

**INAUGURAL-DISSERTATION**  
zur  
**Erlangung der Doktorwürde**  
der  
**Naturwissenschaftlich-Mathematischen**  
**Gesamtfakultät**  
der  
**Ruprecht-Karls-Universität**  
**Heidelberg**

vorgelegt von  
**Dipl.-Phys. Christopher James Popp**  
aus Heidelberg

**Tag der mündlichen Prüfung: 26.04.2006**



**Untersuchung  
von Austauschprozessen an der Wasseroberfläche  
aus Infrarot-Bildsequenzen  
mittels frequenzmodulierter Wärmeeinstrahlung**

**Gutachter: Prof. Dr. Bernd Jähne  
Prof. Dr. Kurt Roth**



## Zusammenfassung

Ein feldgängiges Messverfahren zur zeitlich und räumlich hochaufgelösten Messung der Transfergeschwindigkeit des Gasaustausches an einer freien Wasseroberfläche wird vorgestellt. Der Ansatz basiert auf der sogenannten Controlled Flux Technique (CFT) mit Wärme als Tracer. Im Gegensatz zu bisherigen CFT-Messungen wird ein sich periodisch verändernder Wärmefluss verwendet, der mit Hilfe eines 100 W CO<sub>2</sub>-Lasers auf die Wasseroberfläche aufgebracht wird. Die Temperaturantwort der Wasseroberfläche wird mit hochempfindlichen Infrarotkameras gemessen. Aus dem Verlauf der Amplitudendämpfung an der Wasseroberfläche kann auf die Transfergeschwindigkeit für Wärme und somit eines beliebigen Gases geschlossen werden. Mittels einer Phasenanalyse der Temperaturantwort an der Wasseroberfläche ermöglicht das vorgestellte Messverfahren darüber hinaus direkte Einsichten bezüglich der den Austauschprozessen zugrundeliegenden Transportmechanismen in der Grenzschicht.

Die aus ersten Messungen am Heidelberger Wind-Wellen-Kanal AEOLOTRON bestimmten Amplitudendämpfungsspektren zeigten den von den Modellen vorausgesagten Verlauf. Die hieraus berechneten Transfergeschwindigkeiten für CO<sub>2</sub> wiesen eine gute Übereinstimmung zu den Ergebnissen anderer Labor- und Feldmessungen auf. Im Gegensatz zu den Amplitudendämpfungsspektren wichen die aus den Messdaten bestimmten Phasenverschiebungen bei hohen Windgeschwindigkeiten signifikant von den Modellvorhersagen ab. Dieser aufgrund der vorgestellten Messmethode erstmals beobachtete Effekt kann als Hinweis auf eine Intermitenz der Austauschprozesse gedeutet werden und lässt vermuten, dass stochastische Prozesse beim Gasaustausch eine größere Rolle spielen als bisher vermutet wurde.

## Abstract

The study presents a new technique for measuring the gas transfer rate at a free water surface with high temporal and spatial resolution, a method suitable for field experiments. The approach is based on the Controlled Flux Technique (CFT) using heat as a proxy tracer. Unlike in previous CFT measurements, a periodically varying heat flux at water surface is used. The heat flux is generated by a 100 W CO<sub>2</sub>-laser, while highly sensitive infrared cameras measure the temperature response of the water surface. Heat - and consequently gas transfer rates - can be deduced from the analysis of the spectral amplitude attenuation at water surface. Furthermore, the approach presented allows direct insight into the transport mechanisms of gas exchange processes by an analysis of the phase shift observed at water surface.

A first series of measurements at the Heidelberg wind wave facility AEOLOTRON shows that the spectral amplitude attenuation is in keeping with model predictions. The calculated transfer rates for CO<sub>2</sub> were also well in accordance with results from other laboratory and field experiments. Contrary to the amplitude attenuation, the calculated phase shifts differed significantly from model predictions, especially for high wind speeds. The effect, observed for the first time in the approach presented here, can be interpreted as being caused by the intermittence of transfer processes. This would indicate that stochastic processes play a larger role in gas transfer than assumed so far.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Zielsetzung der Arbeit . . . . .	3
<b>2</b>	<b>Betrachtungen zum Gasaustausch</b>	<b>7</b>
2.1	Parameter des Gasaustausches . . . . .	7
2.2	Mathematische Beschreibung des Gasaustausch . . . . .	11
2.3	Modelle des turbulenten Transport . . . . .	19
2.3.1	Filmmodell . . . . .	20
2.3.2	Diffusionsmodell . . . . .	21
2.3.3	Oberflächenerneuerungsmodell . . . . .	26
2.3.4	Folgerungen aus den Modellen für stationäre Zustände . . . . .	29
2.3.5	Periodische Flüsse . . . . .	30
2.3.6	Folgerungen aus den Modellen für periodische Flüsse . . . . .	34
<b>3</b>	<b>Wärme als Tracer für den Gasaustausch</b>	<b>37</b>
3.1	Warum Wärme? . . . . .	39
3.2	Wärmeflüsse an der Wasseroberfläche . . . . .	42
3.3	Transportmechanismen für Wärme . . . . .	44
3.4	Thermographie . . . . .	45
3.5	Zusammenfassung und Folgerungen . . . . .	51
<b>4</b>	<b>Experimenteller Aufbau</b>	<b>55</b>
4.1	Das Laborinstrument . . . . .	55
4.1.1	Aufbau und Steuerung des Laborinstruments . . . . .	55
4.1.2	Verwendete Komponenten . . . . .	59
4.2	Der Wind-Wellen-Kanal AEOLOTRON . . . . .	63
4.3	Messungen am AEOLOTRON . . . . .	64
<b>5</b>	<b>Bildfolgenanalyse und Auswertung</b>	<b>69</b>
5.1	Die Temperaturkalibration . . . . .	69
5.2	Die Frequenzanalyse des verwendeten Lasersignals . . . . .	70
5.3	Auswertung der Bildfolgen . . . . .	74
5.3.1	Die Bildfolgenanalyse mit Heurisko . . . . .	74

5.3.2	Bestimmung der Austauschzeit und der Transferrate . . . . .	78
5.4	Berücksichtigung der Eindringtiefe der Infrarotkamera . . . . .	80
5.4.1	Korrektur der Amplituden . . . . .	80
5.4.2	Korrektur der Phasen . . . . .	82
<b>6</b>	<b>Ergebnisse und Diskussion</b>	<b>83</b>
6.1	Die aufgenommenen Bildsequenzen . . . . .	84
6.2	Amplitudendämpfung und Datenkorrektur . . . . .	86
6.3	Austauschzeiten und Gastransferraten . . . . .	90
6.4	Phasenverschiebung . . . . .	98
<b>7</b>	<b>Resümee und Ausblick</b>	<b>105</b>
<b>A</b>	<b>Appendix</b>	<b>109</b>
A.1	Die Heurisko Workspaces . . . . .	109
A.1.1	Der Workspace cft_init.ws . . . . .	109
A.1.2	Der Workspace cft_tempcal . . . . .	110
A.1.3	Der Workspace cft_ft . . . . .	114
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>125</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Der zu beobachtende globale Klimawandel war in den vergangenen Jahren ein wenig aus dem Fokus des öffentlichen Interesses gerückt. Nicht zuletzt wegen der auch in unseren Breiten häufiger beobachteten Wetterextreme wie beispielsweise der überdurchschnittlich warme Sommer 2003 in Mitteleuropa oder der Rekordzahl von 24 tropischen Wirbelstürmen bzw. 14 Hurricans im atlantischen Ozean in 2005, wird in den Medien wieder verstärkt über die gravierenden langfristigen Folgen einer globalen Erwärmung berichtet und spekuliert. Um Vorhersagen über die langfristige Entwicklung des Klimas treffen zu können, ist es aber wichtig ein besseres Verständnis für die Interaktion der unterschiedlichen komplexen Prozessen, die für das Weltklima relevant sind, zu gewinnen. Der Erforschung des sogenannten Treibhauseffektes wird in den Augen der Öffentlichkeit, auch aufgrund der verheerenden Folgen des Hurricans „Katrina“ in den USA, wieder zunehmend größere Bedeutung beigemessen.

In den vergangenen 100 Jahren hat sich die mittlere globale Temperatur um 0,3 bis 0,6 Kelvin erhöht und infolgedessen konnte ein Anstieg des Meeresspiegels um 25 cm verzeichnet werden [BUNDESAMT 1999]. Als Hauptursache hierfür wird häufig die steigende Konzentration von klimarelevanten Treibhausgasen in der Atmosphäre angesehen. Insbesondere die Konzentration von Kohlenstoffdioxid in der Atmosphäre nimmt aufgrund des weltweit ansteigenden Verbrauchs fossiler Brennstoffe und der Abholzung der Regenwälder kontinuierlich zu.

Der jährliche Ausstoß von  $\text{CO}_2$  beläuft sich auf ca. 7 GtC (Gigatonnen Kohlenstoff,  $1\text{Gt}=10^{12}\text{kg}$ ). Die  $\text{CO}_2$ -Konzentration in der Atmosphäre erhöht sich dabei jedoch nur um etwa 3,4 GtC pro Jahr [SIEGENTHALER 1993]. Der Verbleib der übrigen 3,6 GtC ist bislang nicht vollständig verstanden. Für eine Erklärung der beobachteten Differenz zwischen der emittierten  $\text{CO}_2$ -Menge und dem Anstieg der  $\text{CO}_2$ -Konzentration in der Atmosphäre spielen die Weltmeere eine entscheidende Rolle. Mit ihrer Aufnahmekapazität von etwa 50 TtC (Terratonnen Kohlenstoff,  $1\text{Tt}=10^{15}\text{kg}$ ) bilden die Ozeane der Erde die bedeutendste Senke für Kohlenstoffdioxid. Sie haben eine Aufnahmekapazität von etwa 50 TtC. Dieses Reservoir bindet etwa 90% des gesamten Kohlenstoffs. Zum Vergleich binden Atmosphäre und Biosphäre zusammen nur etwa 5 TtC [SIEGENTHALER 1993]. Die jährliche Aufnahmekapazität der Weltmeere wird auf  $3,0 \pm 2,0$  GtC geschätzt [KEELING und SHERTZ 1992].

Die große Ungenauigkeit dieser Bilanzierung von etwa 66 % und die Abweichungen zwischen unterschiedlichen Untersuchungen machen eine präzise Vorhersage der Klimaentwicklung geradezu unmöglich. Wären die Ozeane beispielsweise tatsächlich nur in der Lage 2,0 GtC zu binden, müsste eine weitere Senke existieren, die jährlich in der gleichen Größenordnung wie die Weltmeere CO<sub>2</sub> bindet. Für die Vorhersage des globalen Klimas wäre es dann von entscheidender Bedeutung, ob diese Senke das CO<sub>2</sub> dauerhaft bindet oder ob sie den Anstieg der CO<sub>2</sub>-Konzentration in der Atmosphäre nur kurzfristig puffert. Es ist also für eine Vorhersage der Entwicklung des globalen Klimas zunächst unabdingbar, die Austauschprozesse zwischen Ozean und Atmosphäre genauer zu untersuchen und zu verstehen.

Die genauen Transportvorgänge an der Ozeanoberfläche sind jedoch im Detail noch nicht verstanden. Es zeigt sich, dass diese Vorgänge von einer mikroskopischen Schicht an der Wasseroberfläche dominiert werden. Diese Schicht mit einer Dicke von 20 bis 200  $\mu\text{m}$  stellt den Hauptwiderstand für den Transport von Gasen dar und wird als *Grenzschicht* bezeichnet. Direkt unter der Wasseroberfläche ist der Beitrag der Turbulenzen senkrecht zur Wasseroberfläche zum Stofftransport vernachlässigbar, da sie nicht durch die Luft-Wasser-Phasengrenze greifen können und ihre Wirbelgröße somit umso geringer wird, je näher sie sich an der Wasseroberfläche befinden. Die Grenzschicht ist gerade die Wasserschicht unter der Oberfläche, in der der diffusive Transport den konvektiven Transport überwiegt. Da aber ein turbulenter Transport um mehrere Größenordnungen schneller vonstatten geht, spielen die Restturbulenzen innerhalb der Grenzschicht für den Gasaustausch eine wichtige Rolle. So haben äußere Parameter wie beispielsweise die Oberflächenbeschaffenheit oder die Windgeschwindigkeit einen großen Einfluss auf die Transportvorgänge.

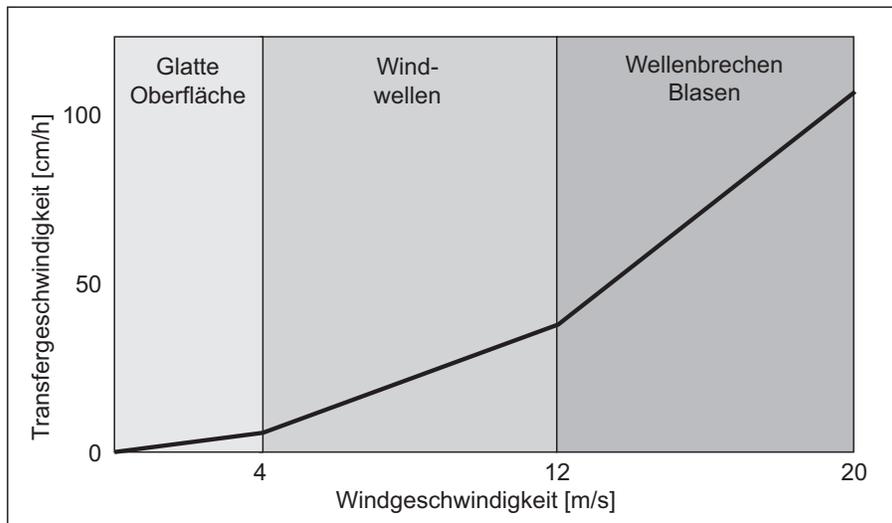


Abbildung 1.1: Schematische Abhängigkeit der Gasaustauschrate von der Windgeschwindigkeit nach [LISS und MERLIVAT 1986]. Mit dem Einsetzen von Windwellen steigt die Funktion sprunghaft an. Der zweite Sprung im Verlauf der Funktion ist auf das Einsetzen des Wellenbrechens zurückzuführen.

Die sogenannte *Transfergeschwindigkeit*  $k$  stellt eine zentrale Größe bei der quantitativen Beschreibung des Nettotransportes dar. Sie entspricht der Geschwindigkeit, mit der eine hypothetische Gassäule in das Wasser eindringt. Sie verknüpft den Gasfluss  $j$  über die Wasseroberfläche mit der Konzentrationsdifferenz  $\Delta C$  zwischen der obersten Wasserschicht und dem Tiefenwasser (engl. bulk) über die Beziehung

$$k = \frac{j}{\Delta C} .$$

Abbildung 1.1 zeigt die empirische Abhängigkeit der Transfergeschwindigkeit  $k$  von der Windgeschwindigkeit [LISS und MERLIVAT 1986]. Der Einfluss der Windgeschwindigkeit auf die Transfergeschwindigkeit ist deutlich zu erkennen. Bei Einsetzen der Windwellen steigt die Transfergeschwindigkeit sprunghaft an. Der zweite sprunghafte Anstieg im Verlauf der Funktion ist auf das Einsetzen von brechenden Wellen zurückzuführen.

Um die Austauschprozesse zwischen Ozean und Atmosphäre besser zu verstehen, müssen also im ersten Schritt sowohl im Labor als auch im Feld zuverlässig funktionierende Messmethoden für die Bestimmung der Transfergeschwindigkeit  $k$  entwickelt werden. Im zweiten Schritt müssen die zugrundeliegenden Transportmechanismen und deren Wechselwirkung untereinander besser verstanden werden. Mit einer geeigneten vollständige Parametrisierung der Gastransportprozesse wäre es in Zukunft möglich, genauere Vorhersagen über die Entwicklung des Weltklima zu treffen.

## 1.1 Zielsetzung der Arbeit

Die klassische Methode zur Bestimmung der Transfergeschwindigkeit sind die sogenannten *Massenbilanzmethoden*. Bei dieser Methode wird die Konzentration eines Tracergases im Wasser künstlich erhöht oder erniedrigt. Durch Messen der zeitlichen Konzentrationsänderung kann der Gasfluss durch die Grenzschicht bestimmt werden. Mit der vorgegebenen Konzentrationsdifferenz zwischen der obersten Wasserschicht und dem Tiefenwasser lässt sich so die Transfergeschwindigkeit bestimmen. Unter Laborbedingungen lassen sich Transfergeschwindigkeiten mit Hilfe von Massenbilanzmethoden gut bestimmen. Probleme bereitet diese Methode allerdings bei Feldmessungen. Hier können die Einstellzeiten je nach äußeren Bedingungen zwischen Stunden und Tagen liegen. Somit kann nur eine über den Messzeitraum gemittelte Transfergeschwindigkeit bestimmt werden. Ein weiteres Problem bei Ozeanmessungen stellen die Meeresströmungen dar. Es ist schwierig festzustellen, ob die gemessene Konzentrationsabnahme auf einen Austausch zwischen Ozean und Atmosphäre beruht, oder nur auf eine horizontalen Ausbreitung beruht. Dieses Problem kann zwar durch sogenannte Dual-Tracer-Methoden ([WATSON et al. 1991], [WANNINKHOF et al. 1993]) zum Teil in den Griff bekommen werden, aber für eine Ozeanmessung besteht weiterhin das Problem großer Zeitkonstanten.

In dieser Arbeit wird nun eine alternative Methode zur Bestimmung der Transfergeschwindigkeit von Gasen vorgestellt, die auf dem von [JÄHNE et al. 1989] entwickelten Prinzip der *Controlled Flux Technique* (CFT) beruht. Im Gegensatz zu den Massenbilanzmethoden, bei

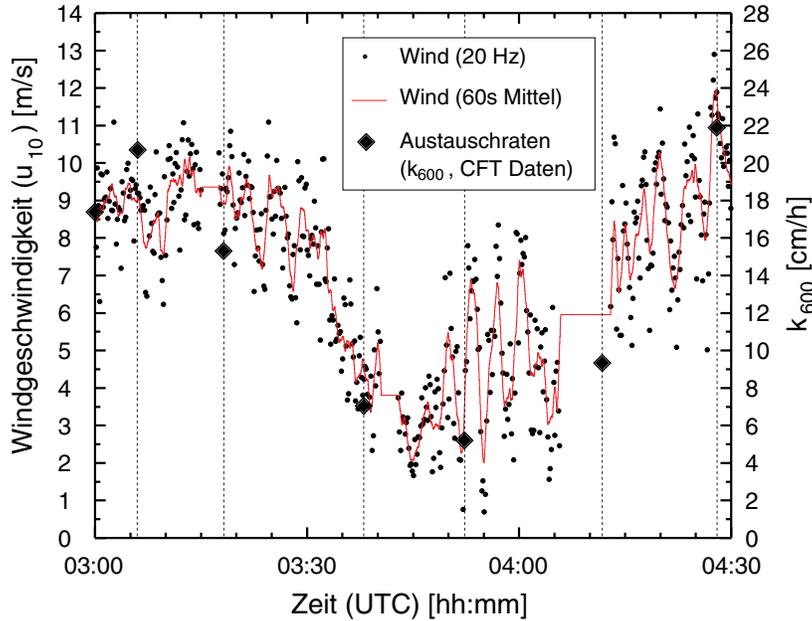


Abbildung 1.2: Gasaustauschrate (gemessen mit der CFT-Technik) und Windgeschwindigkeit während einer Zeitspanne von 90 Minuten [HAUSSECKER 1996]. Die Variation in der Windgeschwindigkeit in dieser kurzen Zeitspanne und die sich daraufhin stark verändernde Transferrate verdeutlicht die Notwendigkeit, Gasaustauschraten mit hoher zeitlicher und räumlicher Auflösung zu messen.

denen die Konzentrationsänderung vorgegeben und anschließend der Fluss gemessen wird, wird bei der CFT-Technik der Fluss vorgegeben und der sich einstellende Konzentrationsgradient gemessen, um die Transferrate zu bestimmen. Hierbei wird Wärme als Tracer für Gase eingesetzt, da die Transportprozesse bei Wärme denen eines Massentransports identisch sind. Der Wärmefluss zwischen Wasser und Luft wird also vorgegeben und die daraus resultierenden Temperaturgradienten zwischen Oberflächenwasser und Tiefenwasser werden gemessen. In sich an [JÄHNE et al. 1989] anschließenden Arbeiten von [LIBNER 1987], [HAUSSECKER 1996] und [SCHIMPF 2000] konnte gezeigt werden, dass es mit Hilfe dieser CFT-Technik möglich ist, Gasaustauschraten berührungsfrei und mit hoher räumlicher und zeitlicher Auflösung sowohl im Labor als auch im Feld zu messen (siehe Abbildung 1.2).

Die Temperaturverteilung an der Wasseroberfläche wird bei der dieser Arbeit zugrundeliegenden Methode analog zu [HAUSSECKER 1996] und [SCHIMPF 2000] mittels einer hochauflösenden Infrarotkamera bestimmt. Der grundlegende Unterschied in der Vorgehensweise besteht in der Erzeugung des Wärmeflusses. Bei [HAUSSECKER 1996] und [SCHIMPF 2000] wurde jeweils mit konstanten Flüssen operiert. Im Falle von [HAUSSECKER 1996] wurde die Wasseroberfläche punktförmig und bei konstantem Wärmefluss mit einem CO<sub>2</sub>-Laser erwärmt und aus der gemessenen Abklingzeit des Abkühlvorgangs die Transferrate berechnet.

Bei [SCHIMPF 2000] wurde der konstante Wärmefluss der Umgebung verwendet. Bei bekanntem Wärmefluss und aus der Temperatur der Wasseroberfläche kann wiederum die Transferrate bestimmt werden. Der hier verwendete Ansatz besteht darin, nicht einen konstanten Wärmefluss vorzugeben, sondern die Wasseroberfläche periodisch aufzuheizen. Dieser periodische Wärmefluss wird mit einem 100 Watt starken  $\text{CO}_2$ -Laser erzeugt, dessen aufgeweiteter Strahl ein Flächensegment mit jeweils unterschiedlichen Frequenzen periodisch erwärmt. Aus dem Kurvenverlauf der Temperaturantwort der Wasseroberfläche in Abhängigkeit der Laserfrequenz kann die Austauschzeit und so die Transferrate direkt bestimmt werden (siehe Abschnitte 2.3.5 und 2.3.6). Ein Vorteil eines solchen Vorgehens besteht darin, dass die genaue Stärke des Flusses nicht bekannt sein muss. Die einzige Voraussetzung an den Fluss ist, dass er eine periodische Temperaturerhöhung auf der Wasseroberfläche erzeugt, die sich deutlich vom Rauschen der Kamerabilder abhebt. Darüberhinaus können aber aus der beobachteten Amplitudendämpfung und der berechneten Phasenverschiebung (vgl. Abschnitt 2.3.6) direkte Einsichten in die turbulenten Transportvorgänge in der wasserseitigen Grenzschicht erhalten werden und so wertvolle Hinweise für eine vollständige Parametrisierung der Transportvorgänge gewonnen werden.



Abbildung 1.3: Das ringförmige Heidelberger AEOLOTRON (Durchmesser: 10 m) im Betrieb und während der Bauphase im Mai 1999. Die Wasserrinne mit einer Breite von 60 cm ist mit einer 9 cm dicken Styrodurschicht isoliert um den Wärmeverlust im Kanal so gering wie möglich zu halten. Quelle: [JÄHNE et al. 1999].

Ziel der Arbeit war es, am Heidelberger Wind-Wellen-Kanal AEOLOTRON (siehe Abbildung 1.3) im ersten Schritt ein solches Messsystem unter Laborbedingungen aufzubauen und zu optimieren (Abschnitt 4.1). Im zweiten Schritt sollten die theoretischen Vorhersagen der Austauschmodelle mit Hilfe von systematische Messungen am AEOLOTRON bei elf unterschiedlichen Windgeschwindigkeiten verifiziert werden und aus den Messdaten die Transfargeschwindigkeit (siehe Abschnitte 2.3.6 und 5.3) bei den verschiedenen Windgeschwindigkeiten bestimmt werden. Die von [JÄHNE et al. 1989] aufgezeigte Möglichkeit der Methode, aus einer Phasenanalyse direkt Erkenntnisse über die turbulenten Transportmechanismen zu gewinnen (siehe Abschnitt 2.3.6), konnte aufgrund der hohen technischen Forderungen an

das Messsystem bisher nicht genutzt werden. In dieser Arbeit sollte untersucht werden, inwieweit die enorme technische Weiterentwicklung der vergangenen Jahre, speziell im Bereich der Thermographie, es nun erlaubt, aus einer solchen Phasenanalyse (siehe Abschnitt 5.3) Einsichten in die turbulenten Transportmechanismen zu erlangen. Darüberhinaus sollten die Erfahrungen aus diesen ersten Labormessung auch dazu dienen, wichtige Erkenntnisse bezüglich notwendiger Modifikationen eines solchen Aufbaus für spätere Feldmessungen zu gewinnen.

## Kapitel 2

# Betrachtungen zum Gasaustausch

Der Transport von Gasen über die Grenze zwischen Wasseroberfläche und Atmosphäre beruht auf zwei prinzipiellen Mechanismen, der *molekularen Diffusion* und der *turbulenten Konvektion*. Ein wesentlicher Unterschied zwischen diesen Prozessen liegt in den Längenskalen, bei denen sie zum Stofftransport beitragen. Die Diffusion spielt nur bei kleinen Längenskalen effektiv eine Rolle. Der Transport durch turbulente Konvektion hingegen ist über große Längenskalen sehr effektiv und führt zu einer schnellen Durchmischung über große Strecken. Allerdings werden die Turbulenzwirbel bei Annäherung an der Luft-Wasser-Phasengrenze immer kleiner. Sie können die Phasengrenze nicht durchdringen, da die ihnen zur Verfügung stehende freie Weglänge immer geringer wird. In einer dünnen Schicht an der Phasengrenze überwiegt dementsprechend der Transport durch molekulare Diffusion den Transport durch turbulente Konvektion. Diese mikroskopische Schicht von 20 - 200  $\mu\text{m}$  Dicke wird als Grenzschicht bezeichnet und fungiert als eine Art Flaschenhals für die Austauschvorgänge durch die Phasengrenze. Die Grenzschicht befindet sich je nach dem zu transportierenden Stoff wasserseitig oder luftseitig. Bei gering löslichen und inerten Gase wie Kohlenstoffdioxid, Sauerstoff und Methan werden die Austauschvorgänge zwischen Ozean und Atmosphäre durch eine wasserseitige Grenzschicht kontrolliert.

### 2.1 Parameter des Gasaustausches

In diesem Abschnitt soll ein kurzer Überblick über die Parameter gegeben werden, die einen wesentlichen Einfluss auf die Transferrate haben. In Abbildung 2.1 sind die wechselseitigen Einflüsse der für den Gastransfer relevanten Parameter schematisch dargestellt. Die komplexe Natur solcher Austauschprozesse liegt darin, dass die Änderung eines Parameters meist eine Änderung mehrerer anderer Parameter nach sich zieht.

Wie in Abbildung 2.1 durch seine exponierte Position angedeutet stellt der Wind die antreibende Kraft für die Wechselwirkungen zwischen Atmosphäre und Ozean dar. Die Windwellen auf den Ozeanen entstehen durch den Impulseintrag des Windes, der über große Strecken über die Wasseroberfläche weht. Als Maß für die Stärke des Impulseintrages des

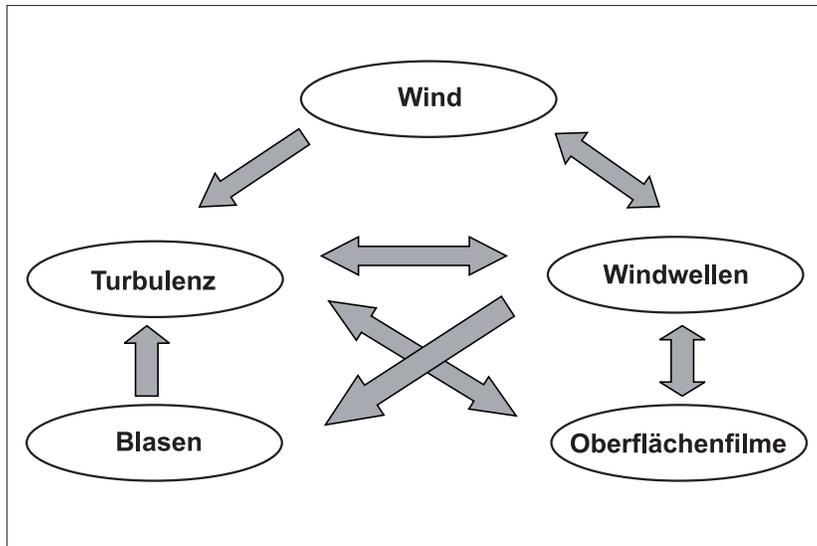


Abbildung 2.1: Eine schematische Darstellung der wichtigsten Parameter des Gasaustauschs und deren wechselseitigen Einflüsse. Der Wind trägt Impuls in den Wasserkörper ein. Die hierdurch erzeugten Windwellen und Turbulenz bedingen sich wiederum gegenseitig. Brechende Wellen beeinflussen die Turbulenz nahe der Wasseroberfläche. Oberflächenfilme setzen die Turbulenz nahe der Wasseroberfläche herab und dämpfen die Wellen. Quelle: [SCHIMPF 2000]

Windes in die Wasseroberfläche wird üblicherweise die sogenannte Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  (siehe Abschnitt 2.2) bestimmt. Als Folge dieses Impulseintrages bilden sich die wasserseitige und die luftseitige viskose Grenzschicht. Die vom Wind induzierten Wellen haben direkten Einfluss auf die Turbulenz im Wasserkörper. Die Windwellen bieten dem überstreichenden Wind eine größere Angriffsfläche, was wiederum zu einem größeren Impulseintrag führt. Bei entsprechend großen Windstärken kommt es dann zu brechenden Wellen. Durch die brechenden Wellen kommt es zur Blasenbildung im Wasserkörper. Die durch die in das Wasser gerissene Luft entstandenen Blasen beeinflussen die Gastransferrate spürbar. Labormessungen von [ASHER et al. 1992] haben bestätigt, dass die Blasenbildung eine signifikant höher Gastransferrate zur Folge hat. Der Einfluss der Blasen auf die globale Transferrate wurde für  $\text{CO}_2$  bei  $20^\circ\text{C}$  von [WOOLF und MONAHAN 1993] auf  $8,5\text{ cm/h}$  geschätzt.

Die in Abbildung 1.1 dargestellte schematische Abhängigkeit (siehe [LISS und MERLIVAT 1986]) der Gastransferrate von der Windgeschwindigkeit beruht auf den oben getroffenen Überlegungen. Die größere Turbulenz bei einsetzenden Windwellen lässt die Gastransferrate sprunghaft ansteigen. Der zweite Anstieg wird durch die brechenden Wellen und der einhergehenden Blasenbildung verursacht.

Obwohl Regen Blasenbildung zur Folge hat, wird im Allgemeinen angenommen, dass Regen keinen nennenswerten Einfluss auf die globale Austauschrate hat [LISS und DUCE 1996]. Dies erklärt sich dadurch, dass bei Regen zu jedem Zeitpunkt immer nur ein geringer Teil der



Abbildung 2.2: Ansichten einer sich brechenden Welle von schräg unten im linearen Wind-Wellen-Kanal in Deft. Der 100 m lange Kanal hat eine Breite von 8 m bei einer Wassertiefe von 80 cm. Man kann die Luftblasen, die von der brechenden Welle in den Wasserkörper eingetragen werden, deutlich erkennen. Diese Blasen tragen auch zum Gasaustausch bei. Quelle: [JÄHNE 2001].

Wasseroberfläche von Regentropfen getroffen wird und dass es an einer bestimmten Stelle immer nur für kurze Zeit regnet. Lokal kann dies zwar zu einer veränderten Austauschrate führen (siehe [SCHLÜSSEL et al. 1997]), spielt aber für globale Betrachtungen keine Rolle.

Aufgrund der gleichen Transportmechanismen besteht ein enger Zusammenhang zwischen Impuls- und Massentransport. Da auch der Wärmetransport den gleichen physikalischen Gesetzmäßigkeiten gehorcht, kann aus dem Wärmetransport über die Grenzschicht auf den Massentransport eines Gases zurückgeschlossen werden (siehe Abschnitt 3.1). Die Transferrate  $k$  ist proportional zur Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  im Wasser [DEACON 1977]. Es ergibt sich dabei folgender Zusammenhang:

$$k = \beta^{-1} u_* Sc^{-n}. \quad (2.1)$$

$\beta$  stellt den Transferwiderstand des Impulses durch die viskose Grenzschicht dar. Der turbulente Charakter des Transports durch die Grenzschicht ist in der Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  enthalten (vgl. Gleichungen (2.18) und (2.19)). Die sogenannte Schmidtzahl  $Sc$ , die als Quotient aus der kinematischen Zähigkeit des Transportmediums  $\nu$  und der Diffusionskonstante  $D$  des transportierten Gases definiert ist (vgl. Gleichung (2.22)), berücksichtigt den diffusiven Anteil des Transportes, da hier sowohl die Eigenschaften des Mediums durch die kinematische Zähigkeit ( $\nu$ ) als auch die Eigenschaften des transportierten Gases durch die Diffusionskonstante ( $D$ ) einfließen.

Bei Messungen zeigte sich, dass der Wert des Schmidtzahlexponenten von der Beschaffenheit der Wasseroberfläche abhängt [JÄHNE et al. 1987]. Der beobachtete sprunghafte Anstieg der Transferrate  $k$  bei einsetzender Wellenbewegung erklärt sich so aus der Änderung des Wertes des Schmidtzahlexponenten  $n$ . Bei glatten Wasseroberfläche beträgt der Wert des Exponenten  $n = 2/3$ . Bei einsetzender Wellenbewegung reduziert sich der Wert auf  $n = 1/2$ . Dies kann anschaulich durch eine Verringerung des Transferwiderstandes in der viskosen Grenzschicht aufgrund der einsetzenden Wellen erklärt werden. Der Turbulente

Transport wird durch die einsetzenden Wellen verstärkt. In Abbildung 2.3 wird der gemessene Wert des Schmidtzahl Exponenten in Abhängigkeit der Schubspannungsgeschwindigkeit dargestellt. Die Messungen wurden an zwei zirkulären Wind-Wellen-Kanälen am Institut für Umweltphysik in Heidelberg durchgeführt [BÖSINGER 1986]. Bei den beiden Kanälen handelt es sich um deutlich kleinere Vorgängermodelle zum heutigen AEOLOTRON [JÄHNE 2001]. Mittels der Dual-Tracer-Methode konnte Übergang des Schmidtzahl Exponent von  $n = 2/3$  bei filmbedeckter, glatter Oberfläche zu  $n = 1/2$  bei wellenbewegter Oberfläche experimentell nachgewiesen werden [JÄHNE und HAUSSECKER 1998].

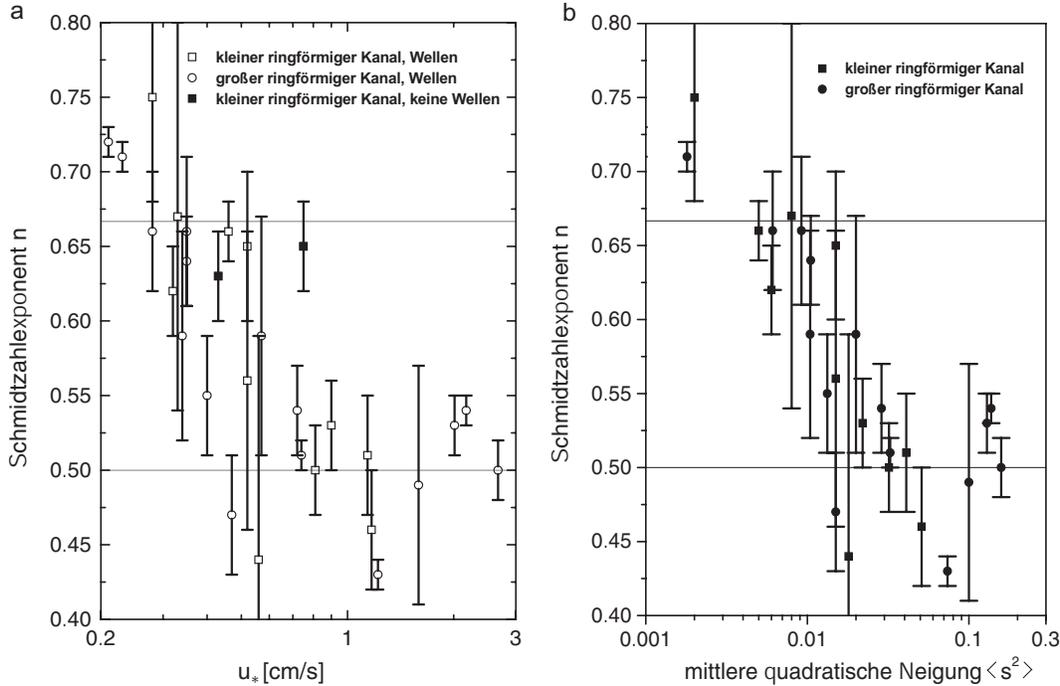


Abbildung 2.3: Schmidtzahl Exponent  $n$  als Funktion von (a) der Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  und (b) der mittleren quadratischen Neigung  $\langle s^2 \rangle$ . Die Daten aus dem kleinen und großen Heidelberger Wind-Wellen-Kanal stammen von [HUBER 1984] und [BÖSINGER 1986].

Studien turbulenter Systeme zeigen, dass Oberflächenfilme einen großen Einfluss auf die oberflächennahe Turbulenz haben [LEE et al. 1980], indem sie eine Veränderung der Größen- und Geschwindigkeitsskalen hervorrufen. Oberflächenfilme dämpfen die Turbulenz in der Grenzschicht und reduzieren so die Transferrate. Dieser nicht vernachlässigbare Einfluss auf Gasaustauschraten konnte unter anderem von [FREW et al. 1990] nachgewiesen werden. Oberflächenfilme haben nicht nur auf die Turbulenz einen signifikanten Einfluss sondern auch auf das Wellenfeld selbst. Hierbei wirkt sich der Oberflächenfilm auf den Impulseintrag des Windes in den Wasserkörper, auf den Energietransfer in der Wellen-Wellen-Wechselwirkung

und auf die Energiedissipation im Wellenfeld aus. Diese drei Prozesse spielen bei der Entstehung des Wellenfeldes eine entscheidende Rolle.

Oberflächenfilme dämpfen die Kapillarwellen [BOCK und FREW 1993]. Im Gegensatz zu den Gravitationswellen, beruht die Rückstellkraft bei Kapillarwellen auf der Oberflächenspannung des Wassers, die durch den Oberflächenfilm verändert wird. Die Austauschrate hängt aber wesentlich von den Kapillarwellen ab [JÄHNE et al. 1987], wohingegen der Einfluss von Gravitationswellen auf die Transferrate vernachlässigt werden kann. Die mittlere quadratische Neigung der Kapillarwellen  $\langle s^2 \rangle$  stellt hierbei einen geeigneten Parameter dar, um der Nichtlinearität des Wellenfeldes Rechnung zu tragen. Abbildung 2.3 verdeutlicht die gute Korrelation zwischen der mittleren quadratischen Neigung  $\langle s^2 \rangle$  als Maß für die Nichtlinearität des Wellenfeldes und dem Schmidtzahl exponenten  $n$  beim Übergang von  $n = 2/3$  bei glatter Wasseroberfläche zu  $n = 1/2$  bei wellenbewegter Wasseroberfläche. Die Neigungsverteilung  $\langle s^2 \rangle$  kann mit Hilfe von Refraktions- und Reflexionstechniken [KLINKE 1996], [LAUER 1998] bestimmt werden. Abbildung 2.4 erläutert das Prinzip einer Refraktionsstechnik anhand der sogenannten 'Imaging Slope Gauge' (ISG).

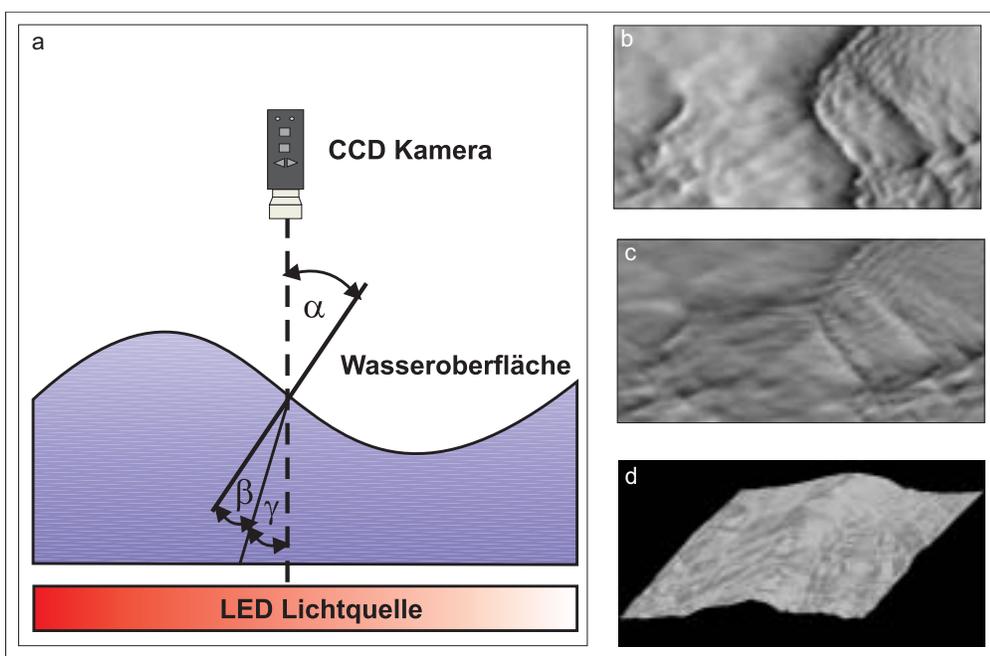


Abbildung 2.4: **(a)** Prinzip der Imaging Slope Gauge (ISG): Eine CCD Kamera beobachtet die Wasseroberfläche, die von einer flächigen Lichtquelle beleuchtet wird. Die Intensität der Lichtquelle verändert sich in beide horizontalen Richtungen linear mit der Position auf der Lichtquelle. Je nach Wellenneigung der Wasseroberfläche wird der Strahl unterschiedlich gebrochen und die Kamera blickt auf eine bestimmte Position der Lichtquelle. Die mit der CCD-Kamera gemessene Intensität ist somit ein Maß für die Neigung der Wasseroberfläche. Nach einer Kalibrierung des Systems kann die Neigung der Wasseroberfläche 2-dimensional bestimmt werden. **(b)** Neigungsbild in x-Richtung. **(c)** Neigungsbild in y-Richtung. **(d)** Aus den beiden Neigungskomponenten rekonstruierte Oberfläche. Quelle: [SCHIMPF 2000]

Eine Parametrisierung des Gasaustausches nur mit der Windgeschwindigkeit wäre nicht geeignet, um genauere Kenntnisse über die zugrunde liegenden Transportmechanismen zu erhalten. Hierzu müssen auch Informationen über das lokale Wellenfeld und die oberflächen-nahe Turbulenz betreffend berücksichtigt werden. Bisher ist es trotz großer experimenteller und theoretischer Bemühungen noch nicht gelungen die Gasaustauschrate robust zu parametrisieren und alle in der Grenzschicht auftretenden Transportmechanismen in adäquater Weise einfließen zu lassen. Neben der Windgeschwindigkeit wird das Wellenfeld maßgeblich von dem sogenannten *Fetch*<sup>1</sup> und der Dauer des Windes beeinflusst. Zusätzlich verändern Oberflächenfilme den Zustand der Wellenfeldes. Die dem Gasaustausch zugrunde liegenden Prozesse sind in komplexer Weise miteinander verwoben, was eine detaillierte Untersuchung erschwert.

## 2.2 Mathematische Beschreibung des Gasaustausch

Jedes Konzentrationsgefälle eines Gases zwischen Atmosphäre und Wasser hat einen ausgleichenden Gastransfer durch die Phasengrenze zur Folge. Dieser Ausgleich wird durch zwei unterschiedliche Transportmechanismen bewerkstelligt: zum einen durch molekulare Diffusion, zum anderen durch turbulente Konvektion. Der Transport durch turbulente Konvektion ist über große Längenskalen sehr effektiv und sorgt beispielsweise für einen schnellen Transport eines in einen Wasserkörper eindringenden Gases in tiefere Wasserregionen. Da aber die Turbulenzen die Wasseroberfläche nicht durchdringen können, nimmt die mittlere Wirbelgröße zur Phasengrenze hin immer weiter ab und die Konvektion verliert an Bedeutung. Aus diesem Grund spielt bei Annäherung an die Phasengrenze die molekulare Diffusion die entscheidende Rolle. Der Bereich, in dem die molekulare Diffusion den Transport dominiert, wird als molekulare Grenzschicht bezeichnet. Ihre Dicke beträgt je nach Gas zwischen 20 und 200  $\mu\text{m}$ .

Diffusion tritt immer dann auf, wenn eine örtlich variierende Konzentration oder Teilchenzahldichte vorherrscht. Diese Variation der Konzentration bzw. der Teilchenzahldichte wird durch die Diffusion abgebaut und der Prozess endet erst mit dem völligen Ausgleich der Konzentrationen bzw. Teilchenzahldichten. Die der molekularen Diffusion zugrundeliegenden physikalischen Gleichungen werden meist als erstes und zweites *Ficksches* Gesetz bezeichnet. Das erste Ficksche Gesetz besagt, dass die Flussdichte  $\vec{j}$  der transportierten Teilchen entgegen der Konzentrationsdifferenz  $\Delta c$  gerichtet ist. Der in der Gleichung auftretende Proportionalitätsfaktor wird Diffusionskonstante genannt und hat die Einheit  $[D] = 1 \frac{\text{m}^2}{\text{s}}$ :

$$\vec{j} = -D \nabla c. \quad (2.2)$$

Unter der Annahme, dass keine Teilchenquellen oder Senken existieren, gilt die folgende Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{dc}{dt} = -\nabla \cdot \vec{j}. \quad (2.3)$$

---

<sup>1</sup>Überstreichlänge des Windes über die Wasseroberfläche

Durch Einsetzen des ersten Fickschen Gesetzes (2.2) in die Kontinuitätsgleichung (2.3) erhält man das zweite Ficksche Gesetz für *instationäre Diffusion*:

$$\frac{dc}{dt} = -\nabla \vec{j} = D\nabla^2 c = D\Delta c. \quad (2.4)$$

Das totale Differential  $\frac{dc}{dt}$  kann als Summe eines partiellen und einen substantiellen Terms geschrieben werden:

$$\frac{dc}{dt} = \underbrace{\frac{\partial c}{\partial t}}_{\text{partiell}} + \underbrace{\vec{u} \nabla c}_{\text{substantiell}}. \quad (2.5)$$

Der Anteil der Konzentrationsänderung aufgrund molekularer Diffusion wird durch den partiellen Term der Gleichung beschrieben. Konzentrationsänderungen, die ihre Ursache in der Bewegung des Mediums mit dem Geschwindigkeitsfeld  $\vec{u} = (u_x, u_y, u_z)$  haben, werden durch den substantielle Term repräsentiert. Ersetzt man in (2.4)  $\frac{dc}{dt}$  durch die Summe aus partiellem und substantiellem Term und löst nach  $\frac{\partial c}{\partial t}$  auf, ergibt sich:

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D\Delta c - \vec{u} \nabla c. \quad (2.6)$$

Bei bekannten Geschwindigkeitsfeld  $\vec{u}$  ist das Transportproblem durch die Gleichung (2.6) vollständig beschrieben. Die Lösungen sind aufgrund der Linearität der Differentialgleichung in Bezug auf die Konzentration skalierbar. Somit ist es möglich, eine von der Konzentration unabhängige Transfargeschwindigkeit  $\vec{k}$  zu definieren, die den Stofftransport beschreibt. Der Betrag der Transfargeschwindigkeit  $k = |\vec{k}|$  entspricht dem Verhältnis aus dem Betrag der Flussdichte  $j = |\vec{j}|$  und der Konzentrationsdifferenz  $\Delta c$  zwischen der Wasseroberfläche und einer Referenztiefe ( $\Delta c = c_{\text{Oberfläche}} - c_{\text{Wasserkörper}}$ ):

$$k = \frac{j}{\Delta c} \quad (2.7)$$

Das in Gleichung (2.6) enthaltenen Geschwindigkeitsfeld  $\vec{u}$  erhält man wiederum als Lösung einer Differentialgleichung, der *Navier-Stokes*-Gleichung für inkompressible Flüssigkeiten:

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u} \nabla \vec{u} = \vec{f} - \frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \Delta \vec{u}. \quad (2.8)$$

dabei ist  $\nu$ : kinematische Zähigkeit  
 $p$ : Druck  
 $\rho$ : Dichte  
 $\vec{f}$ : Summe der angreifenden Kräfte

Bei bekannter Zustandsgleichung für den Druck  $p$  kann mit dem aus der Navier-Stokes-Gleichung bestimmten Geschwindigkeitsfeld  $\vec{u}$  das Transportproblem vollständig gelöst werden. Die Navier-Stokes-Gleichung (2.8) ist aber, im Gegensatz zur Transportgleichung (2.6),

auf Grund des Terms  $(\vec{u} \nabla) \vec{u} = \nabla \times (\nabla \times \vec{u}) - \nabla(\frac{1}{2} \vec{u}^2)$  nicht linear. Wegen dieses quadratischen Terms ist sie im Allgemeinen nicht mehr analytisch, sondern nur numerisch lösbar. Nur in Sonderfällen, bei denen die vorhandenen Randbedingungen es erlauben, das Problem auf lineare Gleichungen oder gewöhnliche Differenzialgleichungen zurückzuführen, ist es möglich die Navier-Stokes-Gleichung exakt zu lösen [PRANDTL et al. 1969]. Die physikalische Ursache für die Nichtlinearität der Navier-Stokes-Gleichung zeigt sich bei einem direkten Vergleich mit der Transportgleichung (2.6), bzw. mit dem zweiten Fickschen Gesetz (2.4). Abgesehen vom Term der angreifenden Kräfte und dem Term des Druckgradienten, ist die Navier-Stokes-Gleichung analog zu den linearen Gleichungen (2.6) und (2.4). Die Nichtlinearität in der Geschwindigkeit der Gleichung rührt daher, dass die Geschwindigkeit selbst die transportierende Größe des Mediums ist.

