leistung durch Neubau von Windkraftanlagen (WKAs) und Repowering lag 2015 bei mehr als 6 GW, was einem Plus von über 15% entspricht [40]. In den letzten 15 Jahren hat sich die weltweite Leistungskapazität mehr als verzwanzigfacht, vgl. Abb. 1.1. Mit der strategischen Planung der Bundesregierung bis 2050 mindestens 80 % des Nettostromverbrauchs durch erneuerbare Energien zu decken [2], ist zu erwarten, dass auch in Zukunft die Windenergie einen, wenn nicht sogar weiterhin den größten, Anteil des Bedarfs decken wird. Dabei gibt es allerdings folgende Problematiken zu beachten:

1. Lohnenswerte Orte für den Aufbau neuer WKAs sind kaum noch vorhanden, speziell wenn auf Festland gebaut wird (onshore). Da die Standortqualität der WKA direkte Auswirkungen

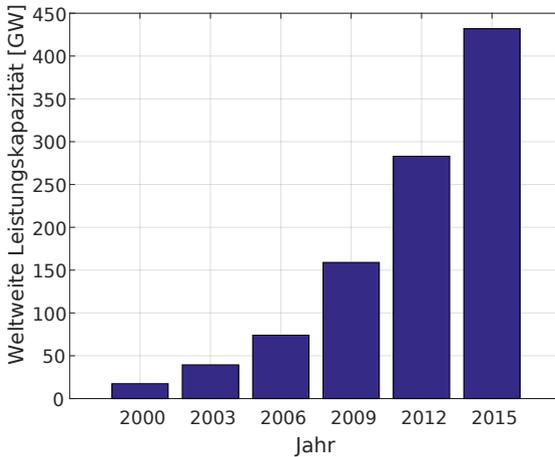


Abb. 1.1.: Weltweite Entwicklung der Leistungskapazität von Windenergie seit 2000 [40].

gen auf die bisherige Vergütung der eingespeisten Leistung hat, ist dies ein wichtiger Faktor [76].

2. Durch die anhaltende Senkung der Einspeisevergütung ist es für die Technologie der WKA essenziell durch Effizienzsteigerung diese Diskrepanz auszugleichen. Hinzu kommt eine ab 2017 ausgeschriebene, nicht staatlich vereinheitlichte Vergütung mit bisher unbekanntem Investitionsrisiken [3].
3. Die Steuerung von WKAs basiert hauptsächlich auf mechanischer Sensorik. Die Windgeschwindigkeit wird durch die erzeugte Leistung unter Last an der Rotorscheibe und durch Anemometer hinter der Rotorscheibe abgeschätzt, welche im Betrieb starke Turbulenzen erfahren [48]. Dementsprechend ungenau ist die Ausrichtung und Ansteuerung der Anlage.

Aus dem dritten Punkt ergeben sich für neue Sensorlösungen attraktive Einsatzmöglichkeiten, um die Windenergie auch weiter-

hin als wichtiges Standbein im Ausbau der erneuerbaren Energien zu festigen. Eine bessere Ausrichtung gegenüber dem einfallenden Wind würde die Effizienz der energetischen Umwandlung steigern. Zudem könnten gemessene Windgeschwindigkeit in einem Abstand vor der Rotorscheibe als Eingabewert für die WKA-Steuerung verwendet werden. So würden zum einen mechanische Spitzenbelastungen von der WKA genommen und zum anderen eine exaktere Ansteuerung der Leistungsabgabe bewerkstelligt werden. Denn häufig müssen WKAs notgestoppt werden, da durch falsches Ansteuern die maximal erlaubte Rotordrehzahl überschritten wird. Dies führt ebenso zu Spitzenbelastungen, aber auch zu einer verminderten Leistungsabgabe ans Stromnetz in den Stillstandszeiten.

Seit wenigen Jahren versuchen Hersteller durch die Einführung von LiDAR-basierten Messsystemen WKAs eben in diesen Punkten zu verbessern [46, 77, 138]. Nichtsdestotrotz stoßen hier zwei Disziplinen - die optische Sensorik und der Maschinenbau - aufeinander, sodass eine gemeinsame Entwicklung gewisse Hürden und Vorbehalte mit sich bringt.

Um eine intensive Verzahnung zwischen diesen Disziplinen herzustellen und die Machbarkeit eines günstigen LiDAR-Messsystems auszuloten, wurde von November 2013 bis Dezember 2016 das Projekt LAWAL vom Bundesministerium für Wirtschaft und Energie gefördert. Teilnehmer dieses Projekts waren das Karlsruher Institut für Technologie, die Elovix GmbH - ein Hersteller für optische Sensorik - und die Vensys Energy AG - ein WKA-Hersteller. Gemeinsames Ziel war ein kostengünstiges LiDAR-Sensorsystem, sowie eine dafür ausgerichtete Steuerung der WKA, zu entwickeln und über einige Monate zu testen. In jenem Rahmen ist auch diese Dissertation entstanden, welche eine Darstellung der Anforderungen an solche Systeme, Werkzeuge zum Abschätzen von Systemauslegung-

en und Erfahrungen und Erkenntnisse zum LiDAR-Einsatz beinhaltet. Dabei bezieht sich das Hauptaugenmerk auf die momentan kostengünstigste Bauweise von LiDAR-Systemen, bei welcher die optischen Strahlengänge für die Selektion einer Messdistanz und -länge fokussiert werden und ein kontinuierliches Signal im Dauerstrich-Betrieb, auch CW-Betrieb genannt, erfasst wird.

1.2. Eigener wissenschaftlicher Beitrag

Die vorliegende Arbeit fügt dem Stand der Technik eine Untersuchung der Zusammenwirkung zwischen Messvolumen, Messort und der Aerosolzusammensetzung der Luft bei fokussierten LiDAR-Systemen zur Messung von Windgeschwindigkeiten hinzu. Dabei wird die im Stand der Technik vorhandene Aussage als nicht zutreffend identifiziert, dass die Auslegung der optischen Parameter für die erhaltene Signalleistung eines fokussierten, monostatischen Systems unabhängig vom Messvolumen ist. Vielmehr zeigt sich im Vergleich der Aerosolzusammensetzungen an zwei sehr unterschiedlichen Orten in Deutschland, dass seltene, große Teilchen einen sehr wichtigen Einfluss auf die Messqualität und Signalform haben können, allerdings bei zu geringem Messvolumen nicht häufig genug detektiert werden. Durch eine Optimierungsmethode für bistatische LiDAR-Systeme wird gezeigt, wie man sowohl das gegebenenfalls zu geringe Messvolumen vergrößern, als auch die Anforderungen an andere Komponenten des Systems wesentlich senken kann. Dies führt zu einer drastischen Senkung der Kosten eines solchen Messsystems und kann dabei helfen in Zukunft eine breite Masse an WKAs mit dieser Technologie auszustatten. Ebenso wird ein Modell gezeigt, welches es ermöglicht zu ermitteln wie die Geometrie eines Zweistrahl-LiDARs ausgelegt werden kann um Böen auszuregeln. Für einen speziellen Fall von fokussierten

LiDAR-Messsystemen, in welchem der Punkt höchster Kohärenz mit dem Brennpunkt des Sendestrahls zusammenfällt, wird der Einfluss der Kohärenzlänge auf die Messlänge und das Messvolumen bestimmt um die Anforderungen an die Kohärenzlänge abschätzen zu können.

1.3. Gliederung der Arbeit

Die Arbeit gliedert sich folgend in elf weitere Kapitel. Kapitel 2 behandelt die wichtigsten Grundlagen zum Verständnis des weiteren Textes und soll Ingenieuren unterschiedlicher Disziplinen die Thematiken fachlich näher bringen. Der Stand der Technik wird in Kapitel 3 behandelt und kritisiert. Diese Kritik wird in Kapitel 4 genutzt um Aufgabenstellungen zu definieren und Lösungsansätze zu finden um den Stand der Technik zu erweitern.

Aus der Geometrie von zweistrahligem LiDAR-Systemen und WKAs werden in Kapitel 5 Anforderungen an Stellwinkel und Messdistanz für die Regelung von Böen durch eine Reaktionszeitanalyse gestellt.

Das Signal eines LiDAR-Systems wird maßgeblich von der Rückstreuung der Aerosole in der Luft beeinflusst. Deren optische Eigenschaften und die darauf basierende Signalmodellierung werden in Kapitel 6 abgehandelt. Der Begriff des Messvolumens und der Einfluss der Kohärenzlänge auf eben jenes werden in Kapitel 7 diskutiert.

Kapitel 8 zeigt den mitentwickelten Messaufbau des LAWAL Projekts und enthält eine Diskussion von Messergebnissen, welche Fehlinterpretationen im Stand der Technik aufzeigt und versucht diese zu erklären. Um theoretische Verbesserungsvorschläge eines solchen Systems zu unterstützen, wird in Kapitel 9 eine Simulationsumgebung basierend auf Phasorfunktion entwickelt und reale Mes-

sergebnisse nachsimuliert. In Kapitel 10 wird darauf eine Theorie für einen verbesserten bistatischen Aufbau erarbeitet und mit Simulationen überprüft. Anhand einer auf dieser Basis entwickelten Optimierungsmethode werden zwei LiDAR-Systeme beispielhaft entworfen.

Zum Schluss werden in Kapitel 11 die Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefasst und in Kapitel 12 ein Ausblick für weitere, mögliche Verbesserungen gegeben.

2. Grundlagen

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen zum Verständnis der restlichen Kapitel gelegt. In Sektion 2.1 wird der Betrieb von Windkraftanlagen erklärt, während in Sektion 2.2 wichtige Aspekte der Atmosphäre behandelt werden. Optische Zusammenhänge wie Eigenschaften des Laserspektrums und der Strahlabbreitung werden in Sektion 2.3 erörtert. Sektion 2.4 zeigt das Verfahren der Doppler Velocimetrie. Zum Schluss werden die gepulsten und fokussierten LiDAR-Typen in Sektion 2.5 behandelt und das Kapitel in Sektion 2.6 zusammengefasst.

2.1. Windkraftanlagen

Grundsätzlich unterscheidet man Windkraftanlagen (WKAs) in jene mit vertikaler Drehachse (Vertical Axis Wind Turbine, VAWT) und in jene mit horizontaler Drehachse (Horizontal Axis Wind Turbine, HAWT). Der Massenmarkt wird von HAWTs dominiert [58], ihre Betriebsmoden werden in Sektion 2.1.1 beschrieben. Sektion 2.1.2 behandelt die Umwandlung von Wind zu nutzbarer Energie, während Sektion 2.1.3 auf die Auswirkung von Fehlstellungen eingeht und Sektion 2.1.4 auf die vom Wind verursachten Lasten.

2.1.1. Betriebsmoden einer HAWT

Die Betriebsmoden einer HAWT können allein durch die Windgeschwindigkeit unterschieden werden [48] und sind in Abb. 2.1 dargestellt. WKAs mit mehreren MW Leistung fangen in der Regel

2. Grundlagen

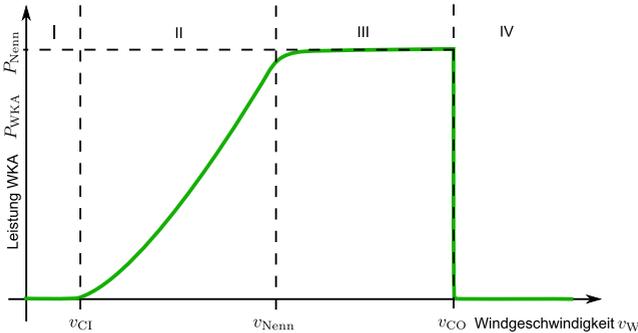


Abb. 2.1.: Schematischer Verlauf der Betriebsmoden einer HAWT.

erst ab ca. 3 m/s an ihre Rotoren zu drehen, diese Geschwindigkeit bezeichnet man als Cut-In-Geschwindigkeit v_{CI} . Ab der sogenannten Nenngeschwindigkeit v_{Nenn} , welche bei den meisten Anlagen um den Wert von 15 m/s liegt, erreicht die Generatorwirkleistung ihr Maximum, die sogenannte Nennleistung P_{Nenn} . In diesem letzten Betriebsmodus wird durch die Pitch-Regelung der Anstellwinkel der Rotorblätter genutzt um die Leistungsaufnahme der Windenergie zu begrenzen. Bei der Cut-Out-Geschwindigkeit v_{CO} , die ca. 25 m/s beträgt, wird die WKA notgestoppt.

Ebenso werden WKAs notgestoppt, wenn ihre maximal erlaubte Drehzahl oder andere Betriebsparameter überschritten werden. Dies kann bei beliebigen Windgeschwindigkeiten geschehen. Meistens tritt dieser Fall auf, wenn im Vorlauf einer Böe [56] ein Absenken der momentanen Windgeschwindigkeit durch die Sensorik gemessen wird und die Regelung der WKA davon ausgeht, dass für die nächste Zukunft mit einer niedrigeren Windgeschwindigkeit zu rechnen ist.

Die Windgeschwindigkeit ist zeitlich variant: Änderungen von einem durchschnittlichen Wert werden als Turbulenz bezeichnet, vgl. Sektion A.1.2.4. Die Turbulenzklasse gibt an für welche Turbulenz-

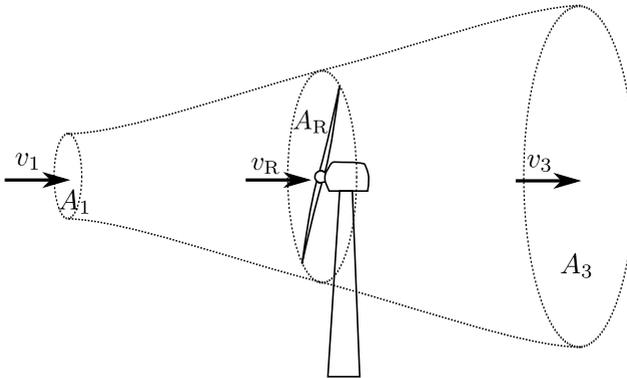


Abb. 2.2.: Strömungsverlauf um eine WKA zur Berechnung des Leistungsbeiwertes nach Betz [94].

intensität die WKA maximal ausgelegt ist [56]. Die höchste Stufe A entspricht einem Faktor von 0,16 der Durchschnittsgeschwindigkeit.

2.1.2. Betzcher Leistungsbeiwert

WKAs wandeln die im Wind vorhandene, kinetische Energie um. In dieser Sektion soll berechnet werden, wieviel Leistung theoretisch dem Wind durch eine WKA entzogen werden kann, wobei sich hier stark an Quaschnig [94] orientiert wird. Ein wehender Wind hat eine Leistung von

$$P_W = \dot{E}_{W,\text{kin}} = \frac{1}{2} \dot{m}_W v_W^2 = \frac{1}{2} \rho_W A_W v_W^3, \quad (2.1)$$

wobei $\dot{E}_{W,\text{kin}}$ die zeitliche Änderung der kinetischen Energie des Windes ist, \dot{m}_W der zeitliche Massenstrom des Windes, ρ_W die Dichte des Windes, A_W die durchströmte Fläche und v_W die Windgeschwindigkeit an dieser Flächenposition ist. Die Kontinuitätsgleichung gebietet allerdings, dass bei konstanter Dichte für die einströmenden Luftmassen vor und nach der WKA der Massenstrom eben-

so konstant bleibt. Dazu werden drei Gebiete entsprechend Abb. 2.2 mit durchströmter Fläche und Windgeschwindigkeit eingeteilt, wobei die Geschwindigkeit an der Position des Rotors der Mittelwert der anderen Gebiete ist:

$$v_R = \frac{1}{2} (v_1 + v_3). \quad (2.2)$$

Die aus dem Wind entnommene Leistung P_{WKA} ergibt sich somit zu

$$P_{WKA} = \frac{1}{2} \dot{m}_W (v_1^2 - v_3^2) = \frac{1}{4} \rho_W A_R (v_1 + v_3) \cdot (v_1^2 - v_3^2). \quad (2.3)$$

Wäre kein Einfluss auf den Wind vorhanden, so wäre die Leistung an dieser Stelle

$$P_0 = \frac{1}{2} \rho_W A_R v_1^3. \quad (2.4)$$

Der Betzsche Leistungsbeiwert c_p kann nun definiert werden über

$$c_p = \frac{P_{WKA}}{P_0} = \frac{1}{2} (1 + \zeta_W) \cdot (1 - \zeta_W^2) \quad (2.5)$$

mit dem Windgeschwindigkeitsverhältnis $\zeta_W = \frac{v_3}{v_1}$. Über $\frac{dc_p}{d\zeta_W} = 0$ kann bei $\zeta_W = \frac{1}{3}$ ein Optimum gefunden werden, welches den theoretisch maximal erreichbaren Leistungsbeiwert auf $c_{p,id}(\zeta_W = \frac{1}{3}) = \frac{16}{27} \approx 0,593$ festlegt.

2.1.3. Auswirkungen bei Fehlaustrichtung

Bei einer nicht idealen Stellung des Windes zur Drehachse im Winkel γ in einer Dimension, sinkt der Massestrom durch die Fläche entsprechend einer Kosinusbeziehung. Dies hat zur Auswirkung, dass die Gesamtleistung der Umwandlung in dritter Potenz sinkt mit [22, 104]

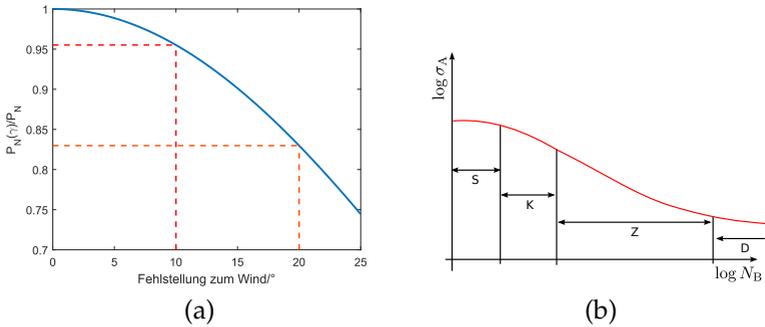


Abb. 2.3.: a) Darstellung der \cos^3 -Abhängigkeit der Nennleistung durch Fehlstellung der Rotorachse zum Wind, b) Wöhler-Kurve eines Typs 2 nach [101].

$$P_{WKA}(\gamma) = P_{WKA}(0^\circ) \cdot \cos^3(\gamma), \quad (2.6)$$

was in Abb. 2.3 a) dargestellt ist. Kleine Fehlstellungen wirken sich somit relativ gering aus, können aber auch zu einem merklichen Verlust führen. So ist bei 10° Fehlstellung mit Einbußen von ca. 4,5% zu rechnen. Fleming et al. schätzten 2,4% Effizienzverlust bei $7,9^\circ$ Fehlstellung [34] und zeigten in einer weiteren Veröffentlichung Vorteile der Messgenauigkeit zum mechanischen Sensor [105]. Es besteht also ein großes Interesse daran die Rotorachse der WKA möglichst parallel zur Windrichtung auszurichten.

2.1.4. Auswirkungen von Lasten

Eine WKA ist ständigen Schwingungsbelastungen ausgesetzt. Verwendete Materialien müssen deshalb entsprechend ihrer Schwingfestigkeit untersucht und in einer sogenannten Wöhler-Kurve (auch S/N-Kurve) charakterisiert sein, sodass diese Materialien den erwartenden Belastungen stand halten [127]. Eine Wöhlerkurve vom

Typ 2 ist in Abb. 2.3 b) dargestellt. Hierbei gibt es vier Zonen [101]. Die erste Zone bis ca. 10 Schwingungen ist die statische Festigkeit (S), bei welcher das Belastungsmaximum nahezu gleich bleibt. Ab diesem Wert sinkt die Belastung stetig im Bereich der Kurzzeitfestigkeit (K) bis der Gradient gleich bleibend ist (ca. $5 \cdot 10^4$ Schwingungen). Dort ist die Zone der Zeitfestigkeit (Z) erreicht. Sie geht bis ca. 10^6 Schwingungen und leitet in die Zone der Dauerfestigkeit (D) über. Diese hat einen wesentlich verminderten Gradienten als im Bereich der Zeitfestigkeit. In vereinfachten Theorien und bei Typ 1 Materialien wie Stahl ist dieser 0 [26]. Allerdings zeigt sich bei allen Materialien immer noch eine leichte Senkung trotz des üblichen theoretischen Dauerfestigkeitslimits [115]. Typische, verwendete Materialien sind weiche Stähle wie Planstahl S355J2G3 [70], welcher im Turmbau, oder Gusseisen mit Kugelgraphit wie GJS-400-18-LT [136], welcher beim Gondelrahmen eingesetzt wird. Verschieden starke Schwingungen unterschiedlicher maximaler Amplitude können im sogenannten Damage Equivalent Load (DEL) zusammengefasst werden [118]. Eine Hoffnung ist die Belastungen durch prädiktive Steuerung mittels LiDAR-Messungen zu senken und somit die Lebensdauer der Anlage und die Wartungsintervalle zu erhöhen, bzw. bei konstanter Lebensdauer Materialkosten einzusparen [16].

2.2. Die Atmosphäre

2.2.1. Windverhalten

In der für die WKA relevanten atmosphärischen Grenzschicht verhält sich die Windgeschwindigkeit v_W entlang der Messhöhe h wie

$$v_W(h) = v_{W,0} \cdot \frac{\ln\left(\frac{h}{z_0}\right)}{\ln\left(\frac{h_0}{z_0}\right)} \quad (2.7)$$

mit der Rauigkeitslänge z_0 und der Windgeschwindigkeit $v_{W,0}$ in der Referenzhöhe h_0 [117]. Verschiedene Modelle unterschiedlicher Szenarien (Böen, Windwechsel, Starkwind und Kombinationen daraus) werden in dem entsprechenden Standard zur Auslegung von WKAs angegeben [56]. Für homogene Windwechsel wird in dieser Arbeit vom Modell für kohärente Böen ausgegangen, das die maximalen Windwinkelwechsel Θ_{cg} beschreibt durch

$$\Theta_{cg} = \pm \frac{720^\circ \frac{\text{m}}{\text{s}}}{v_W}. \quad (2.8)$$

Weitere, wesentlich ausführlichere Informationen zur Atmosphäre und den verschiedenen Modellen finden sich im Anhang unter Sektion A.1.

2.2.2. Aerosole

Verteilungen der Aerosole eines i -ten Typs in Abhängigkeit ihres Radius r_T basieren auf der Formel [68, 50]

$$\frac{dN_i(r_T)}{dr_T} = \frac{N_i}{\sqrt{2\pi}r_T \ln \sigma_i} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{\ln r_T - \ln r_{\text{mod},i}}{\ln \sigma_i}\right)^2\right) \quad (2.9)$$

mit der Teilchenanzahl N_i , dem Modenradius $r_{\text{mod},i}$ und der Standardabweichung σ_i dieses Typs. Die Verteilung entspricht der Lognormal-Verteilung und besitzt somit den Erwartungswert [21]

$$r_{T.E.,i} = \frac{\sigma_i^2}{2} r_{\text{mod},i}. \quad (2.10)$$

Es gibt verschiedene Betrachtungsweisen bei Aerosolen. Wo gesundheitliche Bedenken geäußert werden, trifft man häufig die PM_{2.5} und PM₁₀ Werte an, welche die gewichtete Massendichtesumme aller Teilchen bis zu einem Durchmesser von ca. 2,5 µm bzw. ca. 10 µm angeben. Ebenso werden häufig die Unterscheidungen in die drei Größenmoden Nukleation, Akkumulation und grobe Partikel getroffen [84, 68]. Verschiedene Untersuchungen führen ebenso zu verschiedenen Modellen, die solche Verteilungen beschreiben [91]. Da die hier beschriebene Herangehensweise eine optische ist, wird sich auf die von dem World Climate Programme veröffentlichten Bericht die Daten bezüglich der Verteilung verwendet, welche in dem OPAC Software Paket [50] und der HITRAN Datenbank [8] eingepflegt und aktualisiert wurde. Diese unterteilen Aerosole in unterschiedliche Partikelarten mit Verteilungen entsprechend Formel 2.9 und einem Höhenprofil mit exponentiellem Abfall [50]

$$N_i(h) = N_i(0)e^{-\frac{h}{Z_{\text{atm}}}}, \quad (2.11)$$

wobei $N_i(0)$ die Anzahl der Teilchen auf Meereshöhe ist und Z_{atm} eine Referenzhöhe, welche von dem Landschaftstyp abhängt, der modelliert wird.

2.3. Optik

Eine Abhandlung über Elektromagnetismus und Polarisation in Sektion 2.3.1 hilft den Formalismus der Mie-Streuung in Sektion 2.3.2 besser zu verstehen. Die Mie-Streuung wird darauf in Sektion 2.3.3 in einen Rückstreukoeffizienten der Atmosphäre überführt. Die Gaußstrahlen-Optik in Sektion 2.3.4 und die Definition der Schärfentiefe in Sektion 2.3.5 sind wichtige Bestandteile der Empfangstheorie eines LiDARs. In Sektion 2.3.6 werden die spektralen Eigenschaften des Lasers behandelt. Zum Schluss wird eine kur-

ze Übersicht über die wichtigsten faseroptischen Elemente in Sektion 2.3.7 gegeben.

2.3.1. Elektromagnetismus und Polarisation

Im Jahre 1864 präsentierte Maxwell seine Grundgleichungen des Elektromagnetismus [81]. Aus ihnen lässt sich eine Wellengleichung errechnen. Ohne Raumladung und Verschiebestrom ($\rho = 0, \vec{j} = 0$) lautet die Wellengleichung für das elektrische Feld \vec{E}

$$\Delta \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.12)$$

mit der Lichtgeschwindigkeit

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \epsilon_r \mu_0 \mu_r}} = \frac{n}{c_0}, \quad (2.13)$$

wobei der Brechungsindex n definiert ist durch $n = \sqrt{\epsilon_r \mu_r}$ und die Vakuumlichtgeschwindigkeit durch $c_0 = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$. Die Wellengleichung 2.12 wird für elektromagnetische Strahlung, welche sich in Richtung der z -Achse ausbreitet, gelöst durch [24]

$$\vec{E} = \begin{pmatrix} E_x(z, t) \\ E_y(z, t) \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{0x} \cos(\omega t - kz + \delta_x) \\ E_{0y} \cos(\omega t - kz + \delta_y) \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (2.14)$$

wobei E_x und E_y die senkrecht zueinander stehenden elektrischen Felder sind, welche mit der Kreisfrequenz $\omega = 2\pi f$ und der Wellenzahl $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ oszillieren und eine zufällige Phase δ_x bzw. δ_y besitzen.

2. Grundlagen

Abk.	Eigenschaft	El. Felder	Stokes \vec{S}_P^T/I_0
LHP	linear horizontal	$E_{0y} = 0$	$(1 \ 1 \ 0 \ 0)$
LVP	linear vertikal	$E_{0x} = 0$	$(1 \ -1 \ 0 \ 0)$
L+45P	linear +45°	$E_{0x} = E_{0y} = E_0, \delta_P = 0$	$(1 \ 0 \ 1 \ 0)$
L-45P	linear -45°	$E_{0x} = E_{0y} = E_0, \delta_P = \pi$	$(1 \ 0 \ -1 \ 0)$
RCP	rechtszirkular	$E_{0x} = E_{0y} = E_0, \delta_P = \frac{\pi}{2}$	$(1 \ 0 \ 0 \ 1)$
LCP	linkszirkular	$E_{0x} = E_{0y} = E_0, \delta_P = -\frac{\pi}{2}$	$(1 \ 0 \ 0 \ -1)$

Tab. 2.1.: Eigenschaften von entarteten Polarisationszuständen.

Eliminiert man den Propagator $\omega t - kz$ aus E_x und E_y von Formel 2.14 durch gegenseitiges Einsetzen, so erhält man eine Gleichung, welche eine Polarisationsellipse nach

$$\frac{E_x^2(z, t)}{E_{0x}^2} + \frac{E_y^2(z, t)}{E_{0y}^2} - \frac{2E_x(z, t)E_y(z, t)}{E_{0x}E_{0y}} \cos \delta_P = \sin^2 \delta_P \quad (2.15)$$

mit $\delta_P = \delta_y - \delta_x$ beschreibt. Eine Herleitung ist in Sektion A.7.1 im Anhang zu finden. Es gibt spezielle Kombinationen von Wertepaaren von E_{0x} , E_{0y} und δ_P , welche wichtige, sogenannte entartete Polarisationszustände beschreiben, wie sie in Tab. 2.1 gelistet sind.

Eine Visualisierung von Polarisationszuständen findet in der Regel über die 1892 vorgeschlagene Poincaré-Kugel [88, 24] statt, entsprechend Abb. 2.4. Die in dieser Abbildung eingezeichneten Winkel $2\psi_P$ und $2\chi_P$ sind definiert über die Gleichungen

$$\tan(2\psi_P) = \frac{2E_{0x}E_{0y}}{E_{0x}^2 - E_{0y}^2} \cos \delta_P, \quad (2.16)$$

$$\sin(2\chi_P) = \frac{2E_{0x}E_{0y}}{E_{0x}^2 + E_{0y}^2} \sin \delta_P. \quad (2.17)$$

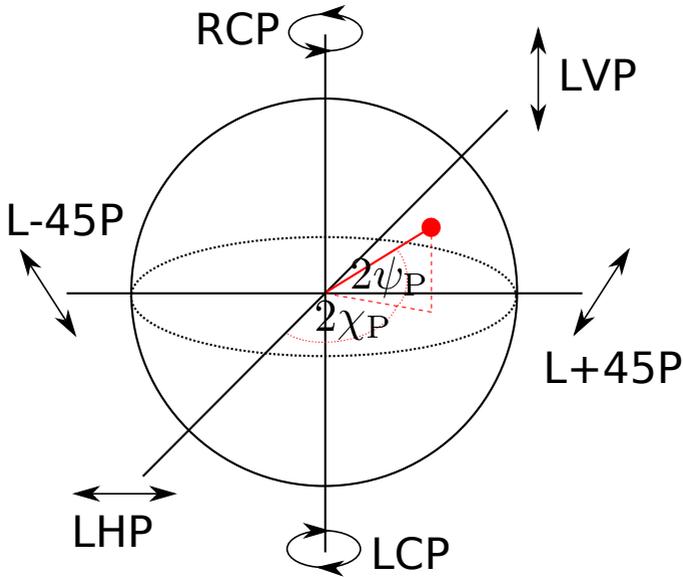


Abb. 2.4.: Poincaré-Kugel mit eingezeichneten entarteten Polarisationszuständen und den trigonometrischen Winkeln zur Darstellung von Polarisationszuständen.

Die Berechnung von Polarisationszuständen geschieht wiederum über die sogenannten Stokes-Parameter. Diese sind über Intensitäten $I = |\vec{E}|^2$ definiert als

$$\vec{S}_P = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{0x}^2 + E_{0y}^2 \\ E_{0x}^2 - E_{0y}^2 \\ 2E_{0x}E_{0y} \cos \delta_P \\ 2E_{0x}E_{0y} \sin \delta_P \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I_{0x} + I_{0y} \\ I_{0x} - I_{0y} \\ 2\sqrt{I_{0x}I_{0y}} \cos \delta_P \\ 2\sqrt{I_{0x}I_{0y}} \sin \delta_P \end{pmatrix}. \quad (2.18)$$

Die entsprechenden Stokesparameter für die entarteten Polarisationszustände sind auch in Tab. 2.1 aufgelistet. Aus ihnen kann man ebenfalls einen Polarisationsgrad Φ_P berechnen, welcher ein Maß dafür ist, wie polarisiert elektromagnetische Wellen sind:

$$\Phi_P = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0}. \quad (2.19)$$

Dieser Polarisationsgrad Φ_P bewegt sich zwischen $\Phi_P = 0$ für gänzlich unpolarisierte und $\Phi_P = 1$ für gänzlich polarisierte elektromagnetische Wellen. Die Berechnung von Änderungen von Polarisationszuständen geschieht mittels Müller-Matrizen \underline{M} mit 4x4 Einträgen nach

$$\vec{S}'_P = \underline{M}\vec{S}_P. \quad (2.20)$$

Eine Auswahl verschiedener, relevanter Müller-Matrizen \underline{M} ist im Anhang unter A.7.2 zu finden.

2.3.2. Mie-Streuprozess

Der Mie-Streuprozess beschreibt den Streuprozess von elektromagnetischen Wellen an Teilchen in ähnlicher Größenordnung wie die streuende Wellenlänge. Ein dimensionsloser Größenparameter x_T mit einer elektromagnetischen Welle mit Vakuumwellenlänge λ und einem kugelförmigen Teilchen mit einem Radius r_T , bestehend aus einem Material mit Brechungsindex n , wird festgelegt zu

$$x_T = k \cdot r_T = \frac{2\pi n r_T}{\lambda}. \quad (2.21)$$

Für wesentlich kleinere Teilchenradien r_T als die Wellenlänge λ geht der Mie-Streuprozess in den Rayleigh-Streuprozess über. Es wird als grober Richtwert in der Literatur ein Wert von $x_T = 0,02$ an-

gegeben [108]. Eingehendes Licht mit einer Intensität von $\vec{I}_{\text{in}} = \begin{pmatrix} I_{0x} & I_{0y} & S_3 & S_4 \end{pmatrix}$, entsprechend der Stokes'schen Schreibweise, wird an einer Kugel unter dem Winkel θ gestreut zu einer Intensität von $\vec{I}_{\text{sc}} = \begin{pmatrix} I_{\text{sc}1} & I_{\text{sc}2} & I_{\text{sc}3} & I_{\text{sc}4} \end{pmatrix}$ mit

$$\vec{I}_{\text{sc}} = \underline{M}_\sigma(\theta) \vec{I}_{\text{in}}, \quad (2.22)$$

wobei die Streumatrix $\underline{M}_\sigma(\theta)$ sich für diesen kugelsymmetrischen Fall zusammensetzt [28, 57] zu

$$\underline{M}_\sigma(\theta) = \frac{1}{k^2} \begin{pmatrix} |S_1|^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & |S_2|^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \text{Re}(S_1 S_2^*) & -\text{Im}(S_1 S_2^*) \\ 0 & 0 & \text{Im}(S_1 S_2^*) & \text{Re}(S_1 S_2^*) \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

$$= \begin{pmatrix} \sigma_{s,1} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{s,2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{s,3} & \sigma_{s,4} \\ 0 & 0 & -\sigma_{s,4} & \sigma_{s,3} \end{pmatrix}, \quad (2.24)$$

mit den Streufeld-Amplituden $S_1(\theta)$ und $S_2(\theta)$ der Mie-Theorie [57, 79, 28]. Die Streueffizienz eines Partikels ist definiert über

$$Q_{\text{sca}}(x_{\text{T}}) = \frac{\sigma_{\text{sca}}(x_{\text{T}})}{\pi r_{\text{T}}^2} = \frac{2}{x_{\text{T}}^2} \sum_{n=1} (2n+1) \left(|a_n|^2 + |b_n|^2 \right) \quad (2.25)$$

mit den Faktoren a_n und b_n der Mie-Theorie. Sie ermöglicht das Bilden einer normierten Phasenfunktion [28]

$$p_{\sigma,i}(\theta) = \frac{4\sigma_i(\theta)}{r_{\text{T}}^2 Q_{\text{sca}}} \quad (2.26)$$

2. Grundlagen

mit der Bedingung $\frac{1}{4\pi} \int_{\Omega} \frac{1}{2} (p_{\sigma,1}(r_T, \theta) + p_{\sigma,2}(r_T, \theta)) d\Omega = 1$ über den Raumwinkel Ω , was die Streumatrix abändert zu

$$\begin{aligned} \underline{M}_{\sigma}(r_T, \theta) &= \frac{\pi r_T^2 Q_{\text{sca}}(x_T)}{4\pi} \begin{pmatrix} p_{\sigma,1} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & p_{\sigma,2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & p_{\sigma,3} & p_{\sigma,4} \\ 0 & 0 & -p_{\sigma,4} & p_{\sigma,3} \end{pmatrix} \\ &= \frac{r_T^2 Q_{\text{sca}}(kr_T)}{4} \underline{M}_{\text{pr}}(r_T, \theta). \end{aligned} \quad (2.27)$$

Der differenzielle Streuquerschnitt berechnet sich für jedes Element des Stokesvektor somit zu

$$\left| \frac{d\sigma_i(r_T, \theta)}{d\theta} \right| = \frac{r_T^2 Q_{\text{sca}}(kr_T)}{4} |p_{\sigma,i}(\theta)|. \quad (2.28)$$

Die gesammelte Leistung eines Teilchens mit Radius r_T durch eine Linse mit Radius r_L in einem Abstand s , welches eine Intensität I an dieser Stelle erfährt, ist

$$P_{1T} = I \int \left| \frac{d\sigma_i(r_T, \theta)}{d\theta} \right| d\Omega \approx I \left| \frac{d\sigma_i(r_T, \theta)}{d\theta} \right| \frac{\pi r_L^2}{s^2}. \quad (2.29)$$

2.3.3. Rückstreukoeffizient β

Der Rückstreukoeffizient β beschreibt den Anteil der Intensität pro Längeneinheit und Beobachtungsraumwinkel, welcher bei diffusen Streumedien zurückgestreut wird. Er ist eine Größe, die sich aus der Summe aller Rückstreukoeffizienten der verschiedenen Streuteilchenarten j berechnet :

$$\beta = \sum_j \beta_j, \quad (2.30)$$

wobei der Rückstreukoeffizient einer einzelnen Streuteilchenart j mit der Dichte n_j berechnet wird durch [137, 28]¹

$$\beta_j = \int_{r_{\min,j}}^{r_{\max,j}} \left| \frac{d\sigma_i(r_T, \theta)}{d\theta} \right|_j n_j(r_T) dr_j. \quad (2.31)$$

In der Regel wird der Rückstreukoeffizient nur für eine Rückstreuung von 180° berechnet, da LiDAR Systeme meist nur kleine Winkelausschnitte um diesen Wert messen.

2.3.4. Gaußstrahlen

Ein Gaußstrahl [49] entspricht der TEM₀₀ Mode eines Laserstrahls. Sein Verlauf ist in Abb. 2.5 dargestellt. Die Intensitätsverteilung $I(r, z)$ entlang des Strahls entspricht, wenn der Nullpunkt $z = 0$ im Fokuspunkt gewählt ist, der Form

$$I(r, z) = I_0 \frac{w_0^2}{w^2(z)} e^{-\frac{2r^2(z)}{w^2(z)}} \quad (2.32)$$

mit der Strahltaile w_0 an der Stelle $z = 0$ und dem Strahldurchmesser

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2} = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R} \right)^2}. \quad (2.33)$$

Der Strahldurchmesser $w(z)$ gibt an jedem Punkt den Abfall der Intensität von der optischen Achse aus um $\exp(-2)$ an. Die Rayleighlänge z_R gibt die Strecke an, welche der Strahl zurücklegt, damit ab einem beliebigen Punkt der Strahldurchmesser um $\sqrt{2}$ steigt:

¹Diese Notation unterscheidet sich von Deirmendjian etwas, da dieser den Gesamtstrahlwinkel und die Matrixeinträge nicht in den Streuquerschnitt gerechnet hat. Die nachfolgende Definition lässt allerdings die Formel zur Berechnung der Leistung handhabbarer werden.

2. Grundlagen

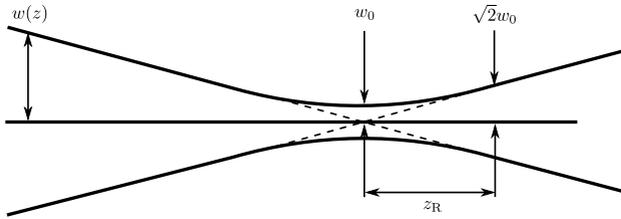


Abb. 2.5.: Verlauf eines idealen Gaußstrahls.

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}. \quad (2.34)$$

Eine Folgerung daraus ist ebenso, dass sich die durchstrahlte Fläche verdoppelt oder die Intensität auf der optischen Achse halbiert. Umgekehrt kann man Formel 2.33 ebenso nach w_0 auflösen und erhält

$$w_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{w(z)^2 \pm \sqrt{w(z)^4 - \left(\frac{2\lambda z}{\pi}\right)^2}}. \quad (2.35)$$

Aus dieser Formel lässt sich von einem bekannten Strahldurchmesser an Position z auf die Strahltaile w_0 schließen. Die beiden Lösungen für einen Abstand z vom Fokuspunkt aus entsprechen den Fällen von Fokussierung starker und schwacher Art. Die schwache Fokussierung nennt sich häufig auch Kollimierung. Der Verlauf der Gaußstrahlbreite in Gleichung 2.33 geht für weite Abstände ($z \gg z_R$) in eine Gerade über:

$$w(z) \approx \frac{\lambda z}{\pi w_0}. \quad (2.36)$$

Aus den Gleichungen 2.34 und 2.36 lässt sich bei einem Brennpunkt im Messabstand d_M bei einem Gaußstrahl mit der Fläche $A_L = \pi w^2(d_M)$ an der Linse die Rayleighlänge z_R bestimmen zu

$$z_R = \frac{\lambda d_m^2}{A_L}. \quad (2.37)$$

2.3.5. Schärfentiefe

Die Schärfentiefe einer Kollektorfläche mit Durchmesser d_B berechnet sich über den Nahpunktastand D_N und den Fernpunktastand D_F [88]:

$$D_N = \frac{d_m}{1 + \frac{d_B}{d_L} \left(\frac{d_m}{f_L} - 1 \right)}, \quad D_F = \frac{d_m}{1 - \frac{d_B}{d_L} \left(\frac{d_m}{f_L} - 1 \right)}, \quad (2.38)$$

mit dem Brennpunktastand d_m , dem Linsendurchmesser d_L und der Linsenbrennweite f_L . Folglich können die Formeln in 2.38 mit $d_m \gg f_L$ genähert werden zu

$$D_N \approx \frac{d_m}{1 + \frac{d_B}{d_L} \frac{d_m}{f_L}}, \quad D_F \approx \frac{d_m}{1 - \frac{d_B}{d_L} \frac{d_m}{f_L}}. \quad (2.39)$$

Die Schärfentiefe D_{DOF} ergibt sich daraus zu folgender Gleichung mit einer finalen Näherung für den Fall $d_B \ll \frac{N_F d_L^2}{d_m}$

$$D_{\text{DOF}} = D_F - D_N \approx 2 \frac{d_B d_m^2}{N_F d_L^2} \frac{1}{1 - \frac{d_B^2 d_m^2}{N_F^2 d_L^4}} \approx 2 \frac{d_B d_m^2}{N_F d_L^2}, \quad (2.40)$$

mit der Blendenzahl $N_F = \frac{f_L}{d_L}$.

2.3.6. Laser

2.3.6.1. Aufbau und Prinzip

Das Wort Laser ist ein Akronym für "light amplification by stimulated emission of radiation". Seit Einsteins theoretischen Überlegungen bezüglich der stimulierten Emission [29] und deren ersten An-

wendung 1954 im Mikrowellenbereich [43], wurden verschiedenste Typen von Lasern entwickelt. Der einfachste Aufbau eines Lasers besteht aus drei Komponenten: Einem aktiven Medium, einer externen Energiezufuhr und einem Resonator. Das aktive Medium kann einen gasförmigen, flüssigen oder festen Zustand besitzen. Über die externe Energiezufuhr, die optisch, elektrisch oder chemisch geschehen kann, wird das aktive Medium angeregt. Dadurch werden Elektronen in ein höheres Energieniveau gehoben.

Der Resonator, welcher meist ein Aufbau um das aktive Medium aus teilverspiegelten Spiegeln im Abstand L_{res} ist, reflektiert die Photonen in sich durch das aktive Medium mehrere Male. Vereinzelt treffen Photonen dabei auf Elektronen, welche sich in einem angeregten Zustand mit gleichem Energieniveau wie die Photonen befinden. Die stimulierte Emission zwingt nun das Elektron sich um das Energieniveau abzuregen. Dabei entsteht ein Duplikat jenes Photons, welches für den Abstrahlungsprozess verantwortlich war. Das Duplikat besitzt sowohl die gleiche Energie, die gleiche Polarisierung als auch die gleiche Phase. Dieser Prozess sorgt dafür, dass die Abstrahlung bestimmte Energieniveaus bevorzugt wird. Im Idealfall ist dies nur ein Energieniveau, was dazu führen würde, dass die Photonen eine exakt gleiche Wellenlänge hätten.

Nach gleichem Prinzip werden auch verstärkende Elemente wie erbiumdotierte Faserverstärker (EDFA) gebaut [19], welche im wichtigen C-Band Telekommunikationssignale verstärken. Manche Systeme nutzen diese Bauelemente auch mit einem Seed-Laser als Gesamtsystem [64].

2.3.6.2. Laserspektrum

Innerhalb des Resonatoraufbaus in der vorherigen Sektion werden all jene Frequenzen ν_{Laser} theoretisch verstärkt, welche die Resonanzbedingung [65]

$$\nu_{\text{Laser}} = q_{\text{mod}} \frac{c_0}{2L_{\text{res}}} \quad (2.41)$$

erfüllen, wobei die Modenzahl $q_{\text{mod}} = \frac{2L_{\text{res}}}{\lambda}$ ganzzahlig sein muss und L_{res} die Resonatorlänge ist, die auch die Geometrien und Brechungsindizes der Materialien im Resonator berücksichtigt. Die durch diese Auswahl verstärkten Wellenlängen nennt man longitudinale Resonatormoden. Der Abstand der nächsten Frequenzen zueinander ist demnach

$$\Delta\nu_{\text{Laser}} = \frac{c_0}{2L_{\text{res}}}(q+1) - \frac{c_0}{2L_{\text{res}}}q = \frac{c_0}{2L_{\text{res}}}. \quad (2.42)$$

Umgekehrt ist es so durch Kenntnisse des Modenabstandes möglich auch die Resonatorgröße auszurechnen, sofern die innere Geometrie bekannt ist. Hier sollte dennoch beachtet werden, dass ein energetischer Übergang des aktiven Mediums zwangsläufig nötig ist und die tatsächliche Auswahl der abgestrahlten longitudinalen Lasermoden weiter beschränkt. Eine charakteristische Größe eines jeden longitudinal einmodigen Spektrums mit der Zentralfrequenz ist definiert über die spektrale Halbwertsbreite $\Delta\nu_{\text{L/G}}$ (Full Width Half Maximum, FWHM).

Eine einzelne Resonatormode ist im Halbleiterlaser und in Hochdruckgaslasern lorentzförmig und entspricht der Form [42]

$$G_{\text{L}}(\nu) = \frac{2(\pi\Delta\nu_{\text{L}})^{-1}}{1 + \left(2\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu_{\text{L}}}\right)^2}. \quad (2.43)$$

In Schwachdruckgaslasern ist sie aufgrund der Lorentz-Boltzmann-Bewegungsstatistik durch Dopplerverbreiterung der bewegenden Gasteilchen gaußförmig mit der Form [42]

$$G_G(\nu) = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\sqrt{\pi}\Delta\nu_G} \exp \left[- \left(2\sqrt{\ln 2} \frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_G} \right)^2 \right]. \quad (2.44)$$

Dies sind allerdings nur idealisierte Formen. Es gibt Mischformen, welche als Voigt-Spektren bezeichnet werden [116]. Soweit nicht anders vermerkt, beziehen sich alle weiteren Rechnungen bezüglich der Anwendung innerhalb des LiDARs bei Nutzung der Halbleiter-Laser auf idealisierte Lorentzprofile. Alle anderen Laserprofile spielen in der Regel ingenieurtechnisch bei aktuellen, interferierenden Sensoren keine Rolle.

