



Bachelorarbeit

Entwicklung eines Algorithmus zur Untersuchung arktischer Wolken anhand von Micropulse-Lidar-Messungen in Ny-Ålesund

angefertigt am:
Alfred-Wegener-Institut Helmholtz-Zentrum für Polar- und Meeresforschung
Sektion Physik der Atmosphäre
Standort Potsdam

eingereicht am:
Institut für Meteorologie
Fachbereich Geowissenschaften
Freie Universität Berlin

Name: Laura Mack
Matrikelnummer: 5178914
Studiengang: B.Sc. Meteorologie
Datum: 07.08.2020

Erstgutachter: Prof. Dr. Henning Rust
Zweitgutachter: Dr. Christoph Ritter

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde ein Algorithmus entwickelt, mit welchem aus einminütig aufgelösten Micropulse-Lidar-Messungen an der AWIPEV-Station in Ny-Ålesund (Spitzbergen) anhand von Schwellenwerten Niederschlag, Wolken und klare Verhältnisse unterschieden und bei Wolken die Wolkenunter- und -obergrenzen bestimmt werden können. Anhand eines Fallbeispiels mit optisch dünnem Cirrus vom 20.01.2019 konnte eine gute Übereinstimmung der erfassten Wolkenunter- und -obergrenzen mit Depolarisationsverhältnis, Farbverhältnis und Extinktionskoeffizient gemessen mit einem Raman-Lidar festgestellt werden. Der Algorithmus erfasst in den Micropulse-Lidar-Daten eine Wolkenbedeckung von 74 % im Jahresmittel, welche 2 % höher liegt als bei dem CL51-Ceilometer, welches eine im Jahresmittel 559 m höhere niedrigste Wolkenuntergrenze erfasst. Die Differenz der erfassten niedrigsten Wolkenuntergrenzen zwischen Ceilometer und Micropulse-Lidar nimmt mit der Höhe zu. Die Untersuchung der vom Algorithmus erfassten Wolken zwischen Dezember 2018 und November 2019 ergab, dass tiefe Wolken während der Polarnacht häufiger höhere Wolkenuntergrenzen (um 1000 m) aufweisen als während des Polartags (um 500 m). Die Anzahl effektiver Wolkenobergrenzen ist im Winter und Frühling geringer als im Sommer und Herbst. Eindringtiefe und Wolkendicke hängen v.a. von der Höhe ab und sind für mittelhohe Wolken am größten und für hohe am niedrigsten. Die Volumendepolarisation in Wolken nimmt mit der Höhe zu und ist im Winter höher als im Sommer und korreliert negativ linear mit der Mitteltemperatur. Die gemeinsame Wahrscheinlichkeitsdichte von mittlerer Volumendepolarisation und mittlerem kalibrierten Rückstreuungssignal weist für tiefe und hohe Wolken im Jahresmittel separate Maxima auf.

Abstract

In this thesis a threshold based algorithm for distinguishing between precipitation, clouds and clear sky condition was developed based on micropulse lidar measurements at AWIPEV research station in Ny-Ålesund (Svalbard) with a time resolution of one minute. In the case of cloud occurrence the cloud base and cloud top height are determined. Based on a case study with optical thin cirrus at 20.01.2019 it was shown that the determined cloud base and cloud top height are consistent with depolarization ratio, color ratio and extinction coefficient measured by a Raman lidar. The algorithm for micropulse lidar data detects an annual mean cloud occurrence of 74 %. A nearby CL51 ceilometer detects 2 % less annual mean cloud occurrence and a 559 m higher mean cloud base height. The bias between cloud base height measured by micropulse lidar and ceilometer increases with height. Besides, the detected clouds by the algorithm are investigated between December 2018 and November 2019. It was found that during polar night the cloud base of low level clouds is higher (1000 m) than during polar day (500 m). The amount of detected effective cloud tops during winter and spring is higher than during summer and autumn. Cloud penetration depth and cloud thickness are depending above all on height. Both are maximal for mid level clouds and minimal for high level clouds. The volume depolarization ratio in clouds increases with height and is larger in winter than in summer. The mean volume depolarization correlates negative linear with mean temperature. The common probability density of mean volume depolarization and mean backscatter has different maxima for low and high level clouds in an one year cycle.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	3
2. Meteorologische Grundlagen	4
2.1. Die Arktis - ein Überblick	4
2.2. Arktische Wolken	5
2.3. Strahlungsprozesse in der Atmosphäre	8
3. Messprinzipien und Datengrundlage	11
3.1. Lidar	11
3.1.1. Aufbau eines Lidars	11
3.1.2. Elastische Lidargleichung und Klett-Algorithmus	12
3.1.3. Inelastische Lidargleichung	14
3.1.4. Wichtige Lidargrößen	14
3.2. Datengrundlage	16
3.2.1. Ny-Ålesund	16
3.2.2. Verwendete Messgeräte	16
4. Entwicklung eines Algorithmus zur automatischen Bestimmung von Wolkenunter- und -obergrenze beim MPL	17
4.1. Vorgehen	17
4.2. Validierung anhand eines Fallbeispiels mit Raman-Lidar-Messungen	22
5. Vergleich der von Ceilometer und MPL bestimmten Wolkenuntergrenzen	24
5.1. Vergleich der Wolkenuntergrenzen in einminütiger Auflösung	25
5.2. Wolkenbedeckung und mittlere Wolkenuntergrenze	26
6. Auswertung der MPL-Daten	27
6.1. Vertikale Verteilung	28
6.2. Wolkendicke und Eindringtiefe	30
6.3. Depolarisation und Rückstreuung	31
7. Zusammenfassung	34
8. Ausblick	35
Literatur	36
A. Kalibrierung der Volumendepolarisation beim MPL	38

1. Einleitung

Die Arktis umfasst das zum großen Teil vom Meereis bedeckte Nordpolarmeer sowie die Permafrostgebiete der Nordhalbkugel und trägt dadurch zu einem meridionalen Temperaturgradienten zwischen hohen und mittleren Breiten bei, welcher ursächlich für Zirkulationsmuster der Nordhalbkugel (bspw. Arktische Oszillation) ist. Doch Beobachtungen zeigen, dass die Lufttemperatur in der Arktis zwei- bis dreimal schneller ansteigt als im globalen Mittel und die Arktis eine besonders hohe Sensitivität bezüglich globaler Klimaänderungen aufweist ("Arktische Verstärkung") [Maturilli et al., 2015, Wendisch et al., 2017]. Diese Sensitivität ergibt sich durch das Zusammenspiel von Topographie und verschiedenen Rückkopplungsmechanismen [Dethloff et al., 2018]. Bei höheren Temperaturen ist die benötigte Leistungsdichte für einen weiteren Temperaturanstieg geringer (Temperaturrückkopplung) [Pithan und Mauritsen, 2014]. Der durch den Temperaturanstieg verursachte Meereisrückgang (www.meereisportal.de) führt zu einer Abnahme der Oberflächenalbedo und damit zur Zunahme der Absorption solarer Einstrahlung (Eis-Albedo-Rückkopplung). Gleichzeitig verstärken sich durch größere Flächen offenen Ozeans latente Wärmeflüsse zwischen Ozean und Atmosphäre und führen zu einer Abnahme der vertikalen Stabilität sowie zu einem Anstieg des Wasserdampfgehalts, welches als Treibhausgas wirkt (Wasserdampfrückkopplung) und die Wolkenbildung beeinflusst. Wolken beeinflussen wiederum die Strahlungsbilanz am Boden. Um den Einfluss von Wolken auf die Strahlungsbilanz zu quantifizieren, ist die Kenntnis der Wolkenbedeckung, deren Jahresgang und vertikale Verteilung essentiell. Da Satellitenmessungen aufgrund der unterschiedlichen Strahlungsverhältnisse zwischen Poltag und -nacht und der ähnlichen Emissivität von Wolken, Meereis und schneebedeckten Gebieten bezüglich der Wolkendeckung unsicherheitsbehaftet sind und nur eine geringe vertikale Auflösung aufweisen, werden zur Untersuchung von Wolken auch bodengebundene Lidar-Messungen verwendet.

An der ganzjährig besetzten Arktis-Forschungsstation AWIPEV in Ny-Ålesund (Spitzbergen) wird die Wolkenuntergrenze mit einem Ceilometer gemessen [Maturilli und Ebell, 2018]. Seit 2017 werden diese CL51-Ceilometer-Messungen mit Wolkenradar- und Mikrowellenradiometer-Messungen im Cloudnet-Algorithmus kombiniert, um Wolken und deren Mikrophysik systematisch mittels Fernerkundung zu untersuchen [Nomokonova et al., 2019]. Der Algorithmus zur Erfassung von Wolkenuntergrenzen aus den Rückstreuprofilen des Ceilometers ist nicht öffentlich zugänglich, wodurch unklar ist, wie gut und wie fehlerbehaftet das abgeleitete Wolkenprodukt ist. Seit 2017 werden in Ny-Ålesund auch Messungen mit einem Micropulse-Lidar (MPL 4) durchgeführt, welches eine größere vertikale Reichweite hat und auch das Depolarisationsverhältnis, das Aussagen über den Aggregatzustand von Wolken ermöglicht, misst.

Ziel dieser Arbeit ist es, einen transparenten Algorithmus zur Erfassung von Wolkenunter- und -obergrenzen aus den minütlich aufgelösten Micropulse-Lidar-Messungen herzuleiten. Dazu wird ein Schwellenwert-basierter Ansatz verwendet. Der Algorithmus wird anhand eines Fallbeispiels mit Raman-Lidar-Messungen validiert und mit den Ceilometer-Messungen verglichen. Anschließend werden die Messungen zwischen Dezember 2018 und November 2019 im Hinblick auf Wolkenbedeckung, vertikale Verteilung, Wolkenmächtigkeit und Eindringtiefe sowie Depolarisation ausgewertet.

2. Meteorologische Grundlagen

2.1. Die Arktis - ein Überblick

Die Arktis umfasst nach der Definition des Arctic Monitoring and Assessment Programs (AMAP), wie in Abb. 2.1 dargestellt, Teile Russlands, der USA, Kanadas, Dänemarks (Grönland), Norwegens, Schwedens, Finnlands und Island. In der Region nördlich des Nordpolar­kreises ($66,5^\circ$ N) treten Polartag und Polarnacht auf. Je weiter nördlich gelegen, desto länger dauern Polarnacht und -tag und desto kürzer ist die Übergangszeit. Da die Arktis überwiegend von Festland umgeben ist, sind die Verbindungen zum Nordatlantik (Framstraße) und zum Nordpazifik (Behringstraße) von großer Bedeutung für die globale thermohaline Zirkulation (Tiefenwasserbildung aufgrund tiefer Temperaturen und hoher Salinität). So führt der nördliche Ausläufer des Golfstroms, der Westspitzbergenstrom, warmes und salzreiches Atlantikwasser in den Arktischen Ozean. Gleichzeitig wird durch den salzarmen Ostgrönlandstrom Meereis durch die Framstraße aus der Arktis transportiert. Das jährliche Maximum der Meereisausdehnung wird im April erreicht, das Minimum im September.

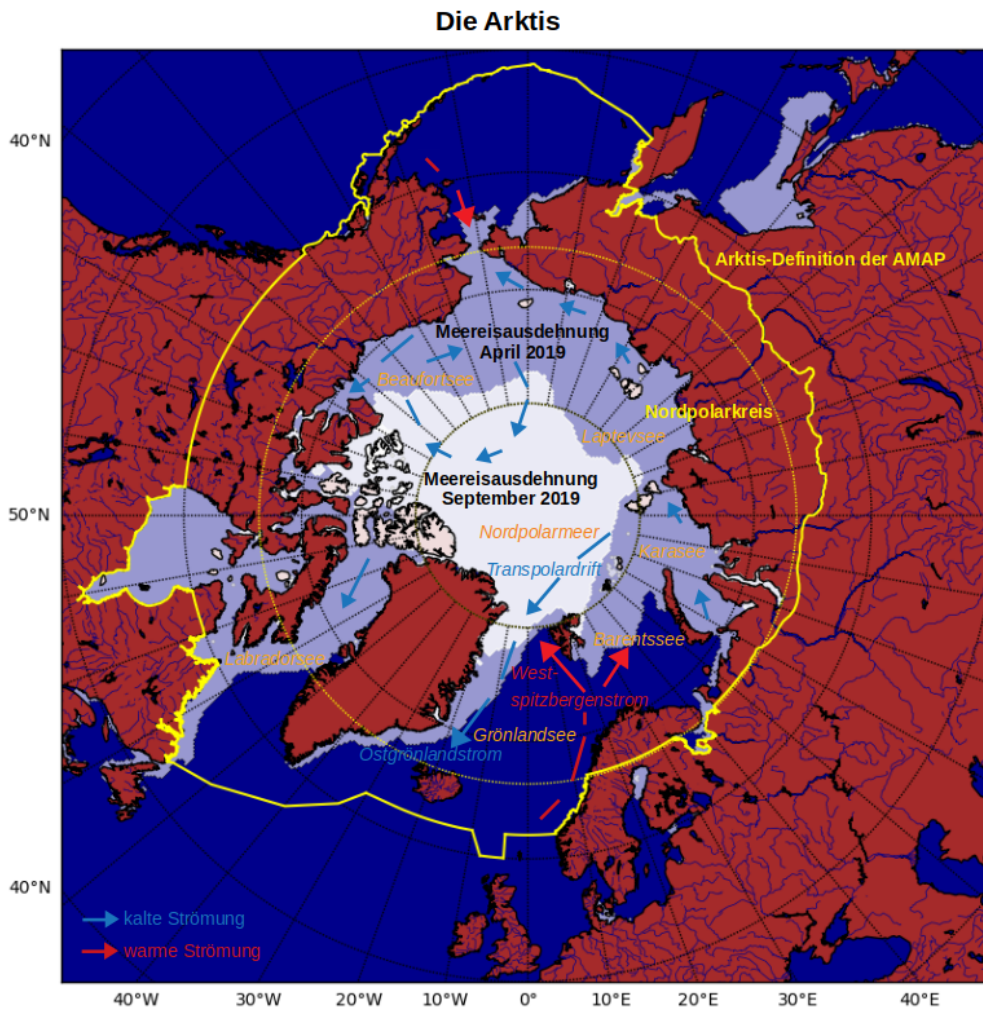


Abb. 2.1: Polarstereographische Projektion der Arktis mit dem jährlichen Meereismaximum im April und dem Meereisminimum im September (Meereisdaten: ftp://sidads.colorado.edu/DATASETS/NOAA/G02135/north/monthly/shapefiles/shp_extent/) und der Arktis-Definition der AMAP (shapefile: <https://www.amap.no/work-area/document/868>)

2.2. Arktische Wolken

Häufigkeit und vertikale Verteilung

Aus Satellitendaten wurde abgeleitet, dass Wolken in der Arktis verbreitet und sehr häufig vorkommen [Wendisch und Ehrlich, 2018]. Abb. 2.2 zeigt den Jahresgang der Wolkenbedeckung (Cloud Occurrence Fraction) in Ny-Ålesund, welche definiert ist als die Anzahl aller Minuten pro Monat, in welchen Wolken detektiert wurden, durch die Anzahl aller Messungen pro Monat. Die Messungen wurden im Zeitraum 2002 bis 2009 mit einem LD40-Ceilometer (Vaisala) und im Zeitraum 2012 bis 2019 mit einem CL51-Ceilometer (Vaisala) durchgeführt. Die Höhengauflösung beträgt jeweils 10 m und die zeitliche Auflösung 1 Minute. Wolken kommen demnach im Sommer am häufigsten vor (über 80 % der Zeit), im März bzw. April ist die Wolkenbedeckung am geringsten (kleiner als 70 %). Das Minimum der Wolkenbedeckung korreliert mit der maximalen Meereisausdehnung. Die Zunahme der Wolkenbedeckung zwischen Mai und August ist auf eine Zunahme der relativen Feuchte aufgrund der Abschwächung des Islandtiefs, auf eine Zunahme polwärtsgerichteter Strömungen und auf eine geringere vertikale Stabilität zurückzuführen [Shupe et al., 2011]. Im linken Teil der Abb. 2.2 ist außerdem die Wolkenbedeckung bestimmt mit einem Micropulse-Lidar (Version 1, siehe Beschreibung in Kap. 3.2.2) aus Shupe et al. [2011] (Mittelung über sechsstündige Zeitintervalle) eingezeichnet, welche im Mittel 16 % niedriger ist als die mit dem LD40-Ceilometer gemessene. Die Unterschiede ergeben sich durch die unterschiedliche Sensitivität der Messgeräte und durch die Wahl des Schwellenwerts zur Unterscheidung von Wolken und Aerosol. Da die Algorithmen nicht öffentlich zugänglich sind, lassen sich Zeitreihen verschiedener Messgeräte nicht absolut vergleichen.

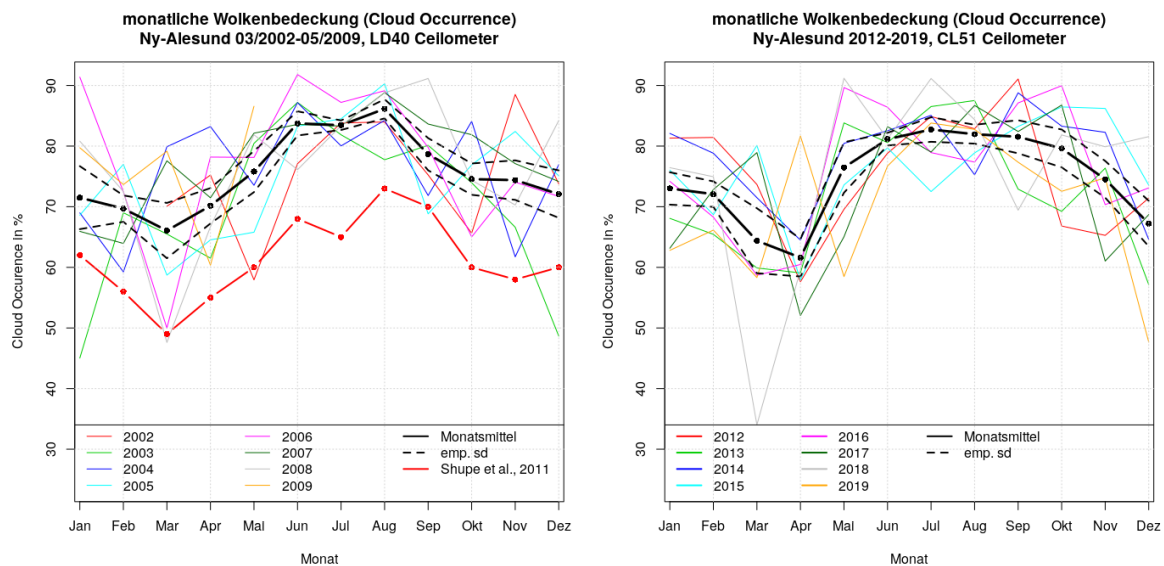


Abb. 2.2: Jahresgang der Wolkenbedeckung (Cloud Occurrence Fraction), links: Zeitraum März 2002 bis Mai 2009, Vergleich zwischen Messungen mit dem LD40-Ceilometer und den Ergebnissen aus Shupe et al. [2011] für Ny-Ålesund, rechts: Zeitraum Januar 2012 bis Dezember 2019, CL51-Ceilometer.

Abb. 2.3 zeigt den Jahresgang der niedrigsten Wolkenuntergrenze in Ny-Ålesund gemessen mit dem CL51-Ceilometer zwischen Januar 2012 und Dezember 2019. Im Mittel liegt die niedrigste Wolkenuntergrenze im März am höchsten und in den Sommermonaten (Polartag) am niedrigsten. Dieser Verlauf erklärt sich u.a. durch die höhere Häufigkeit tiefliegender Mischphasenwolken im Sommer, so sind etwa 60 % der Wolken im Sommer Mischphasenwolken,

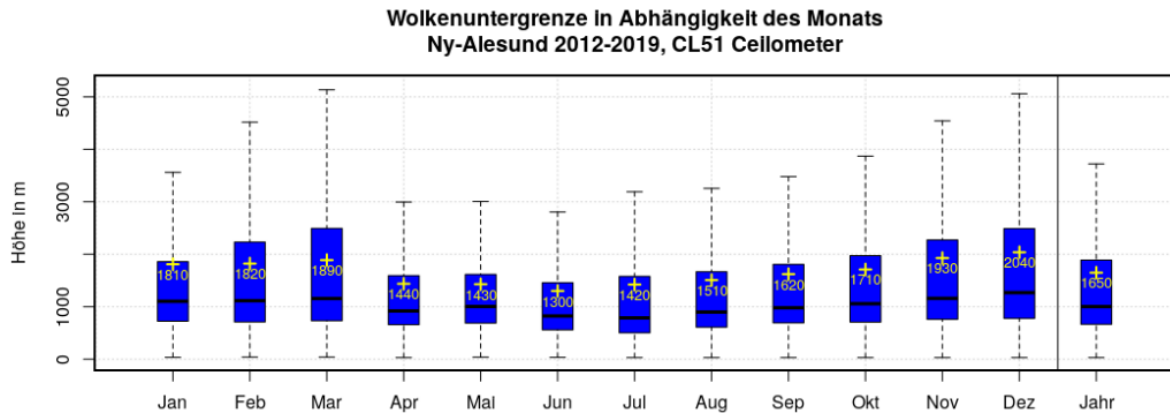


Abb. 2.3: Jahresgang der niedrigsten Wolkenuntergrenze gemessen mit dem CL51-Ceilometer zwischen Januar 2012 und Dezember 2019. Schwarze horizontale Linie stellt den Median dar, gelb den Mittelwert (jeweils monatlich).

im Winter nur etwa 30%. Wolken, welche nur aus unterkühltem Wasser bestehen, kommen nur in den Sommermonaten vor, Mischphasenwolken hingegen das ganze Jahr über mit einer maximalen Wolkenobergrenze von 8 km. [Wendisch und Ehrlich, 2018]

Prozesse

Kondensationskerne (cloud condensation nuclei, CCN) sind Voraussetzung für die Bildung von Wasserwolken, da sie entweder durch Vergrößerung der Oberfläche oder durch Lösung die Tropfenaktivierung und damit einhergehend Tropfenwachstum ermöglichen. Je geringer die Anzahl an CCNs ist, desto geringer ist auch die Anzahl an Tropfen in der Wolke und desto größer sind die Wolkentropfen, was zu einer geringeren optischen Dicke der Wolke führt (Twomey-Effekt). Da in der Arktis weniger CCNs vorkommen als in südlicheren Breiten, sind arktische Wolken optisch dünner.