Als Näherungslösung der in dieser Arbeit betrachteten Gasaustauschprozesse an der freien, wellenbewegten Wasseroberfläche dient der sogenannte *Reynold's Approach*. Bei diesem Ansatz wird das Geschwindigkeitsfeld  $\vec{u}$  und die Konzentration  $c$  jeweils in mittlere ( $\bar{u}$ ,  $\bar{c}$ ) und fluktuierende Komponenten ( $\vec{u}'$ ,  $c'$ ) zerlegt:

$$\vec{u} = \bar{u} + \vec{u}' \quad \text{und} \quad c = \bar{c} + c'. \quad (2.9)$$

Die fluktuierenden Komponenten  $\vec{u}'$  und  $c'$  stellen statistische Schwankungen des Geschwindigkeitsfeldes und der Konzentration um die zeitlichen Erwartungswerte  $\langle \vec{u} \rangle = \bar{u}$  und  $\langle c \rangle = \bar{c}$  dar.<sup>2</sup> Diese statistischen Schwankungen finden mit hoher Frequenz statt. Bei einer Mittelungszeit, die groß im Vergleich zu den bei den Fluktuationen typischen Zeitkonstanten ist, kann der fluktuieren Teil als zeitlich mittelwertfrei angesehen werden, also  $\langle \vec{u}' \rangle = 0$ . Mit diesem Ansatz und dem zweiten Fickschen Gesetz (2.4) erhält man folgende gemittelte Gleichung<sup>3</sup>:

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \bar{u} \nabla \bar{c} = -\nabla \bar{j} = -\nabla \left[ \langle c' \vec{u}' \rangle - D \nabla \bar{c} \right], \quad (2.10)$$

wobei  $\bar{j}$  die Summe der gemittelten turbulenten und molekular diffusiven Flüsse darstellt. Da direkt an der Phasengrenze ( $z = 0$ ) zwischen Wasser und Luft keine Turbulenzen vorhanden sein können, gilt dort das erste Ficksche Gesetz:

$$\bar{j} = -D \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} \Big|_{z=0} \quad \text{mit} \quad \bar{j} = |\langle \vec{j} \rangle| \quad (2.11)$$

Demzufolge kann die mittlere Flussdichte  $\bar{j}$  bei bekannter Diffusionskonstante  $D$  aus der Steigung des Konzentrationsprofils an der Wasseroberfläche ( $z = 0$ ) berechnet werden. Allgemein wird die Grenzschichtdicke  $z_*$  mit Hilfe der Gleichungen (2.7) und (2.11) als

$$z_* = \frac{\Delta c}{-\frac{\partial \bar{c}}{\partial z} \Big|_{z=0}} = \frac{D \Delta c}{\bar{j}} = \frac{D}{\langle k \rangle} \quad (2.12)$$

<sup>2</sup>Zeitlich gemittelte Größen  $x$  sind im weiteren Verlauf immer durch  $\langle x \rangle$  oder durch  $\bar{x}$  gekennzeichnet.

<sup>3</sup>Man erhält den gemittelten Term  $\langle c' \vec{u}' \rangle$  durch Substitution von  $\vec{u} \nabla c = \nabla(\vec{u} c) - c \nabla \vec{u}$ . Der zweite Term auf der rechten Seite ergibt aufgrund der Kontinuitätsgleichung für inkompressible Flüssigkeiten  $\nabla \vec{u} = 0$  null.

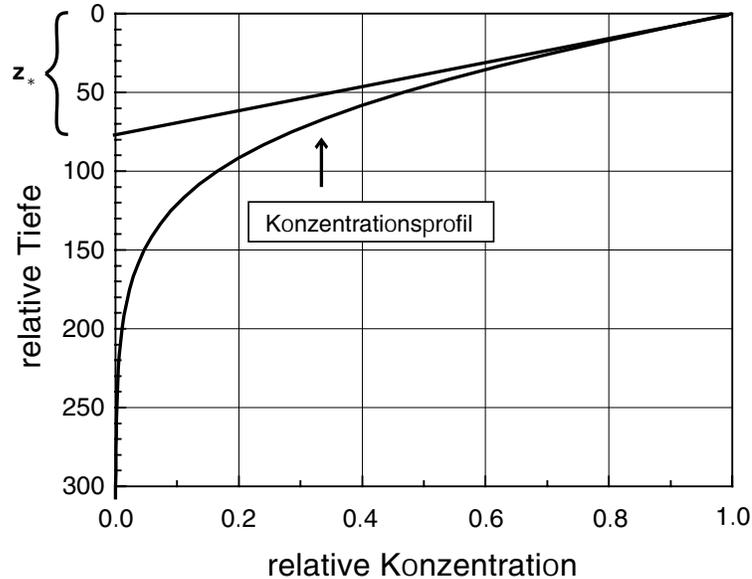


Abbildung 2.5: Definition der Grenzschichtdicke  $z_*$  als Differenz zwischen Wasseroberfläche und dem Schnittpunkt der Konzentration im Wasserkörper mit der Tangente an das Konzentrationsprofil bei  $z = 0$  (Wasseroberfläche). Quelle: [MÜNSTERER 1996].

definiert werden. Sie gibt die Tiefe der Wasserschicht an, innerhalb welcher der diffusive Transport den dominierenden Prozess darstellt. In Abbildung 2.5 lässt sich die geometrische Interpretation der Grenzschichtdicke  $z_*$  gut erkennen. Sie stellt die Differenz zwischen der Wasseroberfläche ( $z = 0$ ) und der Lage des Schnittpunkts der Konzentration im Wasserkörper mit der Tangente an das Konzentrationsprofil bei  $z = 0$  dar.

Die in (2.7) definierte Transfargeschwindigkeit  $k$  und die Grenzschichtdicke  $z_*$  aus (2.12) erlauben es nun eine charakteristische Zeit  $t_*$  zu definieren. Die Austauschzeit  $t_*$  gibt an wie lange ein Gas braucht, um die Grenzschicht  $z_*$  zu durchqueren.

$$t_* = \frac{z_*}{\langle k \rangle} = \frac{D}{\langle k \rangle^2} \quad (2.13)$$

Wie aus (2.13) schnell ersichtlich wird, kann, bei bekannter Diffusionskonstante  $D$ , das Problem der Bestimmung einer der drei Größen Grenzschichtdicke  $z_*$ , Austauschzeit  $t_*$  oder mittlere Transferrate  $\langle k \rangle$  auf das Problem der Bestimmung einer der beiden anderen Größen zurückgeführt werden. Ist eine dieser Größen bekannt, lassen sich die beiden anderen mit Hilfe der Diffusionskonstanten  $D$  sofort berechnen.

Die gemittelte Transportgleichung nach dem Reynold's Approach (2.10) lässt sich im Fall einer eindimensionalen Strömung vereinfachen. Wird die x/y-Ebene des Koordinatensystems in die Wasseroberfläche gelegt, wobei die Strömung in x-Richtung zeigen soll, gelten folgende Randbedingungen:

$$\frac{\partial c}{\partial x} = \frac{\partial c}{\partial y} = 0 \quad \text{und} \quad u_y = u_z = 0. \quad (2.14)$$

Physikalisch bedeutet dies, dass Konzentrationsunterschiede nur in der vertikalen  $z$ -Richtung (Tiefe) auftreten und dass lediglich die  $x$ -Komponente der Geschwindigkeit von Null verschieden ist. Mit diesen Randbedingungen reduziert sich die gemittelte Transportgleichung nach dem Reynold's Approach (2.10) zu folgender Differentialgleichung für die Konzentration:

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z} \bar{j} = \frac{\partial}{\partial z} \left( D \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} - \langle c' u_z' \rangle \right). \quad (2.15)$$

Aus Gleichung (2.15) folgt damit sofort für die mittlere Flussdichte

$$\bar{j} = - \left( D \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} - \langle c' u_z' \rangle \right). \quad (2.16)$$

Analog dazu ergibt sich für das Geschwindigkeitsfeld folgende Gleichung:

$$\frac{\partial \bar{u}_x}{\partial t} = \rho \frac{\partial}{\partial z} \left( \nu \frac{\partial \bar{u}_x}{\partial z} - \langle u_x' u_z' \rangle \right). \quad (2.17)$$

Die Gleichung (2.17) wird auch als *Reynolds*-Gleichung bezeichnet. Der Anteil der turbulente Strömung wird durch den Term  $\langle u_x' u_z' \rangle$ , auch *Reynold's stress* genannt, repräsentiert. Die Reynolds-Gleichung (2.17) kann im Falle einer stationären Strömung mit  $\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} = 0$  bzw.  $\frac{\partial \bar{u}_x}{\partial t} = 0$  analytisch gelöst werden. Als Lösung der Integration über die Tiefe (in  $z$ -Richtung) erhält man eine konstante Impulsstromdichte  $j_m$  in  $z$  Richtung:

$$j_m = \rho \left( \nu \frac{\partial \bar{u}_x}{\partial z} - \langle u_x' u_z' \rangle \right) =: \tau, \quad (2.18)$$

wobei der Term  $\nu \frac{\partial \bar{u}_x}{\partial z}$  den viskosen Transport und  $\langle u_x' u_z' \rangle$  den turbulenten Transport beschreibt. Per Definition entspricht die Impulsstromdichte  $j_m$  der Reibungskraft (Schubspannung)  $\tau$ , die an der Wasseroberfläche angreift. In der Literatur wird meist nicht die Impulsstromdichte  $j_m$  bzw. die Schubspannung  $\tau$  als Maß für den Impulstransport angegeben, sondern eine Größe mit den Einheiten einer Geschwindigkeit, die sogenannte Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$ :

$$u_*^2 = \frac{\tau}{\rho} \quad (2.19)$$

Sie ist ein Maß für den in den Wasserkörper eingetragenen Impuls. Da die Impulserhaltung gilt, kann die Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  als luftseitige oder wasserseitige Größe angegeben werden, die über die Dichten  $\rho$  verknüpft sind:

$$u_{* \text{Wasser}} = \sqrt{\frac{\rho_{\text{Luft}}}{\rho_{\text{Wasser}}}} u_{* \text{Luft}} \quad (2.20)$$

[PHILLIPS 1969] zeigte, dass das Profil der Windgeschwindigkeit  $u(z)$  über einer wellenbewegten Wasseroberfläche linear von der Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  abhängt und einen logarithmischen Verlauf hat:

$$u(z) = u_{* \text{Luft}} \kappa^{-1} \ln \left( \frac{z}{z_0} \right) \quad (2.21)$$

Als weitere Parameter gehen die *Karman'sche* Turbulenzkonstante  $\kappa \simeq 0,42$  und die effektive Rauigkeit der Wasseroberfläche  $z_0$  in die Formel für das Profil der Windgeschwindigkeit ein.

Eine weitere wichtige Größe zur Beschreibung von Transportvorgängen ist die dimensionslose Schmidtzahl  $Sc$ . Sie ist als Quotient aus kinematischer Zähigkeit des Mediums  $\nu$  und der molekularen Diffusionskonstanten  $D$  definiert und erlaubt es, den Transport von Impuls, Wärme und verschiedener Gase miteinander zu vergleichen:

$$Sc = \frac{\nu}{D}. \quad (2.22)$$

Bei dem Transport von Wärme ist anstelle der Schmidtzahl  $Sc$  die zu Ehren von *Ludwig Prandtl* benannte Prandtlzahl verwendet:

$$Pr = \frac{\nu \rho c_v}{\lambda}, \quad (2.23)$$

dabei ist  $\nu$ : kinematische Zähigkeit,  
 $\rho$ : Dichte,  
 $c_v$ : spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck,  
 $\lambda$ : Wärmeleitfähigkeit.

Bei einer Temperatur von 20°C beträgt die Schmidtzahl für  $CO_2$  in Wasser  $Sc = 600$ , für Wärme  $Pr = 7,0$  (vgl. Abbildung 2.6).

Abbildung 2.7 zeigt ein typisches Geschwindigkeitsprofil (Impulstransport) sowie ein typisches Konzentrationsprofil (Gasaustausch) in der luft- und wasserseitigen Grenzschicht. Eine größere Schmidtzahl bedeutet, dass das Verhältnis von molekularer Diffusion zur kinematischen Zähigkeit abgenommen hat. Also entspricht einer größeren Schmidtzahl eine kleinere Grenzschichtdicke  $z_*$ . Luftseitig unterscheiden sich die viskose Grenzschicht (Impulstransport), die molekulare Grenzschicht (Teilchentransport) und die thermische Grenzschicht (Wärmeleitung) nur wenig, da die Schmidtzahlen dort alle in der gleichen Größenordnung (um 1) liegen.

Bei einem Austauschprozess zwischen Luft und Wasser liegt der Haupttransportwiderstand im Allgemeinen entweder vollständig auf der Luft- oder vollständig auf der Wasserseite. Von den Faktoren, die den Haupttransportwiderstand beeinflussen, spielen die Löslichkeit  $\alpha$  und die Schmidtzahl  $Sc$  die entscheidende Rolle. Die Schmidtzahlen für Gase und Wärme sind im Wasser deutlich größer (Abbildung 2.6) als in Luft (um 1), d.h. im Wasser ist der molekulare Transport eines gelösten Gases bzw. der Wärme deutlich langsamer als der Impulstransport. Der Transferwiderstand wird also durch höhere Schmidtzahlen zur Wasserseite verschoben. Höhere Löslichkeiten im Wasser verschieben den Transportwiderstand wiederum zur Luftseite. Somit liegt für schwach lösliche Gase (z.B.  $CO_2$ : 0,6 - 1,7, siehe Abbildung 2.6) der Haupttransportwiderstand auf der Wasserseite. Im Gegensatz zu Gasen sind aufgrund der hohen Löslichkeit von Impuls (1000) und Wärme (4000) Impuls- und Wärmetransport luftseitig kontrolliert, während der molekulare Transport für fast alle Gase wasserseitig kontrolliert ist.

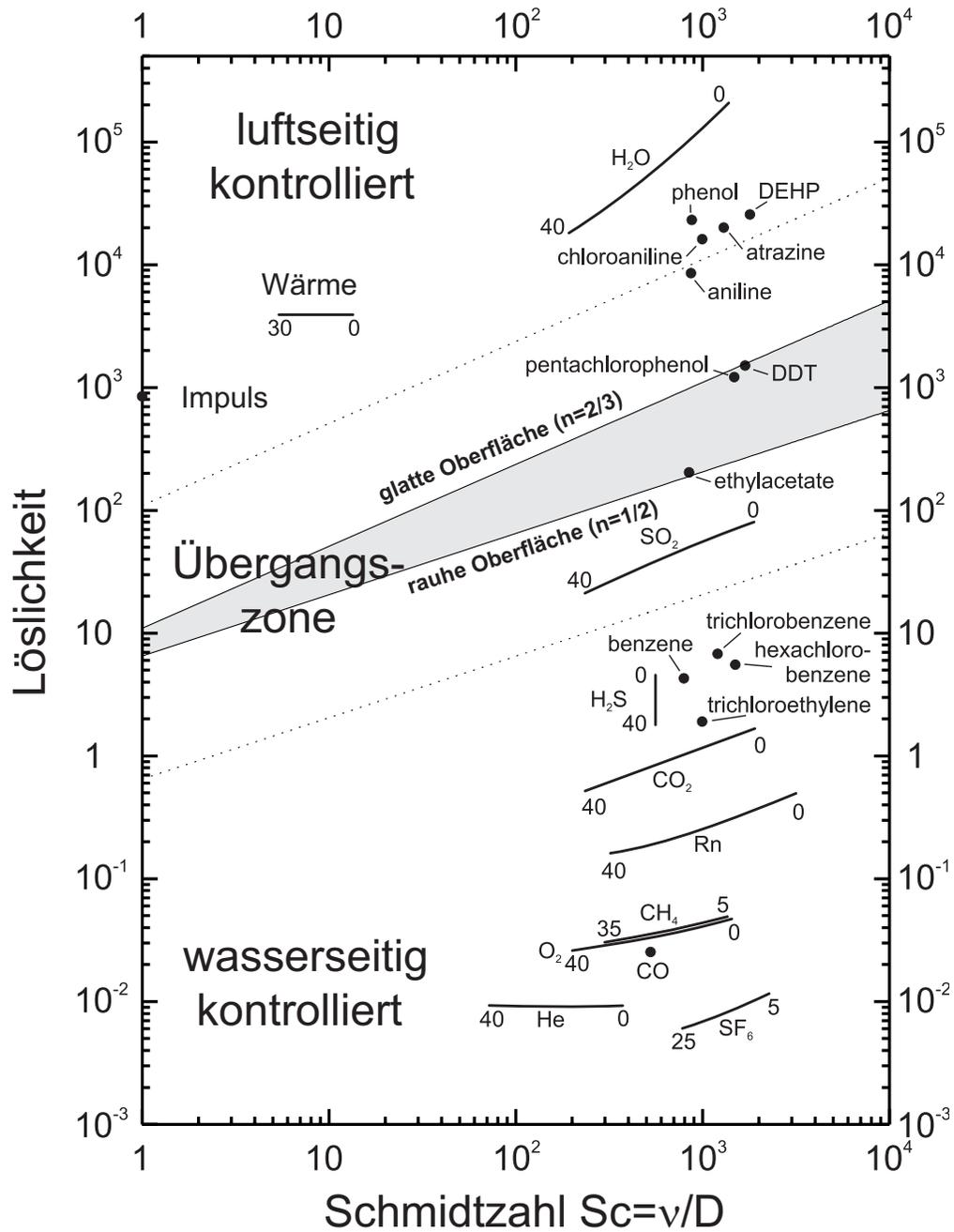


Abbildung 2.6: Schmidtzahl-Löslichkeitsdiagramm für verschiedene flüchtige Tracer, sowie Impuls und Wärme in Wasser bei unterschiedlichen Temperaturen, entnommen aus [JÄHNE und HAUSSECKER 1998]. Die Regionen, in denen der Austauschprozess wasserseitig, beidseitig oder luftseitig kontrolliert werden sind eingezeichnet. An der durchgezogenen Linie ist der Transferwiderstand in beiden Phasen gleich.

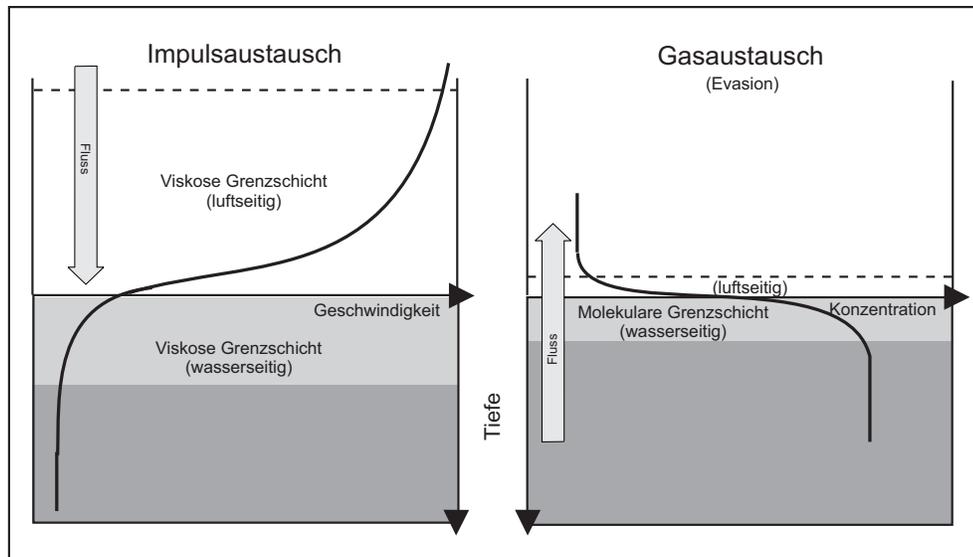


Abbildung 2.7: Geschwindigkeitsprofil (Impulstransport) und Konzentrationsprofil (Gasaustausch) in der Grenzschicht. Die Richtung der Flussraten ist durch Pfeile gekennzeichnet. Quelle: [SCHIMPF 2000]

## 2.3 Modelle des turbulenten Transport

Die Schwierigkeit beim Modellieren von Austauschprozessen liegt in der Veränderung der Transportmechanismen von einem überwiegend diffusiven Transport unmittelbar an der Wasseroberfläche hin zu einem turbulenten Transport im Tiefenwasser. Mathematisch bedeutet dies, den turbulenten Teil  $\langle c'u_z' \rangle$  der gemittelten Transportgleichung (2.15) durch ein geeignetes Modell zu beschreiben und zu vereinfachen, um so die Transportgleichung lösen zu können. In den folgenden Abschnitten werden drei Modelle, die sich in den letzten Jahrzehnten etabliert haben, vorgestellt. Es handelt sich dabei um das *Filmmodell*, das *Diffusionsmodell* und das *Oberflächenerneuerungsmodell*. Eine schematische Darstellung der zugrundeliegenden Ideen der Modelle findet sich in Abbildung 2.8. Das Diffusionsmodell ist eine Verfeinerung des Filmmodells, bei dem die stärksten Vereinfachungen getroffen werden. Das Oberflächenerneuerungsmodell stellt einen etwas anderen Ansatz dar. Eine ausführliche Herleitung und Beschreibung der Modelle findet sich unter Anderen bei [JÄHNE 1980].

### 2.3.1 Filmmodell

Im Filmmodell, als einfachstes der hier vorgestellten Modelle, wird die Annahme getroffen, dass der Massentransport von der Atmosphäre ins Tiefenwasser in zwei komplett getrennte Bereiche eingeteilt werden kann. In der Grenzschicht mit einer Dicke von  $z_*$  findet ein rein diffusiver Transport statt. Dies entspricht einer Situation, in der das Gas einen komplett bewegungslosen Film durchquert. Unterhalb dieser Grenzschicht wiederum wird der Transport

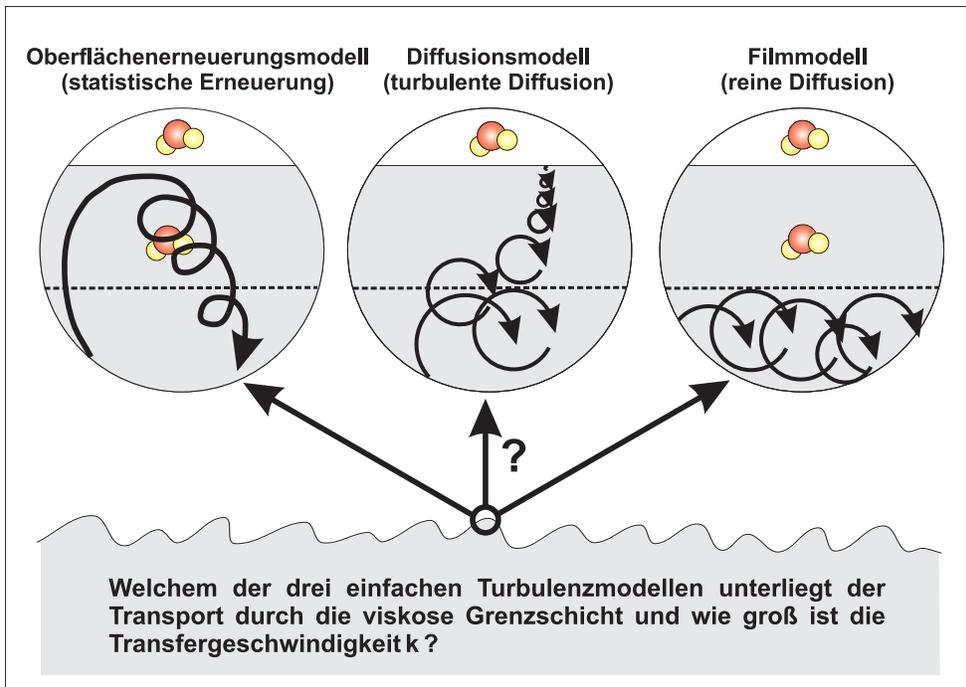


Abbildung 2.8: Beschreibung der Transportvorgänge in der viskosen Grenzschicht mit Hilfe des Oberflächenenerneuerungsmodells, des Diffusionsmodells und des Filmmodells. Die dabei jeweils zu Grunde liegenden Ideen sind schematisch dargestellt. Quelle: [SCHIMPF 2000]

durch voll ausgebildete Turbulenz geleistet. Als Konsequenz dieser Annahmen, ergibt sich, dass die Strömung bis zu einer gewissen Tiefe, der Grenzschichtdicke  $z_*$ , laminar ist und sich so dort ein lineares Konzentrationsprofil in der Grenzschicht einstellt (siehe Abbildung 2.9). Für die Transfervgeschwindigkeit ergibt sich also nach dem Filmmodell:

$$\langle k \rangle = \frac{D}{z_*} \quad (2.24)$$

Diese Vorhersagen stehen im Widerspruch zu bisherigen Beobachtungen. Zum einen entsteht in der Grenzschicht keine lineare Konzentrationsverteilung, zum anderen zeigen Experimente eine Abhängigkeit der Transfervgeschwindigkeit  $k$  von der Diffusionskonstante  $D$  mit einem kleineren Exponenten als 1:  $k \propto D^n$  mit  $n < 1$ .

Das Betrachten der Wasseroberfläche als unbeweglicher Film, was mathematisch als Randbedingung einer *festen Wand* realisiert wird, mit einem rein diffusiven Gastransport in der Grenzschicht stellt natürlich eine grobe Vereinfachung der tatsächlichen Situation einer wellenbewegten Wasseroberfläche dar. Dennoch trägt das Filmmodell zum Verständnis der Transportmechanismen bei und kann eine untere Grenze für die Austauschrate liefern, da jede Form von Turbulenz in der Grenzschicht den Transport stark beschleunigen würde.

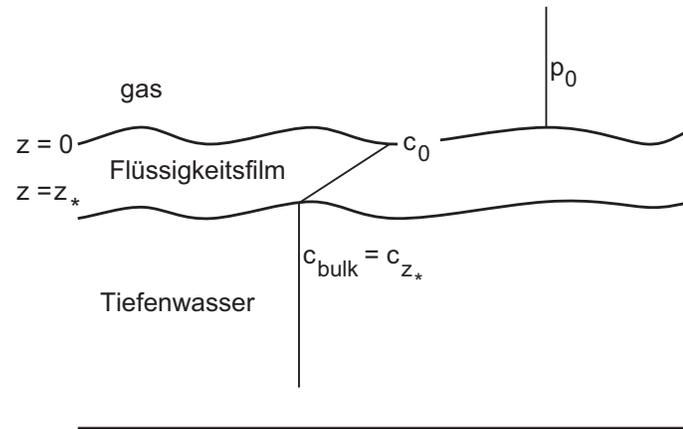


Abbildung 2.9: Eine schematische Darstellung des Filmmodells für Gastransport (nach [CUSLER 1984]). Die Grenzschicht wird als hypothetische, unbewegliche Schicht idealisiert. Der Gastransport über die Grenzschicht findet durch rein molekulare Diffusion statt. Der konstante Druck  $p_0$  impliziert, dass auf der Gasseite kein Transferwiderstand vorhanden ist.

### 2.3.2 Diffusionsmodell

In dem turbulenten Diffusionsmodell, in der Literatur auch *small eddy model* genannt, wird dem Einfluss der Turbulenz auf den Gastransport dadurch Rechnung getragen, dass eine tiefenabhängige, turbulente Diffusionskonstante  $K_t(z)$  eingeführt wird, die an der Wasseroberfläche selbst den Wert null annimmt (siehe [DEACON 1977] und [COANTIC 1986]). Das physikalische Bild, das hinter den Annahmen des Diffusionsmodells steht, basiert darauf, den turbulenten Anteil des Flusses durch Wirbel zu beschreiben, die bei Annäherung an die Wasseroberfläche kaskadenförmig kleiner werden und an der Wasseroberfläche schließlich verschwinden (siehe Abbildung 2.8). Da der turbulente Anteil am Gastransport mit der Tiefe aufgrund der größer werden Wirbel immer mehr zunimmt, wächst im Modell  $K_t(z)$  entsprechend bei größeren  $z$ -Werten. Ein schöne Darstellung zur Berechnung von  $K_t(z)$  findet sich in [COANTIC 1986]. Bei bekanntem  $K_t(z)$  kann das Konzentrationsprofil in der Grenzschicht bestimmt und daraus die Transfergeschwindigkeit  $k$  abgeleitet werden. Im weiteren soll hier der Ansatz von [COANTIC 1986] detailliert dargestellt werden, um so die grundsätzlichen Annahmen und Beschränkungen dieses Ansatzes zu verdeutlichen.

Unter der Annahme, dass die Konzentrationsfluktuationen gering im Vergleich zur mittleren Konzentration  $\bar{c}(z)$  sind, ist es möglich  $\bar{c}(z)$  als Taylorentwicklung um  $z = 0$  darzustellen<sup>4</sup>:

$$\bar{c}(z) = \bar{c}(0) + \sum_{i=1}^n \frac{1}{i!} \left. \frac{\partial^i \bar{c}}{\partial z^i} \right|_{z=0} \cdot z^i. \quad (2.25)$$

An der Wasseroberfläche gilt das erste Ficksche Gesetz und somit für einen stationären Zustand Gleichung (2.11):

$$D \left. \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} \right|_{z=0} = -\bar{j}. \quad (2.26)$$

Wiederholtes Ableiten von Gleichung (2.16) ergibt an der Wasseroberfläche mit  $z = 0$ :

$$D \left. \frac{\partial^2 \bar{c}}{\partial z^2} \right|_{z=0} = \left. \frac{\partial}{\partial z} \langle c' u'_z \rangle \right|_{z=0} = \left( \left\langle u'_z \frac{\partial c'}{\partial z} \right\rangle + \left\langle c' \frac{\partial u'_z}{\partial z} \right\rangle \right) \Big|_{z=0} = 0, \quad (2.27)$$

$$D \left. \frac{\partial^3 \bar{c}}{\partial z^3} \right|_{z=0} = \left. \frac{\partial^2}{\partial z^2} \langle c' u'_z \rangle \right|_{z=0} = \left( \underbrace{\left\langle u'_z \frac{\partial^2 c'}{\partial z^2} \right\rangle}_{=0} + 2 \underbrace{\left\langle \frac{\partial u'_z}{\partial z} \frac{\partial c'}{\partial z} \right\rangle}_{\equiv \alpha_3} + \underbrace{\left\langle c' \frac{\partial^2 u'_z}{\partial z^2} \right\rangle}_{=0} \right) \Big|_{z=0}, \quad (2.28)$$

$$\begin{aligned} D \left. \frac{\partial^4 \bar{c}}{\partial z^4} \right|_{z=0} &= \left. \frac{\partial^3}{\partial z^3} \langle c' u'_z \rangle \right|_{z=0} \\ &= \left( \underbrace{\left\langle c' \frac{\partial^3 u'_z}{\partial z^3} \right\rangle}_{=0} + 3 \underbrace{\left\langle \frac{\partial c'}{\partial z} \frac{\partial^2 u'_z}{\partial z^2} \right\rangle}_{\equiv \alpha_4} + 3 \underbrace{\left\langle \frac{\partial^2 c'}{\partial z^2} \frac{\partial u'_z}{\partial z} \right\rangle}_{\equiv \beta_4} + \underbrace{\left\langle c' \frac{\partial^2 u'_z}{\partial z^2} \right\rangle}_{=0} \right) \Big|_{z=0} \end{aligned} \quad (2.29)$$

Im folgenden werden zunächst die Randbedingungen für zwei Situationen aufgestellt:

1. **Starre unbewegliche Oberfläche:** Diese Situation wird häufig auch kurz als „feste Wand“ bezeichnet. Man beobachtet, dass sich die Wasseroberfläche wie eine feste Wand verhält und die Flüssigkeit unmittelbar an der Oberfläche sich in Ruhe befindet, d.h

---

<sup>4</sup>Die im weiteren Verlauf gemachten Berechnungen gelten strenggenommen nur für Gase mit ausreichend hohen Schmidtzahlen ( $Sc > 100$ ). Eine hohe Schmidtzahl ist gleichbedeutend mit einer dünnen diffusiven Grenzschicht. Die Konzentrationsfluktuationen werden von den Wirbeln in der Grenzschicht verursacht. Da die Wirbelgröße vom Abstand zur Wasseroberfläche abhängt, sind in dünnen Grenzschichten kleinere Wirbel vorhanden, die auch nur geringe Fluktuationen erzeugen. Für Wärme müssten aufgrund der kleinen Schmidtzahl ( $Sc = 7$  bei  $20^\circ\text{C}$ ) bzw. großen Grenzschichtdicke noch Terme höherer Ordnung der Taylorentwicklung als hier dargestellt berücksichtigt werden.

sich keine Flüssigkeit entlang der Wand bewegen kann. Dies führt dazu, dass alle Geschwindigkeitsfluktuationen an der Wasseroberfläche verschwinden müssen:

$$u'_x = u'_y = u'_z = 0 \quad \text{bei} \quad z = 0. \quad (2.30)$$

Die Kontinuitätsgleichung für inkompressible Flüssigkeiten

$$\frac{\partial u'_x}{\partial x} + \frac{\partial u'_y}{\partial y} + \frac{\partial u'_z}{\partial z} = 0 \quad (2.31)$$

ergibt mit der Randbedingung (2.30)

$$\left. \frac{\partial u'_z}{\partial z} \right|_{z=0} = 0. \quad (2.32)$$

In Analogie zum Geschwindigkeitsfeld wird für das Konzentrationsfeld entsprechend

$$c' = 0 \quad \text{bei} \quad z = 0 \quad (2.33)$$

angenommen.

2. **Bewegliche Oberfläche:** Hier wird angenommen, dass nur die Geschwindigkeitsfluktuationen senkrecht zur Wasseroberfläche verschwinden. Die Fluktuationen  $u'_x$  und  $u'_y$  können von null verschieden sein, so dass sich die Randbedingung (2.30) zu

$$u'_z = 0 \quad \text{bei} \quad z = 0 \quad (2.34)$$

reduziert. Mit der Kontinuitätsgleichung erhält man jetzt

$$\left. \frac{\partial u'_z}{\partial z} \right|_{z=0} = - \left( \left. \frac{\partial u'_x}{\partial x} + \frac{\partial u'_y}{\partial y} \right) \right|_{z=0} \neq 0. \quad (2.35)$$

Der Zustand  $c' = 0$  bei  $z = 0$  wird jedoch weiterhin als gegeben angenommen.

Die Randbedingungen für eine *feste Wand* haben zur Folge, dass in der Taylorentwicklung (2.25) um  $z = 0$  bis zur vierten Ableitung lediglich der Term  $\alpha_4$  in Gleichung (2.29) ungleich null ist. Die Taylorentwicklung der Konzentration stellt sich somit folgendermaßen dar:

$$\bar{c}(z) = \bar{c}(0) - \underbrace{\frac{\bar{j}}{D} z}_{\text{Diffusion}} + 0 + \underbrace{\frac{1}{4!} \frac{z^4}{D} \alpha_4 + \text{Terme höherer Ordnung}}_{\text{turbulenter Transport}}. \quad (2.36)$$

Ersetzt man den turbulenten Term in Gleichung (2.16) durch eine tiefenabhängige turbulente Diffusionskonstante  $K_t(z) \frac{\partial \bar{c}}{\partial z}$  erhält man:

$$\bar{j} = (D + K_t(z)) \frac{\partial \bar{c}}{\partial z}(z) \quad \Rightarrow \quad K_t(z) = D - \frac{\bar{j}}{\frac{\partial \bar{c}}{\partial z}}. \quad (2.37)$$

Ableiten der Gleichung (2.36) nach  $z$  und anschließendes Einsetzen von  $\frac{\partial \bar{c}}{\partial z}$  in Gleichung (2.37) ergibt folgenden Zusammenhang für die turbulente Diffusionskonstante  $K_t(z)$ :

$$K_t(z) = D \left( 1 - \frac{1}{\bar{j} - \frac{1}{6}\alpha_4 z^3 + \text{Terme höherer Ordnung}} \right). \quad (2.38)$$

Verwenden der Näherung

$$(1 - x)^{-1} \approx 1 + \frac{1}{2}x + x^2 + \dots \quad (2.39)$$

für kleine  $x$ -Werte erlaubt es schließlich,  $K_t(z)$  für kleine  $z$ -Werte, also in der Nähe der Wasseroberfläche, in folgender Form anzugeben:

$$K_t(z) = \tilde{\alpha} z^3 + \dots \quad \text{mit} \quad \tilde{\alpha} = \frac{D\alpha_4}{12\bar{j}} \quad (2.40)$$

Betrachtet man nun die Randbedingungen für eine *bewegte Wasseroberfläche*, erkennt man, dass der erste von null verschiedene Term der Taylorentwicklung (2.25)  $\alpha_3$  in Gleichung (2.28) ist. Die Taylorentwicklung reduziert sich also zu:

$$\bar{c}(z) = \bar{c}(0) - \underbrace{\frac{\bar{j}}{D}z}_{\text{Diffusion}} + 0 + \underbrace{\frac{1}{3!} \frac{z^3}{D} \alpha_3 + \text{Terme höherer Ordnung}}_{\text{turbulenter Transport}}. \quad (2.41)$$

Da man die Terme der Ordnung  $z^4$  und höher im Vergleich zu  $z^3$  vernachlässigen kann, erhält man entsprechend zur Situation einer *festen Wand* für  $K_t(z)$ :

$$K_t = D \left( 1 + \frac{1}{\bar{j} - \frac{1}{2}\alpha_3 z^2 + \text{Terme höherer Ordnung}} \right). \quad (2.42)$$

Mit Hilfe der Näherung (2.39) ergibt sich also für eine bewegte Wasseroberfläche und für kleine  $z$ :

$$K_t = \tilde{\tilde{\alpha}} z^2 + \dots \quad \text{mit} \quad \tilde{\tilde{\alpha}} = \frac{D\alpha_3}{4\bar{j}}. \quad (2.43)$$

In der Literatur werden  $z$ ,  $t$  und  $\bar{c}$  häufig durch dimensionslose Variablen ersetzt, um verschiedene Randbedingungen besser vergleichen zu können:

$$z_+ = \frac{z}{z_*}, \quad t_+ = \frac{t}{t_*}, \quad \bar{c}_+ = \frac{\bar{c}}{\Delta \bar{c}}, \quad (2.44)$$

wobei  $\Delta \bar{c} = \bar{c}(0) - \bar{c}_{bulk}$  die Konzentrationsdifferenz zwischen der Wasseroberfläche  $\bar{c}(0)$  und einer Referenzkonzentration im Tiefenwasser  $\bar{c}_{bulk}$  darstellt. Meist wird dabei angenommen,

dass  $\bar{c}_{bulk} = 0$  ist, so dass an der Wasseroberfläche  $\bar{c}_+(0) = 1$  gilt. Mit Hilfe dieser dimensionslosen Variablen lassen sich die genäherten Formeln (2.40) und (2.43) für  $K_t(z)$  in kompakterer Form schreiben:

$$\frac{\partial \bar{c}_+}{\partial t_+} = \frac{Dt_*}{z_*^2} \frac{\partial}{\partial z_+} \left[ \left( 1 + \frac{\alpha_m z_*^m}{D} z_+^m \right) \frac{\partial \bar{c}_+}{\partial z_+} \right], \quad (2.45)$$

wobei hier je nach Randbedingung der Exponent  $m$  die Werte 2 (bewegte Wasseroberfläche) oder 3 (feste Wand) annimmt. Einsetzen der Gleichungen (2.13) und (2.24) lassen erkennen, dass  $\frac{Dt_*}{z_*^2} = 1$ , und mit  $\alpha_+ = \frac{\alpha_m z_*^m}{D}$  ergibt sich für Gleichung (2.45)

$$\frac{\partial \bar{c}_+}{\partial t_+} = \frac{\partial}{\partial z_+} \left[ (1 + \alpha_{m+} z_+^m) \frac{\partial \bar{c}_+}{\partial z_+} \right]. \quad (2.46)$$

Mit der Randbedingung

$$\bar{j}_+(z_+) := -\frac{\partial \bar{c}_+}{\partial z_+} = \begin{cases} -\frac{\partial \bar{c}_+}{\partial z_+} \Big|_{z_+=0} & = 1 \\ \lim_{z_+ \rightarrow \infty} & = 0 \end{cases} \quad (2.47)$$

reduziert sich das Problem, Gleichung (2.46) für einen stationären Zustand zu lösen, darauf,

$$(1 + \alpha_{m+} z_+^m) \frac{\partial \bar{c}_+}{\partial z_+} = 1 \quad \text{bzw.} \quad (1 + \alpha_{m+} z_+^m) \bar{j}_+ = 1 \quad (2.48)$$

zu lösen. Unter der Annahme, dass  $c_{bulk} = 0$  ist, gilt

$$\bar{c}_+(z_+) = \int_{z_+}^{\infty} \bar{j}_+(z'_+) dz'_+ \quad \text{bzw.} \quad 1 = \bar{c}_+(0) = \int_0^{\infty} \bar{j}_+(z'_+) dz'_+ \quad (2.49)$$

und man erhält so als Lösung von Gleichung (2.48) für das Konzentrationsprofil  $\bar{c}_+(z_+)$  in Integralform:

$$\bar{c}_+(z_+) = \int_{z_+}^{\infty} \frac{1}{1 + \alpha_{m+} z'^m} dz'_+ = 1 - \int_0^{z_+} \frac{1}{1 + \alpha_{m+} z'^m} dz'_+. \quad (2.50)$$

Das zum Bestimmen des Konzentrationsprofils benötigte  $\alpha_{m+}$  muss aufgrund der Randbedingung (2.49) den Zusammenhang

$$\int_0^{\infty} \frac{1}{1 + \alpha_{m+} z'^m} dz'_+ = 1 \quad (2.51)$$

erfüllen. Mit Gleichung (2.51) berechnet sich  $\alpha_{m+}$  zu

$$\alpha_{m+} = \left( \frac{\pi}{m \sin \frac{\pi}{m}} \right)^m. \quad (2.52)$$

Die Gleichungen (2.50) und (2.52) erlauben es nun, das Konzentrationsprofil für eine unbewegliche Wasseroberfläche ( $m = 2$ ) und eine bewegliche Wasseroberfläche ( $m = 3$ ) zu berechnen. Für die Situation einer *festen Wand* ergibt sich für das Konzentrationsprofil  $\bar{c}_+(z_+)$ :

$$\bar{c}_+(z_+) = \frac{2}{\pi} \operatorname{arccot} \left( \frac{\pi}{2} z_+ \right). \quad (2.53)$$

Für  $m = 3$ , also einer beweglichen Wasseroberfläche, kann folgende Gleichung für das Konzentrationsprofil berechnet werden:

$$\begin{aligned} \bar{c}_+(z_+) = & \frac{3}{4} - \frac{1}{4\pi} \left[ 2\sqrt{3} \log \left( 9 + 2\sqrt{3}\pi z \right) - 6 \arctan \left( \frac{1}{\sqrt{3}} - \frac{4\pi z}{9} \right) \right. \\ & \left. - \sqrt{3} \log \left( 81 - 18\sqrt{3}\pi z + 12\pi^2 z^2 \right) \right]. \end{aligned} \quad (2.54)$$

Die beiden berechneten Konzentrationsprofile (2.53) und (2.54) sind in Abbildung 2.10 dargestellt.

### 2.3.3 Oberflächenerneuerungsmodell

Beim Oberflächenerneuerungsmodell, auch *surface renewal model* genannt, wird wie beim Filmmodell angenommen, dass Diffusion für den Gastransport durch die Grenzschicht verantwortlich ist. Zusätzlich zum Transport durch Diffusion findet aber auch Transport durch einen Austausch kleiner Wasservolumen in der Grenzschicht durch Tiefenwasser statt. Dieser Austausch entsteht durch Wirbel, die in statistischen Zeitintervallen bis in die Grenzschicht hineinreichen. Diese Wirbel reißen kleine Volumenelemente des Oberflächenwassers mit ins gut durchmischte Tiefenwasser und sorgen so dafür, dass das Oberflächenwasser durch Tiefenwasser ersetzt wird. Zunächst wurde versucht die Erneuerung des Oberflächenwassers durch periodische Erneuerungsereignisse zu beschreiben [HIGBIE 1935]. In späteren Modellen [DANCKWERTS 1951] und [HARIOTT 1962]) wurden die periodischen Erneuerungsereignisse durch statistisch verteilte oder zufällige ersetzt.

Der Erneuerungsprozess selbst kann auch durch eine Erweiterung des Filmmodells erklärt werden. In Abbildung 2.11 wird dies schematisch dargestellt. Die Flüssigkeit wird wie im Filmmodell in zwei getrennte Regionen aufgeteilt. Neben der reinen Diffusion kann an jeden Punkt in der Grenzschicht ein zusätzlicher Prozess eintreten, bei dem ein Volumenelement aus der Grenzschicht durch ein Volumenelement des Tiefenwasser ersetzt wird. Mathematisch wird ein solcher Austausch durch eine statistische Erneuerungsrate  $\lambda$  für ein Volumenelement der Grenzschicht beschrieben. Mit diesem Ansatz können auch leicht chemische Reaktionen berücksichtigt werden, indem man einfach eine chemische Erneuerungsrate  $\lambda_{chem}$  addiert. Üblicherweise wird eine tiefenabhängige Erneuerungsrate  $\lambda$  angenommen und als Parametrisierung für  $\lambda$  eine Potenzfunktion bezüglich der Wassertiefe gewählt ([JÄHNE 1985]):

$$\lambda = \gamma_p z^p, \quad \text{mit } p \geq 0. \quad (2.55)$$

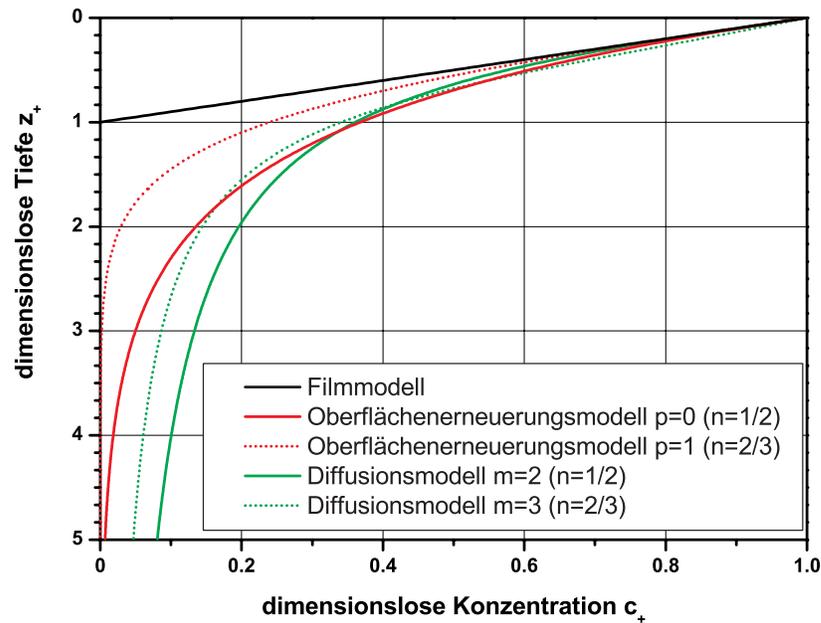


Abbildung 2.10: Vergleich der durch die Modelle vorausgesagten Konzentrationsprofile. Neben dem Filmmodell (schwarz) werden die jeweiligen Konzentrationsprofile des Oberflächenenerneuerungs- (rot) und des Diffusionsmodell (grün) für einen Schmidtzahl exponenten von  $n = \frac{1}{2}$  und  $n = \frac{2}{3}$  dargestellt. Der durch das Oberflächenenerneuerungsmodell vorausgesagte höhere Grad an Turbulenz zeigt sich im schnelleren Abfall der mittleren Konzentration  $\bar{c}_+$  gegenüber dem Diffusionsmodell.