2.3.6.3. Kohärenzzeit und -länge

Für die beiden idealen Fälle des Gaußspektrums und des Lorentzspektrums bildet sich eine Kohärenzfunktion, die den Kontrast K als Einhüllende der Interferenz eines mit sich selbst interferierenden Lasers in einem Michelson-Interferometer beschreibt, wobei eine Wegdifferenz für das Licht im Referenz- und Messarm von $2\Delta z$ mit der Funktion der Einhüllenden $\gamma_{G/L}$ einer entsprechenden Mode vorherrscht, zu [42]

$$K(\Delta z) = \gamma_{G/L} \left(\frac{2\Delta z}{c} \right). \quad (2.45)$$

Als Folge bilden sich jedoch unterschiedliche Kohärenzfunktionen für die unterschiedlichen Laserspektren. Im Fall von Lorentzspektren ist dies

$$\gamma_L(\Delta z) = \exp \left(-2 \frac{|\Delta z|}{l_L} \right) \quad (2.46)$$

mit der Kohärenzlänge l_L , welche über die Kohärenzzeit τ_L definiert ist zu

$$l_L = c\tau_L = \frac{c}{\pi} \frac{1}{\Delta\nu_L}. \quad (2.47)$$

Ebenso ergibt sich die Kohärenzfunktion für Gaußprofile zu

$$\gamma_G(\Delta z) = \exp\left(-2\frac{\Delta z^2}{l_G^2}\right) \quad (2.48)$$

mit der Kohärenzlänge l_G , welche über die Kohärenzzeit τ_G definiert ist zu

$$l_G = c\tau_G = \sqrt{\frac{2\ln 2}{\pi}} \frac{c}{\Delta\nu_G}. \quad (2.49)$$

Somit gilt für beide Fälle, dass die Einhüllende der Interferenzmodulation um $1/e^2$ abfällt, wenn der relative Abstand der Spiegel in den unterschiedlichen Armen eine Kohärenzlänge ist.

2.3.6.4. Phasenrauschen und Messung der Kohärenzlänge

Moslehi zeigte 1986 [85, 86], dass eine häufige Rauschquelle im Messspektrum das Phasenrauschen zweier interferierender Strahlengänge mit unterschiedlichen Laufzeiten eines gleichen Lasers ist. Richter fand unabhängig im gleichen Jahr heraus, dass sich mit Hilfe dieses Rauschens die Kohärenzlänge bestimmen lässt [95]. Im Endeffekt ist Richters Formel allerdings ein Spezialfall von Moslehis für die Phasenpositionen $(2 \cdot n + \frac{1}{4})\pi$. Moslehis allgemeiner Ansatz für zwei Laserstrahlen mit einem Lorentzspektrum, welche mit einem Zeitversatz Δt abgemischt werden, ist

$$\begin{aligned}
 S_{\text{PR}}(f) = & \frac{I_0^2}{4} e^{-2\frac{|\Delta t|}{\tau_L}} \frac{\tau_L}{1 + (\pi f \tau_L)^2} [\sin(\omega_0 \Delta t) \\
 & \cdot \left(\cosh\left(\frac{2|\Delta t|}{\tau_L}\right) - \cos(2\pi f |\Delta t|) \right) + \cos^2(\omega_0 \Delta t) \\
 & \cdot \left(\sinh\left(\frac{2|\Delta t|}{\tau_L}\right) - \frac{2|\Delta t|}{\tau_L} \cdot \text{sinc}\left(\frac{2|\Delta t|}{\tau_L}\right) \right)]. \quad (2.50)
 \end{aligned}$$

Für Zeitunterschiede, die sehr viel größer als die Kohärenzzeit des Lasers sind ($|\Delta t| \gg \tau_L$), vereinfacht sich die Formel zu

$$S_{\text{PR}}(f) = \frac{I_0^2}{8} \frac{\tau_L}{1 + (\pi f \tau_L)^2}, \quad (2.51)$$

womit die Halbwertsbreite der Kurve der doppelten Bandbreite des Lasers $\Delta\nu_L$ entspricht. Dieser Grenzfall wird häufig zur Bandbreitenvermessung der Laserquelle genutzt [120].

2.3.7. Faseroptik

Glasfasern werden für die schnelle Informationsübertragung eingesetzt. Sie dienen als Wellenleiter über lange Strecken von bis zu mehreren Kilometern. Die Wellenleitung wird in der Regel dadurch erzeugt [19], dass eine Kernschicht mit Durchmesser d_K und einem Brechungsindex n_K radialsymmetrisch von einer n_M niedrigerbrechenden Mantelschicht mit Durchmesser d_M umschlossen wird. Elektromagnetische Strahlung, welche unter einem Akzeptanzwinkel φ_{NA} oder weniger einfällt, liegt innerhalb der numerischen Apertur der Faser mit

$$NA_{\text{Fib}} = \sin \varphi_{\text{NA}} = \sqrt{n_K - n_M} = n_K \sqrt{2\Delta} \quad (2.52)$$

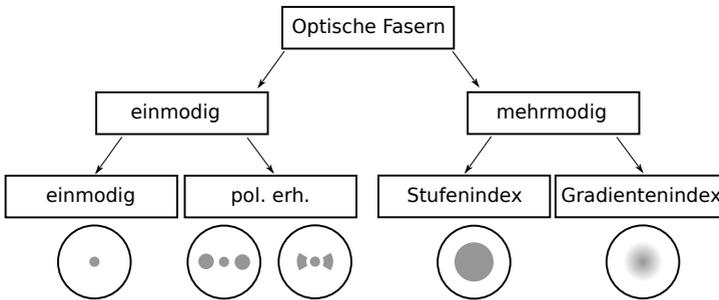


Abb. 2.6.: Zu sehen ist eine Kategorisierung von optischen Fasern, angelehnt an [23]. Je dunkler ein Gebiet in der Abbildung dargestellt wird, umso höher ist der Brechungsindex.

und wird innerhalb der Kernschicht geleitet bis die Strahlung wieder austritt. Dabei ist Δ die normierte Brechzahl

$$\Delta = \frac{n_K^2 - n_M^2}{2n_K^2} \approx \frac{n_K - n_M}{n_K}. \quad (2.53)$$

Je nach Verhältnis der Feldmode zum Kerndurchmesser können dazu eine oder mehrere Moden entstehen. Die schematische Einteilung von Fasern ist in Abb. 2.6 gezeigt. In der Langstrecken-Telekommunikation werden hauptsächlich einmodige Glasfasern verwendet (Engl.: Single Mode Fiber, SMF). Zwei Wellenlängen sind in diesem Bereich besonders interessant, da bei 1310 nm SiO_2 dispersionsfrei ist und bei 1550 nm ein Absorptionsminimum besitzt. Während des Laufes der elektromagnetischen Strahlung durch eine Glasfaser ändert sich die Polarisation und kann durch externe mechanische Belastung weiter verändert werden. Um dies zu verhindern, wurden polarisationserhaltende Fasern entwickelt, welche durch eine eingebaute Spannung in der Wellenführung bevorzugte Leitachsen ermöglichen. Die am meisten verwendeten polarisationserhaltenden Fasern haben runde Querschnitte als Spannungsgeber

(Engl.: panda style), es gibt allerdings auch noch fliegenähnliche Querschnitte (Engl.: bow-tie style).

Glasfasern, deren Kerndurchmesser wesentlich größer ist als der Modendurchmesser der ersten Mode der zu führenden elektromagnetischen Welle, ermöglichen es mehrere Moden zu leiten und werden dementsprechend Multi-Moden-Fasern (Engl. Multi Mode Fiber, MMF) genannt. Dies kann zu ungewünschten Effekten wie der Modendispersion führen, bei welcher die höheren Moden der ersten Mode zeitlich hinterherlaufen, was zu Phasenrauschen entsprechend Sektion 2.3.6.4 führen kann. Man unterscheidet hier zwischen mehrmodigen Stufenindexfasern, welche einen diskreten Übergang des Brechungsindex zwischen Kern und Mantel haben, und Gradientenindexfasern, welche in der Regel einen parabelförmigen, kontinuierlichen Übergang haben.

Einmodige und polarisationserhaltende Fasern haben in der Regel einen Kerndurchmesser von etwas weniger als $10\ \mu\text{m}$ für $1,55\ \mu\text{m}$ Wellenlänge. Mehrmodige Fasern werden häufig ab $50\ \mu\text{m}$ Kerndurchmesser verkauft [19]. Durch ihre kleine, wohldefinierte Eintrittsgröße können sie auch als Blenden- und somit als Filterersatz dienen. Solche Filteransätze werden in der Optik verwendet um die Tiefenschärfe eines Detektors zu definieren.

2.4. Laser Doppler Velocimetrie

Laser-Doppler-Velocimetrie (LDV) ist eine Technik zur Bestimmung von Teilchengeschwindigkeiten in einem interferometrischen Aufbau. Als Basis dient dabei die Dopplerverschiebung der elektromagnetischen Wellen [57, 82, 137]. Der Messaufbau in Abb. 2.7 zeigt eine entsprechende Messsituation, mit der eine Dopplerverschiebung gemessen werden soll. Ein Sender strahlt einen Laserstrahl mit Zentralkreisfrequenz ω_0 und Einheitsvektors \vec{s}_L aus, welcher an einem

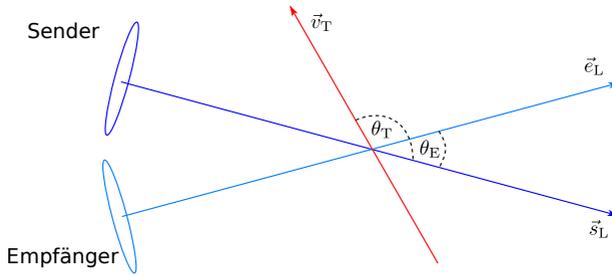


Abb. 2.7.: Skizze zur Berechnung der Dopplerverschiebung bei Teilchendurchflug.

Teilchen mit dem Geschwindigkeitsvektor \vec{v}_T unter dem Winkel θ_T zum Strahl gestreut wird. Ein Empfänger hat eine Sicht unter Winkel θ_E entlang eines Einheitsvektors \vec{e}_L auf das streuende Teilchen. Es ergibt sich nun eine messbare Dopplerverschiebung $\Delta\omega_D$ von [57]

$$\Delta\omega_D = -\omega_0 \frac{\vec{v}_T}{c} \cdot (\vec{s}_L - \vec{e}_L), \quad (2.54)$$

welche sich mit Hilfe der Winkel umschreiben lässt auf

$$\Delta\omega_D = -\omega_0 \frac{|\vec{v}_T|}{c} (\cos(\theta_E + \theta_T) - \cos(\theta_E)). \quad (2.55)$$

Für den speziellen Fall eines monostatischen Aufbaus und eines Teilchens, welches direkt auf das Messsystem zufliegt (also $\theta_E = 0$, $\theta_T = 180^\circ$), erhält man die wohlbekannt Formel

$$\Delta\omega_D = -2\omega_0 \frac{v_T}{c} \quad (2.56)$$

mit $v_T = |\vec{v}_T|$ [82, 137].

Da diese Verschiebung selbst für Windgeschwindigkeiten von 300 km/h nur einen äußerst geringen Anteil an Frequenzänderung bei Licht und Infrarotstrahlung im mehrstelligen THz-Bereich ausmacht, ist es nötig die Frequenzverschiebung indirekt zu messen.

Dies geschieht über einen interferometrischen Aufbau, in welchem ein Referenzstrahl des ursprünglichen Lasers (auch häufig LO (Local Oscillator) genannt)

$$\vec{E}_{\text{ref}} = E_{\text{ref}} \exp(-i(\omega_0 t + \varphi_{\text{ref}})) \quad (2.57)$$

mit der um $\Delta\omega_D$ dopplerverschobenen Welle des Teilchens j

$$\vec{E}_{T,j} = E_{T,j} \exp(-i((\omega_0 + \Delta\omega_{T,j})t + \varphi_{T,j})) \quad (2.58)$$

überlagert wird. Dabei entsteht auf dem Detektor eine Intensität [82]

$$I_{\text{Det}} = \left| \vec{E}_{\text{ref}} + \vec{E}_{T,1} \right| \quad (2.59)$$

$$= I_{\text{ref}} + I_{T,1} + 2\sqrt{I_{T,1}I_{\text{ref}}} \cos(\Delta\omega_{T,1}t + \varphi_{r,1}) \quad (2.60)$$

mit dem relativen Phasenversatz des Teilchens j zur Referenzwelle von $\varphi_{r,j} = \varphi_{\text{ref}} - \varphi_{T,j}$. Diese Technik hat weiterhin den Vorteil, dass schwache Signale über den Referenzstrahl verstärkt werden können und so leichter detektierbar sind.

Bei stark fokussierten Lasern entsteht eine Frequenzverschiebung bei einem Querdurchflug durch den Strahl aufgrund der Krümmung der Wellenfronten [51], vgl. Anhang A.8.

2.5. LiDAR

LiDAR (Engl.: Light Detection and Ranging) beschreibt hauptsächlich die elektro-optische, laserbasierte Messung von ableitbaren Größen wie Geschwindigkeit, Abstand, Zusammensetzung oder ähnlichem an entfernten Zielen, wie z.B. einer Menge von Luftaerosolen [82]. Schon 1971 leiteten Sonnenschein und Horrigan [114] ein

Modell zur Beschreibung des Signalanteils aus einem bestimmten, absoluten Messabstand als Brennpunkt Abstand d_m her zu

$$P_{\text{SNR}} = \frac{\eta_{\text{det}} P_S \beta(\pi) \pi r_L^2}{2B\hbar\omega_0} \int_0^{\infty} \frac{ds}{s^2 \left(1 + \left(\frac{\pi r_L^2}{\lambda s}\right)^2 \left(1 - \frac{s}{d_m}\right)^2\right)} \quad (2.61)$$

mit dem betrachtenden Abstand s , der Quanteneffizienz des Detektors η_{Det} , der Strahlleistung P_S , dem Rückstreukoeffizienten der Atmosphäre $\beta(\pi)$, der Bandbreite des Systems B , dem Optikradius der Linse r_L und dem Messabstand d_m ab. Lawrence bestätigte 1972 [71] mit einer ähnlichen Rechnung die Form des Ergebnisses und ebenso Frehlich und Kavaya 1991 [38]. Dieses Modell basiert auf der Annahme eines monostatistischen Interferometeraufbaus, leitet aber eine Vielzahl von absoluten SNRs für sowohl gepulste als auch fokussierende Systeme her, welche in den nächsten zwei Sektionen untersucht werden. Ein allgemeinerer Ansatz zur Berechnung der empfangenen Leistung im Messabstand d_m , der auch als LiDAR-Gleichung bekannt ist, wird häufig in der neueren Literatur genutzt [137]:

$$P(d_m) = K_{\text{sys}} \cdot G_{\text{sys}}(d_m) \cdot \beta(\pi) T_{\text{env}}(d_m), \quad (2.62)$$

wobei K_{sys} als Systemfaktor, $G_{\text{sys}}(d_m)$ als Geometriefaktor, $\beta(\pi)$ als Rückstreukoeffizient und $T_{\text{env}}(d_m)$ als Transmissionsterm bezeichnet wird. Im Folgenden wird der Transmissionsterm

$$T_{\text{env}}(d_m) = \exp\left(-2 \int_0^{d_m} \alpha_{\text{abs}}(r) dr\right) \quad (2.63)$$

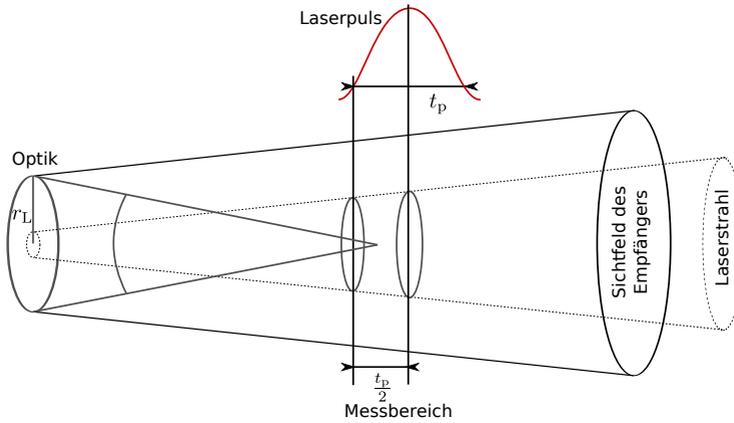


Abb. 2.8.: Messprinzip eines gepulsten LiDARs.

mit α_{abs} als Absorptionskoeffizient der Atmosphäre ignoriert, da von einer klaren Atmosphäre mit $\alpha_{\text{abs}} \ll 0,001$ ausgegangen wird. Der Systemfaktor K_{sys} und der Geometrieterm $G_{\text{sys}}(d_m)$ sind Terme, die abhängig von dem eigentlichen System und seinem Aufbau sind. Dabei beschränken sich die Betrachtungen nur auf Modelle, die in irgendeiner Form eine Lokalisierung des Signals ermöglichen. Eine neuere Zusammenfassung und ein Überblick über LiDAR-Technologie ist von Hill 2015 veröffentlicht worden [51].

2.5.1. Gepulstes LiDAR

Wie später im Stand der Technik in Kapitel 3 und in der Auflistung im Anhang A.3 gezeigt wird, sind die meisten LiDAR-Anemometer gepulst. Das Schema eines gepulsten LiDARs ist in Abb. 2.8 gezeigt. Ein Laserpuls hat die räumliche Länge [137]

$$L_p = ct_p, \quad (2.64)$$

wobei t_p die Pulsdauer ist. Sei t_b ein infinitesimaler Beobachtungszeitpunkt ab dem Aussenden der vorauslaufenden Pulsante, dann kommen von der ersten Kante des Pulses Signale im Abstand D_{p1} und von der zweiten Kante im Abstand D_{p2} mit

$$D_{p1} = \frac{c \cdot t_b}{2}, D_{p2} = \frac{c \cdot (t_b - t_p)}{2}. \quad (2.65)$$

Es ergibt sich somit eine Messlänge von

$$\Delta L_p = D_{p1} - D_{p2} = c \frac{t_p}{2}, \quad (2.66)$$

was der halben Pulslänge entspricht. Der Messabstand liegt bei der Entfernung des Pulses zur Empfangsoptik zum Zeitpunkt der Messung. Es ist also bei diesen Systemen möglich eine direkte Aussage über die Pulslänge zu treffen, wenn die Ortsauflösung des Systems bekannt ist und umgekehrt. Außerdem ändert sich die Länge des Messbereiches nicht mit dem Messabstand wie bei dem in der nächsten Sektion besprochenem fokussierten CW-LiDAR. Grundsätzlich ist eine Fokussierung des Systems auf einen beliebigen Messabstand möglich. Dies würde aber den Vorteil des nahezu homogenen Messbereichs über verschiedene Messabstände ad absurdum führen, da die Signalstärke zwar in dem Bereich erhöht werden würde - allerdings auf Kosten der Signalstärke in allen anderen Bereichen. Ein weiterer Nachteil des gepulsten LiDARs ist die komplexe, sehr schnelle Schaltung für die verschiedenen Messabstände und -orte, welche im unteren Nanosekundenbereich geschieht um entsprechend geringe Ortsauflösungen im Bereich von unter 20 m zu ermöglichen. So würde einer zeitlichen Pulsbreite von $t_p = 100 \text{ ns}$ eine Messbereichslänge von $\Delta L = 15 \text{ m}$ entsprechen. Diese Messlänge bezieht sich allerdings auf einen einzigen zeitlichen LiDAR-Messpunkt. In der Arbeit von Sonnenschein und Horrigan [114]

wird das SNR aus Formel 2.61 für gepulste Systeme mit beliebiger Brennweite f_L berechnet zu

$$P_{\text{SNR}} = \frac{\eta_{\text{Det}} P_S \beta(\pi) \pi r_L^2}{2B\hbar\omega_0} \frac{\Delta L_p}{s_p^2 \left(1 + \left(\frac{\pi r_L^2}{\lambda s_p} \right)^2 \left(1 - \frac{s_p}{d_m} \right)^2 \right)}, \quad (2.67)$$

wobei s_p in diesem Fall den Mittelpunkt des Streuvolumens darstellt, sofern der Messabstand wesentlich größer ist als die Pulslänge. Da die meisten gepulsten LiDAR-Systeme aus genannten Gründen kollimiert sind, ergibt sich hier die Abänderung zu

$$P_{\text{SNR}} = \frac{\eta_{\text{Det}} P_S \beta(\pi) \pi r_L^2}{2B\hbar\omega_0} \frac{\Delta L_p}{s_p^2 \left(1 + \left(\frac{\pi r_L^2}{\lambda s_p} \right)^2 \right)}. \quad (2.68)$$

2.5.2. Fokussiertes CW-LiDAR

Im Gegensatz zum vorher beschriebenen gepulsten LiDAR, setzen sich für WKAs in den letzten Jahren mehr und mehr LiDAR-Systeme durch, die auf dem Prinzip des CW-Betriebs und einer Selektierung des Messabstandes durch Fokussierung beruhen [4, 112, 138, 139]. Zwar fällt hiermit meist auch der Vorteil der elektronischen Ansteuerung des Messbereichs weg, die Komplexität des Systems ist aber in der Regel wesentlich kleiner und somit ist es auch preislich günstiger. Weitere Vor- und Nachteile werden ebenso im nächsten Kapitel bezüglich des Standes der Technik beschrieben werden. In dieser Sektion sollen allerdings die theoretischen Grundlagen zur Messbereichsselektion erörtert werden. Dies ermöglicht dann im Stand der Technik einen wesentlich angewandteren Blick zu wahren. Sonnenschein und Horrigan [114] leiteten für fokussierte

CW-LiDARs ein SNR her, indem sie Formel 2.61 direkt integrierten zu

$$P_{\text{SNR}} = \frac{\eta_{\text{Det}} P_S \beta(\pi) \lambda}{2B\hbar\omega_0} \left[\frac{\pi}{2} + \arctan \left(\frac{\pi r_L^2}{\lambda d_m} \right) \right]. \quad (2.69)$$

Da aufgrund der kleinen Wellenlänge λ der Term $\frac{\pi r_L^2}{\lambda d_m} \gg 1$ ist, wird Formel 2.69 praktisch zu einer Konstanten. Das heißt, dass für die typischen LiDAR-Systeme im Bereich infraroter oder Strahlung mit höherer Frequenz die empfangene Leistung unabhängig vom eigentlichen Aufbau ist. Frehlich und Kavaya [38] bestätigten diese Form. Smalikhov [113] nutzte die Ergebnisse von Sonnenschein und Horrigan um eine Gewichtungsfunktion $G_{\text{sys}}(z)$ abzuleiten, welche für stark fokussierte Systeme den Verlauf von Formel 2.61 nähert. Die folgende Abschätzung wird aufbauend auf dieser Idee für fokussierte CW-LiDAR Systeme von neuerer Literatur genutzt [111, 83]:

$$G_{\text{sys}}(z) \propto \frac{1}{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}, \quad (2.70)$$

wobei z der Abstand auf der optischen Achse zum Brennpunkt des Systems ist. Die Einfachheit dieses Ergebnisses hat eine gewisse Eleganz und wird deshalb gerne als Definition der Messlänge eines solchen Systems genutzt, da sich die Messlänge als FWHM zu

$$l_M = 2 z_R \quad (2.71)$$

ergibt. Eine Herleitung dieser Abschätzung aus der Sonnenschein Theorie ist im Appendix A.7.3 zu finden.

Auf Basis von gaußstrahlbasierenden Geometrien für Faseroptiken leitete Lindelöw 2007 eine weitere Theorie her [77]. Sein Modell und Messwerte für ein LiDAR, welches auf 107 m entfernt liegt, sind

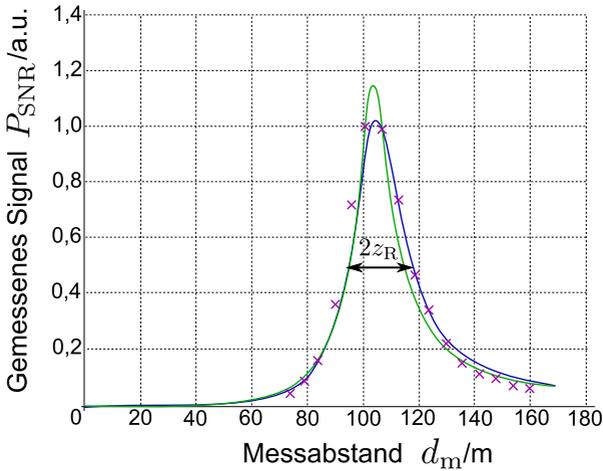


Abb. 2.9.: Darstellung zweier fokussierter Dauerstrich-Modelle mit Messpunkten für ein auf 107 m fokussiertes LiDAR: Sonnenschein und Harrington (Blau), Lindelöw (Grün) und Messpunkte von Lindelöw (Lila). [77]

im Vergleich mit Sonnenscheins und Horrigans Modell in Abb. 2.9 dargestellt. Ebenso ist die Messlänge als zwei Rayleighlängen $2z_R$ eingezeichnet. Brinkmeyer und Waterholter führten in ihrem Appendix [20] 2013 ebenso ein Modell für monomodische, monostatische LiDAR-Systeme ein. Shinohara erweiterte 2014 Lindelöws geometrische Überlegungen für freiraumoptische LiDAR-Systeme mit Raumfilter [108]. In allen Fällen zeigt sich, dass als Ortsauflösung die Halbwertsbreite des zu erwartenden Signals genutzt wird.

2.5.3. Andere Methoden zur Messabstandsselektion

Weiterhin ist es möglich den Messbereich mit anderen Methoden einzuschränken, indem man die Kohärenzeffekte aus Sektion 2.3.6.3 als weiteren Parameter einfügt. Die Kohärenz kann - muss aber nicht - die bestimmende Größe sein um den Messbereich zu definieren.

Ebenso ist auch eine anteilige Selektion aus Fokussierung und Kohärenzeffekten denkbar. Brinkmeyer zeigte [20], dass es möglich ist durch bekannte Manipulation der Phase an der Laserquelle den Kohärenzbereich für die Überlagerung beliebig zu verschieben und somit auch den Messbereich. Shinohara [108] nutzte die Verzögerungsstrecke mittels Faser um den Bereich der höchsten Kohärenz festzulegen und zeigte erfolgreich, dass dies Auswirkungen auf die Definition des Messbereichs hat.

2.6. Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden die theoretischen Grundlagen zum Verständnis dieser Dissertation gelegt. Dabei wurden auf Seiten der WKA ihre Betriebsmoden und der Einfluss des Windes betrachtet. Die Atmosphäre wurde hinsichtlich ihres Windverhaltens und der Aerosolverteilung behandelt. Die Themen der freioptischen und fasergebundenen Strahlführung leiteten auf das Thema Laserspektrum und Phasenrauschen über. Die Messung von Windgeschwindigkeiten wurde durch die Theorie der Laser Doppler Velocimetrie erklärt. Schließlich wurden gepulste und fokussierte LiDAR-Aufbauten und ihre Eigenschaften behandelt. Fokussierte LiDAR-Systeme zeigen dabei wesentlich bessere Möglichkeiten der Eingrenzung ihrer Messlänge, es zeigt sich aber auch eine Unabhängigkeit des SNRs vom eigentlichen Aufbau.

3. Stand der Technik

In diesem Kapitel soll der Stand der Technik von Anemometern für Windkraftanlagen wiedergegeben und kritisch betrachtet werden. Da die in dieser Dissertation betrachteten, optischen Anemometer, welche in Sektion 3.2 beschrieben werden, in Konkurrenz zu den älteren Technologien der nicht-optischen Anemometer stehen, sollen letztere in Sektion 3.1 zuerst besprochen werden. Der Stand der Technik wird in Sektion 3.3 kritisiert. Sektion 3.4 fasst dieses Kapitel zusammen.

3.1. Nicht-optische Anemometer für WKAs

Der Vollständigkeit halber wird in dieser Sektion ein kurzer Überblick über Anemometer gegeben, die nicht auf einer optischen Messmethode beruhen, da gerade die mechanischen Sensoren bei praktisch allen WKAs zu finden sind. Diese werden in Sektion 3.1.1 zuerst untersucht. Außerdem gibt es Sensorsysteme auf Ultraschallbasis, welche in Sektion 3.1.2 beschrieben werden.

3.1.1. Mechanische Anemometer

Typischerweise besitzen WKAs in der Grundausstattung **Schalenkreuzanemometer** zur Messung der Windgeschwindigkeit und **Fahnen** zur Messung der Windrichtung, welche meist im hinteren Teil auf der Gondel montiert werden [48]. Die Darstellung des Wirkprinzips und der einzelnen Bauteile ist in Abb. 3.1 gezeigt. Während das Schalenkreuzanemometer ein Widerstandsläufer ist, und

3. Stand der Technik

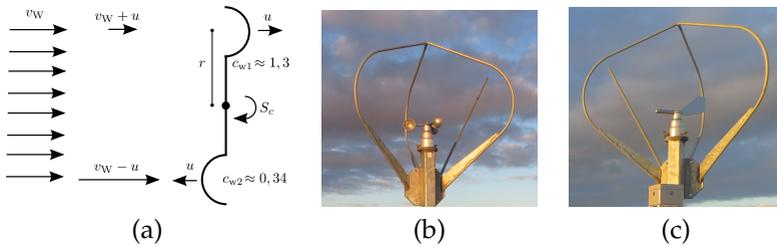


Abb. 3.1.: a) Das Windmessprinzip eines halboffenen Schalenkreuzanemometers mit der Windgeschwindigkeit v_W , der Umfangsgeschwindigkeit u , der Rotationsrate S_C , der Armlänge r_{arm} und den Widerstandsbeiwerten c_{w1} und c_{w2} , b) auf einer WKA verbautes Schalenkreuzanemometer mit Blitzschutz, c) auf einer WKA verbaute Windfahne mit Blitzschutz.

den Betrag der absoluten Windgeschwindigkeit erfasst, schwingt die Fahne in der Richtung des Windvektors mit. Die Messung der Windgeschwindigkeit v_W erfolgt über die Formel [67]

$$v_W = \left(\frac{\sqrt{c_{w1}} + \sqrt{c_{w2}}}{\sqrt{c_{w1}} - \sqrt{c_{w2}}} \right) r_{\text{arm}} S_C, \quad (3.1)$$

wobei r_{arm} die Armlänge der Mechanik bis zur Mitte der Schale, c_{w1} und c_{w2} die Widerstandsbeiwerte [94] und S_C die Umlaufrate ist.

Der Vorteil dieser Sensorkombination ist eine sehr kostengünstige und robuste Messmöglichkeit für die wideren Umweltbedingungen in großer Höhe. Dennoch spielen gewisse Nachteile hinein, die diese Sensorkombination für eine prädiktive Sensorik unbrauchbar machen. Der erste Nachteil ist intrinsisch in der Position zu finden, denn die hinter dem Rotor gelagerte Sensoren ermöglicht es nicht Windfelder zu messen bevor sie auf die Anlage treffen. Weiterhin wird bei dem Betrieb der WKA die Windrichtungsbestimmung massiv durch Turbulenzen der vorbeiziehenden Rotorblätter gestört, welche auch durch den umgebenden Blitzschutz beeinflusst werden. Die WKA Hersteller nutzen für die Steuerung der Wind-

richtungsnachführung gleitende Mittelwerte von bis zu mehreren Minuten Länge, was in sofern vertretbar ist, da die Windrichtungsnachführung der Gondel nur im Bereich von $1^\circ/\text{min}$ arbeitet [60]. Ebenso wird auch die Windgeschwindigkeitsbestimmung durch die Turbulenzen beeinflusst.

Als Basis ist das Prinzip des **Flügelradanemometers** auf die gesamte WKA übertragbar, denn während des Betriebs der WKA kann die Windgeschwindigkeit über die **Laufgeschwindigkeit der Rotoren** bei entsprechend angelegter elektrischer Last geschätzt werden [124]. Der Vorteil dieser Methode ist, dass eine genaue Bestimmung der effektiv wirkenden Windgeschwindigkeit über die gesamte Rotorfläche möglich ist. Dennoch kann diese Methode nur funktionieren, wenn sich die Rotoren bewegen, und somit ist bei Windgeschwindigkeiten bis zur Cut-In-Geschwindigkeit und ab der Cut-Out-Geschwindigkeit ein anderer Sensor notwendig. Nachteilig wirkt sich aus, dass auch diese Methode zu spät misst, um eine prädiktive Lösung zu ermöglichen. Ebenso ist eine genaue Bestimmung der absoluten Windgeschwindigkeit bei schräg einfallendem Wind schwer möglich, da die Windgeschwindigkeit als Projektion auf die Rotorachse gemessen wird.

3.1.2. Ultraschallbasierte Anemometer

Hin und wieder werden ebenso **ultraschallbasierte Anemometer** verbaut. Das Messprinzip basiert darauf, dass bei zwei Ultraschallpulsen mit entgegengesetzter Richtung, deren Sender und Empfänger jeweils die Wegstrecke l_{us} auseinander liegen, der Zeitunterschied Δt_s gemessen wird [25]. Nach dem Dopplerprinzip bekommt ein Puls eine Geschwindigkeitserhöhung und der andere eine gleichgroße Geschwindigkeitsreduktion, welche zu unterschiedlichen Laufzeiten führt (vergleiche Abb. 3.2 a)). Heutige Sensoren

werden aus Kostengründen in der Regel so gebaut, dass ein Piezo sequentiell als Sender und Empfänger genutzt werden kann. Dabei werden die gemessenen Laufzeiten der Ultraschallpulse direkt genutzt um die Windgeschwindigkeit v_W entlang der Pulsrichtungen zu bestimmen mittels

$$v_W = \frac{l_{\text{us}}}{2} \left(\frac{1}{t_1} - \frac{1}{t_2} \right). \quad (3.2)$$

Häufig wird die Sensorenpaaranordnung überkreuz gelegt, d.h. die Ultraschallpulse unterschiedlicher Sensorarme kreuzen sich in einem Punkt. So kann, je nach Anzahl der Sensorpaare, mehrdimensional gemessen werden, wie bei dem Gill Windobserver II (vgl. Abb. 3.2 b)) [39]. Bei drei überkreuzenden Messpaaren mit unterschiedlichen Winkelausrichtungen außerhalb einer Ebene ist eine vollständige Rekonstruktion des dreidimensionalen Windvektors möglich. Somit kann bei diesem Messprinzip gänzlich auf eine Fahne verzichtet werden, da gleichzeitig Windgeschwindigkeit und -richtung gemessen werden. Die übliche Position dieser Aufbauten ist allerdings, ebenso wie bei mechanischen Sensoren, den Rotoren nachgelagert, sodass auch hier typische Windrichtungsfluktuationen entstehen. Außerdem ist der Preis dieser Technologie wesentlich höher als der von mechanischen Lösungen und liegt je nach Komplexität im Bereich von mehreren tausend Euro.

Während die meisten Systeme dieser Art wie bisher dargestellt funktionieren und sich die Problematik mit den mechanischen Sensoren durch ihre Position teilen, existiert seit 2013 eine weitere Anordnungsmöglichkeit von **Romo Wind** namens **ISpin** [100], vgl. Abb. 3.2 c). Dabei werden drei Sensoren in der Nähe der Rotordrehachse auf der Achsennabenfront verbaut und können so in einem wesentlich unturbulenteren Gebiet der WKA messen, während sie sich mit dem Motor mitdrehen. Dadurch ist es möglich den einfal-

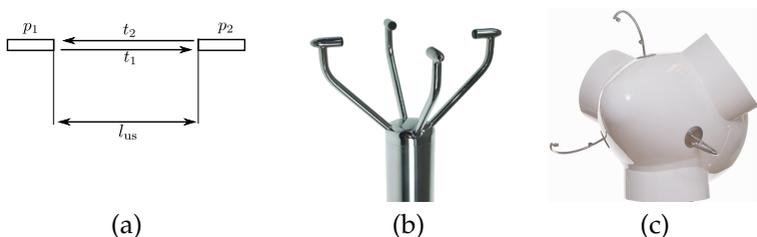


Abb. 3.2.: a) Ultraschallmessung mittels entgegengesetzter Pulse mit den Piezoelementen p_1 und p_2 , b) Gill WindObserver II für zweidimensionale Windmessungen, aus [39], c) RomoWind ISpin, aus [32].

lenden Wind dreidimensional zu erfassen. Ungünstig wirkt sich hier die Position selbst aus, da die Nachrüstung wesentlichen Montageaufwand erfordert. Diese Technologie ist durch ihre nahe Lage am Rotor auch nicht dazu geeignet, prädiktiv zu messen.

3.2. Optische Anemometer für WKAs

Der Markt für **optisch gestützte Anemometer** für WKAs wächst stetig. Anhand der detaillierten Diskussion von drei aktuellen Beispielen soll der Stand der Technik erfasst werden. Insgesamt ist die Palette an Messmöglichkeiten im Bereich optischer Anemometer groß und der interessierte Leser sei auf den Anhang A.3 verwiesen, in welchem mehr als zehn weitere Messsysteme für meteorologische Anwendungen, als Sensor für die WKA oder zur Messerkundung der Windverhältnisse als umfassendere, kurzgehaltene Auflistung zusammengestellt sind. Einen weiteren, detaillierten Fundort für einen etwas älteren Stand der Technik ist in [108] zu finden. Anhand der hier gezeigten Weiterentwicklungen gegenüber dieser Literatur aus dem Jahr 2014 soll ebenso die hohe Dynamik der Forschung und des Marktes klar gemacht werden. Da die industriellen

Systeme vielfach aus der Forschung stammen, ist eine Aufteilung in industrielle und wissenschaftliche Modelle nicht sinnvoll.

Das **Zephir Lidar** von **ZephIR Ltd.** (ursprünglich QinetiQ) ist ein CW-Lidar mit $1,5\ \mu\text{m}$ Wellenlänge, welches seinen Messabstand variabel zwischen 10 und 200 m mittels Mikrometersteller am Faserausgang setzen kann. Softwareseitig ermöglicht es so automatisch bis zu zehn Messorte zu selektieren. Es gibt drei verschiedene Ausbauvarianten, welche zum Einsatz der Messerkundung an Land (**Zephir 300**), zu Wasser als Bojensystem (**Zephir 300M**) und für den Gondelbetrieb mit montierten und gedämpften Standfüßen (**Zephir DM**) gedacht sind [142]. Die Version für den Gondelbetrieb wurde 2013 eingeführt und ging 2014 in die Großproduktion. Alle Systeme messen in einem konischen Abstrahlverhalten von 30° zur Hauptachse, wie es in Abb. 3.3 a), speziell für den Fall einer DM Version auf einer WKA, dargestellt ist. Auffallend sind die stark unterschiedlichen Ortsauflösungen des Messsystems, welche von ca. 14 cm bei 10 m Messabstand, über ca. 15 m bei 100 m [142], bis hin zu ca. 60 m bei 200 m aufgrund der quadratischen Abhängigkeit reichen. Der Grund hierfür ist die empfangsseitige Abhängigkeit des monostatischen, fokussierten Aufbaus, wie er in Sektion 2.5.2 beschrieben ist. Der Zephir DM Sensor ist in Abb. 3.3 b) mit seinen Standfüßen dargestellt.

Die Einheit ist in sich abgeschlossen und hat alle Bauteile sowie die Elektronik in sich vereint. Ein dreidimensionaler Querschnitt des Sendekopfs und technische Details des internen Aufbaus sind einzig aus [77] bekannt und in Abb. 3.3 c) dargestellt. Der Teleskopschnitt zeigt einen monostatischen Aufbau ab der Faser, welcher direkt auf eine Linse mit 7 cm Durchmesser gegeben wird. Ein angewinkeltes, kreisrundes Prisma führt zu der erwähnten 30° Ablenkung und ist zur optischen Achse drehbar, was zu der Kreisbewegung des Strahls führt. Die Optiken werden durch ein Fenster geschützt, welches

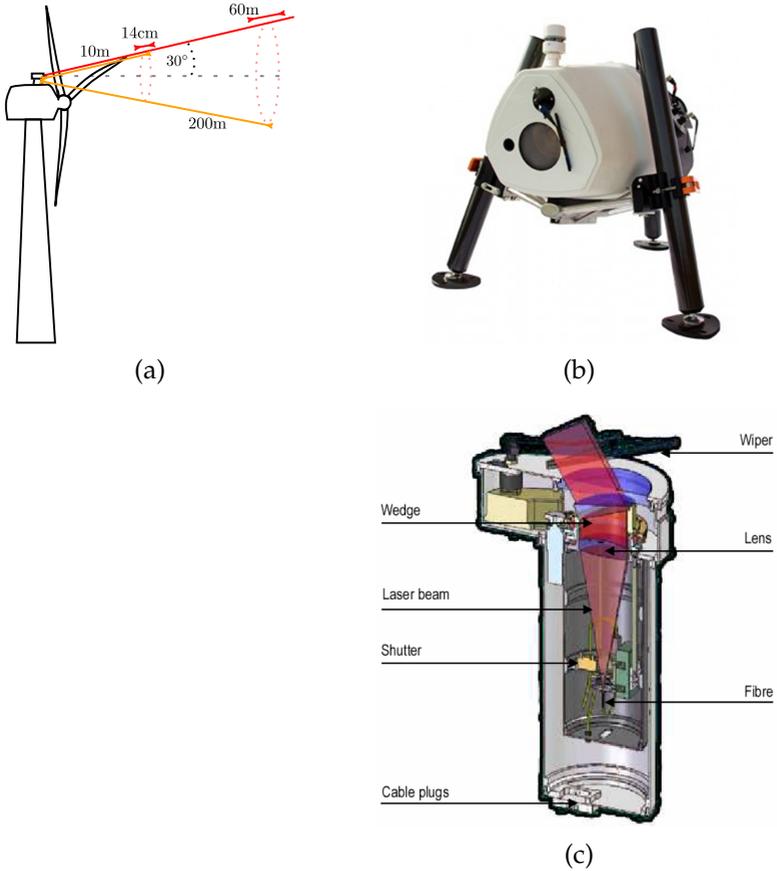


Abb. 3.3.: a) Konisches Messkonzept des Zephyr DM Lidars mit Messabstandsabhängiger Ortsauflösung, b) Darstellung eines Zephyr DM auf seinem dreibeinigen Standfuß, c) Messaufbau eines Zephyr-Prototypes, aus [77].

mit einem montierten Wischerblatt von Flüssigkeit wie Regen befreit werden kann. Das Faserende ist mittels eines Mikrometerstellers bewegbar und kann somit die Fokusposition entlang der optischen Achse abfahren. Es wird hier ein System mit 1 W optischer Sendeleistung beschrieben, welches eine Laserlinienbreite von weniger als 2 kHz besitzt, was einer Kohärenzlänge von mehr als 48 km entspricht. Der Detektor ist auf InGaAs-Basis und wird mit 100 MHz abgetastet, wobei das Signal bandpassgefiltert wird. Signalverarbeitungsseitig wird alle 10 μs ein Spektrum aufgenommen und analysiert. Jeder "Messpunkt" ist die Summe über 256 dieser Spektren, was einer Integrationszeit von ca. 2,6 ms entspricht.

Das stetig wechselnde Fokussieren des ZephIR Lidars auf unterschiedliche Messabstände entlang der optischen Achse hat Vorteile für den Lasersicherheitsschutz, denn die durchschnittliche Laserleistung der Aufnahmeapertur wird damit gesenkt im Vergleich zu dem Fall, bei dem immer nur in einem Abstand gemessen wird. Zusammen mit der kreisenden Bewegung ergibt sich die Möglichkeit trotz sehr hoher Ausgangsleistungen diesen Sensor immer noch als Gerät der Laserschutzklasse 1 betreiben zu können.

Als Weiterentwicklung des 2012 auf den Markt gekommenen **WindEYES** von **Windar Photonics PLC** mit zwei CW Sendestrahlen, welche in einem fixierten Messabstand von 80 m und bei einem Halbwinkel von 30° zueinander messen, kann das 2016 eingeführte **4-Beam Yaw and Pitch Optimization System** mit vier Sendestrahlen betrachtet werden, welches auch in einem Messabstand von 80 m, aber mit einem Halbwinkel von 13° in Quadratform zueinander misst. Die Geometrie der beiden Messsysteme ist in Abb. 3.4 a) und b) dargestellt. Beide Produkte besitzen eine Aufteilung in eine Basiseinheit, welche in der Gondel verbaut wird, und einen Messkopf, welcher auf der Gondel montiert wird und die Optik enthält. Während das WindEYE Messsystem durch eine polarisationsbasier-

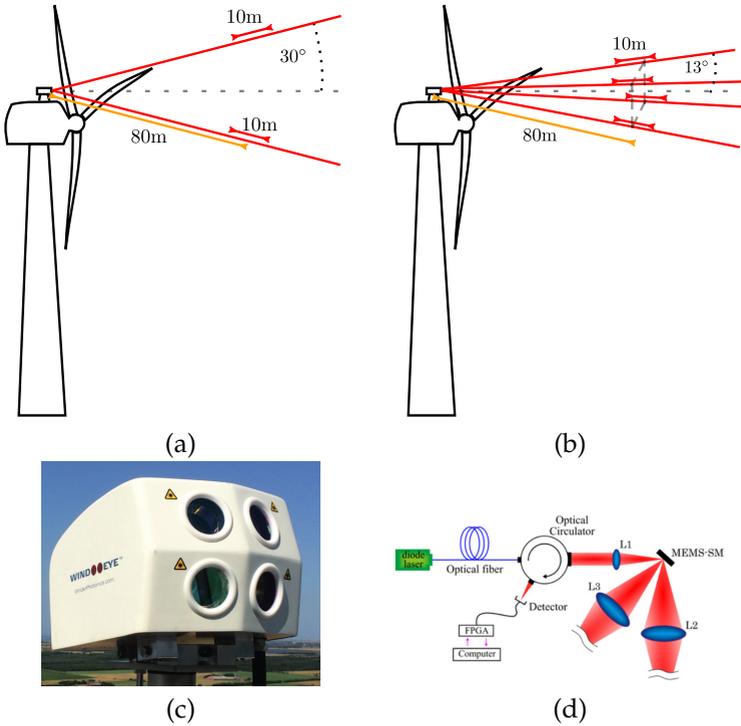


Abb. 3.4.: a) Messkonzept des WindEYEs, b) Messkonzept des 4-Beam Yaw and Pitch Optimization System und c) dessen Aussehen (nach [139]) und d) dessen schematischer Aufbau, vereinfacht mit nur zwei Sendeoptiken dargestellt (nach [53]).

te Schaltung mittels Flüssigkristallen zwischen den beiden Strahlarmen hin- und herschaltet [138, 96], ist in der neueren Version ein mikroelektrischer Schwingspiegel verbaut [53], welcher die verschiedenen Arme ansteuert und ein spiralförmiges Muster abfährt um auch bei hohen Leistungen den Laserschutz zu gewährleisten. Informationen über die Windar Photonics Produkte müssen aus den Veröffentlichungen ihrer Entwicklungsmuster abgeleitet werden, welche zum Beispiel leicht andere Messabstände und Winkelansätze besitzen, aber deren Grundprinzip augenscheinlich dasselbe ist und somit hier wiedergegeben werden. Der Aufbau des 4-Beam LiDARs entspricht Abb. 3.4 d). Die Laserdiode ist eine Abwandlung eines direkt in einem ca. $1,5\ \mu\text{m}$ Wellenlänge-Lasermodul verbauten Seedlaser mit Pumpdiode dahinter, welche bis zu 1 W freioptischer und 650 mW fasergekoppelter Ausgangsleistung [98, 97] bei einer Bandbreite von 100 kHz bzw. 1 km Kohärenzlänge besitzt [44]. Die Leistung dieses Lasersystems wird über ein Faserkabel auf einen optischen Zirkulator, bestehend aus einem polarisationsabhängigen Strahlteiler und einem 45° Faraday-Rotator, gegeben. Der Zirkulator sendet einen kollimierten Strahl aus, welcher auf den zweiachsigen Scanspiegel fokussiert und entsprechend in der Richtung einer der vier möglichen 3'' Sendelinsen geworfen wird, wo er für ca. 0,25 s verharrt. Diese Linsen fokussieren einen Bereich in 80 m Entfernung an und messen hauptsächlich entsprechend ihrer lokalen Sammeleffizienzen innerhalb eines 10 m Bereiches um den Fokuspunkt herum das gestreute und dopplerverschobene Laserlicht. Auf dem Rückweg wird das Laserlicht durch den optischen Zirkulator auf den Detektor zusammen mit einem Bruchteil des ursprünglichen, unverschobenen Laserlichtes abgemischt. Der Detektor wird mit 100 MHz abgetastet und ein FPGA (Field Programmable Gate Array) führt eine 512 punktige Berechnung des Leistungsspektrums für ein Windspektrum mit einer Messdauer von 20 ms durch.