Eiskristalle entstehen an Eiskondensationskernen (ice nuclei, IN) oder bei höherer Übersättigung ab etwa -38°C auch durch homogenes Gefrieren. Nicht alle CCNs wirken auch als INs, sondern nur die, die eine eisähnliche kristalline Struktur haben.

Bei Temperaturen unter 0°C muss auch der Sättigungsdampfdruck über Eis betrachtet werden, welcher geringer ist als der über unterkühltem Wasser. Wenn der aktuelle Dampfdruck den Sättigungsdampfdruck von Eis überschreitet und den von Wasser unterschreitet, kann Wasserdampf an Eiskristallen bereits resublimieren. Dadurch sinkt der Dampfdruck, wodurch mehr Wasser verdunstet. Daher wachsen Eiskristalle im Vergleich zu unterkühltem Wasser (Wegener-Bergeron-Findeisen-Prozess, WBF-Prozess). Liegt der aktuelle Dampfdruck über den Sättigungsdampfdruckkurven von Wasser und Eis, so wachsen Wasser und Eis (Koexistenz). Beobachtungen zeigen, dass bei geringen Vertikalgeschwindigkeiten der WBF-Prozess überwiegt, während bei höheren Vertikalgeschwindigkeiten Wasser und Eis wachsen, wobei das Verhältnis zwischen Flüssigwasser- und Eisgehalt konstant bleibt. [Wendisch und Ehrlich, 2018]

Als Feuchtequellen für Wolken können die Oberfläche (offener Ozean) oder eine Feuchteinversion oberhalb der Wolke dienen. Diese Feuchteinversionen entstehen durch (aufeisige) Advektion von Luft aus südlicheren Breiten, welche wärmer und feuchter ist und sich über einer bodennahen kalten und trockenen Schicht ansammelt. [Devasthale et al., 2020]

Wolkenarten

Besonders charakteristisch für die Arktis sind Grenzschichtwolken, welche von Curry et al. [1996] beschrieben wurden. Dazu gehören Eiskristallwolken, Eisschwaden, arktischer Sommerstratus und die bereits erwähnten Mischphasenwolken.

Eiskristallwolken entstehen in einer stabilen Grenzschicht durch plötzlich einsetzende Turbulenz, welche einen Feuchtetransport Richtung Boden bewirkt. Wird dabei Sättigung erreicht, bilden sich Eiskristalle, da der Sättigungsdampfdruck über Eis niedriger ist als über Wasser. Somit können Eiskristallwolken vorkommen, ohne dass weitere Wolken vorhanden sind (daher auch die Bezeichnung "clear sky precipitation"). Eiskristallwolken schränken die Sichtweite kaum ein, wirken sich aber auf die Strahlungsbilanz (langwellig) aus.

Eisschwaden entstehen über Eisrinnen. Durch die Temperaturdifferenz zwischen offenen Ozeanen und der Luft kommt es zu sensiblen Wärmeflüssen. Das Zufrieren des Ozeans benötigt Energie, die der Luft entzogen wird und sich somit abkühlt, was zu Wolkenbildung führt. Eiskristallschwaden schränken die Sicht ein und beeinflussen die Strahlungsbilanz (kurz- und langwellig).

Arktischer Sommerstratus entsteht durch die Modifikation einer warmen maritimen Luftmasse, wenn diese über Eis advehiert wird. Aufgrund von Strahlungskühlung kondensiert Wasserdampf aus und ermöglicht die Bildung von mehrschichtigem Stratus. Dieser Stratus kann auch eine Mischphasenwolke sein, welche im unteren Teil aus Eis und im oberen aus unterkühltem Wasser ("Liquid Top") besteht. An der Wolkenuntergrenze kondensiert Wasserdampf zu unterkühltem Wasser durch Aktivierung an CCNs. Unterkühltes Wasser führt zu Strahlungskühlung an der Wolkenobergrenze, wodurch die statische Stabilität der Schichtung verringert wird. Dadurch entstehen turbulente Aufwinde (Entrainment), in welchen Wassertropfen mitgeführt werden und durch Wasserdampfdiffusion wachsen. An INs entstehen dabei auch Eiskristalle und der WBF-Prozess setzt ein, wodurch die Eiskristalle wachsen und aufgrund höherer Masse absinken. Gelangen sie dort in einen Aufwindbereich, werden sie wieder nach oben befördert und es entsteht eine Zirkulation innerhalb der Wolke. Sind die Eiskristalle zu schwer, fallen sie als Niederschlag zu Boden. Die Abwindbereiche sind meistens kleinräumig und kräftig, während die Aufwindbereiche schwach aber horizontal ausgedehnter sind. Je höher die aufwärtsgerichteten Vertikalgeschwindigkeiten sind und je weniger INs vorhanden sind, desto stabiler ist das quasistatische Gleichgewicht zwischen unterkühltem Wasser und Eiskristallen und desto langlebiger sind die Wolken. Auch für Mischphasenwolken gilt, dass die Oberfläche und Feuchteinversionen als Feuchtequellen dienen können. Befindet sich unter der Wolke jedoch eine Temperaturinversion, dann verhindert die hohe statische Stabilität Aufwinde und damit auch das Entrainment feuchter Luft in die Wolke. Die Wolke ist dynamisch entkoppelt von der Oberfläche und angewiesen auf eine Feuchteinversion oberhalb der Wolke. Liegt hingegen keine Temperaturinversion unterhalb der Wolke vor, ist turbulentes Entrainment feuchter Luft in die Wolke möglich. Die Wolke ist dynamisch gekoppelt zur Oberfläche. Mischphasenwolken benötigen kein großräumiges Aufsteigen (die o.e. Zirkulation ist selbstinduziert) und können daher auch ohne synoptisches Forcing entstehen. [Wendisch und Ehrlich, 2018, Morrison et al., 2011]

Strahlungswirkung und Rückkopplungen

Arktische Mischphasenwolken sind langlebig und stellen daher einen quasistatischen Zustand dar, dessen Gegenpol der Zustand klar/wolkenlos ist. Während der Polarnacht lassen sich diese (wie in Abb. 2.4a gezeigt) anhand der langwelligen Netto-Strahlungsbilanz am Boden und dem Bodendruck beschreiben und stellen "Slow Manifolds" (langsam entwickelnde Untermannigfaltigkeiten des Phasenraums) dar. Im Zustand wolkenlos (A) überwiegt die aufwärtsgerichtete

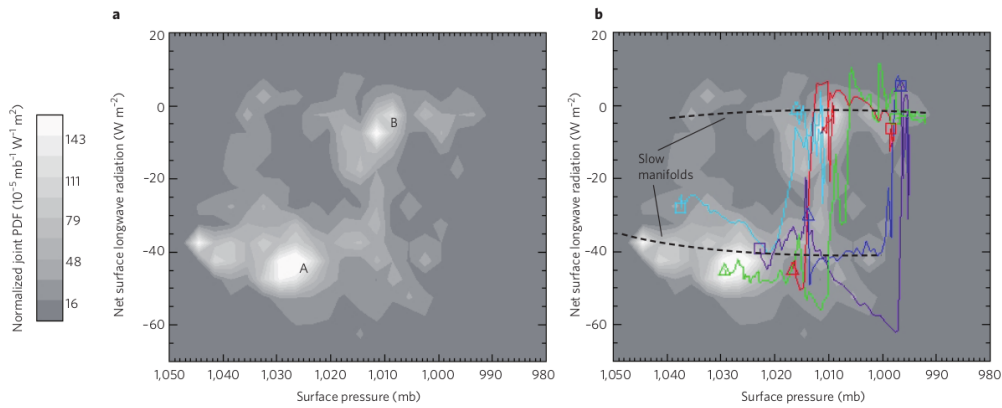


Abb. 2.4: Gemeinsame Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion von Nettostrahlungsflussdichte und Bodendruck basierend auf Messungen während der SHEBA-Kampagne¹ 01.11.1997 bis 26.05.1998. Nicht dargestellt sind Wolken mit Wolkenuntergrenzen über 3 km Höhe. [Quelle: Morrison et al. [2011]]

Strahlungsflussdichte und führt zur Abkühlung (Ausstrahlen terrestrischer Strahlung). Tiefe opake Bewölkung erhöht während der Polarnacht (keine solare Einstrahlung) die terrestrische Gegenstrahlung und führt im Mittel (anders als in mittleren Breiten) zu einer nahezu ausgeglichenen Strahlungsbilanz [Wendisch und Ehrlich, 2018]. Wie in Abb. 2.4b dargestellt, finden die Übergänge zwischen den beiden Zuständen plötzlich und schnell statt. Während des Polartags und bei hohem Sonnenstand haben tiefe opake Wolken auch in der Arktis im Mittel eine abkühlende Wirkung (negative Strahlungsbilanz).

Die Bewölkung wechselwirkt auch mit dem Meereis. Je geringer die Meereisbedeckung ist, desto mehr Feuchte wird durch den offenen Ozean zur Wolkenbildung zur Verfügung gestellt. Wenn die entstehenden tiefen Wolken (während der Polarnacht) eine positive Strahlungsbilanz aufweisen, führt dies bodennah zu einer Erwärmung und damit zu einer positiven Rückkopplung [Devasthale et al., 2020]. Da im Sommer tiefe Wolken eine eher negative Strahlungsbilanz aufweisen, kühlen sie und können damit die Meereisbildung (ab September) begünstigen (negative Rückkopplung) [Wendisch und Ehrlich, 2018].

2.3. Strahlungsprozesse in der Atmosphäre

Strahlungsprozesse sind ursächlich für das Auftreten optischer Erscheinungen und bilden die Grundlage für die Fernerkundung der Atmosphäre. Im folgenden werden die für die Lidar-Fernerkundung wichtigen Streu- und Absorptionsprozesse vorgestellt.

Streuung

Streuung ist eine Wechselwirkung zwischen Licht und Materie, bei der das Photon abgelenkt wird. Die Richtung der Ablenkung wird mit dem Streuwinkel beschrieben. Dieser ist bei Vorwärtsstreuung nahe 0° , d.h. das Photon ändert seine Bewegungsrichtung kaum. Entsprechend ist der Streuwinkel bei Rückwärtsstreuung nahe 180° . I.d.R. ist Vorwärtsstreuung größer als Rückwärtsstreuung. Die Stärke der Streuung wird mit dem Streuquerschnitt beschrieben. Im Falle geometrischer Streuung ist der Streuquerschnitt gleich dem geometrischen Querschnitt des Streuobjekts. In der Atmosphäre findet Streuung v.a. an Luftmolekülen, Aerosolen und Wolkenteilchen statt.

¹SHEBA ist ein Akronym für "Surface Heat and Energy Balance of the Arctic Ocean" und war eine Drifteiskampagne in der Beaufortsee im Winter 1997/98 [Intrieri et al., 2002].

Rayleigh-Streuung (elastische Streuung)

Rayleigh-Streuung ist eine Form elastischer Streuung, d.h. die kinetische Energie bleibt beim Streuprozess erhalten. Dabei ist die Energie des Photons $E = hf$ mit der Frequenz f und dem Planck'schen Wirkungsquantum h zu klein, um das ganze Atom anregen zu können. Die Energie versetzt allerdings gebundene Elektronen in Schwingung und diese senden als Hertz'scher Dipol wirkend elektromagnetische Strahlung derselben Wellenlänge aus. Rayleigh-Streuung tritt auf, wenn die Wellenlänge λ viel größer als der Teilchenradius ist. Dabei gilt für den Streuquerschnitt $\sigma_{s, Ray}$

$$\sigma_{s, Ray} \sim \frac{1}{\lambda^4}. \quad (2.1)$$

Somit ist Rayleigh-Streuung stark wellenlängenabhängig. Bei kürzeren Wellenlängen ist der Streuquerschnitt größer und damit die Streuung stärker, während bei längeren Wellenlängen die Streuung aufgrund des kleineren Streuquerschnitts geringer ist. Aufgrund der Rayleigh-Streuung sind Lidarprofile bei kürzeren Wellenlängen glatter und der Unterschied zwischen Wolke und Hintergrund ist geringer. [Stieglitz und Heinzl, 2012, Roedel und Wagner, 2011]

Mie-Streuung (elastische Streuung)

Die Mie-Theorie ist die exakte Lösung der Maxwell-Gleichungen für Streuung von Licht beliebiger Wellenlänge an sphärischen Objekten. Sie gilt also für alle Größenparameter $\kappa := 2\pi r/\lambda$ (wobei r der Teilchenradius ist) und umfasst die geometrische Streuung für großes κ und die Rayleigh-Theorie für $\kappa \ll 1$ als Spezialfälle. Da für Rayleigh-Streuung und geometrische Streuung einfachere Beschreibungen existieren, wird die Mie-Theorie (wie Abb. 2.5 zeigt) i.d.R. nur für Streuung mit $\kappa \in [0, 1; 50]$ angewendet. Abb. 2.5 zeigt außerdem, dass im Bereich des sichtbaren Lichts Rayleigh-Streuung an Luftmolekülen, Mie-Streuung an Aerosolen und kleineren Wolkentropfen und geometrische Streuung an großen Wolkentropfen, Sprühregen und Regen auftritt. Für den Bereich der Streuung, der mithilfe der Mie-Theorie beschrieben wird, gilt eine schwächere Wellenlängenabhängigkeit als bei der Rayleigh-Streuung. So ist

$$\sigma_{s, Mie} \sim \frac{1}{\lambda^a} \quad \text{mit } a \in [1, 3]. \quad (2.2)$$

Die geometrische Streuung hängt nicht von der Wellenlänge ab. Alle Wellenlängen werden also gleich gestreut, daher erscheinen bspw. Cumulus-Wolken mit großen Wolkentropfen weiß. [Stieglitz und Heinzl, 2012]

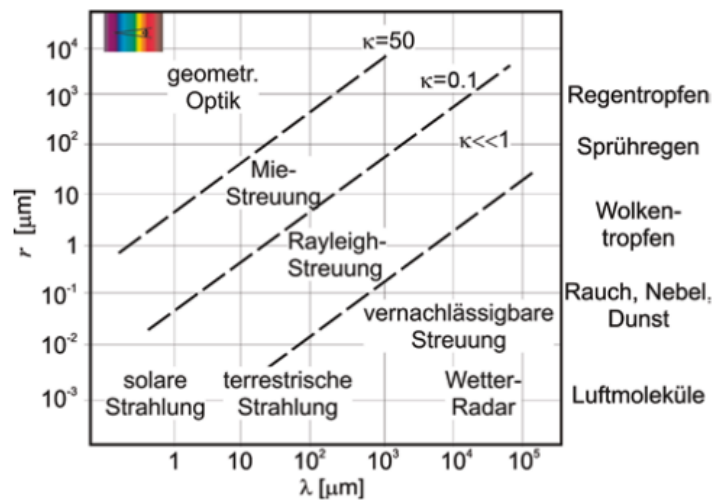


Abb. 2.5: Streuprozesse in Abhängigkeit des Größenparameter $\kappa := 2\pi r/\lambda$. [Quelle: Stieglitz und Heinzl [2012]]

Raman-Streuung (inelastische Streuung)

Raman-Streuung ist inelastische Streuung, d.h. die kinetische Energie ändert sich beim Streuprozess. Wird ein Photon mit der Energie $E_{vor} = hf$ an einem Atom Raman-gestreut, so gibt es entweder die Anregungsenergie ΔE an das Atom ab (Stokes-Raman-Streuung) oder bekommt sie (Anti-Stokes-Raman-Streuung). Daher ist die Energie des Photons nach der Streuung $E_{nach} = hf \pm \Delta E$. Die Energieänderung des Atoms ist auf eine Änderung der Rotation oder Vibration des Atoms zurückzuführen. In der Atmosphäre überwiegt die Stokes-Raman-Streuung, da sich die Atome aufgrund der geringen Umgebungstemperatur im Rotationsgrundzustand befinden. Daher ist die Wellenlänge nach der Streuung größer. [Roedel und Wagner, 2011]

Absorption und Extinktion

Nimmt ein Atom die Photonenenergie vollständig auf, ohne Strahlung auszusenden, liegt Absorption vor. Dabei absorbiert jedes Atom in Abhängigkeit seiner Anregungsenergie nur bestimmte Wellenlängen. So absorbiert Wasserdampf bspw. im infraroten Bereich bei 930 nm [Stieglitz und Heinzl, 2012].

Extinktion ist die Summe von Absorption und Streuung. Die Intensität des Lichts schwächt sich beim Durchlaufen der Atmosphäre also durch Extinktion ab. Um diese Abschwächung zu quantifizieren, wird die Transmission in Abhängigkeit der ausgesendeten Intensität P_0 und der Intensität $P(z)$ in einer Höhe z durch

$$T(z) := \frac{P(z)}{P_0} \quad (2.3)$$

definiert. Der Abschwächungsprozess wird durch das Lambert-Beer-Gesetz

$$T(z, \lambda) = \exp(-\tau) = \exp\left(-\int_{z_0}^z \alpha(z', \lambda) dz'\right) \quad (2.4)$$

beschrieben. Dabei ist τ die optische Dicke, welche (zweite Gleichheit) das Integral des Extinktionskoeffizienten $\alpha(z, \lambda)$ über ein Höhenintervall $[z_0, z]$ ist [Roedel und Wagner [2011]]. Der (totale) Extinktionskoeffizient kann in einen Streuanteil α_{streu} und einen Absorptionsanteil α_{absorp} zerlegt werden. Da die molekulare Absorption bei geeigneter Wahl der Wellenlänge (d.h., keine Absorptionslinie eines atmosphärischen Spurengases) gering ist, kann diese vernachlässigt werden. Insgesamt folgt

$$\alpha(z, \lambda) = \alpha_{streu}(z, \lambda) + \alpha_{absorp}(z, \lambda) \approx \alpha_{streu}(z, \lambda). \quad (2.5)$$

Der Rückstreuoeffizient $\beta(z, \lambda)$ (Einheit: $1/(\text{m} \cdot \text{sr})$) beschreibt den Streuprozess an dem Streuobjekt. Für die Rückstreuung ($\theta = 180^\circ$) ist der Rückstreuoeffizient die differentielle Extinktion verursacht durch Streuung pro Raumwinkel Ω

$$\beta(z, \lambda) := \left. \frac{d\alpha_{streu}}{d\Omega} \right|_{\theta=180^\circ}. \quad (2.6)$$

Die Streuung ist i.d.R. nicht isotrop, sondern vom Raumwinkel abhängig. Kreipl [2006] Sowohl Rückstreu- als auch Extinktionskoeffizient können für jede Wellenlänge separat bestimmt werden, sodass im folgenden das Argument λ nicht mitgeschrieben wird.

3. Messprinzipien und Datengrundlage

3.1. Lidar

Lidar steht für Light Detection and Ranging und ist ein aktives Fernerkundungsmessgerät. Im folgenden werden Aufbau und Messprinzip eines vertikal ausgerichteten Rückstreulidars erklärt.

3.1.1. Aufbau eines Lidars

Ein Lidar besteht im wesentlichen aus den drei Komponenten Sendeeinheit, Empfangseinheit und Steuerungseinheit. Die Sendeeinheit enthält einen Laser, welcher vertikal, gepulst, monochromatisches Licht aussendet. Die Wellenlängen, der in dieser Arbeit verwendeten Lidar-Messgeräte, liegen zwischen 355 nm und 1064 nm. Je höher die Laserenergie ist, desto größer ist die Reichweite und desto besser ist das Signal-zu-Rausch-Verhältnis (signal-to-noise-ratio, SNR). Dabei werden mehrere Laserpulse kumuliert, um das SNR zu verbessern. Die vertikale Höhenauflösung wird durch die Länge des gepulsten Laserstrahls bestimmt.

