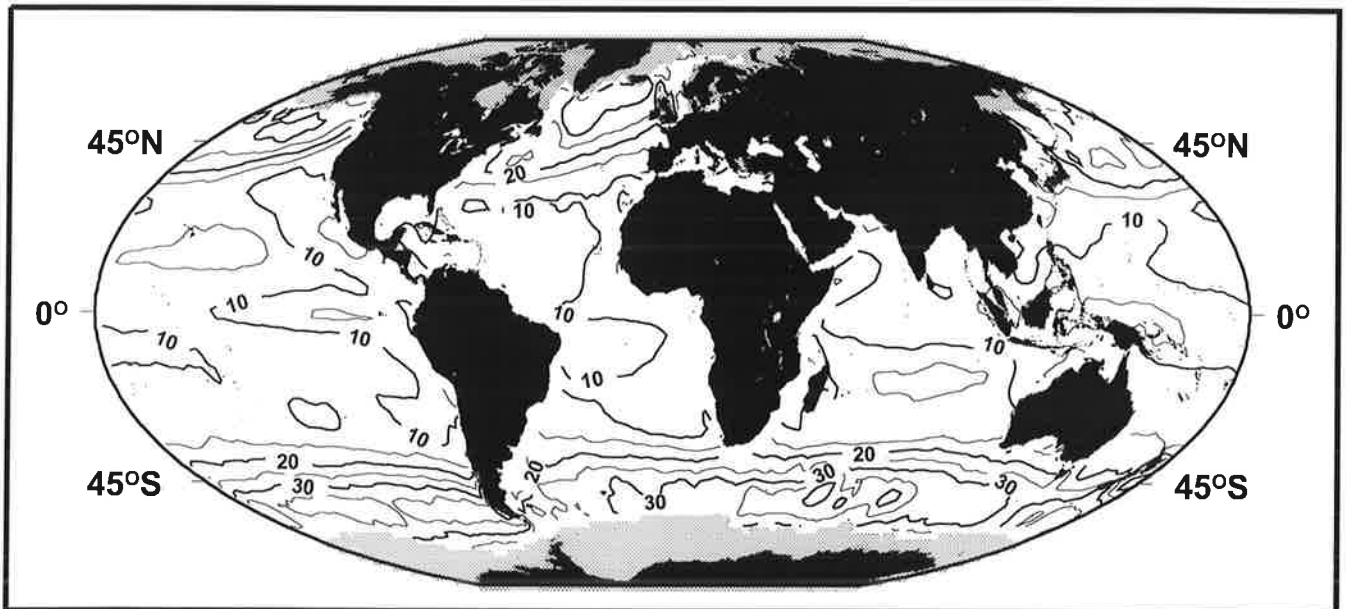




# Max-Planck-Institut für Meteorologie

## EXAMENSARBEIT Nr. 67



SATELLITENGESTÜTZTE ABSCHÄTZUNG DER EINFLÜSSE  
VON KÜHLER HAUT UND SCHAUMBEDECKUNG  
DES OZEANS AUF DEN GLOBALEN CO<sub>2</sub>-FLUSS  
ZWISCHEN OZEAN UND ATMOSPHERE

von  
Stefan Ewald

HAMBURG, Dezember 1999

Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades

Autor:

Stefan Ewald

Max-Planck-Institut  
für Meteorologie

MAX-PLANCK-INSTITUT  
FÜR METEOROLOGIE  
BUNDESSTRASSE 55  
D - 20146 HAMBURG  
GERMANY

Tel.: +49-(0)40-4 11 73-0  
Telefax: +49-(0)40-4 11 73-298  
E-Mail: <name> @ dkrz.de



**ISSN 0938-5177**

**Satellitengestützte Abschätzung der Einflüsse  
von kühler Haut und Schaumbedeckung des  
Ozeans auf den globalen CO<sub>2</sub>-Fluß zwischen  
Ozean und Atmosphäre**

**Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades  
der Naturwissenschaften im Fachbereich  
Geowissenschaften  
der Universität Hamburg**

**vorgelegt von**

**Stefan Ewald**

**aus Werther/Westfalen**

**Hamburg 1999**

Als Dissertation angenommen vom Fachbereich Geowissenschaften  
der Universität Hamburg

aufgrund der Gutachten von Herrn Prof. Dr. H. Graßl  
und Herrn Prof. Dr. P. Schlüssel

Hamburg den 5. Februar 1999

Prof. Dr. J. O. Backhaus  
Prodekan des Fachbereiches Geowissenschaften

## Zusammenfassung

Mit Hilfe von Fernerkundungsverfahren wurden in dieser Arbeit die Schaumbedeckung und die Energieflüsse an der Meeresoberfläche abgeleitet. Aus den erstmals global bestimmten Schaumbedeckungsdaten sowie fernerkundeten Windgeschwindigkeiten wurden mit verschiedenen Modellen Gastransferkoeffizienten bestimmt. Die Energieflüsse und die bodennahe Windgeschwindigkeit wurden genutzt um mit einer für alle Windgeschwindigkeitsbereiche gültigen Parametrisierung globale Felder der Temperaturdifferenz quer zur kühlen Haut abzuleiten.

Vergleiche der aus Satelliten-Messungen abgeleiteten Schaumbedeckungen mit Zeitserien von in situ Messungen liefern eine zufriedenstellende Übereinstimmung. Durchgeführte Vergleiche der direkt abgeleiteten Schaumbedeckung mit der aus Windgeschwindigkeiten berechneten verdeutlicht die Unabhängigkeit der beiden Parameter.

In dieser Arbeit wurde erstmals die kühle Haut an der Ozeanoberfläche für Tag- und Nachtsituationen mit global gültigen Parametrisierungen für ein komplettes Jahr abgeleitet. Die globalen Verteilungen der ermittelten Temperaturdifferenz quer zur kühlen Haut entspricht im wesentlichen den Erwartungen und stimmt mit bisherigen Berechnungen globaler Felder der kühlen Haut qualitativ überein.

Die durchgeführten Berechnungen zur Bestimmung des  $\text{CO}_2$ -Flusses unter Berücksichtigung der kühlen Haut und der Schaumbedeckung veranschaulichen die unterschiedliche Bedeutung der regionalen Meeresgebiete für den globalen  $\text{CO}_2$ -Transport in den Ozean. Besonders die hohen Breiten zeigen große saisonale und lokale Schwankungen in der Ausbildung der kühlen Haut, der Schaumbedeckung, sowie der  $\text{CO}_2$ -Druckdifferenz zwischen Ozean und Atmosphäre auf. Bei der Bestimmung globaler Mittelwerte des  $\text{CO}_2$ -Flusses liefert das Schaum-Gastransfermodell Ergebnisse, die zwischen den Werten der allgemein verwendeten windabhängigen Gastransfermodelle liegen. Der Einfluß der in dieser Arbeit bestimmten Temperaturdifferenz quer zur kühlen Haut auf den globalen  $\text{CO}_2$ -Gasfluß führt zu einer prozentualen Erhöhung um etwa 30%.

## Abstract

Remote sensing retrievals have been applied to satellite data to derive foam cover and energy fluxes at the sea surface. With the estimated global foam cover and wind speed, also derived from satellite data, gas transfer coefficients were calculated. A parametrization for all wind speed ranges were used to calculate the cool skin at the sea surface from energy flux and wind speed data.

Comparisons with satellite-derived foam cover and in-situ measurements indicate a satisfying agreement. An Intercomparison between the directly obtained foam cover and those calculated with wind speed data elucidates the independence of the both parameters.

The cool skin at the sea surface for day and night situations were obtained from satellite data covering a time period of one year. The global distribution of the cool skin temperature is in good agreement to former estimations.

Global fields of CO<sub>2</sub> fluxes considering the cool skin effect and foam cover illustrate the different significance of regional oceanic areas for CO<sub>2</sub> transport. Large seasonal and local variations of cool skin, foam cover and the difference between air and oceanic CO<sub>2</sub> pressure occur almost in the high latitudes. An estimation of global CO<sub>2</sub> fluxes using gas transfer coefficients considering foam cover are in the range of fluxes calculated with those gas transfer coefficients which depend on wind speed. The impact of the cool skin obtained in this thesis increases the global CO<sub>2</sub> flux up to 30%.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Einleitung</b> .....	<b>1</b>
<b>2 Beschreibung der Meßsysteme und der verwendeten Daten</b> .....	<b>6</b>
2.1 Special Sensor Microwave/Imager .....	6
2.2 Meeresoberflächentemperatur aus Messungen des AVHRR .....	8
2.3 Daten des Surface Radiation Budget .....	10
2.4 Partialdruckdifferenzen zwischen Ozean und Atmosphäre aus direkten Messungen	11
<b>3 Die Schaumbedeckung des Ozeans</b> .....	<b>13</b>
3.1 Das Entstehen von Schaum .....	13
3.2 Die spektralen Eigenschaften von Schaum an der Ozeanoberfläche .....	13
3.3 Schaumbedeckungsgrad in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit .....	16
3.4 Schaumbedeckung aus SSM/I-Messungen .....	18
3.5 Vergleich des SSM/I-Schaumbedeckungsalgorithmus mit Schiffsmessungen .....	19
3.6 Anwendung auf globale Datensätze .....	22
3.7 Schaumbedeckung aus fernerkundeter Windgeschwindigkeit .....	24
<b>4 Gastransferkoeffizienten in Abhängigkeit von Wind und Schaum</b> .....	<b>29</b>
4.1 Gasaustausch an der Grenzfläche Ozean-Atmosphäre .....	29
4.2 Theoretische Modelle zur Beschreibung der Austauschprozesse .....	30
4.3 CO <sub>2</sub> -Gastransferkoeffizienten in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit .....	33
4.4 CO <sub>2</sub> -Gastransferkoeffizienten in Abhängigkeit von der Schaumbedeckung .....	35
4.5 Globale Felder des CO <sub>2</sub> -Gastransferkoeffizienten .....	38
<b>5 Die Energieflüsse an der Ozeanoberfläche</b> .....	<b>43</b>
5.1 Latenter und fühlbarer Wärmefluß .....	43
5.1.1 Der latente Wärmefluß .....	43
5.1.2 Der fühlbare Wärmefluß.....	46
5.2 Langwelliger Nettostrahlungsfluß .....	46
5.3 Impulsfluß .....	48
5.4 Solarer Strahlungsfluß .....	49
5.5 Globale Felder der Energieflüsse an der Ozeanoberfläche aus Satellitendaten .....	50



<b>6 Die kühle Haut des Ozeans .....</b>	<b>54</b>
6.1 Modelle zur Parametrisierung der Temperaturdifferenz quer zur kühlen Haut .....	55
6.1.1 Nachtsituationen .....	55
6.1.2 Tagsituationen .....	58
6.2 Globale Bestimmung der Temperaturdifferenz quer zur kühlen Haut aus Satellitendaten .....	63
<b>7 Fallbeispiel: Energieflüsse und kühle Haut im Arabischen Meer .....</b>	<b>69</b>
<b>8 CO<sub>2</sub>-Gasfluß unter Berücksichtigung von Schaum und kühler Haut .....</b>	<b>76</b>
8.1 Die CO <sub>2</sub> -Partialdruckdifferenz zwischen Ozean und Atmosphäre .....	76
8.2 Der globale CO <sub>2</sub> -Fluß unter Berücksichtigung von Wind und Schaum .....	79
8.3 Einfluß der kühlen Haut auf den CO <sub>2</sub> -Fluß .....	84
<b>9 Schlußbetrachtung .....</b>	<b>90</b>
<b>10 Verwendete Symbole .....</b>	<b>93</b>
<b>11 Literatur .....</b>	<b>95</b>

# 1 Einleitung

Die Temperaturverhältnisse auf der Erde werden mitbestimmt durch die Konzentration der Treibhausgase Kohlendioxid ( $\text{CO}_2$ ), Methan ( $\text{CH}_4$ ) und Lachgas ( $\text{N}_2\text{O}$ ) in der Atmosphäre. Diese Gase absorbieren, zusammen mit Wolken und Wasserdampf, einen Teil der von der Erdoberfläche emittierten langwelligen Strahlung und sorgen dadurch für eine Erwärmung der Atmosphäre. Dieser Effekt wird als Treibhauseffekt bezeichnet. Durch die Analyse von Eisbohrkernen konnte gezeigt werden, daß die Konzentrationen des  $\text{CO}_2$  starken natürlichen Schwankungen unterliegen, wie sie z.B. beim Übergang von Eis- zu Warmzeiten auftreten (Barnola et al., 1995). Seit Ende der letzten Eiszeit vor 10000 Jahren sind die  $\text{CO}_2$ -Konzentrationen in der Atmosphäre relativ konstant. Für die atmosphärischen Konzentrationen im vorindustriellen Zeitalter bewirkte der natürliche Treibhauseffekt eine Temperaturerhöhung der Erde von ca. 33K (Graedel und Crutzen, 1993). Seit Beginn des industriellen Zeitalters steigt durch anthropogene Emissionen der Gehalt der Treibhausgase  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_4$  und  $\text{N}_2\text{O}$  in der Atmosphäre an. Besonders gut ist dieser Anstieg im Falle des  $\text{CO}_2$  dokumentiert, wie sich z.B. an Hand der berühmten Zeitserien der  $\text{CO}_2$ -Konzentration gemessen am Mauna Loa, Hawaii (Keeling et al 1989) zeigen läßt (Abbildung 1). Wie groß der Beitrag ist, den die durch menschliche Aktivitäten emittierten Treibhausgase am Gesamttreibhauseffekt liefern und ob der damit verbundene globale Temperaturanstieg sich innerhalb der natürlichen Temperaturschwankungen selektieren läßt, ist eine der zentralen Fragestellungen der aktuellen Klimadiskussion (Houghton et al, 1996).

In der Atmosphäre ist die Verteilung von  $\text{CO}_2$  relativ homogen und zeigt nur in Gebieten mit großer Bevölkerungs- und Industriedichte oder mit starker Vegetation lokale Ausnahmen. Allerdings variiert der atmosphärische  $\text{CO}_2$  -Gehalt sowohl im Zusammenhang mit dem täglichen, als auch dem saisonalen Rhythmus der Photosynthese. In den Sommermonaten der jeweiligen Hemisphäre sinkt der  $\text{CO}_2$ -Gehalt durch die verstärkte Photosynthese beim Wachstum grüner Vegetation, während in den Wintermonaten der Abbau des organischen Materials zu einem Anstieg führt (vergl. auch Abbildung 1). Durch die größeren Landmassen sind die jahreszeitlichen Schwankungen auf der Nordhemisphäre stärker ausgeprägt. Auch ist der Gesamtgehalt des  $\text{CO}_2$  in der Nordhemisphäre etwas höher, da dort die großen industriellen Zentren angesiedelt sind und ein inter-hemisphärischer Austausch nur langsam stattfindet (Heimann, 1993).

Durch die Verbrennung fossiler Brennstoffe wird der größte Anteil an den anthropogenen  $\text{CO}_2$  -Emissionen in die Atmosphäre eingebracht (5.5 Gigatonnen Kohlenstoff (GtC) pro Jahr (vergl. Abbildung 2). Eine weitere, allerdings weniger genau quantifizierbare Quelle, stellt die Änderung der Landnutzung mit der Vernichtung der Regen- und borealen Wälder dar. Die Gesamtmenge des anthropogen emittierten  $\text{CO}_2$  beträgt 7.1 GtC pro Jahr. Etwa die Hälfte des freigesetzten Kohlendioxids verbleibt in der Atmosphäre. Die Aufnahmefähigkeit der Atmosphäre läßt sich aufgrund genauer und global verteilter Messungen relativ gut bestimmen und beträgt nach neueren Berechnun-

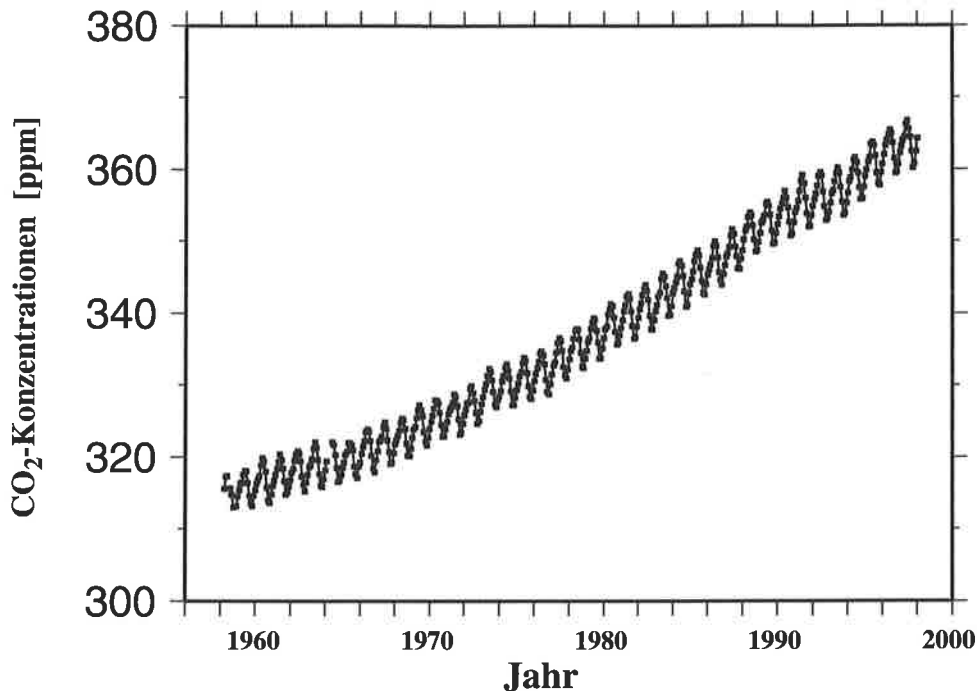


Abbildung 1: Atmosphärische CO<sub>2</sub>-Konzentrationen in ppm (ppm = parts per million = millionstel Volumenanteile) gemessen am Mauna Loa, Hawaii (nach Keeling und Whorf, 1998).

gen von Conway et al. (1996) 3.3 Gigatonnen Kohlenstoff pro Jahr. Für die verbleibenden CO<sub>2</sub>-Emissionen kommen zwei, mit der Atmosphäre in ständigem Kontakt stehende Speicher in Frage: die Ozeane und das terrestrische System. Durch die Wiederaufforstung und das Nachwachsen von Wäldern auf der Nordhemisphäre, wird ein Teil des zusätzlichen CO<sub>2</sub> aus der Atmosphäre als Biomasse gebunden. Als eine weitere terrestrische Senke wird der Verbrauch von Kohlendioxid bei der Primärproduktion und Respiration von Biomasse angenommen (Schimel et al, 1995). Allerdings konnte diese Senke bisher nicht quantifiziert werden, so daß über ihre Existenz große Unsicherheit besteht. Allgemein wird die Unkenntnis über die fehlende CO<sub>2</sub>-Senke im Kohlenstoffkreislauf auch als „missing sink“ (fehlende Senke) bezeichnet.

Eine weitere Senke für das anthropogen emittierte CO<sub>2</sub> stellen die Ozeane dar. Der CO<sub>2</sub>-Austausch zwischen Ozean und Atmosphäre wird angetrieben durch den Konzentrationsunterschied zwischen Luft und Wasser. Die Intensität dieses Gasaustausches wird im wesentlichen bestimmt durch die Löslichkeit als Funktion der Ozeanoberflächentemperatur und der Windgeschwindigkeit, bzw. dem Wellengang an der Ozeanoberfläche. Im Gegensatz zu den Konzentrationen in der Atmosphäre, die über dem freien Ozean verhältnismäßig homogen sind, sind die CO<sub>2</sub>-Konzentrationen im Oberflächenwasser stark variabel. Während die Gesamtmenge des ausgetauschten CO<sub>2</sub> im vorindustriellen Zeitalter ca. 74 GtC / Jahr entsprach und in der Bilanz ausgeglichen war (Siegenthaler und Sarmiento, 1993), liegen die aktuellen Austauschraten bei ca. 90 GtC pro Jahr und einem Netto-Kohlenstoff-Fluß in den

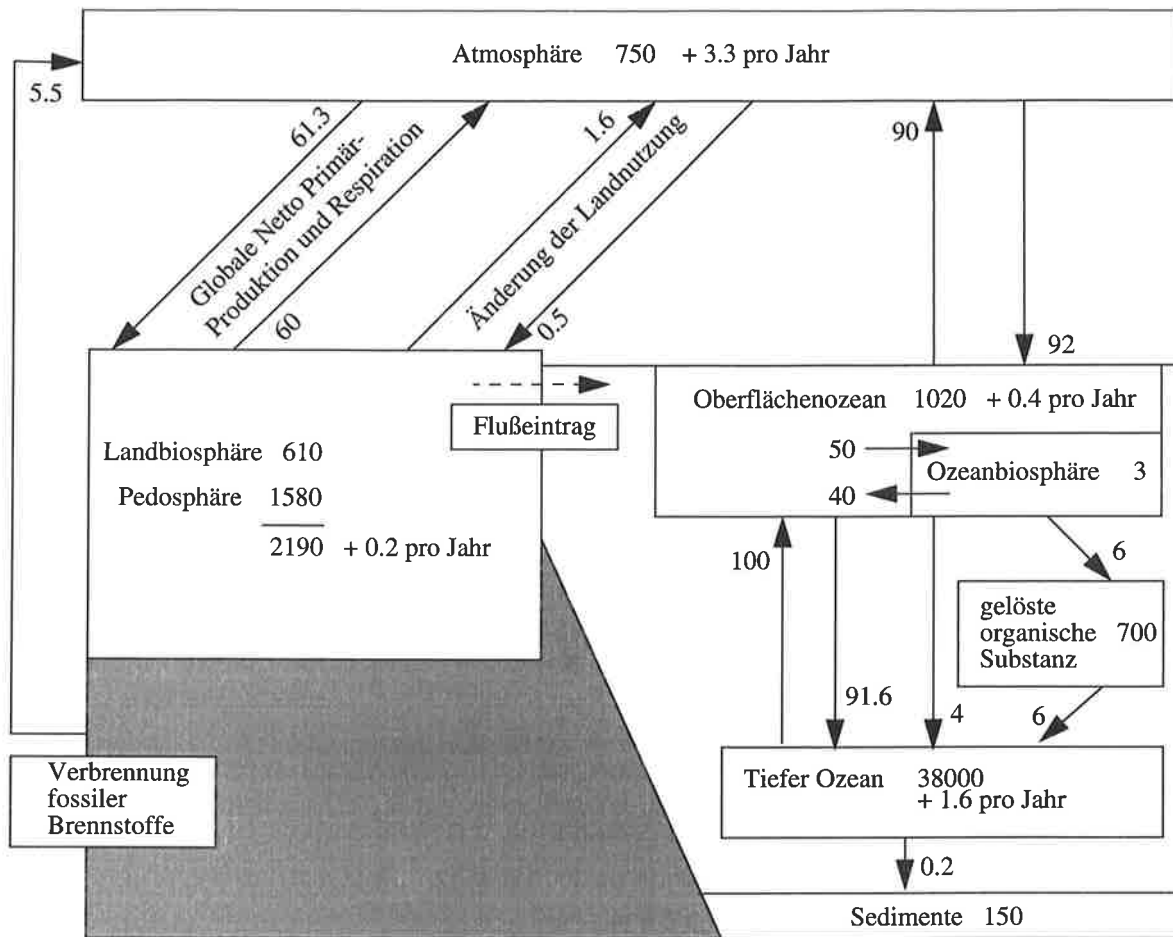


Abbildung 2: Kohlenstoffkreislauf mit den Austauschprozessen (GtC/Jahr) und Reservoiren (GtC), die in Bezug auf die anthropogenen Störungen von Bedeutung sind (Schimel et al., 1995). Über die von Flüssen in den Ozean eingetragenen Mengen des Kohlenstoffs bestehen große Unsicherheiten. Deshalb werden sie hier nicht angegeben.

Ozean von 2 GtC/Jahr. Hierbei ist der Anteil anderer Gase wie z.B.  $\text{CH}_4$  und  $\text{CO}$ , verglichen mit dem Anteil des Kohlendioxids sehr gering und kann bei globalen Betrachtungen vernachlässigt werden. Das durch den Gasaustausch eingebrachte  $\text{CO}_2$  wird durch chemische Reaktionen in das Karbonatsystem eingebunden. Hierbei reagiert das gelöste  $\text{CO}_2$  mit Wasser zu Kohlensäure, die wiederum zu Hydrogenkarbonat und Karbonat oxidiert. Nur etwa 1% des im Ozean vorkommenden Kohlenstoffs tritt als gelöstes  $\text{CO}_2$  auf. Den weitaus größten Anteil an dem im Ozean gelösten anorganischen Kohlenstoff trägt das Hydrogenkarbonat bei. Der Zeitraum, bevor sich ein Gleichgewichtszustand zwischen dem atmosphärischen  $\text{CO}_2$ -Gehalt und dem im Ozeanoberflächenwasser gelösten Kohlenstoff einstellt, wird nach Broecker und Peng (1982) auf ein halbes bis ein Jahr beziffert.

Für den Transport von Kohlenstoff in die tieferen Schichten sind zwei Prozesse von Bedeutung: die „physikalische Pumpe“ und die „biologische Pumpe“.

- Als „physikalische Pumpe“ bezeichnet man den Transport von gelöstem, organischen und anorganischen Kohlenstoff in die Tiefe bei der Bildung von Tiefen- und Zwischenwasser, wenn relativ kaltes und/oder salzhaltiges Wasser von der Oberfläche absinkt. Die Geschwindigkeit der ozeanischen Austauschprozesse zwischen Tiefen- und Oberflächenwasser stellt eine kinetische Barriere für die CO<sub>2</sub>-Aufnahmefähigkeit des Ozeans dar. Bei einer Austauschzeit des Ozeanwassers von 1000 Jahren bietet der Ozean allerdings ein riesiges Reservoir für die Aufnahme von anthropogenem CO<sub>2</sub>.
- Die Aufnahme von Kohlendioxid durch Phytoplankton und dessen Umwandlung in organisches Material mit anschließendem Absinken der gebildeten Partikel aus der Oberflächenschicht in die Tiefsee bezeichnet man als „biologische Pumpe“. Da das CO<sub>2</sub> für die im Ozean vorkommenden Organismen kein limitierender Faktor ist, ist die „biologische Pumpe“ für den Transport von zusätzlichem CO<sub>2</sub> in die Tiefsee von untergeordneter Bedeutung (Sarmiento und Siegenthaler, 1992; Schimel et al. 1995).

Aufgrund der starken räumlichen und zeitlichen Variabilität des CO<sub>2</sub>-Austausches ist die Bestimmung der tatsächlich vom Ozean aufgenommenen Menge an CO<sub>2</sub> aus direkten Messungen mit großen Unsicherheiten verbunden. Es existiert eine Vielzahl von verschiedenen unabhängigen Abschätzungen, die zu unterschiedlichen Ergebnissen führen (Broecker und Peng, 1974; Broecker et al., 1985; Keeling et al., 1989; Tans et al., 1990; Takahashi et al., 1997). Globale Berechnungen des Netto-Flusses aus Messungen der ozeanischen und atmosphärischen CO<sub>2</sub>-Verteilung wurden von Tans et al. (1990) und Takahashi et al. (1997) durchgeführt. Die so abgeschätzten Werte des Flusses liegen deutlich unter dem Wert von 2 GtC / Jahr wie er mit Hilfe von Zirkulationsmodellen berechnet wird (Sarmiento und Siegenthaler, 1992; Heimann, 1993). Der Grund für die zu niedrigen Berechnungen ist unter anderem darin zu suchen, daß der Gasaustausch nur in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit abgeschätzt wurde. Andere Effekte auf den Gasaustausch wurden nicht berücksichtigt: Eintrag von CO<sub>2</sub> durch Luftbläschen beim Brechen von Wellen, Verminderung des Austausches bei stabilisierend wirkender Absorption solarer Strahlung im oberen Ozean, Erhöhung des Austausches bei Labilisierung der Oberfläche unter dem Einfluß von Verdunstung, Veränderung des Austausches bei Niederschlag und die Modifikation der Löslichkeit von CO<sub>2</sub> bei Temperaturänderungen quer zur kühlen Haut des Ozeans. Die Ableitung einiger dieser Parameter aus Fernerkundungsdaten und die Abschätzung ihres Einflusses auf den CO<sub>2</sub>-Gasaustausch zwischen Ozean und Atmosphäre ist Gegenstand dieser Arbeit.

Das Einbringen von Luftbläschen in den Ozean durch brechende Wellen und einer damit verbundenen Bildung von Schaum führt zu einer Erhöhung des Gasaustausches (Monahan und Spillane, 1984,

Keeling, 1993). Bei den bisherigen Betrachtungen des globalen CO<sub>2</sub> Flusses konnte der Einfluß des Schaumes aufgrund von fehlenden Daten keine Beachtung finden. Modellrechnungen von Erickson (1992) zeigen aber, daß die Berücksichtigung von Schaum zu deutlichen Unterschieden bei der Bestimmung des Gasaustausches führt, verglichen mit Berechnungen, die eine reine Windabhängigkeit beinhalten. Die Schaumbedeckung des Ozeans läßt sich aus Mikrowellenmessungen von Satelliten mit einer lückenlosen globalen Abdeckung nach 3-4 Tagen ableiten. Der in dieser Arbeit dafür benutzte Algorithmus wurde von Schlüssel (1995) entwickelt und auf eine mehrjährige Zeitserie von Satellitenmessungen angewendet.

Von weiterer Bedeutung für den Gasaustausch ist die Differenz zwischen der Temperatur der kühlen Haut an der Meeresoberfläche und der Temperatur in tieferen Schichten. Dieser Effekt bewirkt wegen der temperaturabhängigen Löslichkeit des CO<sub>2</sub> im Meerwasser eine Erhöhung des globalen Nettoflusses des Kohlenstoffes aus der Atmosphäre in den Ozean von 25%-30% (Robertson und Watson, 1992; Van Scoy, 1995) aufgrund der inversen Temperaturabhängigkeit der Löslichkeit von CO<sub>2</sub>. Die Bestimmung der Temperaturdifferenz quer zur kühlen Haut erfolgt durch eine Parametrisierung der Energieflüsse an der Ozeanoberfläche. Diese Grenzschichtflüsse lassen sich mit genügender Genauigkeit und globaler Abdeckung mit Hilfe passiv abtastender Infrarot- und Mikrowellenradiometer von Satelliten aus fernerkunden. Die bisherigen Abschätzungen des globalen Haut-Effektes wurden mit grobskaligen Daten aus Klimatologien und vereinfachten Modellen berechnet. Die Anwendung der verbesserten Modelle von Soloviev und Schlüssel (1994 und 1996) auf Fernerkundungsdaten mit hoher zeitlicher und räumlicher Auflösung führen zu neuen Erkenntnissen der globalen Verteilung der kühlen Haut und deren Einfluß auf den Gasaustausch.

## 2 Beschreibung der Meßsysteme und der verwendeten Daten

Zur Ableitung der Schaumbedeckung und der Energie- und Impulsflüsse an der Grenzfläche Ozean-Atmosphäre werden die Messungen des Mikrowellenradiometers Special Sensor Microwave/Imager (SSM/I) benutzt. Zusätzlich werden die Ozeanoberflächentemperatur und der solare Strahlungsfluß an der Erdoberfläche benötigt. Hier läßt sich auf Datensätze zurückgreifen, die bereits aus Satellitenmessungen abgeleitet wurden. Im Pathfinder SST Datensatz wurde über einen mehrjährigen Zeitraum die Ozeanoberflächentemperatur aus Infrarotmessungen des Advanced Very High Resolution Radiometer (AVHRR) bestimmt. Solare Strahlungsflußdaten können dem Datensatz des Surface Radiation Project entnommen werden, die wiederum auf Messungen der Satellitenprojekte International Satellite Cloud Climate Project (ISCCP) und Earth Radiation Budget Experiment (ERBE) beruhen.