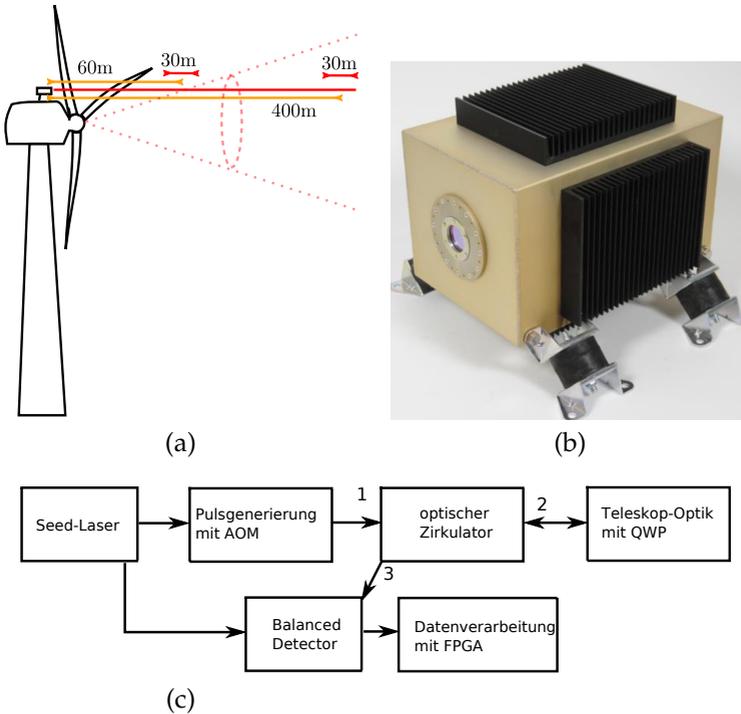


Abb. 3.5.: a) OpticSense Whirlwind Messkonzept, b) die aufgebaute Einheit nach [37] und c) der schematische Aufbau.

Um die hohe Sendeleistung im Sinne des Laserschutzes zu ermöglichen, wird der MEMS-Spiegel (Micro Electro Mechanical System) so angesteuert, dass eine wenige Millimeter breite, spiralförmige Kurve abgefahren wird. Damit wird über die Dauer der im Laserschutz für diese Wellenlänge definierten 10 Sekunden Integrationszeit zur Bestimmung der Energieeinwirkung die Gesamtenergie pro Flächeneinheit innerhalb der Aufnahmeapertur gesenkt. In diesem Entwicklungsmuster ist es so möglich, zumindest mit 60 m Messabstand, eine bis zu 40 mal höhere Leistung abzugeben als ohne dieses Spiralmuster [53].

Das **OpticSense Whirlwind 1** LiDAR (2016) soll als Vertreter der sogenannten gepulsten LiDAR-Systeme dienen. Es ist eine deutsche Entwicklung und führte zu einer Ausgründung der Universität Oldenburg im Jahr 2015. Es misst in einem Bereich von 60 m bis 400 m bei einer Messlänge von 30 m [52], vgl. Abb. 3.5 a). Das Besondere des Messkonzepts ist, dass es gänzlich auf Ablenkung verzichtet und nur geradeaus misst. Es wird angegeben, dass man auf mechanische Teile zu Gunsten längerer Haltbarkeit verzichten wollte und aufgrund der Regelung der Anlage in Richtung des Windes sowie von einer passenden Hauptwindrichtung ausgegangen werden kann [37]. Falls eine Bestimmung der Windwinkel gewünscht ist, kann das Messsystem schräg in die Nabenfront integriert werden, was zu einem konischen Messkonzept wie bei dem ZephIR Lidar führen würde. Der Aufbau des Systems, welches in Abb. 3.5 b) dargestellt ist, wird schematisch in Abb. 3.5 c) beschrieben. Der Sensor besitzt keine Aufteilung in Basiseinheit und Gondel­einheit, sondern ist wie beim ZephIR Lidar nur eine Einheit. Als Grundlage des Systems dient ein $1,55\ \mu\text{m}$ Seed-Laser mit 3 kHz Bandbreite (bzw. ca. 32 km Kohärenzlänge) und 20 mW Ausgangsleistung, welcher über einen 50:50 Faserkoppler sowohl direkt als LO als auch für die Pulsgenerierung genutzt wird [18, 37]. Während der Pulsgenerierung wird die Frequenz mittels eines AOMs um 140 MHz verschoben. Dadurch kann das System positive und negative Windgeschwindigkeiten entlang des Sendestrahls unterscheiden. Die Pulsgenerierung erzeugt 200 ns Pulse mit 40 μJ Energie, 10 kHz Wiederholungsrate und somit einer mittleren optischen Ausgangsleistung von 400 mW. Der Puls wird mittels eines faserbasierten, polarisationsabhängigen Strahlteilers als optischer Zirkulator auf die Send- und Empfangsoptik weitergeleitet, welche aus einer QWP und einer Linse mit ca. 5 cm Durchmesser besteht, wobei der Strahl auf 4 cm kollimiert wird [52], was wiederum für den Laserschutz vorteilhaft

ist. Das gestreute Licht wird über den Rückweg per QWP orthogonal zu der ursprünglich gesendeten Polarisation gedreht und kann so im optischen Zirkulator auf Ausgang 3 geleitet werden, wo er mittels 50:50 Koppler auf einen Balanced Detector abgemischt wird. Das Signal wird mit 400 MHz abgetastet und bandpassgefiltert. Das System verwendet eine relativ grobe FFT von nur 128 Punkten.

Nachteile dieses Systems sind neben dieser schlechten frequenzseitigen Auflösung (ca. 1,5 MHz), ein hoher Materialaufwand zur Generierung der Pulse. Ebenso ist es ungünstig, dass das System selbst nicht in der Lage ist Trajektorien mit seinem Laserstrahl zu fahren um Windwinkel zu messen. Die vorgeschlagene Position zum Einbau in der Windkraftanlage um diesen Nachteil aufzuheben, bringt einen erheblichen Mehraufwand bei der Installation in diesem tendenziell sowieso schon engen Bereich mit sich.

3.3. Kritik am Stand der Technik

Die in der vorherigen Sektion diskutierten Beispiele für moderne optische Anemometer, welche als Sensoren für WKAs gedacht sind, sollen an dieser Stelle kritisch hinterfragt werden. Der Markt an optisch gestützten Messmethoden für WKAs ist stark wachsend. Die meisten Systeme messen in oder auf einem konischen Kreis zur Bestimmung der Windrichtung, selbst wenn an diesem zwei, vier oder mehr Messpunkte genutzt werden. Auffallend ist bei allen Systemen, dass eine Laserquelle mit mindestens 1 km Kohärenzlänge, meist sogar mehreren Dutzend Kilometern, verwendet wird. Dabei gibt es an dem Systemaufbau wenig alternative Konzeptlösungen. Die Laserquelle ist typischerweise das teuerste Bauteil eines solchen Aufbaus und es ist von Interesse an dieser Stelle Kosten einzusparen, um die Technologie der prädiktiven LiDAR-Sensoren für den Markt rentabler zu machen. Auffallend ist ebenso die doch recht

hohe Leistung von mehreren 100 mW, die für die LiDAR-Systeme benötigt werden. Trotzdem, dass die Messsysteme auf die typischen Fasertechnologien des C-Bandes zurückgreifen, verwenden sie Leistungen, die in der Telekommunikation doch eher untypisch sind und somit nicht von den Vorteilen dieses Massenmarktes profitiert werden kann. Dabei bewegen sich die ausgehenden Leistungen der Telekommunikationsfasertechnologie des C-Bandes im Bereich von wenigen 10 mW .

So ist hier das momentane Kernproblem zu finden: Die Kosten der Systeme bewegen sich in der Größenordnung von ca. 20.000€ bei dem Windar WindEYE bis in den Bereich von ca. 100.000 € bei dem Zephir Lidar und stehen in Konkurrenz zu etablierten, mechanischen Anemometern mit Kosten von wenigen 100 €. Es muss deshalb eine Möglichkeit gefunden werden mit möglichst kostengünstigen Materialien arbeiten zu können und gleichzeitig ein zuverlässig funktionierendes System zu gewährleisten. Dies ist natürlich eine schwierige Aufgabe, denn solch komplexe Systeme haben eine Vielzahl von Abhängigkeiten, die durchdrungen werden müssen, um zu verstehen, wo gegebenenfalls Einsparungen durch geänderte Herangehensweisen möglich sind. Leider sind diese Systeme erheblich in den Fokus des wirtschaftlichen Interesses gerückt. Dabei besteht verständlicherweise Interesse möglichst keine detaillierte Informationen zu Messspektren, Problemen im Aufbau, Funktionalität und weiteren Erfahrungen zu teilen, da dies einen wirtschaftlichen Nachteil bedeutet.

Anhand der neuesten Entwicklung der Windar Photonics Produkte ist ersichtlich, dass der Trend in Richtung prädiktiver Steuerung geht. Denn wo das WindEYE einzig und allein nur zur optimalen Ausrichtung der Rotorachse gegen den Wind gedacht war, stellt die nächste Entwicklungsstufe des 4-Beam Yaw and Pitch Optimization System eine Version dar, die extra für eine "Pitch Optimization" und

damit zur prädiktiven Regelung gedacht ist. Wenn man diese beiden Systeme vergleicht, und nur von ihren Messkonzepten und Messzeiten ausgeht, so stellt sich die Frage, warum gerade diese Auswahl der Anpassung der Messwinkel zur Hauptachse und der häufigeren Taktung als Maßnahmen ausreichend sein sollen um das System prädiktiv zu machen. Es lässt sich beim Betrachten der Literatur feststellen, dass es keine Theorie gibt, die ein System hinsichtlich seiner Fähigkeit bewertet, Wind und im Speziellen Böen auszuregeln. Im Umkehrschluss kann ein Ingenieur somit auch keine Richtwerte bei der Entwicklung eines neuen Messsystems nutzen, die seinen Parameterraum auf sinnvolle Werte begrenzen. Hier ist eine nützliche Abhilfe zu schaffen, die es in Zukunft erlauben soll, Systeme für diesen Einsatzbereich zu entwickeln.

Aus der hier gegebenen Kritik am Stand der Technik werden im nächsten Kapitel Aufgabenstellungen und Lösungsansätze abgeleitet. In den darauf folgenden Kapiteln dieser Dissertation werden diese Lösungsansätze umgesetzt.

3.4. Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden die Sensoren untersucht, welche typischerweise auf einer WKA zur Analyse der Windverhältnisse genutzt werden. Es zeigte sich, dass nur LiDAR-Systeme eingesetzt werden können um Windkraftanlagen prädiktiv zu steuern, da alle anderen Methoden den Wind erst kurz vor oder kurz nach der Rotorscheibe messen. Außerdem zeigte sich, dass fokussierte LiDAR Systeme eine wesentlich bessere Ortsauflösung haben als gepulste Systeme bei erheblich geringerer Komplexität. Dennoch bedarf es bei Einzelkomponenten wie der Laserquelle hohe Anforderungen an ihre Spezifikationen zum Beispiel bei der Kohärenzlänge und der Ausgangsleistung. Ebenso ist wenig über die Schwierigkeiten

3. Stand der Technik

beim Aufbau eines LiDARs bekannt, da aus wirtschaftlichen Interesse Informationen zu detaillierten Messungen zurückgehalten werden. Hier soll diese Promotionsschrift Abhilfe schaffen.

4. Konzeption

In diesem Kapitel werden Anforderungen und Lösungen für eine Erweiterung des Standes der Technik diskutiert. Dazu werden in Sektion 4.1 Aufgaben gestellt, die auf der Kritik am Stand der Technik basieren. In Sektion 4.2 werden darauf Lösungsansätze gegeben, an welchen sich die weiteren Kapitel dieser Arbeit orientieren. Eine Zusammenfassung dieses Kapitels findet sich in Sektion 4.3.

4.1. Aufgabenstellung

In der vorherigen Sektion wurde der Stand der Technik kritisiert. Basierend darauf, mit dem Ziel den Stand der Technik hinsichtlich der dort erwähnten Kritik zu verbessern und zu erweitern, soll in diesem Kapitel ein Konzept erarbeitet werden. Dabei sind folgende Aufgaben aus der Kritik abzuleiten:

1. Die Anforderungen der Systemauslegung an eine prädiktive Steuerung müssen definiert werden.
2. Ein detailliertes Systemverständnis muss erlangt werden, welches signaltheoretische und optische Eigenschaften des Systems und des Messmediums Luft miteinander koppelt.
3. Erfahrungen des Einsatzes eines LiDARs auf einer WKA sollen gesammelt werden. Im Speziellen sollen möglichst reale Datengrundlagen geschaffen werden.
4. Diese Ergebnisse sollen mit dem Stand der Technik abgeglichen werden.

5. Es muss eine Möglichkeit geschaffen werden, Systemaufbauten anhand ihres optischen Aufbaus zu simulieren um ihre Leistungsfähigkeit abschätzen zu können.
6. Systemauslegungen mit geringeren Anforderungen an die Einzelkomponenten sollen gesucht und untersucht werden um kostengünstigere Optionen im Aufbau zu finden.

Diese Aufgabenstellungen sollen in der hier vorliegenden Dissertationsschrift abgearbeitet und gelöst werden. Dazu werden in der nun folgenden Sektion Lösungsansätze vorgeschlagen.

4.2. Lösungsansätze

Folgend sollen, passend zu den Aufgabenstellungen der vorherigen Sektion, Lösungsansätze definiert werden. Diese sind:

Prädiktive Steuerung

Die Anforderungen an eine Systemauslegung für prädiktive Steuerung sollen auf Basis der einfachsten Aufbauweise eines CW-Anemometers, dem zweistrahligen LiDAR, gelöst werden. Dies deckt das WindEYE als Aufbau ab und ermöglicht Mindestabschätzungen für das konische Messprinzip anderer LiDAR-Systeme, welche noch weitere Messpunkte auf dem Messkreis besitzen. Es wird schwierig sein eine allgemeine Lösung zu finden, aber es soll versucht werden einen universellen Beurteilungsparameter zu definieren. Dieser Lösungsansatz wird in Kapitel 5 behandelt.

Optische Eigenschaften und Signaltheorie

Eine Untersuchung der Rückstreuoeffizienten in Abhängigkeit der Luftzusammensetzung soll mit Hilfe der Berechnung von Mie-

Streuprozessen dafür sorgen, dass das Streuverhalten des genutzten Mediums besser verstanden wird. Streuprozesse eines einzelnen Teilchens sollen in eine diffuse Streuung überführt werden und die Abhängigkeiten des SNRs untersucht werden. Dieser Themenbereich wird zum größten Teil in Kapitel 6 abgehandelt werden, hat allerdings auch Berührungspunkte zu der Behandlung des alternativen Aufbaus in Kapitel 7, in welchem theoretisch Kohärenzeffekte auf die Ortsauflösung untersucht werden.

Erfahrungen und reale Grundlagen

Auf Basis des Standes der Technik soll ein LiDAR für den prädiktiven Einsatz auf einer WKA gebaut und eingesetzt werden. Die daraus resultierenden, praktischen Erfahrungen sollen mit den mechanischen Sensoren verglichen und deren prädiktive Fähigkeiten abgeschätzt werden. Es sollen spektrale Verläufe erfasst und typische SNRs bestimmt werden. Dies geschieht in Kapitel 8.

Ableichen mit dem Stand der Technik

Die bis dahin erlangten Erkenntnisse sollen für eine Reflexion mit dem Stand der Technik genutzt werden. Es sollen Auffälligkeiten herausgestellt und nach Anforderungen und Bauelementen des realisierten Aufbaus gesucht werden, die sich besonders zur Verbesserung eignen. Diese Thematik ergibt sich aus den einzelnen Diskussionen des Kapitels 8.

Simulationsumgebung

Zur Beurteilung jeglicher neuer Systemauslegung ist es nötig eine passende Simulationsgrundlage zu schaffen, da ein Aufbau nicht immer möglich sein wird. Hier soll die spektrale Form der Messergebnisse aus dem vorher erwähnten Aufbau dazu dienen ähnliche

Ergebnisse simulativ nachzubilden. Dies wird in Kapitel 9 geschehen.

Kostengünstige Systemauslegungen

Zum einen soll in Kapitel 7 versucht werden Berechnungen nachzuliefern für eine Kombination aus Messbereichsselektierung durch Fokussieren und den Kohärenzeigenschaften des Lasers, ähnlich wie es Shinohara in seinen Experimenten durchführte [108]. Dabei wird erwartet, dass eine wesentlich geringere Kohärenzlänge benötigt wird. Zum anderen soll in Kapitel 10 der vorher erprobte Aufbau so verbessert werden, dass er den Anforderungen, welche aus den Erfahrungswerten abgeleitet wurden, genügt. Schlussendlich müssen diese Verbesserungen mittels Simulation überprüft werden. Für Ingenieure soll eine Herangehensweise zur Optimierung bereitgestellt und beispielhaft angewandt werden.

4.3. Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden basierend auf dem Kritik am Stand der Technik Aufgabenstellungen erarbeitet um diesen zu erweitern, welche durch Lösungsansätze in den nächsten Kapiteln abgearbeitet werden sollen. Im Besonderen sollen dabei neue Messkonzepte untersucht werden um die Kosten des Systems zu senken und die Leistungen zu verbessern. Dafür sind allerdings Erfahrungen im Aufbau und in typischen Messverläufen solcher Systeme nötig, weshalb ein solches fokussiertes LiDAR aufzubauen und zu testen ist.

5. Reaktionszeitanalyse

In diesem Kapitel sollen Systemvoraussetzungen eines prädiktiven LiDARs für den Einsatz auf einer WKA gesucht werden. Dabei werden aktuelle WKAs des Standes der Technik abgedeckt, als auch zukünftige größere Modelle in die Überlegungen mit eingeschlossen. Hierfür wird in Sektion 5.1 ein geometrisches Reaktionszeitmodell hergeleitet, welches in Sektion 5.1.1 parametrisiert wird um bessere allgemeine Aussagen treffen zu können. Das parametrisierte Modell wird dann in Sektion 5.2 angewandt um vorteilhafte Systemparameter eines LiDARs herzuleiten. Begrenzungen des Modells werden in der Sektion 5.3 diskutiert. Abschließend wird das Kapitel in Sektion 5.4 zusammengefasst.

5.1. Das Modell

Bei der Modellierung der Anforderungen an die Reaktionszeit eines Sensor-Aktor-Systems aus LiDAR und WKA wird von folgenden Annahmen ausgegangen:

1. Eine zu betrachtende Windfront ist in der horizontalen und vertikalen Dimension in ihrem Bezugssystem homogen. Sie bildet einen scharfen Übergang senkrecht zu ihrem Richtungsvektor.
2. Die Windfront verringert ihre Geschwindigkeit nicht beim Bewegen auf die Anlage.

3. Das LiDAR-System misst von der Gondel aus an zwei Punkten auf der selben Höhe um die Windfront zu bestimmen.
4. Das erste Berühren der Anlage durch die Windfront ist das kritische, auszuregelnde Ereignis.
5. Die Zeiten der Teilsysteme eines Regelkreises für eine entsprechende Reaktion sind zu beachten.

Diese Annahmen sollen im Folgenden kurz diskutiert werden. Annahmen 1 bis 3 ergeben sich aus der Überlegung, dass eine zu rekonstruierende Windfront keine Windscherung oder Turbulenzen aufweist und die gemessenen Daten den wirklichen Geschwindigkeitskomponenten des Windfeldes ab der Windfront beim Auftreffen auf die WKA entsprechen. Ebenso ist die Messung nahe der Nabenhöhe von der Gondel aus im Einklang mit dem Stand der Technik aus Kapitel 3. Annahme 4 ist die Rahmenbedingung, welche die maximale Länge des Zeitfensters ab Bestimmung der Windvektoren durch das LiDAR vorgibt. Annahme 5 fordert eine zeitliche Betrachtung der Teilsysteme für verschiedene Reaktionen.

Es ist nun möglich die Modellierung geometrisch aus der Vogelperspektive durchzuführen [13]. Die vorher diskutierten Annahmen sind in Abb. 5.1 dargestellt. Eine Windfront bewegt sich auf die WKA mit einer Geschwindigkeit v_W unter einem Winkel γ zur Rotorachse zu und wird in dem Messpunkt "links" gemessen. Dieser bestimmt sich durch den Aufbau des LiDARs, welches an zwei Punkten symmetrisch in den Winkeln α und $-\alpha$ zur Rotorachse im Messabstand d_m misst. Bis die Windfront in dem zweiten Messpunkt erfasst wird, legt sie eine Strecke l_r zurück. Die Windfront hat nun einen minimalen Abstand l_r zu der WKA. Eingezeichnet ist ebenso der Winkel δ , welcher sich aus der Parallelen zur Rotorachse durch den ersten Messpunkt und der Verbindung dieses Punktes

mit der Rotorspitze ergibt. Dieser Winkel ist allein zur späteren Vereinfachung der Formel gedacht und erfüllt keine intrinsischen Systemeigenschaften.

Der Abstand l_1 als Senkrechte zur Windfront berechnet sich nun zu

$$l_1 = \sqrt{(R - d_m \sin \alpha)^2 + (d_m \cos \alpha - l_{rd})^2} \cdot \sin \left(\frac{\pi}{2} - \delta - \gamma \right) \quad (5.1)$$

mit dem Hilfswinkel δ

$$\delta = \arctan \left(\frac{R - d_m \sin \alpha}{d_m \cos \alpha - l_{rd}} \right). \quad (5.2)$$

Der Abstand zwischen dem ersten und zweiten Messpunkt aus Sicht der Windfront ist demnach

$$l_r = 2d_m \sin \alpha \sin \gamma. \quad (5.3)$$

Die Strecke, ab welcher der Wind identifiziert werden kann, ist

$$l_r = l_1 - l_r. \quad (5.4)$$

Von dieser Strecke sollen die benötigten Strecken für eine weitere LiDAR-Messung unter der Messzeit t_{lidar} , zwei Regelzyklen mit der Zeit t_{cont} und die benötigte Zeit t_{reg} zur Regulation (Bremsen, Pit-chen, etc.) abgezogen werden:

$$l_{\text{react}} = l_r - v_W (t_{\text{lidar}} + t_{\text{cont}} + t_{\text{reg}}). \quad (5.5)$$

Die Reaktionszeit t_{react} ab Messung des Windverhaltens ergibt sich nun zu

$$t_{\text{react}} = \frac{l_r}{v_W} - (t_{\text{lidar}} + t_{\text{cont}} + t_{\text{reg}}). \quad (5.6)$$

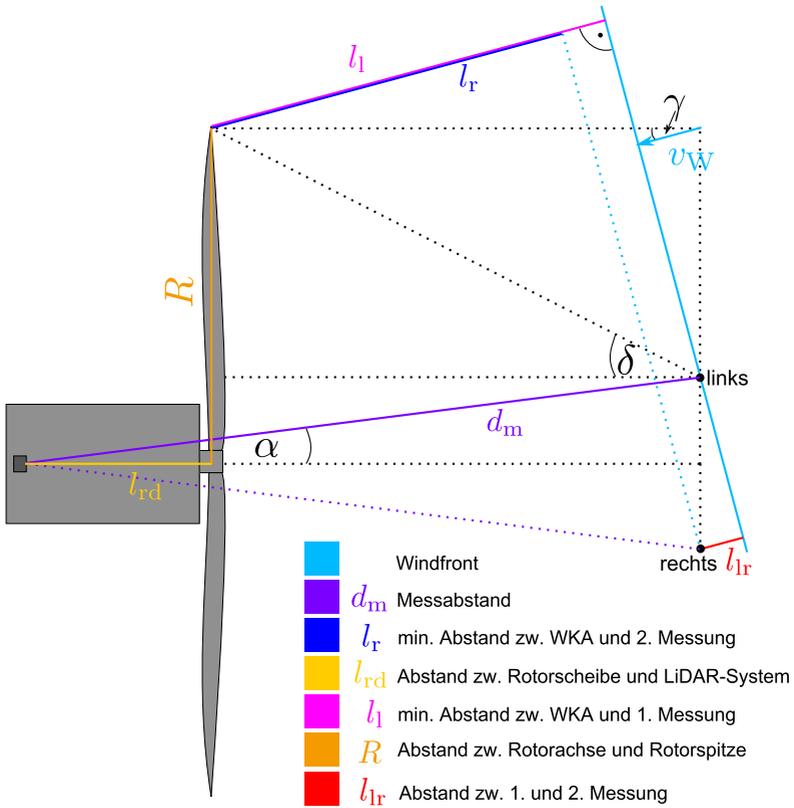


Abb. 5.1.: Geometrie des Reaktionszeitmodells. Eine Windfront nähert sich unter einem Winkel γ und einer Geschwindigkeit v_w einer WKA.

Zur Beschreibung einer Winkeländerung von γ ist es möglich auf verschiedene Windwinkelabhängigkeitsmodelle des IEC 61400-1 [56] zurückzugreifen. Es wird hier das kohärente Böenmodell gewählt, welches in Gleichung 2.8 beschrieben wurde. Der Grund für die Wahl dieses Modells, liegt in der größeren Änderung des Windwinkels bei typischen Größenordnungen von WKAs um die Cut-Out-Geschwindigkeit als bei den anderen Modellen. Dies erscheint für eine Worst-Case Abschätzung besser.

5.1.1. Parametrisierung

Aus systemtheoretischer Sicht ist es sinnvoll, Abschätzungen zu den Systemvoraussetzungen mit Hilfe von Parametrisierungen zu treffen, um über mögliche Spielräume bei der Systemauslegung diskutieren zu können [14]. Die im vorherigen Abschnitt hergeleiteten Formeln, werden bzgl. ihrer Längen und Abständen mit Hilfe von dem Rotordurchmesser R parametrisiert. Der wichtigste Parameter für das LiDAR stellt sich dabei als der parametrisierte Messabstand $\zeta_r = \frac{d_m}{R}$ heraus. Es folgt also aus Formel 5.4:

$$\Lambda_r = \frac{l_r}{R} = \sqrt{(1 - \zeta_r \sin \alpha)^2 + \left(\zeta_r \cos \alpha - \frac{l_{rd}}{R}\right)^2} \quad (5.7)$$

$$\cdot \sin \left(\frac{\pi}{2} - \arctan \left(\frac{1 - \zeta_r \sin \alpha}{\zeta_r \cos \alpha - \frac{l_{rd}}{R}} \right) - \gamma \right) - 2\zeta_r \sin \alpha \sin \gamma.$$

Damit das System nun einen Wind ausregeln kann, muss der Streckenquotient Λ_r größer sein, als der Streckenquotient

$$\chi_r = \frac{v_W}{R} (t_{lidar} + t_{cont} + t_{reg}). \quad (5.8)$$

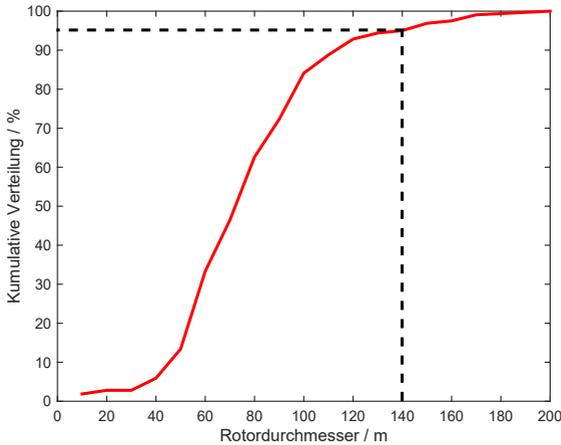


Abb. 5.2.: Aufsummierte Verteilung von Rotordurchmessern anhand angebotener WKA-Modellen.

Im folgenden Abschnitt soll anhand einer Statistik hergeleitet werden, welche Voraussetzungen erfüllt sein müssen, um den Großteil der momentan vorhandenen WKA mit einem LiDAR ausstatten zu können, welches prinzipiell eine Böenregelung ermöglicht.

5.2. Ableitung von Systemvoraussetzungen

Um Systemvoraussetzungen abzuleiten, muss der Stand der Technik statistisch erfasst werden. Dazu wurden von den diversen Herstellern¹ die auf ihrer Webseite angebotenen WKAs hinsichtlich ihres Rotordurchmessers untersucht [14]. Insgesamt waren dies über 300 Stück. Es zeigt sich dabei, dass die meisten Hersteller im Bereich zwischen 60 m bis 120 m ihre WKAs anbieten. In Abb. 5.2 ist eine

¹Diese Hersteller sind: Areva Wind, Aventis Energy, DeWind, Enoenergy, Nordex, Senvion, Siemens, Vensys, Vestas, Enercon, Suzlon, Mingyang, GE Wind Energy, Gamesa, Aerodyn, Kenersys, Prokon, Goudian, Mitsubishi, AMSC, Sway, Clipper, Samsung, Alstom, REpower, Sinovel, Bar, XEMC, CSIC Haizhuan Equipment.

kumulierte Verteilung dargestellt. Es ist ersichtlich, dass die meisten WKAs unterhalb von ca. 140 m Rotordurchmesser zu finden sind. Dies entspricht mehr als 95 % der Anlagen. Dieser Wert soll fortan genommen werden um mit einem Rotordurchmesser einer typischen WKA zu argumentieren, ebenso respektiv mit dem Rotorradius R von 70 m.

Weitere offene Punkte bei den Systemvoraussetzungen sind die zeitliche Taktung des Reglers der WKA sowie der Maßnahme zum Regulieren des eintreffenden Windes und der Messintervalle des LiDARs entsprechend Formel 5.8. Um eine Möglichkeit für eine ungefähre Abschätzung der Zeitintervalle zu bekommen, wird folgend auf die veröffentlichten Daten des National Renewable Energy Laboratory (NREL) zurückgegriffen [60], in denen eine idealisierte WKA publiziert ist, an der sich Wissenschaftler und Ingenieure orientieren können.

Die verschiedenen Betriebsmoden einer WKA wurden schon in Sektion 2.1.1 beschrieben. Grundsätzlich kann als Regulierungsmaßnahme eine Änderung der Leistungsproduktion durch den Generator im Betriebsbereich 2 erfolgen, im Betriebsbereich 3 erfolgt ein Ändern des Anstellwinkels der Rotoren und beim Übergang in Bereich 4 eine Notabschaltung. Die Notabschaltung kann sehr schnell erfolgen durch eine Kombination von erhöhter Energieabgabe durch den Transformator mit einer mechanischen Abbremsung und einem Einstellen des Anstellwinkels der Rotorblätter in einen Bereich negativer Effizienz. Die Zeit für die Umschaltung des Transformators liegt im Bereich der Reglertaktungsdauer und ist damit vernachlässigbar klein im Verhältnis zu den beiden anderen Maßnahmen. Die Änderung der Anstellwinkel ist entsprechend langsam und bewegt sich im Bereich mehrerer 100 ms. Aus der entsprechenden Tabellen des Dokuments ist ablesbar, dass eine Änderung des Anstellwinkels von 4° ungefähr 500 ms benötigt, was einer Dyna-

mik von etwa 3,5 m/s entspricht und somit der Turbulenzschwankung von 0,16 der Durchschnittswindgeschwindigkeit von 21,5 m/s einer WKA mit Turbulenzklasse A gleicht. Die Summe der beiden Geschwindigkeiten ergeben wieder die Maximalgeschwindigkeit von 25 m/s. Der Wert von 500 ms wird fortan für t_{reg} verwendet. Der Regler der Anlage taktet mit 33 ms und entsprechend werden zwei Regelungszyklen mit 66 ms für t_{cont} genutzt. Zum Schluss bleibt die Frage des LiDAR Messzyklus. Um eine Abschätzung zu wählen, die für die meisten Systeme realistisch erscheint, wird ein 1 Hz Messzyklus gewählt. Dieser entspricht sowohl dem WindEYE LiDAR und der Standard Mittelungszeit des Zephirs DM, als auch ungefähr einem vollen Messzyklus des LAVAL Systems, welches in Kapitel 8 beschrieben wird. Somit ergibt sich eine Vorlaufzeit von mindestens 1,566 s für die Ausregelung. Als Cut-Out Geschwindigkeit werden die typischen 25 m/s gewählt. Als Rücksatzdistanz l_{rd} vom Rotor wird ungefähr 0,1 Rotorradien abgeschätzt.

Für eine Analyse werden nun verschiedene Fälle von einfallenden Windfronten unter Windwinkeln von 0° bis 60° in 10° Schritten untersucht. Abb. 5.3 zeigt eine aufsummierte Wahrheitstabelle, bei der die Farbmarkierungen zusammen mit den Beschriftungen des Windwinkels γ Gebiete beschreiben, die eine Ausregelung für diesen Windwinkel ermöglichen. Nach Formel 2.8 entspricht der maximale Windwinkelwechsel $28,8^\circ$, den ein Wind bei 25 m/s haben kann. Es kann deshalb davon ausgegangen werden, dass eine Regulierung für einen Windwinkel von mindestens 30° eine Basis für das Zielsystem darstellt. Es zeigt sich in Abb. 5.3, dass ein spitzerer Halbwinkel α bei gleicher parametrisierter Messdistanz ζ_r es ermöglicht größere Windwinkel auszuregeln.

Dies gilt allerdings nicht auch im Umkehrschluss für steigendes ζ_r bei festgehaltenem Halbwinkel α , was an dem markierten Punkt X_D mit $\alpha = 24^\circ$ und $\zeta_r = 0,9$ erklärt werden soll. Steigt hier ζ_r , so

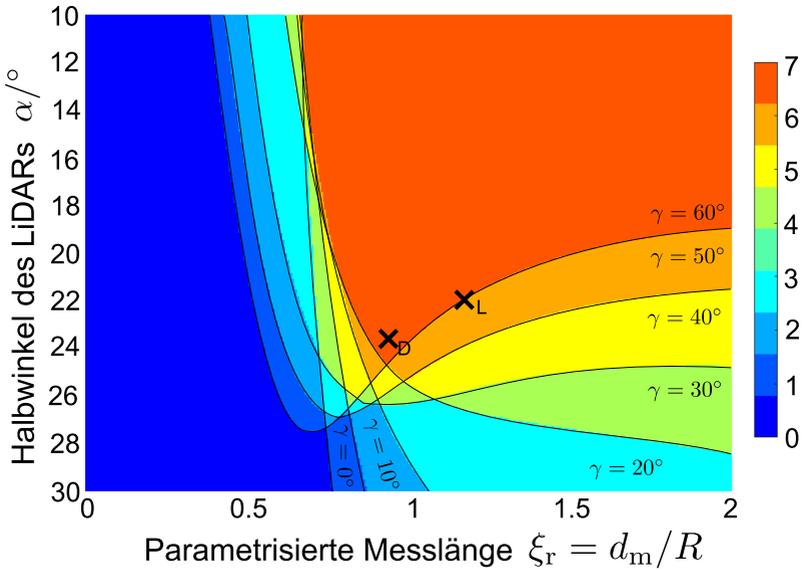


Abb. 5.3.: Aufsummierte Wahrheitstabelle für den Fall $\Lambda_r > \chi_r$ und für verschiedene Windwinkel γ bei einer Cut-Out-Windgeschwindigkeit von 25 m/s.

verlässt man das rote Gebiet schnell in Richtung orange und gelb, was bedeutet, dass ein Windwinkel von 60° und dann 50° nicht mehr ausgeregelt werden könnte. Der Grund liegt darin, dass die in Abb. 5.1 hellblau gestrichelte Linie, die durch den rechten Punkt geht, bei hohen Windwinkeln immer näher an die Spitze des Rotors rückt. Eine Erhöhung von ξ_r bzw. d_m führt damit zu einem weiteren Heranrücken der Windfront nach ihrer Messung an die Spitze des Rotors.

Einen recht günstigen Arbeitspunkt markiert X_L mit $\alpha = 22^\circ$ und $\xi_r = 1.2$. Dieser liegt im Bereich von einem ausregelbaren Windwinkel von 50° und mehr. Sowohl eine Erhöhung als auch eine Verringerung der parametrisierten Messdistanz ermöglicht über einen Bereich von ca. 0,7 bis 2 ξ_r (in dieser Grafik) mit mindestens 30° Winke-

länderung bei der Cut-Out Geschwindigkeit auszuregeln. Dies bedeutet auch, dass entsprechend eine WKA mit einem Rotorradius von ca. 1,4 bis 0,5 der Messdistanz d_m ausgeregelt werden kann. Eine Windwinkeländerung von 40° entspricht laut Formel 2.8 ca. 18 m/s, was ebenfalls durch den Ansatz von 25 m/s in den Ursprungsüberlegungen abgedeckt wird.

X_L entspricht dem Parameterset des LAWAL Aufbaus des rotierenden Messzyklus. Somit kann dieses System mit einem Messabstand von 85 m nach dem hier vorgestellten Modell WKAs von ca. 42,5 m bis 119 m Rotorradius ausregeln. Damit kann das System einen wesentlichen Anteil der WKAs im aktuellen Stand der Technik ausregeln und ist zudem für zukünftige Generationen von Großanlagen gewappnet. Zwar ist nach bisherigem Stand die Adwen AD 8-180 die größte WKA mit 180 m Rotordurchmesser [61], allerdings ist diese noch eine Spezialanfertigung. In der folgenden Sektion sollen Limitierungen des hier vorgestellten Modells besprochen werden.

5.3. Diskussion

Das in diesem Kapitel vorgestellte geometrische Reaktionszeitmodell mit der Herleitung von passenden Systemvoraussetzungen ist nur eine Herangehensweise sich der Problemstellung zu nähern. Es eröffnet jedoch mit dem Ansatz der Parametrisierung eine gute Möglichkeit für den Systemingenieur sich eine erste Meinung in dieser Thematik zu bilden. Wie jedes Modell bildet es die Wirklichkeit nur idealisiert und/oder verzerrt ab. Im Besonderen sind die Unterschiede zur Realität:

1. Es wird in der Regel davon ausgegangen, dass die Windgeschwindigkeit beim Annähern an die WKA sinkt, vgl. Sektion 2.1.2. Grundsätzlich ist dies zu Gunsten der Systemauslegung und würde mehr Reaktionszeit erlauben.

2. Das mechanische System von WKA und LiDAR schwankt immer leicht aufgrund der Rotorbewegung. Bei Seitenwind kommt ebenso eine stärkere Schwingung der Seitenkomponente hinzu. Das Messen auf einer Höhe ist damit nicht gewährleistet.
3. Eine exakte Ausrichtung des Messsystems entlang der Rotorachse ist schwierig.
4. Das LiDAR-System misst meist auf einer Höhe, die etwas höher als die der Rotorachse liegt. Der auftreffende Wind müsste mit Formel 2.7 heruntergerechnet werden. Da die Höhen aber nahezu gleich sind, macht es für eine erste Abschätzung aber keinen großen Unterschied.
5. Es kann ebenso durchaus geschehen, dass aufgrund des logarithmischen Windprofils der Wind höher und mit einer stärkeren Geschwindigkeit zuerst auftritt, vgl. Sektion 2.2.1.

Der Messabstand hat direkten Einfluss auf die restlichen optischen Eigenschaften fokussierender Systeme und es ist sinnvoll sich die Frage über Abstände direkt am Anfang der Systemauslegung zu stellen. Im nächsten Kapitel werden die Streueigenschaften der Aerosole bezüglich ihrer Zusammensetzung und ihres winkelabhängigen Streuverhaltens untersucht und eine Größenordnung der Signalstärke hergeleitet.

5.4. Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden Anforderungen an die Reaktionszeit des Systems aus LiDAR und WKA gestellt. Dies wurde mit einem geometrischen Modell gelöst, welches zur Verallgemeinerung auf Basis des Rotorradius parametrisiert wurde. Es zeigte sich, dass bestimmte Parametersätze des Aufbaus vorteilhaft sind und es besser ist

für die prädiktive Steuerung spitzere Anstellwinkel für den LiDAR-Aufbau zu wählen. Dies zeigte sich im Nachhinein auch hervorragend an der Weiterentwicklung des Windar WindEYES zum 4-Beam LiDAR für den prädiktiven Einsatz und seinem kleineren Winkelansatz, wie es im Stand der Technik in Kapitel 3 beschrieben wurde.

6. Streuprozesse und Signalmodellierung

In diesem Kapitel werden Streuprozesse und deren Zusammenhang mit dem monostatischen, fokussierten LiDAR untersucht. Dazu wird ausgehend von den Streuprozessen der einzelnen Aerosoltypen der Luft in Sektion 6.1 der Rückstreukoeffizient β der Luft für idealisierte Luftzusammensetzung in Sektion 6.2 bestimmt. Aus dem Interferometrieterm eines einzelnen Teilchens wird in Sektion 6.3 eine LiDAR-Gleichung passender Form hergeleitet, die die Unabhängigkeit des LiDAR-Aufbaus nach dem Stand der Technik zeigt. Die letzte Sektion 6.4 fasst dieses Kapitel zusammen.

6.1. Streuabschätzungen von einzelnen Aerosolarten

Bei der Berechnung von Streuprozessen spielt es eine wichtige Rolle die Größe des Teilchens im Verhältnis zur Wellenlänge zu betrachten. Dies wird in den entsprechenden Grundlagen in Sektion 2.3.2 über Streuprozesse mit dem Größenparameter x_T beschrieben. Der Stand der Technik aus Sektion 3.2 zeigt zusätzlich auf, dass das Nutzen von Laserstrahlung im Bereich des C-Bandes für eine spätere Auslegung des Laserschutzes nach IEC 60825-1 von Vorteil ist. Für binnenländische Beschreibungen von Landschaften werden die Typen "Continental Clean", "Continental Average", "Continental Polluted" und "Urban" definiert [50]. Diese setzen sich aus den Aerosoltypen Staub (Engl.: Dust/Insoluble), Wasserlösliche (Engl.: Soluble) und Ruß (Engl.: Soot) zusammen. Eine Auswertung der Komponenten der kontinentalen und urbanen Aerosolzusammensetzung

6. Streuprozesse und Signalmodellierung

für $\lambda = 1536 \text{ nm}$	$\text{Re}(n)$	$r_{\text{mod},N}/\text{nm}$	σ	$r_{T,E}/\text{nm}$	$x_{T,E}$
Staub	1,4	471	2,51	1484	8,50
Wasserlösliche	1,51	21,2	2,24	53,2	0,32
Ruß	1,77	11,8	2,00	23,6	0,17

Tab. 6.1.: Auswertung der Aerosolverteilung nach Formel 2.9 für die Bestandteile der kontinentalen und urbanen Aerosolzusammensetzungen für $\lambda = 1536 \text{ nm}$. n ist der Brechungsindex des Teilchens, $r_{\text{mod},N}$ ist der Modenradius der Aerosolverteilung, σ die Standardabweichung der Lognormal-Verteilung, $r_{T,E}$ ist der Erwartungswert der Lognormalverteilung und $x_{T,E}$ dessen Mie-Streuparameter.

gen ist in Tab. 6.1 bzgl. der Position des Erwartungswertes der entsprechenden Verteilungen und dem dazugehörigen Größenparameter $x_{T,E}$ für die Wellenlänge $\lambda = 1536 \text{ nm}$ des C-Bandes abgedruckt. Grundsätzlich lassen sich andere Wellenlängen auch nutzen, es soll aber dieser Wert als Beispiel betrachtet werden, da für diese Wellenlänge in der entsprechenden Datenbank Brechungsindizes der Teilchen angegeben werden und er sich im optischen C-Band befindet [8].

Es ist durch die kleinen Teilchengrößen $x_{T,E}$ zu erwarten, dass die wasserlöslichen Teilchen und Ruß ein rayleigh-ähnliches Streuverhalten mit ungefähr symmetrischer Abstrahlung zeigen. Die Mie-Theorie sagt aus, dass der symmetrische Fall der Rayleigh-Streuung bei höheren Werten um ca. $x_T = 0,2$ gebrochen wird und eine starke Vorwärtsstreuung zur Vorzugsrichtung der Streuung wird [108]. Diese Aussage wird durch die berechneten Phasenstreuamplituden in Abb. 6.1 a) - d) gestützt. Auch erhöht sich die Streueffizienz mit steigendem Radius und die Streufläche mit dem Quadrat der Radien, vergleiche Formel 2.27. Der Erwartungswert des Radius von Staub ist bei einem wesentlich größeren Radius zu finden als die anderen Erwartungswerte, sodass eine Rayleigh-Streuung in der entsprechenden Abb. 6.1 c) nicht mehr erkennbar

6.1. Streuabschätzungen von einzelnen Aerosolarten

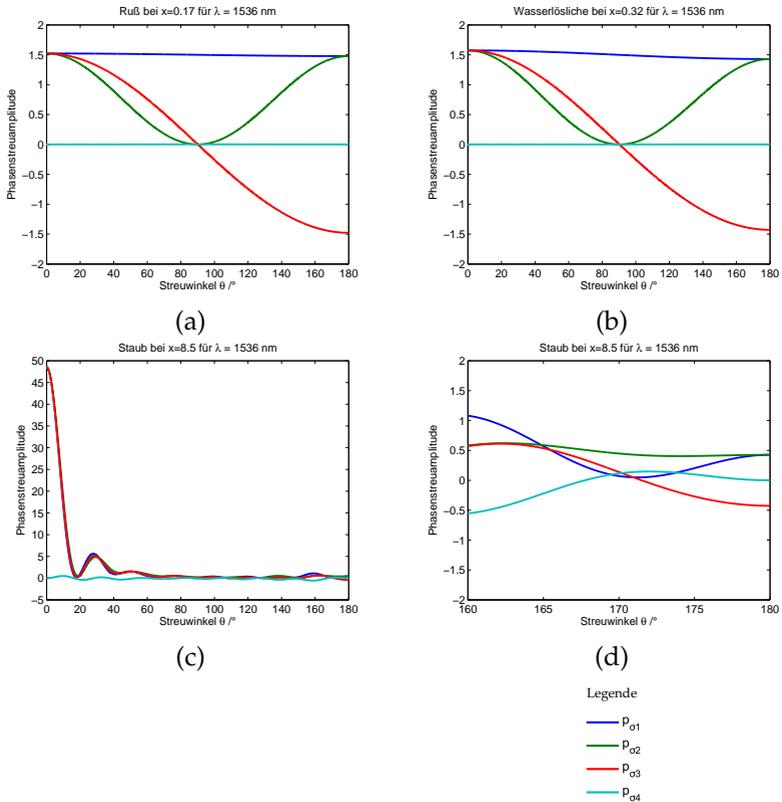


Abb. 6.1.: Phaseneinträge $p_{\sigma,i}$ der Streumatrix für die Positionen der Erwartungswerte der verschiedenen Aerosolbestandteile für a) Ruß, b) Wasserlösliche und c) Staub. d) ist ein vergrößerter Ausschnitt von c).

ist, dementsprechend hat sich hier die Vorwärtsrichtung herausgebildet.