Abb. 3.1 zeigt schematisch einen divergierenden Laserstrahl und das Sichtfeld (field of view, FOV) des Teleskops. Dabei ist zu erkennen, dass der Laserstrahl direkt nach dem Aussenden noch nicht im FOV liegt, anschließend teilweise und dann komplett. Um das Signal bereits auswerten zu können, wo nur ein Teil des Laserstrahls im FOV liegt, wird eine Überlapp-Funktion (overlap function) $O(z)$ verwendet. Diese liegt zwischen 0 (kein Überlapp) und 1 (vollständiger Überlapp) und wird aus einer horizontalen Kalibrierung regelmäßig bestimmt, um auch Veränderungen der geometrischen Optik zu erfassen.

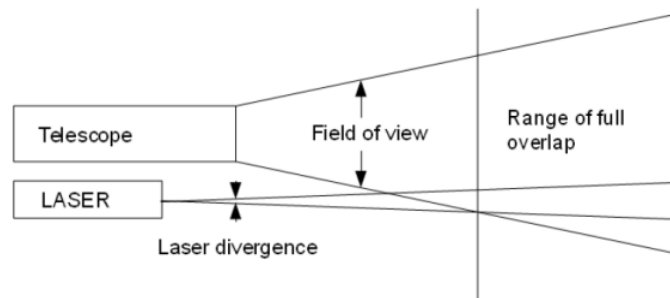


Abb. 3.1: Schematische Darstellung des Überlapps bei einem Lidar mit separater Empfangs- und Sendeeinheit. [Quelle: Groß [2011]]

Die Signalaufzeichnung kann analog oder durch Photon-Counting (PC) erfolgen. Beim analogen Signal wird über die aufgezeichneten Spannungen in einem festen Zeitintervall integriert. Beim PC werden alle Ereignisse gezählt, die einen festgelegten Schwellenwert für die Spannung, welcher auf das Eintreffen eines Photons zurückzuführen ist, überschreiten. Da das PC-Signal beim Eintreffen vieler Photonen in kurzer Zeit gesättigt ist, eignet es sich nicht für das Nahfeld, aber für das Fernfeld. Das analoge Signal hingegen wird für das Nahfeld verwendet und nicht für das Fernfeld, da das Eintreffen einzelner Photonen (schmale Spannungsspeaks) beim Integrieren im Rauschen "untergeht". Um ein Signal für die gesamte Reichweite zu erhalten, werden beide Signale kombiniert. Dabei werden sie in einem Bereich (i.d.R. mittleres Feld), wo sie ähnliche Werte annehmen, einander angeglichen und so kombiniert, dass das Nahfeld mit dem analogen Signal und das Fernfeld mit dem PC-Signal abgedeckt werden.

Die gemessene Intensität P (Spannung pro Zeit) wird in Abhängigkeit der Zeit t gemessen,

also $P = P(t)$. Über

$$z = \frac{ct}{2} \quad (3.1)$$

kann aus der Zeit für Hin- und Rückweg mithilfe der Lichtgeschwindigkeit in der Atmosphäre c die Höhe z berechnet werden. Daher kann P auch als höhenabhängige Funktion $P = P(z)$ aufgefasst werden.

3.1.2. Elastische Lidargleichung und Klett-Algorithmus

Die elastische Lidargleichung beschreibt den Zusammenhang zwischen der empfangenen Leistung $P(z)$ und der Transmission T sowie dem Rückstreukoeffizienten $\beta(z)$. Dabei erreicht nur Licht den Detektor, das in den Raumwinkel $d\Omega = A/z^2$ gestreut wird, wobei A die Teleskopfläche ist. Also ist $P(z) \sim \frac{1}{z^2}$. $P(z)$ hängt auch von den messgerätspezifischen (und damit höhenunabhängigen) Größen Intensität des ausgesendeten Signals, Transmissionseffizienz der Sende- und Empfangsoptik sowie der Teleskopfläche A ab. Diese werden in der Konstante C zusammengefasst. Die elastische Lidargleichung der Form

$$P(z) = \frac{C}{z^2} \beta(z) T^2 = \frac{C}{z^2} \beta(z) \exp\left(-2 \int_{z_0}^z \alpha(z') dz'\right) \quad (3.2)$$

gilt nur bei vollem Überlapp, für elastische Streuung und für Einfachstreuung, d.h., es wird angenommen, dass Licht nur einmal gestreut wird, bevor es vom Detektor empfangen wird. Das in Kap. 4.1 verwendete Signal wird noch um die Totzeit, den Überlapp und den Himmelshintergrund korrigiert. Der Himmelshintergrund beschreibt, dass in höheren Höhen (bspw. mittlere Stratosphäre) zwar kein Laserlicht mehr ankommt, aber dennoch $P(z) > 0$ gilt. Dabei wird unter der Annahme, dass in einem Höhenintervall $z_{bg} \subset \mathbb{R}_+$ kein Laserlicht mehr ankommt, der Himmelshintergrund P_{bg} als

$$P_{bg} := \overline{P(z_{bg})} \quad (3.3)$$

definiert. Dieser wird dann subtrahiert, i.e. $P(z) - P_{bg}$.

Für jede Wellenlänge kann separat eine Lidargleichung (Gl. 3.2) aufgestellt werden.

Lösung der Lidargleichung

Es besteht nun die Möglichkeit, das Signal $P(z)$ bzw. das abstandskorrigierte Signal $S(z) := P(z)z^2$ direkt zu betrachten (so wie das beim Algorithmus in Kap. 4.1 gemacht wird). Allerdings sind die Größen $\alpha(z)$ und $\beta(z)$ physikalisch aussagekräftiger und vom Messgerät unabhängig (daher werden diese zur Verifikation des Algorithmus in Kap. 4.2 verwendet). Um diese zu bestimmen, muss die Lidargleichung gelöst werden.

Das Ausgangsproblem ist, dass mit $\alpha(z)$ und $\beta(z)$ zwei unbekannte Größen vorliegen, aber nur eine (i.e. $P(z)$) gemessen wird. Beide Größen können in einen molekularen Anteil α_{Ray} und in den Anteil der Streuung an Aerosolen oder Wolkentropfen α_{aer}

$$\alpha(z) = \alpha_{Ray}(z) + \alpha_{aer}(z) \quad (3.4)$$

$$\beta(z) = \beta_{Ray}(z) + \beta_{aer}(z) \quad (3.5)$$

zerlegt werden. $\alpha_{Ray}(z)$ und $\beta_{Ray}(z)$ hängen (neben der Wellenlänge) nur von der Luftdichte ab und können damit aus Radiosondenprofilen bestimmt werden. Um $\alpha_{aer}(z)$ und $\beta_{aer}(z)$ auf eine Größe zu reduzieren, wird das Lidar-Verhältnis (Lidar Ratio, LR)

$$LR := \frac{\alpha_{aer}(z)}{\beta_{aer}(z)} \quad (3.6)$$

definiert. Damit kann die Extinktion mithilfe des Rückstreuoeffizienten durch Ersetzen von α_{aer} in Gl. 3.4 durch

$$\alpha(z) = \alpha_{Ray}(z) + LR \beta_{aer}(z) = \alpha_{Ray}(z) + LR (\beta(z) - \beta_{Ray}(z)) \quad (3.7)$$

ausgedrückt werden. Einsetzen in die Lidargleichung ergibt für das abstandskorrigierte Signal

$$S(z) = C\beta(z) \exp\left(-2 \int_{z_0}^z \alpha_{Ray}(z') + LR (\beta(z') - \beta_{Ray}(z')) dz'\right). \quad (3.8)$$

Separieren der bekannten Terme auf der linken Seite führt zu

$$S(z) \exp\left(2 \int_{z_0}^z \alpha_{Ray}(z') - LR \beta_{Ray}(z') dz'\right) = C\beta(z) \exp\left(-2 \int_{z_0}^z LR \beta(z') dz'\right). \quad (3.9)$$

Logarithmieren und Ableiten nach z ergibt

$$\frac{d}{dz} \ln(S(z)) + 2(\alpha_{Ray}(z) - LR \beta_{Ray}(z)) = \frac{d\beta(z)}{dz} \frac{1}{\beta(z)} - 2LR \beta(z). \quad (3.10)$$

Insbesondere verschwindet dabei die systemabhängige Konstante C . Umstellen nach $\frac{d\beta(z)}{dz}$ ergibt nun

$$\frac{d\beta(z)}{dz} = \left(\frac{d}{dz} \ln(S(z)) + 2(\alpha_{Ray}(z) - LR \beta_{Ray}(z)) \right) \beta(z) + 2LR \beta^2(z). \quad (3.11)$$

Das ist eine nichtlineare gewöhnliche Differentialgleichung erster Ordnung und eine Bernoulli-Differentialgleichung zweiter Ordnung (da der höchste Exponent von $\beta(z)$ zwei ist), welche mit der Substitution

$$\beta^*(z) := \beta^{1-n}(z) \quad \text{hier : } n = 2 \quad (3.12)$$

$$\beta^*(z) = \beta^{-1}(z) \rightarrow \frac{d\beta^*(z)}{dz} = -\beta^{-2}(z) \frac{d\beta(z)}{dz} \quad (3.13)$$

in eine lineare inhomogene Differentialgleichung der Form

$$\frac{d\beta^*}{dz} = - \left(\frac{d}{dz} \ln(S(z)) + 2(\alpha_{Ray}(z) - LR \beta_{Ray}(z)) \right) \beta^* - 2LR \quad (3.14)$$

umgeformt werden kann. Die Lösung ist

$$\beta(z) = \frac{S(z) \cdot \exp\left(-2 \int_{z_0}^z \alpha_{Ray}(z') - LR \beta_{Ray}(z') dz'\right)}{\frac{S(z_0)}{\beta(z_0)} - 2 \int_{z_0}^z \left(LR \cdot S(z^*) \exp\left(-2 \int_{z_0}^z \alpha_{Ray}(z') - LR \beta_{Ray}(z') dz'\right) dz^* \right)}. \quad (3.15)$$

Dabei ist $\beta(z_0)$ eine Integrationskonstante, die bekannt sein muss. Aufgrund der Differenz im Nenner kann die Lösung allerdings divergieren und ist somit instabil. Klett [1981] erkannte, dass bei Umkehrung der Integrationsrichtung die Lösung stabil ist. Anstatt von $z_0 \rightarrow z$ zu integrieren, wird von $z \rightarrow z_{ref}$ integriert, also auf eine Referenzhöhe z_{ref} . Da somit aus der Differenz im Nenner eine Summe wird, ist die Lösung

$$\beta(z) = \frac{S(z) \cdot \exp\left(-2 \int_z^{z_{ref}} \alpha_{Ray}(z') - LR \beta_{Ray}(z') dz'\right)}{\frac{S(z_{ref})}{\beta(z_{ref})} + 2 \int_z^{z_{ref}} \left(LR \cdot S(z^*) \exp\left(-2 \int_z^{z_{ref}} \alpha_{Ray}(z') - LR \beta_{Ray}(z') dz'\right) dz^* \right)} \quad (3.16)$$

stabil (Klett-Algorithmus). Die Integrationskonstante $\beta(z_{ref})$ ist der Rückstreuoeffizient am Streuobjekt. Dieser Wert ist konstant, während der Exponentialterm im Zähler bei Integration von z nach z_{ref} zunimmt. Daher ist der Einfluss einer "falschen Wahl" von $\beta(z_{ref})$ auf den Fehler gering. Für den Klett-Algorithmus muss neben $\beta(z_{ref})$ auch das Lidar-Verhältnis bekannt sein. [Kovalev und Eichinger, 2004]

3.1.3. Inelastische Lidargleichung

Die inelastische Lidargleichung beschreibt die empfangene Intensität für einen inelastischen Streuprozess. Sei λ_1 die Wellenlänge vor und λ_2 die nach dem Streuprozess, dann ist die inelastische Lidargleichung durch

$$P(z) = \frac{C}{z^2} \beta(z) T_{\lambda_1} T_{\lambda_2} = \frac{C}{z^2} \beta(z) \exp \left(- \int_{z_0}^z \alpha(z', \lambda_1) + \alpha(z', \lambda_2) dz' \right) \quad (3.17)$$

gegeben. Da die Raman-Streuung an Aerosolen vernachlässigbar ist, wird $\beta(z) \approx \beta_{Ray}(z)$ angenommen. $\beta_{Ray}(z)$ kann in Abhängigkeit der Teilchenanzahldichte $N(z)$ des Gases, an dem die Raman-Streuung stattfindet, und dem Streuquerschnitt σ_s durch

$$\beta(z) = N(z) \sigma_s \quad (3.18)$$

berechnet werden.

Herleitung des Wasserdampfmischungsverhältnisses

Über den Prozess der inelastischen Streuung kann das Wasserdampfmischungsverhältnis q bestimmt werden. Dabei wird die inelastische Streuung an Stickstoff und Wasserdampf gemessen. Licht der Wellenlänge 355 nm wird von Stickstoffmolekülen in 387 nm gestreut und Licht mit 532 nm in 607 nm. Wasserdampf streut Licht der Wellenlänge 355 nm in 407 nm und Licht mit 532 nm in 660 nm zurück.

Sei $\lambda_1 = 355$ nm die ausgesendete Wellenlänge. Dann lauten die Lidargleichungen für inelastische Streuung an Stickstoff (N_2) und Wasserdampf (H_2O)

$$P_{387, N_2}(z) = \frac{C_1}{z^2} N_{N_2}(z) \sigma_{s, N_2} \exp \left(- \int_{z_0}^z \alpha(z', 355) + \alpha(z', 387) dz' \right) \quad (3.19)$$

$$P_{407, H_2O}(z) = \frac{C_2}{z^2} N_{H_2O}(z) \sigma_{s, H_2O} \exp \left(- \int_{z_0}^z \alpha(z', 355) + \alpha(z', 407) dz' \right). \quad (3.20)$$

Die Teilchenanzahldichte von Stickstoff ist proportional zur Teilchenanzahldichte von Luft, i.e. $N_{N_2}(z) \approx 0,84 \cdot N(z)$, welche aus Radiosondenmessungen bestimmt wird. Daraus kann nun das Wasserdampfmischungsverhältnis

$$q := k \frac{N(z)}{N_{H_2O}(z)} = \frac{P_{387, N_2}}{P_{407, H_2O}} \Delta\tau \quad (3.21)$$

mit der Differenz der optischen Dicken $\Delta\tau := \tau_{407} - \tau_{387}$ bestimmt werden. In k sind dabei alle Konstanten (Lidarkonstanten, Kalibrierkonstante zur Angleichung der Radiosonden- und Lidarmessung, Streuquerschnitte) enthalten.

Da die Raman-Streuung um etwa drei Größenordnungen schwächer ist als die Rayleigh-Streuung, wird mit einem Raman-Lidar meistens nachts gemessen. [Groß, 2011]

3.1.4. Wichtige Lidargrößen

In diesem Unterkapitel werden das Depolarisationsverhältnis, das Farbverhältnis und die Wolkenoptische Dicke – drei wichtige Lidargrößen, die in Kap. 4.1 und 6 betrachtet werden – kurz vorgestellt.

Depolarisationsverhältnis

Licht ist polarisiert. Die Polarisationsrichtung ist (per Definition) die Richtung des elektrischen Feldvektors \vec{E} . Mithilfe von Polarisationsfiltern kann die Polarisation des zurückgestreuten Lichts gemessen werden. Es werden zwei verschiedene Arten des Depolarisationsverhältnisses unterschieden, die Aerosoldepolarisation δ_{aer} und die Volumendepolarisation δ_{vol} , die wie folgt definiert sind:

$$\delta_{aer} := \frac{\beta_{aer}^{\perp}(z)}{\beta_{aer}^{\parallel}(z)} \quad (3.22)$$

$$\delta_{vol} := \frac{P^{\perp}(z)}{P^{\parallel}(z)} \quad (3.23)$$

Dabei sendet der Laser linear polarisiertes Licht aus. Der Hochindex \parallel steht für den parallel polarisierten Teil (keine Änderung der Polarisationsrichtung durch Streuprozesse in der Atmosphäre) und \perp für den senkrecht polarisierten Teil (90° -Drehung, "Querkanal"). Dabei ist δ_{aer} aufgrund der Definition über β_{aer} physikalisch aussagekräftiger. Da β_{aer} aber stärker verrauscht ist als P , wird auch häufig die Volumendepolarisation betrachtet. Exakt sphärische Teilchen ändern die Polarisationsrichtung bei Einfachstreuung nicht ($\delta_{aer} = \delta_{vol} = 0$). Wird das Licht an Luftmolekülen gestreut, so ist (bei Interferenzfiltern, die die Messung des gesamten Rayleigh-Spektrums ermöglichen)

$$\delta_{aer} = \delta_{vol} \approx 1,43\% \quad (3.24)$$

(wird hingegen nur der Q-Zweig gemessen, ist $\delta_{aer} = \delta_{vol} \approx 0,363\%$) [Behrendt und Nakamura, 2002]. Bei höheren Depolarisationswerten in Wolken kann davon ausgegangen werden, dass die Streuung an Eis stattfand. Das Depolarisationsverhältnis ist folglich geeignet, um den Aggregatzustand von Wolken zu bestimmen.

Farbverhältnis ("Color Ratio")

Wird ein Lidar mit mindestens zwei Wellenlängen λ_1 und λ_2 betrieben, so kann das Farbverhältnis CR bestimmt werden. Dieses ist definiert als

$$CR := \frac{\beta_{aer,\lambda_1}}{\beta_{aer,\lambda_2}} \quad \text{mit } \lambda_1 < \lambda_2. \quad (3.25)$$

Für kleine Teilchen ist das Farbverhältnis aufgrund der Rayleigh-Approximation groß und für große Teilchen aufgrund der Wellenlängenunabhängigkeit des Streuquerschnitts klein (nahe eins). Mit dem Farbverhältnis kann also die Größe von Teilchen abgeschätzt werden.

Wolken-optische Dicke ("Cloud Optical Depth")

Die Wolken-optische Dicke COD ist (für eine Wolke mit Wolkenuntergrenze CBH und Wolkenobergrenze CTH) definiert durch

$$COD(t) := \int_{CBH}^{CTH} \alpha_{aer,\lambda}(t, z) dz. \quad (3.26)$$

Für Cirrus-Wolken liegt die COD bei etwa 0,1, bei vertikal mächtigen Wolken erreicht sie Werte um 1000. Die COD ist nahezu wellenlängenunabhängig. Die troposphärische optische Dicke TOD wird hier durch

$$TOD(t) := \int_0^{12 \text{ km}} \alpha_{aer,\lambda}(t, z) dz. \quad (3.27)$$

definiert, wobei $TOD(t) > COD(t)$ gilt, da die TOD von den Hintergrundbedingungen abhängt.

3.2. Datengrundlage

3.2.1. Ny-Ålesund

Ny-Ålesund ($78^{\circ} 55' N$, $11^{\circ} 56' O$) liegt im Nordwesten der norwegischen Inselgruppe Spitzbergen (Svalbard) am Kongsfjord, wie Abb. 3.2 zeigt. Südlich von Ny-Ålesund erstreckt sich eine

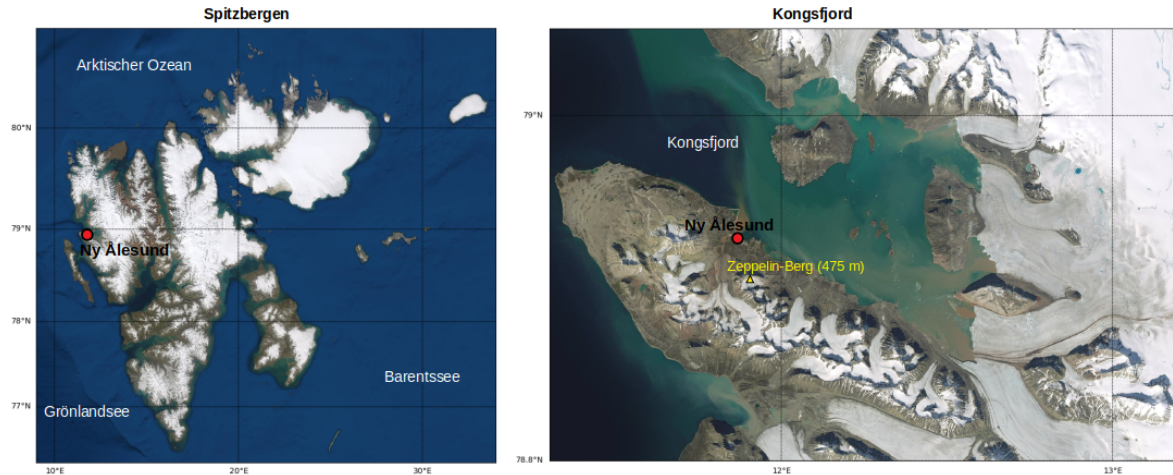


Abb. 3.2: Spitzbergen und Ny-Ålesund, Mercator-Projektion (Reliefdaten: <http://server.arcgisonline.com/arcgis/rest/services>).

Bergkette mit maximaler Höhe von 800 m. Das südöstlich gelegene Zeppelin-Massiv mit dem Zeppelin-Berg (475 m) führt zur Abschattung Ny-Ålesunds, sodass dort Polarnacht zwischen dem 30.09. und 15.03. herrscht. Aufgrund des Westspitzbergenstroms (siehe auch Abb. 2.1) ist die Küstenregion auch im Winter häufig eisfrei. Die mittleren 2m-Lufttemperaturen liegen zwischen $-14^{\circ}C$ im März und $+5^{\circ}C$ im Juli.