### 2.1 Special Sensor Microwave/Imager

Der Special Sensor Microwave/Imager (SSM/I) ist ein Mikrowellenradiometer, das seit 1987 auf den Satelliten des Defense Meteorological Satellite Program (DMSP) geflogen wird. Diese Satelliten bewegen sich auf sonnensynchronen Bahnen in einer Höhe von ca. 850 km und mit einer Umlaufzeit von 102 min um die Erde. Der Inklinationwinkel, d.h. der Winkel zwischen der Satellitenspur am Erdboden und dem Äquator beträgt  $98.8^\circ$ . Das SSM/I mißt in vier Spektralkanälen die linear polarisierte Strahlung. Die horizontale Auflösung an der Erdoberfläche variiert je nach Frequenz zwischen  $13\text{km} \times 15\text{km}$  und  $43\text{km} \times 65\text{km}$ . Die genauen technischen Daten der SSM/I-Kanäle sind in Tabelle 1 aufgeführt. Die Blickrichtung des Radiometers vom Satelliten aus ist  $45^\circ$ , was einen Zenitwinkel von  $53.1^\circ$  entspricht. Als abbildendes Gerät mißt das SSM/I nicht starr in einer Richtung, sondern tastet konisch ab und führt pro Abtastlinie 64 Messungen durch, bzw. 128 Messungen im Falle der 85.5 GHz Kanäle. Die Breite des Abtaststreifens beträgt 1394 km. Aufgrund der Umlauf- und Abtastgeometrien kann innerhalb eines Tages keine lückenlose Beobachtung der Erde durch das SSM/I durchgeführt werden. Es entstehen Lücken in den Tropen und Subtropen sowie über den Polen. Die fehlenden Bereiche in den Tropen und Subtropen werden allerdings in einem Zeitraum von 3-4 Tagen geschlossen, während die Gebiete in einem Umkreis von 200 km um die Pole aufgrund des Inklinationwinkels des Satelliten meßtechnisch nicht erfaßt werden können.

Das SSM/I befindet sich an Bord von militärischen Satelliten, was zur Folge hat, daß die gemessenen Daten nicht direkt von zivilen Nutzern empfangen werden können. Die Messungen des SSM/I werden daher erst nach einigen Tagen als geeichte und navigierte Helligkeitstemperaturen zur Verfügung gestellt. Eine Aufbereitung der Daten erfolgt unter anderem durch die Firma Remote Sensing Systems, deren Ergebnisse in dieser Arbeit benutzt werden. Die Daten wurden dabei einer zusätzlichen Fehlerkontrolle nach Wentz (1991) unterzogen.

Ein wesentlicher Vorteil des SSM/I gegenüber früheren Mikrowellenradiometern ist die kontinuierliche Eichung an Bord des Satelliten. Die somit garantierte Stabilität der Absolutmessungen über lange Zeiträume und die Möglichkeit, aus den Messungen des SSM/I eine Vielzahl verschiedener Parameter abzuleiten, führten zu dem großen Erfolg dieses Mikrowellenradiometers.

Kanal	Frequenz [GHZ]	Wellenlänge [cm]	Polarisation	Auflösung [km <sup>2</sup> ]	NEΔT [K]
1	19.35	1.55	v	43 × 69	0.35
2	19.35	1.55	h	43 × 69	0.35
3	22.325	1.35	v	40 × 50	0.60
4	37.0	0.81	v	28 × 37	0.30
5	37.0	0.81	h	28 × 37	0.30
6	85.5	0.35	v	13 × 15	0.70
7	85.5	0.35	h	13 × 15	0.60

Tabelle 1: Instrumentenspezifikationen des SSM/I (Hollinger et. al., 1987). NEΔT ist eine dem Radiometerrauschen äquivalente Temperaturdifferenz.

Aus Messungen des SSM/I lassen sich unter anderem die Schaumbedeckung, die spezifische Feuchte und die Windgeschwindigkeit in Bodennähe, sowie die Gegenstrahlung über dem Ozean bestimmen. Eine genauere Beschreibung der Verfahren erfolgt in den späteren Kapiteln. Die Parameter werden zur Ableitung der Energieflüsse und somit zur Bestimmung der kühlen Haut benötigt.

Aufgrund der hohen Emissivität der Landoberfläche, die sich auch noch auf Messungen bis etwa 50km von der Küste entfernt störend auswirkt, können die vom SSM/I ableitbaren Parameter nur für küstenferne Ozeangebiete berechnet werden.



## 2.2 Meeresoberflächentemperatur aus Messungen des AVHRR

Das AVHRR ist ein abbildendes Radiometer, welches seit 1978 auf den Satelliten der National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA) betrieben wird. Die NOAA-Satelliten bewegen sich wie die DMSP-Satelliten polarumlaufend auf einer sonnensynchronen Bahn. Auch Flughöhe und Umlaufzeit sind ähnlich. Es werden jeweils zwei Satelliten gleichzeitig operationell betrieben, die um 6 Stunden versetzt gleiche Gebiete überfliegen. Die Abtastung der Erdoberfläche durch das AVHRR erfolgt quer zur Flugrichtung. Die Breite des abgetasteten Bereichs beträgt 2240 km bei einer Auflösung zwischen 1.1 km im Nadirblick und etwa 5.6 km am Rand. Das AVHRR mißt in fünf Kanälen im sichtbaren und infraroten Spektralbereich, deren Wellenlängenbänder in Tabelle 2 aufgeführt sind. Im Gegensatz zum SSM/I werden nicht alle Kanäle des AVHRR während des Fluges geeicht und können somit bei einem langen operationellen Einsatz an Qualität einbüßen. Nur die Kanäle im thermischen Infrarot werden kontinuierlich an Bord des Satelliten geeicht.

Kanal	Wellenlänge [ $\mu\text{m}$ ]
1	0.58 - 0.68
2	0.73 - 1.05
3	3.55 - 3.93
4	10.3 - 11.3
5	11.5 - 12.5

Tabelle 2: Spektralkanäle des AVHRR

Zur Bestimmung der Ozeanoberflächentemperatur aus Messungen des AVHRR-Radiometers sind verschiedene Verfahren entwickelt worden, bei denen vor allem die Kanäle 4 und 5 im Frequenzbereich des atmosphärischen Fensters zwischen  $10\mu\text{m}$  und  $12\mu\text{m}$  genutzt werden. In dieser Arbeit wurden die Ozeanoberflächentemperaturen ( $T_s$ ), aus dem Pathfinder Programm der NOAA/NASA benutzt, die auf einem nicht linearen Algorithmus nach Walton (1988) beruhen. Dieser Algorithmus wurde zusätzlich modifiziert, um den Drift der Sensorgenauigkeit mit der Zeit zu berücksichtigen, und besitzt folgende Form:

$$T_s = a_0 + a_1 T_4 + a_2 (T_4 - T_5) \cdot T_e + a_3 (\sec(\theta)) \cdot (T_4 - T_5) + t_0 \quad (1)$$

$T_4$  und  $T_5$  sind die Helligkeitstemperaturen der AVHRR Kanäle 4 und 5,  $T_e$  ist eine a priori Ableitung der SST, die nach einer räumlichen Interpolation aus den  $1^\circ \times 1^\circ$  Wochenmitteln der sogenannten

Reynolds Analyse-Ozeanoberflächentemperaturen (Reynolds et al., 1994) bestimmt wird,  $\theta$  ist der Zenitwinkel des AVHRR. Der Koeffizient  $t_0$  berücksichtigt die Veränderung der Sensoren mit der Zeit, der genau wie die Koeffizienten  $a_i$  empirisch durch multiple Regressionen aus AVHRR-Messungen und in-situ Temperaturmessungen von Bojen bestimmt wurden. Um dem Einfluß des variierenden Wasserdampfgehaltes in der Atmosphäre Rechnung zu tragen, wird bei der Anwendung des Algorithmus zwischen 3 Bereichen der Helligkeitstemperaturdifferenz ( $T_4 - T_5$ ) unterschieden, in denen unterschiedliche Koeffizienten angewandt werden. Je höher der Wasserdampfgehalt, desto geringer ist die Differenz der Helligkeitstemperaturen.

Um eine mögliche Kontaminierung der Daten durch Wolken auszuschließen, werden die Messungen einem aufwendigen Schwellwertverfahren unterzogen, bei dem besonders die räumliche und zeitliche Variabilität der Wolken ausgenutzt wird. Außerdem werden die AVHRR-Kanäle 1-3 mit einbezogen, wobei allerdings Kanal 1 und 2 nur bei Sonnenlicht berücksichtigt werden können, da sie im sichtbaren Spektrum bzw. im nahen Infrarot messen.

Die Pathfinder-Ozeanoberflächentemperaturen werden vom Physical Oceanography Distributed Active Archive Center (PO.DAAC) am Jet Propulsion Laboratory (JPL) als Tagesmittel in globalen Feldern mit einer Gitterpunktanzahl von  $2048 \times 1024$  erstellt und verbreitet. Dies entspricht einer räumlichen Auflösung der Daten von 18 km am Äquator. Die Datensätze enthalten sowohl die Temperaturfelder der Tag- als auch der Nachtüberläufe der Satelliten, die sich im wesentlichen durch die unterschiedliche Genauigkeit bei der Wolkenanalyse unterscheiden. Die Temperaturfelder wurden umgerechnet in ein Gitter mit einer räumlichen Auflösung von  $0.25^\circ \times 0.25^\circ$  und zu 5-Tagesmitteln zusammengefaßt. Gebiete, die innerhalb dieser Zeit nicht wolkenfrei waren und somit Lücken aufweisen, werden durch berechnete Monatsmittel gefüllt. Im Falle von persistenter Bewölkung, die auch innerhalb eines Monats keine Messung des AVHRR zuläßt, wurden die Lücken im Monatsmittelfeld durch eine abstandsgewichtete Interpolationstechnik gefüllt.

Eine Validation der Pathfinder-SST Daten mit globalen Datensätzen von Bojenmessungen für einen Zeitraum von mehreren Jahren (1987-1991) wurde von Smith et al., 1996 durchgeführt. Die Standardabweichungen zwischen Satelliten und in-situ Messung schwanken hierbei zwischen  $0.75^\circ\text{C}$  und  $0.96^\circ\text{C}$  für die Jahre 1987 und 1990. Eine Unterteilung in Tag- und Nachtüberläufe zeigt, daß im Jahresmittel die Standardabweichung für die Nachtmessungen um etwa  $0.05^\circ\text{C}$  höher liegt als für die Tagmessungen. Der systematische Fehler liegt in allen Fällen unter einem Wert von  $0.1^\circ\text{C}$ . Für das Jahr 1991 ist die Auswertung nur bedingt brauchbar, da in diesem Jahr in Folge des Pinatubo-Ausbruchs vermehrt Aerosole in die Stratosphäre eingetragen wurden, die sich stark qualitätsmindernd auf die satellitengestützte Messung der Ozeanoberflächentemperatur ausgewirkt haben.

## 2.3 Daten des Surface Radiation Budget

Die solare Einstrahlung an der Erdoberfläche bestimmt sich neben dem Sonnenstand im wesentlichen aus den aktuellen Bewölkungsverhältnissen. Da die kurzwellige solare Einstrahlung am Erdboden nicht direkt aus Sattelmessungen bestimmt werden kann, werden im Surface Radiation Budget (SRB) des NASA Langley Research Center empirische und physikalische Modelle benutzt, um aus Satellitendaten die solaren Strahlungsverhältnisse am Erdboden zu bestimmen. Die hierbei verwendeten fernerkundeten Bewölkungsdaten liefert das International Satellite Cloud Climatology Project (ISCCP). Daten über die Ein- und Ausstrahlung am Oberrand der Atmosphäre werden im Rahmen des Earth Radiation Budget Experiment (ERBE) aus Satellitendaten abgeleitet.

Im SRB werden zwei verschiedene Modelle zur Ableitung der solaren Einstrahlung an der Erdoberfläche benutzt. Das physikalische Modell von Pinker et al. (1992) basiert auf einem Strahlungstransportmodell, in dem mittels delta-Eddington-Approximation die reflektierte und transmittierte Strahlung in der Atmosphäre für verschiedenen Spektralbereiche berechnet wird. Die globalen Felder der solaren Einstrahlung, die mit Hilfe der Pinker-Methode im SRB berechnet wurden, weisen allerdings Lücken auf, so daß in dieser Arbeit auf die Daten zurückgegriffen wurde, die mit dem im folgenden beschriebenden rein empirischen Modell nach Staylor (1990) bestimmt wurden.

Das sogenannte Staylor-Modell des SRB basiert auf einem empirischen Einstrahlungsmodell von Darnell et al. (1988), das von W. F. Staylor am NASA Langley Research Center modifiziert wurde. Mit der Näherung, daß die kurzwellige Einstrahlung am Erdboden ( $Q_{SR}$ ) als Produkt der Einstrahlung am Oberrand der Atmosphäre und der Transmission durch die Atmosphäre für wolkenfreie und bewölkte Verhältnisse aufgefaßt werden kann, erhält man:

$$Q_{SR} = S \cdot \cos(\theta) \cdot T_A \cdot T_C \quad (2)$$

$S$  ist die abstandsnormierte solare Einstrahlung und  $\theta$  der Sonnenzenitwinkel.  $T_A$  ist die Transmission für die wolkenfreie Atmosphäre und  $T_C$  die Transmission mit Wolken.

Desweiteren wird vorausgesetzt, daß  $T_A$  und  $T_C$  von einander unabhängig sind.  $T_A$  kann dann als Funktion des Bodendrucks, der Bodenbedo, einem Aerosolparameter und der effektiven optischen Dicke der wolkenfreien Atmosphäre aufgefaßt werden. Zur Bestimmung dieser Größen werden ebenfalls Näherungen und Vereinfachungen herangezogen, bzw. Daten aus dem ISCCP-Datensatz genutzt (näheres bei Staylor, 1990). Zur Bestimmung der Transmission im Falle von Wolken wird eine Schwellwerttechnik angewandt, die  $T_A$  und  $T_C$  aus der Reflektion der kurzwelligen Strahlung am Oberrand der Atmosphäre für wolkenfreie, vollständig bewölkte und die aktuelle bewölkte Messung

berechnet. Die Informationen über die Bewölkungsverhältnisse stammen ebenfalls aus dem ISCCP-Datensatz.

Die Monatsmittel der solaren Strahlungsflüsse sind für einen Zeitraum von 6 Jahren (1985 -1990) im SRB-Shortwave Data Package des NASA Langley Research Center veröffentlicht worden. Die in dieser Arbeit benötigten Tageswerte der solaren Einstrahlung sind bisher allerdings nur bis einschließlich 1988 bereitgestellt worden. Die Strahlungs-Daten des SRB werden in flächentreuen globalen Feldern, bestehend aus 6596 Zellen, ausgeliefert. Die räumliche Dimension der Zellen beträgt 280 km×280km, dies entspricht einer Auflösung von 2.5° am Äquator. Zur weiteren Verarbeitung werden die SRB-Daten in ein Gaußsches Gitter (winkeltreu) unter Benutzung einer Abstandswichtung umgerechnet.

## **2.4 Partialdruckdifferenzen zwischen Ozean und Atmosphäre aus direkten Messungen**

Um den globalen CO<sub>2</sub>-Gasfluß unter Berücksichtigung von Schaumbedeckung und der kühlern Haut berechnen zu können, werden Felder des Partialdruckes in Luft und Ozean, bzw. deren Differenz benötigt. Eine neue Klimatologie der Partialdruckdifferenzen von Kohlendioxid ( $\Delta P_{CO_2}$ ) aus direkten Schiffsmessungen wurde von Takahashi et al. (1997) veröffentlicht.

Die Klimatologie beruht auf einer Datenbasis von 250 000 direkten Messungen von  $\Delta P_{CO_2}$  mit Hilfe der Luft-Wasser Equilibrationsmethode (Broecker und Takahashi, 1966). Die Messungen stammen von Meßkampagnen aus dem Zeitraum 1960 - 1995. Um dem Anstieg der CO<sub>2</sub>-Konzentrationen während dieses Zeitraums Rechnung zu tragen, wurden alle Messungen auf die Werte des Jahres 1990 normiert, wobei zwischen zwei Fällen unterschieden wurde. Um die Bildung von Tiefenwasser und der damit verbundenen Durchmischung des Oberflächenwassers mit Wasser aus tieferen Schichten in den polaren und subpolaren Gebieten zu berücksichtigen, wird die Partialdruckdifferenz zwischen Ozeanoberflächenwasser und Atmosphäre um eine jährliche Rate erhöht, die im ersten Fall dem vollen Anstieg des Partialdrucks in der Atmosphäre entspricht. Im zweiten Fall erhöht sich die Differenz nur um die Hälfte. Wie Beobachtungen gezeigt haben, steigt im übrigen Ozean der Partialdruck um etwa die gleiche Rate wie in der Atmosphäre (Inoue et al., 1995), so daß in diesen Gebieten keine Korrektur erfolgt.

Die so normierten täglichen Messungen wurden in ein 4°-zonal × 5°-meridional-Gitter für 365 Tage eingeordnet. Um die Lücken in den globalen Partialdruckfeldern zu füllen, wurden die Felder mit einem von Takahashi et al. (1995) entwickelten Interpolationsschema bearbeitet. Dieses Schema beruht auf einem lateralen zwei-dimensionalen Transportmodell, welches unter Berücksichtigung der lokalen Ozeanoberflächenadvекtionen die globale Verteilung der CO<sub>2</sub>-Partialdruckdifferenz berechnet. Die Ergebnisse dieser Analysen werden als Monatsmittel zusammengefaßt und als globale Fel-

der der CO<sub>2</sub>-Partialdruckdifferenz zwischen Ozean und Atmosphäre in der 4°×5°-Auflösung vom Lamont-Doherty Earth Observatory of Columbia University, New York, USA bereitgestellt.

## **3 Die Schaumbedeckung des Ozeans**

### **3.1 Das Entstehen von Schaum**

Das Auftreten von Schaum an der Meeresoberfläche wird hauptsächlich durch brechende Wellen hervorgerufen. Hierbei wird durch turbulente Durchmischung Luft in die ozeanische Deckschicht eingebracht, die in Form von Luftbläschen wieder an die Ozeanoberfläche gelangt. Die Ursache für das Brechen von Wellen sind erhöhte Windgeschwindigkeiten bzw. Schubspannungen an der Ozeanoberfläche und es wird ausgelöst, wenn die Neigung der Welle einen Wert von  $30^\circ$  überschreitet (Bortkovskii, 1987). Dieser Vorgang stellt einen wichtigen Dissipationsprozeß beim Austausch turbulenter Energie zwischen Ozean und Atmosphäre dar.

Beim Schaum unterscheidet man zwischen den drei Erscheinungsformen: Schaumkronen, Schaumstreifen und Gischt, die sich durch ihren Entstehungsprozeß und ihre Lebensdauer unterscheiden. Schaumkronen entstehen direkt beim Brechen der Wellenkämme und haben nur eine Überlebensdauer von wenigen Sekunden. Sie bestehen aus Luftbläschen mit einem Durchmesser von 1- 2 mm (Bordonskiy et al. 1978), die schichtförmig an der Wasseroberfläche auftreten. Schaumstreifen dagegen haben eine längere Verweildauer (bis zu einigen Minuten) und im Bläschenspektrum ein Maximum bei einem Durchmesser von unter 1 mm. Sie entstehen aus stabileren Luftbläschen der Schaumkronen, die durch den Wind vertrieben werden. Gleichzeitig werden sie durch Bläschen ergänzt, die beim Brechen der Welle in tiefere Wasserschichten eingetragen wurden und nun wieder zur Ozeanoberfläche aufsteigen. Schaumstreifen entstehen typischerweise ab Windgeschwindigkeiten von 9 m/s (Ross und Cardone, 1974) und haben ebenfalls direkten Kontakt zur Oberfläche, an der sie in einer oder mehreren Schichten auftreten. Keinen Kontakt zu Ozeanoberfläche haben dagegen von Wasserfilmen eingeschlossene Luftbläschen mit einem Durchmesser von 3 - 20  $\mu m$  (Andreas et al., 1995), die bei einer Windgeschwindigkeit ab 15 m/s durch das Abreißen von Schaumbläschen an der Wellenkante oder durch das Zerplatzen von aufsteigenden Luftbläschen an der Wasseroberfläche entstehen und in der unteren atmosphärischen Grenzschicht schweben. Diese Erscheinungsform des Schaumes bezeichnet man als Gischt. Bei kontinuierlich hohen Windgeschwindigkeiten ist mit einer quasi permanenten Anwesenheit von Gischt zu rechnen.

### **3.2 Die spektralen Eigenschaften von Schaum an der Ozeanoberfläche**

Schaumbläschen besitzen im sichtbaren Spektralbereich eine um den Faktor zehn größere Albedo als die schaumfreie Oberfläche und sind somit deutlich als weiße Flächen erkennbar. Im Mikrowellenbereich dagegen ist die Reflexion von Schaum gering und somit die thermische Emission sehr hoch. Die Emissivität für Schaum liegt zwischen 0.7 - 1.0, während die Emissivität der schaumfreien Wasseroberfläche nur 0.4 beträgt. Die Strahlung im Mikrowellenbereich stammt im wesentlichen aus den

obersten Millimetern, so daß die Transmission vernachlässigt werden kann und zwischen Emissionsvermögen ( $\epsilon$ ) und Reflexionsvermögen ( $\rho$ ) folgende Näherung gilt:

$$\epsilon + \rho = 1 \quad (3)$$

Obwohl global betrachtet die Schaumbedeckung der Ozeanoberfläche nur wenige Prozent ausmacht, ist ihr Anteil am Mikrowellensignal der Gesamtwasserfläche nicht zu vernachlässigen und muß deswegen bei Strahlungstransportrechnungen, die zur Ableitung von Auswerteverfahren passiver Mikrowellenmessungen genutzt werden, berücksichtigt werden.

Die Emissivität einer glatten und schaumfreien Ozeanoberfläche hängt ab von Ozeanoberflächentemperatur und Salzgehalt. Die natürliche Variabilität dieser Größen hat allerdings nur einen geringen Effekt auf das Mikrowellensignal (Klein und Swift, 1977), verglichen mit dem Einfluß von windbedingter Rauigkeit und Schaum. Das Reflexionsvermögen in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit wird in der Regel durch empirische Modelle beschrieben, da noch kein befriedigendes, auf physikalischen Grundprinzipien beruhendes, Modell existiert. Die Emissionseigenschaften von Schaum hängen im wesentlichen von der Dicke der Schaumschicht, dem Wasser-Luftverhältnis im

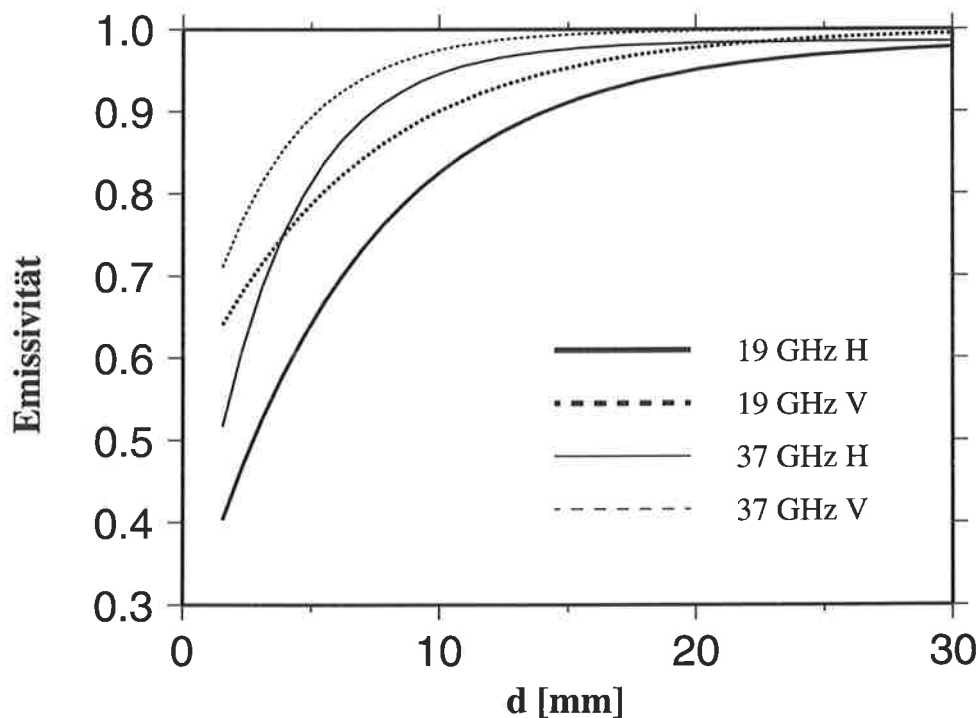


Abbildung 3: Emissivität einer schaumbedeckten Ozeanoberfläche in Abhängigkeit von der Schichtdicke für die Vertikal- und Horizontalpolarisation bei 19GHz und 37GHz berechnet nach Droppleman (1970).

Schaumvolumen, der Tröpfchengrößenverteilung sowie vom Blickwinkel des Radiometers ab. Ein analytisches Schaummodell, welches die Schaumschicht als einen porösen Körper betrachtet und in der die dielektrische Konstante des Schaums vertikal konstant ist, wurde 1970 von Droppleman vorgeschlagen. Abbildung 3 beruht auf Berechnungen dieses Modells und zeigt für einen Blickwinkel von  $53^\circ$ , einem Volumenanteil von Wasser im Schaum von 0.005, einem Salzgehalt des Meerwassers von 35‰ und einer Temperatur von  $20^\circ\text{C}$  die Emissivität in Abhängigkeit von der Schichtdicke  $d$  für die Frequenzen 19GHz und 37GHz bei vertikalen und horizontalen Polarisationen. Schon geringe Zunahmen der Schichtdicke von wenigen Millimetern führen zu deutlich höheren Emissivitäten, insbesondere im Falle der horizontalen Polarisation.

In Strahlungstransportmodellen wird vielfach ein empirisches Modell von Stogryn (1972) benutzt, um die Emissionseigenschaft von Schaum zu beschreiben. Das Emissionsvermögen bei vertikaler und horizontaler Polarisation in den verschiedenen Frequenzen wird in diesem Modell bei festem Blickwinkel allein aus der Ozeanoberflächentemperatur bestimmt. Qualitative Vergleiche der Modelle von Stogryn und Droppleman zeigen für große Blickwinkel (ab  $60^\circ$ ) ein gegensätzliches Verhalten der Emissivität für die horizontale Polarisation. Während das analytische Modell nach Droppleman eine Zunahme der Emissivität für große Blickwinkel zeigt, tritt im Falle des empirischen Modells nach Stogryn eine Abnahme auf (Schrader, 1995). Die Ursache hierfür ist in der unterschiedlichen Herkunft der Datensätze zu suchen, die bei der Entwicklung der Modelle zu Grunde lagen. Im Falle eines Blickwinkels von  $53^\circ$ , der dem des SSM/I entspricht, zeigen die beiden Modelle allerdings keine wesentliche Unterschiede.



### 3.3 Schaumbedeckungsgrad in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit

Der Bedeckungsgrad von Schaum an der Ozeanoberfläche setzt sich zusammen aus den Anteilen von Schaumkronen und Schaumstreifen, wobei letztere den größeren Beitrag liefern. Es existieren verschiedene empirische Modelle zur Bestimmung des Schaumbedeckungsgrades aus Windgeschwindigkeiten (Wu 1979; Monahan und O'Muircheartaigh, 1980; Monahan und O'Muircheartaigh, 1986), die sich im wesentlichen durch voneinander abweichende Gültigkeitsbereiche unterscheiden.

Im Gegensatz zum Entstehungsprozeß ist die Stabilität von Schaumstreifen nicht unabhängig von der Wassertemperatur. Allgemein läßt sich sagen, daß die Lebensdauer von Schaumstreifen mit steigender Temperatur abnimmt (Bortkovskii, 1987). Die mittlere Verweildauer von Schaumstreifen bei 0°C Wassertemperatur beträgt etwa 70s, während sie bei 20°C nur noch ca. 30s beträgt. Im Falle der Schaumkronen ist eine gegensätzliche Abhängigkeit von der Wassertemperatur gegeben. Da die dynamische Viskosität von Meerwasser mit der Temperatur stark abnimmt, tritt auch das Brechen von Wellen bei hohen Temperaturen häufiger auf als bei niedrigeren, was wiederum zur vermehrten Bildung von Schaumkronen führt.

Ein Modell zur Ableitung des Bedeckungsgrades von Schaumkronen aus Windgeschwindigkeiten für einen hohen Temperaturbereich des Meerwassers formulierten Monahan und O'Muircheartaigh, 1980:

$$f_{wc} = 2.95 \times 10^{-6} u^{3.52} \quad (4)$$

$f_{wc}$  ist der Flächenanteil von Schaumkronen,  $u$  die Windgeschwindigkeit in 10m Höhe. Diese Beziehung ist aber nur für Wassertemperaturen ab 25°C gültig. Ein weiteres von Monahan und O'Muircheartaigh (1986) entwickeltes Modell beruht auf einem sehr viel umfangreicheren Datensatz, der auch Messungen aus kaltem Meeresgebieten mit berücksichtigt. Dieses Modell ist für einen Temperaturbereich von 0°C bis 32°C gültig und beinhaltet neben der Windgeschwindigkeit auch eine Abhängigkeit der Schaumbedeckung von der Stabilität der Grenzschicht ( $\Delta T = T_s - T_l$ ), wobei  $T_s$  und  $T_l$  jeweils Ozeanoberflächen- und Lufttemperatur bezeichnen:

$$f_{wc} = 1.95 \times 10^{-5} u^{2.55} e^{0.0861\Delta T} \quad (5)$$

Abbildung 4 macht deutlich, daß die Einbeziehung von Daten aus kälteren Wassertemperaturbereichen in der Bestimmung von Gleichung (5) zu einer deutlichen Reduzierung der Schaumbedeckungsgrade führt, die z.B. im Falle neutraler Schichtung bei einer Windgeschwindigkeit von 14 m/s in einer

um 50% geringeren Schaumkronenbedeckung resultiert. Gleichzeitig zeigt die Abbildung, daß erst für hohe Windgeschwindigkeiten ( $u > 10$  m/s) nennenswerte Schaumbedeckungen auftreten. Angaben über einen Schwellwert der Windgeschwindigkeit, bei der die Entstehung von Schaumkronen einsetzt, machen Monahan und O'Muircheartaigh (1986) in Abhängigkeit von Wassertemperatur und Grenzschichtstabilität. Dieser Schwellwert liegt bei neutraler Schichtung und einer Wassertemperatur von  $10^\circ\text{C}$  bei 3.3 m/s.

Im Falle der Schaumkronen wird zwischen zwei verschiedenen Erscheinungsformen unterschieden, den sogenannten Schaumkronen im Stadium A, bei der eine brechende Welle Schaum vor sich herschiebt und den Schaumkronen im Stadium B, die bei stärkerer Neigung der Welle durch das Stürzen der Welle entstehen. Eine Beziehung zwischen Schaumkronen des Stadiums A und B auf offener See geben Monahan und Lu (1990) mit  $W_{CA} = 9.7 \cdot W_{CB}$  an. Dieses Verhältnis gilt für das gesamte Windgeschwindigkeitsspektrum.

Für die Entstehung und Lebensdauer von Schaum spielen neben der Wassertemperatur und der Stabilität der Grenzschicht auch noch die Wirklänge und Wirkdauer des Windes, der Salzgehalt sowie organische Filme an der Ozeanoberfläche eine Rolle. Modelle, die die Abhängigkeit der Schaumbedeckung vom Salzgehalt des Meerwassers mit berücksichtigen, sind bisher nicht entwickelt worden.