Der Fall  $p = 0$  beschreibt den klassischen Fall des Oberflächenenerneuerungsmodells, der zuerst von [HIGBIE 1935] und [DANCKWERTS 1951] formuliert wurde und in dem die Erneuerungsrate  $\lambda$  nicht tiefenabhängig ist. Hierdurch wird die klassische hydrodynamische Annahme, dass ein Volumenelement direkt an der Wasseroberfläche dort auch verharnt, verletzt. Für  $p > 0$  verschwindet  $\lambda$  an der Wasseroberfläche, so dass dann das Konvergenzkriterium für Oberflächenfilme erfüllt wird. Mit dem Potenzansatz wird der turbulente Term der Transportgleichung (2.15) zu:

$$\frac{\partial}{\partial z} \langle c' u'_z \rangle = -\gamma_p z^p \bar{c}. \quad (2.56)$$

Der Einfachheit halber wird im weiteren Verlauf angenommen, dass die Konzentration der betrachteten Gase im Tiefenwasser null ist. Mit dem Ansatz (2.56) ergibt sich folgende zu lösende Gleichung

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} = D \frac{\partial^2 \bar{c}}{\partial z^2} - \gamma_p z^p \bar{c}. \quad (2.57)$$

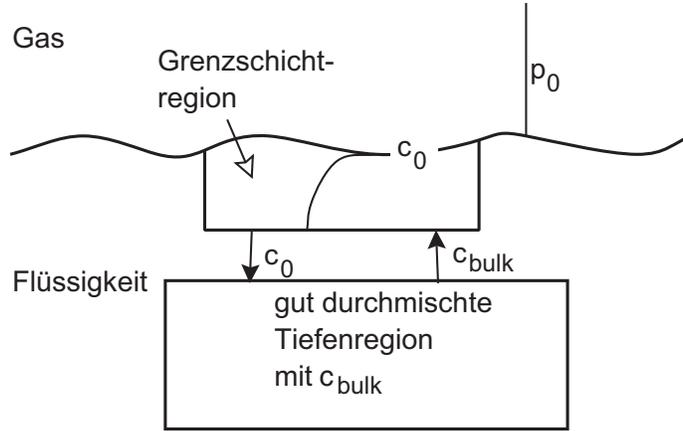


Abbildung 2.11: Das Oberflächenenerneuerungsmodell für Gastransport (nach [CUSSLER 1984]).

Man stellt sich die Flüssigkeit durch zwei voneinander getrennte Regionen aufgebaut vor: eine gut durchmischte Tiefenregion und eine Grenzschicht, in der die Erneuerungsprozesse so schnell ablaufen, dass sie sich wie ein dicker Oberflächenfilm verhält. Die Erneuerungsprozesse werden durch Wirbel aus der Tiefenregion verursacht.

Mit den in (2.44) eingeführten dimensionslosen Variablen lässt sich Gleichung 2.57 in einfacher Form darstellen:

$$\frac{\partial \bar{c}_+}{\partial t_+} = \frac{\partial^2 \bar{c}_+}{\partial z_+^2} - \gamma_{p+} \bar{c}_+, \quad (2.58)$$

$$\text{mit } \gamma_{p+} = \gamma_p z_*^p.$$

Die Randbedingung für einen stationären Zustand entspricht wiederum wie in Abschnitt 2.3.2

$$\bar{j}_+(z_+) := -\frac{\partial \bar{c}_+}{\partial z_+} = \begin{cases} -\frac{\partial \bar{c}_+}{\partial z_+} \Big|_{z_+=0} & = 1 \\ \lim_{z_+ \rightarrow \infty} & = 0. \end{cases} \quad (2.59)$$

Mit der Randbedingung lässt sich nun die dimensionslose Transportgleichung (2.58) lösen, wobei eine analytische Lösung nur für den klassischen Fall mit  $p = 0$  möglich ist. Das Konzentrationsprofil  $\bar{c}_+(z_+)$  berechnet sich für  $p = 0$  zu:

$$\bar{c}_+(z_+) = \exp(-z_+). \quad (2.60)$$

Für alle  $p > 0$  kann die Transportgleichung (2.58) nur numerisch gelöst werden. Die Transportgleichung ergibt im Fall  $p = 1$  die sogenannte *Airy Differentialgleichung*:

$$\frac{\partial^2 \bar{c}_+}{\partial z_+^2} = \gamma_{p+} z_+ \bar{c}_+. \quad (2.61)$$

Gleichung (2.61) hat als Lösung für das Konzentrationsprofil  $\bar{c}_+$  die *Airy-Funktion*:

$$\bar{c}_+(z_+) = \frac{1}{\text{Ai}(0)} \text{Ai} \left( \frac{\text{Ai}(0)}{\text{Ai}'(0)} z_+ \right). \quad (2.62)$$

Hierbei stehen die gestrichenen Buchstaben für die erste Ableitung nach  $z$ . Die Werte  $Ai(0)$  und  $Ai(0)/Ai'(0)$  haben näherungsweise die Werte 0,3550 bzw. 1,372. Die beiden hier vorgestellten Lösungen für  $p = 0$  und  $p = 1$  sind in Abbildung 2.10 dargestellt. Das Oberflächenerneuerungsmodell wie auch das Diffusionsmodell gehen im Grenzfall, also für große  $p$  bzw.  $m$ , in das ebenfalls in Abbildung 2.10 dargestellte Filmmodell mit einem linearen Konzentrationsprofil über:

$$\bar{c}_+ = \begin{cases} 1 - z_+ & 0 \leq z_+ \leq 1 \\ 0 & z_+ > 1 \end{cases}, \quad \text{für } p, m \rightarrow \infty. \quad (2.63)$$

### 2.3.4 Folgerungen aus den Modellen für stationäre Zustände

Sowohl das Diffusionsmodell als auch das Oberflächenerneuerungsmodell sind nur für Sonderfälle analytisch lösbar. Hierbei zeigten sie aber eine gute Übereinstimmung mit Messergebnissen. Beispielsweise bestätigten sich die für eine feste Wand berechneten Austauschraten [DEACON 1977] bei verschiedenen Messungen an einer filmbedeckten (glatten) Oberfläche (siehe u.A. [SCHIMPF 2000]). Beide Grenzschichtmodelle liefern bei Gasen mit ausreichend hohen Schmidtzahlen ( $Sc > 100$ ) die gleiche Abhängigkeit der Transfargeschwindigkeit  $k$  vom Schmidtzahlexponenten  $n$ :

$$k \propto u_* Sc^{-n} \quad (2.64)$$

Der Exponent  $n$  ergibt in beiden Modellen je nach Situation den gleichen Wert,  $n = 2/3$  für eine feste Wand, und  $n = 1/2$  für eine freie Oberfläche, wobei  $n$  wie beschrieben aus den Potenzansätzen berechnet werden kann. Für Wärme weicht der Wert des Schmidtzahlexponenten aufgrund der kleineren Schmidtzahl ( $Sc = 7$  bei  $20^\circ\text{C}$ ) für eine feste Wand (glatte Wasseroberfläche) allerdings etwas ab [DEACON 1977] und nimmt einen Wert von 0,61 an. Die Abweichung von  $2/3$  wird durch Terme höherer Ordnung verursacht, die bei einer dickeren Grenzschicht, respektive kleineren Schmidtzahlen berücksichtigt werden müssen. Im Falle des Diffusionsmodells ist der Zusammenhang zwischen dem Schmidtzahlexponent  $n$  und dem Modellparameter  $m$ :

$$n = 1 - \frac{1}{m}. \quad (2.65)$$

Für das Oberflächenerneuerungsmodell (siehe [CSANADY 1990]) ergibt sich der Schmidtzahlexponent aus:

$$n = 1 - \frac{1}{p+2}. \quad (2.66)$$

Die Messung der Transfargeschwindigkeit  $k$  erlaubt also keine Differenzierung zwischen dem Diffusions- und dem Oberflächenerneuerungsmodell. Durch die Messung der Transfargeschwindigkeit kann lediglich ihre Abhängigkeit von externen Parametern wie der Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  und dem Schmidtzahlexponent  $n$  bestimmt werden. Durch die Bestimmung dieser Parameter ist es zwar möglich den Übergang von einer festen Wand

zu einer freien Oberfläche zu differenzieren, Einblicke in die dem Gastransport zugrundeliegenden Transportmechanismen hingegen können aber nicht gewonnen werden. Dies gilt insbesondere auch für die Bestimmung der Transfergeschwindigkeit  $k_h$  für Wärme durch eine Infrarotkamera mit Hilfe der *Controlled Flux Technique* (CFT) bei einem konstanten Wärmefluss (vgl. u.A. [LIBNER 1987], [JÄHNE et al. 1989], [SCHIMPF 2000]).

Die Modelle unterscheiden sich allerdings in der Vorhersage des Konzentrationsprofils signifikant (vgl. Abbildung 2.10). Um die Modelle unterscheiden zu können, sind experimentelle Techniken notwendig, die in der Lage sind, die Konzentrationsprofile über die Grenzschicht zu messen, wie beispielsweise die Laser Induzierte Fluoreszenz Methode (LIF, [MÜNSTERER 1996]), bzw. Techniken, die eine Untersuchung der turbulenten Transportprozesse erlauben. Der im Rahmen dieser Arbeit vorgestellte Ansatz, die Transfergeschwindigkeit  $k_h$  nicht wie bisher bei einem vorgegeben konstanten Wärmefluss, sondern bei einem sich periodisch verändernden Wärmefluss zu bestimmen, bietet neben anderer Vorteile auch die Möglichkeit, zwischen den Modellen zu differenzieren. Die hierfür notwendigen dynamischen Lösungen des Diffusions- und des Oberflächenerneuerungsmodells werden im folgenden Abschnitt 2.3.5 vorgestellt, wobei wie in den Abschnitten 2.3.2 und 2.3.3 der Lösungsansatz sowohl für Gase wie auch für Wärme gilt. Für den Wärmetransport ist wie beim stationären Zustand wiederum der gegenüber dem Gastransport veränderten Wert des Schmidtzahl exponenten  $n$  zu berücksichtigen.

### 2.3.5 Periodische Flüsse

Die in den vorangegangenen Abschnitten 2.3.2 und 2.3.3 vorgestellten Lösungen der Transportgleichung (2.15) für das Diffusions- und das Oberflächenerneuerungsmodell bezogen sich auf stationäre Zustände. Die berechneten Konzentrationsprofile gelten also nur für zeitlich konstante Flüsse. Unter der Voraussetzung, dass die Frequenz  $\omega$  klein im Vergleich zur Austauschzeit  $t_*$  ist ( $\omega t_* \ll 1$ ), bleiben diese Lösungen auch bei einem sich periodisch verändernden Fluss richtig. Die mittlere Amplitude der Konzentration an der Wasseroberfläche entspricht in diesem Fall der Amplitude des stationären Zustandes. Bei höheren Frequenzen allerdings erfährt die Amplitude an der Wasseroberfläche, ähnlich einem Tiefpass in der Signaltheorie eine immer stärkere Dämpfung und beginnt dem periodischen Fluss hinterherzuhinken. Im Folgenden wird die Amplitudendämpfung bzw. die Phasenverschiebung an der Wasseroberfläche für die einzelnen Modelle<sup>5</sup> bei einem sich sinusartig verändernden Fluss berechnet.

---

<sup>5</sup>In den Gleichungen werden die Modelle wie folgt gekennzeichnet:

- (F) - Filmmodell
- (D) - Diffusionsmodell
- (SR) - Oberflächenerneuerungsmodell

## Analytische Lösungen

Die Fouriertransformation der Transportgleichungen (2.46) und (2.58) bezüglich der Zeit ergibt für das Diffusions- und das Oberflächenerneuerungsmodell folgende Differentialgleichungen für die komplexe Konzentration  $\tilde{c}_+(\omega_+)$ :

$$\begin{aligned} \text{(D)} \quad i\omega_+ \tilde{c}_+ &= \frac{\partial}{\partial z_+} \left[ (1 + \alpha_{m+} z_+^m) \frac{\partial \tilde{c}_+}{\partial z_+} \right] \\ \text{(SR)} \quad (i\omega_+ + \gamma_{p+} z_+^p) \tilde{c}_+ &= \frac{\partial^2 \tilde{c}_+}{\partial z_+^2} . \end{aligned} \quad (2.67)$$

mit  $\omega_+ = \omega t_*$ .

Allgemein ist eine Randbedingung durch die auf die Wasseroberfläche aufgebrachte Flussdichte gegeben. Im Fourierraum entspricht dies der Fouriertransformation einer sich zeitlich verändernden Flussdichte:

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial \tilde{c}_+}{\partial z_+} \right|_{z_+=0} &= -\tilde{j}_+(\omega_+) \\ \lim_{z_+ \rightarrow \infty} \tilde{c}_+(z_+) &= 0 . \end{aligned} \quad (2.68)$$

Die Gleichungen (2.67) können wiederum nur für wenige Fälle analytisch gelöst werden. Die Lösungen für das klassische Oberflächenerneuerungsmodell mit tiefenunabhängigen Erneuerungsrate  $\lambda$  ( $p = 0$ ) und für das Filmmmodell ( $p, m \rightarrow \infty$ ) werden im Folgenden vorgestellt.

Für das Oberflächenerneuerungsmodell mit  $p = 0$  kann die komplexe Transportgleichung (2.67) direkt integriert werden und die komplexe Konzentration  $\tilde{c}_+$  und die komplexe Flussdichte  $\tilde{j}_+$  werden zu:

$$\begin{aligned} \tilde{c}_+ &= \tilde{z}_e \exp(-z_+/\tilde{z}_e) \\ \text{(SR, } p = 0) \quad \tilde{j}_+ &= -\exp(-z_+/\tilde{z}_e), \end{aligned} \quad (2.69)$$

wobei  $\tilde{z}_e = (1 + i\omega_+)^{-1/2}$  die komplexe effektive Eindringtiefe für die Konzentration und die Flussdichte darstellt. An der Wasseroberfläche ( $z_+ = 0$ ) reduziert sich Gleichung (2.69) für die komplexe Konzentration  $\tilde{c}_+$  zu:

$$\text{(SR, } p = 0) \quad \tilde{c}_+(0) = \frac{1}{\sqrt{1 + i\omega_+}} . \quad (2.70)$$

Hieraus kann die Amplitudendämpfung und die Phasenverschiebung  $\Delta\varphi$  an der Wasseroberfläche bestimmt werden. Das System verhält sich bei sehr kleinen Frequenzen  $\omega_+$  wie im stationären Fall. Die Amplitude ist ungedämpft und ergibt aufgrund der dimensionslosen Variablen an der Wasseroberfläche  $|\tilde{c}_+(0)| = 1$ . Die Wert der dimensionslosen Amplitude  $|\tilde{c}_+(0)|$  an der Wasseroberfläche bei einem zeitlich variierenden Fluss mit einer höheren Frequenz  $\omega_+$  entspricht somit gerade dem Dämpfungsfaktor gegenüber dem Fall stationärer

Flüsse an der Wasseroberfläche. Die Phasenverschiebung  $\Delta\varphi$  berechnet sich aus der Differenz der Phase des aufgetragenen Flusses und der Phase der komplexen Konzentration an der Wasseroberfläche  $\varphi(0)$ . Die Phase des aufgetragenen Flusses wird als 0 angenommen, so dass sich Phasenverschiebung zu  $\Delta\varphi = -\varphi(0)$  ergibt. Für das Oberflächenerneuerungsmodell ergibt sich:

$$\begin{aligned} |\tilde{c}_+(0)| &= (1 + \omega_+^2)^{-1/4} \\ (\text{SR}, p = 0) \quad \Delta\varphi &= 0 - \varphi(0) \\ &= \arctan \left[ \frac{\omega_+}{(\sqrt{1+\omega_+^2})+1} \right]. \end{aligned} \quad (2.71)$$

Für den zweiten Fall, bei dem die Gleichungen (2.67) analytisch gelöst werden können, dem Filmmmodell ( $p, m \rightarrow \infty$ ), berechnet sich die komplexe Konzentration  $\tilde{c}_+$  und die komplexe Flussdichte  $\tilde{j}_+$  zu:

$$\begin{aligned} \tilde{c}_+ &= \frac{\sinh[\sqrt{i\omega_+}(1 - z_+)]}{\sqrt{i\omega_+} \cosh(\sqrt{i\omega_+})} \\ (\text{F}) \quad \tilde{j}_+ &= -\frac{\cosh[\sqrt{i\omega_+}(1 - z_+)]}{\cosh(\sqrt{i\omega_+})}. \end{aligned} \quad (2.72)$$

Die komplexe Konzentration  $\tilde{c}_+$  an der Wasseroberfläche ( $z_+ = 0$ ) reduziert sich damit zu:

$$(\text{F}) \quad \tilde{c}_+(0) = \frac{\tanh(\sqrt{i\omega_+})}{\sqrt{i\omega_+}}. \quad (2.73)$$

Als Amplitudendämpfung und Phasenverschiebung für das Filmmmodell ergibt sich:

$$\begin{aligned} |\tilde{c}_+(0)| &= \frac{1}{\sqrt{\omega_+}} \frac{\sqrt{\sinh^2(\frac{1}{2}\sqrt{2\omega_+}) + \sin^2(\frac{1}{2}\sqrt{2\omega_+})}}{\sqrt{\sinh^2(\frac{1}{2}\sqrt{2\omega_+}) + \cos^2(\frac{1}{2}\sqrt{2\omega_+})}} \\ (\text{F}) \quad \Delta\varphi &= 0 - \varphi(0) \\ &= \arctan \left[ \frac{\sinh \sqrt{2\omega_+} - \sin \sqrt{2\omega_+}}{\sinh \sqrt{2\omega_+} + \sin \sqrt{2\omega_+}} \right]. \end{aligned} \quad (2.74)$$

Alle weiteren Fälle sind nur noch numerisch lösbar. In den Abbildungen 2.12 und 2.13 sind neben den in diesem Abschnitt hergeleiteten analytischen Lösungen auch numerischen Lösungen für die Amplitudendämpfung bzw. Phasenverschiebung eingetragen. Die numerischen Lösungen für das Diffusionsmodell mit  $m = 2, 3$  und das Oberflächenerneuerungsmodell mit  $p = 1$  wurden mit Hilfe des Programms Mathematica<sup>6</sup> generiert. Das genaue numerischen Lösungsverfahren soll im Rahmen dieser Arbeit nicht beleuchtet werden, sondern es wird sich im weiteren darauf beschränkt, die Lösungen zusammen mit den analytischen Lösungen im Abschnitt 2.3.6 eingehenden zu besprechen.

<sup>6</sup>Mathematica® 5.0, Wolfram Research Inc., Champaign, IL 61820-7237 USA

### Phasenverschiebung für kleine Frequenzen

Im wichtigen Grenzfall kleiner Frequenzen ist es möglich, eine allgemeine Lösung für die Phasenverschiebung an der Wasseroberfläche anzugeben. Bei kleinen Frequenzen kann angenommen werden, dass keine Amplitudendämpfung, sondern lediglich eine Phasenverschiebung auftritt. Aus diesem Grund kann die komplexe Konzentration  $\tilde{c}_+$  als

$$\tilde{c}_+ = c_+(z_+)e^{i\varphi(z_+)} \quad (2.75)$$

geschrieben werden und die Randbedingungen (2.68) werden zu:

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial \tilde{c}_+}{\partial z_+} \right|_{z_+=0} &= -1 \\ \lim_{z_+ \rightarrow \infty} \tilde{c}_+(z_+) &= 0. \end{aligned} \quad (2.76)$$

Mit dem Ansatz (2.75) ergibt sich für die dimensionslosen Transportgleichungen (2.67) nach längerer Rechnung:

$$\begin{aligned} \text{(SR)} \quad \varphi'' + \varphi' \frac{2c'_+}{c_+} &= \omega_+ \\ \text{(D)} \quad \varphi'' + \varphi' \left( \frac{2c'_+}{c_+} - \frac{c''_+}{c_+} \right) &= \omega_+, \end{aligned} \quad (2.77)$$

was zu folgenden Lösungen für die Phase und damit auch für die Phasenverschiebung an der Wasseroberfläche führt:

$$\begin{aligned} \text{(SR)} \quad \varphi(0) &= \omega_+ \int_0^\infty c_+^2 dz_+ = \kappa_{\text{SR}} \omega_+ \\ \text{(D)} \quad \varphi(0) &= \omega_+ \int_0^\infty \frac{c_+^2}{c'_+} dz_+ = \kappa_{\text{D}} \omega_+. \end{aligned} \quad (2.78)$$

Die Gleichungen (2.78) zeigen, dass bei niedrigem Frequenzen die Phasenverschiebung an der Wasseroberfläche bei allen Modellen proportional zur Frequenz  $\omega_+$  ansteigt. Der jeweilige Proportionalitätsfaktor  $\kappa$  steht dabei in direktem Zusammenhang zum Konzentrationsprofil der stationären Lösung des jeweiligen Modells. Der Zusammenhang für die unterschiedlichen Modelle ist dabei verschieden. Folglich ist es möglich, aus der Bestimmung des Proportionalitätsfaktors Rückschlüsse auf das zugrundeliegende Modell zu ziehen.

Mit dem Ansatz (2.75) lässt sich darüberhinaus eine modellunabhängige Aussage über den Verlauf der in Gleichung (2.78) bestimmten Phasenverschiebung mit zunehmender Tiefe treffen. Ableiten von Gleichung (2.75) nach  $z_+$  ergibt

$$\frac{\partial \tilde{c}_+}{\partial z_+} = c'_+ e^{i\varphi} + ic_+ \varphi' e^{i\varphi} \quad (2.79)$$

und durch Ersetzen der Exponentialfunktion mit ihrer Taylorentwicklung erster Ordnung erhält man

$$\frac{\partial \tilde{c}_+}{\partial z_+} = c'_+ + ic'_+ \varphi + ic_+ \varphi' - c_+ \varphi \varphi'. \quad (2.80)$$

Für  $\varphi$  bzw.  $\varphi' \ll 1$  kann der letzte Term vernachlässigt werden. Zusammen mit der Randbedingung ergibt sich für  $z_+ = 0$  ein einfacher Zusammenhang zwischen der Phase und deren Ableitung nach  $z_+$ , welcher vollkommen unabhängig von irgendwelchen Modellannahmen ist, nämlich

$$\varphi'(0) = \varphi(0). \quad (2.81)$$

Aus Gleichung (2.81) kann man schließen, dass die Phasenverschiebung an der Wasseroberfläche linear mit der Tiefe zunimmt.

$$\varphi(z_+) = \kappa\omega_+(1 + z_+), \quad (2.82)$$

wobei die Steigung  $\kappa\omega_+$  gerade der Phasenverschiebung an der Wasseroberfläche entspricht.

### 2.3.6 Folgerungen aus den Modellen für periodische Flüsse

Bei einem sich zeitlich verändernden Fluss treten für die Konzentration an der Wasseroberfläche zwei grundlegende Phänomene auf, die beim stationären Fall nicht beobachtet werden können. Zum Einen tritt mit größer werdenden Frequenzen  $\omega_+$  des aufgebrachten Flusses eine immer stärkere Amplitudendämpfung für die Konzentration  $|\tilde{c}_+(0)|$  an der Wasseroberfläche auf. Zum Anderen zeigt sich eine immer größere Phasenverschiebung  $\Delta\varphi$  der Konzentration an der Wasseroberfläche gegenüber dem aufgebrachten Fluss. Durch Bestimmen dieser beiden Werte an der Wasseroberfläche ist es möglich, grundsätzliche Erkenntnisse über die Austauschprozesse in der Grenzschicht zu erlangen.

Die in Abbildung 2.12 eingetragenen analytischen und numerischen Lösungen für die Amplitudendämpfung zeigen in den Grenzbereichen modellunabhängig das gleiche Verhalten. Solange die Frequenzen  $\omega$  klein im Vergleich zur Austauschzeit  $t_*$  sind ( $\omega_+ = \omega t_* \ll 1$ ), tritt genau wie im stationären Fall keine Amplitudendämpfung auf. Die Konzentration  $|\tilde{c}_+(0)|$  an der Wasseroberfläche entspricht also der Konzentration, die sich bei einem entsprechenden konstanten Fluss einstellt. Ist die Frequenz  $\omega$  deutlich größer als die Austauschzeit  $t_*$  ( $\omega_+ \gg 1$ ), zeigen alle Modelle übereinstimmend den gleichen  $\frac{1}{\sqrt{\omega_+}}$ -Abfall bezüglich der Oberflächenkonzentration. Da die Amplitudendämpfung unmittelbar von der Austauschzeit  $t_*$  abhängt, bietet eine Analyse der Amplitudendämpfung an der Wasseroberfläche die Möglichkeit, die Austauschzeit  $t_*$  direkt zu messen. Die Verlängerung des  $\frac{1}{\sqrt{\omega_+}}$ -Abfall in der dimensionslosen Darstellung in Abbildung 2.12 schneidet die Verlängerung der ungedämpften dimensionslosen Konzentration  $|\tilde{c}_+(0)|$  bei  $\omega_+ = 1$ . Aufgrund der Definition von  $\omega_+ = \omega t_*$  lässt sich aus der Schnittfrequenz  $\omega_s$  des  $\frac{1}{\sqrt{\omega}}$ -Abfalls einer gemessenen Amplitudendämpfung an der Wasseroberfläche bei hohen Frequenzen  $\omega$  und der Verlängerung der ungedämpften Konzentration bei kleinen Frequenzen sofort die Austauschzeit  $t_*$  bestimmen. Die Austauschzeit  $t_*$  entspricht gerade  $\frac{1}{\omega_s}$ , dem Kehrwert der Schnittfrequenz  $\omega_s$ .

Die Bestimmung der Austauschzeit mit Hilfe der Frequenzanalyse der an der Wasseroberfläche gemessenen Amplitudendämpfung ist der linearen Signaltheorie entlehnt, bei der durch eine systematische Untersuchung des Input/Output-Verhältnisses Schlüsse über das betrachtete System gezogen werden. Hier entspricht der Input dem aufgebrachten, periodischen Tracerfluss und der Output dem an der Wasseroberfläche gemessenen Konzentration

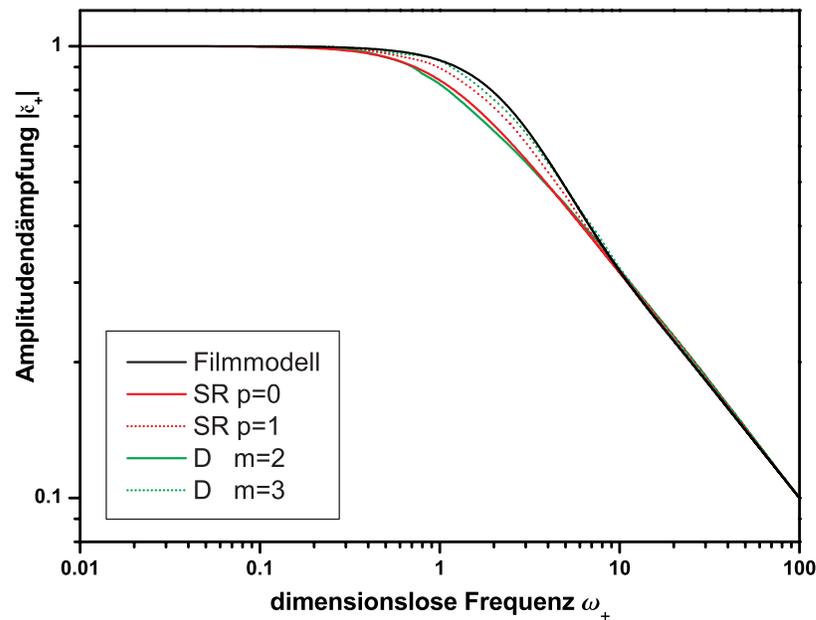


Abbildung 2.12: Verlauf der Amplitudendämpfung für das Filmmodell (schwarz), das Oberflächenenerneuerungsmodell (rot) und das Diffusionsmodell (grün). Die durchgezogenen Linien beim Diffusions- und Oberflächenenerneuerungsmodell entsprechen einem Schmidtzahl exponenten von  $n = \frac{1}{2}$ , die gepunkteten Linien einem Schmidtzahl exponenten von  $n = \frac{2}{3}$ .

des Tracers. Die Grenzschicht verhält sich dabei gewissermaßen wie ein Tiefpass. Anschaulich gründet dieses Verhalten darin, dass der Tracer mit steigender Frequenz  $\omega_+$  immer weniger tief in die Grenzschicht eindringen kann. Allein durch die Messung der Konzentration an der Wasseroberfläche bei unterschiedlichen Frequenzen kann also das turbulente Verhalten in unterschiedlichen Tiefen der Grenzschicht analysiert werden. Sowohl bei der Amplitudendämpfung (Abbildung 2.12) als auch bei der Phasenverschiebung (Abbildung 2.13) wirken sich die unterschiedlichen Modellannahmen hinsichtlich der Struktur der Turbulenz auf die vorhergesagten Kurvenverläufe aus.

Im Fall der Amplitudendämpfung sind die Unterschiede beim Übergang von der quasi-stationären Situation für kleine  $\omega_+$  zum  $\frac{1}{\sqrt{\omega_+}}$ -Abfall bei großen Frequenzen aber insgesamt nur sehr gering. Zusätzlich wird die endliche Anzahl an Messpunkten es nahezu unmöglich machen, anhand einer Frequenzanalyse zwischen den Modellen zu unterscheiden. Die Analyse der Phasenverschiebung bei kleinen Frequenzen hingegen, sollte es aber erlauben, Aussagen über die Struktur der Turbulenz in der Grenzschicht zu treffen. In Abbildung 2.13 sind neben den im vorigen Abschnitt vorgestellten analytischen Lösungen auch einzelne numerische Lösungen eingetragen. Alle Modelle zeigen eine modellunabhängige Phasenverschiebung von

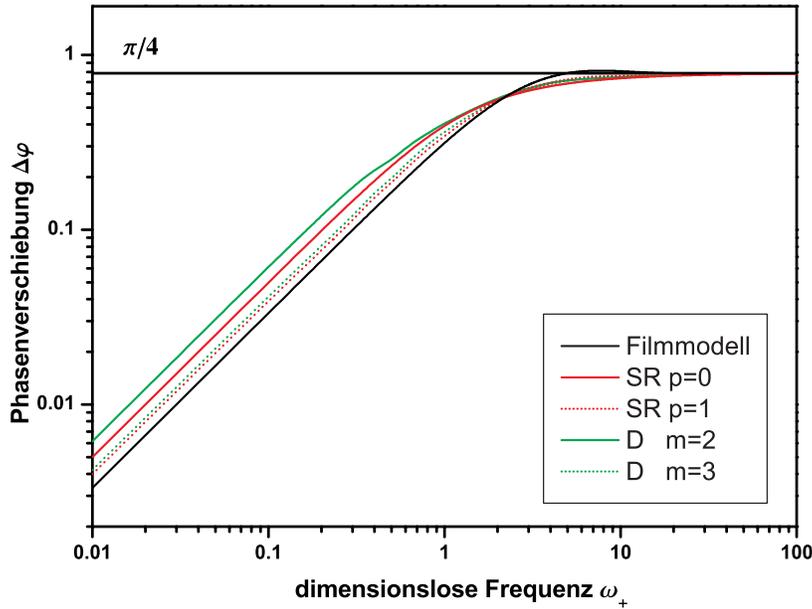


Abbildung 2.13: Verlauf der Phasenverschiebung für das Filmmodell (schwarz), das Oberflächenenerneuerungsmodell (rot) und das Diffusionsmodell (grün). Die durchgezogenen Linien beim Diffusions- und Oberflächenenerneuerungsmodell entsprechen einem Schmidtzahlexponenten von  $n = \frac{1}{2}$ , die gepunkteten Linien einem Schmidtzahlexponenten von  $n = \frac{2}{3}$ .

$\frac{\pi}{4}$  bei großen Frequenzen  $\omega_+$ . Bei kleinen Frequenzen  $\omega_+$  sagen die Modelle eine geringe Phasenverschiebung voraus, die unabhängig vom Modell linear mit der Frequenz zunimmt (siehe Gleichung (2.82)). Die Steigung  $\kappa$  dieser linearen Zunahme bei kleinen Frequenzen variiert je nach Modell zwischen 0,33 und 0,55. Ein Vergleich der beiden Abbildungen 2.12 und 2.13 zeigt, dass sich die unterschiedlichen Modellannahmen beim Kurvenverlauf für die Phasenverschiebung stärker auswirken. Hinzu kommt, dass der lineare Verlauf der Phasenverschiebung es erleichtert, die modellabhängige Steigung  $\kappa$  aus den Messpunkten einer Frequenzanalyse zu bestimmen. Der Unterschied zwischen dem Diffusions- und dem Oberflächenenerneuerungsmodell ist bei gleichem Schmidtzahlexponenten allerdings zu gering, um eine sichere Unterscheidung zwischen diesen beiden Modellen treffen zu können. Dennoch können mit Hilfe der Steigung  $\kappa$  bessere Einsichten in die turbulenten Prozesse innerhalb der Grenzschicht gewonnen werden, da  $\kappa$  zumindest eine genaue Bestimmung des in der Messsituation vorhandenen Schmidtzahlexponenten  $n$  erlaubt.

## Kapitel 3

# Wärme als Tracer für den Gasaustausch

Die Gasaustauschraten auf dem Ozean hängen stark von den vorherrschenden Windverhältnissen ab. Abbildung 3.1 zeigt eine Zusammenstellung verschiedener Autoren von gemessenen Gasaustauschraten im Feld. Es lässt sich zwar einerseits eine Korrelation der Gasaustauschraten mit der Windgeschwindigkeit erkennen, andererseits weisen die gemessenen Daten aber auch eine signifikante Streuung auf. Diese lässt sich nicht nur durch Messungenauigkeiten oder systematische Fehler erklären. Die Streuung der Daten ist Ausdruck der Vielzahl der externen Einflüsse auf die Gasaustauschraten, die zeitlich sowie räumlich hohen Fluktuationen unterworfen sein können. Beispielhaft können als mögliche Einflüsse das dynamische Wechselspiel zwischen Wind- und Wellenfeld, die Mikroturbulenz an der Wasseroberfläche oder auch eventuell vorhandene oberflächenaktive Substanzen genannt werden.

Das klassische Messverfahren, die Austauschrate eines Gases zu bestimmen, sind die sogenannten Massenbilanzmethoden. Das prinzipielle Vorgehen dabei ist es, wasserseitig die Konzentration eines Tracer künstlich zu erhöhen oder zu erniedrigen und die zeitliche Veränderung der Konzentration dieses Tracers zu messen. Aus der gemessenen zeitlichen Konzentrationsänderung kann bei einem vorgegeben Konzentrationsunterschied die Flussdichte  $j$  über die Grenzschicht bestimmt und mit Hilfe von Gleichung (2.7) die Transfargeschwindigkeit  $k$  berechnet werden. Bei den Tracergasen unterscheiden man zwischen geochemischen Tracern wie  $^{14}\text{C}$ ,  $^3\text{He}/\text{T}$  oder  $^{222}\text{Rn}/^{226}\text{Ra}$ , die in Ozeanen natürlich vorkommen, und injizierten Tracern wie z.B.  $\text{SF}_6$ . Injizierte Tracer werden vor der Messung künstlich in den Ozean eingebracht. Bei Feldmessungen mit Massenbilanzmethoden besteht die grundsätzliche Schwierigkeit, dass sich der in den Wasserkörper eingebrachte Tracer nicht nur in die Tiefe, sondern auch horizontal ausbreitet. Um der Dispersion des Tracers Rechnung zu tragen, wurden die Massenbilanzmethoden weiterentwickelt. Die sogenannten *Dual Tracer* Methoden versuchen mögliche systematische Fehler bei der Bestimmung des Tracerflusses durch das simultane Einbringen zweier Tracergase mit unterschiedlichen Diffusionskonstanten zu vermeiden. Die Flussdichten  $j$  werden dann aus der gemessenen relativen Änderung des Mischungsverhältnisses bestimmt [WATSON et al. 1991].

Obwohl die *Dual Tracer* Methoden zu einer deutlichen Verbesserung der Messergebnisse geführt haben, haben die Massenbilanzmethoden einen entscheidenden Nachteil. Tracer mit relativ kurzen Zeitkonstanten von 15 bis 30 Minuten [MÜNSTERER et al. 1995] können aufgrund der Komplexität der Apparatur nicht im Feld eingesetzt werden. Tracergase, die für Feldmessungen geeignet sind, haben wiederum Zeitkonstanten im Bereich von Stunden bis Tagen [WANNINKHOF et al. 1993]. In einem solchen Zeitraum können die meteorologischen Verhältnisse wie beispielsweise Wind, Wellen, Temperatur, Luftfeuchtigkeit und Oberflächenbeschaffenheit sehr stark variieren, was zu sich verändernden Messbedingungen führen kann und eine Parametrisierung des Gasaustausches extrem schwierig gestaltet.

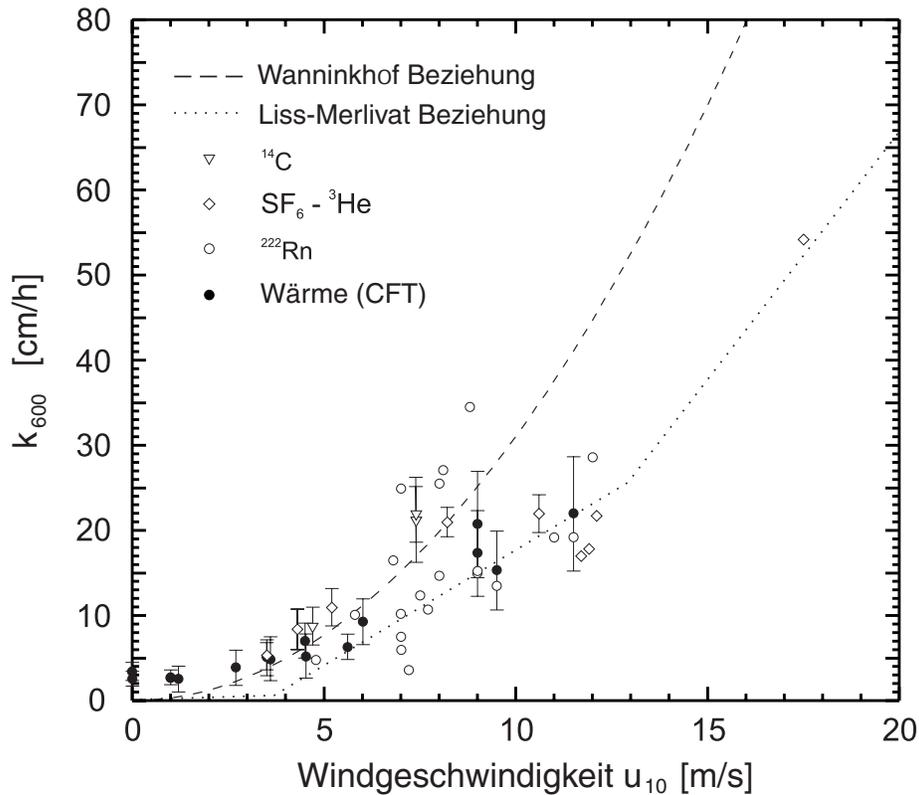


Abbildung 3.1: Sammlung von Gasaustauschraten im Feld, normalisiert auf eine Schmidtzahl von  $Sc=600$  ( $\text{CO}_2$  bei  $20^\circ$ ) und gegen die Windgeschwindigkeit aufgetragen. Quelle: [HAUSSECKER 1996]. Die gestrichelte Linie zeigt die empirische Liss-Merlivat Beziehung [LISS und MERLIVAT 1986], die gepunktete Linie die empirische Wanninkhof Beziehung [WANNINKHOF 1992]. Quellen:  $^{14}\text{C}$ : [BROECKER et al. 1985], [CEMBER 1985];  $\text{SF}_6/{}^3\text{He}$ : [WATSON et al. 1991], [WANNINKHOF et al. 1993];  $^{222}\text{Rn}$ : [PENG et al. 1974], [KROMER und ROETHER 1983], [EMERSON et al. 1991]; Wärme: [HAUSSECKER 1996].

### 3.1 Warum Wärme?

Eine Alternative zu den Massenbilanzmethoden bietet die sogenannte *Controlled Flux Technique* (CFT). Sie erlaubt es, die Gasaustauschraten mit hoher zeitlicher und räumlicher Auflösung zu bestimmen (siehe [LIBNER 1987], [JÄHNE et al. 1989], [HAUSSECKER 1996], [SCHIMPF 2000]). Der grundlegende Unterschied zu den Massenbilanzmethoden besteht darin, nicht die Konzentration eines Tracer zu manipulieren, sondern die Flussrate eines Tracers vorzugeben. Bei einem vorgegebenen konstanten Fluss  $j$  wird der resultierende Konzentrationsunterschied über die Grenzschicht gemessen und daraus die Transfergeschwindigkeit berechnet [SCHIMPF 2000]. Wird ein sich periodisch verändernder Fluss vorgegeben, kann aus der gemessenen Frequenzabhängigkeit der Amplitudendämpfung an der Wasseroberfläche die Austauschzeit  $t_*$  direkt bestimmt werden (siehe Abschnitt 2.3.6). Aus Gleichung (2.13) kann so bei bekannter Diffusionskonstante  $D$  die Transfergeschwindigkeit  $k$  berechnet werden. Sowohl der Ansatz mit einem konstanten Tracerfluss als auch die dynamische CFT, mit einem sich periodisch verändernden Fluss, invertieren das Prinzip der Massenbilanzmethode, die den Konzentrationsunterschied vorgibt und den Fluss misst. Der entscheidende Vorteil der CFT liegt in der zeitlichen Auflösung. Die Konzentrationsdifferenz bzw. die Amplitudendämpfung stellt sich praktisch ohne Zeitverzögerung auf den vorgegeben Tracerfluss ein und ermöglicht so die Messung der Transfergeschwindigkeit  $k$  innerhalb weniger Minuten. Diese hohe zeitliche Auflösung ermöglicht einen detaillierten Einblick in die dynamischen Prozesse in der Grenzschicht.

Die aufgeführten Vorteile der CFT sind nicht auf eine bestimmte Sorte Tracer beschränkt. Wärme eignet sich aber besonders gut als Tracer für die CFT. Die Wärmeverteilung an der Wasseroberfläche kann mit hoher zeitlicher und räumlicher Auflösung mittels Thermographie gemessen werden (siehe Abschnitt 3.4). Hierbei wird unterschieden zwischen der sogenannten *passiven Thermographie*, bei der als vorgegebener Fluss die an der Ozeanoberfläche natürlich vorhandenen Wärmeflüsse (Abschnitt 3.2, [SCHIMPF 2000]) verwendet werden, und der *aktiven Thermographie*, bei der der Wasseroberfläche ein künstlicher Wärmefluss aufgeprägt wird. Der in dieser Arbeit vorgestellte Ansatz beruht auf aktiver Thermographie. Der Wärmefluss wird wie in [HAUSSECKER 1996] durch einen im Infraroten emittierenden Laser realisiert, nur dass nun, im Gegensatz zu [HAUSSECKER 1996], ein sich periodisch verändernder Wärmefluss gewählt wird. Man könnte das Vorgehen also als dynamische CFT mittels aktiver Thermographie beschreiben. Die Laserstrahlung durchdringt die luftseitige Grenzschicht ohne nennenswerte Schwächung und wird in den obersten zehn Mikrometern der Wasseroberfläche absorbiert. Der Laserstrahl wirkt gewissermaßen wie eine Wärmequelle, die direkt auf der Grenzschicht plaziert ist und die Transfergeschwindigkeit für Wärme wird mittels CFT gemessen.

Wärme eignet sich als Tracer, da Diffusion, Viskosität und Wärmetransport auf ähnlichen statistischen Gesetzen beruhen und sich aus diesem Grund als Transportphänomene zusammenfassen lassen [CRANK 1975]. Hierbei ist die Analogie zum Impulstransport von entscheidender Bedeutung. Die Gasaustauschraten hängen maßgeblich von der Turbulenz innerhalb der Grenzschicht ab, die wiederum wesentlich vom Impulseintrag des Windes in den Wasserkörper bestimmt wird. Allen drei Mechanismen ist gemein, dass ein Gradient

	Wärmeleitung	Diffusion	Viskosität
$\vec{j}$	Wärmestrom	Teilchenstrom	Impulsstrom
$\phi$	Temperatur $T$	Konzentration $n$	Strömungs- geschwindigkeit $v$
$\frac{d}{dt}\phi$	Temperatur- änderung $\dot{T}$	Konzentrations- änderung $\dot{n}$	Beschleunigung $\dot{v}$
$c$	Temperatur- leitfähigkeit $\frac{\lambda}{\rho c_v}$	Diffusions- koeffizient $D$	kinematische Viskosität $\nu$

Tabelle 3.1: Bedeutung der Variablen  $c$ ,  $\phi$ ,  $D$  und  $\vec{j}$  in den Gleichungen 3.1 und 3.2 bei den Transportprozessen Wärmeleitung, Diffusion und Viskosität.

einer Größe den Transport einer anderen Größe verursacht. So erzeugt ein Konzentrationsgradient bei der Diffusion einen Massenstrom, bei der Viskosität hat eine Beschleunigung einen Impulsstrom zu Folge. Im Falle der Wärmeleitung führt ein Temperaturgefälle zum Strömen von Wärme. Mathematisch lassen sich die drei Prozesse durch die gleiche Formel folgendermaßen zusammenfassen (vgl. Abschnitt 2.2):

$$\vec{j} = -c \nabla \phi \quad (3.1)$$

$$\frac{d}{dt}\phi = c \Delta \phi, \quad (3.2)$$

wobei die Größen  $\phi$ ,  $c$  und  $\vec{j}$  je nach Prozess unterschiedliche Bedeutungen haben. Eine Zuordnung der Größen findet sich in Tabelle 3.1. Genau wie bei der Diffusion nicht die Konzentration diffundiert, sondern die betrachteten Teilchen, so diffundiert beim Wärmetransport nicht die Temperatur sondern die Wärmemenge  $Q$ , die die Temperaturverteilung verursacht hat. Sie ist über die spezifische Wärme  $c_v$  und die Dichte  $\rho$  des Stoffes, in dem die Wärme diffundiert, mit der Temperatur  $T$  verknüpft:

$$\frac{Q}{V} = \rho c_v T. \quad (3.3)$$

In Analogie zu Gleichung (2.7) kann eine Transfargeschwindigkeit  $k_h$  für Wärme berechnet werden. Hierzu wird die Teilchenstromdichte  $j$  aus (2.7) durch die Wärmeflussdichte  $j_h$  und die Konzentrationsdifferenz  $\Delta c$  durch die Temperaturdifferenz  $\Delta T$  ersetzt:

$$k_h = \frac{j_h}{\rho c_v \Delta T}. \quad (3.4)$$

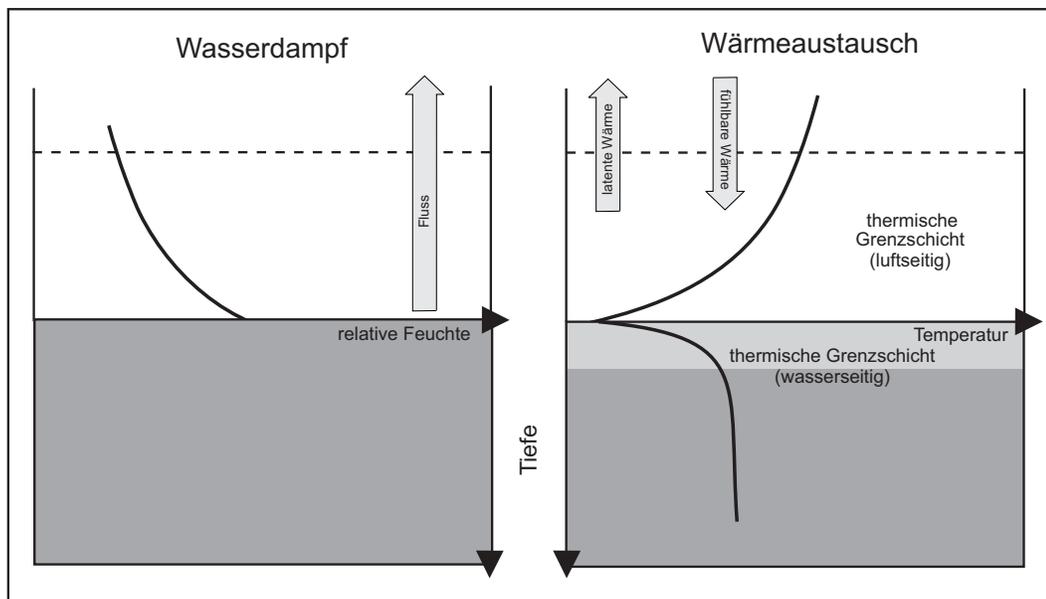


Abbildung 3.2: Profile für Wasserdampf und Temperatur in der luft- und wasserseitigen Grenzschicht nach einer Skizze von [JÄHNE 1980]. Aufgrund des latenten Wärmestroms weist die Temperatur eine Unstetigkeit an der Phasengrenze auf. Luftseitig wird nur sensible Wärme transportiert, auf der Wasserseite zusätzlich latente Wärme.