In Ny-Ålesund befindet sich seit 2003 die deutsch-französische Forschungsstation AWIPEV, welche ein Zusammenschluss der französischen Rabot-Station und der deutschen Koldewey-Station, die 1991 gegründet wurde, ist. [AWI, 2020]

3.2.2. Verwendete Messgeräte

Es werden Daten von drei verschiedenen Lidar-Messgeräten, die benachbart an der AWIPEV-Station stehen, verwendet. Das Ceilometer CL51 vom Hersteller Vaisala misst in 910 nm bis maximal 13 km Höhe. Integriert ist ein Algorithmus zur automatischen Bestimmung von Wolkenuntergrenzen, der bis zu drei Wolken übereinander erkennen kann. Der Algorithmus ist nicht öffentlich zugänglich. Das Ceilometer besitzt eine automatische Reinigung sowie Beheizung des Fensters und ist damit für den vollautomatischen Betrieb konzipiert. Vaisala [2020] Das Micropulse-Lidar 4 (MPL) vom Hersteller Hexagon misst in 532 nm bis maximal 25 km Höhe. Die Laserpulsenergie beträgt 6-8 μJ bei 2500 Hz MicroPulseLiDAR [2016]. Da das MPL keine Heizung und Fensterreinigung besitzt, wird dies regelmäßig durch den Stationsingenieur durchgeführt. Das MPL 4 ist noch nicht Bestandteil des MPL-Netzes² der NASA, in welchem das ältere Micropulse-Lidar 3 verwendet wird.

Das Koldewey-Aerosol-Raman-Lidar (KARL) sendet in drei verschiedenen Wellenlängen (355 nm, 532 nm, 1064 nm) Licht aus und empfängt neben der elastischen Streuung in diesen drei Kanälen auch die inelastische Streuung in vier Kanälen (307 nm, 387 nm, 607 nm, 660 nm). Das

²Das MPL-Netz ist ein Zusammenschluss von MPL-Systemen zur durchgängigen Messung von Aerosol, Wolken und Grenzschichtstrukturen (von www.mplnet.gsfc.nasa.gov).

KARL wird nur bei "Clear Sky Conditions" eingesetzt, v.a. um Aerosole oder dünne Wolken zu untersuchen. Die verwendeten Laser sind im Gegensatz zum Ceilometer und MPL nicht augensicher, haben dafür aber eine größere vertikale Reichweite. Die Radiosonden (von Vaisala), deren Luftdichtemessung für die Bestimmung der Rayleigh-Streuung (beim KARL) notwendig ist, werden einmal täglich zum 12 UTC-Termin um 11 UTC gestartet (bei Kampagnen ggf. häufiger) und sind Teil von GRUAN³. Es werden immer die Daten der zeitlich nächstgelegenen Radiosonde verwendet. Tab. 3.1 listet einige Eigenschaften der drei Lidar-Messgeräte auf.

	Wellenlänge(n)	räuml. Aufl.	zeitl. Aufl.	Depolkanal	Ramankanal	durchgängig
Ceilometer (Vaisala CL 51)	910 nm	10 m	1 Min.	nein	nein	ja
MPL 4 (Hexagon)	532 nm	30 m	1 Min.	ja	nein	ja
KARL	355 nm 532 nm 1064 nm	7,5 m	1 Min.	ja	ja	nein

Tab. 3.1: Übersicht über Eigenschaften der verwendeten Lidar-Geräte.

4. Entwicklung eines Algorithmus zur automatischen Bestimmung von Wolkenunter- und -obergrenze beim MPL

Ziel ist es, einen Algorithmus zu entwickeln, mit welchem aus den einminütigen Vertikalprofilen des MPLs automatisiert Wolkenunter- und -obergrenzen bestimmt werden können. Dabei besteht die Möglichkeit, basierend auf bekannten Verteilungen der Rückstreuung von Wolken und Aerosolen Wolken zu detektieren [Clothiaux et al., 1998] oder durch Schwellenwerte für die Steigung der Rückstreuung aus dem Profil direkt Wolkenuntergrenzen zu bestimmen [Wang und Sassen, 2001, Campbell et al., 2008]. Hier wird ein Schwellenwert-basierter Ansatz verwendet, der es ermöglicht, ohne weitere Messdaten Wolken zu detektieren.

4.1. Vorgehen

Für den Algorithmus wird ein kalibriertes Signal, der normalisierte relative Rückstreuoeffizient (NRB, Einheit: $\text{Counts} \cdot \frac{\text{km}^2}{\mu\text{J}\mu\text{s}}$), verwendet. Dabei wird das Rohsignal P mit der Totzeit D , der internen Streuung im Gerät A , dem Himmelshintergrund P_{bg} , dem geometrischen Überlapp $O(z)$ und der Laserenergie E durch

$$P_{NRB} = \frac{P(z) \cdot D - A - P_{bg}}{O(z) \cdot E} \quad (4.1)$$

korrigiert. Das Signal wird ab einer Höhe von 270 m (vorher zu geringer Überlapp) bis mindestens 9,8 km und maximal bis zu der Höhe, wo erstmals $SNR \leq 1$ ist, ausgewertet.

Im ersten Schritt wird Niederschlag rausgefiltert. Schneit oder regnet es, so wird der Laserstrahl sofort gestreut. Dadurch ist das Signal stark gedämpft. Es wird die Summe über das NRB-Profil in dem Höhenintervall [270, 9800] m gebildet und falls diese kleiner als ein Schwellenwert ist, wird angenommen, dass es Niederschlag gab. Dieser Schwellenwert wurde

³GCOS Reference Upper-Air Network

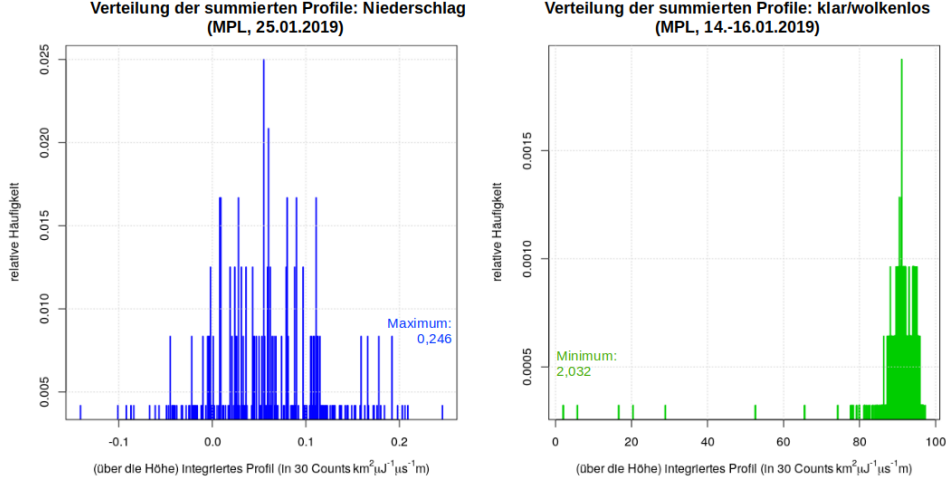


Abb. 4.1: Histogramm der Häufigkeitsverteilungen der über die Höhe integrierten Profile bei Niederschlag (links) und bei klar/wolkenlos (rechts).

bestimmt, indem summierte Profile, an denen es Niederschlag gab, mit summierten Profilen von klaren Tagen verglichen wurden. Abb. 4.1 zeigt, dass die Häufigkeitsverteilungen separiert sind. Die negativen Werte ergeben sich durch die Korrektur des Himmelshintergrunds. Als Schwellenwert wird

$$\text{param}_{\text{rr}} = (0,246 + 3\sigma_{\text{emp}}) \text{ Counts} \frac{\text{km}^2}{\mu\text{J}\mu\text{s}} \quad (4.2)$$

verwendet. Dabei wird Wang und Sassen [2001] folgend die dreifache empirische Standardabweichung addiert.

Für Profile ohne Niederschlag müssen Wolken von Aerosolschichten anhand von Schwellenwerten unterschieden werden. Dafür werden drei Testdatensätze gebildet. Ein Datensatz enthält ausschließlich Profile von klaren Tagen im Januar 2019 (14.-16.01.2019) und repräsentiert klare/wolkenlose Verhältnisse. Ein weiterer Datensatz enthält Profile einer sehr persistenten Aerosolschicht im April 2018 (04.-08.04.2018). Außerdem werden alle Profile aus dem Januar 2019 in einem weiteren Datensatz betrachtet (da im Januar solare Einstrahlung die Messung nicht beeinflusst). Elemente aus dem Datensatz Januar 2019, die in Abb. 4.2 nicht in der konvexen Hülle von klar/wolkenlos bzw. Aerosol liegen, sind Wolken. Diese lassen sich also anhand des Absolutwertes und des Gradienten charakterisieren.

Der Absolutwert nimmt, wie in Abb. 4.3 dargestellt, mit der Höhe exponentiell ab. Daher wird der Schwellenwert für den Absolutwert höhenabhängig gewählt. Anhand von 100 Profilen an klaren Tagen (14.,15.01.2019) wird mittels linearer Regression ein linearer Fit zwischen dem NRB-Signal und der Höhe h der Form $P_{\text{NRB}}(h[i]) = c_1 \cdot \ln(c_2 h[i])$ mit $c_1, c_2 \in \mathbb{R}$ und dem Höhenindex i bestimmt (rechter Teil Abb. 4.3). Im Algorithmus wird für jedes Profil als y-Achsenabschnitt $P_{\text{NRB}}(270 \text{ m})$ und als Steigung die des berechneten linearen Fits aus den 100 Profilen gewählt. Wenn der y-Achsenabschnitt $P_{\text{NRB}}(270 \text{ m}) < 0,5$ ist (durch Schnee auf dem Fenster), wird durch die Punkte $(\ln(270 \text{ m}), P_{\text{NRB}}(270 \text{ m}))$ und $(\ln(9800 \text{ m}), \{P_{\text{NRB}}(8500 \text{ m}), \dots, P_{\text{NRB}}(9800 \text{ m})\})$ ein für das Profil individueller linearer Fit $F_{\text{ind}}(h[i])$ bestimmt. Die Schwellenfunktion für den Absolutwert ist damit durch

$$\text{param}_{\text{abs}}(h[i]) = \begin{cases} F_{\text{ind}}(h[i]) + 3\sigma_{\text{emp}}, & \text{falls } P_{\text{NRB}}(h[1]) < 0,5 \\ P_{\text{NRB}}(h[1]) - 0.154 \ln(h[i]) + 3\sigma_{\text{emp}}, & \text{sonst} \end{cases} \quad (4.3)$$

gegeben. Die Abweichung vom linearen Fit in der Höhe um 2 km ergibt sich durch die Zunahme des Überlapps. Das Wählen eines variablen, individuell zu dem Profil passenden y-

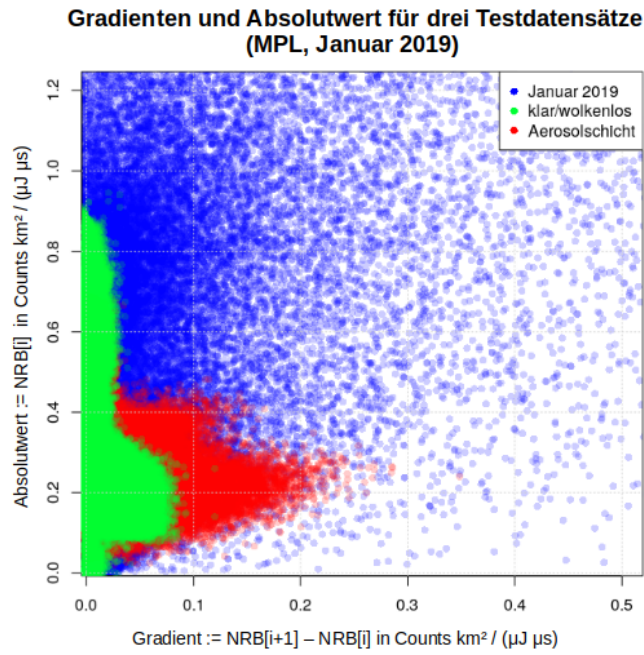


Abb. 4.2: Scatterplot von P_{NRB} (Absolutwert) zu $P_{NRB}(i+1) - P_{NRB}(i)$ (Gradient) für drei verschiedene Datensätze.

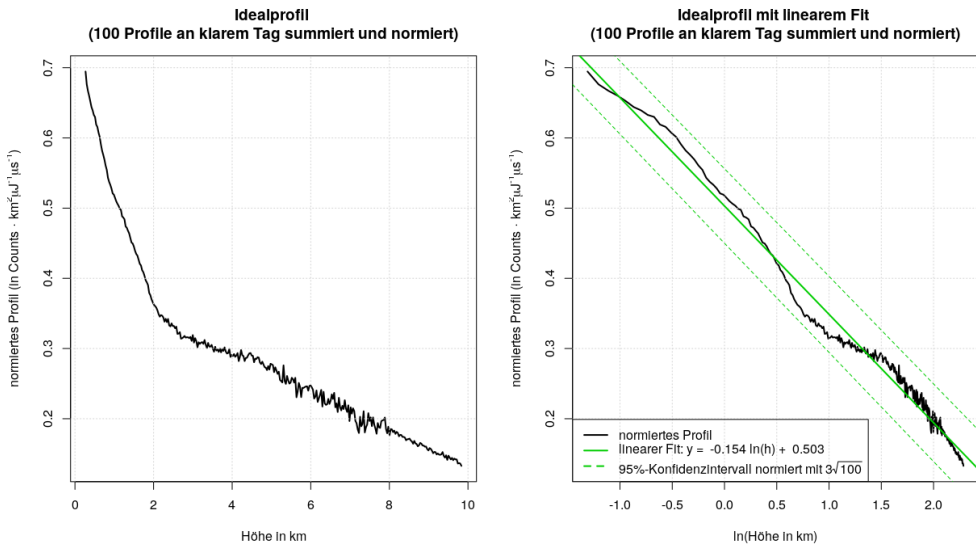


Abb. 4.3: 100 kumulierte und normierte NRB-Profilen von klaren Tagen, 14., 15.01.2019 (links) und deren Linearisierung, Fit und Konfidenzintervall (rechts).

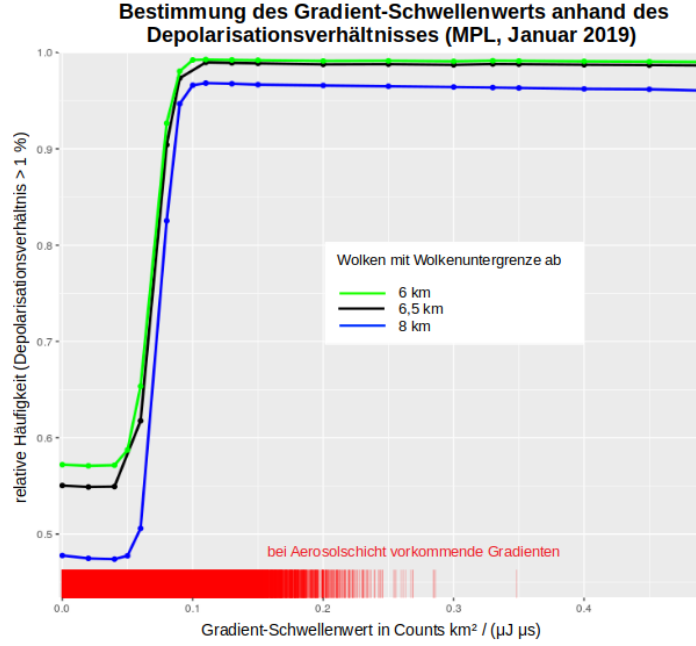


Abb. 4.4: Verhältnis von Eiswolken zu allen erkannten Wolken in Abhängigkeit des Schwellenwertes. Zusätzlich eingezeichnet sind in roten vertikalen Linien die bei Aerosol vorkommenden Gradienten.

Achsenabschnitts hat den Vorteil, dass der Schwellenwert für den Absolutwert nicht zu hoch ist, wenn bspw. Schnee auf dem Fenster liegt oder die Laserenergie gering ist.

Um einen Schwellenwert für den Gradienten zu bestimmen, werden schwerpunktmäßig hohe Wolken (schwächeres Signal) betrachtet. Für Wolken mit Wolkenuntergrenze ab 8 km kann angenommen werden, dass es Eiswolken sind [Wendisch und Ehrlich, 2018], d.h., dass $\delta_{vol} \gg 0,363\%$ ist. Außerdem kommt stark depolarisierendes Aerosol in der Arktis selten vor, so liegt die maximale Depolarisation für Aerosol in der Höhe 5000 bis 8000 m bei unter 7% [Ritter et al., 2016]. Für verschiedene (beliebig gewählte) Gradienten-Schwellenwerte, werden vorläufige "Wolkenuntergrenzen", die höher als 8 km (respektive 6 km oder 6,5 km) liegen, bestimmt. Dabei wird angenommen, dass eine Wolkenuntergrenze detektiert wurde, wenn das Maximum über alle Gradienten pro Zeitschritt jenen Schwellenwert überschreitet. Dann wird das maximale Depolarisationsverhältnis von der Höhe der Wolkenuntergrenze und zwei folgenden Höhenschritten berechnet. Abb. 4.4 zeigt für verschiedene Gradienten-Schwellenwerte das Verhältnis von Wolken mit $\delta > 1\%$ zu allen mit diesem Schwellenwert gefundenen Wolken. Ziel ist es, das Verhältnis von Eiswolken zu allen detektierten "Wolken" zu maximieren und das falsch positive Zuordnen von Aerosol zu Wolken zu minimieren. Als Schwellenwert wird

$$\text{param}_{grad} = 0,240 \text{ Counts} \frac{\text{km}^2}{\mu\text{J}\mu\text{s}} \quad (4.4)$$

verwendet (98% der erfassten Wolken des Testdatensatzes sind Eiswolken und 0,24% der Aerosolverteilung weisen größere Gradienten auf). Dass die Kurven in Abb. 4.4 nicht eins erreichen und dass die Kurve für 8 km Höhe ein geringeres Maximum aufweist als die für 6 km und 6,5 km, liegt an dem geringen SNR im Querkanal. Zusammengefasst wird angenommen, dass eine Wolkenuntergrenze vorliegt, wenn der Absolutwert in der Höhe $h[i]$ größer als $\text{param}_{abs}[i]$ ist oder der Gradient größer param_{grad} ist und im nachfolgenden Höhenschritt $i+1$ $\text{param}_{abs}[i+1]$ überschritten wird.

Wurde eine Wolkenuntergrenze gefunden, wird in den folgenden Höhenschritten nach der Wolkenobergrenze (CTH) gesucht. Es wird angenommen, dass eine Wolkenobergrenze vorliegt,

wenn an der Stelle i der Absolutwert direkt unter der Wolke P_{base} und $param_{abs}[i]$ unterschritten werden. Außerdem wird bestimmt, ob diese Wolkenobergrenze die wirkliche Wolkenobergrenze darstellt oder nur eine effektive Wolkenobergrenze ist. Effektive Wolkenobergrenze meint, dass die Wolke so dick ist, dass der Laserstrahl bereits in der Wolke so stark gestreut wurde, dass beide genannten Werte unterschritten werden. In Abb. 4.5 (links) ist die gemeinsame Wahrscheinlichkeitsdichte für das mittlere SNR und die Summe über das NRB-Profil jeweils in den ersten 1500 m oberhalb der Wolkenobergrenze in doppelt logarithmierter Darstellung dargestellt. Der rechte Teil von Abb. 4.5 zeigt ein Beispiel vom 31.01.2019, wo das SNR oberhalb der Wolkenobergrenze schnell absinkt und das NRB-Signal sehr niedrig ist und nicht mehr dem Idealprofil folgt. Es wird angenommen, dass eine Wolkenobergrenze effektiv ist, wenn

$$\ln \left(\sum_{i=CTH+1}^{CTH+50} NRB(h(i)) \right) < -1,2 \quad (4.5)$$

ist (was der schwarzen vertikalen Linie im linken Teil von Abb. 4.5 entspricht).

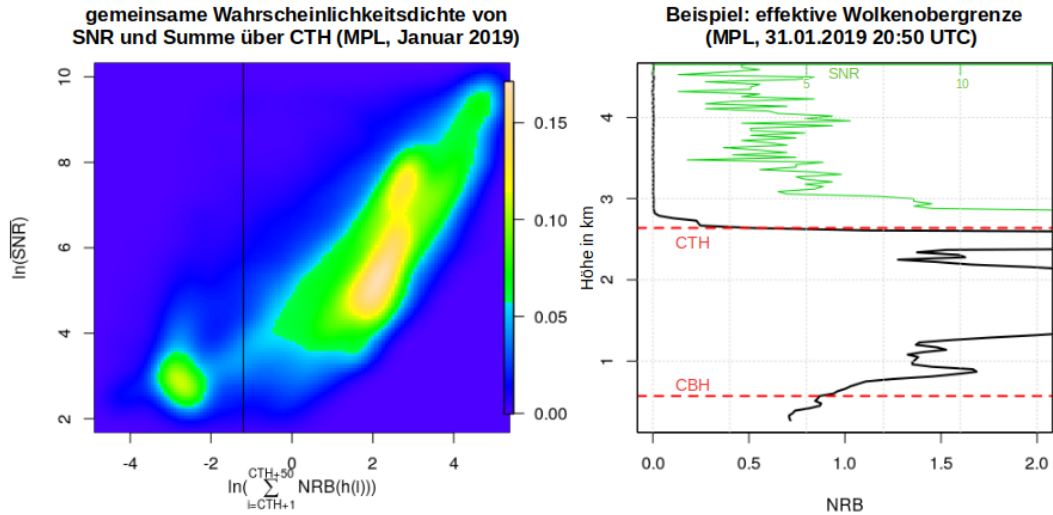


Abb. 4.5: Links: Gemeinsame Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion von $\ln(\overline{SNR})$ und $\ln \left(\sum_{i=CTH+1}^{CTH+50} NRB(h(i)) \right)$ (i.e. Integral über das NRB-Signal innerhalb von 1500 m über der Wolkenobergrenze). Rechts: Beispiel vom 31.01.2019 20:50 UTC NRB-Signal, SNR und Wolkenunter- und -obergrenze bestimmt mit dem beschriebenen Algorithmus.