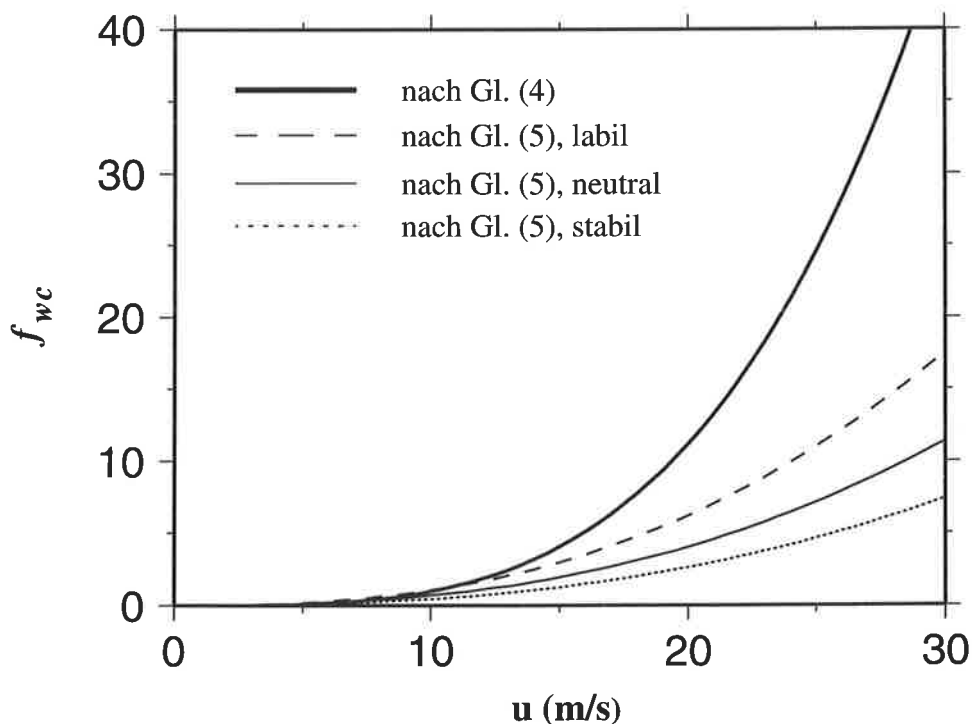


Abbildung 4: Schaumbedeckung in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit nach Gl. (4) und nach Gl. (5) für verschiedene Grenzschichtverhältnisse (labil:  $\Delta T = 5\text{K}$ , neutral:  $\Delta T = 0$  und stabil:  $\Delta T = -5\text{K}$ ).

Untersuchungen von Bortkovskii (1987) zeigen allerdings, daß ein erhöhter Salzgehalt eine Verlängerung der Lebensdauer des Schaumes bewirkt. Der Effekt der Wirklänge auf den Schaum ist hauptsächlich in Küstennähe von größerer Bedeutung. Diese Gebiete werden aber bei der Ableitung von Ozeanparametern aus passiven Mikrowellendaten, wie in Kapitel 2.2 erwähnt, nicht berücksichtigt. Der Einfluß von organischen Filmen auf die Schaumbedeckung ist weitgehend unbekannt, allerdings zeigen Untersuchungen von Scott (1972), daß sich Oberflächenfilme dämpfend auf das windinduzierte Brechen von Wellen und damit auf die Bildung von Schaum auswirken.

Die oben beschriebenen Modelle (Gl. (4), (5)) bestimmen allein den Bedeckungsgrad, den Schaumkronen einnehmen. Der Anteil von Schaumstreifen an der Gesamtschaumbedeckung kann allerdings bei hohen Windgeschwindigkeiten sehr viel größer als der der Schaumkronen sein. Ist das Verhältnis von Schaumstreifen zu Schaumkronen bei einer Windgeschwindigkeit von 10 m/s noch etwa gleich, so steigt es bei höheren Windgeschwindigkeiten stark an und erreicht z.B. bei einer Windgeschwindigkeit von 20 m/s ein Verhältnis von 5: 1. Eine einfache Beziehung zwischen Gesamtschaumbedeckung ( $f$ ) und der Bedeckung von Schaumkronen ( $f_{cw}$ ) in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit in 20m Höhe ( $u_{20}$ ) liefert ein Ansatz von Ross und Cardone (1974):

$$f = (1 - (1.99 - u_{20}))f_{cw} \quad (6)$$

Die hier dargestellten Verfahren und Modelle zur Beschreibung der Abhängigkeit der Schaumbedeckung von der Windgeschwindigkeit stellen Idealisierungen für stationäre Windverhältnisse dar. Gerade bei stark schwankenden Windgeschwindigkeiten ist eine Korrelation mit der Schaumbedeckung jedoch nur schwach ausgeprägt.

### 3.4 Schaumbedeckung aus SSM/I-Messungen

Im Mikrowellenbereich wird die Emission und Reflexion an der Ozeanoberfläche maßgeblich durch Schaum beeinflusst. Die Schaumbedeckung an der Ozeanoberfläche beeinflusst im Gegensatz zur Windgeschwindigkeit direkt die Strahlung und ist somit auch genauer meßbar als die Windgeschwindigkeit. Schlüssel (1995) entwickelte Algorithmen zur Bestimmung der Schaumbedeckung aus den Messungen des passiven Mikrowellenradiometers SSM/I. Hierzu wurden mit einem Strahlungsübertragungsmodell für vorgegebene atmosphärische Bedingungen und variierende Schaumbedeckungsgrade die Strahldichten der entsprechenden Frequenzen, die den Satelliten erreichen würden, berechnet. Es wurden Strahlungstransportrechnungen für 1300 global verteilte Situationen durchgeführt. Die Schaumbedeckungen wurden dabei mit Gleichung (4) aus Windgeschwindigkeiten generiert. Es zeigte sich, daß ein besonders ausgeprägtes Signal und ein enger funktionaler

Zusammenhang zwischen Schaum und Strahldichte für die Differenz der 37GHz-Kanäle ( $T_{37v} - T_{37h}$ ) besteht, der einen exponentiellen Abfall mit der Schaumbedeckung aufweist. Eine Untersuchung der Kombinationen von Schaumbedeckung und simulierten Strahldichten aller Frequenzen unter Anwendung einer linearen Regression liefert folgende Kombination von SSM/I-Helligkeitstemperaturen, die sich als die günstigste herausgestellt hat:

$$\ln f = a_0 + a_1 T_{19h} + a_2 T_{19v} - a_3 T_{22v} - a_4 T_{37h} - a_5 (T_{37v} - T_{37h}) \quad (7)$$

$f$  ist die Schaumbedeckung in [%],  $T_{ij}$  die Helligkeitstemperaturen der entsprechenden Frequenzen  $i$  und Polarisationen  $j$ . Die Koeffizienten  $a_n$  sind in Tabelle 3 angegeben, dabei wird für 2 Fälle unterschieden. Liefert der Algorithmus mit den Koeffizienten der ersten Zeile eine Schaumbedeckung von mehr als 10% und sind gleichzeitig  $T_{19h} > 129K$  und  $(T_{37v} - T_{37h}) < 48K$ , werden die Helligkeitstemperaturen erneut auf den Algorithmus mit den Koeffizienten der 2. Zeile angewendet. Die theoretischen Genauigkeiten der beiden Algorithmen liegen bei 1.1% im ersten Fall und bei 2.3% im zweiten.

$T_{37v} - T_{37h}$	$T_{19h}$	$a_0$	$a_1$	$a_2$	$a_3$	$a_4$	$a_5$
$\geq 48K$	$\leq 129K$	64.051	0.084	0.091	- 0.064	- 0.310	- 0.548
$< 48K$	$> 129K$	16.272	0.102	- 0.021	- 0.041	- 0.069	- 0.087

Tabelle 3: Die Koeffizienten des Schaumbedeckungsalgorithmus nach Schlüssel (1995) für verschiedene Helligkeitstemperaturbereiche.

### 3.5 Vergleich des SSM/I-Schaumbedeckungsalgorithmus mit Schiffsmessungen

Vor einer operationellen Anwendung eines Algorithmus zur Ableitung eines meteorologischen oder ozeanographischen Parameters aus Fernerkundungsdaten muß eine ausführliche Validation durchgeführt werden. Der Datensatz der Vergleichsmessungen, der dazu benutzt wird, sollte global verteilt sein und auf einer möglichst großen Anzahl von Einzelmessungen beruhen. Im Falle der Schaumbedeckungsdaten stellt sich dies allerdings als schwierig dar, da in situ-Datensätze über den ozeanographischen Schaumbedeckungsgrad bisher kaum erstellt wurden. Zur Validation der Schaumbedeckungsalgorithmus aus SSM/I-Messungen standen nur 3 Zeitserien von Videoanalysen des Battelle Marine Sciences Laboratory und der University of Connecticut aus dem April 1990 und Februar 1992 zur Verfügung.

Die in-situ Schaumbedeckungsdaten stammen aus Videoaufnahmen von Forschungsschiffen. Die Videobänder wurden mit einem sogenannten „Hamatsu-area-analyzer“ bearbeitet, um die schaumbedeckten Flächen zu berechnen (Monahan, 1993). Die Videoaufnahmen erfassen allerdings im wesentlichen Schaumbedeckungen des Stadiums A und müssen deswegen mit der in Kapitel 3.3 erwähnten Beziehung zu einem Gesamtschaumbedeckungsgrad umgerechnet werden. Die Schiffsmessungen wurden im April 1990 im Nordatlantik zwischen  $41^{\circ}\text{N}$ - $42^{\circ}\text{N}$  und  $67^{\circ}\text{W}$ - $69^{\circ}\text{W}$  und im Nordpazifik ( $50^{\circ}\text{N}$ - $51^{\circ}\text{N}$  und  $158^{\circ}\text{W}$ - $161^{\circ}\text{W}$ ), bzw. im Februar 1992 nur im Nordpazifik ( $48^{\circ}\text{N}$ - $50^{\circ}\text{N}$  und  $149^{\circ}\text{W}$ - $151^{\circ}\text{W}$ ) durchgeführt. Ein Vergleich zwischen diesen Messungen und den SSM/I-Schaumbedeckungsgraden ist in Abbildung 5 dargestellt. Für das SSM/I sind sowohl alle Einzelmessungen (Punkte) innerhalb eines Radius von 75 km um die Videomessung (Kreuze) als auch der daraus berechnete Mittelwert (Kreis) abgebildet. Die Videoanalysen können nur am Tage durchgeführt werden. Die Übereinstimmung zwischen den Satellitenmessungen und den in situ Messungen ist zufriedenstellend, da keine systematischen Abweichungen auftreten. Die Schaumbedeckungen aus den Videobeobachtungen können innerhalb eines Tages starke Variationen aufweisen, wie zum Beispiel am 18. April 1990 oder am 26. Februar 1992. Die Einzelmessungen des SSM/I für einen Überflug stammen aus einem großen Gebiet um die Videoaufnahme herum und können deshalb ebenfalls starke Variationen aufgrund der räumlichen Distanzen aufweisen. In der überwiegenden Anzahl der Fälle liegen die Mittelwerte aus den Satellitenmessungen im Bereich der Videomessungen. In ungünstigeren Fällen lassen sich aber zumindest Satelliteneinzelmessungen finden, die mit den Schiffsmessungen übereinstimmen. Der Bereich der Satellitenmessungen um die Schiffsmessung muß so groß gewählt werden, um die Ungenauigkeiten bei der Positionsbestimmung der Messungen auszugleichen.

Da insgesamt nur wenige Vergleichsdatenpaare gefunden werden konnten, ist die statistische Fehleranalyse nicht signifikant. Für 29 Datenpaare wurde für den Schaumbedeckungsgrad eine Standardabweichung von 0.31% und eine systematische Abweichung von 0.17% ermittelt.

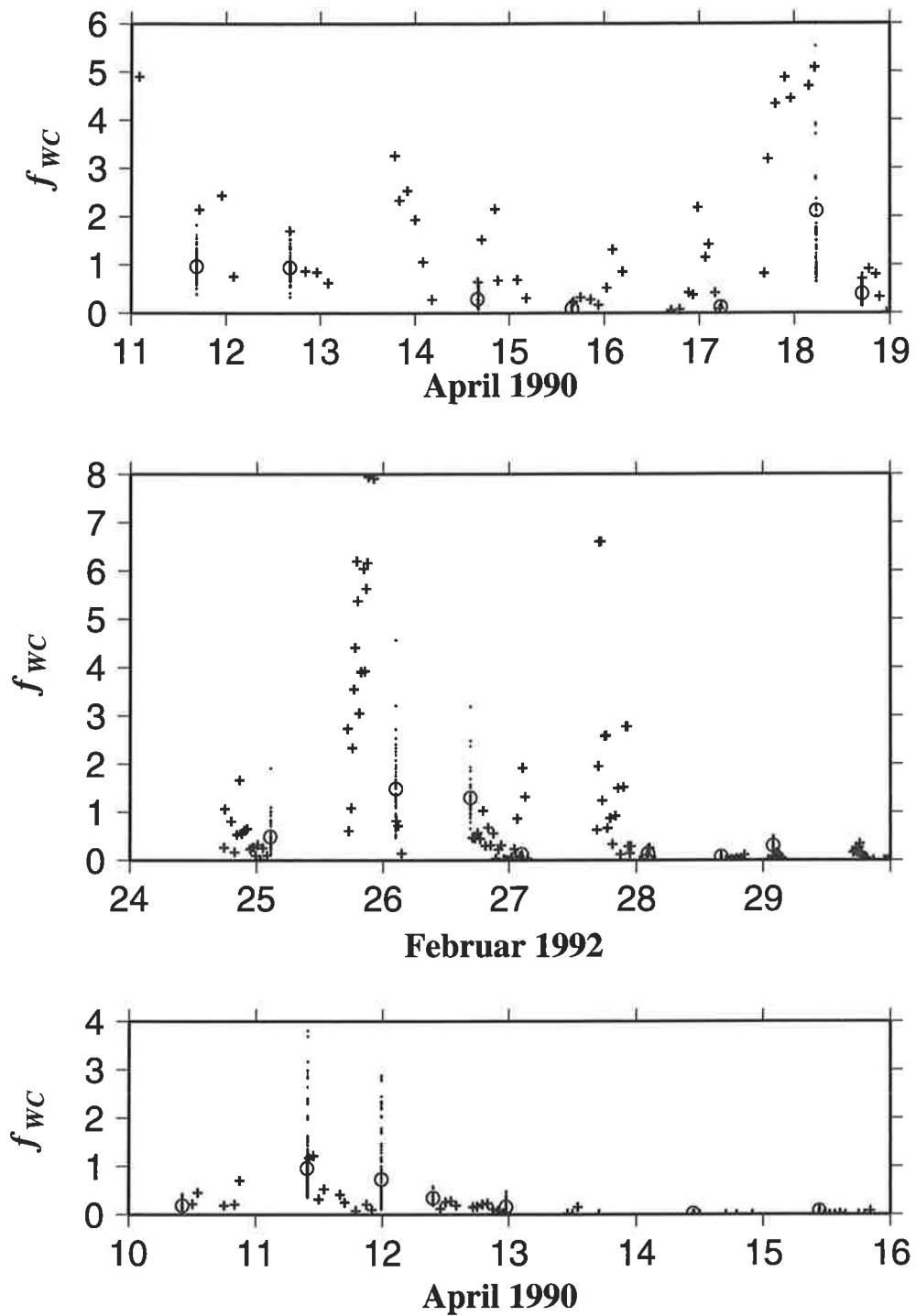


Abbildung 5: Schaumbedeckung [%] an der Meeresoberfläche aus dem Nordpazifik für April 1990 (oben) und Februar 1992 (mitte) und aus dem Nordatlantik im April 1990 (unten). Die Videobeobachtungen sind als Kreuze dargestellt. Einzelmessungen des SSM/I im Umkreis von 75 km um die Videobeobachtung als Punkte, der entsprechende Mittelwert als Kreis.

### 3.6 Anwendung auf globale Datensätze

Mit dem Algorithmus (6) zur Bestimmung des Schaumbedeckungsgrades des Ozeans nach Schlüssel (1995) wurden für einen Zeitraum von Juli 1987 bis Juni 1989 aus SSM/I Messungen Schaumdaten errechnet. Die Ergebnisse wurden als Tages-, 5-Tages- und Monatsmittel auf einem  $0.5^\circ \times 0.5^\circ$  Gitter abgelegt.

Als Beispiele für globale Verteilungen der ozeanischen Schaumbedeckung werden in Abbildung 6 Zwei-Monatsmittel für Sommer (Juli und August 1988) und Winter (Dezember 1988 und Januar 1989) dargestellt. Dabei wird nur jeder achte Wert aus den  $0.5^\circ \times 0.5^\circ$  Feldern eingezeichnet. Nicht berücksichtigt werden Regionen mit Bedeckung von Meereis und küstennahe Regionen. Diese Gebiete bleiben in Abbildung 6 weiß.

Bei der globalen Verteilung der Schaumbedeckung ist zu beobachten, daß in beiden Hemisphären nur ab dem  $40^\circ$ -Breitengrad polwärts Schaumbedeckungsgrade über 2% auftreten. Höchstwerte von 4% im Monatsmittel werden in diesen Breiten im jeweiligen Winter erreicht. Während auf der Nordhemisphäre im Sommer kaum Werte über 1% erreicht werden, treten im Südpazifik auch in dieser Jahreszeit Werte von fast 2% auf. In den hier nicht dargestellten Übergangsjahreszeiten Frühling und Herbst findet eine kontinuierliche Abnahme bzw. Zunahme der Schaumbedeckung in den hohen Breiten statt.

Die tropischen und subtropischen Gebiete sind in beiden Jahreszeiten durch geringe Schaumbedeckungsgrade (kleiner als 0.5%) gekennzeichnet. Nur über dem Arabischen Meer sind im Zusammenhang mit den hohen Windgeschwindigkeiten während des Sommermonsuns (Somali-Jet) Schaumbedeckungsgrade von über 1% im zwei-Monatsmittel zu beobachten. Während des Höhepunktes des Wintermonsuns im Februar und März werden im Arabischen Meer ebenfalls höhere Schaumbedeckungsgrade gemessen. Allerdings ist die Zunahme nicht so ausgeprägt wie zur Zeit des Sommermonsuns.

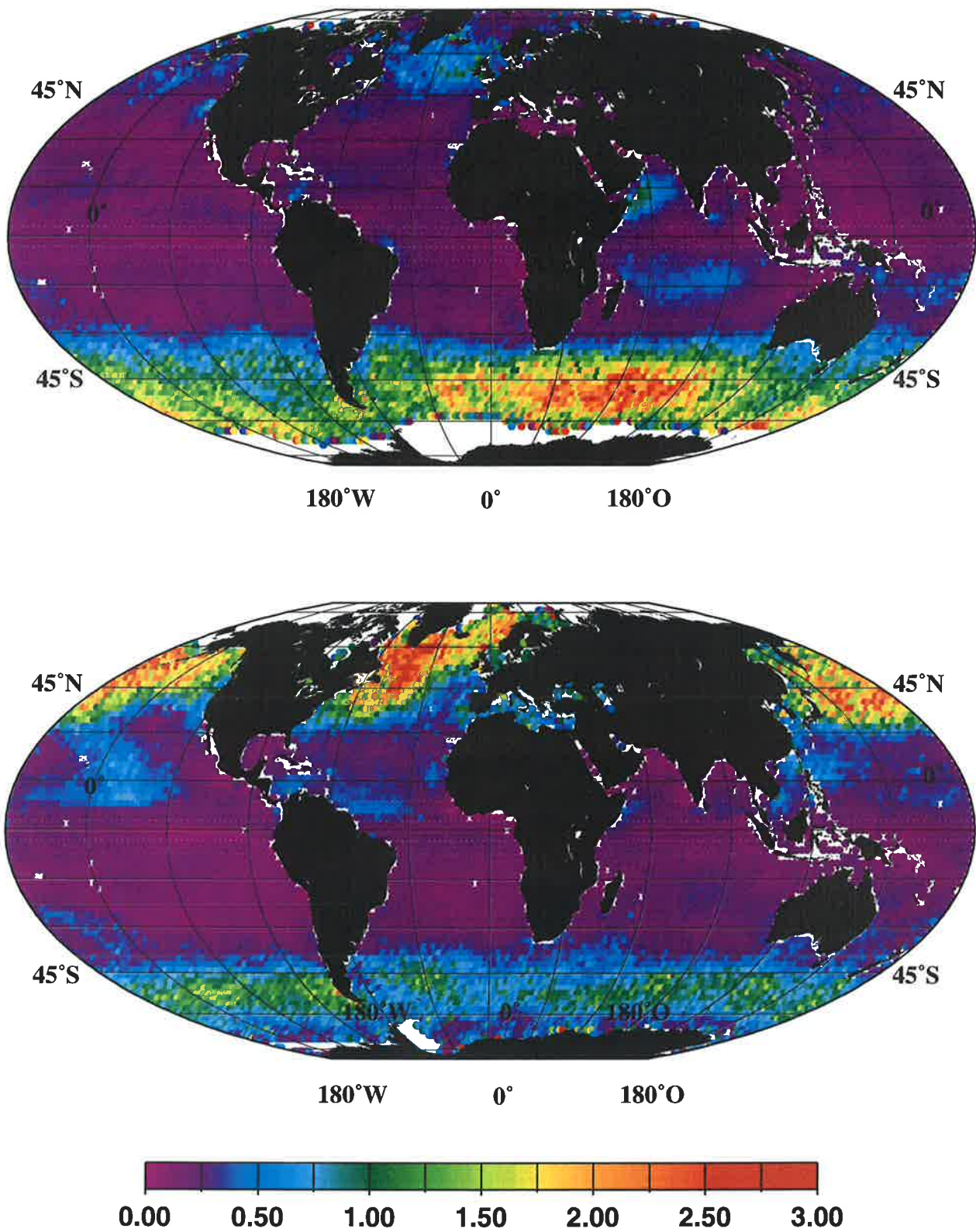


Abbildung 6: Zwei-Monatsmittel der Schaumbedeckung des Ozeans in % abgeleitet aus SSM/I-Messungen. Oben: Nord-Sommer (Juli und August 1988), unten: Nord-Winter (Dezember 1988 und Januar 1989)



### 3.7 Schaumbedeckung aus fernerkundeter Windgeschwindigkeit

Aus den Messungen des Mikrowellenradiometers SSM/I können nicht nur Meeresschaumbedeckungen abgeleitet werden, sondern auch einige andere atmosphärische und ozeanographische Parameter. Zur Bestimmung der bodennahen Windgeschwindigkeit etwa existieren eine Vielzahl von Algorithmen, z.B. Goodberlet et al., 1989; Stogryn et al., 1994; Krasnopolsky et al., 1995. In dieser Arbeit wurde ein Windgeschwindigkeits-Algorithmus von Schlüssel (1995) benutzt. Im Gegensatz zu den anderen erwähnten Verfahren, die auf einer statistischen Anpassung von SSM/I- und in situ-Messungen beruhen, wurde diese Methode auf der Basis von Simulationen mit Hilfe eines Strahlungstransportmodelles entwickelt. Die prinzipielle Vorgehensweise ist hierbei die gleiche wie im Falle des Schaumbedeckungsalgorithmus von Schlüssel (1995). Die Strahlungstransportrechnungen von Schlüssel und Luthard (1991) zeigen, daß die Kanäle 2 (19GHz, horizontal) und 5 (37GHz, horizontal) den größten Informationsgehalt zur Windgeschwindigkeit liefern. Die anderen Kanäle des SSM/I werden benötigt, um den Einfluß der Atmosphäre durch den Wasserdampfgehalt und Wolken- und Regentropfen zu korrigieren. Die von Schlüssel (1995) durchgeführten lineare Regressionen zwischen Windgeschwindigkeiten und simulierten Helligkeitstemperaturen lieferten schließlich für folgende Form des Windgeschwindigkeitsalgorithmus die besten Ergebnisse:

$$u = a_0 + a_1 T_{19v} + a_2 (T_{19v} - T_{19h}) + a_3 T_{22v} + a_4 T_{37v} + a_5 (T_{37v} - T_{37h}) \quad (8)$$

Bei der Anwendung des Algorithmus wird zwischen Situationen mit und ohne Regen unterschieden. Als Kriterium für Regen wird  $20K < (T_{37v} - T_{37h}) \leq 55K$  und  $190K > T_{19h} > 160K$  angeben. Bei sehr starkem Regen wird die Differenz zwischen den 37GHz-Kanälen kleiner als  $20K$ . In solchen Situationen kann keine Windgeschwindigkeit bestimmt werden. Vergleiche mit Analyse-Daten über der Nordsee liefern für das Verfahren eine zu vernachlässigende systematische Abweichung und eine Standardabweichung von 1.9 m/s.

$T_{37v} - T_{37h}$	$T_{19h}$	$a_0$	$a_1$	$a_2$	$a_3$	$a_4$	$a_5$
$> 55K$	$< 160K$	149.0	0.88	- 0.4887	- 0.4642	- 0.7131	- 0.4668
$\leq 48K$ $> 20K$	$< 190K$ $> 160K$	205.6	- 0.0835	0.0793	- 0.1065	- 0.7346	- 0.9132

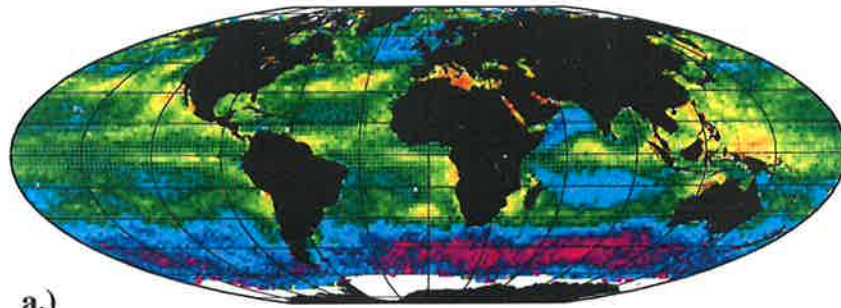
Tabelle 4: Koeffizienten des Windgeschwindigkeitsalgorithmus nach Schlüssel (1995) für regnende und nicht regnende Situationen.

Die Windgeschwindigkeiten aus SSM/I-Daten werden benötigt, um die Energieflüsse an der Ozeanoberfläche zu parametrisieren (s.a. Kapitel 5). Gleichzeitig können die SSM/I-Windgeschwindigkeiten genutzt werden, um mit Gleichung (4) die Schaumbedeckung des Ozeans zu berechnen und die so ermittelten globalen Felder den direkt bestimmten SSM/I-Schaumbedeckungsgraden gegenüberzustellen.

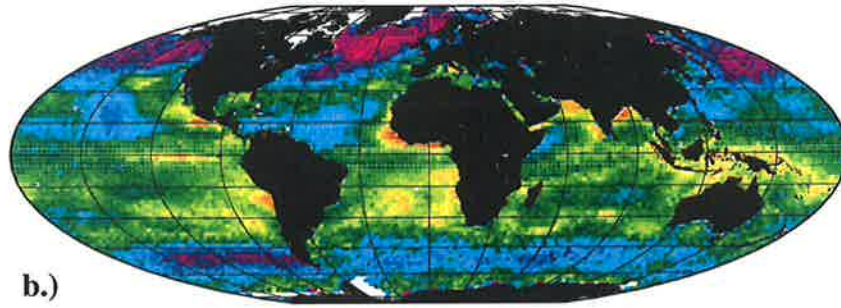
Abbildungen 7a und 7b zeigen die mit dem Schlüssel-Luthard-Algorithmus (Gl. (8)) aus SSM/I-Messungen berechneten Monatsmittel der Windgeschwindigkeit für den Juli 1988 und den Januar 1989. Man erkennt, daß die höchsten Windgeschwindigkeiten in den hohen Breiten im jeweiligen Winter der Nord- und Südhemisphäre auftreten und maximal Monatsmittelwerte um 14 m/s erreicht werden. Die aus den SSM/I-Windgeschwindigkeiten mit Gleichung (4) berechneten Schaumbedeckungen (Abbildung 7c und 7d) erreichen Werte bis 2.5% im Monatsmittel. Die globalen Schaumbedeckungsfelder wurden aus SSM/I-Einzelmessungen der Windgeschwindigkeit berechnet und anschließend zu Monatsmitteln zusammengefaßt.

Die direkt aus SSM/I-Messungen abgeleiteten Schaumbedeckungen der beiden Monate sind in den Abbildungen 8a und 8b dargestellt. Auch wenn die prinzipiellen Strukturen ähnlich sind, verglichen mit denen aus der Windgeschwindigkeit berechneten Schaumbedeckungen, so zeigen sich doch Unterschiede in der Struktur der globalen Felder. Dies verdeutlichen auch die Differenzfelder (Abbildung 8c und 8d) zwischen den beiden Methoden zur Bestimmung der Schaumbedeckung. Negative Werte zeigen hier an, daß die direkt bestimmten Schaumbedeckungsgrade höher sind als die indirekt aus der Windgeschwindigkeit berechneten. Obwohl beide Größen, Windgeschwindigkeit und Schaumbedeckung, mit dem gleichen Instrument abgeleitet wurden, zeigen die Ergebnisse deutlich unterschiedliche Muster und kaum systematischen Abhängigkeiten. Daraus kann man schließen, daß die vom SSM/I abgeleiteten Schaumbedeckungsgrade tatsächlich bis zu einem gewissen Grade unabhängig von der Windgeschwindigkeit an der Ozeanoberfläche sind.

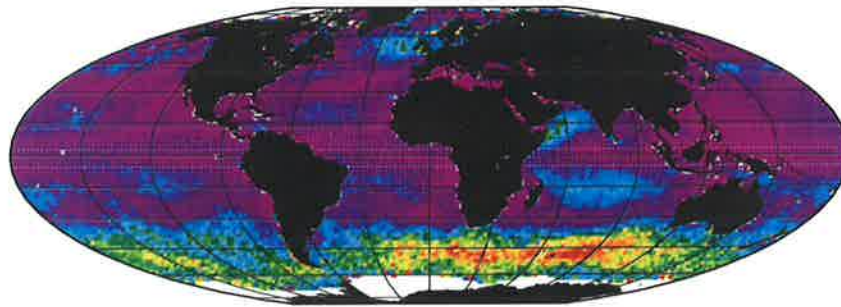
Monatsmittel der direkt und indirekt bestimmten Schaumbedeckungen unterteilt in 8 Breitenbereiche sind in Tabelle 5 eingetragen. Die Breitenbänder erstrecken sich über jeweils 20 Breitengrade. Da das SSM/I an Bord des DMSP-Satelliten F8 von Dezember 1987 bis Mitte Januar 1988 keine Messungen lieferte, konnte hier leider nicht das vollständige Kalenderjahr 1988 dargestellt werden. Der Januar 1988 wurde durch den Januar 1989 ersetzt. Die Tabelle verdeutlicht die starke saisonale Abhängigkeit der Schaumbedeckung von den Winterstürmen in den hohen Breiten. Im Gegensatz dazu weisen die Tropen und Subtropen bei globaler Betrachtungsweise, kaum Schwankungen während eines Jahres auf. Die direkt bestimmten Schaumbedeckungen liegen in fast allen Fällen um etwa 25% höher als die aus Windgeschwindigkeiten abgeleiteten. Der Grund hierfür könnte darin zu suchen sein, daß Gleichung (4) nur die Bedeckung der Ozeanoberfläche mit Schaumkronen und nicht die mit Schaumstreifen berücksichtigt und somit zu niedrige Werten liefert. Auf der anderen Seite wurde in Kapitel



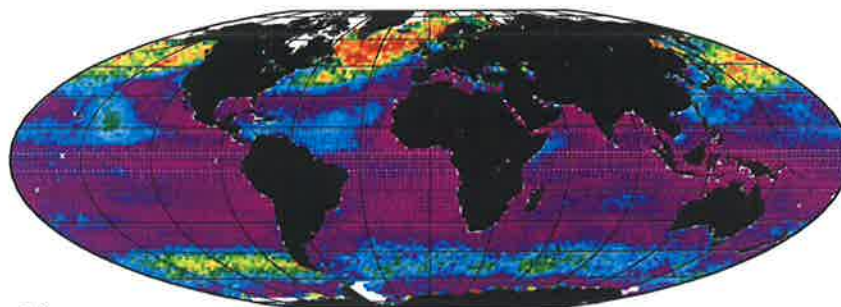
a.)  
Juli 1988



b.)  
Januar 1989



c.)  
Juli 1988



d.)  
Januar 1989



Abbildung 7: a.) und b.) Monatsmittel der Windgeschwindigkeit [m/s] über dem Ozean, abgeleitet aus SSM/I-Messungen für Juli 1988 und Januar 1989. c.) und d.) Schaumbedeckungen [%] des Ozeans, abgeleitet aus SSM/I Windgeschwindigkeiten nach Gl. (4).