Erwähnenswert ist, dass das Temperaturprofil über die Grenzschicht an der Phasengrenze eine Unstetigkeit aufweist. Der Ursprung dieser Unstetigkeit sind die unterschiedlichen Wärmeflüsse in der Wasser- und Luftphase. Luftseitig kann nur die sogenannte sensible Wärme transportiert werden, wasserseitig findet zusätzlich Wärmetransport durch latente Wärme statt. Eine detaillierte Darstellung der Transportmechanismen für Wärme an der Wasseroberfläche findet sich in Abschnitt 3.2. Zur Illustration sind in Abbildung 3.2 die Profile für Wasserdampf und Temperatur in der luft- und wasserseitigen Grenzschicht schematisch dargestellt.

Ein weiterer Unterschied zwischen thermischem und molekularem Transport zeigt sich in der Schmidtzahl und der Löslichkeit. Wärme weist gegenüber Gasen eine sehr viel kleinere Schmidtzahl auf (vgl. Abbildung 2.6). Als Folge ist die thermische Grenzschicht ca. um einen Faktor 5 dicker als die molekulare Grenzschicht. Die Löslichkeit differiert sogar um einen Faktor 4000 (vgl. Abschnitt 2.2), was zu einem luftseitig kontrollierten Wärmeaustausch führt. Im Gegensatz dazu ist der molekulare Transport für die meisten Gase wasserseitig kontrolliert.

Mit Gleichung (2.1) kann in einfacher Weise aus der mit der CFT gemessenen Wärmetransfergeschwindigkeit auf die Tranfergeschwindigkeit eines beliebigen Tracergases geschlossen werden. Gleichung (2.1) beschreibt den Zusammenhang zwischen der Transfergeschwindigkeit  $k$  und dem Transferwiderstand  $\beta$ , der Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$ ,

der Schmidtzahl  $Sc$  und dem Schmidtzahlexponenten  $n$  und gilt für beliebige Tracer. Durch Division von (2.1) für zwei verschiedene Tracer (verschiedene Schmidtzahlen  $Sc$ ) ergibt sich folgender Zusammenhang zwischen ihren Transfergeschwindigkeiten und Schmidtzahlen:

$$\frac{k_1}{k_2} = \left( \frac{Sc_2}{Sc_1} \right)^n \quad (3.5)$$

Aus der gemessenen Transfergeschwindigkeit eines Tracers und seiner Diffusionskonstante, lässt sich die Transfergeschwindigkeit eines beliebigen Tracers mit bekannter Diffusionskonstante berechnen. Aufgrund des großen Unterschiedes zwischen den Schmidtzahlen von Wärme und Gasen (z.B. 7 für Wärme und 600 für  $\text{CO}_2$  bei  $20^\circ\text{C}$ , vgl. auch Abbildung 2.6) ist die Extrapolation der Wärmetransfergeschwindigkeit zu der von Gasen nicht ganz unproblematisch. Verschiedene Labormessungen in Wind-Wellen-Kanälen haben jedoch ergeben, dass eine solche Extrapolation im Rahmen von 10 % korrekt ist, sofern der Diffusionskoeffizient des Gases mit einer Genauigkeit von 5 % bekannt ist und der Schmidtzahlexponent mit einem absoluten Fehler von maximal  $\pm 0,02$  behaftet ist [JÄHNE et al. 1989]. Auch wenn diese Ergebnisse und die pausbilen Analogien bezüglich der Transportmechanismen ein solches Vorgehen rechtfertigen, sollte man sich bewusst sein, dass ein direkter Beweis, dass Wärme und Gase den selben Transportmechanismen in der Grenzschicht unterliegen, bisher noch nicht erbracht werden konnte.

## 3.2 Wärmeflüsse an der Wasseroberfläche

Der natürliche Wärmefluss an der Wasseroberfläche gründet auf drei unabhängige Prozesse. Man unterscheidet zwischen:

- Latenten Wärmefluss  $j_l$
- Sensiblen Wärmefluss  $j_s$
- Langwelliger Emission  $j_r$

Diese drei Wärmeflussarten sorgen dafür, dass beim Ozean die Oberflächentemperatur von der des Wasserkörpers abweicht (Abbildung 3.3). In der Literatur wird dieses Phänomen als *cool skin of the ocean* [SAUNDERS 1967] bezeichnet. Da der Nettowärmefluss  $j_h = j_s + j_l + j_r$  in der Natur meist negativ ist, also vom Wasserkörper zum Luftpörper zeigt, ist die Oberflächentemperatur geringer als die Temperatur im Wasserkörper selbst. Der negative Nettowärmefluss<sup>1</sup> hat gemäß Gleichung (3.4) einen Temperaturgradienten  $\Delta T = j_h / \rho c_v k_h$  über die thermische Grenzschicht zur Folge.

Bei der passiven Thermographie mit konstantem Wärmefluss  $j_h$  [SCHIMPF 2000] muss der Wärmefluss  $j_h$  bekannt sein bzw. gemessen werden, um aus den Wärmebildsequenzen der Infrarotkamera die Transfergeschwindigkeit  $k_h$  berechnen zu können. Für die hier vorgestellte

---

<sup>1</sup>Die positive bzw. negative Richtung für den Wärmestrom kann natürlich frei gewählt werden. Da in dieser Arbeit ein zum Wasserkörper gerichteter künstlicher Wärmefluss verwendet wird, wird dies im Weiteren als positive Richtung angesehen.

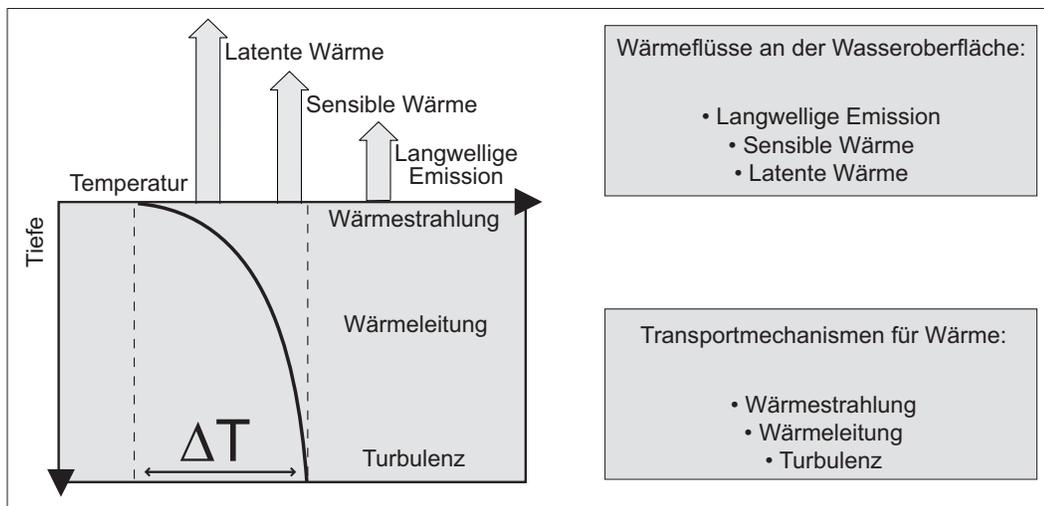


Abbildung 3.3: Latenter und sensibler Wärmefluss, sowie langwellige Emission verursachen einen Temperaturgradienten über die thermische Grenzschicht (*cool skin of the ocean*). Die Wärme im Wasserkörper wird durch Diffusion, Konvektion und Strahlung transportiert. Quelle: [SCHIMPF 2000]

aktive Methode mit sich periodischen veränderndem Wärmefluss ist eine genaue Spezifizierung des Wärmeflusses nicht notwendig. Im AEOLOTRON (vgl. Abschnitt 4.2) können alle natürlichen Wärmeflüsse ausgeschaltet werden, so dass sich die künstliche Temperaturveränderung an der Wasseroberfläche lediglich deutlich von dem natürlichen Rauschen abheben muss. Bei einem zukünftigen Einsatz im Feld sind jedoch die natürlichen Wärmeflüsse bei der Planung zu beachten. Aus diesem Grund soll im Folgenden etwas detaillierter auf die verschiedenen Prozesse eingegangen werden.

### Latenter Wärmefluss

Der sogenannte latente Wärmefluss entsteht durch die Verdunstung von Wasser an der Oberfläche. Bei der Verdunstung gehen Wassermoleküle aus dem flüssigen Aggregatzustand in den gasförmigen über. Die dazu benötigte Energie, die Verdampfungswärme, wird dem umgebenden Wasser entzogen, das sich infolgedessen abkühlt. Die entzogene Energie wird aus dem Tiefenwasser nachtransportiert, so dass die Abkühlung der Wasseroberfläche durch Verdunstung mit einem zum Luftkörper gerichteten Wärmefluss  $j_l$  verbunden ist. Die Verdunstung wird physikalisch durch die Luftfeuchtigkeit kontrolliert. Je höher die Luftfeuchtigkeit, desto geringer der latente Wärmefluss. Unter natürlichen Bedingungen auf den Ozeanen ergeben sich Flüsse  $j_l$  in der Größenordnung von 0 bis  $-200 \text{ W/m}^2$ .

### Sensibler Wärmefluss

Der sensible Wärmefluss  $j_s$  entsteht bei der Berührung zweier Körper unterschiedlicher Temperatur. Über die Kontaktfläche wird so lange Wärme ausgetauscht bis beide Körper die gleiche Temperatur haben. Der sensible Wärmefluss  $j_s$  zeigt also in Richtung des Körpers

mit der geringeren Temperatur. Die kontrollierende Größe der Wärmeleitung ist die Temperaturdifferenz der beiden Körper und führt auf den Ozeanen bei normalen Bedingungen zu einem sensiblen Wärmefluss  $j_s$  von -50 bis 50 W/m<sup>2</sup>.

### Wärmestrahlung

Jeder Körper emittiert in Abhängigkeit seiner Temperatur Strahlung (vgl. Abschnitt 3.4). Der Ozean verliert durch diese sogenannte Schwarzkörperstrahlung Wärme, nimmt aber durch die vom Himmel auftreffende Strahlung wiederum Wärme auf. Dieser Nettowärmefluss durch langwellige Emission kann, abhängig von äußeren Bedingungen wie beispielsweise Tageszeit, Wetter oder Jahreszeit, sehr unterschiedlich ausfallen. Der Strahlungsfluss kann beispielsweise durch Bewölkung ganz verschwinden oder bei starker Sonneneinstrahlung positiv sein. Nachts kann bei klarem Himmel die Schwarzkörpertemperatur des Himmels bis zu 65 Kelvin niedriger liegen als die Wassertemperatur [SAUNDERS 1970]. Typische Werte für die resultierenden Strahlungsverluste liegen dann in der Größenordnung von  $-200$  W/m<sup>2</sup>. Unter diesen Bedingungen stellt die Volumenemission eine nicht zu vernachlässigende Senke für Wärme innerhalb der thermischen Grenzschicht dar.

## 3.3 Transportmechanismen für Wärme

Wärmetransport erfolgt durch die drei folgenden Mechanismen:

- Strömung (Konvektion)
- Leitung
- Strahlung

Auf eine ausführliche physikalisch-mathematische Beschreibung der Transportmechanismen wird verzichtet. Anstelle dessen sollen die Mechanismen im Weiteren nur kurz dargestellt werden.

### Konvektion

Wärmetransport durch Konvektion entsteht durch die Bewegung der Flüssigkeit oder des Gases. Diese makroskopische Bewegung der Materie führt zu einem Wärmetransport innerhalb der Materie. Man unterscheidet hierbei zwischen freier und erzwungener Konvektion. Entsteht eine Strömung durch einen äußeren Zwang, beispielsweise durch ein angelegtes Druckgefälle, spricht man von erzwungener Konvektion. Die freie Konvektion entsteht nur aufgrund der Tatsache, dass infolge der Wärmeübertragung ein antreibender Temperatur- und damit verbundener Dichteunterschied vorhanden ist [RAUSER 1993]. Meist treten freie und erzwungene Konvektion gemeinsam auf.

### Leitung

Bei der Wärmeleitung wird die Energie durch Stöße der Moleküle untereinander übertragen, ist aber nicht an eine makroskopische Bewegung geknüpft. Im Gegensatz zur Konvektion ist

so Wärmeleitung in Festkörpern möglich. Da sie aber dennoch Materie voraussetzt, kann sie nicht im Vakuum existieren. Wärmeleitung setzt lokale Unterschiede in der Molekülenergie voraus, die sich in einem Temperaturgefälle äußern. Sind keine Wärmequellen oder -senken vorhanden, führt die Wärmeleitung zum Ausgleich dieses Gefälles. Existieren solche Quellen oder Senken, stellt sich nach einiger Zeit eine stationäre Temperaturverteilung ein. Bei Wärmetransport durch Konvektion tritt immer auch parallel Wärmeleitung auf.

### Strahlung

Als Drittes erfolgt Wärmetransport durch elektromagnetische Strahlung, die im Gegensatz zur Wärmeleitung und Konvektion keine Materie erfordert. Jeder Körper mit einer Temperatur oberhalb des absoluten Nullpunktes emittiert von seiner Oberfläche elektromagnetische Strahlung, und strahlt somit Wärme ab. Zur gleichen Zeit absorbiert er Strahlungsenergie, die von seiner Umgebung emittiert wird. Im Gleichgewicht stellt sich beim Körper eine Temperatur ein, bei der die vom Körper emittierte Strahlungsenergie der absorbierten Strahlungsenergie aus der Umgebung entspricht.

## 3.4 Thermographie

Moderne bildgebende Verfahren sind nicht mehr nur auf die klassischen Systeme im optischen Bereich beschränkt. Heutzutage kann das ganze elektromagnetische Spektrum genutzt werden und aus der Strahlung von Objekten bzw. aus der Wechselwirkung von Strahlung mit Objekten charakteristische Informationen gewonnen werden. Das elektromagnetische Spektrum umfasst in etwa 18 Größenordnungen bezüglich der Wellenlänge (vgl. Abbildung 3.4) und reicht von hochfrequenten  $\gamma$ -Strahlung mit Wellenlängen um  $10^{-14} m$  bis zu langwelligen Radiowellen Wellenlängen um  $500 m$ . Das menschliche Auge kann nur einen sehr kleinen Ausschnitt des elektromagnetischen Spektrums wahrnehmen, der von  $350 nm$  (violett) bis  $750 nm$  (rot) reicht.

Die Thermographie nutzt den langwelligeren Teil des elektromagnetischen Spektrums, der sich direkt an den für das Auge wahrnehmbare Spektrum anschließt. Die Wellenlängen der sogenannte Infrarotstrahlung decken einen Bereich von ca.  $750 nm$  bis etwa  $12 \mu m$  ab. Die Infrarotstrahlung wurde 1800 von *Sir William Herschel* entdeckt. Bei der Untersuchung des Sonnenlicht bemerkte er, dass sich leichte Temperaturabweichungen ergeben, je nachdem ob man ein geschwärztes Thermometer direkt dem Sonnenlicht oder nur dem sichtbaren Teil hinter einem Prisma aussetzt.

Grundsätzlich emittiert jeder Körper mit einer Temperatur größer als der absolute Nullpunkt ( $T_0 = -273,15^\circ C$ ) elektromagnetische Strahlung. Die Ursache hierfür liegt in den thermischen Bewegungen der Moleküle. Mit steigender Temperatur nehmen diese Bewegungen immer weiter zu und infolgedessen wird auch mehr elektromagnetische Strahlung emittiert, aus deren spektralen Zusammensetzung eindeutig auf die Temperatur des Körpers geschlossen werden kann. Körper, die perfekte Absorber (100% der auftreffenden Strahlung wird absorbiert) und somit auch perfekte Emittier sind (100% der absorbierten Strahlung wird wieder emittiert) heißen *ideale schwarze Strahler*. Da sie keine Strahlung reflektieren

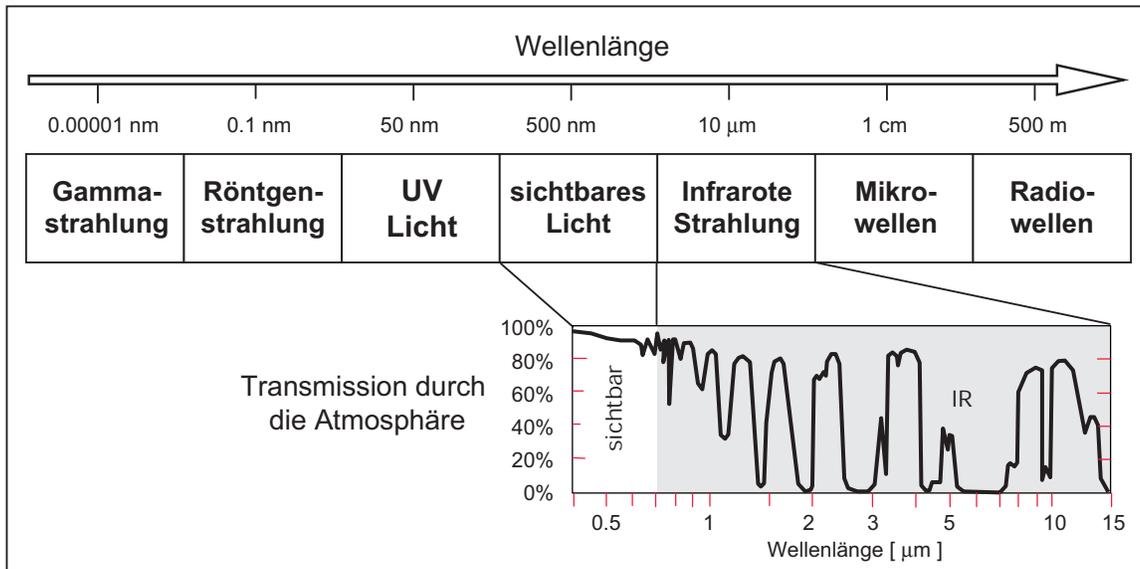


Abbildung 3.4: Das elektromagnetische Spektrum erstreckt sich über 18 Größenordnungen in Wellenlänge. In der Abbildung sind die in der Physik üblichen Bezeichnungen für Abschnitte des Spektrum aufgeführt, wobei die Grenzen fließend sind. Daneben ist die Transmission durch die Atmosphäre für sichtbares Licht und den Infrarotbereich dargestellt.

erscheinen sie schwarz. Für einen idealen schwarzen Strahler wird der Zusammenhang zwischen dem emittierten Spektrum und der Temperatur des Körpers durch das *Plancksche Strahlungsgesetz* gegeben:

$$\frac{dR(\lambda, T)}{d\lambda} = c_1 \lambda^{-5} \left[ e^{c_2/\lambda T} - 1 \right]^{-1} \quad (3.6)$$

mit

$$\begin{aligned} c_1 &= 2\pi c^2 h = 3,74 \cdot 10^8 \text{ W } \mu\text{m}^4 \text{ m}^{-2} \\ c_2 &= ch/k = 1,4388 \cdot 10^4 \text{ } \mu\text{m K}. \end{aligned}$$

Dabei wird  $\lambda$  in der Einheit  $[\lambda] = 1 \mu\text{m}$  angegeben und  $T$  ist die absolute Temperatur des Körpers mit  $[T] = 1 \text{ K}$ . Die Lichtgeschwindigkeit  $c$  hat den Betrag  $c = 2,998 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1}$ ,  $k$  bezeichnet die Boltzmann Konstante  $k = 1,38054 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$  und  $h$  ist die Plancksche Konstante  $h = 6,6256 \cdot 10^{-34} \text{ J s}$ .  $\frac{dR(\lambda, T)}{d\lambda}$  wird als spektrale spezifische Ausstrahlung bezeichnet und beschreibt die Verteilung des Strahlungsflusses eines Oberflächenflächenelementes der Quelle auf das Spektrum der abgestrahlten Wellenlängen. In Abbildung 3.5 sind die Kurven für die spektrale spezifische Ausstrahlung bei unterschiedlichen Temperaturen dargestellt.

Integriert man Gleichung 3.5 über alle Wellenlängen, erhält man die sogenannte spezifische Ausstrahlung  $R(T)$ . Sie gibt den in die gesamte Hemisphäre abgestrahlten Fluss pro

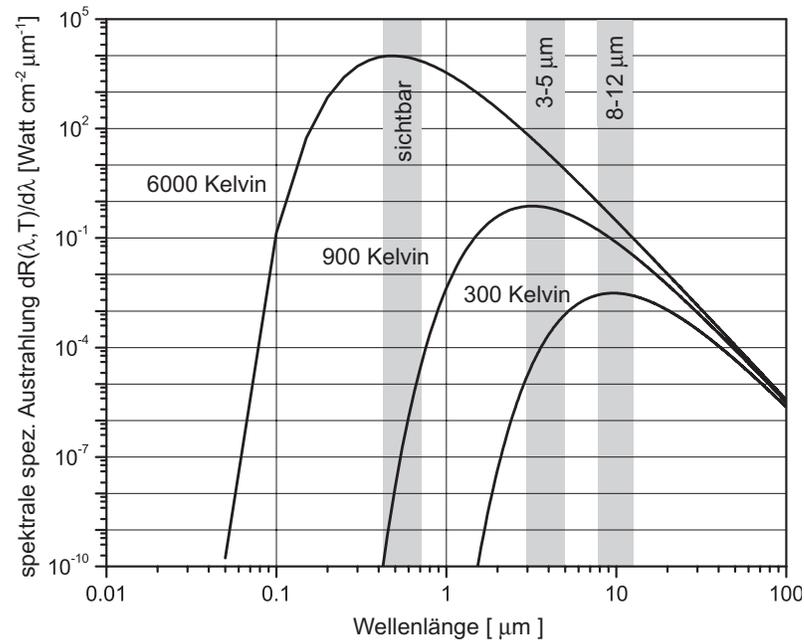


Abbildung 3.5: Doppellogarithmische Darstellung der spektralen spezifischen Ausstrahlung  $dR(\lambda, T)/d\lambda$  eines idealen schwarzen Strahlers für Temperaturen von 300, 900 und 6000 Kelvin im Wellenlängenbereich von  $0,01-100\mu\text{m}$ . Mit zunehmender Temperatur verschiebt sich das Maximum zu immer kleineren Wellenlängen. Der sichtbare Bereich sowie die beiden für Thermographie nutzbaren atmosphärischen Fenster im infraroten Wellenbereich sind einzeichnet.

Flächeneinheit an und wird durch das *Stefan-Boltzmann-Gesetz* beschrieben:

$$R(T) = \int_0^{\infty} \frac{dR(\lambda, T)}{d\lambda} d\lambda = \sigma T^4, \quad (3.7)$$

mit der *Stefan-Boltzmann Konstanten*  $\sigma = 5,668 \cdot 10^{-8} \text{ Watt m}^{-2} \text{ K}^{-4}$ . Die spezifische Ausstrahlung eines Körpers steigt mit der vierten Potenz der Temperatur. Eine ausführliche Herleitung der des Planckschen Strahlungsgesetzes und des Stefan-Boltzmann-Gesetzes findet sich in den meisten Lehrbüchern zur klassischen und statistischen Thermodynamik (z.B. [BERGMANN 1974], [KITTEL 1989]).

Aus der elektromagnetischen Strahlung eines Körpers kann direkt auf seine Temperatur geschlossen werden. Dazu muss aber nicht der gesamte Wellenbereich betrachtet werden. Die Messung in nur einem Teilbereich des Spektrums ist ausreichend, um die Temperatur des Körpers eindeutig zu bestimmen. Diese Tatsache wird in der hier vorgestellten Arbeit ausgenutzt, um allein aus dem infraroten Anteil des Emissionsspektrums auf die Temperatur der Wasseroberfläche zu schließen. Detektoren für die Infrarotstrahlung sind auf diesen Wellenlängenbereich von  $0,7$  bis  $15\mu\text{m}$  optimiert. Als Detektoren für das infrarote Spektrum werden hauptsächlich Thermoelemente, Bolometer und Halbleiterdetektoren eingesetzt:

- Thermoelemente basieren auf dem sogenannten *Seebeck*-Effekt. Seebeck entdeckte 1882, dass zwei sich berührende Drähte aus unterschiedlichen Metallen eine Spannung erzeugen, die nur von der Temperatur der Drähte und ihrem Material abhängt. Der Vorteil von Thermoelementen liegt in ihrer großen Empfindlichkeit und geringen Trägheit. Allerdings wird immer eine konstante Referenztemperatur benötigt.
- Ein Bolometer nützt die Abhängigkeit der Leitfähigkeit von der Temperatur aus. Die Leitfähigkeit von Metalle nimmt mit steigender Temperatur ab. Halbleiter zeigen genau das gegenteilige Verhalten. Die Intensität der Strahlung wird so durch Messen der Widerstandsänderung eines Stoffes bei dessen Erwärmung bestimmt.
- Bei Halbleiterdetektoren werden durch den inneren Photoeffekt bewegliche Ladungsträger (meist paarweise) aus dem Detektormaterial durch Lichteinstrahlung freigesetzt. Der Photoeffekt ist, abhängig vom Material, auf ein bestimmtes Frequenzband der auftreffenden Photonen beschränkt, so dass durch die Wahl eines geeigneten Materials gezielt Sensoren für den Infrarotbereich hergestellt werden können. Die freigesetzten Ladungsträger werden durch ein angelegtes elektrisches Feld getrennt. Aus dem Photostrom kann die Intensität der auftreffenden Strahlung bestimmt werden.

In Rahmen dieser Arbeit wurden die Thermographiebilder der Wasseroberfläche mit einer CCD-Infrarot-Kamera aufgenommen, also mit einer Kamera mit einem Halbleiterdetektor. Eine ausführliche Behandlung der quantitativen Messung von Strahlungsintensitäten, der Radiometrie, soll nicht erfolgen. Eine detaillierte Übersicht hierzu findet sich in [WOLFE und ZISSIS 1978] und für bildgebende Infrarotsensoren im speziellen bei [HAUSSECKER 1996]. Im Weiteren sollen lediglich die Besonderheiten von Infrarot-Kameras mit Halbleiterdetektoren kurz besprochen werden und ihre Vorteile und Nachteile bei der präzisen Messung der Temperatur an der Wasseroberfläche diskutiert werden.

Wie in anderen Bereichen auch hat sich die CCD-Technik in den letzten Jahren bei kommerziellen Infrarot-Kameras durchgesetzt. Diese Technik ist zum gegenwärtigen Stand die präziseste Methode, Temperatur berührungsfrei zu messen. Die meisten auf der CCD-Technik basierenden Infrarot-Kameras operieren in einem der beiden Bändern von 3-5  $\mu\text{m}$  bzw. 8-12  $\mu\text{m}$ , dem sogenannten mittleren bzw. dem langwelligen Band. In diesen beiden Wellenlängenbereichen ist die Atmosphäre durchlässig für Infrarotstrahlung, so dass sie geeignete Messbereiche für Infrarotstrahlung darstellen. Als Beispiel für eine Kamera im langwelligen Bereich sei das Modell QWIP 256 von AIM<sup>2</sup> genannt, dessen Detektor im Bereich von 8-10  $\mu\text{m}$  sensitiv ist. Die in dieser Arbeit zur Bestimmung der Temperatur verwendete Kamera von Amber<sup>3</sup> ist eine im Bereich von 3-5  $\mu\text{m}$  sensitive Kamera vom Typ Radiance. Moderne kommerziell erhältliche Infrarotsensoren haben eine sehr hohe zeitliche (bis zu 400 Bilder/s) und räumliche Auflösung (bis zu 512x512 Pixel) bei einer NE $\Delta$ T<sup>4</sup> von 19-26 mK. Eine solche niedrige NE $\Delta$ T kann nur erreicht werden, indem der CCD-Chip mit Hilfe eines

---

<sup>2</sup>AEG Infrarot Module GmbH, Heilbronn

<sup>3</sup>L-3 Wescam, Healdsburg, California USA

<sup>4</sup>NE $\Delta$ T: engl. für rausch-äquivalente Temperaturdifferenz. Ein Gütekriterium für Infrarot-Kameras. Sie gibt die minimale Temperaturdifferenz an, die von der Kamera noch aufgelöst werden kann.

Stirling-Coolers auf einer konstanten Temperatur von 77 Kelvin gehalten wird, um das thermische Rauschen im Chip bzw. in der Elektronik aufgrund spontan freigesetzte Elektronen zu minimieren. Darüberhinaus würde von einer ungekühlten Kamera neben der Strahlung des betrachteten Objekts auch Strahlung vom Inneren der Kamera selbst gemessen. Aufgrund des Stefan-Boltzmann-Gesetzes nimmt die Anzahl der abgestrahlten Photonen mit  $T^4$  zu. Ohne Kühlung würde der Detektor nicht nur ein stark verfälschtes Signal messen, sondern in kürzester Zeit wegen der Eigenstrahlung der Kamera überbelichten. Aufgrund der technisch anspruchsvollen Kühlung sind Kameras mit so niedriger NE $\Delta$ T sehr teuer und kosten zur Zeit zwischen 50000 und 100000 €. Kameras, die Sensoren nach dem Prinzip des Bolometers arbeiten, sind im Vergleich deutlich günstiger (30000 bis 50000 €), da sie ohne Kühlung auskommen. Die Temperaturauflösung ist aber mit einer NE $\Delta$ T von 90-120 mK erheblich schlechter und für die in dieser Arbeit angestrebten Messungen nicht ausreichend.

Die NE $\Delta$ T einer CCD-Kamera hängt von vielen Faktoren ab, von denen eine große Anzahl konstruktionsbedingt sind, wie beispielsweise die Elektronik oder das Kühlsystem. Bei einer idealen Infrarotkamera, d.h. einer Kamera ohne konstruktionsbedingtes Rauschen, hängt der maximal erreichbare Helligkeitskontrast zwischen zwei Objekten unterschiedlicher Temperatur ( $T_a, T_b$ ) vom verwendeten Wellenlängenintervall  $[\lambda_a, \lambda_b]$  ab. Der sogenannte *thermische Kontrast* ist definiert als:

$$C_t = \frac{\int_{\lambda_a}^{\lambda_b} \frac{dR(\lambda, T_a)}{d\lambda} d\lambda - \int_{\lambda_a}^{\lambda_b} \frac{dR(\lambda, T_b)}{d\lambda} d\lambda}{\int_{\lambda_a}^{\lambda_b} \frac{dR(\lambda, T_a)}{d\lambda} d\lambda + \int_{\lambda_a}^{\lambda_b} \frac{dR(\lambda, T_b)}{d\lambda} d\lambda} \quad (3.8)$$

In Abbildung 3.6 ist der thermische Kontrast für die beiden Wellenlängenbereiche, in denen die Atmosphäre durchlässig ist, und für den in dieser Arbeit relevanten Temperaturbereich dargestellt. Man erkennt, dass bei einer idealen Kamera der thermische Kontrast für einen Detektor im Wellenlängenbereich von 3-5  $\mu\text{m}$  immer über dem für einen Detektor im Bereich von 8-12  $\mu\text{m}$  liegt.

Es sollte aber darauf hingewiesen werden, dass ein besserer thermischer Kontrast in einem bestimmten Wellenlängenbereich nicht allein über die Wahl der Kamera entscheiden sollte. Zum Einen stellt er nur eine theoretische Größe dar und die Temperaturauflösung hängt noch entscheidend von der Gesamtkonstruktion der Kamera ab. Zum Anderen können Eigenschaften des betrachteten Körpers die Wahl eines scheinbar ungünstigeren Wellenlängenbereich durchaus rechtfertigen. In Abbildung 3.7 ist beispielsweise die Eindringtiefe der Strahlung in Wasser in Abhängigkeit der Wellenlänge dargestellt. Da in dieser Arbeit die Temperatur an der Wasseroberfläche bestimmt werden soll, ist eine möglichst geringe Eindringtiefe erstrebenswert. Es zeigt sich, dass der Spektralbereich von 8-12  $\mu\text{m}$  sowohl durch seine geringe mittlere Eindringtiefe als auch durch die geringe Variation (2-11  $\mu\text{m}$ ) Vorteile gegenüber dem Spektralbereich von 3-5  $\mu\text{m}$  aufweist. Für 3-5  $\mu\text{m}$  variiert die Eindringtiefe über fast zwei Größenordnungen von 2-90  $\mu\text{m}$ . Dennoch wurde sich in dieser Arbeit für die Kamera von Amber Typ Radiance mit einem Spektralbereich 3-5  $\mu\text{m}$  entschieden. Sie zeigte bei Messungen ein besseres Temperaturauflösungsvermögen (NE $\Delta$ T = 27,2 mK) als

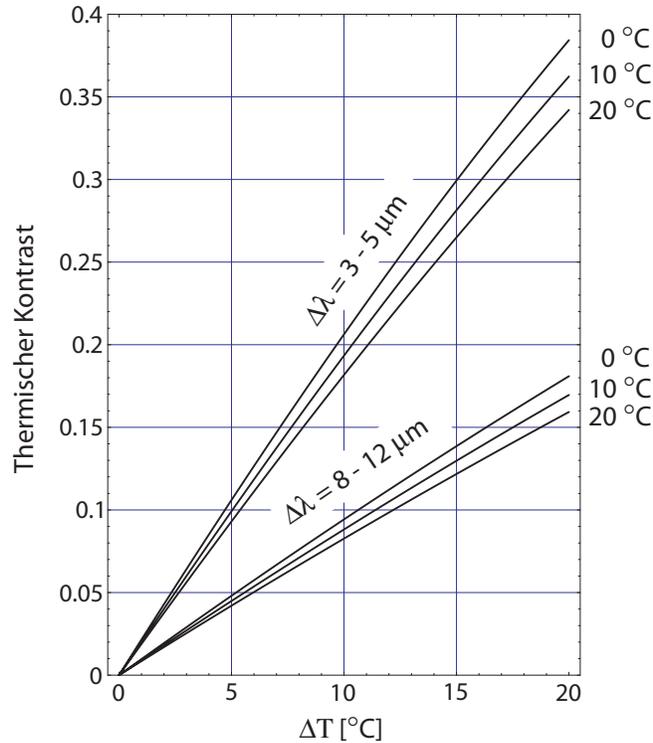


Abbildung 3.6: Thermischer Kontrast für den Spektralbereich von  $3-5 \mu\text{m}$  und  $8-12 \mu\text{m}$  bei verschiedenen Temperaturen. Der Spektralbereich von  $3-5 \mu\text{m}$  ist bei Raumtemperatur besser geeignet, kleinste Temperaturunterschiede aufzulösen, da dort der thermische Kontrast größer ist.

die Kamera von AIM mit einem Spektralbereich von  $8-10 \mu\text{m}$  ( $\text{NE}\Delta T = 30,1 \text{ mK}$ ). Da der Sensor über den Wellenlängenbereich der Kamera integriert und die Dicke der wasserseitigen thermischen Grenzschicht zwischen  $300 \mu\text{m}$  und  $1 \text{ mm}$  variiert, fällt der etwas größere Fehler aufgrund der höheren Eindringtiefe darüberhinaus nicht allzu stark ins Gewicht, zudem die Eindringtiefe der Kamera bei der Auswertung durch einen Korrekturterm ohnehin berücksichtigt wird (vgl. Abschnitt 5.4).

Um mit einer Infrarotkamera Temperaturen präzise bestimmen zu können, muss zunächst eine Temperaturkalibration vorgenommen werden. Dies ist notwendig, um die Grauwerte des Kamerabildes später Temperaturen zuordnen zu können (vgl. Abschnitt 5.1). Daneben muss auch berücksichtigt werden, dass die betrachteten Objekte im Regelfall keine idealen schwarzen Strahler, d.h. keine perfekten Absorber sind und somit weniger Strahlung als ein schwarzer Strahler emittieren. Das Verhältnis der Emission zu der eines schwarzen Strahlers bei gleicher Temperatur wird als spektrale Emissivität  $\varepsilon(\lambda)$  bezeichnet und hängt meist noch von der Wellenlänge ab. Die gesamte Strahlungsbilanz eines realen Körpers ergibt sich aus

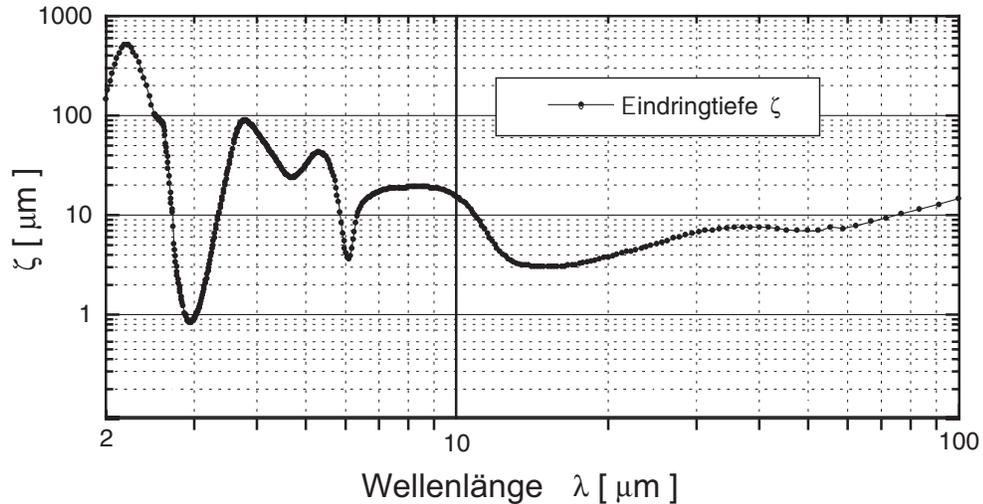


Abbildung 3.7: Eindringtiefe  $\zeta$  der Infrarotstrahlung im Wellenlängenbereich von 2-100  $\mu\text{m}$ . Für den Bereich von 3-5  $\mu\text{m}$  variiert die Eindringtiefe um fast zwei Größenordnungen. Der Spektralbereiches von 8-12  $\mu\text{m}$  weist eine geringere mittleren Eindringtiefe der Strahlung bei gleichzeitig geringerer Schwankung auf.

Gründen der Energieerhaltung [WOLFE und ZISSIS 1978]:

$$\varepsilon(\lambda) + \varrho(\lambda) + \tau(\lambda) = 1. \quad (3.9)$$

durchdringt, ohne absorbiert zu werden, und  $\varrho(\lambda)$  der Bruchteil, der an der Oberfläche reflektiert wird. In Tabelle 3.2 sind Emissivitäten für unterschiedliche Materialien aufgeführt. Eine präzise Messung der Temperatur eines Körpers mit einer Infrarotkamera setzt die genaue Kenntnis der Emissivität  $\varepsilon(\lambda)$  des zu betrachtenden Körpers voraus. Der hier vorgestellte Ansatz beruht auf der Amplitudendämpfung der sich an der Wasseroberfläche einstellenden Temperatur. Die leicht von einem schwarzen Strahler abweichende Emissivität des Wassers spielt hierfür keine Rolle, da nur das Temperaturverhältnis vom ungedämpften zum gedämpften Zustand betrachtet wird. Bei Feldmessungen allerdings muss die von Null abweichende Reflektivität  $\rho$  berücksichtigt werden. [SAUNDERS 1970] gibt für den Wellenlängenbereich von 8-15  $\mu\text{m}$  eine Reflektivität von  $\rho = 0,014$  an. Dies hat zur Folge, dass bei klarem Himmel (50-65 K) die von der Wasseroberfläche in die Kamera reflektierte Abstrahlung des Himmels zu einem absoluten Fehler bei der Temperaturmessung von ca. 0,5 K führt. Ein solcher konstanter Offset müsste bei der Auswertung der Kamerabilder bzw. bei der Bestimmung des Dämpfungsgrades berücksichtigt werden.

Material	Zustand	Temperatur	Emissivität $\tilde{\epsilon}$
schwarzer Strahler	ideal	-	1,0
Aluminium	poliert	50-100° C	0,04 - 0,06
Eisen	oxidiert	100° C	0,74
Schwarze Farbe	matt	40-100° C	0,96 - 0,98
Glas	-	-20-100° C	0,94 - 0,91
Eis	glatte Oberfläche	0° C	0,97
Wasser	-	0-100° C	0,95 - 0,98
Planzenblatt	grün	-	0,98

Tabelle 3.2: Mittlere Emissivitäten für verschiedene Materialien im infraroten Bereich.

### 3.5 Zusammenfassung und Folgerungen

Wärme eignet sich als Tracer für die Untersuchung des Gasaustausches an der Luft-Wasser-Phasengrenze. Moderne CCD-Infrarotkameras erlauben es, die dynamische CFT mittels aktiver Thermographie sowohl im Labor als auch bei Feldmessungen einzusetzen. Zusammenfassend lässt sich sagen:

- Wärme kann zusammen mit der Diffusion und der Viskosität zu einem Transportphänomen zusammengefasst werden, da sie ähnlichen physikalischen Gesetzen gehorchen und die zugrunde liegenden Transportmechanismen dieselben sind.
- Wärme hat im Gegensatz zu anderen Tracern bei Austauschprozessen in der Grenzschicht Einstellzeiten im Sekundenbereich. Dies ermöglicht es, Austauschprozesse mit hoher zeitlicher Auflösungen zu beobachten und sie auch mit schnell fluktuierenden meteorologischen Größen zu parametrisieren.
- Moderne CCD-Infrarotkameras erlauben eine hohe zeitliche und räumliche Auflösung bei Temperaturmessungen an der Wasseroberfläche.
- Nach entsprechender Kalibrierung kann die Temperatur der Wasseroberfläche mit einer CCD-basierten Infrarotkamera präzise gemessen werden.
- Laborexperimente (vgl. [JÄHNE et al. 1989]) legen nahe, dass sich aus gemessenen Wärmeaustauschraten Gasaustauschraten bestimmen lassen.
- Wärme als Tracer misst nicht den durch Blaseneintrag in den Wasserkörper vermittelten Beitrag zum Gasaustausch. Durch Vergleich mit klassischen Massenbilanzmethoden können so die Beiträge der einzelnen Transportmechanismen separiert werden.
- Obwohl bei einer Infrarotmessung über die Eindringtiefe des Spektralbereiches der CCD-Kamera integriert wird und nicht die Temperatur direkt an der Wasseroberfläche gemessen wird, ist ein Einsatz der dynamischen CFT mit aktiver Thermographie möglich. Der systematische Fehler ist aufgrund der Dicke der thermischen Grenzschicht nur gering und kann in einem Korrekturterm berücksichtigt werden.

- Wasser hat eine von Null verschiedene Emissivität, was bei absoluten Temperaturmessungen je nach Kalibration der Kamera zu systematischen Fehlern führen kann. Bei bekannter Emissivität kann aus den Kamerabildern die korrekte Temperatur berechnet werden.
- Bei Feldmessungen führt die Reflektivität der Wasseroberfläche bei klarem Himmel oder homogener Bewölkung zu einem konstanten Temperaturoffset. Dies müsste bei einer Auswertung der Kamerabilder und der Bestimmung des Dämpfungsgrads berücksichtigt werden.



# Kapitel 4

## Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel wird der experimentelle Laboraufbau am Heidelberger Wind-Wellen-Kanal AELOTRON [JÄHNE 2001] dargestellt, mit dem die Gasaustauschprozesse und Transportphänomene in der viskosen Grenzschicht mittels dynamischer CFT mit aktiver Thermographie untersucht wurden und die Transfargeschwindigkeit bestimmt wurde. Zunächst wird der allgemeine Aufbau des verwendeten Messaufbaus und die Steuerung der Komponenten erläutert sowie die Komponenten selbst genauer beschrieben (Abschnitt 4.1). Danach wird der AELOTRON, der Wind-Wellen-Kanal, an dem die Messungen dieser Arbeit durchgeführt wurden, vorgestellt (Abschnitt 4.2). In Abschnitt 4.3 wird das Laborexperiment, das im Sommer 2003 am AELOTRON durchgeführt wurde, beschrieben.

### 4.1 Das Laborinstrument

#### 4.1.1 Aufbau und Steuerung des Laborinstruments

##### Aufbau des Laborexperiments

Die Herzstücke der Messapparatur stellen die Infrarotkamera und der CO<sub>2</sub>-Laser dar. Der CO<sub>2</sub>-Laser ist auf der Oberseite des AELOTRON angebracht. Mit Hilfe eines Konkavspiegels wird der Laserstrahl zunächst fächerförmig aufgeweitet und dann anschließend mit einem Umlenkspiegel senkrecht auf die Wasseroberfläche projiziert (vgl. Abbildung 4.1).

Der Umlenkspiegel ist an einen Scanner angeschlossen, der den Spiegel mit einer konstanten Drehgeschwindigkeit um seine Achse auslenkt. Der aufgefächerte Laserstrahl überstreicht die Wasseroberfläche und erwärmt diese flächig (siehe Abbildung 4.2). Anzumerken ist, dass der Scanner mit einer Sägezahnspannung betrieben wird. Bei der ansteigenden Flanke wird der Spiegel immer weiter verdreht. Die absteigende Flanke ist praktisch senkrecht, so dass der Spiegel schlagartig in seine Ausgangsposition zurückschnellt, um sich dann wieder mit der ansteigenden Flanke zu verdrehen. Als Folge überstreicht der Laserstrahlfächer immer nur in eine Richtung das Wasser, in dem hier realisierten Aufbau in Windrichtung.

Die Erwärmung der Wasseroberfläche wird mit einer im Vorfeld temperaturkalibrierten

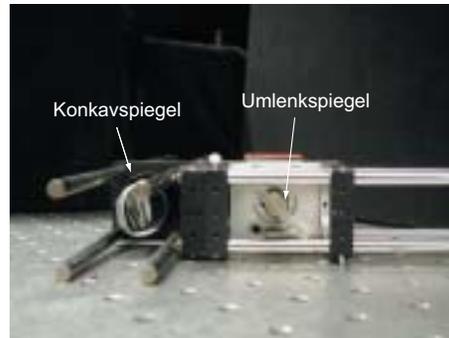


Abbildung 4.1: Konkavspiegel und Scanner mit dem Umlenkspiegel

Infrarotkamera gemessen. Die Temperaturkalibration erfolgt mit Hilfe eines Schwarzkörperstrahlers (Blackbodys) (s.u.). Eine ausführliche Beschreibung zur Temperaturkalibration von Infrarotkameras findet sich in [HAUSSECKER 1996]. Die Kamera ist seitlich, außen an der Kanalwand angebracht. Abbildung 4.3 zeigt einen Querschnitt des Wind-Wellen-Kanals AEOLOTRON mit der Anordnung des Lasers und der Infrarotkamera. Die Infrarotkamera ist hierbei unter einem Winkel von  $58^\circ$  auf die vom Laser erwärmten Wasseroberfläche gerichtet.

### Bilddaufnahme beim Laborexperiment

In Abbildung 4.4 ist die Verschaltung der einzelnen Komponenten des Messaufbaus schematisch dargestellt. Über eine R232-Verbindung können die Aufnahmeparameter der Kamera, wie beispielsweise die Belichtungszeit, mit Hilfe einer vom Hersteller mitgelieferten Software eingestellt werden. Der Start der Messung bzw. die Bilddatenakquisition erfolgt vom Mess-/Steuerrechner mit der Bildverarbeitungssoftware *Heurisko*<sup>1</sup>, mit der später auch die Bildsequenzen ausgewertet werden. Die Bilddaten werden vom digitalen Ausgang der Infrarotkamera über eine PCI-Framegrabberkarte in den Hauptspeicher des Mess-/Steuercomputers gelesen. Eine Schwierigkeit bei der Bilddatenaufnahme besteht in der enormen Datenmenge. Die hier vorgestellte Messmethode erfordert es, Sequenzlängen von 4 Minuten in Echtzeit ohne Verlust einzelner Bilder aufzunehmen (vgl. Abschnitt 5.3.1), was bei der verwendeten Kamera einer Datenmenge von 1800 MByte entspricht. Durch die vielseitigen Eigenschaften von *Heurisko* in Kombination mit einem Festplatten-Raid-System konnte dies realisiert werden. *Heurisko* erlaubt es, die Bilddaten in sogenannte Ringbuffer zu schreiben. Bei der Bilddatenakquisition werden die Daten kontinuierlich in einen Buffer, der 600 Bilder fasst, geschrieben. Sobald dieser voll ist, werden die eintreffenden Bilddaten in einen zweiten Buffer der gleichen Länge gelesen. Während die Bilddaten in den zweiten Buffer geschrieben werden, werden die Daten aus dem vollen ersten Buffer auf das Festplatten-Raid geschrieben, so dass dieser wieder für die Bilddaufnahme zu Verfügung steht, sobald der zweite Buffer vollgeschrieben ist. Die pro Messsequenz aufgenommenen 14400 Bilder werden so in 24 Dateien

<sup>1</sup>Heurisko 5.0.16, AEON Verlag & Studio, Hanau

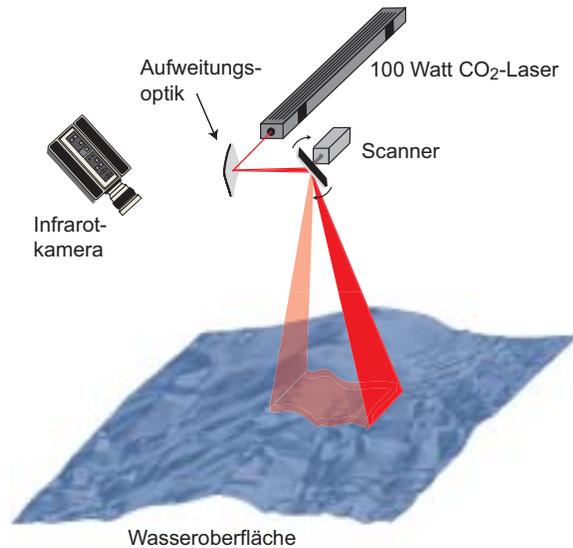


Abbildung 4.2: 3D-Darstellung der Erwärmung der Wasseroberfläche durch den CO<sub>2</sub>-Laser. Der Scanner mit dem Umlenkspiegel wird mit einer Sägezahnspannung betrieben, so dass der Laserstrahlfächer die Wasseroberfläche immer nur in einer Richtung überstreicht. Die Drehrichtung des Spiegel bei der ansteigenden Flanke der Sägezahnspannung ist in der Abbildung angedeutet.

mit je 600 Bildern geschrieben.

