

# 1 Einleitung

1.1 Laserfernerkundung des Meeres	1
1.2 Unterwasser-Videografie	3
1.3 Schadstoffdetektion in der deutschen Nord- und Ostsee	8

# 2 Beschreibung des Instrumentes

2.1 Methodik	11
2.2 Instrument	12
2.3 Kalibrierung	28

# 3 Grundlagen

3.1 Strahlungstransport im Wasser	30
3.2 Optische Eigenschaften relevanter Schadstoffe	42
3.3 Optische Eigenschaften des Meeresbodens	43
3.4 Optische Eigenschaften von Objekten	44

# 4 Theorie des Fluoreszenzlidars

4.1 Lidargleichungen	46
4.2 Entfaltung der Lidarsignale	52
4.3 Inversion der Lidarsignale	56

# 5 Video unter Wasser

5.1 Sichtbarkeit	61
5.2 Bilderzeugung	66
5.3 Objektrekonstruktion	69

# 6 Simulationen

6.1 Monte Carlo-Simulationen	71
6.2 Simulation des Strahlungstransportes	79
6.3 Simulation des Fluoreszenzlidars	99
6.4 Simulation des <i>range gated video</i>	119

<b>7 Messungen</b>	
7.1 Labormessungen von Chemikalienspektren	126
7.2 Videoaufnahmen in einem Wassertank	134
<b>8 Zusammenfassung</b>	144
<b>9 Anhang</b>	
9.1 Fouriertransformation einer radial-symmetrischen Funktion	147
9.2 Lucy-Richardson-Algorithmus	149
9.3 Nonnegative Least Squares - Algorithmus	150
9.4 Berechnung beliebig verteilter Zufallszahlen	151
9.5 Prinzip der Varianzreduzierung	153
9.6 Transformation von Rechteck- in Sinusantwort	154
9.7 Savitzky-Golay-Filter	155
9.8 Spektrenkatalog der AG Meeresphysik	157
<b>10 Literaturverzeichnis</b>	160

## Abstract

The underwater lidar is presented as a new optical instrument for seafloor monitoring, especially in turbid water. It is a combination of a range gated video system and a fluorescence lidar, with a Nd:YAG laser as the common light source. According to the concept of lidar, the gated video camera is able to record contrast enhanced scattered light images from the seafloor, and the fluorescence lidar is used to detect substances which are normally invisible on video images. The sensor is operated a few meters above the ground, e. g. as payload of a remotely operated vehicle (ROV).

The introduction of this work gives a brief review upon history and state-of-the-art of hydrographic laser remote sensing and underwater imaging. The optical properties of seawater, potential pollutants, and seafloor which influence lidar spectra and range gated scattered light imagery are pointed out.

Method and physics of the sensor are described in detail. The lidar equation and image formation are discussed, with a focus on multiple scattering effects. Inversion algorithms of fluorescence lidar signals provide optical characteristics of water column, sunken pollutant and sea bottom, e.g. emission spectrum and fluorescence lifetime. The optical transfer functions of water columns are determined, and a restoration algorithm is applied for deconvolution of range gated video images to enhance image quality.

Monte Carlo simulations have been done in order to test the developed algorithms for data interpretation and to predict the performance of the lidar for a realistic scenario. The simulations have been validated by comparison with laboratory experiments and theory. Results of tank trials are presented, and perspectives for future work are given.

The performance of the sensor is extremely dependent on optical properties of the water column, the seafloor, the pollutants and the targets. These characteristics cover a wide range - from clear ocean to turbid river water, from dark mud to white sand, from strong fluorescent to non-fluorescent substances, from black to white objects - so that a general statement cannot be made. Nevertheless, the equations given by this work allow to predict signals and images for every defined scenario.

**Keywords:** fluorescence lidar, range gated video, transfer functions, lidar equation, image restoration

# 1 Einleitung

## 1.1 Laserfernerkundung des Meeres

Laserfernerkundung hat in vielen Bereichen der Meeresforschung und -überwachung Anwendung gefunden. Lidar (*light detection and ranging*) und Laserfluorosensoren ermöglichen hochauflösende Messungen verschiedener Gewässerparameter über großen Gebieten in Echtzeit.

Bereits seit Ende der sechziger Jahre werden von Flugzeugen aus Rückstreulidar zur Bathymetrie von flachen Gewässern eingesetzt. G. D. Hickman und J. E. Hogg benutzten 1969 einen gepulsten Helium-Neon-Laser (3 ns, 60  $\mu$ J), um im Lake Ontario in Ufernähe Tiefen bis 8 m zu messen (Hickman and Hogg, 1969). Hierbei wird die Tiefe über die Zeitdifferenz zwischen den Reflexen von der Wasseroberfläche und vom Meeresboden bestimmt. Die Nutzbarkeit dieser Technik hängt stark von Bedingungen des Gewässers wie Rauigkeit der Wasseroberfläche, Trübung der Wassersäule und Reflektivität des Meeresbodens ab (Kim, 1977). Theoretisch können aus einer Flughöhe von etwa 200 m Eindringtiefen von 20-25 Attenuationslängen erreicht werden (Steinvall et al., 1981). O. Steinvall et al. registrierten 1981 in der Ostsee Tiefen von über 20 m. Moderne Systeme wie SHOALS (Lillycrop et al., 1997) und LADS (Abbot et al., 1997) können bis zu Tiefen zwischen 40 m und 65 m mit einer Genauigkeit im Bereich von  $\pm 0,15$  m detektieren. Aus den zeitaufgelösten Signalen der elastischen oder der Ramanstreuung, induziert durch einen sehr kurzen Laserpuls, kann zusätzlich die Attenuation in der Wassersäule berechnet werden (Billard et al., 1986). Neben diesen Anwendungen wird das Prinzip des Rückstreulidar für die Ortung und Überwachung von pelagischen Fischschwärmen verwandt. Die Leistungsfähigkeit eines solchen Lidar hängt dabei von der Eindringtiefe des Laserlichtes in das Wasser sowie von 'biologischen' Parametern wie Reflektivität des Fisches, Dichte des Schwarms und bevorzugte Aufenthaltstiefe ab. J. Churnside und J. R. Hunter berechneten die Detektionswahrscheinlichkeiten für verschiedene Fischarten. Bei einer Eindringtiefe von 20-30 m können über 90 % der Makrelen und Sardinen sowie etwa 50 % der Anchovis detektiert werden (Churnside and Hunter, 1997). Die Ortung von Seehechten ist aufgrund ihrer mittleren Aufenthaltstiefe von 90 m dagegen unwahrscheinlich.

Ein Ansatz zur Verbesserung der Laserfernerkundung ist die Kombination von Lidar- und Mikrowellentechnologie (Mullen et al., 1996). Hierbei wird ein Radarsignal im Mikrowellenbereich einem Lidarsignal überlagert, indem die Intensität des Laserpulses ( $\sim 10$  ns) mit der Mikrowellenfrequenz ( $\sim 3$  GHz) moduliert wird. Sowohl das gestreute Laserlicht wie auch die Mikrowellenmodulation werden detektiert. Erste Ergebnisse zeigen, daß gegenüber

konventionellem Lidar die Rückstreuung aus dem Wasser unterdrückt und das Streusignal eines Objektes dadurch verstärkt erscheint. Hierfür ursächlich sind Unterschiede in den Übertragungsfunktionen von Wasserkörper und Objekt insbesondere im Bereich der hohen Frequenzen. Während der Wasserkörper aufgrund seiner Länge als Tiefpassfilter anzusehen ist, dessen *cut-off* Frequenz eine lineare Funktion des Attenuationskoeffizienten darstellt (Pellen et al., 1998), bildet ein Objekt im Ortsraum einen  $\delta$ -Peak, welcher alle Frequenzen identisch reflektiert.

Die bisher erwähnten Instrumente lassen die spektrale Verteilung der erzeugten Strahlung unberücksichtigt. Bei Raman-, Fluoreszenz- und Brillouinlidar ist diese Information dagegen grundlegend für die Dateninterpretation. Die Temperatur einer Wassersäule kann durch eine genaue Analyse des Raman-Spektrums bestimmt werden (Leonard et al., 1979). Dieses Prinzip basiert auf der Eigenschaft des Wassers, sowohl in monomerer wie auch in polymerer Form vorzuliegen. Das Verhältnis der beiden Konzentrationen ist eine Funktion der Temperatur. Die Wellenlängen der O-H *stretching* Raman-Streuung unterscheiden sich für diese beiden Formen meßbar. Die Raman-Lidartechnik nutzt diese Eigenschaft aus, um die relative Konzentration zueinander und damit die Temperatur des Wassers zu bestimmen. D. A. Leonard et al. führten 1979 Messungen mit einem Stickstoff-Laser als anregender Lichtquelle durch, welche zu Temperaturprofilen mit einer Genauigkeit von 1°C bis in 30 m Tiefe führten.

Fluoreszenzlidar und Laserfluorosensoren dienen im besonderen zur Detektion von Ölfilmen und schwimmenden, fluoreszierenden Chemikalien auf der Meeresoberfläche (Hengstermann and Reuter, 1990) (VWS Versuchsanstalt für Wasserbau und Schiffbau, 1992). Im ozeanographischen Betrieb erlauben sie eine Bestimmung des Gelbstoffgehaltes im Wasser sowie der in Phytoplankton enthaltenen Pigmente, im wesentlichen Chlorophyll a, über die entsprechenden Fluoreszenzbanden (Babichenko and Poryvkina, 1992). Insbesondere bei lebenden Algen ist der Zusammenhang von Pigmentkonzentration und Fluoreszenzintensität von Parametern wie dem Belichtungszustand und der Art der Alge abhängig (Günther, 1984). Einen erweiterten Ansatz zur direkten Erfassung der Algen-Biomasse mit Fluoreszenzlidar stellt die *pump and probe* Technik dar (Chekalyuk and Gorbunov, 1995) (Barbini et al., 1997). Ein intensiver erster Laserpuls (*pump*) versetzt den Photosyntheseapparat der Algen in einen definierten Zustand, und durch eine zweiten, schwächeren Puls (*probe*) wird die Fluoreszenz gemessen.

Eine Methode für den Nachweis nicht-fluoreszierender, absorbierender Substanzen mit einem Fluoreszenzlidar ist 1997 von K. H. Mittenzwey et al. beschrieben worden (Mittenzwey et al., 1997). Hierbei wird die über die Wassersäule integrierte Gelbstofffluoreszenz mit der

ungestörten Fluoreszenz aus der ersten Wasserschicht ins Verhältnis gesetzt. Während die ungestörte Fluoreszenz ein Maß für den Gelbstoffgehalt ist, ist die integrierte Fluoreszenz eine Funktion der spektralen Attenuation. Das Verfahren verbindet die Sensitivität der Fluoreszenzdetektion mit den vielseitigen Anwendungsmöglichkeiten der Absorptions-Spektroskopie.

Der Einsatz bei der Suche nach versunkenen Schätzen in Wracks ist dagegen eine eher seltene Anwendung eines Fluoreszenzlidar (Mortensen, 1996).

Aktuelle Forschung richtet sich auf moderne Technologien wie die Fernerkundung der Verschiebung der Brillouin-Streuung, um die Schallgeschwindigkeit im Wasser zu erhalten. Y. Emery und E. Fry haben 1997 in Laborexperimenten die Schallgeschwindigkeit mit einem Lidar gemessen (Emery and Fry, 1997). Der Brillouin-Shift, d. h. die Verschiebung der beiden Brillouin-Linien relativ zur anregenden Laserlinie, ist proportional zur Schallgeschwindigkeit und liegt im Bereich zwischen 7 und 8 GHz bei einer Halbwertsbreite von 0,5 GHz. Die Auswertung der Signale setzt allerdings die Kenntnis des Salzgehaltes voraus. Y. Emery und E. Fry schlagen vor, die benötigten Daten des Salzgehaltes aus historischen Messungen, z. B. von der National Oceanic And Atmospheric Administration (Messungen seit 1900) zu entnehmen. Die Schallgeschwindigkeit könnte so mit einer Genauigkeit unterhalb von  $0,3 \text{ m s}^{-1}$  über Lidarmessungen tiefenaufgelöst (Auflösung  $\sim 1 \text{ m}$ ) aufgezeichnet werden.

Hydrographische Lidar werden von unterschiedlichsten Plattformen eingesetzt. Neben den luftgestützten Lidar in Flugzeugen und Helikoptern werden sie von Schiffen aus betrieben (Reuter et al., 1995a) oder fest an der Küste installiert (Fadeev et al., 1999). Erste Lidar arbeiteten bereits von Satelliten und Raumstationen aus (Belov et al., 1997), und Berechnungen zur Realisierung eines weltraumgestützten hydrographischen Lidar wurden bereits vorgenommen (Reuter and Zielinski, 1997). Moderne Lidar können sehr kompakt realisiert und z. B. auf autarken Bojen betrieben werden (Saito et al., 1998). Zur Überwachung und Vermessung des Meeresbodens in größeren Tiefen werden Lidar entwickelt, die als Nutzlast von unbemannten Tauchfahrzeugen arbeiten (Harsdorf et al., 1997) (Barbini et al., 2000).

## **1.2 Unterwasser-Videografie**

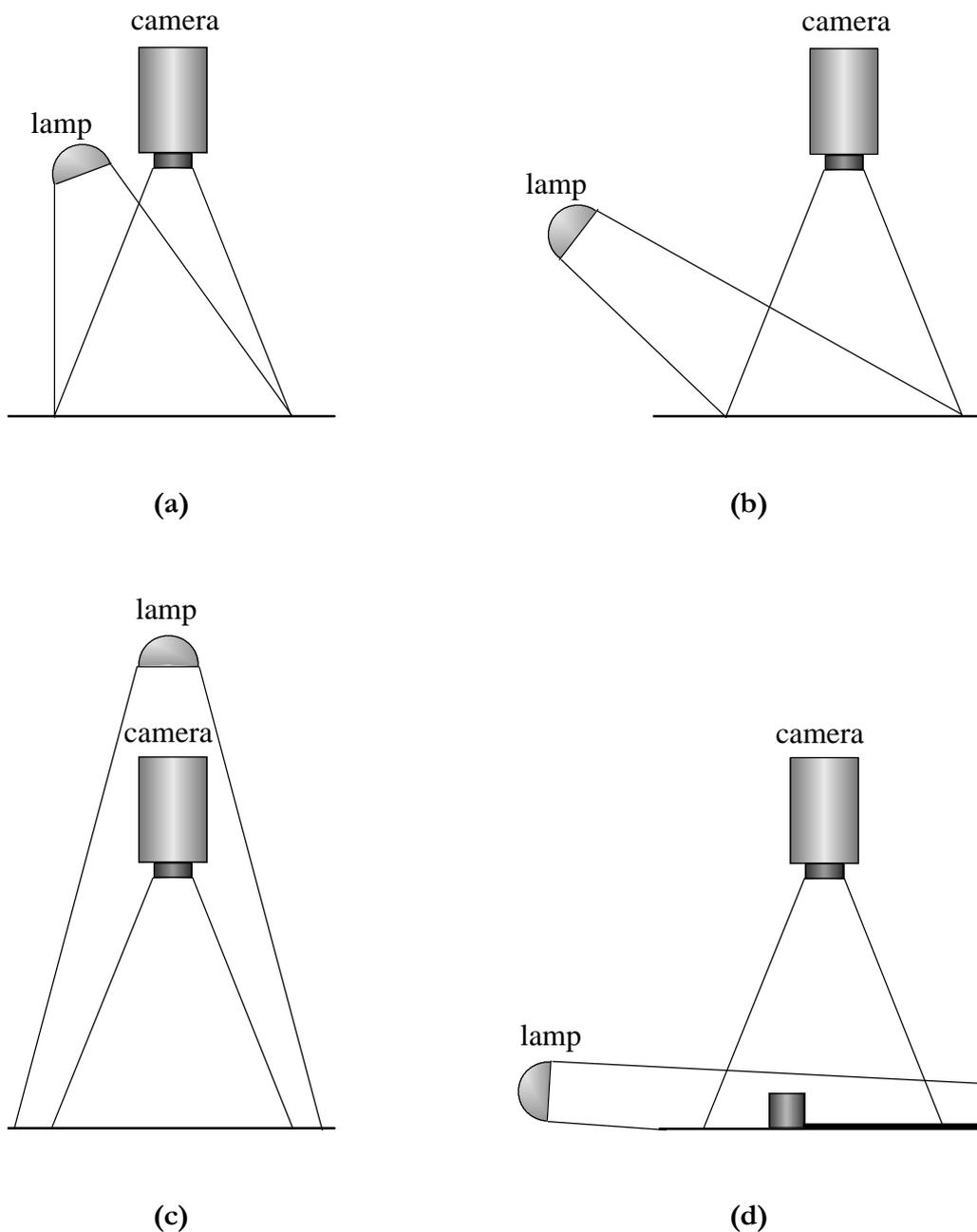
1856 entstand das erste Foto unter Wasser - aufgenommen von dem Engländer William Thompson in 6 Metern Tiefe. Er sah bereits den Nutzen eines solchen Verfahrens beispielsweise für die Inspektion von Brückenpfeilern voraus (Weinberg et al., 1993). Seitdem wurden immer leistungsfähigere Kameras und aufwendigere Techniken entwickelt. Im Gegensatz zu Aufnahmen in der Atmosphäre begrenzen Absorption und Streuung die Qualität von unter

Wasser aufgenommenen Bildern. Die maximale Sichtweite wird meistens in der Einheit Attenuationslänge (AL) angegeben. Eine Attenuationslänge entspricht dem reziproken Wert des Attenuationskoeffizienten  $c$  ( $1 \text{ AL} = 1/c$ ). In sehr klarem Ozeanwasser kann eine Attenuationslänge 20 m überschreiten, in Küstengewässern liegt sie üblicherweise im Bereich einiger Meter, und in stark trüben Gewässern, z. B. in Ästuarbereichen, kann sie auf wenige Zentimeter sinken. Ein selbstleuchtendes Objekt in unbeleuchtetem Wasser ist etwa 15 bis 20 AL sichtbar, abhängig vom Verhältnis von Absorption und Streuung zueinander. Ein unbeleuchtetes Objekt kann in vom Tageslicht erleuchtetem Wasser etwa 3 bis 6 AL weit gesehen werden, abhängig von der Reflektivität des Objektes und der Blickrichtung (horizontal, abwärts oder aufwärts) (Duntley, 1974). Die Sichtweite verkürzt sich auf 1 bis 2 AL durch die Rückstreuung aus der Wassersäule, wenn das Objekt von einer Lichtquelle nahe der Kamera beleuchtet wird (konventionelles System).

Durch unterschiedliche geometrische Anordnungen von Lichtquelle und Kamera zueinander kann die Rückstreuung weitgehend unterdrückt werden (Abbildungen 1.1 a bis 1.1 d). Abbildung 1.1 a zeigt ein konventionelles System, bestehend aus einer Weitwinkelkamera und einem Scheinwerfer. In Abbildung 1.1 b sind Scheinwerfer und Kamera geometrisch getrennt, wodurch die Wassersäule zwischen Objekt und Kamera weniger belichtet und so das störende Streulicht aus der Wassersäule reduziert wird. Der benötigte Abstand zwischen Lichtquelle und Kamera wächst mit der Entfernung des zu betrachtenden Objektes. Dies führt unter Umständen zu unhandlichen Abmessungen des Systems. Die Anordnung in Abbildung 1.1 c simuliert ein diffuses, dem Tageslicht ähnliches Lichtfeld zur Beleuchtung des Objektes. Der Nachteil ist die geringe Intensität der indirekten Beleuchtung. Abbildung 1.1 d ist eine spezielle Anordnung, um Objekte auf dem Meeresboden durch ihren Schatten sichtbar zu machen.

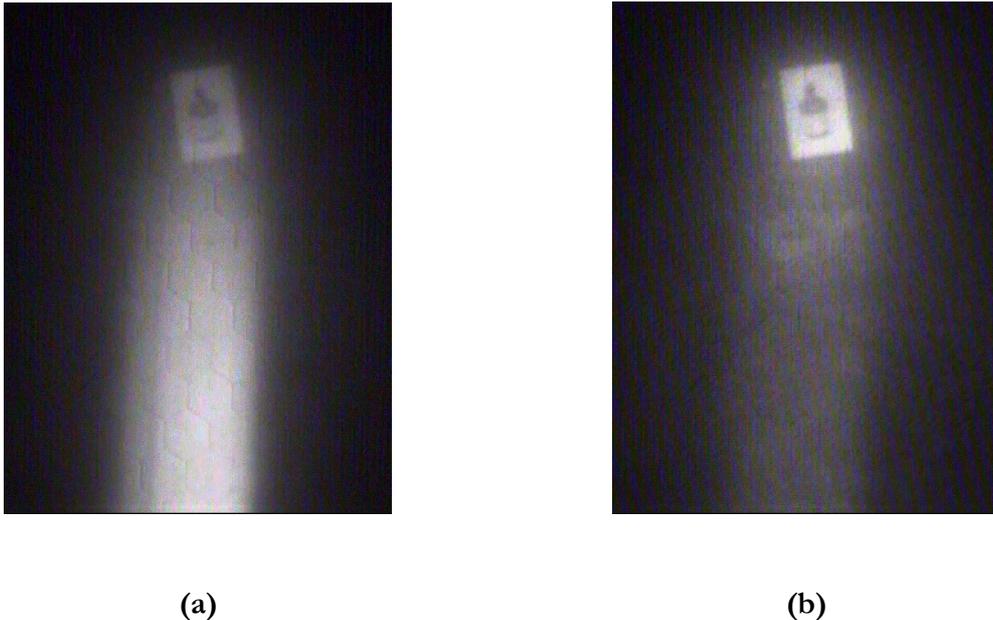
Mit den Arbeiten von S. Q. Duntley Anfang der sechziger Jahren begann ein quantitatives Verständnis für die physikalischen Prozesse, welche die Aufnahmequalität unter Wasser begrenzen (Duntley, 1963 und 1966). Die Erfindung des Lasers 1960 eröffnete im Bereich der Unterwasservideografie zusätzlich neue Möglichkeiten. Bilderfassungssysteme mit einem Laser als Lichtquelle unter Wasser können in drei Gruppen unterteilt werden - *laser line scan systems*, *streak tube imaging lidars* und *range gated systems* (Moran et al., 1998). *Laser line scan systems* benutzen einen kontinuierlich-emittierenden Laser als Lichtquelle, der das Objekt abtastet. Der belichtete Punkt wird synchron auf einen Photomultiplier abgebildet, um Pixel für Pixel ein Bild zusammenzusetzen. Geometrische Trennung von Lichtquelle und Empfänger unterdrückt den Kontrastverlust durch Rückstreuung aus der Wassersäule (Kulp et al., 1988). *Streak tube imaging lidars* arbeiten mit gepulstem, in einer Ebene aufgeweitetem Laserlicht, um eine Pixel-Reihe zu beleuchten. Die *streak tube* Bilder liefern entfernungs aufgelöste Daten. Die Rückstreuung aus

dem Wasser wird zeitlich ausgeblendet. Das Bild wird Zeile für Zeile zusammengesetzt (McLean and Murray, 1998). *Range gated systems* basieren auf einem aufgeweiteten Laserpuls, der das gesamte Objekt beleuchtet. Eine intensivierte *gateable* CCD-Kamera nimmt das Bild auf. Durch Synchronisation des Zeitfensters (*gate*) auf die Entfernung des Objekts wird die Rückstreuung wiederum ausgeblendet (Martin, 1966) (McLean et al., 1995). Alle drei Verfahren bieten Kontrasterhöhung durch Ausblenden der Rückstreuung; das *laser line scan system* erhöht zusätzlich den Kontrast durch die Kontrolle des Blickfeldes, um Vorwärtsstreuung nicht zu detektieren.



**Abbildungen 1.1 a bis d.** Geometrische Anordnungen von Lichtquelle und Kamera, verändert nach (Svensson et al., 1988)

Während die bisherigen Verfahren nur die Intensität und gegebenenfalls die Laufzeit des Lichtes berücksichtigen, existieren auch Instrumente, die die Wellenlänge, den Polarisationszustand und die Kohärenzeigenschaften des detektierten Lichtes nutzen, um ein gegenüber konventionellen Apparaten kontrastverstärktes Bild zu produzieren. S. M. Christie und F. Kvasnik untersuchten in Laborexperimenten erfolgreich den Einsatz eines *coherent optical image processor*, um das störende Streulicht aus dem Wasser auszublenden (Christie and Kvasnik, 1996).



**Abbildungen 1.2 a bis b.** Aufnahme mit parallel-orientiertem (a) und mit senkrecht-orientiertem (b) Polarisationsfilter in bezug auf die Polarisations Ebene der Anregung (Harsdorf et al., 1999)

In einem Gewässer mit dominierender Einfachstreuung kann der Einsatz einer linear polarisierten Lichtquelle und eines Polarisationsfilters vor der Kamera zur Ausblendung des Streulichtes führen (Abbildung 1.2 a und b). Wird die Detektion der Polarisationsrichtung mit der *range gating* Technik kombiniert, so kann aufgrund der unterschiedlichen Depolarisationseigenschaften verschiedener Materialien ein zusätzlicher Kontrast zwischen Objekt und Hintergrund produziert werden (Le Jeune et al., 1990). Die Effektivität dieser Technik hängt stark von den betrachteten Materialien und der Trübung der Wassersäule ab (Tönebö, 2000). Ein senkrecht zur Polarisations Ebene der Belichtung orientierter Polarisationsfilter vor der Kamera führt zur Ausblendung direkter Reflexionen, z. B. von metallenen Flächen. Die Empfindlichkeit der Kamera kann erhöht werden, ohne sie zu übersteuern, und ein kontrasterhöhtes Bild entsteht (Harsdorf et al., 1999). Der Einsatz von

Filtern vor der Kamera führt jedoch stets zu einer starken Reduzierung der Intensität und damit zu einer Verringerung des Signal-Rausch-Verhältnisses.

Wird ein Interferenz- oder Kantenfilter vor der Kamera betrieben, so lassen sich bei entsprechender Anregung Fluoreszenzbilder aufnehmen, die gegenüber Streulichtbildern zusätzliche Informationen bzw. Kontrast bieten. Anwendungen sind z. B. die Aufnahme von Schadstoffen auf dem Meeresboden (Rhoads, 1995), wobei in diesem Fall das Bild nicht durch die Wassersäule hindurch, sondern durch eine ins Sediment eindringende Röhre aufgenommen wird. M. P. Strand et al. zeigten anhand von multi-spektralen Aufnahmen an einem Korallenriff mit einem *laser line scan system* den Informationsgewinn eines solchen Verfahrens für die Klassifizierung und Identifizierung verschiedener Korallenspezies (Strand et al., 1997). A. W. Palowitch und J. S. Jaffe nutzten die Chlorophyll a-Fluoreszenz zur Aufnahme von Bildern der Phytoplankton-Verteilung im Wasser (Palowitch and Jaffe, 1994).

Neben den angesprochenen Verfahren zur Kontrast- bzw. Sichtweiterehöhung bei der Aufnahme können aufgenommene Bilder durch Methoden der digitalen Bildverarbeitung weiter verbessert werden. Absorption sorgt für eine Kompression des Intensitäts-Histogrammes, während die Rückstreuung aus dem Wasser als konstanter Untergrund im Bild erscheint und somit eine Verschiebung des Histogrammes bewirkt. Über eine Histogrammdehnung und Subtraktion des Untergrundes kann der Kontrast im Bild erhöht werden (Ahrenberg und Niehus, 1998). Dies setzt jedoch eine hohe Intensitätsauflösung der Kamera voraus. Die Vorwärtsstreuung des vom Objekt reflektierten Lichtes erzeugt eine Unschärfe im Bild. Diese Unschärfe kann prinzipiell aus dem Bild herausgerechnet werden (Hodara, 1973). Neben (nicht nachvollziehbaren) Simulationen (Ting-lu and Hai, 1994), die sich auf ein-dimensionale Signale bei vollständig bekannter Übertragungsfunktion beschränken, ist eine praktische Anwendung nicht bekannt. Die Problematik liegt darin, daß die *point spread function* der Wassersäule im allgemeinen vollständig unbekannt ist. Neben der Bildrekonstruktion ist bei vollständiger, d. h. hochauflösender, Kenntnis der *point spread function* die Anwendung von Subpixel-Algorithmen möglich, um so die Auflösung einer Aufnahme zu erhöhen.

Eine vor allem in der Astronomie verbreitete Technik zur Korrektur der variierenden Übertragungsfunktion ist der Einsatz adaptiver Optiken. Eine Übertragung auf Unterwasseraufnahmen ist prinzipiell denkbar (Holohan and Dainty, 1997), wobei dieses Verfahren sehr aufwendig und kostenintensiv ist.

### 1.3 Schadstoffdetektion in der deutschen Nord- und Ostsee

Die Deutsche Bucht zählt zu den Küstengebieten mit dem höchsten Schifffahrtsaufkommen in der Welt. Etwa 15,3 % aller weltweit durchgeführten Containertransporte erfolgen durch die Nordsee. Dies entspricht etwa 9,7 Millionen Containern pro Jahr. Ca. 480 000 Stück sind mit Gefahrgut beladen (Jäger und Dick, 1994). Obgleich vom deutschen Verkehrsministerium das komplexe und ausgedehnte Überwachungssystem REMUS (Rechnergestütztes Maritimes Unfallmanagement System) zur Unfallverhütung in Kooperation mit den anderen Anrainerstaaten betrieben wird, können Verschmutzungen durch Öle und Chemikalien aufgrund von Schiffskollisionen und illegalen Einleitungen auftreten. Informationen zu ausgetretenen Substanzen können aus der Stoffdatenbank RESY (Rufbereitschafts- und Ersteinsatz-System für Seeschifffahrt, Küste und Häfen zur Bekämpfung von Unfällen mit gefährlichen Stoffen) abgerufen werden. Im Kontext der kontinuierlichen Überwachung von Nord- und Ostsee wird seit 1993 ein luftgestütztes Fluoreszenzlidar eingesetzt, welches in erster Linie die Aufgabe hat, Ölfilme auf der Wasseroberfläche zu detektieren, zu identifizieren und zu quantifizieren (Reuter et al., 1995b). Dieses Lidar ist des Weiteren prinzipiell zur Detektion von auf der Wasseroberfläche schwimmenden, optisch aktiven Chemikalienfilmen anwendbar (VWS Versuchsanstalt für Wasserbau und Schiffbau, 1992). Wegen der begrenzten Eindringtiefe von Licht in Wasser eignet sich die luftgestützte optische Fernerkundung jedoch nicht für den Nachweis mischer und abgesunkener Substanzen. In einer Studie der Versuchsanstalt für Wasserbau und Schiffbau, Berlin, wird die grundsätzliche Bekämpfbarkeit sinkender und gesunkener Chemikalien festgestellt (VWS Versuchsanstalt für Wasserbau und Schiffbau, 1992). Die schnelle Detektion, Ortung und Identifizierung gesunkener Ladung und giftiger Stoffe im Meer ist eine notwendige Voraussetzung für eine effektive Bergung und den damit verbundenen Schutz von Umwelt und Menschen. Die Vielfalt der relevanten Substanzen und ihrer Eigenschaften sowie der individuellen Wasserkörper in der Nordsee verlangt unterschiedliche Strategien und Meßtechniken für ihren Nachweis. Aus diesem Grund beabsichtigt das Bundesministerium für Verkehr den Betrieb eines *remotely operated vehicle* (ROV)-gestützten Sensornetzwerkes zum Nachweis von abgesunkenen Chemikalien.

Neben unfallbedingt eingeleiteten Substanzen sind insbesondere in der Ostsee nach dem Zweiten Weltkrieg, im wesentlichen vor 1947, etwa 300 000 Tonnen chemischer Waffen verklappt worden (Krohn, 1994). Inzwischen sind die Granaten und anderen Behälter zum Teil durchgerostet und geben ihren Inhalt an das Wasser ab. Während phosgenhaltige Kampfstoffe (Tabun, Grünkreutz) relativ schnell in Wasser zu unbedenklichen Substanzen hydrolysieren, enthalten andere Arsen (Clark I, Clark II, Adamsit), welches so in die Umwelt gelangt. Die

größte Gefahr geht von Senfgas und verwandten Substanzen aus. Sie sind nicht wasserlöslich und bilden Klumpen mit einer lederähnlichen Haut, vergleichbar mit schwerem Öl auf dem Meeresboden. Diese Lachen können mit der Strömung verteilt und unter Umständen sogar angeschwemmt werden. Obgleich festzustellen ist, daß die Gefahr, die bei einer Bergung der Kampfstoffe entstehen würde, weitaus größer ist als bei einer weiteren Lagerung auf dem Meeresboden, so besteht doch Bedarf an geeigneten Instrumenten zur Überwachung, da genaue Informationen über Ort und Menge von in der Ostsee versenktem Giftgas und Munition sowie über ihren langfristigen Einfluß auf das Ökosystem fehlen.

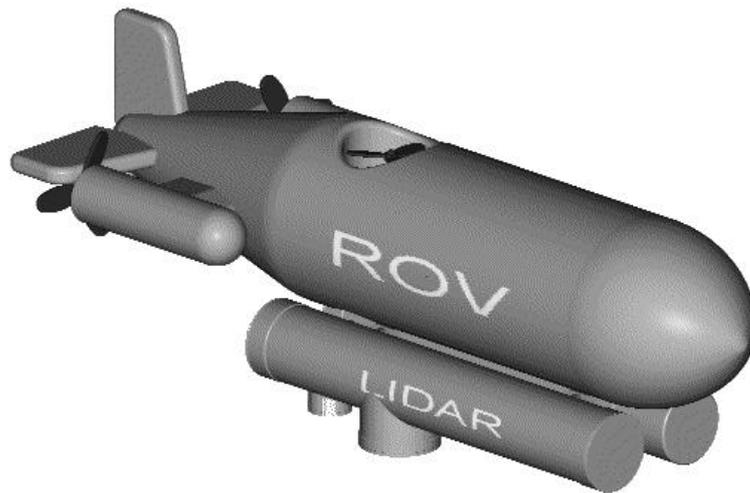
Schiffsunfälle führen nicht in jedem Fall zu einem sofortigen Austritt von Giften. Container können beschädigt werden, verloren gehen und auf den Meeresgrund absinken. Zwischen 1988 und 1992 wurden insgesamt 184 Container als verloren gemeldet. Ein Beispiel für einen solchen Unfall ist der Verlust von 88 Containern auf dem Frachter Sherbro im Ärmelkanal im Dezember 1993, hervorgerufen durch einen schweren Sturm. Etwa 20 Container konnten durch Flugzeuge noch zwei bis drei Tage verfolgt werden, bevor sie sanken. Vier Container enthielten das Pestizid Apron Plus, verpackt in kleinen Beuteln. Die Beutel gerieten aus zerstörten Containern ins Meer und verschmutzten die gesamte südliche Nordseeküste bis zum nordfriesischen Wattenmeer (Jäger und Dick, 1994).

Weitere Quellen potentieller unterseeischer Verschmutzungen stellen Wracks und Pipelines dar. Experimente zeigen, daß in der Tiefe austretende Öle nicht unbedingt zu einem auf der Oberfläche sichtbaren Film führen und damit aus der Luft nicht immer detektierbar sind (Goncharov and Lyskov, 1994).

Aufgrund dieser großen Zahl möglicher Szenarien besteht das entwickelte System aus mehreren Sensoren, welche auf verschiedenen chemischen und physikalischen Prinzipien basieren und in unterschiedlichen Kombinationen gemeinsam genutzt werden können (Gereit et al., 1998). Neben Sensoren, die Analysen in der Wassersäule betreiben, sind zwei Sensoren in das Netzwerk integriert, die Messungen durch die Wassersäule hindurch direkt am Meeresboden durchführen - ein akustischer Sensor (Harms et al., 1998) und ein Lidar. Die Kombination eines akustischen mit einem optischen Verfahren ist insbesondere in der Nordsee sinnvoll. Aufgrund der kürzeren Wellenlänge von Lichtwellen gegenüber Schallwellen sind optische Signale hochauflösender, besitzen jedoch eine deutlich geringere Reichweite unter Wasser. In Küstennähe steigt die Attenuation durch Gelbstoff- und Partikeleintrag der Flüsse so stark, daß die Sichtweite nur noch wenige Zentimeter beträgt. Akustische Signale bleiben hiervon weitgehend unberührt.

Das Unterwasserlidar (Harsdorf et al., 1996) besteht aus einem *range gating* Videosystem und einem Fluoreszenzlidar. Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist es, diesen Sensor und den Meßprozeß physikalisch zu beschreiben, Signale für gewählte Szenarien vorherzusagen und

Algorithmen zur Auswertung bereitzustellen. Die Auswertung umfaßt die Analyse der zeit- und wellenlängenaufgelösten Spektren des Fluoreszenzlidar, um optische Parameter des Wasserkörpers und der zu detektierenden Schadstoffe zu bestimmen, sowie die Kontrasterhöhung in den Videoaufnahmen, basierend auf Kenntnissen der Übertragungsfunktion des Wasserkörpers.



**Abbildung 1.3.** Unterwasserlidar als Nutzlast eines ROV

## 2 Beschreibung des Instrumentes

### 2.1 Methodik

Das Unterwasserlidar ist eine Kombination aus einem *range gating* Videosystem und einem Fluoreszenzlidar. Ein unbemanntes ferngesteuertes Tauchfahrzeug (*remotely operated vehicle*, ROV) als Trägerplattform kann wenige Meter über dem Grund schweben und erlaubt so eine optische Fernerkundung des Meeresbodens. Die *range gated* Kamera ist in der Lage, kontrastverstärkte Bilder aufzunehmen. Daher wird sie benutzt, um verlorene Container und ähnliche Objekte am Meeresboden zu suchen und - bei Erfolg - zu inspizieren. Ergänzend wird das Fluoreszenzlidar betrieben, um Chemikalien, welche üblicherweise in Streulichtbildern nicht sichtbar sind, aufzuspüren.

*Range gating video* ist ein bekanntes Verfahren (Heckman, 1966). Ein aufgeweiteter kurzer Laserpuls mit einer Pulsdauer im Nanosekundenbereich wird eingesetzt, um den Meeresboden zu beleuchten. Das elastisch gestreute und reflektierte Licht wird von einer digitalen Kamera aufgezeichnet. Die Kamera besitzt eine Belichtungszeit von wenigen Nanosekunden. Durch Synchronisation von Laseremission und Belichtungszeit ist es möglich, das zurückgestreute Licht aus der Wassersäule auszublenden und nur das vom Objekt zurückgeworfene Licht zu registrieren. Dies führt im allgemeinen zu einer kontrastverstärkten Aufnahme. Die Verzögerungszeit zwischen Laseremission und Belichtungszeit der Kamera bestimmt sich dem Lidarprinzip entsprechend aus der Entfernung des betrachteten Objektes. Ein weiterer Vorteil ist damit gegeben, daß die betrachtete Entfernung bekannt ist und so z. B. entschieden werden kann, ob der Meeresboden oder ein anderes Objekt dargestellt wird. Für ein konventionelles System ist das Bild einer optisch unendlich dicken Wasserschicht identisch mit dem Bild eines homogenen Bodens (Svensson et al., 1988).

Nach der Ortung und Inspektion eines Objektes mit der Kamera wird das Fluoreszenzlidar eingesetzt. Ein ultravioletter Laserpuls wird emittiert, und die angeregte Emission aus der Wassersäule zwischen Sensor und Meeresboden sowie vom Meeresboden selbst wird bei einer variablen Wellenlänge aufgezeichnet. Ein zweidimensionaler Scanner erlaubt die Messung an jedem Punkt innerhalb des Videobildes. Die zeitaufgelösten Signale bieten über die Lidarbeziehung von Ort und Zeit in Verbindung mit den beiden Scannerwinkeln eine Information über den Ort der Emission. Eine Analyse der Lidarspektren soll die Detektion, die Ortung und die Klassifizierung von Stoffen ermöglichen. Fluoreszenzsignale von in der Wassersäule gelösten Stoffen können auf dieselbe Art und Weise interpretiert werden. Nicht-

fluoreszierende Substanzen im Wasser beeinflussen über die Absorption die Eindringtiefe des Fluoreszenzlidar und können damit indirekt nachgewiesen werden (Mittenzwey et al., 1997).

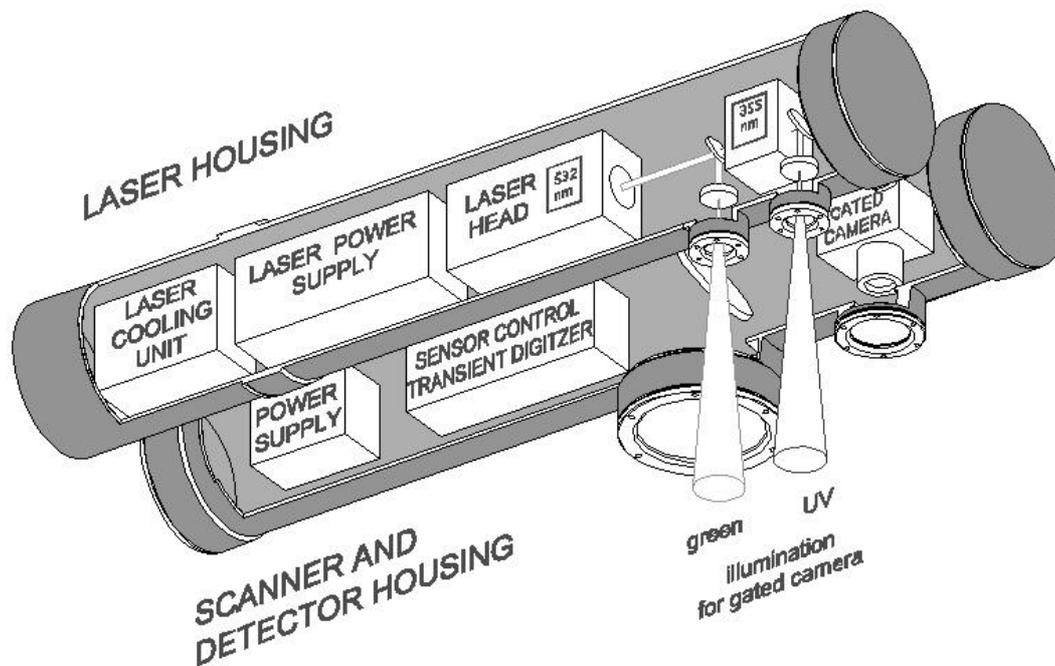
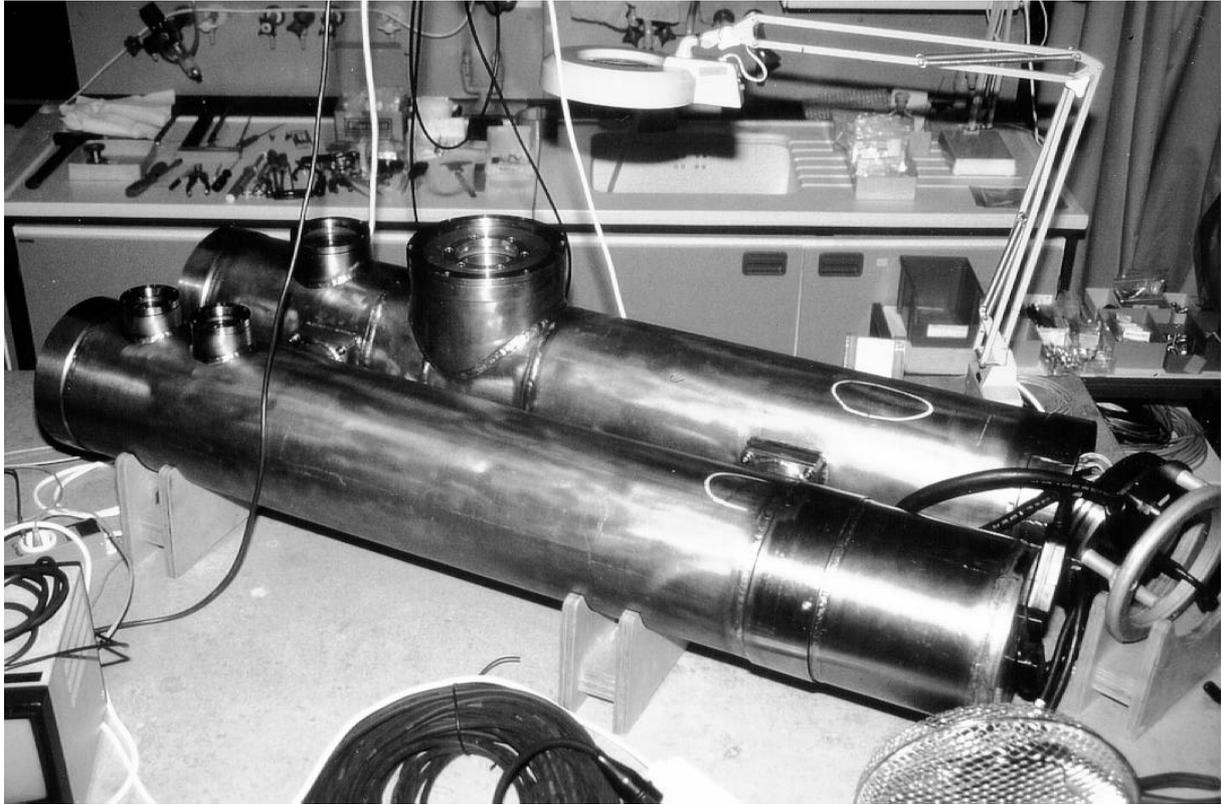


Abbildung 2.1. Schema des Lidar

## 2.2 Instrument

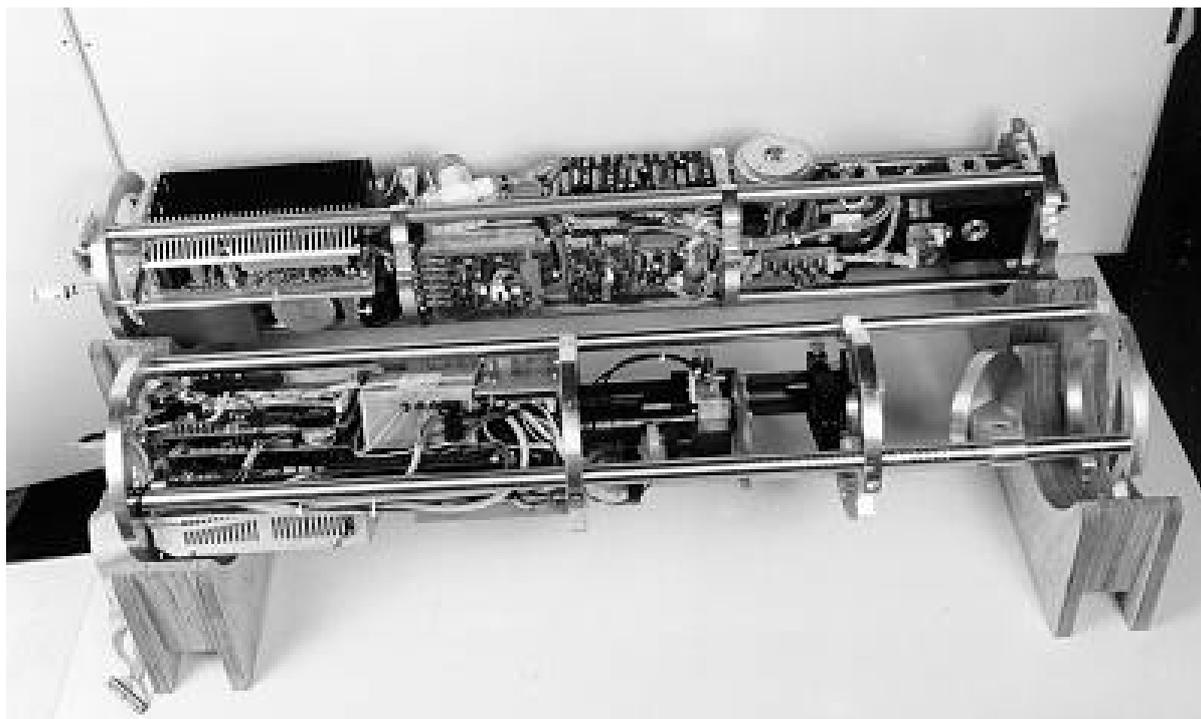
**Gehäuse.** Das Gehäuse des Sensors besteht aus zwei Titanzylindern der Länge 1340 mm und des Durchmessers 220 mm (Abbildung 2.2). Ein Zylinder enthält den Nd:YAG-Laser als Lichtquelle des Instrumentes; die Videokamera und die Detektoreinheit des Fluoreszenzlidar sind in den zweiten Zylinder integriert. Schnittstellen zur Anregung und Detektion von Signalen sind Quarzglasfenster. Da die gemessenen Lidarsignale aus einer Entfernung von nur wenigen Metern stammen, ist es nicht möglich, elektromagnetische Störungen, die durch den gepulsten Laser entstehen, durch ein zeitliches Tor auszublenden. Das Konzept getrennter Zylinder für Laser- und Detektor-Einheit in Kombination mit der abschirmenden Wirkung des Wassers reduziert dieses störende Rauschen. Das Gehäuse inklusive der Quarzscheiben ist für Tauchtiefen bis 300 m ausgelegt.



**Abbildung 2.2.** Titangehäuse

**Laser.** Ein Nd:YAG-Laser ist als Laborversion beschafft und an der Universität Oldenburg zu einem unter Wasser lauffähigen Gerät umgebaut worden. Die Wahl eines Nd:YAG-Lasers begründet sich in den optischen Eigenschaften der Chemikalien und des Meerwassers. Die verdoppelte Emissionsfrequenz bei  $\lambda=532$  nm liegt im Transmissionsmaximum natürlicher Gewässer, so daß bei Streulichtbildern eine maximale Sichtweite erreicht wird. Die verdreifachte Emissionsfrequenz bei  $\lambda=355$  nm bildet einen guten Kompromiß zwischen Anregung von Chemikalienfluoreszenz, die im allgemeinen mit sinkender Wellenlänge zum UV hin effektiver wird, zu der Eindringtiefe des anregenden Pulses, die aufgrund der Gelbstoffabsorption exponentiell mit der Wellenlänge  $\lambda$  abnimmt.

Drei verschiedene Belichtungsmodi können über Kippspiegel realisiert werden. Es ist möglich, zwischen dem UV-Laserstrahl, der die anregende Lichtquelle des Fluoreszenzlidar ist, und dem aufgeweiteten grünen Laserpuls als Beleuchtung für Streulichtaufnahmen zu wechseln. Zusätzlich ist der aufgeweitete UV-Laserpuls anwählbar, um Fluoreszenzlichtbilder zu erhalten. Die Divergenz der aufgeweiteten Strahlen ist dem Gesichtsfeld der Kamera angepaßt.



**Abbildung 2.3.** Laser und Detektoreinheit

Nd:YAG-Laser Quantel Modell Brilliant	Emissionswellenlänge 355nm	Emissionswellenlänge 532nm
Pulsdauer	4 ns	4 ns
Pulsenergie	60 mJ	160 mJ
max. Pulswiederholrate	20 Hz	20 Hz
Strahldivergenz	0,5 mrad	0,5 mrad
Polarisation	90 % linear	90 % linear

**Tabelle 2.1.** Spezifikationen des Lasers

Die Leistung des Laserpulses bei 355 nm wird über eine Photodiode gemessen. Das *phase matching* des Verdreifacher-Kristalls ist im Sensor fernsteuerbar. Die Temperatur des Kühlwassers wird kontinuierlich an der Blitzlampenkammer gemessen und ist *online* verfügbar. Eine automatische Abschaltregelung bei zu hoher Temperatur ist integriert. Die Spezifikationen des Lasers sind in Tabelle 2.1 eingetragen.

**Range gated Videokamera.** Die Streulichtbilder werden mit einer intensivierten CCD-Kamera aufgezeichnet, welche ebenfalls für den Einsatz unter Wasser umgebaut wurde. Die Spezifikationen dieser Kamera sind in Tabelle 2.2 eingetragen. Die Kamera wird durch den Q-

Switch-Puls des Lasers getriggert. Für tageslicht-beleuchtete Aufnahmen kann wahlweise die Triggerung durch einen 20 Hertz Interrupt des Steuerrechners hinzugeschaltet werden.

CCD-Kamera LaVision Modell Falcon	Daten
räumliche Auflösung	756(H) x 581(V) Pixels
Signal-Auflösung	8 bit
Dimensionen des CCD-Arrays	2/3", 8.8 mm x 6.6 mm
minimale Belichtungszeit ( <i>gate</i> )	5 ns
maximale Belichtungszeit ( <i>gate</i> )	(10 <sup>7</sup> -1) ns
Auflösung der Belichtungszeit	1 ns
minimale Verzögerung ( <i>delay</i> )	0 ns
maximale Verzögerung ( <i>delay</i> )	(10 <sup>7</sup> -1) ns
Auflösung der Verzögerung	1 ns
maximale Bildwiederholrate	20 Hz

**Tabelle 2.2.** Spezifikationen der Kamera

Die Kamera besitzt einen Standard-Nikon-Bajonett-Adapter für das Objektiv. Die effektive Brennweite  $f'$  eines Fotoobjektives ist bei voll geöffneter Blende (im Gegensatz zur Definition der exakten Brennweite) nach DIN 4521 definiert durch

$$f' = - \lim_{w \rightarrow 0} \frac{y'}{\tan w} \quad (2.1),$$

wobei  $w$  der Feldwinkel einer im sehr großen Abstand befindlichen Objektstrecke  $y$  und  $y'$  die zugehörige Bildstrecke bei scharfer Abbildung ist. Im allgemeinen wird bei  $\lambda=546$  nm gemessen. Fotoobjektive werden nach dem Feldwinkel  $2w$  eingeteilt, der noch mit ausreichend geringen Abbildungsfehlern erfaßt wird. Für die Abbildung weit entfernter Objekte gilt

$$\tan w = \frac{|y'|}{f'} \quad (2.2),$$

wenn  $|y'|$  die halbe Diagonale des Bildformates bezeichnet. Wird die effektive Brennweite gleich der Bildformatsdiagonalen gewählt, so ergibt sich ein Feldwinkel  $2w$  von etwa 53°. Ein solches Objektiv wird als Standardobjektiv für dieses Bildformat bezeichnet. Entsprechend DIN 19040 gilt die folgende grobe Einstufung für Fotoobjektive.

Teleobjektiv	$2w < 20^\circ$
Objektiv mit langer Brennweite	$20^\circ < 2w < 40^\circ$
Normalobjektiv	$40^\circ < 2w < 55^\circ$
Weitwinkelobjektiv	$55^\circ < 2w$

Die Beurteilung eines Fotoobjektives kann folglich nur in Zusammenhang mit dem Bildformat erfolgen (Schröder, 1990). Nach der oben angegebenen Definition liegt die Brennweite für ein Normalobjektiv bei der verwandten Kamera zwischen 22 mm und 30 mm. Die Wahl eines geeigneten Objektivs kann sinnvollerweise erst aufgrund der Erfahrungen nach einer längeren Erprobung mit einem geeigneten Geräteträger auf See getroffen werden.

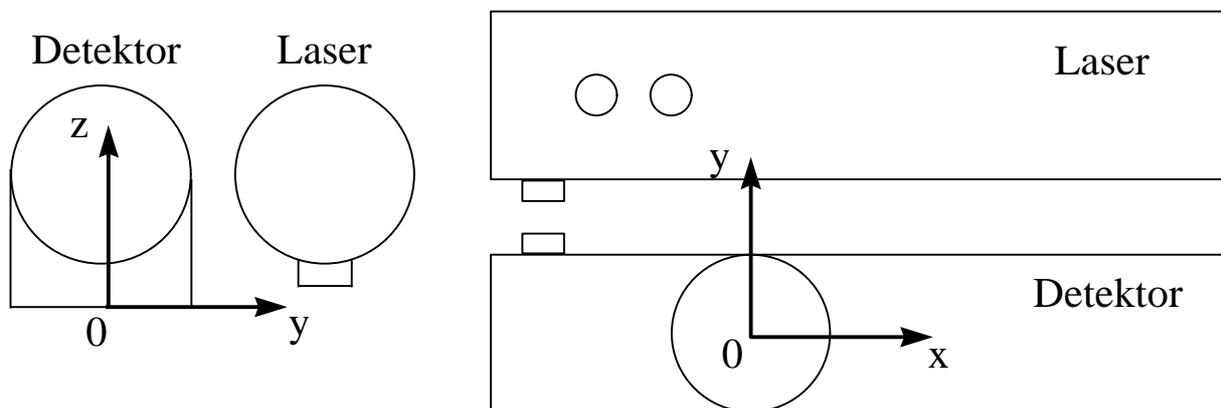
**Fluoreszenzlidardetektor.** Der Detektor besteht aus einer bikonvexen Quarzglaslinse und einer Blende. Die Auswahl der Detektionwellenlänge erfolgt über ein Filtrerrad, welches aus einem 180°-zirkularvariablen und vier einzelnen Interferenzfiltern besteht. Die laserinduzierte Emission wird von einem schnellen Photomultiplier (PMT) detektiert und von einem PC-Card-Transientenrekorder aufgezeichnet. Um die begrenzte Auflösung dieser Karte optimal auszunutzen, komprimiert ein 80 dB-logarithmischer Verstärker die PMT-Signale vor der Digitalisierung. Der Verstärker ist abschaltbar, um auch eine lineare Signalaufnahme zu erlauben. Die Hochspannung des PMT ist in vier Stufen anwählbar (400 V, 600 V, 900 V, 1200 V). Die Blende vor dem PMT ist ferngesteuert verschließbar. Tabelle 2.3 faßt die Spezifikationen des Fluoreszenzlidardetektors zusammen.

Fluoreszenzlidardetektor	Daten
Apertur	50 mm
Brennweite	100 mm
Blende	3 mm
Abstand Linse-Blende	100 mm
Wellenlänge	400 - 700 nm kont., 4 Festwellenlängen
mittlere spektrale Auflösung	~15 nm
digitale Bandbreite	250 MHz
analoge Bandbreite	350 MHz
digitale Auflösung	8 bit
Abklingzeit PMT	2 ns

**Tabelle 2.3.** Spezifikationen des Fluoreszenzlidardetektors

**Scanner.** Der zwei-dimensionale Scanner ist auf der optischen Achse des Fluoreszenzlidarteleskopes montiert. Er erlaubt es, innerhalb des von der *range gated* Kamera erfaßten Bereiches die spektrale Emission beliebiger Punkte zu untersuchen.

Für die geometrische Beschreibung des Unterwasserlidar wird ein karthesisches Koordinatensystem verwandt (Abbildung 2.4). Die x-Richtung ist durch die Längsachsen der beiden Titanzylinder gegeben, vom Laserkopf zur Kühleinheit laufend. Die y-Richtung wird durch die Verbindungslinie zwischen den beiden Längsachsen der Zylinder definiert, von der Detektorröhre zur Laserröhre laufend. Die z-Richtung läuft entlang der Verbindung zwischen Meeresboden und dem Lidar, senkrecht auf den x- und y-Achsen stehend, vom Meeresboden aufwärts zum Lidar gerichtet. Der Nullpunkt (0 0 0) liegt im Mittelpunkt des Quarzfensters für das Fluoreszenzlidar auf der Seite, welche die Grenzschicht zum Wasser bildet.



**Abbildung 2.4.** Koordinatensystem des Unterwasserlidar

Ziel ist es, den Auftreffpunkt (x y) des Lasers auf dem Meeresboden in Abhängigkeit der Scannerwinkel  $\beta$  und  $\gamma$  zu berechnen. Der Abstand  $d_3$  zum Meeresboden wird als bekannter Parameter vorausgesetzt. Eine analytische Lösung kann für einen ausgezeichneten Strahl, im einfachsten Fall für den Mittelpunktstrahl, formuliert werden.

Der Normalenvektor des Scannerspiegels zeigt in die Spiegelebene hinein und ist in Nullstellung definiert durch

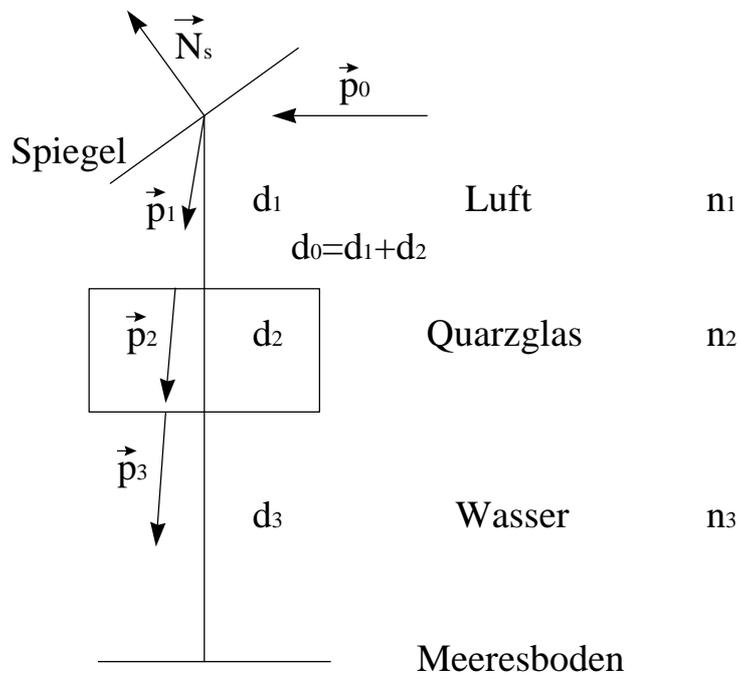
$$\vec{N}_0 = \begin{pmatrix} -\sqrt{0.5} \\ 0 \\ \sqrt{0.5} \end{pmatrix} \quad (2.3).$$

Der Normalenvektor des Scanners in Abhängigkeit der Schrittmotorenwinkel  $\beta$  (rechtsdrehend um die  $y$ -Achse) und  $\gamma$  (rechtsdrehend um die  $z$ -Achse) lautet in seiner allgemeinen Form (Bullerdiek und Hackober, 1996)

$$\vec{N}_s \equiv \vec{N}_s(\beta, \gamma) = D_y D_z \vec{N}_0 \quad (2.4).$$

$D_y$  und  $D_z$  bezeichnen die entsprechenden Drehmatrizen. Für das Fluoreszenzlidar ergibt sich die Gleichung

$$\vec{N}_s = \sqrt{0,5} \begin{pmatrix} \sin(\beta) - \cos(\beta) \cos(\gamma) \\ \sin(\gamma) \\ \cos(\beta) + \sin(\beta) \cos(\gamma) \end{pmatrix} \quad (2.5).$$



**Abbildung 2.5.** 3-Schichten-Modell

Zur Berechnung des Auftreffpunktes wird ein Lichtstrahl betrachtet, dessen Ursprung im positiven Bereich auf der  $x$ -Achse in Höhe  $d_0$  des Mittelpunktes des Scannerspiegels, d. h. in  $(|x| \ 0 \ d_0)$ , liegt und dessen Richtungsvektor  $\vec{p}_0$  ist.

$$\vec{p}_0 = \begin{pmatrix} -1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

Es gilt das vektorielle Reflexionsgesetz (Grimsehl, 1988)

$$\vec{p}_1 = \vec{p}_0 - 2\langle \vec{N}_s | \vec{p}_0 \rangle \vec{N}_s \quad (2.7)$$

mit  $\vec{p}_1$  als Richtungsvektor des reflektierten Strahls und  $\langle . | . \rangle$  als Symbol für das Skalarprodukt zweier Vektoren. Hieraus ergibt sich mit Gleichung 2.5 und Gleichung 2.6

$$\begin{aligned} \vec{p}_1 &= \begin{pmatrix} -1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + (\sin(\beta) - \cos(\beta)\cos(\gamma)) \begin{pmatrix} \sin(\beta) - \cos(\beta)\cos(\gamma) \\ \sin(\gamma) \\ \cos(\beta) + \sin(\beta)\cos(\gamma) \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} ((\sin(\beta) - \cos(\beta)\cos(\gamma))(\sin(\beta) - \cos(\beta)\cos(\gamma)) - 1) \\ (\sin(\beta) - \cos(\beta)\cos(\gamma))\sin(\gamma) \\ (\sin(\beta) - \cos(\beta)\cos(\gamma))(\cos(\beta) + \sin(\beta)\cos(\gamma)) \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.8).$$

Die Position  $\vec{r}$  in der Tiefe  $d_1$  berechnet sich aus

$$\vec{r} = \frac{d_1}{\langle -\vec{e}_z | \vec{p}_1 \rangle} \vec{p}_1 + \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ d_0 \end{pmatrix} \quad (2.9).$$

Die bisherigen Betrachtungen gelten für den Scannerspiegel im optisch homogenen Medium. Um den für das Fluoreszenzlidar relevanten Auftreffpunkt auf dem Meeresboden auszurechnen, muß die Brechung an der Quarzscheibe und am Wasserkörper berücksichtigt werden.