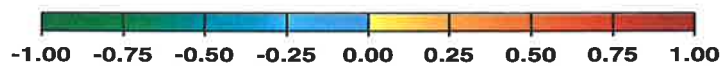
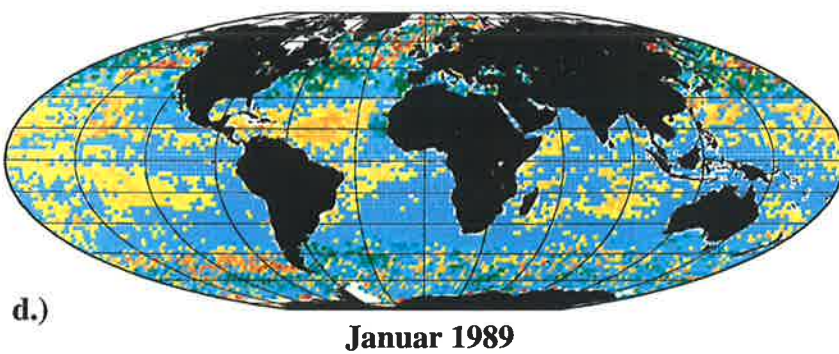
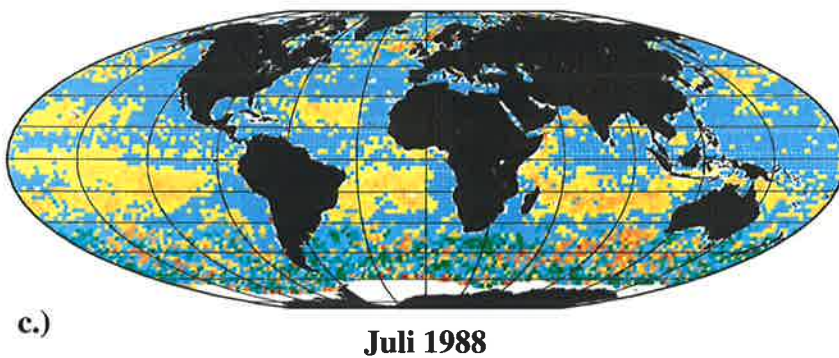
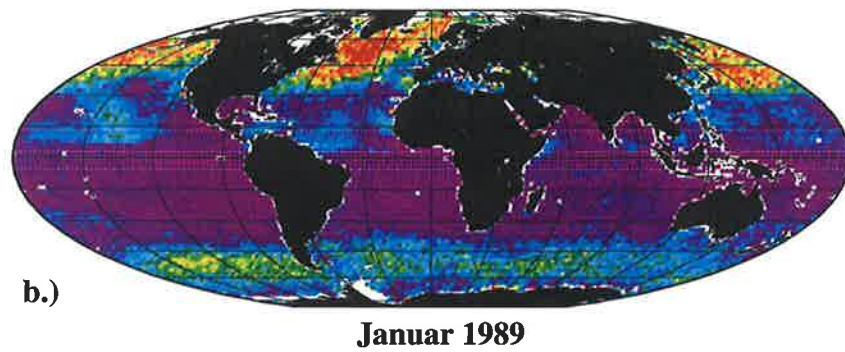
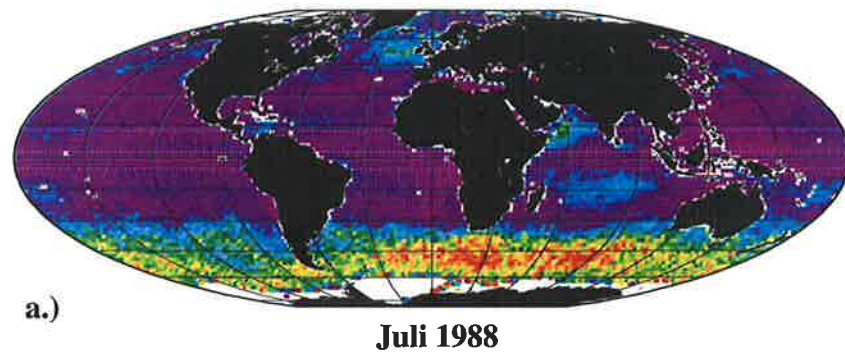


Abbildung 8: a.) und b.) Monatsmittel der Schaumbedeckung [%] des Ozeans abgeleitet aus SSM/I-Messungen für Juli 1988 und Januar 1989. c.) und d.) Differenzfelder zwischen den direkt abgeleiteten Schaumbedeckungen und den aus SSM/I-Windgeschwindigkeiten berechneten.



3.3 darauf hingewiesen, daß die Berechnung des Bedeckungsgrades der Schaumkronen aus Windgeschwindigkeiten nach Gleichung (4) deutlich höhere Werte liefert als das global gültige und neuere Modell von Monahan und O'Muirheartaigh (1986). Da dieses Modell allerdings auch die Abhängigkeit der Schaumbedeckung von der Stabilität der Grenzschicht berücksichtigt, über die keine Informationen zur Verfügung standen, konnte es hier nicht genutzt werden. Wie aus Tabelle 5 hervorgeht, treten geringfügig niedrigere Werte der direkt bestimmten Schaumbedeckungen im Vergleich zu den aus Windgeschwindigkeiten abgeleiteten nur in den Monaten Juli - September in dem Bereich zwischen 0° und 20°S auf.

Breite		Feb. 1988	März 1988	April 1988	Mai 1988	Juni 1988	Juli 1988	August 1988	Sep. 1988	Okt. 1988	Nov. 1988	Dez. 1988	Januar 1989
80°N-60°N	$f$	1.19	1.14	1.26	0.70	0.44	0.38	0.42	0.71	0.93	1.13	1.53	1.82
	$f(u)$	1.02	0.93	1.05	0.57	0.37	0.36	0.41	0.62	0.75	1.11	1.41	1.78
60°N-40°N	$f$	1.45	1.41	1.08	0.68	0.41	0.33	0.42	0.62	0.92	1.38	1.57	1.88
	$f(u)$	1.16	1.02	0.79	0.52	0.29	0.27	0.36	0.47	0.71	1.18	1.37	1.55
40°N-20°N	$f$	0.66	0.57	0.41	0.29	0.20	0.17	0.16	0.20	0.26	0.44	0.57	0.65
	$f(u)$	0.50	0.38	0.26	0.19	0.13	0.13	0.12	0.14	0.18	0.31	0.42	0.47
20°N-0°	$f$	0.20	0.19	0.17	0.19	0.18	0.19	0.18	0.16	0.17	0.21	0.25	0.30
	$f(u)$	0.18	0.17	0.13	0.15	0.14	0.17	0.14	0.13	0.12	0.17	0.22	0.28
0°-20°S	$f$	0.13	0.14	0.13	0.17	0.19	0.22	0.21	0.21	0.18	0.17	0.15	0.15
	$f(u)$	0.09	0.09	0.10	0.13	0.17	0.24	0.22	0.23	0.17	0.15	0.12	0.13
20°S-40°S	$f$	0.23	0.27	0.31	0.39	0.52	0.51	0.46	0.46	0.44	0.31	0.26	0.23
	$f(u)$	0.18	0.21	0.26	0.31	0.40	0.42	0.38	0.34	0.30	0.23	0.19	0.16
40°S-60°S	$f$	0.96	1.07	1.10	1.22	1.39	1.54	1.36	1.36	1.31	1.16	0.88	0.76
	$f(u)$	0.90	1.00	1.00	1.10	1.21	1.33	1.19	1.18	1.07	1.03	0.74	0.62
60°S-40°S	$f$	0.79	0.98	0.99	0.88	1.18	1.38	1.44	1.24	1.00	0.87	0.59	0.56
	$f(u)$	0.61	0.88	0.95	0.70	0.94	1.12	1.34	1.17	0.82	0.84	0.58	0.38
global	$f$	0.59	0.62	0.58	0.55	0.57	0.60	0.56	0.57	0.59	0.62	0.58	0.60
	$f(u)$	0.49	0.51	0.48	0.45	0.47	0.51	0.48	0.48	0.47	0.53	0.50	0.49

Tabelle 5: Monatsmittel der Schaumbedeckung an der Ozeanoberfläche in Prozent, direkt aus SSM/I-Messungen ( $f$ ) und indirekt bestimmt aus Windgeschwindigkeiten ( $f(u)$ ).

Die Untersuchungen in diesem Kapitels zeigen, daß die direkte Ableitung der Schaumbedeckung an der Ozeanoberfläche aus Satellitenmessungen des Mikrowellenradiometers SSM/I erfolgversprechend ist. Obwohl eine Validation des Algorithmus aufgrund einer zu geringen Anzahl an Vergleichsdaten nicht zu signifikanten Ergebnissen führt, so kann doch eine, im Rahmen der Meßgenauigkeit und der Berücksichtigung der Unsicherheiten bei der Lokalisation der Messung, zufriedenstellende Übereinstimmung festgestellt werden. Der Vergleich der globalen Schaumbedeckungsfelder, die aus SSM/I-Windgeschwindigkeiten berechnet wurden, mit den direkt aus SSM/I-Messungen abgeleiteten Feldern liefert plausible Ergebnisse und verdeutlicht die Unabhängigkeit der Schaumbedeckung von der Windgeschwindigkeit.

## 4 Gastransferkoeffizienten in Abhängigkeit von Wind und Schaum

### 4.1 Gasaustausch an der Grenzfläche Ozean-Atmosphäre

Für den Austausch eines Gases über die Grenzfläche zwischen Ozean und Atmosphäre sind zwei Transportprozesse verantwortlich: die direkte molekulare Diffusion durch die laminare Grenzschicht und der Eintrag sich lösender Luftbläschen (Schaum) bei höheren Windgeschwindigkeiten. Der Transport von der Grenzfläche weg wird durch turbulente Durchmischung bewerkstelligt.

Allgemein wird der Gasaustausch durch die Konzentrationsdifferenz des jeweiligen Gases angetrieben. Der resultierende Netto-Gasfluß  $F$  ist nach Größe und Vorzeichen der Konzentrationsdifferenz direkt proportional. Die Bulkformel zur Parametrisierung des Flusses für ein Gas mit geringer Wasserlöslichkeit und geringer chemischer Reaktivität (wie z.B.  $\text{CO}_2$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{CH}_4$ , Edelgase) lautet:

$$F = k_w \cdot (C_w - \alpha C_l) \quad (9)$$

$k_w$  ist der effektive Gastransferkoeffizient (oder auch Transfargeschwindigkeit, da  $k_w$  die Dimension einer Geschwindigkeit besitzt) bezogen auf die wäßrige Phase,  $\alpha$  der Löslichkeitskoeffizient,  $C_w$  und  $C_l$  die Gaskonzentrationen in Wasser und Luft. Der Löslichkeitskoeffizient  $\alpha$  ist eine Funktion der Wassertemperatur ( $T$  in Kelvin) und des Salzgehaltes ( $S$  in ‰) und wird nach Weiss (1972) parametrisiert mit:

$$\ln \alpha = a_1 + a_2 \left( \frac{100}{T} \right) + a_3 \ln \left( \frac{T}{100} \right) + S \left[ b_1 + b_2 \left( \frac{T}{100} \right) + b_3 \left( \frac{T}{100} \right)^2 \right] \quad (10)$$

Die Konstanten  $a_i$  und  $b_i$  hängen von dem zu betrachtenden Gas ab. In Tabelle 5 sind die Werte der Konstanten für  $\text{CO}_2$  aufgeführt. Die Löslichkeit von  $\text{CO}_2$  in Wasser weist eine inverse Abhängigkeit von der Temperatur auf, nimmt also mit zunehmender Temperatur ab. Die Parametrisierung (9) berücksichtigt, im Gegensatz zu der von Wilhelm et al. (1977), die Abhängigkeit der Löslichkeit vom Salzgehalt, die allerdings gering ist und nur 1%-2% am Gesamtwert ausmacht. Informationen über

Gas	$a_1$	$a_2$	$a_3$	$b_1$	$b_2$	$b_3$
$\text{CO}_2$	-60.2409	93.4517	23.3585	0.023517	-0.023656	0.0047036

Tabelle 6: Koeffizienten für die Bestimmung der Löslichkeit von  $\text{CO}_2$  in Meerwasser nach Gleichung (10).

die globale Verteilung des Salzgehaltes im oberflächennahen Wasser lassen sich einer Klimatologie, veröffentlicht beim National Oceanographic Data Center (NODC), entnehmen.

Zur Berechnung von CO<sub>2</sub>-Gasflüssen wird alternativ zu Gleichung (9) oft auch folgende Parametrisierung benutzt:

$$F = k_w \cdot \alpha \cdot (pCO_{2w} - pCO_{2l}) \quad (11)$$

in der  $pCO_{2w}$  und  $pCO_{2l}$  die Partialdrücke von CO<sub>2</sub> in Wasser und Luft sind. Die Konzentration eines Gases in Wasser läßt sich direkt durch das Produkt von Partialdruck und der Löslichkeit des Gases bestimmen.

## 4.2 Theoretische Modelle zur Beschreibung der Austauschprozesse

Es existieren verschiedene theoretische Modelle, die die Austauschprozesse von Gasen, aber auch die der Energieflüsse an der Luft-Wasser-Grenzfläche beschreiben. Diese Modelle lassen sich nach ihrem physikalischen Ansatz in 3 Gruppen einteilen:

- Das klassische Modell (Whitman, 1923), das sogenannte Film-Modell (engl. „stagnant film model“), geht von der Existenz zweier stagnierender laminarer Schichten unmittelbar an der Grenzfläche aus, in denen der Massen- und Wärmeaustausch allein über die molekulare Diffusion erfolgt. In den Schichten unterhalb und oberhalb der Grenzfläche findet turbulente Durchmischung statt, die den Weitertransport bewirkt.
- Oberflächen-Erneuerungs-Modelle („surface renewal models“) begegnen der physikalisch unrealistischen Annahme einer zeitlichen und räumlichen Invariabilität der Schichten und wurden zuerst als Arbeitshypothese formuliert (Higbie, 1935; Danckwerts, 1951). Dabei erfolgt ein periodischer Austausch einzelner Volumina an der Grenzfläche und eine anschließende Ausbildung der molekularen Grenzschicht. Der limitierende Faktor für den Transfer von Masse und Energie stellt die Erneuerungsrate dieser Volumina dar.
- „Grenzschichtmodelle“ (engl. boundary-layer-models) beschreiben die Transportverhältnisse durch Strömungsmuster, die in direkter Nähe von festen Wänden durch abstandsabhängige Diffusionskoeffizienten bestimmt werden. Die Wirksamkeit der Turbulenz nimmt zur Grenzfläche hin ab.

Im Falle des effektiven Transferkoeffizienten  $k_w$ , der den Gasaustausch zwischen Luft und Wasser durch molekulare und turbulente Diffusion beschreibt, kommt es bei der Anwendung der Modelle zu unterschiedlichen Ergebnissen. In dem Grenzschichtmodell von Deacon (1977) ist der funktionale Zusammenhang zwischen  $k_w$  und der dimensionslosen Schmidt-Zahl ( $Sc = \nu/D$ ,  $\nu$  ist die kinematische Viskosität und  $D$  die molekulare Diffusionskonstante)  $k_w \sim Sc^{-2/3}$ . Oberflächen-Erneuerungs-Modelle liefern dagegen eine Proportionalität von  $Sc^{-1/2}$  (Hasse, 1994, Soloviev und Schlüssel, 1994). Im Film-Modell steht der Gastransferkoeffizient in direktem linearen Zusammenhang zur molekularen Diffusionskonstante. Dies impliziert, daß  $k_w$  proportional zu  $Sc^{-1}$  ist, was allerdings den bisherigen experimentellen Erkenntnissen widerspricht.

Der Gastransferkoeffizient hängt von verschiedenen physikalischen Faktoren ab, wie Wind, Wellen, Schaum und Wärmetransport, wobei die Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit besonders stark ausgeprägt ist. Dies konnte in verschiedenen Windkanalexperimenten nachgewiesen werden, die allerdings zu recht unterschiedlichen Ergebnissen bezüglich des funktionalen Zusammenhangs

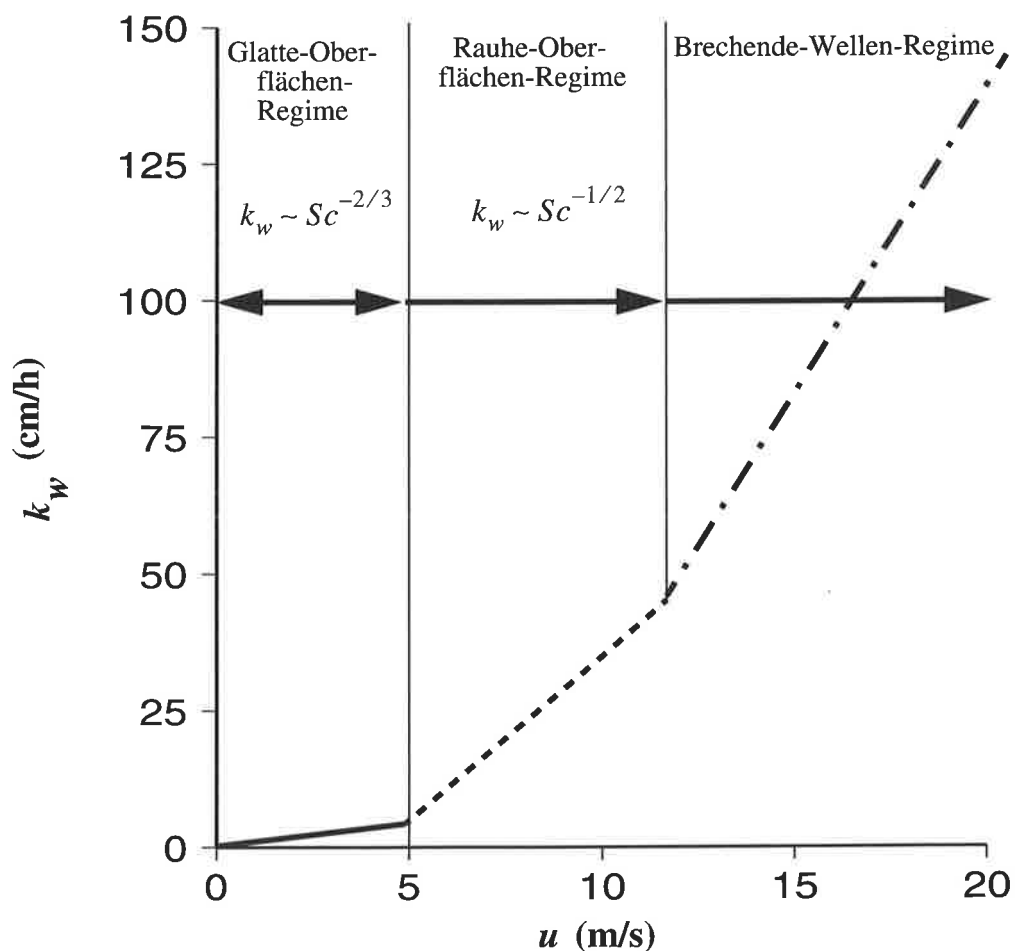


Abbildung 9: Schematische Darstellung der Abhängigkeit der Gastransfergeschwindigkeit  $k_w$  und Windgeschwindigkeit  $u$  für verschiedene Windregimes (nach Liss und Merlivat, 1986).



geführt haben, die zumeist auf die unterschiedliche Dimensionierung der Windkanäle zurückzuführen sind. Nach Liss und Merlivat (1986) lassen sich idealisiert 3 Windgeschwindigkeitsbereiche unterscheiden (Abbildung 9). Für niedrige Windgeschwindigkeiten ( $u \leq 5$  m/s) mit ruhiger Ozeanoberfläche gilt in guter Näherung das Grenzschichtmodell nach Deacon (1977) mit dem oben genannten Verhältnis zwischen  $k_w$  und  $Sc$ . Für mittlere Windgeschwindigkeiten  $5 < u \leq 12$  m/s mit rauherer Ozeanoberfläche, aber kaum brechenden Wellen, liegt die Proportionalität zwischen Transfergeschwindigkeit und Schmidt-Zahl nach Jähne et al. (1987a) bei  $k_w \sim Sc^{0.5-0.6}$ . Dies spricht für die Anwendbarkeit des Oberflächenerneuerungsmodells in diesem Windgeschwindigkeitsbereich.

Die sprunghaften Übergänge zwischen den unterschiedlichen Regimen entsprechen durchaus den realen physikalischen Verhältnisse, die sich durch plötzliches Einsetzen von Wellen sowie deren Brechen ab einer bestimmter Windgeschwindigkeit äußern. Solche sprunghaften Veränderungen des Transferkoeffizienten konnten experimentell bestätigt werden (Broecker et al., 1978).

Bei hohen Windgeschwindigkeiten mit brechenden Wellen kommt es zum Eintrag von Luftbläschen ins Wasser, die zusätzlich zum diffusiven Transport einen weiteren Beitrag zum Gasaustausch liefern (Thorpe, 1982; Woolf und Thorpe, 1991). Dieser Prozeß führt zu einem deutlichen Anstieg des Gastransfers. Experimentell konnte dieser Vorgang ebenfalls in Windkanalexperimenten nachgewiesen werden (Merlivat und Memery, 1983, Broecker und Siems, 1984). Theoretisch wurden die Vorgänge und Prozesse bezüglich des Gasaustausches beim Brechen von Wellen und dem Eintrag von Luftblasen z.B. von Kitaigorodskii (1984), Woolf und Thorpe (1991) und Keeling (1993) betrachtet.

### 4.3 CO<sub>2</sub>-Gastransferkoeffizienten in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit

Kohlendioxid gehört zu jener Gruppe von Gasen, bei der eine chemische Reaktivität im Wasser auftritt. Durch Hydratation des CO<sub>2</sub> und der Reaktion im Karbonatsystem wird neben der Diffusion ein weiterer Mechanismus, der „chemische Transportpfad“ für den Austausch durch die Grenzschicht von Bedeutung. Die Hydratation des CO<sub>2</sub> ist allerdings ein relativ langsamer Prozeß, der sich auf den chemischen Transport limitierend auswirkt. Windkanal-Versuche zeigen, daß die chemischen Reaktionen nur bei niedrigen Windgeschwindigkeiten ( $u \leq 5$  m/s) einen meßbaren Einfluß auf die Transfergeschwindigkeit von CO<sub>2</sub> haben (Liss, 1973). Der Beitrag des chemischen Reaktionspfades auf den CO<sub>2</sub>-Gasaustausch wird von Bolin (1960) mit 2%-3% beziffert.

Es existiert eine Vielzahl von unterschiedlichen Modellen zur Quantifizierung des Gastransferkoeffizienten. Bei dem Ansatz von Liss und Merlivat (1986), der bereits in Kapitel 4.2 angesprochen wurde, werden die Transferkoeffizienten  $k_w$  für 3 Windgeschwindigkeits-Regime bestimmt:

$$k_w = 0.17 \cdot u \cdot \left(\frac{Sc}{600}\right)^{-2/3} \quad (u \leq 3.6) \text{ m/s} \quad (12)$$

$$k_w = (2.85 \cdot u - 9.95) \cdot \left(\frac{Sc}{600}\right)^{-1/2} \quad (3.6 < u \leq 13) \text{ m/s} \quad (13)$$

$$k_w = (5.9 \cdot u - 49.3) \cdot \left(\frac{Sc}{600}\right)^{-1/2} \quad (u > 13) \text{ m/s} \quad (14)$$

$u$  ist die Windgeschwindigkeit in 10 m Höhe über der Meeresoberfläche. Die Transferkoeffizienten wurden für ein Gas mit  $Sc = 600$  (dies entspricht der Schmidt-Zahl von CO<sub>2</sub> in Süßwasser bei einer Temperatur von 20°C) abgeleitet. Zur Anpassung der Transfergeschwindigkeiten von CO<sub>2</sub> in Salzwasser (35 ‰) wird die Beziehung von Jähne et al. (1987b) zwischen Schmidt-Zahl und Temperatur ( $T$  in Celsius) benutzt:

$$Sc = 2073.1 - 125.62 \cdot T + 3.6276 \cdot T^2 - 0.043219 \cdot T^3 \quad (15)$$

Bei einer Wassertemperatur von 20°C erhält man nach Gleichung (15) eine Schmidt-Zahl für CO<sub>2</sub> in Meerwasser von 660. Da die Temperaturabhängigkeit der Schmidt-Zahl und die der Löslichkeit von CO<sub>2</sub> entgegengesetzt wirken und sich teilweise aufheben, wird von vielen Autoren zur Bestimmung globaler CO<sub>2</sub>-Gasflüsse ein temperaturunabhängiger Transferkoeffizient  $K = k_w \cdot \alpha$  [mol C m<sup>-2</sup> atm<sup>-1</sup> Jahr<sup>-1</sup>] definiert (Etcheto und Merlivat, 1988; Tans et al., 1990; Van Scoy et al., 1995; Takahashi et al., 1997). Für die in den Ozeanen auftretenden Temperaturbereiche ist diese

Näherung durchaus gerechtfertigt, da die temperaturbedingten Variationen von  $K$  um maximal 10% um einen Mittelwert schwanken (Etcheto und Merlivat, 1988; Wanninkhof, 1992).

Da der Zusammenhang zwischen Gastransferkoeffizient und Windgeschwindigkeit offensichtlich nicht linear ist, wurde von Wanninkhof (1992) eine alternative Beziehung zu dem Modell von Liss und Merlivat (1986) entwickelt. Während das Modell von Liss und Merlivat nur auf wenigen Messungen aus einem Zeitraum von zwei Tagen auf einem See beruht, basiert das Modell von Wanninkhof auf umfangreicheren Messungen von natürlichem und Bomben- $^{14}\text{C}$  im Ozean, deren Verhältnis ausgenutzt wurde, um folgende quadratische Beziehung zwischen Transferkoeffizienten und Windgeschwindigkeit zu ermitteln:

$$k_w = 0.31 \cdot u^2 \cdot \left(\frac{Sc}{660}\right)^{-1/2} \quad (16)$$

Wanninkhof (1992) weist darauf hin, daß wegen der quadratischen Beziehung zwischen Windgeschwindigkeit und Gas-Transferkoeffizient bei der Berechnung von globalen  $\text{CO}_2$ -Flüssen mit Windgeschwindigkeiten aus klimatologischen Mitteln zu niedrige Flüsse berechnet wurden. Hohe Windgeschwindigkeiten, obwohl nach der Rayleigh-Verteilungsfunktion seltener auftretend, liefern einen erhöhten Beitrag zum Gastransfer. Aus diesem Grund gibt Wanninkhof (1992) eine alternative Funktion für den Gastransferkoeffizienten aus klimatologische Windgeschwindigkeiten  $u_{av}$  an.

$$k_{w,av} = 0.39 \cdot u_{av}^2 \cdot \left(\frac{Sc}{660}\right)^{-1/2} \quad (17)$$

Die beiden Modelle von Liss und Merlivat (1986) bzw. von Wanninkhof (1992) sind weit verbreitet und die daraus berechneten Gasflüsse wurden in zahlreichen Studien gegenübergestellt und diskutiert (z.B. Takahashi et al., 1997; Bakker, 1998). Zusammenfassend läßt sich über einen Vergleich der beiden Modelle sagen, daß das Modell von Wanninkhof um etwa einen Faktor zwei höhere Gasflüsse liefert als das Modell von Liss und Merlivat.

#### 4.4 CO<sub>2</sub>-Gastransferkoeffizienten in Abhängigkeit von der Schaumbedeckung

Neben dem diffusiven Transport findet ein zusätzlicher Anteil des Gasaustausches durch den Eintrag von Luftbläschen in den Ozean statt. Dies geschieht beim Brechen von Wellen und ist somit direkt mit der Bildung von Schaum an der Ozeanoberfläche gekoppelt (Monahan und Woolf, 1988). Ein Modell zur Parametrisierung des Gastransferkoeffizienten, das eine reine funktionale Abhängigkeit vom Schaumbedeckungsgrad  $f_s$  beinhaltet, wurde von Monahan und Spillane (1984) entwickelt:

$$k_w = k_m \cdot (1 - f_s) + k_s f_s \quad (18)$$

$k_m$  ist die Gastransfergeschwindigkeit, die den Transport durch molekulare Diffusion beschreibt und überall da existiert, wo keine Schaumbedeckung vorhanden ist. Die Gastransfergeschwindigkeit  $k_s$  bezeichnet den Transport durch den Eintrag von Luftbläschen. Werte für die Transfergeschwindigkeitskoeffizienten geben Monahan und Spillane (1984) für das Gas Radon an. Eine Umrechnung für CO<sub>2</sub> erfolgt unter Verwendung des Verhältnisses der Schmidt-Zahlen der beiden Gase und nimmt nach Erickson (1993) die Werte  $k_{m, CO_2} = 9.58 \text{ cm h}^{-1}$  und  $k_{s, CO_2} = 475 \text{ cm h}^{-1}$  an.

Die Modelluntersuchungen von Erickson (1993) haben bei einem Vergleich der unterschiedlichen Ansätze nach Liss und Merlivat (1986) und Monahan und Spillane (1984) gezeigt, daß sich die berechneten Gastransferkoeffizienten zwischen schaum- und nicht schaumbedeckten Gebieten deutlich unterscheiden. Unter Einfluß von Schaum können bis zu doppelt so hohe Werte des Gastransferkoeffizienten im Falle von CO<sub>2</sub> auftreten. Gleichzeitig schlägt Erickson (1993) neue Werte für die Gastransfergeschwindigkeiten für das Schaummodell vor ( $k_{m, CO_2} = 5 \text{ cm h}^{-1}$  und  $k_{s, CO_2} = 1300 \text{ cm h}^{-1}$ ), da die von Monahan und Spillane (1984) vorgeschlagenen Werte unter windschwachen Bedingungen zu einem zu hohen Gastransferkoeffizienten führen, der sich mit den bisherigen Beobachtungen nicht vereinbaren läßt.

Die reine Abhängigkeit des Gastransferkoeffizienten von der Schaumbedeckung in Gleichung 18 kann ebenfalls nur als Näherung betrachtet werden, da andere Einflußgrößen auf den Gasaustausch nicht berücksichtigt werden. Insbesondere ist die Annahme eines konstanten  $k_m$  für nicht schaumbedeckte Ozeanflächen fraglich, da es auch durch freie Konvektion und beim Brechen kleinerer Wellen ohne Schaumbildung zu Ozeanoberflächenerneuerungen und somit zu einem verstärkten Gasaustausch kommt.