### Steuerung des Laborinstruments

Um, wie in Abschnitt 2.3.6 beschrieben, aus der Amplitudendämpfung die Austauschzeit  $t_*$  bestimmen zu können, muss ein periodischer Wärmefluss auf der Wasseroberfläche erzeugt werden. Hierzu wird der Laser periodisch an und ausgeschaltet, während der mit einer Sägezahnspannung betriebene Scannerspiegel kontinuierlich weiterläuft. Die bei den unterschiedlichen Messdurchgängen gewählte Periodenlänge des Lasers muss dabei immer einem Vielfachen der Periodenlänge der Sägezahnspannung entsprechen, da der Laserstrahlfächer sonst bei jeder Periode des Lasers an einer anderen Stelle auf der Wasseroberfläche beginnen würde.

Die spätere Bilddatenanalyse (siehe Abschnitt 5.3.1) erfordert aber strengere Randbedingungen an die Bilddatenaufnahme als nur ein ganzzahliges Verhältnis von Scanner- zu Laserfrequenz. Für eine Bestimmung der Austauschzeit  $t_*$  aus der Amplitudendämpfung muss die absolute Synchronität von Kamera, Laser und Scannerspiegel gegeben sein. Diese Synchronität wird dadurch erreicht, dass sowohl das TTL-Signal, das den Laser an- und ausschaltet, als auch die am Scanner angelegte Sägezahnspannung an den Framesync der Infrarotkamera gekoppelt werden. Der Framesync ist ein Rechtecksignal der Kameraelektronik, mit dem die

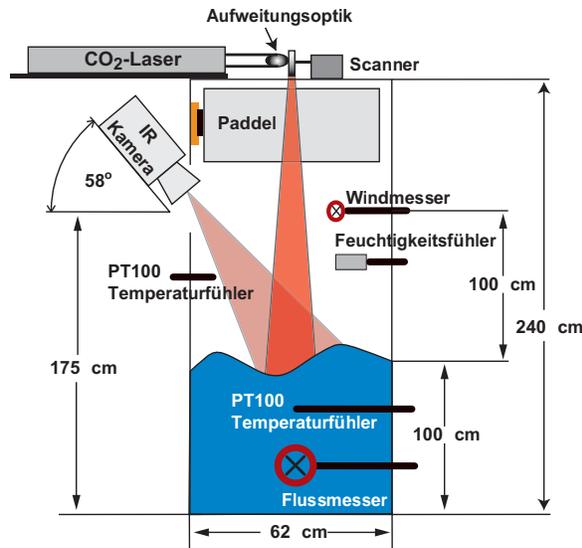


Abbildung 4.3: Querschnitt des Wind-Wellen-Kanals AEOLOTRON, in der die Anordnung der Infrarotkamera und des CO<sub>2</sub>-Lasers verdeutlicht wird. Eine detaillierte Beschreibung des AEOLOTRONs findet in Abschnitt 4.2 statt.

Bildwiederholffrequenz der Kamera intern gesteuert wird. Das Framesync-Signal der Kamera wird aus der PCI-Framegrabberkarte herausgeschleift und auf eine Multifunktions-I/O-Karte gegeben. Mit Hilfe dieser Multifunktions-I/O-Karte wird das Rechtecksignal des Framesync untersetzt und das untersetzte Signal dann sowohl an einen Digital/Analog-Wandler als auch wieder an die Multifunktions-I/O-Karte weitergeben (vgl. Abbildung 4.4). Das wieder auf die Karte gegebene Signal wird ein weiteres mal untersetzt. Das zweifach-untersetzte Rechtecksignal dient zum An- und Ausschalten des CO<sub>2</sub>-Lasers. Das einfach-untersetzte Rechtecksignal wird im Digital/Analog-Wandler in eine Sägezahnspannung gleicher Frequenz umgewandelt und steuert den Scannerspiegel. Die Untersetzungsgrade für die auf die Multifunktions-I/O-Karte eingehenden Rechtecksignale (Framesync und einmal untersetzter Framesync) werden per Software, wiederum ein Heurisko-Workspace, eingestellt. Durch dieses nacheinander geschaltete Untersetzen wird gewährleistet, dass sich der Scannerspiegel immer in seiner Ausgangsposition (Beginn der ansteigenden Flanke der Sägezahnspannung) befindet, sobald der Laser angeschaltet wird. Die Rechner sind darüberhinaus über ein Datenkabel verbunden, so dass der Bildaufnahme-Workspace und der Untersetzungs-Workspace miteinander kommunizieren können. Durch Abfrage der Rechtecksignale vom Untersetzungs-Workspace beginnt der Bildaufnahme-Workspace am Messrechner die Bild-datenakquisition immer synchron mit dem Anschalten des CO<sub>2</sub>-Laser. Als Laserfrequenzen, deren Amplitudendämpfung an der Wasseroberfläche untersucht werden sollen, werden dabei immer solche Frequenzen gewählt, bei denen das Ende einer Laserperiode genau dem 2400sten aufgenommenen Bild (dem Ende der jeweils 4ten auf die Festplatte geschriebenen Datei) übereinstimmt. Der Grund hierfür liegt in der späteren Auswertung der Bildfolgen. Zur Auswertung müssen immer komplette Laserperioden geladen werden, so dass die größte

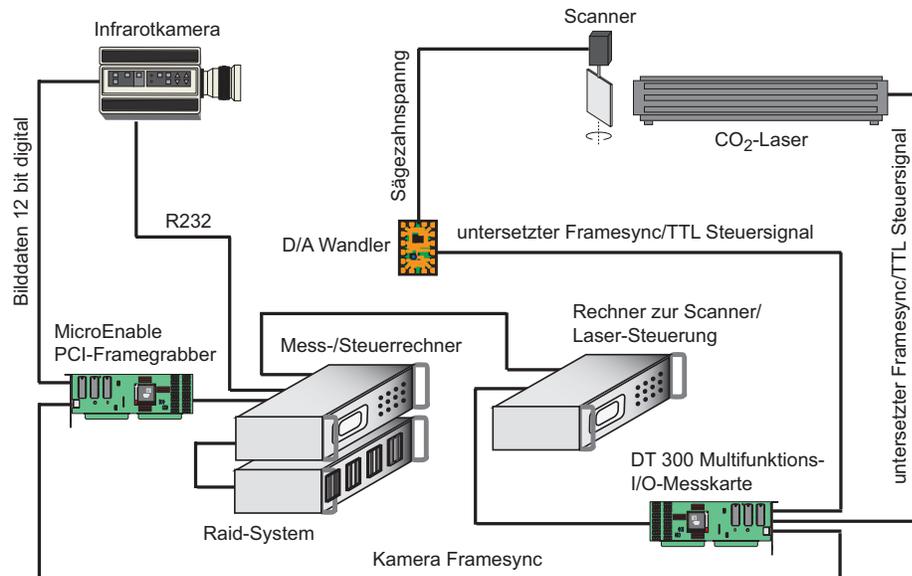


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung der Vernetzung und Steuerung des Messaufbaus

auswertbare Periodenlänge durch den Arbeitsspeicher des Auswerterechners limitiert wird. Zusätzlich wird aber die spätere Auswertung der Bilddaten erheblich vereinfacht, wenn auch die kürzeren Laserperioden mit dem 2400ten Bild enden (vgl. Abschnitt 5.3.1). Die längste eingestellte Laserperiode (0,025 Hz) entspricht gerade 2400 Bildern.

In dem hier präsentierten Messaufbau werden zwei getrennte Rechner verwendet. Ein Messrechner zur Bilddatenakquisition mit der PCI-Framegrabberkarte und ein Rechner mit der Multifunktions-I/O-Karte, an dem das Framesync-Signal der Infrarotkamera untersetzt wird (vgl. Abbildung 4.4). Es spricht nichts dagegen, die Bilddatenerfassung und die Signaluntersetzung mit nur einem Rechner zu realisieren. Der Einsatz zweier getrennter Rechner war lediglich das Resultat von bis zu diesem Zeitpunkt ungelöster Treiberkonflikte zwischen der PCI-Framegrabberkarte und der Multifunktions-I/O-Karte. Dieses Problem ist inzwischen gelöst und der Messaufbau am Institut für Umweltphysik in Heidelberg wird nun mit nur einem Rechner betrieben.

#### 4.1.2 Verwendete Komponenten

In dem folgenden Abschnitt sollen kurz die verwendeten Komponenten vorgestellt und ihre Vorteile diskutiert werden.

##### Die Infrarotkamera

Bei der verwendeten Infrarotkamera handelt es sich um eine Kamera von *Amber* Typ *Radiance* (vgl. Abbildung 4.5). Hergestellt wird diese Infrarotkamera von der Firma L-3 Wescam in Healdsburg Kalifornien.



Abbildung 4.5: Die Infrarotkamera Amber Typ Radiance mit einem 25 mm Objektiv

Der CCD-Detektor der Kamera besteht aus  $256 \times 256$  quadratischen InSb-Sensorelementen. Der sensitive Bereich der Kamera liegt im Wellenlängenintervall von  $3\text{-}5 \mu\text{m}$ . Pro Pixel liefert die Ausleseelektronik der Kamera ein digitales 12 Bit Ausgangssignal, so dass die Kamera Grauwertbilder mit Werten von 0 bis 4095 liefert. Die 12 Bit Bilddaten können aus dem digitalen Ausgang der Kamera über einen PCI-Framegrabber in Echtzeit als 16 Bit Datenstrom direkt in den Hauptspeicher des Messrechner gelesen werden. Pro Kamerabild werden also  $256 \times 256 \times 16 \text{ Bit} = 1024 \text{ kByte}$  des Hauptspeicher belegt. Die Kamera hat eine feste Bildwiederholrate von 60 Hz und wurde bei der Messung mit einem 25 mm Infrarotobjektiv betrieben. Der betrachtete Bildausschnitt der Wasseroberfläche betrug mit diesem Objektiv ca.  $60 \times 60 \text{ cm}$ .

Die Amber Radiance besitzt eine NE $\Delta$ T von  $T = 27,2 \text{ mK}$ . Neben dieser niedrigen NE $\Delta$ T, die erst eine präzise Messung der Temperatur an der Wasseroberfläche ermöglicht, bietet die Amber Radiance zusätzlich den Vorteil das Kamerabild intern zu homogenisieren. Aufgrund der hohen Sensitivität der verwendeten InSb Sensorelemente des CCD-Chips lässt sich nicht vermeiden, dass jedes einzelne Element etwas unterschiedlich auf die gleiche Bestrahlung reagiert. Als Folge wäre das Kamerabild bei Betrachten einer Fläche konstanter Temperatur inhomogen. Bei der sogenannten internen Zwei-Punkt-Kalibrierung wird im Inneren der Radiance Kamera eine geschwärzte Metallplatte bei zwei Temperaturen in den Strahlengang geklappt und anschließend für jedes Pixel ein Gain und ein Offset berechnet. Diese Werte werden in den Arbeitsspeicher der Kamera geschrieben und im weiteren Betrieb von der Kameraelektronik zur Korrektur der unterschiedlichen Pixelsensitivitäten und so zur Erzeugung eines homogenen Kamerabildes verwendet.

### Der CO<sub>2</sub>-Laser

Der bei den Messungen zum Einsatz gekommene CO<sub>2</sub>-Laser war ein wassergekühltes Modell der Firma Synrad Inc. in Mukilteo USA. Der Laser vom Typ *Evolution 100* kann mit einer Maximalleistung von 100 Watt betrieben werden, wobei die Leistung stufenlos regelbar ist und der Laser über ein externes TTL-Signal an- bzw. ausschaltbar ist. Der Hersteller garantiert eine Leistungsstabilität unmittelbar nach dem Anschalten des Lasers von  $\pm 5\%$ , wobei

sich bei längerer Betriebsdauer die Schwankung der Leistung verringert. Der Durchmesser des emittierten Laserstrahls beträgt 4 mm. Durch den Einsatz des Konkavspiegel wurde der Laserstrahl an der Wasseroberfläche auf eine Breite von ca. 50 cm aufgefächert, so dass zusammen mit dem Scannerspiegel ein  $30 \times 50\text{cm}^2$  Bereich der Wasseroberfläche erwärmt wurde.

Die Entscheidung einen  $\text{CO}_2$ -Laser zur Erwärmung der Wasseroberfläche einzusetzen gründet auf der Wellenlänge des emittierten Laserstrahls.  $\text{CO}_2$ -Laser emittieren Licht mit einer Wellenlänge von  $10,6 \mu\text{m}$ . Der CCD-Chip der gewählte Infrarotkamera Amber Typ Radiance ist aber nur in einem Wellenlängenbereich von  $3\text{-}5 \mu\text{m}$  sensitiv. Durch die unterschiedlichen Wellenlängenbereiche von Wärmequelle ( $\text{CO}_2$ -Laser) und Messgerät (Infrarotkamera) kann gewährleistet werden, dass nur die tatsächliche Erwärmung der Wasseroberfläche gemessen wird. Bei gleichem Wellenlängenbereich würde die Infrarotkamera aufgrund der unterschiedlichen Neigung der wellenbewegten Wasseroberfläche teilweise auch direkte Reflektionen der Wärmequelle detektieren. Dies hätte aber eine signifikante Verfälschung der Messergebnisse zur Folge.



Abbildung 4.6:  $\text{CO}_2$ -Laser Evolution 100

### Die Scaneinheit

Beim eingesetzten Scanner handelt es sich um einen Galvanometerscanner der Firma *GSI Lumonics* in Billerica, USA. Die wesentliche Voraussetzung an die Scaneinheit war, dass sich der Umlenkspiegel um  $\pm 45^\circ$  verdrehen und mit einer Frequenz von 10 Hz präzise betreiben lässt.

### Die PCI-Framegrabberkarte

Als PCI-Framegrabber wurde die *microEnable II* der Firma Silicon Software GmbH aus Mannheim verwendet. Es handelt sich dabei um einen programmierbaren FPGA-Framegrabber, der es über einen mit dem Framegrabber verbundenen digitalen Ausgang erlaubt, eingehende Signale der Kamera (Framesync) als Steuersignal für andere Geräte rauszuschleifen.

## Die Multifunktions-I/O-Karte

Als Multifunktions-I/O-Karte wurde die *DT 301* vom Hersteller Data Translation (Marlboro, USA) gewählt. Sie verfügt über 4 Timer/Counter-Kanäle (16 Bit) und insgesamt 16 single-ended (bzw. 8 differentielle) analoge Eingänge mit einer Auflösung von 12 Bit und einer Abtastrate von 225 kHz.

## Der Digital/Analog-Wandler

Der zur Steuerung des Spiegels verwendete Digital/Analog-Wandler wurde in der Werkstatt des Instituts für Umweltphysik (Heidelberg) speziell für den Messaufbau gefertigt. Schaltungen, die ein digitales Rechtecksignal in eine Sägezahnspannung gleicher Frequenz umwandeln finden sich beispielsweise in [HOROWITZ 1989].

## Der Blackbody

Vor der eigentlichen Messung muss eine Temperaturkalibration der Infrarotkamera durchgeführt werden, um eine Zuordnung der aufgenommenen Grauwertverteilung des Kamerabildes zu der zugrundeliegenden Temperaturverteilung zu ermöglichen. Hierzu wird einem sogenannten Blackbody der tatsächliche Temperaturverlauf der Infrarotkamera bestimmt (vgl. Abschnitt 5.1). Bei einem Blackbody handelt es sich um einen praktisch idealen schwarzen Strahler, dessen Temperatur über eine Elektronik sehr stabil und präzise geregelt werden kann. Bei den Kalibrationsmessungen wurde das Modell *2006G* der Firma Santa Barbara Infrared, Inc. (Santa Barbara, USA) eingesetzt (vgl. Abbildung 4.7). Der wählbare Temperaturbereich liegt bei  $10^{\circ}$ - $60^{\circ}$  C mit einer Genauigkeit von  $0,01^{\circ}$  C. Die Emissivität des Blackbodys  $\varepsilon$  beträgt  $0,985 \pm 0,15$  mit emittierten Wellenlängen von  $2 \mu\text{m}$  bis  $14 \mu\text{m}$ .



Abbildung 4.7: Der zur Temperaturkalibrierung verwendete Blackbody 2006G mit (rechts) und ohne die Infrarotkamera Amber Radiance (links).

## Die Bildaufnahme- und Steuerungssoftware

Die Steuerung der Messung sowie die Bildaufnahme selbst erfolgte mit Hilfe der Bildverarbeitungssoftware *Heurisko 5.0.16* der Firma AEON Verlag & Studio (Hanau, Deutschland). Die herausragendsten Vorteile der plattformunabhängige Entwicklungsumgebung Heurisko sind der Echtzeitbildtransfer auf Festplatte, die offene Schnittstelle mit der Möglichkeit Framegrabber- und Messdatenerfassungsmodule zu integrieren und sehr effizient arbeitende und schnelle Bildverarbeitungsalgorithmen (MMX-optimiert). Die effizienten Bildverarbeitungsalgorithmen von Heurisko ermöglichten auch eine unkomplizierte Auswertung der großen Datenmengen (1800 MByte pro Aufnahme).

## 4.2 Der Wind-Wellen-Kanal AEOLOTRON

Der 1999 fertiggestellte Heidelberger Wind-Wellen-Kanal AEOLOTRON, an dem die in dieser Arbeit beschriebenen Messungen durchgeführt wurden, ist ein speziell zum Studium von Austauschprozessen (Gas, Impuls, Wärme), wie sie zwischen dem Ozean und der Atmosphäre stattfinden, konzipierter Rundkanal [JÄHNE et al. 1999]. Die runde Form des Kanals ermöglicht Messungen bei 'quasi-unendlichem' *Fetch*. Als *Fetch* wird die Strecke bezeichnet, die der Wind über das Wellenfeld streicht und Impuls in den Wasserkörper einträgt. Im Gegensatz zu linearen Kanälen kann sich so ein stationäres und homogenes Wellenfeld ausbilden, wobei allerdings eine Rotationsbewegung des gesamten des gesamten Wasserkörpers entsteht. Diese wird durch eine Gegenstromanlage, die am Kanalboden eine dem Wind entgegengerichtete Wasserströmung erzeugt, kompensiert.



Abbildung 4.8: Der Heidelberger Wind-Wellen-Kanal AEOLOTRON in der Bauphase (links) und in Betrieb (rechts).

Die ringförmige Wasserrinne ist 60 cm breit und mit einer 6 cm dicken Styrodürschicht isoliert, um den Wärmeverlust so gering wie möglich zu halten. Der AEOLOTRON hat einen Ringdurchmesser von 10 m und fasst bei maximaler Füllhöhe 21000 l Wasser. Der Kanal kann wahlweise mit deionisiertem Wasser oder Salzwasser betrieben werden, was aus entsprechenden Wasserreservoirs im Keller des Instituts in den Kanal gepumpt wird. Die maximal erzeugbare Windgeschwindigkeit liegt bei ca. 15 m/s und die dabei auftretenden

Wellen können Höhen von bis zu 50 cm erreichen. Die Windgeschwindigkeit wird über zwei im inneren des Kanals angebrachte Anemometer gemessen. Der Wind selbst wird durch Kunststoffpaddel, die an einem Glasfaserband im Inneren des Kanals befestigt sind, erzeugt. Das Glasfaserband, das die Paddel nach sich zieht und dadurch den Wind erzeugt, wird von 64 stufenlos regelbaren 100 W Gleichstrommotoren angetrieben. Die wichtigsten äußeren Parameter des Kanals sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

AEOLOTRON	
Durchmesser	10 m
Umfang, Mitte der Rinne	29,2 m
Breite der Rinne	0,6 m
Höhe der Rinne	2,4 m
Max. Wassertiefe	1,2 m
Wasseroberfläche	18,4 m <sup>2</sup>
Füllmenge	21000 l
Max. Windgeschwindigkeit	15 m/s

Tabelle 4.1: Eine Übersicht über die technischen Daten des Heidelberger Wind-Wellen-Kanals AEOLOTRON

Über eine Klimaanlage mit einer Leistung von 40 KW können die Luftfeuchtigkeit und Lufttemperatur im AEOLOTRON unabhängig voneinander regelt werden. Dabei können Wassertemperaturen von 5°C bis 40°C eingestellt werden. Über je vier PT-100 Sensoren im Wasserkörper bzw. im Luftraum kann die Wasser- bzw. Lufttemperatur in kontinuierlichen Abständen mit einer Genauigkeit von 0,1 Kelvin gemessen werden. Mit Hilfe der Klimaanlage lassen sich an der Wasseroberfläche Wärmeflüsse von bis zu 1000 W/m<sup>2</sup> erreichen. Durch Veränderungen bei der Spülung des gasdichten Luftraumes können am AEOLOTRON beliebige Luftfeuchtigkeitswerte eingestellt werden, die über zwei im Luftraum installierte Feuchtefühler gemessen werden. Die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen wurden bei 100 % Luftfeuchtigkeit, also bei einer Spülrate von 0 m<sup>3</sup>/h durchgeführt. Bei der maximal erreichbare Spülrate von 1000 m<sup>3</sup>/h erzeugt die Verdunstung einen Wärmefluss von 500 W/m<sup>2</sup>.

### 4.3 Messungen am AEOLOTRON

Die Messungen, deren Ergebnisse im Kapitel 6 vorgestellt und diskutiert werden, wurden am AEOLOTRON vom 24.06.2003 bis zum 03.07.2003 mit dem in Abschnitt 4.1.1 beschriebenen Aufbau durchgeführt. Abbildung 4.9 zeigt den Messaufbau am AEOLTRON. Bei allen Messungen war die Luftfeuchtigkeit im Kanal auf 100% eingestellt und im Wasserkörper und Luftraum herrschten die gleiche Temperatur. Befüllt wurde der Kanal ausschließlich mit deionisiertem Wasser.

Es wurden insgesamt zwei Messserien mit jeweils 11 verschiedenen Windgeschwindigkeiten von 2,0 m/s bis maximal 7,0 m/s gefahren. Die beiden Serien unterschieden sich dadurch, dass einmal ohne und einmal mit der Gegenstromanlage gearbeitet wurde. Bei der Serie mit

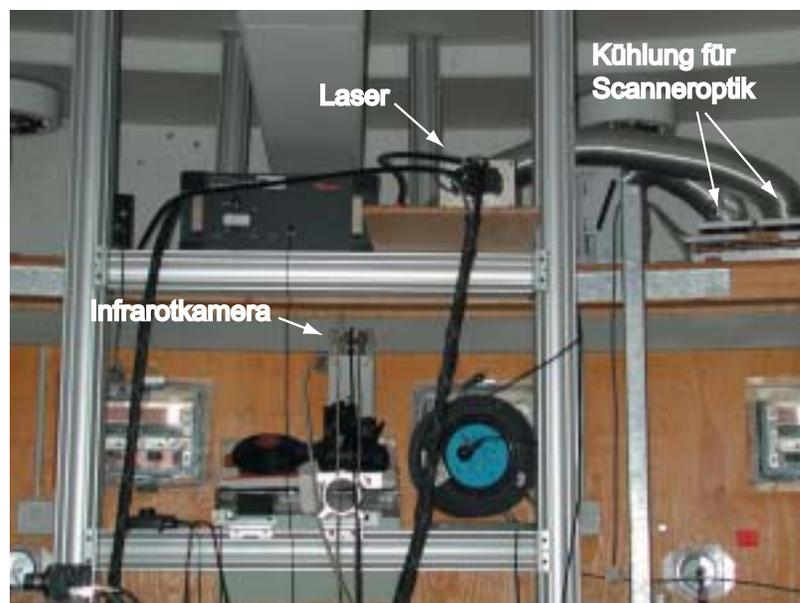


Abbildung 4.9: Messaufbau am AEOLOTRON

Gegenstromanlage wurde diese so eingestellt, dass sich die von der Kamera beobachteten Strukturen an der Wasseroberfläche in Ruhe befanden<sup>2</sup>. Pro Windgeschwindigkeit wurde die Amplitudendämpfung der Temperatur an der Wasseroberfläche bei 8 verschiedenen Frequenzen untersucht. Die Frequenz des Laser variierte dabei von 0,025 Hz bis 5 Hz. Eine detaillierte Auflistung der gewählten Windgeschwindigkeiten und Laserfrequenzen findet sich in Tabelle 4.2.

Pro Messserie gewählte Windgeschwindigkeiten	2,00 m/s, 2,27 m/s, 2,57 m/s, 2,92 m/s, 3,31 m/s, 3,75 m/s, 4,25 m/s, 4,82 m/s, 5,47 m/s, 6,20 m/s*, 7,00 m/s*
Pro Windgeschwindigkeit untersuchte Laserfrequenzen	0,025 Hz, 0,05 Hz, 0,1 Hz, 0,25 Hz, 0,5 Hz, 1,0 Hz, 2,5 Hz, 5,0 Hz

Tabelle 4.2: Bei den Messserien eingestellte Windgeschwindigkeiten und Laserfrequenzen. Die mit \* gekennzeichneten Windgeschwindigkeiten wurden nur ohne Gegenstromanlage untersucht.

Bei allen Messungen wurde ein Objektiv mit einer Brennweite von 25 mm und einer Integrationszeit  $t_i$  von 1,82 ms betrieben. Die Frequenz des Scannerspiegels betrug jeweils 10 Hz. Weitere, bei allen Messungen konstant gehaltene Werte bzw. äußere Parameter sind in Tabelle 4.3 zusammengestellt:

<sup>2</sup>Bei der Messserie mit Gegenstromanlage wurden nur 9 Windgeschwindigkeiten untersucht, da bei Windgeschwindigkeiten über 5,47 m/s die beobachteten Strukturen wegen des einsetzenden Wellenbrechens nicht mehr zu Stillstand gebracht werden konnten.

Luftfeuchtigkeit	100%
Luft- bzw. Wassertemperatur	$22,2 \pm 0,2^\circ \text{C}$
Kamerafrequenz	60 Hz
Brennweite des Kameraobjektivs	25 mm
Integrationszeit $t_i$	1,82 ms
Scannerfrequenz	10 Hz (Untersetzungsfaktor: 6)
Laserleistung	95 W (95%)
Füllhöhe des Kanals	110 cm
Befüllung des Kanals	deionisiertes Wasser
betrachtete Wasseroberfläche	$60 \times 60 \text{ cm}^2$
erwärmte Wasseroberfläche	$30 \times 50 \text{ cm}^2$
Länge der aufgenommenen Bildsequenzen	4 Minuten $\iff$ 14400 Bilder

Tabelle 4.3: Bei den Messserien konstant gehaltene Werte bzw. äußere Parameter.

Bei dem zum Auffächern des Laserstrahls verwendeten Konkavspiegel handelte es sich nicht um einen auf den Wellenlängenbereich des  $\text{CO}_2$ -Lasers optimierten Spiegel. Zu Beginn der zweiten Messserie zersplitterte der Konkavspiegel aufgrund der hohen Wärmeentwicklung durch den Laserstrahl (95 W). Um dies zu verhindern, wurde bei den folgenden Messungen der Konkavspiegel durch Ventilatoren gekühlt. Abbildung 4.10 zeigt Laser und Aufweitungsoptik mit und ohne Kühlung.



Abbildung 4.10: Laser und Scanneroptik mit und ohne Luftkühlung

Veranschlagt man pro untersuchter Frequenz etwa 2 Minuten zum Vorbereiten der Messung<sup>3</sup>, 4 Minuten, in der sich das System mit der eingestellten Frequenz vor der eigentliche Datenakquisition einschwingen muss, und weitere 4 Minuten für die Datenaufnahme, so ergibt sich ein zeitlicher Aufwand pro untersuchter Frequenz von etwa 10 Minuten. Pro untersuchter Windgeschwindigkeit ergibt dies eine Messdauer von 1 Stunde und 20 Minuten. Die komplette Messdauer für eine Messserie beträgt somit mindestens 15 Stunden. Infolgedessen wurden die beiden Messserien jeweils in zwei Sitzungen unterteilt. Die bei der zweiten Sitzung

<sup>3</sup>ohne Einstellen der Gegenstromanlage

untersuchten Windgeschwindigkeiten lagen dabei immer zwischen den Windgeschwindigkeiten, die in der ersten Sitzungen gemessen wurden. Diese Maßnahme gewährleistet, dass bei jeder Sitzung ein auch für sich alleine auswertbares Windprofil gemessen wurde. Die bei den einzelnen Sitzungen gemessenen Windgeschwindigkeiten sind in den Tabellen 4.4 und 4.5 aufgeführt.

<b>Messserie ohne Gegenströmung</b>			
Messung vom 24.06.2003		Messung vom 26.06.2003	
Windgeschwindigkeit	Temperatur	Windgeschwindigkeit	Temperatur
2,00 m/s	20,0° C	2,27 m/s	20,0° C
2,57 m/s	20,0° C	2,92 m/s	20,0° C
3,31 m/s	20,0° C	3,75 m/s	20,0° C
4,25 m/s	20,0° C	4,82 m/s	20,0° C
5,47 m/s	20,1° C	6,20 m/s	20,0° C
7,00 m/s	20,1° C	-	-

Tabelle 4.4: Die bei den Sitzungen ohne Gegenströmung gemessenen Windgeschwindigkeiten und entsprechenden Temperaturen. Die Messreihenfolge entspricht der Reihenfolge in den jeweiligen Spalten.

<b>Messserie mit Gegenströmung</b>			
Messung vom 29.06.2003		Messung vom 03.07.2003	
Windgeschwindigkeit	Temperatur	Windgeschwindigkeit	Temperatur
4,82 m/s	20,2° C	2,00 m/s	20,2° C
3,75 m/s	20,2° C	2,57 m/s	20,1° C
2,92 m/s	20,2° C	3,31 m/s	20,1° C
2,27 m/s	20,2° C	4,25 m/s	20,2° C
-	-	5,47 m/s	20,1° C

Tabelle 4.5: Die bei den Sitzungen mit Gegenströmung gemessenen Windgeschwindigkeiten und entsprechenden Temperaturen. Die Messreihenfolge entspricht der Reihenfolge in den jeweiligen Spalten.



## Kapitel 5

# Bildfolgenanalyse und Auswertung

In diesem Kapitel sollen die Methoden der Bildfolgenanalyse dargelegt werden, mit deren Hilfe die aufgenommenen Infrarotbildsequenzen untersucht wurden. Bevor die eigentliche Bildfolgenanalyse durchgeführt werden kann, müssen die Bilddaten temperaturkalibriert werden. Die Temperaturkalibration stellt den Zusammenhang zwischen dem gemessenen Grauwert eines Pixels und der an der Wasseroberfläche herrschenden Temperatur her. Das Vorgehen bei der Temperaturkalibration wird in Abschnitt 5.1 erläutert. Der Einfluss und die Vorteile der gewählten Form des auf die Wasseroberfläche aufgebrachten Lasersignals werden in Abschnitt 5.2 dargestellt.

Abschnitt 5.3 beschreibt die Auswertung der aufgenommenen Bildfolgen. In Abschnitt 5.3.1 wird erklärt mit welchen Methoden der digitalen Bildverarbeitung die Amplituden- und die Phasenspektren aus den Wärmebildsequenzen gewonnen wurden. Dabei werden auch technische Schwierigkeiten wie beispielsweise der Umgang mit den großen Datenmengen erläutert. Die Bestimmung der Austauschzeit  $t_*$  für Wärme aus den Ergebnissen der Bildfolgenanalyse und die Umrechnung in Transfergeschwindigkeiten für Gase werden in Abschnitt 5.3.2 dargestellt.

Der abschließende Abschnitt 5.4 beschäftigt sich mit Korrekturen der bei der Bildfolgenanalyse in 5.3.1 berechneten Werte. Die Korrektur der Werte für die Amplitudendämpfung und Phasenverschiebung sind aufgrund der von Null verschiedenen Eindringtiefe der Infrarotkamera notwendig.

### 5.1 Die Temperaturkalibration

Bevor eine Analyse des Bildmaterials stattfinden kann, muss eine Temperaturkalibrierung durchgeführt werden, um eine Relation zwischen Grauwert und Temperatur zu erhalten. Hierzu wurde zunächst einmal das Kamerabild mit der internen Zwei-Punkt-Kalibrierung homogenisiert (vgl. Abschnitt 4.1.2). Anschließend wurde bei einer Probemessung die Integrationszeit der Kamera so eingestellt, dass der zu erwartende Grauwert gerade im mittleren Bereich (um 2000) der Kameraauflösung liegt. Die so eingestellte Kamera wurde vor den

Blackbody gestellt. Dann wurde bei insgesamt 21 Temperaturen mit Heurisko eine Bildsequenz von je 128 Bildern aufgenommen, über die anschließend pixelweise gemittelt wurde, um das elektronische Rauschen der Kamera zu minimieren. Der aufgenommene Temperaturbereich lag dabei zwischen  $19^\circ\text{C}$  und  $24^\circ\text{C}$  (in  $0,25^\circ\text{C}$ -Schritten). Aus Abbildung 5.1 ist ersichtlich, dass sich der theoretische Verlauf des Grauwertsignals der Kamera in guter Näherung als Polynom 3. Grades approximieren lässt:

$$S(T) = a_S + b_S T + c_S T^2 + d_S T^3 \quad (5.1)$$

Innerhalb des engen Temperaturbereichs der Objekte, die von der Kamera aufgenommen werden ( $\pm 10^\circ\text{C}$ ), lässt sich die Umkehrfunktion ebenfalls als Polynom 3. Grades nähern. Die Fitparameter der Umkehrfunktion, mit denen sich für jeden gemessenen Grauwert die Temperatur berechnen lässt, wurden mit einem in Heurisko bereitgestellten Operator aus den 21 gemittelten Bildsequenzen für jedes Pixel berechnet und anschließend abgespeichert. Der Heurisko-Workspace, mit dem die Temperaturkalibration aufgenommen und die Fitparameter berechnet wurden, findet sich im Anhang A.1.2. Da die Fitparameter ohnehin für jedes Pixel getrennt bestimmt werden, ist eine Homogenisierung der Kamera im Vorfeld nicht zwingend notwendig. Die Homogenisierung des Kamerabildes erleichtert aber das spätere Scharfstellen und Ausrichten der montierten Kamera.

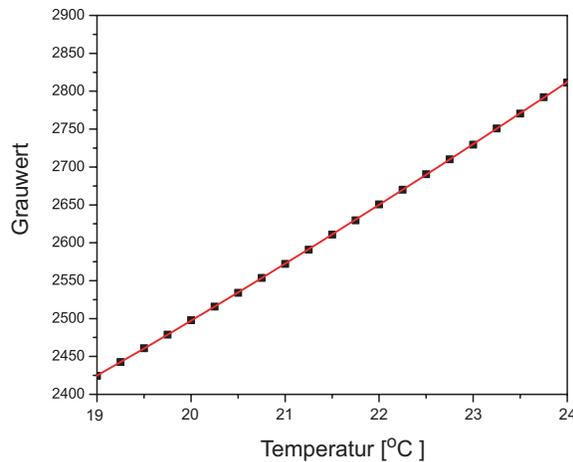


Abbildung 5.1: Der funktionale Zusammenhang zwischen eingestellter Temperatur am Blackbody und angezeigtem Grauwert der Kamera für ein Beispixel. Die gemessenen Werte (schwarze Quadrate) lassen sich in guter Näherung als Polynom 3. Grades approximieren (rote Kurve).

## 5.2 Die Frequenzanalyse des verwendeten Lasersignals

Wie in Abschnitt 2.3.6 dargestellt unterscheiden sich das vom Laser auf die Wasseroberfläche gegebene und das von der Infrarotkamera gemessene Signal bezüglich ihrer Phase. Zusätzlich

wird das vom Laser aufgebrachte Signal mit zunehmender Frequenz immer stärker gedämpft. Aus der Dämpfung der Amplitude an der Wasseroberfläche bei unterschiedlichen Frequenzen kann unmittelbar auf die Austauschzeit  $t_*$  geschlossen werden.

Um die Dämpfung bei einer bestimmten Frequenz zu erhalten, muss zunächst eine Frequenzanalyse (Fouriertransformation bezüglich der Zeit) der gemessenen Bildsequenz durchgeführt werden. Die daraus bestimmte Amplitude wird dann mit einem künstlich generierten ungedämpften Signal verglichen, um den Dämpfungsgrad zu berechnen (vgl. Abschnitt 5.3). Im einfachsten Fall, einem sinusförmigen Lasersignal, erhält man als Fouriertransformierte einen  $\delta$ -Peak um die Frequenz des Lasersignals.

Im Folgenden soll die von einem Sinussignal abweichende Form des verwendeten Lasersignals motiviert und die sich daraus ergebenden Vorteile dargestellt werden. Da bei der Auswertung der Bildsequenzen ohnehin die Amplitude für jedes einzelne Pixel bestimmt werden muss, wird sich bei den Ausführungen darauf beschränkt, nur ein Pixel zu betrachten.

Zur Frequenzanalyse diskreter Bildfolgen, wie sie in diesem Fall vorliegen, muss anstelle einer kontinuierlichen Fouriertransformation eine sogenannte *diskrete Fouriertransformation* (DFT) durchgeführt werden. Eine ausführliche Beschreibung der DFT und der Unterschiede zur kontinuierlichen Fouriertransformation findet sich unter anderem in [JÄHNE 1997] und [SCHIMPF 1996]. Eine Besonderheit der Frequenzanalyse mittels einer DFT, liegt in der Bandbegrenzung des Spektrums. Aufgrund des Abtasttheorems (vgl. [JÄHNE 1997]) beträgt die mit der DFT maximal abtastbare Frequenz (Nyquist-Frequenz  $f_n$ ) gerade der halben Aufnahmefrequenz. Die Ursache hierfür liegt darin, dass man pro Wellenlänge zwei Abtastpunkte benötigt, um auf die korrekte periodische Struktur schließen zu können. Bei den hier untersuchten Sequenzen, die mit der Infrarotkamera bei 60 Hz aufgenommen wurden, beträgt die maximal abtastbare Frequenz also 30 Hz.

Neben der maximal abtastbaren Frequenz ist die Frequenzauflösung  $\Delta f$  des berechneten diskreten Frequenzspektrums ein entscheidender Parameter für die Auswertung der durchgeführten Frequenzanalyse. Die zum berechneten diskreten komplexen Spektrum gehörigen Frequenzen entsprechen gerade Vielfachen dieser Auflösung. Die Auflösung  $\Delta f$  hängt direkt von der Nyquist-Frequenz und der Länge der aufgenommenen Sequenz ab. Das komplexe Spektrum einer reellen Bildfolge ist hermitesch, in anderen Worten achsensymmetrisch zum Nullpunkt. Infolgedessen steckt in der positiven Hälfte des Frequenzspektrums die gesamte Information. Diese Tatsache macht sich die verwendete Bildverarbeitungssoftware Heurisko zunutze und speichert entsprechend bei einer DFT nur die positive Hälfte des Spektrums. Zusätzlich wird in Heurisko als erster Eintrag der mittlere Grauwert der Bildfolge gespeichert. Die DFT einer Bildsequenz der Länge  $n$  ergibt somit bei Heurisko eine Sequenz der Länge  $n/2 + 1$ . Da keine zusätzliche Information aus den negativen Frequenzen des Spektrums gewonnen werden können, erhält man aus  $n$  Bildern lediglich  $n/2$  Informationen bezüglich des Frequenzspektrums. Bei einer Nyquist-Frequenz von  $f_n$  ergibt sich also eine Frequenzauflösung  $\Delta f$  von

$$\Delta f = f_n \cdot \frac{2}{n}. \quad (5.2)$$

Wie in Abschnitt 4.1.1 beschrieben betrug die aufgenommene Bildsequenzlänge jeweils

14400 Bilder bei einer Kamerafrequenz von 60 Hz (4 Minuten). Die gemessenen Frequenzen des Lasers waren gerade so gewählt, dass genau eine ganze Anzahl von Perioden aufgenommen werden konnte. Die Länge einer einzelnen Periode hängt von der eingestellten Frequenz  $f_L$  des Lasers ab und berechnet sich mit der verwendeten Kamera zu

$$n = \frac{60 \text{ Hz}}{f_L}. \quad (5.3)$$

Bei der mit der Bildverarbeitungssoftware Heurisko durchgeführten Auswertung, wird zunächst die DFT für jede der in der Bildsequenz aufeinanderfolgenden Laserperioden getrennt durchgeführt und die Amplitude ermittelt. Die so für jede Periode getrennt bestimmten Amplitudenspektren werden anschließend gemittelt (vgl. Abschnitt 5.3). Hierdurch wird der Einfluss des Rauschens in den Bildsequenzen unterdrückt. Die Frequenzauflösung  $\Delta f$  hängt nach Gleichung (5.2) direkt von der Länge der betrachteten Laserperiode ab. Mit Gleichung (5.3) zeigt sich, dass die Frequenzauflösung  $\Delta f$  bei der DFT einer einzelnen Periode immer gerade der eingestellten Frequenz  $f_L$  des Lasers entspricht. Unabhängig von der eingestellten Frequenz des Lasers befindet sich ihre Amplitude immer im zweiten Eintrag des von Heurisko berechneten Amplitudenspektrums. In den folgenden Einträgen finden sich die Amplituden der Obertöne der eingestellten Laserfrequenz, beispielsweise im dritten Eintrag der zweite Oberton ( $2 \cdot f_L$ ), im vierten Eintrag der dritte Oberton ( $3 \cdot f_L$ ), u.s.w.

Der Verlauf des berechneten Amplitudenspektrums steht im direkten Zusammenhang zur Form des aufgebrauchten Lasersignals. Das von einem einzelnen Kamerapixel empfangene Lasersignal des in Abschnitt 4.1.1 beschriebenen Aufbaus, besteht aus zwei unabhängigen Komponenten. Bei einem starren Scannerspiegel entspräche das empfangene Signal von einem an- und wieder ausgeschalteten Laser einer Rechteckfunktion mit einer *Sinc*-Funktion als zugehörige Fouriertransformierten<sup>1</sup>. Bei einer Laserfrequenz von  $f_L$  ergäbe sich:

$$L(t) = \begin{cases} 1 & |f_L \cdot t| < \frac{1}{2} \\ 0 & |f_L \cdot t| \geq \frac{1}{2} \end{cases} \text{ mit } 0 \leq t \leq \frac{1}{f_L} \quad (5.4)$$

$$\widehat{L}(\omega) = \frac{\sin \frac{\omega}{2f_L}}{\frac{\omega}{2f_L}} \quad (5.5)$$

Ein konstant emittierenden Laser mit einem sich mit  $f_S$  drehenden Scannerspiegel hätte am betrachteten Pixel einen sogenannten  $\delta$ -Kamm als empfangenes Signal zu Folge. Die Fouriertransformation eines  $\delta$ -Kamms ergibt wiederum einen  $\delta$ -Kamm:

$$S(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(t - n \cdot \frac{1}{f_S}) \text{ mit } t \geq 0 \quad (5.6)$$

$$\widehat{S}(\omega) = \sum_{u=-\infty}^{\infty} \delta(\omega - u \cdot \omega_S) \quad (5.7)$$

---

<sup>1</sup>Zur Vereinfachung der Darstellung werden hier die kontinuierliche Funktionen angegeben. Aufgrund der endlichen Aufnahmezeit der Kamera ergeben sich in Realität diskrete Funktionen, deren Form sich aber nicht von der Form der kontinuierlichen Funktionen unterscheidet.

Das tatsächlich empfangene Signal einer Laserperiode ergibt sich als Produkt aus den Gleichungen (5.4) und (5.6). Die DFT eines Produkts zweier Funktionen entspricht im allgemeinen nicht dem Produkt der beiden DFT (hier Gleichungen (5.5) und (5.7)), sondern berechnet sich aus der Faltung der beiden DFT. Anschaulich dient bei einer Faltung eine der beiden DFT als Filtermaske und die andere als zu filternde Funktion. Die Filtermaske wird hierbei pixelweise über die zu filternde Funktion geschoben und die Summe der Produkte der jeweils überlappenden Pixel gebildet. Als Ergebnis der Faltung erhält man gewissermaßen eine mit der Filtermaske gewichtete Summe der überlappenden Pixel. Eine detaillierte Darstellung von Faltungs- bzw. Filteroperationen findet sich in [JÄHNE 1997].

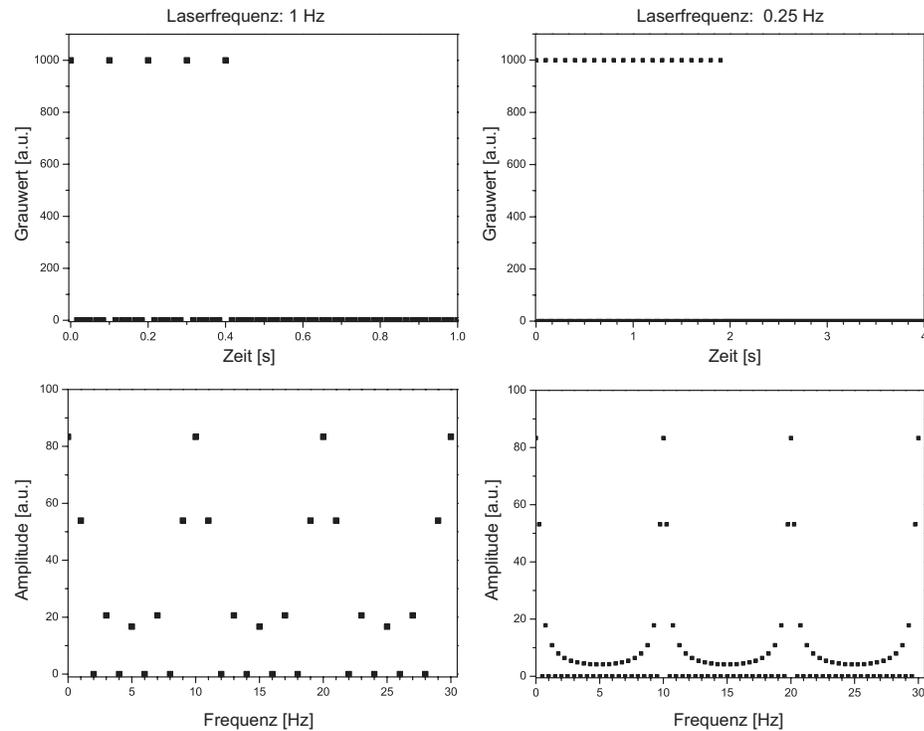


Abbildung 5.2: Die aufgrund des in dieser Arbeit verwendeten Aufbaus von einem Pixel empfangenen Lasersignale (oben) für Laserfrequenzen von 1 Hz (links) bzw. 0,25 Hz (rechts). Die jeweiligen Amplitudenspektren (unten) zeigen unabhängig von der Laserfrequenz zusätzlich zum Grundton von null verschiedene Amplituden beim dritten und fünften Oberton.

Abbildung 5.2 zeigt die diskreten Signale für zwei unterschiedliche Laserfrequenzen sowie das jeweilige Amplitudenspektrum. Eine genaue Betrachtung der Amplitudenspektren offenbart sofort die Vorteile der hier gewählten Form des Lasersignals. Bei einem einfachen Sinussignal beispielsweise bestünde das Amplitudenspektrum aus einem einzigen  $\delta$ -Peak bei der Frequenz des Signals. Das in dieser Arbeit verwendete Lasersignal zeigt ein Amplitudenspektrum, das, neben einem Eintrag bei der am Laser eingestellten Frequenz, auch von null verschiedenen Einträge bei den ungeraden Obertönen der Laserfrequenz aufweist. Dies

ermöglicht es mit nur einer Messung, zusätzlich zu der am Laser eingestellten Frequenz gleichzeitig auch die Amplituden mehrerer ungerader Obertöne zu bestimmen. Die Anzahl der notwendigen Messungen zur Bestimmung der frequenzabhängigen Amplitudendämpfung kann somit durch die Wahl eines solchen Lasersignals um den Faktor der mitbestimmten Obertöne reduziert werden. Bei Feldmessungen mit sich verändernden Windverhältnissen kann die hierdurch verminderte Gesamtmesszeit von entscheidender Bedeutung für eine präzise Bestimmung der Gasaustauschrate sein.

## 5.3 Auswertung der Bildfolgen

Wie in Abschnitt 2.3.6 dargestellt, kann aus dem Verlauf der Amplitudendämpfung bei unterschiedlichen Frequenzen auf die Austauschzeit geschlossen werden. Die Bestimmung der Amplituden- bzw. der Phasenspektren aus den in Echtzeit aufgenommenen Bildsequenzen erfolgte mit Hilfe des Heurisko-Workspaces `cft_ft` (siehe Anhang A.1.3). Im ersten Abschnitt 5.3.1 soll kurz auf die wichtigsten Verarbeitungsschritte im Workspace eingegangen werden. Im zweiten Abschnitt 5.3.2 wird erläutert, wie die Austauschzeit und die Transferrate aus den Ergebnissen der Bildfolgenanalyse bestimmt wurden.