Ein wichtiges Ergebnis bzgl. der Rückstreuung ist aus Abb. 6.1 ebenso erkennbar. Für den Fall von 180° ergeben sich für isotrope Streuung an kugelförmigen Streuern die Zusammenhänge

$$p_{\sigma,1}(180^\circ) = p_{\sigma,2}(180^\circ) = -p_{\sigma,3}(180^\circ). \quad (6.1)$$

Vom Betrag her sind die Streuungen in Rückrichtung also alle gleich groß. Einzig der negative Betrag von $p_{\sigma,3}(180^\circ)$ ist auf dem ersten Blick verwunderlich. Für die Polarisation ist dieses Minuszeichen allerdings wichtig, da es die Polarisation von links-zirkular auf rechts-zirkular, sowie von $+45^\circ$ diagonal auf -45° diagonal dreht, und ebenso je beides umgekehrt. Dies ermöglicht den im Stand der Technik erwähnten Trick eines monostatischen Aufbaus mit polarisationsabhängigem Strahlteiler und Viertel-Lambda-Plättchen zu nutzen, wie es z. B. der OpticSense Whirlwind ausnutzt.

6.2. Der Rückstreukoeffizient β

In Sektion 2.3.3 wurde der Rückstreukoeffizient β schon eingeführt. Es soll Aufgabe dieser Sektion sein die Berechnungen für den vorhandenen Fall von Streuern der Art, wie sie in Sektion 2.3.2 behandelt wurden, fortzuführen. Deirmedjian nutzte für die Verteilungsfunktion eine modifizierte Gamma-Funktion [28], allerdings wird in diesem Schriftstück eine Lognormalverteilung entsprechend des meteorologischen Standards gewählt [50]. Für eine Partikelanzahl N_j einer Teilchenart j mit der Verteilungsfunktion der Art $n_j(r_T)$ in einem Intervall zwischen r_1 und r_2 gilt

$$N_j = \int_{r_1}^{r_2} n_j(r_T) dr_T = k \int_{x_1}^{x_2} n_j(x_T) dx_T. \quad (6.2)$$

Zur Berechnung von β_j , dem Rückstreukoeffizienten der Aerosolkomponente j , in Abhängigkeit von x_T folgt somit entsprechend nach eingesetzter Formel 2.31

$$\beta_j(x_T, \theta) = \frac{1}{4k^3} \int_{x_1}^{x_2} x_T^2 n_j(x_T) Q_{\text{sca},j}(x_T) p_{\text{ori},j}(\theta) dx_T. \quad (6.3)$$

Ebenfalls wird fortan die Verteilungsfunktion 2.9 aus Sektion 2.2.2 gewählt, sodass sich die Formeln aus [28] entsprechend umformen. Der gesamte Rückstreukoeffizient β bestimmt sich aus den Streuan-teilen der Einzelkomponenten β_j um den Streuwinkel θ

$$\beta(\theta) = \sum_j \beta_j(\theta). \quad (6.4)$$

Pro Streuart ergibt sich der Streuan-teil der einzelnen Aerosolarten zu

$$\beta_j(x_T, \theta) = n_j \int_{r_{\text{min},j}}^{r_{\text{max},j}} \left| \frac{d\sigma_j(r, \theta)}{d\Omega} \right| \eta_j(r_T) dr_T \quad (6.5)$$

$$= n_j \left| \frac{d\sigma_j}{d\Omega} \right|_{\text{ave}} \quad (6.6)$$

wobei $\left| \frac{d\sigma_j(r, \theta)}{d\Omega} \right|$ der differenzielle Streuquerschnitt und $\eta_j(r)$ die Verteilungsfunktion der Aerosolart j und $\left| \frac{d\sigma_j}{d\Omega} \right|_{\text{ave}}$ der mit der Verteilungsfunktion gewichtete differenzielle Streuquerschnitt ohne die Konstanten n_j ist. Aus der Literatur sind die Verteilungen bekannt entsprechend der Formel 2.9 [50, 68]. Eine Modifikation der Teilchenanzahl mit der Höhe nach Gleichung 2.11 wird in erster Näherung ausgeschlossen, da für die Teilchen eine Referenzhöhe von $Z_{\text{atm}} = 8 \text{ km}$ angegeben ist und der zu betrachtende Raum nur im Bereich bis ca. 200 m Höhe liegt.

Es zeigt sich, dass die errechneten Rückstreukoeffizienten im Bereich von $10^{-7} \frac{1}{\text{m}\cdot\text{sr}}$ bei Continental Clean bis $10^{-6} \frac{1}{\text{m}\cdot\text{sr}}$ bei Urban liegen, vgl. Abb. 6.2 und Tab. 6.2. Dies stimmt ungefähr mit den

6. Streuprozesse und Signalmodellierung

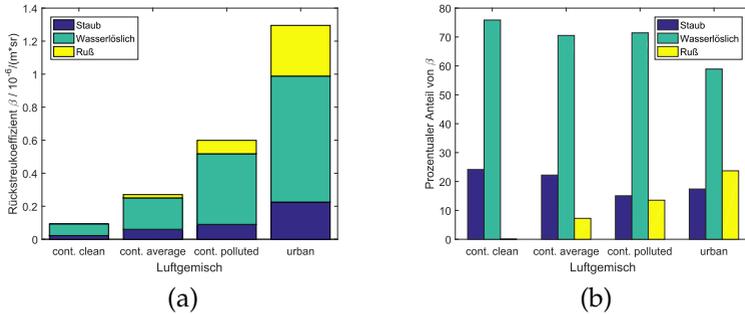


Abb. 6.2.: a) Rückstreuoeffizienten der idealisierten Aerosolverteilung und b) deren prozentuale Anteile nach Teilchenart.

Größenordnungen von gemessenen Rückstreuoeffizienten überein, welche je nach Messbedingung von $10^{-10} \frac{1}{\text{m}\cdot\text{sr}}$ bis $10^{-6} \frac{1}{\text{m}\cdot\text{sr}}$ reichen [108]. Der Anteil von Staub macht laut Rechnung in der Regel um die 20% des Rückstreuoeffizienten über dem berechneten Radienraum von 50 nm bis 25 μm aus, vgl. Sektion 2.3.3 b). Dies hat folgende Implikationen: Angenommen, es gäbe wegen eines zu kleinen Messvolumens kein Staubteilchen in dem Messvolumen, so würde dieser Anteil komplett wegfallen. Für Continental Clean sind z. B. nur ca. 0,15 Teilchen pro cm^3 zu erwarten. Zwar sind große Teilchen mit Radien von 5 bis 25 μm unabhängig von der Aerosolart laut der idealisierten Statistik der Tab. 6.2 nur für ca. 1 bis 2% des Anteils an Rückstreuung zuständig, dennoch kommt dieses Signal nur von einem Teilchen, was abhängig von Windgeschwindigkeitsverteilungen und dem tatsächlich stochastischen Auftreten des Teilchens den dominierenden Teil des Spektrums ausmachen kann. Besonders sollte dies dann unter turbulenten Bedingungen der Fall sein, bei dem die Geschwindigkeitsverteilungen besonders breit werden.

	$\left. \frac{d\sigma_j}{d\Omega} \right _{\text{ave}}$	$\beta_{CC} / 1/\text{m sr}$	$\beta_{CA} / 1/\text{m sr}$	$\beta_{CP} / 1/\text{m sr}$	$\beta_U / 1/\text{m sr}$
Staub	$1,5 \cdot 10^{-13}$	$2,25 \cdot 10^{-8}$	$6,01 \cdot 10^{-8}$	$9,01 \cdot 10^{-8}$	$2,25 \cdot 10^{-7}$
Wasserlösliche	$2,83 \cdot 10^{-17}$	$7,09 \cdot 10^{-8}$	$1,91 \cdot 10^{-7}$	$4,28 \cdot 10^{-7}$	$7,63 \cdot 10^{-7}$
Ruß	$2,64 \cdot 10^{-17}$	0	$1,96 \cdot 10^{-8}$	$8,10 \cdot 10^{-8}$	$3,07 \cdot 10^{-7}$
Summe	-	$9,34 \cdot 10^{-8}$	$2,70 \cdot 10^{-7}$	$5,99 \cdot 10^{-7}$	$1,30 \cdot 10^{-6}$
davon 5 - 25 μm	-	2,13%	1,97%	1,33%	1,53%

Tab. 6.2.: Eigens berechnete, durchschnittliche, differenzielle Rückstreuquerschnitte $\left. \frac{d\sigma_j}{d\Omega} \right|_{\text{ave}}$ der verschiedenen Aerosolarten, sowie deren Anteile und die Gesamtsumme der Rückstreukoeffizienten der Atmosphären Cont. Clean β_{CC} , Cont. Average β_{CA} , Cont. Polluted β_{CP} und Urban β_U . Ebenso werden anteilig aus dem Rückstreukoeffizienten der Bereich von 2,5 bis 12,5 μm Teilchenradius angegeben.

Für die Berechnung des differenziellen Rückstreuquerschnittes, wird auf Mie-Streuung gesetzt, vgl. Sektion 2.3.2. Dazu wurde auf das weit verbreitete und genutzte Matlab-Skript von Maetzler zurückgegriffen, und direkt der differenzielle Rückstreuquerschnitt berechnet [79]. Es wurde so in ein weiteres Skript eingebettet, dass die Eingangsgrößen direkt die gewünschten Ausgangsgrößen mit den Streuanteilen der einzelnen Aerosoltypen berechnet und darstellen kann.

Grundsätzlich ist der Rechenaufwand weniger groß, als es auf den ersten Blick wirken mag. Die verschiedenen Luftzusammensetzungen unterscheiden sich einzig und allein durch die Skalierungsfaktoren n_j für die einzelnen Aerosoltypen. Der Rückstreukoeffizient wird in der Regel aufgrund der Entfernung und der im Verhältnis dazu kleinen Empfangsapertur in erster Näherung nur mit $\theta = \pi$ angegeben.

6.3. Signalmodellierung

Ausgegangen wird von dem LDV-Term nach Formel 2.60, wobei dieses mal nicht Intensitäten, sondern optische Leistungen genutzt werden. Hier soll eine einfache und verständliche Herleitung auf Basis von Formeln der geometrischen Optik gezeigt werden anstatt der komplizierten Integralrechnungen von Sonnenschein und Harrington [114]. Die optische Gesamtleistung P_{det} in einem Abhängigkeit von der Zeit t am Detektor beschreibt

$$\begin{aligned} P_{\text{det}}(t) &= P_{\text{ref}} + P_{\text{rec}} + 2\sqrt{P_{\text{ref}}P_{\text{rec}}} |\gamma_{\text{L}}| \cos(2\Delta f \cdot t + \phi) \quad (6.7) \\ &= P_{\text{ref}} + P_{\text{rec}} + P_{\text{AC}} = P_{\text{DC}} + P_{\text{AC}} \end{aligned}$$

wobei P_{ref} die Referenzleistung, P_{rec} die gestreute eingesammelte Leistung der Partikel ist, welche mit einer Geschwindigkeit von $v_{\text{W}} = \Delta f \cdot \lambda/2$ vom Wind getragen werden, die optische Leistung des Gleichanteils P_{DC} , die optische Leistung des Wechselanteils P_{AC} , dem Kohärenzkoeffizienten $|\gamma_{\text{L}}|$ und der Phase ϕ . Das SNR wird abgeschätzt über

$$SNR \approx |\text{FT}(P_{\text{AC}}(t))|^2 \propto \frac{4P_{\text{ref}}P_{\text{rec}} |\gamma_{\text{L}}|^2}{\left(\rho_{\text{NEP}} + \sqrt{\frac{2eP_{\text{ref}}}{S(\lambda)}}\right)^2 B} \quad (6.8)$$

ρ_{NEP} ist die NEP-Dichte (Noise Equivalent Power) des Detektors, welche in erster Näherung die meisten Rauschterme wie Dunkelstrom, Hintergrundrauschen und thermisches Rauschen schon beinhaltet, und $\sqrt{\frac{2eP_{\text{ref}}}{S(\lambda)}}$ die Rauschdichte des Photostroms. Diese Näherung ist für kleine Photoströme falsch, da der Photostrom prinzipiell dann zweimal in die Formel hineingerechnet wird, allerdings fällt diese bei großen Referenzleistungen P_{ref} nicht mehr ins Gewicht.

Dies ist unter der Annahme, dass für den typischen LiDAR Aufbau $P_{\text{ref}} \gg P_{\text{rec}}$ gilt. Formel 6.8 bezieht sich auf die optische Leistung.

Die Höhe des SNR kann von vielen weiteren Faktoren beeinflusst werden wie zum Beispiel der tatsächlichen Windgeschwindigkeitsverteilung, weshalb hier nur eine Proportionalität angegeben wird. Für große P_{ref} geht das SNR in ein Sättigungsverhältnis, was im Wesentlichen nur noch abhängt von der Bandbreite B und der aufgenommenen Streuleistung P_{rec} . Die Leistung $P_{\text{rec,1T}}$, die ein Streuer mit dem differentiellen Streuquerschnitt $\left| \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|$ an Position \vec{x} zurückstreut, lässt sich beschreiben durch Formel 2.29. Die Kohärenzlänge l_L als Güte des Lasers ist ebenso ein wichtiger Faktor, denn sie bestimmt das SNR über den Kohärenzkoeffizienten $|\gamma_L|$ mit einem exponentiellen Verhalten und zeigt somit den stärksten Einfluss, vgl. Gleichung 2.46. Eine Abschätzung verschiedener Aufbauten und der Einfluss der Kohärenzlänge findet sich im nächsten Kapitel 7.

Ist die Linse mit der Fläche A_L an einen Messort d_m über ihren Brennpunkt eingestellt, und ist das Teilchen ungefähr in dieser Nähe, so wird aus Formel 2.29

$$P_{\text{rec,1T}} = I(d_M) \left| \frac{d\sigma}{d\Omega} \right| \frac{A_L}{d_m^2} \quad (6.9)$$

$$\approx \frac{P_S}{A_M} \left| \frac{d\sigma}{d\Omega} \right| \frac{A_L}{d_m^2} \quad (6.10)$$

mit der Gesamtleistung des Sendestrahls P_S und A_M als der vom Laser durchdrungenen Messfläche. Werden mehrere Teilchen der gleichen Größe gestreut, so ergibt sich die gemessene Leistung P_{rec} aus dem Verhältnis des Messvolumens der Optik $V_M = A_M l_M$ mit der Messlänge l_M und der Messfläche A_M zu dem statistisch nötigen Volumen für ein Teilchen V_{1T} :

$$P_{\text{rec}} = \frac{V_M}{V_{1T}} P_{\text{rec},1T}. \quad (6.11)$$

Werden Formeln 6.10 und 6.11 verbunden, kürzt sich die Messfläche A_M am Punkt mit Messabstand d_M heraus. Der Term $\frac{1}{V_{1T}} \left| \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|$ kann als Rückstreuoeffizient der Atmosphäre interpretiert werden, welcher eine Gleichverteilung der selben Teilchen entspricht:

$$P_{\text{rec}} = \frac{1}{V_{1T}} \left| \frac{d\sigma}{d\Omega} \right| L_M P_S \frac{A_L}{d_m^2} = \beta L_M P_{\text{Laser}} \frac{A_L}{d_m^2}. \quad (6.12)$$

Als Messlänge l_M wird die Halbwertsbreite der Kopplungseffizienz für monostatische LiDAR entsprechend Gleichung 2.71 genommen. Für den monostatischen Fall mit $l_M = 2 \cdot z_R = 2 \frac{\lambda d_m^2}{A_L}$ aus Sektion 2.5.2 mit Gleichung 2.37 kürzen sich die meisten Abhängigkeiten heraus zu

$$P_{\text{rec,mono}} \approx \beta \lambda P_S. \quad (6.13)$$

In diesem Modell ist der monostatische Aufbau eines LiDARs unabhängig von der eigentlichen Aufbauweise:

$$P_{\text{SNR}} = \frac{P_{\text{AC}}}{P_{\text{noise}}} \propto \frac{4\beta\lambda P_S P_{\text{ref}}}{\left(\rho_{\text{NEP}} + \sqrt{\frac{2eP_{\text{ref}}}{S(\lambda)}} \right)^2 B}. \quad (6.14)$$

Die Parameter Messlänge l_M , Messfläche A_M , Linsenfläche A_L und Messabstand d_M beeinflussen die optischen Parameter eines fokussierten LiDAR-Aufbaus. Dennoch haben sie bei Systeme dieser Art keinen Einfluss auf das SNR [47, 45, 114]. Sie steuern eigentlich nur das Messvolumen eines LiDARs, denn in der Theorie wird davon ausgegangen, dass die Luft so gut durchmischt ist, dass es keinen Unterschied macht, wie das System aufgebaut wird. Dies ist aber ein Trugschluss, wie die vorherige Sektion zeigt, denn wesentliche Bestandteile von β schließen auch Teilchen ein, die so selten sein können, dass sie nicht Teil des Messsignals sind und somit die Messung

selbst wesentlich schwächer ausfallen kann. Der Rückstreuoeffizient β ist somit ein häufig missachteter Faktor der fokussierten CW-LiDAR-Systeme, die im Vergleich zu den gepulsten, kollimierten Systemen ein wesentlich geringes Messvolumen besitzen. β selbst wird typischerweise nur in Zusammenhang mit der Signalstärke in Abhängigkeit von der Feuchtigkeit diskutiert [99]. Erwähnt wurde die Existenz solcher Spitzen zwar und korrekterweise mit einem kleinen Messvolumen verknüpft, welches sich z. B. beim Durchfahren des Messabstandes für das Zephir ändert, die Auswirkungen aber auf unterschiedliche Bedingungen wie den Messort nicht erweitert [47]. Ebenso gab es Hinweise auf Spitzen bei Turbulenzen [45]. Diese Schwierigkeit soll in dem Kapitel 8 vertieft werden, in welchem die Messergebnisse des LAVAL Messsystems genau dieses unterschiedliche Verhalten zeigen. In einer weiteren Diskussion in Kapitel 10 werden Design-Vorschläge für ein LiDAR-System erarbeitet, welches diese Problematiken überkommt.

6.4. Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden zu Beginn elementare Mie-Streuprozess-Berechnungen durchgeführt um zu untersuchen, wie sich die Rückstreuoeffizienten zusammensetzen, welche im Stand der Technik für eine Abschätzung der Messsignalstärke genutzt werden. Dabei wurde der durchschnittliche, differenzielle Streuquerschnitt für die Aerosolarten der kontinentalen und urbanen Luftzusammensetzungen gewählt. Hier zeigte sich eine große Diskrepanz der Streuquerschnitte der einzelnen Arten und deren Anzahl. Seltene Aerosolarten hatten einen mehrere Größenordnungen größeren differenziellen Streuquerschnitt pro Teilchen als häufige Teilchen. Darauf folgend wurden Proportionalitäten des SNR auf Basis von optischen Größen bestimmt und gezeigt, wie diese durch ein-

fache Interpretation verknüpft sind um die Ergebnisse des Standes der Technik zu erarbeiten. Es zeigten sich dazu gleiche Aussagen: Der SNR ist unabhängig vom eigentlichen Aufbau bei fokussierten CW-LiDARs. Dennoch bleibt aus diesem Kapitel die Erkenntnis, dass die statistischen Aussagen des Rückstreukoeffizienten bei zu geringem Messvolumen nicht gelten, denn seltene Teilchen werden aus der Statistik ausgeschlossen. Dies sind zwei widersprüchliche Aussagen, die in den folgenden Kapiteln weiter untersucht werden.

7. Messlänge und -volumen bei überlagertem Brenn- und Kohärenzpunkt

Es zeigte sich in Sektion 6.3, dass die Kohärenz und die Messlänge für die Detektion des Messsignals eine entscheidende Rolle spielen. Dies hat Auswirkungen auf die Systemanforderungen bezüglich der Güte des Lasers und der damit verbundenen spektralen Halbwertsbreite. Ein System mit hoher Austrittsleistung im Dauerstrichbetrieb und geringer spektraler Halbwertsbreite ist sehr teuer. Demnach macht es Sinn die Anforderungen für einen Fall mit nahezu unendlicher Kohärenz für die Überlagerung von Brenn- und Kohärenzpunkt zu untersuchen. Im Folgenden wird für ein solches monostatisches LiDAR-System abgeschätzt, welche Kohärenzlänge bzw. spektrale Halbwertsbreite nötig wäre. Der Aufbau wird in Sektion 7.1 dargestellt. Den doch sehr intensiven Berechnungen in Sektion 7.2 folgt eine einfache grafische Interpretation in Sektion 7.3 mit einer ingenieurtechnischen und wirtschaftlichen Betrachtung. Eine Zusammenfassung dieses Kapitels findet sich in Sektion 7.4.

7.1. Messsystem

Der schematische Aufbau des Systems soll ein monostatisches, faserbasiertes LiDAR-System sein, wie es häufig in der Literatur und auch bei dem Projekt LAWAL genutzt wurde. Der Aufbau ist in Abb. 7.1 dargestellt. Ein Laser mit der Kohärenzlänge $l_{G/L}$ und Leistung P_S wird über einen faserbasierten Teiler zu einem großen Teil in den Messzweig und zu einem kleinen Teil in den Referenzzweig

7. Messlänge und -volumen bei überlagertem Brenn- und Kohärenzpunkt

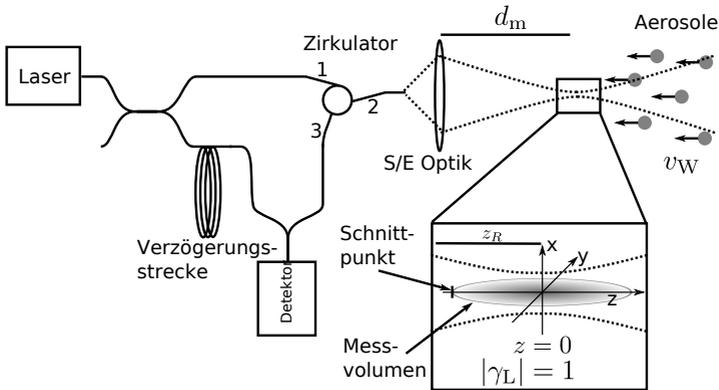


Abb. 7.1.: Schematischer Aufbau des zu betrachtenden LiDAR-Systems: Ein Mach-Zehnder-Interferometer hat eine Verzögerungsstrecke, die den Interferenzpunkt auf den Brennpunkt der Messoptik im Messabstand d_m legt. Aerosole passieren ein Messvolumen, welches durch einen -3dB Abfall vom Punkt höchster Intensität im Brennpunkt definiert ist.

geleitet. Im Messzweig wird der Laser über einen Zirkulator ausgekoppelt und zu einem optischen System geleitet, welches die Leistung auf einen Messbereich im Abstand d_m fokussiert. Vereinfachterweise wird hier eine einzige Linse angenommen. Alle Faserelemente sind monomodisch und die Linse soll als ideal betrachtet werden, sodass der resultierende Strahl in der Atmosphäre ebenso monomodisch ist. Gestreutes Licht wird in Rückrichtung gesammelt und wieder über Linse und Zirkulator auf den Detektor gegeben. Im Referenzzweig wird die Referenzleistung über die Verzögerungsstrecke so verzögert, dass der Brennpunkt nach der Linse mit dem Punkt höchster Kohärenz übereinstimmt.

Dieser Punkt wird ebenso als Ursprung des Koordinatensystems entsprechend Abb. 7.1 für die nun folgenden Berechnungen der nächsten Sektionen gewählt. Es soll dabei untersucht werden, wo die Punkte des halben Intensitätsmaximums auf der optischen Ach-

se ohne und mit Einfluss der Kohärenz sind um eine Messlänge und damit eine Ortsauflösung zu bestimmen. Hinzu soll ein Messvolumen bestimmt werden, welches als Begrenzung Flächen auch dieser Intensität besitzt.

7.2. Berechnung

7.2.1. Messvolumen ohne Einfluss der Kohärenz

In der Literatur gibt es mehrere Definition eines Messvolumens. Eine Möglichkeit ist dabei die Gewichtung über die Schnittmenge des Sendevolumens als auch des Empfangsvolumen, welche im Besonderen für Systeme gelten, die nicht fokussiert sind und somit auch meist für die gepulsten Systeme [137]. Eine andere Bewertungsmöglichkeit eines Messvolumens ist über eine Zylinderdefinition mit dem Radius der Strahltaille w_0 und der doppelten Rayleighlänge $2z_R$. Die Messlänge beruht auf der Theorie fokussierter Linsensysteme und die Zylinderdefinition ist in erster Linie eingängig verständlich. Das Volumen eines solchen Zylinders ist gegeben durch

$$V_M = \int_{-z_R}^{z_R} \int_0^{2\pi} \int_0^{w_0} r' dr' d\varphi dz \quad (7.1)$$

$$= 2z_R 2\pi \frac{w_0^2}{2} = 2\pi z_R w_0^2. \quad (7.2)$$

Das Problem der Definition über ein zylinderförmiges Volumen ist, dass die Randflächen des Messvolumens unterschiedliche Intensitäten besitzen. Die Intensitäten auf diesen Rändern bewegen sich im Bereich von I_0/e^2 an der Strahltaille des Fokuspunktes über $I_0/2$ an den positiven und negativen Rayleighlängen auf der optischen Achse zu $I_0/(2e^2)$ an dem Eckkreis des Zylinders an diesen Positionen.

Eine Bewertung relevanter Partikelanzahlen, welche nach Sektion 6 als Streuer dienen, ist deshalb schwierig, denn bei dieser Einteilung beschreibt das Messvolumen nicht vollständig Gebiete mit einer gewissen minimalen Intensität. Es soll deshalb für den Fall auf eine andere Definition umgestiegen werden. Sinnvoller wäre es somit einen Bereich zu definieren, der durch Flächen gleicher Intensität bestimmt ist.

Es ist typisch Halbwertsbreiten (FWHM) als Bestimmtheitsmaß einer Größe zu nutzen. Für den Fall eines fokussierten Empfangszweigs im monostatischen Fall, wie bei LiDARs im Dauerstrichbetrieb üblich, sollen die inhärenten Eigenschaften des Empfangs- und des Sendezweig genutzt werden.

Folgend soll also ein Messvolumen berechnet werden, das der halben maximalen Intensität ähnlich eines FWHM in allen Richtungen um den Brennpunkt entspricht. Dazu muss die Formel 2.32 für den Gaußstrahl der halben Intensität gleichgesetzt werden:

$$I(z, r) = \frac{I_0}{1 + \frac{z^2}{z_R^2}} \exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2 \left(1 + \frac{z^2}{z_R^2}\right)}\right) = \frac{I_0}{2} \quad (7.3)$$

$$\Rightarrow r_{\text{ok}}(z) = \frac{w_0}{\sqrt{2}} \sqrt{\left(1 + \frac{z^2}{z_R^2}\right) \cdot \ln\left(\frac{2}{1 + \frac{z^2}{z_R^2}}\right)} \quad (7.4)$$

Wird diese Formel gleich Null gesetzt und nach z aufgelöst, so ergeben sich korrekterweise die Rayleighlängen $\pm z_R$ als Schnittpunkte der optischen Achse, wie in Sektion 2.3.4 beschrieben. Das Volumen ändert sich nun zu

$$V_M = \int_{-z_R}^{z_R} \int_0^{2\pi} \int_0^{r_{ok}} r' dr' d\varphi dz \quad (7.5)$$

$$= \frac{14 - 3\pi}{9} \pi z_R w_0^2 \approx \frac{1}{2} \pi z_R w_0^2 \quad (7.6)$$

Somit ergibt sich im Vergleich ein um einen ungefähr Faktor 4 kleineres Messvolumen zu Formel 7.2. In den folgenden Abschnitten soll nun der Einfluss von Kohärenzeffekten auf dieses Messvolumen ausgerechnet werden.

7.2.2. Messvolumen mit lorentzförmigen Laserspektrum

Für die beiden folgenden Sektionen wird davon ausgegangen, dass die Verzögerungsstrecke so eingestellt ist, dass der Punkt der höchsten Kohärenz dem Fokuspunkt des Gaußstrahls entspricht. Ebenso soll wie in der vorherigen Sektion das Messvolumen für die halbe Maximalintensität gefunden werden. Hieraus ergibt sich in Abwandlung zu Formel 2.32 folgende Änderungen

$$I(z, r) = \frac{I_0}{1 + \frac{z^2}{z_R^2}} \exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2 \left(1 + \frac{z^2}{z_R^2}\right)}\right) \exp\left(-2\frac{|z|}{l_L}\right) = \frac{I_0}{2}. \quad (7.7)$$

Diese Formel ist eine Näherung für den Fall $l_L \gg w_0$, sodass keine bis kaum Auswirkung der Kohärenz auf die transversale Ausdehnung zu erwarten ist. Ebenso wird aus Symmetriegründen nur $z > 0$ betrachtet. Die Formel kann auf die transversale Ausdehnung des Messvolumens umgestellt werden zu

$$\Rightarrow r_L(z) = \frac{w_0}{\sqrt{2}} \sqrt{\left(1 + \frac{z^2}{z_R^2}\right) \cdot \left(\ln\left(\frac{2}{1 + \frac{z^2}{z_R^2}}\right) - \frac{2}{\xi_L} \frac{z}{z_R}\right)} \quad (7.8)$$

mit $\xi_L = \frac{l_L}{z_R}$ als Verhältnis der Kohärenzlänge zur Rayleighlänge. Aus Formel 7.8 lässt sich allerdings nicht analytisch der Schnittpunkt mit der optischen Achse berechnen. Dies geht nur über eine Näherung (siehe Anhang von [15]) und die im Wesentlichen den von dem Abstand zum Fokuspunkt abhängigen Logarithmus nähert zu

$$\ln\left(1 + \frac{z^2}{z_R^2}\right) \approx \frac{\frac{1161}{499} \frac{z^2}{z_R^2}}{\frac{z^2}{z_R^2} + \frac{1176}{499}}. \quad (7.9)$$

Damit ergibt sich aus Formel 7.8 der Schnittpunkt mit der optischen Achse zu

$$z_L(\xi_L) = c_L(\xi_L) z_R \quad (7.10)$$

mit dem Vorfaktor

$$c_L(\xi_L) = \alpha_L(\xi_L) - \frac{0,7856 - 7,412 \cdot 10^{-2} \xi_L^2}{\alpha_L(\xi_L)} - 0,2723 \xi_L \quad (7.11)$$

und dem Koeffizienten

$$\alpha_L(\xi_L) = \operatorname{Re} \left(\left(0,7292 \xi_L - 2,018 \cdot 10^{-2} \xi_L^3 + \sqrt{0,4848 + 0,3945 \xi_L^2 - 1,648 \cdot 10^{-2} \xi_L^4} \right)^{\frac{1}{3}} \right). \quad (7.12)$$

Die Näherungen, die zu Formel 7.10 führen, sind selbstverständlich nur in bestimmten Bereichen legitim. c_L erreicht nie höhere Werte als 0,98 bei $\xi_L \approx 200$ und fällt danach kontinuierlich auf einen Wert von 0 bei ca. $\xi_L \approx 20000$. Es ist aber verständlich, dass schon vorher ein Bereich sehr hoher Kohärenz erreicht ist und deshalb diese Formeln legitim sind. Im Speziellen wird später sowieso nur der Bereich bis $\xi_L = 40$ betrachtet werden. Das Messvolumen wird durch Formel 7.10 beeinflusst zu

$$V_M = \int_{-z_L}^{z_L} \int_0^{2\pi} \int_0^{r_L} r' dr' d\varphi dz \quad (7.13)$$

$$= \eta_L(\xi_L) \pi z_R w_0^2 \quad (7.14)$$

mit dem Vorfaktor

$$\begin{aligned} \eta_L(\xi_L) = & \ln \left(\frac{2}{1 + c_L^2} \right) \left(c_L + \frac{1}{3} c_L^3 \right) + \frac{4}{3} (c_L - \arctan(c_L)) \\ & + c_L^3 \left(\frac{2}{9} - \frac{1}{4} \frac{c_L}{\xi_L} \right) - \frac{1}{2} \frac{c_L^2}{\xi_L}. \end{aligned} \quad (7.15)$$

Für $\lim_{\xi_L \rightarrow \infty} \eta_L \rightarrow \frac{14-3\pi}{9}$ und somit der gleiche Wert für das Messvolumen wie aus dem vorherigen Unterkapitel.

7.2.3. Messvolumen mit gaußförmigen Laserspektrum

Gaußförmige Spektren sind wie schon eingangs in Sektion 2.3.6.2 erwähnt bei Gaslasern mit schwachen Druck verbreitet. Zwar werden diese bei den meisten Messsystemen nicht mehr verwendet, da sie zu teuer und schwierig zu temperieren sind, allerdings soll in dieser Sektion aus Gründen der Vollständigkeit ebenso noch auf die

se Klasse von Laserspektren eingegangen werden. Auch wird hier davon ausgegangen, dass der Punkt der höchsten Kohärenz wieder dem Fokuspunkt entspricht. Es soll nun das Volumen gefunden werden, in dem sich mindestens die halbe maximale Intensität des Gaußstrahls befindet:

$$I(z, r) = \frac{I_0}{1 + \frac{z^2}{z_R^2}} \exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2 \left(1 + \frac{z^2}{z_R^2}\right)}\right) \exp\left(-2\frac{z^2}{l_G^2}\right) = \frac{I_0}{2}. \quad (7.16)$$

Hier gilt wie in der vorherigen Sektion, dass die Kohärenz wesentlich größer als die transversale Ausdehnung der Stahltaile ist ($l_G \gg w_0$), sowie, dass aus Symmetriegründen $z > 0$ betrachtet werden kann. Daraus folgt die radiale Begrenzung des Messvolumens zu

$$\Rightarrow r_G(z) = \frac{w_0}{\sqrt{2}} \sqrt{\left(1 + \frac{z^2}{z_R^2}\right) \cdot \left(\ln\left(\frac{2}{1 + \frac{z^2}{z_R^2}}\right) - \frac{1}{\xi_G^2} \frac{z^2}{z_R^2}\right)} \quad (7.17)$$

mit dem Verhältnis aus Kohärenzlänge des gaußförmigen Spektrums zu der Rayleighlänge $\xi_G = \frac{l_G}{z_R}$. Ein Schnittpunkt mit der optischen Achse lässt sich hier sogar analytisch über den oberen Zweig der lambertschen W-Funktion W_0 finden [125]. Der Schnittpunkt ergibt sich somit zu

$$z_G = c_G (\xi_G) z_R \quad (7.18)$$

mit dem Vorfaktor

$$c_G(\xi_G) = \sqrt{\frac{\xi_G^2}{2} W_0 \left(\frac{4}{\xi_G^2} \exp\left(\frac{2}{\xi_G^2}\right)\right)} - 1. \quad (7.19)$$

Das Messvolumen berechnet sich für diesen Fall zu

$$V_M = \int_{-z_G}^{z_G} \int_0^{2\pi} \int_0^{r_G} r' dr' d\varphi dz \quad (7.20)$$

$$= \eta_G(\xi_G) \pi z_R w_0^2 \quad (7.21)$$

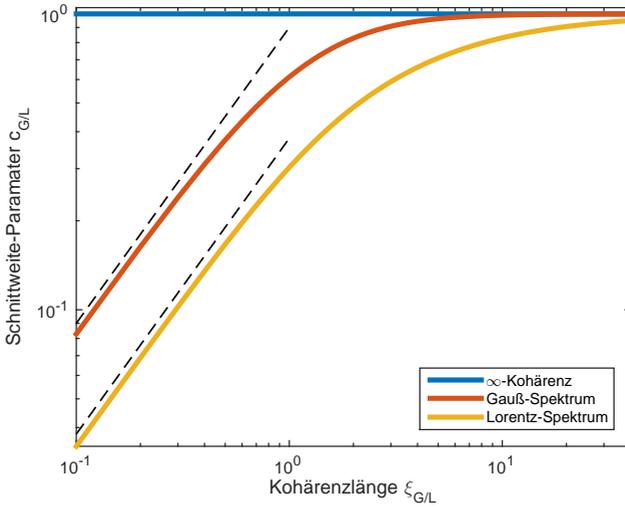
mit dem Vorfaktor

$$\begin{aligned} \eta_G(\xi_G) = & \ln\left(\frac{2}{1+c_G^2}\right) \left(c_G + \frac{1}{3}c_G^3\right) + \frac{4}{3}(c_G - \arctan(c_G)) \\ & + c_G^3 \left(\frac{2}{9} - \frac{1}{5}\frac{c_G}{\xi_G} - \frac{1}{3}\frac{1}{\xi_G^2}\right). \end{aligned} \quad (7.22)$$

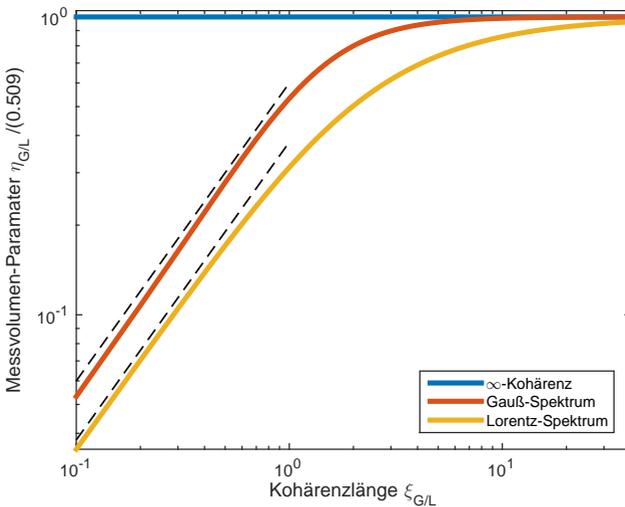
7.3. Ergebnisse

Eine Zusammenfassung des bisherigen Kapitels wird am besten durch Abb. 7.2 a) und b) gemacht. Zu sehen sind die berechneten Parameter $c_{G/L}$ und $\eta_{G/L}$ aus der vorherigen in Abhängigkeit der Kohärenzlängen von 0,1 bis 40 $\xi_{G/L}$ - den entsprechenden Verhältnissen der Kohärenzlänge zu der Rayleighlänge. Es ist erkennbar, dass das Gaußspektrum in der Regel höhere Parameter bei gleichen $\xi_{G/L}$ erreicht. Dies ist verständlich, da der γ -Parameter des Gauß-Spektrums anfangs weniger schnell abfällt als der des Lorentz-Spektrums. Unterhalb von $\xi_{G/L} \approx 1$ gehen die Kurven in einen linearen Verlauf. Hohe Parameterwerte erreichen die Kurven allerdings zu unterschiedlichen Werten. Während bei $\xi_G \approx 3$

7. Messlänge und -volumen bei überlagertem Brenn- und Kohärenzpunkt



(a)



(b)

Abb. 7.2.: Koeffizienten zur Berechnung des Messvolumens in Abhängigkeit der Kohärenzlänge: a) Schnittweite und b) Messvolumen. Die gestrichelte Linien zeigen einen linearen Verlauf.

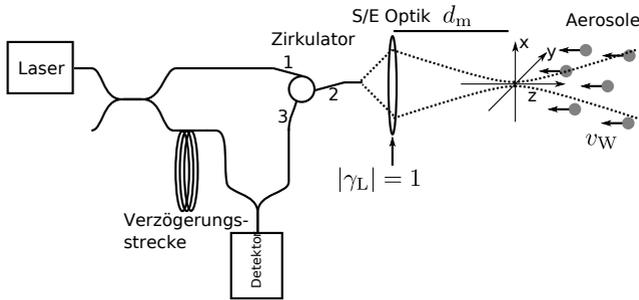


Abb. 7.3.: Aufbau eines klassischen LiDAR-Systems.

schon sowohl c_G und η_G über ein entsprechendes Verhältnis von 0,9 zu dem Fall unendlicher Kohärenz erreichen, geschieht dies bei Lorentz-Spektren erst bei $\xi_L \approx 20$. Zwischen diesen Kurven sind die entsprechenden Mischformen der Voigt-Spektren zu erwarten.

7.3.1. Beispielrechnung für ein klassisches LiDAR

Für eine Anwendung dieser doch bisher sehr mathematischen Theorie soll eine beispielhafte Berechnung eines klassischen LiDAR-Messsystems stattfinden, wie es in Abb. 7.3 dargestellt wird. Es wird von einer Wellenlänge von $\lambda = 1550 \text{ nm}$ ausgegangen, sowie einer Fokussierung auf $d_m = 100 \text{ m}$. Die Apertur der Sendelinse soll zu 80% ausgefüllt sein und einen Durchmesser von $d_L = 75 \text{ mm}$ besitzen. Mit Formel 2.35 leitet sich so eine minimale Tailengröße des Strahls von $w_0 = 1,64 \text{ mm}$ her, sowie eine Rayleighlänge von $z_R \approx 5,50 \text{ m}$. Das Messvolumen nach der Definition in diesem Kapitel bei unendlicher Kohärenz würde für diesen Fall $V_\infty = 23,8 \text{ cm}^3$ betragen. Es wird folglich davon ausgegangen, dass ein Wert, der nahezu dem unendlichen Wert entspricht, bei $c_L > 0,9$ erreicht wird. In der vorherigen Sektion wurde gezeigt, dass dieser Wert bei

Lorentz-Spektren ab 20 Rayleigh-Längen erreicht wird. Somit würde dieses System ab einer Kohärenzlänge von 110 m oder entsprechend einer Bandbreite von ca. 50 kHz sein Potenzial nahezu ausschöpfen. In der nächsten Untersektion soll dies mit einem System verglichen werden, dessen Referenzpunkt bei der Austrittslinse liegt.

7.3.2. Vergleich ohne Überlagerung

Sobald der Referenzpunkt nicht mit dem Brennpunkt übereinander gelegt wird, wird der Kontrast der Interferenz schlechter. Viele Systeme schieben den Referenzpunkt innerhalb des Messsystems. Hier soll ein Beispiel gegeben werden, was zum Vergleich für die Rechnung der vorherigen Untersektion dienen soll. Es soll angenommen werden, dass der Referenzpunkt bei der Austrittslinse liegt. Das würde für Lorentz-Spektren bedeuten, dass die Intensität am Fokuspunkt sich nach Formel 2.46 ändert zu

$$I_{0,\text{fl}} = I_0 |\gamma_L(d_m)| = I_0 \exp\left(-2 \frac{|d_m|}{l_L}\right) \quad (7.23)$$

$$\Rightarrow l_L = \frac{2 |d_m|}{\ln\left(\frac{1}{|\gamma_L(d_m)|}\right)}. \quad (7.24)$$

Für $|\gamma_L(d_m)| = 0,9$ und $|d_m| = 100$ m ergibt sich eine Kohärenzlänge von $l_L = 1900$. Dies entspricht einer um 17 mal längeren Kohärenzlänge als im Fall von überlagertem Brenn- und Kohärenzpunkt.

7.4. Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde ein Konzept untersucht, das es ermöglicht Laserquellen mit geringerer Kohärenzlänge zu verwenden. Dieser Aufbau wurde theoretisch untersucht um festzustellen, in wie weit die Kohärenzlänge Einfluss auf die Messlänge hat. Es zeigte sich,

dass für die in der Messtechnik verwendeten lorentzförmigen Kohärenzlängen ein mindestens 20-facher Wert der Rayleighlänge genügt um die Messlänge nur unmerklich zu beeinflussen. Ein Vergleich mit dem typischen LiDAR Ansatz zeigt eine um einen um mehr als Faktor 17 gesenkte Anforderung an die Kohärenzlänge der Quelle.

8. Messaufbau und -einsatz

Dieses Kapitel soll Einblicke in die wichtigsten Teile der Anforderungsanalyse, des Systemkonzepts, dem Messeinsatz und den Lehren des experimentellen Funktionsmustertests auf einer WKA geben. Die Herangehensweise soll exemplarisch auch anderen Ingenieuren helfen, die in Zukunft ähnliche Konzepte erarbeiten wollen.

In der ersten Sektion 8.1 werden die Anforderungen an das LiDAR-Messsystem gelistet, welche in der Konzeption und dem Aufbau in Sektion 8.2 erfüllt werden sollen. Sektion 8.3 beschreibt die Situation und Umgebung der Messeinsätze, welche darauf in Sektion 8.4 ausgewertet werden. Eine Zusammenfassung und eine Ableitung von weiteren Herausforderungen finden sich in der abschließenden Sektion 8.5.

Ein Großteil der Ergebnisse dieser Dissertation entstanden im Rahmen des Verbundprojekts "Laser-Doppler Windprofilmessung zur aktiven Lastregelung von Windkraftanlagen und zur Standortexploration" (kurz: LAWAL (FKZ: 0325386A)) [93], welches durch das BMWi gefördert wurde. Die Verbundpartner waren das Karlsruher Institut für Technologie in Form des Instituts für Technik der Informationsverarbeitung (ITIV), der Sensorikhersteller Elovix GmbH aus Karlsruhe und der WKA-Hersteller Vensys Energy AG aus Neunkirchen. Bei der Entwicklung des optischen Aufbaus arbeiteten das ITIV und die Elovix GmbH eng zusammen.

8.1. Anforderungen

Das Ziel des LAWAL Projekts war es, bereits im Entwicklungsprozess eine preislich günstige Alternative zu dem schon am Markt vorhandenen LiDAR-System zu entwerfen. Durch das Zusammenführen von Forschern, Entwicklern und WKA-Herstellern sollten gleichzeitig die Bedürfnisse des WKA-Herstellers im Besonderen berücksichtigt werden, welcher plante das System auf einer seiner 2,5 MW WKAs zu installieren [128]. Dabei sollte das System einige Anforderungen erfüllen:

1. Der Einbau soll auf der Gondel erfolgen, um den Montageaufwand möglichst gering zu halten. Aufgrund des speziellen Vensys Kühlungskonzepts der internen WKA-Komponenten, das auf einen kontinuierlichen Luftstrom in der Gondel beruht ("air-to-air heat exchanger"), ist der Bereich der Rotornabe für die Installation des LiDAR-Systems ungeeignet.
2. Die Verwendung und Handhabung von Lasern ist für ungeschultes Personal gefährlich und verboten, sofern eine Gefährdung nicht ausgeschlossen werden kann. Damit Techniker weiterhin ohne Extraschulung die WKA betreten und warten können, dürfen nur Laser-Systeme der Schutzklasse 1 oder 1M verwendet werden.
3. Die spektrale Auflösung der Windgeschwindigkeit soll möglichst groß sein um genaue Vorhersagen zu erlauben. Im ersten Testlauf sollen die Messungen der WKA-eigenen Windsensoren gegen den LiDAR-Sensor verglichen werden, bevor ein Umschalten auf eine prädiktive Steuerung ermöglicht wird.
4. Der Messbereich der Windgeschwindigkeit sollte etwas unter der Cut-In Geschwindigkeit von 3 m/s und etwas höher als

der Cut-Out Geschwindigkeit von 25 m/s liegen. Damit soll die mögliche Regelung in den entsprechenden Betriebsmoden 2 und 3 der WKA abgedeckt werden, vgl. Sektion 2.1.1.

5. Es sollen sowohl Windgeschwindigkeit als auch Windwinkel im Bezug zur Rotorachse bestimmt werden. Die Windgeschwindigkeit ermöglicht das Regeln der Betriebsmoden. Der Windwinkel kann für das Nachkorrigieren der Rotorstellung zum Wind genutzt werden, um eine möglichst effiziente Energieumwandlung zu gewährleisten.
6. Die örtliche Auflösung sollte im Bereich von kleiner 20 m sein. Hier sollen größere Turbulenzen und kleine Böen erkannt werden. Ebenso soll dadurch eine möglichst gute Messabstandsgüte des Signals gewährleistet sein.
7. Das Messkonzept sollte auch Messungen auf verschiedenen Höhen ermöglichen, da hier erwartet wird, dass entsprechend der logarithmischen Höhenformel sich mit steigenden Höhe auch eine größere Windgeschwindigkeit ergibt, vgl. Formel 2.7.
8. Da alle Verbundpartner noch Erfahrungen in dem Bereich der optischen Anemometer sammeln, sollte die Hardware verschiedene Messkonzepte durch unterschiedliche Ansteuerung ermöglichen.