In Abbildung 11 sind die Gastransfergeschwindigkeiten für CO<sub>2</sub>, berechnet nach den verschiedenen Modellen in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit, dargestellt. Die für das Modell von Erickson benötigten Schaumbedeckungsgrade wurden aus den Windgeschwindigkeiten mit Gleichung (4) erzeugt. Für die beiden auf Windgeschwindigkeit basierenden Modelle von Liss und Merlivat und

dem von Wanninkhof ergeben sich große Unterschiede bei der Berechnung der Koeffizienten. Der Koeffizient nach Wanninkhof ist in fast allen Windgeschwindigkeitsbereichen um den Faktor zwei größer als der Koeffizient nach Liss und Merlivat. Bei Windgeschwindigkeiten über 15 m/s wird das Verhältnis schnell noch größer. Die aus Schaumbedeckungsgraden berechneten Gastransferkoeffizienten nach Erickson liegen für Windgeschwindigkeiten bis ca. 18 m/s zwischen den beiden anderen Modellen. Darüber hinaus steigt der Gastranfergeschwindigkeit sogar noch stärker an als im Falle des Wanninkhof Modells. Auch für sehr niedrige Windgeschwindigkeiten ( $u \leq 3$ ) bestimmt dieses Modell höhere Transferkoeffizienten als die beiden anderen.

Neben den hier beschriebenen Verfahren zur Bestimmung des Gastransferkoeffizienten existieren noch eine Vielzahl anderer Modelle. Einfache lineare Abhängigkeiten des Transferkoeffizienten von der Windgeschwindigkeit, die empirisch bestimmt wurden und von Smethie (1985) und Takahashi

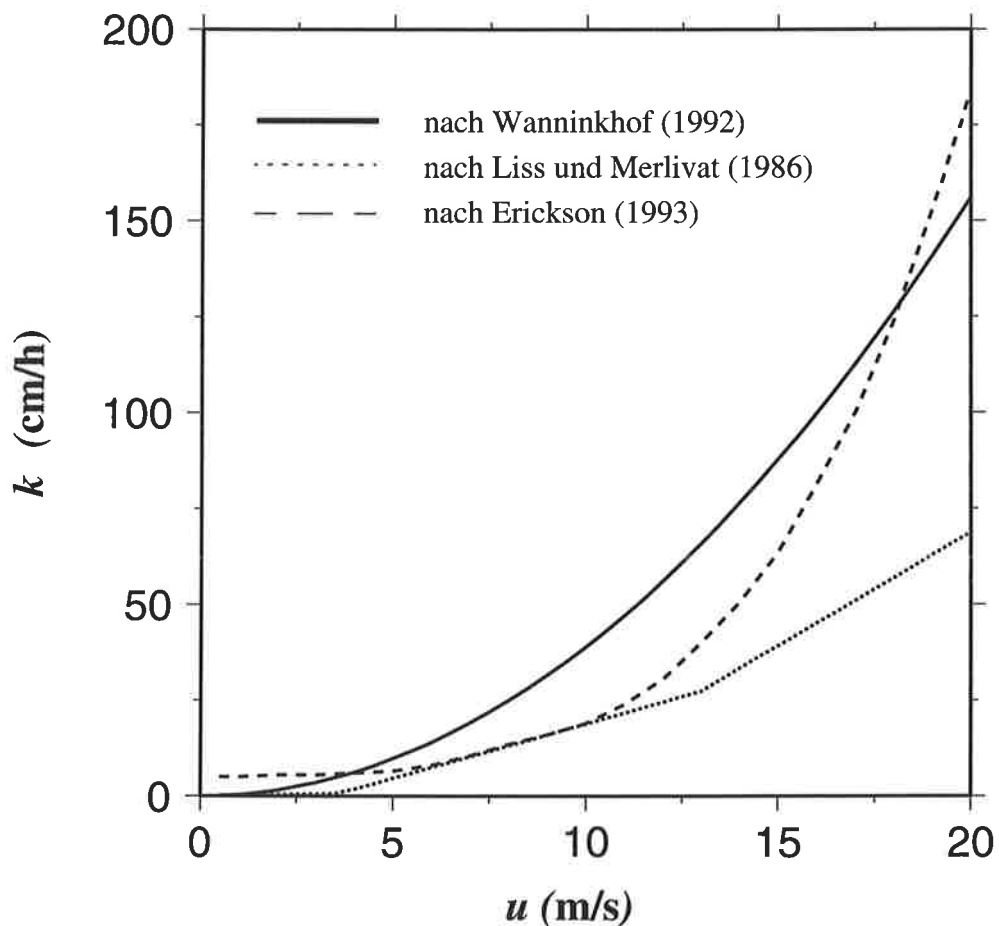


Abbildung 11: Gastransfergeschwindigkeit  $k_w$  für  $\text{CO}_2$  berechnet mit den Modellen von Liss und Merlivat (1986), Wanninkhof (1992) und Erickson (1993) in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit  $u$ , bzw. Schaumbedeckungsgrad.

(1989) vorgeschlagen wurden, erwiesen sich bei der Bestimmung des CO<sub>2</sub>-Gasflusses als zu ungenau. Modelle, die das Brechen von Wellen und den Eintrag von Luftbläschen auf den Gasaustausch berücksichtigen, wurden z.B. von Kitaigorodskii (1984) und Keeling (1993) aus theoretischen Betrachtungen heraus entwickelt. Da zur Bestimmung des Gastransferkoeffizienten mit diesen Modellen zusätzliche Informationen über den atmosphärischen Zustand an der Ozeanoberfläche benötigt werden, können sie in dieser Arbeit nicht benutzt werden und werden deswegen hier nicht weiter vorgestellt.

Der Gasaustausch an der Ozeanoberfläche wird durch die dort vorherrschenden Energieflüsse mitbestimmt (Csanady, 1990). Soloviev und Schlüssel (1994 und 1996) entwickelten neue Modelle, die den Gastransferkoeffizienten unter Berücksichtigung der an der Ozeanoberfläche vorherrschenden Energieflüsse berechnet. Die Kenntnis über die Energieflüsse an der Ozeanoberfläche versprechen eindeutige Verbesserungen bei der Ableitung des Gastransferkoeffizienten (Liss et al., 1997). Aufgrund der Tatsache, daß bei in situ-Messungen des Gasaustausches bei Feldexperimenten selten alle benötigten Energieflüsse gleichzeitig abgeleitet wurden, fanden diese Modelle bisher kaum praktische Anwendung.

Einen weiteren Einfluß auf den Gasaustausch zwischen Luft und Ozean haben Filme an der Ozeanoberfläche (Liss, 1983). Diese Filme bestehen aus gelöstem organischen Material, entstanden als Abfallprodukt des Phytoplankton oder beim Absterben von Organismen. Dazu kommen terrestrisches anorganisches Material, eingetragen durch Flüsse oder über die Atmosphäre sowie Erdöl durch die Verschmutzung von Schiffen oder Förderplattformen. Die chemische Zusammensetzung der Oberflächenfilme auf den Weltmeeren ist sehr vielfältig. Über die Größe der Ozeanfläche die von Filmen bedeckt ist, bestehen keine genaueren Erkenntnisse. Bei Feldexperimenten im Mittelmeer wurden Film-Bedeckungsgrade von mehr als 50% beobachtet (Garabetian et al., 1993).

Die Anwesenheit von organischen oder anorganischen Filmen wirkt sich dämpfend auf die Wellenbewegung an der Ozeanoberfläche aus (Alpers und Hühnerfuss, 1989). Durch die verringerte Turbulenz und den geringeren Eintrag von Luftbläschen wird auch der Gasaustausch zwischen Ozean und Atmosphäre reduziert. Laboruntersuchungen haben gezeigt, daß diese Reduzierung bis zu 60%, in Abhängigkeit von der Filmdicke im Vergleich zu sauberem Seewasser ausmachen kann (Goldman et al., 1988). Untersuchungen von Frew (1997) im Nordwestatlantik beim Vergleich zwischen sauberem und filmbedecktem Ozeanwasser unter sonst gleichen Bedingungen zeigen eine Reduzierung des Gastransferkoeffizienten zwischen 40%-60%. In küstennahen Gewässern (Abstand zur Küste < 50 km) wurde sogar eine Abnahme von 80%-90% beobachtet.

## 4.5 Globale Felder des CO<sub>2</sub>-Gastransferkoeffizienten

Mit den vorgestellten Modellen zur Bestimmung des Gastransferkoeffizienten aus Windgeschwindigkeiten nach Liss und Merlivat (1986) und Wanninkhof (1992), sowie aus Schaumbedeckungen nach Erickson (1993) wurden aus einer zweijährige Zeitserie von Satellitendaten globale Felder des CO<sub>2</sub>-Gastransferkoeffizienten abgeleitet. Die Windgeschwindigkeiten wurden hierbei nach Algorithmus (6), die Schaumbedeckungen nach Algorithmus (7) aus SSM/I-Messungen bestimmt. Um Situationen mit zu intensiven Regenfällen auszuschließen, wurde das in Kapitel 3.7 erwähnte Schwellwertverfahren bei der operationellen Verarbeitung der Satelliten-Helligkeitstemperaturen angewendet. Neben der Tatsache, daß der SSM/I-Windgeschwindigkeitsalgorithmus bei starken Regenfällen nicht anwendbar ist, ist darüber hinaus auch über den Einfluß des Niederschlags auf den Gasaustausch zwischen Ozean und Atmosphäre noch wenig bekannt. Auf der einen Seite kommt es an der Ozeanoberfläche durch die auf treffenden Regentropfen zu einer Erhöhung der turbulenten Durchmischung und der Bildung von Luftbläschen, welches eine Erhöhung des Gasaustausches bewirkt. Dagegen führt der Frischwasserzufluß und die damit verbundene Erniedrigung des Salzgehaltes des Ozeanoberflächenwassers zu einer Verminderung des Gasaustausches. Eine Quantifizierung des Gasaustausches unter regnenden Bedingungen sowie die Entwicklung einer funktionalen Abhängigkeit von der Niederschlagsintensität wurde bisher noch nicht erbracht.

Die aus SSM/I-Windmessungen bestimmen Felder des globalen CO<sub>2</sub>-Gastransferkoeffizienten für den Zeitraum Februar 1988 bis Januar 1989 sind in Abbildung 12 dargestellt. Die Konturlinien haben einen Abstand von  $\Delta k_{w, CO_2} = 5 \text{ cm/h}$ . Die hellgrauen Flächen im Bereich der Pole zeigen die maximale ozeanische Eisbedeckung während des bearbeiteten Zeitraums. Die Felder von  $k_{w, CO_2}$  berechnet nach dem Modell von Liss und Merlivat (1986) und dem nach Wanninkhof (1992) aus SSM/I-Winddaten zeigen deutliche Unterschiede im Wertebereich auf. Während die Berechnung nach Liss und Merlivat maximale Werte zwischen 20 cm/h und 25 cm/h in den subpolaren Gebieten der Südhemisphäre (40°S bis 60°S) liefert, werden mit dem Modell nach Wanninkhof in diesem Bereich Maxima von 40 cm/h bis 50 cm/h bestimmt. Auf einen Unterschied der beiden Modelle um in etwa den Faktor zwei wurde bereits in Kapitel 4.3 hingewiesen. In den tropischen und subtropischen Gebieten treten aufgrund der dort vorherrschenden niedrigen Windgeschwindigkeiten kaum höhere Werte als 10 cm/h im Falle des Liss-Merlivat-Modells, bzw. 15 cm/h im Falle des Wanninkhof-Modells auf. Auch im Bereich des Somali-Jets, mit den vergleichsweise hohen Windgeschwindigkeiten während des Sommer-Monsuns im Arabischen Meer, sind im Jahresmittel kaum höhere Gastransferkoeffizienten zu beobachten.

Abbildung 13 zeigt globale Felder des CO<sub>2</sub>-Gastransferkoeffizienten abgeleitet aus SSM/I-Schaumbedeckungen und aus modellierten Schaumbedeckungen nach Erickson (1993). Dunkelgrau unterlegte Flächen sind Bereiche mit Werten unter 15 cm/h. Erickson benutzte Ergebnisse des Community

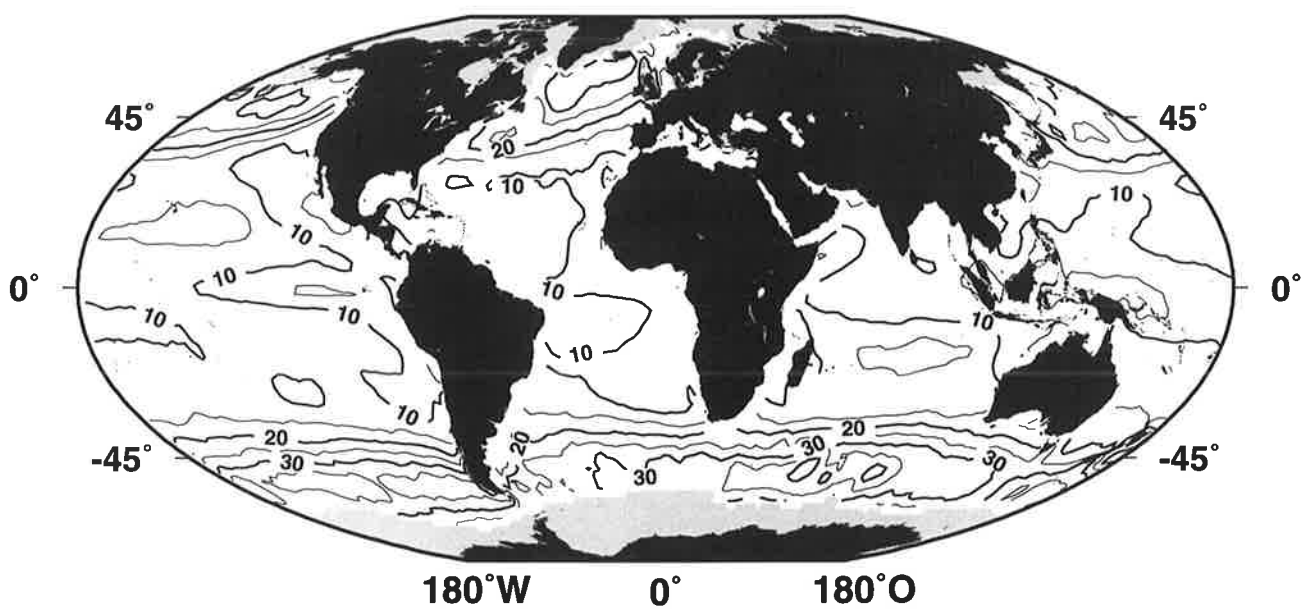
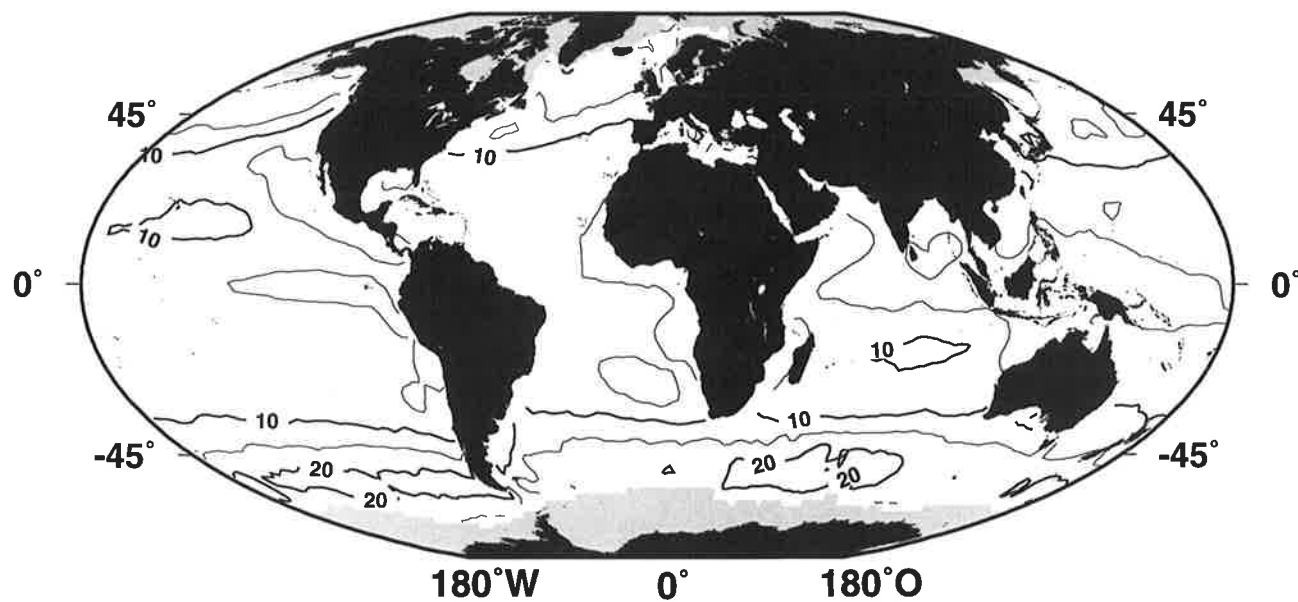


Abbildung 12: Jahresmittel des CO<sub>2</sub>-Gastransferkoeffizienten [cm/h] nach dem Modell von Liss und Merlivat (1986) (oben) und Wanninkhof (1992) (unten) berechnet aus SSM/I-Windgeschwindigkeiten für den Zeitraum Februar 1988 bis Januar 1989.



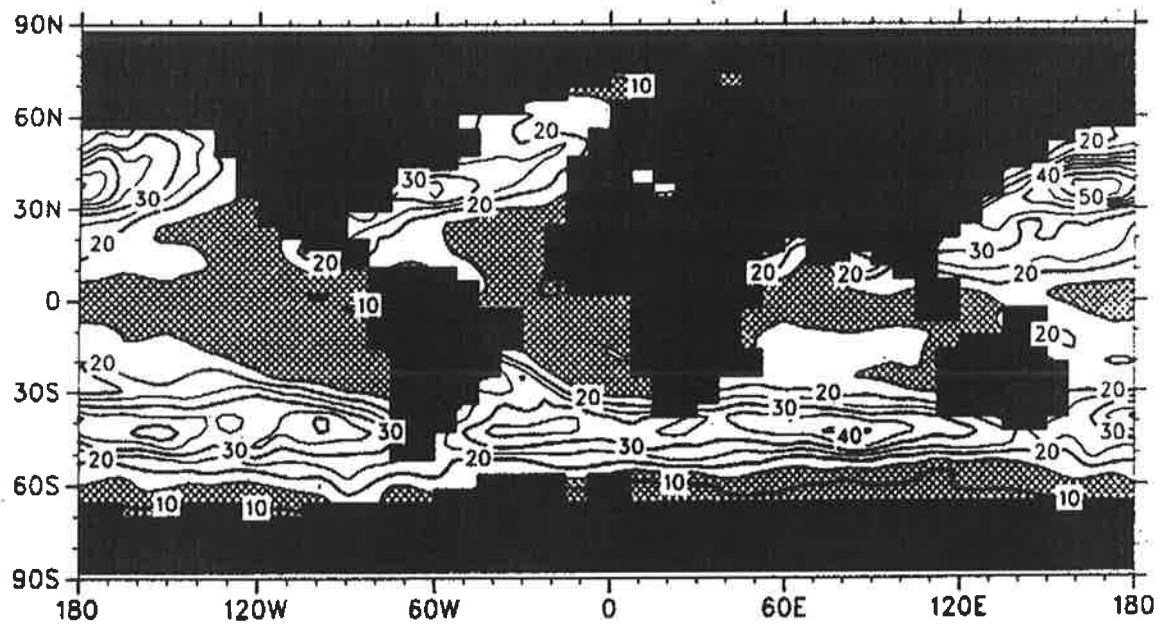
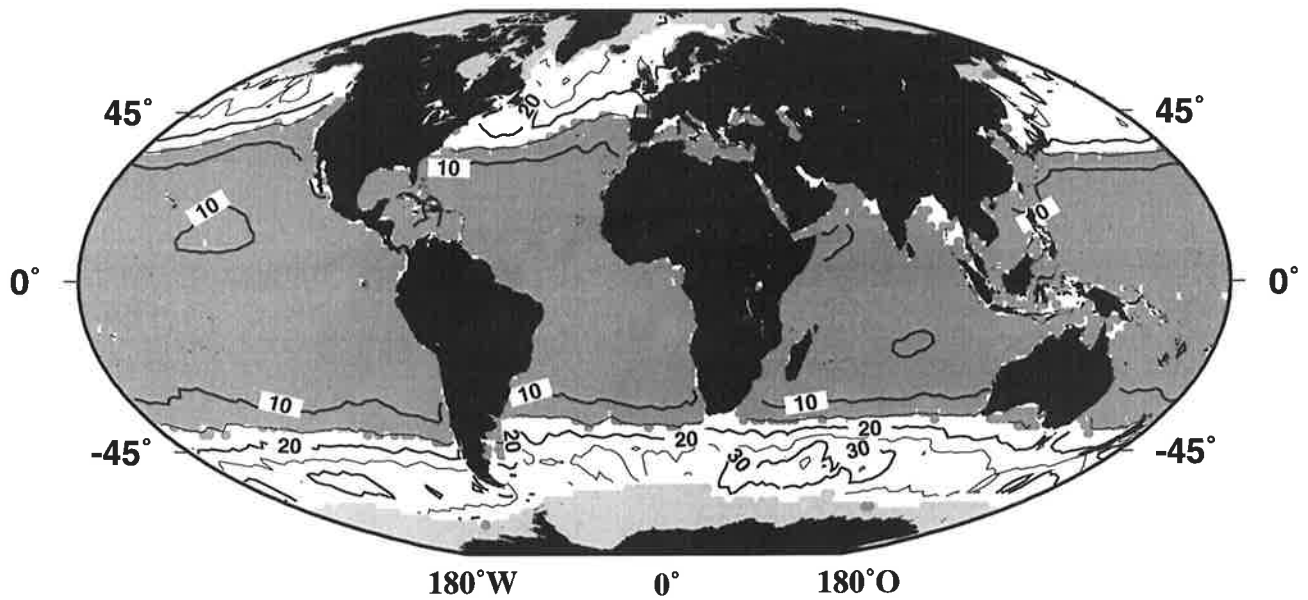


Abbildung 13: Oben: Jahresmittel des  $\text{CO}_2$ -Gastransferkoeffizienten nach Erickson (1993) berechnet aus SSM/I-Schaumbedeckungsgraden. Unten: Jahresmittel des  $\text{CO}_2$ -Gastransferkoeffizienten nach Erickson aus modellierten Schaumbedeckungen (aus Erickson, 1993).

Climate Model 1 des National Center of Atmospheric Research (NCAR) in Boulder, USA, um ozeanische Schaumbedeckungen in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit, der Ozeantemperatur und der Stabilität der Grenzschicht zu bestimmen. Aus den Schaumbedeckungsdaten wurden dann gemäß Gleichung (18) mit den von Erickson (1993) vorgeschlagenen Werten für  $k_{m, CO_2} = 5$  cm/h und  $k_{t, CO_2} = 1300$  cm/h globale  $CO_2$ -Gastransferkoeffizienten berechnet. Die von Erickson berechneten  $CO_2$ -Transferkoeffizienten in Abbildung 13 stellen ein Jahresmittel, berechnet mit Daten aus einem Zeitraum von 5 Jahren, dar. Als deutlichster Unterschied zu den aus SSM/I-Daten berechneten  $CO_2$ -Gastransferkoeffizienten fallen die sehr hohen Werte im Nordpazifik bei den Modellberechnungen auf. Während die aus SSM/I-Messungen berechneten  $k_{w, CO_2}$  maximale Werte von 25 cm/h aufweisen, erreichen die Modellergebnisse Werte über 50 cm/h. In den subpolaren Gebieten der Südhemisphäre ist der Unterschied nicht so gravierend; hier zeigen die Modellergebnisse ein Maximum von 40 cm/h und die SSM/I-Beobachtungen 35 cm/h. Der Grund für die starken Unterschiede im Nordpazifik ist vermutlich darin zu suchen, daß beide hier dargestellten Zeitspannen keine klimatologischen Mittel darstellen und die jährlichen Variationen der atmosphärischen Parameter große Unterschiede aufweisen können. Allerdings ist auch denkbar, daß die von Erickson verwendete funktionale Abhängigkeit der Schaumbedeckung von der Stabilität der Grenzschicht zu den hohen Werten geführt hat. Denn gerade in den Wintermonaten der Nordhemisphäre, wenn die Differenz zwischen Wassertemperatur und Lufttemperatur in den polaren und subpolaren Gebeten besonders groß ist, modelliert Erickson extrem hohe Werte ( $k_{w, CO_2} > 100$  cm/h).

Die Monatsmittel und das Jahresmittel der  $CO_2$ -Gastransferkoeffizienten der verschiedenen Verfahren berechnet aus SSM/I-Messungen und aufgeteilt in  $40^\circ$  weite Breitenkreiszonen sind in Tabelle 7 eingetragen. Die Ergebnisse für die windabhängigen Modelle von Liss und Merlivat (1986) und Waninkhof (1992) verdeutlichen den bereits angesprochenen Unterschied um etwa den Faktor zwei zwischen den beiden Verfahren. Die aus fernerkundeten Schaumbedeckungen bestimmten  $CO_2$ -Gastransferkoeffizienten nach Erickson (1993) liegen in allen Monaten zwischen den beiden windabhängigen Koeffizienten. In den Wintermonaten der Nordhemisphäre erreichen die Monatsmittel von  $k_{w, CO_2}$  aus Schaumdaten in den hohen und gemäßigten Breiten fast die hohen Werte des Waninkhof-Modells. In den Sommermonaten der Nordhemisphäre dagegen nähern sich in diesen Breiten die Gastransferkoeffizienten nach Erickson den Werten des Liss-Merlivat-Modells.

Breite		Feb. 1988	März 1988	April 1988	Mai 1988	Juni 1988	Juli 1988	August 1988	Sep. 1988	Okt. 1988	Nov. 1988	Dez. 1988	Januar 1989	Jahres- mittel
80°N-40°N	LM	18.6	17.7	16.2	12.6	9.1	8.7	10.2	12.5	15.0	19.0	20.6	22.0	15.1
	WK	31.7	29.8	36.9	20.2	14.5	13.9	16.2	20.1	24.4	32.5	35.9	39.3	26.3
	EK	28.6	27.9	24.1	16.6	11.7	10.4	11.8	16.0	20.7	27.3	31.5	36.5	21.8
40°N- 0°N	LM	8.7	7.6	6.2	6.2	5.4	6.0	5.4	5.5	5.6	7.7	9.0	10.1	7.0
	WK	14.1	12.5	10.4	10.1	9.1	9.8	9.1	9.2	9.4	12.4	14.4	16.0	11.4
	EK	11.6	10.8	9.4	8.6	7.9	7.9	7.6	7.7	8.3	9.9	11.3	12.4	9.5
0°-40°S	LM	5.5	5.8	6.5	7.3	8.7	9.8	9.2	9.0	7.8	7.1	6.1	5.9	7.3
	WK	9.2	9.7	10.6	11.8	13.8	15.4	14.5	14.1	12.5	11.3	10.0	9.7	11.9
	EK	7.8	8.2	8.5	9.6	10.8	11.0	11.0	10.4	10.0	8.8	8.2	7.9	9.0
40°S-80°S	LM	15.5	17.2	17.5	17.6	19.2	20.3	19.6	19.2	18.2	17.6	14.8	12.9	16.6
	WK	25.7	28.8	29.4	29.7	32.9	35.2	33.7	33.0	30.8	29.6	24.0	20.6	27.3
	EK	20.4	22.8	23.2	24.4	28.0	30.7	28.4	28.0	26.7	24.0	18.8	16.8	22.5
global	LM	10.8	11.0	10.6	10.4	10.5	11.1	10.7	10.9	10.7	11.5	11.0	10.9	10.9
	WK	17.9	18.2	17.7	17.2	17.4	18.3	17.6	17.9	17.6	19.0	18.2	17.9	17.9
	EK	14.9	15.4	14.7	14.2	14.6	14.9	14.2	14.6	15.0	15.3	14.7	15.0	14.7

Tabelle 7: CO<sub>2</sub>-Gastransferkoeffizienten [cm/h] aus SSM/I-Windgeschwindigkeiten nach Liss und Merlivat (1986) (LM), nach Wanninkhof (1992) (WK) und aus SSM/I-Schaumbedeckungen nach Erickson (1993).

## 5 Die Energieflüsse an der Ozeanoberfläche

Die Energieflüsse an der Ozeanoberfläche bewirken eine Abkühlung des obersten Millimeter des Ozeans. Um diesen Effekt der kühlen Ozeanoberflächenhaut parametrisieren zu können, müssen die Impuls- und Energieflüsse an der Grenzfläche Ozean-Luft bekannt sein (vergl. Kapitel 6). Für die Parametrisierung der kühlen Haut bei Nachtsituationen werden folgende Energieflüsse an der Ozeanoberfläche benötigt:

- latenter und fühlbarer Wärmefluß
- langwelliger Nettostrahlungsfluß
- Impulsfluß

Um den Einfluß der solaren Strahlung und die dadurch bedingte Erwärmung der Ozeandeckschicht während des Tages auf die kühle Haut zu berücksichtigen, wird zusätzlich zu den oben genannten Flüssen noch der

- solare Strahlungsfluß

benötigt.

In den letzten Jahren wurden am Meteorologischen Institut der Universität Hamburg Verfahren entwickelt, die eine Abschätzung der Wärmeflüsse, des langwelligen Nettostrahlungsflusses und des Impulsflusses aus Satellitendaten ermöglichen (Schlüssel und Luthard, 1991; Schulz, 1993; Englisch, 1993; Schlüssel, 1995). Diese Verfahren sind auf eine längere Zeitserie von Satellitenmessungen angewendet worden, um globale Felder der ozeanischen Energieflüsse und schließlich der kühlen Haut (Kapitel 6) zu erhalten. Globale Felder des solaren Strahlungsflusses wurden dem Datensatz des Surface Radiation Budget (SRB) entnommen, der in Kapitel 2.4 umfassend beschrieben wurde.

### 5.1 Latenter und fühlbarer Wärmefluß

#### 5.1.1 Der latente Wärmefluß

Den Austausch von Wärme zwischen Ozean (oder Boden) und der Atmosphäre durch Kondensation und Verdunstung bezeichnet man als latenten Wärmefluß. Im Falle der Kondensation gewinnt der Ozean an Wärme gegenüber der Atmosphäre, im Falle der Verdunstung verliert er an Wärme. Die direkte Bestimmung der latenten und fühlbaren Wärmeflüsse ist meßtechnisch nur mit großem Aufwand zu betreiben. Aus diesem Grund wurde die sogenannte „Bulk-Methode“ entwickelt, die eine Abschätzung der turbulenten Flüsse aus Routinemessungen des meteorologischen Meßnetzes ermög-

licht. Diese Bulkformeln lassen sich auch auf Satellitendaten anwenden, die eine globale Beobachtungen der Wärmeflüsse mit hoher zeitlicher Auflösung realisieren (Schulz, 1993; Schlüssel, 1995).

Die latente Wärmeflußdichte [ $\text{W/m}^2$ ] an der Ozeanoberfläche wird mit der „Bulk-Methode“ aus der bodennahen Windgeschwindigkeit und der Feuchtedifferenz zwischen Luft und Ozeanoberfläche mit folgender Formel parametrisiert:

$$Q_L = \rho_l L C_E u (q_l - q_s) \quad (19)$$

hierbei ist  $\rho_l$  die Luftdichte,  $L$  die Verdunstungswärme von Wasser,  $C_E$  ein dimensionsloser Transferkoeffizient (auch Dalton-Zahl),  $q_l$  und  $q_s$  die spezifische Sättigungsfeuchte der Luft bzw. an der Ozeanoberfläche. Negative Werte von  $Q_L$  nach Gleichung (19) zeigen einen Fluß latenter Wärme vom Ozean in die Atmosphäre (Verdunstung) an. Die Luftdichte ist eine Funktion des Druckes und der Temperatur. Bei der Anwendung der Bulkformel auf Satellitendaten wurde zur Bestimmung von  $\rho$  der Druck mit 1013.25 hPa global konstant gehalten. Die Lufttemperatur über dem Ozean wurde mit Hilfe der Magnusformel unter Annahme einer konstanten relativen Feuchte von 80% bestimmt. Die so abgeschätzte Lufttemperatur wird auch bei der Berechnung der Verdampfungswärme von Wasser benutzt, die von der Lufttemperatur abhängt. Die Dalton-Zahl  $C_E$  hängt ab von der Stabilität der Grenzschicht, also der Differenz zwischen Luft- und Wassertemperatur, und wird nach einem Modell von Smith (1989) berechnet. Die Ungenauigkeiten bei der Ableitung der Lufttemperatur unter Annahme einer konstanten relativen Feuchte von 80% können im Einzelfall bis zu 20% betragen (Taurat, 1996). Dieser Fehler wirkt sich als größte Unsicherheit bei der Bestimmung von  $C_E$  und somit auf die Abschätzung des latenten Flusses aus (Schulz et al., 1997).