Das vektorielle Brechungsgesetz lautet in seiner allgemeinen Form (Grimsehl, 1988)

$$\vec{p}_2 = \frac{n}{n'} \vec{p}_1 - \vec{N} \left( \frac{n}{n'} \langle \vec{N} | \vec{p}_1 \rangle - \sqrt{1 - \left( \left( \frac{n}{n'} \right)^2 \left( 1 - \langle \vec{N} | \vec{p}_1 \rangle^2 \right) \right)} \right) \quad (2.10),$$

wobei  $n$  der Brechungsindex von Medium 1 und  $n'$  der Brechungsindex von Medium 2 ist. Der Normalenvektor zeigt von Medium 1 nach Medium 2, ebenso wie die Lichtausbreitung. Für die Grenzflächen im Fluoreszenzlidar gilt stets ein Normalenvektor

$$\vec{N} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix} \quad (2.11).$$

In Gleichung 2.10 eingesetzt, ergibt sich das Brechungsgesetz für das Lidar

$$\vec{p}_2 = \begin{pmatrix} \frac{n}{n'} p_{11} \\ \frac{n}{n'} p_{12} \\ -\sqrt{1 - \left(\frac{n}{n'}\right)^2 + \left(\frac{n}{n'}\right)^4 p_{13}^2} \end{pmatrix} \quad (2.12).$$

Die Anwendung der Gleichungen 2.8 und 2.12 auf die drei Schichten Luft-Quarzglas-Seewasser mit den Stärken  $d_1$ ,  $d_2$  und  $d_3$  und den Brechungsindizes  $n_1$ ,  $n_2$  und  $n_3$  beim Fluoreszenzlidar erzeugt folgendes System

$$r(\beta, \gamma, d_3) = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \left( \frac{d_1}{-p_{13}} + \frac{n_1}{n_2} \frac{d_2}{-p_{23}} + \frac{n_1}{n_3} \frac{d_3}{-p_{33}} \right) p_{11} \\ \left( \frac{d_1}{-p_{13}} + \frac{n_1}{n_2} \frac{d_2}{-p_{23}} + \frac{n_1}{n_3} \frac{d_3}{-p_{33}} \right) p_{12} \\ -(d_1 + d_2 + d_3) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ d_0 \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

mit

$$p_{23} = -\sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 + \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^4 p_{13}^2}$$

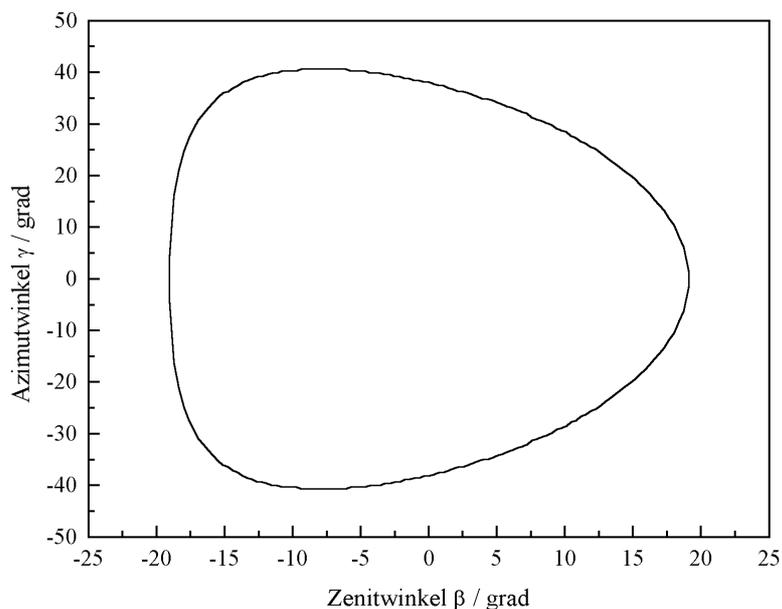
$$p_{33} = -\sqrt{1 - \left(\frac{n_2}{n_3}\right)^2 + \left(\frac{n_2}{n_3}\right)^4 p_{23}^2}$$

Der Vektor  $\vec{p}_1$  ergibt sich aus Gleichung 2.8 in Abhängigkeit der Scannerwinkel  $\beta$  und  $\gamma$ . Daher kann aus Gleichung 2.13 der Auftreffpunkt  $(x, y)$  in einer Tiefe  $z = -d_3$  direkt aus den Scannerwinkeln  $\beta$  und  $\gamma$  berechnet werden.

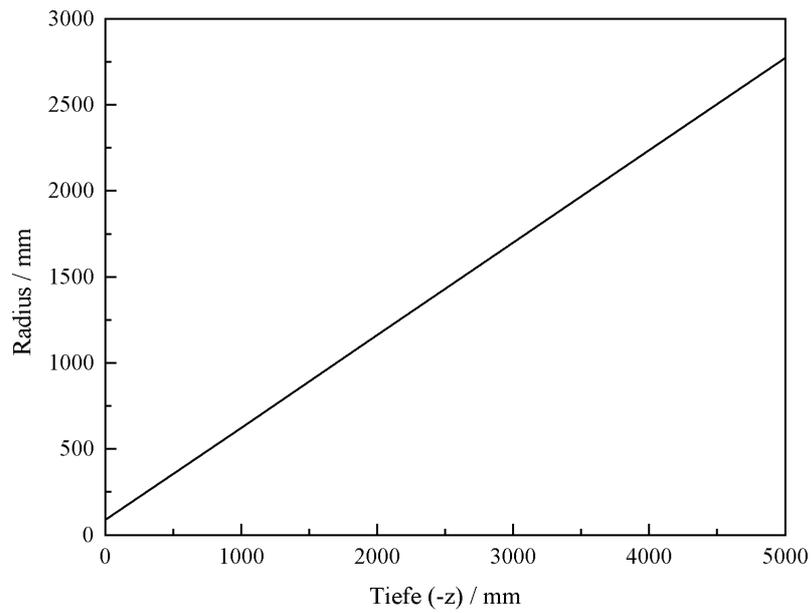
Die beleuchtbare Fläche auf dem Meeresboden wird begrenzt durch die Apertur der Grenzfläche Quarzfenster-Seewasser. Abbildung 2.6 zeigt den maximalen Azimutwinkel  $\gamma$  in Abhängigkeit des Zenitwinkels  $\beta$ . Abbildung 2.7 zeigt den Radius der hieraus resultierenden beleuchtbaren Fläche auf dem Meeresboden in Abhängigkeit von der Tiefe  $z$ .

Die Winkelauflösung des Scanners beträgt für die Scannerwinkel  $\beta$  und  $\gamma$  jeweils  $0,36^\circ$ . Mit Hilfe von Gleichung 2.13 lässt sich das Scannermuster in einer Tiefe  $z$  berechnen (Abbildung 2.8).

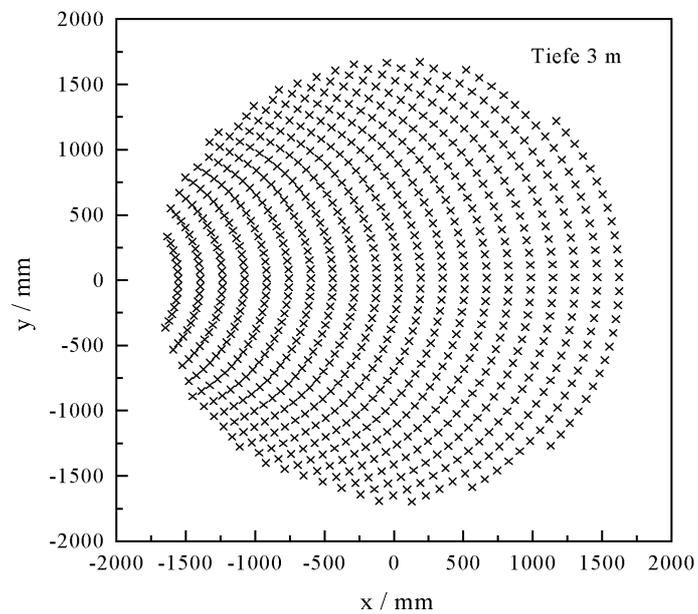
Abbildung 2.10 zeigt ein sinusförmiges Abtastmuster in 3 m Tiefe bei einer Geschwindigkeit  $v_x = 1 \text{ kn} = 0,514 \text{ m/s}$  in x-Richtung, welches durch die in Abbildung 2.9 dargestellte Bewegung der Scannerwinkel erreicht wird. Der Laser arbeitet mit 20 Hertz.



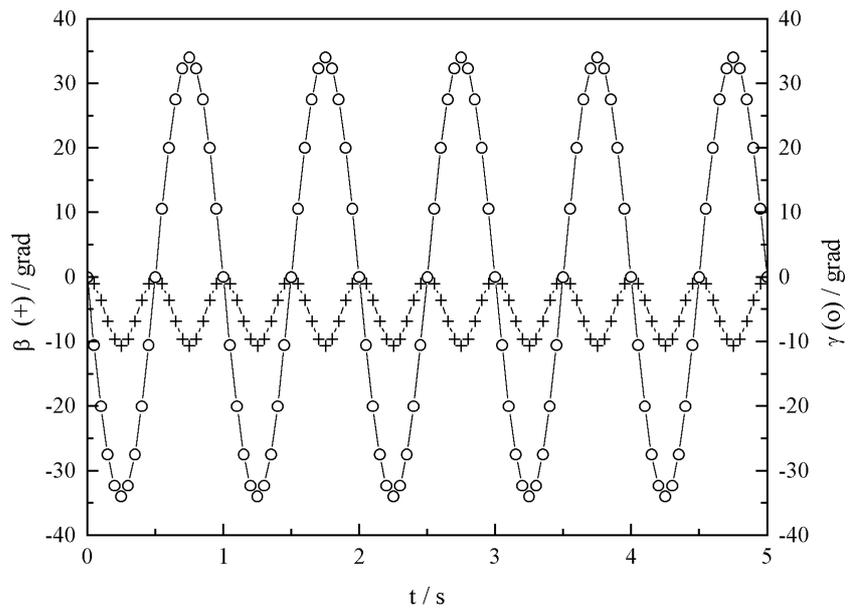
**Abbildung 2.6.** Maximaler Azimutwinkel  $\gamma$  in Abhängigkeit des Zenitwinkels  $\beta$



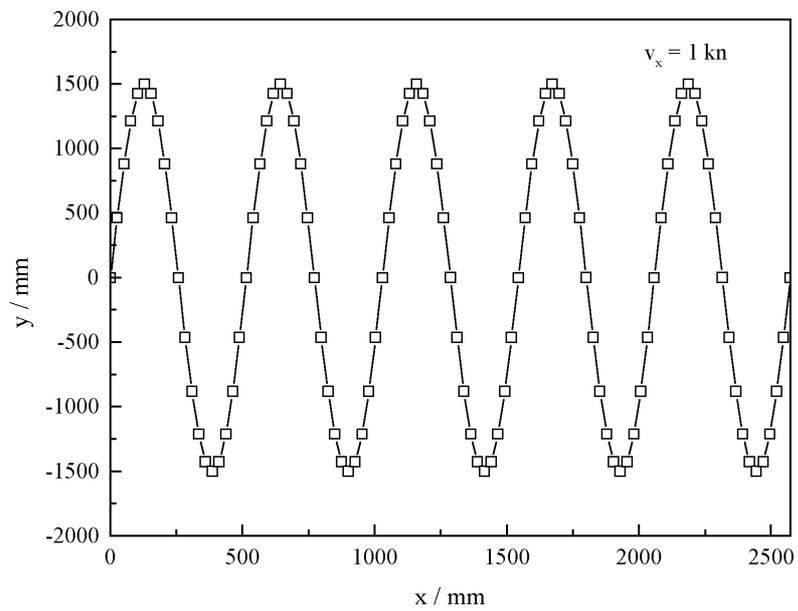
**Abbildung 2.7.** Radius der beleuchtbaren Fläche in Abhängigkeit von der Tiefe  $z$



**Abbildung 2.8.** Scannermuster in einer Tiefe von 3 m bei einer Winkelauflösung von  $1,8^\circ$



**Abbildung 2.9.** Winkelbewegung für Sinusmuster auf dem Meeresboden



**Abbildung 2.10.** Scannermuster in einer Tiefe von 3 m bei einer Geschwindigkeit von 1 kn über Grund, resultierend aus der in Abbildung 2.9 dargestellten Scannerbewegung

**Parallaxe von Laser, Kamera und Scanner.** Zwischen dem aufgeweiteten Laserpuls bei 532 nm und dem Kameragesichtsfeld existiert durch die räumliche Trennung im Sensor eine Parallaxe. Gleiches gilt für den Detektionskegel des Lidar, aufgespannt durch den zwei-dimensionalen Scanner. Entsprechend Abbildung 2.7 berechnet sich der Radius der vom Scanner erfaßten Fläche in der Tiefe  $z$  ( $z < 0$ ) aus

$$R_{\text{Scanner}}(z) = -0,54 z + 90 \text{ mm} \quad (2.14).$$

Unter Berücksichtigung des verwandten Koordinatensystems gilt für die Fläche  $A_{\text{Scanner}}$

$$A_{\text{Scanner}}(z) = \left\{ (x, y, z); \sqrt{x^2 + y^2} \leq R_{\text{Scanner}}(z) \right\} \quad (2.15).$$

Der Radius des aufgeweiteten Laserpulses berechnet sich aus der Brennweite  $-f$  der verwandten konkaven Linse in der Tiefe  $z$  zu

$$R_{532\text{nm}}(z) = D_{532\text{nm}} - z \tan \alpha' \quad (2.16)$$

mit

$$\alpha' = \arcsin(n_{\text{wasser}} \sin \alpha)$$

$$\alpha = \arctan\left(\frac{D_{532\text{nm}}}{2f}\right)$$

unter Vernachlässigung der Quarzglasscheibe.  $D_{532\text{nm}}$  bezeichnet den Durchmesser des Laserpulsquerschnittes. Für die beleuchtete Fläche  $A_{532\text{nm}}$  in der Tiefe  $z$  folgt

$$A_{532\text{nm}}(z) = \left\{ (x, y, z); \sqrt{(x_{532\text{nm}} - x)^2 + (y_{532\text{nm}} - y)^2} \leq R_{532\text{nm}}(z) \right\} \quad (2.17).$$

$x_{532\text{nm}}$  und  $y_{532\text{nm}}$  geben die horizontale Position des Laserfensters (532 nm) in Relation zu dem Scannerfenster an. Für die CCD-Kamera berechnet sich der Öffnungshalbwinkel des Objektivs nach Gleichung 2.2 und damit der Radius  $R_{\text{CCD}}$

$$R_{\text{CCD}}(z) = R_{\text{CCD}_0} - z \tan w' \quad (2.18)$$

mit

$$w' = \arcsin(n_{\text{wasser}} \sin w)$$

und

$$R_{\text{CCD}_0} = \frac{D_{\text{CCD}}}{2} + z_{\text{CCD}} \tan w$$

unter erneuter Vernachlässigung der Quarzscheibe. Der Brechungsindex des Wassers wird mit  $n_{\text{wasser}}$  bezeichnet.  $D_{\text{CCD}}$  ist die Apertur des Objektivs und  $z_{\text{CCD}}$  die Höhe über der Schnittstelle zum Wasser. Die von der Kamera betrachtete Fläche in der Tiefe  $z$  ist daher

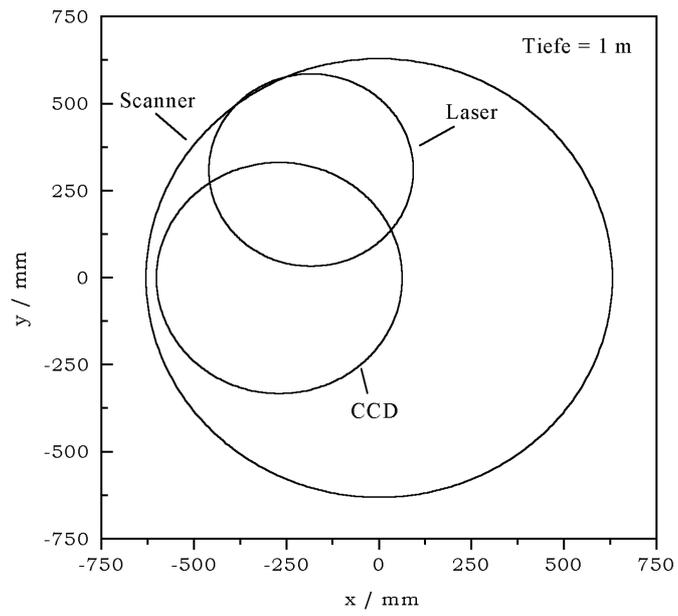
$$A_{\text{CCD}}(z) = \left\{ (x, y, z); \sqrt{(x_{\text{CCD}} - x)^2 + (y_{\text{CCD}} - y)^2} \leq R_{\text{CCD}}(z) \right\} \quad (2.19),$$

wobei  $x_{\text{CCD}}$  und  $y_{\text{CCD}}$  wiederum die horizontale Verschiebung des Kamerafensters gegenüber dem Scannerfenster beinhalten. Für die in Abbildung 2.11 dargestellten berechneten Flächen sind die in Tabelle 2.4 aufgelisteten Parameter benutzt worden.

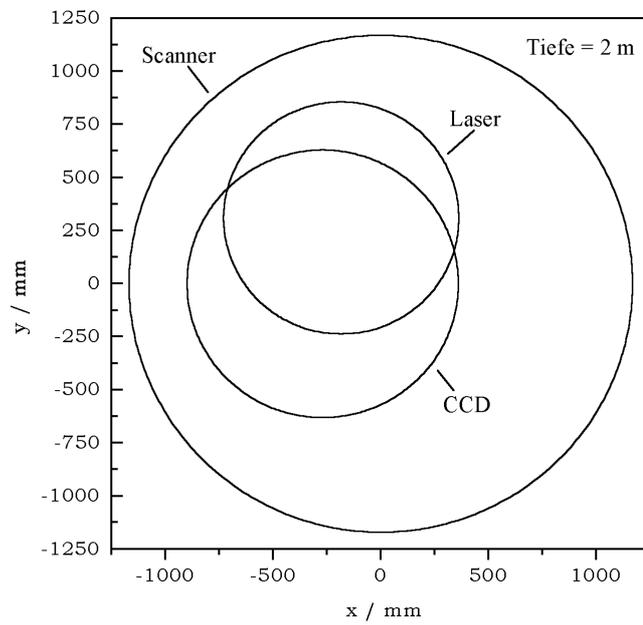
Parameter	Wert
Brennweite $f$ der Laserpulsaufweitung	15 mm
$D_{532\text{nm}}$	6 mm
$x_{532\text{nm}}$	-184 mm
$y_{532\text{nm}}$	310 mm
Brennweite $f'$ des Kameraobjektivs	50 mm
$D_{\text{CCD}}$	50 mm
$x_{\text{CCD}}$	-270 mm
$y_{\text{CCD}}$	0 mm
$z_{\text{CCD}}$	40 mm

**Tabelle 2.4.** Parameter für Parallaxenberechnung

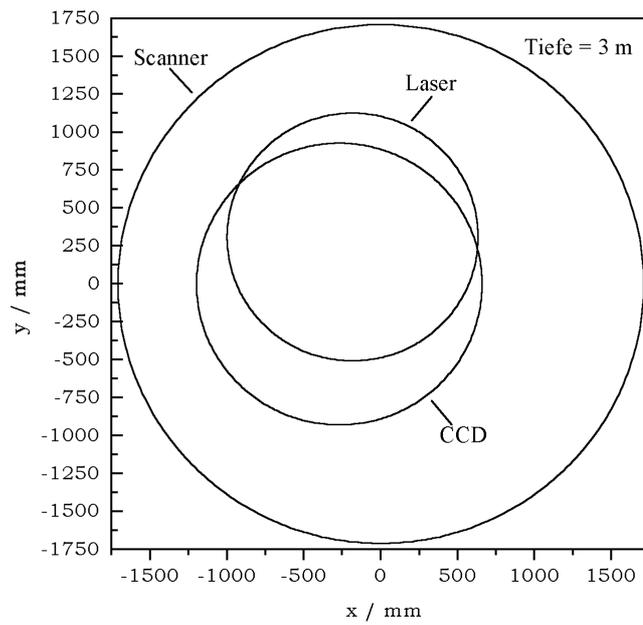
**Steuerung, Datenverarbeitung und -übertragung.** Das Unterwasserlidar wird vollständig von einem Einplatinenrechner auf PC-Basis gesteuert. Der Rechner empfängt seine Befehle entsprechend einem definierten Protokoll von einem Kontrollrechner an Bord des Schiffes, der auch die gemessenen Daten visualisiert, interpretiert und speichert. Die Steuersoftware wurde programmiert unter C++. Datenübertragung und Kommunikation zwischen den beiden Rechnern geschieht über eine serielle Schnittstelle mit 9600 Baud Übertragungsrate. Das Videosignal wird analog übermittelt und vom Kontrollrechner bei Bedarf digitalisiert.



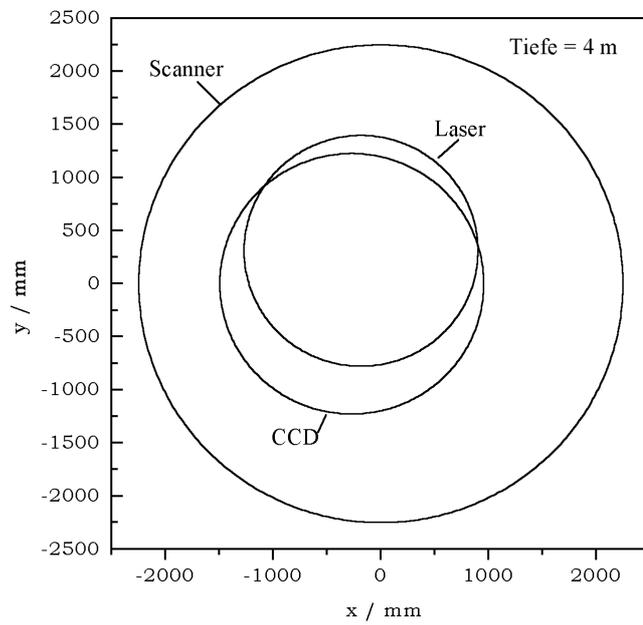
(a)



(b)



(c)



(d)

**Abbildungen 2.11 a bis d.** Parallaxe von Laserpuls (532 nm), Kameragesichtsfeld und Scanbereich in verschiedenen Tiefen

## 2.3 Kalibrierung des Sensors

Das Gesichtsfeld von Kamera, Laser und Scanner kann mit den in Kapitel 2.2 angegebenen Gleichungen exakt bestimmt werden. Unsicherheiten können durch mechanische und optische Toleranzen entstehen. Eine experimentelle Validierung ist anhand von Maßstäben direkt möglich.

Das Laserstrahlprofil ist im räumlichen Querschnitt in erster Näherung als gaußförmig anzusehen, begrenzt durch die Apertur des Lasers. Daher ist eine homogene Beleuchtung des Objektes nicht gewährleistet. Generell ist es möglich, das Lichtfeld über die Aufnahme einer weißen Fläche zu erfassen und später aufgenommene Bilder durch Division zu korrigieren. Bei Aufnahmen in stark streuenden Medien wird das Strahlprofil durch Vielfachstreuung verschmiert, so daß dieses Verfahren nicht anwendbar ist, da die Korrekturfunktion der Intensität mit dem Wasserkörper und der Entfernung variiert. Der aufgeweitete Laserpuls, der zusätzlich mit der Übertragung durch die Wassersäule tiefpaß-gefiltert wird, enthält nahezu keine hohen Raumfrequenzen, so daß das Objekt zumindest lokal homogen ausgeleuchtet wird und Verfälschungen durch das einstrahlende Lichtfeld praktisch nicht auftreten. Mit steigendem Streukoeffizienten verschwinden höhere Frequenzen vollständig, bis im Extremfall nur noch die Nullfrequenz übertragen wird, d. h. eine homogene Belichtung durch ein diffuses Lichtfeld realisiert ist.

Zur Interpretation der Lidardaten sind verschiedene Gerätefunktionen als bekannt vorauszusetzen (siehe Kapitel 4.1). In die Lidargleichung fließen die entfernungsabhängige Empfindlichkeitsfunktion und die spektrale Transmission ein. Die Signale sind zudem mit der Impulsantwortfunktion des Sensors gefaltet. Weiter wird eine Wellenlängenkalibrierung des Filtrrades und eine Bestimmung der spektralen Auflösung verlangt.

Die Empfindlichkeitsfunktion des Lidar kann über Monte Carlo-Simulationen berechnet werden (siehe Kapitel 6.3). K. Ohm und R. Willkomm schlagen vor, mit dem Lidar die elastische Streuung in Luft zu messen, wobei die Attenuation vernachlässigt und die Aerosolverteilung als homogen vorausgesetzt wird (Ohm and Willkomm, 1995). Das resultierende Signal entspricht der Empfindlichkeitsfunktion, wobei die Zeit- bzw. Ortsachse aufgrund der Brechung und verringerten Lichtgeschwindigkeit mit dem Quadrat des Brechungsindex von Wasser korrigiert werden muß. Die Problematik ist der relativ geringe Rückstreukoeffizient in Luft und der damit verbundene Strahlungsfluß durch das Teleskop des Unterwasserlidar. Eine Möglichkeit, die Signalintensität zu erhöhen, ist die Verwendung eines streuenden oder fluoreszierenden Objektes, welches in einer festen Entfernung plaziert wird. Das Integral über das erhaltene Lidarsignal entspricht dem Wert der Empfindlichkeitsfunktion für diese Entfernung nach

entsprechender Korrektur mit dem Brechungsindex für das Medium, in dem Messungen durchgeführt werden sollen.

Der Lidardetektor ist ein Spektrograph und PMT, die üblicherweise anhand geeichter Lampen kalibriert werden. Ist die Farbtemperatur einer Halogenlampe bekannt, so kann ihr Spektrum im Lidarteleskop berechnet werden. In das Unterwasserlidar ist ein Modus integriert, um das Signal des PMT ohne Triggerung durch den Laserpuls auszulesen. Das berechnete Spektrum kann durch das so gemessene Spektrum geteilt werden, um die spektrale Transmission zu erhalten. Im allgemeinen genügt eine Bestimmung der spektralen Transmission in relativen Einheiten ohne Berücksichtigung der Bestrahlungsstärke.

Die Wellenlängenkalibrierung kann mit Hilfe eines Linienstrahlers, z. B. einer Hg-Lampe, durchgeführt werden, da Wellenlänge und Linienbreite aus der Literatur bekannt sind.

Eine weitere Größe, die bei der Auswertung der zeitaufgelösten Lidarsignale benötigt wird, ist die Impulsantwortfunktion  $S(t)$ . Sie kann gemessen werden, indem die elastische Streuung an einer fluoreszenzfreien Oberfläche, z. B. an einer Streuscheibe oder einem Spiegel, gemessen wird. Das aufgezeichnete Lidarsignal entspricht bis auf eine Normierungskonstante der Impulsantwortfunktion  $S(t)$ .

## 3 Grundlagen

### 3.1 Strahlungstransport im Wasser

**Inhärente optische Eigenschaften.** Wird ein paralleles Lichtbündel durch eine Schicht von Seewasser geschickt, so wird es abgeschwächt. Ist die Schichtdicke  $d$  genügend klein ( $d \rightarrow 0$ ), so ist der Absorptionskoeffizient  $a(\lambda)$  das Verhältnis von absorbiert zu eingestrahelter Strahlung und der Streukoeffizient  $b(\lambda)$  das Verhältnis von gestreuter zu eingestrahelter Strahlung, jeweils normiert auf die Schichtdicke  $d$ . Beide Größen werden in der Einheit  $m^{-1}$  angegeben. Die Streuung von Licht besitzt eine Richtungsabhängigkeit, die von der Volumenstreuungsfunktion  $\beta(\Theta, \Phi, \lambda)$  beschrieben wird. Die Volumenstreuungsfunktion  $\beta(\Theta, \Phi, \lambda)$  ist für unpolarisierte Strahlung radialsymmetrisch und daher unabhängig vom Azimutwinkel  $\Phi$ . Sie ist definiert als das Verhältnis von unter dem Streuwinkel  $\Theta$  in einen infinitesimal kleinen Raumwinkel gestreuter Strahlung zu eingestrahelter Strahlung, normiert auf die Schichtdicke  $d$  ( $d \rightarrow 0$ ). Das Integral der Volumenstreuungsfunktion über die Winkel ergibt den Streukoeffizienten (Gleichung 3.1). Die Volumenstreuungsfunktion wird in der Einheit  $m^{-1} sr^{-1}$  gemessen.

$$b(\lambda) = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \beta(\Theta, \Phi, \lambda) d\Phi d\Theta = 2\pi \int_0^\pi \beta(\Theta, \lambda) \sin \Theta d\Theta \quad (3.1)$$

$$p(\Theta, \lambda) = \frac{\beta(\Theta, \lambda)}{b(\lambda)} \quad (3.2)$$

Die Phasenfunktion  $p(\Theta, \lambda)$  wird definiert als Verhältnis von  $\beta(\Theta, \lambda)$  zu  $b(\lambda)$  in der Einheit  $sr^{-1}$  (Gleichung 3.2). In die Lidargleichung fließt der Attenuationskoeffizient  $c(\lambda)$  ein. Er ist die Summe aus Absorptionskoeffizient  $a(\lambda)$  und Streukoeffizient  $b(\lambda)$  und besitzt die physikalische Einheit  $m^{-1}$ . Der Quotient  $\omega(\lambda) = b(\lambda) / c(\lambda)$  heißt Einfachstreuungsalbedo und ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, daß ein Photon gestreut und nicht absorbiert wird. Eine weitere inhärente, für Lidarmessungen relevante Eigenschaft ist der Brechungsindex  $n$ . Er ist eine Funktion der Wellenlänge, des Salzgehaltes, der Temperatur und des Druckes ( $n = n(\lambda, S, T, p)$ ). Die beiden Extremwerte von  $n$  liegen im Intervall [ $\lambda = 400-700$  nm,  $S = 0-43$ ,  $T = 0-30$  °C,  $p = 1-1000$  bar] bei 1,330 und 1,367 (Mobley, 1994). Eine ausführliche Darstellung der inhärenten optischen Eigenschaften von Seewasser findet sich in (Mobley, 1994).

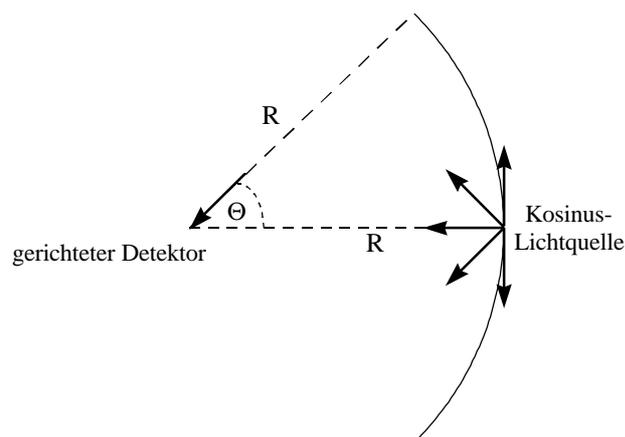
**Übertragungsfunktionen psf und bsf.** Die *point spread function*  $\text{psf}(\Theta, \Phi, R)$  in Polarkoordinaten läßt sich als Strahldichte (Radianz) in  $(\Theta, \Phi, 0)$  definieren, die durch einen punktförmigen Lambertstrahler in  $(\Theta=0, \Phi=0, R)$  hervorgerufen wird und auf die Strahlstärke des Strahlers normiert ist (Mertens and Replogle, 1977). Die physikalische Einheit der  $\text{psf}(\Theta, \Phi, R)$  ist damit gleich  $\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1} / \text{W sr}^{-1} = \text{m}^{-2}$ . Abbildung 3.1 illustriert die *point spread function*.

Die *beam spread function*  $\text{bsf}(\Theta, \Phi, R)$  in Polarkoordinaten ist entsprechend als Verteilung der Bestrahlungsstärke (Irradianz) auf einer Kugel mit Radius  $R$  um den Ursprung definiert, hervorgerufen durch eine Strahlquelle im Ursprung, die in Richtung  $(0,0,1)$  ohne Divergenz emittiert, normiert auf die Strahlleistung (Mertens and Replogle, 1977). Die  $\text{bsf}(\Theta, \Phi, R)$  besitzt folglich die physikalische Einheit  $\text{W m}^{-2} / \text{W} = \text{m}^{-2}$ . Die *beam spread function* wird in Abbildung 3.2 verdeutlicht.

Durch die Normierung auf Strahlstärke und Leistung sind *point spread function* und *beam spread function* als inhärente optische Eigenschaften des Wasserkörpers zu betrachten. Sowohl  $\text{psf}$  wie auch  $\text{bsf}$  sind Funktionen der Wellenlänge  $\lambda$ .

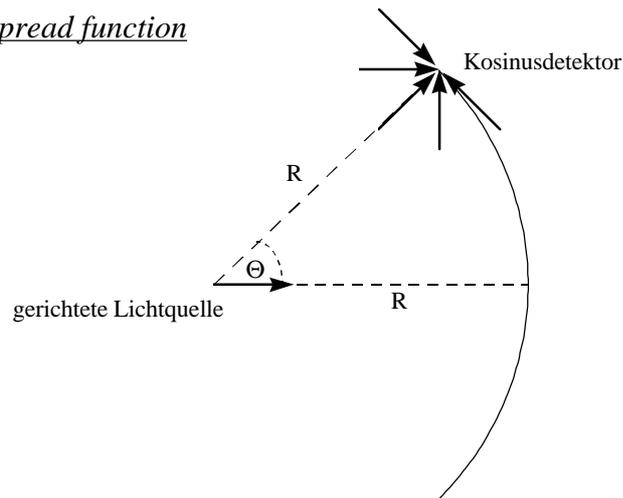
$\text{psf}$  und  $\text{bsf}$  sind mathematisch äquivalent. Dieser Sachverhalt wird plausibel, wenn das Prinzip der  $\text{psf}$  - Kosinus-Lichtquelle und gerichteter Detektor - und das Prinzip der  $\text{bsf}$  - gerichtete Lichtquelle und Kosinusetektor - über die Umkehrbarkeit des Lichtweges miteinander in Beziehung gebracht werden. Ein formaler Beweis der Gleichheit wird gegeben in (Gordon, 1994).

*point spread function*

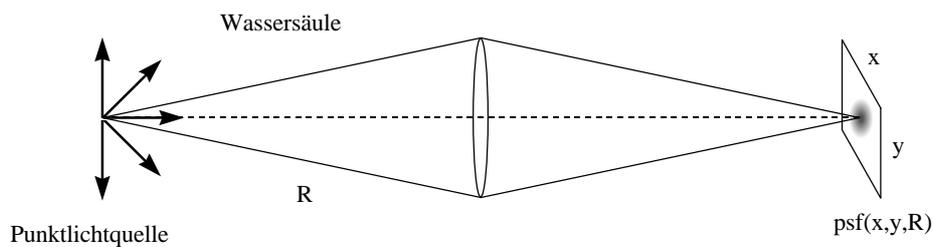


**Abbildung 3.1.** Prinzip der *point spread function*

beam spread function



**Abbildung 3.2.** Prinzip der *beam spread function*



**Abbildung 3.3.** Abbildung einer Punktlichtquelle

In der Praxis ist es häufig sinnvoll,  $psf$  und  $bsf$  in kartesischen Koordinaten in der Ebene zu betrachten. Für kleine Winkel ( $R\Theta \approx x$ ,  $R\Phi \approx y$ ) gilt  $psf(\Theta, \Phi, R) \approx psf(x, y, R)$  und  $bsf(\Theta, \Phi, R) \approx bsf(x, y, R)$ . In dieser Näherung beschreibt die *point spread function* die Abbildung eines Punktes durch die Wassersäule und wird damit zu einem Maß für die Bildqualität einer Unterwasseraufnahme (Abbildung 3.3). Die Simulation und Rekonstruktion von einem *range gated* Bild reduziert sich auf die Kenntnis der  $psf$  (siehe Kapitel 5.2).

Die Funktionen  $bsf$  und  $psf$  werden häufig als radialsymmetrisch betrachtet ( $bsf(\Theta, \Phi, R) = bsf(\Theta, R)$  und  $psf(\Theta, \Phi, R) = psf(\Theta, R)$ ). Dies impliziert eine bis zu  $R$  homogene Wassersäule.

S. Q. Duntley hat aufgrund zahlreicher Messungen in Labortanks eine empirische Formel aufgestellt, die die  $bsf$  als Funktion der Attenuations- und Absorptionskoeffizienten angibt (Voss, 1991) (Gleichung 3.3).

$$\text{bsf}(\Theta, R) = \frac{10(A - C)\Theta^B}{2\pi R^2 \sin(\Theta)} \quad (3.3)$$

mit

$$A = 1,260 - 0,375(cR)^{(0,710+0,489(c/a))} - (1,378 + 0,053(c/a)) 10^{-cR(0,268+0,083(c/a))}$$

$$B = 1 - 2 \cdot 10^{-D}$$

$$C = \frac{1}{3} \left( \left( \left( \frac{\Theta}{F} \right)^{3/2} + 1 \right)^{2/3} - 1 \right)$$

$$D = cR (0,018 + 0,011 c/a + 0,001725 cR)$$

$$F = (13,75 - 0,501 c/a) - (0,626 - 0,357 c/a) cR + (0,01258 + 0,00354 c/a) (cR)^2$$

$\Theta$  ist der Ablenkwinkel in Grad,  $c$  der Attenuations- und  $a$  der Absorptionskoeffizient in  $m^{-1}$ .

Ein empirischer Ausdruck der psf wird in W. H. Wilson gegeben (Wilson, 1979) (Gleichung 3.4).

$$\text{psf}(\Theta, R) = \frac{e^{-aR}}{R^2} A \frac{(e^{-B b R} + C b R + e^{-B b R/2} - e^{-bR})}{\left(1 + \frac{D}{(bR)^2}\right)^{2/3}} + \delta(\Theta) e^{-cR} \quad (3.4)$$

mit

$$A = 10^{4-2,66\Theta^{0,23}}$$

$$B = 0,603 \cdot 10^{-0,067\Theta+0,001\Theta^2}$$

$$C = 0,011 e^{-(\log \Theta^{2,5} - 1)^2} + 0,01$$

$$D = 10^{-2,66\Theta^{0,23}} \cdot 0,018 \Theta^2$$

mit  $\Theta$  in Grad und der Diracschen Deltafunktion  $\delta$  im Ursprung. Der erste Summand in Gleichung 3.4 entspricht dem Anteil an gestreutem Licht, der zweite Summand dem Anteil an ungestreutem Licht zur psf.

Allgemein wird die Fouriertransformierte der psf(x,y,R) als optische Transferfunktion otf( $\mu, \nu, R$ ) bezeichnet.

$$\text{otf}(\mu, \nu, R) = \iint \text{psf}(x, y, R) e^{-i(\mu x + \nu y)} dx dy \quad (3.5)$$

$\mu$  und  $\nu$  sind die den Koordinaten  $x$  und  $y$  entsprechenden Raumfrequenzen in  $m^{-1}$ . Die  $otf(\mu, \nu, R)$  ist eine komplexe Funktion und lässt sich schreiben als Produkt von Modulationstransferfunktion  $mtf(\mu, \nu, R)$  und Phasentransferfunktion  $ptf(\mu, \nu, R)$ .

$$otf(\mu, \nu, R) = mtf(\mu, \nu, R) e^{i ptf(\mu, \nu, R)} \quad (3.6)$$

Die  $mtf(\mu, \nu)$  beschreibt die Abschwächung der einzelnen Raumfrequenzen. Ist die *point spread function* symmetrisch, so verschwindet die Phasentransferfunktion (Del Grosso, 1975). In homogenen Wasserkörpern mit dominanter Partikelstreuung ist dies der Fall. Es liegt eine radialsymmetrische, vom Azimutwinkel  $\Theta$  unabhängige  $psf(\Theta, R)$  vor.  $mtf(\Psi, R)$  und  $psf(\Theta, R)$  sind daher über die Hankel-Transformation (Fourier-Bessel-Transformation) verbunden.

$$mtf(\Psi, R) = 2\pi \int_0^{\infty} J_0(2\pi\Psi\Theta) R^2 psf(\Theta, R) \Theta d\Theta \quad (3.7)$$

$$R^2 psf(\Theta, R) = 2\pi \int_0^{\infty} J_0(2\pi\Psi\Theta) mtf(\Psi, R) \Psi d\Psi \quad (3.8)$$

mit  $\Psi$  als Raum- oder Radialfrequenz in  $rad^{-1}$  und  $J_0$  als Besselfunktion der Ordnung Null. Gleichungen 3.7 und 3.8 implizieren die Näherung für kleine Winkel. Der Faktor  $R^2$  entsteht, weil die  $psf$  in der Einheit  $m^{-2}$  und nicht in  $rad^{-2}$  ( $sr^{-1}$ ) definiert ist.

W. Wells leitete als erster eine Transformation zwischen der Volumenstreuungsfunktion, dem Attenuationskoeffizienten und der Modulationstransferfunktion in der Näherung für kleine Winkel her (Wells, 1973), indem die Einflüsse von infinitesimal schmalen Schichten der Wassersäule zwischen Lichtquelle und Detektor betrachtet werden. Die  $mtf(\Psi, R)$  fällt für ein festes  $\Psi$  in einem homogenen Wasserkörper über die Entfernung exponentiell ab (Gleichung 3.9). Die Abklingkonstante  $D(\Psi)$  ist unabhängig von  $R$  und über eine einfache Beziehung mit der Volumenstreuungsfunktion  $\beta(\Theta)$  verknüpft.

$$mtf(\Psi, R) = e^{-D(\Psi)R} \quad (3.9)$$

$$D(\Psi) = c - Q(\Psi) \quad (3.10)$$

mit

$$Q(\Psi) = \int_0^1 \Sigma(\Psi t) dt$$

und  $\Sigma(\Psi)$  als Hankel-Transformierte der Volumenstreuungsfunktion  $\beta(\Theta)$  und  $c$  als Attenuationskoeffizient. Mit Hilfe von Gleichung 3.9 ist es möglich, aus zwei in verschiedenen Entfernungen gemessenen mtf die mtf für eine beliebige Entfernung ohne Kenntnis weiterer inhärenter Parameter zu berechnen. Gleichung 3.10 erlaubt die Berechnung der mtf aus der Volumenstreuungsfunktion und dem Attenuationskoeffizienten eines Wasserkörpers. Direkte Messungen der mtf und Berechnungen von  $\beta$  aus gemessenen Partikelverteilungen über Mie-Theorie in der Sargasso-See bestätigten die von W. Wells beschriebenen Integraltransformationen (Del Grosso, 1978).

Allgemein lassen sich Gleichung 3.9 und 3.10 nur numerisch lösen. W. Wells gibt einen Ausdruck für die Phasenfunktion  $p(\Theta)$  an, deren Hankel-Transformierte ebenfalls analytisch darstellbar ist.

$$p(\Theta) = \frac{\Theta_0}{2\pi(\Theta_0^2 + \Theta^2)^{3/2}} \quad (3.11)$$

mit  $\Theta_0 = 0,03$  rad. Die Hankeltransformation der entsprechenden Volumenstreuungsfunktion  $\beta(\Theta) = b p(\Theta)$  lautet

$$\Sigma(\Psi) = b e^{-2\pi\Theta_0\Psi} \quad (3.12),$$

die Q-Funktion

$$Q(\Psi) = b \frac{1 - e^{-2\pi\Theta_0\Psi}}{2\pi\Theta_0\Psi}$$

Nach Gleichung 3.9 ergibt sich die Modulationstransferfunktion zu

$$mtf(\Psi, R) = \exp\left(-c R + b R \left(\frac{1 - e^{-2\pi\Theta_0\Psi}}{2\pi\Theta_0\Psi}\right)\right) \quad (3.13).$$

Wird in Gleichung 3.11 der freie Parameter  $\Theta_0 = 0,06$  rad gewählt, so entspricht der berechnete mittlere Streuwinkel dem mittleren Streuwinkel, welcher in klarem Ozeanwasser (Tongue of the Ocean) gemessen wurde (McLean and Voss, 1991).

Messungen von K. Voss und anderen zeigen, daß die psf im Bereich von 4 - 100 mrad in einem Diagramm doppel-logarithmisch aufgetragen nahezu linear verläuft (Voss, 1991). Dieses Verhalten läßt sich durch den Ansatz

$$\text{psf}(\Theta, R) = B(R) \Theta^{-m(R)} m^{-2} \quad (3.14),$$

beschreiben, wobei B eine Konstante und m(R) die Steigung der Geraden sind. Der Faktor m<sup>-2</sup> steht als Einheit pro Quadratmeter. Durch Messungen im Pazifischen Ozean und in der Sargasso-See ermittelte K. Voss empirisch einen funktionalen Zusammenhang zwischen der Steigung m und der optischen Weglänge  $\tau=R/c^{-1}$  (Voss, 1990).

$$m(\tau) = K 10^{-\beta \tau} \quad (3.15)$$

mit K=2,07 und  $\beta=0,655$ . Gleichung 3.15 erfüllt die Randbedingung, daß für große Entfernungen das Lichtfeld diffus wird. Die psf ist in diesen Entfernungen unabhängig vom Winkel  $\Theta$ ; die Steigung m wird Null.

**psf im Ursprung.** Die bei (x=0, y=0) entstehende Singularität muß getrennt behandelt werden. Der Kontrast zwischen psf(0,0,R) und psf(x≠0,y≠0,R) ist entscheidend für die Bildqualität. Ein plausibler Ansatz für den Wert im Ursprung ist die Zerlegung der psf in zwei Komponenten. psf<sub>scatt</sub> repräsentiert die gestreuten Photonen und psf<sub>unscatt</sub> die nicht-gestreuten Photonen.

$$\text{psf} = \text{psf}_{\text{scatt}} + \text{psf}_{\text{unscatt}} \quad (3.16)$$

Gleichung 3.16 beinhaltet, daß die psf im Ursprung nicht stetig ist. psf<sub>unscatt</sub> bildet im Ortsraum naturgemäß eine  $\delta$ -Funktion und kann damit im Fourier-Raum als ein konstanter Offset der mtf angesehen werden. Die mtf konvergiert für hohe Frequenzen gegen ihr Minimum.

$$\lim_{\Psi \rightarrow \infty} \text{mtf}(\Psi) = e^{-c R} \quad (3.17)$$

Es folgt

$$R^2 \text{psf}_{\text{unscatt}} = \sum_{\Psi} (e^{-c R}) \quad (3.18)$$

mit  $\Sigma_\Psi$  als Hankeltransformation über die Radialfrequenz  $\Psi$ . Reale Bilder besitzen eine endliche Auflösung  $\Delta\varepsilon = \Delta x/R$  und damit eine obere Grenzfrequenz, gegeben durch das Abtasttheorem (Gleichung 3.19).

$$\Psi_{\max} = \frac{1}{2\Delta\varepsilon} = \frac{R}{2\Delta x} \quad (3.19)$$

Gleichung 3.18 muß daher umgewandelt werden in die Hankeltransformation einer *circ*-Funktion.

$$R^2 \text{psf}_{\text{unscatt}} = \sum_{\Psi} \left( e^{-cR} \text{circ}(\Psi) \right) \quad (3.20)$$

mit

$$\text{circ}(\Psi) = \begin{cases} 1, & \Psi \leq \Psi_{\max} \\ 0, & \Psi > \Psi_{\max} \end{cases}$$

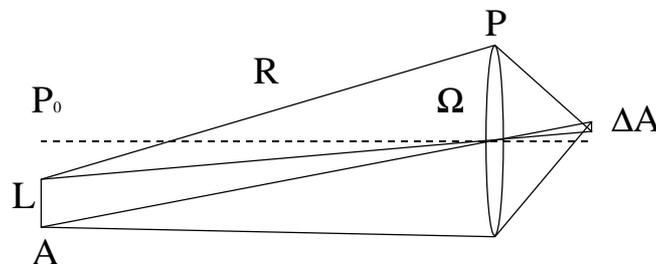
Gleichung 3.20 löst in Näherung (da die Bessel-Funktion 0. Ordnung schnell gegen Null konvergiert)

$$R^2 \text{psf}_{\text{unscatt}} \approx 2\pi e^{-cR} \int_0^{\Psi_{\max}} \Psi d\Psi = \pi e^{-cR} \Psi_{\max}^2 = \frac{R^2 \pi e^{-cR}}{4(\Delta x)^2} \quad (3.21).$$

Aus physikalischen Überlegungen heraus ergibt sich für den ungestreuten Teil  $\text{bsf}_{\text{unscatt}}$  der *beam spread function* auf einem Schirm mit begrenzter Auflösung der Ausdruck

$$\text{bsf}_{\text{unscatt}} = \frac{e^{-cR}}{\Delta A} = \frac{e^{-cR}}{(\Delta x)^2} \quad (3.22)$$

mit  $\Delta A$  als Fläche eines Pixels. Gleichung 3.22 ist durch die Monte Carlo-Simulationen der  $\text{bsf}$  bestätigt (siehe Kapitel 6.2).



**Abbildung 3.4.** Abbildung auf ein Pixel in der Bildebene

Bei einer realen Abbildung wird entsprechend Abbildung 3.4 eine Fläche  $A$  in der Entfernung  $R$  auf ein Pixel  $\Delta A$  projiziert. Der ungestörte Strahlungsfluß  $P$  durch  $\Delta A$  ist bestimmt durch die Radianz  $L$  der Fläche  $A$  und den Raumwinkel  $\Omega$ , der durch die Optik in der Entfernung  $R$  aufgespannt wird, sowie durch die Attenuation im Medium.

$$P = P_0 e^{-cR} = L A \Omega e^{-cR} \quad (3.23)$$

Es gilt daher für die ungestörte Bestrahlungsstärke auf  $\Delta A$

$$E = \frac{P}{\Delta A} \quad (3.24)$$

und somit für die Komponente  $\text{psf}_{\text{unscatt}}$

$$\text{psf}_{\text{unscatt}} = \frac{E}{P_0} = \frac{e^{-cR}}{\Delta A} \quad (3.25).$$

Gleichungen 3.21, 3.22 und 3.25 sind bis auf einen Faktor  $\pi/4$  identisch. Die Gleichungen implizieren, daß das Verhältnis von nicht-gestreuter zu gestreuter Strahlung im Ursprung von der Auflösung im Bild abhängt. Je geringer die Auflösung ist, umso kleiner wird das Verhältnis. Die  $\text{psf}$  wird flacher; das Bild wird stärker verwaschen. Dieses Phänomen entsteht durch die Diskretisierung der Übertragungsfunktionen und ist nur bei Objekten relevant, deren ungestörte und unendlich fein aufgelöste Abbildung sehr viel kleiner als die Auflösung des Bildes ist. Es beruht darauf, daß die  $\text{psf}$  ebenso wie die  $\text{bsf}$  für Punktlichtquellen definiert und im Ursprung daher aufgrund der Normierung in ihrer kontinuierlichen Form unendlich ist.<sup>1</sup> Anschaulich bedeutet dies, daß alle Objekte, die kleiner als die Auflösung sind, bei gleicher Strahlstärke unabhängig von ihrer Größe das gleiche Bild erzeugen.

Bei der Modellierung von Bildern aus größeren Entfernungen wird der ungestreute Anteil  $\text{psf}_{\text{unscatt}}$  häufig nicht berücksichtigt. Der gestreute Anteil  $\text{psf}_{\text{scatt}}$  im Ursprung kann angenähert werden z. B. durch eine exponentielle Approximation, so daß eine stetige Funktion entsteht (Gleichung 3.26).

$$\text{psf}_{\text{scatt}}(0,0,R) = \frac{\text{psf}(\Delta x,0,R)^2}{\text{psf}(2\Delta x,0,R)} \quad (3.26)$$

---

<sup>1</sup> Das Integral über  $\text{psf}_{\text{unscatt}}$  ist endlich und berechenbar. Die  $\text{psf}$  spiegelt damit das physikalische Modell der Punktlichtquelle wieder, die eine endliche Strahlstärke und eine unendlich hohe Energiedichte besitzt.

**psf in nicht-homogenen Wasserschichten.** Labormessungen von B. Frew und K. Voss an einer Wassersäule, die nicht homogen, sondern geschichtet ist, ergaben, daß die *point spread function* stark von der Position der streuenden Schicht abhängt (Frew and Voss, 1997). Die psf, die einen Punkt am stärksten verschmiert, ergibt sich für den Fall, daß sich die streuende Schicht direkt vor dem Detektor befindet. W. Wells erläutert diesen Effekt durch eine Analogie (Wells, 1973). Ein bedrucktes Papier ist durch ein weißes Papier hindurch lesbar, wenn es direkt auf ihm liegt. Wird das weiße Papier direkt vor die Augen gehalten, so ist die Schrift auf dem zweiten Blatt nicht mehr lesbar. Die Einfachstreu-Albedo in der stark streuenden Schicht lag bei den Experimenten von B. Frew und K. Voss oberhalb von 0,9 bei einem Attenuationskoeffizienten zwischen  $0,6 \text{ m}^{-1}$  und  $6 \text{ m}^{-1}$ . In der schwach streuenden Schicht lag der Attenuationskoeffizient unterhalb von  $0,2 \text{ m}^{-1}$ . Bei der Simulation und Auswertung der Unterwasserbilder wird im weiteren von einer homogenen Wassersäule ausgegangen, motiviert dadurch, daß Gradienten in der von B. Frew und K. Voss simulierten Größe über die Reichweite des Lidars von wenigen Metern als Ausnahme betrachtet werden können.

**Abschätzung der Volumenstreuungsfunktion.** Die Integraltransformationen von W. Wells erlauben es, die *point spread function* zu bestimmen, wenn der Attenuationskoeffizient  $c$  und die Volumenstreuungsfunktion  $\beta$  bekannt sind. In der Praxis ist die Volumenstreuungsfunktion  $\beta$  gerade im Bereich kleiner Winkel ein schwer zugänglicher Parameter. Der Attenuationskoeffizient  $c$  kann vergleichsweise einfach *in situ* multispektral gemessen werden. Über geeignete Algorithmen lassen sich aus dem Attenuationsspektrum des Wasserkörpers  $c(\lambda)$  der Absorptionskoeffizient von Gelbstoff  $a_{ys}(\lambda)$ , der Attenuationskoeffizient von transparentem Material  $c_{tp}(\lambda)$  und der Attenuationskoeffizient von Phytoplankton  $c_{pp}(\lambda)$  bestimmen (Barth et al., 1997). Bei transparentem Material ist die Absorption vernachlässigbar. Bei Algen in der Größenordnung unterhalb von  $40 \mu\text{m}$  dominiert ebenfalls die Streuung (Barth, 1999). Es folgt in erster Näherung

$$c(\lambda) = a_w(\lambda) + b_w(\lambda) + a_{ys}(\lambda) + b_p(\lambda) \quad (3.27).$$

mit  $b_p$  als Streukoeffizient von Partikeln (Phytoplankton und transparentes Material). Der Absorptionskoeffizient  $a_w$  und der Streukoeffizient  $b_w$  von reinem Wasser sind in der Literatur dargestellt (Smith and Baker, 1981). Der Absorptionskoeffizient von reinem Wasser ist bei  $530 \text{ nm}$  etwa  $0,05 \text{ m}^{-1}$ , der Streukoeffizient etwa  $0,002 \text{ m}^{-1}$ . Der Absorptionskoeffizient von

Gelbstoff kann nach Gleichung 3.28 berechnet werden (Bricaud et al., 1981), der Streukoeffizient für Partikel nach Gleichung 3.29.

$$a_{ys}(\lambda) = \gamma e^{-0,014(\lambda-357\text{nm})} \quad (3.28)$$

$$b_p(\lambda) \approx c_p(\lambda) = \delta \left( \frac{\lambda}{1\text{nm}} \right)^{3-c_j} \quad (3.29)$$

Die Größe  $c_j$  ist der Junge-Koeffizient der Teilchengrößenverteilung. Er wird häufig mit 3,5 angenommen. Durch einen *least squares fit* der Gleichung 3.27 an ein gemessenes Attenuationsspektrum mit den freien Parametern  $\gamma$  und  $\delta$  können der spektrale Absorptionskoeffizient  $a(\lambda)$  und der spektrale Streukoeffizient  $b(\lambda)$  berechnet werden. In Verbindung mit einer mittleren Phasenfunktion  $p(\Theta)$  kann die Volumenstreuungsfunktion  $\beta(\lambda, \Theta)$  in Näherung als Funktion des spektralen Attenuationskoeffizienten angegeben werden.

**Zeitliche Verzögerung.** Neben der räumlichen Verschmierung eines Lichtstrahls bzw. der Abbildung einer Punktlichtquelle, beschrieben durch die bsf und psf, erzeugt Vielfachstreuung auch eine zeitliche Verschmierung eines Pulses. Gestreute Photonen erreichen aufgrund des längeren Weges nach den ungestreuten Photonen den Detektor.

J. Tessoroff berechnete die zeitliche Verschmierung eines gerichteten  $\delta$ -Pulses entlang der Ausbreitungsrichtung mit Hilfe eines WKB<sup>1</sup>-Ansatzes (Tessoroff, 1992). Die zeitliche Verzögerung  $\Delta t$  ist über die Lichtgeschwindigkeit  $c_w$  mit der örtlichen Verschmierung  $\Delta s$  verknüpft.

$$\Delta s = c_{\text{wasser}} \Delta t \quad (3.30)$$

$\Delta s$  ist definiert als die mittlere Verzögerung nach dem ersten Auftreffen von Photonen in der Entfernung  $x$ .

$$\Delta s(x) = \langle s \rangle - x \quad (3.31)$$

---

<sup>1</sup> Wenzel, Kramer, Brillouin

Nach J. Tessendorf gilt

$$\Delta s(x) = \frac{x \sum_{i=1}^4 \alpha_i F_i^{-3/2}}{4 \sum_{i=1}^4 \alpha_i F_i^{-1/2}} \quad (3.32)$$

mit

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= e^{bx} \\ \alpha_2 &= -1 \\ \alpha_3 &= -1 \\ \alpha_4 &= e^{-bx} \end{aligned}$$

und

$$\begin{aligned} F_1 &= \frac{a x}{2} + \frac{(1 - e^{-2bx})}{2 \langle \Theta^2 \rangle b x} (2\pi)^2 \\ F_2 &= \frac{c x}{2} + \frac{(1 - e^{-bx})}{\langle \Theta^2 \rangle b x} (2\pi)^2 \\ F_3 &= \frac{c x}{2} + \frac{(1 - e^{-2bx})}{2 \langle \Theta^2 \rangle b x} (2\pi)^2 \\ F_4 &= \frac{c x}{2} + \frac{b x}{2} + \frac{(1 - e^{-bx})}{2 \langle \Theta^2 \rangle b x} (2\pi)^2 \end{aligned}$$

$\langle \Theta^2 \rangle$  bezeichnet den mittleren quadratischen Streuwinkel.

L. B. Stotts verwandte die Näherung für kleine Winkel, um die zeitliche Verzögerung eines Lichtpulses als Funktion der Entfernung anzugeben (Stotts, 1978). Wie bei J. Tessendorf wird nicht die Pulsform vorhergesagt, sondern die Verzögerung wird durch einen einzigen Parameter, die mittlere Verzögerung  $\Delta t$ , wiedergegeben.

$$\Delta t = \frac{R}{c} \left( \frac{8/27}{bR \sqrt{\langle \Theta^2 \rangle}} \left( \left( 1 + \frac{9}{4} bR \sqrt{\langle \Theta^2 \rangle} \right)^{3/2} - 1 \right) - 1 \right) \quad (3.33)$$

Monte Carlo-Simulationen ergaben für Entfernungen unterhalb von 10 Attenuationslängen eine Pulsform, die durch einen steilen Anstieg und einen nahezu exponentiellen Abfall charakterisiert ist (McLean et al., 1987).

Im allgemeinen ist es nicht möglich, einen Ausdruck für die zeitliche Verschmierung über eine gewisse Entfernung in einem Medium anzugeben, da die Geometrie, im wesentlichen das Gesichtsfeld des Empfängers, eine große Rolle spielt.

**Verlust an Polarisation.** Die Übertragung durch die Wassersäule beeinflusst nicht nur die räumliche und zeitliche Ausdehnung eines Pulses, sondern unter Umständen auch seinen Polarisationszustand. G. D. Gilbert et al. untersuchten bereits 1966 die Polarisation eines linear-polarisierten gepulsten blaugrünen Lasers bei Transmission durch eine streuende Wassersäule (Gilbert et al., 1966). Unter  $0^\circ$  blieb der Laserpuls bei Messungen über 18 Attenuationslängen vollständig linear polarisiert, obwohl nahezu kein ungestreutes Photon den Detektor erreichte. Qualitative Messungen zeigen, daß der Grad der Depolarisation mit Anzahl der Streueignisse bei größeren Streuwinkeln abnimmt. Generell sind die Polarisations-eigenschaften des gestreuten Lichtes stark abhängig von der Art der Streuteilchen (Töneböen, 2000).

**Verlust an Kohärenz.** Neben der Polarisation ist die zeitliche Kohärenz eine weitere Eigenschaft von Laserlicht. N. Swanson untersuchte den Verlust an Kohärenz von Laserlicht bei der Transmission durch simuliertes Küstenwasser im Labor (Swanson, 1992). Für eine feste Wegstrecke sinkt die Kohärenzlänge mit steigendem Attenuationskoeffizient bis auf einen konstanten Wert. Sie konvergiert nicht gegen Null. Dies ist auf die Tatsache zurückzuführen, daß ein Puls noch nach einigen Attenuationslängen Wegstrecke aufgrund der stark vorwärtsgerichteten Volumenstreuung kompakt und nahezu monochromatisch bleibt.

### 3.2 Optische Eigenschaften relevanter Schadstoffe

Schadstoffe sind als relevant zu bezeichnen, wenn sie prinzipiell in größeren Mengen in die Nord- oder Ostsee gelangen können. Im Zusammenhang mit dem Unterwasserlidar sind dabei schwimmende Substanzen ohne Bedeutung, da sie einfacher aus der Luft oder von Schiffen aufgespürt werden können. Eine Liste der in deutschen Häfen umgeschlagenen Schadstoffe, die in Meerwasser absinken und sich kaum vermischen, wurde 1992 von der Versuchsanstalt für Wasserbau und Schiffbau, Berlin, in der Studie *Bekämpfung sinkender und/oder gesunkener Chemikalien* zusammengestellt (VWS Versuchsanstalt für Wasserbau und Schiffbau, 1992).