Wurden Wolkenunter- und -obergrenze gefunden, so wird das Verhältnis des maximalen Absolutwerts innerhalb der Wolke P_{peak} zu dem Absolutwert direkt unter der Wolkenuntergrenze P_{base} bestimmt. Da angenommen werden kann, dass (bei geringer vertikaler Mächtigkeit)

$$\frac{P_{peak}}{P_{base}} \approx \frac{\beta_{peak}}{\beta_{base}} \quad (4.6)$$

gilt, ist dies ein weiteres Unterscheidungskriterium zwischen (geometrisch dünnen) Wolken und Aerosol Wang und Sassen [2001]. Anhand des Aerosol-Datensatzes wurde festgelegt, dass für eine Wolke mindestens $\frac{P_{peak}}{P_{base}} > 1,08 =: param_{peak}$ (maximaler bei Aerosol vorkommender Wert) gelten muss. Unterschreitet eine nach bisherigem Vorgehen bestimmte "Wolke" dieses Kriterium, so wird sie nicht als Wolke angegeben.

Zusammengefasst wird ausgehend von dem niedrigsten Höhenschritt nach einer Wolkenuntergrenze gesucht. Wurde eine Wolkenuntergrenze gefunden, wird eine Wolkenobergrenze gesucht

und bestimmt, ob diese effektiv ist und ob die gesamte Wolke param_{peak} überschreitet. Ist das der Fall, so wird diese als Wolke erkannt. Ab dem Höhengrill über der Wolke wird nach weiteren Wolken gesucht. Bis zu fünf Wolken pro Profil können erkannt werden. Wird keine Wolke gefunden und auch kein Niederschlag erkannt, so wird dieses Profil als klar eingestuft. Für jede gefundene Wolke wird zusätzlich das maximale Depolarisationsverhältnis innerhalb der Wolke, das über die gesamte Wolke integrierte Depolarisationsverhältnis sowie das integrierte NRB-Signal gespeichert.

4.2. Validierung anhand eines Fallbeispiels mit Raman-Lidar-Messungen

Zur Validierung wird ein Fallbeispiel betrachtet. Abb. 4.6 zeigt links für den 20.01.2019 von 17 bis 21 Uhr UTC $\beta_{aer,532}$ und die TOD (siehe Kap 3.1.4) gemessen mit dem KARL. Anhand der Peaks in der TOD, die Werte größer 0,1 erreichen und der höheren Werte von $\beta_{aer,532}$ ist zu erkennen, dass es sich um Cirrus handelt. Da die TOD zum Zeitpunkt des Auftretens der ersten Wolke (um 17:20 UTC) nur wenig größer als 0,1 ist, handelt es sich um optisch dünnen Cirrus. Daher eignet sich dieses Beispiel besonders gut für die Validierung. Abb. 4.6 zeigt

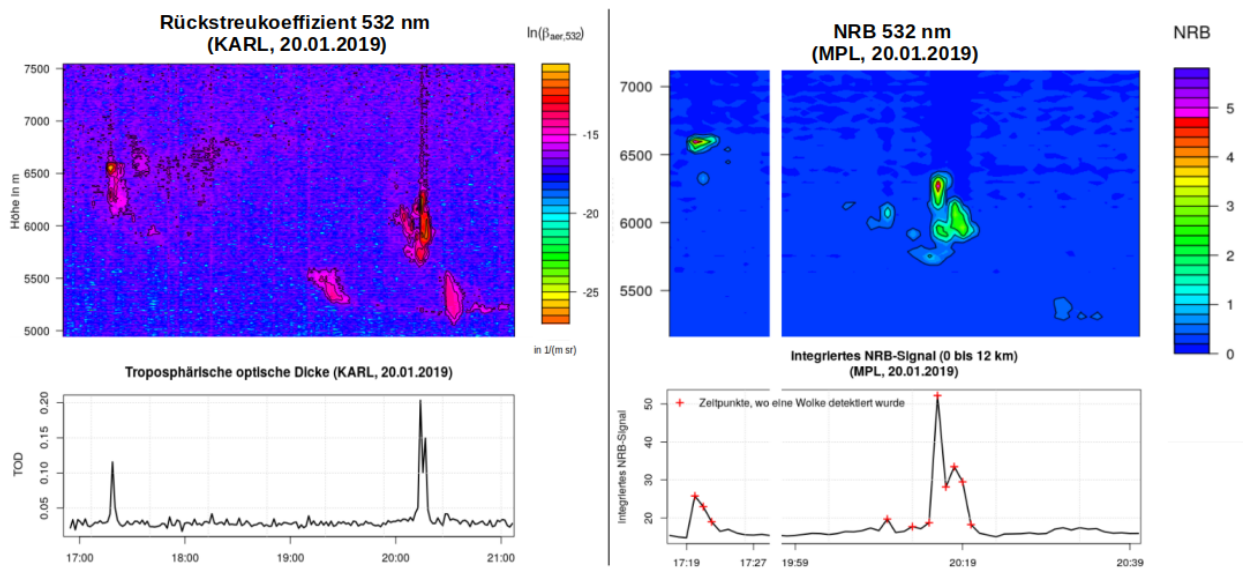


Abb. 4.6: $\beta_{aer,532}$ und TOD gemessen mit dem KARL (links) und NRB sowie das von 0 bis 12 km integrierte NRB gemessen mit dem MPL (rechts), 20.01.2019 17 bis 21 UTC.

rechts für denselben Zeitraum das vom MPL gemessene NRB-Signal und das von 0 bis 12 km integrierte NRB-Signal mit den Zeitpunkten, an denen vom Algorithmus Wolken detektiert worden sind (die entsprechenden Wolkenunter- und -obergrenzen sind in Tab. 4.1 aufgelistet). Dabei ist zu erkennen, dass Wolken v.a. bei höheren Werten des integrierten NRB-Signals ($> 20 \text{ Counts} \frac{\text{km}^2}{\mu\text{J} \mu\text{s m}}$) erkannt werden. Vor und nach den relativen Maxima des NRB-Signals werden Wolken auch bei geringerem integrierten NRB erkannt. Im Gegensatz zur TOD hängt das (integrierte) NRB auch von β ab (und nicht nur von α), sodass das integrierte NRB nur ein Indiz für die optische Dicke ist.

Abb. 4.7 zeigt links die relative Feuchte über Wasser und Eis gemessen durch die um 11 UTC gestartete Radiosonde. Die relative Feuchte liegt im gesamten Profil unter 80 % und in dem Bereich, wo ab 17 Uhr der Cirrus entsteht, liegt die relative Feuchte über Eis bei unter 20 %. Im rechten Teil von 4.7 ist das Wasserdampfmischungsverhältnis q ($\lambda_1 = 355 \text{ nm}$) gemessen mit dem KARL dargestellt. Zwischen 4500 m und 5800 m sind ab 18 UTC Streifen zu erkennen, in denen $q = 3,1 \frac{\text{g}}{\text{kg}}$ ist. Aufgrund des geringen Anteils der Raman-Streuung und der hohen

Auflösung (7,5 m und 1 Min.) ist q über 5 km Höhe bereits stark verrauscht. Außerdem ist das Wasserdampfmischungsverhältnis auf kleinen Skalen sehr variabel Kulla und Ritter [2019].

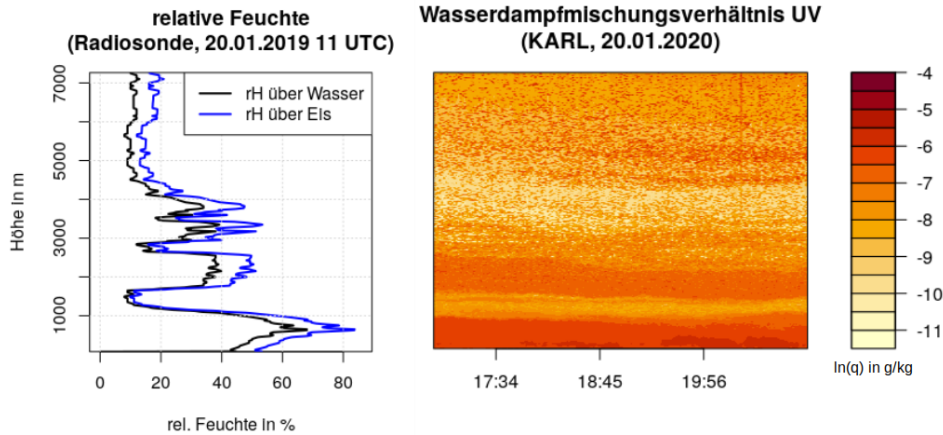


Abb. 4.7: Relative Feuchte über Wasser und Eis gemessen durch die Radiosonde, 20.01.2019 11 UTC (links) und das Wasserdampfmischungsverhältnis (ausgesendete Wellenlänge $\lambda_1 = 355$ nm, vgl. Kap. 3.1.3) gemessen mit dem KARL am 20.01.2019 von 17 bis 20:30 UTC (rechts).

Uhrzeit	Wolkenuntergrenze (in m)	Wolkenobergrenze (in m)
2019-01-20 17:20	6505	6655
2019-01-20 17:21	6326	6356
2019-01-20 17:21	6505	6655 (2. Wolke)
2019-01-20 17:22	6565	6655
2019-01-20 20:10	5996	6146
2019-01-20 20:13	5876	5966
2019-01-20 20:15	5696	5936
2019-01-20 20:16	5696	6386
2019-01-20 20:17	5846	6086
2019-01-20 20:17	6296	6356 (2. Wolke)
2019-01-20 20:18	5906	6206
2019-01-20 20:19	5846	6146
2019-01-20 20:20	5876	6086

Tab. 4.1: Vom MPL-Algorithmus erkannte Wolken am 20.01.2019.

Abb. 4.8 zeigt für den 20.01.2019 um 17:20 UTC und 20:16 UTC das vom MPL gemessene NRB-Signal und die vom Algorithmus bestimmten Wolkenunter- und -obergrenzen. Zur Validierung sind das vom KARL gemessene Farbverhältnis (Größe), der Extinktions- und Rückstreuoeffizient (Streuverhalten) und die Volumendepolarisation (Form und Aggregatzustand) eingezeichnet. Das Farbverhältnis (siehe Kap. 3.1.4) wurde für 532 nm zu 1064 nm ($CR = \beta_{aer,532}(z)/\beta_{aer,1064}(z)$) berechnet und nimmt im Bereich, wo das NRB-Signal höher ist, Werte nahe eins an. Das bedeutet, dass die Streuung (nahezu) wellenlängenunabhängig, also geometrisch, ist und deutet auf einen größeren Durchmesser der Teilchen hin (Wolkentropfen oder Niederschlag). Um 17:20 UTC ist das Farbverhältnis bereits unterhalb der Wolke nahe eins und nimmt bereits vor der Wolkenobergrenze wieder zu ($CR \neq 1$). Ursächlich hierfür kann Turbulenz sein, sodass einzelne Wolkentropfen nach unten oder oben gemischt werden bzw. dass Luftmoleküle in den oberen Bereich der Wolke eingemischt werden (trockenes Entainment), wodurch die Wolkenobergrenze diffus erscheint. $\beta_{aer,532}$ ist im Bereich der Wolke höher. Bei beiden Zeitpunkten liegen die Maxima von $\beta_{aer,532}$ versetzt zu denen des NRB-Signals. Dies kann bedingt sein durch den räumlichen Abstand der beiden Messgeräte und

durch die unterschiedlichen Pulsraten (2500 Hz beim MPL und 50 Hz beim KARL). Grundsätzlich trennt der Algorithmus mit der Wolkenunter- und -obergrenze Bereiche geringen $\beta_{aer,532}$ ($\ll 0,1 \cdot 10^6 m^{-1} sr^{-1}$) von Bereichen hohen $\beta_{aer,532}$. Anhand des rechten Teils von Abb. 4.8 ist zu erkennen, dass im Bereich hoher NRB-Werte auch $\delta_{vol,532}$ hoch ist. Dies lässt auf eine Eiswolke schließen, was konsistent mit der geringen TOD und dem Messzeitpunkt ist. $\delta_{vol,532}$ ist um 17:20 UTC bei MPL und KARL ähnlich groß, um 20:16 UTC misst das MPL höhere $\delta_{vol,532}$. Diese Unterschiede können sich dadurch ergeben, dass der Crosstalk (ungewollte Übersprechen von Photonen vom Parallel- in den Querkanal) und damit die Volumendepolarisation temperaturabhängig (von der Temperatur um das Empfangsteleskop) sind [Behrendt und Nakamura, 2002]. $\delta_{vol,532}$ (KARL) ist um 17:20 UTC unterhalb der Wolke größer als oberhalb. Zusammen mit dem Farbverhältnis nahe eins unterhalb der Wolke kann auch vermutet werden, dass es sich um schwache Fallstreifen aus Eisniederschlag handeln könnte. Um 20:16 UTC werden die drei lokalen Maxima des NRB-Profiles von dem Algorithmus zu einer Wolke zusammengefasst, da das Signal zwischen den Maxima nicht unter den NRB-Wert direkt unterhalb der Wolke absinkt, d.h. auch, dass die drei Maxima gekoppelt sind und nicht als getrennte Wolken aufgefasst werden sollten.

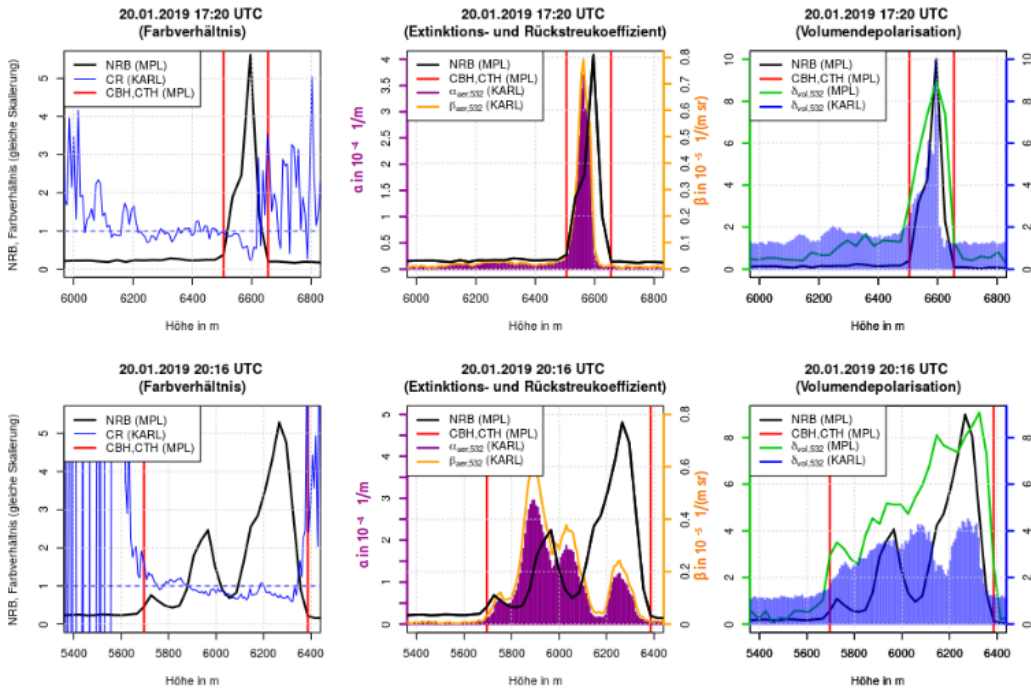


Abb. 4.8: Farbverhältnis (links), Extinktions- und Rückstreukoeffizient (mitte) und Volumendepolarisationsverhältnis (rechts, in %) am 20.01.2019 um 17:20 UTC (oben) und 20:16 UTC (unten) zur Validierung des MPL-Algorithmus.

5. Vergleich der von Ceilometer und MPL bestimmten Wolkenuntergrenzen

In diesem Kapitel wird der Zeitraum Dezember 2018 bis November 2019 betrachtet (einminütige Auflösung), da die Kalibrierung des MPLs in diesem Zeitraum besonders homogen war. Im Juli 2019 gab es aufgrund eines Stromausfalls einen längeren Datenausfall, sodass die Datenverfügbarkeit für diesen Monat nur 51 % beträgt. Es werden nur Zeitpunkte betrachtet, an denen MPL und Ceilometer gemessen haben.

5.1. Vergleich der Wolkenuntergrenzen in einminütiger Auflösung

Abb. 5.1 zeigt einen Vergleich der mit dem MPL-Algorithmus und der vom CL51-Ceilometer automatisch bestimmten niedrigsten Wolkenuntergrenzen der einminütig aufgelösten Daten von Dezember 2018 bis November 2019. Mittels linearer Regression wurde ein Fit bestimmt, welcher einen y-Achsenabschnitt von 12,9 m und eine Steigung von 0,697 aufweist. Im rechten Teil von Abb. 5.1 ist die Differenz der Wolkenuntergrenzen zwischen Ceilometer und MPL zu den Wolkenuntergrenzen des Ceilometers dargestellt. Eingezeichnet ist außerdem der Bias ($\overline{CBH_{Ceilo}} - \overline{CBH_{MPL}}$) für die 1000 m breiten Intervalle $[i, i + 1[$, $i \in \{0, \dots, 9\} \cdot 1000$ m. Die Wolkenuntergrenzen des Ceilometers liegen in 90,5% aller Messungen höher als die des MPLs. Der Bias nimmt mit der Höhe zu und beträgt für das Intervall $[0, 1000[$ m 545 m, für $[5000, 6000[$ m 1881 m und für $[9000, 10000[$ m 4836 m. Von den 9,2% der Messungen, in denen das MPL eine höhere Wolkenuntergrenze als das Ceilometer misst, liegen 1,5% der Ceilometer-Wolkenuntergrenzen unter 270 m, welche aufgrund des zu geringen Überlapps vom MPL nicht erfasst werden können.

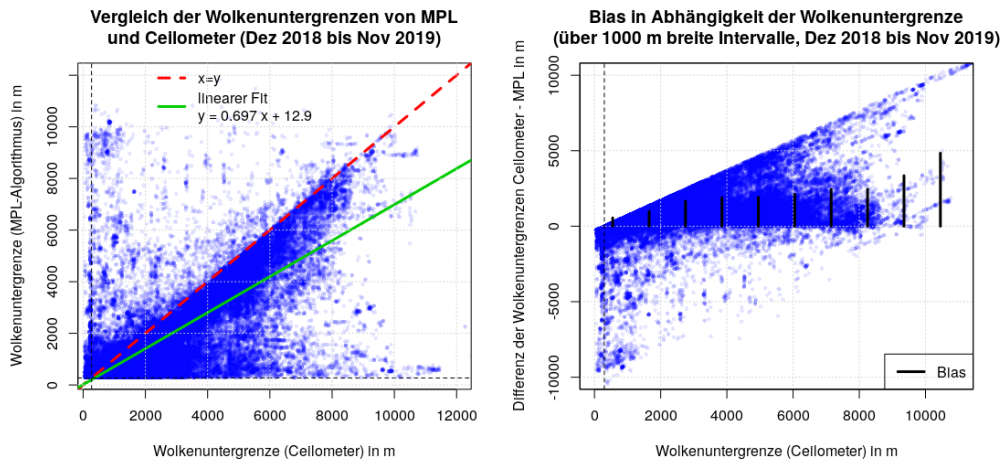


Abb. 5.1: Vergleich der von Ceilometer und MPL gemessenen Wolkenuntergrenzen im Januar 2019 mit linearem Fit (grün) und der Identitätsfunktion (rot) sowie rechts der Bias zwischen den bestimmten Wolkenuntergrenzen.

Abb. 5.2 zeigt für tiefe Stratocumulusbewölkung, dass die vom Ceilometer bestimmte Wolkenuntergrenze (875 m) höher als die des MPLs (839 m) und höher als das Rückstreumaximum (850 m) liegt. Der Deutsche Wetterdienst hat 2015 in der CeiLinEx-Kampagne⁴ festgestellt, dass bei Stratocumulus die Wolkenhöhen gemessen vom CL51-Ceilometer um bis zu 70 m höher liegen als die von Luft-Ceilometern (welche an Klimareferenzstationen in Deutschland verwendet werden und auf einem Gradient-basierten Ansatz zur Bestimmung der Wolkenuntergrenze beruhen)[Görsdorf, 2016]. Bei dem Beispiel mit hoher Bewölkung (Abb. 5.3) liegt die Wolkenuntergrenze des Ceilometers mit 7130 m um 744 m höher als die des MPLs (6386 m).