Die Parameter  $u$  und  $q_l$  lassen sich aus Mikrowellenmessungen mit Hilfe des SSM/I fernerkunden,  $q_s$  wird indirekt über die Ozeanoberflächentemperatur aus Infrarotmessungen des AVHRR abgeleitet. Die Bestimmung der bodennahen Windgeschwindigkeit  $u$  erfolgt mit dem in Kapitel 3.2 vorgestellten Algorithmus von Schlüssel und Luthard (1991). Die Ableitung der spezifischen Feuchte der Luft  $q_l$  basiert auf einem Ansatz von Schulz (1993), der im Gegensatz zu dem herkömmlichen Verfahren (z.B. Liu, 1990) die spezifische Feuchte über den Grenzschichtwasserdampfgehalt und nicht über den Gesamtwasserdampfgehalt ableitet. Die Genauigkeit des Verfahrens gibt Schulz mit 1.2g/kg an. Ein etwas verbesserter Algorithmus von Schlüssel (1995) liefert für die spezifische Feuchte eine theoretische Genauigkeit von 1.1 g/kg. Bei diesem Verfahren wird die spezifische Feuchte direkt aus den SSM/I-Helligkeitstemperaturen abgeleitet. In dieser Arbeit wurde der von Schlüssel (1995) entwickelte Algorithmus

$$q_l = a_0 + a_1 T_{19v} + a_2 T_{19h} + a_3 T_{22v} + a_4 T_{37v} + a_5 T_{37h} \quad (20)$$

mit folgenden Koeffizienten

$a_0$	$a_1$	$a_2$	$a_3$	$a_4$	$a_5$
- 80.23	0.6295	- 0.1655	0.1495	- 0.1553	- 0.06695

benutzt.

Vergleiche der spezifischen Feuchte aus SSM/I-Daten, bestimmt nach Algorithmus (19), mit Schiffsmessungen aus dem Zeitraum von Juli bis September 1987 weisen eine Standardabweichung von 1.61 g/kg auf. Die berechnete systematische Abweichung beträgt 0.08 g/kg und ist somit vernachlässigbar.

Zur Bestimmung der spezifischen Feuchte an der Ozeanoberfläche  $q_s$  wird die Oberflächentemperatur benötigt. Hierzu werden die in Kapitel 3.2 beschriebenden Datensätze aus AVHRR Messungen benutzt. Aus der Ozeanoberflächentemperatur läßt sich der Sättigungsdampfdruck auf Meeresniveau mit Hilfe der Magnusformel bestimmen und daraus die spezifische Feuchte  $q_s$  an der Oberfläche berechnen. Die geringe zeitliche Variabilität der Ozeanoberflächentemperatur begründet die Anwendung von Wochen bzw. 5-Tagesmittel der Temperatur bei der Ableitung aktueller Wärmeflüsse aus Satellitendaten (Schulz, 1993).

Mit Hilfe der fernerkundeten Größen läßt sich der latente Wärmefluß nach Gleichung (19) ableiten. Bei einem Vergleich mit in-situ-Messungen wird eine Standardabweichung von 28 W/m<sup>2</sup> für Einzelmessungen berechnet (Schulz et al, 1997). Für Monatsmittel des latenten Wärmeflusses sinkt die Standardabweichung auf Werte um 15 W/m<sup>2</sup>. Das Verfahren ist global anwendbar und zeigt nur im Fall extremer Bedingungen, wie sie in der „warm-pool“ Region im westlichen Pazifik auftreten, eine systematische Abweichung. Es konnte anhand von Radiosondendaten des TOGA/COARE Experiments gezeigt werden, daß es bei gelegentlich auftretendem extrem hohem Wasserdampfgehalt in der mittleren Atmosphäre zu einer Überschätzung der fernerkundeten spezifischen Feuchte kommt. Dies wiederum bewirkt eine Unterschätzung des latenten Wärmeflusses.

### 5.1.2 Der fühlbare Wärmefluß

Die Temperaturdifferenz zwischen dem Ozeanoberflächenwasser und der darüber liegenden Luft bestimmt den Fluß der fühlbaren Wärme  $Q_H$ . Die fühlbare Wärmeflußdichte in  $W/m^2$  läßt sich in analoger Weise zur latenten Wärmeflußdichte mit der entsprechenden Bulkformel berechnen:

$$Q_H = \rho_l c_p C_H u (T_l - T_s) \quad (21)$$

Dabei ist  $c_p$  die spezifische Wärmekapazität von Wasser bei konstantem Druck. Den Transferkoeffizienten  $C_H$  bezeichnet man als Stanton-Zahl. Für die Stanton-Zahl gelten die prinzipiellen Voraussetzungen wie im Falle der Dalton-Zahl  $C_E$ . Sie wird ebenfalls mit dem Modell nach Smith (1989) berechnet. Die spezifische Wärmekapazität des Meerwassers wurde bei der Ableitung des Wärmeflusses aus fernerkundeten Daten mit  $c_p = 1005$  [J/kgK] konstant gehalten. Die Lufttemperatur  $T_l$  in Kelvin wird abgeschätzt aus SSM/I-Messungen der spezifischen Feuchte unter der Annahme einer konstanten relativen Feuchte. Die Ozeanoberflächentemperatur  $T_s$  stammt aus dem Pathfinder-Datensatz, welcher auf AVHRR-Messungen basiert.

Da die Lufttemperatur nicht direkt fernerkundet werden kann, sondern nur über die Annahme einer konstanten relativen Feuchte von 80% aus der vom SSM/I gemessenen spezifischen Feuchte abgeleitet wird, kann im Falle des fühlbaren Wärmeflusses nur von einer groben Schätzung gesprochen werden. Differenzen zwischen der tatsächlichen relativen Feuchte und einer angenommenen relativen Feuchte von 80% verursachen besonders bei niedrigen Werten der spezifischen Feuchte einen großen Fehler bei der Bestimmung der Lufttemperatur (Taurat, 1996). Dies wirkt sich besonders bei der Bestimmung des fühlbaren Wärmeflusses in den polaren Gebieten aus, wenn sich z.B. kalte Luftmassen über relativ warmem Oberflächenwasser befinden. In den tropischen und subtropischen Bereichen, in denen in der Regel vergleichsweise konstante Wetterbedingungen herrschen, wirkt sich der Fehler bei der Abschätzung der Lufttemperatur am geringsten aus. Diese Gebiete sind außerdem durch niedrige Absolutwerte des fühlbaren Wärmeflusses gekennzeichnet.

## 5.2 Langwelliger Nettostrahlungsfluß

Im langwelligen Spektralbereich emittiert die Ozeanoberfläche Strahlung in Abhängigkeit von der Temperatur und absorbiert die aus der Atmosphäre abwärtsgerichtete Strahlung. Der langwellige Nettostrahlungsfluß  $Q_{LR}$  resultiert aus der Differenz zwischen auf- und abwärtsgerichteten Strahlungsfluß. Die abwärtsgerichtete Strahlung, die Gegenstrahlung  $G$ , wird maßgeblich bestimmt durch Wolken und den Wasserdampfgehalt der Atmosphäre. Der aufwärtsgerichtete Strahlungsfluß setzt

sich zusammen aus der Abstrahlung an der Ozeanoberfläche bei der Temperatur  $T_s$  und der Reflexion der Gegenstrahlung  $G$ . Die langwellige Nettostrahlungsflußdichte läßt sich demnach mit folgender Gleichung bestimmen (Schlüssel, 1995):

$$Q_{LR} = \varepsilon G - \varepsilon \sigma T_s^4 \quad (22)$$

$\varepsilon$  ist das spektral gemittelte Emissionsvermögen der Ozeanoberfläche und  $\sigma$  die Stefan-Boltzmann-Konstante. Das Emissionsvermögen hängt ab von der Ozeanoberflächentemperatur. Bei der Berechnung der globalen Felder des langwelligen Netto-Strahlungsflusses wurde  $\varepsilon = 0.91$  gesetzt.

Die Gegenstrahlung  $G$  hängt von den Bewölkungsverhältnissen und dem Wasserdampfgehalt in der Atmosphäre ab. Strahlungstransportrechnungen von Schlüssel (1995) haben gezeigt, daß die Helligkeitstemperaturen der SSM/I -Kanäle bei 22GHz und 37GHz eng mit der Temperatur und dem Wasserdampfgehalt in der untersten Schicht der Atmosphäre korreliert sind. Der Gesamtwasserdampfgehalt der Atmosphäre wirkt sich besonders auf die Messungen des 22GHz-Kanals aus, der speziell auf die Wasserdampf-Absorptionslinie bei 22.235 GHz abgestimmt ist. Der Einfluß der Wolken auf die Gegenstrahlung läßt sich durch Einbeziehung des 85 GHz-Kanals im Auswerteverfahren berücksichtigen. Englisch (1992) entwickelte unter diesem Ansatz mit Hilfe von Simulationen und Optimierung durch Regressionsanalysen folgenden Algorithmus zur Ableitung der Gegenstrahlung in  $W/m^2$  aus SSM/I-Messungen:

$$G = -57 + 0.945\sigma T_{22v}^4 + 0.58\sigma(T_{22v}^4 - T_{37h}^4) + 1.827\sigma(T_{85v}^4 - T_{22v}^4) \quad (23)$$

Die Genauigkeit dieses Verfahrens wird mit  $30 W/m^2$  angegeben. Die Beziehung (22) berücksichtigt die Messungen des 85.5 GHz-Kanals bei vertikaler Polarisierung, der leider ab Januar 1989 auf dem DMSP-Satelliten F8 ausgefallen ist. Englisch (1993) entwickelte einen weiteren Algorithmus, der ohne die Berücksichtigung des 85.5 GHz-Kanals die Gegenstrahlung ableitet. Da aber die Gegenstrahlung sehr stark von der Bewölkung abhängt und der 85.5GHz-Kanal besonders sensibel auf die Bewölkungsverhältnisse reagiert, liefert dieser Algorithmus deutlich schlechtere Ergebnisse verglichen mit denen aus Gleichung (23), so daß im Rahmen dieser Arbeit auf die Anwendung des Algorithmus ohne Berücksichtigung des 85.5 GHz-Kanals verzichtet wurde.

Vergleiche der SSM/I-Gegenstrahlung mit Pyrgeometermessungen während TOGA/COARE zeigen keine systematischen Abweichungen und die berechnete Standardabweichung zwischen Satelliten- und Schiffsmessungen beträgt nur  $14 W/m^2$  (Schanz, 1993). Bei der Fehlerbetrachtung der Netto-



strahlungsflußdichte  $Q_{LR}$  kann der Einfluß eines Fehlers der Ozeanoberflächentemperatur im Vergleich zu dem der Gegenstrahlung vernachlässigt werden, da selbst ein Temperaturfehler von 1K nur zu einem Fehler von etwa  $5 \text{ W/m}^2$  führen würde (Schlüssel, 1995).

### 5.3 Impulsfluß

Die Schubspannung des Windes bewirkt einen Impulseintrag in den Ozean. Dies geschieht durch zwei Prozesse an der Ozeanoberfläche.

- Durch die Viskosität der Fluide in beiden Medien entsteht ein reibungsbedingter Widerstand der tangential zur Ozeanoberfläche wirkt. Bei niedrigen Windgeschwindigkeiten ( $u < 5 \text{ m/s}$ ) liefert dieser Vorgang den dominierenden Anteil der Schubspannung an der Ozeanoberfläche (Makin et al, 1995).
- Der zweite Prozeß ist der Impulseintrag durch den Staudruck an den geneigten Flächen der Wellen. Dieser Vorgang ist bei höheren Windgeschwindigkeiten von übergeordneter Bedeutung. Eine Zunahme der Windgeschwindigkeit und damit der Schubspannung bewirkt ein weiteres Anwachsen der Wellenamplitude. Das Brechen der Wellen bei sehr hohen Windgeschwindigkeiten limitiert dieses Anwachsen und stellt gleichzeitig einen wichtigen Dissipationsvorgang dar.

Ober- und unterhalb der Ozeanoberfläche erfolgt der weitere Impulstransport durch Turbulenz.

Die für die Ableitung des skalaren Impulsflusses benötigten Windgeschwindigkeiten lassen sich aus SSM/I-Beobachtungen nach dem oben genannten Verfahren von Schlüssel und Luthardt (1991) bestimmen. Der skalare Impulsfluß oder Schubspannung  $\tau$  läßt sich dann mit der Bulk-Formel

$$\tau = C_D \rho_l u^2 \quad (24)$$

parametrisieren.  $C_D$  ist der dimensionslose Drag-Transferkoeffizient, der, wie die anderen Transferkoeffizienten (Stanton-Zahl, Dalton-Zahl), in dieser Arbeit mit dem Verfahren nach Smith (1989) bestimmt wird. Aus der Schubspannung  $\tau$  läßt sich direkt die Schubspannungsgeschwindigkeit im oberen Ozean mit der Beziehung  $u_* = \sqrt{\tau/\rho_w}$  berechnen.  $\rho_w$  ist die Dichte des Meerwassers. In den im folgenden Kapitel 6 beschriebenen Modellen zur Parametrisierung der kühlen Haut wird der Einfluß des Impulsfluß auf die kühle Haut durch Einbeziehung der Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  berücksichtigt.

## 5.4 Solarer Strahlungsfluß

Im Gegensatz zur langwelligen Strahlung, die nur wenige Millimeter in die Ozeanoberfläche eindringt, wird die kurzwellige solare Strahlung erst in Wassertiefen von Metern bis Dekametern, je nach Trübung des Meerwassers, vollständig absorbiert. Durch Absorption der solaren Strahlung erwärmen sich die oberen Ozeanschichten und es kommt zur Ausbildung einer thermoklinen Schichtung (engl. diurnal thermocline), die in Abhängigkeit von der Einstrahlung und den meteorologischen Bedingungen Tiefen zwischen 10m und 100m erreicht. Während der Nacht wird die thermokline Schichtung durch windinduzierte Mischung und Labilisierung des oberen Ozeans durch Energieverluste bei der Ausstrahlung im langwelligen Spektralbereich sowie bei der Abkühlung durch turbulente Wärmefflüsse wieder abgebaut (Price et al., 1986).

Die kurzwellige Einstrahlung an der Ozeanoberfläche setzt sich zusammen aus der direkten Sonnenstrahlung und der diffusen Himmelsstrahlung und wird bestimmt durch den Sonnenstand und die aktuellen Bewölkungsverhältnisse. Aus fernerkundeten Bewölkungsdaten des International Satellite Cloud Climatology Project (ISCCP) lassen sich mit einem empirisch-physikalischen Algorithmus von Staylor (1980) die solaren Strahlungsverhältnisse am Erdboden abschätzen. So abgeleitete Tageswerte der Strahlungsflüsse wurden bisher über einen Zeitraum von zwei Jahren (1987-1988) im Surface Radiation Budget (SRB) Shortwave Data Package des NASA Langley Research Center veröffentlicht, so daß im Rahmen dieser Arbeit darauf zurückgegriffen werden konnte. Die Ableitung der solaren Einstrahlung am Erdboden aus Satellitendaten im SRB-Projekt und eine ausführliche Beschreibung dieses Datensatzes erfolgte bereits in Kapitel 2.3.

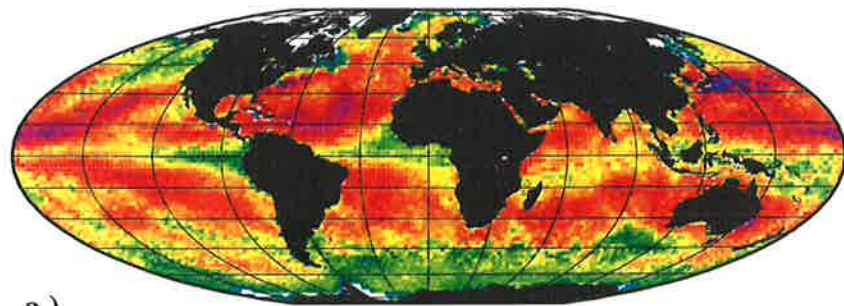
## 5.5 Globale Felder der Energieflüsse an der Ozeanoberfläche aus Satellitendaten

Mit Hilfe der beschriebenen Verfahren wurden aus SSM/I- und AVHRR-Messungen globale Felder des latenten und des fühlbaren Wärmeflusses, sowie des langwelligen Netto-Strahlungsflusses für einen mehrjährigen Zeitraum (Juli 1987 bis Dezember 1992) abgeleitet. Die berechneten Flüsse wurden, wie im Falle der Schaumbedeckungen, als Tages-, 5-Tages- und Monatsmittel auf ein  $0.5^\circ \times 0.5^\circ$  Gitter abgelegt. Als Beispiele für die globale Verteilung der Flüsse werden in diesem Kapitel jeweils die Monatsmittel für Februar und August 1988 gezeigt. Zusätzlich erfolgt eine Darstellung des solaren Strahlungsflusses aus dem SRB-Datensatz für die gleichen Monate.

Abbildung 14 zeigt die latenten und fühlbaren Wärmeflüsse an der Ozeanoberfläche. Für diese Darstellung wurden die Vorzeichen der Flüsse umgekehrt. Positive Werte zeigen also einen Fluß aus dem Ozean in die Atmosphäre an. Im Falle des latenten Flusses  $Q_L$  (Abb. 14 a und b) wird deutlich, daß in fast allen Gebieten der Weltmeere Verdunstung an der Ozeanoberfläche vorherrscht. Maximale Verdunstungsraten werden in den mittleren Breiten beider Hemisphären in den jeweiligen Wintermonaten erreicht. Hier können latente Wärmeflüsse von  $300 \text{ W/m}^2$  im Monatsmittel auftreten. Auch die Passatregionen in beiden Hemisphären sind in der Regel durch hohe Verdunstung gekennzeichnet. In Tropen und Subtropen treten über den Meeresgebieten entlang der Kontinente mit kalten Oberflächenströmungen (z.B. Humboldtstrom, Benguelastrom) deutlich niedrigere Verdunstungsraten auf. In polaren Meeresgebieten können sogar zeitweilig Bedingungen vorherrschen in denen sich Tau an der Ozeanoberfläche niederschlägt und der latente Wärme fluß somit sein Vorzeichen ändert. Solche Situationen treten hauptsächlich in den Sommermonaten der Nordhemisphäre auf, wenn warme und feuchte Luft auf relativ kaltes Meerwasser trifft.

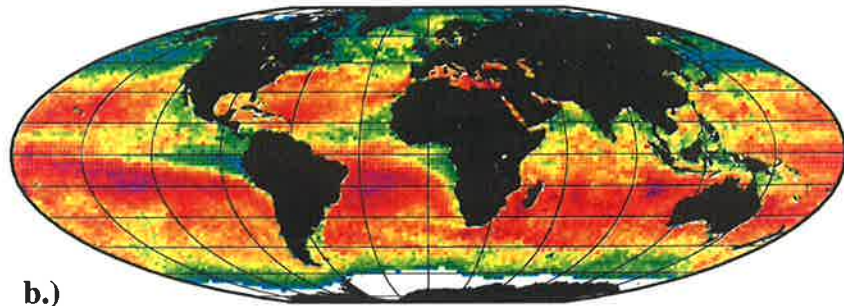
Die globale Verteilung des fühlbaren Wärmeflusses  $Q_H$  zeigen die Abbildungen 14 c) und d). In den Tropen und Subtropen sind große Meeresgebiete durch einen fühlbaren Wärme fluß nahe Null gekennzeichnet. Bei globaler Betrachtung zeigt der überwiegende Teil der Ozeane Werte für  $-Q_H$  zwischen  $-40 \text{ W/m}^2$  und  $40 \text{ W/m}^2$ . In den Wintermonaten der Hemisphären können allerdings vereinzelt auch hohe fühlbare Wärmeflüsse vom Ozean in die Atmosphäre auftreten. Dies passiert z.B. dann, wenn polare Kaltluftausbrüche auf vergleichsweise warme Meereströmungen treffen.

Globale Felder des langwelligen Netto-Strahlungsflusses  $Q_{LR}$  für die Monate Februar und August 1988 sind in Abbildung 15 a) und b) dargestellt. Der Wertebereich der Monatsmittel erstreckt sich von  $10 \text{ W/m}^2$  bis  $140 \text{ W/m}^2$ . Extrema von  $-Q_{LR}$  treten besonders im Februar 1988 in der Nordhemisphäre westlich von Kalifornien, im Mittelmeer, im Golf von Oman, in der nördlichen Arabische See und um Japan auf. In diesen Fällen streichen trockene kontinentale Luftmassen über vergleichsweise warme Meeresgebiete. Die niedrigsten Werte von  $-Q_{LR}$  sind im Bereich der innertropischen Konvergenzzone und in den Auftriebsgebieten westlich der Kontinente zu beobachten.



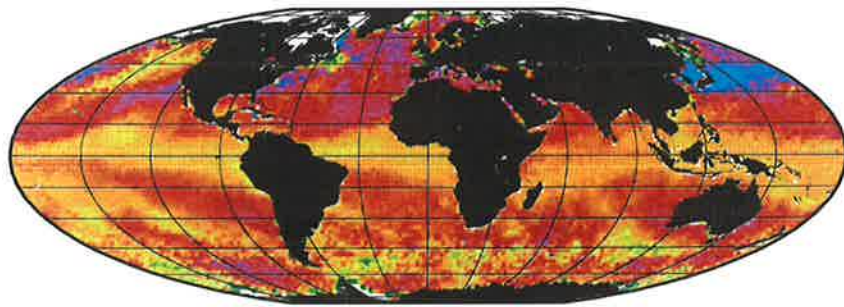
a.)

Februar 1988



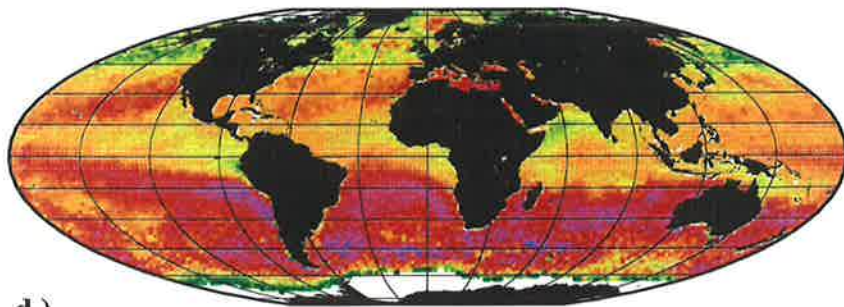
b.)

August 1988



c.)

Februar 1988



d.)

August 1988

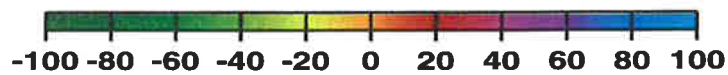


Abbildung 14: Monatsmittel der latenten Wärmeflußdichte  $-Q_L$  in  $\text{W}/\text{m}^2$  (a. und b.) und der fühlbaren Wärmeflußdichte  $-Q_H$  [ $\text{W}/\text{m}^2$ ] (c. und d.) über dem Ozean abgeleitet aus Satelliten-Messungen für Februar 1988 und August 1988.

schen Meeres bewirkt. Zusätzlich ist in den Sommermonaten die untere Atmosphäre sehr feucht, was zu einer sehr geringen Verdunstung bzw. zu einem niedrigen latenten Wärmefluß führt.

Die Absolutwerte des fühlbaren Wärmeflusses (Abbildung 22, unten) fallen im Vergleich zum latenten Wärmefluß deutlich geringer aus. Flußdichten von mehr als  $50 \text{ W/m}^2$  werden im Bereich des Indischen Ozeans aufgrund der vergleichsweise geringen Differenz zwischen Luft- und Ozeanoberflächentemperatur kaum erreicht. Allein während der Sommermonate treten im Bereich der Auftriebsgebiete vor der somalischen Küste negative Werte von maximal  $40 \text{ W/m}^2$  auf, wenn aufgrund des kühleren Ozeanoberflächenwassers eine höhere Temperaturdifferenz zwischen Wasser und Luft vorherrscht

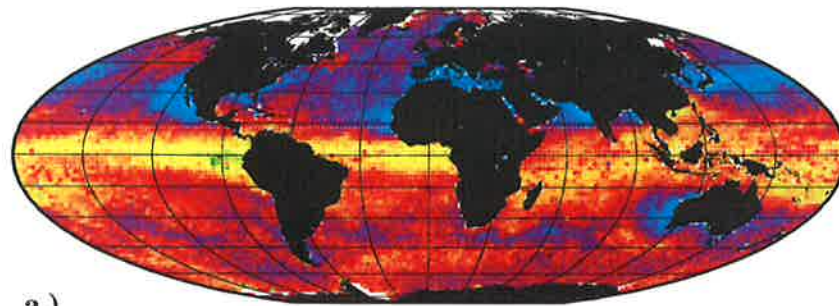
Größere saisonale Schwankungen des langwelligen Nettostrahlungsflusses treten nur im nördlichen Arabischen Meer auf (Abbildung 23, oben). Hier kann im Februar und im November aufgrund der relativ wasserdampfarmen Atmosphäre und der fehlenden Bewölkung eine langwellige Ausstrahlung von  $150 \text{ W/m}^2$  erreicht werden. Im Gegensatz dazu führt die extrem feuchte und bewölkte Atmosphäre im August zu einem fast verschwinden Nettostrahlungsfluß in diesem Gebiet. Im äquatorialen Indischen Ozean schwankt die langwellige Nettostrahlungsflußdichte während des ganzen Jahres nur zwischen  $25$  und  $75 \text{ W/m}^2$ .

Die solare Einstrahlung an der Ozeanoberfläche (Abbildung 23, unten) zeigt für die hier vorgestellten Monate über dem Arabischen Meer, im Gegensatz zu dem übrigen Indischen Ozean, kaum Variabilität auf. Im Februar, Mai und November 1988 variiert der solare Strahlungsflußdichte im Arabischen Meer aufgrund der geringen Bewölkung zwischen  $250 \text{ W/m}^2$  und  $300 \text{ W/m}^2$  im Monatsmittel. Nur im August, zur Zeit des Sommermonsuns, bewirkt die zunehmende Bewölkung lokal eine Reduzierung auf etwa  $150 \text{ W/m}^2$ . Im Golf von Bengalen sind dagegen auch in den Monaten Mai und November geringe Einstrahlungen zu beobachten. Gebiete des südlichen Indischen Ozeans weisen schon in Breiten zwischen  $20^\circ\text{S}$  und  $30^\circ\text{S}$  im Südwinter, aufgrund der ausgeprägten Zyklonenbildung zu dieser Jahreszeit, kaum höhere Werte als  $50 \text{ W/m}^2$  solarer Einstrahlung auf. In Abbildung 23 tritt die geringere räumliche Auflösung ( $2.5^\circ \times 2.5^\circ$ ) der solaren Strahlungsflußdaten durch eine gröbere Rasterung deutlich hervor.

Im Bereich der innertropischen Konvergenzzone bewirken die hohen Wasserdampfgehalte in der Atmosphäre und die dichte Bewölkung eine sehr hohe Gegenstrahlung. Diese wirken der, aufgrund der hohen Ozeanoberflächentemperaturen, vergleichsweise kräftigen Ausstrahlung entgegen und führen somit zu den niedrigen Netto-Strahlungsflüssen. In den Auftriebsgebieten ist die Temperaturdifferenz zwischen Oberflächenwasser und Wolkenunterkante noch geringer, so daß hier die geringsten Absolutwerte von  $-Q_{LR}$  zu finden sind. Die vergleichsweise geringen Werte in den polaren und gemäßigten Breiten der Nordhemisphäre im August 1988 sind auf hohe Wasserdampfgehalte der Atmosphäre bei gleichzeitig hoher Temperatur und teilweise bedecktem Himmel zu dieser Jahreszeit zurückzuführen.

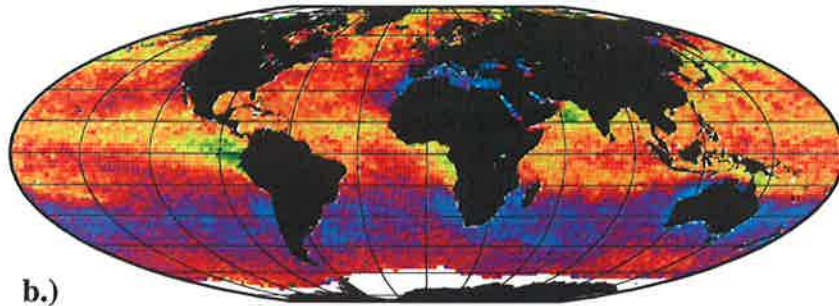
Die globale Auswertung des solaren Strahlungsflusses  $Q_{SR}$  aus dem SRB-Datensatz ist im Gegensatz zu den anderen Grenzschichtflüssen auch über Land und über vom Meereis bedeckten Gebieten möglich (Abbildung 15 c und d). Maximale Einstrahlung wird während der Sommermonate in den Passatregionen beider Hemisphären und im August 1988 in der Sahara mit Werten von über  $300 \text{ W/m}^2$  im Monatsmittel erreicht. Dichte Bewölkung wie z.B. in den Auftriebsgebieten, im Bereich der Innertropischen Konvergenzzone, bei Durchzug von Zyklonen in den gemäßigten und polaren Breiten sowie im indischen Ozean während des Sommermonsuns führt aufgrund der geringen Transmission und der hohen Reflexion der solaren Einstrahlung zu einer deutlichen Erniedrigung des solaren Strahlungsflusses an der Ozeanoberfläche. In den Wintermonaten der jeweiligen Hemisphäre wird die geringe solare Einstrahlung maßgeblich durch den niedrigen Sonnenstand und die kurze Sonnenscheindauer bestimmt.





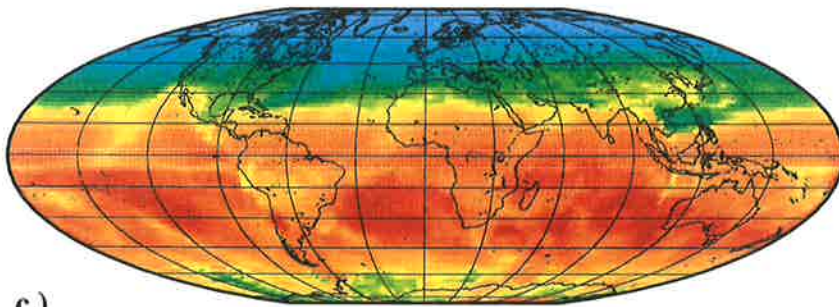
a.)

Februar 1988



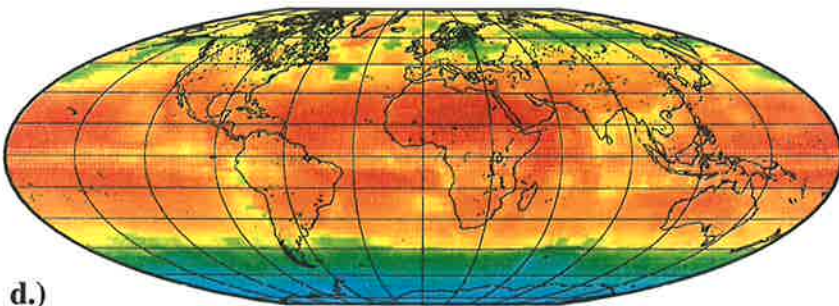
b.)