Die Detektierbarkeit eines Sinkers auf dem Meeresboden wird durch seine optischen Eigenschaften bestimmt. Der reale Brechungsindex definiert den Reflexionsgrad an der Grenzfläche Wasser-Sinker. Aus dem Absorptionskoeffizienten  $a$  der Laserwellenlänge kann in

Verbindung mit der Schichtdicke  $d$  des Sinkers die Transmission  $T$  bzw. die Absorption  $(1-T)$  berechnet werden.

$$(1-T) = 1 - e^{-a(355\text{nm})d} \quad (3.34)$$

Die Quantenausbeute  $q(\lambda, \lambda_L)$  in der Einheit  $\text{nm}^{-1}$  ist definiert als Anzahl  $N_e$  der emittierten Photonen der Wellenlänge  $\lambda$  normiert auf das infinitesimale Intervall  $d\lambda$  zur Anzahl der bei der Anregungswellenlänge  $\lambda_L$  absorbierten Photonen  $N_a$ .

$$q(\lambda, \lambda_L) = \frac{\left(\frac{N_e}{d\lambda}\right)}{N_a} = \frac{N_e}{N_a d\lambda} \quad (3.35)$$

Daraus ergibt sich das Emissionsspektrum  $I_{355\text{nm}}(\lambda)$  in  $\text{W nm}^{-1}$  bei Anregung mit einer Laserleistung  $P_L$ .

$$I_{355\text{nm}}(\lambda) = P_L q(\lambda, 355\text{nm}) \quad (3.36)$$

Physikalische Prozesse, die zur Emission von Photonen führen, sind die elastische Streuung, die Raman-Streuung und die Fluoreszenz. Da das Lidar im Nanosekundenbereich zeitaufgelöst mißt, müssen Fluoreszenzabklingzeiten berücksichtigt werden. Der normierte zeitliche Verlauf der Fluoreszenzemission wird durch Gleichung 3.37 beschrieben.

$$F(t) = e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (3.37)$$

Die Abklingkonstante  $\tau$  entspricht dabei der mittleren Fluoreszenzlebensdauer.

Zahlreiche Laboruntersuchungen ergaben, daß das Emissionsspektrum von gleichen Substanzen unterschiedlicher Herkunft sehr verschieden sein kann. Dies wird auf Unreinheiten in der Probe zurückgeführt und gilt vor allem auch für die auf See in großen Mengen transportierten Chemikalien. In der Arbeitsgruppe Meeresphysik (früher Laserfernerkundung) der Universität Oldenburg wurde in diesem Zusammenhang ein Datenkatalog der Emissionsspektren von mehr als 80 Stoffen zusammengestellt (siehe Anhang).

### 3.3 Optische Eigenschaften des Meeresbodens

Die für den Strahlungstransport entscheidenden optischen Eigenschaften des Meeresbodens sind seine Reflektivität  $R$  und seine Fluoreszenz. Beide Größen variieren mit der Art des

Sedimentes und einer eventuellen Bedeckung durch mikrobiologische Organismen wie Diatomeen und Cyanobakterien. Die Reflektivität des Meeresbodens beeinflusst in flachen Gewässern Satellitendaten entscheidend. Daher finden sich in der Literatur häufig Messungen der Reflektivität (Viollier et al., 1985) (Zbinden, 1984 und 1985), während Untersuchungen zur Fluoreszenz selten sind.

Die Reflektivität von Meeresböden gegen Wasser liegt im sichtbaren Spektralbereich zwischen 0 und 0,4. Für schwarzem Schlamm liegt er nahe bei Null, für hellen Sand bei 0,4. Die Richtung des Reflexes kann als Lambert-verteilt betrachtet werden (Ackleson, 1997). Messungen der Reflektivität des Meeresbodens bei 355 nm in der Literatur sind nicht bekannt. W. E. McBride et al. führten Messungen an drei verschiedenen Sedimenten durch - orange-brauner Ton, grauer Sand und brauner Sand (McBride et al., 1997). Die Reflektivität  $R_{\text{boden}}(450 \text{ nm})$  liegt für den Ton bei  $\sim 0,05$ , für grauen Sand bei  $\sim 0,12$  und für braunen Sand bei  $\sim 0,10$ . E. M. Louchard et al. haben an Sedimenten bei den Bahamas Reflektivitäten von 0,2 bis zu 0,7 im Bereich 400 - 700 nm gemessen (Louchard et al., 1998). Sie haben des weiteren Fluoreszenzmessungen durchgeführt, wobei *skeletal carbonate sand* eine gelb-grüne Fluoreszenz aufwies, während dasselbe Sediment bedeckt mit einem mikrobiologischen Film rot fluoreszierte. Reiner Quarzsand zeigte keine Fluoreszenz. H. Wang et. al. führten Fluoreszenzmessungen am trockenengefallenen Wattboden in der Deutschen Bucht durch (Wang et al., 1995). Die Fluoreszenz ist durch die Bedeckung mit organischem Material (Gelbstoff) und Algen bestimmt.

### 3.4 Optische Eigenschaften von Objekten

Das Spektrum der Gegenstände, die bei der Inspektion des Meeresbodens von Bedeutung sein können, ist vielfältig und verläuft von großen künstlichen Objekten wie Wracks und Pipelines über kleinere wie Container und Munitionsbehälter bis zu natürlichen wie Pflanzen und Korallen. In der Theorie wird ein Objekt häufig repräsentiert durch eine Reflektivitätsverteilung  $R(x,y)$  in der Ebene. Es gilt stets  $R(x,y) \leq 1$ . Typische Werte der Reflektivität für Objekte, die in hydrographischen Anwendungen von Interesse sind, liegen zwischen 0,02 und 0,1 (Jaffe and Dunn, 1988). Allgemein wird das von Objekten gestreute Licht als Lambert-verteilt betrachtet. Zusätzlich kann es zu gerichteten intensiven Reflexionen, z. B. durch blanke Metallflächen, kommen.

Abhängig vom Material, von der Rauigkeit der Oberfläche und vom Einfallswinkel besitzen Objekte unterschiedlich starke Depolarisationseigenschaften (Cariou et al., 1990). B. A. Swartz und J. D. Cummings untersuchten diesbezüglich eine Reihe verschiedener Materialien (blanke und gestrichene Metalle, mehrere Kunststoffe, Holz) (Swartz and Cummings, 1991). Verglichen

mit der Wellenlänge des Lichtes ist die Rauigkeit der meisten Sedimente sehr hoch, so daß das gestreute Licht nahezu vollständig depolarisiert ist (Le Jeune et al., 1990).

Das Unterwasserlidar bietet prinzipiell die Möglichkeit, Fluoreszenzaufnahmen durchzuführen. Die Fluoreszenzeigenschaften von Objekten nicht-natürlichen Ursprungs variieren von stark fluoreszierenden Warnschildern auf Fässern und Containern bis zu nicht-fluoreszierenden Metallflächen. Die in Pflanzen und Korallen enthaltenen Pigmente fluoreszieren bei entsprechender Anregung in verschiedenen Spektralbereichen (Mazel, 1996) (Harsdorf und Smidt, 1994).

## 4 Theorie des Fluoreszenzlidars

### 4.1 Lidargleichungen

**Einfachstreu-Lidargleichung.** Lidarsignale werden gewöhnlich mit Hilfe von Gleichungen ausgewertet, in welche die Näherungen einfließen, daß die einzelnen Photonen nur einmal in Wechselwirkung mit dem Medium treten und ein als ideal zu betrachtender Meßprozeß vorliegt. Zeitliche Verzögerungen und Abklingzeiten bei der Anregung von Photonenemission werden ebenfalls vernachlässigt.

Ein Lidar empfängt bei einer Messung die Energie  $E$ , beschrieben durch

$$E = \int dE = \int E(\lambda, R) dR d\lambda$$

mit  $E(\lambda, R) = \frac{dE}{d\lambda dR}$ , beziehungsweise

$$E = \sum \Delta E = \sum E(\lambda, R) \Delta\lambda \Delta R$$

mit  $E(\lambda, R) = \frac{\Delta E}{\Delta\lambda \Delta R}$ .

Für ein gepulstes, monostatisches Lidar ist die Energie  $\Delta E$ , die von dem Detektor in dem Wellenlängenintervall  $(\lambda, \lambda + \Delta\lambda)$  aus dem Tiefenintervall  $(R, R + \Delta R)$  empfangen wird, in seiner allgemeinen Form gegeben durch

$$\Delta E = E(\lambda, R) \Delta R \Delta\lambda = \eta(\lambda) \frac{A_r}{R^2} g(R) T(\lambda, R) W(\lambda, R) \Delta R \Delta\lambda \quad (4.1).$$

$\eta(\lambda)$  ist die spektrale Transmission des Detektors,  $T(\lambda, R)$  die Transmission im Medium über die Tiefe  $R$  bei der Wellenlänge  $\lambda$ . Die Transmission besitzt keine physikalische Einheit.  $A_r$  ist die effektive Apertur der Detektionsoptik. Der Quotient von  $A_r$  und  $R^2$  beschreibt den Raumwinkel, welcher aus der Entfernung  $R$  durch den Lidardetektor aufgespannt wird. Seine Einheit ist sr. Die Größe  $W(\lambda, R)$  beschreibt die in der Tiefe  $R$  erzeugte Strahlung in der Einheit  $J sr^{-1} m^{-1} nm^{-1}$ . Das Produkt  $W(\lambda, R) \Delta R \Delta\lambda$  ist demnach die im Tiefenintervall  $(R, R + \Delta R)$  und im Wellenlängenintervall  $(\lambda, \lambda + \Delta\lambda)$  angeregte Strahlung in  $J sr^{-1}$  (Measures, 1977).

Die dimensionslose Geometriefunktion  $g(R)$  beschreibt die Wahrscheinlichkeit der Detektion eines Photons, welches aus der Entfernung  $R$  auf den Empfänger trifft. Es gilt ferner die fundamentale Lidar-Beziehung

$$R = \frac{c_w t}{2} \quad (4.2), \text{ beziehungsweise}$$

$$\Delta R = \frac{c_w \Delta t}{2}$$

$\Delta t$  ist im allgemeinen die zeitliche Auflösung des Lidar. Aus Gleichung 4.1 folgt direkt

$$E_\lambda(R) \equiv E(\lambda, R) \Delta R = \eta(\lambda) s(R) T(\lambda, R) W(\lambda, R) \Delta R$$

$$E_\lambda(R) = \eta(\lambda) s(R) T(\lambda, R) W(\lambda, R) \frac{c_w \Delta t}{2} \quad (4.3)$$

mit  $s(R)$  als Empfindlichkeitsfunktion des Lidar, definiert durch

$$s(R) := g(R) \frac{A_r}{R^2}$$

$s(R)$  hat die Einheit  $\text{sr}$ ,  $E_\lambda(R)$  die Einheit  $\text{J nm}^{-1}$ . Die Transmission  $T(\lambda, R)$  über die Entfernung  $R$  ist gegeben durch den Attenuationskoeffizienten  $c(\lambda, r)$ .

$$T(\lambda, R) = e^{-\int_0^R c(\lambda, r) dr}$$

$W(\lambda, R)$  ist für den Fall der elastischen Streuung in der Näherung  $R^2 \gg A_r$  bestimmt durch

$$W(\lambda, R) = E_L e^{-\int_0^R c_L(\lambda_L, r) dr} \beta_\lambda(\pi, \lambda, R)$$

mit

$$\beta_\lambda = \frac{d\beta}{d\lambda} \quad \text{in der Einheit } \text{m}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ nm}^{-1}.$$

$E_L$  ist die Laserpulsenergie. Es folgt die Einfachstreu-Lidargleichung in der Form, welche die empfangene Energie pro Wellenlänge im Zeitintervall  $(t, t+\Delta t)$  beschreibt.

$$E_\lambda \left( t = \frac{2R}{c_w} \right) = \eta(\lambda) s(R) E_L \beta(\pi, \lambda, R) \frac{c_w \Delta t}{2} e^{-2 \int_0^R c(\lambda_L, r) dr} \quad (4.4)$$

Gleichung 4.4 impliziert, daß die Pulsdauer  $\tau_L$  des Lasers sehr viel kleiner ist als  $\Delta t$ . Zeitliche Dilatationen wie die Impulsantwort des Detektors bleiben unberücksichtigt. Wird die mittlere Pulsleistung  $P_L = (E_L/\tau_L)$  des Lasers berücksichtigt, so kann die Einfachstreu-Lidargleichung in der Form, die den zum Zeitpunkt  $t = 2 R c_w^{-1}$  vom Lidar detektierten Strahlungsflusses pro Wellenlänge  $P_\delta(\lambda, t) = (E_\lambda(t)/\Delta t)$  in  $\text{W nm}^{-1}$  wiedergibt, geschrieben werden als

$$P_\delta(\lambda_L, t) = \eta(\lambda_L) s(R) P_L \beta(\pi, \lambda_L, R) \frac{c_w \tau_L}{2} e^{-2 \int_0^R c(\lambda_L, r) dr} \quad (4.5).$$

Sind Laserpulsemission  $P_L(t)$  und Impulsantwortfunktion  $R_r(t)$  des Detektors nicht vernachlässigbar kurz gegenüber der zeitlichen Auflösung  $\Delta t$  des Lidars, so führt dies zu einer zeitlichen Verschmierung des Signals. Anschaulich bedeutet dies, daß Photonen, welche in der selben Tiefe  $R$  entstehen, nicht mehr unbedingt zur selben Zeit  $t$  auf den Detektor treffen. Gleichung 4.2 ist nicht mehr uneingeschränkt gültig. Mathematisch wird dieser Einfluß beschrieben durch die Faltung  $\otimes$ . Für das gemessene Lidarsignal  $P(t)$  gilt daher

$$P(t) = P'_L(t) \otimes R'_r(t) \otimes P_\delta(t) \quad (4.6)$$

mit  $P'_L(t)$  und  $R'_r(t)$  als dimensionslosen Symbolen für die auf die Fläche Eins normierten Funktionen  $P_L(t)$  und  $R_r(t)$ . Wird die Faltung von  $P'_L(t)$  und  $R'_r(t)$  zusammengefaßt zu einer Systemfunktion  $S(t)$  des Lidars, so vereinfacht sich Gleichung 4.6 zu

$$P(t) = S(t) \otimes P_\delta(t) \quad (4.7).$$

**Fluoreszenz-Lidargleichung.** Im Falle einer fluoreszierenden Substanz im Medium kann  $W(\lambda, R)$  unter der Näherung, daß die Fluoreszenzlebensdauer  $\tau_f$  sehr viel kleiner als die zeitliche Auflösung  $\Delta t$  des Empfängers ist, berechnet werden durch

$$W(\lambda, R) = E_L e^{-\int_0^R c(\lambda_L, r) dr} \frac{q(\lambda, \lambda_L) a(\lambda_L, R)}{4\pi sr} \quad (4.8).$$

$a(\lambda, R)$  ist der spektrale Absorptionskoeffizient in der Einheit  $m^{-1}$ . Die Quantenausbeute  $q(\lambda, \lambda_L)$  in der Einheit  $nm^{-1}$  ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit für die Emission eines Fluoreszenzphotons der Wellenlänge  $\lambda$  pro absorbiertem Photon der Wellenlänge  $\lambda_L$ . Aus Gl. 4.8 und Gl. 4.3 folgt die Fluoreszenzlidargleichung

$$E_\lambda(t = \frac{2R}{c_w}) = \eta(\lambda) s(R) E_L \frac{q(\lambda, \lambda_L) a(\lambda_L, R) c_w \Delta t}{4\pi sr} e^{-\int_0^R (c(\lambda_L, r) + c(\lambda, r)) dr} \quad (4.9).$$

Analog zur Einfachstreu-Lidargleichung läßt sich die Fluoreszenz-Lidargleichung in eine Form, die den zum Zeitpunkt  $t = 2R c_w^{-1}$  vom Lidar detektierten Strahlungsflusses pro Wellenlänge  $P_\delta(\lambda, t) = (E_\lambda(t)/\Delta t)$  in  $W nm^{-1}$  enthält, umschreiben.

$$P_\delta(\lambda, t) = \eta(\lambda) s(R) P_L \frac{q(\lambda, \lambda_L) a(\lambda_L, R) c_w \tau_L}{4\pi sr} e^{-\int_0^R (c(\lambda_L, r) + c(\lambda, r)) dr} \quad (4.10)$$

Die zeitliche Verzögerung durch Fluoreszenzabklingzeiten kann wiederum durch ein Faltungsintegral beschrieben werden.

$$P(t) = F'(t) \otimes P_\delta(t) \quad (4.11)$$

$F'(t)$  ist der dimensionslose auf die Fläche Eins normierte zeitliche Verlauf der Fluoreszenz.

$$F'(t) = N e^{-\frac{t}{\tau_f}} \quad (4.12)$$

$N$  ist die Normierungskonstante,  $\tau_f$  die mittlere Fluoreszenzlebensdauer. Gleichung 4.11 gilt allerdings nur mit der Einschränkung, daß  $\tau_f$  über die gesamte Wassersäule konstant ist, wobei die Konzentration der fluoreszierenden Substanz variieren darf. Dies ist z. B. der Fall für die Messung eines Gelbstoffprofils. Liegen bezüglich der Fluoreszenz Stoffgemische mit unterschiedlichen Lebensdauern vor, so muß die Funktion  $F'(t)$  als gewichtete Überlagerung verschiedener Komponenten betrachtet werden.  $F'(t)$  variiert mit den relativen Konzentrationen der Stoffe zueinander.

**Vielfachstreu-Lidargleichung.** Vielfachstreuung kann zu Unsicherheiten in der Intensität sowie in der zeitlichen Form eines Lidarsignals führen, so daß bei einer Analyse mit Hilfe der Einfachstreu-Lidargleichung oder Fluoreszenz-Lidargleichung systematische Fehler auftreten können. Dieser Effekt hängt sowohl von den Streueigenschaften des Wassers, im einzelnen dem Attenuationskoeffizienten  $c$  und der Volumenstreuungsfunktion  $\beta$ , wie auch dem geometrischen Aufbau des Lidars ab.

H. Gordon löste die Strahlungstransportgleichung für ein luftgestütztes hydrographisches Rückstreulidar numerisch durch Monte Carlo-Simulationen im besonderen Hinblick auf den Einfluß von Vielfachstreuung (Gordon, 1982). Nach Korrektur der geometrischen Empfindlichkeit des Lidars fand er für einen homogenen Wasserkörper einen exponentiellen Abfall über ein Zeitintervall, welches Photonen für vier Attenuationslängen benötigen. Demnach kann der Einfluß von Vielfachstreuung auf das Lidarsignal durch die Einführung eines effektiven Attenuationskoeffizienten  $c_1(\lambda)$  berücksichtigt werden. Offensichtlich liegt  $c_1(\lambda)$  zwischen seinen beiden Extremwerten, dem Attenuationskoeffizienten  $c(\lambda)$  und dem diffusen Attenuationskoeffizienten  $K(\lambda)$ .

$$K(\lambda) \leq c_1(\lambda) \leq c(\lambda)$$

Der effektive Attenuationskoeffizient  $c_1(\lambda)$  ist nach H. Gordon charakterisiert durch das Produkt aus Attenuationskoeffizient  $c(\lambda)$  und dem Radius  $R_d$  des von dem Lidardetektor auf der Meeresoberfläche betrachteten Gebietes. Für  $c(\lambda) R_d \ll 1$  dominiert Einfachstreuung das Lidarsignal, für  $c(\lambda) R_d \rightarrow \infty$  gilt  $c_1(\lambda) \rightarrow K(\lambda)$ .

**Gleichung des Unterwasser-Fluoreszenzlidars.** Die Datenerfassung im Unterwasserlidar erfolgt digital, so daß die entsprechende Gleichung als Vektorgleichung formuliert werden kann.

Ein Datensatz besteht im allgemeinen aus  $n = 128$  Punkten. Systemfunktion, Fluoreszenzabklingzeiten und Vielfachstreuung können als Matrix-Operatoren, die auf das Signal eines idealen Lidar wirken, berücksichtigt werden.

$$P(\lambda, t_n) = (\mathbf{S F M}) P_\delta(\lambda, t_n) \quad (4.13)$$

bzw.

$$\begin{pmatrix} P_\lambda(t_1) \\ \vdots \\ P_\lambda(t_2) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_1 & \cdots & 0 \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ S_n & \cdots & S_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} F_{11} & \cdots & 0 \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ F_{n1} & \cdots & F_{nn} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_{11} & \cdots & 0 \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ M_{n1} & \cdots & M_{nn} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_{\delta,\lambda}(t_1) \\ \vdots \\ P_{\delta,\lambda}(t_n) \end{pmatrix}$$

mit S:  $n \times n$  Matrix der Systemantwort  
 F:  $n \times n$  Matrix der Fluoreszenzlebensdauer  
 M:  $n \times n$  Matrix der Vielfachstreuung

Es folgt aus Gleichung 4.13

$$P_\delta(\lambda, t_n) = (\mathbf{S F M})^{-1} P(\lambda, t_n) = \mathbf{M}^{-1} \mathbf{F}^{-1} \mathbf{S}^{-1} P(\lambda, t_n) \quad (4.14).$$

Die Inversion des idealen Lidarsignals  $P_\delta(\lambda, t_n)$  ist möglich (Klett, 1981). Nach Gleichung 4.14 ist damit die Inversion eines realen Lidarsignals  $P(\lambda, t_n)$  durchführbar, wenn die Matrizen S, F und M bekannt sind. Gleichung 4.14 beinhaltet noch kein Rauschen.

Sind Fluoreszenzlebensdauer und zeitliche Verzögerung aufgrund von Vielfachstreuung groß, müssen F und M zu einer Matrix zusammengefaßt werden. Monte Carlo-Simulationen zeigen jedoch, daß für das Unterwasserlidar in der Matrix M im wesentlichen nur die diagonalen Elemente besetzt sind (siehe Kapitel 6.2 und 6.3).

Physikalisch kann der Spaltenindex der Matrizen als Ort und der Zeilenindex als Zeit interpretiert werden. Die obere diagonale Hälfte ist bei allen Matrizen mit Nullen besetzt. Dies entsteht, da bei allen Matrizen eine Spalte als Impulsantwort auf einen  $\delta$ -Puls in der Entfernung, die durch den Spaltenindex repräsentiert wird, angesehen werden kann. Aufgrund der Lichtgeschwindigkeit und der Funktionsweise eines Lidar wächst die zeitliche Verzögerung entsprechend der Entfernung.

Die Matrix S ist eine Funktion des Lidar und unabhängig von dem Wasserkörper. Die Matrix F ist unabhängig vom Lidar und daher eine reine Funktion des Wasserkörpers. Die Matrix M ist

sowohl vom Wasserkörper wie auch vom Lidar abhängig. Gleichung 4.14 kann im allgemeinen nicht mehr als Faltungsintegral geschrieben werden, da die Impulsantwort bzgl. der Fluoreszenzlebensdauer und der Vielfachstreuung eine Funktion der Entfernung ist. Für ein ideales Lidar ist die Matrix  $S$  die Identität. Sind Fluoreszenzabklingzeiten und Vielfachstreuung zu vernachlässigen, so sind die Matrizen  $F$  und  $M$  ebenfalls die Identität. Das Lidarsignal läßt sich in dem Fall durch die Einfachstreu- oder Fluoreszenz-Lidargleichung beschreiben.

Die Systemfunktion des Lidars  $S(t)$  kann gemessen bzw. berechnet werden (siehe Kapitel 2.3 und Kapitel 6.3). Die Elemente in einer Zeile der Matrix  $S$  entsprechen der Funktion  $S(t-t_n)$ , wobei  $t_n$  der der Spalte entsprechende *offset* ist. Ist die fluoreszenzierende Substanz bekannt, so kann über Gleichung 4.12 die Matrix  $F$  bestimmt werden. Variiert die Fluoreszenzlebensdauer über die Wassersäule, so verändert sich die Funktion  $F'(t-t_n)$  entsprechend. Während die Matrizen  $S$  und  $F$  die Energie erhalten (die Summe einer Spalte ist aufgrund der Normierung von  $S(t)$  und  $F'(t)$  die Eins, wobei Randeffekte durch die begrenzte Speichertiefe des Lidars nicht berücksichtigt werden), ist dies bei der Matrix  $M$  nicht der Fall.  $M$  repräsentiert auf der einen Seite die zeitliche Verzögerung, die Photonen durch Vielfachstreuung erfahren können, da der Weg und damit die Laufzeit vom Ort der Entstehung bis zum Empfänger sich vergrößert. Auf der anderen Seite kann durch Vielfachstreuung die Energie im Signal ansteigen, da Photonen, die aufgrund eines Streuereignisses nicht mehr in der Lidargleichung erfaßt werden, durch weitere Streuvorgänge wieder auf den Detektor treffen können.

## 4.2 Entfaltung der Lidarsignale

Die Beziehung zwischen dem Ort  $R$  und der Zeit  $t$  in der Lidargleichung ist gegeben durch Gleichung 4.2. Die maximale Ortsauflösung  $\Delta R$  ist daher bestimmt durch die Zeitauflösung  $\Delta t$  des Detektors. Sind Laserpulsdauer und Impulsantwort des Detektors nicht vernachlässigbar kurz gegenüber  $\Delta t$ , so wächst  $\Delta R$  unabhängig von  $\Delta t$ ; die Ortsauflösung wird schlechter. Entsprechend Gleichung 4.7 läßt sich dies durch ein Faltungsintegral beschreiben.

$$P(t) = S(t) \otimes P_{\delta}(t) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} S(t-t') P_{\delta}(t') dt' \quad (4.15)$$

Um die Ortsauflösung zu erhöhen, muß  $P_{\delta}(t)$  durch geeignete Algorithmen aus dem Signal  $P(t)$  berechnet werden. Ausgehend von einer bekannten Systemfunktion  $S(t)$  führt die Entfaltung von  $P(t)$  mit  $S(t)$  zu einer Verbesserung der Ortsauflösung. (Gurdev et al., 1993) veröffentlichten

Techniken zur Entfaltung von Lidarsignalen, welche auf Fouriertransformation und auf der Lösung der Volterra-Integralgleichung basieren.

Der Faltungssatz lautet

$$\begin{aligned} P(t) &= S(t) \otimes P_{\delta}(t) \\ \Leftrightarrow FP(f) &= FS(f) FP_{\delta}(f) \end{aligned} \quad (4.16).$$

F bezeichnet die Fouriertransformierte,  $F^{-1}$  ihre Inverse. Dieses führt zu der Entfaltungsgleichung

$$P_{\delta}(t) = F^{-1} \left( \frac{FP(f)}{FS(f)} \right) \quad (4.17).$$

Lidardaten sind normalerweise digitalisiert, so daß Gleichung 4.15 in diskreter Form ausgedrückt werden kann.  $P(t_n)$  und  $P_{\delta}(t_n)$  sind verbunden durch die Faltungsmatrix S.

$$P(t_n) = S P_{\delta}(t_n) \quad (4.18)$$

mit

$$S = \begin{pmatrix} S(t_1) & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ S(t_2) & S(t_1) & 0 & 0 & \dots & 0 \\ \dots & S(t_2) & S(t_1) & 0 & \dots & 0 \\ S(t_m) & \dots & S(t_2) & S(t_1) & 0 & \vdots \\ 0 & S(t_m) & \dots & S(t_2) & S(t_1) & \ddots \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots \end{pmatrix}$$

(Je Park et al., 1997) berechneten die inverse Faltungsmatrix  $M^{-1}$ , um eine Entfaltung durch Matrixmultiplikation durchzuführen.

$$P_{\delta}(t_n) = S^{-1} P(t_n) \quad (4.19)$$

Reale Lidarsignale sind immer mit einem Rauschen  $N(t)$  überlagert.

$$P_m(t) = P(t) + N(t) = (S(t) \otimes P_{\delta}(t)) + N(t) \quad (4.20)$$

Dieser additive Term läßt eine direkte analytische Entfaltung nicht zu. In Fällen, in denen der zeitliche Verlauf der ungestörten Signale bekannt ist, z. B. bei der Messung von Fluoreszenzabklingzeiten, kann Gleichung 4.20 leicht numerisch gelöst werden. Lidarprofile sind dagegen stark abhängig von dem optischen Aufbau des Instruments sowie von der Zusammensetzung und räumlichen Verteilung von Substanzen und Partikeln im Medium Seewasser. Neben dem gemessenen Lidarsignal ist die Systemfunktion  $S(t)$  ebenfalls Fluktuationen unterworfen, welche eine analytische Entfaltung verhindern können (Dreischuh et al., 1995).  $S(t)$  wird bestimmt durch den zeitlichen Verlauf des Laserpulses sowie durch die Antwortfunktionen von Photomultiplier und Digitalisierer. Im allgemeinen besitzt die Faltung mit  $S(t)$  eine Tiefpaßcharakteristik. Eine Entfaltung mit Gleichung 4.17 oder 4.19 verringert daher das Signal-Rausch-Verhältnis im Bereich der hohen Frequenzen. Einfache Tiefpaßfilterung vor der Entfaltung kann folglich in einigen Fällen zu einer Verbesserung des Ergebnisses führen. Die *cut off* Frequenz kann aus dem Leistungsspektrum von  $S(t)$  ermittelt werden, und die Fensterlänge des Filters sollte der Länge der Impulsantwort entsprechen. Tiefpaßfilter beeinflussen allerdings ebenfalls immer das ungestörte Lidarsignal  $P(t)$ . Ein optimales Filter ist das Wiener-Filter  $\Gamma$  (Press et al., 1992), definiert durch

$$FP_w(f) = \frac{FP_m(f) \Gamma(f)}{FS(f)} \quad (4.21),$$

so daß 
$$\|P_w(t) - P_\delta(t)\|_2 = \min \quad (4.22).$$

Das Wiener-Filter kann konstruiert werden durch

$$\Gamma(f) = \frac{|FP(f)|^2}{|FP(f)|^2 + |FN(f)|^2} \quad (4.23).$$

Gleichung 4.23 setzt die Kenntnis oder zumindest eine Hypothese über die spektrale Leistungsdichte des Rauschens und des ungestörten Signals voraus. Es besteht keine Möglichkeit, diese direkt aus dem gemessenen Signal  $P_m(t)$  alleine zu bestimmen. (Press et al., 1992) schlagen vor, eine entsprechende Hypothese 'per Auge' aus der spektralen Leistungsdichte des gemessenen Signals  $|FP_m(f)|^2$  abzuleiten.

Die Kombination von Gleichung 4.18 und 4.20 führt zu

$$P_m(t_n) = P(t_n) + N(t_n) = S P_\delta(t_n) + N(t_n) \quad (4.24),$$

woraus wiederum  $S P_\delta(t_n) - P_m(t) = N(t_n)$  folgt.

Damit gilt

$$\begin{aligned} \|S P_\delta(t_n) - P_m(t_n)\|_2 &= \frac{1}{n_{\max}} \sum_n (S P_\delta(t_n) - P_m(t_n))^2 \\ &= \frac{1}{n_{\max}} \sum_n N(t_n)^2 = \|N(t_n)\|_2 \end{aligned} \quad (4.25).$$

Ohne nähere Informationen über  $P_\delta(t)$  und  $N(t)$  kann angenommen werden, daß das Rauschen minimal ist.  $P_\delta(t)$  ist das Signal, welches von einem idealen Lidar empfangen würde. Daher gilt  $P_\delta(t) \geq 0$  für jede Zeit  $t$ . Das Entfaltungproblem in Abhängigkeit von  $P_\delta(t)$  läßt sich so in Form von Gleichung 4.26 ausdrücken.

$$\|S P_\delta(t_n) - P_m(t_n)\|_2 = \min, \quad P_\delta(t_n) \geq 0 \quad \forall t_n \quad (4.26).$$

(Lawson and Hanson, 1974) veröffentlichten einen numerischen Algorithmus unter der Bezeichnung *non negative least squares fit* (nnls), um dieses Problem zu lösen (siehe Anhang).

Der Richardson-Lucy-Algorithmus ist ein iterativer Algorithmus, welcher zu Beginn der 70er Jahre zur Bildrekonstruktion unabhängig voneinander von W. H. Richardson and L. B. Lucy entwickelt wurde (Richardson, 1972) (Lucy, 1974). Er ist direkt aus dem Theorem von Bayes abgeleitet (siehe Anhang). Wird das Lidarsignal als Bild der Dimension  $1 \times n$  betrachtet, so kann dieser Algorithmus zur Entfaltung benutzt werden. Gleichung 4.27 zeigt seine adaptierte Form. Die  $i$ -te Iteration kann berechnet werden durch

$$P_\delta^{(i+1)}(t) = P_\delta^{(i)}(t) \left( S^T(t) \otimes \left( \frac{P(t)}{P^{(i)}(t)} \right) \right) \quad (4.27)$$

mit

$$P^{(i)}(t) = S(t) \otimes P_\delta^{(i)}(t)$$

Das gemessene Signal  $P_m(t)$  wird als Initialisierung  $P_\delta^{(1)}$  der Iteration benutzt. In Gleichung 4.27 kann leicht gesehen werden, daß die Energie erhalten bleibt. Die Anzahl der Iterationsschritte ist ein Parameter, von dem das Ergebnis der Entfaltung wesentlich abhängt.

Untersuchungen an simulierten Signalen von (Harsdorf and Reuter, 2000) ergaben, daß der nnls-Algorithmus zwar  $\delta$ -Pulse exakt rekonstruiert, jedoch im Bereich von länger ausgedehnten Plateaus unter Umständen zu großen Fehlern führt. Der Richardson-Lucy-Algorithmus erweist sich aufgrund seiner hohen Stabilität bei der Anwesenheit von Rauschen als am besten geeignet für die Entfaltung beliebiger Lidarsignale. Lediglich bei speziellen Anwendungen wie z. B. der Bathymetrie, in der das Signal im wesentlichen aus zwei  $\delta$ -Pulsen von der Wasseroberfläche und vom Boden besteht, kann der nnls-Algorithmus aufgrund seiner Geschwindigkeitsvorteile bevorzugt werden.

### 4.3 Inversion der Lidarsignale

**Bestimmung des Attenuationskoeffizienten.** Ausgehend von Gleichung 4.5 wird das auf die Empfindlichkeitsfunktion normierte logarithmische Lidarsignal  $P_n(\lambda, t)$  definiert als

$$P_n(\lambda, t) := \ln \left( \frac{1}{s(R)} P_\delta(\lambda, t) \right) \quad (4.28) \text{ (Klett, 1981).}$$

Die entsprechende Differentialgleichung lautet

$$\frac{d}{dR} P_n(\lambda_L, R = \frac{c_w t}{2}) = \frac{1}{\beta(\pi, \lambda_L, R)} \frac{d}{dR} \beta(\pi, \lambda_L, R) - 2 c(\lambda_L, R) \quad (4.29).$$

Für eine homogene Wassersäule vereinfacht sich Gleichung 4.29 zu

$$\frac{d}{dR} P_n(\lambda_L, R = \frac{c_w t}{2}) = -2 c(\lambda_L, R) \quad (4.30).$$

Werden Fluoreszenzsignale betrachtet, so wandelt sich Gleichung 4.30 zu

$$\frac{d}{dR} P_n(\lambda, R = \frac{c_w t}{2}) = -(c(\lambda_L) + c(\lambda)) \equiv -c_{2\text{wege}}(\lambda_L, \lambda) \quad (4.31),$$

mit dem Zwei-Wege-Abschwächungskoeffizienten  $c_{2\text{wege}}$ . Aus  $c_{2\text{wege}}$  kann der Abschwächungskoeffizient  $c(\lambda)$  der Detektionswellenlänge ermittelt werden, wenn der Abschwächungskoeffizient  $c(\lambda_L)$  der anregenden Laserwellenlänge bekannt ist, z. B. durch eine Lidarmessung der elastischen Streuung

$(\lambda=\lambda_L)$ . Hierbei entspricht der Zwei-Wege-Attenuationskoeffizient dem doppelten Attenuationskoeffizienten der Laserwellenlänge.

**Emissionsspektrum.** Für ein festes R ist nach Gleichung 4.10 das spektrale Lidarsignal  $P_{\delta,R}(\lambda)$  proportional dem Produkt aus spektraler Transmission  $\eta(\lambda)$ , der Quantenausbeute  $q(\lambda,\lambda_L)$  und der Transmission  $T_R(\lambda)$  über die Strecke R (Gleichung 4.32).

$$P_{\delta,R}(\lambda) \sim \eta(\lambda) q(\lambda,\lambda_L) e^{-\int_0^R c(\lambda,r) dr} \quad (4.32)$$

In bezug auf die spektrale Auswertung der Lidardaten bietet sich die Einführung eines spektral korrigierten Signals  $P_{sn}(\lambda)$  an (Gleichung 4.33).

$$P_{sn}(\lambda) := \frac{P_{\delta,R}(\lambda)}{\eta(\lambda)} \sim q(\lambda,\lambda_L) e^{-\int_0^R c(\lambda,r) dr} \quad (4.33)$$

Für eine homogene Wassersäule vereinfacht sich Gleichung 4.33 zu

$$P_{sn}(\lambda) \sim q(\lambda,\lambda_L) e^{-c(\lambda)R} \quad (4.34).$$

Gleichung 4.34 entspricht bis auf die Proportionalitätskonstante physikalisch dem Emissionsspektrum, das bei der Transmission durch die Wassersäule aufgrund des spektralen Attenuationskoeffizienten wellenlängenabhängig geschwächt wird. Wird Gleichung 4.34 erweitert mit der Transmission des anregenden Lichtes  $T(\lambda_L,R)$ , so ergibt sich

$$P_{sn}(\lambda) \sim q(\lambda,\lambda_L) e^{-c(\lambda)R} e^{-c(\lambda_L)R} = q(\lambda,\lambda_L) e^{-c_{2\text{wege}}(\lambda,\lambda_L)R} \quad (4.35).$$

In Verbindung mit Gleichung 3.37 folgt für das Emissionsspektrum  $I_{\lambda_L}(\lambda)$

$$I_{\lambda_L}(\lambda) \sim q(\lambda,\lambda_L) \sim P_{sn}(\lambda) e^{c_{2\text{wege}}(\lambda,\lambda_L)R} \quad (4.36).$$

Wird das für das Unterwasserlidar wesentliche Szenario eines fluoreszierenden Sinks unterhalb einer in erster Näherung homogenen Wassersäule betrachtet, so kann anhand von Gleichung 4.31 aus der Veränderung des Signals über die Entfernung für eine feste Wellenlänge der Zwei-Wege-Attenuationskoeffizient  $c_{2\text{wege}}$  in der Einheit  $\text{m}^{-1}$  bestimmt werden. Aus der Signalstärke über die Wellenlänge in Zusammenhang mit dem Zwei-Wege-Attenuationskoeffizienten kann für eine feste Tiefe das Emissionsspektrum in relativen Einheiten aus Gleichung 4.36 ermittelt werden.

**Brechungsindex eines Sinks.** Der Laserpuls wird an der Grenzfläche Seewasser-Sinker aufgrund des Brechungsindexgradienten zu einem Teil reflektiert. Bei senkrechtem Einfall ergibt sich der Reflexionsgrad  $R_s$  durch Gleichung 4.37.

$$R_s = \left( \frac{n_{\text{rel}} - 1}{n_{\text{rel}} + 1} \right)^2 \quad (4.37)$$

Der reflektierte Anteil erzeugt in der Wassersäule wiederum Signale, die vom Fluoreszenzlidar über die Entfernung integriert, d. h. zu einem festen Zeitpunkt  $t_0$  detektiert werden, da sich der reflektierte Puls auf das Lidar zu bewegt. Für einen nicht fluoreszierenden Sinker ergibt sich das Lidarsignal zum Zeitpunkt  $t_0$  aus der Fluoreszenzlidar-Gleichung (Gleichung 4.10) zu

$$P_{\delta}(\lambda, t_0) = \eta(\lambda) \left( R_s P_L e^{-c(\lambda_L) R_0} \right) \frac{q(\lambda, \lambda_L) a(\lambda_L)}{4\pi sr} \frac{c_w \tau_L}{2} \int_0^{R_0} s(r) e^{-c(\lambda_L)(R_0-r)} e^{-c(\lambda)r} dr \quad (4.38).$$

Das Lidarsignal aus der Wassersäule in der Entfernung  $R_{-1} = 0.5 c_w t_{-1}$  mit  $R_{-1} < R_0$  kann entsprechend nach Gleichung 4.39 berechnet werden.

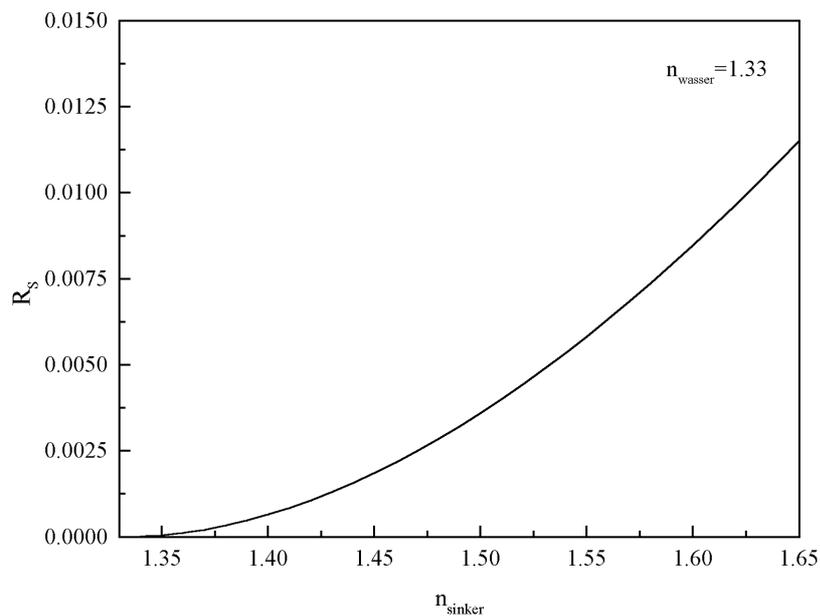
$$P_{\delta}(\lambda, t_{-1}) = \eta(\lambda) P_L \frac{q(\lambda, \lambda_L) a(\lambda_L)}{4\pi sr} \frac{c_w \tau_L}{2} s(R_{-1}) e^{-(c(\lambda_L) + c(\lambda)) R_{-1}} \quad (4.39)$$

Aus Gleichungen 4.38 und 4.39 folgen Gleichungen 4.40 und 4.41.

$$\frac{P_{\delta}(\lambda, t_0)}{P_{\delta}(\lambda, t_{-1})} = \frac{\left( R_s e^{-c(\lambda_L) R_0} \right) \int_0^{R_0} s(r) e^{-c(\lambda_L)(R_0-r)} e^{-c(\lambda)r} dr}{s(R_{-1}) e^{-(c(\lambda_L) + c(\lambda)) R_{-1}}} \quad (4.40)$$

$$R_s = \frac{P_\delta(\lambda, t_0)}{P_\delta(\lambda, t_{-1})} \frac{s(R_{-1}) e^{-(c(\lambda_L)+c(\lambda)) R_{-1}}}{e^{-c(\lambda_L) R_0} \int_0^{R_0} s(r) e^{-c(\lambda_L)(R_0-r)} e^{-c(\lambda)r} dr} \quad (4.41)$$

Sind die Attenuationskoeffizienten bekannt (z. B. durch Gleichung 4.31), so bedeutet Gleichung 4.41, daß der Reflexionsgrad  $R_s$  und mit ihm letztendlich durch Gleichung 4.37 der relative Brechungsindex des Sinkers gegenüber Seewasser aus einer Lidarmessung bestimmt werden kann.

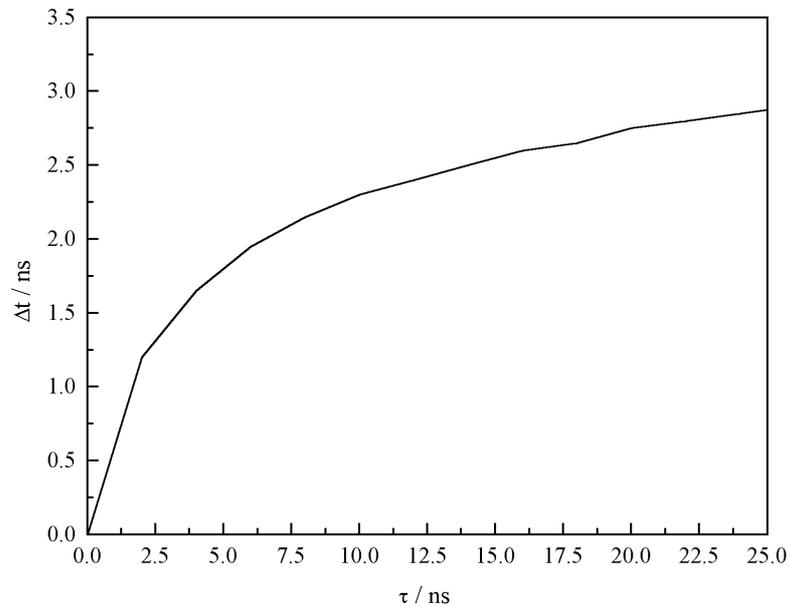


**Abbildung 4.1.** Reflexionsgrad in Abhängigkeit des reellen Brechungsindex des Sinkers in Seewasser mit dem Brechungsindex 1,33

Da der Brechungsindex von Seewasser nahezu konstant ist (siehe Kapitel 3.1), ist mit dem Reflexionsgrad  $R_s$  auch der reelle Brechungsindex des Sinkers bekannt. Abbildung 4.1 zeigt den Reflexionsgrad als Funktion des Brechungsindex eines Sinkers.

**Fluoreszenzlebensdauer.** Ein weiterer Parameter, der Einfluß auf die Lidarsignale hat, ist die mittlere Fluoreszenzlebensdauer  $\tau_f$ . Für einen fluoreszierenden Sinker kann sie bestimmt werden, indem das nicht-entfaltete Lidarsignal bei zwei Wellenlängen betrachtet wird. Bei der Wellenlänge der elastischen oder Raman-Streuung entsteht durch Reflexion an der Grenzschicht ein Peak (siehe oben). Ist die Fluoreszenz des Sinkers bei dieser Wellenlänge gegenüber der Intensität des Reflexions-Peaks vernachlässigbar, so entspricht die Form des Peaks der

Impulsantwortfunktion  $S(t)$ , da die Grenzschicht einen  $\delta$ -Peak im Ortsraum darstellt. Ist die Eindringtiefe des Pulses in den Sinker gering gegenüber der Auflösung des Lidars, so hat das Fluoreszenzsignal des Sinkers die Form der Impulsantwortfunktion gefaltet mit der Fluoreszenz-abklingkurve. Die Folge ist eine Verschiebung des Peak-Maximums als Funktion von  $\tau_f$ .



**Abbildung 4.2.** Peak-Verschiebung  $\Delta t$  gegen mittlere Fluoreszenzlebensdauer  $\tau_f$

Abbildung 4.2 zeigt die numerisch berechnete Peak-Verschiebung  $\Delta t$  aufgetragen über die mittlere Fluoreszenzlebensdauer  $\tau_f$ , wobei von einer Gaußkurve mit Standardabweichung 2 ns als Systemfunktion ausgegangen wurde.

Neben dieser direkten Methode, bei der keine weitere Signalverarbeitung erforderlich ist, kann, da die Fluoreszenz der Wassersäule im wesentlichen Gelbstofffluoreszenz mit einer Lebensdauer von etwa 2 ns und damit vernachlässigbar ist, die Fluoreszenzlebensdauer eines Sinkers auch aus dem entfalten Lidarsignal direkt abgelesen werden.

## 5 Video unter Wasser

### 5.1 Sichtbarkeit

**Kontrast.** Sichtbarkeit ist intuitiv verknüpft mit dem Begriff Kontrast. Es existieren viele Techniken und Meßverfahren, jedoch keine einheitliche Definition für diese Größe in der Physik. Eine Gemeinsamkeit aller Definitionen ist es, Kontrast als dimensionsloses Verhältnis von Helligkeitsänderungen zu definieren, im allgemeinen zwischen zwei Punkten, in komplexen Bildern zwischen Objekt und Hintergrund.

Im wesentlichen werden zwei Definitionen verwandt, um den Kontrast  $C$  in Testbildern zu messen (Peli, 1990). Für Bilder mit periodischem Inhalt wie z. B. Streifen mit sinusförmiger Intensitätsverteilung wird der Michelson-Kontrast benutzt (Gleichung 5.1).

$$C \equiv \frac{E_{\max} - E_{\min}}{E_{\max} + E_{\min}} \quad (5.1)$$

Damit gilt  $C \in [0,1]$  für den Michelson-Kontrast.  $E_{\max}$  bezeichnet die maximale Irradianz (Bestrahlungsstärke),  $E_{\min}$  die minimale Irradianz im Bild.

Bei Bildern, welche ein Objekt vor einem uniformen Hintergrund zeigen, wird häufig der Weber-Kontrast verwandt (Gleichung 5.2).

$$C \equiv \frac{E_{\text{Objekt}} - E_{\text{Hintergrund}}}{E_{\text{Hintergrund}}} \quad (5.2)$$

Es folgt  $C \in [-1, \infty]$  für den Weber-Kontrast. Bilder, welche unter Wasser aufgezeichnet werden, besitzen aufgrund der Streuung im Wasser stets ein  $E_{\text{Hintergrund}} > 0$ , so daß der Weber-Kontrast berechenbar ist.

Komplexe Bilder sind im allgemeinen weder periodisch noch zeigen sie ein einzelnes Objekt vor einem uniformen Hintergrund. Sowohl der Michelson-Kontrast wie auch der Weber-Kontrast können verschwinden ( $C=0$ ), obwohl das Objekt sichtbar ist. Der Kontrast sollte daher quasi-lokal beschrieben werden, d. h. für lokale Ausschnitte, welche die Voraussetzung der Definitionen erfüllen.

Eine weitere Möglichkeit ist die Definition eines logarithmischen Kontrastes (Lillesaeter, 1993) (Gleichung 5.3), motiviert durch das physiophysikalische Gesetz von Fechner, welches besagt, daß die Empfindlichkeit des menschlichen Auges logarithmisch verläuft.

$$C \equiv \ln\left(\frac{E_{\text{Objekt}}}{E_{\text{Hintergrund}}}\right) = \ln\left(E_{\text{Objekt}} (Wm^{-2})^{-1}\right) - \ln\left(E_{\text{Hintergrund}} (Wm^{-2})^{-1}\right) \quad (5.3)$$

Von der Definition des logarithmischen Kontrastes ausgehend definiert O. Lillesaeter einen komplexen Kontrast für Bilder von beliebigen Objekten vor frei strukturierten Hintergründen als Summe von Flächenkontrast und Randkontrast

$$C \equiv a \left| \ln\left(E_{\text{Objekt}} (Wm^{-2})^{-1}\right) - \ln\left(E_{\text{Hintergrund}} (Wm^{-2})^{-1}\right) \right| + \frac{b}{Z} \oint \left| \ln\left(\frac{E_{\text{Objekt}}}{E_{\text{Hintergrund}}}\right) \right| dz$$

mit  $z$  als Rand des Objektes,  $Z$  als seine Gesamtlänge und  $a$ ,  $b$  als Wichtungsfaktoren, i. a.  $a=b=0,5$ . Die Wahrscheinlichkeit von  $C=0$  bei sichtbaren Objekten ist bei dieser Definition sehr viel kleiner. Für ein homogenes Objekt vor uniformem Hintergrund ist der komplexe Kontrast identisch mit dem logarithmischen Kontrast.

Die bisherigen Definitionen beschreiben den Kontrast des aufgenommenen Bildes, welcher eine Funktion der Belichtung des Objektes ist. Es liegt daher nahe,  $C$  als apparenten Kontrast zu bezeichnen. Grundvoraussetzung für die Sichtbarkeit eines Objektes auf dem Meeresboden ist ein Unterschied in Intensität oder Farbe. Für das im Unterwasserlidar integrierte Kamerasystem ist ein Farbunterschied zwischen Objekt und Meeresboden nicht relevant, da die Lichtquelle Nd:YAG-Laser monochromatisch bei 532 nm beleuchtet und die Kamera nicht spektral aufgelöst aufzeichnet. Um unabhängig von der Intensität der Belichtung die Sichtbarkeit eines Objekts vor einem Hintergrund zu bewerten, bieten sich die Reflexionsgrade  $R$  bei der Laserwellenlänge an. Wird der Kontrast nicht als Verhältnis der Irradianzen, sondern der Reflexionsgrade definiert, so kann vom inhärenten Kontrast gesprochen werden.

**Signal-Rausch-Verhältnis.** Bisher sind Medium und Meßapparatur als rauschfrei betrachtet worden, d. h. es gibt keine zufälligen Fluktuationen bei der wiederholten Aufnahme eines Objektes. Damit existiert auch keine untere Grenze für den detektierbaren Kontrast. Aufgrund der Quanteneigenschaften des Lichtes kann das Photonenrauschen (*shot noise*) grundsätzlich nicht vermieden werden.

Werden zwei Pixel im Bild betrachtet, so ist das Signal definiert als Differenz der mittleren Anzahl detektierter Photonen.

$$\text{Signal} = \langle n_1 \rangle - \langle n_2 \rangle \quad (5.4)$$

Das Rauschen ist die *root mean square* Fluktuation in dieser Differenz (Hodara, 1973).

$$\text{Rauschen} = \sqrt{\langle ((n_1 - \langle n_1 \rangle) - (n_2 - \langle n_2 \rangle))^2 \rangle} \quad (5.5)$$

Aus der Poisson-Statistik folgt

$$\text{Rauschen} = \sqrt{\langle n_1 \rangle + \langle n_2 \rangle} \quad (5.6)$$

und damit für das Signal-Rausch-Verhältnis SNR

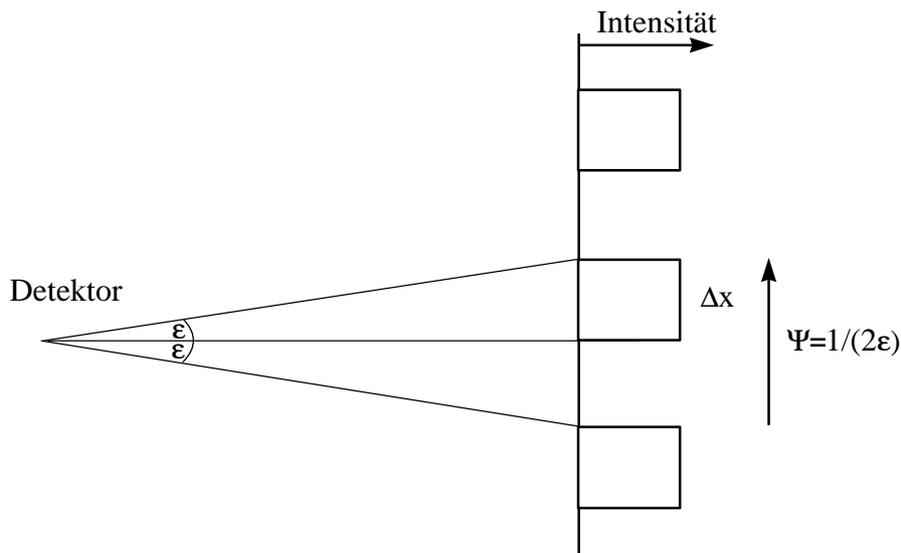
$$\text{SNR} = \frac{\langle n_1 \rangle - \langle n_2 \rangle}{\sqrt{\langle n_1 \rangle + \langle n_2 \rangle}} \quad (5.7).$$

Durch Gleichung 5.7 kann der Michelson-Kontrast (Gleichung 5.1) im Bild bei fester Pixelgröße und Belichtungszeit ausgedrückt werden als Funktion des Signal-Rausch-Verhältnisses

$$C = \frac{E_1 - E_2}{E_1 + E_2} = \frac{\langle n_1 \rangle - \langle n_2 \rangle}{\langle n_1 \rangle + \langle n_2 \rangle} = \frac{\text{SNR}}{\sqrt{\langle n_1 \rangle + \langle n_2 \rangle}} \quad (5.8).$$

Das minimale Signal-Rausch-Verhältnis  $\text{SNR}^*$ , bei dem ein Signal noch erfasst wird, ist üblicherweise eine Größe, die durch die Bedingung für die Detektionswahrscheinlichkeit (und nicht durch Gleichung 5.7) festgelegt ist. Wird  $C^*$  entsprechend Gleichung 5.8 als Funktion von  $\text{SNR}^*$  ausgedrückt, so kann er als *threshold contrast* bezeichnet werden. Damit ist der Michelson *threshold contrast*  $C^*$  umgekehrt proportional zur Wurzel der gesamten Photonenzahl, d. h. je geringer die gesamte Intensität in den beiden Pixeln ist, umso größer muß der Kontrast zwischen ihnen sein, damit ein Signal detektiert werden kann.

Die bisherigen Betrachtungen beziehen sich auf die Anzahl von Photonen, die in einem Pixel des Bildes registriert werden. Sowohl räumliche wie auch zeitliche Integration können das Signal-Rausch-Verhältnis SNR verbessern. Räumliche Integration bedeutet eine Vergrößerung der Pixel-Fläche und damit eine Verringerung der Auflösung des Blickwinkels.



**Abbildung 5.1.** Prinzip der Radialfrequenzen

Abbildung 5.1 verdeutlicht das Prinzip der Radialfrequenzen. Ohne Beschränkung der Allgemeinheit können die Pixel als quadratisch betrachtet werden, so daß  $\Delta x^2$  die Objektfläche ist, welche auf einen Pixel abgebildet wird. Der minimal auflösbare Schwinkel ist  $\epsilon$ ; die maximale Radialfrequenz ist nach dem Abtasttheorem  $\Psi=(2\epsilon)^{-1}$ . Sie entspricht einer Folge von schwarzen und weißen Streifen der Breite  $\Delta x$ .

Der Schwinkel  $\epsilon$  ist in der Näherung für kleine Winkel proportional der Größe  $\Delta x$ , welche wiederum proportional zur Wurzel der Photonenzahl ist. Folglich ist die Wurzel der Photonenzahl umgekehrt proportional zur Radialfrequenz  $\Psi$  und zum *threshold contrast*  $C^*$ . Es gilt also

$$C^* \sim \Psi \quad (5.9).$$

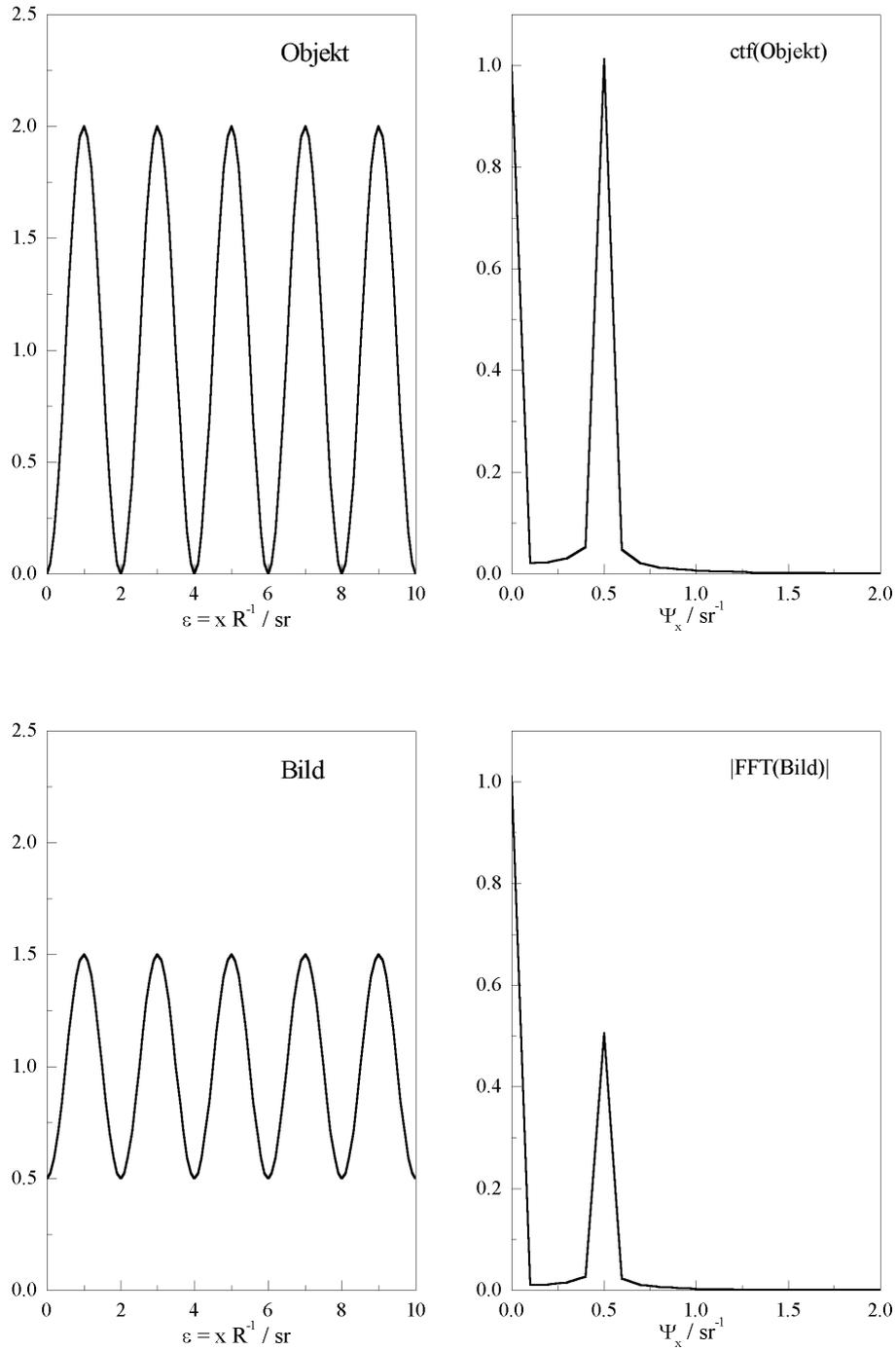
In Worten ausgedrückt bedeutet dies, je feiner Strukturen im Objekt sind, um so größer muß ihr Kontrast sein, damit sie im Bild erkannt werden. Wird der Kontrast  $C$  als Funktion der Radialfrequenz  $\Psi$  ausgedrückt, so bezeichnet man dies im allgemeinen als *contrast transfer function* ctf. Eine mögliche Definition der ctf lautet

$$\text{ctf}(\Psi_x, \Psi_y) \equiv \frac{|\text{Fi}(\Psi_x, \Psi_y)|}{|\text{Fi}(0 \text{ sr}^{-1}, 0 \text{ sr}^{-1})|} \quad (5.10)$$

mit  $\Psi_x$  und  $\Psi_y$  als Radialfrequenzen in  $\text{sr}^{-1}$  und  $|F_i|$  als Amplitude der Fouriertransformierten  $F_i$  des Bildes  $i$ . Aus der Positivität des Bildes folgt

$$F_i(\Psi_x, \Psi_y) \leq F_i(0 \text{ sr}^{-1}, 0 \text{ sr}^{-1}) \quad \forall \Psi_x, \Psi_y \quad (5.11).$$

Damit gilt  $C(\Psi_x, \Psi_y) \in [0, 1]$ .