### 5.3.1 Die Bildfolgenanalyse mit Heurisko

Die Bildfolgenanalyse der aufgenommenen Sequenzen wurde mit der Bildverarbeitungssoftware Heurisko durchgeführt. In dieser Analyse wurden die mittlere Amplitude und mittlere Phase für einen Bildausschnitt von  $20 \times 64$  Pixel berechnet. Die Position des betrachteten Bildausschnitts im Gesamtbild ist in Abbildung 5.3 dargestellt.

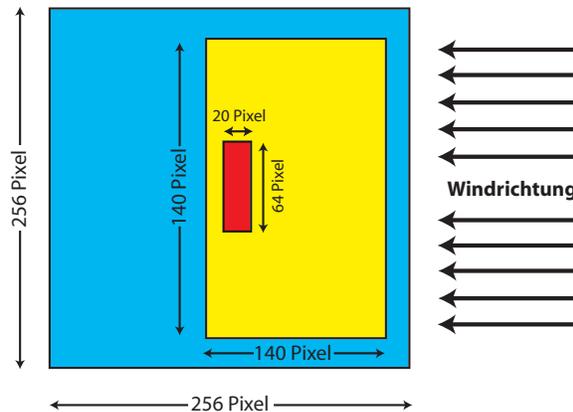


Abbildung 5.3: Schematische Darstellung der Position des ausgewerteten Bereichs innerhalb des aufgenommenen Gesamtbildes. Die vom Laser erwärmte Fläche ist gelb gekennzeichnet. Der  $20 \times 64$  Pixel große Bereich hieraus, dessen mittlere Amplitude und Phase mit Heurisko bestimmt wurde, ist rot markiert.

Der vom Laserstrahl erwärmte Bereich ist als gelbe Fläche in Abbildung 5.3 gekennzeichnet. Bei Messungen ohne Gegenströmung bewegt sich der Wasserkörper mit dem Wind

mit. Als Folge erwärmt der Laser nicht immer das gleiche Wasservolumen, sondern es strömt ständig kaltes Wasser von links in den in den periodisch aufgeheizten Bereich hinein. Das nachströmende kalte Wasser führt zu einer scheinbar höheren Austauschrate. Durch die Platzierung des Auswertebereichs am linken Rand der erwärmten Fläche wird dieser systematische Fehler minimiert, da das in den Auswertebereich nachströmende Wasser so auf seinem Weg möglichst lange erwärmt wird.

Eine offensichtliche Schwierigkeit bei der Auswertung der Bildsequenzen stellt das große Datenvolumen dar. Die Aufnahmezeit betrug jeweils 4 Minuten, was bei der Aufnahmefrequenz von 60 Hz der verwendeten Infrarotkamera insgesamt 14400 Bildern bzw. einem Datenvolumen von 1800 Mbyte entsprach. Bei einem vorhandenen Arbeitsspeicher von nur 1024 Mbyte war es somit nicht möglich, die komplette Bildsequenz in den Rechner einzulesen und auszuwerten. Infolgedessen wurden sukzessiv Teilfolgen mit einer Länge von je 2400 Bildern geladen und innerhalb der Teilsequenz jede Periode einzeln ausgewertet. Hierzu musste gewährleistet sein, dass bei den verwendeten Laserfrequenzen immer eine ganze Anzahl von Perioden 2400 Bildern entsprach (vgl. Abschnitt 5.2).

Nach dem Laden einer 2400 Bilder langen Teilsequenz wurden zunächst mit Hilfe der aus der Temperaturkalibration gewonnenen Fitparameter (vgl. Anhang A.1.2) die Grauwertbilder in Temperaturbilder (in mK) umgerechnet. Dabei wurde nicht die gesamte Sequenz umgerechnet, sondern, um Rechenzeit und Arbeitsspeicherbelegung zu minimieren, sich auf die 64 Bildzeilen beschränkt, in denen die Austauschrate bestimmt werden sollte. Anschließend wurde der Mittelwert bestimmt und von der Temperatursequenz subtrahiert.

Im Anschluss an Temperaturumrechnung wurde vor der eigentlichen Transformation ein künstliches Signal in die ersten fünf Spalten der Bildsequenz eingetragen. Mit Hilfe dieses künstlichen Signals kann aus der mit einer Fouriertransformation bestimmten Amplitude bzw. Phase im Messbereich auf die Amplitudendämpfung bzw. Phasenverschiebung geschlossen werden (vgl. Abschnitt 5.3.2). Der Scanvorgang mit dem fächerförmig aufgeweiteten Laserstrahl verlief im Versuchsaufbau senkrecht zu den Spalten, so dass der Fächer beim Überstreichen der Wasseroberfläche nacheinander einzelne Spalten des Kamerabildes durchlief. Das zur Auswertung notwendige ungedämpfte Signal wurde dadurch simuliert, dass die Grauwerte in den ersten fünf Spalten des Kamerabildes künstlich auf 6000 gesetzt wurden, wenn der Laserstrahlfächer diese Spalten überstrich, und auf Null in der übrigen Zeit. Dabei wurde angenommen, dass sich der Fächer zu Beginn einer Sequenz über diesen fünf Spalten befand, so dass die Grauwerte der Spalten im ersten Bild einer Sequenz immer auf 6000 gesetzt waren.

Im nächsten Schritt wurden die einzelnen Perioden der so vorbereiteten Teilsequenz nacheinander in Zeitrichtung fouriertransformiert und gemittelt. Alle Einträge innerhalb einer Spalte dieser gemittelten Fouriertransformierten hatten aufgrund des Messaufbaus die gleiche Phasenbeziehung. Dies erlaubte es, die über die Perioden gemittelte Fouriertransformierte zunächst zeilenweise, also alle Einträge innerhalb einer Spalte erneut zu mitteln, ohne Information bezüglich der Phase zu verlieren (siehe Abbildung 5.4). Anschließend wurden die Amplituden und die Phasen der für die Auswertung relevanten 20 Spalten der gemittelten Fouriertransformierten berechnet und jeweils gemittelt. Um die Amplitudendämpfung und Phasenverschiebung in dem betrachteten Bereich später berechnen zu können, wurde analog

das Amplituden- und Phasenspektrum für das künstlich generierte Signal in den ersten fünf Spalten bestimmt.

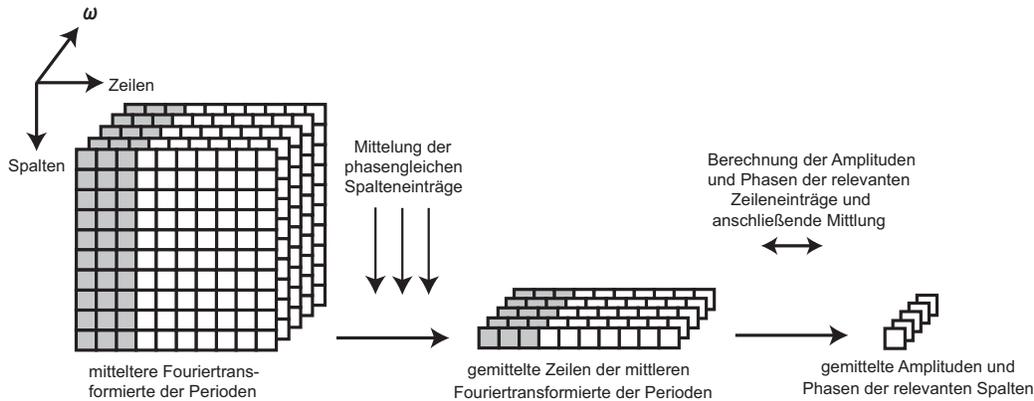


Abbildung 5.4: Schematische Darstellung der im Laufe der Auswertung vorgenommenen Mittelungen. Relevante Pixel sind grau gekennzeichnet.

Wie in Abschnitt 5.2 dargestellt, enthalten die auf diese Weise bestimmten Spektren im zweiten Eintrag immer den der eingestellten Laserfrequenz ( $f_L$ ) entsprechenden Wert. Die Frequenzauflösung entspricht gerade der Laserfrequenz  $f_L$ , so dass sich der dem zweiten Oberton ( $2 \cdot f_L$ ) entsprechende Wert im dritten, der dem dritten Oberton ( $3 \cdot f_L$ ) entsprechende Wert im vierten Eintrag u.s.w. findet. Diese Tatsache ermöglichte es, nacheinander, verschiedene Laserfrequenzen mit dem gleichen Workspace auszuwerten.

Für die spätere Auswertung war es nicht notwendig die kompletten Spektren zu speichern. Beispielsweise verschwinden die Amplituden für die geraden Obertöne bei einem wie in diesem Experiment verwendeten Signal (siehe Abbildung 5.2). Die vom Workspace generierte Ausgabedatei enthielt jeweils die Windgeschwindigkeit, die eingestellte Laserfrequenz, den Grundton, den dritten und fünften Oberton des Amplituden- und Phasenspektrums für das künstlich erzeugte und das gemessene Signal.

Um die aufgenommenen Bildsequenzen auswerten zu können, muss ein höchstes Maß an Synchronität zwischen Laser und Bildaufnahme gewährleistet sein. Die oben beschriebene Auswertungsroutine kann beispielsweise durch bei der Aufnahme verlorene Bilder aus dem Takt geraten, da sich der Anfang der nachfolgenden Perioden um ein Bild verschiebt. Die Bildnummer des Anfangs einer Perioden stimmt dann nicht mehr mit dem im Workspace angenommenen überein, so dass über die falschen Bilder fouriertransformiert wird. Da die Fouriertransformierten der einzelnen Perioden gemittelt werden, kann dies unter Umständen zu großen Verfälschungen der Ergebnisse führen. Bei hohen Frequenzen reicht schon eine falsche Bildnummer. Da es nicht praktikabel ist, bei jeder der 160 aufgenommenen Sequenzen die jeweils 14400 Bilder nach Fehlern zu durchsuchen, wurde im Workspace zusätzlich die sogenannte Kohärenz berechnet, die ein Maß für die Synchronität der Messdaten darstellt.

Neben dem komplexen Fourierspektrum jeder Periode wurde gleichzeitig auch das Amplitudenspektrum, das gerade dem Betrag des Fourierspektrums entspricht, für jede Periode

einzeln berechnet. Sollte das System während der Messung aus dem Takt geraten, würde sich dies durch eine Phasenverschiebung bei den Fourierpektren der einzelnen Perioden zeigen. Im nächsten Schritt wurde, wie oben beschrieben, das mittlere komplexe Fourierpektrum der Perioden berechnet. Aus diesem wird dann im weiteren Verlauf das Amplitudenspektrum gewonnen. In Abbildung 5.5 wird der Einfluss einer Phasenverschiebung auf das aus den gemittelten Fourierpektren der einzelnen Perioden gewonnenen Amplitudenspektrum schematisch dargestellt.

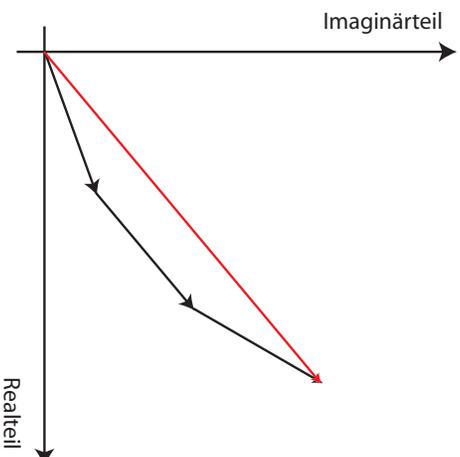


Abbildung 5.5: Schematische Darstellung des Einflusses der Phasenunterschiede komplexer Signale (schwarze Pfeile) gleicher Frequenz auf die Amplitude des Summensignals (roter Pfeil).

Die drei schwarzen Pfeile repräsentieren drei phasenverschobene komplexe Signale gleicher Frequenz. Die jeweiligen Pfeillängen entsprechen gerade den einzelnen Amplituden. Der rote Pfeil stellt gerade die Summe der drei komplexen Werte dar. Die Länge des roten Pfeils, also die Amplitude des Summensignals, ist immer kleiner als die Summe der einzelnen Amplituden. Nur wenn die drei Signale vollkommen in Phase sind sind die Werte gleich. Das bedeutet, dass im Falle einer Phasenverschiebung der Wert der gemittelten Einzelamplituden immer größer als die Amplitude der gemittelten komplexen Fouriertransformierten ist. Als Maß für die Synchronität wurde das Verhältnis dieser beiden Größen, was gerade der Kohärenz entspricht, berechnet und mit in die Ausgabedatei geschrieben. Eine ausführlichere Darstellung der Kohärenz findet sich unter anderem in [JÄHNE 1997] und [MARPLE 1987]. Der Wert der Kohärenz liegt zwischen 0 und 1, wobei größere Werte mit größerer Phasengleichheit gleichzusetzen sind. Bei absolute Phasengleichheit nimmt die Kohärenz den Wert 1 an.

### 5.3.2 Bestimmung der Austauschzeit und der Transferrate

Aus den mit der Bildfolgenanalyse gewonnenen mittleren Amplitudenspektren kann nun die Austauschzeit berechnet werden. Wie in Abschnitt 2.3.6 erläutert wurde, kann aus dem

Kurvenverlauf der Amplitudendämpfung eine Schnittfrequenz  $\omega_s$  zwischen dem mit  $\frac{1}{\sqrt{\omega}}$  abfallenden Teil der Kurve bei hohen Frequenzen und dem konstanten Verlauf bei niedrigen Frequenzen bestimmt werden. Die Austauschzeit  $t_*$  ergibt sich dann aus:

$$t_* = \frac{1}{\omega_s} \quad (5.8)$$

Das zur Bestimmung der Austauschzeit  $t_*$  notwendige Spektrum der Amplitudendämpfung erhält man, indem man die mittlere Amplituden des Auswertebereichs ins Verhältnis zu den Amplituden entsprechender Frequenz des künstlichen (ungedämpften) Signals setzt. Als Beispiel für den Verlauf der so berechneten Amplitudendämpfung ist in Abbildung 5.6 die Kurve für  $3,31 \frac{m}{s}$  Windgeschwindigkeit ohne Gegenströmung dargestellt.

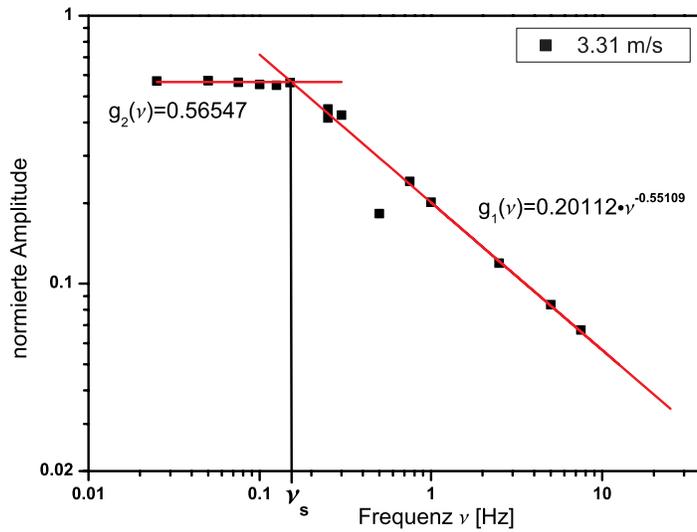


Abbildung 5.6: Die Bestimmung der Austauschzeit am Beispiel der gemessenen Amplitudendämpfung bei einer Windgeschwindigkeit von  $3,31 \frac{m}{s}$  ohne Gegenströmung. Die Fits für den abfallenden und konstanten Anteil der Kurve sind rot gekennzeichnet. Aus der Schnittfrequenz  $\nu_s$  der beiden Fits lässt sich mit Gleichung (5.8) die Austauschzeit  $t_*$  berechnen.

Man kann leicht zeigen, dass sich bei doppellogarithmischer Darstellung der Unterschied im Kurvenverlauf zwischen dimensionsbehafteten Koordinaten wie in Abbildung 5.6 und dimensionslosen Koordinaten (vgl. Abbildung 2.12) lediglich in einem konstanten Offset zwischen beiden Kurven niederschlägt. Daraus folgt unmittelbar, dass die Bedeutung des Schnittpunktes zwischen dem abfallenden und konstanten Anteil der Kurve unverändert bestehen bleibt. Die Austauschzeit  $t_*$  errechnet sich also aus einer wie in Abbildung 5.6 bestimmten Schnittfrequenz  $\nu_s$  zu:

$$t_* = \frac{1}{2\pi\nu_s}. \quad (5.9)$$

Die Austauschzeit  $t_*$  nimmt mit zunehmender Windgeschwindigkeit ab, was einer größeren Schnittfrequenz  $\nu_s$  zwischen dem abfallenden und konstanten Anteil des Amplitudendämpfungsspektrums entspricht. Da alle Modelle bei einem  $\frac{1}{\omega}$ -Abfall für hohe Frequenzen voraussagen, die Kurven bei verschiedenen Windgeschwindigkeiten für hohe Frequenzen also übereinstimmen, muss der konstante Anteil der Kurve mit zunehmender Windgeschwindigkeit geringer ausfallen. Mit steigender Windgeschwindigkeit nimmt die Amplitudendämpfung im quasi-stationären Bereich zu.

Zur Bestimmung der Austauschzeiten wurde zunächst für jede der gemessene Windgeschwindigkeiten das jeweilige Amplitudendämpfungsspektrum aus den Ergebnissen der Bildfolgenanalyse berechnet. Mit einem Fitprogramm<sup>2</sup> wurden daraufhin Funktionen für den abfallenden und konstanten Teil des jeweiligen Amplitudendämpfungsspektrums bestimmt, wobei nur Frequenzen mit einer Kohärenz von über 90% berücksichtigt wurden. Die Austauschzeit  $t_*$  berechnet sich dann aus der Schnittfrequenz  $\nu_s$  der beiden Fits. Da, wie auch in Abbildung 5.6 zu erkennen ist, immer wieder einzelne Datenpunkte signifikant vom Gesamtkurvenverlauf abwichen, konnten die Austauschzeiten nicht voll automatisiert aus den Amplitudendämpfungsspektren gewonnen werden. Bei jeder der 20 gemessenen Situationen wurde der Verlauf der Fits mit einer zu Abbildung 5.6 analogen Darstellung optisch überprüft.

Bei bekannter Diffusionskonstante  $D$  lässt sich aus der Austauschzeit  $t_*$  sofort die entsprechende mittlere Transferrate  $\langle k \rangle$  berechnen (vgl. Abschnitt 2.2). Gleichung (2.13), nach  $\langle k \rangle$  aufgelöst, ergibt für die Transferrate:

$$\langle k \rangle = \sqrt{\frac{D}{t_*}}. \quad (5.10)$$

Bei dem in dieser Arbeit betrachteten Fall von Diffusion von Wärme in Wasser beträgt die Diffusionskonstante  $D_h = 0,0014 \frac{cm^2}{s}$ . Wie in Abschnitt 3.1 dargestellt, lässt sich aus der mittleren Transferrate  $\langle k_h \rangle$  für Wärme auf die Transferrate eines beliebigen anderen Gases schließen, sofern man die Schmidtzahlen  $Sc$  und den Schmidtzahlexponenten  $n$  kennt (vgl. Gleichung (3.5)). Üblicherweise werden in der Literatur die Transferraten für  $CO_2$  angegeben. Zur besseren Vergleichbarkeit wurde mit Hilfe der Formel

$$\langle k_{co_2} \rangle = \left( \frac{Sc_h}{Sc_{co_2}} \right)^n \langle k_h \rangle \quad (5.11)$$

aus den gemessenen mittleren Transferraten für Wärme  $\langle k_h \rangle$  die entsprechenden Austauschraten für  $CO_2$  berechnet.

## 5.4 Berücksichtigung der Eindringtiefe der Infrarotkamera

Die von einer Infrarotkamera empfangene Wärmestrahlung stammt nicht allein von der Wasseroberfläche, sondern die Kamera detektiert auch aus tieferen Schichten emittierte Strahlung. Die der in Bildfolgenanalyse in Abschnitt 5.3.1 berechneten Temperaturen entsprechen

---

<sup>2</sup>Origin® 6.1, OriginLab Corporation, Northampton, MA 01060 USA

also nicht der Temperatur an der Wasseroberfläche. Die gemessenen Bildfolgen stellen gewissermaßen die Wärmebildsequenzen in einer vom Detektormaterial abhängigen mittleren Wassertiefe dar. Der bei den Messungen verwendete Detektor der Infrarotkamera vom Typ Amber Radiance ist im Wellenlängenbereich von  $3\text{--}5\ \mu\text{m}$  sensitiv. Da für die Auswertung aber die Amplitudendämpfung bzw. die Phasenverschiebung an der Wasseroberfläche benötigt wird (vgl. Abschnitt 2.3.6), muss dieser Umstand berücksichtigt werden und die bei der Bildfolgenanalyse berechneten Werte für die Amplituden bzw. Phasen entsprechend korrigiert werden.

#### 5.4.1 Korrektur der Amplituden

In Abbildung 5.7 ist ein Temperaturprofil über eine Grenzschicht der Dicke  $z_*$  mit der von einer Kamera gemessenen mittleren Wassertiefe  $z_r$  skizziert. Die von einer Kamera gemessene Temperatur  $T_m$  ist dabei immer geringer als die Temperatur  $T$  an der Wasseroberfläche.

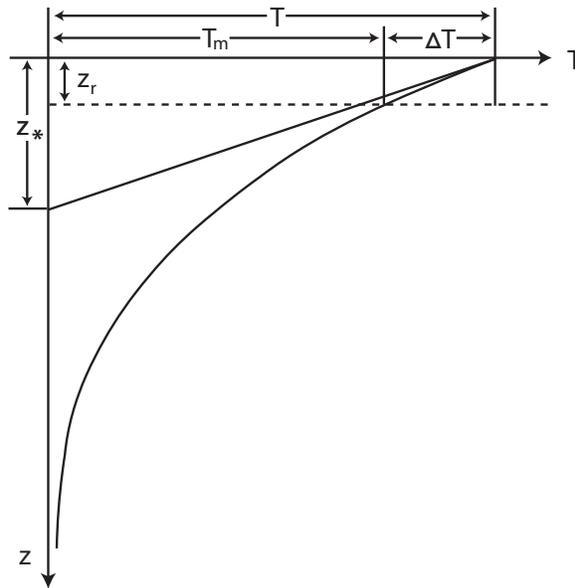


Abbildung 5.7: Temperaturprofil über die Grenzschicht mit eingetragener Eindringtiefe  $z_r$  der Kamera und Grenzschichtdicke  $z_*$ . Die Darstellung ist nicht maßstabsgetreu. Das Verhältnis von  $z_r$  und  $z_*$  ist in der Realität bedeutend kleiner.

Aufgrund des Strahlensatzes ergibt sich folgender einfacher Zusammenhang zwischen der gemessenen Temperatur  $T_m$ , der Differenz zur Oberflächentemperatur  $\Delta T$ , der mittleren Eindringtiefe  $z_r$  und der Grenzschichtdicke  $z_*$ :

$$\frac{\Delta T}{T_m} = \frac{z_r}{z_* - z_r} \quad \implies \quad \Delta T = \frac{z_r}{z_* - z_r} \cdot T_m. \quad (5.12)$$

Aus der gemessenen Temperatur  $T_m$  kann bei bekannter Eindringtiefe  $z_r$  und Grenzschichtdicke  $z_*$  direkt die Oberflächentemperatur  $T$  berechnet werden:

$$T = T_m + \Delta T = \frac{z_*}{z_* - z_r} \cdot T_m = \frac{1}{1 - \frac{z_r}{z_*}} \cdot T_m. \quad (5.13)$$

Unter der Voraussetzung, dass  $z_* \gg z_r$  gilt, ergibt eine einfache Näherung für T

$$T \approx \left(1 + \frac{z_r}{z_*}\right) \cdot T_m = T_m + \frac{z_r}{z_*} \cdot T_m \quad (5.14)$$

und entsprechend für die Amplituden

$$\tilde{T}(\omega) = \tilde{T}_m(\omega) + \frac{z_r}{z_*} \cdot \tilde{T}_m(\omega). \quad (5.15)$$

Für steigende Frequenzen  $\omega$  sagen alle Modelle übereinstimmend einen  $\frac{1}{\sqrt{\omega}}$  Abfall der Oberflächenkonzentration (Temperatur) voraus (vgl. Abschnitt 2.3.6). Daraus folgt für die Transferrate  $\langle k \rangle$ :

$$k = \frac{j}{c} = (D\omega)^{\frac{1}{2}}. \quad (5.16)$$

Mit  $z_* = \frac{D}{\langle k \rangle}$  ergibt sich für große  $\omega$  eine gegenüber dem stationärem Zustand ( $\omega = 0$  Hz) reduzierte Grenzschichtdicke mit folgendem funktionalen Zusammenhang:

$$z_* = \frac{D}{(D\omega)^{\frac{1}{2}}} = \left(\frac{D}{\omega}\right)^{\frac{1}{2}}. \quad (5.17)$$

In Gleichung (5.15) eingesetzt, berechnen sich für große  $\omega$  die Amplituden an der Wasseroberfläche aus den gemessenen Amplituden mit

$$\begin{aligned} \tilde{T}(\omega) &= \tilde{T}_m(\omega) + \frac{z_r}{\left(\frac{D}{\omega}\right)^{\frac{1}{2}}} \cdot \tilde{T}_m(\omega) \\ &= \tilde{T}_m(\omega) + \frac{z_r}{\sqrt{D}} \sqrt{\omega} \cdot \tilde{T}_m(\omega). \end{aligned} \quad (5.18)$$

Obwohl der in Gleichung (5.18) beschriebene Zusammenhang nur für hohe Frequenzen ( $\omega_* \gg 1$ ) gilt, wurden alle mit der Bildfolgenanalyse gewonnenen Amplituden vor der in Abschnitt 5.3.2 beschriebenen Auswertung gemäß Gleichung (5.18) umgerechnet. Die so bestimmte Austauschzeit wird aber durch dieses Vorgehen nicht signifikant verfälscht. Zur Bestimmung der Austauschzeit werden nur der quasistationäre und der abfallende Anteil der Kurve benötigt. Zum Einen wird der abfallende hochfrequente Anteil richtig korrigiert, während die Veränderung des niederfrequenten quasistationären Anteils durch Anwenden der Gleichung (5.18) nur sehr gering ist. Zum Anderen beträgt die Dicke thermische Grenzschicht im quasistationären Fall je nach Windgeschwindigkeit mehrere 100  $\mu\text{m}$  bis 1 mm. Bei einer Eindringtiefe von  $z_r = 30,3 \mu\text{m}$  würde eine Korrektur mit Gleichung (5.15) die Werte der Amplituden nicht signifikant verändern, so dass auf eine Korrektur in diesem Bereich ganz verzichtet werden konnte.

### 5.4.2 Korrektur der Phasen

Gleichung (2.82) in Abschnitt 2.3.5 gibt die Phasenverschiebung innerhalb der Grenzschicht an. Die bei der Bildfolgenanalyse berechnete Phase  $\varphi_m$  entspricht der Phase in einer Tiefe  $z_r$  (vgl. Abschnitt 5.4.1), also

$$\varphi_m = \varphi(z_r) = \kappa\omega_+ \left(1 + \frac{z_r}{z_*}\right). \quad (5.19)$$

Die an der Oberfläche herrschende Phasenverschiebung  $\varphi(0)$  ergibt sich direkt aus Gleichung (2.82) zu:

$$\varphi(0) = \kappa\omega_+. \quad (5.20)$$

Durch Kombination der Gleichungen (5.19) und (5.20) erhält man den folgenden Zusammenhang zwischen der gemessenen Phasenverschiebung  $\varphi_m$  und der Phasenverschiebung an der Wasseroberfläche  $\varphi(0)$

$$\varphi_m = \varphi(0) \left(1 + \frac{z_r}{z_*}\right) \quad (5.21)$$

und mit der in Abschnitt 5.4.1 beschriebenen Näherung daraus wiederum für  $\varphi(0)$ :

$$\varphi(0) = \varphi_m \frac{1}{1 + \frac{z_r}{z_*}} \approx \varphi_m \left(1 - \frac{z_r}{z_*}\right). \quad (5.22)$$

Ersetzt man wie im vorangegangenen Abschnitt  $z_*$  bei hohen Frequenzen mit Gleichung (5.17), erhält die folgende frequenzabhängige Vorschrift für die Umrechnung der gemessenen Phasenverschiebung  $\varphi_m$  in die Phasenverschiebung an der Wasseroberfläche  $\varphi(0)$ :

$$\varphi(0) = \varphi_m \left(1 - \frac{z_r}{\sqrt{D}}\sqrt{\omega}\right). \quad (5.23)$$

Die in der Bildfolgenanalyse bestimmten Phasen der aufgenommenen Wärmebildsequenzen wurden entsprechend korrigiert. Die Phasenverschiebung erhält man durch Bildung der Differenz zwischen der Phase des künstlichen Signals und der korrigierten Phase des gemessenen Signals.

## Kapitel 6

# Ergebnisse und Diskussion

Mit dem in Kapitel 3 vorgestellten Prinzip der dynamischen *Controlled Flux Technique* (CFT) mittels aktiver Thermographie und einer entsprechenden Bildfolgenanalyse (Kapitel 5) der Infrarot-Bilder der Wasseroberfläche lassen sich die Transferraten durch die Grenzschicht für Wärme und Gase bestimmen. Gegenüber den klassischen Massenbilanzmethoden zeichnet sich die CFT allgemein durch eine ausserordentlich hohe räumliche und zeitliche Auflösung aus, was eine entscheidende Grundvoraussetzung für eine robuste Parametrisierung der Transfergeschwindigkeit von meteorologischen Bedingungen ist. Der in dieser Arbeit verwendete Ansatz mit einer künstlichen, frequenzmodulierten Wärmeeinstrahlung bietet, im Gegensatz zur CFT mit einem konstanten Wärmefluss, zusätzlich die Möglichkeit aus der an der Wasseroberfläche gemessenen Phasenverschiebung direkt Informationen bezüglich der dem Austauschprozess zugrundeliegenden turbulenten Transportvorgänge zu erhalten.

Bevor auf die Ergebnisse der Messserien am AEOLOTRON eingegangen wird, sollen zunächst in Abschnitt 6.1 zwei Beispielsequenzen vorgestellt werden, bei denen sich die jeweils unterschiedlichen Transportmechanismen schon rein visuell an den Kamerabildsequenzen erkennen lassen.

Abschnitt 6.2 beleuchtet das Gewinnen des Amplitudendämpfungsspektren aus den gemessenen Sequenzen. Zusätzlich wird der Einfluss der in Abschnitt 5.4 vorgestellten Korrektur auf die berechneten Amplitudendämpfungsspektren untersucht.

Die Resultate der Messserien am Heidelberger Wind-Wellen-Kanal AEOLOTRON werden in den Abschnitten 6.3 und 6.4 vorgestellt und diskutiert. In Abschnitt 6.3 werden die aus der Amplitudendämpfung der aufgenommenen Infrarotbildsequenzen bestimmten Austauschzeiten und Transfergeschwindigkeiten für Wärme dargestellt. Zusätzlich wird die aus der Transfergeschwindigkeit für Wärme berechnete Transfergeschwindigkeit für CO<sub>2</sub> präsentiert und mit Ergebnissen aus anderen Experimenten verglichen. Eine Darstellung der gemessenen Phasenverschiebung und eine qualitative Interpretation der Ergebnisse bezüglich der turbulenten Transportvorgänge findet sich anschliessend in Abschnitt 6.4.

## 6.1 Die aufgenommenen Bildsequenzen

Abbildung 6.1 zeigt zeitgleiche Ausschnitte zweier aufgenommenen Infrarotbildsequenzen ohne Gegenströmung bei einer Windgeschwindigkeit von  $2,00 \frac{m}{s}$  und  $7,00 \frac{m}{s}$ . Die Laserfrequenz betrug hierbei  $0,25 \text{ Hz}$  und es sind jeweils Bilder im Abstand von  $0,5 \text{ s}$  der ersten 3 Sekunden nach Anschalten des Lasers dargestellt. Dabei gilt, je höher der Grauwert in den Bildern, also je heller die Strukturen, desto höher ist die entsprechende Temperatur.

Da die den Aufnahmen zugrundeliegenden Messungen ohne Gegenströmung aufgenommen wurden, bewegt sich der Wasserkörper in Windrichtung (von rechts) mit. Dies zeigt sich in den dargestellten Sequenzen durch die links aus dem vom Laser erwärmten Bereich herauslaufende Strukturen. Gleichzeitig strömt aufgrund des sich mit dem Wind mitbewegenden Wasserkörpers ständig von rechts kaltes Wasser in den vom Laser erwärmten Bereich hinein. Durch dieses nachströmende kalte Wasser wird bei Messungen ohne Gegenströmung eine scheinbar geringere Austauschzeit und damit höhere Transfargeschwindigkeit gemessen, da die Wärme die Grenzschicht scheinbar schneller passieren kann. Um diesen Effekt zu minimieren wurde der Auswertebereich, der in Abbildung 6.1 durch ein rotes Rechteck markiert ist, an den linken Rand des vom Laser erwärmten Bereichs gesetzt (siehe Abschnitt 5.3.1). Der Einfluss des nachströmenden kalten Wassers auf die gemessene Austauschzeit ist bei geringen Windgeschwindigkeiten größer. Die erklärt sich dadurch, dass die Austauschzeit nicht proportional mit steigenden Windgeschwindigkeit fällt. Bei hohen Windgeschwindigkeiten ist die Austauschzeit deutlich kürzer als die Geschwindigkeit des Wassers, so dass der Großteil der Wärme, die auf den Bereich des nachströmenden kalten Wassers aufgebracht worden wäre, bis zum Erreichen des Auswertebereichs ohnehin über die Grenzschicht abtransportiert worden wäre. Der von der Windgeschwindigkeit abhängige Einfluss des nachströmenden Wassers zeigt sich auch in Abbildung 6.1. Bei  $2,00 \frac{m}{s}$  wird der Grauwert des erwärmten Bereichs in den Bildern zum rechten Rand hin immer geringer, wohingegen bei  $7,00 \frac{m}{s}$  keine systematische Abnahme des Grauwerts zum rechten Rand hin sichtbar ist.

In der beiden in Abbildung 6.1 dargestellten Sequenzen lassen sich anhand der Strukturen in den Bildern die bei unterschiedlichen Windgeschwindigkeiten dominierenden Transportvorgänge beobachten. Bei niedrigen Windgeschwindigkeiten, in diesem Fall  $2,00 \frac{m}{s}$ , wird zunächst nur die Wasseroberfläche erwärmt und die Wärme durch Diffusion in tiefere Schichten transportiert. Dies zeigt sich in der Bildsequenz in der homogenen Struktur des erwärmten Bereiches in der ersten Sekunde nach Anschalten des Lasers. Mit der Zeit dringt die aufgebrachte Wärme in tiefere Schichten und der Einfluss des turbulenten Transportes nimmt zu. Dies äußert sich wiederum durch immer stärker ausgeprägte kleinskaligen Strukturen, die sich ab ca. einer Sekunde nach Einschalten des Lasers bilden und die homogene Erwärmung des Wassers überlagern.

Aufgrund der mit steigender Windgeschwindigkeit einsetzenden Wellenbrechung nimmt der turbulente Anteil am Transport immer mehr zu (vgl. Abschnitt 2.1), was wiederum eine geringere Austauschzeit zur Folge hat. Die dominante Einfluss der turbulenten Transportmechanismen bei einer Windgeschwindigkeit von  $7,00 \frac{m}{s}$  und der damit verbundenen geringeren Austauschzeit gegenüber einer Windgeschwindigkeit von  $2,00 \frac{m}{s}$  lässt sich aus der Bildsequenz in zweierlei Hinsicht ablesen. Zum Einen ist bereits nach einer halben Sekunde in den

Bildern praktisch kein homogener Hintergrund, der einem diffusiven Transport entspräche, zu erkennen. Es sind im erwärmten Bereich nur kleinskalige Strukturen, die auf einen turbulenten Transport hinweisen, vorhanden. Zum Anderen sind die kleinskaligen Strukturen im Vergleich den Strukturen in den Bildern bei  $2,00 \frac{m}{s}$  deutlich feiner, was auf einen stärkeren Einfluss turbulenter Prozesse und damit ebenfalls auf eine geringere Austauschzeit hindeutet.

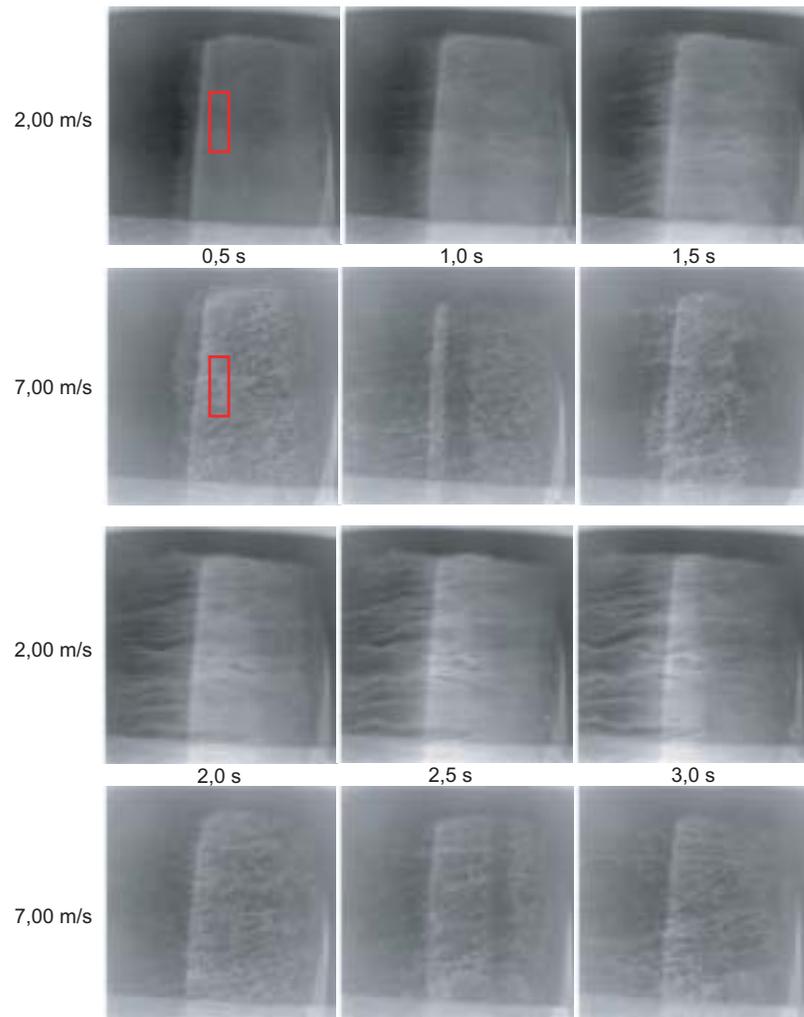


Abbildung 6.1: Auszug aus den aufgenommenen Infrarotbildsequenzen bei  $2,00 \frac{m}{s}$  und  $7,00 \frac{m}{s}$  Windgeschwindigkeit ohne Gegenströmung. Der zur Bestimmung der Amplitudendämpfung und Phasenverschiebung verwendete Bildausschnitt ist in den beiden ersten Bildern jeweils durch ein rotes Rechteck gekennzeichnet. Der relativ homogene horizontale Bereich am unteren Rand der Bilder stellt die innere Kanalwand dar.

## 6.2 Amplitudendämpfung und Datenkorrektur

Zielsetzung der am Heidelberger Wind-Wellen-Kanal AEOLOTRON durchgeführten Experimente war es, die Folgerungen für periodische Flüsse aus Abschnitt 2.3.6 praktisch umzusetzen und anhand der mit Infrarotkameras gemessenen Temperaturantwort der Wasseroberfläche auf eine frequenzmodulierte Wärmeeinstrahlung die Austauschzeit und Transfergeschwindigkeit für Wärme und Gase zu bestimmen. Die Austauschzeit und damit die Transfergeschwindigkeit für eine am AEOLOTRON eingestellte Windgeschwindigkeit erhält man aus dem Spektrum der Amplitudendämpfung des gemessenen Signals (vgl. Abschnitt 5.3.2). Abbildung 6.2 (links) stellt zwei mit Hilfe der in Abschnitt 5.3 beschriebenen Bildfolgenanalyse bestimmten Amplitudenspektren des gemessenen Signals dem künstlich generierten, ungedämpften Amplitudenspektrum bei gleicher Anregungsfrequenz gegenüber. Die Laserfrequenz betrug hierbei  $0,25\text{ Hz}$  bei am AEOLOTRON eingestellten Windgeschwindigkeiten von  $2,00\frac{\text{m}}{\text{s}}$  und  $7,00\frac{\text{m}}{\text{s}}$  ohne Gegenströmung.

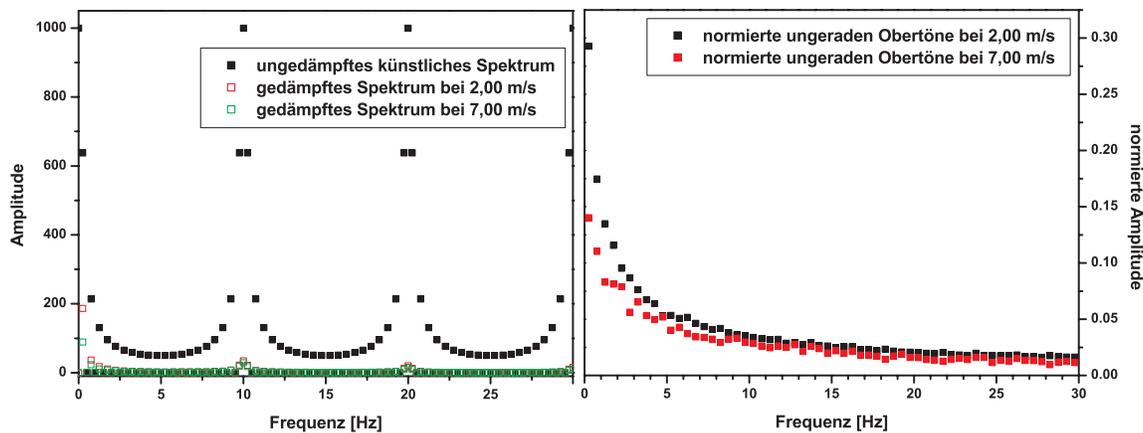


Abbildung 6.2: Vergleich eines künstlich generierten, ungedämpften Amplitudenspektrums mit gemessenen Amplitudenspektren (links) bei einer Laserfrequenz von  $0,25\text{ Hz}$  und Windgeschwindigkeiten von  $2,00\frac{\text{m}}{\text{s}}$  und  $7,00\frac{\text{m}}{\text{s}}$ . Die rechte Graphik zeigt den Verlauf der aus den Amplitudenspektren berechnete Amplitudendämpfung des Grundtons und der ungeraden Obertöne für beide Windgeschwindigkeiten.

Das so bestimmte Amplitudenspektrum weist neben dem Grundton nur bei ungeraden Obertönen einen von null verschiedenen Eintrag auf (vgl. Abschnitt 5.2), so dass man bei einer eingestellten Laserfrequenz neben der Amplitude des Grundtons gleichzeitig auch die Amplituden der ungeraden Vielfachen der Laserfrequenz erhält. Um die Amplitudendämpfung zu erhalten, werden die berechneten Amplitudenspektren mit dem künstlichen generierten Spektrum genormt, indem die Amplituden des gemessenen Signals mit den Amplituden entsprechender Frequenz des künstlich generierten Signal ins Verhältnis gezeigt werden. Abbildung 6.2 (rechts) zeigt den Verlauf der so berechneten Amplitudendämpfung des Grund- und der ungeraden Obertöne für Windgeschwindigkeiten von  $2,00\frac{\text{m}}{\text{s}}$  und  $7,00\frac{\text{m}}{\text{s}}$ . Die erwartete zunehmende Amplitudendämpfung bei steigender Windgeschwindigkeit (vgl. Abschnitt

5.3.2) bzw. steigender Frequenz (vgl. Abschnitt 2.3.6) ist gut zu erkennen. Von dem auf diese Weise berechneten Amplitudendämpfungsspektrum bei einer eingestellten Windgeschwindigkeit und Laserfrequenz wurden allerdings im weiteren Verlauf nur der Grundton und der dritte und fünfte Oberton verwendet. Der Grund hierfür lag in der Tatsache, dass die berechnete Kohärenz (vgl. Abschnitt 5.3.1) der höheren Obertöne vor allem bei höheren Windgeschwindigkeiten stark abnahm und eine Verwendung der entsprechenden Amplitudendämpfungen zu einem fehlerhaften Kurvenverlauf geführt hätte. Alle Amplitudendämpfungsspektren (vgl. Abbildung 5.6), aus denen im weiteren Verlauf die Austauschzeit bzw. die Transfargeschwindigkeit bei einer eingestellten Windgeschwindigkeit berechnet wurden, sind das Ergebnis aus acht Messungen bei unterschiedlichen Laserfrequenzen bestehend aus jeweils dem Grundton und dem dritten und fünften Obertönen.

Zur Bestimmung der Austauschzeit und damit der Transferrate für Wärme und Gase aus den nach der oben beschriebene Weise berechneten Amplitudendämpfungsspektren ist es unabdingbar, die Eindringtiefe der Kamera nach Abschnitt 5.4 zu korrigieren. Abbildung 6.3 zeigt den Einfluss der Korrektur auf das berechneten Amplitudendämpfungsspektrum für  $2,92 \frac{m}{s}$  ohne Gegenströmung.

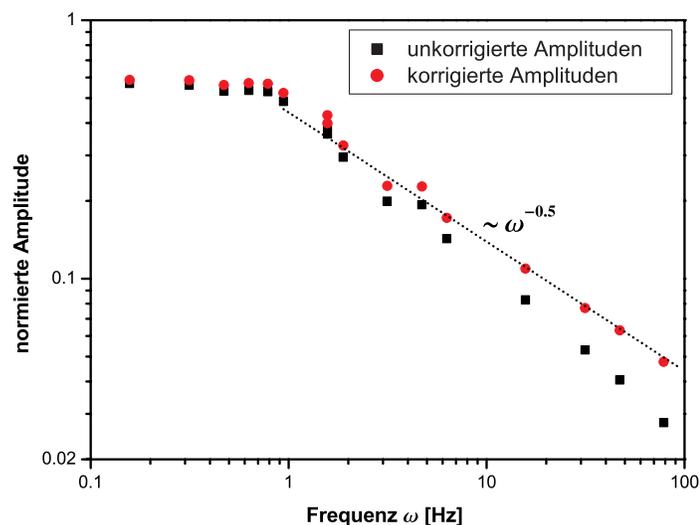


Abbildung 6.3: Beispiel für den Einfluss der in Abschnitt 5.4.1 beschriebenen Korrektur bezüglich der Eindringtiefe der Kamera. Dargestellt werden die ohne Gegenströmung gemessenen unkorrigierten (schwarz) und korrigierten Amplituden (rot) bei einer Windgeschwindigkeit von  $2,92 \frac{m}{s}$ . Die gepunktete Linie stellt den erwarteten  $\frac{1}{\sqrt{\omega}}$ -Abfall für hohe Frequenzen dar.

Obwohl die Eindringtiefe der Infrarotkamera mit  $30,3 \mu m$  im Vergleich zu der bis 1 mm dicke Grenzschicht auf den ersten Blick vernachlässigbar scheint, hat sie, wie in Abbildung 6.3 gut erkennbar, einen signifikante Effekt aus den Verlauf der gemessenen Amplitudendämpfung. Ohne Korrektur verläuft der Abfall bei hohen Frequenzen deutlich steiler als

erwartet. Zudem ist der Abfall in der doppellogarithmischen Darstellung nicht linear, sondern vergrößert sich zu höheren Frequenzen. Mit Korrektur zeigt die Kurve in Abbildung 6.3 den in Abschnitt 2.3.6 vorhergesagten  $\frac{1}{\sqrt{\omega}}$ -Abfall.

Die berechneten korrigierten Amplitudendämpfungsspektren der vom 24.06 bis 03.07.2003 am AEOLOTRON durchgeführten Messserien sind in den Abbildungen 6.4 bis 6.7 dargestellt. Sowohl die Spektren der Messserie ohne Gegenströmung vom 24.06 und 26.06 als auch die Messserie mit Gegenströmung vom 29.06 und 03.07.2003 weisen eine sehr gute Übereinstimmung mit der Theorie auf. Alle Kurven weisen den in den Abschnitten 2.3.6 und 5.3.2 vorhergesagten Verlauf auf. Die Kurven für unterschiedliche Windgeschwindigkeiten bei hohen Frequenzen fallen zusammen und zeigen den von allen Modellen prognostizierten  $\frac{1}{\sqrt{\omega}}$ -Abfall. Ebenfalls gut zu erkennen ist die mit steigender Windgeschwindigkeit zunehmende Dämpfung der Amplituden im quasi-stationären Bereich. Für niedrige Windgeschwindigkeiten ist bei den Spektren der Messungen mit Gegenströmung (Abbildungen 6.6 und 6.7) das konstante Plateau des quasi-stationären Zustandes nicht richtig ausgebildet. Ein möglicher Grund hierfür ist, dass sich das System zu Beginn der Messung noch nicht richtig im Gleichgewicht befunden hat. Für diese Vermutung spricht, dass bei den Messungen ohne Gegenströmung bei gleicher Einschwingzeit vor Start der Messung dieser Effekt nicht auftritt, was aufgrund der scheinbar geringeren Austauschzeit und der damit verbundenen geringeren erforderlichen Einschwingzeit des Systems plausibel ist. Es ist aber auch möglich, dass zur Messung des Plateaus wegen der niedrigeren Austauschzeit grundsätzlich geringere Frequenzen gemessen werden müssten.