8.2. Systemkonzept und Aufbau

Anhand der Grundlagen und des Standes der Technik soll ein Systemkonzept erarbeitet werden, welches den oben beschriebenen Anforderungen genüge trägt.



Abb. 8.1.: LAWAL Sensor auf einer VENSYS 2,5MW WKA in Janneby, Deutschland: a) Nahaufnahme von der Gondeldachluke (Mit freundlicher Genehmigung von Maik Fox, 2016), b) vergrößerter Ausschnitt vom Erdboden

Integrationskonzept

Zur vereinfachten Integration und einer guten Erreichbarkeit der Komponenten im Falle eines Schadens, wurde sich gegen eine Kompaktentwicklung entschieden, bei der alle Komponenten auf möglichst engem Raum in einer Einheit verbaut sind. Stattdessen wurde sich ähnlich wie bei den Produkten von Windar Photonics auf eine Aufteilung in eine Basiseinheit in der Gondel und eine Messeinheit auf der Gondel mit einer Kabelführung dazwischen entschieden, vgl. Sektion 3.2. Die Messeinheit sollte vor der Rückbank mit den anderen Sensoren in einem Abstand von ca. 5 m hinter dem Rotor verbaut werden. Das auf die Gondel einbaute System ist in Abb. 8.1 als Drauf- und Seitenansicht dargestellt. Es sind die mechanischen Sensoren im Hintergrund des LiDAR-Sensors zu erkennen.

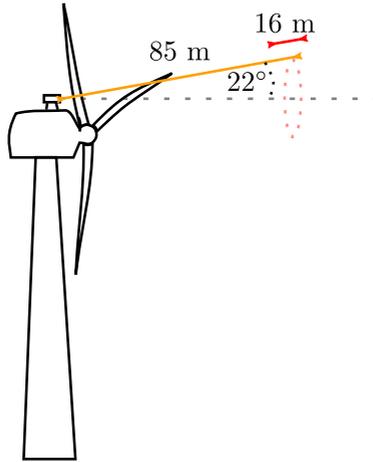
Messkonzept

Das Messkonzept soll so flexibel sein, dass auf verschiedenen Höhen gemessen werden kann und Messpositionen gegebenenfalls hö-

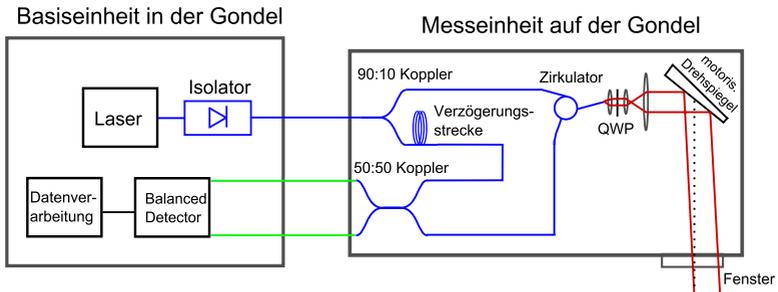
herstellbar abänderbar sind. Hier ergibt sich durch das konische Messprinzip mit anhand von Winkeln einstellbaren Messpunkten auf dem Kreis ein guter Kompromiss für die zu bewältigende Aufgabe. Im Gegensatz zum Messprinzip des ZephIR Lidars, welches einen verschiebbaren Fokus besitzt, und den gepulsten Messungen des Whirlwind 1, wurde für dieses System ein fixer axialer Messabstand gewählt. Ein Vorteil dieses Messkonzepts ist, dass es vergleichsweise kostengünstig ist und trotzdem die oben genannten technischen Anforderungen erfüllt. Das Konzept orientiert sich somit an dem fixen Messkonzept der Windar Photonics Produkte in Sektion 3.2. Die tatsächliche Anzahl der Messpunkte auf dem konischen Kreis ist im Nachhinein einstellbar. Um für das Sammeln erster Erfahrungen auf aufwendige Justagearbeit zu verzichten, wurde ein monostatischer Ansatz gewählt. Aus den Überlegungen in Sektion 5.8 bzgl. der Ortsauflösung und der Zeitabschätzungen bei Böen, ergibt sich ein Halbwinkel von 22° bei einem Abstand von 85 m. Dies ist entsprechend den Darstellungen im Stand der Technik in Abb. 8.2 a) wiedergegeben.

Auswahl des Lasers

Die Bedingung einer hohen spektralen Auflösung der Windgeschwindigkeit, gepaart mit dem Wunsch nach einem möglichst kostengünstigen und somit einfachen Systemaufbau, ist mit gepulsten Systemen nicht zu erreichen. Deshalb wurde für das System ein CW Laser als Grundlage für das Messsystem gewählt. Aufgrund der Laserschutzbestimmungen kamen Laser in dem Wellenlängenbereich von 1500 nm bis 1800 nm in Frage [55]. Da der Bereich um 1550 nm durch existierende Telekommunikationstechnologien unterstützt wird, fiel die Entscheidung auf ein entsprechendes System. Diese Entscheidungen sind im Einklang mit dem beschriebe-



(a)



(b)

Abb. 8.2.: a) Messkonzept des LAWAL LiDARs mit Messabstand, -länge und -winkel, b) Aufbau des LAWAL LiDARs unterteilt in Basiseinheit und Messkopf. Blaue Linien symbolisieren polarisationserhaltende, grüne einmodige, rote freiraumoptische Strahlführung.

nen Stand der Technik. Die Ausgangsleistung eines LiDARs im CW Betrieb beträgt typischerweise mehrere 100 mW. Die Kohärenzlänge ist ebenso im Bereich mehrerer 100 m zu erwarten, was in Sektion 7.3.1 behandelt wurde. Um für das erste Testmuster nicht durch einen zu schwachen Laser mit zu geringer Güte limitiert zu werden, wurde hier mit dem Keopsys CEFL-KILO-02-LP ein vergleichsweise leistungsstarkes aber teures Modell angeschafft [64]. Der Keopsys Laser erlaubt eine maximale fasergebundene Ausgangsleistung von bis zu 2 W bei einer Wellenlänge von 1558 nm. Dieses Modell besitzt eine Laserbandbreite von 2,3 kHz bzw. eine Kohärenzlänge von 41,5 km. Die Ausgangsfaser ist polarisationserhaltend. Da es empfohlen ist, den Laser mit einem externen Isolator zu betreiben [64], kam zusätzlich ein Thorlabs IO-F-1550APC zum Einsatz, welcher bis zu 5 W optischer Leistung führen kann, vgl. Abb. 8.2 b). Dort ist ein schematischer Systemaufbau gezeigt, welcher die einzelnen Komponenten des Messsystems zeigt.

Sende- und Empfangsoptik

Die Definition eines Messpunktes im Raum kann bei einem LiDAR im CW Betrieb laut Sektion 2.5.2 nur über eine entsprechende Empfangsoptik gewährleistet werden, die entweder das gestreute Laserlicht über die Schärfentiefe oder einer anderen entsprechenden Gewichtungsfunktion selektiert. Um für das erste Funktionsmuster den Justageaufwand so gering wie möglich zu halten, wurde hier eine Optik mit monostatischen Aufbau gewählt. Es sollte die Technik der polarisationsabhängigen Strahlführung durch eine QWP wie beim Whirlwind 1 genutzt werden, mit der Abänderung, dass das CW Messprinzip genutzt werden sollte. Es ergibt sich bei einer Messlänge von $l_M = 20$ m mit Gleichung 2.35 ein Strahltaillenradius von $w_0 = 2,22$ mm und mit Gleichung 2.36 ein Linsenradius in ei-

nem Abstand von $d_m = 85$ m von $r_L = 1,89$ cm. Der Messabstand ergibt sich aus der Reaktionszeitanalyse in Kapitel 5. Obwohl es theoretisch möglich gewesen wäre, diese Werte zu verwenden, wurden sie etwas korrigiert, um die Ortsauflösung zu verbessern und um eine 2" Optik besser auszufüllen. Bei einer Ortsauflösung von $l_M = 16$ m ergibt sich ein minimaler Strahlradius von $w_0 = 1,98$ mm und ein Strahlradius an der Linse von $r_L = 2,11$ cm. Der Strahl wurde mit einem motorisierten Drehspiegel abgelenkt, welcher 11° abgelenkt war. Durch diese Maßnahme wird der Strahl um 22° entlang der Rotationsachse abgelenkt und erzeugt so einen konischen Messverlauf, vgl. Abb. 8.2 a) und b). Zusätzlich wurde das Austrittsfenster mit einer AR Beschichtung für 22° Einfallswinkel behandelt, um die Sendestrahler- und Empfangsleistung zu maximieren.

Laserschutzkonzept und Leistungsabschätzung

Die maximal zulässige Bestrahlung (MZB) im Bereich von 1500 nm bis 1800 nm beträgt 1000 W/m^2 bei einer maximalen Bestrahlungszeit von 10 s als Integrationsbasis für Pulse und steigt linear mit sinkender Bestrahlungszeit an, wobei bei 1 ns 10^{13} W/m^2 erlaubt wären [55]. Bei sinkender Bestrahlungszeit sinkt allerdings auch die Größe der Integrationsapertur. Die Werte bewegen sich zwischen 1,75 mm Radius ab 10 s und 0,5 mm bei 0,35 s. Im Bereich vor der Linse, welcher noch recht leicht von Personal erreicht werden kann, ist der Strahl weit aufgefächert. Eine Berechnung der Leistung nach Gleichung A.37, welche durch die Linse bei einer Dauerbestrahlung maximal gehen darf, ergibt einen Wert von ca. 710 mW. Aufgrund der Testmessungen, welche mit verschiedenen Testmustern durchgeführt wurden, zeigte sich, dass es möglich ist ein Spektrum aus Daten von 100 ms auszuwerten, weshalb dieser Ansatz gewählt wurde. Es zeigt sich allerdings, dass für diese Werte nur ca. 79 mW

Leistung erlaubt wären. Der Brennpunkt darf deshalb nicht zu lange an einem Ort verweilen und muss weitergeführt werden. Wo das 4-Beam Yaw and Pitch Optimization System eine spiralförmige Bewegung benutzt um die von der Apertur erfassten Intensität über die 10 Sekunden Integrationszeit zu senken, wurde sich beim LAWAL Aufbau für eine kontinuierliche Weiterführung des Brennpunkts entschieden und somit eine Mindestgeschwindigkeit eingebaut, welche über einen stetig kreisenden von einem Motor angetriebenen Spiegel realisiert werden sollte. Damit konnte sichergestellt werden, dass die Laserschutzgrenzen eingehalten werden. Es wurde eine Maximalverweildauer an einem Integrationspunkt von 20 ms bei einer einzigen Vollkreisrotation, also 200 ms bei 10 s angesetzt. Dies erlaubt eine maximale Leistung des Sendestrahls P_S von ca. 328 mW:

$$P_S = \frac{10^4 \frac{\text{J}}{\text{m}^2} \cdot \frac{1}{0,2 \text{ s}} \pi (0,5 \text{ mm})^2}{1 - e^{-2 \frac{(0,5 \text{ mm})^2}{(1,98 \text{ mm})^2}}} \approx 328 \text{ mW}. \quad (8.1)$$

Der Sensor testet mit einer Überwachungskontrolle ob der Spiegel stetig in Bewegung bleibt. Innerhalb von 20 ms muss die Strecke einer Apertur von 1 mm überfahren sein. Bei einem Abstand von $d_m = 85 \text{ m}$ und 22° Halbwinkel und einer Encoderschrittmenge pro ganzer Umdrehung von 1000, ergibt sich pro Encoderschritt des Motors eine Wegstrecke als Teil des Kreisumfanges von $\frac{85 \text{ m} \cdot \sin(22^\circ)}{1000} = 20 \text{ cm}$. Somit ist für jeden Encoderschritt die Bedingung gewährleistet, dass die Aperturgröße ca. 200 mal überstrichen wird. Die "Messpunkte" sind somit Kreisabschnitte in der Größenordnung von 1 m. Somit qualifiziert sich das System für Laserschutzklasse 1 oder 1M anhand von Kondition 3 des Laserstandards. Eine genauere Betrachtung der Kondition 1 mit 2 Meter Betrachtungsabstand nahe des Fokuspunktes ist aufgrund der bisherigen

Überlegungen irrelevant, da trotz eines Faktors von 7 bei der größeren Apertur, die Überstreichung immernoch in einem Schritt geschieht. Eine ähnliche Betrachtung ist im Bereich des Messgehäuse wieder zu finden. Dort ist mit einem Abstand von 2,3 m zum rotierenden Spiegel bei 22° Austrittswinkel eine Encoderschrittlänge von 5,8 mm gewährleistet, was größer als die 5,25 mm der siebenfachen Integrationsapertur wären. Das System ist somit Laserschutzklasse 1.

Faserkomponenten

Die benötigte feste Polarisierung als Eingang zur QWP und dem polarisationsabhängigen Fasersplitter setzt eine Kontrolle der Polarisierung voraus, weshalb die Benutzung von polarisationserhaltenden Fasern zwingend nötig ist. Die Überbrückung von Basiseinheit zum Messkopf benötigt ca. 10 m Faserkabel. Um die Kosten vor allem im Bezug auf PM Faserkabel möglichst gering zu halten, wurde mit einer PM Faser die Leistung in den Messkopf geführt um dort die restlichen Faserbauteile unterzubringen. Von dem Zirkulator aus wurden zwei SM Fasern installiert um die Leistungen direkt auf dem Detektor zu bringen. Der Vorteil dieses Aufbaus ist auch eine möglichst kleine Verzögerungsstrecke um das Phasenrauschen durch den Endreflex des Zirkulators von Port 2 zu minimieren, indem man diesen Punkt zum Verzögern und damit als Punkt höchster Kohärenz ansetzt, vgl. Formel 2.50.

Detektion

Als Detektor wurde ein balanzierter PDB420C-AC von Thorlabs gewählt. Dieser Detektor basiert auf InGaAs und hat eine Bandbreite von 75 MHz. Die Bandbreite wurde in einem Custom-Design elektronisch um einen Hochpass mit 200 kHz gesenkt. In Testmessungen

zeigten sich nämlich anderweitig starke Schwankungen aufgrund der Vibration am Faserkabel, welche durch den Hochpass gefiltert werden mussten. Der Detektor unterstützt in der Standardausstattung FC-Verbindungsstecker. Von allen ermittelten balanzierten Detektoren wurde dieser gewählt, da er die höchste Verstärkung des Eingangssignals mit 125kV/A hatte, was eine hohe Dynamik der Signale ermöglicht.

Datenverarbeitung

Zur Datenverarbeitung wird das Signal mit einem Analog Devices AD9467 bei 16 bit mit 125 MHz abgetastet [5] und auf einem Xilinx ZC706 Evaluation Kit weiterverarbeitet. Dieses Entwicklungsboard besitzt eine heterogene System-on-Chip Architektur bestehend aus einem Dual-Core ARM Cortex-A9 Prozessor und einer programmierbaren Logik in Form eines XC7Z045 FPGAs [140]. Als Betriebssystem läuft ein Petalinux, welches zur Steuerung der Boardelemente und der Peripherie, wie dem Motor im Messkopf, genutzt wird, während das FPGA die Signalverarbeitungen durchführt. Das Signal des ADCs wird in zwei Streams kopiert und mit einer Welch-Transformation mit 50%-Überlapp in beiden Streams mit je 50% Versatz zueinander auf dem FPGA ausgerechnet. Ein Messpunkt ergibt sich aus 100 ms Messdauer, welche in ca. 131 μ s große Segmente aufgeteilt wird. Daraus ergibt sich eine Frequenzauflösung von 7,63 kHz bzw. 6 cm/s als Geschwindigkeit. Die maximale detektierbare Geschwindigkeit ist laut Nyquist-Shannon-Theorem 48,7 m/s bzw. 62,5 MHz als Frequenz. Der Hochpassfilter von 200 kHz im Detektor beeinflusst ab ca. 500 kHz nicht mehr die Messung und als minimale Messgeschwindigkeit können so 0,4 m/s angegeben werden. Diese Spezifikationen übererfüllen die Anforderungen zwar, es ist

so aber einfacher mögliche Eigenschaften des Windspektrums zu erkennen, im Besonderen durch die hohe Geschwindigkeitsauflösung.

8.3. Messeinsätze

Das LAWAL System wurde nach dem ersten Zusammenbau in Karlsruhe auf dem Dach des Physikhochhauses des KITs getestet. Das Gebäude liegt zwischen einer waldigen Parkanlage und den Ausläufern der Innenstadt. Daher ist das zu erwartende Windprofil, aufgrund der Orographie und den daraus resultierenden Turbulenzen, nicht optimal. Dennoch eignet sich das Gebäude aufgrund seiner Höhe von etwa 60 m gut für Testmessungen, da auf dem Dach stärkere Windgeschwindigkeiten als auf dem Boden und somit eher Verhältnisse wie auf der WKA vorherrschen. Zudem war der Zugang für die Projektpartner nah und einfach zu erhalten.

Nach den ersten erfolgreichen Testmessungen in Karlsruhe, konnte das LAWAL System im März 2016 auf einer WKA der Vensys Energy AG in einem Windpark nahe der Ortschaft Janneby installiert werden. Janneby liegt etwa 20 km südwestlich von Flensburg und ist etwa 30 km von der Nord- und 45 km von der Ostsee entfernt. Aufgrund der Lage wird von eher festlandstypischen Luftverteilungen ausgegangen. Das Gebiet um die Ortschaft/Gemeinde Janneby ist dünn besiedelt und die Landschaft ist geprägt durch Landwirtschaft und Windparks.

Die Außenansicht des Sensors auf der Gondel von der Aussteigeluke aus ist in Abb. 8.1 a) und vergrößert vom Boden aus in Abb. 8.1 b) zu sehen. Der kontinuierliche Messbetrieb begann im April 2016. In acht Monaten Dauerbetrieb erwies sich das System bisher als sehr stabil, so dass witterungsbedingte Mess- und Systemausfälle durch Wassereintrich und Kondensat wie in anderen Projekten [37] vermieden werden konnten. Technische Schwierig-

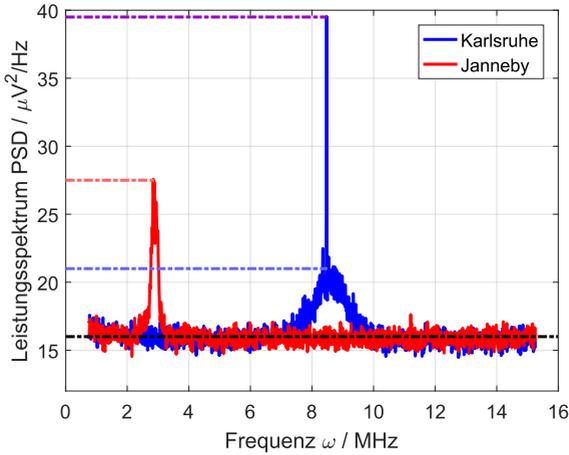
keiten ergaben sich bisher durch einen Fall, in welchem der Laser sich aufgrund eines falschen Signals ausschaltete, sowie durch eine überhitzte CPU des Remoterechners. Letzteres konnte jedoch durch eine Temperaturüberwachung behoben werden.

8.4. Analyse der Messdaten

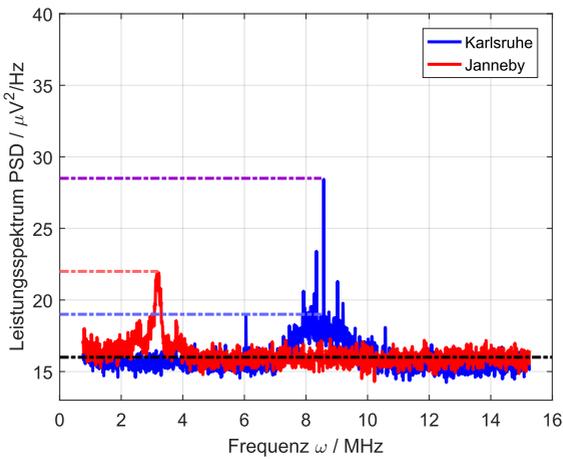
8.4.1. Spektrale Analyse

Beispielhaft für alle Messungen sollen hier die spektralen Verläufe der Messungen aus Karlsruhe vom 22.02.2016 und Janneby vom 13.04.2016 analysiert werden. Abb. 8.3 zeigt die spektralen Verläufe der Messungen in Karlsruhe und Janneby, wobei in Abb. 8.3 a) Messungen mit einem guten und in b) Messungen mit einem mittleren SNR liegen. Das Grundrauschen ist bei allen vier Messungen auf einer Höhe von ungefähr $16 \mu V^2/Hz$, wodurch der Vergleich erheblich vereinfacht wird. Auffallend ist die Form der Messkurven: Während das karlsruher Spektrum in der Regel eine kontinuierliche Verteilung mit einer Halbwertsbreite von mehreren 100 kHz mit mehreren spektralen Spitzen darüber hat, besitzen die Messungen aus Janneby diese spektralen Spitzen in der Regel nicht. Das karlsruher Spektrum wirkt häufig "ausgefranst". Zwar liegen die Maxima der beiden Kurven mit ca. 3 MHz für Janneby und ca. 8 MHz für Karlsruhe an unterschiedlichen Frequenzen, es spiegeln sich allerdings die Verhältnisse der Messeinsätze wieder: Karlsruhes Stadtgebiet sorgt für starke Turbulenzen und somit einem breiten Messuntergrund, während Janneby eine recht schmale Verteilung aufgrund der flachen Landschaft des Nordens besitzt.

Eine Integration des spektralen Verlaufs ergibt die quadrierte gemessene Leistung in Einheiten der Spannung. Die Subtraktion des Grundrauschen in Höhe von $16 \mu V^2/Hz$ ermöglicht es den Anteil der gemessenen Leistung des Streusignals V_{AC}^2 zu erhalten. Es ist



(a)



(b)

Abb. 8.3.: Spektraler Verlauf von 100 ms Messwerte aus Karlsruhe (22.02.2016) und Janneby (13.04.2016): (a) hoher SNR, (b) mittlerer SNR. Gestrichelte Linien: Schwarz ist Grundrauschen, Rot ist Maximalwert der Janneby Messung; Lila ist Maximalwert der Karlsruhe Messung, Blau ist Höhe der Geschwindigkeitsverteilung ohne große Streuer.

möglich dieses Spannungsquadrat V_{AC}^2 bei Kenntnis aller Systemkomponenten in einen Rückstreukoeffizienten β umzurechnen. Dabei ist von Gleichung 6.14 auszugehen um die gemessene Spannung am Detektor

$$V_{AC} = 2\eta_{Amp}\eta_{Det}\sqrt{P_{ref}\eta_{loss}P_{rec}} \quad (8.2)$$

zu erhalten, wobei η_{Amp} die Transimpedanzverstärkung des Detektors, η_{Det} seine spektrale Responsivität und η_{loss} der Verlust des Systems aufgrund der Übertragung ist. Der Verlust des Sendestrahls ab dem Koppler in Senderichtung ergibt sich geschätzt zu $-6,8$ dB für den polarisierten Strahlteiler von $-3,6$ dB, zwei mal der Spiegeloptik zu je $-0,4$ dB, zwei mal fünf AR beschichteten Glasübergängen zu je $-0,05$ dB, drei Steckverbindern zu je $-0,1$ dB, den Verlust durch den 50:50-Koppler mit $-1,2$ dB und dem Übergang von dem Faserglas auf Luft am Detektor mit $-0,4$ dB. Die Transimpedanzverstärkung des Thorlabs PDB420C Detektors η_{Amp} liegt bei 125 kV/A, die spektrale Responsivität η_{Det} bei ca. 1 A/W für die genutzte Wellenlänge [119]. Der Rückstreukoeffizient ergibt sich somit über Formel 6.13 zu

$$\beta = \frac{V_{AC}^2}{4\lambda\eta_{loss}\eta_{Amp}^2\eta_{Det}^2P_{ref}P_S}. \quad (8.3)$$

Dies ergibt die Werte wie sie in Tab. 8.1 gelistet sind. Ein Vergleich der Werte mit den in Sektion 6.2 berechneten Werten zeigt, dass die karlsruher Werte mit $3,13 \cdot 10^{-7}/(\text{m} \cdot \text{sr})$ 15% höher und mit $2,28 \cdot 10^{-7}$ 15% niedriger als der Fall von Continental Average mit $2,70 \cdot 10^{-7}/(\text{m} \cdot \text{sr})$ liegen. Die Werte aus Janneby zeigen nur ca. ein Drittel des Falles von Continental Clean ($9,34 \cdot 10^{-8}/(\text{m} \cdot \text{sr})$) mit $3,45 \cdot 10^{-8}/(\text{m} \cdot \text{sr})$ und $2,97 \cdot 10^{-8}/(\text{m} \cdot \text{sr})$. Somit ist der Rückstreu-

	Verlauf	KA	JA
$\beta / (\text{m} \cdot \text{sr})$	a)	$3,13 \cdot 10^{-7}$	$3,45 \cdot 10^{-8}$
$\beta / (\text{m} \cdot \text{sr})$	b)	$2,28 \cdot 10^{-7}$	$2,97 \cdot 10^{-8}$

Tab. 8.1.: Aus den spektralen Verteilungen in Abb. 8.3 berechnete Rückstreukoeffizienten nach Formel 8.3.

koeffizient in Karlsruhe ziemlich genau eine Größenordnung höher als in Janneby.

8.4.2. Windrekonstruktion

Die Rekonstruktion des Windverlaufes kann schwierig und umfangreich sein [103]. An dieser Stelle soll das vereinfachte Modell der Windrekonstruktion mit zwei Messstrahlen genutzt werden, wie es in Sektion A.4 beschrieben wird, um die Plausibilität der Messwerte zu zeigen. Dies geschieht beispielhaft durch eine Messung von mehr als 10 min mit fast 2500 LiDAR-Messpunkten.

Zur Windvektorrekonstruktion wird eine Messung des LiDARs solange auf dem linken oder rechten Messzweig gehalten, bis der Wert überschrieben wird. Dies ist zum Beispiel wichtig für den Fall, dass keine Messung aufgrund eines schlechten SNRs geschehen konnte. In Abb. 8.4 a) sind die Windgeschwindigkeiten des mechanischen Sensors und Werte des LiDARs¹ als Verlauf aufgetragen. Man sieht ohne Mathematik schon eine gewisse Ähnlichkeit der Kurven zueinander, wenn gleich die Schätzung der Windgeschwindigkeit von der WKA über den Rotor erfolgt und dadurch sowieso schnellere Windgeschwindigkeiten aufgrund von Formel 2.7 genutzt werden. Es zeigt sich aber ebenso bei der Berechnung der Kreuzkovarianz dieser Verläufe in Abb. 8.4 b) ein Maximum bei einem vorlaufenden Wert bei ca. $\tau = -10$ s. Nutzt man $s = v_W \cdot \tau$ mit der Durch-

¹Werte sind linear regressiert und zwischen 3 m/s bis 10 m/s bandpassgefiltert.

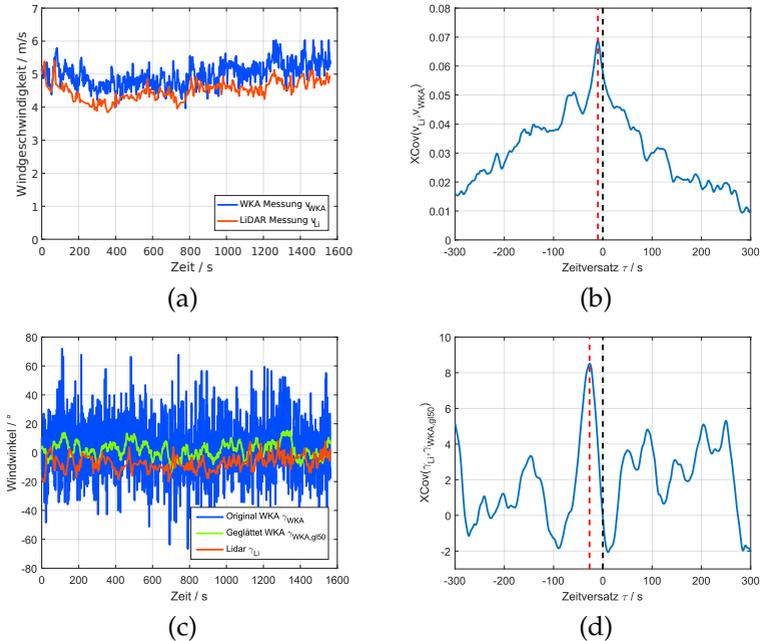


Abb. 8.4.: Messungen vom 28. Juli 2016 in Janneby: a) Windgeschwindigkeiten des mechanischen Sensors und des LiDARs, b) deren Kreuzkovarianz und c) Windwinkel des mechanischen Sensors und des LiDARs und d) deren Kreuzkovarianz

schnittsgeschwindigkeit der LiDAR-Messung von $v_W = 4,5$ m/s ergibt sich ein Vorlauf von 45 m zwischen Messposition des LiDARs und Rotor. Hinzu kommen örtlich betrachtet noch 5 m Versatz des Messsystems hinter dem Rotorende, ca. 2 m Rotortiefe und Zeitversatz, der aufgrund von Signalverarbeitungsmaßnahmen und Datenübertragungen entsteht. Insgesamt ist es so möglich mit 52 m nahe an die theoretischen 79 m Abstand zu gelangen. Unterschiede können durch ungleiche Zeitstempel oder auch falsche Fokussierung entstehen. Ebenso verkürzt schräger Windeinfall die Strecke wie Sektion 5.2 gezeigt hat.

Bei dem Vergleich der Windwinkelmessungen und -rekonstruktion in Abb. 8.4 c) fallen die starken Schwankungen der originalen WKA Daten auf. Dies ist auf die in Sektion 3.1.1 genannten Turbulenzen aufgrund des Rotorbetriebes zurückzuführen. Ein Vergleich macht also nur mit gemittelten Daten Sinn, wie sie auch WKA Betreiber nutzen. Hier wurde ein gleitender Mittelwert der letzten 50 Datenpunkte angesetzt und aufgetragen, was ca. 32 s typischer Zeitmitteilung entspricht. Dieser gleitende Mittelwert wurde mit den LiDAR-Daten per Kreuzkovarianz in Abb. 8.4 d) verglichen. Es zeigt sich ein deutliches lokales Maximum bei -27 s. Dieser unterschiedliche Wert mag erst verwundern, ergibt sich aber aus dem gleitenden Mittelwert: Ein Datenpunkt entspricht ca. $0,63$ s, womit die Mitte des gleitenden Mittelwertes um $0,63 \text{ s} \cdot 30/2 = -15,75 \text{ s}$ versetzt ist. Dies hat zur Folge, dass der Vorlauf des LiDAR-Signals sich entsprechend erhöht, was von den Zahlenwerten auch ungefähr passt: $-10 \text{ s} + (-15,75 \text{ s}) = -25,75 \text{ s} \approx -27 \text{ s}$. Interessant ist in diesem Zusammenhang noch der Mittelwert der Winkelmessung. Dieser ist für die original WKA-Daten bei $1,90^\circ$ und für das LiDAR bei $-7,03^\circ$. Der Versatz entsteht typischerweise aus den Verwirbelungen hinter dem Rotor. Der Versatz von $7,03^\circ$ entspricht laut \cos^3 -Gesetz in Gleichung 2.6 ein Effizienzverlust von ca. 2,2 %. Bei einer durchschnittlichen Vollastlaufzeit in Schleswig-Holstein von 1900 h/a [12] und einer Anfangsvergütung von 8,9 Cent/kWh [1] bei einer 2,5 MW-Anlage entspricht dies einem monetären Verlust von ca. 9 300 € im Jahr. Außerdem sollte an dieser Stelle noch der Effekt der Eckmann-Spirale erwähnt werden, der dazu führt, dass Windrichtungen sich über den Höhenverlauf ändern, vergleiche Sektion A.1.2.3. Somit gibt es bei jeder beliebigen Windfront leichte Verdrehungen entlang der Höhe im Bereich von wenigen Grad.

Größenintervall / μm	0,15-0,25	0,25-0,5	0,5-1,5	1,5-2,5	2,5-5	5-12,5
Minima / $1/\text{qcm}$	7,15	0,939	0,209	0,042	0,020	0,002
Datum	01.09.	01.09.	03.08.	01.09.	01.09.	01.09.
Maxima / $1/\text{qcm}$	60,0	3,81	1,32	0,278	0,124	0,023
Datum	06.08.	06.08.	25.08.	31.08.	31.08.	30.09.
Max/Min Verhältnis	8,4	4,1	6,3	6,6	6,2	9,3

Tab. 8.2.: Minima und Maximalwerte der einzelnen Messungen aus Anhang A.5 sowie deren Messtage und ihre Verhältnisse zueinander.

8.4.3. Reale Teilchenverteilungen

8.4.3.1. Messergebnisse

Zwar sind durch die Internationale Meteorologische Vereinigung atmosphärische Eigenschaften bezüglich der Teilchenverteilung definiert worden [135], dennoch wird sich im Laufe dieser Sektion zeigen, dass reale Verteilungen erheblich anders sein können. Mit einem Partikelzähler TSI Aerotrak 9306-V2 wurden zwischen Juli und September 2015 Messungen in Karlsruhe durchgeführt, vgl. Sektion A.5. Messhöhe war in der Regel die zweite Etage und somit ca. 7 m. Das TSI Aerotrak 9306-V2 ist eigentlich ein Gerät zur Luftqualitätsüberwachung in Reinräumen. Es ermöglicht das Messen von Teilchen in bis zu sechs Messintervallen, die zwischen Radien von 150 nm und 12,5 μm liegen können, indem es 2,831 Luft einsaugt und die darin enthaltenen Teilchen entsprechend der Messintervallen zuordnet. Eine Tabelle mit Messwerten ist im Anhang unter Sektion A.5 zu finden. Typischerweise werden Werte dieser Art sonst nur bis 2,5 μm [31] oder 10 μm [7] Teilchendurchmesser gemessen, da dort Feinstaubdefinitionen greifen [122, 123]. Diese werden dann entweder als Summe in $\mu\text{g}/\text{m}^3$ und/oder als Rückstreuoeffizient angegeben. Für eine Optimierung ist dies aber in kontinuierliche Verteilungen oder mehreren diskreten Messintervallen nötig.

Für eine erste Auswertung wurden in Tabelle 8.2 abhängig von den Messintervallen die absoluten gemessenen Minima und Maxima notiert und wann diese gemessen wurden. Zum einen zeigt sich, dass die Summe der Teilchen in dem Messintervall zwischen zwischen Teilchenradien von 150 nm und 250 nm mehr Teilchen enthält als alle anderen Messintervalle zusammen. Das ist entsprechend der Verteilung von Ruß und wasserlöslichen Teilchen nach Sektion 2.2.2 nicht überraschend. Das Verhältnis der Maxima zu den Minima ist mit einer Bandbreite von ca. 4 bis 9 relativ hoch. Vergleicht man das Erhebungsdatum der einzelnen Messwerte der Minima so zeigt sich, dass alle Minimalwerte bis auf einen am gleichen Tag, dem 01.09.2015, gemessen wurden. Der Grund ist ein starker Regenschauer, welcher über Karlsruhe zog. Bei Regen werden Aerosole aus der Luft ausgewaschen und fallen mit dem Regen zu Boden [33]. Die Landesanstalt für Umwelt und Technik stellte freundlicherweise die PM10 Werte von ihrem Messstandort Karlsruhe-Nordwest für diese Zeit zur Verfügung. Zwar liegen zwischen den Orten der Teilchenverteilungsmessung und der Messung der PM10 Werte ca. 4,5 km Luftlinie, die Grafik soll allerdings nur eine qualitative Aussage über den Einfluss von Regen geben. Es ist also zu erwarten, dass bei Regen das Signal sehr schwach wird und damit Richtung eines Worst Case bezüglich der Teilchenanzahl argumentiert werden muss.

Die Maximalwerte finden sich an vier unterschiedlichen Tagen. Am 06.08.2015 und 31.08.2015 war es mit fast 30°C sehr warm und es ging eine mindestens zweitägige Trockenperiode voraus. Auch der 25.08.2015 war ein trockener Tag. Am 30.09.2015 war es zwar auch warm, allerdings konnte man mit bloßen Auge große, streuende Teilchen in der Luft sehen - vermutlich war dies ein später Pollenflug. Es bleibt also zu sagen, dass hohe Werte an warmen Tagen

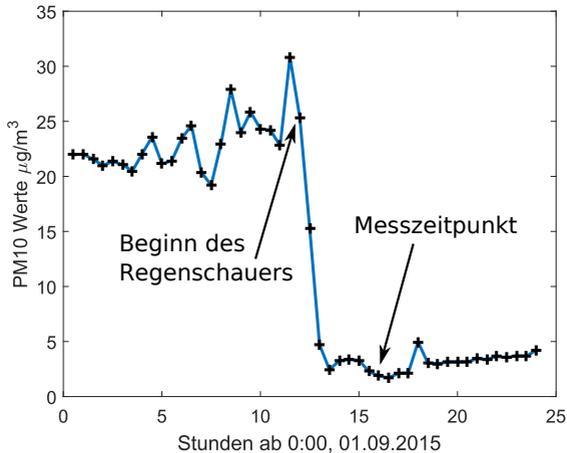


Abb. 8.5.: Verlauf von PM10 Werten der Station Karlsruhe-Nordwest am 01.09.2015 über die Uhrzeit. Zu sehen ist der Fall der Werte bei Einsetzen des Regenschauers und die Markierung des Messzeitpunktes in der durch den Regen ausgewaschene Luft.

und nach Trockenperioden entstanden. Entsprechend ist bei diesen Situationen qualitativ von besseren Messbedingungen auszugehen.

Bei dem Einbau des LAWAL-Systems in Janneby wurden ebenso Messungen der Teilchenverteilung getätigt. Es zeigt sich, dass die Verteilungen zwischen diesen beiden Messorten sehr unterschiedlich sind. Während die Messung mit der kleinsten Zahl von Teilchen zwischen 5 und 12,5 μm im Messvolumen in Karlsruhe im Bereich von 1,5 bis 12,5 μm die Messung in Janneby mit einem Faktor von bis zu 2 überbietet, steigt die Verteilung in kleineren Größen sehr stark an um mit einem Faktor von 35 in Janneby im kleinsten Messintervall höher zu liegen. Selbst zur Messung am 31.08.2015 liegt noch über ein Faktor 7 dazwischen.

Interessant ist im Direktvergleich bei Abb. 8.6 zwischen den gemessenen Teilchenverteilungen in Janneby und Karlsruhe und den

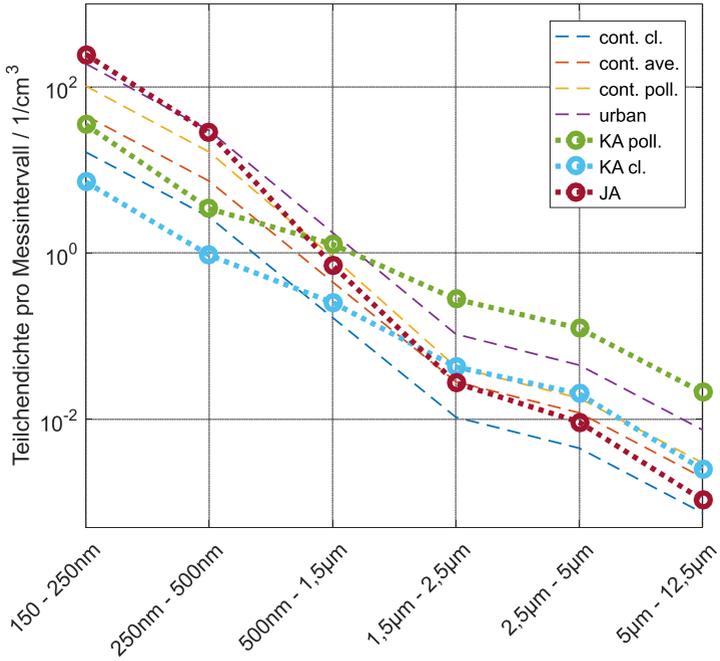


Abb. 8.6.: Gemessene und theoretische Aerosolverteilungen in Messintervallen zusammengefasst.

Datum	Uhrzeit	Ort	0,15-0,25µm	0,25-0,5µm	0,5-1,5µm	1,5-2,5µm	2,5-5µm	5-12,5µm
31.08.2015	17:06	Karlsruhe	98864	9864	3603	786	351	59
01.09.2015	16:18	Karlsruhe	20225	2657	716	120	57	7
09.03.2016	13:25	Janneby	695804	79679	2017	77	26	3

Tab. 8.3.: Gemessene Teilchenverteilungen in Karlsruhe und Janneby für 2,831 Messvolumen.

theoretischen, idealen Teilchenverteilungen der Internationalen Meteorologischen Vereinigung. Während Karlsruhe eine Tendenz zeigt bei kleinen Teilchen bis 500 nm Radius eher eine saubere, kontinentale Aerosolzusammensetzungen zu haben, ist bei hohen Radien eher eine verdreckte, kontinentale Luft gegeben, die im schlimmsten Fall sogar weit über den Werten für urbane Verhältnisse liegt. Selbst die sauberste gemessene Luftzusammensetzung im Regen ist bei großen Radien nur durchschnittlich sauber, aber bei kleinen Radien wesentlich reiner.

Am erstaunlichsten ist allerdings Janneby. Hier zeigt sich bei der gemessenen Luftzusammensetzung bei kleinen Radien bis 500 nm eher eine urbane Zusammensetzung, während bei großen Radien die größte Übereinstimmung zwischen durchschnittlicher und sauberer kontinentaler Luft liegt. Karlsruhe und Janneby unterscheiden sich demnach erheblich in der Art und Weise wie ihre Luftzusammensetzung ist, was auch Auswirkungen auf das LiDAR-System haben muss.

Die Messungen der Teilchenverteilungen lässt die Messungen in Sektion 8.4.1 besser verstehen: Janneby hat in der Luft praktisch kaum große Streuer und somit bilden die sehr vielen kleinen Aerosole in der Luft eher eine Tendenz zu kontinuierliche Spektren durch die Dopplerverschiebung. Janneby kann als Ort für nicht-industrielle Gebiete begriffen werden. Karlsruhe als eher industrielles, bewohntes und waldiges Gebiet hat im Gegenzug mehrere große Streuer. Diese sorgen im Spektrum dann für ein eher "zerfranstes" Aussehen des spektralen Verlaufes und im schlimmsten Fall für kein Signal, wenn das Messvolumen keinen großen Streuer in sich hat. Es ist also nicht so wie im Stand der Technik vermerkt, dass die empfangene Leistung eines monostatischen LiDARs immer unabhängig von der Auslegung seiner optischen Parameter ist. Im Leistungsdurchschnitt über eine lange Zeit mag diese Aussage zwar

stimmen, doch kann bei zu geringen Messvolumen es durchaus vorkommen, dass kein ausreichendes Messsignal empfangen wird. Ein Messvolumen auf Basis dieser Verteilungen soll in der nächsten Sektion abgeschätzt werden.

8.4.3.2. Auswirkungen auf das Systemdesign

Die Janneby-Verteilung aus Tab. 8.3 zeigt, dass es wesentlich unwahrscheinlicher ist große Teilchen im Messvolumen zu erhalten als angenommen. Außerdem ist der Rückstreuoeffizient eine Größenordnung kleiner. Da typischerweise die monostatischen CW-LiDARs ein wesentlich geringeres Messvolumen besitzen als die kollimierten und gepulsten Systeme, ist es sinnvoll sich intensiver mit der Verteilung und der Auswirkung auf das Systemdesign auseinanderzusetzen. Grundsätzlich sollte es für das System nötig sein, das Messvolumen groß genug zu konstruieren, um statistisch mehrere dieser großen Teilchen ab $2,5\ \mu\text{m}$ Radius zu messen. In diesem Bereich ist die Auswirkung der Mie-Streuung nicht mehr so tragend, dass es noch zu Streuminima in Rückrichtung kommen kann, und der Verlauf annähernd parabolisch, da sich die Streueffizienz auf einen nahezu konstanten Wert eingependelt hat. Da aber nur ein Teilchen statistisch zu wenig ist, sollte ebenso eine Zahl größer als 5 (bzw. $\gg 1$) im statistischen Mittel das Messvolumen durchstreifen, somit ist eine Mindestmessvolumen von ungefähr

$$V_{\min} = \frac{5 \frac{1}{1} \cdot 2,831}{(26 + 3) \frac{1}{1}} = 488\ \text{cm}^3 \approx 500\ \text{cm}^3 \quad (8.4)$$

nötig. Bei einer Neukonzipierung eines Systems sollte dieser Wert überschritten werden. Das jetzige System besitzt ein Messvolumen von maximal $2 \cdot 8\text{ m} \cdot \pi \cdot (0,002\text{ m})^2 / 4 \approx 50\ \text{cm}^3$ (vgl. Formel 7.6) und unterschreitet diesen Wert deutlich.

8.5. Zusammenfassung und weitergehende Herausforderungen

In diesem Kapitel konnte die Konzipierung und der erfolgreiche Auf- und Einbau eines Windanemometers auf Basis eines LiDAR-Systems für den Betrieb auf einer WKA beschrieben werden. Dabei wurden Designkonzepte erarbeitet und umgesetzt, die den Wünschen des WKA-Herstellers entsprachen. Durch die geographisch unterschiedlichen Messorte im Südwesten und Norden Deutschlands wurden erhebliche Unterschiede im spektralen Verlauf des Messergebnisses und der Höhe des Rückstreuoeffizientens festgestellt, die so noch nicht in dieser Form in der Literatur diskutiert wurden [54]. Diese spektralen Verläufe können auf einige Messungen realer Teilchenverteilungen zurückgreifen. Ebenso zeigten Vergleiche zwischen den Messdaten der mechanischen Sensoren der WKA und des LiDARs, dass ein plausibler Vorlauf im Bereich der gewollten Messabstände liegt.

Als weitere Herausforderung gilt es ein Messkonzept auf Basis der so erlangten Erfahrungswerte zu erarbeiten, welches zu einem besseren SNR führt. Das jetzige System ist zwar häufig messfähig, allerdings ist der schwache SNR ein Hindernis in vieler Hinsicht: Kürzere Messzeiten werden durch das schwache SNR verhindert und die Auswertung durch die Welch-Methode ist aufwendig. Ein verbessertes Messkonzept könnte also zur Reduzierung der Hardwareanforderungen anderer Komponenten führen - von der Datenverarbeitungsseite bis hin zur momentan teuren Laserquelle.

9. Phasorbasierte Simulationsumgebung für LiDAR-Systeme

In diesem Kapitel soll eine Simulationsumgebung vorgestellt werden, welche auf Phasor-Funktionen basiert [35, 36, 42]. Sie wird im nächsten Kapitel 10 genutzt werden, um analytische Aussagen simulativ zu bestätigen. Dazu wird in Sektion 9.1 der Aufbau der Simulationsumgebung beschrieben. Sektion 9.2 vergleicht eine Simulation mit realen Messungen, während in Sektion 9.3 eine Diskussion über die simulierten Abweichungen geführt wird. Eine Zusammenfassung ist in Sektion 9.4 zu finden.