Es ist zu vermuten, dass beim Algorithmus des Ceilometers zur Bestimmung der Wolkenuntergrenze aufgrund der geringen vertikalen Reichweite mit zunehmender Höhe über mehrere Höhenbins gemittelt wird, um das SNR zu verbessern und somit die Wolkenuntergrenze nach oben verschoben wird. Grundsätzlich gibt es keine einheitlichen Standards zur Definition der

⁴CeiLinEx steht für Ceilometer Lindenberg Performance Experiment und war eine Vergleichskampagne mit zwölf Ceilometern im Sommer 2015 in Lindenberg.

Wolkenuntergrenze in Lidar-Profilen. Die Punkte in Abb. 5.1, an denen die Wolkenuntergrenzen des MPLs höher als die des Ceilometers liegen und die mit über 1000 m Differenz, können mglw. auch bedingt sein durch den Abstand der beiden Messgeräte (etwa 30 m). Dieser Abstand kann bspw. dazu führen, dass ein Messgerät aufgrund einer Wolkenlücke eine höhere Wolke erfasst.

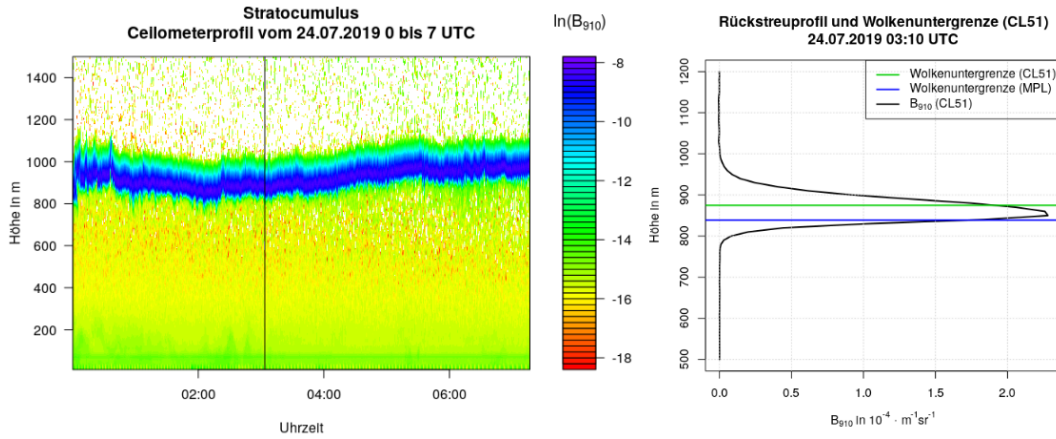


Abb. 5.2: Ceilometerprofile (abgeschwächter Rückstreuoeffizient, attenuated backscatter: $B_{910} := P(z, 910)z^2/C$) vom 24.07.2019 0 bis 7 UTC (links) und Ceilometerprofil von 03:10 UTC mit Wolkenuntergrenzen (rechts).

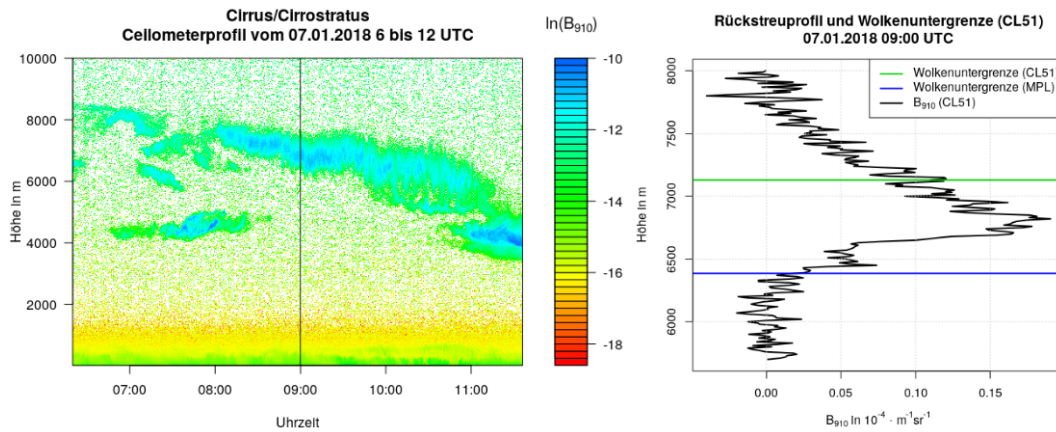


Abb. 5.3: Ceilometerprofile vom 07.01.2018 6 bis 12 UTC (links) und Ceilometerprofil von 09:00 UTC mit Wolkenuntergrenzen (rechts).

5.2. Wolkenbedeckung und mittlere Wolkenuntergrenze

Die Wolkenbedeckung (Abb. 5.4 links) ist im Jahresmittel beim MPL um 2% höher als beim Ceilometer (74% zu 72%). Dabei bestehen große monatliche Unterschiede, so erfasst das Ceilometer bspw. im Dezember eine 9,7% höhere Wolkenbedeckung als das MPL, während im März das MPL eine um 9,3% höhere Wolkenbedeckung erfasst. Die längste Phase ununterbrochener Wolkenerfassung beträgt beim MPL 3 762 Minuten und beim Ceilometer 7 512 Minuten. Im Mittel erkennt das MPL 31 Minuten am Stück Wolken und das Ceilometer 71 Minuten. Daher ist zu vermuten, dass beim Ceilometer-Algorithmus auch zeitlich gemittelt wird, sodass kurzzeitige Wolkenlücken nicht erfasst werden, was auch zu höherer Wolkenbedeckung führt. Die mittlere monatliche Wolkenuntergrenze (Abb. 5.4 rechts) ist beim MPL immer niedriger als

beim Ceilometer, sodass im Jahresmittel (i.e. das Mittel über alle niedrigsten Wolkenuntergrenzen zu den Zeitpunkten, wo Ceilometer und MPL eine Wolke erfasst haben) das MPL mit (1332 ± 33) m eine im Mittel 559 m niedrigere Wolkenuntergrenze erfasst als das Ceilometer mit (1891 ± 36) m. Dies ist bedingt durch die zuvor erklärte Mittelung beim Ceilometer. Die empirische Standardabweichung ist beim Ceilometer aufgrund der höheren Wolkenuntergrenzen ebenfalls höher als beim MPL.

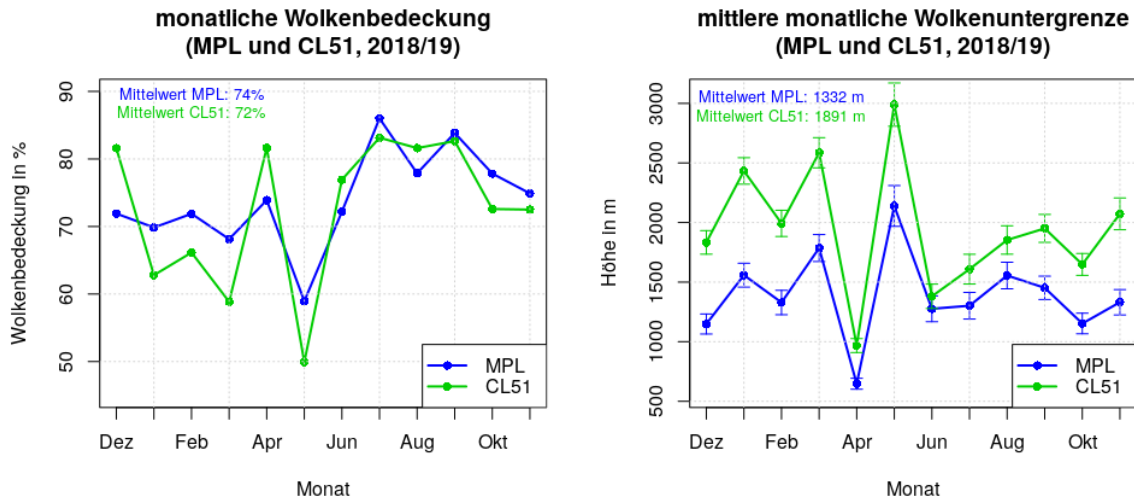


Abb. 5.4: Jahrgang der Wolkenbedeckung gemessen vom CL51-Ceilometer und vom MPL (links) und die mittlere niedrigste Wolkenuntergrenze pro Monat mit empirischer Standardabweichung (rechts). Oben links steht jeweils der Jahresmittelwert.

Tab. 5.1 listet die Anzahl tiefer, mittelhoher und hoher Wolken sowie klarer/wolkenloser Verhältnisse und Niederschlag auf. Dabei sind tiefe Wolken definiert durch $CBH \in [0, 2000[$ m, mittelhohe durch $CBH \in [2000, 5000[$ m und hohe durch $CBH \geq 5000$ m. Das Ceilometer erkennt mehr tiefe und mittelhohe Wolken als das MPL. Hohe Wolken und Niederschlag/Eisnebel kommen beim MPL häufiger vor. Zu beachten ist dabei, dass – wie zuvor gezeigt – die Ceilometer-Wolkenuntergrenze im Mittel höher liegen als die des MPLs. Daher ist davon auszugehen, dass das Ceilometer noch mehr tiefe und noch weniger hohe Wolken detektiert. Das Ceilometer erfasst auch bei Niederschlag oder Nebel noch häufig eine Wolkenuntergrenze.

	tiefe Wolken	mittelhohe Wolken	hohe Wolken	klar	Niederschlag
MPL	234 322	55 359	26 813	121 731	21 176
CL51	243 536	57 277	23 718	124 481	10 233

Tab. 5.1: Anzahl der erfassten tiefen, mittelhohen und hohen Wolken, klar/wolkenlos und Niederschlag beim MPL und CL51-Ceilometer (Zeitraum: Dez 2018 bis Nov 2019). Blau markiert ist jeweils der höhere Wert.

6. Auswertung der MPL-Daten

Im folgenden werden die mit dem beschriebenen Algorithmus erfassten Wolken (einminütige Auflösung) zwischen Dezember 2018 und November 2019 untersucht. Zuvor wird kurz auf die meteorologische Situation eingegangen.

Vertikalprofil von Temperatur und relativer Feuchte (Radiosonden)

Abb. 6.1 zeigt links das Vertikalprofil der Temperatur gemessen durch Radiosonden. Eingezeichnet ist die -38°C -Isotherme, ab der homogenes Gefrieren (ohne INs) möglich ist. Rechts ist das Vertikalprofil der relativen Feuchte über Wasser dargestellt. Diese liegt in den untersten 2 km in allen Monaten im Mittel über 65 % und ist im Sommer und Herbst bodennah höher als im Winter. Im April liegt die relative Feuchte zwischen 0 und 2 km Höhe im Mittel bei 77 % mit einem ausgeprägten Feuchtemaximum um 800 m ($RH = 91\%$). Auch die maximale monatliche Niederschlagsmenge wurde im April 2019 mit 69,8 mm (normal: 23,0 mm) gemessen [Daten: www.yr.no]. Während der Polarnacht sind die Feuchtemaxima abgesetzt vom Boden, was auf Feuchteinversionen hindeutet und durch höhere thermische Stabilität bedingt ist. Die relative Feuchte ist in der mittleren Troposphäre im Winter etwas niedriger als im Sommer. Im Winter findet die Wolkenbildung bereits in niedrigeren Höhen über die Eisphase statt, sodass die relative Feuchte (über Eis) dann höher ist.

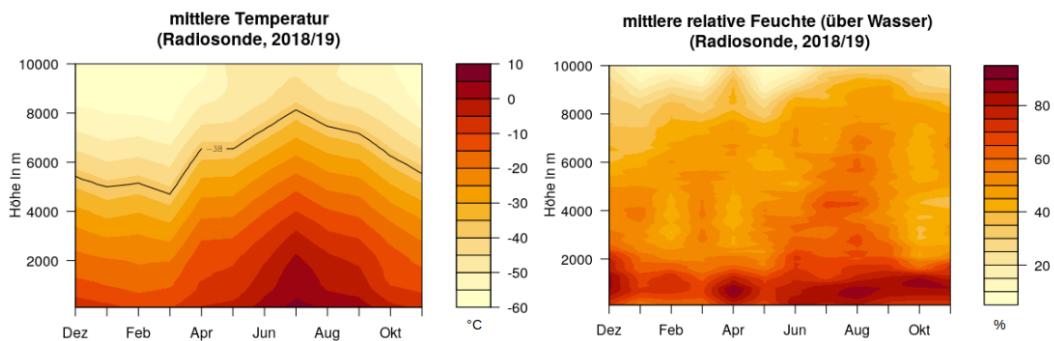


Abb. 6.1: Vertikalprofil der Temperatur (links) und der relativen Feuchte über Wasser (rechts) gemessen durch Radiosonden jeweils gemittelt über Monat und 100 m breites Höhenintervall.

Feuchtigkeit ist zwar eine Voraussetzung für Wolkenbildung, wird aber auch durch diese beeinflusst. So sinkt die relative Feuchte bei Kondensation durch Freiwerden latenter Wärme. Die Vergleichbarkeit zwischen den Wolken (im Zenit) und den Radiosondenaufstiegen ist dabei nur bedingt gegeben, da die Messung der Radiosonde stark von ihrer Trajektorie abhängt und die zeitliche Auflösung (ein Aufstieg am Tag) sehr gering ist, sodass Änderungen der Advektionsrichtung, Wolkenbildung oder Grenzschichtprozesse nicht erfasst werden können.

6.1. Vertikale Verteilung

Abb. 6.2 zeigt monatsweise einen Boxplot für die unterste Wolkenuntergrenze und einen Boxplot für das gesamte Jahr. Die mittlere Wolkenuntergrenze über alle vom MPL erfassten Wolken liegt bei 1680 m und damit höher als die in Abb. 5.4 berechnete, da das MPL zu Zeitpunkten, wo das Ceilometer keine Wolkenuntergrenze erfasst hat, hohe Wolken erkennt, die das Jahresmittel erhöhen. Die Interquartilsbreite beträgt für das gesamte Jahr 1710 m. Von September bis Dezember, im Februar, März und Juli liegt die Interquartilsbreite niedriger als im Jahresmittel. Der Median beträgt im Jahresmittel 780 m und wird in den Monaten April, Juni, Juli, Oktober und November unterschritten.

Im Vergleich zur Abb. 2.3, wo die monatlichen Boxplots anhand von den CL51-Messungen für 2012 bis 2019 gezeigt wurden, ergeben sich große Unterschiede, die auf die unterschiedliche meteorologische Situation und Länge der Messreihe sowie auf den Algorithmus und das Messgerät zurückzuführen sind. V.a. April 2019 (mittlere Wolkenuntergrenze 840 m, Interquartilsbreite 360 m) und Mai 2019 (mittlere Wolkenuntergrenze 2640 m, Interquartilsbreite 3330 m) weichen nach unten bzw. oben vom Jahresmittel Dezember 2018 bis November 2019

Boxplot der niedrigsten Wolkenuntergrenzen pro Monat (MPL, 2018/19)

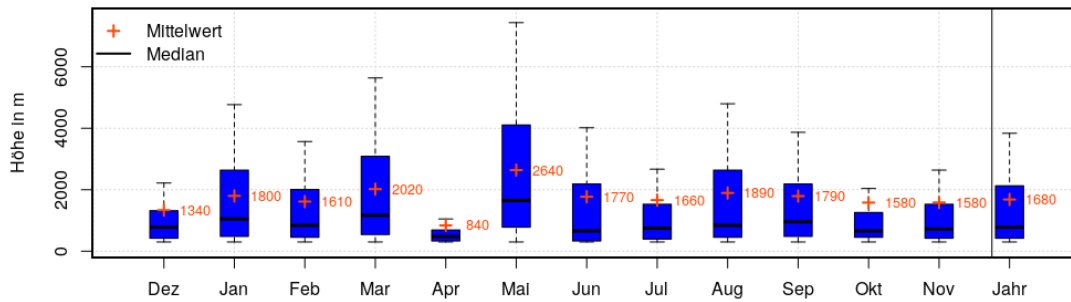


Abb. 6.2: Boxplot der niedrigsten Wolkenuntergrenzen pro Monat mit Mittelwert (rot) und Median (schwarz) und rechts für das gesamte Jahr.

sowie auch vom Mittel 2012 bis 2019 ab. Ursächlich dafür könnte die Verteilung der relativen Feuchte (über Wasser) sein, die in Abb. 6.1 gezeigt wurde.

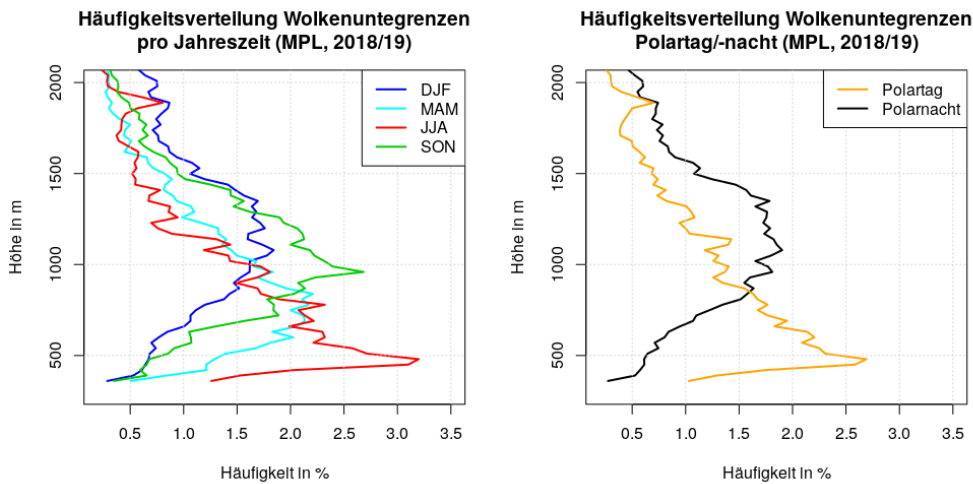


Abb. 6.3: Vertikale Verteilung der niedrigsten Wolkenuntergrenze zwischen 270 m und 2000 m in Abhängigkeit der Jahreszeit (links) sowie für Polartag und Polarnacht (rechts).

Abb. 6.3 zeigt die vertikale Häufigkeitsverteilung der Wolkenuntergrenzen zwischen 270 m und 2000 m (Auflösung 30 m) in Abhängigkeit der Jahreszeit und für Polartag und Polarnacht. Tiefe Wolken mit Wolkenuntergrenzen um 500 m kommen im Sommer besonders häufig vor, was an dem Auftreten von Stratus (konturlose Wolkenuntergrenze, Vorkommen bei hoher relativer Feuchte, häufig nach Regen oder bei Sprühregen bei windschwachen Verhältnissen) liegt. Im Herbst und Winter kommen Wolken mit Wolkenuntergrenzen um 1000 m am häufigsten vor. Während des Polartags kommen tiefe Wolken mit Wolkenuntergrenzen unter 800 m häufiger vor als während der Polarnacht. In der Polarnacht sind Wolken mit Wolkenuntergrenzen zwischen 800 m und 1400 m am häufigsten (v.a. Stratocumulus erkennbar an konturierter ununterbrochener Wolkenuntergrenze und Nimbostratus durch Aufgleiten bei Warmfrontdurchgängen, erkennbar an kontinuierlichem Sinken der Wolkenuntergrenze übergehend in lang anhaltenden Niederschlag).

6.2. Wolkendicke und Eindringtiefe

Die Wolkeneindringtiefe ist die Differenz zwischen Wolkenober- und Wolkenuntergrenze, wenn die Wolkenobergrenze effektiv ist. Liegt eine richtige Wolkenobergrenze vor, so wird die Differenz als Wolkendicke bezeichnet. Somit hat eine Wolke entweder eine Eindringtiefe oder eine Wolkendicke.

Abb. 6.4 zeigt links oben den prozentualen Anteil effektiver Wolkenobergrenzen und die mittlere Eindringtiefe pro Monat. Dabei sind zwischen Juni und Oktober mehr als 30 % der erfassten Wolkenobergrenzen effektiv, während es zwischen November und März unter 25 % sind. Im April sind 57 % der Wolkenobergrenzen effektiv. Dies könnte an der hohen Häufigkeit tiefer Wolken mit hohem Wasseranteil liegen. Insgesamt haben 46 % der tiefen Wolken ($CBH < 2000$ m) eine effektive Wolkenobergrenze, 12 % der mittelhohen ($CBH \in [2000, 5000[$ m) und 2 % der hohen ($CBH \geq 5000$ m).