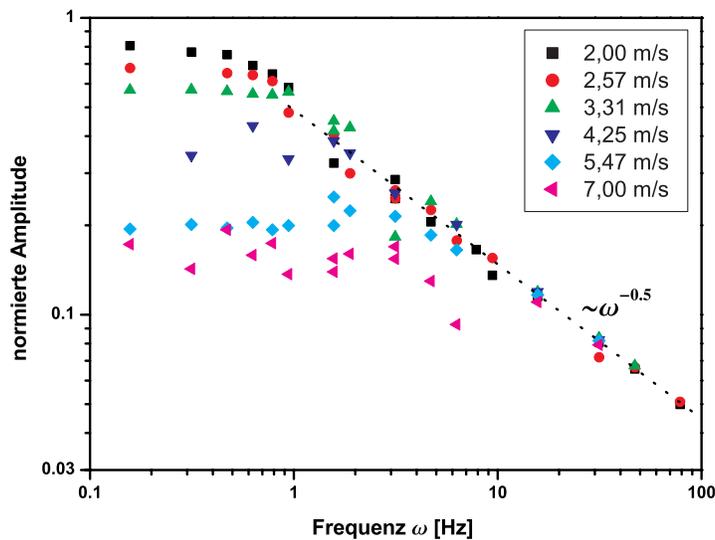


Abbildung 6.4: Die aus der Messserie ohne Gegenströmung vom 24.06.2003 berechneten korrigierten Amplitudendämpfungsspektren für Windgeschwindigkeiten von  $2,00 \frac{m}{s}$  bis  $7,00 \frac{m}{s}$ .

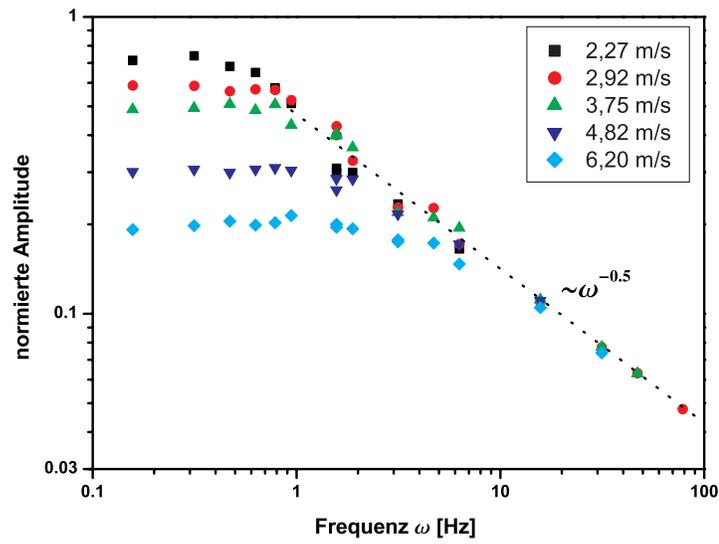


Abbildung 6.5: Die aus der Messserie ohne Gegenströmung vom 26.06.2003 berechneten korrigierten Amplitudendämpfungsspektren für Windgeschwindigkeiten von  $2,27 \frac{m}{s}$  bis  $6,20 \frac{m}{s}$

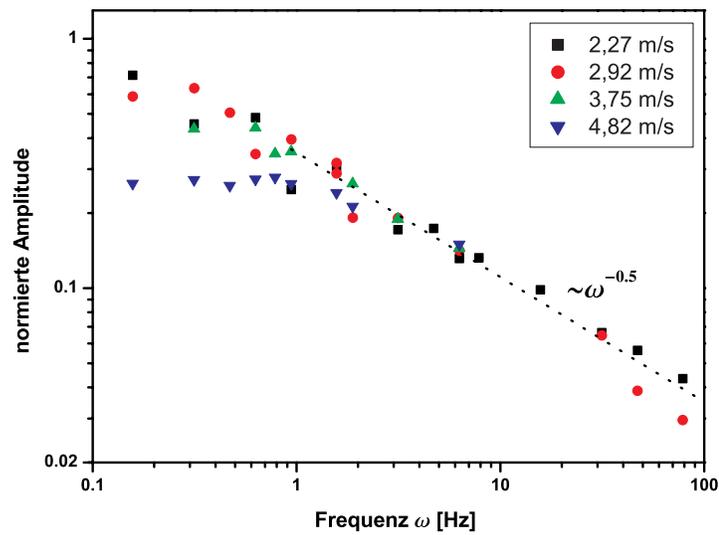


Abbildung 6.6: Die aus der Messserie mit Gegenströmung vom 29.06.2003 berechneten korrigierten Amplitudendämpfungsspektren für Windgeschwindigkeiten von  $2,27 \frac{m}{s}$  bis  $4,82 \frac{m}{s}$  mit Gegenströmung

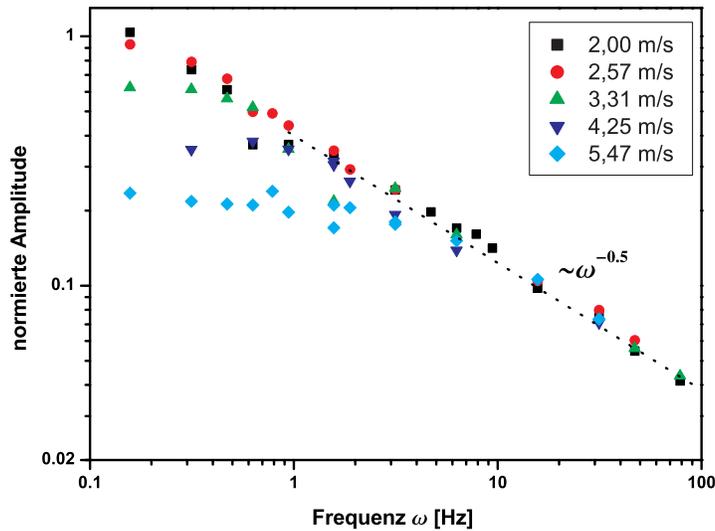


Abbildung 6.7: Die aus der Messserie mit Gegenströmung vom 03.07.2003 berechneten korrigierten Amplitudendämpfungsspektren für Windgeschwindigkeiten von  $2,00 \frac{m}{s}$  bis  $5,47 \frac{m}{s}$  mit Gegenströmung

### 6.3 Austauschzeiten und Gastransferraten

Aus den in den Abbildungen 6.4 bis 6.7 dargestellten Amplitudendämpfungsspektren wurde für jede gemessene Windgeschwindigkeit die Schnittfrequenz  $\nu_s$  zwischen dem quasi-stationären konstanten Anteil und dem  $\frac{1}{\sqrt{\omega}}$ -Abfall bestimmt (vgl. Abschnitt 5.3.2). Hierfür wurde für jede einzelne gemessene Windgeschwindigkeit mit und ohne Gegenströmung eine Darstellung analog zu Abbildung 5.6 generiert. Es wird im weiteren Verlauf darauf verzichtet, jede einzelne Graphik zur Bestimmung der Schnittfrequenz  $\nu_s$  zu präsentieren, sondern sich darauf beschränkt die mit Gleichung (5.6) aus der Schnittfrequenz  $\nu_s$  berechnete Austauschzeit  $t_*$  für Wärme anzugeben. Die berechneten Werte finden sich in Tabelle 6.1. Die Transfargeschwindigkeit  $k_h$  für Wärme erhält man aus dem in Gleichung (5.10) beschriebenen Zusammenhang. Zusätzlich sind in Tabelle 6.1 die Transferraten für  $\text{CO}_2$   $k_{600}$  angegeben, da  $\text{CO}_2$  in der Literatur häufig als Referenzgas verwendet wird und so ein besserer Vergleich mit Ergebnissen anderer Experimente möglich wird. Aus den Transfargeschwindigkeiten  $k_h$  für Wärme ( $Sc_h=7$  bei  $20^\circ\text{C}$ ) kann mit Hilfe von Gleichung 5.11 auf die Transfargeschwindigkeit eines beliebigen anderen Gases geschlossen werden, sofern die Schmidtzahl  $Sc$  des Gases und der den Messbedingungen entsprechende Schmidtzahlexponent  $n$  bekannt sind. Die Schmidtzahl  $Sc_{\text{CO}_2}$  für  $\text{CO}_2$  beträgt 600 bei  $20^\circ\text{C}$ . Die zur Umrechnung benötigten

Schmidtzahlexponenten stammen von [NIELSEN 2004], einer auf Massenbilanzmethoden beruhende Messung am AEOLOTRON.

gemessene Austauschzeiten und Transfargeschwindigkeiten							
Windgeschwindigkeit $v$ [ $\frac{m}{s}$ ]	Schmidtzahlexponent $n$	ohne Gegenströmung			mit Gegenströmung		
		$t_*$ [s]	$k_h$ [ $\frac{cm}{h}$ ]	$k_{600}$ [ $\frac{cm}{h}$ ]	$t_*$ [s]	$k_h$ [ $\frac{cm}{h}$ ]	$k_{600}$ [ $\frac{cm}{h}$ ]
2,00	0,633	3,25	74,74	4,47	6,12	54,44	3,25
2,27	0,622	3,06	76,99	4,84	4,08	66,68	4,19
2,57	0,604	1,92	97,27	6,63	4,55	63,17	4,30
2,92	0,597	1,77	101,29	7,11	2,70	82,01	5,76
3,31	0,578	1,04	132,07	10,08	2,15	91,85	7,01
3,75	0,565	0,81	149,48	12,10	1,64	105,16	8,51
4,25	0,537	0,67	164,72	15,10	1,08	129,45	11,87
4,82	0,520	0,52	186,16	18,36	0,94	139,21	13,73
5,47	0,509	0,30	244,64	25,36	0,26	263,71	27,33
6,20	0,505	0,23	282,29	29,77	-	-	-
7,00	0,496	0,14	363,49	40,02	-	-	-

Tabelle 6.1: Die Ergebnisse der Messungen am AEOLOTRON vom 24.06 bis 03.07.2003. Es sind die berechneten Austauschzeiten  $t_*$  für Wärme und die Transfargeschwindigkeiten für Wärme ( $k_h$ ) und  $CO_2$  ( $k_{600}$ ) bei Windgeschwindigkeiten von  $2,00 \frac{m}{s}$  bis  $7,00 \frac{m}{s}$  ohne Gegenströmung bzw.  $5,47 \frac{m}{s}$  mit Gegenströmung aufgeführt. Die Schmidtzahlexponenten  $n$  für die jeweilige Windgeschwindigkeiten sind aus [NIELSEN 2004] entnommen.

Ein Vergleich der Austauschzeiten für die Messserien mit und ohne Gegenströmung offenbart, dass die Ergebnisse für die Messserie mit Gegenströmung systematisch über den Werte aus der Messserie ohne Gegenströmung liegen. Als Folge sind die aus der Austauschzeit berechneten Tranferraten für Wärme und  $CO_2$  der Messserie mit Gegenströmung geringer als die der Messserie ohne Gegenströmung. Der Grund hierfür ist, wie in Abschnitt 6.1 beschrieben, dass bei der Messung ohne Gegenströmung kaltes Wasser in den erwärmten Bereich nachströmt und so eine scheinbar geringere Austauschzeit gemessen wird. Wie zu erwarten, verringert sich der prozentuale Unterschied zwischen den Austauschzeiten mit und ohne Gegenströmung mit zunehmender Windgeschwindigkeit, da sich der Einfluss der nachströmenden Wassers aufgrund der kürzeren Austauschzeiten verringert. In Abbildung 6.8 werden die berechneten Austauschzeiten der beiden Messserien mit und ohne Gegenströmung am AEOLOTRON gegenübergestellt.

Betrachtet man den Verlauf der Datenpunkte in Abbildung 6.8, erkennt man, dass einige Werte etwas aus dem Rahmen fallen. Bei der Messserie mit Gegenströmung streuen die Datenpunkte für Windgeschwindigkeiten von  $2,00 \frac{m}{s}$  bis  $2,57 \frac{m}{s}$  stark und ergeben keine eindeutige Fortsetzung der berechneten Werte für höhere Windgeschwindigkeiten. Diese starke Variation der berechneten Austauschzeiten hängt mit der Tatsache zusammen, dass sich bei diesen Windgeschwindigkeiten das System noch nicht im Gleichgewicht befunden hat und infolgedessen sich das quasi-stationäre Plateau noch nicht ausgebildet war (vgl. Abbildungen 6.6 und 6.7). Bei der Auswertung nach Abschnitt 5.3.2 muss aber der Wert

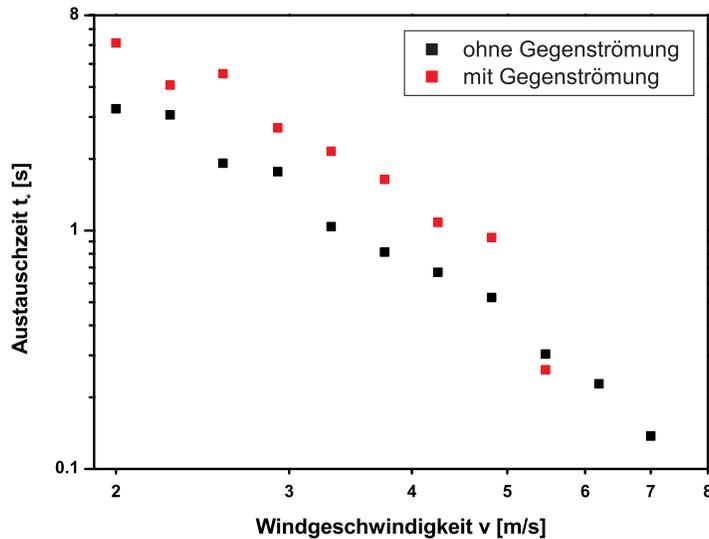


Abbildung 6.8: Die aus den beiden Messserien am AEOLOTRON berechneten Austauschzeiten für Wärme in doppellogarithmischer Darstellung. Die Ergebnisse der Messserie ohne Gegenströmung sind schwarz, die der Messserie mit Gegenströmung rot gekennzeichnet.

des konstanten Plateaus bekannt sein muss. Es wurde sich dadurch beholfen, dass als Wert des konstanten Plateaus der Wert der niedrigsten gemessenen Frequenz angenommen wurde. Diese Annahme führt dazu, dass die berechneten Austauschzeiten nur als untere Grenze betrachtet werden dürfen.

Die Streuung der bestimmten Austauschzeiten bei niedrigen Windgeschwindigkeiten mit Gegenströmung schlagen sich auch auf die daraus berechneten Transferraten für Wärme und  $\text{CO}_2$  nieder. Da aber die Transferrate  $k$  nach Gleichung (5.10) proportional zu  $\frac{1}{\sqrt{t^*}}$  ist und die Transferrate groß für niedrige Windgeschwindigkeiten ist, fällt die Streuung der aus den Austauschzeiten berechneten Transferrate geringer aus. Die Transferraten für Wärme und  $\text{CO}_2$  sind in den Abbildungen 6.9 und 6.10 dargestellt. Bei genauerer Betrachtung der Transferraten zeigt sich, dass die berechnete Transferrate für  $5,47 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  bei der Messserie mit Gegenströmung höher ausfällt als es die vorangegangenen Werte erwarten lassen würden. Sie liegt sogar höher als die Transferrate für die Messserie ohne Gegenströmung. Dies lässt sich dadurch erklären, dass bei dieser Windgeschwindigkeit die Wellenbrechung einsetzte. Aufgrund der Wellenbrechung war es nicht mehr möglich, die Stärke der Gegenströmung so zu regeln, dass sich die Grenzschicht in Ruhe befand. Durch die bei dieser Windgeschwindigkeit herrschende starke Rotationsbewegung des Wasserkörpers ist es wahrscheinlich, dass periodisch kaltes Wasser von links in den Auswertebereich geflossen ist und so zu einer scheinbar geringeren Austauschzeit geführt hat, was wiederum eine zu hohen Transferrate zur Folge hat.

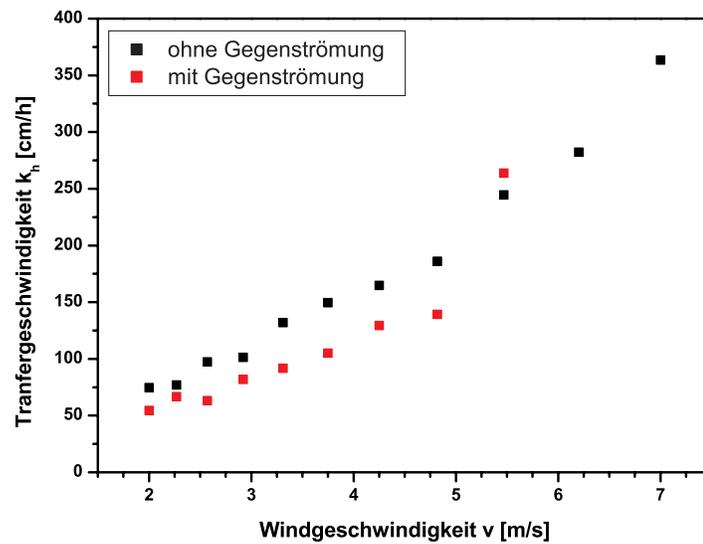


Abbildung 6.9: Die aus den beiden Messserien am AEOLOTRON berechneten Transfergeschwindigkeiten für Wärme. Die Ergebnisse der Messserie ohne Gegenströmung sind schwarz, die der Messserie mit Gegenströmung rot gekennzeichnet.

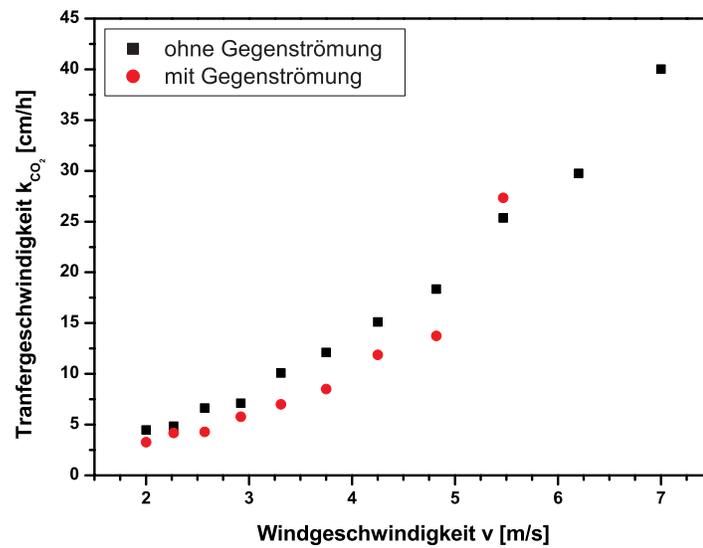


Abbildung 6.10: Die aus den beiden Messserien am AEOLOTRON berechneten Transfergeschwindigkeiten für  $CO_2$ . Die Ergebnisse der Messserie ohne Gegenströmung sind schwarz, die der Messserie mit Gegenströmung rot gekennzeichnet.

Um die Ergebnisse der Messungen am AEOLOTRON vom 24.06 bis 03.07.2003 besser einordnen zu können, werden die berechneten Transfergeschwindigkeiten für  $\text{CO}_2$  in Abbildung 6.11 mit den ebenfalls am AEOLOTRON mit einer Massenbilanzmethode bestimmten Transfergeschwindigkeiten von [NIELSEN 2004] verglichen. Eine Gegenüberstellung der Ergebnisse am AEOLOTRON mit verschiedenen anderen Labor- und Feldexperimenten findet sich in Abbildung 6.12. Als weitere Labormessung sind dort die Ergebnisse einer passiven CFT-Messung am zirkulären Wind-Wellen-Kanal HD2<sup>1</sup> von [SCHIMPF 2000] eingetragen. Die Ergebnisse zweier Feldexperimente mit passiver CFT sind ebenfalls in Abbildung 6.12 aufgeführt. Es handelt sich dabei zum Einen um Ergebnisse aus im Rahmen des *Coastal Ocean Processes Experiment* (CoOp 1997) vor der Küste Neuenglands durchgeführte CFT-Messungen (vgl. [SCHIMPF 2000]) und zum Anderen mittels CFT bestimmter Transferraten (vgl. [SCHIMPF et al. 2004]) des *Equatorial Pacific Air-Sea CO<sub>2</sub> Exchange Experiment* (GasEx 2001) im östlichen äquatorialen Pazifik. Zusätzlich sind die Graphen der aus Massenbilanzexperimenten bestimmten empirischen Beziehungen zwischen Gastransferrate und Windgeschwindigkeit von [LISS und MERLIVAT 1986], [WANNINKHOF 1992] und [WANNINKHOF und MCGILLIS 1999] eingezeichnet.

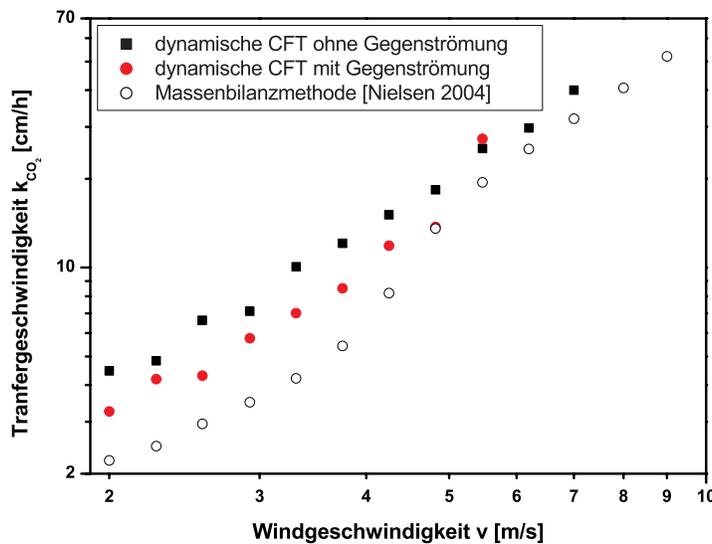


Abbildung 6.11: Vergleich der am AEOLOTRON gemessenen Transfergeschwindigkeiten für  $\text{CO}_2$ . Die Daten von [NIELSEN 2004] wurde mit Massenbilanzmethoden bestimmt.

<sup>1</sup>Beim zirkulären Wind-Wellen-Kanal HD2 handelt es sich um den Vorgänger vom AEOLOTRON am Institut für Umweltphysik der Universität Heidelberg. Der Durchmesser des Kanals beträgt 4 m, was einem Umfang von 11,6 m in der Mitte der 0,3 m breiten Rinne entspricht. Mit einer maximale Füllhöhe von 0,25 m kann er 8721 m Wasser tragen.

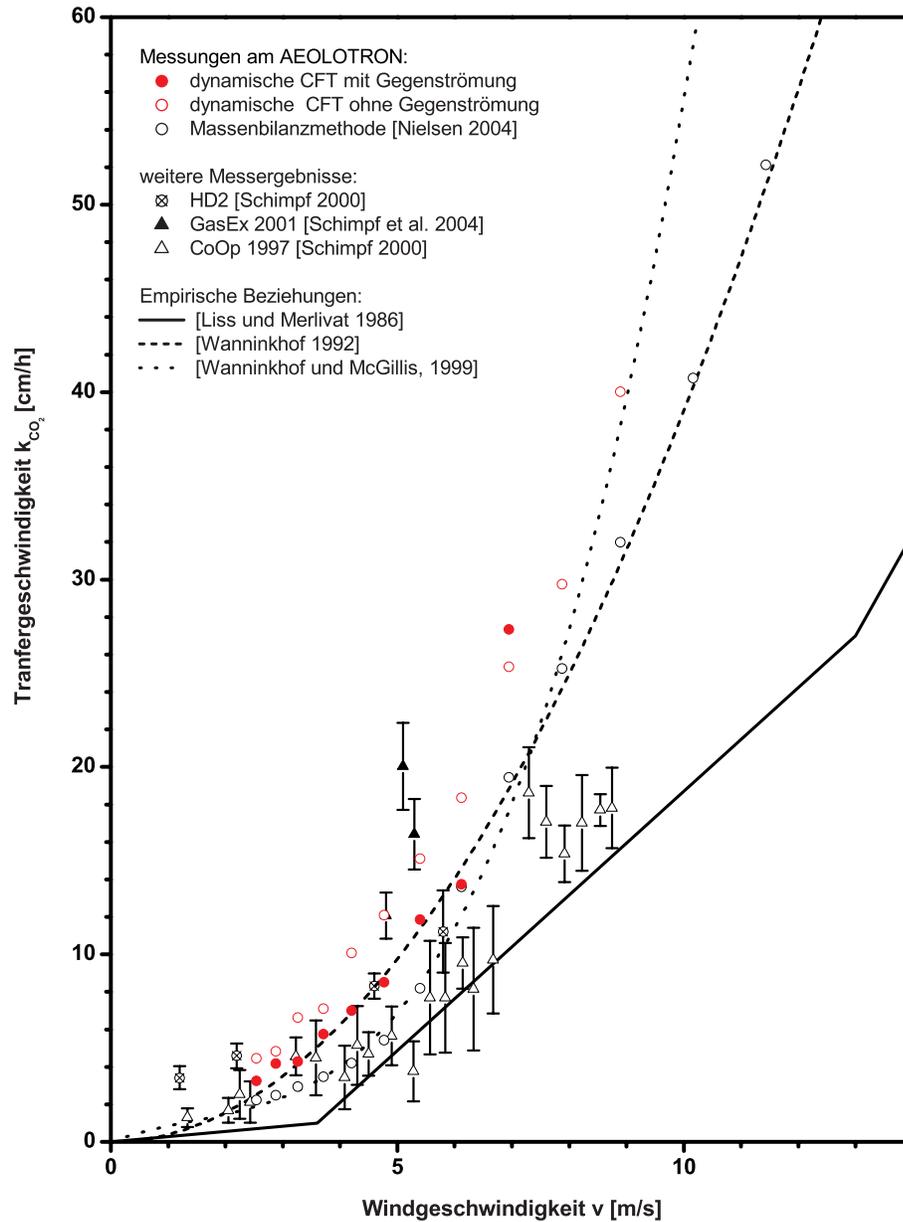


Abbildung 6.12: Vergleich der gemessenen Transfergeschwindigkeiten für  $CO_2$  mit Ergebnissen anderer Labor- und Feldexperimente und verschiedener empirischer Beziehungen. Die Windgeschwindigkeiten am AEOLOTRON wurden hierfür unter der Annahme eines logarithmischen Windprofils auf die Referenzhöhe von 10 m umgerechnet. Kreise symbolisieren Daten aus Laborexperimenten, Feldmessungen sind durch Dreiecke gekennzeichnet.

Wie aus Abbildung 6.12 zu erkennen ist, liegen die berechneten Transfargeschwindigkeiten aus den Messungen mit dynamischer CFT am AEOLOTRON in der gleichen Größenordnung wie die Ergebnisse der anderen Experimente, wobei die Transferraten aus der dynamischen CFT systematisch höher ausfallen. Eine detaillierte Analyse der Transferraten ergibt, dass bei der Messserie ohne Gegenströmung die Transferraten einen Faktor 2 über den ebenfalls am AEOLOTRON bestimmten Werten von [NIELSEN 2004] und den Ergebnissen der CoOP 1997 mit passiver CFT liegen. Die Transfargeschwindigkeiten der Messserie mit Gegenströmung sind ca. 25 % geringer als die der Messserie ohne Gegenströmung, so dass sich die systematische Abweichung von den Ergebnissen der anderen Experimente auf einen Faktor 1,5 reduziert. Die Transferraten aus der Messserie mit Gegenströmung zeigen dabei eine hervorragende Übereinstimmung zu der empirischen Beziehung von [WANNINKHOF 1992].

Eine wahrscheinliche Ursache für die systematisch höheren Transfargeschwindigkeiten gegenüber dem ebenfalls am AEOLOTRON durchgeführten Experiment von [NIELSEN 2004] liegt in dem vom Wind mitbewegten Wasserkörper und dem so verursachten Nachströmen kälteren Wassers. Die Stärke der Gegenströmung war bei den Messungen so eingestellt, dass die mit der Infrarotkamera in der Grenzschicht beobachtbaren Strukturen sich mit einer geringen Restgeschwindigkeit in Windrichtung bewegten. Dies führt dazu, dass die gemessenen Austauschzeiten, gerade bei geringen Windgeschwindigkeiten, systematisch unter den tatsächlichen Austauschzeiten für Wärme liegen. Der Grund für die Wahl einer solchen Gegenströmung war, dass die Leistung der Pumpen, die am Kanalboden die Gegenströmung erzeugen, geringen Schwankungen unterworfen ist, so dass die Gegenströmung nicht absolut konstant ist. Wäre die Gegenströmung so eingestellt, dass sich die Strukturen im zeitlichen Mittel in Ruhe befänden, würde aufgrund der Leistungsschwankungen der Pumpe periodisch kälteres Wasser direkt in den Auswertebereich fließen, was besonders bei geringen Windgeschwindigkeiten zu erheblich größeren Verfälschungen der Austauschzeit geführt hätte. Darüberhinaus ist die von den Pumpen erzeugte Gegenströmung nur bei sehr geringen Gegenströmungen streng laminar. Aufgrund der gekrümmten Kanalwände ergeben sich bei stärkeren Gegenströmungen geringe Randeffekte, die sich durch Querströmungen an der Wasseroberfläche äußern. Diese wenn auch verhältnismäßig geringen Querströmungen transportieren kälteres Wasser in den Auswertebereich, so dass auch bei hohen Windgeschwindigkeiten damit zu rechnen ist, geringere Austauschzeiten und infolgedessen höhere Transferraten zu messen. Insgesamt kann der Einfluss des nachströmenden Wasser zwar durch die am AEOLOTRON einstellbare Gegenströmung verringert werden, aber es ist nicht möglich, den Effekt vollständig auszuschalten.

Die in Abbildung 6.12 aufgeführten Transfargeschwindigkeiten aus den Feldmessungen bzw. aus dem Experiment am Wind-Wellen-Kanal HD2 können nur zu einer qualitativen Einordnung der am AEOLOTRON gemessenen Transferraten herangezogen werden. Ein quantitativer Vergleich ist aus mehreren Gründen schwierig. Die Hauptschwierigkeit besteht in der Vergleichbarkeit der Windverhältnisse. Den Messdaten aus den Feldmessungen ist die Windgeschwindigkeit in der üblichen Referenzhöhe von 10 m über der Wasseroberfläche zugeordnet. Aufgrund des bekannten logarithmischen Windprofils über einer freien Wasseroberfläche lässt sich aus der Angabe des Windes in 10 m Höhe direkt die physikalisch

relevante Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  schliessen. Wie aus dem Aufbau (vgl. Abbildung 4.3) des hier vorgestellten Experiments ersichtlich wird, befinden sich die Windmesser am AEOLOTRON nur 1 m über der Wasseroberfläche. Die in Abbildung 6.12 dargestellten Daten wurden zwar auf die Referenzhöhe von 10 m umgerechnet, aber in zirkulären Wind-Wellen-Kanälen herrscht im Allgemeinen kein logarithmisches Windprofil wie über dem Ozean. Infolgedessen lässt sich die gemessene Windgeschwindigkeit im Kanal nicht ohne weiteres mit Hilfe des logarithmischen Zusammenhangs auf 10 m extrapolieren. Zum quantitativen Vergleich der Messdaten müsste die bei einer eingestellten Windgeschwindigkeit herrschende Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  bekannt sein. Die für einen Vergleich notwendige Zuordnung von gemessener Windgeschwindigkeit in 1 m Höhe und dabei herrschender Schubspannungsgeschwindigkeit steht aber für das AEOLOTRON noch aus. Aber auch bei bekannter Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  wäre bei einem Vergleich der Ergebnisse Vorsicht geboten. Beispielsweise beruhen die in Abbildung 6.12 eingetragenen empirischen Beziehungen auf Feldexperimenten mit Massenbilanzmethoden, bei denen die Einstellzeiten in der Größenordnung von Stunden liegen. Infolgedessen handelt es sich bei den so bestimmten Transferraten immer um zeitlichen Mittelwerte, bei denen die äußeren Bedingungen natürlicherweise etwas variieren.

Obwohl ein wirklicher quantitativer Vergleich aus den oben genannten Gründen nicht möglich ist, lässt sich dennoch sagen, dass die Messdaten gut mit den Ergebnissen anderer Experimente übereinstimmen. In Wind-Wellen-Kanälen herrscht meist ein praktisch konstantes Windprofil. In einem solchen Fall entspräche die in 1 m Höhe am AEOLOTRON gemessene Windgeschwindigkeit einer größeren Windgeschwindigkeit in 10 m Höhe im Feld als durch die Annahme des logarithmischen Windprofils berechnet wurde. Als Folge verschieben sich die gemessenen Transfargeschwindigkeiten in Abbildung 6.12 nach rechts, was eine noch bessere Übereinstimmung mit den Ergebnissen anderer Experimente zur Folge hätte. Für eine solche Annahme spricht, dass die von [NIELSEN 2004] am AEOLOTRON mit Massenbilanzmethoden bestimmten Transfargeschwindigkeiten gegenüber den in Abbildung 6.12 eingetragenen Werten aus dem CoOP Feldmessungen ebenfalls zu hoch ausfallen.

Die gute Übereinstimmung zu anderen Experimenten lässt den Schluss zu, dass Wärme als Tracer für Gasaustauschmessungen hervorragend geeignet ist. Die in dieser Arbeit präsentierte, auf den Wärmetransfer basierende Messmethode der dynamischen CFT mittels aktiver Thermographie ist im Feld einsetzbar und bietet dabei mehrere Vorteile gegenüber den klassischen Massenbilanzmethoden. Zum Einen kann, aufgrund des sich an der Grenzschicht praktisch unmittelbar einstellenden Temperaturgradienten, lokal die Transfargeschwindigkeit für Wärme und Gase mit hoher zeitlicher Auflösung bestimmt werden. Gleichzeitig kann wegen der eingesetzten Infrarotkameras auch eine hohe räumliche Auflösung realisiert werden. Dadurch wird eine systematische Untersuchung der Abhängigkeit der Gasaustauschraten von der herrschenden Windgeschwindigkeit und anderen meteorologischen Parametern möglich. Zum Anderen können, wie in Abschnitt 2.3.6 beschrieben, aus der an der Grenzschicht gemessenen Phasenverschiebung Informationen bezüglich der Transportmechanismen gewonnen werden. Es sollte aber darauf hingewiesen werden, dass, aufgrund der um einen Faktor fünf größeren Grenzschichtdicke von Wärme gegenüber  $\text{CO}_2$ ,

die Richtigkeit der Umrechnung von Transfergeschwindigkeiten für Wärme in Transfergeschwindigkeiten für Gase nach Gleichung (5.11) nicht als selbstverständlich angenommen werden darf und dass ein exakter wissenschaftlicher Beweis hierfür noch aussteht. Die gute Übereinstimmung der Ergebnisse des in dieser Arbeit vorgestellten Experiments mit den Ergebnissen von auf Massenbilanzmethoden basierenden Experimenten sprechen prinzipiell für die Richtigkeit der Umrechnung, zumindest aber dafür, dass nur kleinere Korrekturen an Gleichung (5.11) vorgenommen werden müssten.

## 6.4 Phasenverschiebung

Neben der Möglichkeit, die Austauschzeiten für Wärme und damit für Gase mit hoher zeitlicher und räumlicher Auflösung aus der Amplitudendämpfung an der Wasseroberfläche zu bestimmen, bietet der in dieser Arbeit vorgestellte Absatz einen weiteren Vorzug gegenüber anderen Messverfahren. Wie in Abschnitt 2.3.6 dargelegt wird, können Erkenntnisse bezüglich der dem Gasaustausch zugrundeliegenden Transportmechanismen aus der gemessenen Phasenverschiebung an der Wasseroberfläche gewonnen werden. Bei kleinen dimensionslosen Frequenzen ( $\omega_+ = \omega t_* < 0,5$ ) verläuft die Phasenverschiebung an der Wasseroberfläche modellunabhängig linear zur Frequenz (vgl. Gleichung (2.82)). Die Modelle unterscheiden sich lediglich im Wert der Steigung  $\kappa$  dieses linearen Zusammenhangs. Je nach Modell nimmt  $\kappa$  dabei Werte zwischen 0,33 und 0,55, so dass man bei einer Bestimmung dieser Steigung  $\kappa$  auch direkt Information über die Transportmechanismen erhält.

Wie auch bei der Bestimmung der Austauschzeit aus den Amplitudendämpfungsspektren ist es zunächst erforderlich, die mit Hilfe der in Abschnitt 5.4.2 beschriebenen Bildfolgenanalyse gewonnene Phasenspektren bezüglich der Eindringtiefe der Infrarotkamera zu korrigieren. Abbildung 6.13 zeigt die Gegenüberstellung eines unkorrigierten und eines nach Gleichung (5.23) korrigierten Phasenspektrums. Die dargestellten Werte stammen aus der Messung bei einer Windgeschwindigkeit von  $2,57 \frac{m}{s}$  mit eingeschalteter Gegenströmung. Da sich die Korrektur auf jede der realisierte Messsituationen vollkommen analog zu dem in Abbildung 6.13 präsentierten Beispiel auswirkt, wird, wie im vorangegangenen Abschnitt auch, darauf verzichtet den Einfluss der Korrektur auf jede der einzelne Messsituationen getrennt zu präsentieren.

Neben den korrigierten und unkorrigierten Messwerten ist zur besseren Orientierung in Abbildung 6.13 auch die von allen Modellen vorhergesagte Phasenverschiebung von  $\frac{\pi}{4}$  für hohe Frequenzen ( $\omega_+ \gg 1$ ) eingetragen. Abbildung 6.13 lässt die Notwendigkeit einer Korrektur aufgrund der Eindringtiefe der Infrarotkamera gut erkennen. Ohne Berücksichtigung der Eindringtiefe steigt die Phasenverschiebung  $\Delta\varphi$  mit zunehmender Frequenz immer weiter an. Die korrigierten Daten hingegen zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit der in Abschnitt 2.3.6 getroffenen Vorhersage einer modellunabhängigen konstanten Phasenverschiebung von  $\frac{\pi}{4}$  bei hohen Frequenzen. Wie aus den Kurvenverläufen der in den Abbildungen 6.14 bis 6.17 dargestellten korrigierten Messdaten zu entnehmen ist, gilt die in Abbildung 6.13 beobachtbare gute Übereinstimmung mit den Modellvorhersagen für hohe Frequenzen ebenfalls bei allen anderen realisierten Messsituationen.

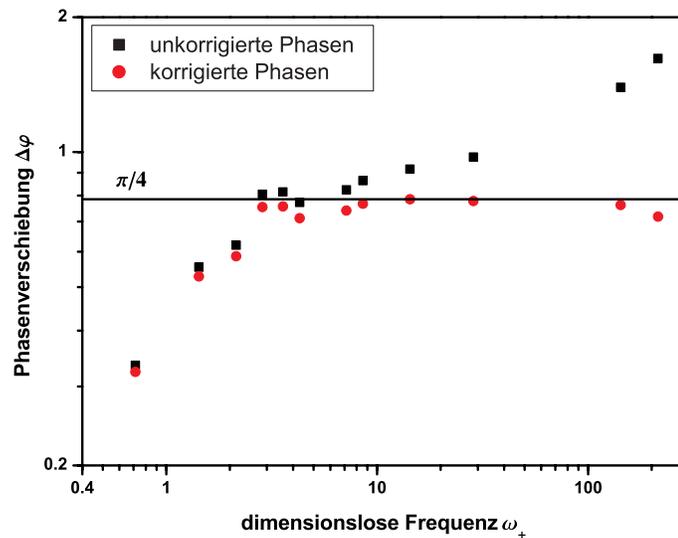


Abbildung 6.13: Beispiel für den Einfluss der in Abschnitt 5.4.2 beschriebenen Korrektur bezüglich der Eindringtiefe der Kamera. Dargestellt werden die mit Gegenströmung gemessenen unkorrigierten (schwarz) und korrigierten Phasenverschiebungen (rot) bei einer Windgeschwindigkeit von  $2,57 \frac{m}{s}$ . Die schwarze Linie stellt die in allen Modellen erwartete Phasenverschiebung von  $\frac{\pi}{4}$  für hohe Frequenzen dar.

Die Abbildungen 6.14 bis 6.17 zeigen, neben der sich aus allen Modellen ergebenden Phasenverschiebung von  $\frac{\pi}{4}$  für hohe Frequenzen, auch bei kleinen Frequenzen in mehrerer Hinsicht eine gute Übereinstimmung mit den Modellen. Im Fall kleiner Frequenzen ( $\omega_+ < 0,5$ ) prognostizieren alle Modellen eine Zunahme der Phasenverschiebung  $\Delta\varphi$  bei kleiner werdenden Schmidtzahl exponenten  $n$  (vgl. Abbildung 2.13). In den Modellen entspricht ein Schmidtzahl exponent von  $n = \frac{2}{3}$  der Situation einer „festen Wand“ und  $n = \frac{1}{2}$  der einer „freien Oberfläche“. Eine Zunahme der Windgeschwindigkeiten korrespondiert also mit einer Abnahme des Schmidtzahl exponenten  $n$  und folglich gleichzeitig mit einer Zunahme der Phasenverschiebung. Diese vorhergesagte Zunahme der Phasenverschiebung mit steigender Windgeschwindigkeit lässt sich besonders gut in den Abbildungen 6.14 und 6.15 ablesen.

Die Abbildungen 6.14 bis 6.17 zeigen, neben der sich aus allen Modellen ergebenden Phasenverschiebung von  $\frac{\pi}{4}$  für hohe Frequenzen, auch bei kleinen Frequenzen in mehrerer Hinsicht eine gute Übereinstimmung mit den Modellen. Im Fall kleiner Frequenzen ( $\omega_+ < 0,5$ ) prognostizieren alle Modellen eine Zunahme der Phasenverschiebung  $\Delta\varphi$  bei kleiner werdenden Schmidtzahl exponenten  $n$  (vgl. Abbildung 2.13). In den Modellen entspricht ein Schmidtzahl exponent von  $n = \frac{2}{3}$  der Situation einer „festen Wand“ und  $n = \frac{1}{2}$  der einer „freien Oberfläche“. Eine Zunahme der Windgeschwindigkeiten korrespondiert also mit einer Abnahme des Schmidtzahl exponenten  $n$  und folglich gleichzeitig mit einer Zunahme der

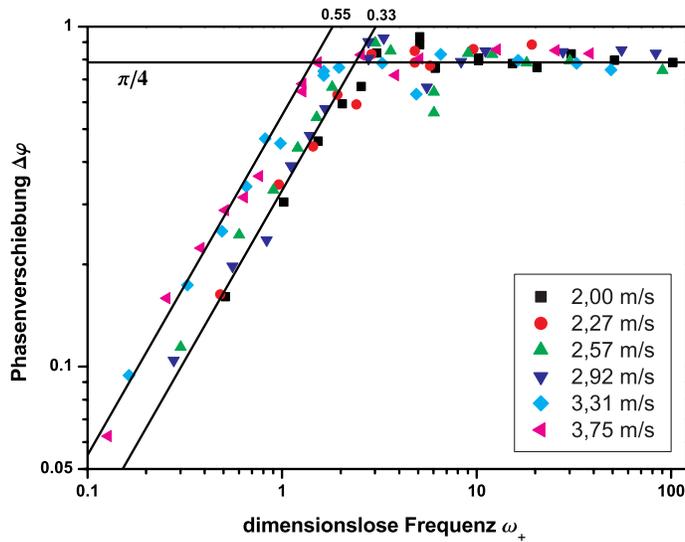


Abbildung 6.14: Die aus den Messungen ohne Gegenströmung berechnete korrigierte Phasenverschiebung  $\Delta\varphi$  für Windgeschwindigkeiten von  $2,00 \frac{m}{s}$  bis  $3,75 \frac{m}{s}$ . Zusätzlich ist der vorhergesagte lineare Zusammenhang für  $\kappa = 0,3$  bzw.  $0,55$  eingetragen.

Phasenverschiebung. Diese vorhergesagte Zunahme der Phasenverschiebung mit steigender Windgeschwindigkeit lässt sich besonders gut in den Abbildungen 6.14 und 6.15 ablesen.

Der von allen Modellen vorhergesagte lineare Verlauf der Phasenverschiebung für kleine Frequenzen unterscheidet sich von Modell zu Modell lediglich in seiner Steigung  $\kappa$ . In den Abbildungen 6.14 bis 6.17 ist jeweils der Verlauf der beiden Extremfälle mit  $\kappa = 0,33$  und  $\kappa = 0,5$  eingezeichnet. Bei niedrigen Windgeschwindigkeiten liegen die gemessenen Phasenverschiebungen, wie aufgrund der Modellberechnungen erwartet, innerhalb dieses Korridors, was als erneute Bestätigung der hier vorgestellten Messmethode aufgefasst werden darf. Die Streuung der Daten erlaubt allerdings keine direkte Unterscheidung zwischen den Modellen. Eine direkte Modellunterscheidung aufgrund der gemessenen Phasenverschiebung war aber im Rahmen dieser Arbeit auch nicht geplant. Das Anliegen war vielmehr die prinzipielle Eignung der Messmethode zu untersuchen.

Trotz der großen Streuung der Daten lassen sich aber dennoch Erkenntnisse über die Struktur der Transportmechanismen erlangen. Betrachtet man die Phasenverschiebung bei großen Windgeschwindigkeiten, so fällt auf, dass diese deutlich höher ausfällt als in allen Modellen erwartet. Da die Kurvenverläufe insgesamt und speziell die Werte für kleine Windgeschwindigkeiten in guter Übereinstimmung mit den Modellvorhersagen sind, kann aber beispielsweise ein systematisches Offset bei der Bestimmung der Phasenverschiebung als Ursache hierfür ausgeschlossen werden. Dieser aufgrund der Messmethode erstmals beobachtete und von den Modellvorhersagen abweichende Effekt erlaubt nun eine weitergehende

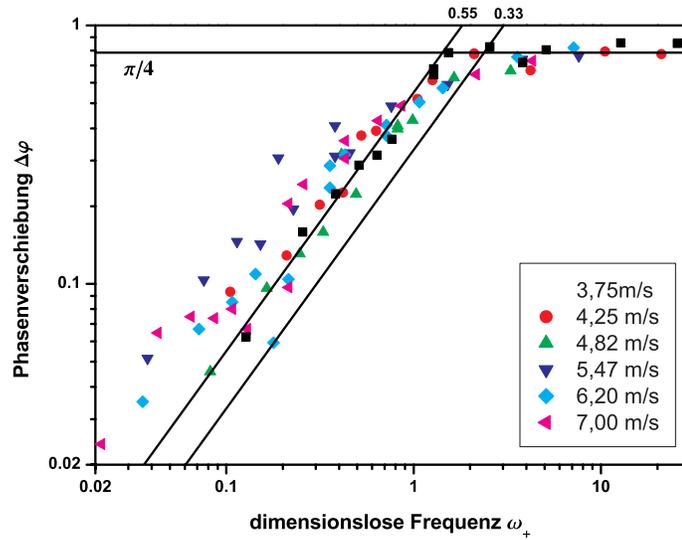


Abbildung 6.15: Die aus den Messungen ohne Gegenströmung berechnete korrigierte Phasenverschiebung  $\Delta\varphi$  für Windgeschwindigkeiten von  $3,75 \frac{m}{s}$  bis  $7,00 \frac{m}{s}$ . Zusätzlich ist der vorhergesagte lineare Zusammenhang für  $\kappa = 0,3$  bzw.  $0,55$  eingetragen.

Interpretation bezüglich der Struktur der Austauschprozesse als die einfachen Modelle aus Abschnitt 2.3. Die einfachste Erklärung für die beobachtete Abweichung von den Modellvorhersagen liegt in der sogenannten *Intermittenz* des Austauschprozesses, die nun im folgenden erläutert werden soll.