9.1. Aufbau

Vorherige Simulationen nutzten in der Regel eine Herangehensweise, in welcher Phaseninformationen der einzelnen Teilchen pro Zeit-

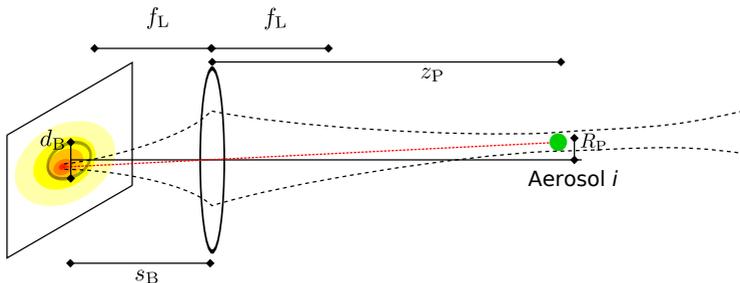


Abb. 9.1.: Skizzenhafter Aufbau für die Parameter der Simulationsumgebung. Die Rückstreuung von Aerosolen wird auf eine Blende abgebildet und die Schnittmenge berechnet.

schritt gesammelt wurden [109, 110]. Bei der hier genutzten Methode wird allerdings pro Teilchen ein gewisser Zeitverlauf \vec{t}_{step} samt Phaseninformationen prognostiziert, was für vektoroptimierte Programme wie MATLAB Rechenkapazitäten spart und schnellere Simulationen ermöglicht.

Der Skriptablauf ist in Abb. 9.2 dargestellt. Zu Beginn werden Systemparameter aus der Datei "general_properties.m" geladen und eine Matrix erstellt. Diese enthält die radialsymmetrischen Empfangseffizienzen η_T für einen Empfangszweig mit Linsengröße d_L und einer Brennweite f_L , sowie einen Detektor mit Durchmesser d_B , welcher eine scharfe Abbildung im Abstand d_m besitzt und somit in einen Abstand von $s_B = \frac{f_L d_m}{d_m - f_L}$ entfernt liegt, entsprechend der Abbildungsgleichung A.4 und der Zeichnung in Abb. 9.1. Typischerweise wird die Empfangslinse auf die Position $\vec{x} = (x, y, z) = (0, 0, 0)$ gelegt, sodass die optische Achse der z -Achse entspricht. Es werden die Empfangseffizienzen charakteristischer Punkte entlang des axialen Verlaufs des Empfangsstrahls bestimmt. Diese beziehen sich auf die Werte $z_P = \{0,5D_N, 0,65D_N, 0,9D_N, D_N, d_m, D_F, 1,1D_F, 1,4D_F, 2D_F\}$.

Ebenso werden an diesen Stellen im radialen Abstand $R_P = \sqrt{x_P^2 + y_P^2}$ in 0,25 Einheiten von $\frac{d_B}{2} \frac{d_M}{s_B}$ weitere Empfangseffizienzen berechnet, vgl. Sektion 10.1. Beim Messabstand entlang der Achse von $3D_F$ und bei dem Abstand $3s_B$ orthogonal dazu werden die Empfangseffizienzen η_T zur Vereinfachung auf Null gesetzt. Die Empfangseffizienzen werden als prozentualer Anteil zum Gesamtintegral über die Schnittmenge der Detektorfläche mit der örtlichen Fouriertransformation der Gleichung

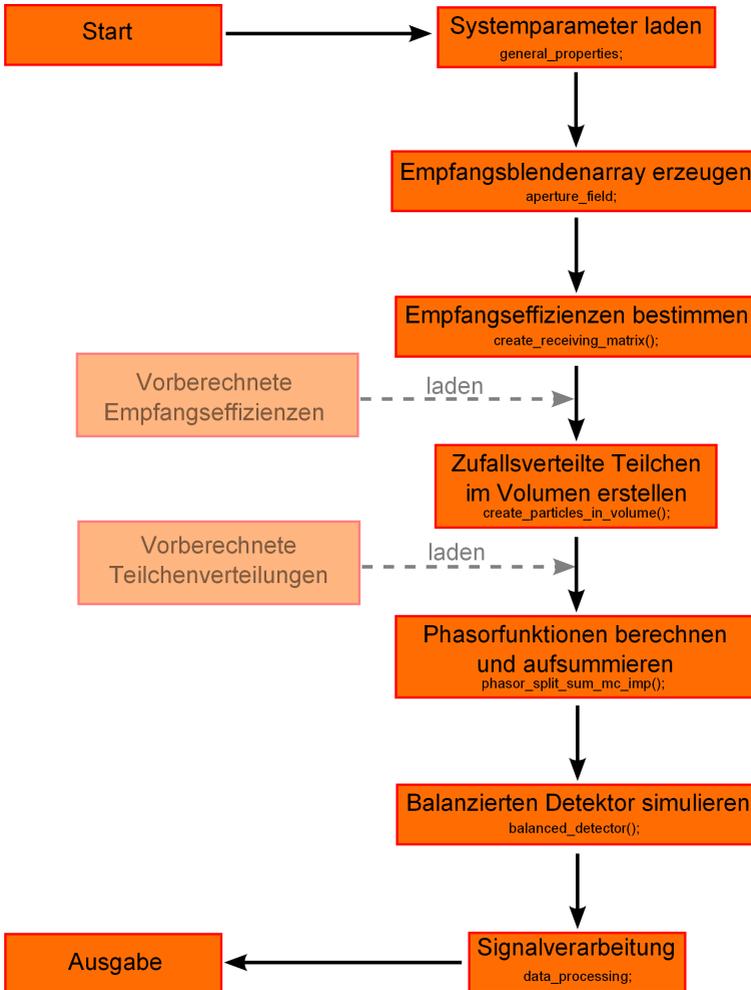


Abb. 9.2.: Schematischer Ablauf der Simulationsumgebung mittels Phasorfunktionen, wie sie in diesem Kapitel beschrieben wird. Zur Orientierung sind die Bausteine des Quellcodes darunter geschrieben, wobei “()” Funktionen und einfache Bezeichnungen abgespaltenen Skriptstücken entspricht. Semi-transparente, gestrichelte Blöcke sind optional.

$$f(x, y, z) = K(x, y) \cdot \exp\left(\frac{ik}{2} \sqrt{x^2 + y^2} \left(\frac{1}{z} + \frac{1}{s_B} - \frac{1}{f}\right)\right) \quad (9.1)$$

$$\cdot \exp\left(ik \left(\sqrt{z_P^2 + x^2 + y^2} - \sqrt{z_P^2 + (x_P - x)^2 + (y_P - y)^2}\right)\right)$$

berechnet, wobei $K(x, y)$ eine Wahrheitstabelle als Kreisfunktion ist, ob die x und y Werte innerhalb des Linsenradius $\frac{d_L}{2}$ liegen [129, 41]. Die Fouriertransformation für die Fraunhofer-Beugung ist demnach

$$\tilde{f}(x, y, z) = \iint_{-\frac{d_L}{2}}^{\frac{d_L}{2}} f(x, y, z) \exp(i(kx + ky)) \, dx dy, \quad (9.2)$$

wobei $k = 2\pi/\lambda$, $L_{x,y}$ die Länge der vollen x - und y -achsigen Eingangsvektoren und $M_{x,y}$ die Anzahl ihrer Elemente ist, welche zum Teil von der Kreisscheibe belegt werden. $\Delta X = \frac{\lambda s_B}{L_{x,y} M_{L_{x,y}}}$ ist der kleinste Abstand im Raster der Fouriertransformierten. Es ist allerdings möglich, anstatt neuer Rechnungen eine schon berechnete Empfangsmatrix mit ihren Parametern zu laden.

Im nächsten Schritt werden Aerosolpartikel erzeugt, welche die Informationen Teilchenradius r_T , differenzieller Rückstreuquerschnitt $\left|\frac{d\sigma_i(r_T, \theta)}{d\Omega}\right|$, Position \vec{x}_P und Geschwindigkeit \vec{v}_T als Vektoren besitzen. Der Teilchenradius r_T wird gleichverteilt innerhalb der Messintervalle aus Sektion 8.4.3 gewählt, sodass auf möglichst reale Messdaten zurückgegriffen werden kann. Ist dieser bestimmt, so wird der entsprechende Wert des differenziellen Rückstreuquerschnitts $\left|\frac{d\sigma_i(r_T, \theta)}{d\Omega}\right|$, welcher schon mit einem Matlab-Skript [79] in Sektion 6.2 berechnet wurde, kopiert und in der Zeile des passenden Teilchens abgespeichert. Die Position im Raum wird für jedes Teilchen einzeln entsprechend einer Gleichverteilung im Raum entlang eines vorgegebenen Zylinders bestimmt, welcher symmetrisch um

die Empfangsachse und mit dem Zentrum auf dem Brennpunkt der Empfangsoptik liegt. Die Geschwindigkeit des Teilchens wird gewählt über eine Gaußverteilung, deren Breite auch zu Null gewählt werden kann. Die Matrix mit den Teilchenwerten kann gespeichert und wieder geladen werden, um vergleichende Simulationen zu tätigen.

Die Matrix mit den Teilchenwerten wird weitergegeben zu der Funktion "phasor_split_sum_mc_imp". Dort wird für jedes Teilchen von seinem Ausgangspunkt aus die Phasorfunktion für eine gewisse Zeit berechnet und die Phasorfunktionen aufaddiert. Dabei spielen in die Berechnung die Empfangseffizienzen η_T aus einer linearen Regression und der Position des Teilchens \vec{x}_T hinein. Da bei stark fokussierten Strahlen und hohen Geschwindigkeiten die Intensität des Gaußstrahls sich schnell ändern kann, wurden entlang der Teilchenbewegung fünf weitere Stützstellen geschaffen, zwischen welchen die Amplitude ebenfalls linear regressiert wird. Zur Beschleunigung der Berechnungen wird allerdings ein Kompromiss eingegangen: Sollte das Teilchen größer oder gleich zwei mal der Sendestrahlsbreite $w(z_P)$ vom der Sendestrahlsachse entfernt sein, wird es ignoriert. Die Phasorsumme der einzelnen Teilchen Ψ_i mit Aerosolteilchenmenge N_j ergibt sich zu

$$\Psi_{\text{sum}} = \sum_{i=1}^{N_j} \Psi_i \quad (9.3)$$

$$= \sum_{i=1}^{N_j} E_S(\vec{x}_{P,i}) \sqrt{\left| \frac{d\sigma_i(r, \varphi)}{d\Omega} \right|} \frac{\sqrt{\eta_T(\vec{x}_{P,i}) \cdot A_L}}{|\vec{x}_{P,i}|} \exp \left(2i \left(k \vec{t}_{\text{step}} \vec{v}_{T,i} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} + \frac{\pi}{\lambda} |\vec{x}_{P,i}| \right) \right) \quad (9.4)$$

mit der elektrischen Feldamplitude des Sendestrahls an der Position des Teilchens $E_S(\vec{x}_{p,i})$. Wegen der üblichen geringen Winkelunterschiede zwischen Sende- und Empfangsstrahl wird hier zur Vereinfachung nur der Geschwindigkeitsvektor entlang der optischen Achse des Empfangszweigs für die Dopplerverschiebung betrachtet. Die aufsummierte Phasorsumme Ψ_{sum} wird auf die gewurzelte Leistung des Referenzstrahl P_{ref} addiert und subtrahiert und beide Terme quadriert, womit man für eine Balanced Detection die Signalverläufe der beiden Einzeldetektoren erhält:

$$P_{\text{det},1/2} = \left(\sqrt{\frac{P_{\text{ref}}}{2}} \pm \sqrt{\eta_{\text{loss}}} \frac{\Psi_{\text{sum}}}{\sqrt{2}} \right)^2. \quad (9.5)$$

Das Teilen der Terme durch $\sqrt{2}$ entspricht einem Strahlteiler, η_{loss} ist der Verlust durch die Übertragung in dem LiDAR-System, z. B. durch Steckverbinder und andere Übergänge. Aus der Differenz der beiden Terme erhält man den äquivalenten Wechselstrom-Term als optische Leistung der Balanced Detection, wie in Sektion 6.3 beschrieben, zu

$$P_{\text{AC}} = P_{\text{det},1} - P_{\text{det},2} = 2\sqrt{\eta_{\text{loss}}}\sqrt{P_{\text{ref}}}\Psi_{\text{sum}} \quad (9.6)$$

Da aber eine Spannung gemessen wird, muss die Leistung an den Detektoren zu einem Strom umgewandelt werden und dieser wird an einem Widerstand als Spannung abgegriffen. Entsprechend ist die gemessene Spannung dann

$$V_{\text{AC}} = 2\eta_{\text{Amp}}\eta_{\text{Det}}\sqrt{\eta_{\text{loss}}}\sqrt{P_{\text{ref}}}\Psi_{\text{sum}}, \quad (9.7)$$

wobei η_{Amp} die Transimpedanzverstärkung des Detektors und η_{Det} seine spektrale Responsivität ist und somit wieder Formel 8.2 ge-

nutzt wird, deren berechneter Leistungsverlust η_{loss} von $-6,8$ dB hier auch verwendet wird.

Dieser Term kann nun in der Signalverarbeitung zeitlich fouriertransformiert werden. Standardmäßig wird hier eine Welch-Methode mit 50% Überlappung genutzt (Matlab Funktion: `pwelch()`). Das Ergebnis ist ein Leistungsdichtespektrum, wie es auch im LAWAL-Aufbau in Sektion 8.4.1 bestimmt wurde. Hier wird allerdings auf die Simulation von Rauscheffekten verzichtet, da das Ziel in Kapitel 10 eine Überprüfung der optisch empfangenen Leistung ist.

9.2. Simulation und Vergleich mit realen Daten

Für eine Plausibilitätsüberprüfung wurden die zu simulierenden Systemparameter möglichst nah an denen des LAWAL Systems aus Kapitel 8 gewählt. Hierzu werden folgende Werte verwendet:

Die Linse hat einen Durchmesser von 2" mit einem Brennabstand von 85 m für die Abbildung der Sensorposition. Somit ist die Rayleighlänge des Strahls $z_R \approx 9$ m und die Messlänge $L_M \approx 18$ m entsprechend Sektion 2.5.2. Hier wurde eine etwas größere Messlänge im Verhältnis zum LAWAL Messaufbau des vorherigen Kapitels gewählt, da dies der ursprünglich unmodifizierte Fall ohne Überstrahlung der Linse ist. Die Wellenlänge λ wurde auf 1550 nm gesetzt. Es wurde eine Balanced Detection mit einer Referenzleistung von $P_{\text{ref}} = 3$ mW gewählt. Die Sendestrahlleistung P_S entspricht 300 mW.

Da es an den Tagen vor dem 22.02.2016 mehrmals geregnet hatte, wurde die saubere Teilchenverteilung 'KA_cl' (bzw. Karlsruhe Clean) für Karlsruhe vom 27.07.2015 gewählt. Auf kleine Teilchen mit einem Radius von kleiner 500 nm wurde verzichtet, da sie in dieser Verteilungsart relativ selten vorkommen, allerdings so häu-

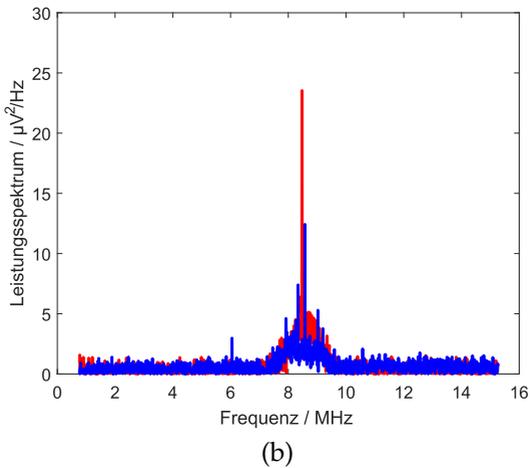
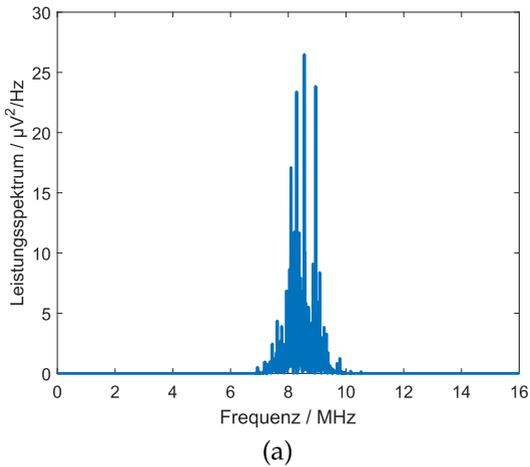


Abb. 9.3.: Spektraler Verlauf: (a) 100 μs -Simulation mit Hilfe der phasorbasierten Simulationsumgebung, (b) die aus Sektion 8.4.1 bekannten 100 ms-Leistungsspektren gemessen in Karlsruhe am 22.02.2016 - diese wurden allerdings um das Rauschniveau $16 \frac{\mu\text{V}^2}{\text{Hz}}$ gesenkt und der Betrag genommen.

fig sind, dass sie erheblich an Rechenaufwand erzeugen. Für die Erstellung der Teilchenkomponenten wurde um den Brennpunkt ein Zylindervolumen mit 1 dm Radius und 140 m Länge symmetrisch entlang der optischen Achse gelegt.

Die Gaußverteilung wurde mit $\sigma = 0,45$ entsprechend der gemessenen Verteilungen angesetzt. Da nur Teilchen mit $r_T > 500$ nm verwendet wurden, wurde es auch möglich in guter Näherung nur den Brechungsindex von Staub als Basis für die Berechnungen des differentiellen Rückstreuquerschnittes zu wählen (hier wurde der Wert von $\lambda = 1536$ nm verwendet).

Das Ergebnis der Simulation ist in Abb. 9.3 a) mit den aus Sektion 8.4.1 in Abb. 9.3 b) bekannten Leistungsspektren zu sehen. Die integrierte Leistungsdichte über die Bereich von 7 bis 10 MHz ist für die Simulation $5,10 \text{ mV}^2$, bei den Messungen für die rote Kurve $5,74 \text{ mV}^2$ und $4,18 \text{ mV}^2$ für die blaue Kurve, wie es schon in Sektion 8.4.1 berechnet wurde. Entsprechend der Formel 8.3 ergibt sich hier ein Rückstreukoeffizient von $\beta = 2,79 \cdot 10^{-7} / (\text{m} \cdot \text{sr})$, was 3% über dem Wert von Continental Average liegt. Die Höhe der höchsten Leistungsdichte in der Simulation ist $26,5 \mu\text{V}^2/\text{Hz}$. Der höchste Wert der Messergebnisse lag bei $23,5 \mu\text{V}^2/\text{Hz}$.

9.3. Diskussion

Eine rein qualitative Betrachtung der Messergebnisse aus Abb. 9.3 a) mit der beispielhaften Berechnung zeigt ähnliche Leistungsdichtehöhen und ein ebenso ähnliches Verhalten mit häufigen Spitzen wie in b). Die Schwankung im "kontinuierlichen" Teil der Kurve wirkt noch höher als in den gemessenen Werten. Interessanterweise ist das aufintegrierte Leistungsdichtespektrum für alle Fälle ähnlich hoch. Die Simulation liegt damit 12,5 % unter dem höheren und 18 % über dem niedrigeren Wert. Dass hier die kleinen Teilchen un-

terhalb von 500 nm ignoriert wurden, erzeugt dennoch einen recht passenden Integrationswert. Allerdings ist die Variation der Höhen in der Simulation wesentlich größer. Zwar liegt die Leistungsdichte mit $26,5 \mu\text{V}^2/\text{Hz}$ nicht sonderlich viel höher als im Fall der roten Messkurve, doch bilden sich deutlich andere Spitzen heraus.

Ein Grund mag sein, dass die Teilchen entlang einer Messung von 100 ms noch leichte Mikroturbulenzen erfahren, die die Leistung der Teilchen aufgrund ebenso leicht geänderter Geschwindigkeiten über den Spektrenverlauf auswaschen. Dies würde aufintegriert zwar wieder den gleichen Integrationswert liefern, aber es würde eine wesentlich glattere Verteilung im Spektrum vorliegen. Auf der anderen Seite ist die Simulation nur begrenzt übereinstimmend mit der Kopplung einer Gaußmode in den optischen Zweig. Die Simulation nutzt hier den Verlauf von Airy-Scheibchen, welche aber als Ganzes nicht gekoppelt werden, da sie noch aus Teilen anderer Moden bestehen. Dafür ist sie bei multimodalen Ansätzen oder einer direkten Abbildung auf dem Detektor entsprechend genauer als eine Gaußmodenmodellierung.

Dennoch scheint die Simulation eine gute Übereinstimmung mit dem spektralen Verlauf einer realen Messung zu zeigen und kann somit genutzt werden, um LiDAR-Systeme für Windkraftanlagen unter verschiedenen optischen Designparametern zu untersuchen. Dies wird im nächsten Kapitel auch genutzt werden.

9.4. Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde eine Simulationsbasis modelliert und erstellt, die es ermöglicht, LiDAR-Systeme nachzumodellieren. Dazu wurde sich dem Konzept der Phasorfunktion bedient, welche diverse Vorteile gegenüber dem typischen Ansatz besitzt, pro Zeitschritt Phaseninformationen der Teilchen zu sammeln. Ein Vergleich

zwischen einem beispielhaften spektralen Verlauf des simulierten Leistungsdichtespektrums, welcher mit nahezu realen Teilchenverteilungen modelliert wurde, und realen spektralen Messverläufen zeigt große Übereinstimmung bei der Leistungsdichtenhöhe und der aufintegrierten Leistung.

10. Optimierung von LiDAR-Systemen für WKAs

In diesem Kapitel sollen Optimierungen für fokussierte LiDAR-Systeme getroffen werden um mehr Empfangsleistung unter geringeren Kosten zu ermöglichen. Dazu wird in Sektion 10.1 der Unterschied des bistatischen zum monostatischen Aufbau modelliert um eine Aussage zu treffen, in wie weit Verbesserungen bzgl. Messvolumen und empfangener Leistung getroffen werden können. Dieses Modell wird in Sektion 10.2 mit der Simulationsumgebung aus dem vorherigen Kapitel überprüft und bestätigt. Für die Entwicklung wird ein Optimierungsablauf in Sektion 10.3 erstellt und an zwei Beispielen in Sektion 10.4 angewandt. Sektion 10.5 fasst dieses Kapitel zusammen.

10.1. Modellierung bistatischer Aufbau

Es wurde in Sektion 6.3 gezeigt, dass ein monostatisches Messsystem eine theoretische Unabhängigkeit vom tatsächlichen optischen Aufbau besitzt, da der Rückstreukoeffizient β als durchweg gleich entlang des Strahlenverlaufs und zeitlich aufgefasst wird. Allerdings wurde in Sektion 8.4.3 gezeigt, dass bei dem Aufbau sehr wohl das Messvolumen eine Rolle spielt, da bei zu kleinen Messvolumen V_M eine nicht genügend große Anzahl von Teilchen erfasst werden kann. Im Folgenden sollen mögliche Vorteile des bistatischen gegenüber des monostatischen Aufbaus modelliert werden. Die Auswirkungen des bistatischen Systems wurden von Harris et al. [45] zwar

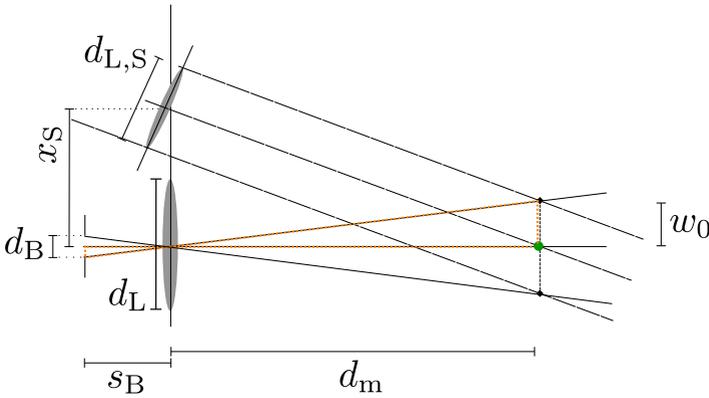


Abb. 10.1.: Schematischer Aufbau eines bistatischen Systems. Zu sehen ist die Aufteilung in Sende- und Empfangslinse. Beide Strahlengänge überlappen sich in ihrer Strahltaile w_0 .

angerissen, er konzentrierte sich jedoch mehr auf den Nachteil der angewinkelten Strahlführungen und der daraus resultierenden, geringeren Leistungsaufnahme des LiDARs.

Basis der nun folgenden Ausführungen ist Formel 6.8, in welcher die Abhängigkeiten des SNRs bestimmt wurde, und ein Systemaufbau wie er in Abb. 10.1 beschrieben wird. Dabei sollen Aufbauarten unterschieden werden, die sich allein durch die aufgenommene Leistung P_{rec} der Empfangsoptik mit Messlänge l_M unterscheiden. Für den mono- und bistatischen Fall gilt gleichermaßen Formel 6.12. Dort wurde genutzt, dass bei monostatisches Systeme für die Messlänge

$$l_{M,\text{mono}} = 2z_{R,\text{mono}} + D_{\text{DOF},\text{mono}} \approx 2z_{R,\text{mono}} \quad (10.1)$$

gilt, da die Schärfentiefe vernachlässigbar ist. Folglich soll ein bistatisches System mit der Messlänge $l_{M,\text{bi}}$ modelliert werden, allerdings soll hier die Aufnahme hauptsächlich über die Schärfentiefe der bi-

statischen Empfangsoptik $D_{\text{DOF,bi}}$ realisiert werden. Bei Größenordnungen von Schärfentiefen von fast 20 m sind die Rayleighlängen $z_{\text{R,bi}}$ einer großen, stark fokussierten Empfangsoptik vernachlässigbar:

$$l_{\text{M,bi}} = 2z_{\text{R,bi}} + D_{\text{DOF,bi}} \approx D_{\text{DOF,bi}}. \quad (10.2)$$

Eine Verbesserung der Gesamtleistung Δ_{P} und damit des SNRs würde somit gefunden werden über

$$\Delta_{\text{P}} = \frac{P_{\text{rec,bi}}}{P_{\text{rec,mono}}} = \frac{l_{\text{M,bi}}}{l_{\text{M,mono}}} \cdot \frac{A_{\text{L,bi}}}{A_{\text{L,mono}}} = \frac{D_{\text{DOF,bi}}}{2z_{\text{R,mono}}} \cdot \frac{A_{\text{L,bi}}}{A_{\text{L,mono}}}. \quad (10.3)$$

Nutzt man in Formel 10.3 die Gleichungen 2.37 und 2.40 mit $A_{\text{L,bi}} = \pi \left(\frac{d_{\text{L,bi}}}{2}\right)^2$, erhält man die recht einfache Gleichung

$$\Delta_{\text{P}} = \frac{\pi}{4} \frac{d_{\text{B}}}{\lambda N_{\text{F}}}. \quad (10.4)$$

Dies bedeutet, dass für große Empfangsdurchmesser d_{B} , welche auch in dem LiDAR-Kontext als Flächendurchmesser eines Detektors oder als Kerndurchmesser einer Faser interpretiert werden können, und geringe Blendenzahlen N_{F} eine Verbesserung der Leistungsspektrumhöhe erzielt werden kann. Geometrisch lässt sich dies folgendermaßen interpretieren: Δ_{P} gibt an, wie häufig die Messlänge einer gleichgroßen Linse mit einem monostatischen Aufbau in den Bereich der Schärfentiefe hineinfällt.

Die Trennung zwischen Sende- und Empfangszweig gibt nun ebenfalls die Möglichkeit einen nahezu beliebigen Strahldurchmesser sendeseitig zu wählen. Dieser muss allerdings passend zur Empfangsseite gewählt werden, denn sonst kann die Laserleistung nicht vollständig abgegriffen werden. Durch die Ähnlichkeit der orangenen Dreiecke in Abb. 10.1 kann über den Strahlensatz ausgehend

von einem Strahl von der Berandung der Empfangsblende mit Radius $\frac{d_B}{2}$ durch die Mitte der Linse, der Radius der Strahltaile des Sendezweiges $w_{0,S}$ abgeschätzt werden zu

$$w_{0,S} = \frac{d_B}{2} \frac{d_m}{s_B} \approx \frac{d_B}{2} \frac{d_m}{f_L}, \quad (10.5)$$

und der entsprechende Linsenradius der Sendelinse über Formel 2.35 bestimmt werden. Für relativ große $w_{0,S}$, welche sich nah an einer Kollimierung bewegen, kann das Messvolumen V_M bestimmt werden zu

$$V_M = l_M \cdot A_M = D_{\text{DOF}} \pi w_{0,S}^2 \quad (10.6)$$

$$= \frac{\pi}{2} \frac{N_F d_B^3 d_m^4}{d_L^4}. \quad (10.7)$$

Im Gegensatz zu Kapitel 7 kann hier durchaus ein einfacher Zylinder als Messvolumen V_M angesetzt werden, da die Rayleighlänge z_R des Strahls in der Regel wesentlich größer als die Messlänge l_M ist.

10.2. Simulation der Modellierung

10.2.1. Simulationsparameter

Es ist praktisch unmöglich die vorherigen Modellierungen in der Natur zu zeigen. Dazu müsste für jede Aufbauweise genau die gleichen Voraussetzungen wieder geschaffen werden. Dies ist allein schon wegen der willkürlichen und mit der Zeit schwankenden Teilchen- und Windverteilung nicht möglich. Hier soll allerdings eben jene Simulationsumgebung aus Kapitel 9 aushelfen, in welcher

praktisch jeder System- und Simulationsparameter bearbeitet werden kann.

Im Speziellen soll gezeigt werden, dass Formel 10.4 als Abschätzung dienen kann. Die phasorbasierte Simulationsumgebung wird so eingestellt, dass der monomodische Fall mit $2z_R \approx 18$ m simuliert wird. Hier sollen aber anders als in Sektion 9.2 die Aerosole nicht möglichst den ganzen Raum füllen, sondern nur den definierten Bereich der Messlänge, da die Theorie aus der vorherigen Sektion 10.1 eine Abschätzung ist, die sich nur auf den Bereich der Messlänge konzentriert. Weitere vorhandene Teilchen würden das Messsignal verstärken, sofern gleiche oder ähnliche Windgeschwindigkeiten in diesem Bereich vorherrschen. Es wird also die Möglichkeit der Simulation genutzt, auch nur in diesem Bereich Aerosole zu erzeugen. Die Simulation nutzte dazu eine Teilchenverteilung von "Karlsruhe clean" wie in Sektion 8.4.3 beschrieben. Um eine gewisse Allgemeingültigkeit der Beweisführung zu liefern, wurden diese Teilchen mit Gaußverteilungen der Teilchengeschwindigkeiten von unterschiedlichem σ_W modelliert. Hier wurden zwischen 0,15 und 0,9 in Schritten von 0,15 zufällig neue Verteilungen auf die Teilchen geschrieben. Dies ist so gemeint, dass innerhalb aller Simulationen die Teilchen immer an der gleichen Position starteten und den gleichen Streuquerschnitt besaßen, allerdings die Geschwindigkeiten für unterschiedliche σ_W unterschiedlich verteilt waren.

Damit die Theorie in Abhängigkeit von dem Empfangsparameter $\frac{d_B}{\lambda N_F}$ besser dargestellt werden kann, wurden zu den Empfangsdurchmessern $d_B = k \cdot 50 \mu\text{m}$ mit $k = 1..6$ auch nicht ganzzahlige Blendenzahlen genutzt, sodass die Punkte auch von der x -Achse her besser separiert werden können. Die genutzten Blendenzahlen sind 2, 4,4, 5,6, 7,8 und 9,8. Das Leistungsspektrum wurde danach über die Frequenzen integriert und durch das entsprechende Integral des Monomode-Falls geteilt, um die Erhöhung des Leistungsspektrums

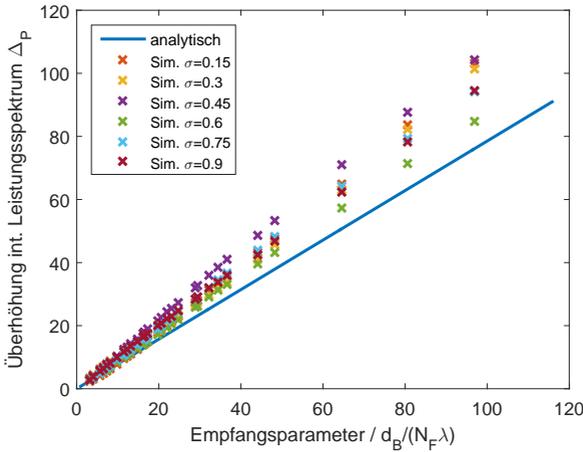


Abb. 10.2.: Vergleich zwischen der simulierten Überhöhung und der analytischen Vorhersage aus Gleichung 10.4. Es ist zu erkennen, dass nahezu alle simulierten Ergebnisse über der analytischen Vorhersage liegen und somit diese als Minimum der Abschätzung genutzt werden kann.

wie in Formel 10.4 zu erhalten. Die Ergebnisse werden in der nun folgenden Sektion dargestellt und diskutiert.

10.2.2. Ergebnis und Diskussion

Die Ergebnisse der Simulation sind in Abb. 10.2 als Kreuze zusammen mit der analytischen Vorhersage aus Gleichung 10.4 als Gerade dargestellt. Es zeigt sich, dass die meisten Simulationsparameter oberhalb der analytischen Lösung liegen und nur der Fall für $\sigma_W = 0,3$ einige wenige Werte unterhalb von $\frac{d_B}{\lambda N_F} = 20$ unter dieser Linie liegen. Die Ergebnisse der verschiedenen σ_W liegen je alle ungefähr auf einer Linie, besitzen aber leicht unterschiedliche Steigungen. Diese Steigungen haben eine gewisse Willkür: Die höchste Steigung hat $\sigma_W = 0,45$, die geringste $\sigma_W = 0,15$, alle anderen

Werte liegen zufällig verteilt auf den steigenden Linien dazwischen. Der Grund hierfür ist, wie sich innerhalb des Leistungsspektrums auf den verschiedenen Frequenzabschnitten die Phasorfunktionen der Streuer zufällig positiv und negativ aufaddieren, je nachdem welche Geschwindigkeit sie besitzen. So scheint die Modellierung eines Rückstreukoeffizienten aus gleichen Streuern in Sektion 6.3 auch hier standzuhalten, obwohl die Streuquerschnitte unterschiedlich groß sind.

Insgesamt scheint also Formel 10.4 eine gute Möglichkeit darzustellen eine ungefähre, minimale Abschätzung der Überhöhung des Signals Δ_P zu ermöglichen. Weiterhin muss an dieser Stelle aber noch einmal darauf hingewiesen werden, dass der monostatische Fall etwas weniger Leistung aufnimmt als durch die hier durchgeführte Modellierung abgeschätzt wird. Der Grund liegt darin, dass in der vorliegenden Abschätzung keine räumliche Modenfilterung getätigt wurde, wie es bei Monomode-Fasern eigentlich der Fall ist. Somit müssten die Werte aus Abb. 10.2 eigentlich noch schneller steigen. Da hier aber eher im Zuge einer Worst-Case-Abschätzung argumentiert werden soll, ist es legitim auf eine Modenfilterung zu verzichten.

10.3. Vorschlag einer Optimierungsmethode

Es soll nun eine Optimierungsmethode für bistatische LiDAR-Systeme auf Basis aller bisherigen Überlegungen vorgeschlagen werden, mit welcher Ingenieure in Zukunft bistatische LiDAR-Systeme für Windmessungen designen können. Auch wenn sich dadurch keine exakten Werte ergeben, kann so mit dieser Anleitung der Parameterraum schnell eingeschränkt werden. Im Wesentlichen sind fünf übergeordnete Schritte zu tätigen:

1. Messabstand d_m festlegen:

- a) Der Messabstand richtet sich für jeden speziellen Anwendungsfall an unterschiedliche Größenordnungen und kann von wenigen cm Abstand bis mehrere 100 m gehen.
 - b) Für den Fall, dass große Windkraftanlagen sensorisch unterstützt werden sollen, kann Kapitel 5 zu Rate gezogen werden.
2. Schärfentiefe D_{DOF} festlegen
- a) Auch hier ist der Anwendungsfall entsprechend zu berücksichtigen. Kundenanforderungen können eklatant unterschiedlich sein.
 - b) Es ist zu beachten, dass die Schärfentiefe D_{DOF} als Maß der Ortsauflösung das Messvolumen V_{M} und die Verbesserung des SNRs Δ_{P} aus Sektion 10.1 beeinflusst. Sie sollte für den Anwendungsfall möglichst groß gewählt werden.
3. Empfangsoptik mit Durchmesser d_{L} und Blendenzahl N_{F} mit Empfangsflächendurchmesser d_{B} nach Gleichung 2.40 abgleichen.
- a) Der Parameter des Empfangsflächendurchmesser d_{B} kann durch einen Detektor oder eine bestimmte Faserkerndicke vorgegeben sein.
 - b) An dieser Stelle ist ein Abwägen aller drei Parameter auf Basis ingenieurtechnischer Erfahrung und Kundenzielen nötig. Große Blendenzahlen N_{F} steigern das Gewicht, können aber auch gleichzeitig die Kosten senken, wohingegen größere Linsendurchmesser d_{L} ebenso schnell Kosten ansteigen lassen.
4. Sendetaille $w_{0,\text{S}}$ nach Formel 10.5 bestimmen.
5. Sendelinsendurchmesser nach Formel 2.35 bestimmen.

Auf dieser Basis können weitere Iteration von Schritt 3 bis 5 Feinabstimmungen bewirken. In der nächsten Sektion sollen anhand dieses Ablaufes beispielhaft zwei bistatische LiDAR-Systeme entwickelt werden.

10.4. Optimierungsbeispiele

10.4.1. GRIN-MM-Faser

An dieser Stelle soll auf Basis der vorherigen Optimierungsmethode ein System entworfen werden, welches einen Messabstand von ca. $d_m = 100$ m und eine Messlänge von ca. $l_M = 18$ m haben soll. Als Empfangsmedium und damit Blende soll eine gradientengeführte Multimode-Faser (GRIN-MM) mit $d_B = 100$ μ m Kerndurchmesser genutzt werden. Eine Berechnung entsprechend Formel 2.40 und Schritt 3 gibt die Möglichkeit nach d_L aufzulösen und verschiedene Blendenzahlen N_F zu testen. Es ist sinnvoll eine möglichst kleine Blendenzahl zu nutzen, da diese die Überhöhung laut Formel 10.4 verbessert. Ebenso werden so Materialkosten und Gewicht des umgebenden Tubus gespart, sofern man von den Kosten der Linse einmal absieht, die mit steigendem N_F sinken. Als guter Kompromiss kann man hier die Teleskope im Bereich um $N_F = 5$ nehmen. Dies ergibt einen Linsendurchmesser von $d_L = 0,149$ m. Dies ist eine gute Basis, da zum Beispiel ein Omegon Teleskop N 152/750 OTA mit $d_L = 152$ mm Linsendurchmesser und einer Blendenzahl von 4,9 sehr gut passt. Der Preis mit ca. 200 € liegt zudem ungefähr bei einem Viertel des Preises, welcher für die beugungsbegrenzte Sende- und Empfangsaspähre in dem LAWAL-Aufbau genutzt wurde. Die Überhöhung wäre in dem hier beschriebenen Fall ca. 9,68. Der Sendestrahl hätte einen Tailenradius von ca. $w_{0,S} = 6,71$ mm und ein Messvolumen von mehr als $V_M = 2500$ cm³ würde detektiert werden.

Es ist für diesen Aufbau allerdings anzumerken, dass die Multimode-Faser die Polarisation beeinflussen wird. So kann entweder dafür gesorgt werden, dass alle Moden durch ein Modescrambler angeregt werden. Dies sorgt aber für eine Halbierung der Durchschnittsleistung. Ebenso gibt es bei Multimode-Fasern den Effekt der Modenverzögerung aufgrund von Dispersion und somit eine Möglichkeit für Phasenrauschen entsprechend Formel 2.50. Dies sollte aber bei kurzen Wegstrecken und den dispersionsunempfindlicheren Fasern mit Gradientenführung weniger ins Gewicht fallen als bei Stufenindex-Fasern. Ebenso hat das beschriebene Teleskop Abschattungen, da es einen Makutsov-Aufbau besitzt. Zwar senkt dies die Überhöhung etwas, sorgt aber auch für eine Minderung von Störreflexen außerhalb des Messbereichs.

10.4.2. Freioptischer Aufbau

Als ein weiteres Beispiel soll ein freioptischer Aufbau optimiert werden. Ausgangsbasis ist dabei ein Detektorflächendurchmesser von $d_B = 300 \mu\text{m}$ wie es beim Balanced Detektor in LAWAL der Fall ist. Ebenso soll hier wieder ein Abstand von ungefähr $d_m = 100 \text{ m}$ und eine Schärfentiefe bzw. eine Messlänge von $l_M = 18 \text{ m}$ gewählt werden. Wie in der vorherigen Sektion beschrieben, ist eine Blendenzahl um $N_F \approx 5$ von Vorteil und ein passender Durchmesser der Empfangslinse kann entsprechend gesucht werden. Wird eine Blendenzahl von $N_F = 4$ gewählt, so müsste die Linse einen Durchmesser von $d_L = 274 \text{ mm}$ besitzen. Dies wären ungefähr 11 Zoll und damit ein recht untypischer Wert. Einfacher ist es an dieser Stelle den Messabstand leicht von 100 m auf 80 m herunter zu setzen und somit auf eine 10 Zoll Optik bzw. einem Durchmesser von $d_L = 252 \text{ mm}$ zurückzugreifen. Eine passende Optik wäre somit zum Beispiel das GSO Teleskop N 254/1016 OTA für ca. 600€. Dies wäre zwei Drittel

des Preises von der Linse im LAWAL Aufbau. Die Überhöhung der empfangenen Leistung ist in diesem Fall $\Delta_P = 38$. Die Sendelinse würde ein Durchmesser von $d_L = 28,2$ mm haben und einen Strahl-tailenradius von $w_{0,S} = 1,37$ cm besitzen. Diese Linsen sind allerdings schon wieder relativ teuer, sofern sie sphärisch sind. Günstiger wäre es, eine spezielle Form von Sendelinse zu nutzen, welche als Best-Form Linse bezeichnet wird. Dieser Linsentyp ist optimiert darauf, kaum sphärischen Aberrationen zu besitzen. Aufgrund ihrer speziellen Form minimiert sie nämlich den Coddington Faktor, vergleiche hierzu Sektion A.2.2. Die Kosten dafür dürften im Bereich von unter 100 € liegen.

Wichtiger ist allerdings, dass die starke Überhöhung von ca. 38 es ermöglicht, gleichzeitig die Anforderungen an den Laser zu senken. Hier wäre es zum Beispiel möglich die Anforderungen der nötigen Leistung auf eine Größe von ca. 100 mW zu verringern, was ungefähr ein Faktor 3 weniger wäre als die 300 mW im LAWAL-Aufbau, im Gesamtaufbau aber dennoch eine Verstärkung von einem Faktor 12 dazu ermöglicht. Ein Laser, welcher die Anforderung erfüllt, wäre der QDFBLD-1550-100 von QPhotonics für ca. 2500 €, was allein beim Laser eine Einsparung von 15.500 € bedeuten würde. Die Kohärenzlänge bzw. Bandbreite des Lasers ist zwar mit mindestens 100 m bzw. 1 MHz maximal theoretisch etwas zu wenig um keinen Einfluss auf das Signal zu haben (vgl. Sektion 7.3.2), allerdings werden typische Werte praktisch deutlich besser liegen, wie die Erfahrung zeigt und somit kann dieser Effekt vernachlässigt werden.

Mit einem solchen Laser und Aufbau kann ein CW Betrieb hergestellt werden. Die maximal erlaubte Leistung liegt dann durch den Effekt der Strahlaufweitung nach Gleichung A.9 bei

$$P_{LS} = \frac{10 \text{ mW}}{1 - \exp\left(-2 \frac{(3,5 \text{ mm})^2}{(13,7 \text{ mm})^2}\right)} = 81,7 \text{ mW}. \quad (10.8)$$

Leider ist für diesen Fall kein Schutz bei Betrachtungswerkzeugen wie Ferngläsern gegeben. Die Laserschutzklasse wäre somit 1M. Dieser Aufbau wäre immernoch ein Faktor 10 besser als der monostatische trotz Dauerstrichbetrieb. Weitere Nachteile kommen hier allerdings noch durch die Änderung der Polarisierung hinzu, die bei schrägen Metallreflexionen im Teleskop entstehen würden. Dennoch wäre dieser Aufbau wesentlich überlegener trotz erheblich minimierter Kosten. Mit einer passenden Verzögerungsstrecke bis zum Brennpunkt könnte auch der Ansatz in Kapitel 7 umgesetzt werden um die Anforderungen an die Kohärenzlänge zu senken.

10.5. Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde zu Beginn eine analytische Theorie erarbeitet, die eine Abschätzung ermöglicht, wie viel stärker die Überhöhung der Empfangsleistung eines bistatischen Aufbaus im Vergleich zu einem monostatischen Aufbau sein würde. Die Theorie wurde daraufhin mit der phasorbasierten Simulationsumgebung des vorherigen Kapitels überprüft und es zeigte sich eine gute Übereinstimmung zwischen analytischen und simulierten Werten. Um die verbesserte Signalstärke in einem bistatischen Aufbau zu nutzen und das Messvolumen möglichst zu maximieren, wurde eine Optimierungsmethodik vorgeschlagen. Diese wurde schlussendlich angewandt um zwei Systeme zu gestalten, von dem das eine auf Basis von Multimode-Fasern und das andere auf freiraumoptischer Strahlführung basiert. Mit einem der Systeme konnte ein Dauerstrichbetrieb in Laserschutzklasse 1M ermöglicht werden.

11. Zusammenfassung

In dieser Promotionsschrift wurde ein fokussiertes CW LiDAR-System zur Messung von Windgeschwindigkeiten speziell für den Einsatz auf einer Windkraftanlage entwickelt. Dabei wurde aufgezeigt, welche Anforderungen ein solches System bezüglich der geometrischen Auslegungen der Strahlführung in Abhängigkeit der Windkraftanlagenparameter wie des Rotorradius haben muss. In diesem Zusammenhang wurde eine Signalmodellierung durchgeführt und theoretische Berechnungen von Rückstreukoeffizienten der Luft auf Basis von Aerosolverteilungen getätigt. Ebenso wurde die Laserbandbreite mit der Messlänge für den Fall in Verbindung gebracht, dass der Punkt höchster Kohärenz und der Brennpunkt eines LiDARs in Senderichtung sich überschneiden. Hiermit kann für diesen speziellen Fall eines fokussierten CW LiDAR-Systems die nötige maximale Bandbreite der Laserquelle abgeschätzt werden.

Im Unterschied zu bisher vorhandene Darstellungen kamen die Untersuchungen der Signalstärke und -form an zwei sehr unterschiedlichen Orten, in einer waldigen Stadtregion im Südwesten Deutschlands und einer küstennahen Region im Norden Deutschlands, zu dem Schluss, dass die im Stand der Technik vorhandene Aussage nicht haltbar ist, dass die empfangenen Leistungen bei fokussierten, monostatischen LiDAR-Systemen unabhängig von den optischen Parametern sind. Vielmehr ist das Messvolumen ein Faktor, der entscheidet ob eine genügend hohe Anzahl großer Streuer vorhanden ist um eine statistische Mittelung des Rückstreukoeffizienten zu gewährleisten.

Aufbauend auf diesen Ergebnissen wurde eine Theorie entwickelt, welche ein bistatisches LiDAR-Konzept vorschlug und zeigte in wie weit mehr Streuleistung und Messvolumen empfangen werden kann. Diese analytischen Berechnungen wurden durch Simulationen mit nahezu realen Teilchenverteilungen überprüft und als eine gute Abschätzung bestätigt. Es wurde eine Optimierungsmethode erarbeitet um Ingenieuren eine einfache Möglichkeit zu geben, zukünftige bistatische Systeme schneller zu entwickeln und deren optischen Parameter abzuschätzen. Diese Methode wurde daraufhin auch an zwei LiDAR-Systemen beispielhaft angewandt, um die Verwendbarkeit zu zeigen und trotz geringeren Kosten eine bessere Detektierbarkeit des Windes zu gewährleisten.