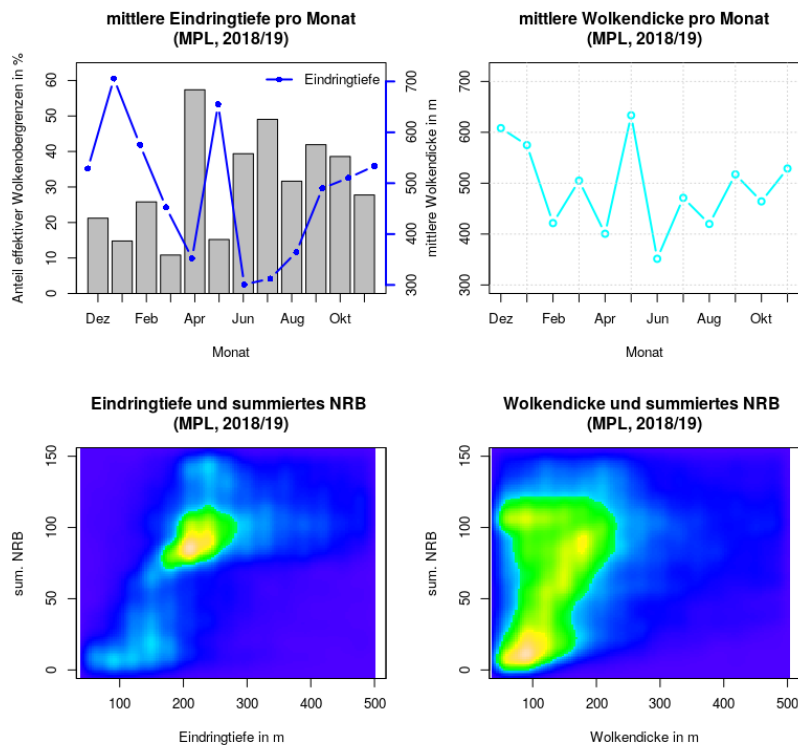


Abb. 6.4: Jahreszyklus von Eindringtiefe und Wolkendicke (oben) und gemeinsame Wahrscheinlichkeitsdichte von Eindringtiefe bzw. Wolkendicke und integriertem NRB-Signal (unten, Farbskala nach relativer Häufigkeit).

Die Eindringtiefe ist im Sommer (Minimum mit 301 m im Juni) geringer (hoher Wasseranteil in Stratus und Stratocumulus) als im Winter (Maximum mit 706 m im Januar). Der rechte obere Teil von Abb. 6.4 zeigt die mittlere Wolkendicke pro Monat. Diese ist zwischen Juni und August um etwa 150 m geringer als zwischen Dezember und Januar. Die Wolkendicke ist im Mai mit 633 m maximal und im Juni mit 420 m minimal. Das Jahresmittel der Eindringtiefe beträgt 452 m (Median: 330 m) und das der Wolkendicke 501 m (Median: 300 m).

Im unteren Teil von Abb. 6.4 sind Eindringtiefe bzw. Wolkendicke gegenüber dem von Wolkenuntergrenze bis -obergrenze summierten NRB-Signal dargestellt. Eindringtiefen zwischen 180 m und 280 m und summiertes NRB zwischen 75 und 120 Counts $\frac{km^2}{\mu J \mu s m}$ kommen bei Wolken mit effektiver Wolkenobergrenze besonders häufig vor. Wolkendicken zwischen 30 m und 210 m weisen summiertes NRB von 1 bis 120 Counts $\frac{km^2}{\mu J \mu s m}$, wobei am häufigsten summiertes NRB

von unter 30 Counts $\frac{km^2}{\mu J \mu s m}$ auftritt. Wolken, bei denen eine effektive Wolkenobergrenze erfasst wird, sind also häufig optisch dick. Die Eigenschaft effektive oder richtige Wolkenobergrenze ist auch von der Signalintensität unter der Wolkenuntergrenze abhängig, welche von der Abschwächung des Laserstrahls mit der Höhe und der Anzahl bereits erfasster Wolken abhängt. Abb. 6.5 zeigt die Vertikalprofile der mittleren Eindringtiefe und Wolkendicke pro Monat und 1000 m breitem Höhenintervall sowie das Höhenmittel. Im Höhenmittel weisen Wolkendicke und Eindringtiefe einen ähnlichen Verlauf auf. Mittelhohe Wolken haben im Mittel die höchste Eindringtiefe (Maximum 609 m) und Wolkendicke (Maximum 697 m), was an vertikal mächtigen Mischphasenwolken oder ausgedehnten Fallstreifen liegen kann. Bei hohen Wolken nehmen Eindringtiefe und Wolkendicke mit der Höhe ab und betragen im Intervall 9 bis 10 km Höhe nur noch 124 m (Eindringtiefe) bzw. 222 m (Wolkendicke).

Eindringtiefe und Wolkendicke sind bei tiefen Wolken im Sommer und im April mit unter 350 m am geringsten. Bei mittelhohen Wolken sind Eindringtiefe und Wolkendicke nahezu das gesamte Jahr höher, bei hohen Wolken mit 150 bis 400 m geringer. Eindringtiefe und Wolkendicke hängen somit v.a. von der Höhe und weniger von dem Monat bzw. der Jahreszeit ab. Da die Anzahl erfasster Wolken und das SNR mit der Höhe abnehmen, nimmt die Unsicherheit zu.

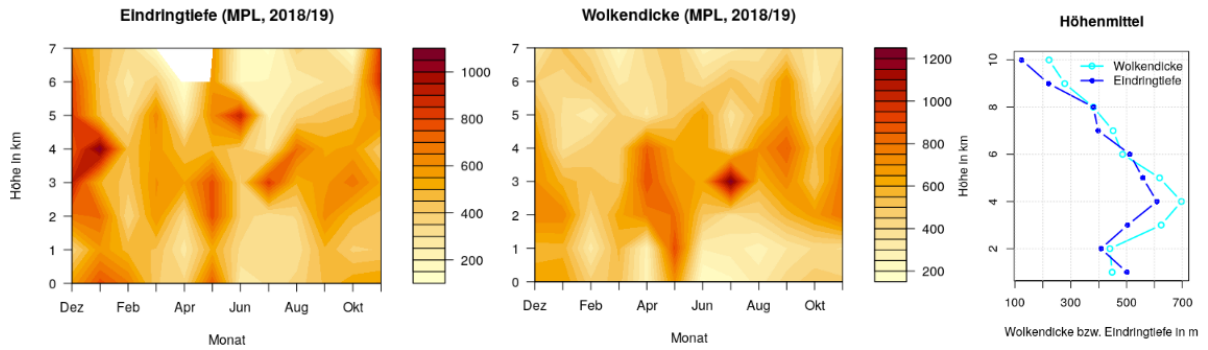


Abb. 6.5: Konturplot von Eindringtiefe und Wolkendicke von 270 m bis 7 km gemittelt über Monat und 1000 m breites Höhenintervall und rechts Höhenmittel (über 1000 m breites Intervall) von Eindringtiefe und Wolkendicke von 270 m bis 10 km.

6.3. Depolarisation und Rückstreuung

Abb. 6.6 zeigt die mittlere Volumendepolarisation $\overline{\delta_{vol}}$ und das von Wolkenunter- bis -obergrenze summierte NRB-Signal (i.e. $\sum_{i=CBH}^{CTH} P_{\perp,i} + P_{\parallel,i}$) pro Monat und 1000 m breitem Höhenintervall. $\overline{\delta_{vol}}$ ist in jedem Höhenintervall im Sommer niedriger als im Winter. Die minimale $\overline{\delta_{vol}}$ beträgt 0,96 %. Damit ist $\overline{\delta_{vol}} > 0,363\%$ für alle Monate und Höhenintervalle. $\overline{\delta_{vol}}$ nimmt mit der Höhe zu. Das summierte NRB-Signal nimmt im Sommer mit der Höhe zu, was an der höheren optischen Dicke und der größeren Wolkendicke mittelhoher Wolken sowie an dem höheren Rauschen (Himmelshintergrund aufgrund solarer Strahlung) liegt. Das Maximum wird im Juli zwischen 5000 m und 7000 m erreicht. Aufgrund der geringen Datenverfügbarkeit im Juli ist dies nicht repräsentativ.

Abb. 6.7 zeigt links die mittlere Volumendepolarisation $\overline{\delta_{vol}}$ und \overline{NRB} pro Monat. $\overline{\delta_{vol}}$ ist im März maximal (26,2 %) und im Juni minimal (0,5 %). Das \overline{NRB} ist während des Polartags größer als im Winter, was auf eine im Mittel höhere Wolken-optische Dicke (häufiger Wasserwolken) hindeutet.

Der mittlere Teil von Abb. 6.7 zeigt die mittlere Temperatur anhand der Radiosondenmessungen und die mittlere Volumendepolarisation in Wolken gemittelt über Monat und 1000 m breites Höhenintervall (dieselben Daten wie in Abb. 6.6). Dabei ergibt sich ein linearer Zusam-

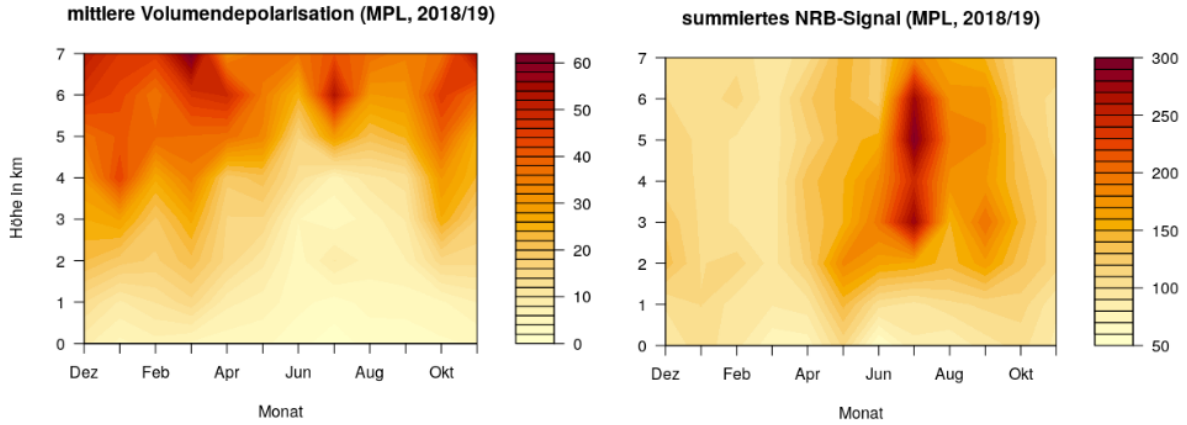


Abb. 6.6: Vertikalprofil der mittleren Volumendepolarisation (in Wolken) und des NRB-Signals (in Wolken) pro Monat und 1000 m breitem Höhenintervall.

menhang der Form $\overline{\delta_{vol}} = -0,890 \cdot \overline{T} + 239$. Aufgrund der geringen Anzahl an INs in der Arktis kommen bei geringen Minustemperaturen immer noch Wassertropfen vor und bewirken somit eine geringe mittlere Depolarisation. Ab Temperaturen von $-25^{\circ}C$ bilden sich Eisplatten, die horizontal ausgerichtet weniger stark depolarisieren als zufällig angeordnete Eiskristalle, die ab $-45^{\circ}C$ dominieren [Cho et al., 2008]. Die Struktur der Eiskristalle (konkret die Höhe des Eiskristalls zum Durchmesser) ist also temperaturabhängig, wodurch die Volumendepolarisation v.a. von der Temperatur abhängt [Sassen und Benson, 2001]. Die mittlere Volumendepolarisation und das summierte NRB bilden zwei Cluster (rechter Teil von Abb. 6.7). So weisen Wolken unter 2 km Höhe geringe Depolarisation und geringes summiertes NRB (aufgrund der geringen Wolkendicke/Eindringtiefe) auf.

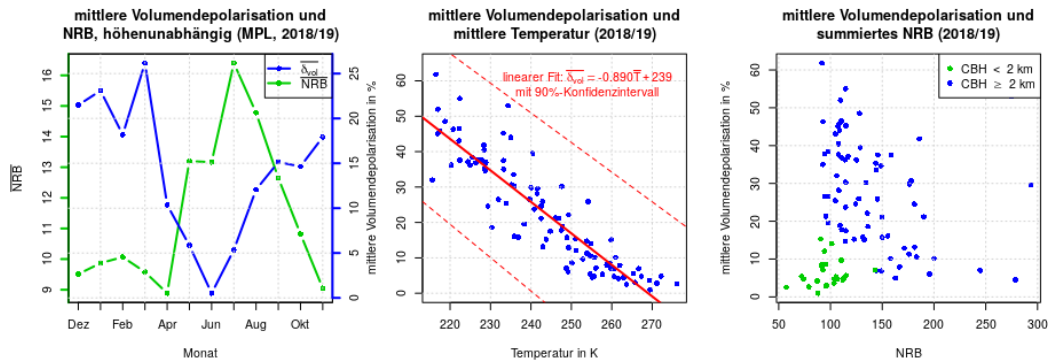


Abb. 6.7: Links: Monatsmittel von mittlerer Volumendepolarisation (in Wolken) und mittlerem NRB (in Wolken), mitte: mittlere Volumendepolarisation (in Wolken) zur Mitteltemperatur gemessen durch Radiosonden, rechts: mittlere Volumendepolarisation zum summiertes NRB (in Wolken).

Abb. 6.8 zeigt in der ersten Zeile die zweidimensionale gemeinsame Wahrscheinlichkeitsdichte von $\overline{\delta_{vol}}$ und dem mittleren NRB-Signal \overline{NRB} aller erfassten Wolken eingeteilt in tief, mittelhoch und hoch zwischen Dezember 2018 und November 2019. Bei tiefen Wolken liegt $\overline{\delta_{vol}}$ meistens unter 5 % und \overline{NRB} bei 5-15 Counts $\frac{km^2}{\mu J \mu s}$. Dabei nimmt $\overline{\delta_{vol}}$ mit zunehmendem NRB zu, da Mehrfachstreuung (je häufiger gestreut, desto höher das NRB) an Wassertropfen zur Depolarisation führt [Cho et al., 2008]. Bei mittelhohen und hohen Wolken kommen dagegen häufig geringere Werte der NRB (unter 8 Counts $\frac{km^2}{\mu J \mu s}$) vor, während $\overline{\delta_{vol}}$ meistens bei über 5 % liegt. Eiswolken haben also eine geringere optische Dicke. In der mittleren und

unteren Zeile von Abb. 6.8 sind dieselben Abbildungen nun für die zwei Monate, Februar und August, dargestellt. Im Februar sind bereits bei tiefen Wolken niedrige NRB-Werte von unter $9 \text{ Counts} \frac{\text{km}^2}{\mu\text{J} \mu\text{s}}$ und hohe $\overline{\delta_{vol}}$ bis zu 11% häufig. Während im August tiefe Wolken meistens $\overline{\delta_{vol}}$ -Werte von kleiner 2% aufweisen (optisch dicke Wasserwolken). Bei mittelhohen Wolken kommen im August häufig Wolken mit $\overline{\delta_{vol}}$ unter 10% und z.T. hohen NRB-Werten (um $20 \text{ Counts} \frac{\text{km}^2}{\mu\text{J} \mu\text{s}}$) vor. Bei hohen Wolken kommen im Februar höhere $\overline{\delta_{vol}}$ -Werte vor als im August.

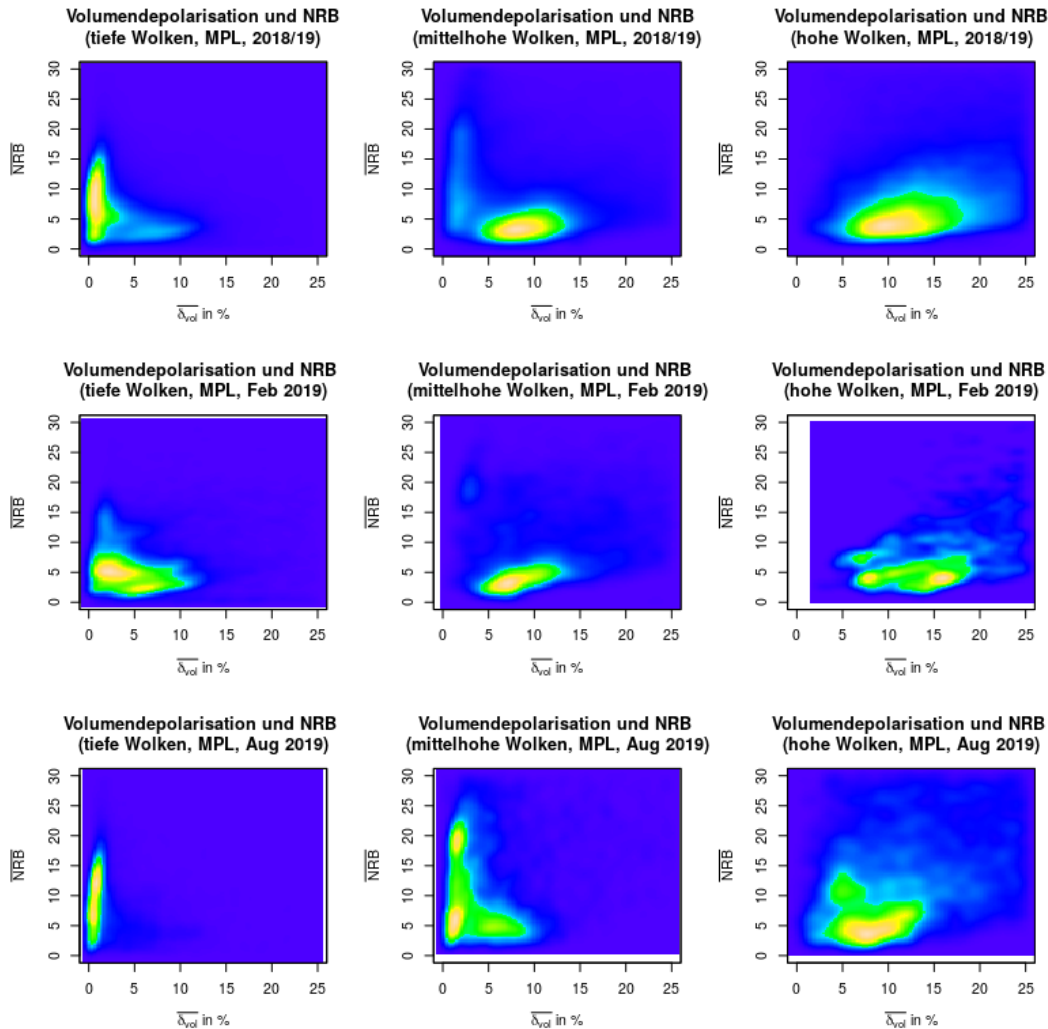


Abb. 6.8: Mittleres NRB und mittlere Volumendepolarisation pro Wolke für tiefe Wolken ($\text{CBH} \in [0, 2000[\text{ m}$, links), mittelhohe Wolken ($\text{CBH} \in [2000, 5000[\text{ m}$, mitte) und hohe Wolke ($\text{CBH} > 5000 \text{ m}$, rechts) für den gesamten Zeitraum Dez 2018 bis Nov 2019 (oben), Februar 2019 (mitte) und August 2019 (unten). Farbskala nach relativer Häufigkeit.

7. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde ein Algorithmus entwickelt, um aus einminütig aufgelösten kalibrierten MPL-Messungen in Ny-Ålesund Niederschlag, Wolken und wolkenlose Verhältnisse zu unterscheiden, bei Wolken die Wolkenunter- und -obergrenze zu bestimmen und bei der Wolkenobergrenze die Eigenschaft effektive oder richtige Wolkenobergrenze festzustellen. Die Unterscheidung zwischen klar und Niederschlag ist anhand eines Schwellenwerts leicht möglich (separierte Häufigkeitsverteilungen des integriertes NRBs). Zur Unterscheidung zwischen Wolken und Aerosol werden für den NRB-Wert ein höhenabhängiger Schwellenwert anhand eines Idealprofils und ein höhenkonstanter Schwellenwert für den Gradienten verwendet. Effektive oder richtige Wolkenobergrenze werden ebenfalls anhand eines Schwellenwerts (Summe des NRB-Signals über 1500 m oberhalb der Wolkenobergrenze) unterschieden. Die Wahl der Schwellenwerte beeinflusst die Anzahl erfasster Wolken. Niedrige Schwellenwerte erhöhen das potentielle falsch positive Erkennen von Wolken (False Alarm Ratio), andererseits vergrößern hohe Schwellenwerte die Wahrscheinlichkeit für das falsche Nicht-Erkennen von Wolken.