August 1988



c.)

Februar 1988



d.)

August 1988

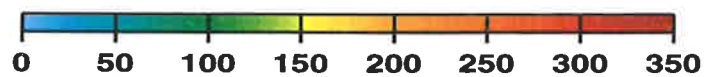


Abbildung 15: Monatsmittel der langwelligen Netto-Strahlungsflußdichte  $-Q_{LR}$  in  $W/m^2$  an der Ozeanoberfläche (a. und b.) und der kurzwelligen Strahlungsflußdichte am Erdboden in  $W/m^2$  (c. und d.) abgeleitet aus Satelliten-Messungen für Februar und August 1988.

## 6 Die kühle Haut des Ozeans

Die Temperatur der Ozeanoberfläche ist in der Regel um einige Zehntel Grad kälter als die Temperatur in einer Tiefe von  $\sim 0.5\text{mm}$  (Hasse, 1971; Graßl, 1976, Schlüssel, 1995). Die Ursache für die Ausbildung dieser kühlen Oberflächenhaut sind die Energie- und Impulsflüsse durch die Ozeanoberfläche. In größerer Entfernung von der Ozeanoberfläche wird der Transport durch turbulente Vorgänge gewährleistet. Nahe der Grenzfläche zwischen Ozean und Atmosphäre verschwindet die Turbulenz und der Transport wird dort durch molekulare Prozesse geleistet. Um einen Fluß durch die molekulare Grenzschicht aufrecht zu erhalten, muß ein Temperaturgradient quer zur Grenzschicht existieren. Da der Energiefluß meist vom Ozean in die Atmosphäre gerichtet ist, muß in diesen Fällen die Ozeanoberfläche kälter als die darunterliegenden Wasserschichten sein. In Fällen intensiver Sonneneinstrahlung bildet sich dagegen eine warme thermische Deckschicht aus, die eine Verschiebung des Temperaturbereiches hin zu wärmeren Werten bewirkt. Dies kann dazu führen, daß die Temperaturdifferenz zwischen Oberflächenhaut und tieferen Wasserschichten positive Werte annimmt. Die Mächtigkeit der thermischen Grenzschicht nimmt mit steigenden Windschubspannungen an der Ozeanoberfläche ab. Beim Brechen von Wellen wird die thermische Grenzschicht zerstört. Allerdings wird sie schnell wieder aufgebaut. Der Zeitraum, der bis zur Wiederherstellung der Schicht vergeht, hängt von Temperatur und der Windgeschwindigkeit ab (Schlüssel, 1995). Mit steigender Temperatur und mit steigender Windgeschwindigkeit verringert sich der Zeitraum bis zur Wiederherstellung der Schicht. Bei Windgeschwindigkeiten über  $13\text{ m/s}$  liegt die Zeitspanne zur Erneuerung der Grenzschicht bei maximal  $5\text{ s}$ . Bei niedrigen Windgeschwindigkeit kann die Wiederherstellung sehr lange dauern (bis eine Minute und mehr), allerdings ist dann auch die Wahrscheinlichkeit der Zerstörung durch brechende Wellen sehr viel geringer. Der Temperaturgradient kann dagegen bei windschwachen Situationen auch durch die dann vorherrschende freie Konvektion zerstört werden.

Die als „Ozeanoberflächentemperatur“ bezeichnete Größe wird meistens von Schiffen und Bojen in Tiefen von einem bis einigen Metern gemessen. Diese Temperatur, auch als Bulktemperatur  $T_{Bulk}$  bezeichnet, weist also eine Differenz zur Temperatur der Ozeanoberfläche  $T_{Skin}$  auf. Das im folgenden benutzte  $\Delta T = T_{Skin} - T_{Bulk}$  zeigt bei negativen Werten die Existenz einer kühleren Ozeanoberfläche an. Die Angaben über die in Feldexperimenten gemessene Temperaturdifferenz schwanken zwischen  $-1\text{K}$  und  $+1\text{K}$  (z.B. Saunders, 1967; Hasse, 1971; Graßl, 1976; Schlüssel, 1995; Schlüssel und Soloviev, 1994 und 1996). Als Mittelwert von  $\Delta T$  wurde meist ein Wert von  $-0.3\text{K}$  ermittelt.

Die von Satellitenradiometern gemessene Infrarotstrahlung der Ozeanoberfläche stammt aus den obersten Mikrometern des Ozeans. Die gemessene Helligkeitstemperatur entspricht also in etwa der Temperatur der thermischen Grenzschicht. Allerdings sind die angewendeten Verfahren zur Bestimmung der Oberflächentemperatur, wie z.B. im Falle des Pathfinder-Datensatzes (vergl. Kapitel 3.2), darauf ausgelegt, die ozeanische Bulktemperatur zu repräsentieren. Vergleiche von Wick et al. (1992)



zeigen, daß die aus AVHRR-Daten abgeleiteten Ozeanoberflächentemperaturen näher an den Werten der Bulktemperatur liegen als an der wahren Oberflächentemperatur, also eine mittlere Temperaturdifferenz mitberücksichtigt wird.

## 6.1 Modelle zur Parametrisierung der Temperaturdifferenz quer zur kühlen Haut

### 6.1.1 Nachtsituationen

Die zur Bestimmung der kühlen Haut benötigte Energiebilanz an der Ozeanoberfläche setzt sich aus dem latenten und fühlbaren Wärmefluß, dem langwelligen Netto-Fluß sowie dem Impulsfluß zusammen. Für Nachtsituationen ist die solare Einstrahlung nicht gegeben.

Ein erster Ansatz zur Parametrisierung der „kühlen-Haut“ für Nachtsituationen wurde von Saunders (1967) basierend auf Dimensionsanalysen beschrieben. Er folgte für die Temperaturdifferenz zwischen Oberfläche und tieferen Wasserschichten für mittlere Windgeschwindigkeiten den Zusammenhang:

$$\Delta T = -\frac{\lambda Pr Q_0}{c_p \rho u_*} \quad (25)$$

mit:

$\lambda$  = dimensionsloser Koeffizient

$Pr = \nu / \kappa$  = Prandtl-Zahl

$\nu$  = kinematische Viskosität

$\kappa$  = thermischer Diffusionskoeffizient

$Q_0$  = Gesamtenergieflußdichte für Nachtsituationen ( $Q_L + Q_H + Q_{LR}$ )

$c_p$  = Wärmekapazität bei konstantem Druck

$u_*$  = Schubspannungsgeschwindigkeit

$\rho$  = Dichte des Meerwassers.

Der Koeffizient  $\lambda$  wird von Saunders als windunabhängig angenommen und besitzt Werte zwischen 5 und 10. Spätere Untersuchungen bei Feldexperimenten zeigten allerdings eine deutliche Abhängigkeit des Koeffizienten von der Windgeschwindigkeit (z.B. Graßl, 1979; Schlüssel, 1990).

Bei niedrigen Windgeschwindigkeiten liefert das Modell von Saunders aufgrund der inversen Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit keine realistischen Ergebnisse. Ein weiteres Modell, welches die Temperaturdifferenz allein für windschwache Bedingungen bestimmt, wurde von Katsaros et al. (1977) entwickelt.

Um auch hohe Windgeschwindigkeiten mit brechenden Wellen bei der Bestimmung von  $\Delta T$  zu

berücksichtigen, entwickelten Soloviev und Schlüssel (1994) eine Parametrisierung, welche auch in diesem Windregime Gültigkeit hat:

$$\Delta T = \Lambda_0 Pr(q_0/u_*) (1 + Rf_0/Rf_{cr})^{-1/4} (1 + Ke/Ke_{cr})^{1/2} \quad (26)$$

mit:

$\Lambda_0$  = dimensionslose Konstante

$q_0 = -Q_0/(\rho c_p)$  = normierte Energieflußdichte

$Rf_0 = -(\alpha g q_0 v)/u_*^4$  = Oberflächen-Richardson-Zahl

$\alpha$  = thermische Ausdehnungskoeffizient

$g$  = Schwerebeschleunigung

$Rf_{cr}$  = kritische Oberflächen-Richardson-Zahl

$Ke = u_*^3/(gv)$  = Keulegan-Zahl

$Ke_{cr}$  = kritische Keulegan-Zahl

Die Konstante  $\Lambda_0$  besitzt einen Wert von  $\Lambda_0 = 13.3$ . Als kritische Zahlen werden  $Rf_{cr} = -1.5 \times 10^{-4}$  und  $Ke_{cr} = 0.18$  angegeben. Für niedrige und mittlere Windgeschwindigkeiten geht Gleichung (26) bei asymptotischer Näherung in die Parametrisierungen von Katsaros et al. (1977) bzw. Saunders (1967) über. Das Modell von Soloviev und Schlüssel (1994) ist also im Gegensatz zu den anderen Modellen für alle Windgeschwindigkeitsbereiche geeignet. Die Abhängigkeit der Temperaturdifferenz von der Windgeschwindigkeit und von der Wärme flu ß dichte nach Gleichung (26) ist in Abbildung 16 dargestellt.

Eine Gegenüberstellung von  $\Delta T$  aus in situ-Messungen und nach der Parametrisierung von Soloviev-Schlüssel (26) liefert im Vergleich zu den Modellen von Saunders (1967) und Katsaros et al. (1977) die besten Übereinstimmungen. Für Messungen aus dem Nordostatlantik wurde eine Standardabweichung von 0.11K und eine systematische Abweichung von 0.05K für das Soloviev-Schlüssel-Modell bestimmt, während der Vergleich im tropischen Pazifik eine Standardabweichung von 0.08K und eine systematische Abweichung von 0.02K liefert (Schlüssel, 1995).

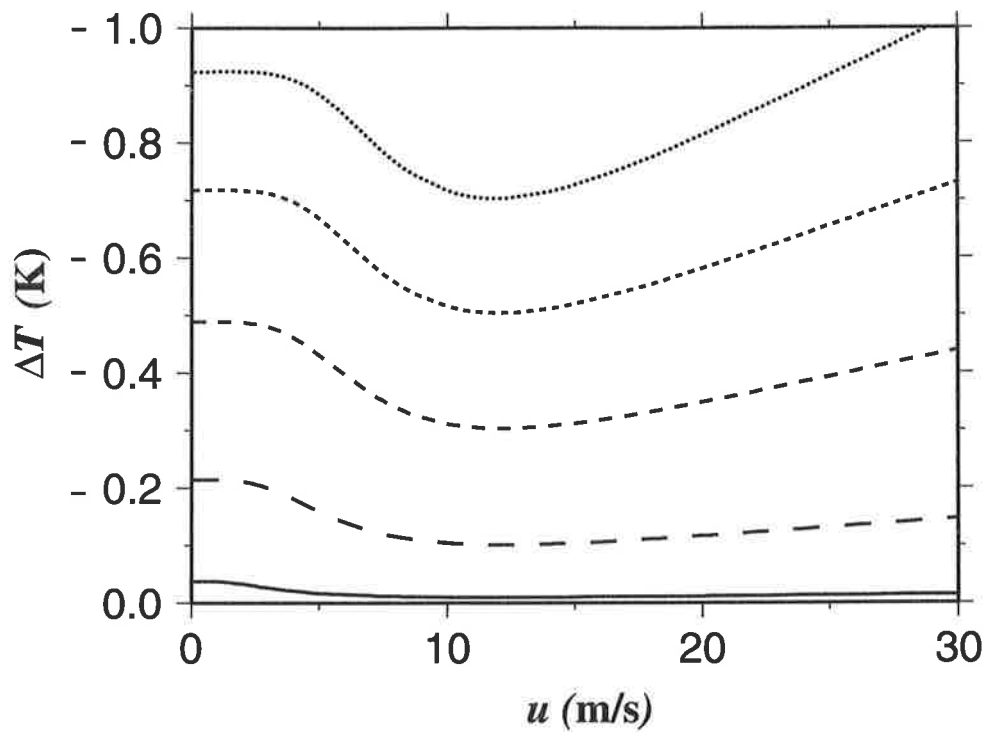


Abbildung 16: Nach dem Modell von Soloviev und Schlüssel (1994) berechnete Differenzen zwischen der Bulktemperatur und der Oberflächentemperatur in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit für verschiedene Wärme Flüsse:  $Q_0 = -10$  W/m<sup>2</sup> ( — ),  $Q_0 = -100$  W/m<sup>2</sup> (- -),  $Q_0 = -300$  W/m<sup>2</sup> (- · - ·),  $Q_0 = -500$  W/m<sup>2</sup> (· · · ·),  $Q_0 = -700$  W/m<sup>2</sup> (- · · · ·).

### 6.1.2 Tagsituationen

Die Erwärmung des oberen Ozeans durch die solare Strahlung während des Tages bewirkt eine Verringerung des Effektes der kühlen Haut und kann unter bestimmten Bedingungen, z.B. bei hohen solaren Einstrahlungen und niedrigen Windgeschwindigkeiten, zu positiven Temperaturdifferenzen führen.

Ein einfaches Modell zur Berechnung von  $\Delta T$  für Tagsituationen, welches nur für mittlere Windgeschwindigkeiten Gültigkeit besitzt und die Erwärmung der Deckschicht miteinbezieht, wurde von Hasse (1971) angegeben:

$$\Delta T = c_1 Q_0 / u + c_2 Q_R / u \quad (27)$$

$Q_R$  ist die solare Strahlungsflußdichte an der Ozeanoberfläche,  $c_1$  und  $c_2$  sind Koeffizienten, die allein von der Wassertiefe, in der die Bulk-Temperatur gemessen wurde, abhängen. Bei niedrigen Windgeschwindigkeiten führt (27) aufgrund der inversen Wind-Abhängigkeit zu unrealistisch hohen Werten von  $\Delta T$  und ist somit in diesem Windgeschwindigkeitsbereich nicht anwendbar.

Eine weitere Parametrisierung, die den Effekt der Erwärmung der molekularen Grenzschicht durch solare Einstrahlung  $Q_R$  berücksichtigt, wurde von Paulson und Simpson (1981) vorgestellt:

$$\Delta T = \frac{d}{K} \{ Q_0 + 0.93 \cdot Q_R \} \left[ 1 - \frac{1}{d} \sum_{i=1}^9 F_i \zeta_i (1 - \exp(-d/\zeta_i)) \right] \quad (28)$$

Hierbei ist  $d$  die Dicke der molekularen Grenzschicht. Die Koeffizienten  $F_i$  beinhalten die spektrale Verteilung der solaren Strahlungsflußdichte unmittelbar unter der Ozeanoberfläche, unterteilt in neun spektrale Bänder.  $\zeta_i$  berücksichtigt die Verteilung der Eindringtiefe innerhalb dieser Bänder. Die Werte für die Koeffizienten  $F_i$  und  $\zeta_i$  beruhen auf Berechnungen der spektralen Einstrahlung im klaren Wasser. Beziehung (28) ist nur für mittlere Windgeschwindigkeiten anwendbar.

Ein neues Modell zur Bestimmung von  $\Delta T$  für Tag und Nachtsituationen wurde von Soloviev und Schlüssel (1996) entwickelt. Es handelt sich dabei um eine Erweiterung ihres Modells für Nachtsituationen und basiert auf der Oberflächenerneuerungstheorie (vergleiche Kapitel 4.2). Die Erneuerungstheorie beruht auf der Annahme eines periodischen Austausches von Volumina an der Grenzschicht zwischen Ozean und Atmosphäre. Die angenommene Zeit, die zwischen der Zerstörung und der Neubildung der Oberflächenschicht vergeht, wird als Erneuerungszeit (engl. „renewal time“) bezeichnet. Die Temperaturdifferenz unter Tagesbedingungen wird von Soloviev und Schlüssel (1996) in zwei

Komponenten aufgeteilt:

$$\Delta T = \Delta T_C(z, t) + \Delta T_R(z, t) \quad (29)$$

wobei  $\Delta T_C(z, t)$  die Temperaturdifferenz quer zur kühlen Haut beschreibt und  $\Delta T_R(z, t)$  aus der Absorption der solaren Strahlung resultiert.  $t$  ist die Zeit, die seit der letzten Zerstörung der Oberflächenhaut vergangen ist.  $z$  ist die Tiefe auf die die Temperaturdifferenz bezogen wird.

Die solare Strahlungsflußdichte im Ozean wird entsprechend dem Modell von Paulson und Simpson (1981) als die Summe von Exponenten aus neun spektralen Bänder modelliert

$$q_R(z) = q_R(0) \sum_{i=1}^9 c_i \exp(-\beta_i z) \quad (30)$$

Dabei sind  $q_R(z)$  die normierte solare Flußdichte ( $q_R(z) = -Q_R(z)/(\rho c_p)$ ) und  $c_i$  die Gewichte der spektral verteilten Absorptionskoeffizienten  $\beta_i$ .

Ausgehend von dem Diffusionsgesetz:

$$\frac{\partial(\Delta T)}{\partial t} = \frac{\partial q'}{\partial z} = \frac{\partial q_R}{\partial z} \quad (31)$$

mit  $q' = \kappa \partial(\Delta T)/(\partial z)$ , erhalten Soloviev und Schlüssel nach Integration von (31), mit den Randbedingungen  $q(0, t) = -q_0$  und  $\Delta T(z, 0) = 0$ :

$$\Delta T_C(z, t) = -2q_0 \left(\frac{t}{\kappa}\right)^{1/2} [\pi^{-1/2} \exp(-\xi^2) - \xi \operatorname{erfc}(\xi)] \quad (32)$$

und

$$\begin{aligned} \Delta T_R(z, t) = & \left(-\frac{1}{2}\right) q_R(0) \kappa^{-1} \sum_{i=1}^9 c_i \beta_i^{-1} (\exp(-\beta_i z + \delta_i^2) [1 + \operatorname{erf}(\xi - \delta_i)] \\ & + \exp(\beta_i z + \delta_i^2) [1 - \operatorname{erf}(\xi - \delta_i)] - 2 \exp(-\beta_i z_i) \\ & + 4 \delta_i^3 [\pi^{-1/2} \exp(-\xi^2) - \xi + \xi \operatorname{erf}(\xi)]) \end{aligned} \quad (33)$$

mit  $\xi = z(4\kappa t)^{-1/2}$  und  $\delta_i = \beta_i(\kappa t)^{1/2}$  als dimensionslose Tiefe und Zeit.  $\operatorname{erf} = \int_0^x e^{-t^2} dt$  ist die Fehlerfunktion und  $\operatorname{erfc}$  ist als  $1 - \operatorname{erf}$  definiert.

Die Gleichungen (32) und (33) lassen sich für  $z = 0$  zusammenfassen und man bekommt für die Temperaturdifferenz über die thermische Grenzschicht:

$$\Delta T(0, t) = -2q_0 \left( \frac{t}{\kappa\pi} \right)^{1/2} + \frac{q_R}{\kappa} \sum_{i=1}^9 c_i \beta_i^{-1} \{ \exp(\delta_i^2) [1 - \operatorname{erf}(\delta_i)] - 1 \} + 2q_R \left( \frac{t}{\kappa\pi} \right)^{1/2} \quad (34)$$

Um den Mittelwert von  $\Delta T$  bestimmen zu können, muß Gleichung (34) noch über viele Erneuerungszyklen integriert werden. Dies geschieht nach einem Ansatz von Kydryavtsev und Luchnik (1979) unter Annahme einer logarithmisch-normalverteilten Wahrscheinlichkeitsdichte der Erneuerungszeit. Nach Kydryavtsev und Luchnik ist die mittlere Temperaturdifferenz durch die kühle Haut des Ozeans:

$$\overline{\Delta T} = \int_0^\infty p(t) \left( (1/t) \int_0^t (\Delta T(0, t')) dt' \right) dt \quad (35)$$

$p(t)$  ist die Wahrscheinlichkeitsdichte der Erneuerungszeit, die nach Rao (1971) für  $t > 0$  folgendermaßen verteilt ist:

$$p(t) = \pi^{-1/2} (\sigma t)^{-1} \exp[-(\ln(t) - m)^2 / \sigma^2] \quad (36)$$

hierbei ist  $m$  der Mittelwert von  $\ln t$  und  $\sigma^2$  die Varianz des Logarithmus von  $t$ .

Nach Einsetzen von (34) und (36) in (35) und Integration erhalten Soloviev und Schlüssel (1996) schließlich für die mittlere Temperaturdifferenz quer zur thermischen Grenzschicht:

$$\begin{aligned} \overline{\Delta T} = & -\pi^{-1/2} \sigma^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} \exp[-(u' - m)^2 / \sigma^2] \left( \frac{4}{3} q_0 \left( \frac{t}{\kappa\pi} \right)^{1/2} + \right. \\ & + \frac{q_R}{\kappa} \sum_{i=1}^9 c_i \beta_i^{-1} \{ \exp(\delta_i^2) [1 - \operatorname{erf}(\delta_i)] - 1 + 2\delta_i \pi^{-1/2} - \delta_i^2 \} \delta_i^{-2} + \\ & \left. + \frac{4}{3} q_R(0) \left( \frac{t}{\kappa\pi} \right)^{1/2} \right) du', \quad u = \ln(t) \end{aligned} \quad (37)$$

mit  $m = \ln(t_*) - \sigma^2/4$  und  $t_*$  als mittlere Erneuerungszeit.

Die mittlere Erneuerungszeit  $t_*$  zwischen der Zerstörung und Neubildung der Oberflächenhaut in Nachtsituationen geben Soloviev und Schlüssel (1994) mit

$$t_* = \frac{27Av\pi^2}{128u_*} \Lambda_0 (1 + Rf_0/Rf_{cr})^{-1/2} (1 + Ke/Ke_{cr}) \quad (38)$$

an. Hier sind  $A = 1.85$  und  $\Lambda_0 = 13.3$  dimensionslose Konstanten. Gleichung (38) ist nur gültig für Nachtsituationen und wenn gleichzeitig der Netto-Wärmefluß  $Q_0$  positive Werte besitzt, also aus dem Ozean gerichtet ist (Verdunstung). In diesem Fall ist  $Rf_0 < 0$ . Ein negativer Gesamt-Energiefluß, der von der Atmosphäre in den Ozean gerichtet ist, kann in Gebieten mit starker Kondensation von Wasserdampf an der Ozeanoberfläche auftreten, da es hier zu hohen negativen Werten des latenten Wärmeflusses kommt. Um  $t_*$  in solchen Fällen und auch für Tagsituationen bestimmen zu können, erweiterten Soloviev und Schlüssel (1996) ihre Parametrisierung der Erneuerungszeit, in dem sie die Effekte der Absorption solarer Strahlung und die der Kondensation durch eine Neudefinition der Oberflächen-Richardson-Zahl berücksichtigten.

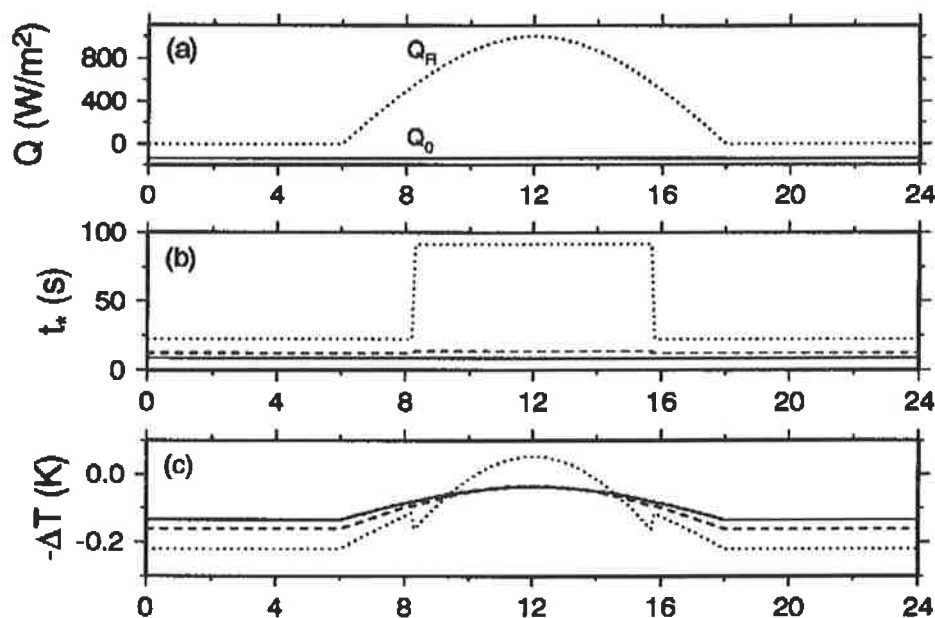


Abbildung 17: Berechnung der Temperaturdifferenz nach dem Modell von Soloviev und Schlüssel für verschiedene Schubspannungsgeschwindigkeiten. a) idealisierter Tagesgang der solaren Einstrahlung  $Q_R$  und Wärmeflüsse  $Q_0$ ; b) Erneuerungszeit für verschiedene Windgeschwindigkeitsbereiche; c) Temperaturdifferenz durch die kühle Haut der Ozeanoberfläche; in b) und c) bedeutet die gepunktete Linie freie Konvektion ( $u_* = 0.1$  cm/s), die gestrichelte Linie erzwungene Konvektion ( $u_* = 0.75$  cm/s) und die durchgezogene Linie „brechende Wellen“ ( $u_* = 0.75$  cm/s) (aus Soloviev und Schlüssel, 1996).

In Abbildung 17 sind Ergebnisse des Modells zur Berechnung von  $\Delta T$  für Tagsituationen mit einem idealisierten Tagesverlauf aufgeführt. Bei niedrigen Windgeschwindigkeiten ( $u_* = 1 \text{ cm/s}$ ) bewirkt die Dämpfung der freien Konvektion durch die solare Einstrahlung einen sprunghaften Anstieg der Werte der Erneuerungszeit  $t_*$ . Dies wirkt sich auch auf die Temperaturdifferenz  $\Delta T$  aus, die unter diesen Bedingungen zu positiven Werten von  $\Delta T$  führt.

Bei einem Vergleich dieses neuen Modells mit den Tagesmessungen aus dem tropischen Pazifik berechneten Soloviev und Schlüssel (1996) eine Standardabweichung von 0.18 K und eine systematische Abweichung von 0.1 K. Um die zusätzliche Temperaturdifferenz, die durch die Ausbildung einer thermoklinen Schichtung während des Tages entsteht, berücksichtigen zu können benutzen sie ein Modell von Price et al. (1986).

Der Einfluß von Regen auf die molekulare Grenzschicht des Ozeans ist äußerst vielfältig (Schlüssel et al. 1997). Neben der Reduzierung des Salzgehaltes durch den Frischwasserfluß und einer Abkühlung durch die meist kältere Temperatur der Regentropfen, kommt es zu einer Veränderung der Rauigkeit, sowie zu einer Dämpfung der Wellenbewegung an der Ozeanoberfläche. Zusätzlich beeinflusst das Eintauchen der Regentropfen in den Ozean die Oberflächenenerneuerung. Vorhandene Oberflächenfilme werden durch Regentropfen zerteilt und teilweise entfernt. Die Kombination dieser Effekte auf die kühle Haut wurde von (Schlüssel et al. 1997) untersucht. Es zeigte sich, daß bei Regenraten unter 50 mm/h die Oberflächenhaut nicht vollständig zerstört wird und es zu einer Reduzierung der Oberflächentemperatur mit steigender Regenrate kommt, die allerdings  $\Delta T = 0.1 \text{ K}$  nicht übersteigt. Bei höheren Regenraten überwiegt die Vermischung und es kommt zu minimalen Erneuerungszeiten. Gleichzeitig wird durch die starke Extinktion der Strahlung durch Regen die SSM/I-Messung der Grenzschichtparameter, die zur Bestimmung der kühlen Haut benötigt werden, schwieriger, so daß der Einfluß von Niederschlag auf die kühle Haut in dieser Arbeit nicht berücksichtigt wurde.



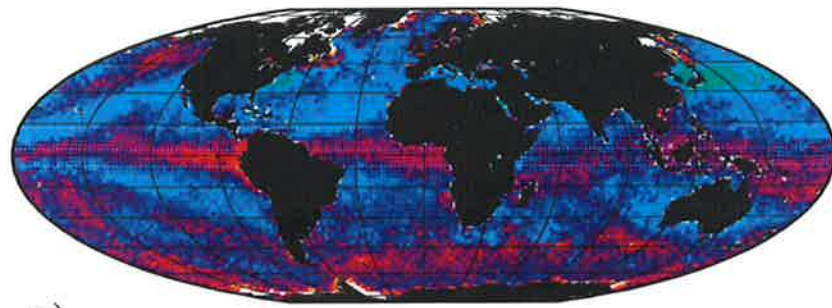
## 6.2 Globale Bestimmung der Temperaturdifferenz quer zur kühlen Haut aus Satellitendaten

Mit dem im vorherigen Abschnitt beschriebenen Verfahren nach Soloviev und Schlüssel (1996) wurden globale Felder der kühlen Haut für Tag- und Nachtsituationen mit Hilfe der fernerkundeten Grenzschichtflüsse für einen Zeitraum von eineinhalb Jahren (Juli 1987 - Dezember 1988) abgeleitet. Ab Januar 1989 fiel der 85.5 GHz-Kanal des SSM/I an Bord des DMSP-F8 Satelliten aus. Die Messungen vertikal polarisierter Strahlung des 85.5-GHz-Kanals werden zur Ableitung der Gegenstrahlung benötigt. Dies hat zur Folge, daß die Ableitung der Zeitserie des langwelligen Nettostrahlungsflusses abgebrochen werden mußte. Erst ab Januar 1990, mit dem Start des DMSP-F10 Satelliten ist die Bestimmung des langwelligen Nettostrahlungsflusses wieder möglich.

Auf seiner sonnensynchronen Bahn überfliegt der DMSP-F8 Satellit gleiche Orte immer zur gleichen lokalen Ortszeit. So wird der Äquator immer um 6:30 und 18:30 LT überquert. Der Überflug in den frühen Morgenstunden findet folglich, je nach geographischer Breite, noch zum Teil in der Dämmerung, also ohne solare Einstrahlung statt. Die Messungen der Morgenüberflüge werden somit zur Ableitung der Temperaturdifferenz quer zur kühlen Haut für nächtliche Situationen benutzt. Aus den Messungen der SSM/I-Abendüberflüge wird, mit den solaren Strahlungsflüssen aus dem SRB-Datensatz, die Temperaturdifferenz quer zur kühlen Haut für Tagsituationen bestimmt. Die solaren Strahlungsflüsse liegen als Tagesmittel in  $2.5^\circ \times 2.5^\circ$ -Boxen vor. Um die nichtlineare Abhängigkeit der solaren Strahlung auf die Oberflächenhaut zu berücksichtigen, wurde durch Integration aus den Tagesmittelwerten unter der Annahme eines idealisierten Tagesgangs der solaren Einstrahlung stündliche Werte bestimmt und daraus die kühle Haut berechnet. Für die anderen Energieflüsse und den Impulsfluß wurde ein vernachlässigbarer Tagesgang angenommen.

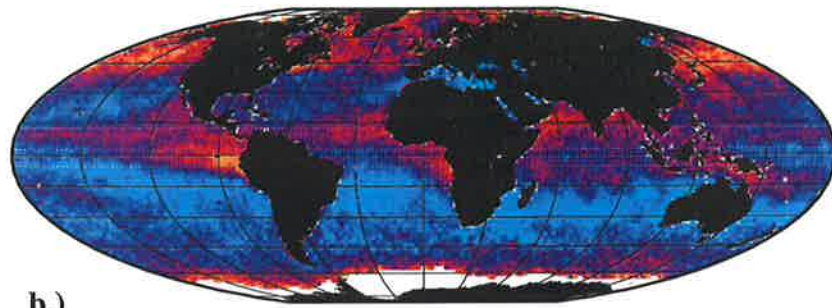
Abbildung 18 zeigt als Beispiel für die globale Verteilung des Skineffektes die Monatsmittel für Nacht- und Tagsituationen im Februar und August 1988. Dargestellt ist der Skineffekt als Differenz zwischen der Temperatur an der Oberfläche und der Bulktemperatur ( $\Delta T = T_{Skin} - T_{Bulk}$ ). Negative Werte von  $\Delta T$  weisen also auf die Existenz einer kühlen Haut hin, positive Werte auf eine wärmere Meeresoberfläche.