**Abbildung 5.2.** Prinzip der ctf am Beispiel einer Radialfrequenz

Abbildung 5.2 veranschaulicht die Definition der ctf am Beispiel einer Radialfrequenz  $0,5 \text{ sr}^{-1}$ . Für die ctf des Objektes bei dieser Frequenz ergibt sich der Wert 1. Die Energie im Bild bleibt erhalten; der Kontrast, d.h. die Amplitude der Schwingung, ist auf die Hälfte reduziert. Die ctf dieser Frequenz hat folglich den Wert 0,5. Für das Bild einer einzigen Raumfrequenz gilt  $ctf=1$ , wenn sie vollständig erhalten bleibt, und  $ctf=0$ , wenn sie vollständig zu einem homogenen Bild verschwindet. Ein Objekt bzw. Bild kann entsprechend der Fourier-Theorie als Superposition mehrerer Radial- bzw. Raumfrequenzen betrachtet werden.

Die ctf ist äquivalent zur normierten mtf.

**Reichweite.** Ein gebräuchliches Maß für die Leistung eines Bilderfassungssystems unter Wasser ist die maximale Anzahl von Attenuationslängen, über die hinweg ein Objekt abgebildet werden kann. Die Attenuationslänge ist definiert als reziproker Attenuationskoeffizient. Standard-Videokameras erzeugen Bilder aus einer Entfernung von maximal zwei bis vier Attenuationslängen und *range gated* Systeme aus maximal sechs bis acht Attenuationslängen (Kevern and LeGall, 1992). Eine wichtige Rolle spielt in diesem Zusammenhang die Einfachstreu-Albedo. Sie bestimmt im wesentlichen, ob die Reichweite durch Absorption (und damit durch die Empfindlichkeit des Kamerasystems) oder durch Vorwärtsstreuung (und damit durch die Übertragungsfunktion des Wassers) begrenzt ist.

Klare Ozeangewässer haben eine geringe Einfachstreu-Albedo; die Aufnahmen sind durch die Rückstreuung im Wasser oder bei *range gated* Systemen durch die Empfindlichkeit des Kamerasystems bzw. durch die Leistung der Lichtquelle kontrastbegrenzt. Stark streuende Küstengewässer besitzen eine hohe Einfachstreu-Albedo; die Aufnahmen sind durch die starke Vorwärtsstreuung auflösungsbegrenzt.

## 5.2 Bilderzeugung

**Bildkomposition.** Ein unter Wasser aufgezeichnetes Bild kann als Superposition von drei Komponenten betrachtet werden (Jaffe and Dunn, 1988).

$$E_{\text{total}}(x', y') = E_{\text{direct}}(x', y') + E_{\text{forward}}(x', y') + E_{\text{back}}(x', y') \quad (5.12),$$

wobei  $E_{\text{total}}$  der gesamten Irradianz im Bild,  $E_{\text{direct}}$  dem Anteil an Photonen, welche vom Objekt gestreut und ohne Wechselwirkung mit dem Wasser auf die Kamera treffen,  $E_{\text{forward}}$  den Photonen, welche vom Objekt rückgestreut, im Wasser im kleinen Winkel vorwärtsgestreut werden und auf die Kamera treffen, und  $E_{\text{back}}$  den Photonen entspricht, welche im Wasser

rückgestreut werden und auf die Kamera treffen. Gestrichene Koordinaten beziehen sich auf die Bildebene, ungestrichene auf die Objektebene. Beide Koordinatensysteme sind über den Abbildungsmaßstab  $\chi$  verbunden.

Die beiden ersten Irradianzen  $E_{\text{direct}}$  und  $E_{\text{forward}}$  sind im Gegensatz zu der dritten Komponente  $E_{\text{back}}$  eine Funktion des Objektes. Die Irradianz  $E_{\text{object}}$ , die vom Objekt emittiert wird, ist eine Funktion der auf das Objekt einfallenden Irradianz  $E_{\text{illumination}}$  und der Reflektivitätskarte  $R(x,y)$  des Objektes.

$$E_{\text{object}}(x,y) = E_{\text{illumination}}(x,y) R(x,y) \quad (5.13)$$

Wird die Lichtquelle als Punktlichtquelle im Abstand  $z$  mit dem Strahlprofil  $P_{\text{laser}}(\Theta,\Phi)$  angesehen, so kann ohne Berücksichtigung von Vielfachstreuung  $E_{\text{illumination}}$  berechnet werden durch

$$E_{\text{illumination}}(x,y,z) = P_{\text{laser}}(\Theta,\Phi) \cos\gamma \frac{e^{-cz}}{z^2} \quad (5.14).$$

Unter Annahme, daß die Objektebene senkrecht zur Belichtungs- und Abbildungsachse steht ( $\gamma=0$ ) sowie unter Berücksichtigung von Vielfachstreuung ergibt sich die auf das Objekt einfallende Irradianz  $E_{\text{illumination}}$  zu

$$E_{\text{illumination}}(x,y,z) = \frac{P_{\text{laser}}(\Theta,\Phi)}{z^2} \otimes \text{psf}(x,y,z) \quad (5.15).$$

Das Prinzip des *range gating video* basiert auf der zeitlichen Ausblendung der Rückstreuung aus dem Wasser. Für ein solches Bild gilt in Näherung daher

$$E_{\text{rgv}}(x',y') = E_{\text{direct}}(x',y') + E_{\text{forward}}(x',y') \quad (5.16).$$

Die von einem Punkt des Objektes ausgehende Radianz wird als Lambert-verteilt betrachtet. Die Verbindung zwischen  $E_{\text{rgv}}$ , d. h. dem Bild, und dem Objekt in der Entfernung  $z$ , d. h. der Irradianz in der Objektebene  $E_{\text{Object}}$ , ist daher gegeben durch die Faltung mit der *point spread function*  $\text{psf}$ .

$$\begin{aligned}
E_{\text{rgv}}(x', y', x, y, z) &= \left( \iint \text{psf}(x - \tilde{x}, y - \tilde{y}, z) E_{\text{object}}(\tilde{x}, \tilde{y}, z) d\tilde{x}d\tilde{y} \right) F(x, y, z, x', y') \\
&= \left( \text{psf}(x, y, z) \otimes E_{\text{object}}(x, y, z) \right) F(x, y, z, x', y')
\end{aligned} \tag{5.17}$$

Die Funktion  $F(x, y, z, x', y')$  beschreibt allgemein die Abbildung eines Punktes  $(x, y, z)$  auf die Bildebene  $(x', y')$  durch die Kamera. Für eine ideale Kamera, deren Abbildung auf die Tiefe  $z$  eingestellt ist, ist  $F(x, y, z, x', y')$  die  $\delta$ -Funktion (Gleichung 5.18).

$$F(x, y, z, x', y') = \begin{cases} 1 & , \text{wenn } x = \chi x' \vee y = \chi y' \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \tag{5.18}.$$

Die Funktion  $\text{psf}(x, y, z)$  beschreibt den Strahlungstransport durch das Wasser, und  $E_{\text{object}}(x, y, z)$  repräsentiert das Objekt (Gleichung 5.13). Bei homogener Belichtung gilt  $E_{\text{object}}(x, y, z) \sim R(x, y)$ . Damit reduziert sich die Gleichung eines *range gated video* Systems auf Gleichung 5.19.

$$i(x', y') = V \left( \text{psf}_z(x, y) \otimes o(x, y) \right) \tag{5.19}$$

$V$  entspricht einem Verstärkungsfaktor der Kamera, der häufig gleich der Eins gesetzt werden kann, da Bilder in relativen Einheiten aufgenommen werden.  $i(x', y')$  ist das aufgenommene Bild,  $\text{psf}_z(x, y)$  die *point spread function* in kartesischen Koordinaten für die Entfernung  $z$  und  $o(x, y)$  das Objekt, repräsentiert durch die belichtende Irradianz als konstanten Faktor multipliziert mit der das Objekt repräsentierenden Reflexionskarte.

Die zentrale Aussage von Gleichung 5.19 besteht darin, daß der gesamte Einfluß des Mediums, in diesem Fall der Wassersäule, auf den Prozeß der Bilderfassung vollständig durch die *point spread function* beschrieben wird. Das Problem der Simulation von Unterwasserbildern und ihrer Rekonstruktion ist damit im wesentlichen das Problem der Bestimmung von der *point spread function*. Ist die *point spread function* bekannt, so läßt sich das Bild eines definierten Objektes vorhersagen.

**Intensitätsverhältnisse der einzelnen Komponenten.** Entsprechend Gleichung 5.12 kann ein aufgenommenes Bild als Superposition verschiedener Komponenten betrachtet werden. Da ein *range gating video* ein abbildendes Lidar ist, kann eine einfache Abschätzung der Leistung in den einzelnen Komponenten über die Lidargleichung getroffen werden.

$$P_{\text{direct}} = \eta(\lambda) P_L \frac{c_w \tau_L}{2} e^{-2cz} \frac{R_{xy}}{2 \pi \text{ sr}} \frac{A}{z^2} \quad (5.20)$$

$$P_{\text{back}} \approx \eta(\lambda) P_L \frac{c_w \tau_L}{2} \beta(\pi) \int_{z_0}^z \frac{A}{z^2} e^{-2cz} dz \quad (5.21)$$

Als Empfindlichkeitsfunktion  $s(z)$  wurde der von der Kamera aufgespannte Raumwinkel  $A/z^2$  eingesetzt, wobei  $A$  das Symbol für die Apertur des Kameraobjektives ist. Das mittlere Reflexionsvermögen des Objektes wird mit  $R_{xy}$  notiert. In der Entfernung  $z_0$  tritt der belichtende Lichtkegel aufgrund der geometrischen Trennung von Lichtquelle und Detektor in das Blickfeld der Kamera.

Das Intensitätsverhältnis von rückgestreuter zu direkter Strahlung wird durch Gleichung 5.22 ausgedrückt und ist eine Funktion des Wasserkörpers, des Objektes und der Entfernung.

$$\frac{P_{\text{back}}}{P_{\text{direct}}} \approx \beta(\pi) \frac{2\pi \text{ sr}}{R_{xy}} \frac{z^2}{e^{-2cz}} \int_{z_0}^z \frac{e^{-2cz}}{z^2} dz \quad (5.22)$$

In Kapitel 6.4 werden die relativen Intensitäten für verschiedene Wasserkörper bestimmt und diskutiert. Sie sind ein Maß für die Effektivität eines *range gated video* Systems.

### 5.3 Objektrekonstruktion

Ohne Beschränkung der Allgemeinheit wird im folgenden nur eine unabhängige Ortsvariable  $x$  betrachtet. Nach Gleichung 5.19 produziert eine Kamera mit unendlich kleinen Pixeln ohne Berücksichtigung von Rauschen ein Bild  $i$  von einem Objekt  $o$ , welches mit der *point spread function*  $\text{psf}$  gefaltet ist.

$$i(x') = o(x) \otimes \text{psf}_z(x) \quad (5.23)$$

Die Rekonstruktion des Objektes bedeutet die Inversion von Gleichung 5.23, d. h. die Entfaltung des Bildes  $i(x')$  mit der *point spread function*  $\text{psf}_z(x)$ . Das Problem ist zunächst mathematisch exakt lösbar. Bei realen Messungen ist das Bild selbst bei Annahme eines idealen Meßapparates immer mit einem Rauschen überlagert. Bezeichnet  $\bar{i}(x)$  die Anzahl von Photonen, die im Mittel bei einer sehr großen Anzahl von unabhängigen Messungen gezählt werden, so ist

der bei einer Messung beobachtete Wert  $i(x)$  aufgrund des Photonenrauschens mit einer Poissonfunktion um den Mittelwert  $\bar{i}(x)$  verteilt. Die bedingte Wahrscheinlichkeit  $P(i(x) | \bar{i}(x))$ ,  $i(x)$  Photonen in einem Pixel zu messen, wenn der Mittelwert bei  $\bar{i}(x)$  Photonen liegt, ist

$$P(i(x) | \bar{i}(x)) = \frac{e^{-\bar{i}(x)} \bar{i}(x)^{i(x)}}{i(x)!} \quad (5.24).$$

Entsprechend den Voraussetzungen kann die Entfaltung in drei Kategorien eingeteilt werden:

(a) Entfaltung bei vollständig bekannter psf

Die psf ist bekannt und wird als rauschfrei betrachtet. Das Bild wird als Faltung des Objektes mit der psf, überlagert mit einem additiven Rauschen, angesehen. Ein aufgrund seiner Stabilität bei hohen Rauschpegeln häufig angewandter iterativer Algorithmus zur Entfaltung des Bildes ist der Richardson-Lucy-Algorithmus (siehe Anhang).

(b) Entfaltung bei unbekannter psf (blinde Entfaltung)

Das Bild wird als Faltung des Objektes mit der psf angesehen, wobei sowohl Objekt wie auch psf vollständig unbekannt sind. Eine spezielle Form des Richardson-Lucy-Algorithmus setzt jeweils abwechselnd die psf und das Objekt als bekannt voraus (Fish et al., 1995).

(c) Entfaltung bei bekannter Form der psf (halb-blinde Entfaltung)

Bei der halb-blinden Entfaltung liegt ein *a priori* Wissen über die funktionelle Form der psf vor. Die psf wird anstatt durch viele Pixel durch wenige Parameter repräsentiert. Ein Beispiel ist die von K. Voss verwandte Approximation für die psf eines natürlichen Gewässers (Gleichung 3.14). Die psf reduziert sich auf drei freie Parameter (den B- und den m-Parameter plus einem Parameter für den ungestreuten Anteil der psf). Die Entfaltung entspricht der Entfaltung bei unbekannter psf.

## 6 Simulationen

### 6.1 Monte Carlo-Simulationen

Monte Carlo-Methoden sind stochastische Techniken. Sie basieren auf dem Einsatz von Zufallszahlen und Wahrscheinlichkeitsdichten zur Lösung von Problemen.

Die Geometrie des Lidars ist komplex, so daß eine analytische Berechnung von Signalen ohne gravierende Näherungen nicht möglich ist. Aufgrund der stochastischen Natur des Strahlungstransportes werden Monte Carlo-Techniken häufig zur Lösung der Lidargleichung verwandt (Poole et al., 1981) (Gordon, 1982) (Bruscaglioni et al., 1995) (Starkov et al., 1995) (Mannoni et al., 1996). Der Strahlungstransport durch das Wasser wird als eine Folge von Kollisionen der Photonen mit dem Medium betrachtet. Wenn eine Kollision stattfindet, tritt entweder Absorption oder Streuung auf. Im Fall der Absorption kann ein Raman- oder Fluoreszenzphoton emittiert werden. Die Wahrscheinlichkeiten für die Kollisionen und Wechselwirkungen sind gegeben durch die spektralen Absorptions- und Streukoeffizienten, die Phasenfunktion, die Fluoreszenzquantenausbeute und den Ramanstreuquerschnitt. Der Nachteil dieser Lösung liegt in ihrer Ineffektivität. Nur wenige der Photonen treffen auf den im Verhältnis zur Wassersäule kleinen Lidardetektor. Die hieraus resultierende hohe Rechenzeit verhindert eine Anwendung zur unmittelbaren Datenauswertung.

In dieser Arbeit werden Monte Carlo-Simulationen zur Ermittlung der Übertragungsfunktion von verschiedenen Wasserkörpern, zur Bestimmung der Empfindlichkeitsfunktion des Fluoreszenzlidars und zur Simulation von Lidarspektren benutzt. Die Übertragungsfunktion eines Wasserkörpers ermöglicht die Rekonstruktion von Unterwasseraufnahmen. Die Monte Carlo-Berechnungen erlauben einen Vergleich mit Modellen der Übertragungsfunktion und damit Rückschlüsse auf die Anwendbarkeit bei der Interpretation von Streulichtaufnahmen und Lidardaten. Die Empfindlichkeitsfunktion des Lidars ist theoretisch und experimentell nur unter Näherungen zugänglich. Ihre Kenntnis ist Voraussetzung für die Analyse zeit- bzw. tiefenaufgelöster Lidarspektren. Ziel der Simulationen sind die Erprobung von Algorithmen zur Auswertung sowie die Vorhersage von Lidarsignalen für definierte Szenarien. Alle in dieser Arbeit verwandten Simulationen sind unter der Software Matlab V5.2 realisiert.

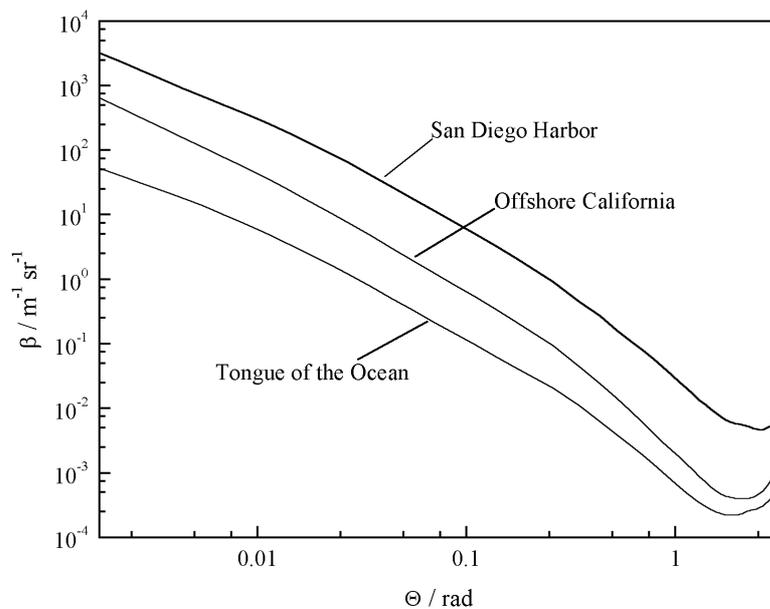
**Wasserparameter.** Die Monte Carlo-Simulation des Strahlungstransportes in einem Wasserkörper setzt die Kenntnis seiner inhärenten optischen Parameter voraus. T. Petzold hat die Volumenstreuungsfunktion für drei verschiedene Wasserkörper vermessen (Wasserkörper 1: sehr trübes Wasser / Hafen von San Diego, Wasserkörper 2: leicht trübes Wasser / Küstennähe San

Pedro Kanal, Wasserkörper 3: klares Wasser / Tongue of the Ocean (Bahamas) (Petzold, 1977). Die Kurven wurden bei  $\lambda=514$  nm mit einer spektralen Auflösung von 75 nm aufgenommen und sind in Abbildung 6.1 dargestellt. Die zugehörigen Absorptions-, Streu- und Attenuationskoeffizienten sowie die Einfachstreu-Albedo sind in Tabelle 6.1 eingetragen.

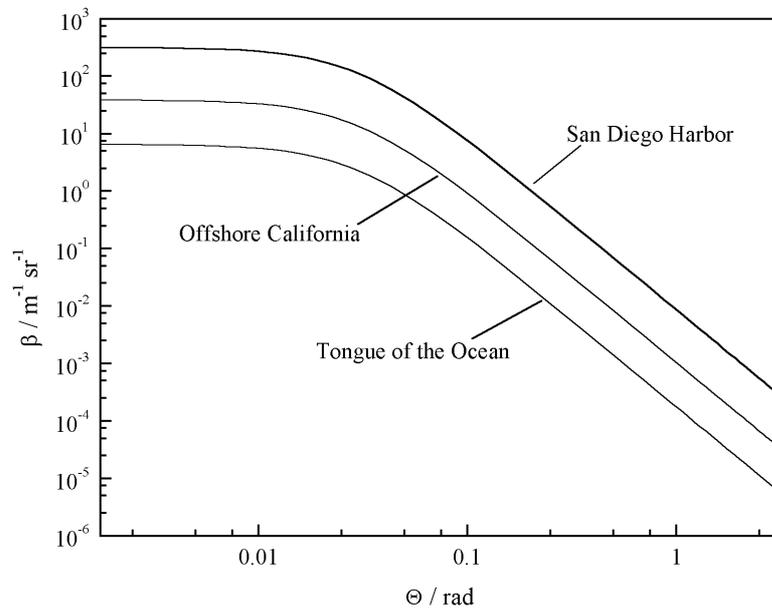
	$a / m^{-1}$	$b / m^{-1}$	$c / m^{-1}$	$c^{-1} / m$	$\omega=b/c$
Wasserkörper 1 (San Diego Harbor)	0,366	1,824	2,190	0,457	0,8329
Wasserkörper 2 (Offshore S. California)	0,179	0,219	0,398	2,513	0,5503
Wasserkörper 3 (Tongue of the Ocean)	0,114	0,037	0,151	6,623	0,2450

**Tabelle 6.1.** Absorptions-, Streu-, Attenuationskoeffizient und Einfachstreu-Albedo bei  $\lambda=514$  nm für die von (Petzold,1977) vermessenen Wasserkörper

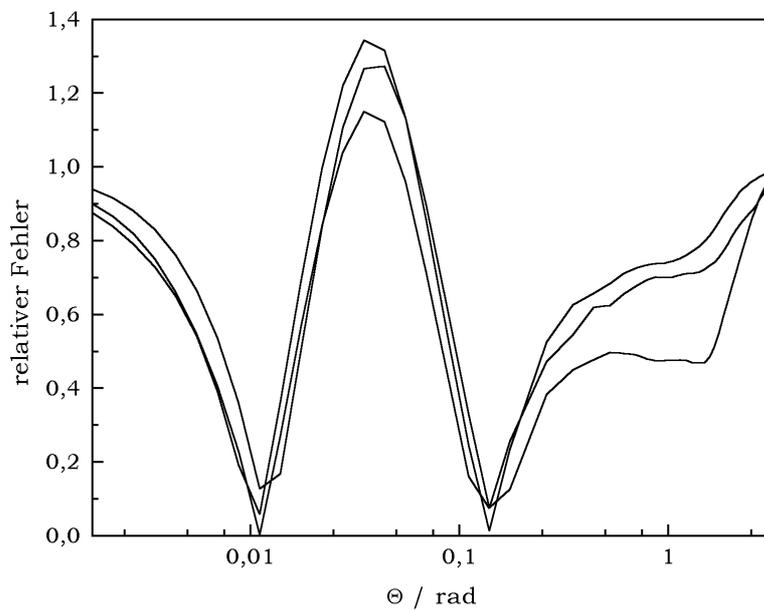
Für das *ray tracing* von Photonen durch einen Wasserkörper werden als Eingangsparameter der Attenuationskoeffizient  $c(\lambda)$ , die Phasenfunktion  $p(\Theta,\lambda)$  und die Einfachstreu-Albedo  $\omega(\lambda)$  oder alternativ hierzu der Absorptionskoeffizient  $a(\lambda)$  und die Volumenstreuungsfunktion  $\beta(\Theta,\lambda)$  benötigt.



**Abbildung 6.1.** Volumenstreuungsfunktionen der vermessenen Wasserkörper (Petzold, 1977)



**Abbildung 6.2.** Analytisch berechnete Volumenstreufunctionen nach W. Wells



**Abbildung 6.3.** Fehler zwischen Fits und Messungen

Die von W. Wells für die Volumenstreuungsfunktion  $\beta(\Theta)$  verwandte analytische Gleichung lautet

$$\beta(\Theta) = b \frac{\Theta_0}{2\pi(\Theta_0^2 + \Theta^2)^{3/2}} \quad (6.1)$$

mit  $\Theta_0 = 0,03$  rad.  $\Theta$  wird in rad angegeben. Die entsprechend berechneten Volumenstreuungsfunktionen für die von T. J. Petzold vermessenen Wasserkörper sind in Abbildung 6.2 dargestellt. Der relative Fehler der berechneten gegenüber den gemessenen Funktionen ist in Abbildung 6.3 dargestellt.

In dieser Arbeit werden die in Abbildung 6.1 dargestellten Volumenstreuungsfunktionen über drei freie Parameter  $u$ ,  $v$  und  $w$  entsprechend Gleichung 6.2 approximiert.

$$\beta(\Theta) = \frac{u e^{-v \Theta^w} \Theta^{w-1}}{2\pi \sin \Theta}, \quad 0 < \Theta < \pi \quad (6.2)$$

Tabelle 6.2 listet die optimalen Parameter  $u$ ,  $v$  und  $w$  für die verschiedenen Wasserkörper auf. Die Parameter wurden über einen *least squares fit* ermittelt.

	$u / \text{m}^{-1} \text{sr}^{-1}$	$v / \text{grad}^{-1}$	$w$
<b>San Diego Harbor</b>	359390	10,1046	-0,0622
<b>Offshore Southern California</b>	1043,8	6,2975	-0,0732
<b>Tongue of the Ocean</b>	17,4227	4,0777	-0,1756

**Tabelle 6.2.** Parametrisierung der vermessenen Wasserkörper (*least squares fit*)

Abbildung 6.4 zeigt die entsprechenden Volumenstreuungsfunktionen. Die relativen Abweichungen zu den gemessenen Funktionen sind in Abbildung 6.5 dargestellt.

Die nach dem von W. Wells verwandten Ansatz berechneten Volumenstreuungsfunktionen weichen signifikant von den Meßergebnissen ab, besitzt aber den Vorteil, daß ihre Hankel-Transformierten analytisch darstellbar sind. Gleichung 6.2 ist nach Integration über den Azimutwinkel  $\Phi$  analytisch integrier- und umkehrbar und bietet bei der zufälligen Bestimmung des Streuwinkels eines Photons im Rahmen einer Monte Carlo-Simulation große Geschwindigkeitsvorteile (siehe Anhang).

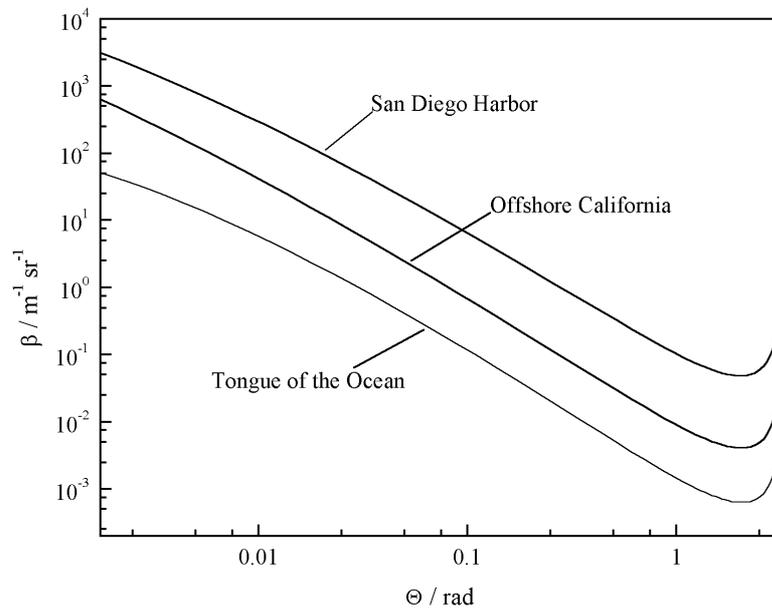


Abbildung 6.4. Fits der gemessenen Volumenstreufunctionen

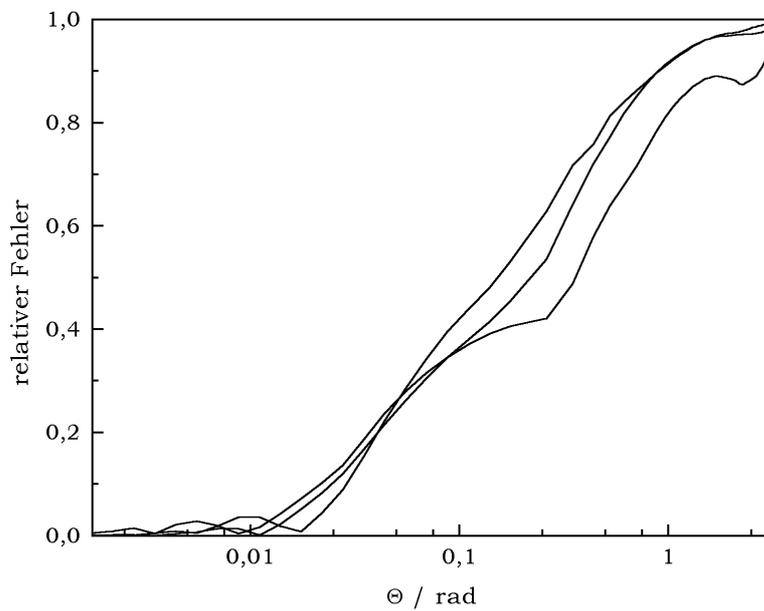


Abbildung 6.5. Relativer Fehler zwischen Fits und Messungen

In den Simulationen werden die Wasserkörper als homogen betrachtet. Die spektrale Verteilung des Absorptionskoeffizienten wird durch die reine Gelbstoffabsorption angenähert (Bricaud et al., 1981) (Gleichung 6.3).

$$a(\lambda) = a(514\text{nm}) e^{-0,014\text{nm}^{-1}(\lambda-514\text{nm})} \quad (6.3)$$

Der Streukoeffizient wird als spektral unabhängig angesehen (Duntley, 1963).

**Sediment- und Sinkerparameter.** Der Meeresboden wird innerhalb der Simulationen zusammen mit einer möglichen Sinkerlache behandelt.

Als Daten für die Reflektivität unterschiedlicher Sedimente werden Messungen von (McBride et al., 1997) verwandt. Sie sind in Tabelle 6.3 aufgelistet. Die Richtung des reflektierten Lichtes wird als Lambert-verteilt angenommen (Ackleson, 1997). Die Sedimente werden als fluoreszenzfrei angesehen.

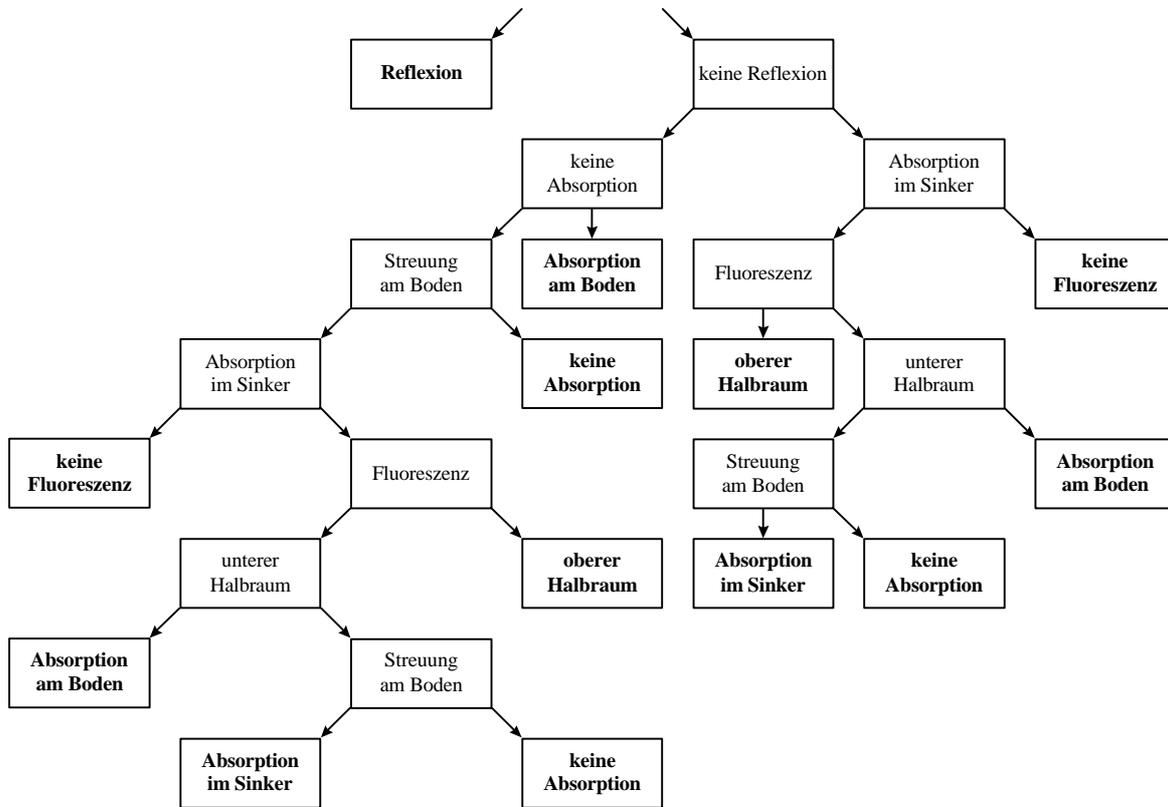
Sediment	R
Sediment 1 - grauer Sand	0,12
Sediment 2 - brauner Sand	0,10
Sediment 3 - orange-brauner Ton	0,05

**Tabelle 6.3.** Reflexionsgrade bei  $\lambda=450$  nm für verschiedene Sedimente  
(McBride et al., 1997)

Ein Sinker ist charakterisiert durch seine optischen Parameter Brechungsindex, Absorptionskoeffizient, Fluoreszenzquantenausbeute und -lebensdauer sowie durch seine Schichtdicke. Aus Absorptionskoeffizient und Schichtdicke wird die Absorptionswahrscheinlichkeit ermittelt. Im allgemeinen ist die Dicke einer Sinkerschicht klein gegenüber der Wassersäule; für das *ray tracing* wird sie daher nicht berücksichtigt.

Die Wechselwirkung mit einem Laserphoton kann eine Reflexion an der Grenzschicht Wasser - Sinker, eine Lambert-Streuung vom Meeresboden, eine Umwandlung in ein Fluoreszenzphoton oder eine Absorption des Photons vom Sinker oder Meeresboden sein. Die Wahrscheinlichkeiten der verschiedenen Wechselwirkungen sind nicht unabhängig voneinander. Abbildung 6.6 zeigt den Wahrscheinlichkeitsbaum für die als möglich betrachteten Wechselwirkungen zwischen einem Laserphoton und dem System Sinker - Boden.

### Wechselwirkung Laserphoton - Meeresboden / Sinker



**Abbildung 6.6.** Wahrscheinlichkeitsbaum Wechselwirkung Laserphoton - Boden / Sinker

Anhand von Abbildung 6.6 können nun die Wahrscheinlichkeiten entsprechend ihrer Auswirkungen bestimmt und zusammengefaßt werden. Im einzelnen sind dies die Wahrscheinlichkeit für die gerichtete Reflexion eines Laserphotons, die Wahrscheinlichkeit für die Absorption eines Laserphotons, die Wahrscheinlichkeit für die diffuse Streuung eines Laserphotons und die Wahrscheinlichkeit für die diffuse Emission eines Fluoreszenzphotons.

$$p(\text{Reflexion}) = R_{WS}$$

$$p(\text{Streuung}) = (1 - R_{WS}) (1 - p_{abs}(\lambda_{ex})) R_B (1 - p_{abs}(\lambda_{ex}))$$

$$p(\text{Fluoreszenz}) = (1 - R_{WS}) p_{abs}(\lambda_{ex}) q_{si} 0,5 + (1 - R_{WS}) p_{abs}(\lambda_{ex}) q_{si} 0,5 R_B (1 - p_{abs}(\lambda_{em})) \\ + (1 - R_{WS}) (1 - p_{abs}(\lambda_{ex})) R_B p_{abs}(\lambda_{ex}) q_{si} 0,5 \\ + (1 - R_{WS}) (1 - p_{abs}(\lambda_{ex})) R_B p_{abs}(\lambda_{ex}) q_{si} 0,5 R_B (1 - p_{abs}(\lambda_{em}))$$

$$\begin{aligned}
p(\text{Absorption}) = & (1 - R_{\text{WS}}) p_{\text{abs}}(\lambda_{\text{ex}}) (1 - q_{\text{si}}) + (1 - R_{\text{W}}) p_{\text{abs}}(\lambda_{\text{ex}}) q_{\text{si}} (1 - R_{\text{B}}) \\
& + (1 - R_{\text{WS}}) p_{\text{abs}}(\lambda_{\text{ex}}) q_{\text{si}} R_{\text{B}} p_{\text{abs}}(\lambda_{\text{em}}) + (1 - R_{\text{WS}}) (1 - p_{\text{abs}}(\lambda_{\text{ex}})) (1 - R_{\text{B}}) \\
& + (1 - R_{\text{WS}}) (1 - p_{\text{abs}}(\lambda_{\text{ex}})) R_{\text{B}} p_{\text{abs}}(\lambda_{\text{ex}}) (1 - q_{\text{si}}) \\
& + (1 - R_{\text{WS}}) (1 - p_{\text{abs}}(\lambda_{\text{ex}})) R_{\text{B}} p_{\text{abs}}(\lambda_{\text{ex}}) q_{\text{si}} 0,5 (1 - R_{\text{B}}) \\
& + (1 - R_{\text{WS}}) (1 - p_{\text{abs}}(\lambda_{\text{ex}})) R_{\text{B}} p_{\text{abs}}(\lambda_{\text{ex}}) q_{\text{si}} 0,5 R_{\text{B}} p_{\text{abs}}(\lambda_{\text{em}})
\end{aligned}$$

Das Symbol  $R_{\text{WS}}$  bezeichnet das Reflexionsvermögen der Grenzschicht Wasser-Sinker,  $R_{\text{B}}$  das Reflexionsvermögen des Bodens,  $q_{\text{si}}$  die Quantenausbeute des Sinkers und  $p_{\text{abs}}$  die Absorptionswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der Wellenlänge. Die Summe dieser vier Wahrscheinlichkeiten ergibt die Eins.

In Analogie zu Abbildung 6.6 kann ein Wahrscheinlichkeitsbaum für die Wechselwirkungen des Meeresbodens mit einem Fluoreszenzphoton gezeichnet werden. Hierbei wird angenommen, daß die Absorption eines Fluoreszenzphotons zu keiner erneuten Fluoreszenz führt.

**Geräteparameter.** Die Form des Laserstrahls wird sowohl im Querschnitt wie auch im zeitlichen Verlauf simuliert durch eine Gaußsche Glockenkurve mit der Standardabweichung  $\sigma = 1 \text{ mm}$  bei einer Apertur von  $5 \text{ mm}$  in der Ebene und der zeitlichen Standardabweichung  $\sigma = 2 \text{ ns}$  bei einer maximalen Pulslänge von  $8 \text{ ns}$ . Der Laser besitzt eine Pulsenergie von  $70 \text{ mJ}$  bei  $355 \text{ nm}$ . Dies entspricht in etwa  $12,5 \cdot 10^{16}$  Photonen.

Die Antwortfunktion des Photomultipliers wird als abfallende Exponentialfunktion mit einer Abklingkonstante von  $(2 \text{ ns})^{-1}$  angenähert.

Die Geometrie der optischen Bauteile entspricht der des Lasers in dem eingebauten Zustand. Der Weg eines Photons wird über die verschiedenen Umlenkspiegel und durch die einzelnen Quarzfenster und das Wasser zwischen Laser- und Detektorgehäuse bis zum Eintritt in die Wassersäule berechnet.<sup>1</sup> Der Strahlverlauf wird mit Hilfe der vektoriellen Reflexions- und Brechungsgesetze bestimmt. Die Orientierung des Umlenkspiegels innerhalb des Scannerspiegels variiert entsprechend seiner Winkeleinstellung.

Optische Bauteile des Detektors sind die Quarzglasscheibe, der Scannerspiegel, die Linse und die Detektorblende. Der Einkoppelspiegel für das Laserlicht auf die optische Achse der Linse sowie

---

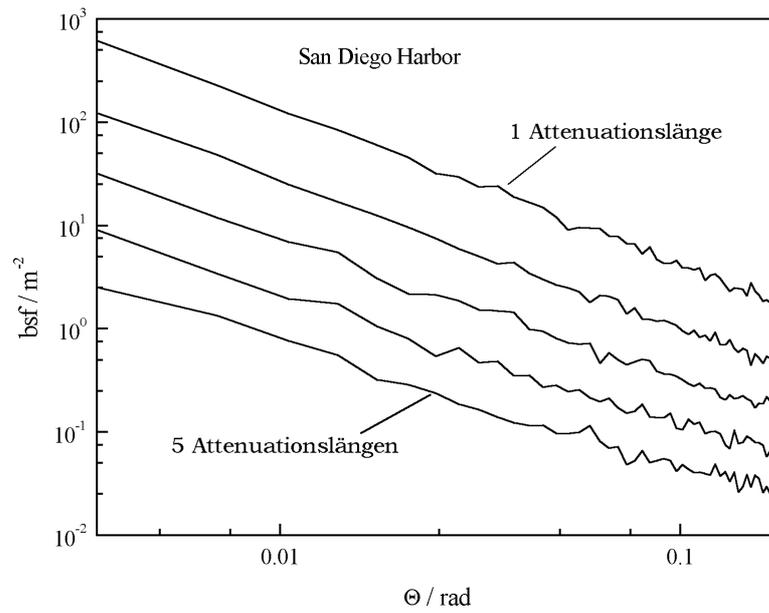
<sup>1</sup> Die Spiegel sind in einigen Simulationen aus Gründen der Rechengeschwindigkeit fortgelassen worden, da sie das Lidarsignal nicht beeinflussen. Der Laser ist in dem effektiven Abstand oberhalb der Quarzglasscheibe und Wassersäule plziert.

der Laserspiegel im Scanner werden als negative Blenden berücksichtigt. Die Sammellinse wird als dünne Linse betrachtet; der Strahlverlauf wird mit Hilfe der Descartes'schen Linsengleichung berechnet. Es wird angenommen, daß sämtliche Photonen der Detektionswellenlänge, die durch die Detektorblende laufen, vom Photomultiplier detektiert werden.

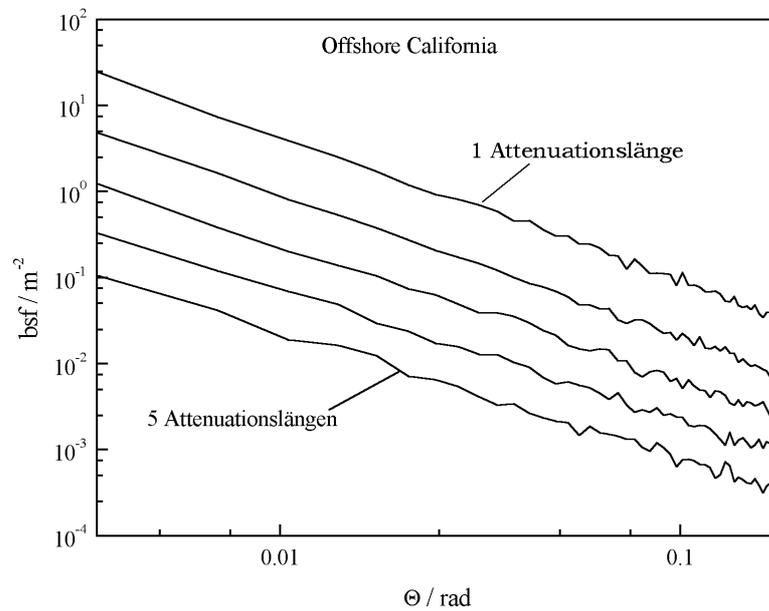
## 6.2 Übertragungsfunktionen des Wasserkörpers

**Bestimmung der Übertragungsfunktionen psf und bsf.** Entsprechend der Definition von (Mertens and Replogle, 1977) wird die *beam spread function*  $bsf(\Theta, \Phi, R)$  gemessen über die Irradianzverteilung auf einer Kugeloberfläche mit Radius  $R$ , hervorgerufen durch ein gerichtetes Lichtbündel mit Ursprung im Mittelpunkt der Kugel und normiert auf die Intensität des Lichtbündels. Es wird hierzu eine varianzreduzierende Monte Carlo-Technik verwandt (siehe Anhang). Die einzelnen Photonen werden bei jeder Wechselwirkung mit dem Wasser mit der Einfachstreu-Albedo  $\omega$  gewichtet. Die Winkelauflösung beträgt  $\Delta\Theta=0,2^\circ$  und  $\Delta\Phi=1^\circ$ . Die Kugeloberfläche ist somit in Segmente der Fläche  $\Delta A(\Theta)=R \Delta\Theta R \sin(\Theta) \Delta\Phi$  eingeteilt. Die detektierten Photonen in einem Segment  $\Delta A(\Theta)$  werden auf  $\Delta A(\Theta)$  und auf die Gesamtphotonenzahl des induzierenden Lichtbündels normiert.

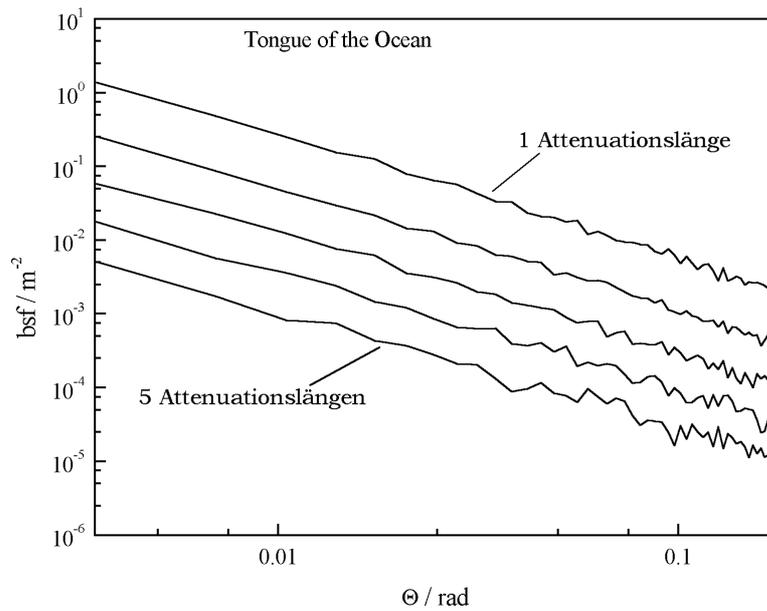
**Ergebnisse der Monte Carlo-Simulationen.** Abbildungen 6.7 bis 6.9 zeigen die berechneten *beam spread functions* unter Berücksichtigung ihrer Radialsymmetrie für 1 bis 5 Attenuationslängen in den verschiedenen Wasserkörpern. Im San Diego Harbor Wasser entspricht eine Attenuationslänge 0,46 m, im Offshore Southern California Wasser 2,51 m und im Tongue of the Ocean Wasser 6,62 m bei 514 nm. Für eine Berechnung wurden  $5 \cdot 10^4$  Photonen eingesetzt. Aus Abbildung 6.7 bis 6.9 wird ersichtlich, daß die *beam spread function* und damit auch ihr mathematisches Äquivalent, die *point spread function*, doppelt-logarithmisch aufgetragen über den Winkel als Gerade erscheinen. Tabelle 6.4 zeigt die Parameter  $B$  und  $m$  der von K. Voss angegebenen empirischen Formel für die psf (Gleichung 3.14). Die Parameter wurden bestimmt durch einen *least squares fit* an die Ergebnisse der Monte Carlo-Simulationen.



**Abbildung 6.7.** *Beam spread functions* für 1, 2, 3, 4 und 5 Attenuationslängen  
Ergebnisse der Monte Carlo-Simulationen für San Diego Harbor Wasser



**Abbildung 6.8.** *Beam spread functions* für 1, 2, 3, 4 und 5 Attenuationslängen  
Ergebnisse der Monte Carlo-Simulationen für Offshore California Wasser

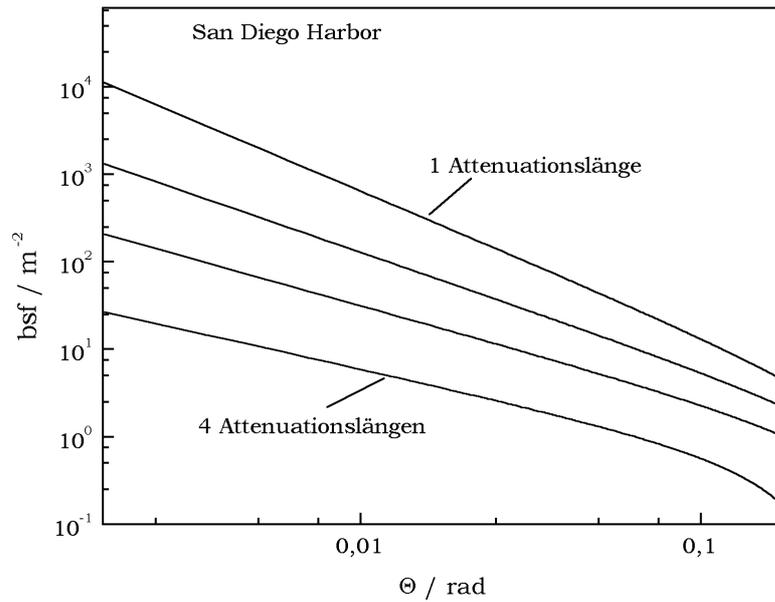


**Abbildung 6.9.** *Beam spread functions* für 1, 2, 3, 4 und 5 Attenuationslängen  
Ergebnisse der Monte Carlo-Simulationen für Tongue of the Ocean Wasser

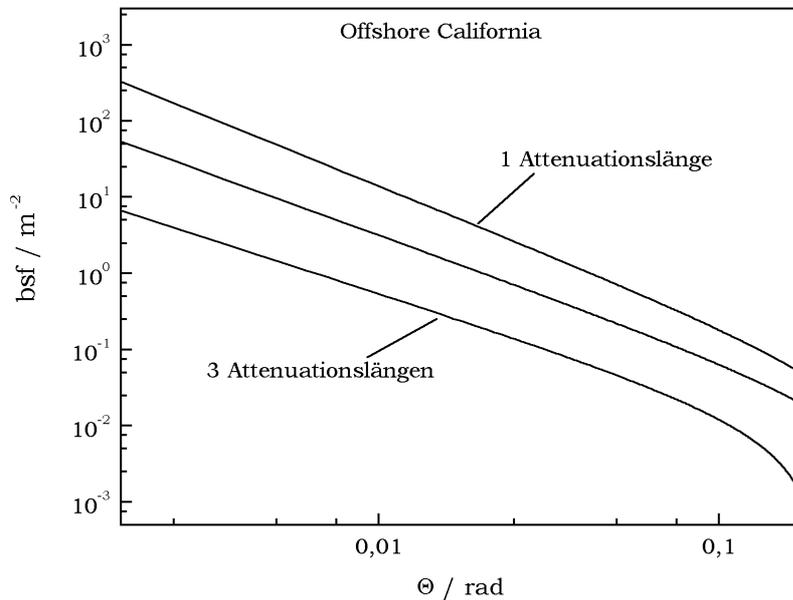
R	San Diego Harbor	Offshore S. California	Tongue of the Ocean
1 Al	B=0,160331, m=1,459693	B=0,001729, m=1,692218	B=2,042E-4, m=1,561730
2 Al	B=0,041250, m=1,413826	B=6,045E-4, m=1,588475	B=3,563E-5, m=1,571054
3 Al	B=0,012920, m=1,380020	B=1,392E-4, m=1,606312	B=1,545E-5, m=1,459835
4 Al	B=0,004752, m=1,335364	B=8,637E-5, m=1,460582	B=2,915E-6, m=1,543135
5 Al	B=0,003606, m=1,162619	B=3,337E-5, m=1,425004	B=8,324E-7, m=1,543670

**Tabelle 6.4.** Parametrisierung der aus der MC Simulation bestimmten psf  
für  $\Theta < 0,087 \text{ rad} \approx 5^\circ$

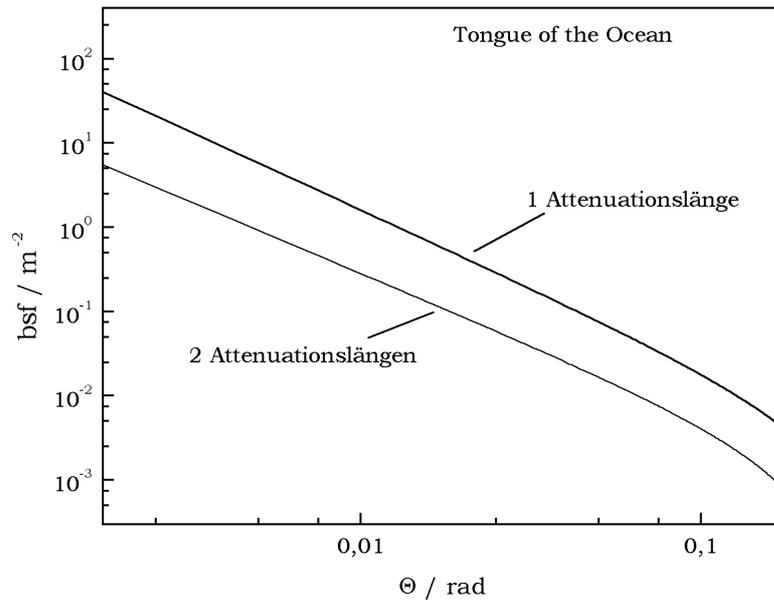
**Duntleys Formel.** Abbildung 6.10 bis 6.12 zeigen die *beam spread functions* für die betrachteten Wasserkörper berechnet nach der empirischen Formel von S. Duntley (Gleichung 3.3). Physikalisch sinnvolle Ergebnisse erhält man nur bei kleinen Winkeln und kleinen Entfernungen.



**Abbildung 6.10.** *Beam spread functions* für 1, 2, 3 und 4 Attenuationslängen  
Ergebnisse der empirischen Berechnung nach S. Duntley für San Diego Harbor Wasser



**Abbildung 6.11.** *Beam spread functions* für 1, 2 und 3 Attenuationslängen  
Ergebnisse der empirischen Berechnung nach S. Duntley für Offshore California Wasser



**Abbildung 6.12.** *Beam spread functions* für 1 und 2 Attenuationslängen

Ergebnisse der empirischen Berechnung nach S. Duntley für Tongue of the Ocean Wasser

In Tabelle 6.5 sind als Ergebnisse der *least squares fits* die B- und m-Parameter für die empirisch berechneten *beam spread functions* eingetragen.

R	San Diego Harbor	Offshore S. California	Tongue of the Ocean
1 Al	B=0,334433, m=1.643198	B=0,003419, m=1,807439	B=0,000324, m=1,849243
2 Al	B=0,269705, m=1.339445	B=0,001833, m=1,620115	B=0,000115, m=1,696168
3 Al	B=0,212232, m=1.085012	B=0,000702, m=1,443364	
4 Al	B=0,100416, m=0.880861		

**Tabelle 6.5.** Parametrisierung der nach Duntley empirisch berechneten psf für  $\Theta < 0,087 \text{ rad} \approx 5^\circ$

**Wilson's Formel.** Die nach der von W. H. Wilson aufgestellten empirischen Beziehung (Gleichung 3.4) berechneten *point spread functions* sind in den Abbildungen 6.13 bis 6.15 gezeichnet. Die Formel liefert für alle betrachteten Attenuationslängen und Trübungen physikalisch sinnvolle Ergebnisse.

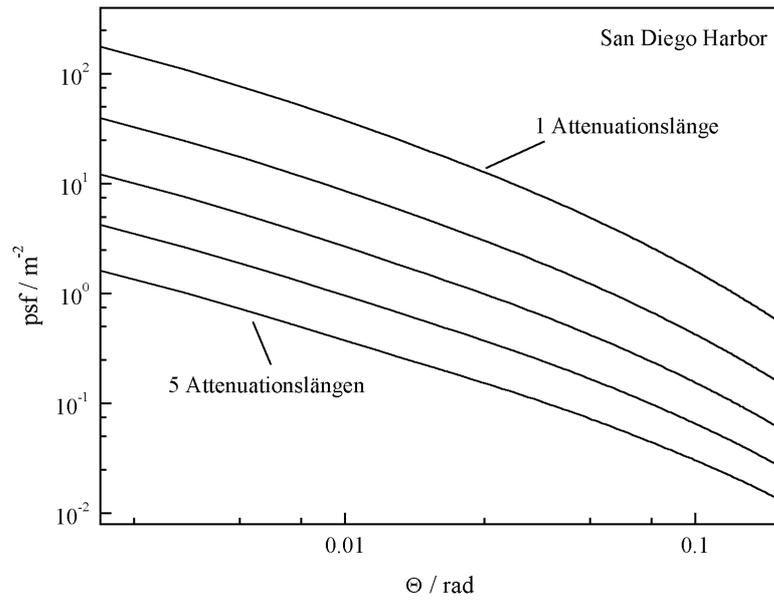


Abbildung 6.13. Point spread functions für 1,2,3,4 und 5 Attenuationslängen

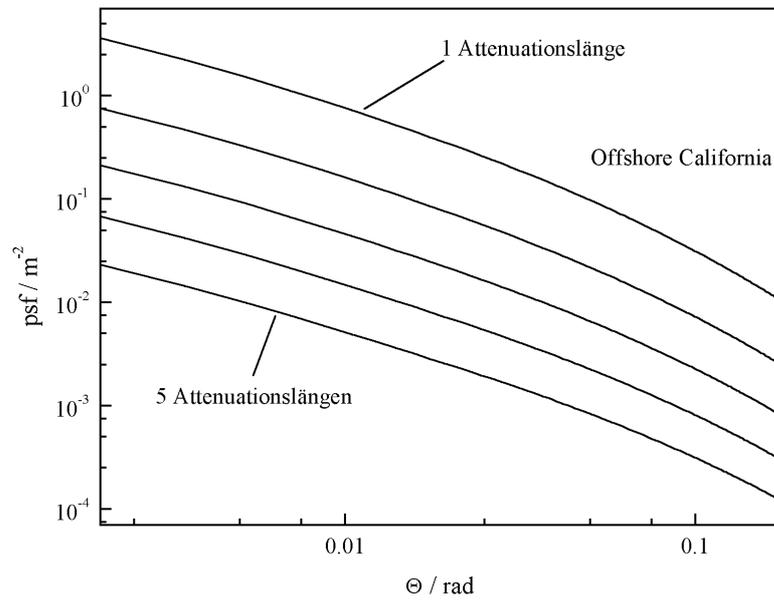
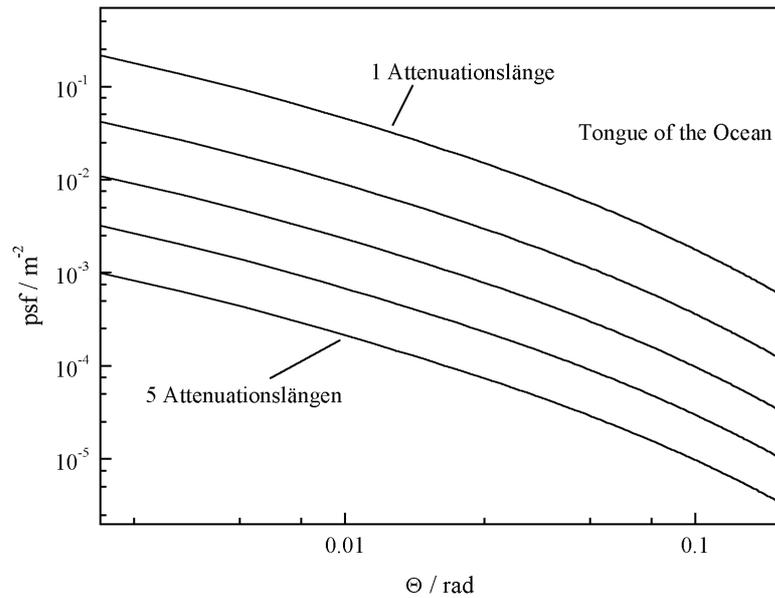


Abbildung 6.14. Point spread functions für 1,2,3,4 und 5 Attenuationslängen



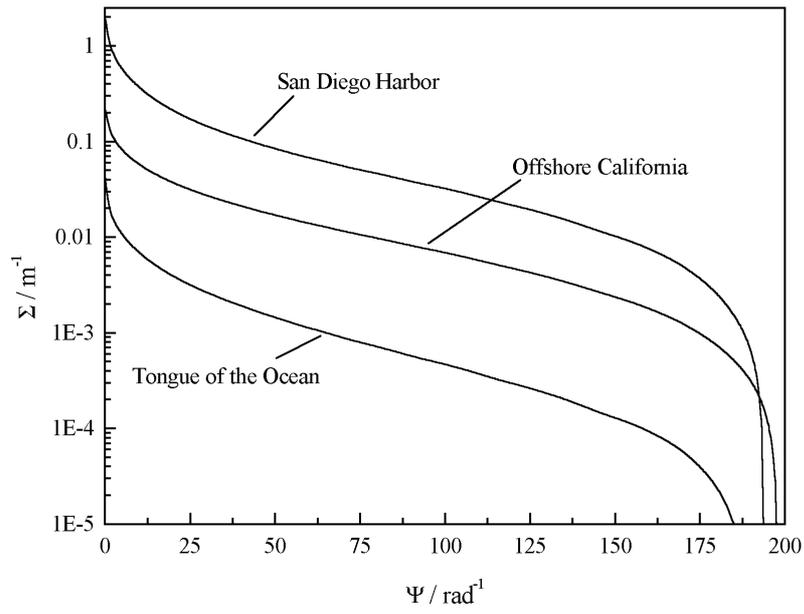
**Abbildung 6.15.** Point spread functions für 1,2,3,4 und 5 Attenuationslängen

In Tabelle 6.6 sind die Ergebnisse der *least squares fits* für die Grafiken 6.13 bis 6.15 eingetragen.

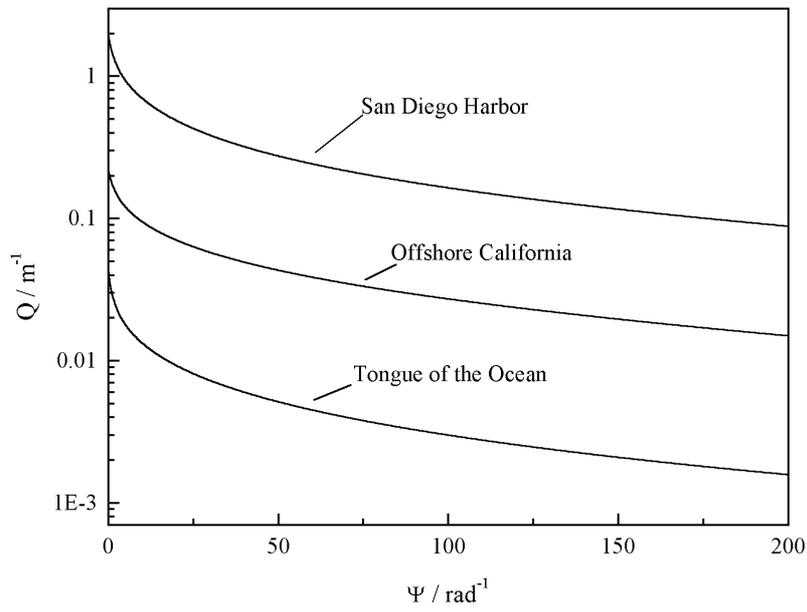
R	San Diego Harbor	Offshore S. California	Tongue of the Ocean
1 Al	B=0,344653, m=1,006331	B=0,006840, m=1,011115	B=3,967E-4, m=1,016193
2 Al	B=0,085435, m=0,990764	B=0,001517, m=1,001635	B=7,907E-5, m=1,012101
3 Al	B=0,029160, m=0,972704	B=4,547E-4, m=0,991046	B=2,104E-5, m=1,003764
4 Al	B=0,011585, m=0,952151	B=1,555E-4, m=0,979364	B=6,311E-6, m=1,003763
5 Al	B=0,005095, m=0,929037	B=5,749E-5, m=0,966741	B=2,025E-6, m=0,999237

**Tabelle 6.6.** Parametrisierung der nach W. H. Wilson empirisch berechneten psf für  $\Theta < 0,087 \text{ rad} \approx 5^\circ$

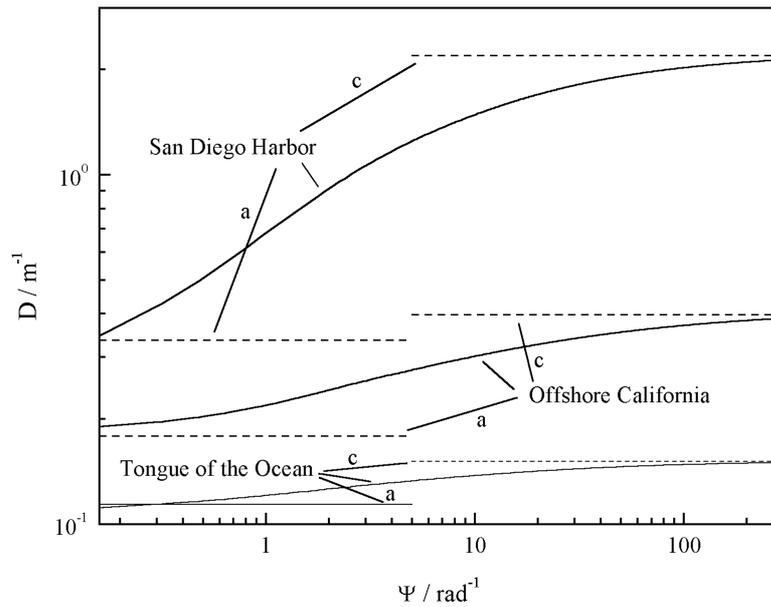
**Wells` Theorie.** Entsprechend der von W. Wells erstmals veröffentlichten Transformationen zwischen Volumenstreuungsfunktion und Modulationstransferfunktion in der Näherung für kleine Winkel kann die *point spread function* eines der Wasserkörper in Abhängigkeit von der Entfernung berechnet werden (siehe Kapitel 3.1). Abbildung 6.16 zeigt die Hankel-Transformierten der in Abbildung 6.1 dargestellten Volumenstreuungsfunktionen.