Anhand eines Fallbeispiels mit optisch dünnem Cirrus am 20.01.2019 wurden die vom Algorithmus erkannten Wolkenunter- und -obergrenzen mit Raman-Lidar-Messungen, u.a. anhand Farbverhältnis und Extinktionskoeffizient, verglichen. Dabei konnte eine große Übereinstimmung festgestellt werden. Allerdings sind Pulsrate, vertikale Reichweite und die zeitliche sowie räumliche Auflösung bei MPL und KARL unterschiedlich, welche Unterschiede im Verlauf der einminütigen Profile verursachen. Daher wäre es sinnvoll, weitere Fallbeispiele zu betrachten. Beim Vergleich der vom Algorithmus erfassten niedrigsten Wolkenuntergrenzen mit den automatisch bestimmten Wolkenuntergrenzen des CL51-Ceilometers wurde beim MPL eine im Jahresmittel um 2 % höhere Wolkenbedeckung (MPL: 74 %, Ceilometer: 72 %), eine im Mittel um 559 m niedrigere mittlere Wolkenuntergrenze (MPL: 1332 m, Ceilometer: 1891 m) und eine geringere mittlere Persistenz (MPL: 31 Minuten, Ceilometer: 71 Minuten) festgestellt. Das MPL erkennt mehr hohe Wolken und häufiger Niederschlag bzw. Nebel. Die Ähnlichkeit der Wolkenbedeckung bei MPL und Ceilometer lässt vermuten, dass Shupe et al. [2011] für die Wolkenstatistik für Ny-Ålesund (vgl. Abb. 2.2) einen sehr hohen Schwellenwert verwendet haben, der die um 16 % niedrigere Wolkenbedeckung erklärt. Die monatliche Wolkenbedeckung gemessen von Ceilometer und MPL weicht um bis zu 9,7 % (Dezember 2018) voneinander ab. Der Einfluss von Messgerät-spezifischen Größen auf die Wolkenbedeckung hängt auch von der tatsächlichen Wolkenverteilung ab und ist daher im Nachhinein kaum zu korrigieren. Die geringe Signalstärke und die Mittelung im Algorithmus beim Ceilometer führen dazu, dass Wolken als zu langlebig und Wolkenuntergrenzen zu hoch bestimmt werden.

Anschließend wurden die vom Algorithmus erfassten Wolken von Dezember 2018 bis November 2019 statistisch untersucht. Anhand von Häufigkeitsverteilungen wurde gezeigt, dass im Sommer die häufigste Wolkenuntergrenze bei 480 m lag, während sie im Herbst bei 990 m lag. Tiefe Wolken haben während des Polartags häufig niedrigere Wolkenuntergrenzen als während der Polarnacht. Die Anzahl erfasster effektiver Wolkenobergrenzen ist im Sommer und Herbst höher als im Winter, wobei die Eindringtiefe meistens niedriger ist. Eindringtiefe und Wolkendicke hängen v.a. von der Höhe ab, so sind beide bei mittelhohen Wolken am größten und bei hohen am niedrigsten. Die mittlere Volumendepolarisation ist im Sommer in jedem Höhenintervall geringer als im Winter und zeigt einen (negativen) linearen Zusammenhang zur Mitteltemperatur. Die gemeinsame Wahrscheinlichkeitsdichte von mittlerer Volumendepolarisation und mittlerem NRB pro Wolke weist für das gesamte Jahr bei tiefen und hohen Wolken separate Maxima auf. Im Februar weisen tiefe Wolken häufiger höhere mittlere Volumendepolarisation auf als im August, wo höhere NRB-Werte vorkommen.

Das MPL ermöglicht also eine genauere und detailliertere Erfassung von Wolken als das Ceilo-

meter. Denn aufgrund der höheren Laserenergie ist das SNR auch auf einminütiger Auflösung so hoch, dass keine zeitliche Mittelung notwendig ist. Außerdem ermöglicht das MPL durch die Messung der Volumendepolarisation auch Aussagen zur Wolken-Mikrophysik.

8. Ausblick

Um den Algorithmus zu verbessern, wäre prinzipiell die Lösung der Lidargleichung, also die Bestimmung von Extinktions- und Rückstreukoeffizient, auch für das MPL möglich (Kap. 3.1). Dadurch könnten die MPL- und KARL-Messungen besser miteinander verglichen werden und das Bestimmen der Schwellenwerte würde auf physikalischen Größen basieren, könnte aber aufgrund des höheren Rauschen die vertikale Reichweite bei hochaufgelösten Messungen verringern. Außerdem könnten andere (größere) zeitliche Auflösungen betrachtet werden oder verschiedene zeitliche Auflösungen kombiniert werden (multitemporaler Ansatz) [Campbell et al., 2008]. Eine Kombination der vom Ceilometer erfassten Wolkenuntergrenzen unter 270 m mit denen des MPLs ab 270 m würde eine umfassendere Wolkenerkennung ermöglichen und das Überlapp-Problem beim MPL ausgleichen. Da das MPL eine genauere Wolkenerfassung ermöglicht, könnte dieses bspw. in den Cloudnet-Algorithmus (vgl. Kap. 1) integriert werden. Bei der Auswertung der MPL-Daten könnte die Korrelation von Volumendepolarisation und Temperatur nicht nur im Mittel, sondern in höherer vertikaler Auflösung an Beispielen, in denen die synoptische Situation einen Vergleich von Radiosondenmessung und MPL ermöglicht, verglichen werden. Dabei könnte dann untersucht werden, ob bzw. wie sich der lineare Zusammenhang zwischen mittlerer Volumendepolarisation und Mitteltemperatur im Jahresverlauf, also bspw. zwischen März (kältester Monat), Juli (wärmster Monat) und Oktober (geringste Aerosolkonzentration), verändert.

Um zu überprüfen, ob die höheren summierten NRB-Werte bei mittelhohen Wolken während des Polartags wirklich auf eine höhere Wolken-optische Dicke zurückzuführen sind, wäre ebenfalls die Lösung der Lidargleichung für α sinnvoll.

Das Auswerten längerer Zeitreihen würde auch eine stärkere Aussage über das Vertikalprofil von Wolkendicke und Eindringtiefe ermöglichen. Ebenso könnte die Auswertung auch in Abhängigkeit der Wetterlage durchgeführt werden. Mittels Reanalysedaten könnte untersucht werden, wie Wolken auf synoptisches Forcing reagieren, indem die vom MPL erfassten Wolken und deren Entwicklung mit Windgeschwindigkeit und -richtung aus den Reanalysedaten (je nach zeitlicher und räumlicher Auflösung) verglichen werden.

Eine weitere Anwendung des MPLs ist die Niederschlagsmessung, so bestimmten Lolli et al. [2020] mit einem Bilderkennungsalgorithmus aus der Volumendepolarisation des MPLs (mittels Schätzung der Laplace-Verteilung) die Niederschlagsmengen bei schwachen Niederschlagsereignissen in Greenbelt (USA) und konnten eine hohe Korrelation mit bodengebundenen Distrometer-Messungen feststellen.

Literatur

- Alfred-Wegener-Institut: *AWIPEV Forschungsbasis. Grenzübergreifende Forschung in der Arktis*, online unter: www.awi.de/expedition/stationen/awihev-forschungsbasis.html, 2020.
- Behrendt, Andreas; Nakamura, Takuji: *Calculation of the calibration constant of polarization lidar and its dependency on atmospheric temperature*, Vol. 10 (16), Optical Society of America, 2002.
- Campbell, James R.; Sassen, Kenneth; Welton, Ellsworth J.: *Elevated Cloud and Aerosol Layer Retrievals from Micropulse Lidar Signal Profiles*, Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, S. 685-700, DOI: 10.1175/2007JTECHA1034.1, 2008.
- Clothiaux, E. E.; Mace, G. G.; Ackerman, T. P.; Kane, T. J.; Spinhirne, J. D.; Scott, V. S.: *An Automated Algorithm for Detection of Hydrometeor Returns in Micropulse Lidar Data*, Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, Vol. 15, S. 1035-1042, DOI: 10.1175/1520-0426(1998)015<1035:AAAFDO>2.0.CO;2, 1998.
- Cho, Hyoun-Myoung; Yang, Ping; Kattawar, George W.; Nasiri, Shaima L.; Hu, Yongxiang; Minnis, Patrick; Trepte, Charles; Winker, David: *Depolarization ratio and attenuated backscatter for nine cloud types: analyses based on collocated CALIPSO lidar and MODIS measurements*, Optical Society of America Vol. 16 (6), S. 3931-3948, DOI: 10.1364/OE.16.003931, 2008.
- Curry, Judith; Rossow, William; Randall, David; Schramm, Julie: *Overview of Arctic Cloud and Radiation Characteristics*, Journal of Climate, Vol. 9, S. 1731-1764, 1996.
- Dethloff, K.; Rinke, A.; Handorf, D.; Jaiser, R.; Dorn, W.: *Regionale und globale Wechselwirkung von arktischem Meereis und Schneebedeckung mit der atmosphärischen Zirkulation*, erschienen in: Promet – Meteorologische Fortbildung, Heft 102: *Atmosphärische Prozesse im arktischen Klimasystem*, Deutscher Wetterdienst, Hamburg, 2018.
- Devasthale, Abhay; Sedlar, Joseph; Tjernström, Michael; Kokhanovsky, Alexander: *A Climatological Overview of Arctic Clouds*, erschienen in: *Physics and Chemistry of the Arctic Atmosphere*, Hrsg.: Kokhanovsky, Alexander; Tomasi, Claudio, Springer Polar Science, Schweiz, 2020.
- Görsdorf, Ulrich: *Die internationale Ceilometer Vergleichskampagne CeiLinEx2015 - Vergleich der abgeleiteten Wolkenuntergrenzen*, erschienen in: MOL-RAO Aktuell 03/2016, Deutscher Wetterdienst, Lindenberg, 2016.
- Groß, Silke Martha: *Aerosol characterization by multi-wavelength Raman- and depolarization lidar observations*, Promotionsschrift, München, 2011.
- Intrieri, J. M.; Shupe, M. D.; Uttal, T.; McCarty, B. J.: *An annual cycle of Arctic cloud characteristics observed by radar and lidar at SHEBA*, Journal of Geophysical Research, Vol. 107, DOI: 10.1029/2000JC000423, 2002.
- Klett, James D.: *Stable analytical inversion solution for processing lidar returns*, Applied Optics, Volume 20(2), 1981.
- Kovalev, Vladimir A.; Eichinger, William E.: *Elastic Lidar: Theory, Practice, and Analysis Methods*, Wiley, ISBN: 978-0-471-20171-7, 2004.
- Kreipl, Stephan: *Messung des Aerosoltransports am Alpennordrand mittels Laserradar (Lidar)*, Promotionschrift, Nürnberg, 2006.
- Kulla, Birte Solveig; Ritter, Christoph: *Water Vapor Calibration: Using a Raman Lidar and Radiosoundings to Obtain Highly Resolved Water Vapor Profiles*, Remote Sensing, Vol. 11 (616), DOI: 10.3390/rs11060616, 2019.
- Lolli, Simone; Vivone, Gemine; Lewis, Jasper R.; Sicard, Michaël; Welton, Ellsworth J.; Campbell, James R.; Comerón, Adolfo; Pio D'Adderio, Leo; Tokay, Ali; Giunta, Aldo; Pappalardo, Gelsomina: *Overview of the New Version 3 NASA Micro-Pulse Lidar Network (MPLNET) Automatic Precipitation Detection Algorithm*, Remote Sensing, Vol. 12 (71), DOI: 10.3390/rs12010071, 2020.
- Maturilli, Marion; Herber, Andreas; König-Langlo, Gert: *Surface radiation climatology for Ny-Ålesund, Svalbard (78.9° N), basic observations for trend detection*, Theoretical and Applied Climatology, S. 331-339, 2015.

- Maturilli, Marion; Ebell, Kerstin: *Twenty-five years of cloud base height measurements by ceilometer in Ny-Ålesund, Svalbard*, Earth System Science Data, Vol. 10, S. 1451-1456, DOI: 10.5194/essd-10-1451-2018, 2018.
- MicroPulseLiDAR - A part of Hexagon: *Elevating Atmospheric Monitoring*, online unter: <https://cpb-ap-se2.wpmucdn.com/blogs.unimelb.edu.au/dist/4/273/files/2017/09/SigmaMPL2015R2.0-Software-Manual-2d9b99o.pdf>, 2016.
- Morrison, Hugh; de Boer, Gijs; Feingold, Graham; Harrington, Jerry; Shupe, Matthew; Sulia, Kara: *Resilience of persistent Arctic mixed-phase clouds*, Nature Geoscience, S. 11-17, DOI: 10.1038/NGEO1332, 2011.
- Nomokonova, Tatiana; Ebell, Kerstin; Löhnert, Ulrich; Maturilli, Marion; Ritter, Christoph; O'Connor, Ewan: *Statistics on clouds and their relation to thermodynamic conditions at Ny-Ålesund using ground-based sensor synergy*, Atmospheric Chemistry and Physics, Vol. 19, S. 4105-4126, DOI: 10.5194/acp-19-4105-2019, 2019.
- Pithan, Felix; Mauritsen, Thorsten: *Arctic amplification dominated by temperature feedbacks in contemporary climate models*, Nature Geoscience, S. 1-4, DOI: 10.1038/NGEO2071, 2014.
- Ritter, C.; Neuber, R.; Schulz, A.; Markowicz, K.M.; Stachlewska, I.S.; Lisok J.; Makuch, P.; Pakszys, P.; Markuszewski, P.; Rozwadowska, A.; Petelski, T.; Zielinski, T.; Becagli, S.; Traversi, R.; Udisti, R.; Gausa, M.: *2014 iAREA campaign on aerosol in Spitsbergen. Part 2: Optical properties from Raman-lidar and in-situ observations at Ny-Ålesund*, Atmospheric Environment, Vol. 141 (1-19), DOI: 10.1016/j.atmosenv.2016.05.053, 2016.
- Roedel, Walter; Wagner, Thomas: *Physik unserer Umwelt. Die Atmosphäre*, Springer, Heidelberg, 4. Auflage, DOI: 10.1007/978-3-642-15729-5, 2011.
- Sassen, Kenneth; Benson, Sally: *A Midlatitude Cirrus Cloud Climatology from the Facility for Atmospheric Remote Sensing. Part II: Microphysical Properties Derived from Lidar Depolarization*, American Meteorological Society, Vol. 58, S. 2103-2112, 2001.
- Shupe, Matthew D.; Walden, Von P.; Eloranta, Edwin; Uttal, Taneil; Campbell, James R.; Starkweather, Sandra M.; Shiobara, Masataka: *Clouds at Arctic Atmospheric Observatories. Part I: Occurrence and Macrophysical Properties*, Journal of Applied Meteorology and Climatology, Vol. 50, S. 626-644, DOI: 10.1175/2010JAMC2467.1, 2011.
- Stieglitz, Robert; Heinzl, Volker: *Thermische Solarenergie. Grundlagen, Technologien, Anwendungen*, Springer Vieweg, Heidelberg, 2012.
- Vaisala: *Ceilometer CL51. For high-range cloud height detection*, online unter: www.vaisala.com/sites/default/files/documents/CL51-Datasheet-B210861EN.pdf, 2020.
- Wang, Zhien; Sassen, Kenneth: *Cloud Type and Macrophysical Property Retrieval Using Multiple Remote Sensors*, Journal of Applied Meteorology, S. 1665-1682, 2001.
- Wendisch, M.; Brückner, M.; Burrows, J.P.; Crewell, S.; Dethloff, K.; Ebell, K.; Lüpkes, C.; Macke, A.; Notholt, J.; Quaas, J.; Rinke, A.; Tegen, I.: *Understanding causes and effects of rapid warming in the Arctic*, Eos, DOI: 10.1029/2017EO064803, 2017.
- Wendisch, M.; Ehrlich, A.: *Arktische Verstärkung und Wolken*, erschienen in: Promet – Meteorologische Fortbildung, Heft 102: *Atmosphärische Prozesse im arktischen Klimasystem*, Deutscher Wetterdienst, Hamburg, 2018.

A. Kalibrierung der Volumendepolarisation beim MPL

Damit Gleichung 3.23 auch für die Volumendepolarisation gilt, muss δ_{vol} kalibriert werden. Denn Parallel- und Querkanal besitzen unterschiedliche Empfangsoptiken, die sich bei der Division der Signale nicht aufheben. Da das MPL einen schmalen Interferenzfilter besitzt als das KARL, misst es nur den Q-Zweig und nicht das Rotationsraman-Spektrum. Daher muss statt 1,43 % als Normierungsfaktor 0,363 % verwendet werden [Behrendt und Nakamura, 2002]. Mit einer noch zu bestimmenden Kalibrierkonstanten k soll für klare Verhältnisse

$$\delta_{vol,kalibriert} := k \cdot \delta_{vol,unkalibriert} \stackrel{!}{=} 0,363\% \quad (\text{A.1})$$

gelten. Für die Kalibrierung werden 1500 Profile von klaren Tagen (14., 15. und 16.01.2019, das KARL hat an diesen Tagen keine polaren Stratosphärenwolken erfasst, welche Depolarisation hervorrufen könnten) verwendet und gemittelt. Abb. A.1 zeigt links das gemittelte Signal im Querkanal $P_{NRB}^{\perp}(z)$ und in der Mitte $\delta_{vol,unkalibriert} = P_{NRB}^{\perp}(z)/P_{NRB}^{\parallel}(z)$. Da die unkalibrierte Volumendepolarisation auch an klaren Tagen höhenabhängig ist, sei $k = k(z)$ ein höhenabhängiger Kalibriervektor. Um das Rauschen von k zu verringern, wird ab 5 km Höhe über die Intervalle $[5, 8[$ km, $[8, 12[$ km und $[12, 18[$ km jeweils gemittelt, wie der rechte Teil von Abb. A.1 zeigt.

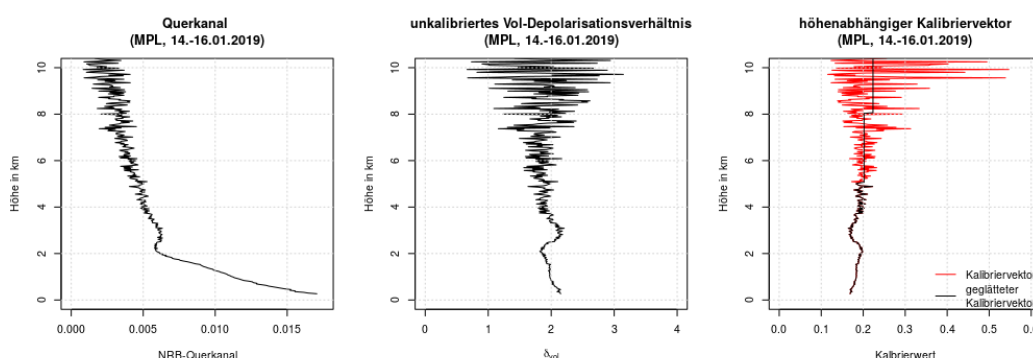


Abb. A.1: NRB-Querkanal (links), unkalibrierte Volumendepolarisation (mitte) und der daraus abgeleitete Kalibriervektor, i.e. $k(z)$, sodass Gl. A.1 erfüllt ist (rechts).

Abb. A.2 zeigt, dass eine vertikale Mittelung über 2 km Höhe die Höhenabhängigkeit in der Troposphäre verringert. Aufgrund höheren Rauschens nimmt die Interquartilsbreite mit der Höhe zu. Die Quantilsfunktionen (Inverse der Verteilungsfunktionen in Abb. A.2 rechts) ausgewertet an dem Kalibrierwert, ermöglichen die Bestimmung des Anteils der fälschlicherweise zu niedrig gemessenen Volumendepolarisation (i.e. $\delta_{vol} < 0,363\%$ nach der Kalibrierung bei klaren Verhältnissen). Für einen festen höhenunabhängigen Kalibrierwert kann hieraus ein höhenabhängiger Fehler ermittelt werden.

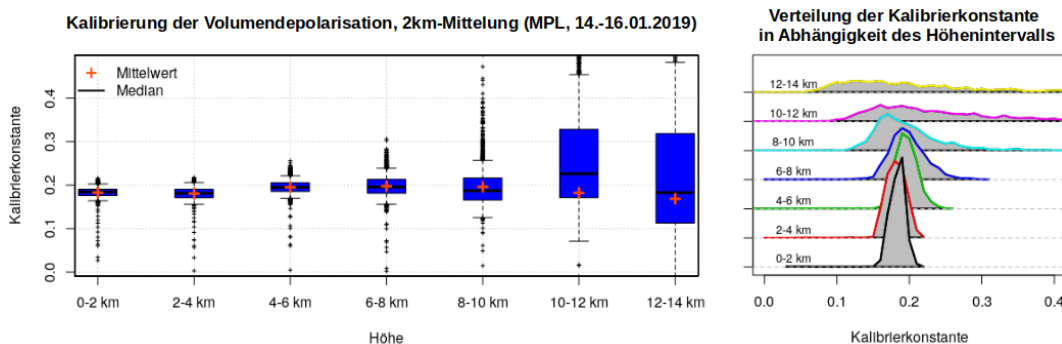


Abb. A.2: Boxplot der Kalibrierkonstanten vertikal gemittelt über 2 km Höhe, i.e. die k , die die Gleichung $k = 0,00363/\delta_{vol}$ (mit δ_{vol} gemittelt über 0-2 km, 2-4 km usw.) erfüllen (links) und deren Verteilung (rechts).

In dieser Arbeit wird die höhenabhängige Kalibrierung (Abb. A.1 rechts) verwendet. Bei Messungen exakt im Zenit bewirken hexagonale Eisplatten aufgrund der Symmetrie keine Depolarisation. Deshalb werden Lidar leicht geneigt, sodass diese Symmetrie aufgebrochen wird.

Eigenständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich der Freien Universität Berlin, dass ich die vorliegende Abschlussarbeit selbstständig und nur unter Verwendung der angegebenen Quellen und Hilfsmittel verfasst habe. Sowohl inhaltlich als auch wörtlich entnommene Inhalte wurden als solche kenntlich gemacht. Die Arbeit hat in dieser oder vergleichbarer Form noch keiner anderen Universität vorgelegen.

Laura Jach

Berlin, den 07.08.2020