Es wurden mit diesem Dokument wichtige und grundlegende Erfahrungswerte und Informationen bezüglich fokussierten CW LiDAR-Systemen zum Stand der Technik hinzugefügt und Methoden erarbeitet, wie fokussierte LiDAR-Systeme besser auszulegen sind.

12. Ausblick

Die Überhöhung der bistatischen Systeme auf Basis von Gleichung 10.4 ist zwar durch die Simulationen gezeigt worden, eine Überprüfung dieser Abschätzung wäre eine weitere Bestätigung der Theorie. Ebenso könnte ein bistatisches System entwickelt werden und der Einsatz unter realen Bedingungen auf einer WKA getestet werden. Im Besonderen sind dabei Ausrichtungslösungen von erheblichen Interesse, um beide Strahlengänge zueinander zu justieren.

Die phasorbasierte Simulationsumgebung hat Potenzial durch weitere Anpassungen verbessert zu werden. Besonders interessant wäre es, eine Parallelisierung zu ermöglichen. Hierzu kann die Parallel Computing Toolbox von Matlab helfen, die es gestattet sowohl auf mehreren CPU-Kernen als auch auf der Grafikkarte direkt mit Nvidias CUDA Shader Units zu rechnen. Die Beschleunigung würde eine weitere Reduktion der genutzten Teilchengröße ermöglichen, um noch realistischere Simulationen zu berechnen.

Trotz des Einsatzes des LAWAL-Aufbaus auf einer WKA, wurde bisher auf eine aktive Steuerung durch dessen Sensordaten verzichtet. Hier wäre es interessant, die Unterschiede bezüglich der Energiegewinnung und den mechanischen Belastungen zwischen dem Einsatz der mechanischen Sensoren und dem LiDAR-System zu erfassen und mit anderen Ergebnissen aus dem Stand der Technik zu vergleichen.

A. Anhang

A.1. Atmosphäre und Wind

A.1.1. Aufbau der Atmosphäre

Die Atmosphäre beschreibt die Lufthülle der Erde [66]. Sie wird in ca. 800 km Bodenabstand durch die Exosphäre begrenzt. Der Vertikalaufbau der Atmosphäre unterteilt sich entsprechend Abb. A.1 in Troposphäre, Stratosphäre, Mesosphäre und Thermosphäre. Zwischen diesen Schichten gibt es Übergangsschichten, welche Pausen genannt werden. Entlang jeder Schicht gelten in der Regel charakteristische Verläufe der Teilchenzusammensetzung und physikali-

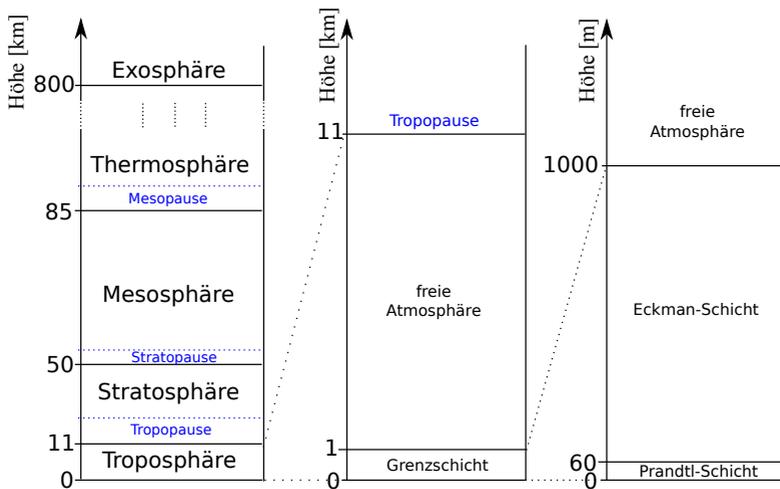


Abb. A.1.: Schematischer Aufbau der Atmosphäre [66].

scher Größen wie zum Beispiel der Temperatur und dem Druck, die aber im Detail den Rahmen des nötigen Verständnisses wesentlich überschreiten würden. Da Windkraftanlagen in Bodennähe gebaut werden, wird an dieser Stelle nur genauer auf die Troposphäre eingegangen.

Die Troposphäre ist charakterisiert durch eine Temperaturabnahme mit der Höhe, eine starke Durchmischung ihrer Bestandteile und Wolkenniederschlagsbildung aufgrund von hohem Wassergehalt und starker Vertikalwinde [66]. Weiterhin kann man die Troposphäre aufteilen in die Grenzschicht, welche unter dem Einfluss der Bodenbeschaffenheit bis in ca. 1 km Höhe ragt, und der freien Atmosphäre [117]. Die Grenzschicht lässt sich wieder in bis zu drei Schichten unterteilen, vergleiche Abb. A.1. Die oberste dieser Schichten ist die Ekman-Schicht, welche eine Ausdehnung von 500 – 1000 m besitzen kann [80]. Charakteristisch für diese Schicht ist, wie in Sektion A.1.2.1 zu sehen ist, eine Ablenkung des Windwinkels aufgrund der Coriolis-Kraft sowie ein logarithmischer Verlauf der Endgeschwindigkeit mit der Höhe [117]. Letzteres gilt auch für die darunterliegende Prandtl-Schicht, deren Ausdehnung 10 – 60 m betragen kann. Für den Fall einer einigermaßen glatten Erdoberfläche schließt sich unterhalb eine wenige Millimeter dicke Laminar-Schicht an.

Wie in der entsprechenden Sektion 5.2 gezeigt wurde, beträgt die Größe einer momentan modernen Windkraftanlage im Megawattbereich bis zu 250 m. Die meisten Anlagen besitzen allerdings eine Gondelhöhe von ungefähr 100 m bei einem Rotordurchmesser von ungefähr 120 m und befinden sich somit im Grenzverlauf zwischen Prandtl-Schicht und Ekman-Schicht. Dort gilt es im Weiteren die charakteristischen Eigenschaften des Windverhaltens und der optischen Eigenschaften für das zu entwickelnde LiDAR-System zu untersuchen.

A.1.2. Der Wind und seine Dynamik

A.1.2.1. Mittlere Windgeschwindigkeitsverteilung

Die Windgeschwindigkeitsverteilung an einem beliebigen Ort der Grenzschicht folgt der Weibull-Verteilung [94, 48]

$$v_{\text{Wb}}(v) = \frac{k_{\text{W}}}{a_{\text{W}}} \left(\frac{v_{\text{W}}}{a_{\text{W}}} \right)^{k_{\text{W}}-1} \exp \left(- \left(\frac{v_{\text{W}}}{a_{\text{W}}} \right)^{k_{\text{W}}} \right). \quad (\text{A.1})$$

Dabei nennt man k_{W} den Form-Parameter und a_{W} den Scale-Parameter, welcher vom Ort abhängig ist. Der Erwartungswert der Weibull-Verteilung \bar{v}_{Wb} [56] wird durch

$$\bar{v}_{\text{Wb}} = a_{\text{W}} \cdot \Gamma \left(1 + \frac{1}{k_{\text{W}}} \right) = a_{\text{W}} \int_0^1 k_{\text{W}} \sqrt{-\log(t)} \, dt \quad (\text{A.2})$$

mit der Γ -Funktion beschrieben und kann für die zu erwartenden Werte genähert werden durch

$$\bar{v}_{\text{Wb}} \approx a \cdot \sqrt[k]{0,568 + \frac{0,434}{k}}. \quad (\text{A.3})$$

Für den Fall $k = 2$ ergibt sich aus der Weibull-Verteilung die Rayleigh-Verteilung. In der Regel wird die mittlere Windgeschwindigkeit in einer Höhe von 10 m über Erdboden gemessen [94].

Besonders interessant ist die mittlere Windgeschwindigkeit für die Wirtschaftlichkeitsbewertung einer Windkraftanlage, da die über das Jahr umgewandelte Energie mit höherer mittlerer Windgeschwindigkeit entsprechend ansteigt, vergleiche Sektion 2.1. Daraus ergibt sich, dass die ertragreichen Standorte innerhalb Deutschlands tendenziell im Norden der Republik zu finden sind, weil dort der Einfluss des Atlantiks und seiner Tiefdruckgebiete am höchsten ist [12]. Aus ähnlichen Gründen stellen Offshore Windkraftanlagen die wohl momentan interessanteste Investitionsmöglichkeiten dar.

Geländeklasse	z_0 [m]	Oberflächentyp
1 - See	0,0002	offene See
2 - glatt	0,005	Wattgebiet
3 - offen	0,03	Weidelandschaft
4- offen bis rau	0,1	Fläche mit niedrigem Bestand
5- rau	0,25	Fläche mit hohem Bestand
6 - sehr rau	0,5	Parklandschaften mit Bewuchs
7 - geschlossen	1	Wälder, Dörfer, Vororte
8 - Stadtkerne	2	Zentren von großen Städten

Tab. A.1.: Auszug der Geländeklassen und ihre Rauigkeitslänge nach Davenport [94]

In der folgenden Untersektion wird die Abhängigkeit der Windgeschwindigkeit mit der Höhe und unter Böeneinfluss behandelt

A.1.2.2. Dynamik der Windgeschwindigkeit

Häufig liegen in entsprechender Höhe h der Eckmann- oder Prandtl-schicht keine Informationen über die zu erwartenden Windgeschwindigkeiten v_W vor. Diese wird dann über die logarithmische Höhenformel in Gleichung 2.7 abgeschätzt. Die Rauigkeitslänge z_0 hängt von der Art der Umgebung ab und kann für bergiges Gebiet Werte von über 50 m, für glatte Umgebungen wie offene See oder Eislandschaften wenige Mikrometer betragen [117]. Eine Auflistung der Geländeklassen nach Davenport findet sich in Tabelle A.1.

Beim Übergang der Grenzschicht in die freie Atmosphäre ist der geostrophische Wind anzutreffen. Dieser zeichnet sich dadurch aus, dass er dem Verlauf der Isobaren¹ folgt. Dies ist möglich, wenn sich die Druckgradientkraft und die Corioliskraft ausgleichen. Zwar suggeriert das idealisierte logarithmische Höhenprofil, dass der

¹Isobare sind Linien gleichen Luftdrucks [66].

geostrophische Wind die höchste Windgeschwindigkeit hat, dies ist aber in der Realität nicht zwangsläufig so.

Ein Fall von kurzzeitigen Windverhalten sind Böen. Die Definition einer Böe unterscheidet sich in unterschiedlichen Quellen [69, 56], stellt aber immer einen wenigen Sekunden langen, starken Anstieg der Windgeschwindigkeit von einem mehrminütigen Mittelwert dar. Böen können Ausdehnungen von mehreren 100 Metern erreichen [121]. Den Böen laufen Verwirbelungen vor und nach, die zu einer kurzzeitigen Absenkung der Windgeschwindigkeit vor und nach der Spitzenwindgeschwindigkeit der Böe führen.

A.1.2.3. Dynamik der Windrichtung

Die Grenzschicht zeichnet sich durch den Einfluss der Reibung auf das vertikale Geschwindigkeitsprofil aus. Dies hat allerdings auch Einfluss auf die Windrichtung. Da die Erde ein rotierende System ist, ist die Corioliskraft von entscheidender Bedeutung. Auf der Höhe der Tropopause kann die Druckgradientkraft von der Corioliskraft ausgeglichen werden, was zur Folge hat, dass der Wind entlang der Druckgradienten weht. Von der Höhe des geostrophischen Windes ausgehend, steigt die Ablenkung des Windes mit sinkender Höhe. Dieser Effekt wird in der Meteorologie Ekman-Spirale genannt [66]. Die maximale Ablenkung durch die Eckmannspirale vom Erdboden ausgehend zum geostrophischen Wind wird im Wesentlichen durch drei nun folgende Abhängigkeiten bestimmt: Eine hohe Rauigkeit der Erdoberfläche führt zu einer hohen Ablenkung. Bei steigender Stabilität der Luftschichtung nimmt die Ablenkung zu, ebenso bei sinkender geographischer Breite. Über ein Ort mit labiler Luftschichtung wäre somit weniger Ablenkung zu erwarten als im sehr rauen Terrain mit hoher Stabilität der Luftschichtung. Zwar kann eine Ablenkung durchaus 60° über den gesamten Höhenun-

terschied betragen, innerhalb der ersten 200 m der Troposphäre ist allerdings mit Winkeln kleiner 10° zu rechnen [126].

Eine weitere wichtige Erkenntnis der Meteorologie im Bereich der Dynamik der Windrichtungen ist, dass die Amplitude der Richtungswechsel mit steigender Windgeschwindigkeit abnimmt. Während für kleine Geschwindigkeiten im Bereich von um die 5 m/s durchaus noch ein Wechsel der Windrichtung um 180° stattfinden kann, sinkt die Amplitude des Windrichtungswechsels in einem Bereich von 30° ab ungefähr 20 m/s. Diese Erkenntnis findet sich auch in der folgenden Sektion wieder, da einige von der IEC genormte Windmodelle für die Entwicklung von Windkraftanlagen auch Windrichtungswechsel abhängig von der Windgeschwindigkeit enthalten.

A.1.2.4. Windverhalten nach IEC 61400-1

Wie schon in Sektion 2.2.1 erwähnt, dient die IEC 61400-1 Norm als Grundlage für die Entwurfsanforderung an Windkraftanlagen. Die Norm definiert dafür acht verschiedene mathematische Modelle zur Evaluierung der mechanischen Belastung. Die mathematischen Modelle sind im Speziellen:

1. Normales Windprofil
(Abk. NWP, Engl. normal wind profile model)
2. Normales Turbulenzmodell
(Abk. NTM, Engl. normal turbulence model)
3. Extremes Windgeschwindigkeitsmodell
(Abk. EWM, Engl. extreme wind speed model)
4. Extreme Böe unter Betrieb
(Abk. EOG, Engl. extreme operating gust)

5. Extremes Turbulenzmodell
(Abk. ETM, Engl. extreme turbulence model)
6. Extremer Windrichtungswechsel
(Abk. EDC, Engl. extreme direction change)
7. Extreme kohärente Böe mit Windrichtungswechsel
(Abk. ECD, Engl. extreme coherent gust with direction change)
8. Extreme Windscherung
(Abk. EWS, Engl. extreme wind shear)

Eine genauere Beschreibung dieser Modelle ist aus rechtlichen Gründen nicht möglich und der Leser sei auf die Norm selbst verwiesen. Grundsätzlich orientieren sich aber alle Modelle an den Windkraftanlagenklassifizierungen. Die Zahl der Klasse stellt einen Referenzwert für die Berechnung der Windgeschwindigkeiten dar, für welche die WKA maximal ausgelegt ist. Der Buchstabe ist ein Maß für die Turbulenzintensität. Eine WKA der Klasse IA hat die höchsten Anforderungen mit einem Wert von 0,16 Turbulenzen der Durchschnittsgeschwindigkeit, sowie einer maximalen Belastbarkeit von 50 m/s bei einem 10 min langen Windereignis bei einer 50-jährigen durchschnittlichen Wiederholrate.

Für die Entwicklung eines LiDAR-Messsystems für WKAs ist diese Norm eine gute Ressource um einige Grundüberlegungen bezüglich des Windverhaltens zu treffen. Man muss sich aber immer im Gedächtnis behalten, dass die Modellierungen der Norm auf idealisierten Annahmen fußt und somit in der Natur auch Windverhalten existieren kann, das nicht der Norm entspricht.

Insgesamt werden diese acht Windmodelle auf 22 so genannte Entwurfsbelastungsfälle (Engl. design load cases, DLC) als Teil von acht Szenarien angewandt. Diese Szenarien umfassen Energieproduktion, Energieproduktion unter Auftreten eines Fehlers, Beginn

des Betriebes, normales Ausschalten, Notausschalten, abgestellter Betrieb, abgestellter Betrieb mit Auftreten eines Fehlers und Transport, Aufbau, Wartung und Reparatur. Je nach Entwurfsbelastungsfall wird dabei entweder nach Ermüdungsbelastung oder Bruchfestigkeit analysiert. Die meisten Untersuchungen beziehen sich allerdings auf die Bruchfestigkeitsgrenze.

Werden nun die verschiedenen Entwurfsbelastungsfälle nach ihren Windgeschwindigkeiten und ihrer radialen Abweichung zur Rotorachse untersucht, so können folgende Aussagen getroffen werden:

1. In den meisten Fällen, in welcher die Anlage im Betrieb ist, ist die maximal zu erwartende Windgeschwindigkeit die Abschaltwindgeschwindigkeit. Ausnahmen bilden hier das Modell für die extremen Böen und die Turbulenzen. Dabei gilt allerdings zu beachten, dass im Fall der Böen die Startgeschwindigkeit der Abschaltgeschwindigkeit entspricht oder darunter liegt und im Fall von Turbulenzen die Durchschnittswindgeschwindigkeit der Abschaltwindgeschwindigkeit entspricht.
2. Die maximale Extremwindgeschwindigkeit im abgestellten Zustand erreicht für Klasse IA maximal 70 m/s für kurzzeitige Extremwindgeschwindigkeiten mit 50-jähriger Periodizität.
3. Die minimale Windgeschwindigkeit der Evaluation unterschreitet nie die Anlaufgeschwindigkeit.
4. Für kleine Betriebswindgeschwindigkeiten können Windrichtungswechsel mit bis zu 180° entstehen.
5. Für große Betriebswindgeschwindigkeiten im Bereich um die Abschaltwindgeschwindigkeit (angenommen sind hier 25 m/s) sind Windrichtungswechsel von bis zu ca. 30° zu erwarten.

6. Für extreme Windgeschwindigkeiten mit 50-jähriger Periodizität wird bei einer konstanten Abweichung von bis zu 15° ausgegangen, im einjährigen Fall von bis zu 30° . Für den Fall eines Verbindungsverlusts zum elektrischen Netz sollen die Windwechsel sogar 180° betragen. Hierbei gilt allerdings zu beachten, dass die Windkraftanlage entweder gestoppt wurde oder sich im Leerlauf befindet.

All diese Aussagen beziehen sich auf die Narbenhöhe und die standardisierten WKA-Klassen IA bis IIIC. WKA-Hersteller können über die WKA-Klasse S eigene Anforderungen definieren. Vergleicht man die Norm mit dem in den Naturwissenschaften beschriebenen Windverhalten aus den vorherigen Kapiteln, so ergibt sich in der Regel eine gute Übereinstimmung. Als Vereinfachung verzichtet die Norm allerdings auf die vorher beschriebene Ekman-Spirale. Bei einer Auswertung von Messdaten eines LiDAR-Messsystems muss dieses Verhalten allerdings berücksichtigt werden und gegebenenfalls ein Kompromiss gefunden werden, der diese Dynamik mitberücksichtigt.

A.1.3. Aerosolverteilungen

Messintervall	150-250nm	250nm-500µm	0,5µm-1,5µm	1,5µm-2,5µm	2,5µm-5µm	5µm-12,5µm
cont. cl.	1,20	0,15	0,030	0,0025	$7,02 \cdot 10^{-4}$	$6,40 \cdot 10^{-5}$
cont. ave.	3,23	0,40	0,080	0,0068	$1,97 \cdot 10^{-3}$	$1,71 \cdot 10^{-4}$
cont. poll.	7,20	0,82	0,124	0,0102	$2,80 \cdot 10^{-3}$	$2,56 \cdot 10^{-4}$
urban	13,0	1,58	0,300	0,0255	$7,02 \cdot 10^{-3}$	$6,40 \cdot 10^{-4}$
KA poll.	34,9	3,41	1,273	0,2777	0,124	0,0208
KA cl.	7,15	0,94	0,253	0,0424	0,0201	$2,47 \cdot 10^{-3}$
JA	245	28,16	0,713	0,0272	$9,19 \cdot 10^{-3}$	$1,06 \cdot 10^{-3}$

Tab. A.2.: Theoretische und gemessene Teilchenverteilungen pro Messintervall pro cm^3 .

A.2. Linsen

A.2.1. Abbildungen

Die Abbildung eines Punktes im Abstand s von einer Linse mit der Brennweite f_L geschieht im Abstand s' nach Formel [49]

$$\frac{1}{s} + \frac{1}{s'} = \frac{1}{f_L}. \quad (\text{A.4})$$

Die Brennweite f_L kann durch die Formel

$$\frac{1}{f_L} = (n - n') \left[\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} + \frac{(n - n') \cdot d_{\text{HH}}}{nR_1R_2} \right] \quad (\text{A.5})$$

berechnet werden, wobei R_1 der Radius der ersten und R_2 der zweiten Brechungsfläche ist. n ist der Brechungsindex des Linsenmaterials und n' der Brechungsindex des umgebenden Stoffes. d_{HH} ist der Abstand der beiden Hauptebenen der Linse. Für dünne Linsen nähert man Formel A.5 mit $d_{\text{HH}} = 0$.

A.2.2. Coddington-Faktor

Ein Maß für die Form einer Linse ist über den sogenannten Coddington-Formfaktor [88] gegeben:

$$\gamma_{\text{cod}} = \frac{R_2 + R_1}{R_2 - R_1}. \quad (\text{A.6})$$

Der Abstandsunterschied Δz_{SA} zwischen der paraxialen Brennebene und der Brennebene eines Strahls, welcher die Höhe h von der optischen Achse aus besitzt, ist gegeben durch [88]

$$\Delta z_{SA} = \frac{1}{s_h} - \frac{1}{s_p} = \frac{h^2}{8f_L^3} \frac{1}{n(n-1)} \left[\frac{n+2}{n-1} \gamma_{cod}^2 + 4(n+1)p_C \gamma_{cod} + (3n+2)(n-1)p_C^2 + \frac{n^3}{n-1} \right] \quad (A.7)$$

mit $p_C = \frac{s'-s}{s'+s}$. Es zeigt sich, dass Δz_{SA} minimal wird für den Coddington-Faktor

$$\gamma_{SA} = -\frac{2(n^2-1)}{n+2} p_C. \quad (A.8)$$

Für die Abbildung eines unendlich weit entfernten Gegenstandes bei einer Linse mit Brechungsindex 1,5 beträgt γ_{SA} ca. 0,713 und bewegt sich somit nahe dem plankonvexen Fall mit der sphärischen Seite zum Gegenstand gerichtet. Linsen mit einem entsprechend optimierten γ_{SA} -Wert werden auch als Best-Form Linsen bezeichnet.

A.3. LiDAR-Systeme

Das Betrachten von LiDAR-Systemen in der Industrie hat durchaus eine wissenschaftliche Sinnhaftigkeit. Die meisten der folgenden Produkte sind ursprünglich aus Forschungsprojekten entstanden und meist gut in ihrer Vorentwicklungsstufe durch Veröffentlichungen dokumentiert. Folgend deshalb eine Auflistung jener Systeme.

Leosphere Windcube V2 Der Leosphere Windcube ist eine schon weiterentwickelte Version eines auf dem Boden stationierten LiDAR-Systems, welches hauptsächlich zur Eineichung und Exploration genutzt wird [75]. Aus einer Box wird durch eine Sende- und Empfangsapertur an der Oberseite ein Strahl in kreisender Bewe-

gung ausgesendet. Die Messdistanz beträgt zwischen 40 und 200 m bei einer Ortsauflösung von 20 m und wird in der Normaleinstellung bei 1 Hz ausgegeben [87]. Der Laser wird gepulst und besitzt eine Wellenlänge von ca. 1,5 μm . Neuerdings wird der Windcube auch in einer Offshore-Version [74] mit höherer Beständigkeit angeboten.

Leosphere Windcube 100s/200s/400s Die Produktserie Leosphere Windcube 100s/200s/400s kann als Beispiel für Großraumüberwachung an Flughäfen oder Regelung von WKA-Farmen genutzt werden, wobei auch andere Einsatzmöglichkeiten angedacht sind [73]. Die Funktion des Gerätes wird als "wind mapping" beworben. Ein zweiachsiger motorisierter Arm dreht die monostatische Sende- und Empfangsoptik sowohl azimuthal als auch in der Höhe. Der Windcube dieser Reihe kann radiale Windgeschwindigkeitskomponenten von -30 bis +30 m/s mit einer Erfassungszeit von mindestens 0,5 s detektieren. Die Messlängen sind je nach Modell und Einstellung 25, 50, 75, 100, 150 oder 200 m und werden für die Raumüberwachung in einem Messfeld dargestellt [72, 59]. Dies wird durch Laserpulse mit einem 1,54 μm Laser und 10 kHz Wiederholungsrate ermöglicht. Das Modell 200s besitzt eine Pulslänge von 400 ns und eine Pulsenergie von 100 μJ , bei der 400s Version sind diese Werte verdoppelt [89].

Avent Wind Iris Der Wind Iris von Avent ist ein LiDAR, welches speziell für den Gondelbetrieb auf WKAs entwickelt wurde [9]. Es sitzt auf einem dämpfenden Dreibein und kann zwei Betriebsmoden erfüllen. Der präzise Modus hat eine Messdistanz von 80 bis 400 m und eine Ortsauflösung von 60 m, wobei die Daten zwischen 1 bis 2 Hz ausgegeben werden. Im schnellen Betrieb können zwischen 1 bis 4 Hz Datenausgabe erfolgen bei 30 m Ortsauflösung und einer Messweite von 40 bis 200 m. Der Laser ist gepulst und besitzt ei-

ne Wellenlänge von $1,54\ \mu\text{m}$. Die Richtungserfassung geschieht über zwei Strahlen, welche durch einen Vollwinkel von 30° entsendet werden [131]. Die große Messdistanz ermöglicht eine Eineichung von WKAs nach IEC 61400-12-2 [132]. Es gibt Ansätze Blickrichtung von zwei Strahlen auf fünf Strahlen zu erweitern, während die Messdistanz verringert wird [130].

ZephiR Ltd. ZephiR 300 Dieses System ist detailliert in Sektion 3.2 beschrieben.

Windar Photonics WindEye Dieses System ist detailliert in Sektion 3.2 beschrieben.

Windar Photonics 4-Beam Yaw and Pitch Optimization System
Dieses System ist detailliert in Sektion 3.2 beschrieben.

SgurrEnergy Ltd. Galion G4000 Das Galion G4000 misst mit einem Schwenkkopf ähnlich wie die Leosphere Windcube s Serie mit verschiedenen Stellwinkel in Kreisbewegungen um eine Achse [107]. Es besitzt eine Auflösung von 30 m und kann bis zu 130 Punkte bei einem Messabstand von 80 m bis 4 km haben. Der gepulste Betrieb durch eine 75 mm Sende- und Empfangsapertur bei einer Wellenlänge $1,56\ \mu\text{m}$ hat eine Energie von $30\ \mu\text{J}$ pro Puls und 20 kHz Wiederholungsrate [134].

SgurrEnergy Ltd. Galion G250 Das Galion G250 ist eine kleinere Version des G4000. Es besitzt als Unterschied eine Messdistanz von 40 bis 250 m mit $10\ \mu\text{J}$ Pulsenergie bei 150 ns Pulslänge und einer Ortsauflösung von 24 m [107, 89]. Ein Patent von SgurrEnergy scheint noch eine besondere Einsatzmöglichkeit zur Optimierung

von Turbinen aufzuzeigen, für welches dieses System mit näheren Messbereich gedacht ist [106].

Lockhead Martin Windtracer Der Lockheed Martin Windtracer ist ein übermanngroßes System mit mehr als 3 m Höhe [78]. Die technischen Angaben aus der Produktbrochüre variieren doch sehr stark, weshalb hier auf eine andere Literatur verwiesen werden sollte, dessen Werte auch als Vergleich genutzt werden [89]. Ein 1617 nm Laser wird mit 2 mJ Pulsenergie und 300 ns bei einer Wiederholungsrate von 750 Hz gepulst. Die Messlänge wird mit 80 m angegeben. Die Updaterate beträgt 10 Hz. Die Messdistanz liegt zwischen 400 m und 15 km.

Halo Photonics Stream Line Die Halo Photonics Stream Line Produkt Serie umfasst insgesamt 4 Modelle (Standard, Pro, Wind-Pro und Pro-Lo), welche verschiedene Aufgabenbereiche haben. Die Standardversion erinnert an die Windcube s Serie. Die hier angegebenen Daten sind aus der Kombination von Literatur entnommen [27, 11, 10, 102]. Es wird sich dabei auf die Version neuerer Publikationen bezogen [10, 102], welche ebenfalls ein Schwenkkopf nutzt. Demnach wird ein 1,5 μm Laser mit einer Pulsenergie von 100 μJ und einer Pulslänge von 170 ns bei einer Wiederholungsrate von 15 kHz betrieben. Das Teleskop besitzt eine Apertur von 75 mm, wobei der Sendestrahл beim Austritt einen Strahlradius von 2 cm hat. Die minimale Messdistanz ist 100 m, die maximale Reichweite beträgt 2 km.

Mitsubishi Electric Compact Optical-fiber Doppler Lidar System Das Compact Optical-fiber Doppler Lidar System von Mitsubishi Electric ist von seinen Entwicklern in der Literatur gut beschrieben [6, 62, 89]. Es besitzt einen fixen Messkopf, welcher einfache

Line-of-Sight Messungen durchführen kann. Die Messdistanz wird zwischen 100 m und 1,5 km angegeben (Diese Werte beziehen sich auf die Veröffentlichung von 2013 [89]). Die Pulsenergie des 1545 nm Lasers ist 6,5 μJ bei einer Pulslänge von 600 ns, was 90 m Auflösung ermöglicht. Der Laser hat eine spektrale Breite von 33 kHz und wird per EDFA auf ca. 1 W verstärkt. Intern wird ein 100 Hz Polarisationsregler genutzt um die Polarisation passend einzustellen. Der Durchmesser der Apertur beträgt 5 cm.

Mitsubishi Electric Compact Wind Lidar Über dieses LiDAR ist relativ wenig bekannt und die Informationen beziehen sich hauptsächlich auf die Angaben des Herstellers [30]. Es rotiert einen Strahl in Kegelform um Windgeschwindigkeitsinformationen an unterschiedlichen Orten und in unterschiedlichen Höhen zu erhalten. Die Messdistanz liegt zwischen 40 m und 250 m bei einer Messauflösung von mindestens 4 m. Das Gerät kann für Eichungen von Windkraftanlagen genutzt werden.

Mitsubishi Electric Nacelle Lidar Auch über das neu entwickelte Nacelle Lidar von Mitsubishi ist wenig bekannt. Die hier gegebenen Informationen beziehen sich einzig von der Herstellerseite [30]. Es scheint ebenso ein gepulstes LiDAR zu sein, welches eine Auflösung von Wahlweise 25, 30 oder 50 m hat. Die Messdistanz beträgt zwischen 50 m und 250 m. Als Unterschied zu vielen anderen Konkurrenten besitzt es neun Aperturen, welche an unterschiedlichen Positionen vor der Anlage messen können. Der Hersteller verspricht davon ein besseres Gesamtbild des einkommenden Windes.

SibellOptics Windimager Der Windimager von SibellOptics [92] ist ein neuentwickeltes System, welches für meteorologische Überwachungen und Exploration gedacht ist. Die typische Mess-

distanz des Gerätes liegt zwischen 400 m und 10 km. Es besitzt unterschiedliche Optionen zur Einstellung der Pulslänge, welche von 50 ns bis 400 ns gehen kann. Die Betriebswellenlänge ist 1547 nm bei einer spektralen Breite von 3 kHz. Die Teleskopapertur des Systems hat einen Durchmesser von 8 cm. Über einen Schwenkkopf kann das System radial und azimuthal wie die Windcube s Serie scannen.

Pentalum SpiDAR Der SpiDAR von Pentalum Technologies Ltd. [90, 141] ist ein LiDAR-System, welches ähnlich wie der Windcube V2 misst. Dabei liegt die Messdistanz zwischen 30 m und 180 m. Der Sende- und der Empfangszweig sind freiraumoptisch getrennt, wobei die Empfangsapertur wesentlich größer als die Sendepertur ist. Das SpiDAR misst die Geschwindigkeit nicht über die übliche LDV-Messmethode nach Formel 2.56. Im Gegenzug werden die Rückstreuungssignale auf Aerosoldichteschwankungen zurückgeführt, die miteinander zeitlich korreliert werden um daraus Windgeschwindigkeiten auf verschiedenen Höhen auszurechnen. Es ist in dem Patent sowohl der Einsatz auf Windenergieanlagen als auch im Bodenbetrieb beschrieben.

OpticSense Whirlwind1 Dieses System ist detailliert in Sektion 3.2 beschrieben.

A.4. Rekonstruktion von Windfeldern

Hier wird die Methode für die Konstruktion von Windfelder für ein zweistrahliges LiDAR-System angegeben. Der Aufbau entspricht Abb. A.2. Die Länge des Windvektors kann rekonstruiert werden über die Formel

$$v_W = |\vec{v}_W| = \sqrt{u_1^2 + u_2^2} \quad (\text{A.9})$$

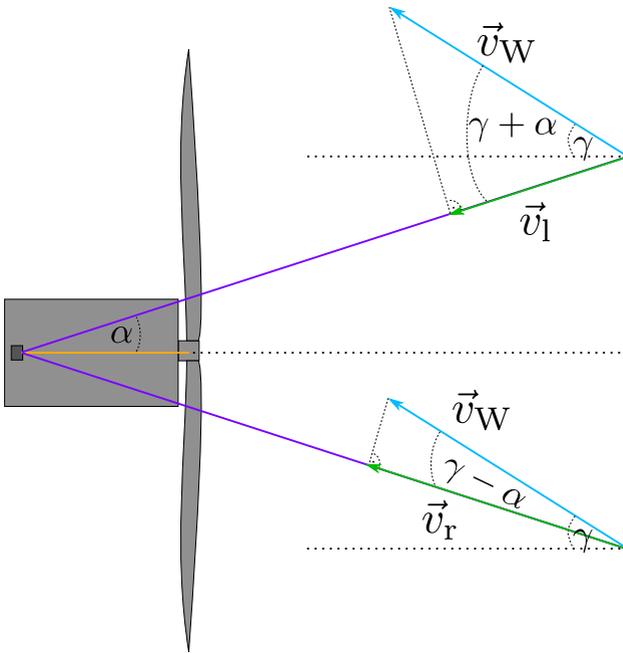


Abb. A.2.: Windrekonstruktion.

mit den Teillängen

$$u_1 = \frac{|\vec{v}_r| + |\vec{v}_l|}{2 \cdot \cos \alpha}, u_2 = \frac{|\vec{v}_r| - |\vec{v}_l|}{2 \cdot \sin \alpha}. \quad (\text{A.10})$$

Der Windwinkel γ kann über die Formel

$$\gamma = \arctan \left(\frac{u_2}{u_1} \right) \quad (\text{A.11})$$

bestimmt werden. Dabei wird insgesamt davon ausgegangen, dass der Wind aus dem vorderen Halbraum auf die WKA fällt. Eine weitere Methode ist in [133] beschrieben.

A.5. Teilchenvermessungen

Datum	Uhrzeit	150-250 nm	250-500nm	0,5-1,5µm	1,5-2,5µm	2,5-5µm	5-12,5µm
24.07.2015	14:07	93706	7701	1679	402	203	51
27.07.2015	14:17	26131	4415	1396	194	86	19
28.07.2015	17:11	44307	10039	3090	271	87	13
30.07.2015	13:25	35500	5459	1710	190	73	12
31.07.2015	18:58	43768	4006	896	184	95	19
03.08.2015	18:57	59973	3396	592	150	88	22
04.08.2015	14:09	56014	5804	1638	229	100	16
05.08.2015	14:16	122296	6879	1400	220	99	15
06.08.2015	14:47	171609	10769	2362	388	175	35
25.08.2015	09:58	26791	10075	3727	392	134	20
25.08.2015	15:12	25148	6804	2198	211	82	13
26.08.2015	14:36	40587	5589	1532	226	84	20
27.08.2015	08:31	101923	10717	2577	520	241	45
31.08.2015	10:10	140599	8708	1662	363	166	36
31.08.2015	17:06	98864	9864	3603	786	351	59
01.09.2015	16:18	20225	2657	716	120	57	7
21.09.2015	14:09	131586	9593	1482	185	73	13
22.09.2015	16:33	60131	4401	675	145	70	12
25.09.2015	16:45	32165	6620	1624	143	73	11
30.09.2015	15:51	110885	9032	1270	379	235	65

Tab. A.3.: Gemessene Teilchenverteilungen in Karlsruhe pro Messintervall pro 2,83l Messvolumen, gemessen mit dem TSI Aerotrak 9306-V2.

A.6. Multimoden in Fasern

Die Modenanzahl für stufenindex-basierte Fasern M_{SI} kann abgeschätzt werden durch

$$M_{\text{SI}} = \frac{1}{2} V_{\text{Fib}}^2 \quad (\text{A.12})$$

mit dem Faserparameter

$$V_{\text{Fib}} = \frac{\pi d}{\lambda} N A_{\text{Fib}} \quad (\text{A.13})$$

Der kritische Faserparameter $V_C = 2,405$ gibt eine Grenze an, ab welcher kein Einmodenbetrieb mehr theoretisch möglich ist. Die Modenzahl von Gradientenindexfasern M_{GI} liegt bei nur ungefähr der Hälfte von den Stufenindexfasern.

Treten mehrere Moden auf, so gibt es Wegunterschiede zwischen den einzelnen Moden, wobei die gaußförmige Grundmode die Mode mit dem kürzesten Weg ist. Man kann die Zeitunterschiede zwischen der Grundmode und der höchsten Mode pro Wegeinheit für Stufenindexfasern abschätzen mit

$$D_{\text{Mod.,SI}} = \frac{n_K}{c} \Delta \quad (\text{A.14})$$

und für Gradientenindexfasern mit

$$D_{\text{Mod.,GI}} = \frac{n_K}{c} \frac{\Delta^2}{2}. \quad (\text{A.15})$$

Ein weiterer wichtiger Punkt für die Betrachtung ist der Verlust der Polarisation über die Strecke bei multimodalen Stufenindexfasern. Sei der Polarisationsgrad definiert zu Beginn einer Faser als $\Phi_P = 1$ nach Formel 2.19 mit einer horizontalen Polarisation nach $P_x(0) = 1$ und $P_y(0) = 0$, so verliert sich der Polarisation im Verlauf der Faser bei Austritt nach einer Länge L_{Fib} exponentiell [63]

$$P_x = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \exp(-2h_{\text{Fib}}L_{\text{Fib}}), \quad (\text{A.16})$$

$$P_y = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \exp(-2h_{\text{Fib}}L_{\text{Fib}}), \quad (\text{A.17})$$

mit dem Kopplungsparameter h_{Fib} . Der theoretische Verlauf zeigt sich auch im Experiment [143]. Leider ist die dabei genutzte Definition des Polarisationsgrades nicht die allgemeine und entspricht nur einem Verhältnis S_1/S_0 . Dennoch können so die Anteile abgeschätzt werden.

A.7. Mathematische Formeln

A.7.1. Herleitung der Ellipsengleichung der Polarisation

Umformung entsprechend für [24], S.6 und 7:

$$\omega t - kz = \arccos\left(\frac{E_x}{E_{0x}}\right) - \delta_x \quad (\text{A.18})$$

$$\frac{E_y}{E_{0y}} = \cos(\omega t - kz + \delta_y) \quad (\text{A.19})$$

$$= \cos\left(\arccos\left(\frac{E_x}{E_{0x}}\right) + \delta\right) \quad (\text{A.20})$$

$$= \cos\left(\arccos\left(\frac{E_x}{E_{0x}}\right)\right) \cos(\delta) - \cos\left(\arccos\left(\frac{E_x}{E_{0x}}\right)\right) \sin(\delta) \quad (\text{A.21})$$

$$\Rightarrow \frac{E_y}{E_{0y}} - \frac{E_x}{E_{0x}} \cos \delta = -\sqrt{1 - \frac{E_x^2}{E_{0x}^2}} \sin(\delta) \quad (\text{A.22})$$

$$\Rightarrow \left(\frac{E_y}{E_{0y}}\right)^2 + \left(\frac{E_x}{E_{0x}}\right)^2 \cos^2 \delta - \frac{2E_x E_y}{E_{0x} E_{0y}} \cos \delta = \left(1 - \frac{E_x^2}{E_{0x}^2}\right) \sin^2(\delta) \quad (\text{A.23})$$

$$\Rightarrow \left(\frac{E_y}{E_{0y}}\right)^2 + \left(\frac{E_x}{E_{0x}}\right)^2 - \frac{2E_x E_y}{E_{0x} E_{0y}} \cos \delta = \sin^2(\delta) \quad (\text{A.24})$$

A.7.2. Müller-Matrizen

Hier sind für diese Schrift relevanten Müller-Matrizen \underline{M} enthalten [24].

Müllermatrix eines Lambda-Viertel-Plättchens:

$$\underline{M}_{\text{QWP}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.25})$$

Müllermatrix eines kleinen Streuers:

$$\underline{M}_{\text{scat}} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + \cos^2 \theta & -\sin^2 \theta & 0 & 0 \\ -\sin^2 \theta & 1 + \cos^2 \theta & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2 \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2 \cos \theta \end{pmatrix}. \quad (\text{A.26})$$

A.7.3. Gewichtungsfunktion fokussierter Dauerstrich-LiDAR

Ausgehend vom Sonnenschein-Horrigan-Modell [114]

$$P_{\text{SNR}} = \frac{\eta_{\text{Q}} P_{\text{S}} \beta(\pi) \pi r_{\text{L}}^2}{2B\hbar\omega_0} \int_0^{\infty} \frac{ds}{s^2 \left(1 + \left(\frac{\pi R_{\text{L}}^2}{\lambda s} \right)^2 \left(1 - \frac{s}{d_{\text{m}}} \right)^2 \right)} \quad (\text{A.27})$$

wird der SNR berechnet, welcher propotional zu der Betrachtung pro Wegelement ds ist:

$$\Rightarrow \frac{dP_{\text{SNR}}}{ds} \propto \frac{1}{\left(\left(\frac{\pi R_{\perp}^2}{\lambda s} \right)^2 \left(1 - \frac{s}{d_m} \right)^2 \right)} \quad (\text{A.28})$$

$$\propto \frac{1}{\left(f^2 + \left(\frac{\pi R_{\perp}^2}{\lambda s d_m} \right)^2 (d_m - s)^2 \right)}. \quad (\text{A.29})$$

Mit dem axialen Abstand $z \approx d_m - s$ vom Fokuspunkt und aufgrund der nahen Betrachtung am Fokuspunkt von $s d_m \approx d_m^2$, ergibt sich

$$\Rightarrow \frac{dP_{\text{SNR}}}{dz} \propto \frac{1}{\left(1 + \left(\frac{\pi R_{\perp}^2}{\lambda d_m^2} \right)^2 z^2 \right)}. \quad (\text{A.30})$$

Die Gleichungen 2.34 und 2.36 verkürzen die Formel zu

$$\Rightarrow \frac{dP_{\text{SNR}}}{dz} \propto \frac{1}{\left(1 + \frac{z^2}{z_R^2} \right)}. \quad (\text{A.31})$$

A.8. Frequenzverschiebung durch starke Fokussierung

Die Frequenzverschiebung hat eine zeitabhängige Gaußform im Signal von der Größenordnung [51]

$$\Delta T_{\text{chirp}}(z, v_{\perp}) = \frac{\pi w(z)}{2v_{\perp}}, \quad (\text{A.32})$$

wobei die Verschiebung der Frequenz berechnet werden kann zu

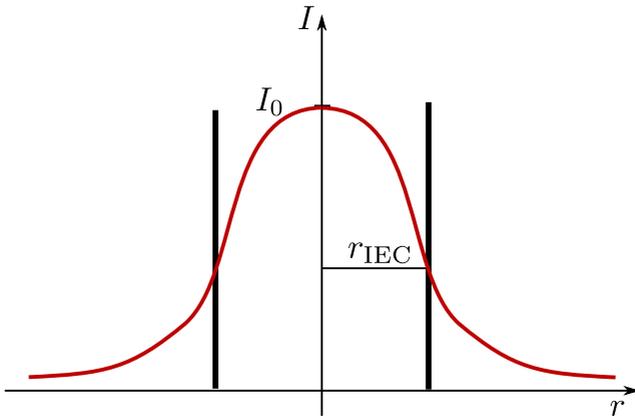


Abb. A.3.: Intensitätsverlauf I eines Gaußstrahls durch eine Apertur mit Radius r_{IEC} .

$$\Delta f_{\text{chirp}}(z, v_{\perp}) = v_{\perp} \sqrt{\frac{\pi z_R}{\lambda}} \frac{z}{\sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}} \quad (\text{A.33})$$

mit der senkrechten Geschwindigkeitskomponente des Teilchens v_{\perp} .