**Abbildung 6.16.** Hankeltransformierte der gemessenen Volumenstreufunctionen



**Abbildung 6.17.** Q-Funktionen der gemessenen Volumenstreufunctionen

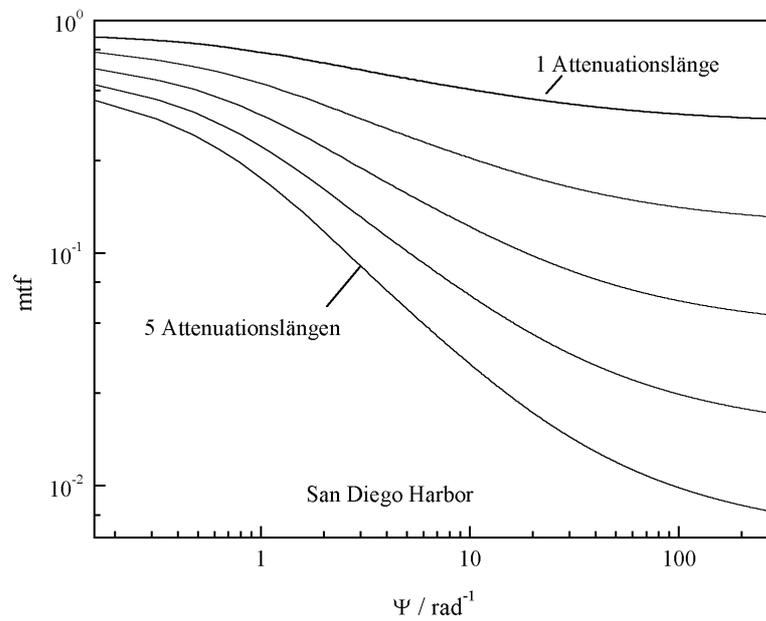


**Abbildung 6.18.** Theoretisch berechnete Decay-Funktion und gemessene Attenuations- und Absorptionskoeffizienten

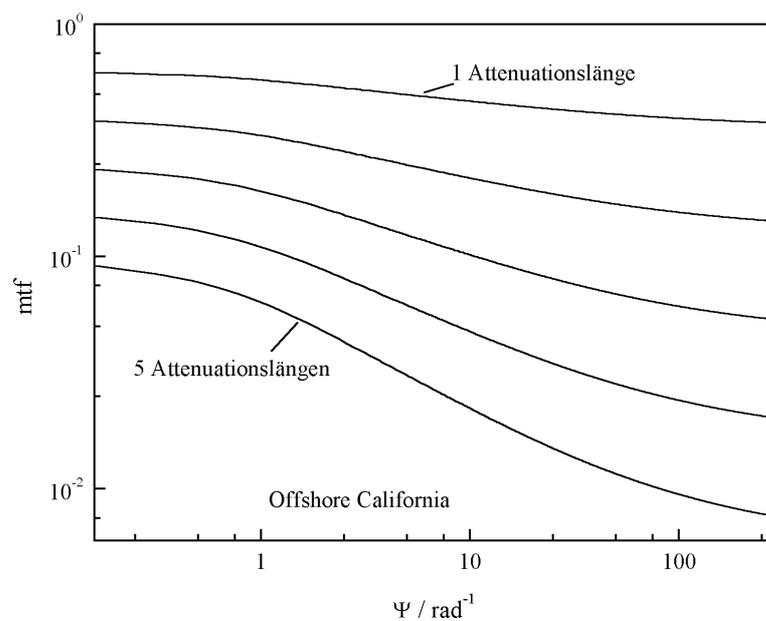
Die Q-Funktionen (Abbildung 6.17) (Gleichung 3.10) können als eine Art Rekonstruktionsfunktionen angesehen werden. Sie beschreiben eine negative Abschwächung, d. h. eine Verstärkung einzelner Raumfrequenzen durch Vielfachstreuung. Niedrige Frequenzen werden mehr verstärkt als hohe Frequenzen. Aus der Differenz von Attenuationskoeffizient und Q-Funktion ergibt sich die Decay-Funktion, die die effektive Attenuation einzelner Raumfrequenzen beschreibt (Abbildung 6.18). Die Decay-Funktion beschreibt die Attenuation einzelner Raumfrequenzen. Ihre Grenzwerte sind für hohe Frequenzen  $D(\infty)=c$  und für niedrige Frequenzen  $D(0)=a$ . Anschaulich verständlich werden diese Grenzen, wenn hohe Frequenzen mit feinen Strukturen in einem Bild assoziiert werden. Unendlich feine Strukturen können nur durch direkte Lichtwege ohne Streuereignis, also ungestörte Strahlen, übertragen werden. Hohe Frequenzen werden daher mit dem Strahlattenuationskoeffizienten abgeschwächt. Je gröber die Strukturen werden, desto weniger werden sie durch Streuung beeinflusst. Die Raumfrequenz  $\Psi = 0 \text{ rad}^{-1}$  entspricht im Ortsraum einer homogenen Fläche ohne Strukturen, d. h. Streuung spielt keine Rolle. Die Attenuation entspricht in Näherung dem Absorptionskoeffizienten  $a$ .

Aus den Modulationstransferfunktionen (Abbildungen 6.19 bis 6.21) können durch eine inverse Hankeltransformation die entsprechenden *point spread functions* berechnet werden. Um die Stabilität der Transformation zu erhöhen, ist zuvor bei den Modulationstransferfunktionen der Wert für die höchste Frequenz als Offset abgezogen worden. Im Ortsraum entspricht dies der

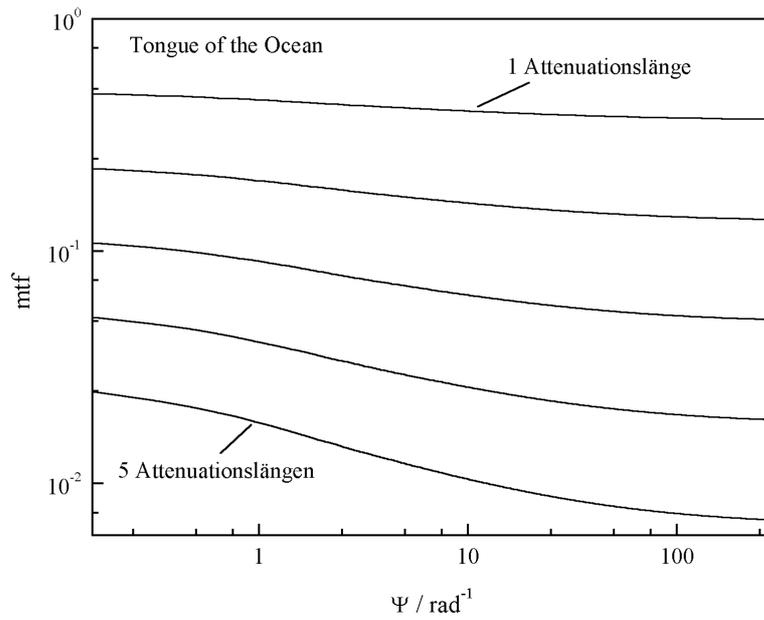
Subtraktion eines  $\delta$ -Peaks an der Stelle  $\Theta = 0$  rad. Die Abbildungen 6.22 bis 6.24 stellen die aus den inhärenten optischen Größen Volumenstreuungsfunktion und Attenuationskoeffizient theoretisch berechneten *point spread functions* dar.



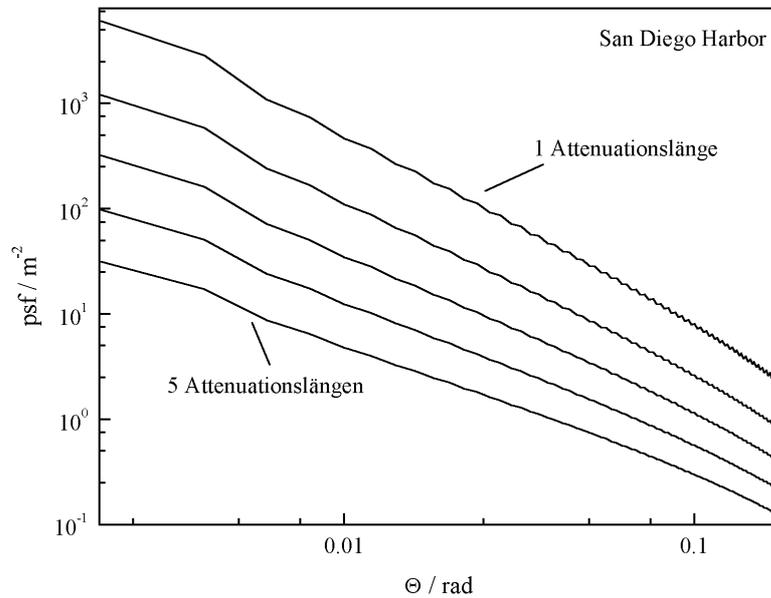
**Abbildung 6.19.** Modulationstransferfunktionen für 1, 2, 3, 4 und 5 Attenuationslängen Ergebnisse der theoretischen Berechnung nach W. Wells für San Diego Harbor Wasser



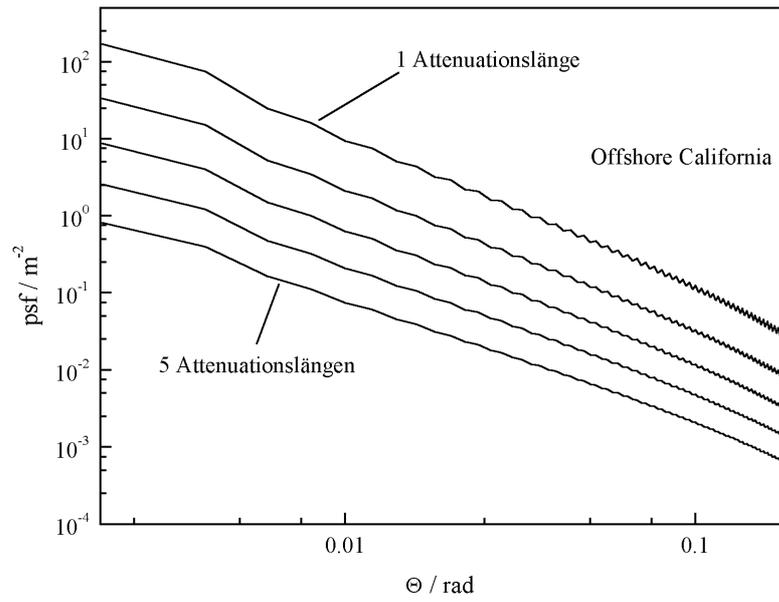
**Abbildung 6.20.** Modulationstransferfunktionen für 1, 2, 3, 4 und 5 Attenuationslängen Ergebnisse der theoretischen Berechnung nach W. Wells für Offshore California Wasser



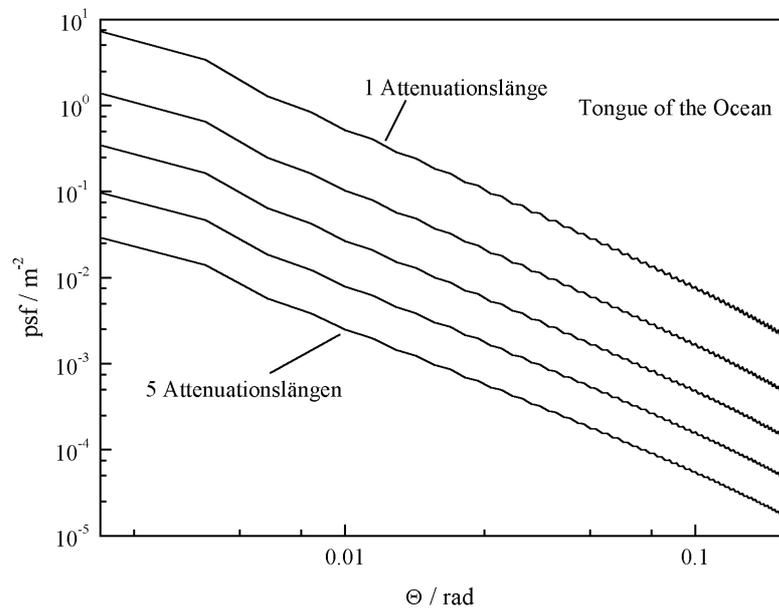
**Abbildung 6.21.** Modulationstransferfunktionen für 1, 2, 3, 4 und 5 Attenuationslängen  
Ergebnisse der theoretischen Berechnung nach W. Wells für Tongue of the Ocean Wasser



**Abbildung 6.22.** Point spread functions für 1,2,3,4 und 5 Attenuationslängen  
Ergebnisse der theoretischen Berechnung für San Diego Harbor Wasser



**Abbildung 6.23.** *Point spread functions* für 1,2,3,4 und 5 Attenuationslängen  
Ergebnisse der theoretischen Berechnung für California Offshore Wasser



**Abbildung 6.24.** *Point spread functions* für 1,2,3,4 und 5 Attenuationslängen  
Ergebnisse der theoretischen Berechnung für Tongue of the Ocean Wasser

Tabelle 6.7 beinhaltet in Analogie zu den Tabellen 6.4, 6.5 und 6.6 die B- und m-Parameter für die theoretisch berechneten Kurven.

R	San Diego Harbor	Offshore S. California	Tongue of the Ocean
1 Al	B=0,195072, m=1,658101	B=0,001240, m=1,895478	B=1,831E-4, m=1,699541
2 Al	B=0,079691, m=1,543186	B=4,338E-4, m=1,802905	B=4,158E-5, m=1,669133
3 Al	B=0,044096, m=1,426368	B=2,006E-4, m=1,712041	B=1,260E-5, m=1,638636
4 Al	B=0,028032, m=1,306951	B=1,036E-4, m=1,622561	B=4,301E-6, m=1,607961
5 Al	B=0,019486, m=1,184495	B=5,680E-5, m=1,534296	B=1,568E-6, m=1,577126

**Tabelle 6.7.** Parametrisierung der theoretisch berechneten psf für  $\Theta < 0,087$  rad  $\approx 5^\circ$

**Vergleich der Ergebnisse.** Es sind vier verschiedene Verfahren benutzt worden, um aus inhärenten optischen Eigenschaften die *point spread function* bzw. ihr mathematisches Äquivalent, die *beam spread function*, für unterschiedliche Wasserkörper und verschiedene Entfernungen zu bestimmen. Alle berechneten Funktionen zeigen im doppelt-logarithmisch aufgetragenen Diagramm im Bereich bis  $\sim 0,1$  rad einen nahezu linearen Verlauf, so daß die von K. Voss eingeführte Approximation verwandt werden kann. Die *point spread function* wird somit auf zwei freie Parameter, m und B, reduziert. Die Abbildungen 6.25 bis 6.27 zeigen die berechneten m-Parameter. Zusätzlich ist der nach der von K. Voss aufgestellten Beziehung zwischen dem m-Parameter und der optischen Tiefe (Gleichung 3.15) berechnete m-Wert eingezeichnet. In Abbildung 6.28 sind die B-Parameter in Abhängigkeit von der Entfernung für die simulierten und theoretisch berechneten Kurven der drei Wasserkörper dargestellt.

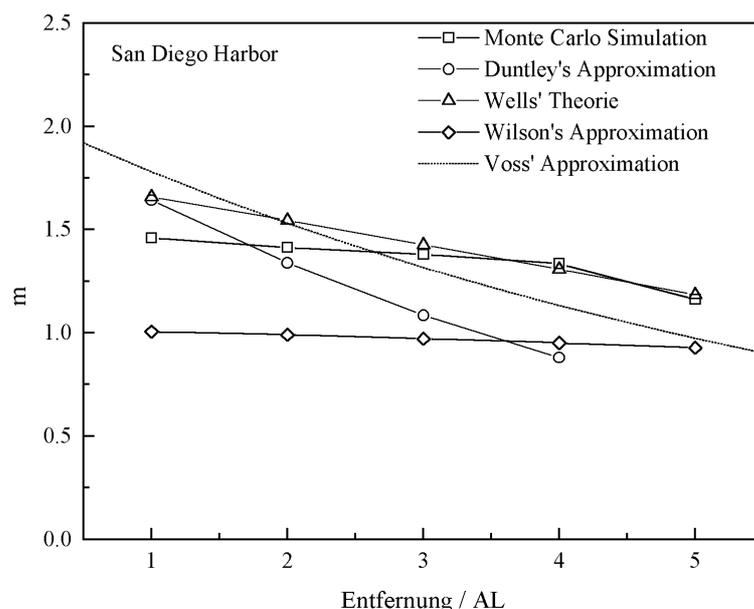
Es kann davon ausgegangen werden, daß die Ergebnisse der Monte Carlo-Simulationen korrekte Ergebnisse liefern, da in sie keine Näherungen einfließen (mit Ausnahme der begrenzten Photonenzahl). Der Fehler durch die analytische Approximation der Volumenstreuungsfunktion ist zu vernachlässigen. Die Monte Carlo-Simulationen benötigen die Volumenstreuungsfunktion und den Attenuationskoeffizienten als Ausgangsgrößen. Ihr großer Nachteil liegt in der langen Rechenzeit.

Die empirische Berechnung der psf mit Hilfe der von S. Duntley angegebenen Formel ergibt nur für kleine Attenuationslängen und Winkel physikalisch sinnvolle Ergebnisse und ist damit im allgemeinen nicht geeignet zur Bestimmung der psf. Ähnliches gilt für die von W. H. Wilson aufgestellte empirische Beziehung. Die Ergebnisse weisen große Differenzen zu den simulierten Daten auf. Der nach K. Voss empirisch berechnete m-Parameter besitzt den Vorteil, daß er

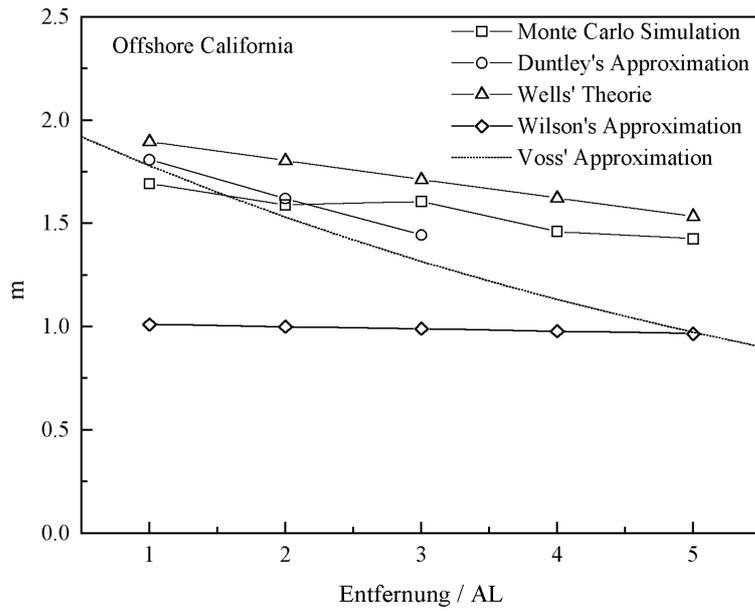
unabhängig von inhärenten optischen Eigenschaften allein eine Funktion der Entfernung und damit direkt zugänglich ist. Er liefert Werte, die im Prinzip im richtigen Bereich liegen, und zeigt einen plausiblen Verlauf über die Entfernung. Die Abweichungen gegenüber den simulierten Ergebnissen variieren je nach Entfernung und Wasserkörper. Dieses Verhalten ist oft charakteristisch für empirische Beziehungen, da diese meist anhand von speziellen Datensätzen aufgestellt werden.

Generell zeigt sich, daß die mit Hilfe von Wells` Transformationen berechneten  $m$ -Werte größer als die aus den Simulationen ermittelten Werte sind. Dies bestätigt die Ergebnisse von (Jaffe, 1995). Die  $psf$  für einen Wasserkörper kann für alle Entfernungen mit Hilfe der von W. Wells formulierten Theorie hinreichend gut bestimmt werden, wenn Attenuationskoeffizient und Volumenstreuungsfunktion bekannt sind. Sie wird im Bereich der Bilderfassung im allgemeinen als normierte Funktion benutzt. Abbildung 6.29 zeigt die normierte  $psf$  für California Offshore Wasser und fünf Attenuationslängen als Ergebnisse von Simulation und Theorie.

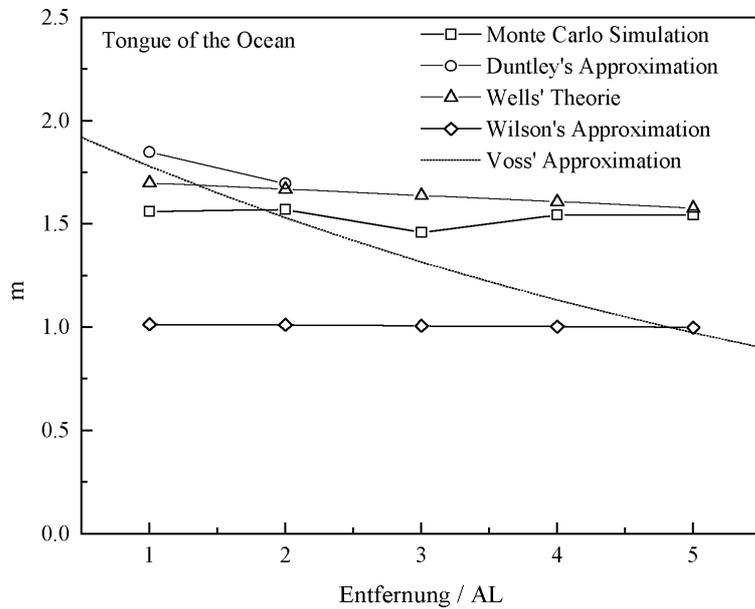
Die Messung der Volumenstreuungsfunktion eines Wasserkörpers ist sehr aufwendig. In Kapitel 3.1 wird eine Methode eingeführt, um aus der Messung des spektralen Attenuationskoeffizienten den Absorptionskoeffizienten und den Streukoeffizienten abzuschätzen. In Verbindung mit einer mittleren Phasenfunktion für Seewasser kann so die Volumenstreuungsfunktion berechnet werden. Damit kann aus dem multispektral im Verhältnis zur Volumenstreuungsfunktion einfach zu messenden Attenuationskoeffizienten direkt die *point spread function*  $psf$  durch die von W. Wells aufgestellte Theorie berechnet werden.



**Abbildung 6.25.**  $m$ -Parameter gegen Entfernung für San Diego Harbor Wasser



**Abbildung 6.26.** m-Parameter gegen Entfernung in Attenuationslängen für Offshore California Wasser



**Abbildung 6.27.** m-Parameter gegen Entfernung in Attenuationslängen für Tongue of the Ocean Wasser

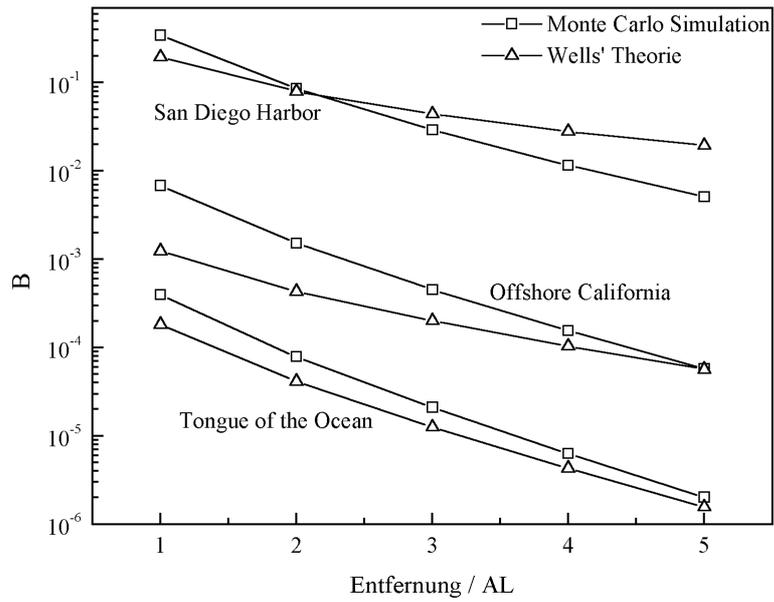


Abbildung 6.28. B-Parameter gegen Entfernung in Attenuationslängen

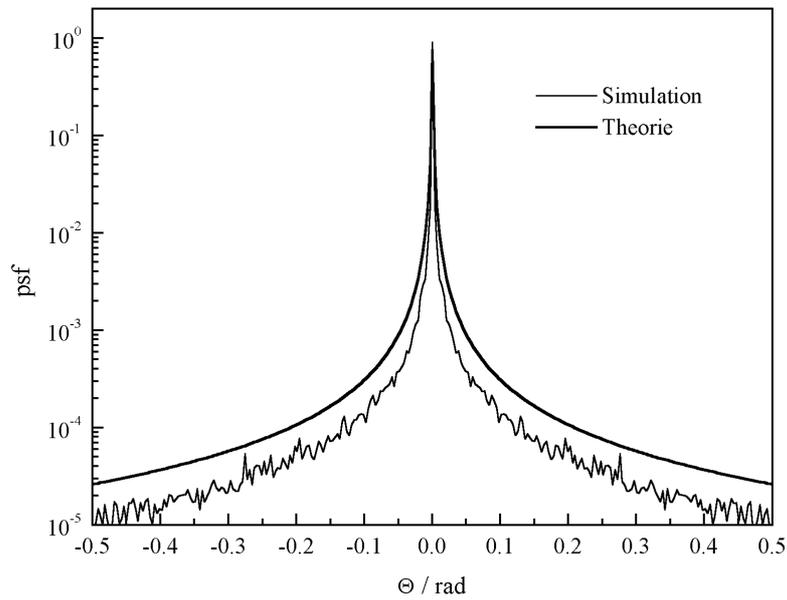
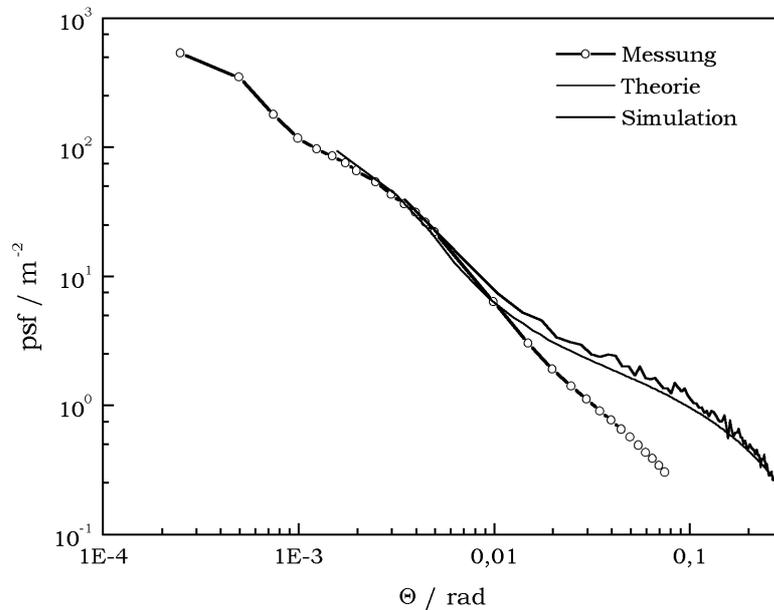


Abbildung 6.29. Normierte *point spread function* für  $R=5$  AL in California Offshore Wasser

**Validierung der Monte Carlo-Simulationen.** Die *beam spread function* wurde hierfür an einem Labortank für unterschiedliche Trübungen gemessen (Tönebö, 2000). Als Lichtquelle wurde ein Argon-Ionen-Laser verwandt. Die Trübung wurde durch sphärische Partikel aus Plexiglas mit Durchmessern zwischen 10  $\mu\text{m}$  und 80  $\mu\text{m}$  erzeugt. Die Länge der Wassersäule betrug 2 m.



**Abbildung 6.30.** Gemessene, simulierte und theoretisch berechnete *point spread function*

Abbildung 6.30 zeigt die gemessene bsf in direktem Vergleich mit dem Ergebnis der Monte Carlo-Simulation und der theoretischen Berechnung für einen Attenuationskoeffizienten  $c=3,75 \text{ m}^{-1}$ . Damit ist die Wegstrecke gleich 7,5 Attenuationslängen. Für Simulation und Theorie wurde eine Volumenstreuungsfunktion nach der Mie-Theorie berechnet ( $\varnothing=30 \mu\text{m}$ ,  $n=1,491$ ) und verwandt. Die Attenuation wurde mit einem Laborphotometer bestimmt; der Absorptionskoeffizient wurde als Null  $\text{m}^{-1}$  angenommen. Die in relativen Einheiten gemessene bsf ist auf den theoretisch berechneten Wert bei 0,01 rad normiert. Die Kurven aus der Simulation und der Theorie verlaufen praktisch identisch. Für Winkel unterhalb von 0,01 rad stimmen die Ergebnisse mit der Messung überein. Die Abweichungen im Bereich oberhalb vom 0,01 rad sind darauf zurückzuführen, daß die Volumenstreuungsfunktion unter der Näherung einer Monodispersion und die psf unter Vernachlässigung von Absorption bestimmt wurden.

**Bestimmung der zeitlichen Übertragungsfunktion.** Abbildung 6.31 zeigt die mittlere zeitliche Verzögerung  $\Delta t$  der axialen Radianz eines  $\delta$ -förmigen Lichtpulses in Abhängigkeit von

der Entfernung, angegeben in Attenuationslängen, für die betrachteten Wasserkörper. Die Verzögerung  $\Delta t$  bezieht sich auf die Transitzeit des ungestörten Pulses. Die Daten sind nach der von (Tessendorf, 1992) angegebenen Beziehung berechnet worden (Gleichung 3.32).

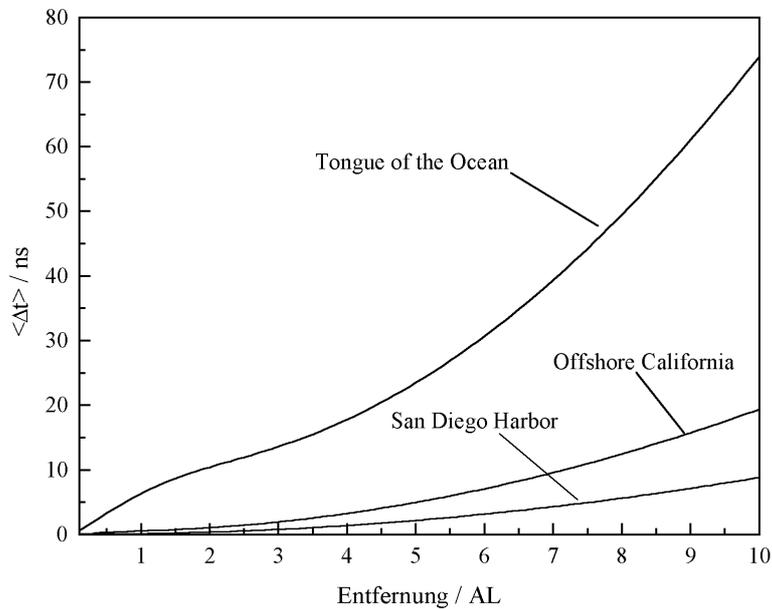


Abbildung 6.31. Mittlere zeitliche Verzögerung ( $\lambda=513 \text{ nm}$ ) nach (Tessendorf, 1992)

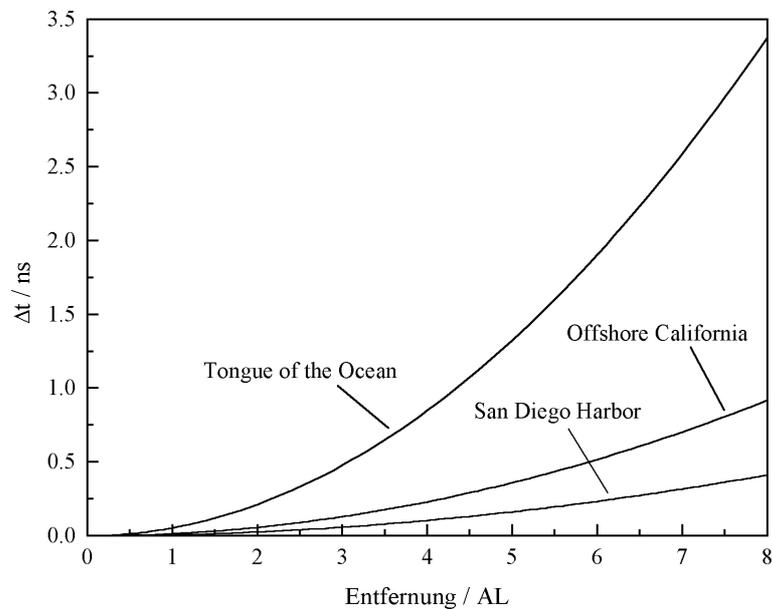
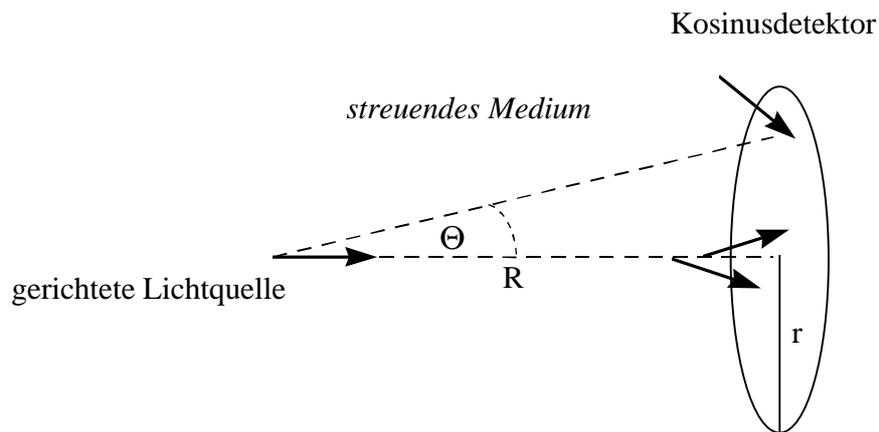


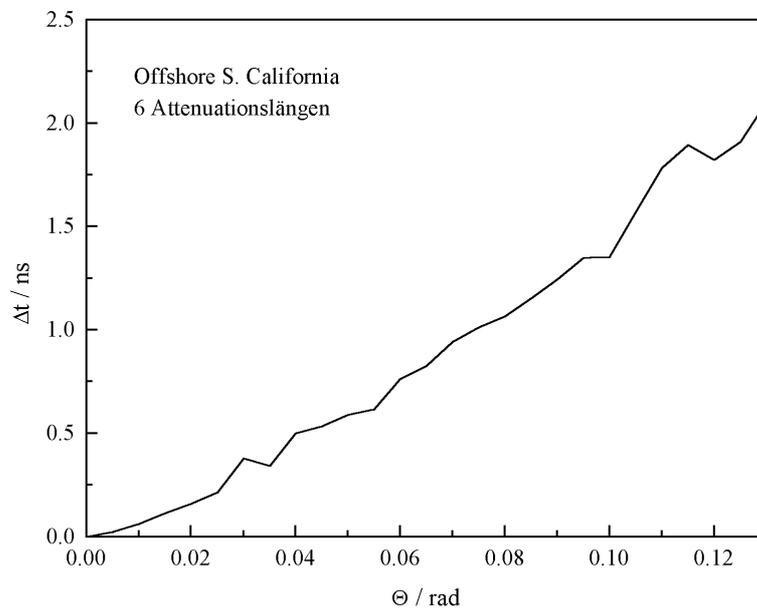
Abbildung 6.32. Ergebnis nach der Formel von (Stotts, 1978) bei  $\lambda=513 \text{ nm}$

Abbildung 6.32 zeigt die Ergebnisse der Berechnung von  $\Delta t$  nach der von (Stotts, 1978) angegebenen Formel (Gleichung 3.33).

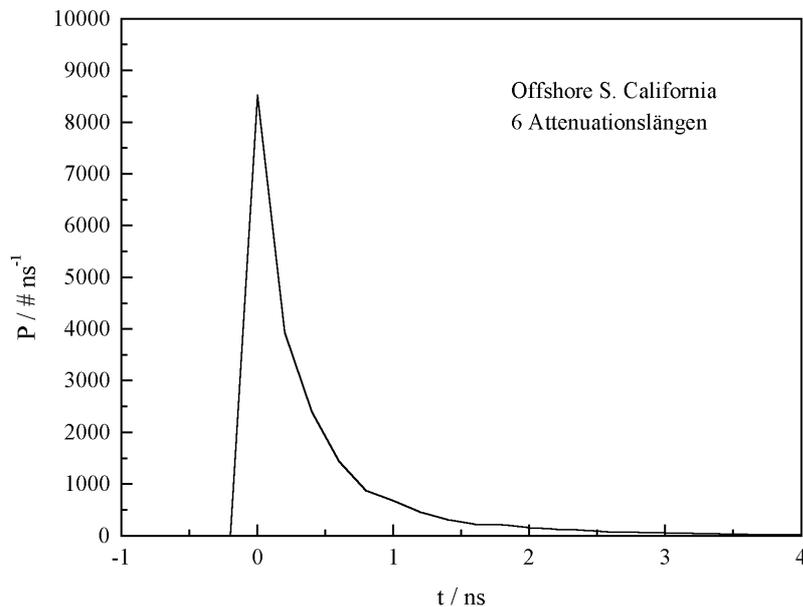
Es wurden Monte Carlo-Simulationen durchgeführt, bei denen ein zeitlicher  $\delta$ -Puls als Strahl ausgehend bis zu einem Detektor in der Entfernung R verfolgt wird. Die auf den Detektor auftreffenden Photonen werden zeit- und orts aufgelöst registriert (Abbildung 6.33).



**Abbildung 6.33.** Aufbau des Monte Carlo-Experimentes



**Abbildung 6.34.**  $\Delta t$  in Abhängigkeit des Zenitwinkels  $\Theta$

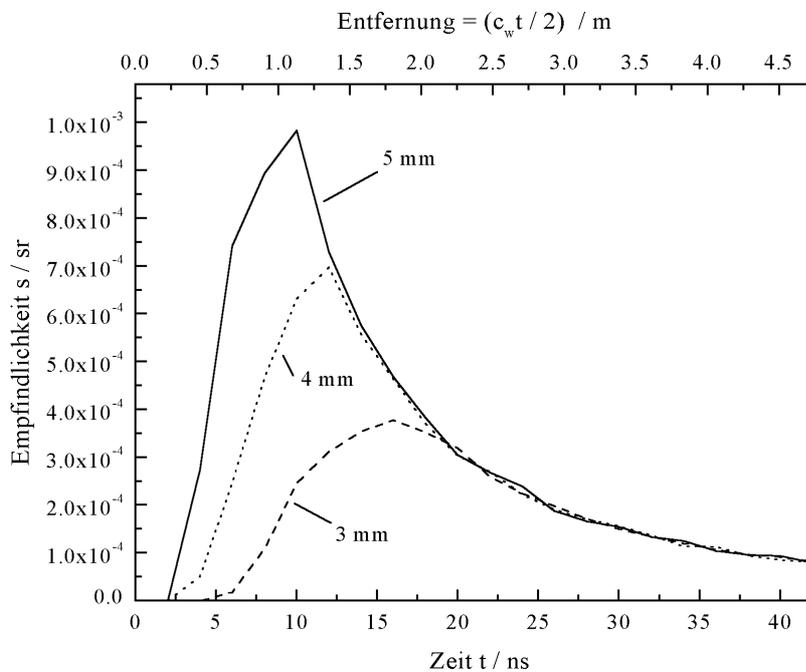


**Abbildung 6.35.** Strahlungsfluß  $P$  über die Zeit  $t$

Abbildungen 6.34 und 6.35 zeigen die Ergebnisse der Monte Carlo-Simulation für Offshore Southern California Wasser. Die Entfernung  $R$  betrug 6 Attenuationslängen, entsprechend 15,08 m. Der Radius  $r$  der Detektorscheibe war 2 m. Abbildung 6.34 zeigt die mittlere Verzögerung  $\Delta t$  in Abhängigkeit des Zenitwinkels  $\Theta$ . Abbildung 6.35 stellt den zeitlichen Verlauf des Strahlungsflusses  $P$  auf den Detektor dar, ausgehend von  $5 \cdot 10^6$  Photonen. Aus Abbildung 6.34 wird ersichtlich, daß die zeitliche Antwortfunktion einer Wassersäule nicht unabhängig vom Detektor behandelt werden kann. Messungen an einem Labortank mit der Länge 8 m ergaben bei unterschiedlichen Trübungen, daß bei einer zeitlichen Auflösung von 0,5 ns keine meßbare zeitliche Verschmierung eines 0,5 ns-Laserpulses auftritt (Müller-Wehlau, 2000). Dies entspricht den Ergebnissen der Monte Carlo-Simulation. Als Folge hiervon ist die Matrix  $M$  in der Gleichung des Unterwasserlidars (Gleichung 4.13) nur in der Diagonalen besetzt. Der zeitliche Verlauf des Strahlungsflusses  $P$  zeigt einen steilen Anstieg und einen nahezu exponentiellen Abfall. Dies bestätigt die Ergebnisse von (J. McLean et. al., 1987).

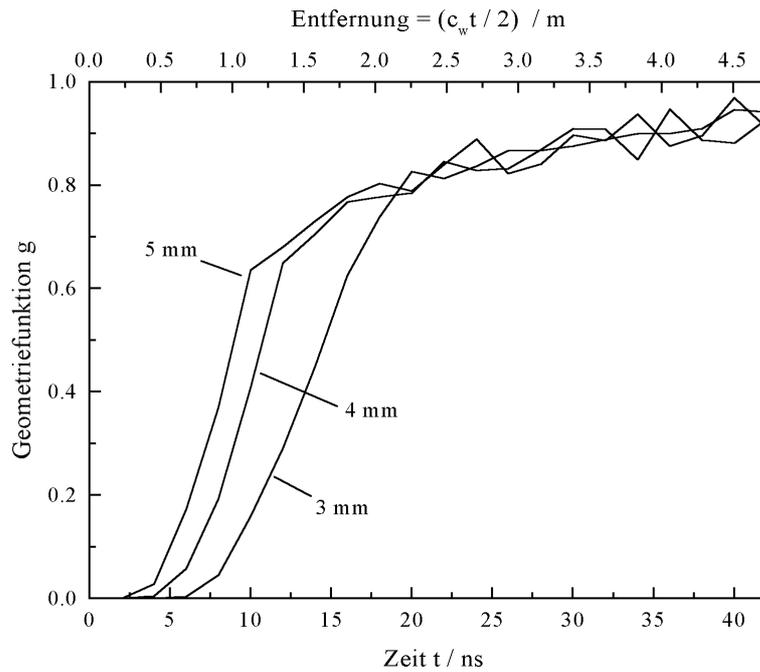
### 6.3 Simulation des Fluoreszenzlidars

**Bestimmung der Empfindlichkeitsfunktion.** Für diese Experimente wird eine einfache varianz-reduzierende Monte Carlo-Technik verwendet. Entsprechend der Einfachstreu-Lidargleichung entspricht die Empfindlichkeitsfunktion  $s(R)$  bis auf konstante Faktoren theoretisch dem Lidarsignal, welches an einem Medium mit der Attenuation  $0 \text{ m}^{-1}$  und einer isotropen Volumenstreuungsfunktion  $\beta(R)=(4\pi)^{-1} \text{ m}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  bei der Laserwellenlänge gemessen werden könnte. Da Vielfachstreuung ausgeschlossen ist, werden nur Streuwinkel in dem durch den Detektor aufgespannten Raumwinkel  $\Omega(z)$  zugelassen. Die Photonen werden entsprechend gewichtet mit  $\Omega(z)/(4\pi \text{ sr})$ . Das Ergebnis wird auf die Gesamtphotonenzahl/ $(4\pi \text{ sr})$  normiert, um die Empfindlichkeitsfunktion in ihrer Einheit  $\text{sr}$  zu erhalten.



**Abbildung 6.36.** Empfindlichkeitsfunktionen  $s(R)$  des Fluoreszenzlidars für Blendendurchmesser  $d = 3 \text{ mm}$ ,  $d = 4 \text{ mm}$  und  $d = 5 \text{ mm}$

Abbildung 6.36 zeigt drei durch die Monte Carlo-Simulation berechnete Empfindlichkeitsfunktionen bei Durchmessern von 3 mm bis 5 mm der vor dem Photomultiplier gesetzten Blende. Die Simulationen wurden jeweils mit einer Million Photonen durchgeführt. In Abbildung 6.37 sind die entsprechenden Geometriefunktionen für das Unterwasserlidar dargestellt.



**Abbildung 6.37.** Geometriefunktionen  $g(R)$  des Fluoreszenzlidars für Blendendurchmesser  $d = 3 \text{ mm}$ ,  $d = 4 \text{ mm}$  und  $d = 5 \text{ mm}$

**Analytische Berechnung von Lidarsignalen.** Basierend auf einer bekannten Empfindlichkeitsfunktion des Lidars kann das Signal der Gelbstofffluoreszenz bei 450 nm unter den genannten Näherungen mit Hilfe der Fluoreszenz-Lidargleichung analytisch berechnet werden (siehe Kapitel 4.1).

$$E_{450\text{nm}}(R) = k \eta(450\text{nm}) s(R) T(450\text{nm}, R) W(450\text{nm}, R) \frac{c_w \Delta t}{2} \quad (6.4)$$

mit

$$k = \frac{1 - e^{-(c(355\text{nm}) + c(450\text{nm})) \Delta R}}{(c(355\text{nm}) + c(450\text{nm})) \Delta R} ,$$

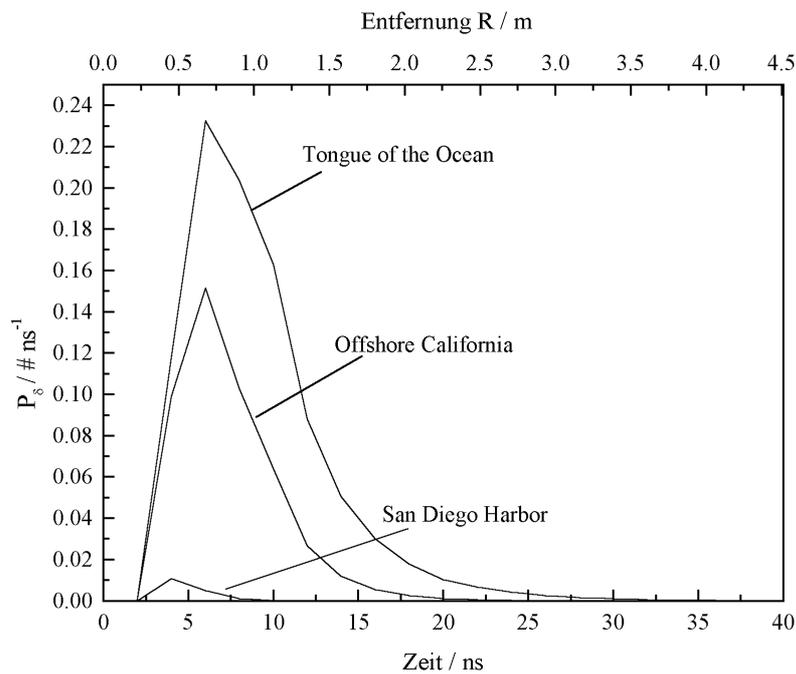
$$W(450\text{nm}, R) = E_L \frac{q_{\text{ys}}(450\text{nm}, 355\text{nm}) a(355\text{nm})}{4\pi \text{ sr}} e^{-c(355\text{nm}) R}$$

und

$$T(450\text{nm}, R) = e^{-c(450\text{nm}) R}$$

Der Faktor  $k$  ist eine Korrektur aufgrund der Tatsache, daß  $\Delta R$  nicht unendlich klein und die Absorption über  $\Delta R$  damit nicht vernachlässigbar ist. Die Ergebnisse der analytischen

Berechnungen für die drei von T. J. Petzold vermessenen Wasserkörper sind in Abbildung 6.38 dargestellt. Um einen direkten Vergleich mit den Monte Carlo-Simulationen zu erlauben (siehe unten), sind die Parameter  $\eta(\lambda)$  und  $q_{ys}(450\text{nm}, 355\text{nm})$  gleich Eins bzw. Eins  $\text{nm}^{-1}$  gesetzt worden. Ein realistischer Wert für  $q_{ys}(450\text{nm}, 355\text{nm})$  liegt ungefähr bei  $0,0001 \text{ nm}^{-1}$  (Hawes et al., 1992).  $\eta(\lambda)$  und  $q_{ys}(450\text{nm}, 355\text{nm})$  sind konstante Faktoren, die den Verlauf der Signale nicht beeinflussen. Die Laserpulsenergie ist bestimmt durch 100 Tausend Photonen bei 355 nm. Die Signale sind bei einer Detektorblende  $D = 5 \text{ mm}$  aufgenommen.

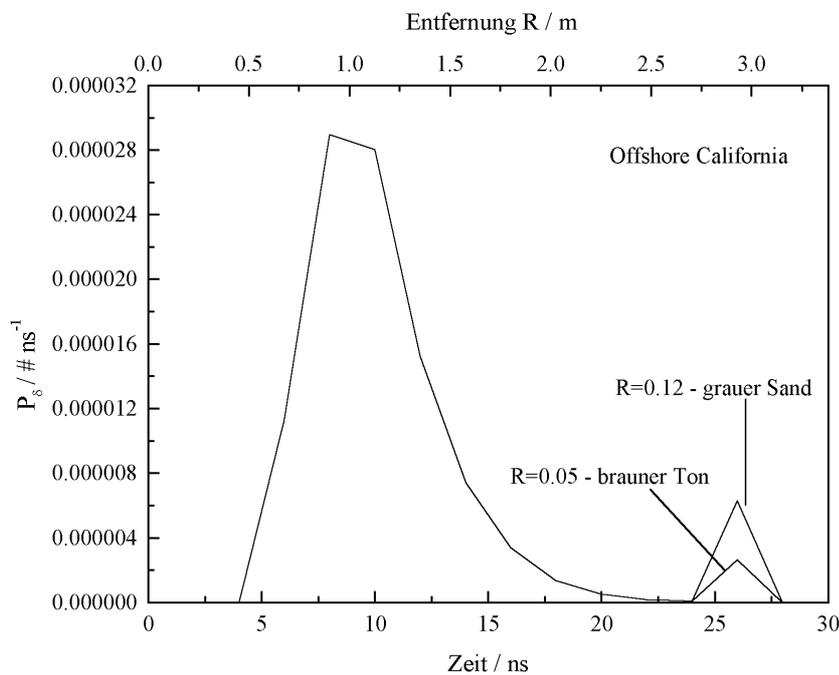


**Abbildung 6.38.** Analytisch berechnete Fluoreszenzlidarsignale bei  $\lambda_{\text{det}} = 450 \text{ nm}$

Das elastisch-gestreute Signal bei einer Wellenlänge von  $\lambda=355 \text{ nm}$  läßt sich aus der Einfachstreu-Lidargleichung berechnen. Die Signale für Offshore California Wasser für eine Entfernung von 3 m über dem Meeresboden sind in Abbildung 6.39 für zwei verschiedene Bodentypen gezeigt. Das vom Meeresboden stammende Signal ergibt sich nach Gleichung 6.5. Es wurden eine Detektorblende  $D= 3 \text{ mm}$  und 100 Tausend Photonen benutzt.

$$P_{\delta}(3 \text{ m}) = P_L s(3 \text{ m}) \frac{R_{\text{Boden}}}{2\pi sr} e^{-2c(355 \text{ nm}) 3 \text{ m}} \quad (6.5)$$

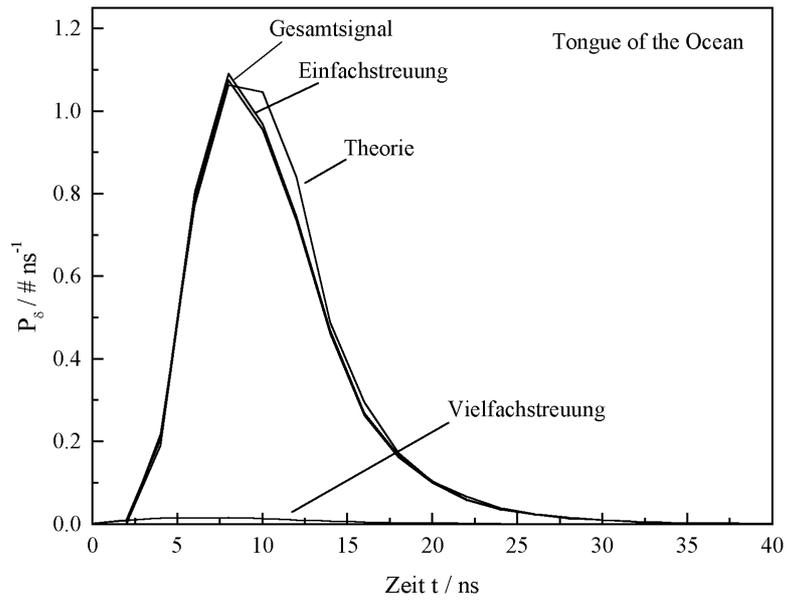
Für braunen Ton liegt der Reflexionsgrad bei 0,05, für grauen Sand bei 0,12. Das California Offshore Wasser ist charakterisiert durch einen Rückstreuungskoeffizienten  $\beta(\pi)=0,00103 \text{ sr}^{-1} \text{ m}^{-1}$ .



**Abbildung 6.39.** Analytisch berechnete Lidarsignale bei  $\lambda_{\text{det}} = 355 \text{ nm}$

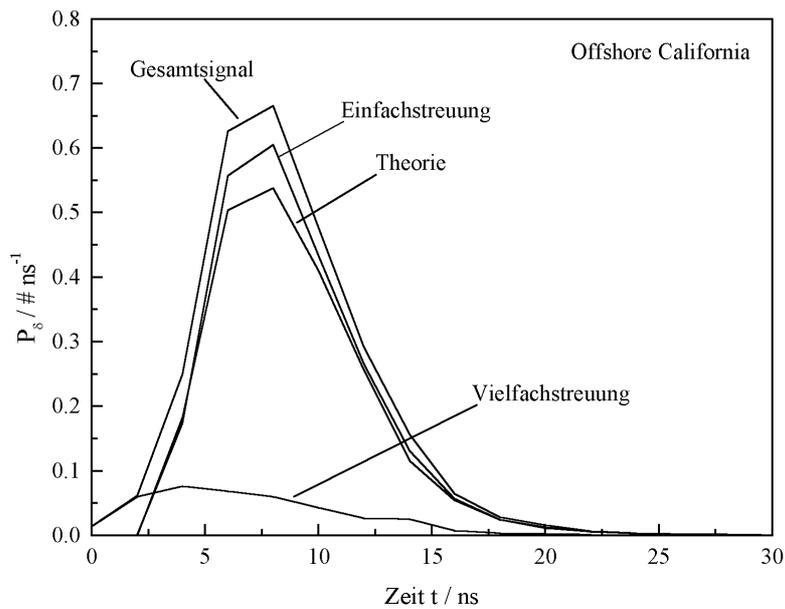
Die analytisch berechneten Signale vernachlässigen zeitliche Verschmierungen durch Abklingzeiten, Laserpulsdauer, usw. ebenso wie einen Signalzuwachs durch Vielfachstreuung.

**Monte Carlo-Simulationen von idealen Lidarsignalen.** Abbildungen 6.40 bis 6.42 zeigen die Ergebnisse der Monte Carlo-Simulationen von Lidarsignalen der Gelbstofffluoreszenz für unendlich tiefe, homogene Säulen der drei Wassertypen, aufgenommen mit einem idealen Lidar. Die Fluoreszenzabklingzeit von Gelbstoff liegt bei etwa 2 ns und wird vernachlässigt. Neben dem Gesamtsignal werden zusätzlich der Anteil des Signals, der durch Photonen produziert wird, die in der Wassersäule nicht gestreut wurden, und der Anteil für diejenigen, die mindestens einmal gestreut wurden (als Laserphoton oder als Fluoreszenzphoton), dargestellt. Die Monte Carlo-Experimente sind mit einer Million Photonen bei 355 nm durchgeführt worden. Die Detektionswellenlänge liegt bei 450 nm mit einer angenommenen Quantenausbeute bei Gelbstoff von  $q_{\text{ys}}(450\text{nm},355\text{nm})=1 \text{ nm}^{-1}$ . Der Brechungsindex des Seewassers ist gesetzt als 1,33. Die Detektorblende ist auf  $D = 4 \text{ mm}$  eingestellt. Zusätzlich sind die analytisch berechneten Signale in die Graphen eingetragen.



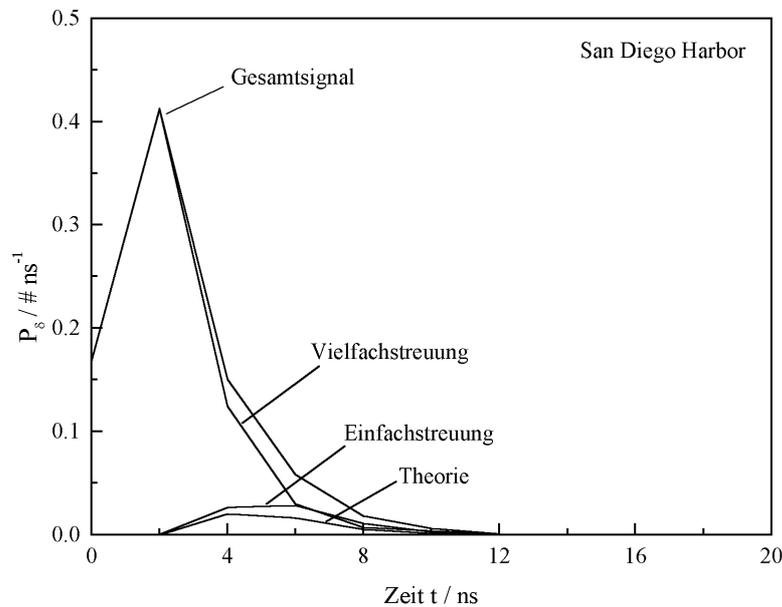
**Abbildung 6.40.** Fluoreszenzlidarsignal bei  $\lambda_{\text{det}} = 450 \text{ nm}$  in Tongue of the Ocean Wasser

Das in klarem Ozeanwasser meßbare Signal (Abbildung 6.40) wird wie zu erwarten von Photonen dominiert, die in der Wassersäule nicht gestreut wurden. Der Anteil an Vielfachstreuung ist vernachlässigbar. Das theoretisch berechnete Signal stimmt mit dem simulierten Gesamtsignal bzw. mit dem nichtgestreuten Anteil gut überein.



**Abbildung 6.41.** Fluoreszenzlidarsignal bei  $\lambda_{\text{det}} = 450 \text{ nm}$  in Offshore California Wasser

Das Fluoreszenzlidarsignal, das für mittel-trübes Wasser ermittelt wurde (Abbildung 6.41), besitzt bereits einen signifikanten Anteil an Mehrfachstreuung. Das theoretisch berechnete Signal liegt leicht unter dem Anteil an Einfachstreuung.

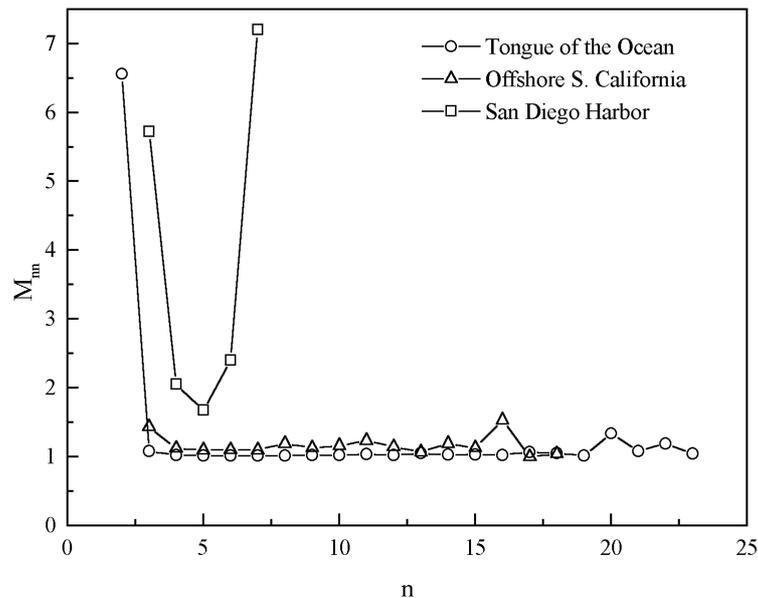


**Abbildung 6.42.** Fluoreszenzlidarsignal bei  $\lambda_{\text{det}} = 450 \text{ nm}$  San Diego Harbor Wasser

Messungen in trüben Gewässern werden in erster Linie durch Vielfachstreuung vor allem im Nahbereich bestimmt (Abbildung 6.42). Photonen, die nicht gestreut wurden, werden nur zu einem geringen Teil detektiert. Das theoretisch berechnete Signal liegt erneut leicht unter dem Anteil an Einfachstreuung.