Unter der Annahme, dass in der Grenzschicht die Transfargeschwindigkeit  $k_i$  mit einer Wahrscheinlichkeit  $p_i$  auftritt, ergibt sich die resultierende Transferrate  $k$  aus

$$k = \sum_i p_i k_i \quad \text{mit} \quad \sum_i p_i = 1. \quad (6.1)$$

Die Wahrscheinlichkeiten lassen sich dabei als den Bruchteil  $p_i$  der Wasseroberfläche interpretieren, auf dem die entsprechende Austauschrate  $k_i$  stattfindet. Die gemessene Transferrate ergäbe sich bei einem solchen Ansatz aus dem mit den Flächenanteilen gewichteten Mittel der Transferraten. Da die Phasenverschiebung an der Wasseroberfläche laut Gleichung (2.82) bei kleinen Frequenzen linear von  $\omega_+$  abhängt ergibt sich mit der Austauschzeit  $t_*$  der folgende Zusammenhang:

$$\varphi(0) = \kappa \omega t_* = \kappa \omega \frac{D}{k^2}. \quad (6.2)$$

Durch Ersetzen der Transfargeschwindigkeit mit dem in Gleichung (6.1) beschriebenen

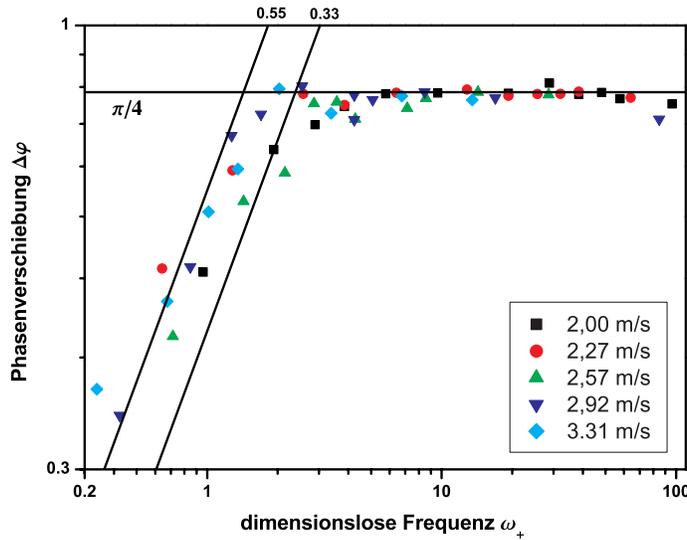


Abbildung 6.16: Die aus den Messungen mit Gegenströmung berechnete korrigierte Phasenverschiebung  $\Delta\varphi$  für Windgeschwindigkeiten von  $2,00 \frac{m}{s}$  bis  $3,31 \frac{m}{s}$ . Zusätzlich ist der vorhergesagte lineare Zusammenhang für  $\kappa = 0,3$  bzw.  $0,55$  eingetragen.

stochastischen Ansatz für die Austauschrate  $k$  folgt für die Phasenverschiebung an der Wasseroberfläche:

$$\varphi(0) = \kappa\omega t_* = \kappa\omega D \sum_i \frac{p_i}{k_i^2}. \quad (6.3)$$

Im Gegensatz zu Gleichung (6.1) werden hier aber die Kehrwerte der quadratischen Transferraten  $k_i$  mit dem Anteil der Fläche gewichtet, auf dem der entsprechende Austauschprozess stattfindet. Dies führt, wie anhand des folgenden Beispiel dargestellt werden soll, dazu, dass kleine Transferraten auf einem Teil der Fläche zu einer wesentlich größeren Phasenverschiebung führt. Nimmt man beispielsweise an, dass auf 20% der Fläche eine um einen Faktor 2,5 größere und auf den restlichen 80% eine um einen Faktor 0,625 geringere Transferraten herrscht als die mittlere Transferraten  $k$ , so tragen beide Flächen gleich stark zum Gasaustausch bei:

$$k = 0,8 \cdot 2,5 \cdot k + 0,2 \cdot 0,625 \cdot k = 0,5 \cdot k + 0,5 \cdot k. \quad (6.4)$$

Aus dieser Verteilung der Transferraten ergibt sich aber nach Gleichung (6.3) eine mehr als doppelt so große Phasenverschiebung im Vergleich zu einer über die gesamte Fläche einheitlichen Transferraten  $k$ :

$$\sum_i \frac{p_i}{k_i^2} = 0,8 \cdot 0,16 \cdot \frac{1}{k^2} + 0,2 \cdot 2,56 \cdot \frac{1}{k^2} = 2,08 \cdot \frac{1}{k^2}. \quad (6.5)$$

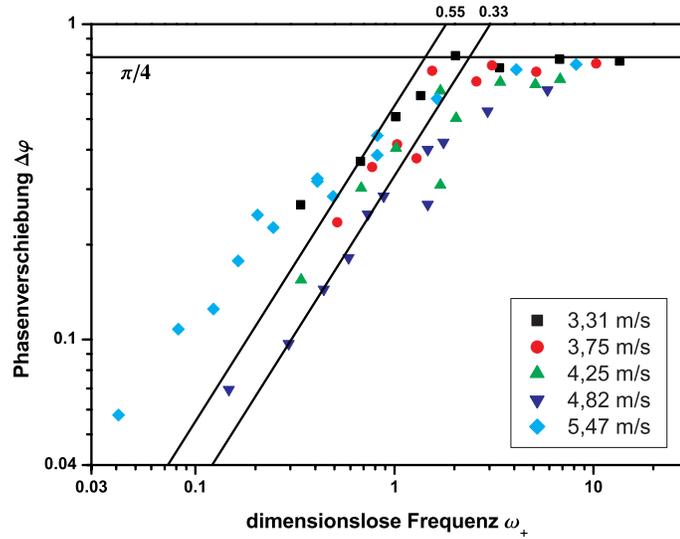


Abbildung 6.17: Die aus den Messungen mit Gegenströmung berechnete korrigierte Phasenverschiebung  $\Delta\varphi$  für Windgeschwindigkeiten von  $3,31 \frac{m}{s}$  bis  $5,47 \frac{m}{s}$ . Zusätzlich ist der vorhergesagte lineare Zusammenhang für  $\kappa = 0,3$  bzw.  $0,55$  eingetragen.

Dieser Wert liegt genau in dem Bereich der gemessenen Erhöhung der Phasenverschiebung, so dass Intermittenz als mögliche Ursache für diesen Effekt plausibel erscheint. Die Verallgemeinerung des Ansatzes für zwei an dem Austauschprozess beteiligte Flächen mit unterschiedlicher Transfargeschwindigkeit zeigt, dass aufgrund von Intermittenz durchaus noch größere Erhöhungen der Phasenverschiebung denkbar sind. Definiert man  $\alpha$  als den Bruchteil der Wasseroberfläche, auf dem Transfargeschwindigkeit gegenüber der mittleren Transfargeschwindigkeit um einen Faktor  $f$  verändert ist, und  $(1 - \alpha)$  als die Fläche auf der die Transfargeschwindigkeit gerade einen Faktor  $g$  mal der mittleren Transfargeschwindigkeit beträgt, so gilt für diese Größen aufgrund der Normierung in Gleichung (6.1)

$$\alpha f + (1 - \alpha)g = 1 \quad \rightarrow \quad g = \frac{1 - \alpha f}{1 - \alpha} \quad (6.6)$$

und für den Faktor  $e$  um den sich die Phasenverschiebung aufgrund der Zweiteilung der Flächen erhöht

$$\sum_i \frac{p_i}{k_i^2} = \frac{\alpha}{f^2 k^2} + \frac{1 - \alpha}{g^2 k^2} = \left( \frac{\alpha}{f^2} + \frac{1 - \alpha}{g^2} \right) \cdot \frac{1}{k^2} = e \cdot \frac{1}{k^2}. \quad (6.7)$$

Verwendet man nun für  $f$  den Ansatz  $f = \frac{\gamma}{\alpha}$ , wobei hier  $\gamma$  dem Anteil des Gesamtaustausches entspricht, der auf dem Flächenanteil  $\alpha$  stattfindet, so ergibt sich folgender einfache

Zusammenhang für die den Erhöhungsfaktor  $e$ :

$$e = \frac{\alpha^3}{\gamma^2} + \frac{(1 - \alpha)^3}{(1 - \gamma)^2} . \quad (6.8)$$

Findet nun auf einem verschwindend kleinen Bruchteil der Wasseroberfläche der Anteil  $\gamma$  der mittleren Transfergeschwindigkeit statt, so reduziert die Gleichung 6.8 für den Erhöhungsfaktor  $e$  auf:

$$e = \frac{1}{(1 - \gamma)^2} . \quad (6.9)$$

Trägt nun beispielsweise ein verschwindend geringer Bruchteil der Wasseroberfläche mit einem Anteil  $\gamma = \frac{1}{2}$  zum Transfer bei, so ergibt nach Gleichung 6.9 bereits ein Erhöhungsfaktor von 4, bei  $\gamma = \frac{3}{4}$  bereits ein Faktor 16.

Speziell die Messergebnisse zur Phasenverschiebung, aus den mit Hilfe von aktiver Thermographie generierten Daten, zeigen das große Potential der in dieser Arbeit vorgestellten Messmethode. Im Vergleich zu einfacheren Techniken erlaubt sie es offensichtlich, weitergehende Erkenntnisse über und einen direkten Einblick in die Struktur der Austauschprozesse in der Grenzschicht zu gewinnen. Beispielsweise legen, wie die Ausführungen zur Intermitenz zeigen, die im Vergleich zu den Vorhersagen der Modellen unerwartet hohen Phasenverschiebungen nahe, dass bei der Betrachtung der Austauschprozesse stärker als bisher auch stochastische Überlegungen berücksichtigt werden sollten.

# Kapitel 7

## Resümee und Ausblick

Ziel der hier vorgestellten Arbeit war es, eine alternative Methode zur Bestimmung der Transfargeschwindigkeit von Gasen mit hoher zeitlicher und räumlicher Auflösung am Heidelberger Wind-Wellen-Kanal AEOLOTRON zu implementieren und durch systematische Messungen die Einsatzfähigkeit des Systems in Labor- und Feldmessungen zu überprüfen. Aus den mit Infrarotkameras aufgenommenen Infrarotbildsequenzen sollte die Transfargeschwindigkeit für Wärme bestimmt werden, woraus sich anschließend die Transfargeschwindigkeit eines beliebigen nicht-reaktiven Gases berechnen lässt. Der in dieser Arbeit umgesetzte Ansatz der dynamischen CFT mittels aktiver Thermographie von [JÄHNE et al. 1989] erlaubt es darüberhinaus, aus einer Phasenanalyse Erkenntnisse über die Natur des turbulenten Transports zu gewinnen. Bisher war der Stand der Technik nicht in dem Maße fortgeschritten, um diesen Vorteil der Messmethode umsetzen zu können. Es sollte in einem ersten Schritt überprüft werden, inwieweit die enorme technische Weiterentwicklung der vergangenen Jahre, speziell im Bereich der Thermographie, es nun erlaubt, aus einer Phasenanalyse direkte Einsichten bezüglich des turbulenten Transports in der Grenzschicht zu erlangen.

Die Ergebnisse der Messungen am AEOLOTRON vom 24.06 bis 03.07.2006 haben gezeigt, dass die Transfargeschwindigkeit eines Gases mit der dynamischen CFT mittels aktiver Thermographie zuverlässig bestimmt werden kann. Die mit der dynamischen CFT bestimmten Transfargeschwindigkeiten am AEOLOTRON liegen in der gleichen Größenordnung wie die ebenfalls am AEOLOTRON mit einer Massenbilanzmethode bestimmten Werte von [NIELSEN 2004], wobei die mit CFT bestimmten Transferraten wegen des nachströmenden Wassers systematisch höher ausfallen. Auch wenn sich ein exakter quantitativer Vergleich mit anderen Labor- und Feldmessungen aufgrund des noch nicht bestimmten Windprofils im AEOLOTRONs schwierig gestaltet, kann dennoch eine sehr gute Übereinstimmung mit den Transferraten anderen Labor- und Feldmessungen festgestellt werden. Die Ergebnisse beider Messserien folgen in ihrem Verlauf der empirischen Beziehung von [WANNINKHOF 1992]. Darüberhinaus weisen die aus den Infrarotbildsequenzen berechneten Amplitudendämpfungsspektren den von allen Modellen vorhergesagten  $\frac{1}{\omega^2}$ -Abfall bei hohen Laserfrequenzen auf.

Eine erste Phasenanalyse ergab, dass der gemessene Verlauf der Phasenspektren nach der Korrektur der Eindringtiefe der Infrarotkamera bei hohen Frequenzen gut mit den Vorhersagen der theoretischen Modelle korrespondiert. Auch bei dem für Aussagen über die Struktur des turbulenten Transports interessanten Bereich niedriger Frequenzen konnte der erwartete lineare Verlauf beobachtet werden. Bereits bei dieser ersten Auswertung der Phasenspektren zeigten sich die Vorzüge der dynamischen CFT. Die Steigungen im linearen Bereich der Spektren waren bei hohen Windgeschwindigkeiten bis zu einem Faktor zwei höher als von allen Modellen vorhergesagt. Dieser zum ersten mal aufgrund der Methode beobachtete Effekt kann als ein deutliches Indiz für einen Einfluss von Intermittenz, also einen Einfluss stochastischer Prozesse auf den Gastransport gewertet werden.

Zielsetzung der Arbeit war es, erste Erfahrungen beim Einsatz der dynamischen CFT zu sammeln und mit Hilfe der gewonnenen Erfahrungen und Ergebnisse die Methode für zukünftige Experimente zu optimieren. Die Ergebnisse der Messungen am AEOLOTRON zeigen deutlich, dass eine gezielte Umsetzung der dynamischen CFT beim heutigen Stand der Technik möglich ist. Aufbauend auf den Ergebnissen dieser Arbeit werden, neben weiterer Messungen am Heidelberger Wind-Wellen-Kanal AEOLOTRON, im Rahmen des DFG-Projekts WiSSCy<sup>1</sup> weitere systematische Messungen erfolgen. Eine experimentelle Bestimmung des im Kanal herrschende Windprofils, das zum Zeitpunkt der Auswertungen der hier präsentierten Messserien noch nicht zur Verfügung stand, ist für die nahe Zukunft geplant, so dass die mit Hilfe der dynamischen CFT bestimmten Transfergeschwindigkeiten der geplanten Folgemessungen einen quantitativ exakteren Vergleich mit den Ergebnissen anderer Experimente zulassen werden. Aufgrund der Erfahrungen dieser Arbeit wird bei zukünftigen Messungen ein leistungsstärkerer CO<sub>2</sub>-Laser (200 W) zum Einsatz kommen. Hierdurch kann eine größere Wasserfläche im Kanal erwärmt werden und auf diese Weise der Einfluss von nachströmenden kalten Wasser auf die aus den Infrarotbildsequenzen bestimmten Transferaten weiter minimiert werden. Die Verwendung eines leistungsstärkeren Lasers stellt auch die einzige notwendige Modifikation für zukünftige Feldmessungen dar. Neben dem, je nach Aufbau des Experiments, auch bei Feldexperimenten möglichen Effekt von nachströmendem kalten Wassers erscheint aufgrund des geringeren Rauschens bei stärkerer Erwärmung eine stärkere Laserleistung hier ebenfalls sinnvoll. Zwar könnte durch Mittelung der Bilder der Einfluss des Rauschens miniert werden, doch führt dies zu einer längeren Aufnahmezeit. Gerade bei Feldmessungen mit teilweise kurzfristigen Schwankungen der äußeren Bedingungen sind möglichst kurze Messzeiten wünschenswert.

Einen zentralen Punkt der geplanten Folgemessungen soll die genauere Untersuchung des in dieser Arbeit erstmals beobachteten Effekts der Intermittenz einnehmen. Die hier präsentierten Ergebnisse bezüglich der Phasenverschiebung stellen nur einen ersten Schritt einer systematischen Untersuchung der Transportmechanismen in der Grenzschicht dar. Es sollte im wesentlichen überprüft werden, inwieweit der aktuelle technische Stand ein solches Vorgehen überhaupt erlaubt. Im zweiten Schritt sollen nun zusätzlich die im den Infrarotbildsequenzen steckenden räumlichen Informationen bezüglich des Phasenspektrums ausgewertet werden, die bisher noch nicht berücksichtigt wurden. Die bei den geplanten

---

<sup>1</sup>WiSSCy - Impact of **W**ind, **R**ain, and **S**urface **S**licks on Air-Sea CO<sub>2</sub> Transfer Velocity; in Kooperation mit der Remote-Sensing Gruppe von Prof. Stammer des Instituts für Meereskunde der Universität Hamburg

Messungen eingesetzte Infrarotkamera der neuesten Generation des Herstellers *Thermosensorik*<sup>2</sup> (Typ CMT 256 M HS) kann mit einer deutlich höheren Bildaufnahmefrequenz von bis zu 880 Hz betrieben werden. Hierdurch ist eine entsprechend höhere Frequenzauflösung der Amplitudendämpfungs- und Phasenspektren möglich. Zusammen mit den bisher nicht berücksichtigten räumlichen Informationen kann so zukünftig aus einer Analyse der Phasenspektren genauere Einsichten in die Transportprozesse in der Grenzschicht gewonnen werden bzw. eine präzisere Untersuchung der möglichen Stochastik der Austauschprozesse erfolgen.

---

<sup>2</sup>Thermosensorik GmbH, Erlangen



# Anhang A

## Appendix

### A.1 Die Heurisko Workspaces

In den folgenden Abschnitten werden die verwendeten Heurisko Workspaces zur Temperaturkalibration (cft\_tempcal.ws) und Auswertung (cft\_ft.ws) präsentiert. Der Workspace cft\_init.ws wird von beiden Workspaces geladen. In diesem Workspace werden verschiedene Variablenlängen und der bei der Auswertung betrachtete Zeilenbereich definiert und an die Workspaces übergeben. In cft\_init.ws werden keinerlei für die eigentliche Auswertung wichtigen Bildverarbeitungsrouitinen ausgeführt, so dass auf eine detaillierte Diskussion des Workspaces verzichtet wird.

#### A.1.1 Der Workspace cft\_init.ws

```
#Workspace cft_init.ws

# Image sizes
nx := 256;
short nx4; nx4 = Mul(nx, 6);
ny := 256;

#Sequenzlaenge
ntc := 128; # Sequenzlaenge fuer Temperaturcalibrierung
nt1:= 600; # Sequenzlaenge Einzeldatei zum Einlesen
nt4:= 2400; # Sequenzlaenge fuer xt-Bild

# Sequenzlaenge zur Auswertung
short nt2; short nt3;
short nf;

operator set_nt(val);
nt2 = val;
```

```

nt3 = ShiftRight(nt2, 1); nf = Add(nt3, 1);
endoperator;
set_nt(2400);

np := 20;

sx := 128; sy := 128;

# Ausgewaehlter Zeilenbereich
y1 := 96; ny1 := 64;

# Anzahl Stuetzstellen fuer Temperaturkalibrierung
nc := 21;

# No. bins histogram
nh := 101;

# Paths
SetPathRead("D:\promotion\laser02_b");
SetPathWrite("D:\promotion\laser02_b");

```

### A.1.2 Der Workspace cft\_tempcal

```

# Workspace cft_tempcal.ws for temperature calibration

import cft_init.ws;

range := 0.0,5.0;

# IR sequence
ushort ir[ntc][ny][nx];

# Single images
float irmean[ny][nx];
floatirstd[ny][nx];
float irtemp[ny][nx];

# Histograms
uhuge hmean[4096];
uhuge hstd[nh];
float hbins[nh];

```

```

hbins = SetPlane();
hbins = Mul(0.05);

# Images for calibration
float irm/nc/[ny][nx];
float irs/nc/[ny][nx];

# Parameters for linear, quadratic, and cubic fit
float fitpar1/2/[ny][nx];
float fitpar2/3/[ny][nx];
float fitpar3/4/[ny][nx];
float covar1/3/[ny][nx];
float covar2/6/[ny][nx];
float covar3/10/[ny][nx];
float chi[ny][nx];

short fit3;
short data;

float temp/nc/;

operator init_temp(start, inc);
float t;
t = start;
scan(temp|a);
temp = t;
t = Add(inc);
endscan;
endoperator;

# Set calibration temperatures
init_temp(19.0, 0.25);

# Inspectors
display d1, type "inspector", irmean;
d1.range = 0,4095;
display d2, type "inspector", irstd;
d2.range = 0,5.0;
display d3, type "inspector", chi;
d3.range = 0,0.01;
display d4, type "inspector", irtemp;
d4.range = 19.0, 24.0;

```

```

# Matlab Plots
display m1, type "matlabR12:plot", hbins, hstd;

# Read a sequence for a temperatur and compute mean and standard dev.

operator calc_one(fname);
fname;
ir = Read(fname);
irmean = Sum.clear&mean(ir);
irstd = SumSqrDiff.clear&mean(ir, irmean);
irstd = Sqrt();
hstd = Histogram.clear(irstd, range);
endoperator;

# Read all data for temperature calibration

operator get_cal();
string fname; string st;
short t; SetFormat(t,"%04i");
scan(temp|a, irm|a, irs|a);
t = Mul(temp,100.0); st = t;
fname = Add("tempcalib\tcal_", st);
fname = Add(".raw");
calc_one(fname);
irm = irmean;
irs = irstd;
endscan;
data = Inc();
endoperator;

# Linear fit
operator fitlin();
if (!data);
Pause.error("Erst Kalibrierdaten mit get_cal() einlesen!");
else;
fitpar1, covar1, chi = PfitParameter.linear(irm, temp);
chi = Sqrt();
endif;
endoperator;

```

```

# Quadratic fit
operator fitquad();
if (!data);
Pause.error("Erst Kalibrierdaten mit get_cal() einlesen!");
else;
fitpar2, covar2, chi = PfitParameter.quadratic(irm, temp);
chi = Sqrt();
endif;
endoperator;

# Cubic fit
operator fitcubic();
if (!data);
Pause.error("Erst Kalibrierdaten mit get_cal() einlesen!");
else;
fitpar3, covar3, chi = PfitParameter.cubic(irm, temp);
chi = Sqrt();
fit3 = Inc();
endif;
endoperator;

# Test fit with a mean image
operator testcubic(ic);
irtemp = PfitValue.cubic(irm/ic/, fitpar3);
endoperator;

# Kubischen Fit abspeichern
operator savecubic();
if (!fit3);
Pause.error("Erst kubischen Fit mit fitcubic() berechnen!");
else;
Write("tempcalib\fitpar3.raw", fitpar3);
Write("tempcalib\covar3.raw", covar3);
Write("tempcalib\chi3.raw", chi);
endif;
endoperator;

```

### A.1.3 Der Workspace `cft_ft`

```

# cft_ft.ws: Auswertung aktive Thermographie

import cft_init.ws;

# Sequenz zum Einlesen und Zwischenspeichern
short irseq1[nt1][ny][nx];
short irseq2[nt4][ny][nx];

# Kalibrierte Sequenz zum Auswerten, eine Periode lang
float irseq[*nt2][*ny1][*nx];
float irmean[ny1][nx]; # Zeitlicher Mittelwert

# XT-Bild zur Ueberpruefung, ob Daten synchron aufgenommen
float irxt[nt4][nx4];
short xoffs;
short toffs;
short read;
float cnt;

# Parameters for cubic fit
float fitpar3/4/[ny][nx];
fitpar3 = Read("tempcalib\fitpar3.raw");

# Spektren fuer ausgewaehlte Zeilen und integriert darueber
noalign fcomplex irft[*nf][*ny1][*nx];
fcomplex irft1[*nf][*nx];
fcomplex meanirft1[*nf][*1];
float pow1[*nf][*nx];
float amp1[*nf][*nx];
float phase1[*nf][*nx];
float meanphase1[*nf][*1];
float coh1[*nf][*nx];

# Inspektoren
display d0, type "inspector", irseq1;
d0.range = 2100,2300;
d0.text = "Original IR-Sequenz";
d0.live = Clr();
d0.range = 2350, 2450;

```

```

display d1, type "inspector", irxt;
d1.range = 0,20;
d1.text = "xt-Bild";
d1.live = Clr();
d1.range = 22.0, 23.0;

display d2, type "inspector", amp1;
d2.live = Clr();

display d3, type "inspector", coh1;
d3.live = Clr();

display d4, type "inspector", phase1;
d4.live = Clr();

# Einzelne Sequenz lesen
operator read_one();
string fname;
fname = RequestFiles.r("*.raw");
if (fname);
irseq1 = Read(fname);
endif;
ivView(d0);# Inspektor aktualisieren
endoperator;

# Ganze Sequenz lesen und daraus ein xt-Bild der Zeile 128
# zur Kontrolle erzeugen
operator check();
string fname;
xoffs = Clr();
toffs = Clr();
fname = RequestFiles.r("*.raw");
repeat (24);

fname; toffs;
irseq1 = Read(fname);
scan (irseq1|0, irxt|0:toffs);
irxt[xoffs:nx] = PfitValue.cubic(irseq1[128], fitpar3[128]);
endscan;
toffs = Add(nt1);
if (toffs == nt4);

```

```

toffs = Clr(); xoffs = Add(nx);
endif;
fname = Inc();
endrepeat;
ivView(d0);
ivView(d1); # Inspektor aktualisieren
endoperator;

operator test(period);
set_nt(period);
global renew float irseq[*nt2][*ny1][*nx];
irseq[::5] = Clr();
scan(irseq|0:0:nt3:6:1);
irseq[::5] = 1000;
endscan;
endoperator;

# FT in Zeitrichtung
# Berechnung eines Frequenz - Ort - Bildes fuer die Zeilen row:rows
operator irft(name, period);
ushort ot;

# Initialisierung
cnt = Clr();

# Dateinamen um Nummer und Typ ergaenzen
string fname;
fname = Add(name, "_000.raw");

# Zeitserie und Spektren an Periode anpassen
set_nt(period);
global renew float irseq[*nt2][*ny1][*nx];
global renew noalign fcomplex irft[*nf][*ny1][*nx];
global renew fcomplex irft1[*nf][*nx];
global renew fcomplex meanirft1[*nf][*1];
global renew float pow1[*nf][*nx];
global renew float amp1[*nf][*nx];
global renew float phase1[*nf][*nx];
global renew float meanphase1[*nf][*1];
global renew float coh1[*nf][*nx];
temp1 := coh1;
binary il[nf][nx];

```

```

d2.range = 0,20;
d2.text = "Amplitude";
d3.range = 0,1.0;
d3.text = "Kohaerenz";
d4.range = -3.2,3.2;
d4.text = "Phase";

irft1 = Clr(); pow1 = Clr();

# Lernen der Fouriertransformation
irft = ftLearn.last(irseq);

repeat (5);

# Naechste Datei einlesen
fname = Inc(); irseq2[ot:nt1] = Read(fname); fname; ot = Add(nt1);
fname = Inc(); irseq2[ot:nt1] = Read(fname); fname; ot = Add(nt1);
fname = Inc(); irseq2[ot:nt1] = Read(fname); fname; ot = Add(nt1);
fname = Inc(); irseq2[ot:nt1] = Read(fname); fname; ot = Clr();
toffs = Clr();

while (toffs < nt4);
# Umrechnung in Temperatur
irseq = PfitValue.cubic(irseq2[toffs:nt2][y1:ny1], fitpar3[y1:ny1]);

# Abziehen des zeitlichen Mittelwerts, Umrechnung in mK
irmean = Sum.clear& mean(irseq);
irseq = Sub(irmean);
irseq = Mul(1000.0);

irseq[[[[:5] = Clr();
scan(irseq|0:0:nt3:6:1);
irseq[[[:5] = 6000;
endscan;

# Fouriertransformation
irft = ft.last(irseq);

# Aufaddition des Spektrums ueber alle Zeilen
scan (irft|0, irft1|0, pow1|0);
tirft1:=irft1; tpow1:=pow1;
tirft1 = Sum(irft);

```

```

tpow1 = SumAbs(irft);
irft1 = Add(irft1, tirft1);
pow1 = Add(pow1, tpow1);
endscan;
cnt = Add(ny1);
toffs = Add(nt2);
endwhile;
endrepeat;

"Berechnung der Mittelwerte:";
# Mitteln: Amplitude in mK
cnt = Div(2.0, cnt);
pow1 = Mul(cnt);
amp1 = Abs(irft1);
amp1 = Mul(cnt);
# Cohaerenz und Phase berechnen
coh1 = Div(amp1, pow1);
meanirft1 = Sum.clear& mean(irft1[[110:20]);
phase1 = Phase(irft1);
meanphase1 = Phase(meanirft1);
ivView(d2); ivView(d3);
return;

endoperator;

# Struktur mit allen Ergebnissen
struct res/8/ {
float wind,
float freq,
float j1,
float j3,
float j5,
float a1,
float a3,
float a5,
float cj1,
float cj3,
float cj5,
float ca1,
float ca3,
float ca5,
float pj1,
float pj3,

```

```

float pj5,
float pa1,
float pa3,
float pa5
};

operator ampl(n, freq);
res/n/.freq = freq;
res/n/.j1 = amp1[1][0];
res/n/.j3 = amp1[3][0];
res/n/.j5 = amp1[5][0];
res/n/.a1 = Sum.clear& mean(amp1[1][110:20]);
res/n/.a3 = Sum.clear& mean(amp1[3][110:20]);
res/n/.a5 = Sum.clear& mean(amp1[5][110:20]);
res/n/.cj1 = coh1[1][0];
res/n/.cj3 = coh1[3][0];
res/n/.cj5 = coh1[5][0];
res/n/.ca1 = Sum.clear& mean(coh1[1][110:20]);
res/n/.ca3 = Sum.clear& mean(coh1[3][110:20]);
res/n/.ca5 = Sum.clear& mean(coh1[5][110:20]);
res/n/.pj1 = phase1[1][0];
res/n/.pj3 = phase1[3][0];
res/n/.pj5 = phase1[5][0];
res/n/.pa1 = meanphase1[1][0];
res/n/.pa3 = meanphase1[3][0];
res/n/.pa5 = meanphase1[5][0];
endoperator;

# Alle Frequenzen der Serie laser01 auswerten (Messung vom 24.06.2003);
operator laser01();

res.wind = 2.0;

irft("2.0ms\0.025Hz\laser01_2.0ms_0.025Hz", 2400);
ampl(0, 0.025);

irft("2.0ms\0.05Hz\laser01_2.0ms_0.05Hz", 1200);
ampl(1, 0.05);

irft("2.0ms\0.1Hz\laser01_2.0ms_0.1Hz", 600);
ampl(2, 0.1);

```

```
irft("2.0ms\0.25Hz\laser01_2.0ms_0.25Hz", 240);
ampl(3, 0.25);

irft("2.0ms\0.5Hz\laser01_2.0ms_0.5Hz", 120);
ampl(4, 0.5);

irft("2.0ms\1.0Hz\laser01_2.0ms_1.0Hz", 60);
ampl(5, 1.0);

irft("2.0ms\2.5Hz\laser01_2.0ms_2.5Hz", 24);
ampl(6, 2.5);

irft("2.0ms\5.0Hz\laser01_2.0ms_5.0Hz", 12);
ampl(7, 5.0);

# Ausgabe aller Ergebnisse
res;
Write("res_2.0.asc",res);

res.wind = 2.57;

irft("2.57ms\0.025Hz\laser01_2.57ms_0.025Hz", 2400);
ampl(0, 0.025);

irft("2.57ms\0.05Hz\laser01_2.57ms_0.05Hz", 1200);
ampl(1, 0.05);

irft("2.57ms\0.1Hz\laser01_2.57ms_0.1Hz", 600);
ampl(2, 0.1);

irft("2.57ms\0.25Hz\laser01_2.57ms_0.25Hz", 240);
ampl(3, 0.25);

irft("2.57ms\0.5Hz\laser01_2.57ms_0.5Hz", 120);
ampl(4, 0.5);

irft("2.57ms\1.0Hz\laser01_2.57ms_1.0Hz", 60);
ampl(5, 1.0);

irft("2.57ms\2.5Hz\laser01_2.57ms_2.5Hz", 24);
ampl(6, 2.5);
```

```
irft("2.57ms\5.0Hz\laser01_2.57ms_5.0Hz", 12);
ampl(7, 5.0);

# Ausgabe aller Ergebnisse
res;
Write("res_2.57.asc",res);

res.wind = 3.31;

irft("3.31ms\0.025Hz\laser01_3.31ms_0.025Hz", 2400);
ampl(0, 0.025);

irft("3.31ms\0.05Hz\laser01_3.31ms_0.05Hz", 1200);
ampl(1, 0.05);

irft("3.31ms\0.1Hz\laser01_3.31ms_0.1Hz", 600);
ampl(2, 0.1);

irft("3.31ms\0.25Hz\laser01_3.31ms_0.25Hz", 240);
ampl(3, 0.25);

irft("3.31ms\0.5Hz\laser01_3.31ms_0.5Hz", 120);
ampl(4, 0.5);

irft("3.31ms\1.0Hz\laser01_3.31ms_1.0Hz", 60);
ampl(5, 1.0);

irft("3.31ms\2.5Hz\laser01_3.31ms_2.5Hz", 24);
ampl(6, 2.5);

irft("3.31ms\5.0Hz\laser01_3.31ms_5.0Hz", 12);
ampl(7, 5.0);

# Ausgabe aller Ergebnisse
res;
Write("res_3.31.asc",res);
```

```
res.wind = 4.25;

irft("4.25ms\0.025Hz\laser01_4.25ms_0.025Hz", 2400);
ampl(0, 0.025);

irft("4.25ms\0.05Hz\laser01_4.25ms_0.05Hz", 1200);
ampl(1, 0.05);

irft("4.25ms\0.1Hz\laser01_4.25ms_0.1Hz", 600);
ampl(2, 0.1);

irft("4.25ms\0.25Hz\laser01_4.25ms_0.25Hz", 240);
ampl(3, 0.25);

irft("4.25ms\0.5Hz\laser01_4.25ms_0.5Hz", 120);
ampl(4, 0.5);

irft("4.25ms\1.0Hz\laser01_4.25ms_1.0Hz", 60);
ampl(5, 1.0);

irft("4.25ms\2.5Hz\laser01_4.25ms_2.5Hz", 24);
ampl(6, 2.5);

irft("4.25ms\5.0Hz\laser01_4.25ms_5.0Hz", 12);
ampl(7, 5.0);

# Ausgabe aller Ergebnisse
res;
Write("res_4.25.asc",res);

res.wind = 5.47;

irft("5.47ms\0.025Hz\laser01_5.47ms_0.025Hz", 2400);
ampl(0, 0.025);

irft("5.47ms\0.05Hz\laser01_5.47ms_0.05Hz", 1200);
ampl(1, 0.05);

irft("5.47ms\0.1Hz\laser01_5.47ms_0.1Hz", 600);
ampl(2, 0.1);

irft("5.47ms\0.25Hz\laser01_5.47ms_0.25Hz", 240);
```

```
ampl(3, 0.25);

irft("5.47ms\0.5Hz\laser01_5.47ms_0.5Hz", 120);
ampl(4, 0.5);

irft("5.47ms\1.0Hz\laser01_5.47ms_1.0Hz", 60);
ampl(5, 1.0);

irft("5.47ms\2.5Hz\laser01_5.47ms_2.5Hz", 24);
ampl(6, 2.5);

irft("5.47ms\5.0Hz\laser01_5.47ms_5.0Hz", 12);
ampl(7, 5.0);

# Ausgabe aller Ergebnisse
res;
Write("res_5.47.asc",res);

res.wind = 7.00;

irft("7.00ms\0.025Hz\laser01_7.00ms_0.025Hz", 2400);
ampl(0, 0.025);

irft("7.00ms\0.05Hz\laser01_7.00ms_0.05Hz", 1200);
ampl(1, 0.05);

irft("7.00ms\0.1Hz\laser01_7.00ms_0.1Hz", 600);
ampl(2, 0.1);

irft("7.00ms\0.25Hz\laser01_7.00ms_0.25Hz", 240);
ampl(3, 0.25);

irft("7.00ms\0.5Hz\laser01_7.00ms_0.5Hz", 120);
ampl(4, 0.5);

irft("7.00ms\1.0Hz\laser01_7.00ms_1.0Hz", 60);
ampl(5, 1.0);

irft("7.00ms\2.5Hz\laser01_7.00ms_2.5Hz", 24);
ampl(6, 2.5);

irft("7.00ms\5.0Hz\laser01_7.00ms_5.0Hz", 12);
```

```
ampl(7, 5.0);
```

```
# Ausgabe aller Ergebnisse
```

```
res;
```

```
Write("res_7.00.asc",res);
```

```
endoperator;
```

# Literaturverzeichnis

- [ASHER et al. 1992] ASHER, W.E., P. FARLEY, R. WANNINKHOF, E. MONAHAN und C. BATES (1992). *Laboratory and Field Measurements Concerning the Correlation of Fractional Area Whitecap Coverage with Air/Sea Gas Transport*. Precipitation Scavenging and Atmosphere-Surface Exchange. Volume II: Atmosphere-Surface Exchange Processes.
- [BERGMANN 1974] BERGMANN, SCHÄFER (1974). *Hahn, D., Lehrbuch der Experimentalphysik, Band III Optik*. 6. Auflage. W. De Gruyter, Berlin, New York.
- [BOCK und FREW 1993] BOCK, E.J. und N. FREW (1993). *Static and Dynamic Response of Natural Multicomponent Oceanic Surface Films to Compression and Dilation: Laboratory and Field Observations*. Journal of Geophysical Research, 98:14599–14617.
- [BÖSINGER 1986] BÖSINGER, R. (1986). *Messungen zur Schmidtzahlabhängigkeit des Gasaustauschs*. Diplomarbeit. Institut für Umweltphysik, Universität Heidelberg.
- [BROECKER et al. 1985] BROECKER, W.S., T. PENG, G. ÖSTLUND und M. STUIVER (1985). *The Distribution of Bomb Radiocarbon in the Ocean*. Journal of Geophysical Research, 90:6953–6970.
- [BUNDESAMT 1999] BUNDESAMT (1999). *Umweltstatistik Schweiz, Nr. 7*. Bundesamt für Umwelt, Wald und Landschaft, Bern.
- [CEMBER 1985] CEMBER, R. (1985). *Bomb Radiocarbon in the Red Sea: a Medium-Scale Gas Exchange Experiment*. Journal of Geophysical Research, 90:6953–6970.
- [COANTIC 1986] COANTIC, M. (1986). *A Model of Gas Transfer Across Air-Water Interfaces with Capillary Waves*. Journal of Geophysical Research, 91:3925–3943.
- [CRANK 1975] CRANK, J. (1975). *The Mathematics of Diffusion*. Oxford University Press Inc., New York, zweite Aufl.
- [CSANADY 1990] CSANADY, G.T. (1990). *The Role of Breaking Wavelets in Air-Sea Transfer*. Journal of Geophysical Research, 95:749–759.
- [CUSSLER 1984] CUSSLER, E.L. (1984). *Diffusion. Mass transfer in fluid systems*. Cambridge University Press, erste Aufl.

- [DANCKWERTS 1951] DANCKWERTS, P.V. (1951). *Significance of Liquid-film Coefficients in Gas Absorption*. Industrial and Engineering Chemistry, 43:1460–1467.
- [DEACON 1977] DEACON, E.L. (1977). *Gas Transfer to and across an Air-Water Interface*. Tellus, 29:363–374.
- [EMERSON et al. 1991] EMERSON, S., P. QUAY, C. STUMP, D. WILBUR und M. KNOX (1991). *O<sub>2</sub>, Ar, N<sub>2</sub>, and RN-222 in Surface Waters of the Subarctic Ocean: Net Biological Production*. Global Biochemical Cycles, 5:49–49.
- [FREW et al. 1990] FREW, N.M., J. GOLDMANN, M. DENNETT und A. JOHNSON (1990). *Impact of phytoplankton-generated Surfactants on Air-Sea Gas Exchange*. Journal of Geophysical Research, 95:3337–3352.
- [HARIOTT 1962] HARIOTT, P. (1962). *A Random Eddy Modification of the Penetration Theory*. Chemical Engineering Science, 17:149–154.
- [HAUSSECKER 1996] HAUSSECKER, H. (1996). *Messung und Simulation von kleinskaligen Austauschvorgängen an der Ozeanoberfläche*. Dissertation. Interdisziplinäres Zentrum für Wissenschaftliches Rechnen, Universität Heidelberg.
- [HIGBIE 1935] HIGBIE, R. (1935). *The Rate of Absorption of a Pure Gas Into a Still Liquid During Short Periods of Exposure*. Trans. AIChE, 31:365–389.
- [HOROWITZ 1989] HOROWITZ, P. (1989). *The Art of Electronics*. Cambridge University Press, Cambridge, zweite Aufl.
- [HUBER 1984] HUBER, W. (1984). *Aufbau eines gaschromatischen Meßsystems für Gasaustauschmessungen; Windkanalmessungen zur Schmidtzahl und Wellenbildabhängigkeit des Gasaustausches*. Diplomarbeit. Institut für Umweltphysik, Universität Heidelberg.
- [JÄHNE 1980] JÄHNE, B. (1980). *Parametrisierung des Gasaustausches mit Hilfe von Laborexperimenten*. Dissertation. Institut für Umweltphysik, Universität Heidelberg.
- [JÄHNE 1985] JÄHNE, B. (1985). *Transfer processes across the free water surface*. Habilitationssarbeit. Fakultät für Physik und Astronomie, Universität Heidelberg.
- [JÄHNE 1997] JÄHNE, B. (1997). *Digitale Bildverarbeitung*. Springer-Verlag, Heidelberg, vierte Aufl.
- [JÄHNE 2001] JÄHNE, B. (2001). *The Heidelberg AELOTRON Air-SEA-Interaction Facility*. AEON Verlag, Information CD.
- [JÄHNE und HAUSSECKER 1998] JÄHNE, B. und H. HAUSSECKER (1998). *Air-Water Gas Exchange*. Annual Review Fluid Mechanics, 30:443–468.

- [JÄHNE et al. 1999] JÄHNE, B., H. HAUSSECKER, U. SCHIMPF und G. BALSCHBACH (1999). *The Heidelberg Aelotron - a new Facility for Laboratory Investigations of Small-Scale Air-Sea Interaction*. In: BANNER, M.L., Hrsg.: *The Wind-Driven Air-Sea Interface: Electromagnetic and Acoustic Sensing, Wave Dynamics and Turbulent Fluxes*, Sydney, Australia. Poster presented at the Symposium on the Wind-Driven Air-Sea Interface, 11.-15. Januar 1999.
- [JÄHNE et al. 1989] JÄHNE, B., P. LIBNER, R. FISCHER, T. BILLEN und E. PLATE (1989). *Investigating the Transfer Process Across the Free Aqueous Viscous Boundary Layer by the Controlled Flux Method*. *Tellus*, 41B:177–195.
- [JÄHNE et al. 1987] JÄHNE, B., K. MÜNNICH, R. BÖSINGER, A. DUTZI, W. HUBER und P. LIBNER (1987). *On the Parameters Influencing Air-Water Gas Exchange*. *Journal of Geophysical Research*, 92(C2):1937–1949.
- [KEELING und SHERTZ 1992] KEELING, R.F. und S. SHERTZ (1992). *Seasonal and Inter-annual Variations in Atmospheric Oxygen and Implications for the Global Carbon Cycle*. *Nature*, 365:723–727.
- [KITTEL 1989] KITTEL, C. (1989). *Physik der Wärme*. R. Oldenburg Verlag, München, Wien.
- [KLINKE 1996] KLINKE, J. (1996). *Optical Measurements of Small-Scale Wind-Generated Water Surface Waves in the Laboratory and the Field*. Dissertation. Interdisziplinäres Zentrum für Wissenschaftliches Rechnen, Universität Heidelberg.
- [KROMER und ROETHER 1983] KROMER, B. und W. ROETHER (1983). *Field Measurements of Air-Sea Gas Exchange by the Radon Deficit Method during JASIN (1978) and FGGE (1979)*. *Journal of Geophysical Research*, 24:55–75.
- [LAUER 1998] LAUER, H. (1998). *Untersuchung der Neigungsstatistik von Wasseroberflächenwellen mittels eines schnellen bildaufnehmenden Verfahrens*. Dissertation. Interdisziplinäres Zentrum für Wissenschaftliches Rechnen, Universität Heidelberg.
- [LEE et al. 1980] LEE, Y.H., G. TSAO und P. WANKAT (1980). *Hydrodynamic Effect of Surfactants on Gas-liquid Oxygen Transfer*. *AIChE Journal*, 26:1008–1012.
- [LIBNER 1987] LIBNER, P. (1987). *Die Konstantflußmethode: Ein Neuartiges, Schnelles und Lokales Meßverfahren zur Untersuchung von Austauschvorgängen an einer Luft-Wasser Phasengrenze*. Dissertation. Institut für Umweltphysik, Universität Heidelberg.
- [LISS und DUCE 1996] LISS, P.S. und R. DUCE (1996). *The Sea Surface and Global Change*. Cambridge University Press, erste Aufl.
- [LISS und MERLIVAT 1986] LISS, P.S. und L. MERLIVAT (1986). *Air-Sea Gasexchange Rates: Introduction and Synthesis*. Buat-Menard (ed), *The Role of Air Sea Exchange in Geochemical Cycling*:113-127.

- [MARPLE 1987] MARPLE, S.L. JR. (1987). *Digital Spectral Analysis with Applications*. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ.
- [MÜNSTERER 1996] MÜNSTERER, T. (1996). *LIF Investigation of the Mechanisms Controlling Air-Water Mass Transfer at a Free Interface*. Dissertation. Institut für Umweltphysik, Universität Heidelberg.
- [MÜNSTERER et al. 1995] MÜNSTERER, T., H. MAYER und B. JÄHNE (1995). *Dual-Tracer Measurements of Concentration Profiles in the Aqueous Mass Boundary Layer*. In: JÄHNE, B. und E. MONAHAN, Hrsg.: *Air-water gas transfer, selected papers from the third international symposium on air-water gas transfer*, Aeon Verlag & Studio. Hanau, Germany.
- [NIELSEN 2004] NIELSEN, R. (2004). *Hochgenaue Messung der Schmidtzahlabhängigkeit des Gasaustausches an einer wind- und wellenbewegten Wasseroberfläche*. Doktorarbeit, Universität Heidelberg.
- [PENG et al. 1974] PENG, T.H., T. TAKAHASHI und W. BROECKER (1974). *Surface Radon Measurements in the North Pacific Ocean Station PAPA*. Journal of Geophysical Research, 79:1772–1780.
- [PHILLIPS 1969] PHILLIPS, O.M. (1969). *The Dynamics of the Upper Ocean*. Cambridge University Press, London, erste Aufl.
- [PRANDTL et al. 1969] PRANDTL, L., K. OSWATITISCH und K. WIEGHARDT (1969). *Führer durch die Strömungslehre*. Vieweg Verlag, Braunschweig, siebte Aufl.
- [RAUSER 1993] RAUSER, P. (1993). *Zur Wärmeleitung, Konvektion und Wärmestrahlung*. selbstverlegt vom Verfasser, Baden-Baden, erste Aufl.
- [SAUNDERS 1967] SAUNDERS, P.M (1967). *Aerial Measurements of Sea Surface Temperature in the Infrared*. Journal of Geophysical Research, 72:4109–4117.
- [SAUNDERS 1970] SAUNDERS, P.M (1970). *Corrections for Airborne Radiation Thermometry*. Journal of Geophysical Research, 75:7596–7601.
- [SCHIMPF 1996] SCHIMPF, U. (1996). *Fourieranalyse mikroskaliger Temperaturfluktuationen der Wasseroberfläche*. Diplomarbeit. Interdisziplinäres Zentrum für Wissenschaftliches Rechnen, Universität Heidelberg.
- [SCHIMPF 2000] SCHIMPF, U. (2000). *Untersuchung des Gasaustausches und der Mikroturbulenz an der Meeresoberfläche mittels Thermographie*. Dissertation. Institut für Umweltphysik, Universität Heidelberg.
- [SCHIMPF et al. 2004] SCHIMPF, U., C. GARBE und B. JÄHNE (2004). *Investigation of Transport Processes across the Sea Surface Microlayer by Infrared Imagery*. Journal of Geophysical Research, 109:C08S13, doi:10.1029/2003JC001803.

- [SCHLÜSSEL et al. 1997] SCHLÜSSEL, P., A. SOLOVIEV und W. EMERY (1997). *Cool and Freshwater Skin of the Ocean During Rainfall*. Boundary-Layer Meteorology, 82:437–472.
- [SIEGENTHALER 1993] SIEGENTHALER, U. UND SARMIENTO, J.L. (1993). *Atmospheric Carbon Dioxide and the Ocean*. Nature, 365:119–125.
- [WANNINKHOF 1992] WANNINKHOF, R.W. (1992). *Relationship between Gas Exchange and Wind Speed over the Ocean*. Journal of Geophysical Research, 97:7373–7381.
- [WANNINKHOF et al. 1993] WANNINKHOF, R.W., W. ASHER, H. WEPPERLIG, P. SCHLOSSER, C. LANGDON und S. R. (1993). *Gas Transfer Experiment on Georges Bank Using two Volatile Deliberate Tracers*. Journal of Geophysical Research, 98:20237–20248.
- [WANNINKHOF und MCGILLIS 1999] WANNINKHOF, R.W. und W. MCGILLIS (1999). *A Cubic Relationship between Air-Sea CO<sub>2</sub> Exchange and Wind Speed*. Geophysical Research Letters, 25(13):1889–1892.
- [WATSON et al. 1991] WATSON, A.J., R. UPSTILL-GODDARD und P. LISS (1991). *Air-Sea Exchange in rough and stormy Seas, Measured by a Dual Tracer Technique*. Nature, 349:145–147.
- [WOLFE und ZISSIS 1978] WOLFE, W.L. und G. ZISSIS (1978). *The Infrared Handbook*. Environmental Research Institute of Michigan, Michigan, erste Aufl.
- [WOOLF und MONAHAN 1993] WOOLF, D.K. und E. MONAHAN (1993). *Bubbles and the Air-Sea Transfer Velocity of Gases*. Atmosphere-Ocean, 31:517–540.