A.9. Laserleistung durch Strahlaufweitung

Der Laserschutz definiert eine maximal erlaubte Leistung

$$P_{\text{IEC}} = I_{\text{IEC}} A_{\text{IEC}} \quad (\text{A.34})$$

mit einem durchschnittlichen Intensitätswert I_{IEC} als maximal zulässige Bestrahlungsstärke (MZB) durch eine Fläche $A_{\text{IEC}} = \pi r_{\text{IEC}}^2$ mit Radius r_{IEC} , welche von einer Integrationszeit ("Pulse Train") t_{int} abhängig sind. Die Leistung eines Gaußstrahls P_S an einer Strahltaile mit einem Radius von w_0 durch eine Fläche mit Radius r_{IEC} mit ma-

ximaler Intensität I_0 , wie in Abb. A.3 gezeigt, kann mit dem Verlauf von Formel 2.32 bestimmt werden durch

$$\begin{aligned} P_{\text{IEC}} &= I_0 \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{r_{\text{IEC}}} \exp\left(\frac{-2r^2}{w_0^2}\right) r dr & (\text{A.35}) \\ &= \frac{\pi I_0 w_0^2}{2} \left(1 - \exp\left(\frac{-2r_{\text{IEC}}^2}{w_0^2}\right)\right). \end{aligned}$$

Die Strahltaillie ist in der Regel der gefährlichste Punkt eines Strahls, da hier die höchste Intensität vorherrscht. Wäre r_{IEC} unendlich groß, würde die Gesamtleistung P_S des Gaußstrahls berechnet werden zu

$$P_S = \frac{\pi w_0^2 I_0}{2}. \quad (\text{A.36})$$

Ist also die Aufweitung des Strahls w_0 an der Position einer durch den Laserschutz definierten Blende mit r_{IEC} mit einer maximal erlaubten Leistung von P_{IEC} bekannt, so kann die maximal erlaubte Strahlleistung über

$$P_S = \frac{I_{\text{IEC}} \cdot A_{\text{IEC}}}{1 - \exp\left(-2\frac{r_{\text{IEC}}^2}{w_0^2}\right)}. \quad (\text{A.37})$$

berechnet werden.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Leistungskapazität der Windenergie seit 2000 . . .	2
2.1	Betriebsmoden einer WKA	8
2.2	Strömungsverlauf der Betz-Modellierung	9
2.3	a) Einfluss auf Nennleistung durch Fehlstellung, b) schematische Typ 2 Wöhlerkurve	11
2.4	Poincaré-Kugel	17
2.5	Idealer Gaußstrahl	22
2.6	Kategorien optischer Fasern	29
2.7	Dopplerverschiebung bei Teilchendurchflug . . .	31
2.8	Messprinzip gepulstes LiDAR	34
2.9	Messabstandsabhängigkeit des Signals für ein fokus- siertes LiDAR-System	38
3.1	Messprinzip mechanisches Anemometer, deren Dar- stellung und Fahne	42
3.2	Ultraschallmessprinzip, 2d-Aufbau und ISpin . .	45
3.3	Zephir LiDAR: Messgeometrien, Darstellung und Prototypaufbau	47
3.4	Windar WindEYE und 4-Beam Lidar Messgeometri- en, Darstellung und Aufbau	49
3.5	Whirlwind Messgeometrie, Darstellung und schema- tischer Aufbau	51

5.1	Geometrie des Reaktionszeitmodells. Eine Windfront nähert sich unter einem Winkel γ und einer Geschwindigkeit v_W einer WKA.	64
5.2	Rotorverteilung von WKAs	66
5.3	Aufsummierte Wahrheitstabelle für Reaktionszeitanalyse	69
6.1	Streumatrix-Phaseneinträge für Erwartungswerte der Aerosolbestandteile	75
6.2	Absolute und relative Rückstreuoeffizienten der idealisierten Aerosolverteilungen	78
7.1	Aufbau eines brennweiten-referenzierten LiDARs	86
7.2	Kohärenzlängeneinfluss auf Schnittweite und Messvolumen	94
7.3	Aufbau eines klassischen LiDAR-Systems	95
8.1	Aufgebautes LAWAL System	102
8.2	Schematischer Aufbau des LAWAL LiDARs	104
8.3	Spektrale Messverläufe des LAWAL Aufbaus	112
8.4	Vergleich mechanisches Anemometer zu LiDAR-Messung	115
8.5	PM10-Verlauf in Karlsruhe 01.09.2015	119
8.6	Ideale und gemessene Teilchenverteilungen	120
9.1	Skizzenhafter Aufbau der Simulationsumgebung	125
9.2	Schematischer Ablauf der Simulationsumgebung	127
9.3	Vergleich zwischen simulierten und gemessenen spektralen Verläufen	132
10.1	Aufbau eines bistatischen Systems	138
10.2	Vergleich zwischen simulierter Überhöhung und analytischer Vorhersage	142

A.1	Atmosphärenaufbau	153
A.2	Windrekonstruktion	170
A.3	Intensitätsverlauf I eines Gaußstrahls durch eine Apertur mit Radius r_{IEC}	176

Tabellenverzeichnis

2.1	Eigenschaften von entarteten Polarisationszuständen	16
6.1	Parameter der genutzten Aerosolverteilungen	74
6.2	Berechnete, durchschnittliche, differenzielle Rückstreuquerschnitte	79
8.1	Aus den spektralen Verteilungen in Abb. 8.3 berechnete Rückstreukoeffizienten nach Formel 8.3.	114
8.2	Maximale und minimale Aerosoldichten der Messkampagne	117
8.3	Gemessene Teilchenverteilungen in Karlsruhe und Janneby	120
A.1	Rauigkeitslängen nach Geländeklassen	156
A.2	Theoretische und gemessene Teilchenverteilungen pro Messintervall	162
A.3	Gemessene Teilchenverteilungen in Karlsruhe	171

B. Literaturverzeichnis

- [1] Gesetz für den Ausbau Erneuerbarer Energien (EEG 2014).
- [2] Gesetz für den Vorrang Erneuerbarer Energien (EEG 2012).
- [3] Gesetz zur Einführung von Ausschreibungen für Strom aus erneuerbaren Energien und zu weiteren Änderungen des Rechts der erneuerbaren Energien (EEG 2017).
- [4] Coherent lidar system based on a semiconductor laser and amplifier, 2009. EP2212717B1.
- [5] Analog Devices. AD9467 Datasheet, Rev. D, 2013.
- [6] T. Ando, S. Kameyama, and Y. Hirano. All-fiber coherent Doppler LIDAR technologies at Mitsubishi Electric Corporation. *IOP Conference Series: Earth and Environmental Science*, 1(1):012011, 2008.
- [7] B. Arvani, R. Bradley Pierce, A. I. Lyapustin, Y. Wang, G. Ghermandi, and S. Teggi. Seasonal monitoring and estimation of regional aerosol distribution over Po valley, northern Italy, using a high-resolution MAIAC product. *Atmospheric Environment*, 141:106–121, 2016.
- [8] Atomic and Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics Molecular Physics Division. HITRANOnline. online, 2016. <http://hitran.org/>.
- [9] Aventes. WindIris Product Brochure, 2016.
- [10] V. A. Banakh, I. N. Smalikho, A. V. Falits, B. D. Belan, M. Y. Arshinov, and P. N. Antokhin. Joint Radiosonde and Doppler Lidar Measurements of Wind in the Atmospheric Boundary Layer. *Atmospheric and Oceanic Optics*, 28(2):185–191, 2015.

- [11] J. F. Barlow, T. M. Dunbar, E. G. Nemitz, C. R. Wood, M. W. Gallagher, F. Davies, E. O'Connor, and R. M. Harrison. Boundary layer dynamics over London, UK, as observed using Doppler lidar during REPARTEE-II. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 11:2111–2125, 2011.
- [12] BDEW Bundesverband der Energie- und Wasserwirtschaft e.V. Erneuerbare Energien und das EEG: Zahlen, Fakten, Grafiken (2016), 2016.
- [13] T. Beuth, M. Fox, and W. Stork. Horizontal geometrical reaction time model for two-beam nacelle LiDARs. In *Proc. of the SPIE*, volume 9526, 2015.
- [14] T. Beuth, M. Fox, and W. Stork. Parameterization of a geometrical reaction time model for two beam nacelle LiDARs. In *Proc. of the SPIE*, volume 9612, 2015.
- [15] T. Beuth, M. Fox, and W. Stork. Influence of laser coherence on reference matched Laser Doppler Velocimetry. *Applied Optics*, 55(8):2104–2108, 2016.
- [16] T. Beuth, C. Porcher, and L. Shinohara. Redesign of wind turbines based on LiDAR technology, is it worth it? A discussion based on a simple model for the towers initial costs. In *Energy Science Technology 2015 Book of Abstract*, 2015.
- [17] BMWi und AGEE. Erneuerbare Energien in Deutschland - Das Wichtigste im Jahr 2015 auf einen Blick, 2016.
- [18] C. Bollig, P. G. Hofmeister, M. Kunze, J. Schmidt, S. Fayed, and R. Reuter. Efficient single-frequency pulsed all-fibre amplifier for coherent lidar. In *Conference on Lasers and Electro-Optics Europe and International Quantum Electronics Conference*, 2013.
- [19] V. Brückner. *Elemente optischer Netze - Grundlagen und Praxis der optischen Datenübertragung*. Vieweg + Teubner, 2011.

-
- [20] E. Brinkmeyer and T. Waterholter. Continuous wave synthetic low-coherence wind sensing lidar: motionless measurement system with subsequent numerical range scanning. *Optics Express*, 21(2):1872–1897, 2013.
- [21] I. N. Bronstein, K. A. Semendjajew, G. Musiol, and H. Mühlig. *Taschenbuch der Mathematik*. Verlag Harri Deutsch, 2005. 6te Edition.
- [22] T. Burton, N. Jenkins, D. Sharpe, and E. Bossanyi. *Wind Energy Handbook*. Wiley, 2011.
- [23] T. O. H. Charett, S. W. James, and R. P. Tatam. Optical fibre laser velocimetry: a review. *Measurement Science and Technology*, 23(3):032001, 2012.
- [24] E. Collett. *Field Guide to Polarization*. SPIE Press, 2012.
- [25] A. Cuerva and A. Sanz-Andrés. On sonic anemometer measurement theory. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 88:25–55, 2000.
- [26] H. Czichos, B. Skrotzki, and F.-G. Simon. *Das Ingenieurwissen Werkstoffe*. Springer Vieweg, 2014.
- [27] J. C. Davis, C. G. Collier, F. Davies, Pearson G. N., R. Burton, and A. Russel. Doppler lidar observations of sensible heat flux and intercomparisons with a ground-based energy balance station and wrf model output. *Meteorologische Zeitschrift*, 18(2):155–162, 2009.
- [28] D. Deirmendjian. Electromagnetic scattering on spherical polydispersions. Technical report, United States Air Force, 1969.
- [29] A. Einstein. Strahlungs-Emission und -Absorption nach der Quantentheorie. *Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft*, 18:318–323, 1916.
- [30] Mitsubishi Electric. Lidar Themen Webseite. online: <http://www.mitsubishielectric.com/bu/lidar/products/index.html>, 2016.

- [31] J. A. Engel-Cox, C. H. Holloman, B. W. Coutant, and M. H. Raymond. Qualitative and quantitative evaluation of MODIS satellite sensor data for regional and urban scale air quality. *Atmospheric Environment*, 38:2495–2905, 2004.
- [32] K. Fatrdla. ROMO Wind AG: Optimierter Ertrag durch bessere Windausrichtung. Elektronischer Fachmessebericht, April 2015. <http://w3.windmesse.de/windenergie/news/18045-romo-wind-ag-optimierter-ertrag-durch-bessere-windausrichtung>.
- [33] B. J. Finlayson-Pitts and J. Pitts. *Chemistry of the upper and lower atmosphere : theory, experiments and applications*. Academic Press, 2000.
- [34] P. A. Fleming, A. K. Scholbrock, A. Jehu, S. Davoust, E. Osler, A. D. Wright, and A. Clifton. Field-test results using a nacelle-mounted lidar for improving wind turbine power capture by reducing yaw misalignment. *Journal of Physics: Conference Series*, 524(1):012002, 2014.
- [35] M. Fox, T. Beuth, A. Streck, and W. Stork. Signal simulation method for homodyne multiple target interferometers using short coherence length laser sources. In *Proc. SPIE 9526, Modeling Aspects in Optical Metrology V*, 952609, 2015.
- [36] M. Fox, T. Beuth, A. Streck, and W. Stork. System simulation method for fiber-based homodyne multiple target interferometers using short coherence length laser sources. In *Proc. SPIE 9577, Optical Modeling and Performance Predictions VII*, 95770F, 2015.
- [37] ForWind Zentrum für Windenergieforschung. Abschlussbericht zum Vorhaben "LIDAR II", 2015.
- [38] R. G. Frehlich and M. J. Kavaya. Coherent laser radar performance for general atmospheric refractive turbulence. *Applied Optics*, 30(36):5325–5352, 1991.
- [39] Gill Instruments Ltd. WindObserver II Ultrasonic Anemometer.

-
- [40] Global Wind Energy Council. Global Wind Report - Annual Market Update 2015, 2016.
- [41] J. W. Goodman. *Introduction to Fourier Optics*. McGraw-Hill, 1996.
- [42] J. W. Goodman. *Statistical Optics*. Wiley Interscience, 2000.
- [43] J. P. Gordon, H. J. Zeiger, and C. H. Townes. Molecular Microwave Oscillator and New Hyperfine Structure in the Microwave Spectrum of NH_3 . *Physical Review*, 95:282, 1954.
- [44] R. S. Hansen and C. Pedersen. All semiconductor laser Doppler anemometer at 1.55 micrometer. *Optics Express*, 16(22):18288–18295, 2008.
- [45] M. Harris, G. Constant, and C. Ward. Continuous-wave bistatic laser doppler wind sensor. *Applied Optics*, 40(9):1501–1506, 2001.
- [46] M. Harris, M. Hand, and A. Wright. Lidar for Turbine Control. Technical Report NREL/TP-500-39154, National Renewable Energy Laboratory, 2006.
- [47] M. Harris, Pearson G. N., K. D. Ridley, C. J. Karlsson, F. A. A. Olsson, and D. Letalick. Single-particle laser doppler anemometry at 1.55 micrometer. *Applied Optics*, 40(6):969–973, 2001.
- [48] E. Hau. *Windkraftanlagen - Grundlagen, Technik, Einsatz, Wirtschaftlichkeit*. Springer, 2008.
- [49] E. Hecht. *Optics*. Addison Wesley, 2002. 4te Edition.
- [50] M. Hess, P. Koepke, and I. Schult. Optical Properties of Aerosols and Clouds: The Software Package OPAC. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 79:831–844, 1998.
- [51] C. Hill. Modern fibre-optic coherent lidars for remote sensing. In *Proc. of SPIE Vol. 9649, 96490O-1*, 2015.
- [52] P. K. Hofmeister, C. Bollig, S. Fayed, M. Kunze, and R. Reuter. A Compact Doppler Wind Lidar for Controlling the Operation of Wind Turbines. *EARSeL eProceedings*, 14:1–15, 2015.

- [53] Q. Hu, C. Pedersen, and P. J. Rodrigo. Eye-safe diode laser Doppler lidar with a MEMS beam-scanner. *Optics Express*, 24(3):1934–1942, 2016.
- [54] Q. Hu, P. J. Rodrigo, and C. Pedersen. Remote Wind Sensing with a CW diode laser beyond the coherence regime. *Optics Letters*, 39(16):4875–4878, 2014.
- [55] International Electrotechnical Commission (IEC). Safety of laser products - Part 1: Equipment classification and requirements, IEC 60825-1. Technical report, International Electrotechnical Commission, 2014.
- [56] International Electrotechnical Commission (IEC). Wind turbines - part 1: Design requirements vr3.1, iec61400-1. Technical Report IEC61400-1, International Electrotechnical Commission, 2014.
- [57] A. Ishimaru. *Wave Propagation and Scattering*. IEEE Press, 2nd Volume edition, 1997.
- [58] M. R. Islam, S. Mekhilef, and R. Saidur. Progress and recent trends of wind energy technology. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 21:456–468, 2013.
- [59] J. B. Jakobsen, E. Cheynet, J. Snaebjörnsson, T. Mikkelsen, M. Sjöholm, N. Angelou, P. Hansen, J. Mann, B. Svardal, V. Kumer, and J. Reuder. Application of lidars for assessment of wind conditions on a bridge site. In *14th International Conference on Wind Engineering*, 2015.
- [60] J. Jonkman, S. Butterfield, W. Musial, and G. Scott. Definition of a 5-MW Reference Wind Turbine for Offshore System Development. Technical report, National Renewable Energy Laboratory, 2009.
- [61] OffshoreWind Journal. LM Wind Power unveils huge blade for Adwens AD 8-180, Juni 2016.
- [62] S. Kameyama, T. Ando, K. Asaka, Y. Hirano, and S. Wadaka. Compact all-fiber pulsed coherent doppler lidar system for wind sensing. *Applied Optics*, 46(11):1953–1962, 2007.

-
- [63] I. P. Kaminov. Polarization in Optical Fibers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 17(1):15–22, 1981.
- [64] Keopsys. Keopsys CW Fiber Laser User’s Manual CEFL-Kilo, Platform M501.
- [65] W. Koechner. *Solid State Laser Engineering*. Springer, 2005.
- [66] H. Kraus. *Die Atmosphäre der Erde - Eine Einführung in die Meteorologie*. Spinger, 2004.
- [67] L. Kristensen. The Perennial Cup Anemometer. *Wind Energy*, 2:59–75, 1999.
- [68] P. Kulkarni, P. A. Baron, and K. Willeke, editors. *Aerosol Measurement - Principles, Techniques, and Applications*. Wiley, 2011. 3te Edition.
- [69] R. Kuner. *Beobachterhandbuch für Wettermeldestellen des synoptischen-klimatologischen Mess- und Beobachtungsnetzes*. Deutscher Wetterdienst, 2008.
- [70] I. Lavassas, G. Nikolaidis, P. Zervas, E. Efthimiou, I. N. Doudoumis, and C. C. Baniotopoulos. Analysis and design of the prototype of a steel 1-MW wind turbine tower. *Engineering Structures*, 25(8):1097–1106, 2003.
- [71] T. R. Lawrence, D. J. Wilson, I. P. Craven, R. M. Huffaker, and J. A. L. Thomson. A Laser Velocimeter for Remote Wind Sensing. *Review of Scientific Instruments*, 43(3):512, 1972.
- [72] Leosphere. Method and Device for Determining the Movements of Fluid from Remote Measurements of Radial Velocities, 2006. WO2012/093221A1.
- [73] Leosphere. WindCube 100s/200s/400s product brochure, 2016.
- [74] Leosphere. Windcube v2 Offshore Product Brochure, 2016.
- [75] Leosphere. Windcube v2 Product Brochure, 2016.

- [76] S. Lüers, A. Wallasch, and K. Rehfeldt. Kostensituation der Windenergie an Land in Deutschland Update. Technical report, Deutsche Windguard, 2015.
- [77] P. Lindelöw. *Fiber Based Coherent Lidars for Remote Wind Sensing*. PhD thesis, Dänisch Technische Universität, 2007.
- [78] Lockheed Martin. Windtracer Product Brochure, 2016.
- [79] C. Maetzler. MATLAB Functions for Mie Scattering and Absorption. Technical report, Universität Bern, 2002.
- [80] H. Malberg. *Meteorologie und Klimatologie*. Springer, 2007.
- [81] J. C. Maxwell. A Dynamical Theory of the Electromagnetic Field. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 155:459–512, 1865.
- [82] P. McManamon. *Field Guide to Lidar*. SPIE Press, 2015.
- [83] T. Mikkelsen. On mean wind and turbulence profile measurements from ground-based wind lidars: limitations in time and space resolution with continuous wave and pulsed lidar systems. In *EWEC 2009 Proceedings Wind Profiles at Great Heights*, page 171ff, 2009.
- [84] D. Möller. *Luft - Chemie, Physik, Biologie, Reinhaltung, Recht*. DeGruyter, 2003.
- [85] B. Moslehi. Analysis of optical phase noise in fiber-optic systems employing a laser source with arbitrary coherence time. *Journal of Lightwave Technology*, 4(9):1334–1351, 1986.
- [86] B. Moslehi. Noise power spectra of optical two-beam interferometers induced by the laser phase noise. *Journal of Lightwave Technology*, 4(11):1704–1710, 1986.
- [87] J. Newman, T. Bonin, P. Klein, S. Wharton, and P. Chilson. Optimizing Lidar Scanning Strategies for Wind Energy Turbulence Measurement. In *21st Symposium on Boundary Layers and Turbulence*, Leeds, United Kingdom, 2013.

-
- [88] D. Pedrotti, L. Pedrotti, W. Bausch, and H. Schmidt. *Optik für Ingenieure*. Springer, 2008.
- [89] A. Pena, C. B. Hasager, J. Lange, J. Anger, M. Badger, F. Bingöl, O. Bischoff, J.-P. Cariou, F. Dunne, S. Emeis, M. Harris, M. Hofsäss, I. Karagali, J. Laks, S. E. Larsen, J. Mann, T. Krogh Mikkelsen, L. Y. Pao, M. Pitter, Andreas Rettenmeier, Ameya Sathe, Fabio Scanzani, David Schlipf, Eric Simley, C. Slinger, R. Wagner, and I. Würth. Remote Sensing for Wind Energy. Technical report, DTU Wind Energy, 2013.
- [90] Pentalum Technologies Ltd. Methods, devices and systems for remote wind sensing a laser anemometer, 2014. US8701482B2.
- [91] J. N. Porter and A. D. Clarke. Aerosol size distribution model based on in situ measurements. *Journal of Geophysical Research*, 102(D5):6035–6045, 1997.
- [92] N. S. Prasad, R. Sibell, S. Vettori, R. Higgins, and A. Tracy. An All-Fiber, Modular, Compact Wind Lidar for Wind Sensing and Wake Vortex Applications. In *Proc. SPIE 9465, Laser Radar Technology and Applications XX; and Atmospheric Propagation XII, 94650C*, 2015.
- [93] Projektträger Jülich. *Forschungsjahrbuch Erneuerbare Energien 2013*. Bundesministerium für Wirtschaft und Energie (BMWi), 2014.
- [94] V. Quaschnig. *Regenerative Energiesysteme: Technologie - Berechnung - Simulation*. Hanser Verlag, 2013.
- [95] L. Richter, H. I. Mandelberg, M. Kruger, and P. McGrath. Line-width determination from self-heterodyne measurements with subcoherence delay times. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 22(11):2070–2074, 1986.
- [96] P. J. Rodrigo, T. F. Q. Iversen, Q. Hu, and C. Pedersen. Diode laser lidar wind velocity sensor using a liquid-crystal retarder for non-mechanical beam-steering. *Optics Express*, 22(22):26674–26679, 2014.

- [97] P. J. Rodrigo and C. Pedersen. Doppler wind lidar using a MOPA semiconductor laser at stable single-frequency operation. In *Conference on Lasers and Electro-Optics 2009 and the European Quantum Electronics Conference*, 2009.
- [98] P. J. Rodrigo and C. Pedersen. Comparative study of the Performance of semiconductor laser based coherent Doppler Lidars. In *Proc. SPIE 8241, High-Power Diode Laser Technology and Applications X*, 824112, 2012.
- [99] P. J. Rodrigo and C. Pedersen. Field performance of an all-semiconductor laser coherent Doppler LIDAR. *Optics Letters*, 37(12):2277–2279, 2012.
- [100] Romo Wind. Apparatus for adjusting the yaw of a wind turbine, 2013. WO 2013/117470 A1.
- [101] E. Roos and K. Maile. *Werkstoffkunde - Grundlagen, Anwendung, Prüfung*. Springer Vieweg, 2015.
- [102] U. Saeed, F. Rocadenbosch, and S. Crewell. Performance test of the synergetic use of simulated lidar and microwave radiometer observations for mixing-layer height detection. In *Proc. SPIE 9640, Remote Sensing of Clouds and the Atmosphere XX*, 964008, 2015.
- [103] D. Schlipf. *Lidar-Assisted Control Concepts for Wind Turbines*. PhD thesis, Universität Stuttgart, 2015.
- [104] D. Schlipf, Stefan Kapp, Jan Anger, Oliver Bischoff, Martin Hofsäß, Andreas Rettenmeier, and Martin Kühn. Prospects of optimization of energy production by lidar assisted control of wind turbines. In *EWEA 2011 conference proceedings*, 2011.
- [105] A. Scholbrock, P. A. Fleming, A. Wright, C. Slinger, J. Medley, and M. Harris. Field test results from lidar measured yaw control for improved yaw alignment with the NREL controls advanced research turbine. In *Proceedings of the 33rd Wind Energy Symposium AIAA Sci-Tech Conference*, 2013.

-
- [106] SgurrEnergy Ltd. Method and System for Improving Energy Capture Efficiency from an Energy Capture Device, 2015. WO2015/124946A1.
- [107] SgurrEnergy Ltd. Galion Lidar Product Brochure, 2016.
- [108] L. Shinohara. *A Doppler Lidar system with preview control for wind turbine load mitigation*. PhD thesis, Karlsruhe Institute of Technology, 2014.
- [109] L. Shinohara, J. Asche-Tauscher, T. Beuth, N. Heussner, M. Fox, H. Umesh Babu, and W. Stork. Optical system design and experimental evaluation of a coherent doppler wind lidar system for the predictive control of wind turbine. *Optical Review*, 21(5):698–704, 2014.
- [110] L. Shinohara, T. A. Pham Tran, T. Beuth, H. Umesh Babu, N. Heussner, S. Bogatscher, S. Danilova, and W. Stork. A simulation environment for assisting system design of coherent laser doppler wind sensor for active wind turbine pitch control. In *Proc. SPIE 8789, Modeling Aspects in Optical Metrology IV, 87890V*, volume 8789, pages 87890V–87890V–10, 2013.
- [111] M. Sjöholm, T. Mikkelsen, H. Mann, K. Enevoldsen, and M. Courtney. Spatial averaging-effects on turbulence measured by a continuous-wave coherent lidar. *Meteorologische Zeitschrift*, 18(3):281–287, 2009.
- [112] C. Slinger, M. Leak, M. Pitter, and M. Harris. Relative power curve measurements using turbine mounted, continuous-wave lidar. Technical report, ZephIR Ltd., 2013.
- [113] I. N. Smalikho. On measurements of the dissipation rate of the turbulent energy with a cw Doppler lidar. *Atmospheric and Oceanic Optics*, 8(10):1457–1466, 1995.
- [114] C. M. Sonnenschein and F. A. Horrigan. Signal-to-Noise Relationships for Coaxial Systems that Heterodyne BACKscatter from the Atmosphere. *Applied Optics*, 10(7):1600–1604, 1971.

- [115] C. M. Sonsino. Course of SN-curves especially in the high-cycle fatigue regime with regard to component design and safety. *International Journal of Fatigue*, 29(12):2246–2258, 2007.
- [116] G. M. Stéphan, T. T. Tam, Blin S., P. Besnard, and M. Têtu. Laser line shape and spectral density of frequency noise. *Physical Review A*, 71(043809):1–9, 2005.
- [117] R. B. Stull. *An Introduction to Boundary Layer Metrology*. Kluwer Academic, 2003.
- [118] K. Thomson and P. Sorensen. Fatigue loads for wind turbines operating in wakes. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 80(1-2):121–136, 1999.
- [119] Thorlabs Ltd. Balance Amplified Photodetectors, PDB4xx Series Operation Manual, Nov. 2014.
- [120] K. H. Tow, Y. Léguillon, S. Fresnel, P. Besnard, L. Brilland, D. Méchin, P. Toupin, and J. Troles. Toward More Coherent Sources Using a Microstructured Chalcogenide Brillouin Fiber Laser. *IEEE Photonics Technology Letters*, 25(3):238–241, 2013.
- [121] K. Träumner, A. A. Wieser, B. Ruck, C. Frank, L. Röhner, and C. Kottmeier. The suitability of Doppler lidar for characterizing the wind field above forest edges. *Forestry*, 85:399–412, 2012.
- [122] Umweltbundesamt. Informationsblatt Feinstaub PM10, 2010.
- [123] Umweltbundesamt. Informationsblatt Feinstaub PM2.5, 2010.
- [124] US Windpower Inc. Speed control system for a variable speed wind turbine, 1992. US5155375A.
- [125] S. R. Valluri, D. J. Jeffrey, and R. M. Corless. Some applications of the Labert W function to physics. *Canadian Journal of Physics*, 78(9):823–831, 2000.

-
- [126] E. van Doorn, B. Dhruva, K. R. Screenivasan, and V. Cassella. Statistics of wind direction and its increments. *Physics of Fluids*, 12:1529, 2000.
- [127] M. Veljkovic, C. Heistermann, W. Husson, M. Limam, M. Feldmann, J. Naumes, D. Pak, T. Faber, M. Klose, K-U. Fruhner, L. Krutschinna, C. Baniotopoulos, I. Lavasas, A. Pontes, E. Ribeiro, M. Hadden, R. Sousa, L. da Silva, C. Rebelo, R. Simoes, J. Henriques, J. Matos, R. Nuutinen, and H. Kinnunen. High-strength tower in steel for wind turbines. Technical report, European Commission, 2009.
- [128] Vensys Energy AG. 2,5 MW-Plattform Datenblatt, 2016.
- [129] D. G. Voelz. *Computational Fourier Optics: A MATLAB Tutorial*. SPIE Press, 2011.
- [130] J. W. Wagenaar, S. Davoust, A. Medawar, G. Coubard-Millet, and K. Boorsma. Turbine performance validation: the application of nacelle LiDAR. Technical report, Energieonderzoek Centrum Nederland, 2014. presented at EWEA 2014 in Barcelona (poster: PO.081).
- [131] R. Wagner, M. S. Courtney, T. F. Pedersen, and S. Devoust. Uncertainty of power curve measurement with a two-beam nacelle-mounted lidar. *Wind Energy*, 19(7):1269–1287, 2015.
- [132] R. Wagner and S. Davoust. Nacelle lidar for power curve measurement - Avedore campaign. Technical report, DTU Wind Energy, 2013.
- [133] R. Wagner, R. L. Rivera, I. Antoniou, S. Davoust, T. F. Pedersen, M. Courtney, and B. Diznabi. Procedure for wind turbine power performance measurement with a two-beam nacelle lidar. Technical report, DTU Wind Energy, 2013.
- [134] H. Wang and R. J. Barthelmie. Wind Measurements from Arc Scans with Doppler Wind Lidar. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 32(11):2024–2040, 2015.
- [135] WCRP. A preliminary cloudless standard atmosphere for radiation computation. Technical report, World Climate Research Programme (WCP-112), 1986.

- [136] W. Weißbach, M. Dahms, and C. Jaroschek. *Werkstoffkunde - Strukturen, Eigenschaften, Prüfung*. Springer Vieweg, 2015.
- [137] C. Weitkamp. *Lidar - Range-Resolved Optical Remote Sensing of the Atmosphere*. Springer, 2005. 5th Volume.
- [138] Windar Photonics A/S. Multiple Directional Lidar System, 2013. WO2013/139347A1.
- [139] Windar Photonics A/S. 4-Beam LiDAR System For yaw and pitch optimization. Product news, July 2016.
- [140] Xilinx Inc. Zynq-7000 All Programmable SoC Overview, DS190 (v1.9), 2016.
- [141] A. Zacepins, V. Bezrukovs, V. Komasilovs, and V. Bezrukovs. Analysis of Wind Power Flow on different Heights in Ventspils Region based on Measurements by Pentalum Spidar. In *Proceedings of Engineering for Rural Development*, 2015.
- [142] ZephIR Lidar. ZephIR 300 Lidar Product Brochure, 2016.
- [143] Y. Zhan, Q. Yang, H. Wu, J. Lei, and P. Liang. Degradation of beam quality and depolarization of the laser beam in a step-index multi-mode optical fiber. *Optik - International Journal for Light and Electron Optics*, 120(12):585–590, 2009.

Eigene, separierte wissenschaftliche Arbeiten

- [BAZ13] BEUTH, T. ; AYHAN, S. ; ZWICK, T.: Einführung eines fakultäts- und semesterübergreifenden, frühphasigen Teampraktikums für die elektro- und informationstechnischen Bachelorstudiengänge am KIT. In: *Tagungsband zur Teaching-Learning Fachkonferenz 2013 movING Forward - Engineering Education from vision to mission*, 2013
- [BDUB⁺15] BEUTH, T. ; DANILOVA, S. ; UMESH BABU, H. ; BOGATSCHER, S. ; SHINOHARA, L. ; HEUSSNER, N.: Revision of an Optical Engineering Lecture Based on Students' Evaluation of University Teaching. In: *International Journal of Information and Education Technology* 5 (2015), Nr. 12, S. 890–896
- [BFS15a] BEUTH, T. ; FOX, M. ; STORK, W.: Horizontal geometrical reaction time model for two-beam nacelle LiDARs. In: *Proc. SPIE 9526, Modeling Aspects in Optical Metrology V, 95260G*, 2015
- [BFS15b] BEUTH, T. ; FOX, M. ; STORK, W.: Parameterization of a geometrical reaction time model for two beam nacelle LiDARs. In: *Proc. SPIE 9612, Lidar Remote Sensing for Environmental Monitoring XV, 96120J* Bd. 9612, 2015
- [BFS16] BEUTH, T. ; FOX, M. ; STORK, W.: Influence of laser coherence on reference matched Laser Doppler Velocimetry. In: *Applied Optics* 55 (2016), Nr. 8, S. 2104–2108
- [BGB⁺12] BOGATSCHER, S. ; GIESEL, C. ; BEUTH, T. ; UMESH-BABU, H. ; SHINOHARA, L. ; HEUSSNER, N. ; STRECK, A. ; STORK, W.: Fast

- scan-fail device for class 1 operation of scanning micromirrors at a high laser power in the near-infrared region. In: *Proc. SPIE 8512, Infrared Sensors, Devices, and Applications II, 85120E* Bd. 8512, 2012, 85120E-85120E-9
- [BGT⁺15] BEUTH, T. ; GÄDECKE, T. ; TRADOWSKY, C. ; BECKER, J. E. ; KLIMM, A. ; SANDER, O.: The Road to "ITIV Labs" an Integrated Concept for Project-Oriented Systems Engineering Education. In: *International Journal of Information and Education Technology* 5 (2015), Nr. 4, S. 250–254
- [BPS15] BEUTH, T. ; PORCHER, C. ; SHINOHARA, L.: Redesign of wind turbines based on LiDAR technology, is it worth it? A discussion based on a simple model for the towers' initial costs. In: *Energy Science Technology 2015 Book of Abstract*, 2015
- [BSFS14] BEUTH, T. ; SHINOHARA, L. ; FOX, M. ; STORK, W.: Calculation of Backscatter Coefficients for Lidar systems by Mie-Scattering Theory and Atmospheric Properties. In: *DGaO Proceedings*, 2014
- [FBSS15a] FOX, M. ; BEUTH, T. ; STRECK, A. ; STORK, W.: Signal simulation method for homodyne multiple target interferometers using short coherence length laser sources. In: *Proc. SPIE 9526, Modeling Aspects in Optical Metrology V, 952609*, 2015
- [FBSS15b] FOX, M. ; BEUTH, T. ; STRECK, A. ; STORK, W.: System simulation method for fiber-based homodyne multiple target interferometers using short coherence length laser sources. In: *Proc. SPIE 9577, Optical Modeling and Performance Predictions VII, 95770F*, 2015
- [HHN⁺14] HEUSSNER, N. ; HOLL, L. ; NOWAK, T. ; BEUTH, T. ; SPITZER, M. S. ; STORK, W.: Prediction of temperature and damage in an irradiated human eye Utilization of a detailed computer model which includes a vectorial blood stream in the choroid.

In: *Computers in Biology and Medicine* 51 (2014), Nr. 0, S. 35 – 43.
– ISSN 0010–4825

- [HHS⁺13] HEUSSNER, N. ; HOLL, L. ; SHULTS, A. ; BEUTH, T. ; UMESH BABU, H. ; SHINOHARA, L. ; BOGATSCHER, S. ; WIPPLER, M. ; STORK, W.: Thermodynamic finite-element-method (FEM) eye model for laser safety considerations. In: *Proc. SPIE 8579, Optical Interactions with Tissue and Cells XXIV, 85790J* 8579 (2013), S. 85790J–85790J–8
- [KBK⁺14] KOBLER, A. ; BEUTH, T. ; KLÖFFEL, T. ; PRANG, R. ; SCHERER, T. ; MOOSMANN, M. ; ZHONG, S. ; MEYER, B. ; BITZEK, E. ; KÜBEL, C. ; HAHN, H. ; SCHIMMEL, T.: Mechanical properties of nanotwinned Ag wires. In: *Talk in Nanobrücken 2014 Workshop*, 2014
- [KBK⁺15] KOBLER, A. ; BEUTH, T. ; KLÖFFEL, T. ; PRANG, R. ; MOOSMANN, M. ; SCHERER, T. ; WALHEIM, S. ; HAHN, H. ; KÜBEL, C. ; SCHIMMEL, T. ; MEYER, B. ; BITZEK, E.: Nanotwinned Silver Nanowires: Structure and Mechanical Properties. In: *Acta Materialia* 92 (2015), S. 299–308
- [NBBPL] NÜRNBERG, T. ; BEUTH, T. ; BECKER, J. ; PUENTE LEON, Fernando: An introductory microcontroller programming laboratory course for first-year students. In: *International Journal of Electrical Engineering Education* 53, Nr. 2, S. 99–113
- [NBP⁺12] NIESTORUK, L. ; BEUTH, T. ; PETRY, K. ; BALZER, M. ; STORK, W. ; MUELLER-GLASER, K.: A concept for wearable long-term urinary bladder monitoring with ultrasound. Feasibility study. In: *Education and Research Conference (EDERC), 2012 5th European DSP*, 2012, S. 134–138
- [SATB⁺14] SHINOHARA, L. ; ASCHE-TAUSCHER, J. ; BEUTH, T. ; HEUSSNER, N. ; FOX, M. ; UMESH BABU, H. ; STORK, W.: Optical system design and experimental evaluation of a coherent Doppler wind Lidar system for the predictive control of wind turbine. In: *Optical Review* 21 (2014), Nr. 5, S. 698–704

- [SBF⁺14a] SHINOHARA, L. ; BEUTH, T. ; FOX, M. ; ASCHE-TAUSCHER, J. ; STORK, W.: Multi-length Fiber Delay Line for the Wind Turbine Pitch Control with a Doppler Wind Lidar System. In: *DGaO Proceedings*, 2014
- [SBF⁺14b] SHINOHARA, L. ; BEUTH, T. ; FOX, M. ; HEUSSNER, N. ; UMESH BABU, H. ; STORK, W.: System Design of a Coherent Laser Doppler Wind Profiler for the Predictive Control of Wind Turbine System (WTS). In: *Proceedings of the International Conference on Optics-photonics Design & fabrication*, 2014
- [SPTB⁺13] SHINOHARA, L. ; PHAM TRAN, T. A. ; BEUTH, T. ; UMESH BABU, H. ; HEUSSNER, N. ; BOGATSCHER, S. ; DANILOVA, S. ; STORK, W.: A simulation environment for assisting system design of coherent laser doppler wind sensor for active wind turbine pitch control. In: *Proc. SPIE 8789, Modeling Aspects in Optical Metrology IV, 87890V* Bd. 8789, 2013, 87890V-87890V-10
- [SXBS14] SHINOHARA, L. ; XU, S. ; BEUTH, T. ; STORK, W.: Receding horizon control (RHC) on a Lidar based preview controller design for the active wind turbine pitch system. In: *KIT Scientific Working Papers* Bd. 22, 2014
- [TLW⁺15] TRADOWSKY, C. ; LAUBER, A. ; WERNER, S. ; BEUTH, T. ; MUELLER-GLASER, K. ; SAX, E.: Porter for the ITIV LABS - Objective-Related Engineering Education in an Undergraduate Laboratory. In: *Journal of Teaching and Education* 4 (2015), Nr. 1, S. 45–58

Betreute studentische Arbeiten

- [Bes16] Mevluet Beser. Simulation der Abbildung mehrerer starker Streuer in einem LiDAR-basierten Interferometer, 2016. Bachelorarbeit.
- [Hög16] Marina Högerle. Entwicklung und Analyse von Methoden zur Bildqualitätsbestimmung von scannenden Retina-Projektoren, 2016. Masterarbeit.
- [Por14] Camille Porcher. Einfluss von Lidar Systemen auf die Stromgestehungskosten, 2014. Bachelorarbeit.
- [Pyr16] Milosz Pyrtek. Charakterisierung, Optimierung und Weiterentwicklung eines optischen 6DoF-Positionsbestimmungssystems auf Grundlage optoelektronischer Messtechnik, 2016. Masterarbeit.
- [vB15] Sophie von Borstel. Erhöhung der Empfangsapertur von LIDAR-Systemen durch Reflektive Optik, 2015. Masterarbeit.
- [Web16] Lothar Achim Weber. Untersuchung von Multimode-Fasern für den Einsatz in einem LiDAR, 2016. Masterarbeit.

Abkürzungs- und Symbolverzeichnis

α	Halber Stellwinkel des LiDARs
α_{abs}	Absorptionsterm der Atmosphäre
A_L	Linsenfläche
A_M	Messfläche des Lasers
AOM	Acousto-Optic Modulator
AR	Antireflektive
A_W	durchströmte Fläche eines Windes
a_W	Scale-Parameter der Weibull-Verteilung
β	Rückstreuoeffizient
B	Bandbreite
β_j	Rückstreuoeffizient einer Aerosolart j
c	Lichtgeschwindigkeit innerhalb eines Materials
c_0	Vakuumlichtgeschwindigkeit
c_p	Betzscher Leistungsbeiwert
$c_{p,\text{id}}$	idealer Leistungsbeiwert einer WKA (Betz-Modell) =0,593
CPU	Central Processing Unit
CUDA	Compute Unified Device Architecture
CW	Engl. Continuous Wave, Dauerstrich
Δ	normierte Brechzahl
d_B	Kollektorflächendurchmesser
D_{DOF}	Schärfentiefe

- D_F Fernpunktabstand
- d_K Durchmesser Faserkern
- d_K Durchmesser Fasermantel
- d_L Linsendurchmesser
- ΔL_P ... Messlänge eines LiDAR-Pulses
- D_N Nahpunktabstand
- Δv_G ... Halbwertsbreite einer gaußförmigen Mode
- Δv_L ... Halbwertsbreite einer lorenzförmigen Mode
- $\Delta \omega_D$.. Dopplerverschiebung
- δ_P relativer Phasenversatz von δ_y zu δ_x
- Δt Zeitversatz zwischen zwei Strahlen mit ursprünglich gleichem Ursprung
- δ_x Phasenversatz in x-Richtung
- δ_y Phasenversatz in y-Richtung
- \vec{E} elektrisches Feld (vektoriell)
- E_{0x} maximales elektrisches Feld in x-Richtung
- E_{0y} Maximales elektrisches Feld in y-Richtung
- EDFA . Erbium Doped Fiber Amplifier
- $E_{T,j}$... maximale elektrische Feldamplitude eines von einem Teilchen j gestreuten Feldes
- \vec{e}_L Einheitsvektor des Empfangsstrahls
- E_{ref} ... maximale elektrische Feldamplitude des Referenzstrahls
- $\dot{E}_{W,\text{kin}}$. zeitliche Änderung der kinetischen Windenergie
- E_x Elektrisches Feld in x-Richtung
- E_y Elektrisches Feld in y-Richtung
- f_L Linsenbrennweite
- FC Fiber Connector
- FFT ... Fast Fourier Transformation

FKZ ...	Förderkennzeichen
FPGA .	Field Programmable Gate Array
FWHM	Full Width Half Maximum
γ	horizontale Windwinkelfehlstellung zur Rotorachse
γ_G	Interferenzeinhüllende einer Gaußmode
γ_L	Interferenzeinhüllende einer Lorentzmode
G_L	Lorentzförmige Resonatormode
G_{sys} ...	geometrischer Gewichtungsfaktor eines LiDARs
h_0	gemessene Referenzhöhe
HAWT	Horizontal Axis Wind Turbine
h	Höhe vom Boden aus
I_{0x}	Intensitätsamplitude in x-Richtung
I_{0y}	Intensitätsamplitude in y-Richtung
\vec{I}_{in}	Intensitätsvektor des eingehenden Lichtes
I_{ref}	Intensitätsamplitude des Referenzstrahls
\vec{I}_{sc}	Intensitätsvektor des gestreuten Lichtes
$I_{T,j}$	Intensitätsamplitude eines von einem Teilchen j gestreuten Feldes
ITIV ..	Institut für Technik der Informationsverarbeitung
K	Kontrast
k	Wellenzahl
KIT ...	Karlsruher Institut für Technologie
KSOP .	Karlsruhe School for Optics and Photonics
K_{sys} ...	Systemfaktor eines LiDARs
k_W	Form-Parameter der Weibull-Verteilung
λ	Vakuumwellenlänge
L+45P .	linear positive diagonale Polarisation

- L-45P . linear negative diagonale Polarisation
- LCP ... Linkszirkulare Polarisation
- LDV .. Laser Doppler Velocimetrie
- l_G Kohärenzlänge einer Gaußmode
- LHP .. linear horizontale Polarisation
- LiDAR Light Detection And Ranging
- l_L Kohärenzlänge einer Lorentzmode
- l_M Messlänge eines LiDAR-Systems
- LO ... Local Oscillator, Referenzstrahl
- L_p ... räumliche Länge eines LiDAR-Pulses
- L_{res} ... Resonatorabstand im Laser
- LVP ... linear vertikale Polarisation
- \underline{M} Müller-Matrix
- MEMS Micro electro mechanical system
- MMF . Multimode Fiber
- \dot{m}_W ... zeitlicher Massenstrom
- MZB .. Maximal zulässige Bestrahlung
- n Brechungsindex
- ν_0 Zentralfrequenz einer Resonatormode
- NA_{Fib} . Numerische Apertur der Faser
- η_{Amp} .. Transimpedanzverstärkung des Detektors
- η_{Det} ... Spektrale Responsivität des Detektors
- $\vec{x}_{P,i}$ Position des i-ten Teilchens = $(x_{P,i}, y_{P,i}, z_{P,i})$
- NEP .. Noise Equivalent Power
- N_F ... Blendenzahl
- N_i Teilchenanzahl eines i-ten Aerosoltyps

n_j	Teilchendichte der j -ten Teilchenart
n_K	Brechungsindex Faserkern
ν_{Laser} ..	Laserfrequenzen unter Resonanzbedingung
η_{loss}	Verlust der Leistung durch optische Übergänge
η_{loss}	Verlust im LiDAR-System
n_M	Brechungsindex Mantel
NREL	National Renewable Energy Laboratory
Ω	Raumwinkel
ω	Kreisfrequenz einer Welle
ω_0	Zentralkreisfrequenz eines Lasers
P_{AC}	optische Leistung des Wechselanteils
P_{DC}	optische Leistung des Gleichanteils
Ψ_i	Phasorfunktion des i -ten Teilchens
$P_{\text{det},i}$..	detektierte Leistung des i -ten Zweiges
φ_{NA}	Akzeptanzwinkel
P_{Nenn}	Nennleistung einer WKA
Φ_P	Polarisationsgrad
$\varphi_{r,j}$	Phase zwischen der Referenzwelle und eines von einem Teilchen j gestreuten Lichtes
φ_{ref}	Phase der Referenzwelle
P_S	Sendestrahlleistung
$p_{\sigma,1}$	normierte Phasenfunktion der Streuung
P_{SNR} ..	SNR eines LiDARs
Ψ_{sum} ..	aufsummierte Phasorfunktion
$\varphi_{T,j}$	Phase der Welle eines von einem Teilchen j gestreuten Lichtes
P_W	Gesamtleistung eines Windes
P_{WKA}	Leistung einer WKA

q_{mod}	..	Modenzahl eines Laser
Q_{sca}	...	Streueffizienz
QWP	..	Quarter Wave Plate
R	Rotorradius
RCP	...	Rechtszirkulare Polarisation
r_{L}	Linsenradius
$r_{\text{max},j}$..	maximaler Intergrationsradius einer Teilchenart j
$r_{\text{min},j}$..	minimaler Intergrationsradius einer Teilchenart j
$r_{\text{mod},i}$..	Modenradius eines i -ten Aerosoltyps
$r_{\text{T.E.},i}$..	Erwartungswert des Radius eines i -ten Aerosoltyps
ρ_{W}	Dichte des Windes
s	Abstand
s_{B}	Abstand des Detektors zur Empfangslinse
σ_i	Standardabweichung des Radius eines i -ten Aerosoltyps
S_i	i -te Komponente des Stokes-Vektor
\vec{s}_{L}	Einheitsvektor des Sendestrahl
SMF	..	Single Mode Fiber
SNR	..	Signal Noise Ratio
\vec{S}_{P}	Stokes-Vektor
s_{p}	Abstand zum Mittelpunkt des Streuvolumens eines LiDAR-Pulses
$\sigma_{\text{s},i}$	Einträge der Streumatrix M
σ_{W}	Standardabweichung der Windgeschwindigkeit
θ	Streuwinkel
θ_{cg}	maximale Windwinkelwechsel nach kohärentem Böen-Modell
θ_{E}	Winkel des Empfangsstrahl zum Sendestrahl
T_{env}	...	Transmissionsterm der Umgebung

τ_G	Kohärenzzeit einer Gaußmode
τ_L	Kohärenzzeit einer Lorentzmode
t_p	zeitliche Dauer eines LiDAR-Pulses
θ_T	Winkel des Teilchengeschwindigkeitsvektor zum Sendestrahl
v_1	Anfangswindgeschwindigkeit im Betz-Modell
v_3	Endwindgeschwindigkeit im Betz-Modell
V_{AC}	gemessene Spannung am Detektor
v_{CI}	Cut-In-Windgeschwindigkeit
v_{CO}	Cut-Out-Windgeschwindigkeit
v_{Nenn}	Nennwindgeschwindigkeit einer WKA
v_T	Absolute Geschwindigkeit eines Teilchens
v_W	Windgeschwindigkeit
$v_{W,0}$	Windgeschwindigkeit in einer Referenzhöhe h_0
\bar{v}_{Wb}	Erwartungswert der Weibull-Verteilung
w	Gaußstrahlradius
w_0	minimaler Gaußstrahltaillenradius
WKA	Windkraftanlage
ζ_L	parametrisierte, lorentzförmige Kohärenzlänge
ζ_r	parametrisierter Messabstand
x_T	Mie-Streuparameter
z_0	Rauigkeitslänge des Boden
Z_{atm}	Referenzhöhe einer Teilchenverteilung
z_R	Rayleigh-Länge
ζ_W	Verhältnis End- zu Anfangsgeschwindigkeit (Betz-Modell)