Der stark steigende Anteil an Vielfachstreuung mit erhöhter Trübung zeigt, daß eine quantitative Auswertung mit Hilfe der Fluoreszenz-Lidargleichung in trüben Gewässern zu großen Fehlern führt. Die Anwendung eines tiefenauflösenden Lidars im Hinblick auf quantitative Fluoreszenzmessungen ist unabhängig von Apparatfunktionen nicht durch die eingeschränkte Eindringtiefe von Licht in Wasser begrenzt, sondern durch Streueffekte. In Kapitel 4.1 ist eine entsprechende Lidargleichung formuliert worden. Die Matrix  $M$  beschreibt darin die Effekte durch Vielfachstreuung. Im Bereich der Anwendung des Unterwasserlidars zeigten Messungen (Müller-Wehlau, 2000) und Simulationen (siehe Kapitel 6.2), daß eine zeitliche Verzögerung durch Vielfachstreuung vernachlässigbar ist. Die Matrix  $M$  ist damit nur in der Diagonalen besetzt und läßt sich durch einen Vektor mit den Elementen  $M_{nn}$  repräsentieren. Dieser Vektor kann aus den Monte Carlo-Simulationen über eine Division des gesamten Signals durch den

Anteil an Einfachstreuung berechnet werden. Damit gilt  $1 < M_{nn} \leq \infty$ . Der Wert Eins wird erreicht, wenn keine vielfachgestreuten Photonen im Signal vorhanden sind; besteht das Signal nur aus vielfachgestreuten Photonen, so erreicht  $M_{nn}$  den Wert Unendlich. Die für die in den Abbildungen 6.40 bis 6.42 dargestellten Signale berechneten Werte  $M_{nn}$  sind in Abbildung 6.43 eingetragen.

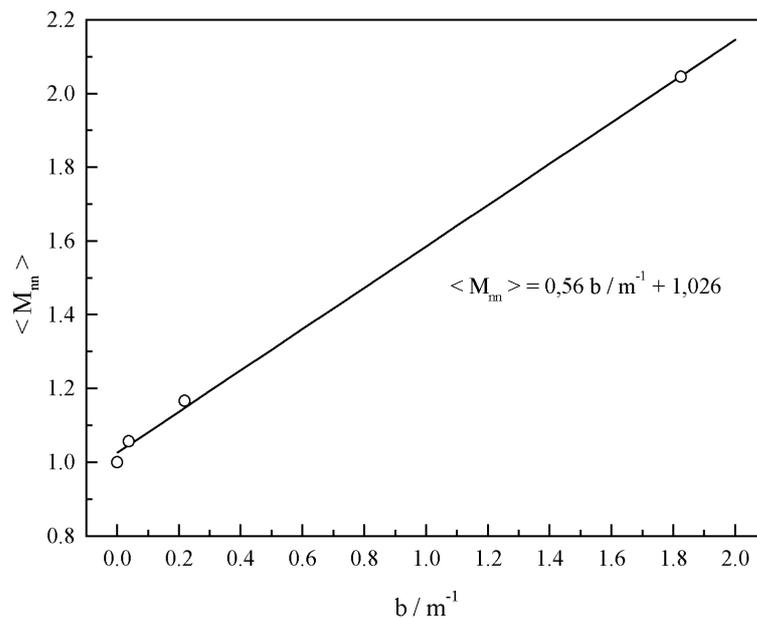


**Abbildung 6.43.** Elemente des Vektors  $M_{nn}$

**Diskussion.** Die theoretische Berechnung der Signale beruht auf der Annahme der Einfachstreuung. Die relativ hohe Übereinstimmung von Monte Carlo-Simulation und Theorie bei der einfachgestreuten Komponente validiert daher die Simulation.

Der Einfluß von Vielfachstreuung kann durch den Vektor mit den Elementen  $M_{nn}$  beschrieben werden. Der Index  $n$  ist an die Entfernung  $n \Delta R$  gekoppelt. Für  $n$  gegen Null und  $n$  gegen Unendlich konvergiert  $M_{nn}$  gegen Unendlich. Dieser Sachverhalt ist qualitativ erklärbar, da im Nahbereich die Einfachstreuung durch den Einkoppelspiegel als Negativblende unterdrückt wird. Die Empfindlichkeitsfunktion  $s(R)$  wird in diesem Bereich Null. Vielfachgestreute Photonen können jedoch trotzdem zu dem Detektor gelangen. Für große Entfernungen wird das Lichtfeld immer diffuser; der einfachgestreute Anteil verschwindet ebenfalls. Zwischen diesen beiden Extremwerten erreicht das Vektorelement  $M_{nn}$  ein endliches Minimum oberhalb der Eins. (Harsdorf and Reuter, 1999) zeigten für das Unterwasserlidar, daß durch Vielfachstreuung im wesentlichen der Betrag des Lidarsignals, nicht aber sein Verlauf stark beeinflusst wird. Übertragen auf die Vektorelemente  $M_{nn}$  bedeutet dies, daß es ein Intervall

$[n_{\min}, n_{\max}]$  gibt, in dem  $M_{nn}$  nahezu konstant ist; das oben angesprochene Minimum ist nicht scharf ausgeprägt. Dieses findet sich in Abbildung 6.43 wieder, wobei für das trübe San Diego Harbor Wasser dieser Bereich sehr schmal ist ( $n_{\min}=4$  und  $n_{\max}=6$ ). Für das Offshore California Wasser liegt der Bereich im Intervall  $[n_{\min}=3, n_{\max} \geq 16]$  und für das Tongue of the Ocean Wasser bei  $[n_{\min}=3, n_{\max} \geq 26]$ . In Abbildung 6.44 ist der Mittelwert  $\langle M_{nn} \rangle$  in diesem Intervall gegenüber dem Streukoeffizienten  $b$  des jeweiligen Wasserkörpers eingetragen. Zusätzlich ist noch der theoretische Wert Eins für den Streukoeffizienten Null  $m^{-1}$  hinzugefügt.



**Abbildung 6.44.** Mittelwert  $\langle M_{nn} \rangle$  als Funktion des Streukoeffizienten  $b$

Die lineare Regression über die in Abbildung 6.44 eingetragenen vier Wertepaare ergibt die Geradengleichung

$$\langle M_{nn} \rangle = 0,56 \frac{b}{m^{-1}} + 1,026 \quad (6.6).$$

Mit der empirischen Gleichung 6.6 kann für den durch das Intervall  $[n_{\min}, n_{\max}]$  definierten Bereich der Einfluß von Vielfachstreuung auf das Lidarsignal als Funktion des Streukoeffizienten  $b$  bestimmt werden. Die untere Intervallgrenze  $n_{\min}$  ist durch die Empfindlichkeitsfunktion des Lidars bestimmt. Die obere Intervallgrenze  $n_{\max}$  ist vermutlich eine Funktion des Streukoeffizienten  $b$  mit den Grenzwerten Unendlich für  $b$  gleich Null  $m^{-1}$  und  $n_{\min}$  für  $b$  gleich Unendlich  $m^{-1}$ . Die Multiplikation mit der Matrix  $M$  in der Gleichung des Unterwasserlidars kann

in diesem Bereich durch eine Multiplikation mit dem konstanten skalaren Wert  $\langle M_{nn} \rangle$  ersetzt werden.

**Simulation eines Sinkers.** Mit Hilfe der Monte Carlo-Simulationen kann das Fluoreszenzlidarsignal für ein definiertes Szenario vorhergesagt werden. Im folgenden wird von Chlorbenzol als Sinker ausgegangen, der sich in einer 0,25 m dicken Schicht auf dem Meeresboden verteilt. Der Meeresboden besteht aus grauem Sand mit dem Reflexionsgrad  $R=0,12$ . Der spektrale Attenuationskoeffizient  $c(\lambda)$  und das Emissionsspektrum  $I(\lambda)$  des Wasserkörpers bei Anregung mit 355 nm sind durch in Abbildung 6.45 und 6.46 dargestellten Modellspektren bestimmt. Ihre Werte und ihr spektraler Verlauf sind so gewählt, daß sie in etwa der Situation in der offenen Nordsee nordwestlich von Helgoland entsprechen. Als Phasenfunktion wurden die an dem Wasserkörper Offshore Southern California (siehe Kapitel 6.1) gemessenen Werte verwandt. Der Brechungsindex des Wassers ist als 1,33 gesetzt. Die Daten des Sinkers sind den Labormessungen entnommen (siehe Kapitel 7.1).

Die Abbildungen 6.47 und 6.48 zeigen die Ergebnisse der Monte Carlo-Simulationen für die oben beschriebene Situation. Die Wellenlängenauflösung  $\Delta\lambda$  ist 10 nm, die zeitliche Auflösung  $\Delta t$  entsprechend den Daten des Fluoreszenzlidars 2 ns. Für eine Wellenlänge wurden 200 Tausend Photonen eingesetzt. Die horizontale Achse bezeichnet die Wellenlänge im Intervall  $[\lambda=370 \text{ nm} \dots 510 \text{ nm}, \Delta\lambda=10 \text{ nm}]$  und die vertikale Achse die Zeit im Intervall  $[t=-2 \text{ ns} \dots 38 \text{ ns}, \Delta t=2 \text{ ns}]$ . Die Intensität der einzelnen Meßpunkte ist entsprechend dem Farbbalken in der jeweiligen Abbildung gekennzeichnet. Beide Grafiken sind zwischen den Meßpunkten linear interpoliert. Die Laserpulsdauer wurde als Gauß-Kurve mit einer Standardabweichung von 2 ns und der Detektor mit einer mittleren Antwortverzögerung von 2 ns versehen. Die mittlere Fluoreszenzlebensdauer von Gelbstoff wurde mit 2 ns und von Chlorbenzol mit 5 ns angenommen.

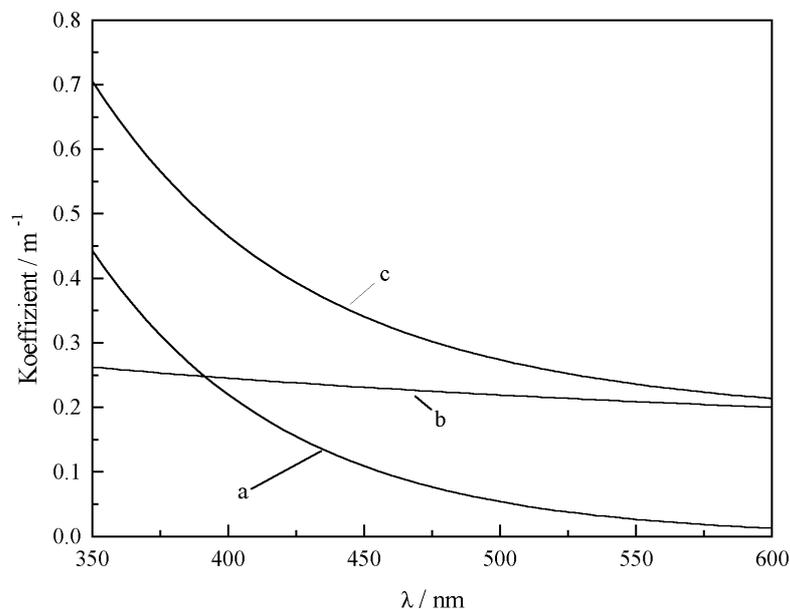
Abbildung 6.47 zeigt das Lidarsignal für den unbedeckten Meeresboden, Abbildung 6.48 das Lidarsignal für den mit dem Chemikalienfilm bedeckten Meeresboden. Beide Abbildungen entsprechen dem Lidarsignal, so wie es aus 3 m Entfernung von dem Lidar direkt und ohne weitere Signalaufbereitung aufgezeichnet werden würde. Lediglich die spektrale Transmission  $\eta(\lambda)$  des Detektors ist gleich Eins gesetzt worden.

In den dreidimensionalen Spektren sind innerhalb der Wassersäule zwei Maxima zu erkennen. Bei  $\lambda=400 \text{ nm}$  liegt entsprechend dem Emissionsspektrum des Wassers der Peak der Raman-Streuung und bei  $\lambda=450 \text{ nm}$  der Peak der Gelbstofffluoreszenz. Die zeitliche Position dieser beiden Maxima wird bestimmt durch das Produkt von Empfindlichkeitsfunktion und

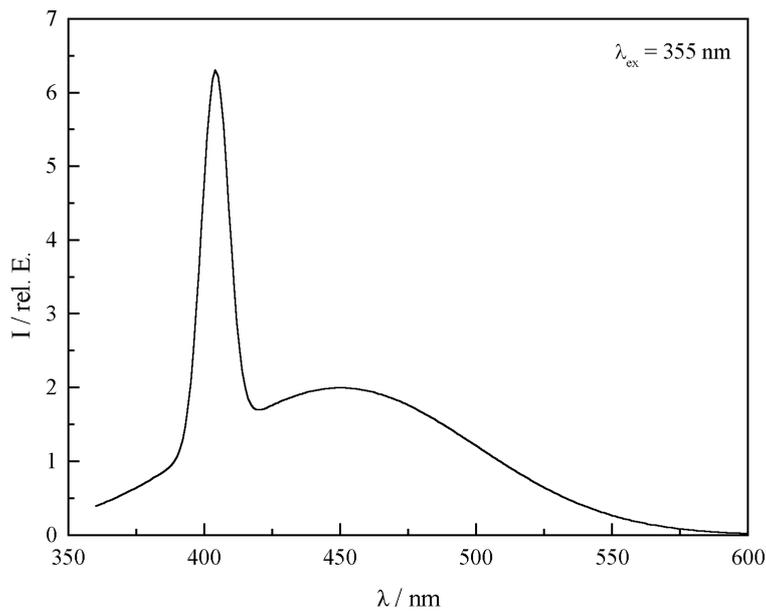
Transmission durch die Wassersäule. Zusätzlich kommt noch eine zeitliche Verschiebung durch die unterschiedlichen Verzögerungen hinzu.

In einer Entfernung größer gleich  $26 \text{ ns} \cong 3 \text{ m}$  ist ein Anstieg der Emission zu erkennen. In Abbildung 6.47 entspricht dieser schwache Anstieg dem am Meeresboden reflektierten Signal aus der Wassersäule. Die Fluoreszenz des Chlorbenzols ist in Abbildung 6.48 ebenfalls als schwacher Anstieg an derselben Position zu erkennen. Des weiteren ist die zeitliche Verschmierung durch die Fluoreszenzabklingzeit des Chlorbenzols zu erkennen.

Die Signale in den Abbildungen 6.47 und 6.48 werden vollständig durch die Gleichung des Unterwasserlidar (Gleichung 4.13) beschrieben. In den Abbildungen 6.49 und 6.50 sind die mit der Systemfunktion entfalteten und mit den Fluoreszenzabklingzeiten korrigierten Signale dargestellt (siehe unten). Das durch die Reflektivität des Meeresbodens bzw. durch die Fluoreszenz des Sinkers entstehende Maximum ist stärker ausgeprägt. Die Intensität der Maxima liegt in derselben Größenordnung, so daß zwischen unbedecktem und mit einem Sinker bedecktem Meeresboden nur anhand der spektralen Signatur unterschieden werden kann. Eine multispektrale Messung ist notwendig. Die in den Kapiteln 4.2 und 4.3 beschriebenen Algorithmen können angewandt werden, um den Zwei-Wege-Attenuationskoeffizienten der Wassersäule sowie das Emissionsspektrum des Wassers und des Sinkers zu bestimmen.



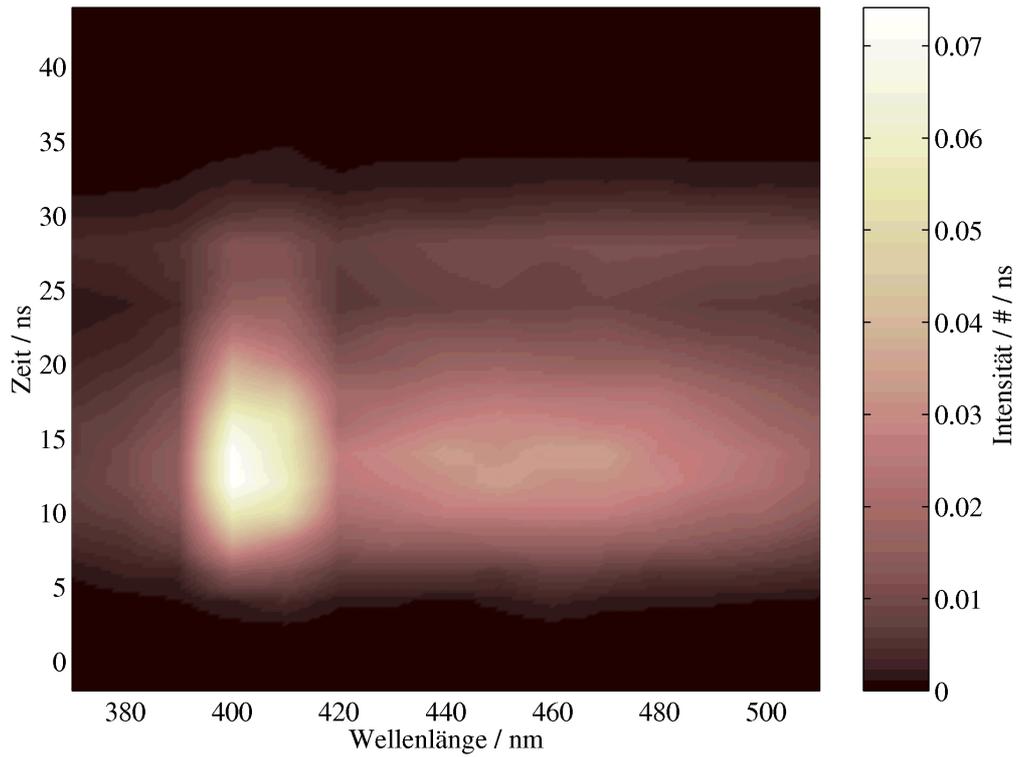
**Abbildung 6.45.** Modellspektren des Attenuations-, Absorptions- und Streukoeffizienten



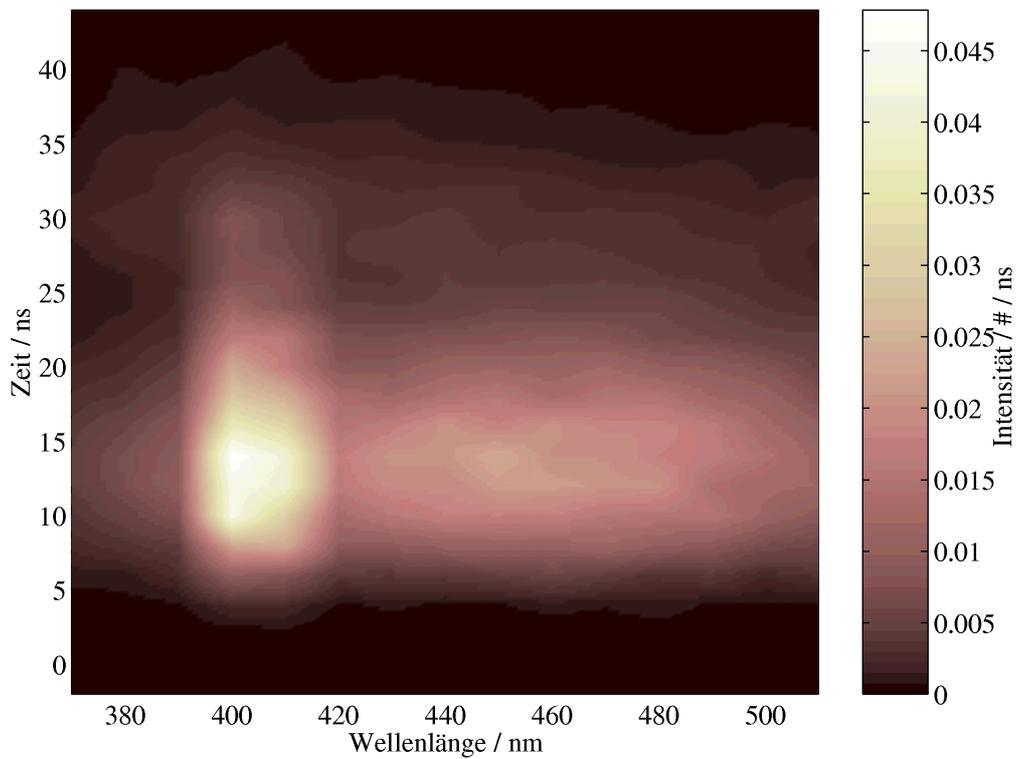
**Abbildung 6.46.** Modellspektrum der Emission, angeregt bei  $\lambda_{\text{ex}}=355$  nm

**Auswertung.** Ziel der Auswertung ist es, ein korrigiertes Spektrum des Meeresbodens zu erhalten um zu entscheiden, ob er mit einem Sinker bedeckt ist. Durch Abtastung des Meeresbodens entsteht eine Karte, die die Verteilung der Sinkerlache wiedergibt. Entsprechend Kapitel 4.3 erfolgt die Auswertung eines Lidarsignals in 10 Schritten.

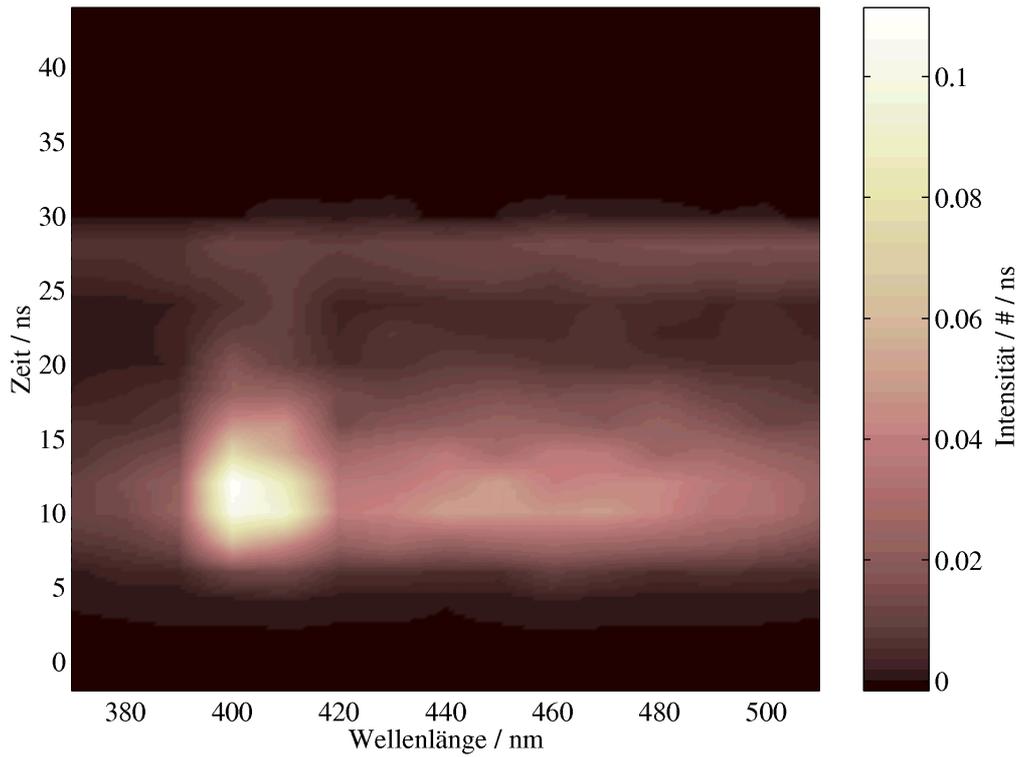
1. Korrektur der spektralen Empfindlichkeit
2. Entfaltung mit Systemfunktion
3. Korrektur der Gelbstofffluoreszenz
4. Bestimmung der mittleren Fluoreszenzlebensdauer des Sinkers
5. Korrektur der Sinkerfluoreszenz
6. Korrektur der Vielfachstreuung
7. Korrektur der entfernungsabhängigen Empfindlichkeit
8. Bestimmung des Zwei-Wege-Attenuationskoeffizienten
9. Bestimmung der Emissionsspektren aus Wassersäule und vom Meeresboden
10. Identifizierung der Spektren



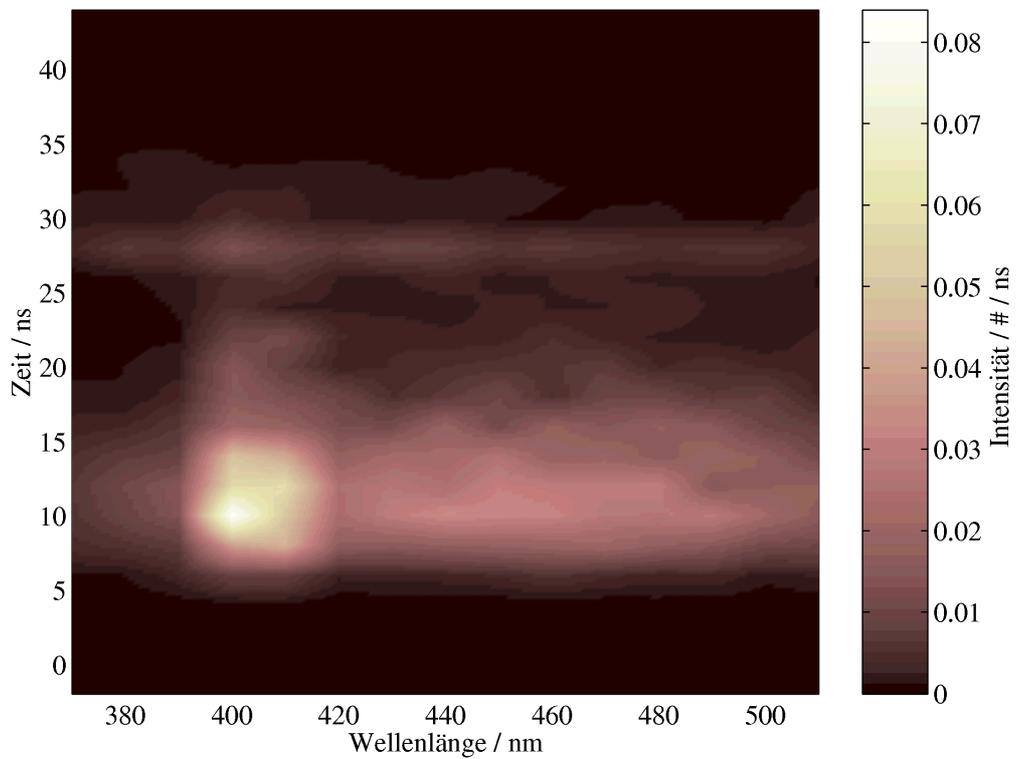
**Abbildung 6.47.** Lidarsignal  $P(\lambda, t)$  für Meeresboden ohne Sinker - Ergebnis der MC-Simulation



**Abbildung 6.48.** Lidarsignal  $P(\lambda, t)$  für Meeresboden mit Sinker - Ergebnis der MC-Simulation



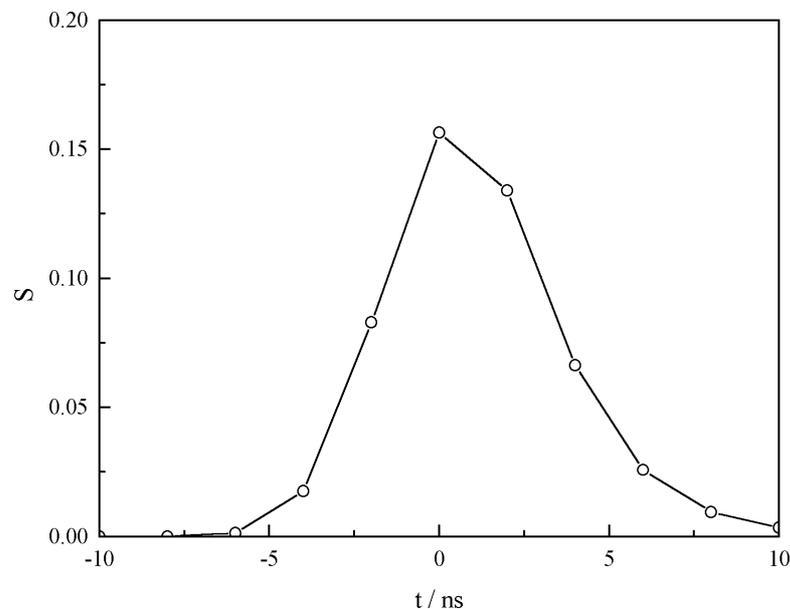
**Abbildung 6.49.** Korrigiertes Lidarsignal  $P_{\delta}(\lambda, t)$  für Meeresboden ohne Sinker



**Abbildung 6.50.** Korrigiertes Lidarsignal  $P_{\delta}(\lambda, t)$  für Meeresboden mit Sinker

**Korrektur der spektralen Empfindlichkeit.** Die spektrale Empfindlichkeit  $\eta(\lambda)$  des Lidars ist meßbar (siehe Kapitel 2.3). Sie wirkt sich als konstanter Faktor auf das Lidarsignal bei einer festen Wellenlänge aus und kann auf diese Weise leicht zur Korrektur der Lidardaten verwandt werden. In den Simulationen ist  $\eta(\lambda)$  gleich Eins und damit wellenlängenunabhängig.

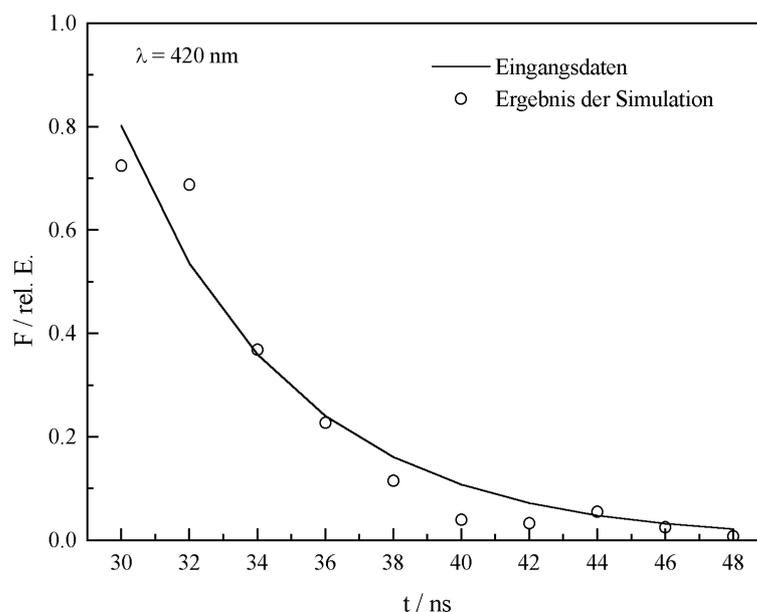
**Entfaltung mit Systemfunktion.** Die Systemfunktion des Fluoreszenzlidar ist prinzipiell unabhängig vom Wasserkörper bestimmbar (siehe Kapitel 2.3). Die Lidarsignale können entfaltet werden, um die Genauigkeit der Auswertung zu erhöhen (siehe Kapitel 4.2). Für die Simulation kann die Systemfunktion  $S(t)$  als Faltung des Laserpulses, repräsentiert als Gaußkurve mit der Standardabweichung 2 ns, mit der Detektorantwortfunktion, dargestellt durch einen exponentiellen Abfall mit der mittleren Verzögerungszeit 2 ns, betrachtet werden. Abbildung 6.51 zeichnet  $S(t)$ . Zur Entfaltung der simulierten Lidarsignale wurde der modifizierte Richardson-Lucy-Algorithmus mit 5 Iterationsschritten benutzt. In Abbildung 6.53 ist beispielhaft das simulierte Lidarsignal für  $\lambda=440$  nm (runde Symbole) und das mit der Systemfunktion entfaltete Lidarsignal (gepunktete Kurve) dargestellt. Die Entfaltung bewirkt bereits eine stärkere Ausprägung der einzelnen Maxima. Das Signal ist noch durch Fluoreszenzabklingzeiten verschmiert.



**Abbildung 6.51.** Systemfunktion  $S(t)$  in den Simulationen

**Korrektur der Gelbstofffluoreszenz.** Der Einfluß von Fluoreszenzabklingzeiten wird durch die Matrix  $F$  beschrieben (siehe Kapitel 4.1). Die Entfernung zum Meeresboden und die mittlere Fluoreszenzlebensdauer von Gelbstoff können als bekannt vorausgesetzt werden. Die Fluoreszenzlebensdauer des Sinkers ist im allgemeinen unbekannt. Die Matrix  $F$  kann jedoch als Summe zweier Matrizen geschrieben werden, von denen die eine den Einfluß der Gelbstofffluoreszenz aus der Wassersäule und die zweite den Einfluß der Sinkerfluoreszenz auf den zeitlichen Verlauf des Lidarsignals beschreibt. Das Lidarsignal für eine feste Wellenlänge wird mit der inversen Matrix zur Beschreibung der Gelbstofffluoreszenz multipliziert, um diesen Effekt zu korrigieren.

**Bestimmung der mittleren Fluoreszenzlebensdauer des Sinkers.** Aus dem entfaltetem und korrigiertem Lidarsignal kann die Fluoreszenzabklingzeit des Sinkers direkt ermittelt werden, indem der zeitliche Verlauf für die Zeit größer als 28 ns (entsprechend 3 m) betrachtet wird. Das Signal in diesem Bereich ist in Abbildung 6.52 zusammen mit der theoretisch zu erwartenden Kurve dargestellt. Über einen *least squares fit* wird eine abklingende Exponentialfunktion angenähert. In Tabelle 6.8 sind die so ermittelten Fluoreszenzlebensdauern, gemittelt über alle Wellenlängen, für das ursprüngliche Signal, für das mit der Systemfunktion entfaltete Signal und für das mit der Gelbstofffluoreszenz korrigierte Signal eingetragen.

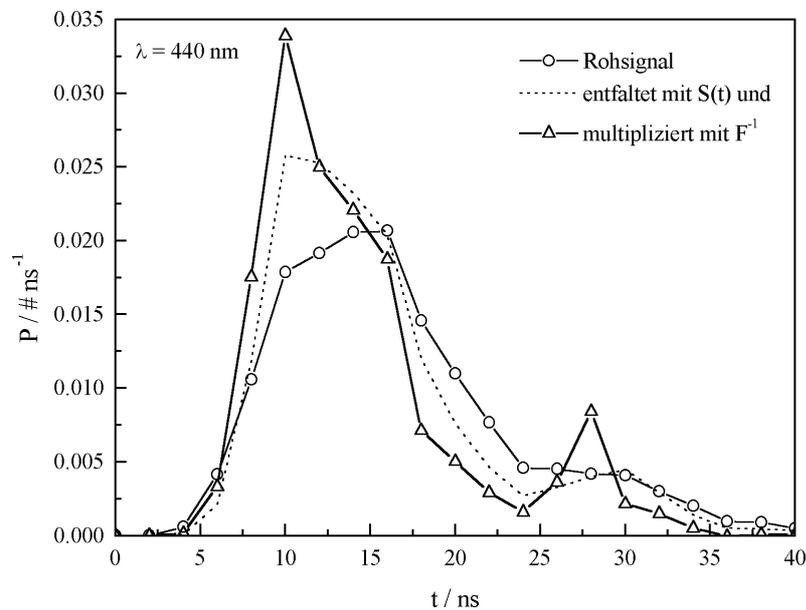


**Abbildung 6.52.** Abklingende Sinkerfluoreszenz bei  $\lambda=420$  nm

Signal	Mittelwert / ns	Standardabweichung / ns
Lidarsignal	5.28	9.45e-001
entfaltet mit Systemfunktion	4.18	7.84e-001
korr. mit Gelbstofffluoreszenz	4.41	8.29e-001

**Tabelle 6.8.** Mittlere Fluoreszenzlebensdauer des Sinks

**Korrektur der Sinkerfluoreszenz.** Wenn die mittlere Fluoreszenzlebensdauer des Sinks ermittelt wurde, kann zur Korrektur in Analogie zur Gelbstofffluoreszenz eine Matrix konstruiert werden, die den räumlich-zeitlichen Verlauf der Sinkerfluoreszenz beschreibt (siehe Kapitel 4.1). Die Multiplikation des Lidarsignals für eine feste Wellenlänge mit der Inversen dieser Matrix führt zu einem Lidarsignal  $P_\delta$ , für das die Lidarbeziehung zwischen Zeit und Ort (Gleichung 4.2) gilt. Abbildung 6.53 zeigt das simulierte Signal bei 440 nm als Rohsignal (runde Symbole), mit der Systemfunktion entfaltetes (gepunktete Kurve) und mit den Fluoreszenzlebensdauern von Sinker und Gelbstoff zusätzlich korrigiertes Signal (dreieckige Symbole).

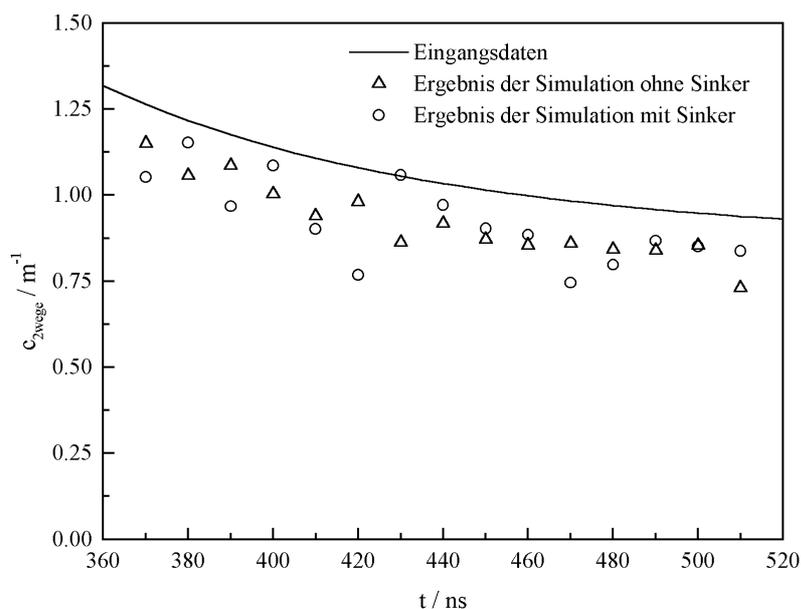


**Abbildung 6.53.** Entfaltung und Korrektur des Lidarsignals bei  $\lambda=440$  nm

**Korrektur der Vielfachstreuung.** Der Wert  $\langle M_{nn} \rangle$  zur Beschreibung des Einflusses von Vielfachstreuung liegt nach Gleichung 6.6 für  $b=0,25 \text{ m}^{-1}$  bei 1,166. Da relative Einheiten betrachtet werden, findet er weiter keine Berücksichtigung.

**Korrektur der entfernungsabhängigen Empfindlichkeit.** Die entfernungsabhängige Empfindlichkeitsfunktion  $s(R)$  ist durch eine Monte Carlo-Simulation unabhängig von einem betrachteten Wasserkörper bestimmt worden (siehe oben). Die Korrektur liefert die Division des Lidarsignals für eine feste Zeit  $t$  durch den entsprechenden Wert  $s(R)$  für alle Wellenlängen. Die entfernungsabhängige Empfindlichkeitsfunktion muß berücksichtigt werden, wenn der zeitliche Gradient des Lidarsignals ausgewertet werden soll.

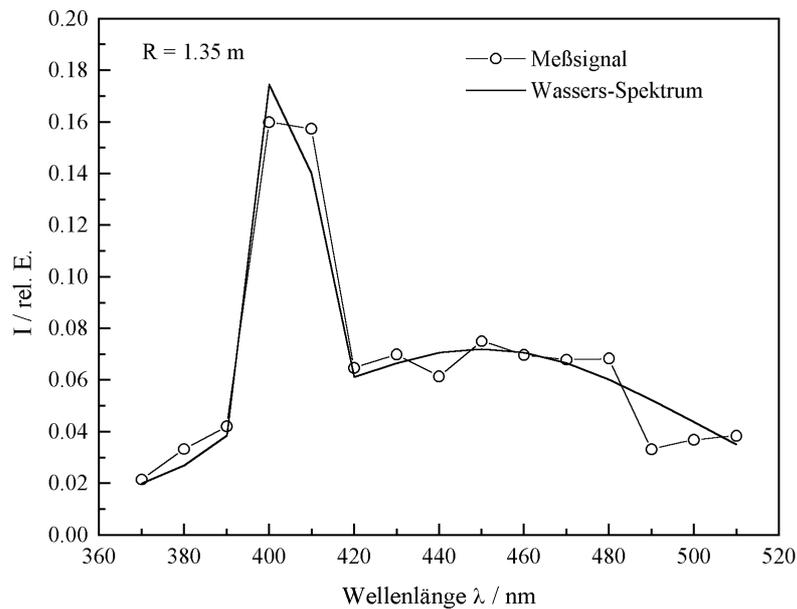
**Bestimmung des Zwei-Wege-Attenuationskoeffizienten.** Aus dem mit der Empfindlichkeitsfunktion korrigierten Signal kann entsprechend Gleichung 4.31 der Zwei-Wege-Attenuationskoeffizient berechnet werden. In Abbildung 6.54 sind die aus den Simulationen im Intervall  $[t=10..24 \text{ ns}]$  ermittelten Attenuationskoeffizienten sowie die Eingangsdaten in die Simulation eingetragen. Sämtliche ermittelten Werte liegen unterhalb der Eingangsdaten, zeigen aber prinzipiell denselben Verlauf. Dieses Verhalten entspricht dem von (Gordon, 1982) benutzten effektiven Attenuationskoeffizienten (Gleichung 4.12), dessen Betrag zwischen dem diffusen und dem (Strahl-) Attenuationskoeffizienten liegt.



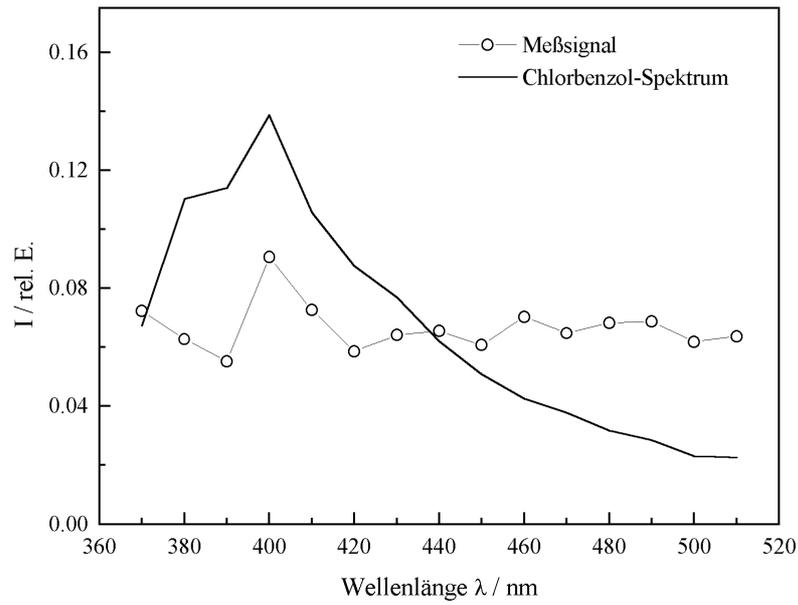
**Abbildung 6.54.** Zwei-Wege-Attenuationskoeffizienten

**Bestimmung der Emissionsspektren aus der Wassersäule und vom Meeresboden.** Aus Abbildung 6.53 wird deutlich, daß die Emission des Sinkers in dem entfalteten Signal bei  $t=26$  ns (entsprechend 3 m) liegt. Die Transmission durch die Wassersäule schwächt das Emissionsspektrum in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Die so entstehende Verzerrung des Spektrums muß anhand des Zwei-Wege-Attenuationskoeffizienten korrigiert werden (Gleichung 4.36). Im folgenden sind die Spektren nicht mit den aus der Simulation ermittelten Koeffizienten, sondern mit den Eingangsdaten korrigiert worden. Dies entspricht der Situation, daß parallel zur Lidarmessung der Attenuationskoeffizient  $c(\lambda)$  gemessen wird. Die dargestellten Spektren sind alle auf die Fläche normiert.

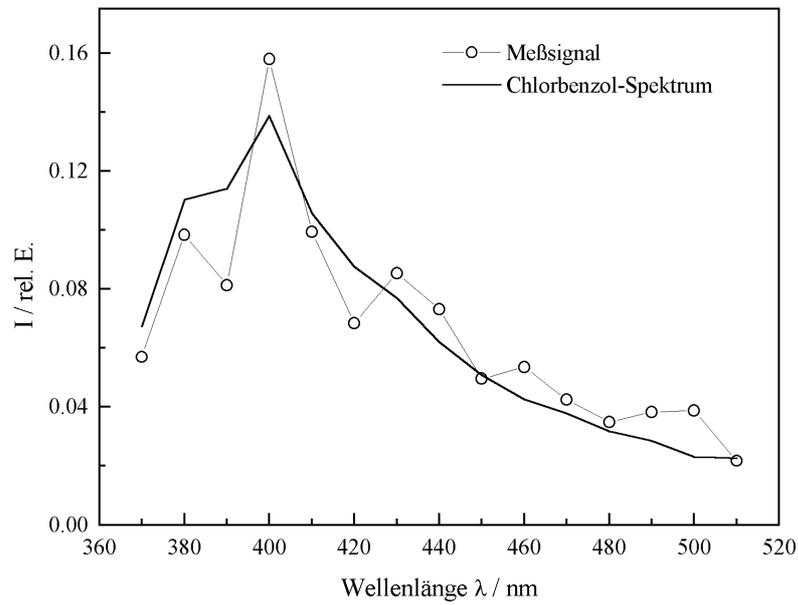
Abbildung 6.55 zeigt das korrigierte und normierte Spektrum der Wassersäule aus 1,35 m Entfernung (runde Symbole, bestimmt aus den in Abbildung 6.50 dargestellten Daten). Ergänzend ist das normierte Emissionsspektrum des Wassers (Abbildung 6.46) in die Grafik eingetragen.



**Abbildung 6.55.** Normiertes Emissionsspektrum aus der Wassersäule



**Abbildung 6.56.** Normiertes Emissionsspektrum vom Meeresboden ohne Sinker



**Abbildung 6.57.** Normiertes Emissionsspektrum vom Meeresboden mit Sinker

In Analogie zu Abbildung 6.55 zeigt Abbildung 6.56 das normierte Emissionsspektrum aus der Tiefe 3 m für den Meeresboden ohne Sinker. Da das Sediment fluoreszenzfrei ist, ist dies nur ein scheinbar vom Meeresboden emittiertes Signal. Sowohl das anregende Laserlicht wie auch ein

Teil des Fluoreszenzlichtes wird vom Meeresboden in Richtung Detektor gestreut. Unabhängig davon, wo in der Wassersäule die Fluoreszenzphotonen entstehen, treffen sie zum selben Zeitpunkt  $t=26$  ns auf den Detektor. Aufgrund der so entstehenden unterschiedlichen Wegstrecken der Fluoreszenzphotonen gilt Gleichung 6.21 zur spektralen Korrektur nicht. Das Signal hängt von dem Emissionsspektrum des Wassers, der Entfernung und der Reflektivität des Meeresbodens ab. Das normierte Spektrum von Chlorbenzol ist ebenfalls in Abbildung 6.56 eingetragen. Abbildung 6.57 zeigt schließlich das normierte Emissionsspektrum aus 3 Metern Tiefe für den mit Chlorbenzol bedeckten Meeresboden. Als Vergleich ist wiederum das normierte Emissionsspektrum von Chlorbenzol dargestellt.

**Identifizierung der Spektren.** Als ein einfaches Maß für die Ähnlichkeit von zwei Spektren kann die mittlere relative Abweichung  $\varepsilon$  benutzt werden (Gleichung 6.7). Sind zwei Spektren identisch, so gilt  $\varepsilon$  gleich Null. Beim Einsatz des Fluoreszenzlidars soll ein gemessenes Spektrum mit einem aus der Literatur<sup>1</sup> bekannten Spektrum verglichen werden.

$$\varepsilon = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{|I_{\text{gemessen}}(\lambda_i) - I_{\text{literatur}}(\lambda_i)|}{I_{\text{literatur}}(\lambda_i)} \quad (6.7)^2$$

N bezeichnet die Anzahl der vermessenen Wellenlängen. Für die in den Abbildungen 6.55 bis 6.57 dargestellten Spektrenpaare ergeben sich die  $\varepsilon$ -Werte

$\varepsilon=0,1109$  (Spektrum aus der Wassersäule / Emissionsspektrum des Wassers),

$\varepsilon=0,6573$  (Spektrum vom unbedeckten Sediment / Emissionsspektrum des Chlorbenzols),

$\varepsilon=0,1875$  (Spektrum vom bedeckten Sediment / Emissionsspektrum des Chlorbenzols).

Je kleiner der  $\varepsilon$ -Wert ist, umso ähnlicher sind die verglichenen Spektren. Das Spektrum des unbedeckten Sedimentes zeigt nur wenig Ähnlichkeit mit dem Spektrum von Chlorbenzol. Die Spektren der Wassersäule und des bedeckten Meeresbodens ähneln ihren Referenzspektren sehr viel stärker. Der relativ hohe Fehler ist auf die geringe Anzahl eingesetzter Photonen in den Monte Carlo-Simulationen zurückzuführen.

---

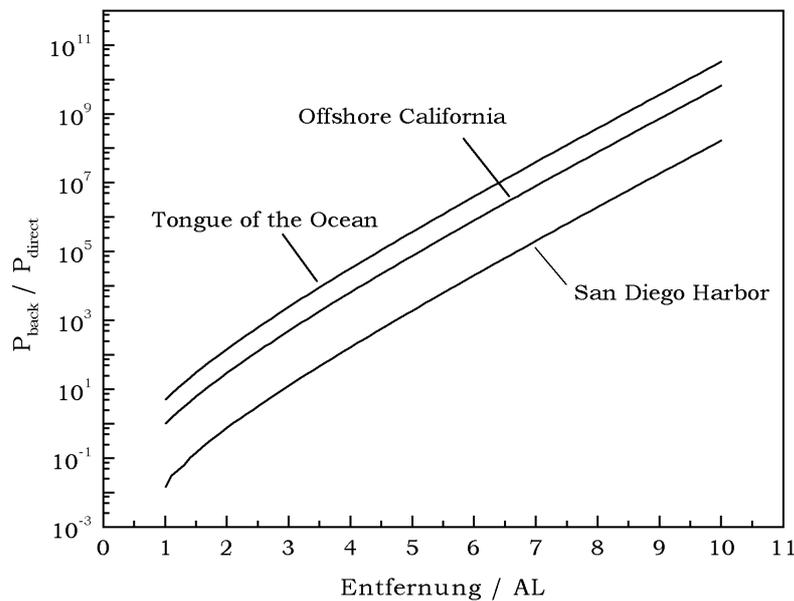
<sup>1</sup> z.B. aus einer Datenbank oder aus Labormessungen

<sup>2</sup> Formal entspricht Gleichung 6.7 der Definition des Weber-Kontrastes. Ist der Kontrast gleich Null, so sind die beiden Spektren identisch.

**Zusammenfassung.** Monte Carlo-Simulationen zeigten, daß ausgehend von einer homogenen Wassersäule die multispektralen Lidarsignale vollständig invertiert werden können, um ein ungestörtes Spektrum vom Meeresboden, oder allgemein aus einer bestimmten Tiefe, zu erhalten. Anhand eines Vergleiches mit einem Referenzspektrum kann entschieden werden, ob der Meeresboden an dieser Stelle mit einem Sinken bedeckt ist.

## 6.4 Simulation des *range gated video*

**Intensitätsverhältnisse der einzelnen Komponenten.** In Kapitel 5 ist eine Gleichung angegeben, um das Verhältnis der Rückstreuung aus dem Wasser zur direkten Bildkomponente abschätzen zu können (Gleichungen 5.22). Neben apparativen Parametern, der Apertur des Kameraobjektivs und der minimalen Entfernung  $z_0$ , fließen die Eigenschaften der Wassersäule und des betrachteten Objektes ein. Gleichung 5.22 ist für die von T. J. Petzold vermessenen Wasserkörper numerisch gelöst worden. Die Ergebnisse finden sich in Abbildung 6.58. Als weitere Parameter wurden  $z_0 = 0,4$  m und das mittlere Reflexionsvermögen  $R_{xy} = 0,4$  gewählt.



**Abbildung 6.58.** Verhältnis der rückgestreuten zur direkten Komponente

Aus Abbildung 6.58 wird ersichtlich, daß bei fester Anzahl von Attenuationslängen das Verhältnis von rückgestreuter Komponente zu direkter Bildkomponente mit sinkendem Attenuationskoeffizienten steigt. Dies bedeutet, daß das *range gating* Verfahren in klarem Wasser bezogen auf die Entfernung in Attenuationslängen effektiver arbeitet als in trüben Gewässern.

Ursächlich hierfür ist die  $R^{-2}$ -Abhängigkeit, die die Rückstreuung aus dem Nahbereich gegenüber der vom Objekt ausgehenden Strahlung aufwertet.

**Simulation der Aufnahmen in der Nordsee.** Monte Carlo-Methoden sind für die Simulation von Bildern aufgrund des hohen Rechenaufwandes nur bedingt geeignet. Die Modellierung von *range gated* Unterwasseraufnahmen reduziert sich auf die Faltung des Objektes, repräsentiert durch eine Reflexionsgradverteilung  $o(x,y)$ , mit der entsprechenden 2-dimensionalen *point spread function* und Addition eines Rauschens. Entsprechend der Auflösung der CCD-Kamera wird der hellste Punkt im Bild auf eine Intensität von  $8 \text{ bit} = 255$  normiert. Dieser Vorgang entspricht einer optimalen Einstellung der Verstärkung der Kamera. Das Objekt besteht aus  $240 \times 180$  Punkten (Abbildung 6.59). Angenommen wird eine Objektgröße von  $6,25 \times 4,25 \text{ m}^2$ . Die Brennweite des Objektivs kann so eingestellt werden, daß das Objekt auf  $250 \times 170$  Pixel abgebildet wird. Damit projiziert ein Pixel die Objektfläche  $2,5^2 \text{ cm}^2$ .

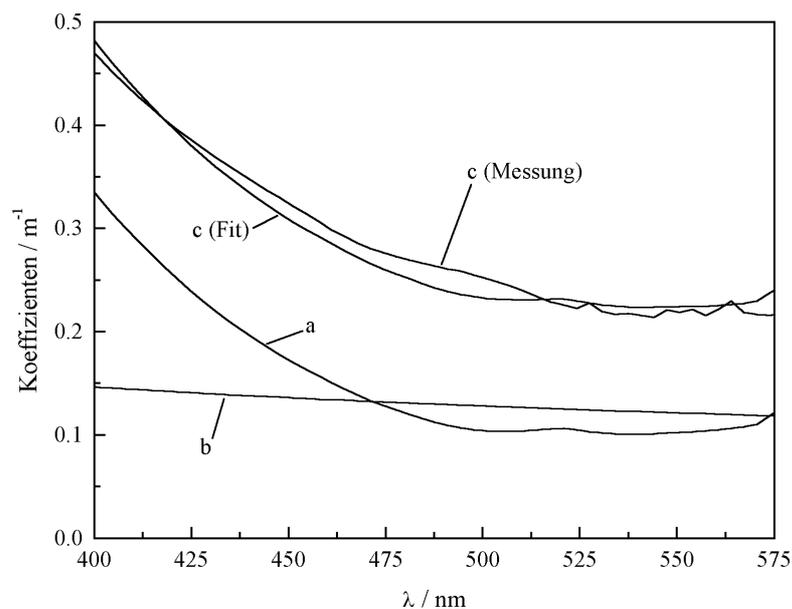


**Abbildung 6.59.** Objekt

Das Bild  $i(x',y')$  des Objektes  $o(x,y)$  wird simuliert nach Gleichung 6.8. Das bei einem realen Meßprozeß unvermeidbare Rauschen wird mit  $N(x,y)$  bezeichnet und geht als additiver Term ein.

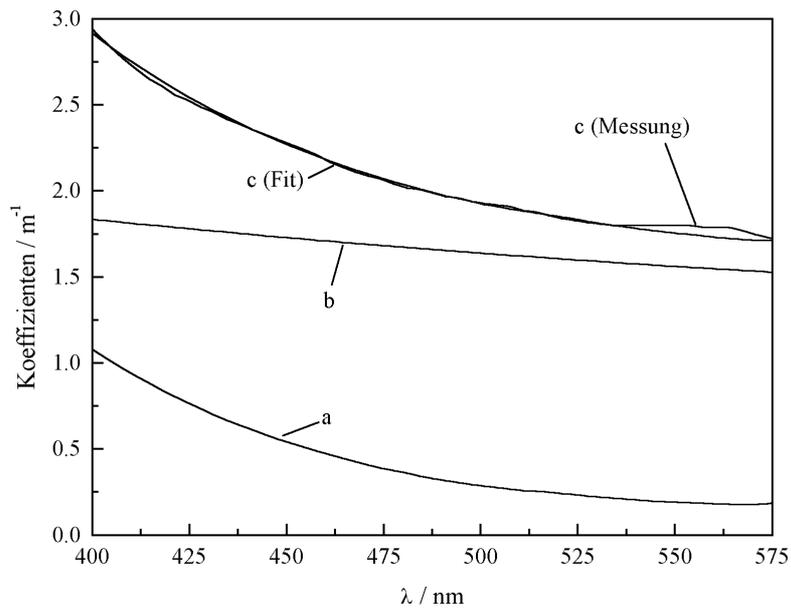
$$i(x',y') = (\text{psf}_z(x,y) \otimes o(x,y)) + N(x,y) \quad (6.8)$$

Das Rauschen ist als Poisson-verteilt angenommen, wobei für hohe Erwartungswerte die Poisson-Verteilung durch eine Gaußsche Glockenkurve approximiert werden kann. Die psf der Wassersäule kann entsprechend Kapitel 3.1 in Näherung berechnet werden aus dem Attenuationskoeffizienten  $c$  und der Entfernung  $R$ . Die Entfernung  $R$  eines Objektes kann generell aus der *delay* Zeit über die Lichtgeschwindigkeit im Wasser  $c_w$  leicht bestimmt werden. Um die Variation des Wasserkörpers in der Nordsee bezüglich seiner optischen Eigenschaften zu demonstrieren, sind zwei Beispiele ausgewählt worden. Die Position der Station A ist ( $54^{\circ}15'$  Nord,  $07^{\circ}10'$  Ost), nordwestlich der Insel Helgoland. Station B liegt bei ( $53^{\circ}53'$  Nord,  $08^{\circ}04'$  Ost) in der Nähe von Weser- und Elbe-Ästuar. An beiden Stationen ist der spektrale Attenuationskoeffizient gemessen worden. Während Station A mit einem Attenuationskoeffizienten von  $c(532 \text{ nm}) = 0,226 \text{ m}^{-1}$  klares Wasser der offenen Nordsee repräsentiert, stellt Station B mit einem Attenuationskoeffizienten von  $c(532 \text{ nm}) = 1,809 \text{ m}^{-1}$  trübes Wasser aus dem Küstenbereich dar.



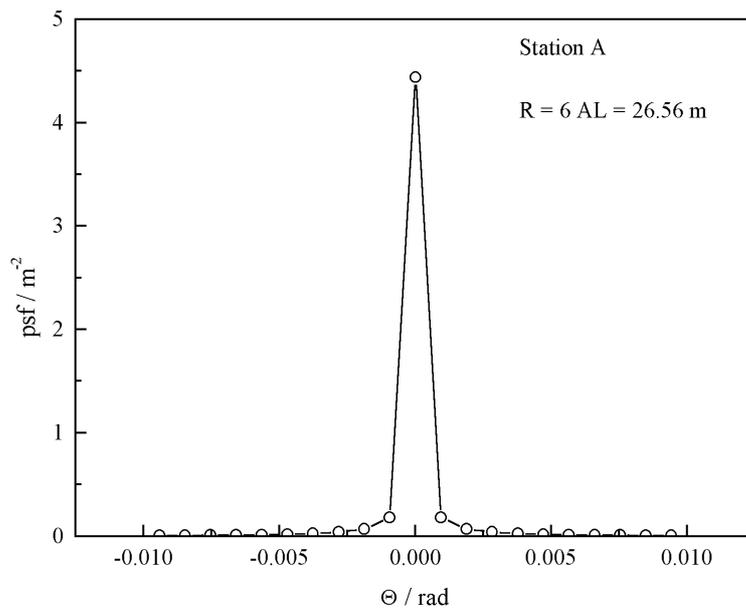
**Abbildung 6.60.** Attenuationsspektrum der Station A

Das Ergebnis der Auswertung des Attenuationsspektrums nach Gleichung 3.27 wird in Abbildung 6.60 illustriert. Es ergibt sich ein Absorptionskoeffizient von  $a(532 \text{ nm}) = 0,102 \text{ m}^{-1}$  und ein Streukoeffizient von  $b(532 \text{ nm}) = 0,124 \text{ m}^{-1}$ . Eine Attenuationslänge liegt bei  $1 \text{ AL} = 4,43 \text{ m}$ . In Analogie zu Station A sind die Ergebnisse für Station B in Abbildung 6.61 eingetragen. Der Absorptionskoeffizient liegt bei  $a(532 \text{ nm}) = 0,219 \text{ m}^{-1}$ , der Streukoeffizient bei  $b(532 \text{ nm}) = 1,590 \text{ m}^{-1}$ . Eine Attenuationslänge entspricht hier  $1 \text{ AL} = 0,55 \text{ m}$ .

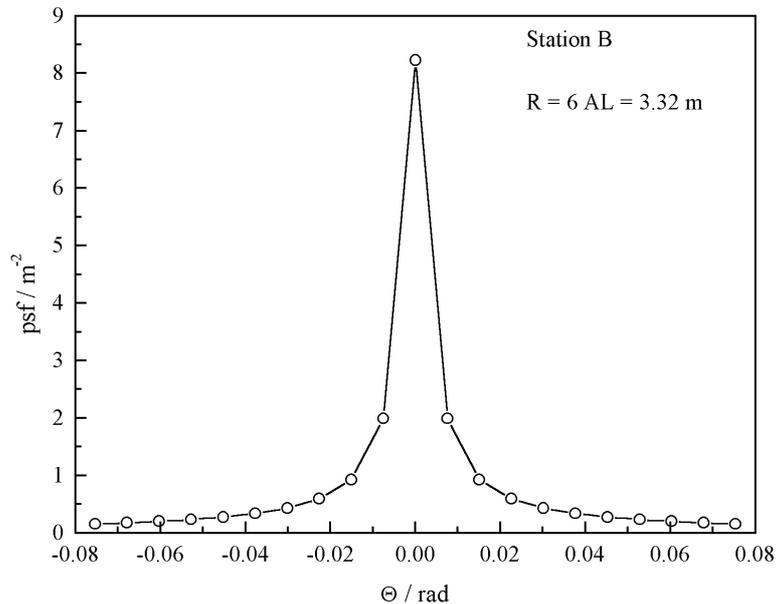


**Abbildung 6.61.** Attenuationsspektrum der Station B

In Verbindung mit einer mittleren Phasenfunktion, die als arithmetisches Mittel aus den drei von T. J. Petzold vermessenen Wasserkörpern gebildet wurde, kann die *point spread function* entsprechend der von W. Wells aufgestellten Theorie für beide Wasserkörper aus der Nordsee als Funktion der Entfernung errechnet werden.



**Abbildung 6.62.** *Point spread function* für eine Entfernung von 6 AL an der Station A



**Abbildung 6.63.** *Point spread function* für eine Entfernung von 6 AL an der Station B

Die Parameter der berechneten *point spread functions* entsprechend der von K. Voss gewählten Approximation lauten für Station A  $m = 1,3762$  und  $B = 1,24888 \cdot 10^{-5}$  und für Station B  $m = 1,0981$  und  $B = 9,30378 \cdot 10^{-3}$ . Abbildungen 6.62 und 6.63 zeigen die *point spread functions* für eine Entfernung von 6 Attenuationslängen, die bei Station A 26,56 m und bei Station B 3,32 m entsprechen. Gleichung 6.8 erlaubt nun die Berechnung eines Bildes des Objektes. Für ein ideales *range gated* System - rauschfrei und unendlich empfindlich - entstehen die Bilder in den Abbildungen 6.64 und 6.65.

Ausgehend von Messungen des spektralen Attenuationskoeffizienten  $c(\lambda)$  sind *range gated* Bilder in unterschiedlichen Wasserkörpern simuliert worden. In trüben Gewässern ist die Reichweite eines *range gated video* Systems durch die Vorwärtsstreuung limitiert. Daher genügt eine Messung des Attenuationskoeffizienten  $c(\lambda)$  zur Vorhersage der Bildqualität. In klaren Gewässern muß zusätzlich noch die Intensität der Lichtquelle, die Empfindlichkeit und das Signal-Rauschverhältnis des Detektors berücksichtigt werden, da hier die Reichweite durch die Intensität im Bild begrenzt ist.

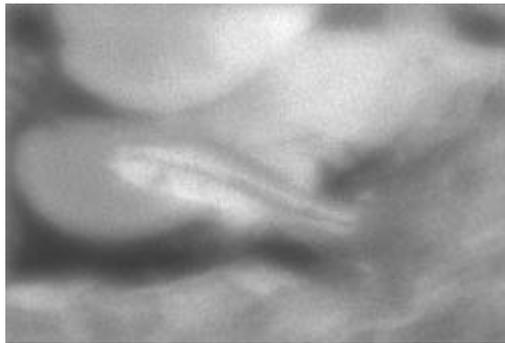


**Abbildung 6.64.** Bild des Objektes bei Station A in 6 AL Entfernung

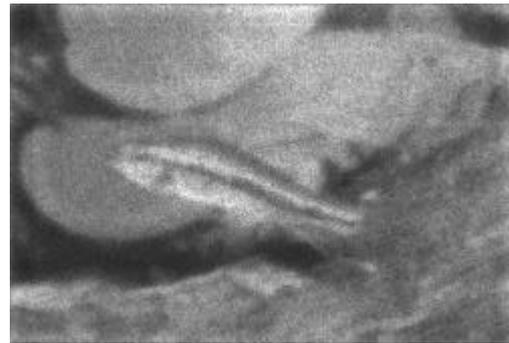


**Abbildung 6.65.** Bild des Objektes bei Station B in 6 AL Entfernung

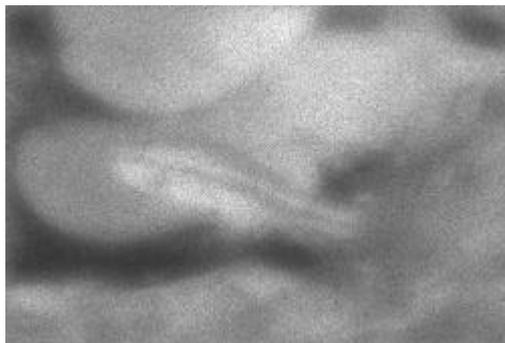
**Objektrekonstruktion.** Ist die  $psf$  bekannt, so lassen sich Standard-Algorithmen zur Entfaltung des Bildes mit der  $psf$  verwenden, z. B. der hier verwandte Richardson-Lucy-Algorithmus. Bei rauschfreien Bildern ist die Entfaltung mit nahezu beliebiger Genauigkeit möglich. Fehler entstehen lediglich durch Rand- und Quantisierungseffekte. Die Abbildungen 6.66 a und 6.66 b zeigen das Bild des Objektes bei Station B in 6 AL Entfernung, jeweils versehen mit einem Rauschen, das pixelweise eine Gaußverteilung mit einer Standardabweichung von 2,5 Prozent bzw. 5 Prozent der mittleren Intensität, d. h. des ungestörten Pixelwertes, aufweist (in Annäherung an ein Poisson-Rauschen).



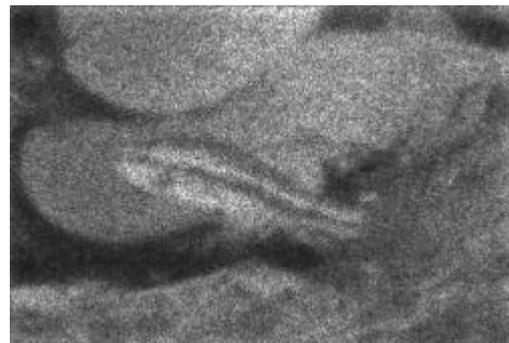
(a) Bild mit 2.5 % Rauschen



(b) aus (a) rekonstruiertes Objekt



(c) Bild mit 5 % Rauschen



(d) aus (c) rekonstruiertes Objekt

**Abbildung 6.66.** Ergebnis der Objektrekonstruktion

Abbildungen 6.66 b und 6.66 d sind Ergebnisse der iterativen Entfaltung mit der in Abbildung 6.63 dargestellten *point spread function* durch den Richardson-Lucy-Algorithmus. Es wurden 30 Iterationen durchgeführt. Es ist eine deutliche Kontrasterhöhung durch die Objektrekonstruktion vor allem im Bereich der feinen Details zu erkennen. Die zunehmende Körnung des Bildes deutet an, daß das Rauschen im Bereich der hohen Raumfrequenzen verstärkt wurde.

## 7 Messungen

### 7.1 Labormessungen von Chemikalienspektren

**Emissionsspektren.** Die Emissionsspektren der Chemikalien wurden mit einem Laborfluorometer Perkin Elmer LS50 in der Oberflächengeometrie bei einer Anregungswellenlänge von 355 nm aufgenommen. Als Substanzen wurden verschiedene halogenierte Kohlenwasserstoffe, die als Sinker bezeichnet werden können, ausgewählt.

Substanz	Dichte	Transportrate	WGK	MARPOL
Benzylchlorid	1,105 g cm <sup>-3</sup>	3750 t a <sup>-1</sup>	3	B
Chlorbenzol	1,106 g cm <sup>-3</sup>	15000 t a <sup>-1</sup>	2	B
Dichlormethan	1,3 g cm <sup>-3</sup>		2	
Dichlorethan	1,253 g cm <sup>-3</sup>	220000 t a <sup>-1</sup>	3	B
Trichlormethan	1,47 g cm <sup>-3</sup>	10100 t a <sup>-1</sup>	3	B
Trichlorethan	1,338 g cm <sup>-3</sup>	57500 t a <sup>-1</sup>	3	B

Tabelle 7.1. Ausgewählte Sinker

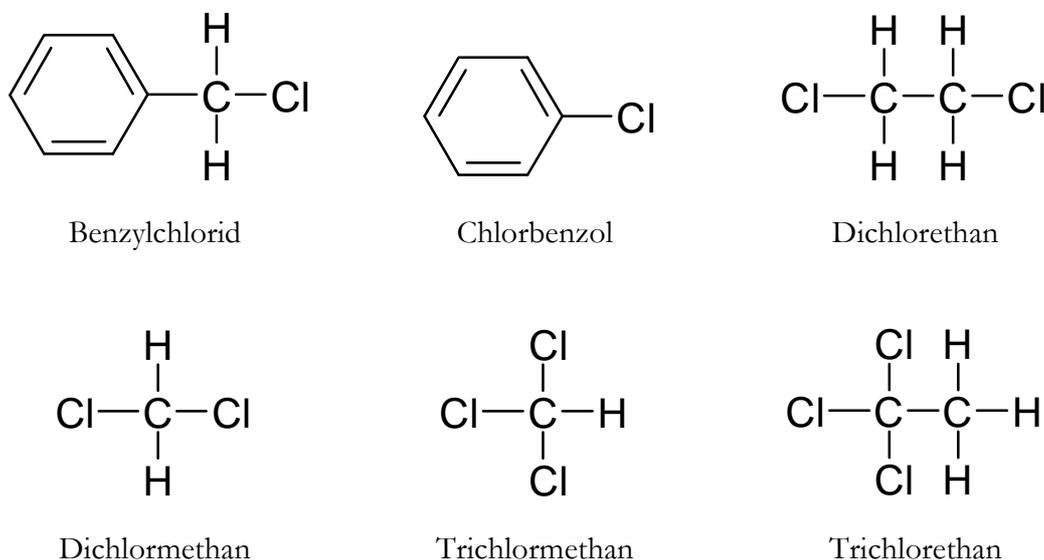
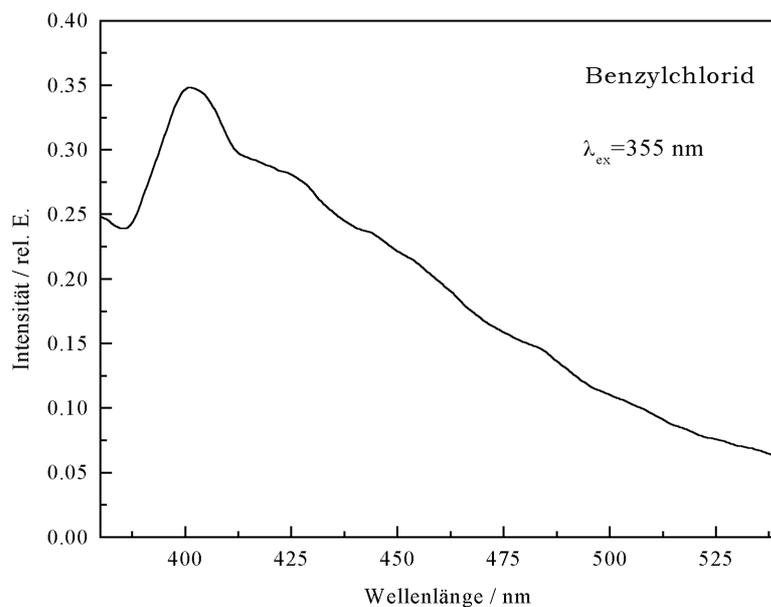


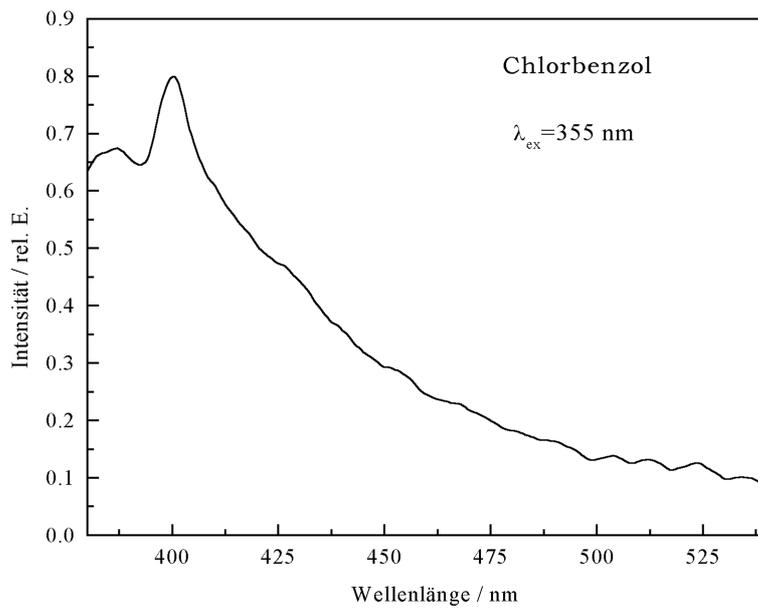
Abbildung 7.1. Strukturformeln

Tabelle 7.1 listet die Stoffe, ihre Dichte, die jährliche Transportrate sowie Wassergefährdungsklasse und Marpolkategorie auf. Die jährliche Transportrate ist einem Bericht der Versuchsanstalt für Wasserbau und Schiffbau, Berlin, entnommen (VWS, 1992) und bezieht sich auf die Umschlagmenge in deutschen Häfen in 1984. In Abbildung 7.1 sind die Strukturformeln der Stoffe gezeichnet.

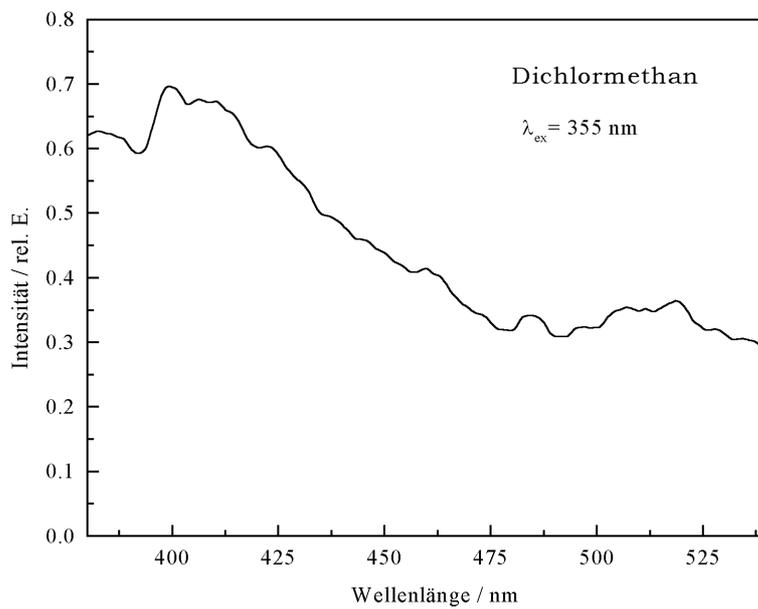
Die Abbildungen 7.2 bis 7.7 stellen die Spektren dieser Chemikalien dar. Die Spektren sind geglättet mit einem Savitzky-Golay-Filter der Ordnung 3 bei einer Fensterbreite von 10 nm (siehe Anhang). Generell zeigen alle Substanzen eine breite Fluoreszenz, welche vom ultravioletten Bereich ausgehend hin zu größeren Wellenlängen abfällt. Zusätzlich tritt in allen Spektren eine Emissionsbande bei 398 nm auf. Dies entspricht der *stretching* Ramanwellenlänge der  $\text{C-H}$ -Gruppe ( $\Delta(\lambda^{-1}) = 3020 \text{ cm}^{-1}$ ) bei einer Anregung von  $\lambda = 355 \text{ nm}$  (Herzberg and Huber, 1950). Weitere charakteristische Emissionsbanden sind nicht zu identifizieren.



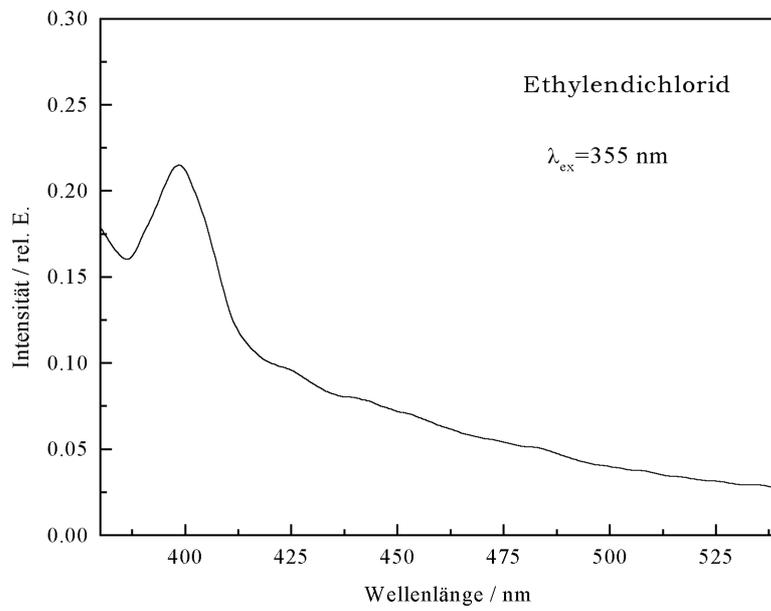
**Abbildung 7.2.** Emissionsspektrum von Benzylchlorid



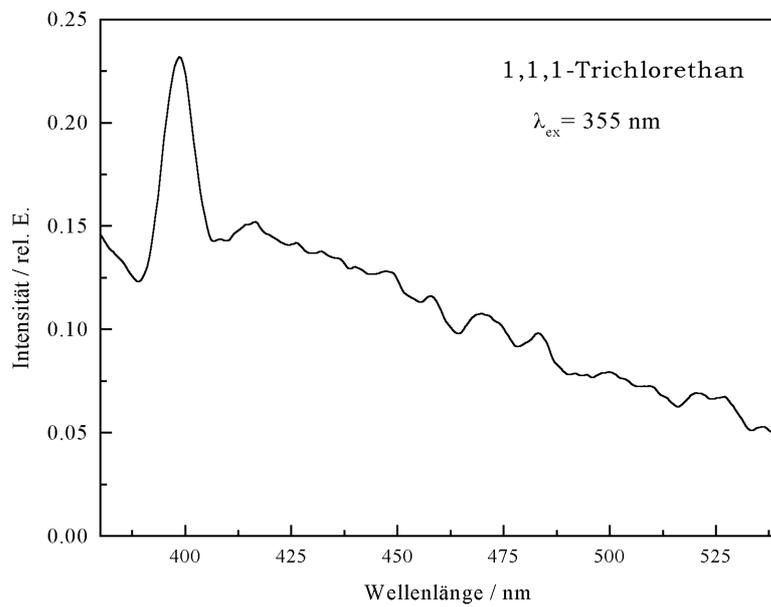
**Abbildung 7.3.** Emissionsspektrum von Chlorbenzol



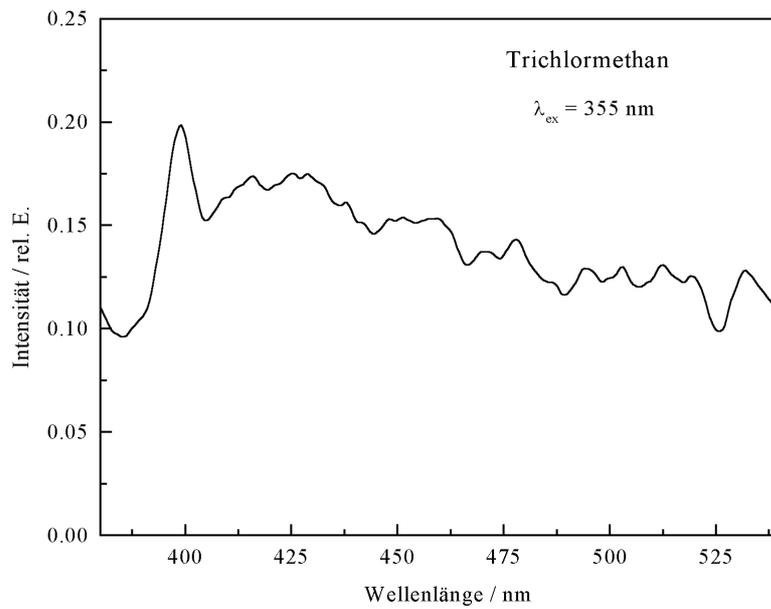
**Abbildung 7.4.** Emissionsspektrum von Dichlormethan



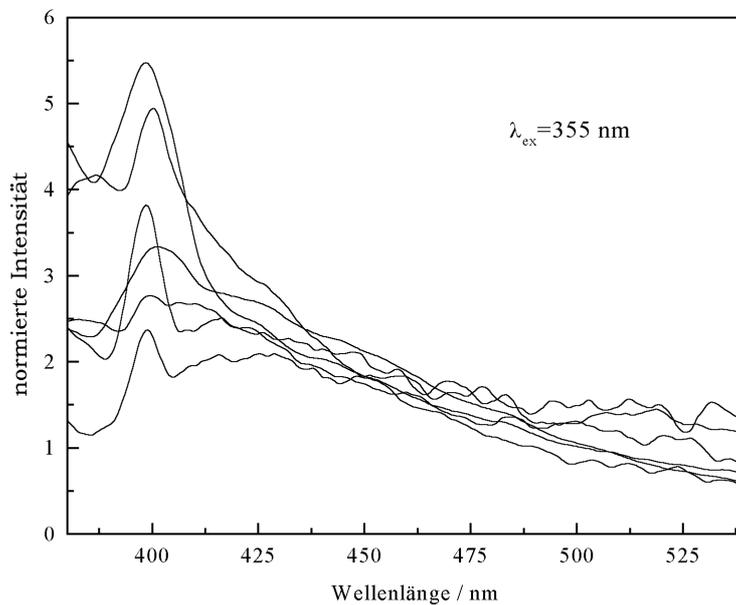
**Abbildung 7.5.** Emissionsspektrum von Ethylendichlorid



**Abbildung 7.6.** Emissionsspektrum von Trichlorethan



**Abbildung 7.7.** Emissionsspektrum von Trichlormethan



**Abbildung 7.8.** Normierte Spektren der vermessenen Chemikalien

Die Ergebnisse zeigen, daß sich die Spektren signifikant von dem Emissionsspektrum einer Seewasserprobe unterscheiden. Eine eindeutige Identifizierung eines der Stoffe über den spektralen Verlauf der Emission ist nicht möglich. Dies wird in Abbildung 7.8, in der sämtliche

vermessenen Spektren im Bereich 400 nm bis 550 nm auf die Fläche 1000 rel. E. nm normiert und gezeichnet worden sind, noch einmal verdeutlicht.

**Bestimmung der relativen Quantenausbeute.** In den Monte Carlo-Simulationen ist das dimensionslose Verhältnis der Quantenausbeuten  $q_{\text{rel}}$  von Sinker und Gelbstoff als Eingangsparameter von Bedeutung.  $q_{\text{rel}}$  kann aus den mit dem Laborfluorometer vermessenen Fluoreszenzspektren bestimmt werden. Weil zwei unterschiedliche Messungen hierzu ins Verhältnis gesetzt werden müssen, eignet sich die 90°-Geometrie besser als die Oberflächengeometrie, da das Meßvolumen  $dV=A dx$  exakter definiert und reproduzierbar ist. Bei der verwandten Küvette mit der Kantenlänge 1 cm müssen das anregende und das emittierte Licht noch mit der Absorption über 0,5 cm korrigiert werden.

Ein in der 90°-Geometrie gemessenes Fluoreszenzspektrum in relativen Einheiten ist proportional zu dem Strahlungsfluß  $\Phi_f$  der Fluoreszenz auf den Detektor

$$\Phi_f(\lambda) \sim \Phi_0(\lambda_L) e^{-a(\lambda_L)0,5\text{cm}} a(\lambda_L) q(\lambda, \lambda_L) dx e^{-a(\lambda)0,5\text{cm}} \quad (7.1).$$

Damit gilt für das Verhältnis der Quantenausbeuten

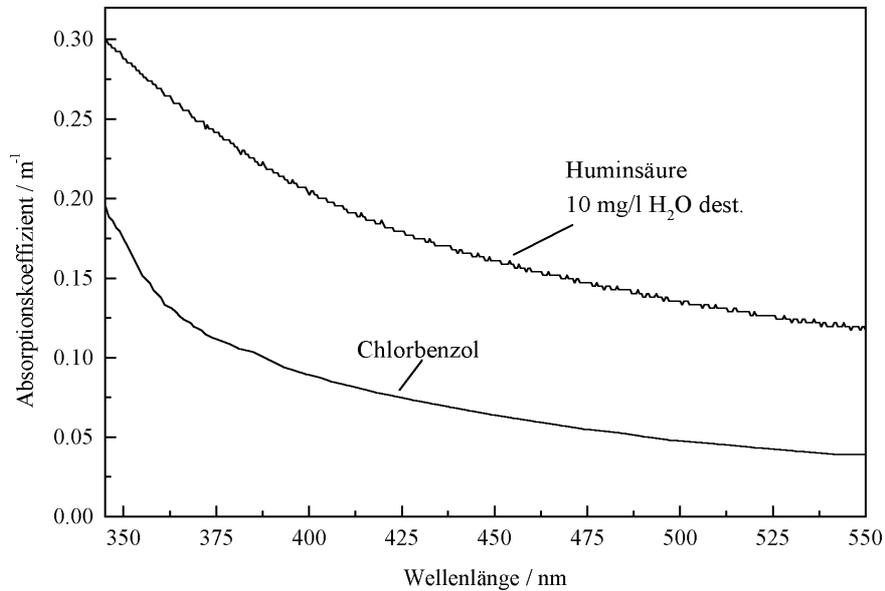
$$q_{\text{rel}}(\lambda, \lambda_L) \equiv \frac{q(\lambda, \lambda_L)}{q_{\text{YS}}(\lambda, \lambda_L)} = \frac{\Phi(\lambda)}{\Phi_{\text{YS}}(\lambda)} \frac{a_{\text{YS}}(\lambda_L) e^{-(a_{\text{YS}}(\lambda_L)+a_{\text{YS}}(\lambda))0,5\text{cm}}}{a(\lambda_L) e^{-(a(\lambda_L)+a(\lambda))0,5\text{cm}}}$$

$q_{\text{rel}}(\lambda, \lambda_L)$  ist bestimmbar aus den Emissions- und Absorptionsspektren von Chemikalie und Gelbstoff, welcher im Labor ersetzt wurde durch die Referenzsubstanz Huminsäure. Im folgenden ist die relative Quantenausbeute von Chlorbenzol zu einer Lösung von 10 mg Huminsäure in 1 l reinem Wasser errechnet worden (Abbildung 7.10). Abbildung 7.9 zeigt die Absorptionskoeffizienten, Abbildung 7.10 die entsprechenden Fluoreszenzspektren der beiden Proben.

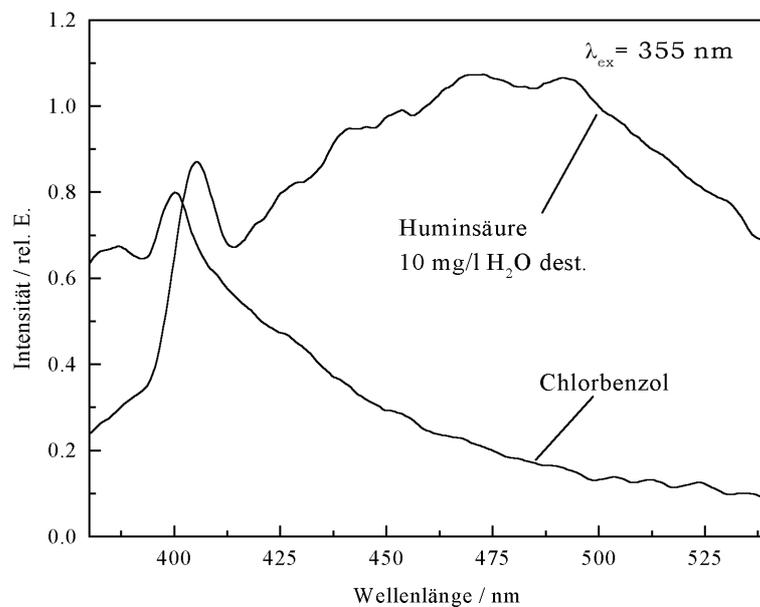
Um den Fluoreszenzkontrast bei einer Wellenlänge  $\lambda$  abzuschätzen, ist es sinnvoller, die relative Fluoreszenz  $\Phi_{f,\text{rel}}$  zu betrachten. Aus Gleichung 7.1 folgt

$$\Phi_{f,\text{rel}}(\lambda) = \frac{\Phi(\lambda)}{\Phi_{\text{YS}}(\lambda)} = \frac{a(\lambda_L) q(\lambda, \lambda_L)}{a_{\text{YS}}(\lambda_L) q(\lambda, \lambda_L)} = \frac{a(\lambda_L)}{a_{\text{YS}}(\lambda)} q_{\text{rel}}(\lambda, \lambda_L)$$

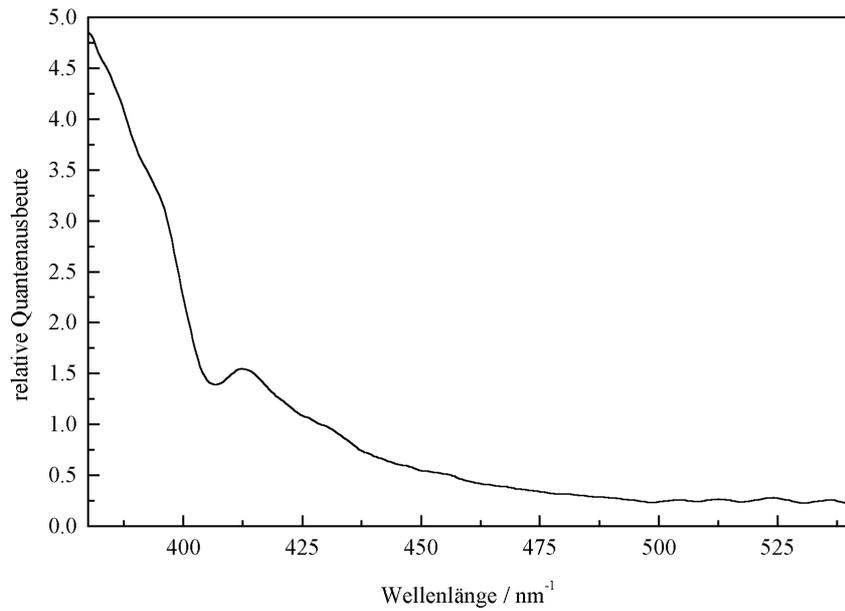
Liegt die relative Fluoreszenz deutlich oberhalb der Eins, so ist der Sinker in dem Referenzwasser prinzipiell detektierbar, wobei die Schichtdickenauflösung des Lidars und Fluoreszenzabklingzeiten noch berücksichtigt werden müssen. Bei dünnen Schichten kommt es zu einer Überlagerung von Signalen des Sinker und des Wassers direkt über dem Sinker.



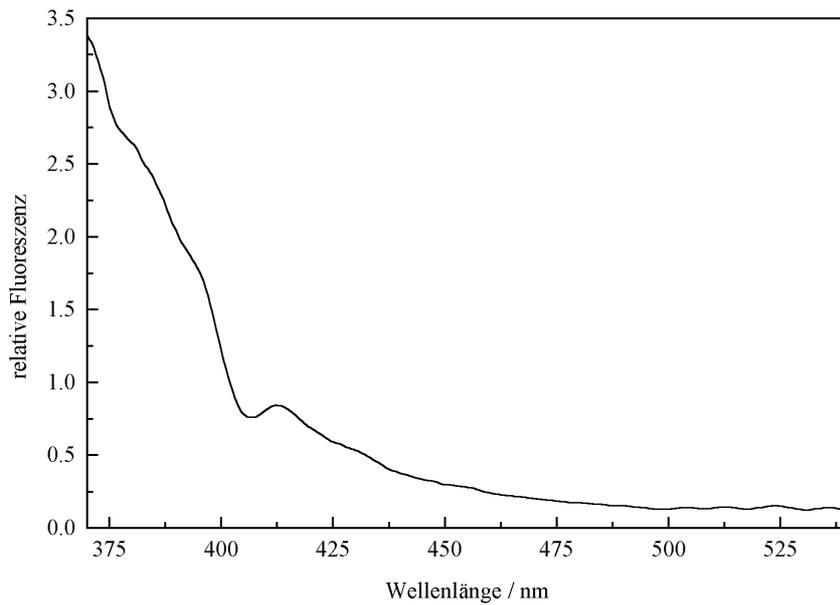
**Abbildung 7.9.** Absorptionskoeffizient von Chlorbenzol und Referenzwasser



**Abbildung 7.10.** Emissionsspektren von Chlorbenzol und Referenzwasser



**Abbildung 7.11.** Relative Quantenausbeute von Chlorbenzol und Referenzwasser



**Abbildung 7.12.** Relative Fluoreszenz von Chlorbenzol und Referenzwasser

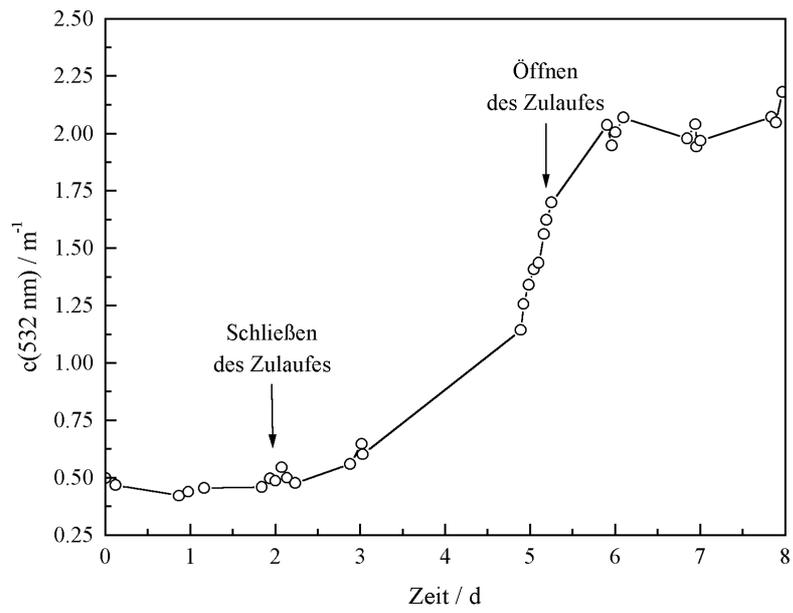
Abbildung 7.11 zeigt die ermittelte relative Quantenausbeute und Abbildung 7.12 die entsprechende relative Fluoreszenz. Der Fluoreszenzkontrast nimmt zu kurzen Wellenlängen hin stark zu. Mit ihm steigt auch die Nachweiswahrscheinlichkeit.

**Zusammenfassung.** Die in Kapitel 6.3 vorgestellten Monte Carlo-Simulationen setzen den Streukoeffizienten  $b(\lambda)$  des Wassers und den Absorptionskoeffizienten  $a(\lambda)$  von Wasser und Sinker sowie die relative Quantenausbeute  $q_{\text{rel}}(\lambda, \lambda_L)$  als Eingangsparameter voraus. Mit den in Kapitel 3.1 vorgestellten Näherungen können  $a(\lambda)$  und  $b(\lambda)$  aus dem Spektrum des Attenuationskoeffizienten  $c(\lambda)$  der betrachteten Seewasserprobe abgeschätzt werden. Streuung im Sinker kann vernachlässigt werden, so daß der spektrale Attenuationskoeffizient des Sinkers  $c(\lambda)$  mit dem Absorptionskoeffizienten  $a(\lambda)$  identifiziert werden kann. Die relative Quantenausbeute  $q_{\text{rel}}(\lambda, \lambda_L)$  von Sinker und Seewasser kann durch Messung der Emissionsspektren in relativen Einheiten bestimmt werden (siehe oben). Fluoreszenzlebensdauern, Brechungsindizes und Reflektivität des Meeresbodens beeinflussen das Lidarsignal nur in geringem Maße, so daß sie durch Erfahrungswerte oder mittlere Werte ersetzt werden können. Werden im Labor die spektralen Attenuationskoeffizienten und die bei der Laserwellenlänge angeregten Emissionsspektren des Seewassers und des Sinkers gemessen, so kann mit Hilfe der Monte Carlo-Simulation das Fluoreszenzlidarsignal vorhergesagt werden.

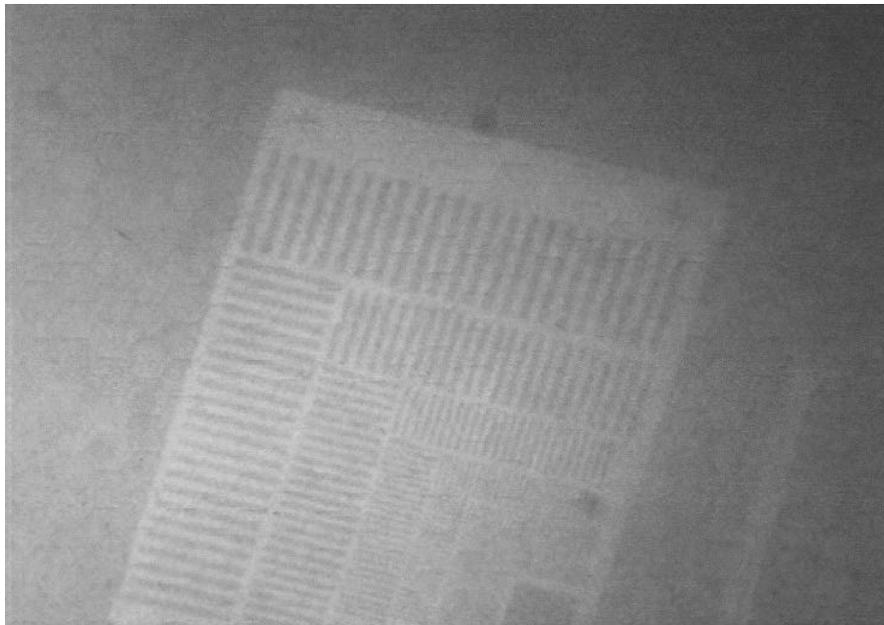
## 7.2 Videoaufnahmen in einem Wassertank

Das *range gated video* wurde an einem Außenbassin der *large scale facility* Trondheim erprobt. Die Trübung des Wassers wurde variiert, indem der Wasseraustausch verhindert und auf diese Weise eine Algenblüte angeregt wurde. Abbildung 7.13 zeigt den zeitlichen Verlauf des Attenuationskoeffizienten  $c$  bei 532 nm.

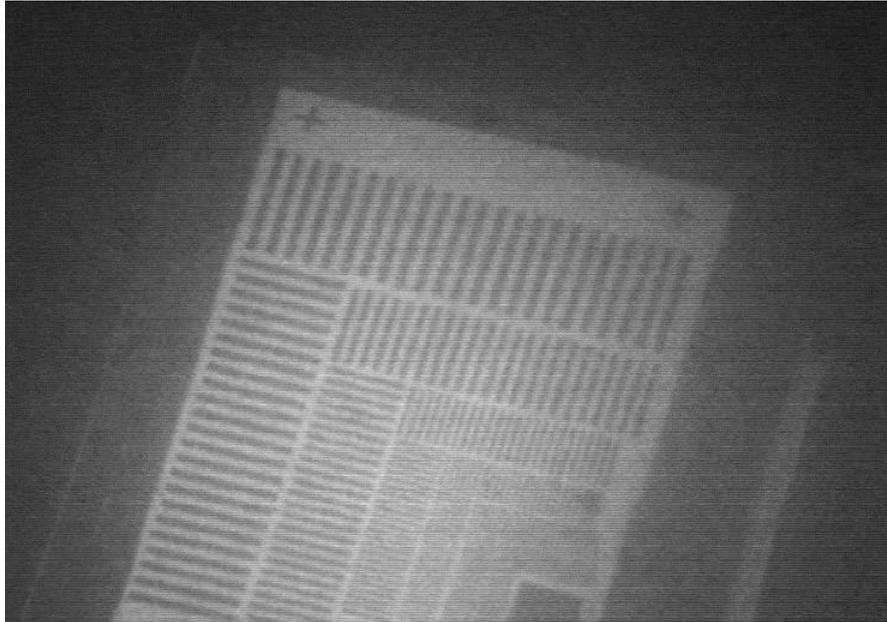
**Kontrastverbesserung durch *range gating*.** Die Abbildungen 7.14 und 7.15 zeigen Aufnahmen, welche an dem Wassertank bei einer Trübung  $c(532 \text{ nm}) = 0,5 \text{ m}^{-1}$  entstanden. Das Testbild befand sich in 8 Metern Entfernung. Die Aufnahmen entstanden mit einem Objektiv der Brennweite  $f=70 \text{ mm}$ . Hieraus folgt eine Fläche von  $1,3^2 \text{ mm}^2$ , die auf einen Pixel abgebildet wird. Abbildung 7.14 zeigt die Aufnahme ohne *range gating* ( $\text{gate} = \infty$ ) mit einer Belichtungszeit von 200 ns bei einer Verstärkung von 75 Einheiten (100 Einheiten entsprechen der maximalen Verstärkung der Kamera). Abbildung 7.15 zeigt eine Aufnahme mit einer Belichtungszeit von 5 ns, synchronisiert auf die Entfernung des Objektes. Da das Streulicht aus der Wassersäule durch das *range gating* nicht erfaßt wird, kann die Verstärkung auf 92 Einheiten erhöht werden.



**Abbildung 7.13.** Zeitlicher Verlauf des Attenuationskoeffizienten  $c$  bei 532 nm

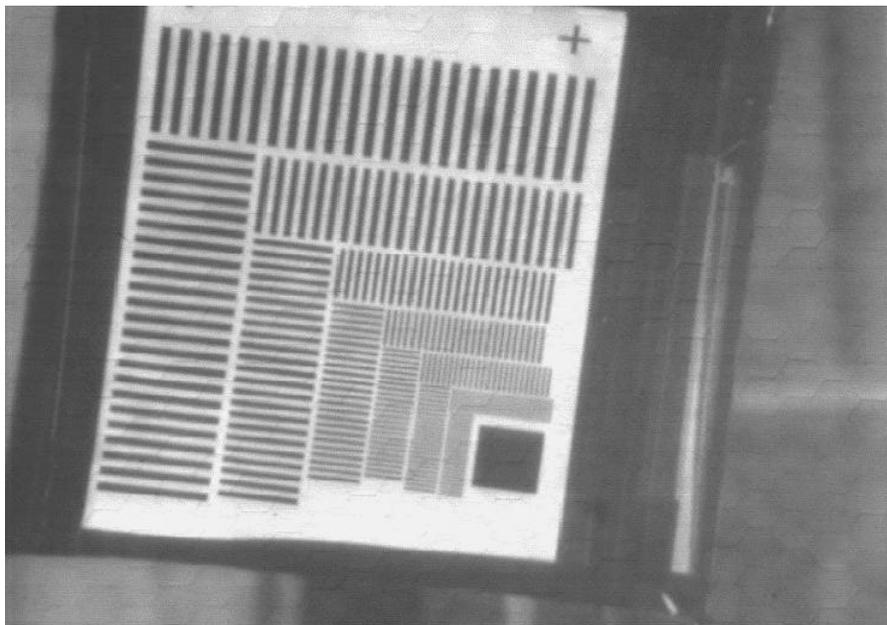


**Abbildung 7.14.** Aufnahme mit  $\text{Gate}=\infty$

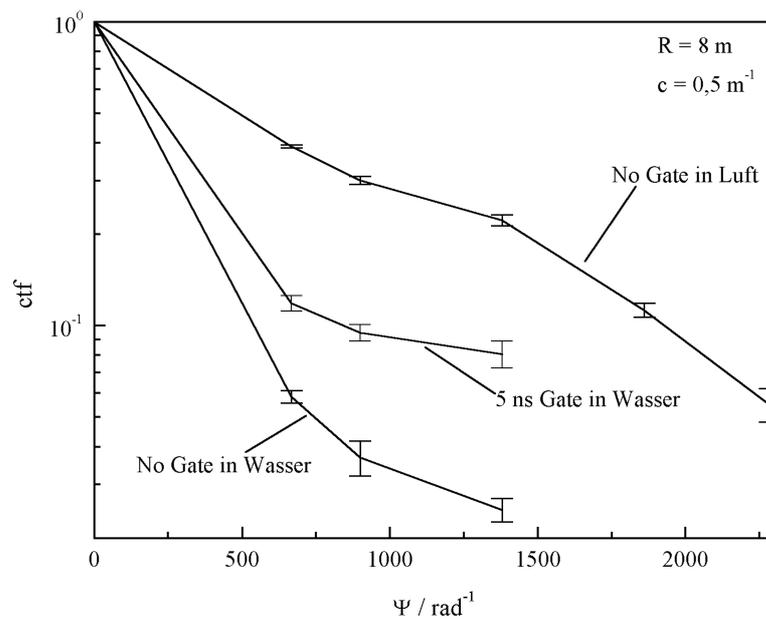


**Abbildung 7.15.** Aufnahme mit Gate=5 ns

Abbildung 7.23 zeigt die Referenzaufnahme. Das Objekt befindet sich in Luft, da Streuung und Absorption hier vernachlässigt werden können. Die Einstellungen der Objektivscharfe entsprechen denen von Abbildungen 7.14 und 7.15. Die Entfernung ist entsprechend dem Brechungsindex von Wasser  $n_w=1,33$  auf 6 m reduziert worden.



**Abbildung 7.16.** Referenzbild an Luft in 6 m Entfernung

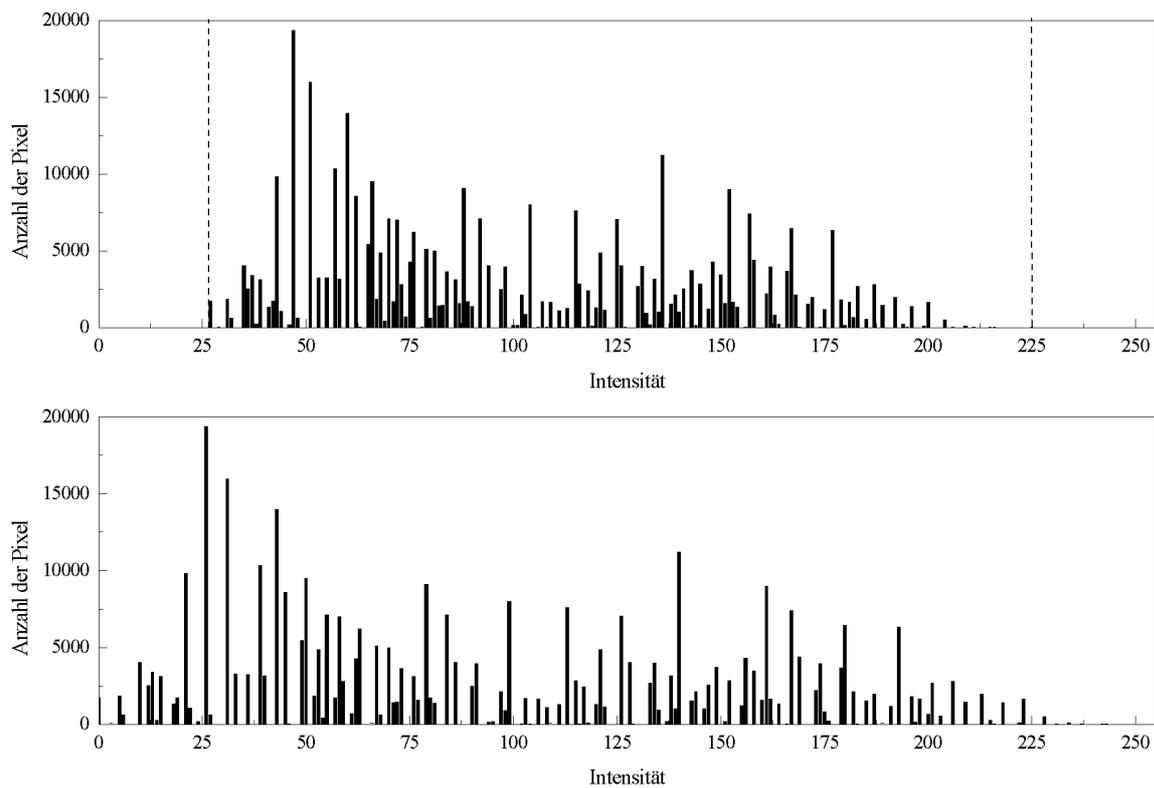


**Abbildung 7.17.** *contrast transfer functions* der Abbildungen 7.14, 7.15 und 7.16

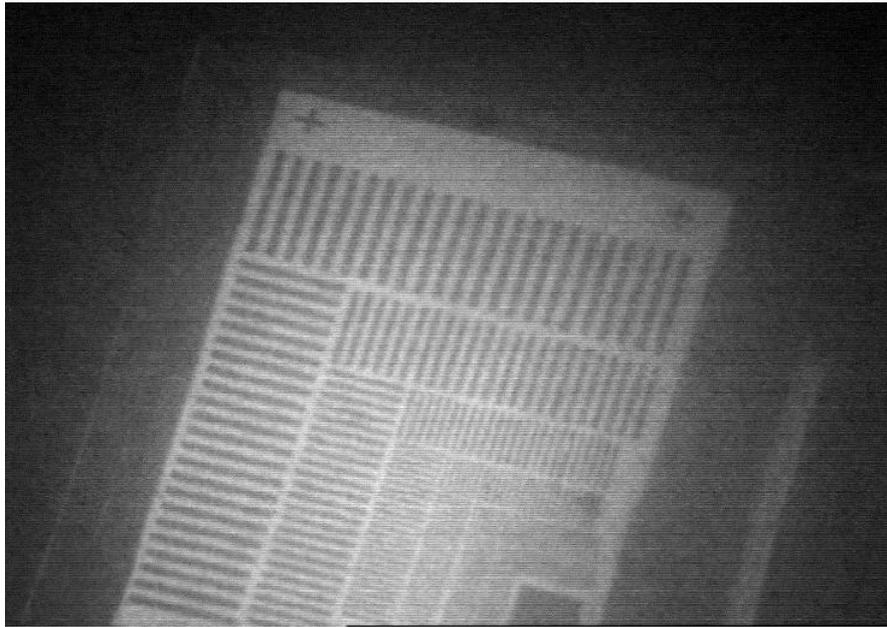
Abbildung 7.17 zeigt die aus den Aufnahmen 7.14, 7.15 und 7.16 ermittelten *contrast transfer functions*. Es wurden jeweils fünf Schnitte durch eine Rechteckfrequenz gelegt und die ctf nach Gleichung 5.10 für einen solchen Schnitt berechnet. In Abbildung 7.17 sind die Mittelwerte und entsprechenden Standardabweichungen eingetragen. Der durch die Rechtecksignale entstehende Fehler wird vernachlässigt (siehe Anhang).

Die ctf des Bildes, das mit dem *range gating* Verfahren aufgezeichnet wurde, liegt deutlich über der ctf des Bildes, bei dem dieses Verfahren nicht benutzt wurde und das somit vergleichbar mit einer konventionellen Aufnahme ist. Dies bedeutet meistens eine Kontrasterhöhung im Bild. Die theoretisch maximale ctf liegt bei Eins für alle Frequenzen bis zur Nyquist-Grenzfrequenz. Die aus Abbildung 7.16 berechnete ctf entspricht in Näherung der Apparatfunktion der Lidarkamera. Anschaulich entspricht die Differenz zwischen der Kurve 'No Gate in Wasser' und der Kurve '5 ns Gate in Wasser' in Abbildung 7.17 dem Kontrastverlust durch die direkte Rückstreuung aus der Wassersäule; die Differenz zwischen der Kurve '5 ns Gate in Wasser' und der Kurve 'No Gate in Luft' entspricht entsprechend dem Kontrastverlust durch *small angle forward scattering*. Da die Kurven logarithmisch aufgetragen sind und die Empfindlichkeit des menschlichen Auges ebenfalls logarithmisch ist, impliziert Abbildung 7.17 weiter, daß beide Effekte für den Betrachter in derselben Größenordnung liegen.

**Kontrastverbesserung durch *histogram stretching*.** Das mit dem *range gating* Verfahren aufgenommene Bild entspricht dem Original, gefaltet mit der psf der Kamera und der Wassersäule. Aufgrund der endlichen Länge der Belichtungszeit kann das rückgestreute Licht nicht vollständig ausgeblendet werden. Hinzu kommt der Anteil von Streulicht aus der Wassersäule, der unter großen Winkeln mehrfach gestreut wird und zeitgleich mit der direkten Bildkomponente auf die Kamera trifft. Dies wird im Histogramm des Bildes als *offset* deutlich. Da bekannt ist, daß die Streifen im Objekt schwarz sind, ist ein erster Schritt zur Kontrasterhöhung die Subtraktion dieses *offset* bzw. *histogram stretching*. Abbildung 7.18 zeigt das Histogramm von Abbildung 7.15. Subtraktion des *offsets* und Normierung auf das Maximum von 255 ergibt das Bild in 7.19. Das entsprechende Histogramm ist ebenfalls in Abbildung 7.18 eingetragen.



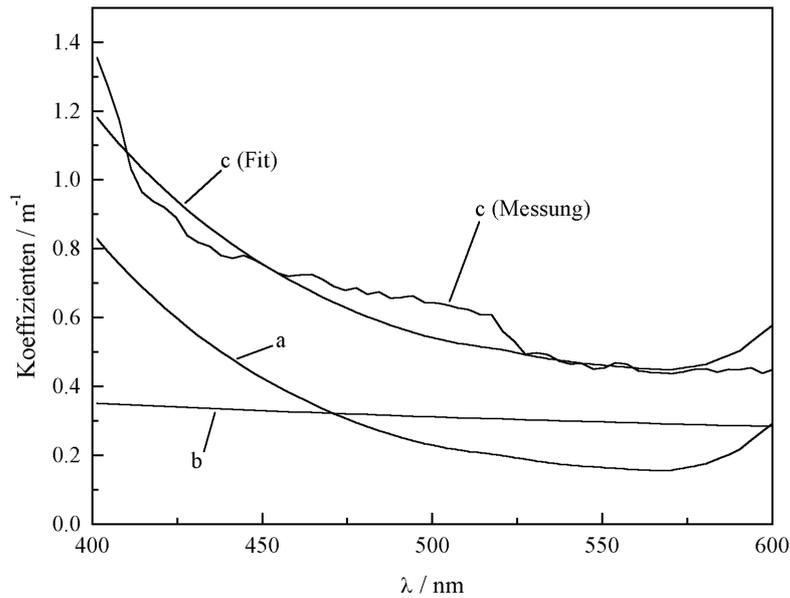
**Abbildung 7.18.** Histogramme von Abbildungen 7.15 (oben) und 7.19



**Abbildung 7.19.** Ergebnis des *histogram stretchings*

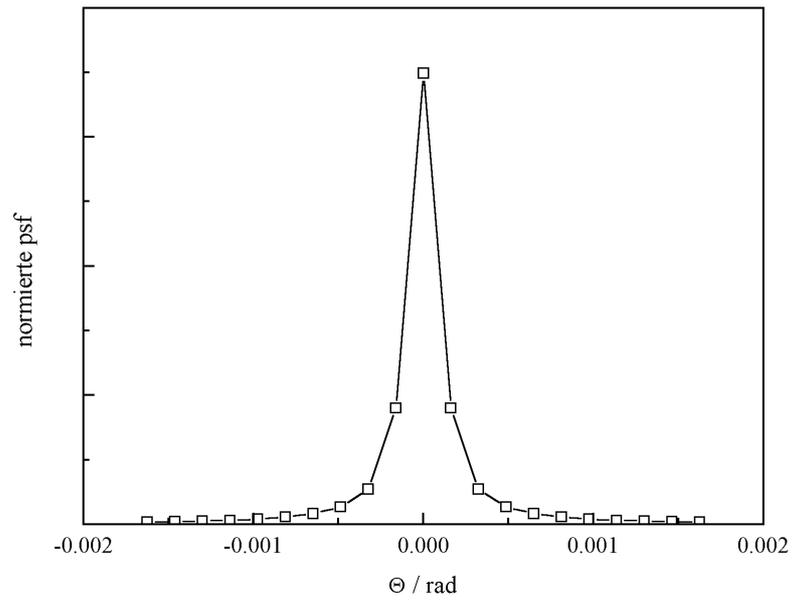
Im Sinne der ctf führt nur der Abzug des Offsets zu einer Kontrasterhöhung. Die Normierung auf eine maximale Intensität ändert aufgrund der Normierung auf den Wert der Nullfrequenz nicht den Wert der ctf. Unter dem Gesichtspunkt der Bilddarstellung bedeutet dies, daß mit der Intensität 0 fest Schwarz verbunden ist und Weiß sich an der maximalen Intensität orientiert. Das *histogram stretching* kann das *range gating* nicht ersetzen, da es nicht die Anzahl der auftretenden Intensitäten (Graustufen) erhöht.

**Kontrastverbesserung durch Objektrekonstruktion.** Abbildung 7.20 zeigt das Attenuationsspektrum des Wassers, in dem die oben gezeigten Aufnahmen entstanden, sowie die durch Approximation bestimmten spektralen Absorptions-, Streu- und Attenuationskoeffizienten (siehe Kapitel 3.1). Für  $\lambda=532\text{ nm}$  ergeben sich  $a=0,182\text{ m}^{-1}$  und  $b=0,303\text{ m}^{-1}$ .



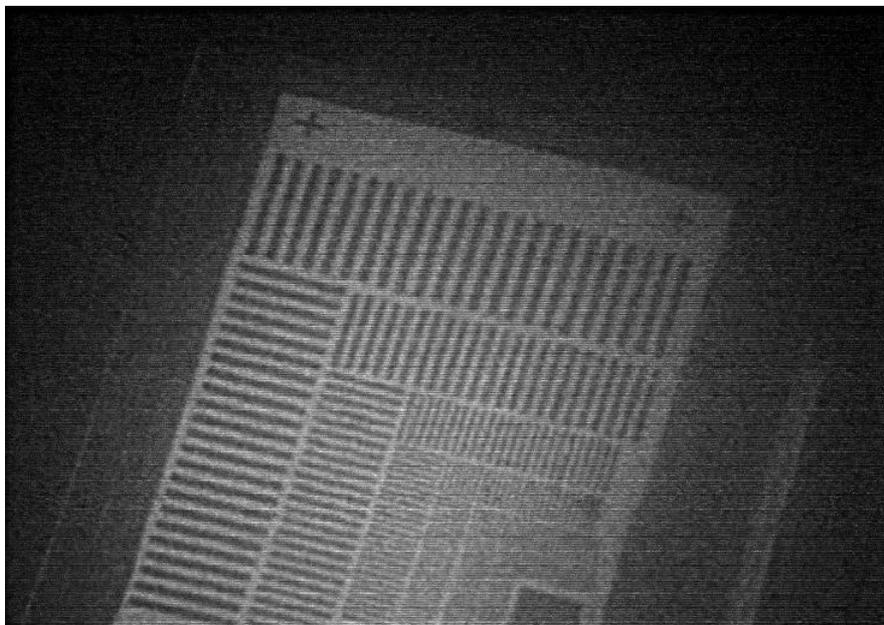
**Abbildung 7.20.** Attenuationsspektrum des Wassers aus dem Testtank - Messung und Fit

In Verbindung mit einer Phasenfunktion für leicht trübes Wasser (Offshore S. California, vermessen von (T. J. Petzold, 1977)) kann durch die *small angle scattering* Theorie die *point spread function* in bezug auf Abbildung 7.15 bzw. Abbildung 7.19 berechnet werden. Aufgrund der geringen Ausdehnung der psf, hervorgerufen durch die hohe Auflösung des Bildes, wird der gestreute Anteil  $psf_{scatter}$  der normierten psf unterschätzt. Die psf wird nur in einem begrenzten Intervall dargestellt. Eine Vergrößerung dieses Intervalls führt in einem quadratischen Zusammenhang zu deutlich höheren Anforderungen an die Rechenleistung bei der numerischen Entfaltung. Zusätzlich werden im Bild aufgrund von Streuung Anteile empfangen, die ihren Ursprung außerhalb des von der Kamera betrachteten Gebietes haben. Es wird daher ein Korrekturfaktor  $\Gamma = (1 - e^{-b \cdot 8m}) (e^{-c \cdot 8m})^{-1}$  zur Multiplikation mit der auf ihr Integral normierten  $psf_{scatter}$  eingeführt. Der Faktor  $\Gamma$  entspricht in Näherung dem Verhältnis von gestreutem zu nicht-gestreutem Anteil. Bei Aufnahmen über einen größeren Bereich kann er vernachlässigt werden. Abbildung 7.21 zeigt einen eindimensionalen Schnitt durch die so ermittelte psf. Mit Hilfe des Richardson-Lucy-Algorithmus kann der kontrastverringende Einfluß der Vorwärtsstreuung korrigiert und das Objekt restauriert werden.

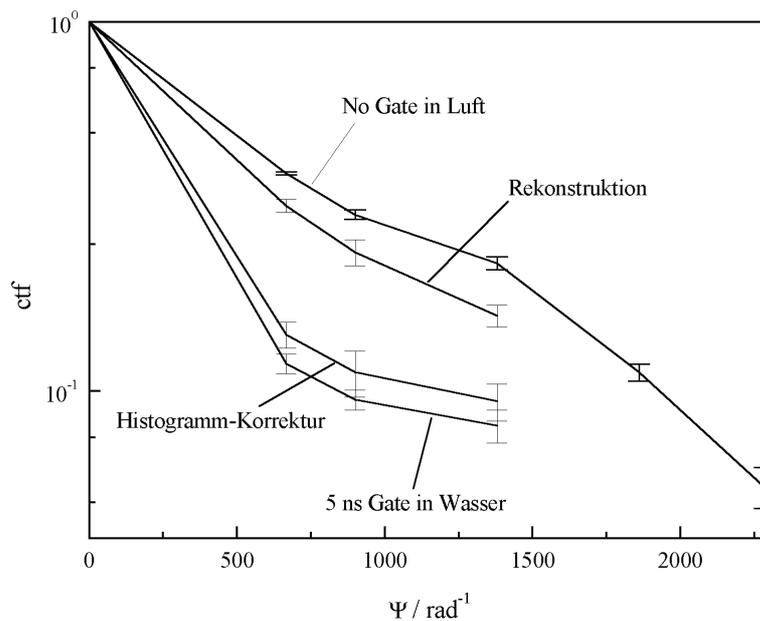


**Abbildung 7.21.** *Point Spread Function* des Wasserkörpers in Trondheim

Abbildung 7.22 zeigt die mit der *point spread function* entfaltete Aufnahme 7.19. Die entsprechenden *contrast transfer functions* sind in Abbildung 7.23 dargestellt.



**Abbildung 7.22.** Entfaltetes Bild



**Abbildung 7.23.** ctf für die Bildkorrektur

Abbildung 7.23 zeigt, daß die Verbindung von *range gating* mit numerischer Bildverarbeitung den kontrastvermindernden Einfluß der Wassersäule zu einem großen Teil eliminieren kann.

**Reichweite des Systems.** Häufig werden als Reichweite für ein *range gated system* 6 bis 8 Attenuationslängen angegeben. Bei einem Attenuationskoeffizienten von  $0,5 \text{ m}^{-1}$  lag die Reichweite des Systems - definiert als maximale Entfernung, bei der auf dem Testbild mit dem Auge noch Strukturen zu erkennen waren - deutlich über 10 m, was in diesem Fall 5 Attenuationslängen entspricht. Bei einem Attenuationskoeffizienten von  $1,3 \text{ m}^{-1}$  war die Reichweite auf 4 m, entsprechend 5,2 Attenuationslängen, abgefallen. Bei einem Attenuationskoeffizienten von  $2 \text{ m}^{-1}$  entsprach die Reichweite einer Entfernung von 2 m, also 4 Attenuationslängen. Die Messungen zeigen daher, daß die Reichweite eines Systems nicht unabhängig vom Wasserkörper in Attenuationslängen angegeben werden kann.

**Zusammenfassung.** Die Aufnahmen in dem klaren Wasser bei  $c(532 \text{ nm}) = 0,5 \text{ m}^{-1}$  sind kontrastbegrenzt. Dies bedeutet, daß die Intensität des Bildes aufgrund von Absorption und Entfernung zu gering ist, um detektiert zu werden. Die maximale Verstärkung der Kamera wird verwandt. Das *range gating* Verfahren arbeitet hier effektiv ohne numerische Objektrekonstruktion. Im Bereich der hohen Trübung ist die Aufnahme des Testbildes auflösungsbegrenzt. Dies heißt, daß genug Intensität von dem Objekt empfangen wird. Eine

mittlere Verstärkung genügt. Dennoch sind aufgrund der Vorwärtsstreuung kaum Strukturen zu erkennen. *Range gating* bringt im Gegensatz zu der numerischen Bildverbesserung keine große Kontrasterhöhung.

In Wasserkörpern mit mittlerer Trübung, so wie sie in dem vorgesehenen Einsatzgebiet der Nordsee vorkommen, ist eine Kombination von *range gating* und numerischer Bildbearbeitung optimal und daher sinnvoll. Der Vorteil des *range gating* liegt dabei vor allem darin, daß die Bildverbesserung in Echtzeit, d. h. direkt bei der Messung, erreicht wird.

## 8 Zusammenfassung

**Instrument.** Es wird grundsätzlich ein Bedarf an Instrumenten zur Inspektion des Meeresbodens in Nord- und Ostsee festgestellt (Kapitel 1.3). In diesem Zusammenhang ist ein Unterwasserlidar als neuer Sensor zur Inspektion des Meeresbodens an der Universität Oldenburg entwickelt und im Detail beschrieben worden (Kapitel 2). Die technische Funktion des Instrumentes wurde auf FS Heincke und MZS Mellum erfolgreich demonstriert (Harsdorf et al., 1999). Eine endgültige Definition verschiedener Geräteparameter, z. B. Aufweitung des Laserpulses, Brennweite des Kameraobjektivs und Wahl der Detektionswellenlängen, kann erst nach längerer Erprobung des Prototypen als Nutzlast eines ROV getroffen werden. Die in dieser Arbeit getroffenen Aussagen bleiben hiervon unberührt. Grundsätzlich ist es schwierig, eine allgemein gültige Aussage über die Reichweite und Qualität von Lidarsignalen und Streulichtbildern zu treffen, da diese in komplexem Zusammenhang mit den Eigenschaften des Instrumentes, der Wassersäule, dem Meeresboden und den betrachteten Objekten und Chemikalien stehen. Jedoch können anhand der in dieser Arbeit aufgestellten Beziehungen Spektren und Bilder für ein definiertes Szenario berechnet und vorhergesagt werden.

**Range gated video.** Durch die Wassersäule aufgenommene Bilder verlieren durch Rückstreuung und durch Vorwärtsstreuung an Kontrast. Durch *range gating* kann die Rückstreuung weitgehend ausgeblendet und so ein kontrastverstärktes Bild aufgezeichnet werden. Die Simulation und die Rekonstruktion von *range gated* Bildern reduziert sich auf die Bestimmung der *point spread function*.

Kapitel 3.1 stellt eine Methode vor, aus dem spektralen Attenuationskoeffizienten den Absorptions- und den Streukoeffizienten abzuschätzen. In Verbindung mit einer mittleren Phasenfunktion ergibt sich die Volumenstreuungsfunktion. Durch die von W. Wells aufgestellten Integraltransformationen kann aus dem Attenuationskoeffizienten und der Volumenstreuungsfunktion die *point spread function* für eine definierte Entfernung berechnet werden. Monte Carlo-Simulationen bestätigten, daß diese Näherung die *point spread function* innerhalb akzeptabler Abweichungen ergibt (Kapitel 6.2). Unter der Annahme einer homogenen Wassersäule genügt damit eine Messung des spektralen Attenuationskoeffizienten, um Streulichtaufnahmen des Lidars vorherzusagen (Kapitel 6.4).

Anhand der *point spread function* ist eine Rekonstruktion des Objektes aus dem Bild möglich. In diesem Zusammenhang wurde der Richardson-Lucy-Algorithmus bei simulierten (Kapitel 6.4) und gemessenen (Kapitel 7.2) Bildern erfolgreich eingesetzt. Im Gegensatz zum *range gating* Verfahren geschieht die Bildverbesserung durch Entfaltung mit der *point spread function* noch nicht

in Echtzeit. Die direkte Implementation von geeigneten Entfaltungsalgorithmen und von Algorithmen zur Berechnung der *point spread function* aus dem spektralen Attenuationskoeffizienten in digitale Signalprozessoren (DSP) ist ein Ansatz, aus einem Streulichtbild und einer multispektralen Messung des Attenuationskoeffizienten ein korrigiertes Bild in Echtzeit zu realisieren.

Die Nordsee stellt in weiten Gebieten den Übergang von klarem Ozeanwasser zu trübem Küstenwasser dar. Während Aufnahmen in klaren Gewässern kontrastbegrenzt sind, sind Aufnahmen in stark streuenden Gewässern auflösungsbegrenzt. Dies impliziert, daß *range gating* effektiver in klaren als in stark streuenden Gewässern wirkt, während es bei der numerischen Bildrekonstruktion genau umgekehrt ist. Die Kombination beider Verfahren stellt somit für das Gebiet der Nordsee ein effektives Werkzeug für die Kontrastverbesserung dar. Durch *range gating* kann die kontrastmindernde Rückstreuung eliminiert werden, und die Messung des spektralen Attenuationskoeffizienten erlaubt zusätzlich die Anwendung von Rekonstruktionsalgorithmen zur Korrektur des Kontrastverlustes aufgrund der Vorwärtsstreuung. Es entsteht ein Bild mit maximalem Kontrast.

**Fluoreszenzlidar.** Es wurde eine Gleichung für das Unterwasserlidar aufgestellt (Kapitel 4.1). Der Einfluß von Systemfunktionen kann durch geeignete Entfaltungs-Algorithmen korrigiert werden (Kapitel 4.2). Die Gleichung des Unterwasserlidars wurde invertiert, um den Attenuationskoeffizienten der Wassersäule und das Emissionsprofil in einer definierten Tiefe aus den entfaltetten Lidarsignalen zu ermitteln (Kapitel 4.3). Zusätzlich wird die Möglichkeit der Bestimmung von Fluoreszenzabklingzeiten und Brechungsindizes diskutiert. Monte Carlo-Simulationen zeigen, daß eine zeitliche Verschmierung des Signals aufgrund von Vielfachstreuung vernachlässigbar ist (Kapitel 6.2). Weitere Monte Carlo-Simulationen von Lidarsignalen ergeben, daß in Näherung der Einfluß der Vielfachstreuung in einem begrenzten Bereich durch einen konstanten Faktor repräsentiert werden kann. Simulationen von verschiedenen Wasserkörpern deuten auf einen linearen Zusammenhang dieses Faktors mit dem Streukoeffizienten hin (Kapitel 6.2).

In Kapitel 7.1 wurden verschiedene relevante Chemikalien mit einem Laborfluorometer vermessen. Die Emissionsspektren aller Substanzen zeigen charakteristische Unterschiede zu dem Emissionsspektrum eines natürlichen Gewässers und sind somit prinzipiell detektierbar. Es wird eine Methode vorgestellt, die relative Fluoreszenz von einer natürlichen Wasserprobe und einer Chemikalie aus den mit dem Laborfluorometer gemessenen Daten zu berechnen. Werden zusätzlich noch die Attenuationsspektren im Labor gemessen, so kann mit Hilfe von Monte Carlo-Simulationen das Lidarsignal vorhergesagt werden (Kapitel 6.3).

Die in Kapitel 4.3 vorgestellten Algorithmen wurden anhand einer Simulation für einen typischen Sinker, Chlorbenzol, in der Nordsee mit Wasserparametern, so wie sie in etwa bei Helgoland vorzufinden sind, überprüft und seine Nachweisbarkeit demonstriert (Kapitel 6.3).

Aus einem multispektral aufgenommenen Lidarsignal kann das Emissionsspektrum in einer bestimmten Tiefe ermittelt werden. Der Vergleich mit der spektralen Signatur einer bekannten Substanz erlaubt es, zwischen mit der Substanz bedecktem und unbedecktem Meeresboden zu unterscheiden. In Verbindung mit der Bewegung des Lidars und des Scanners kann die Verteilung eines Sinkers auf dem Meeresboden gemessen werden.

**Ausblick.** Mit dem Unterwasserlidar steht eine monochromatische, polarisierte, leistungsstarke, gepulste Lichtquelle im sichtbaren und im nahen ultravioletten Bereich in Verbindung mit einer abbildenden, spektral- und zeitauflösenden Detektionseinheit *in situ* in der Wassersäule zur Verfügung. Neben der kontinuierlichen Nutzung zur Inspektion des Meeresbodens von Bord des MZS Neuwerk aus erlaubt es vielfältige Untersuchungen im Bereich Strahlungstransport und Bio-Optik von Wassersäule und Meeresboden und sollte in diesem Zusammenhang weiterhin genutzt werden.

## 9 ANHANG

### 9.1 Fouriertransformation einer radial-symmetrischen Funktion

Sei  $f(x,y)$  eine 2-dimensionale radial-symmetrische Funktion.

$$f(x,y) \equiv f_r(r), \quad r = \sqrt{x^2 + y^2}$$

Es folgt, daß die Fouriertransformierte  $F(u_x, v_y)$  ebenfalls radial-symmetrisch ist (Bracewell, 1986).

$$F(u_x, v_y) \equiv F_r(q_r), \quad q_r = \sqrt{u_x^2 + v_y^2}$$

Die 2-dimensionale Fourier-Transformation

$$F(u_x, v_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x,y) e^{-i2\pi(u_x x + v_y y)} dx dy$$

$$f(x,y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(u_x, v_y) e^{i2\pi(u_x x + v_y y)} du_x dv_y$$

reduziert sich auf eine 1-dimensionale Hankel-Transformation (Fourier-Bessel-Transformation)

$$F_r(q_r) = 2\pi \int_0^{\infty} f_r(r) J_0(2\pi q_r r) r dr$$

$$f_r(r) = 2\pi \int_0^{\infty} F_r(q_r) J_0(2\pi q_r r) q_r dr$$

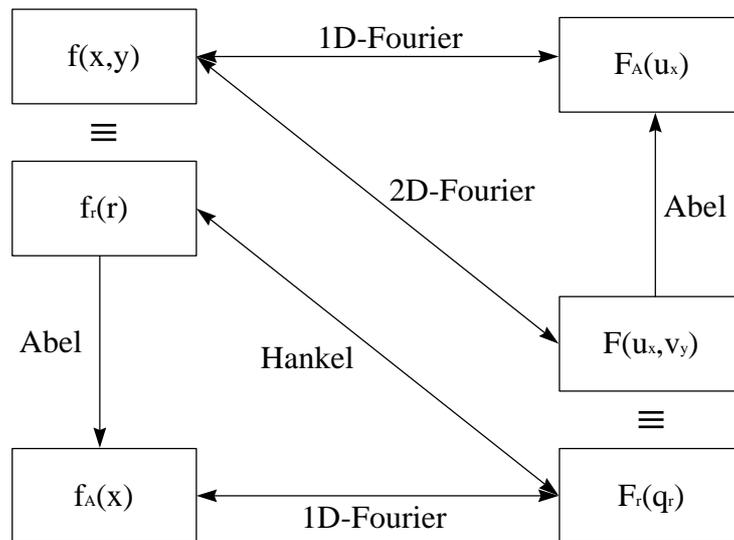
mit  $J_0$  als Besselfunktion der Ordnung 0.

$$J_0(z) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{-iz \cos\beta} d\beta$$

Die Hankel-Transformation kann ersetzt werden durch eine Abel-Transformation

$$f_A(x) = 2 \int_x^\infty \frac{f(r) r}{\sqrt{r^2 - x^2}} dr$$

und eine sich anschließende 1-dimensionale Fourier-Transformation. Der Zusammenhang von Fourier-, Hankel- und Abel-Transformation ist in Abbildung 9.1 skizziert.



**Abbildung 9.1.** Transformation einer radial-symmetrischen Funktion

Wird mit  $f_r(r)$  eine *point spread function* bezeichnet, so entspricht  $F_r(q_r)$  der entsprechenden *modulation transfer function* und  $f_A(x)$  der *line spread function*.

## 9.2 Lucy-Richardson-Algorithmus

Der Richardson-Lucy-Algorithmus (Richardson, 1972) (Lucy, 1974) ist hergeleitet aus Bayes's Theorem

$$P(x|y) = \frac{P(y|x) P(x)}{\int P(y|x) P(x) dx}$$

mit  $P(y|x)$  als bedingte Wahrscheinlichkeit für ein Ereignis  $y$ , wenn ein Ereignis  $x$  gegeben ist,  $P(x)$  die Wahrscheinlichkeit für ein Ereignis  $x$  und  $P(x|y)$  die zu  $P(y|x)$  inverse bedingte Wahrscheinlichkeit.

Übertragen auf die Bilderfassung können  $P(x)$  als Intensitätsverteilung des Objektes  $o(x)$ , die bedingte Wahrscheinlichkeit  $P(y|x)$  als *point spread function*  $psf(x-y)$  um das Zentrum  $x$  und  $P(y)$  als Bild  $i(x)$  interpretiert werden. Es folgt ein iterativer Algorithmus

$$o_{i+1}(x) = \left( \left( \frac{i(x)}{o_i(x) \otimes psf(x)} \right) \otimes psf(-x) \right) o_i(x)$$

mit  $i$  als Anzahl der Iterationsschritte und  $x \in \mathfrak{R}^2$ .

### 9.3 Nonnegative Least Squares - Algorithmus

Sei  $E$  eine  $m_2 \times n$ -Matrix und  $f$  ein  $m_2$ -Vektor.

Problem: Minimiere  $\|Ex - f\|$  unter der Nebenbedingung  $x \geq 0$

Algorithmus (Lawson and Hanson, 1974):

Schritt	Beschreibung
1	setze $P := \emptyset$ , $Z := \{1, 2, \dots, n\}$ , $x := 0$
2	berechne $w := E^T(f - Ex)$
3	falls $Z = \emptyset$ oder $w_j \leq 0 \quad \forall j \in Z$ , gehe zu Schritt 12
4	finde den Index $t \in Z$ , so daß $w_t = \max\{w_j; j \in Z\}$
5	bewege Index $t$ von der Menge $Z$ in die Menge $P$
6	definiere $E_p$ als $m_2 \times n$ -Matrix durch $\text{Spalte } j \text{ von } E_p := \begin{cases} \text{Spalte } j \text{ von } E, & \text{falls } j \in P \\ 0, & \text{falls } j \in Z \end{cases}$ berechne den $n$ -Vektor $z$ als Lösung des <i>least squares</i> -Problems $E_p z \cong f$ beachte, daß nur die Komponenten $z_j, j \in P$ hierdurch bestimmt sind definiere $z_j := 0 \quad \forall j \in Z$
7	falls $z_j > 0 \quad \forall j \in P$ , setze $x := z$ und gehe zu Schritt 2
8	finde den Index $q \in P$ , so daß $x_q / (x_q - z_q) = \min\{x_j / (x_j - z_j) : z_j \leq 0, j \in P\}$
9	setze $\alpha := x_q / (x_q - z_q)$
10	setze $x := x + \alpha(z - x)$
11	bewege von $P$ nach $Z$ alle Indizes $j \in P$ , für die $x_j = 0$ gilt gehe zu Schritt 6
12	Ende der Rechnung

Ein Beweis der finiten Konvergenz des Algorithmus findet sich ebenfalls in (Lawson and Hanson, 1974).

## 9.4 Berechnung beliebig verteilter Zufallszahlen

Sei  $x$  eine gleichverteilte Zufallszahl

$$p(x)dx = \begin{cases} dx & 0 < x < 1 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

Sei  $y$  eine Zufallszahl mit der Verteilung  $p(y)$ , die auf der Funktion  $f(y)$  im Intervall  $[0, y_{\max}]$  basiert.

$$p(y) = \frac{f(y)}{\int_0^{y_{\max}} f(y) dy}$$

Sei

$$F(y) = C + \int p(y)dy$$

mit  $C$  so gewählt, daß  $F(y_{\min})=0$  ist.

Die Transformation  $y(x)$  ist gegeben durch

$$y(x) = F^{-1}(x) \quad (\text{Press et al., 1992}).$$

Ist die Verteilung von  $y$  durch einen Datensatz gegeben, so muß zunächst durch einen Fit eine geeignete Funktion  $f(y)$  bestimmt werden.

Beispiel A: Exponentialverteilung

$$f(y) = e^{-cy}, \quad 0 < y < \infty,$$

$$\Rightarrow p(y) = c e^{-cy}$$

$$\Rightarrow F(y) = 1 - e^{-cy}$$

$$\Rightarrow y(x) = F^{-1}(x) = -\frac{1}{c} \ln(1-x)$$

Beispiel B: Sinusverteilung

$$f(y) = a \sin\left(\frac{y \pi}{2b}\right), \quad 0 < y < b,$$

$$\Rightarrow p(y) = \frac{\pi}{2b} \sin\left(\frac{y \pi}{2b}\right)$$

$$\Rightarrow F(y) = 1 - \cos\left(\frac{y \pi}{2b}\right)$$

$$\Rightarrow y(x) = F^{-1}(x) = \frac{2b}{\pi} a \cos(1-x) \quad .$$

Beispiel C: Volumenstreufunction

Grundlage seien die von (Petzold, 1977) gemessenen Volumenstreufunctionen, gewichtet mit dem Faktor  $2\pi \sin\Psi$ . An die über den Azimut-Winkel integrierten Daten wird eine analytische Gleichung mit Hilfe der Parameter  $u, v$  und  $w$  angepaßt in der Form

$$f(\Psi) = u e^{-v \Psi^w} \Psi^{w-1} \quad 0,1 < \Psi < 180.$$

$$\Rightarrow p(\Psi) = \frac{1}{N} f(\Psi)$$

mit 
$$N = \frac{u}{v w} \left( e^{-v 0,1^w} - e^{-v 180^w} \right)$$

$$\Rightarrow F(\Psi) = \frac{u}{v w N} \left( e^{-v 0,1^w} - e^{-v \Psi^w} \right)$$

$$\Rightarrow \Psi(x) = F^{-1}(x) = \left[ -\frac{1}{v} \ln \left( e^{-v 0,1^w} - \frac{v w N}{u} x \right) \right]^{\frac{1}{w}} \quad .$$

## 9.5 Prinzip der Varianzreduzierung

Das Prinzip der Varianzreduzierung in Monte Carlo-Simulationen basiert auf einem *a priori* Wissen, welche der entsprechend den vorgegebenen Wahrscheinlichkeiten zufällig ausgewählten Ereignisse mit großer Wahrscheinlichkeit zu einem positiven Ergebnis führen. Abbildung 9.2 demonstriert dies am Beispiel der Photonenstreuung. Zur Vereinfachung wird eine Gleichverteilung des Streuwinkels angenommen (dies entspricht nicht einer isotropen Streuung, z. B. im Fall von Fluoreszenz, da der Streuwinkel aufgrund der Radialsymmetrie noch mit dem Sinus gewichtet werden muß). Ein Experiment mit 360 000 Photonen ergibt im Mittel einen konstanten Wert von 2000 #/grad über den Streuwinkel  $\Theta$ . Der obere Graph in Abbildung 9.2 zeigt das Ergebnis eines Monte Carlo-Experimentes, bei dem für jedes Photon der Streuwinkel über eine gleichverteilte Wahrscheinlichkeit zwischen 0 und 360 grad ermittelt wurde.

$$p(\Theta) \sim \text{const.}$$

Die Streuung des Meßwertes um seinen Mittelwert ist damit konstant über den Streuwinkel  $\Theta$ . Im Vergleich hierzu ist im unteren Graphen von Abbildung 9.2 das Ergebnis eines Experimentes eingetragen, in dem für jedes Photon der Streuwinkel  $\Theta$  über eine exponentiell verteilte Wahrscheinlichkeit ermittelt wurde.

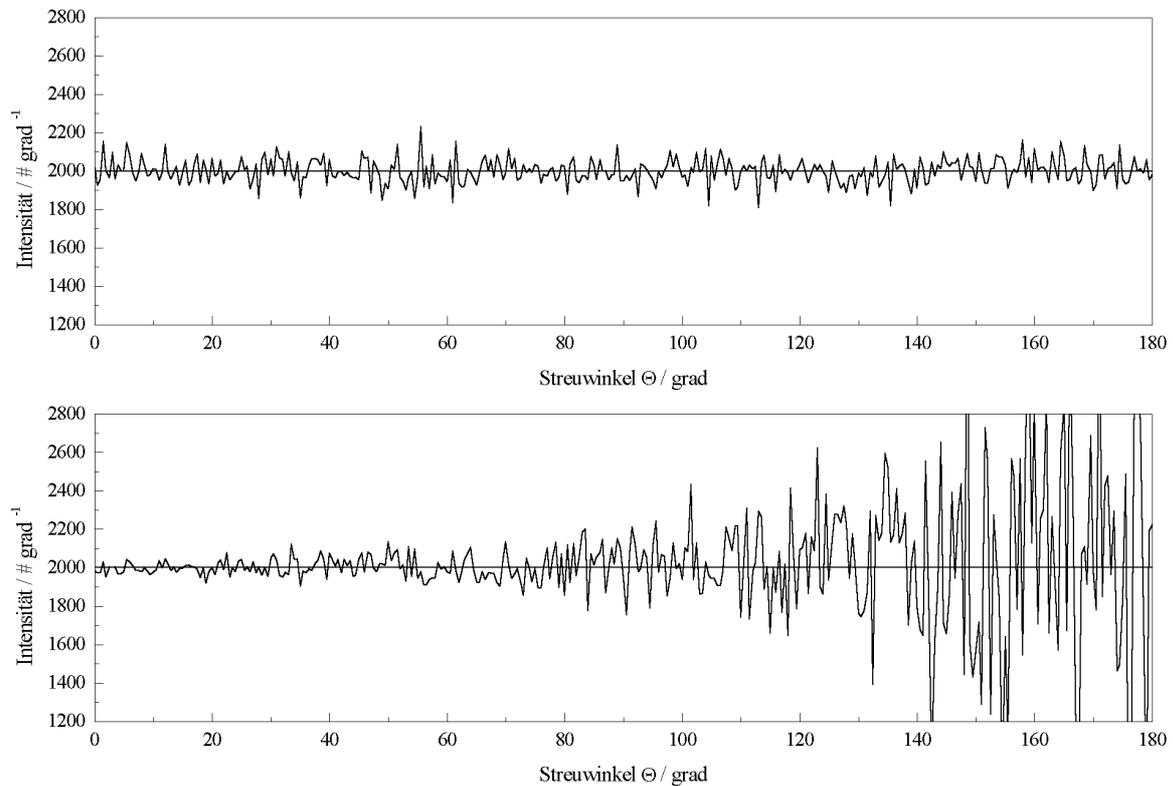
$$p(\Theta) \sim e^{-0,02\Theta}$$

Um das Ergebnis des konstanten Mittelwertes von 2000 #/grad zu erhalten, müssen hierbei die Photonen entsprechend ihres Streuwinkels gewichtet werden.

$$w(\Theta) = \frac{1}{0,02} e^{0,02\Theta}$$

Das Ergebnis ist im Vergleich zum ersten Experiment eine geringere Streuung der Meßwerte im Bereich der kleinen Winkel und eine größere Streuung bei den hohen Winkeln. Eine solche Wahrscheinlichkeitsverteilung ist damit sinnvoll, wenn klar ist, daß Photonen, die unter kleinen Winkeln gestreut werden, vermehrt zu erfolgreichen Ereignissen, z. B. zur Detektion, führen. Die Varianz im Ergebnis wird gesenkt. Das Resultat ist eine erhebliche Beschleunigung eines Monte Carlo-Experimentes.

In anderen Worten ausgedrückt werden gegenüber der in der Experimentvorschrift vorgegebenen Verteilung mehr Photonen detektiert, von denen jedoch die meisten ein geringeres Gewicht als Eins besitzen, während die Zahl der Photonen, die nicht detektiert werden, sinkt, wobei ihr mittleres Gewicht über Eins liegt.



**Abbildung 9.2.** Demonstration der Varianzreduzierung

## 9.6 Transformation von Rechteck- in Sinusantwort

Die Modulationstransferfunktion mtf oder die Kontrasttransferfunktion ctf sind Funktionen der Raumfrequenz  $\Psi$ . Um sie direkt zu messen, sind Aufnahmen von Objekten mit sinusförmiger Helligkeitsverteilung nötig. Die Schwierigkeit, solche Objekte herzustellen, kann umgangen werden, wenn Objekte mit einer rechteckförmigen Helligkeitsverteilung, d. h. Streifen, benutzt werden, und die Rechteck-Antwortfunktion in eine Sinusantwortfunktion umgerechnet wird. (Coltman, 1954) gibt hierfür eine Formel an.

$$R(f) = \frac{\pi}{4} \left( r(f) + \frac{r(3f)}{3} - \frac{r(5f)}{5} + \frac{r(7f)}{7} + \frac{r(11f)}{11} - \frac{r(13f)}{13} - \frac{r(15f)}{15} + B_k \frac{r(kf)}{f} \right)$$

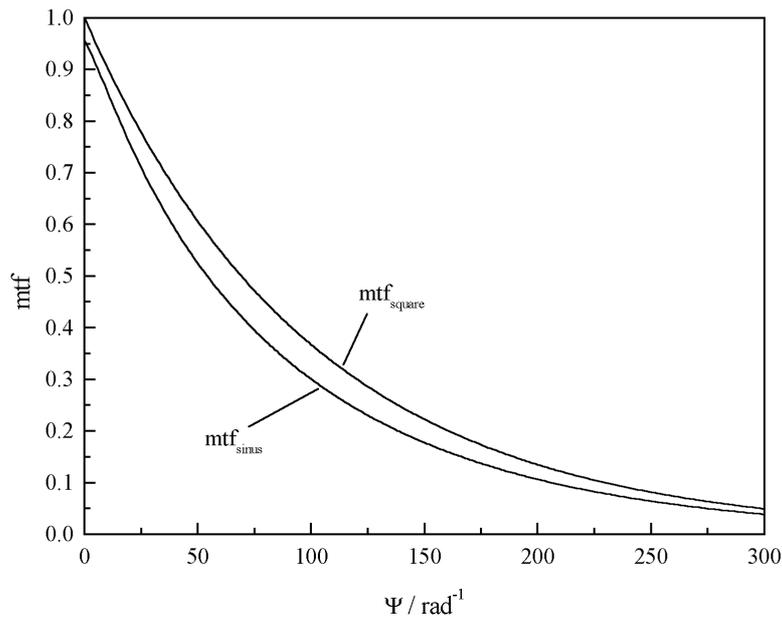
mit

$$B_k = (-1)^m (-1)^{\frac{k-1}{2}}, \quad \text{falls } n=m$$

und

$$B_k = 0, \quad \text{falls } n < m$$

wobei  $k$  die ungeraden Zahlen durchläuft und  $m$  die Anzahl der Primfaktoren von  $k$  ist.  $n$  bezeichnet dabei die Anzahl der unterschiedlichen Faktoren in  $k$ .



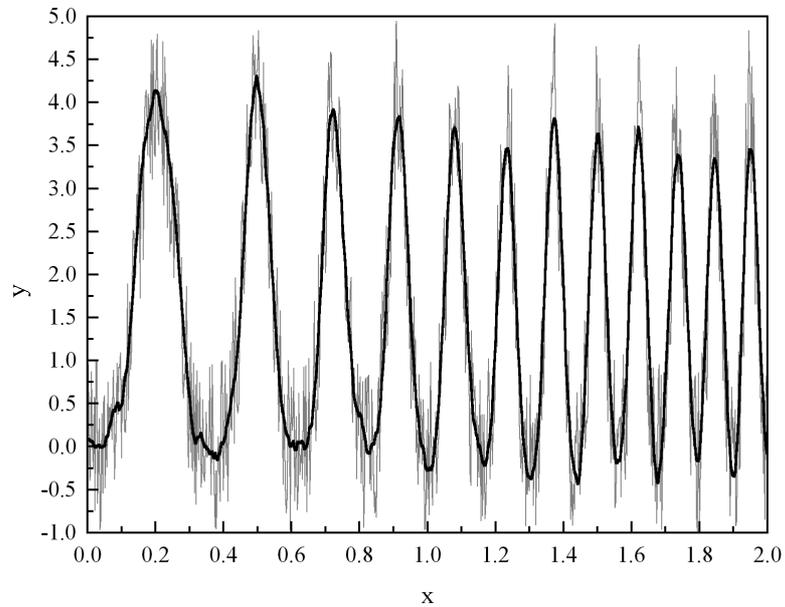
**Abbildung 9.3.** Konvertierung einer Rechteck- in eine Sinusübertragungsfunktion

Abbildung 9.3 zeigt das Beispiel einer Antwortfunktion  $mtf_{\text{square}}$  für Rechtecksignale, die durch eine Exponentialfunktion  $e^{-0,01\Psi}$  simuliert wurde. Ebenfalls in Abbildung 9.3 ist die hieraus berechnete Antwortfunktion  $mtf_{\text{sinus}}$  für Sinussignale eingetragen.

## 9.7 Savitzky-Golay-Filter

Savitzky-Golay-Filter (SGF) sind eine spezielle Art von Tiefpaßfiltern, die hauptsächlich zum Glätten von verrauschten Spektren benutzt werden. Im Gegensatz zu Mittelwertfiltern erhalten diese Filter auch höhere Ordnungen des Signals. Für einen SGF der Ordnung 3 mit einer Fensterbreite von 20 (entspricht bei 0,5 nm Auflösung 10 nm), so wie er in dieser Arbeit verwandt wurde, ergeben sich die folgenden Koeffizienten (Press et al., 1992).

SGF=[-0.0559 -0.0248 0.0029 0.0275 0.0487 0.0667 0.0814 0.0928 0.1010 0.1059  
0.1076 0.1059 0.1010 0.0928 0.0814 0.0667 0.0487 0.0275 0.0029 -0.0248  
0.1077 -0.0559]



**Abbildung 9.4.** Chirp-Funktion - verrauscht und gefiltert

Abbildung 9.4 zeigt als Beispiel eine Chirp-Funktion, die zunächst mit einem gleichverteilten Rauschen belegt und im Anschluß mit einen Savitzky-Golay-Filter manipuliert wurde.

## 9.8 Spektrenkatalog der AG Meeresphysik

*Data Catalogue of Fluorescent Pollutants  
in the Aquatic Environment  
Chemicals - Page 1*

name	date	absorption	excitation	Ex 254	Ex 266	Ex 308	Ex 337	Ex355	Ex 365	Ex 368
ammonia	Mrz 93					X	X		X	
acetone	Apr 93					X	X		X	X
acrylonitrile	Apr 93					X	X			
benzene	Mrz 93	X				X	X		X	
butanol	Mrz 93					X	X		X	
chlorobenzene	Jun 94						X		X	X
chlorobenzene	Apr 93						X			
chlorobenzene	Mai 93	X				X	X			
cyclohexane	Mrz 93	X	360 nm			X	X			
cyclohexane	Jun 94					X	X			X
cyclohexane	Jun 94								X	
1,2-dichloroethylene ether	Jun 94		340 nm			X	X		X	
diethyl ether	Mrz 93	X				X	X			X
dioxane	Jul 94					X	X			X
ethanol	Jul 94					X	X			
ethylene glycol	Dez 92	X				X			X	
acetic ether	Mrz 93					X	X		X	
ethylbenzene	Mrz 93	X	400 nm			X	X		X	
ethylbenzene	Jun 94	X				X	X			X
1,2-dichloroethane	Mrz 93									
ethylene chloride	Dez 92	X				X	X		X	
methyl ethyl ketone	Mrz 93	X				X	X			
n-hexane	Mrz 93	X	350 nm			X	X		X	
n-hexane	Jun 94	X				X	X			X
isobutanol	Mrz 93					X	X			
isopropylalcohol						X				
methanol	Mrz 93	X				X	X		X	X
methanol	Jul 94					X	X			
iso-octane	Jul 94	X	340 nm			X	X			X
1,2-dichloropropane	Mrz 93	X				X	X		X	
1,2-dichloropropane	Jul 94					X	X			X
propyleneoxide	Mrz 93	X				X	X		X	
toluene	Mrz 93		290 nm			X	X		X	
toluene	Jun 94	X				X	X			X
(1s)-(-)-a-pinen	Sep 94	X	360 nm			X	X	X		X
1,1-dichloroethylene										
xylene	Mrz 93	X	290 nm				X		X	
xylene	Jun 94	X				X	X			X
1,2-dichlorobenzene	Aug 94					X	X	X	X	
1,4-dichlorobenzene										
methylene chloride	Mai 93					X	X			
methylene chloride	Jun 94					X	X			X
phenol	Mrz 93					X	X		X	
trichloroethylene	Mrz 93	X				X	X		X	
trichloroethylene	Mrz 93					X	X			X
acetic oxide	Mrz 93					X	X		X	
benzyl chloride	Mai 93					X	X			
benzyl chloride	Jun 94					X	X		X	X
formic acid	Mrz 93	X				X				

Tabelle 9.1 a. Datenkatalog von vermessenen Emissionsspektren (Blatt 1 von 3)

**Data Catalogue of Fluorescent Pollutants  
in the Aquatic Environment  
Chemicals - Page 2**

name	date	absorption	excitation	Ex 254	Ex 266	Ex 308	Ex 337	Ex355	Ex 365	Ex 368
formic acid	Mrz 93						X		X	
formic acid	Mrz 93						X		X	
orthophosphoric acid	Mai 93					X	X			
sulfuric acid	Mai 93					X	X		X	
acetic acid	Mrz 93	X				X	X		X	
carbon tetrachloride	Mrz 93					X	X		X	
chloroform	Apr 93	X				X	X		X	
chloroform	Jun 94					X	X			X
tetrachloroethylene	Jun 94					X	X			X
cumene	Mai 93	X				X	X			X
isopropylbenzene	Jul 94	X	360 nm			X	X			
n-nonane	Jun 94	X	360 nm			X				X
1-octanol	Apr 94		330 nm				X			X
1-octanol	Apr 94	X				X	X			X
benzaldehyde										
1,1-dichloropropane	Jun 94						X			X
1-bromohexane	Jul 95	X	400 nm							
1,3-cyclopentadiene	Okt 94		360 nm			X	X	X		X
diisoamylether	Okt 94		360 nm			X	X	X		X
1-bromopentane (Aldrich)	Okt 94		400 nm	X		X	X	X		X
1-bromoheptane	Dez 94		370 nm	X	X	X	X	X		X
hexylacetate	Nov 94		340 nm			X	X	X		X
1-iodbutane	Jun 95	X	435 nm	X	X	X	X	X	X	
1-octene	Nov 94		350 nm			X	X	X		X
1,3-dichloropropane	Jun 94						X			X
limonene	Sep 94	X	450 nm			X	X	X		X
styrene	Jun 94	X	370 nm			X	X			X
meta-cresole	Mai 93					X	X		X	
1,2,4-trichlorbenzene	Jun 95	X	418 nm	X	X	X	X	X	X	
adipic dinitrile	Mrz 93					X	X		X	
2-chlorotoluene	Jun 94					X	X			X
3-chlorotoluene										
4-chlorotoluene										
n-decane	Jun 94	X	360 nm			X	X			X
2-ethylaniline	Sep 94	X	340 nm			X	X	X		X
n-undecane	Jun 94					X	X			X
diethyl carbonate	Jul 94	X	310 nm			X	X			X
hexachlorobenzene										
1,3-dichlorobenzene	Aug 94						X			
2,4-dichlorotoluene	Dez 94	X	380 nm	X	X	X	X	X		X
1,2,3-trichlorobenzene										
1,3,5-trichlorobenzene										
1,1,1-trichloroethane										
1,3-cyclohexanediene	Okt 94	X	360 nm			X	X	X		X
creosote	Mai 93					X	X		X	
1,1,2-trichloroethane										
1-octanol	Mai 93					X	X		X	
diethylene glycol	Mai 93					X	X		X	
1,2-propanediol	Mai 93	X				X	X			
glycerol	Mai 93	X				X	X		X	

**Tabelle 9.1 b. Datenkatalog von vermessenen Emissionsspektren (Blatt 2 von 3)**

**Data Catalogue of Fluorescent Pollutants  
in the Aquatic Environment  
Chemicals - Page 3**

name	date	absorption	excitation	Ex 254	Ex 266	Ex 308	Ex 337	Ex355	Ex 365	Ex 368
isooctane	Mai 93	X				X	X		X	
oleyl alcohol	Mai 93						X		X	
n-octanol	Mai 93	X					X		X	
decanol	Jun 94		310 nm			X	X			X
thiodiglycol	Jun 94									
dodecane	Jun 94		330 nm			X	X			X
1-nonanol	Jul 94		380 nm			X	X			X
paraffin viscous	Jun 94	X	390 nm			X	X			X
paraffin liquid	Jun 94	X	300 nm			X	X			X
paraffin light	Jun 94	X	300 nm			X	X			X
citral	Okt 94	X	480 nm			X	X	X		X
divinylbenzene	Sep 94		340 nm			X	X	X		X
1-bromododecane (Aldrich)	Dez 94	X	410 nm			X	X	X		X
diethyl-phenylmalonate	Dez 94		430 nm			X	X	X		X
1-bromooctane	Dez 94	X	415 nm			X	X	X		X
Di-iso-decyl-Phatalate						X				X
thiodiglycolene	Jun 95	X	380 nm	X	X	X	X	X	X	
3-methyl-butyl-bromid	Jun 95	X	415 nm	X	X	X	X	X	X	

**Tabelle 9.1 c. Datenkatalog von vermessenen Emissionsspektren (Blatt 3 von 3)**

Die Tabellen 9.1a bis 9.1c listen die an der Universität Oldenburg im Rahmen eines Spektrenkataloges vermessenen Substanzen auf. Die Emissions- und Excitationsspektren sind mit einem Laborfluorometer, die Absorptionsspektren mit einem Laborphotometer aufgezeichnet worden.

## 10 Literaturverzeichnis

### Veröffentlichungen.

- S. Harsdorf and R. Reuter, Stable deconvolution of noisy lidar signals , submitted to EARSEL meeting, Dresden, Germany, 2000
- S. Harsdorf, M. Janssen, R. Reuter, S. Töneböen, B. Wachowicz, and R. Willkomm, Submarine lidar for seafloor inspection , Measurement Science and Technology, Vol. 10, 1178 - 1184, 1999
- S. Harsdorf and R. Reuter, Laser remote sensing in highly turbid waters: validity of the lidar equation , SPIE Vol. 3821, In-Situ and Remote Measurements of Water Quality, 369 -377, 1999
- S. Harsdorf, R. Reuter, and S. Töneböen, Contrast enhanced optical imaging of submersible targets , SPIE Vol. 3821, In-Situ and Remote Measurements of Water Quality, 378 - 383, 1999
- S. Harsdorf, M. Janssen, R. Reuter, B. Wachowicz, and R. Willkomm, Lidar as part of an ROV-based sensor network for the detection of chemical pollutants on the seafloor , Proceedings of Oceans 98', IEEE Conference and Exhibition, O98\_164, 1998
- F. Ahrenberg, S. Harsdorf, J. Niehues und R. Reuter, Contrast enhanced imaging in the sea: application of the optical transfer function for image reconstruction , Proceedings of the 3rd EARSeL Workshop Lidar Remote Sensing of Land and Sea, EARSeL - European Association of Remote Sensing Laboratories - Paris, 1998
- S. Harsdorf, M. Janssen, R. Reuter and B. Wachowicz, Submarine fluorescence lidar for environmental monitoring , Proceedings of the 3rd EARSeL Workshop Lidar Remote Sensing of Land and Sea, EARSeL - European Association of Remote Sensing Laboratories - Paris, 1998
- S. Harsdorf, M. Janssen, Rainer Reuter, and Bernhard Wachowicz, Design of an ROV-based lidar for seafloor monitoring , SPIE Vol. 3101 Remote Sensing of Vegetation and Water, and Standardization of Remote Sensing Methods, 1997

G. Sinn, K. Mittenzwey, S. Harsdorf, and R. Reuter, Short- and long-path laser-induced fluorescence in the water column for the detection of dissolved chemicals , SPIE Vol. 3101 Remote Sensing of Vegetation and Water, and Standardization of Remote Sensing Methods, 1997

K.-H. Mittenzwey, G. Sinn, N. Roof, and S. Harsdorf, An improved lidar method for monitoring surface waters: experiments in the laboratory , Int. J. Remote Sensing, Vol. 18, No. 11, 1997

S. Harsdorf, M. Janssen, and R. Reuter, Submarine lidar for the detection of chemical pollutants on the seafloor , SPIE Vol. 2963, Ocean Optics XIII, 1997

#### **Literatur.**

R. H. Abbot, D. W. Lane, M. J. Sinclair, and T. A. Spurling, Laser chart the waters of Australia s Great Barrier Reef , Laser Remote Sensing of Natural Waters: From Theory to Practice, SPIE Vol. 2964, 72-90, 1997

S. G. Ackleson, Diffuse attenuation in optically-shallow water: effects of bottom reflectance , SPIE Vol. 2963 Ocean Optics XIII, 326-330, 1997

F. Ahrenberg und J. Niehus, Diplomarbeit, Universität Oldenburg, 1998

S. Babichenko and L. Poryvkina, Laser remote sensing of phytoplankton pigments , Lidar for Remote Sensing, SPIE Vol. 1714, 127-131, 1992

R. Barbini, F. Colao, R. Fantoni, A. Palucci, and S. Ribezzo, Laser remote sensing of green plants and algae photosynthetic efficiency , Proceedings of the 3rd EARSeL Workshop on Lidar Remote Sensing of Land and Sea, 125-132, 1997

R. Barbini, F. Colao, R. Fantoni, A. Palucci, and S. Ribezzo, Development of a Lidar fluorosensor payload for submarine operation , angemeldet bei 4th EARSeL Workshop on Lidar Remote Sensing of Land and Sea, Dresden, Germany, 2000

H. Barth, K. Grisard, K. Holsch, R. Reuter, and U. Stute, Polychromatic transmissometer for *in situ* measurements of suspended particles and gelbstoff in water , Appl. Opt., Vol. 36, No. 30, 7919-7928, 1997

- H. Barth, Dissertation, Universität Oldenburg, 1999
- M. L. Belov, V. A. Gorodnichev, and V. I. Kozintsev, Remote sensing of ocean surface slopes using a satellite laser altimeter , *Earth Obs. Rem. Sens.*, Vol. 14, 539-544, 1997
- B. Billard, R. H. Abbot, and M. F. Penny, Airborne estimation of sea turbidity parameters in an airborne laser hydrographic system , *Appl. Opt.*, Vol. 25, 2080-2088, 1986
- R. N. Bracewell, The Fourier transform and its applications , McGraw-Hill International Editions, Second Edition, 1986
- A. Bricaud, A. Morel, and L. Prieur, Absorption by dissolved organic matter of the sea (yellow substance) in the UV and visible domains , *Limnol. Oceanogr.* 26, 43-53, 1981
- P. Bruscalioni, A. Ismaelli, and G. Zaccanti, Monte-Carlo calculations of lidar returns: procedure and results , *Appl. Phys B* 60, 325-329, 1995
- H. Bullerdiek und S. Hackober, Diplomarbeit, Universität Oldenburg, 1996
- J. Cariou, B. Le Jeune, J. Lotrian, and Y. Guern, Polarization effects of seawater and underwater targets , *Appl. Opt.* Vol. 29, No. 11, 1689-1695, 1990
- A. Chekalyuk and M. Gorbunov, Development of the lidar pump-and-probe technique for remote measuring the efficiency of primary photochemical reactions in leaves of green plants , *EARSel Advances in Remote Sensing* 3(3), 42-56, 1995
- S. M. Christie and F. Kvasnik, Contrast enhancement of underwater images with coherent optical image processors , *Appl. Opt.*, Vol. 35, No. 5, 817-825, 1996
- J. Churnside, J. Hunter, Laser remote sensing of epipelagic fishes , *Laser Remote Sensing of Natural Waters: From Theory to Practice*, SPIE Vol. 2964, 38-53, 1997
- J. W. Coltman, The specification of imaging properties by response to a sine wave input , *J. Opt. Soc.* Vol. 44, No. 6, 468-471, 1954
- V. A. Del Grosso, Modulation transfer function of water , *SPIE Vol. 64 Ocean Optics*, 34-50, 1975
- V. A. Del Grosso, Optical transfer function measurements in the Sargasso Sea , *SPIE Vol. 160 Ocean Optics V*, 74-101, 1978

- T. N. Dreischuh, L. L. Gurdev, and D. V. Stoyanov, Effect of pulse-shape uncertainty on the accuracy of deconvolved lidar profiles , J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 12, No. 2, 301-306, 1995
- S. Q. Duntley, Light in the sea , J. Opt. Soc. Am., Vol. 53, 214-233, 1963
- S. Q. Duntley, Principles of underwater lighting , SPIE Oceans Optics, A-I-1 - A-I-7, 1966
- S. Q. Duntley, Underwater visibility and photography , in N. G. Jerlov and E. S. Nielsen, Optical aspects of oceanography , 1974
- Y. Emery and E. Fry, Laboratory development of a lidar for measurement of sound velocity in the ocean using Brillouin scattering , Ocean Optics XIII, SPIE Vol. 2963, 210-215, 1997
- V. Fadeev, M. Kompitsas, and R. Reuter, System (complex) for optical monitoring of coastal marine water areas: concept and methods , Environmental Sensing and Applications, SPIE Vol. 3821, 358-368, 1999
- D. A. Fish, A. M. Brinicombe, E. R. Pike, and J. G. Walker, Blind deconvolution by means of the Richardson-Lucy algorithm , J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 12, No. 1, 58-65, 1995
- B. J. Frew and K. J. Voss, Measurement of the point spread function in a layered system , Appl. Opt., Vol. 36 No. 15, 3335-3337, 1997
- F. Gereit, P. Hauptmann, G. Matz, and R. Reuter, An ROV-based sensor network for the detection of chemical pollutants on the seafloor , Proceedings of Oceanology 98, 1998
- G. D. Gilbert, T. R. Stoner, and J. L. Jernigan, Underwater experiments on the polarization, coherence, and scattering properties of a pulsed blue-green laser , SPIE Ocean Optics, AII, 1966
- V. K. Goncharov and V. G. Lyskov, Investigation of the oil spreading in the deep sea and search for method of discover the oil pollution under sea surface , SPIE Vol. 2258 Ocean Optics XII, 797-805, 1994
- H. R. Gordon, Interpretation of airborne oceanic lidar: effects of multiple scattering , Appl. Opt., Vol. 21, No.16, 2996-3001, 1982
- H. R. Gordon, Equivalence of the point and beam spread functions of scattering media: a formal demonstration , Appl. Opt., Vol.33, No. 6, 1120-1122,1994

- E. Grimsehl, Lehrbuch der Physik - Band 3 Optik , BSB B. G. Teubner Verlagsgesellschaft, 1988
- K. P. Günther, Die Abhängigkeit der in vivo Chlorophyll a Fluoreszenz marinen Phytoplanktons von der Globalstrahlung , Dissertation, Universität Oldenburg, 1984
- L. L. Gurdev, T. N. Dreischuh, and D. V. Stoyanov, Deconvolution techniques for improving the resolution of long-pulse lidars , J. Opt. Soc. Am. A, Vol.10, No. 11, 2296-2306, 1993
- H. Harms, R. Matuschek und V. Mellert, Akustisches Meßverfahren zur Detektion von auf den Meeresboden abgesunkenen dünnen Schadstoffschichten , in Fortschritte der Akustik, DAGA 98, Oldenburg, DEGA e. V., 614, 1998
- S. Harsdorf und B. Smidt, Diplomarbeit, Universität Oldenburg, 1994
- S. Harsdorf, M. Janssen, and Rainer Reuter, Submarine lidar for the detection of chemical pollutants on the seafloor , Ocean Optics XIII, SPIE Vol. 2963, 684-690 (1996)
- S. Harsdorf, M. Janssen, R. Reuter, and B. Wachowicz, Design of an ROV-based lidar for seafloor monitoring , Remote Sensing of Vegetation and Water, and Standardization of Remote Sensing Methods, SPIE Vol. 3107, 288-297, 1997
- S. Harsdorf, M. Janssen, R. Reuter, S. Töneböen, B. Wachowicz, and R. Willkomm, Submarine lidar for seafloor inspection , Measurement Science and Technology, 1999
- S. Harsdorf and R. Reuter, Stable deconvolution of noisy lidar signals , submitted to EARSEL meeting, Dresden, Germany, 2000
- S. K. Hawes, K. L. Carder, and G. R. Harvey, Quantum fluorescence efficiencies of fulvic and humic acids: effects on ocean color and fluorometric detection , SPIE Vol. 1750 Ocean Optics XI, 212-223, 1992
- P. J. Heckman, Underwater range-gated photography , SPIE Ocean Optics, B-IX, 1966
- T. Hengstermann and R. Reuter, Lidar fluorosensing of mineral oil spills on the sea surface , Appl. Opt., Vol. 29, No. 22, 3218-3227, 1990
- G. Herzberg and K.-P. Huber, Molecular spectra and molecular structure , New York, Van Nostrand Reinhold, 1950

- G. D. Hickman and J. E. Hogg, Application of an airborne pulsed laser for near shore bathymetric measurements , Remote Sensing of Environment, 1, 47-58, 1969
- H. Hodara, Criteria for vision: resolution, signal-to-noise ratio and contrast , Optics of the Sea, AGARD-25-61, 4.2-1 - 4.2-13, 1973
- H. Hodara, Spatial filtering and image restoration , Optics of the Sea, AGARD Lecture Series No. 61, 5.5-1-5.5.12, 1973
- M. L. Holohan and J. C. Dainty, Low-order adaptive optics: a possible use in underwater imaging , Optics & Laser Technology, Vol. 29, No. 1, 51-55, 1997
- A. Jäger und S. Dick, Entwicklung von Wiederauffindungshilfen für über Bord gegangene meeresgefährdende Ladungen von Seeschiffen mittels numerischer Strömungsmodelle für die Nordsee , Forschungsbericht 94-102 03 227, Bundesamt für Seeschifffahrt und Hydrographie, 1994
- J. Jaffe and C. Dunn, A model-based comparison of underwater imaging systems , SPIE Vol. 925 Ocean Optics IX, 344-350, 1988
- J. Jaffe, Monte Carlo modelling of underwater-image formation: validity of the linear and small-angle approximations , Appl. Opt., Vol. 34, No. 24, 5413-5421, 1995
- Y. Je Park, S. Whoe Dho, and H. Jin Kong, Deconvolution of long-pulse lidar signals with matrix formulation , Appl. Opt., Vol. 36, No. 21, 5158-5161, 1997
- G. Kevern and A. LeGall, Imaging through scattering media: performances and technical concerns of range-gated equipment , Lidar for Remote Sensing, SPIE Vol. 1714, 81-92, 1992
- H. H. Kim, Airborne bathymetric charting using pulsed blue-green lasers , Appl. Opt., Vol. 16, No. 1, 46-56, 1977
- J. D. Klett, Stable analytical inversion solution for processing lidar returns , Appl. Opt., Vol. 20, No. 2, 211-220, 1981
- A. Krohn, The challenge of dumped chemical ammunition in the Baltic Sea , Security Dialogue, Vol. 25(1), 93-103, 1994

- T. J. Kulp, D. Garvis, R. Kennedy, and T. G. McRae, Current status of the NAVSEA synchronous scanning laser imaging system , SPIE Vol. 980 Underwater Imaging, 57-65, 1988
- C. L. Lawson and R. J. Hanson, Solving least squares problems , Prantice Hall Series in Automatic Computation, Prantice Hall, 160-165, 1974
- B. Le Jeune, J. Cariou, and J. Lotrian, Imagerie sous-marine par laser: contraste polarimetrique , J. Optics (Paris), Vol. 21, No. 3, 133-140, 1990
- D. A. Leonard, B. Caputo, and F. E. Hoge, Remote sensing of subsurface water temperature , Appl. Opt., Vol. 18, No. 11, 1732-1745, 1979
- O. Lillesaeter, Complex contrast, a definition for targets and backgrounds , J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 10, No. 12, 2453-2457, 1993
- W. J. Lillycrop, L. E. Parson, and J. L. Irish, Development and operation of the SHOALS airborne lidar hydrographic survey system , Laser Remote Sensing of Natural Waters: From Theory to Practice, SPIE Vol. 2964, 26-37, 1997
- E. M. Louchard, P. R. Reid, K. J. Voss, C. H. Mazel, and M. P. Strand, Optical properties of shallow water sediments: all sediments are not created equal , SPIE Ocean Optics XIV, 1998
- L. B. Lucy, An iterative technique for the rectification observed distributions , Astron. J. 79, 745-754, 1974
- A. Mannoni, C. Flesia, P. Brusaglioni, and A. Ismaelli, Multiple scattering from Chebyshev particles: Monte Carlo simulations for backscattering in lidar geometry , Appl. Opt., Vol. 35, No. 36, 7151-7164, 1996
- R. E. Martin, Extended range underwater viewing systems , SPIE Ocean Optics, B-VIII-1-B-VIII-4, 1966
- C. H. Mazel, Coral fluorecence characteristics: excitation-emission spectra, fluorecence efficiencies, and contribution to apparent reflectance , SPIE Vol. 2963 Ocean Optics XIII, 240-245, 1996

- W. E. McBride III, C. Lane, V. I. Haltrin, C. D. Kennedy, and A. D. Weidemann, Optical spectral signatures of marine sediments , SPIE Vol. 2963 Ocean Optics XIII, 185-190, 1997
- E. A. McLean, H. R. Burris, Jr., and M. P. Strand, Short-pulse range-gated optical imaging in turbid water , Appl. Opt., Vol. 34, No. 21, 4343-4351, 1995
- J. W. McLean, D. R. Crawford, and C. L. Hindman, Limits of small angle scattering theory , Appl. Opt. Vol. 26, No. 11, 2053-2054, 1987
- J. W. McLean and K. Voss, Point spread function in ocean water: comparison between theory and experiment , Appl. Opt., Vol. 30, No. 15, 2027-2030, 1991
- J. W. McLean and J. T. Murray, Streak-tube lidar allows 3-D ocean surveillance , Laser Focus World, Vol. 34, No. 1, 171-178, 1998
- R. M. Measures, Lidar equation analysis allowing for target lifetime, laser pulse duration, and detector integration period , Appl. Opt., Vol. 16, No. 4, 1092-1103, 1977
- L. E. Mertens and F. S. Replogle, Use of point spread and beam spread functions for analysis of imaging systems in water , J. Opt. Soc. Am., Vol. 67, No. 8, 1105-1117, 1977
- K.-H. Mittenzwey, G. Sinn, N. Roof, and S. Harsdorf, An improved lidar method for monitoring surface waters: experiments in the laboratory , Int. J. Remote Sensing, Vol. 18, No. 11, 2271-2276, 1997
- C. Mobley, Light and water , Academic Press, 1994
- S. E. Moran, B. L. Ulich, M. J. DeWeert, R. L. Strittmatter, R. N. Keeler, E. P. Zege, I. L. Katsev, and A. S. Prikhach, A comparative analysis of the signal-to-noise ratio and resolving power of an airborne and underwater laser line scan, streak tube, and range-gated underwater imaging lidar systems , SPIE Ocean Optics XIV, 1998
- P. Mortensen, Airborne fluorosensor may find underwater treasure , Laser Focus World, Vol. 32, No. 9, 46-48, 1996
- M. Müller-Wehlau, Studienarbeit, Universität Oldenburg, 2000

- L. J. Mullen, P. R. Herczfeld, and V. M. Contarino, Hybrid lidar-radar ocean experiment , IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 44, No. 12, 2703-2710, 1996
- K. Ohm and R. Willkomm, Collecting performance of a lidar at short distances , EARSeL Advances in Remote Sensing, Vol. 3, No. 3, 26-31, 1995
- A. W. Palowitch and J. S. Jaffe, Three-dimensional ocean chlorophyll distributions from underwater serial-sectioned fluorescence images , Appl. Opt., Vol. 33, No. 14, 3023-3033, 1994
- E. Peli, Contrast in complex images , J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 7, No. 10, 2032-2040, 1990
- F. Pellen, X. Intes, Y. Guern, J. Cariou, and J. Lotrian, Picosecond optical pulse backscattering measurement: determination of ocean water transfer function , Proceedings OCEANS 98, 1998
- T. J. Petzold, Volume scattering functions for selected ocean waters , in: J.E. Tyler, Light in the sea , John Wiley & Sons, 152-174, 1977
- L. R. Poole, D. D. Venable, and J. W. Campbell, Semianalytic Monte Carlo radiative transfer model for oceanographic lidar systems , Appl. Opt., Vol. 20, No. 20, 3653-3656, 1981
- W. H. Press, S. A. Teukolski, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery, Numerical recipes in C , Cambridge University Press, Second Edition, p. 288, 1992
- R. Reuter, R. Willkomm, G. Krause, and K. Ohm, Development of a Shipboard Lidar: Technical Layout and First Results , EARSeL Advances in Remote Sensing, Vol. 3, No. 3, 15-25, 1995a
- R. Reuter, H. Wang, R. Willkomm, K. Loquay, A. Braun, and T. Hengstermann, A laser fluorosensor for maritime surveillance: measurement of oil spills , EARSeL Advances in Remote Sensing, Vol. 3, No. 3, 152-169, 1995b
- R. Reuter and O. Zielinski, Perspective of a hydrographic lidar in space: specifications and results of a simulation , Lidar Atmospheric Monitoring, SPIE Vol. 3104, 145-151, 1997
- W. H. Richardson, Bayesian-based iterative method of image restoration , J. Opt. Soc. Am. 62, 55-59, 1972

- D. Rhoads, Measuring hydrocarbon contaminants on the seafloor , *Sea Technology*, August 1995, 37-42, 1995
- T. Saito, H. Iitaka, and S. Sato, Measurement of phytoplankton distribution by an oceanographic compact lidar system for buoy observation , *Proceedings Ocean 98*, Nice, 1998
- G. Schröder, *Technische Optik* , Vogel Verlag, Würzburg, 1990
- R. C. Smith and K. S. Baker, Optical properties of the clearest natural waters (200-800 nm) , *Appl. Opt.*, Vol. 20, No. 2, 177-184, 1981
- A. V. Starkov, M. Noormohammadian, and U. G. Ooppel, A stochastic model and a variance-reduction Monte-Carlo method for the calculation of light transport , *Appl. Phys B* 60, 335-340, 1995
- O. Steinvall, H. Klevebrant, J. Lexander, and A. Widen, Laser depth sounding in the Baltic Sea , *Appl. Opt.*, Vol. 20, No. 19, 3284-3286, 1981
- L. B. Stotts, Closed form expression for optical pulse broadening in multiple-scattering media , *Appl. Opt.* Vol.17, No. 4, 504-505, 1978
- M. P. Strand, B. W. Coles, A. J. Nevis, and R. Regan, Laser line scan fluorescence and multi-spectral imaging of coral reef environments , *SPIE Vol. 2963, Ocean Optics XIII*, 790-795, 1997
- S. Svensson, J. Lexander, and B. Ericson, Observation and inspection in Swedish waters , *SPIE Vol. 980 Underwater Imaging*, 75-81, 1988
- N. Swanson, Coherence loss of laser light propagated through simulated coastal waters , *SPIE Vol. 1750 Ocean Optics XI*, 397-406, 1992
- B. A. Swartz and J. D. Cummings, Laser range-gated underwater imaging including polarization discrimination , *SPIE Vol. 1537 Underwater Imaging, Photography, and Visibility*, 42-56, 1991
- J. Tessorf, Measures of temporal pulse stretching , *SPIE Vol. 1750 Ocean Optics XI*, 407-418, 1992

- Z. Ting-lu and L. Hai, De-blurring the underwater image using the method of Monte Carlo , SPIE Vol. 2258 Ocean Optics XII,564-567, 1994
- S. Töneböen, Diplomarbeit, Universität Oldenburg, 2000
- M. Viollier, T. Belscher, and L. Loubersac, Signature spectrales des objets du littoral , Proceeding of the 3rd International Colloquium on Spectral Signatures of Objects in Remote Sensing, ESA SP-247, 253-256, 1985
- K. J. Voss, Variability of the point spread function in the water column , SPIE Vol. 1302 Ocean Optics X, 355-362, 1990
- K. Voss, Simple empirical model of the oceanic point spread function , Appl. Opt., Vol. 30 No. 18, 2647-2651, 1991
- VWS Versuchsanstalt für Wasserbau und Schiffbau, Bekämpfung sinkender und/oder gesunkener Chemikalien , Abschlußbericht, 1992
- H. Wang, T. Hengstermann, K.-D. Loquay, R. Reuter, and R. Willkomm, Remote measurements of chlorophyll a and gelbstoff for classifying tidal flats by means of laser fluorosensors , EARSeL Advances in Remote Sensing, Vol. 3, No. 3, 112-130, 1995
- S. Weinberg, P. L. J. Dogue und J. Neuschwander, Unterwasserfotografie: Hundert Jahre Geschichte, Technik, Faszination , Verlag Photographie, 1993
- W. H. Wells, Theory of small angle scattering , Optics of the Sea, AGARD Lecture Series No. 61, 3.3-1 - 3.3.19, 1973
- W. H. Wilson, Spreading of light beams in ocean water , SPIE Vol. 208 Ocean Optics VI, 64-72, 1979
- R. M. Zbinden, Spectroradiométrie de sédiments de la baie du Mont Saint Michel , Les Colloques d INRA, No. 23, 365-372, 1984
- R. M. Zbinden, Les reflectances de sediments d estran: resultats de mesure in-situ et d une simulation spot en baie du Mont Saint-Michel , Proceeding of the 3rd International Colloquium on Spectral Signatures of Objects in Remote Sensing, ESA SP-247, 257-263, 1985

## Lebenslauf

Name : Harsdorf

Vorname : Stefan

Geburtsdatum : 11.01.67

Geburtsort : Datteln in Westfalen

Staatsangehörigkeit : deutsch

Konfession : evangelisch

Familienstand : verheiratet, 1 Kind

Schulbildung : 01.08.1973 - 31.07.1977 Albert-Schweitzer-Grundschule in Datteln

01.08.1977 - 02.06.1986 Städtisches Gymnasium in Datteln

Grundwehrdienst : 01.07.1986 - 30.09.1987

Studium : 01.10.1987 - 03.05.1994 Physikstudium an der Carl von Ossietzky

Universität in Oldenburg

10.07.1990 Vordiplom

03.05.1994 Diplom

Berufliche Tätigkeit: 01.06.1994 - 31.01.2000 wissenschaftlicher Angestellter im Rahmen  
des BmBF-Projektes

„Chemikaliennachweis im Meer“

in der AG Meeresphysik der

Carl von Ossietzky Universität

## Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei den vielen Menschen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Dr. Rainer Reuter danke ich für die Betreuung dieser Arbeit, die Koordination und Leitung des Projektes und besonders für die freundschaftliche Zusammenarbeit während der gesamten Projektlaufzeit. Ihm und Prof. Dr. Volker Mellert danke ich für ihre Tätigkeit als Gutachter.

Besonderen Dank schulde ich Manfred Janssen, der für den Laser und die gesamte Elektronik des Sensors verantwortlich war. Ohne seine Kompetenz und Erfahrung wäre eine Realisierung des Lidars nicht möglich gewesen.

Bei Bernhard Wachowicz bedanke ich mich für die vielen mechanischen Arbeiten und Konstruktionen an dem Sensor. Ihm und Rainer Willkomm danke ich für die gute und fruchtbare Zusammenarbeit; Elzbieta Chojnowski bin ich für die sorgfältige Verwaltung des Projektes dankbar.

Besonderer Dank gilt meinem Freund Dr. Hans Barth für die gesamte Zeit in unserem gemeinsamen Büro und darüber hinaus.

Klaus-Dieter Loquay schulde ich für die vielseitige Unterstützung bei sämtlichen Problemen Dank, und Wiebke Breves danke ich für die nette Zusammenarbeit in der Arbeitsgruppe. Für die gute Atmosphäre und die vielen anregenden Gespräche bedanke ich mich bei Rüdiger Heuermann und Oliver Zielinski.

Bei Stefan Töneböen möchte ich mich für die angenehme gemeinsame Arbeit sowie für die Labormessungen der Übertragungsfunktionen bedanken.

Katrin Harsdorf und Wiebke Breves danke ich für die ausführliche sprachliche und inhaltliche Korrektur dieser Arbeit.

Bei allen, die ich vergaß, hier mit Namen zu erwähnen, entschuldige ich mich und danke ihnen vielmals für jede Art der Unterstützung.

Schließlich möchte ich mich noch besonders herzlich bei meiner Frau Birthe und meinem Sohn Sönke für die entspannende Ablenkung und Motivation in den letzten Jahren bedanken.

## **Erklärung.**

Hiermit versichere ich, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

(Stefan Harsdorf)

Oldenburg, den 25. April 2000