Im Fall der nächtlichen Situationen zeigen große Teile des Ozeans in den jeweiligen Wintermonaten der Hemisphären ein Monatsmittel von  $\Delta T$  um -0.3K. Eine Temperaturdifferenz quer zur kühlen Haut von -0.5K im Monatsmittel findet sich im Februar 1988 im nordwestlichen Pazifik. Meeresgebiete ohne, bzw. mit einem leicht positiven  $\Delta T$ , befinden sich im Bereich der innertropischen Konvergenzzone und in den hohen und mittleren Breiten zur Zeit der Sommermonate.



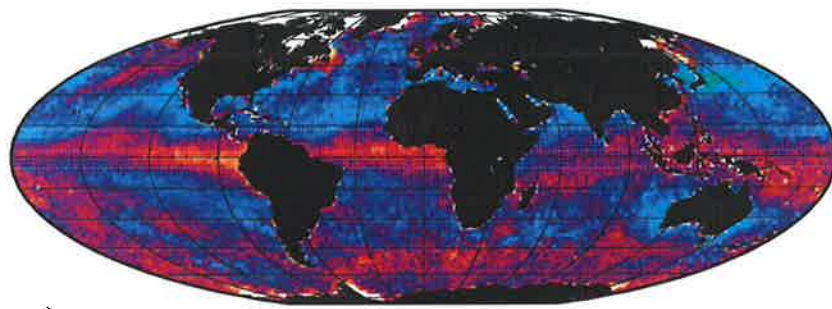
a.)

Februar 1988



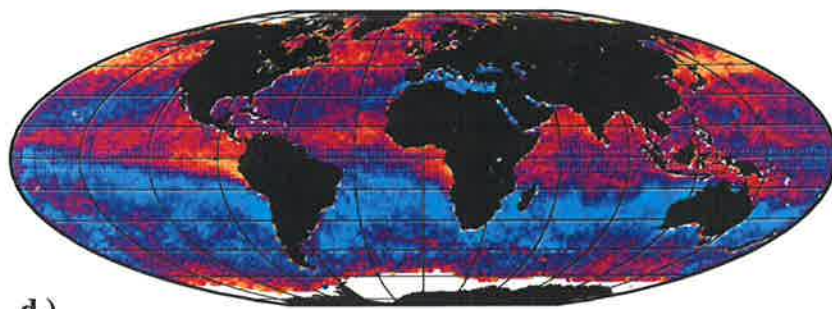
b.)

August 1988



c.)

Februar 1988



d.)

August 1988

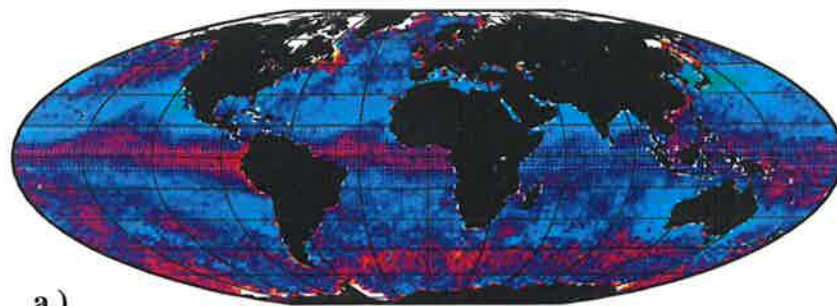


Abbildung 18: Monatsmittel der Temperaturdifferenz quer zur kühlen Haut für Nachtsituationen (a.) und (b.) und für Tagsituationen (c.) und (d.) im Februar und August 1988. Angegeben sind die Werte von  $\Delta T$  in K.

Bei den Tagesmessungen wird der Effekt der kühlen Haut durch die solare Einstrahlung und der damit verbundenen Erwärmung der Ozeandeckschicht modifiziert. Dies wirkt sich naturgemäß besonders in den Sommermonaten auf der jeweiligen Hemisphäre aus. Regional können dann Erwärmungen der Oberflächenhaut bis 0.2 K beobachtet werden. Solche Situationen treten in beiden Monaten in den tropischen Breiten vor den Westküsten Südamerikas und Afrikas auf. Im Februar 1988 wiesen auch die Meeresgebiete im östlichen Nordpazifik kräftige Erwärmungen auf.

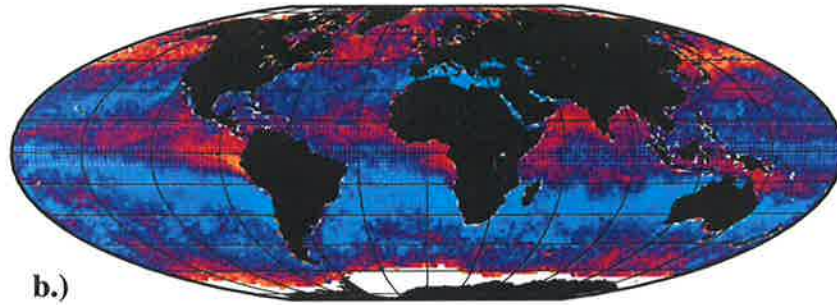
Die Trennung von  $\Delta T$  für Tagsituationen in die Komponenten  $\Delta T_C$  und  $\Delta T_R$  ist in Abbildung 19 dargestellt. Die globalen Felder von  $\Delta T_C$  unterscheiden sich kaum von den Feldern der Temperaturdifferenz quer zur kühlen Haut für Nachtsituationen (Abbildung 18 a) und b)), da auch die Wärmeflüsse und die Windgeschwindigkeit zwischen Morgen- und Abendüberflug des Satelliten im Monatsmittel nur wenig variieren.

Die Erwärmung der Oberflächenhaut durch die solare Einstrahlung  $\Delta T_R$  schwankt auf der globalen Skala zwischen 0 K in Gebieten mit sehr niedriger Einstrahlung und Werten bis 0.2K im Monatsmittel. Letzteres tritt in lokal begrenzten Gebieten auf und hängt weniger von der Intensität der solaren Einstrahlung (vergleiche hierzu Abbildung 15 c) und d)) ab, als viel mehr von der Windgeschwindigkeit. Dies verdeutlicht Abbildung 20, in der die monatliche Windgeschwindigkeit aus SSM/I-Messungen dargestellt ist. Die Meeresregionen mit besonders geringen Windgeschwindigkeiten finden sich im Februar 1988 im Pazifik im westlichen und östlichen Bereich der innertropischen Konvergenzzone und westlich von Kalifornien, im Atlantik vor der Westküste Afrikas und im nördlichen Indischen Ozean. Im globalen Feld der solaren Einstrahlung  $\Delta T_R$  sind genau diese Gebiete durch hohe Erwärmungen gekennzeichnet. Im August 1988 liegen die Gebiete mit den höchsten Werten von  $\Delta T_R$  und gleichzeitig den geringsten Windgeschwindigkeiten im westlichen Pazifik.



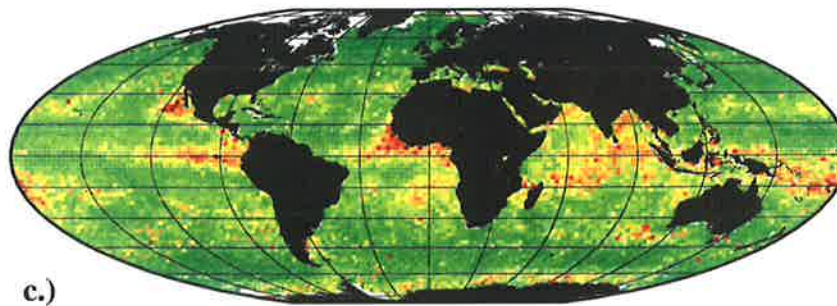
a.)

Februar 1988



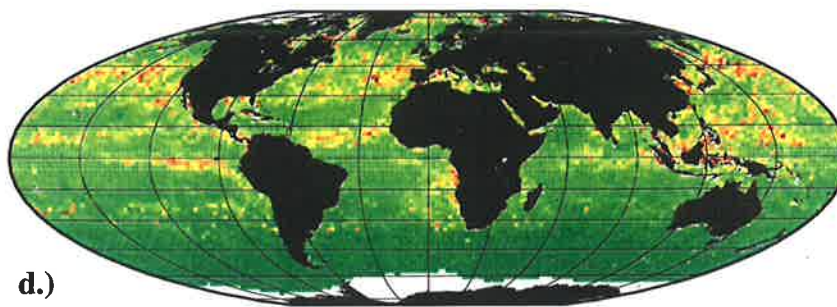
b.)

August 1988



c.)

Februar 1988



d.)

August 1988

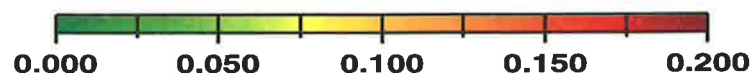


Abbildung 19: Monatsmittel von  $\Delta T_C$  für Tagsituationen (a.) und b.) und die Erwärmung der Oberflächenhaut durch solare Einstrahlung ( $\Delta T_R$ ) im Februar 1988 und August 1988. Die Werte sind in K angegeben.



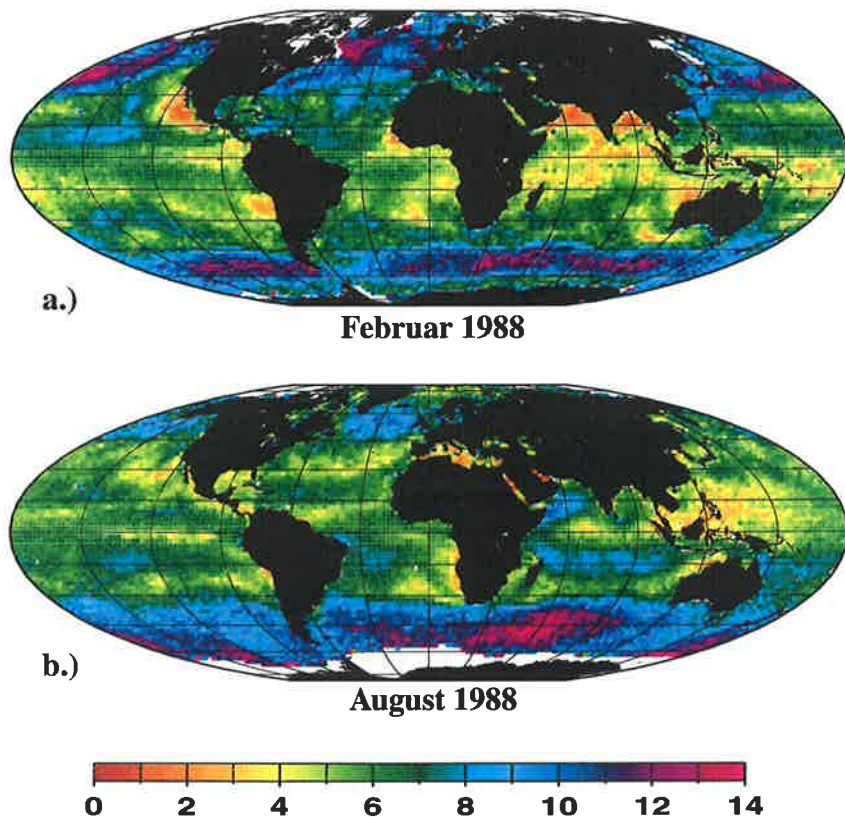


Abbildung 20: a.) und b.) Monatsmittel der bodennahen Windgeschwindigkeit [m/s] über dem Ozean, abgeleitet aus SSM/I-Messungen.

Tabelle 8 zeigt die zonalen und globalen Mittel der Temperaturdifferenz quer zur kühlen Haut für das Jahr 1988. Der globale Mittelwert von etwa  $-0.2\text{ K}$  ist geringer als der Wert bisheriger globaler Berechnungen. Robertson und Watson (1992) und Van Scoy et al. (1995) bestimmten mit dem Modell von Hasse (1971) und unter Verwendung klimatologischer Mittelwerte für die Energieflüsse und Windgeschwindigkeit einen globalen Mittelwert für  $\Delta T$  von  $-0.3\text{ K}$ . Auffallend bei der Betrachtung der zonalen Mittelwerte für 1988 ist das fast vollständige Verschwinden der kühlen Haut in den polaren und gemäßigten Breiten der Nordhemisphäre während der Sommermonate. Der Grund hierfür ist in der Wechselwirkung der beiden Komponenten der Temperaturdifferenz quer zur kühlen Haut zu suchen. Der Abkühlungseffekt  $\Delta T_C$  ist in dieser Jahreszeit besonders gering. Zusätzlich kommt es zu vergleichsweise kräftigen Erwärmungen des Oberflächenwassers während des Tages und somit zu hohen Werten von  $\Delta T_R$ .

Breite		Januar 1988	Feb. 1988	März 1988	April 1988	Mai 1988	Juni 1988	Juli 1988	August 1988	Sep. 1988	Okt. 1988	Nov. 1988	Dez. 1988	Jahres- mittel
80°N-40°N	$\Delta T$	-0.25	-0.21	-0.20	-0.19	-0.10	-0.04	-0.03	-0.03	-0.12	-0.15	-0.20	-0.24	-0.15
	$\Delta T_C$	-0.26	-0.22	-0.21	-0.20	-0.13	-0.09	-0.07	-0.06	-0.14	-0.17	-0.21	-0.24	-0.17
	$\Delta T_R$	0.02	0.02	0.03	0.04	0.06	0.08	0.07	0.06	0.05	0.03	0.02	0.01	0.04
40°N- 0°N	$\Delta T$	-0.21	-0.23	-0.22	-0.22	-0.15	-0.14	-0.13	-0.16	-0.16	-0.17	-0.21	-0.23	-0.19
	$\Delta T_C$	-0.25	-0.26	-0.25	-0.25	-0.18	-0.17	-0.16	-0.18	-0.19	-0.20	-0.23	-0.25	-0.21
	$\Delta T_R$	0.05	0.05	0.06	0.06	0.06	0.06	0.05	0.05	0.06	0.07	0.05	0.04	0.06
0°-40°S	$\Delta T$	-0.18	-0.19	-0.19	-0.20	-0.21	-0.24	-0.26	-0.22	-0.22	-0.22	-0.22	-0.19	-0.21
	$\Delta T_C$	-0.21	-0.22	-0.22	-0.22	-0.22	-0.25	-0.27	-0.25	-0.24	-0.24	-0.24	-0.23	-0.23
	$\Delta T_R$	0.06	0.06	0.05	0.05	0.04	0.03	0.02	0.03	0.04	0.05	0.05	0.05	0.05
40°S-80°S	$\Delta T$	-0.15	-0.14	-0.14	-0.13	-0.16	-0.20	-0.20	-0.17	-0.15	-0.18	-0.14	-0.12	-0.16
	$\Delta T_C$	-0.17	-0.16	-0.15	-0.14	-0.16	-0.20	-0.20	-0.17	-0.16	-0.19	-0.16	-0.15	-0.17
	$\Delta T_R$	0.04	0.04	0.02	0.01	0.01	0	0	0.01	0.02	0.03	0.04	0.04	0.02
global	$\Delta T$	-0.19	-0.19	-0.19	-0.18	-0.18	-0.18	-0.18	-0.17	-0.18	-0.19	-0.19	-0.19	-0.18
	$\Delta T_C$	-0.20	-0.21	-0.20	-0.20	-0.20	-0.19	-0.19	-0.18	-0.20	-0.21	-0.21	-0.20	-0.20
	$\Delta T_R$	0.04	0.05	0.04	0.04	0.04	0.04	0.03	0.03	0.04	0.05	0.04	0.04	0.04

Tabelle 8: Die Temperaturdifferenz quer zur kühlen Haut ( $\Delta T$ ) als Summe über Tag- und Nachtsituationen, die Abkühlung der Oberflächenhaut  $\Delta T_C$  für Tag- und Nachtsituationen und die Erwärmung während des Tages  $\Delta T_R$ .

Eine quantitative Fehlerbetrachtung der aus Satellitendaten abgeleiteten Temperaturdifferenz quer zur kühlen Haut ist aufgrund der nur geringen Vergleichsmöglichkeiten mit in situ Messungen schwierig. Nach Fehlerfortpflanzung wird unter Berücksichtigung der Genauigkeiten der Energieflüsse und der Windgeschwindigkeit für den Monatsmittelwert von  $\Delta T$  in Nachtsituationen ein Fehler von etwa 0.05K abgeschätzt. Da keine Angaben über die Genauigkeit des solaren Strahlungsflusses aus dem SRB-Datensatz gemacht werden ist eine Abschätzung des Fehlers der Temperaturdifferenz quer zur kühlen Haut für Tagsituationen aus Satellitendaten nicht möglich. Aufgrund der Tatsache, daß bei der Ableitung des solaren Strahlung am Boden mit Hilfe des Staylor-Modells eine Vielzahl von Vereinfachungen und Näherungen angewendet wurden, muß von einer relativ hohen Ungenauigkeit der SRB-Daten ausgegangen werden. Dies könnte auch zu einer Erhöhung des Fehlers für  $\Delta T$  für Tagsituationen führen.

## 7 Fallbeispiel: Energieflüsse und kühle Haut im Arabischen Meer

Um die Abhängigkeit der kühlen Haut von den lokalen Energie- und Impulsflüssen analysieren zu können, wird der Jahresgang der Grenzschichtparameter über dem Arabischen Meer als Fallbeispiel betrachtet. Das Gebiet des Arabischen Meers ist gekennzeichnet durch eine hohe räumliche und jahreszeitliche Variabilität der Atmosphäre und des Ozeans. Diese Variabilität wird im wesentlichen durch die asiatische Monsunzirkulation hervorgerufen. Während des Sommermonsuns kommt es aufgrund der Druck- und Temperaturunterschiede zwischen dem asiatischen Festland und dem Indischen Ozean zu einem aus südwestlicher Richtung strömenden bodennahen Wind, der im Bereich des Arabischen Meeres mit besonders hohen Windgeschwindigkeiten auftritt (Somali-Jet). Im Gegensatz dazu herrschen über dem Arabischen Meer zur Zeit des Wintermonsuns Winde aus nördlicher oder nordöstlicher Richtung vor. Die jahreszeitlichen Umkehrungen des Windsystems bewirken auch eine Richtungsänderung der Ozeanoberflächenströme innerhalb des Arabischen Meeres.

In Abbildung 21 sind die Monatsmittel der kühlen Haut für Nacht- und Tagsituationen im Februar, Mai, August und November 1988 dargestellt. Für die Monate Februar, Mai und November weisen große Teile des Indischen Ozeans im Falle der Temperaturdifferenz quer zur kühlen Haut für Nachtsituationen im Monatsmittel Werte um  $-0.3\text{K}$  auf. Ein  $\Delta T$  von über  $-0.5\text{K}$  im Monatsmittel finden sich für den Monat Mai in der nördlichen Arabischen See und im Persischen Golf. Dagegen ist  $\Delta T$  im August 1988, also während des indischen Sommermonsuns, in fast allen Gebieten im nördlichen Indischen Ozean gering und es werden sogar positive Werte in den Auftriebsgebieten vor der somalischen Küste beobachtet. Die Tagesmessungen der Temperaturdifferenz quer zur kühlen Haut (Abbildung 21, unten) werden in der Arabischen See durch die solare Einstrahlung und die damit verbundene Erwärmung der molekularen Grenzschicht nur schwach modifiziert. Nur im Februar 1988 kommt es im Bereich der nördlichen Arabischen See durch die Erwärmung zu einer Reduzierung der Temperaturdifferenz quer zur kühlen Haut um etwa  $0.1\text{K}$ .

Um die Veränderungen Temperaturdifferenz quer zur kühlen Haut im Jahresgang analysieren zu können, sind in den Abbildungen 22 und 23 die einzelnen Energieflußdichten der Grenzschicht Ozean-Atmosphäre dargestellt. Abbildung 22 (oben) zeigt für die vier ausgewählten Monate den latenten Wärmefluß in  $\text{W}/\text{m}^2$  im Indischen Ozean. In den Monaten Mai und November sind hohe latente Flüsse mit mehr als  $250 \text{W}/\text{m}^2$  im Arabischen Meer zu beobachten. In diesen Jahreszeiten führten die relativ trockene Atmosphäre und die hohe Oberflächentemperatur zu einer kräftigen Verdunstung (vergleiche auch Abbildung 24). Im Gegensatz dazu ist in den Monaten des Sommermonsuns (Juni, Juli und August) die Oberflächentemperatur des Arabischen Meeres vergleichsweise gering. Als Ursache hierfür ist der ablandige Wind vor der Nordostküste Afrikas (Somali-Jet) zu betrachten, der zu einem Auftrieb von kaltem Tiefenwasser an die Ozeanoberfläche führt, das wegen der vorherrschenden Meeresströmungen eine Abkühlung des Oberflächenwassers in weiten Teilen des Arabi-

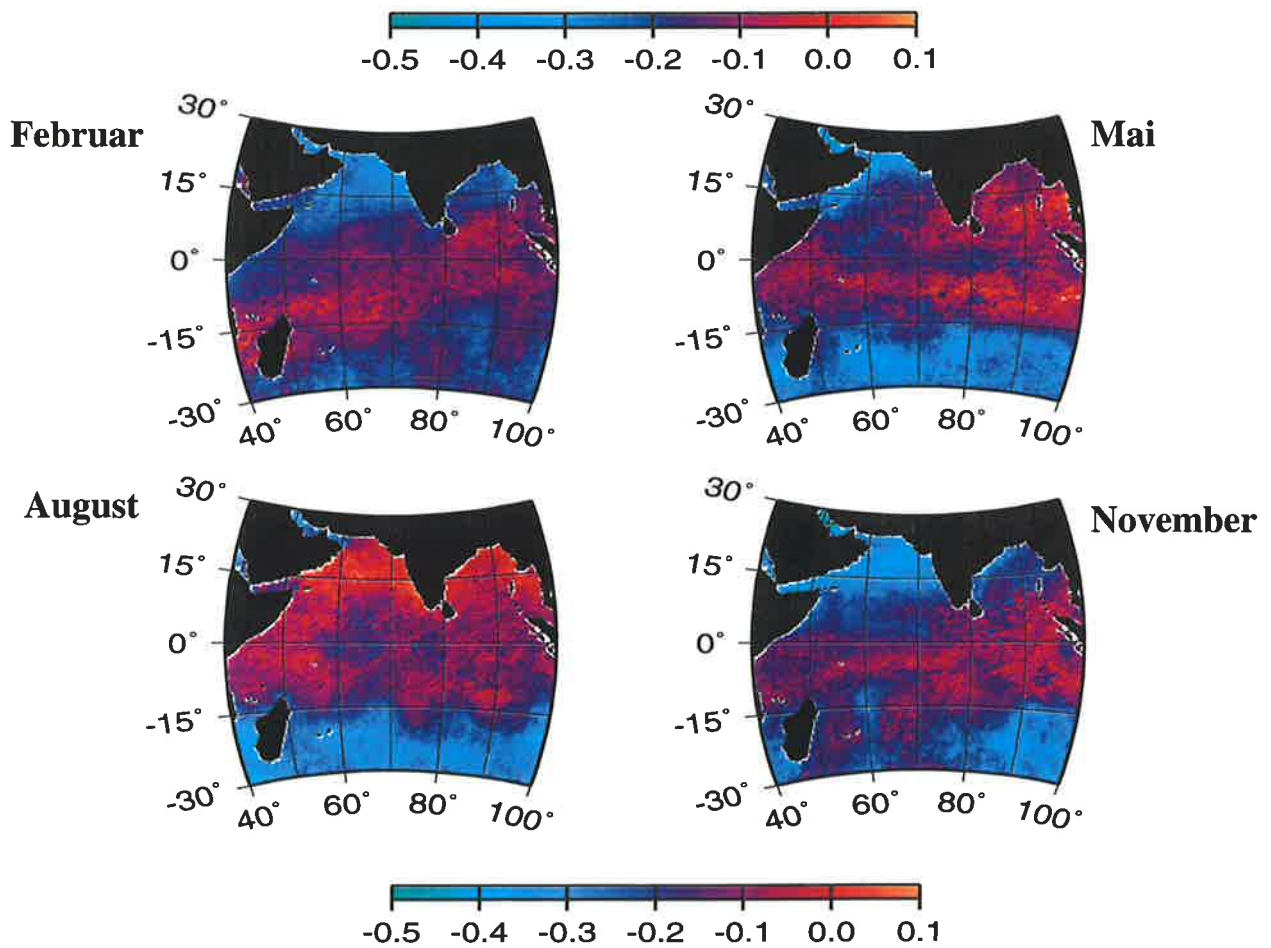
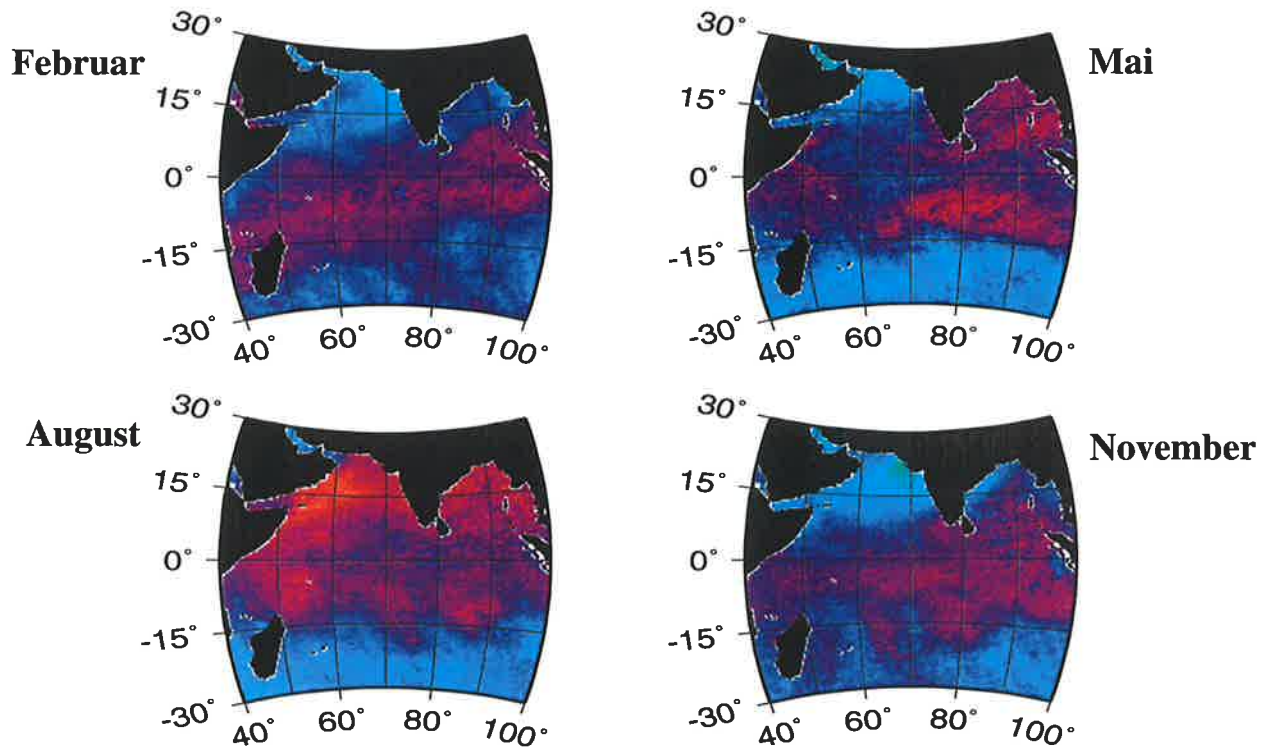


Abbildung 21: Monatsmittelwerte der Temperaturdifferenz quer zur kühlen Haut in K für Nachtsituationen (oben) und für Tagsituationen im Arabischen Meer aus dem Jahr 1988.



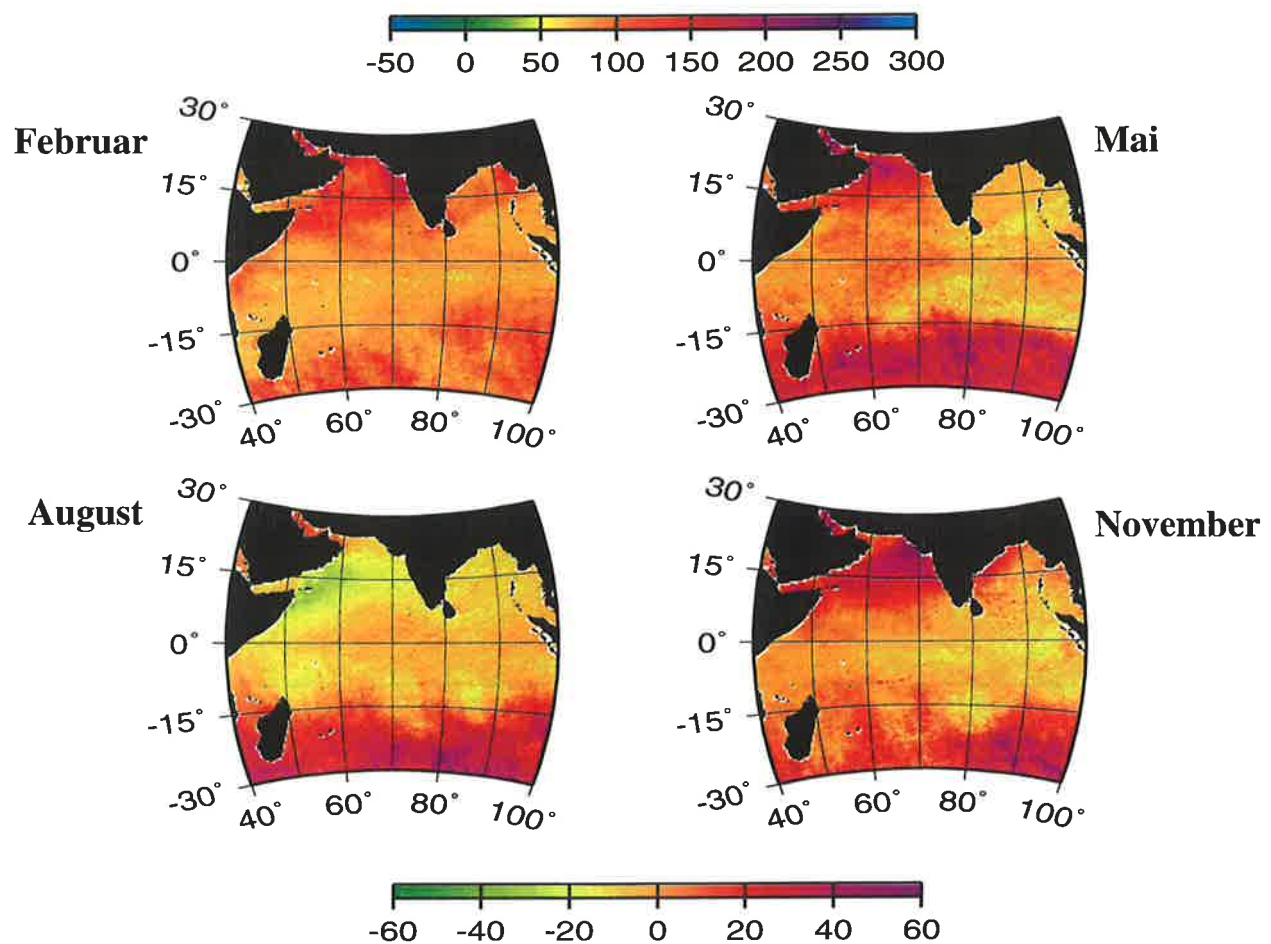
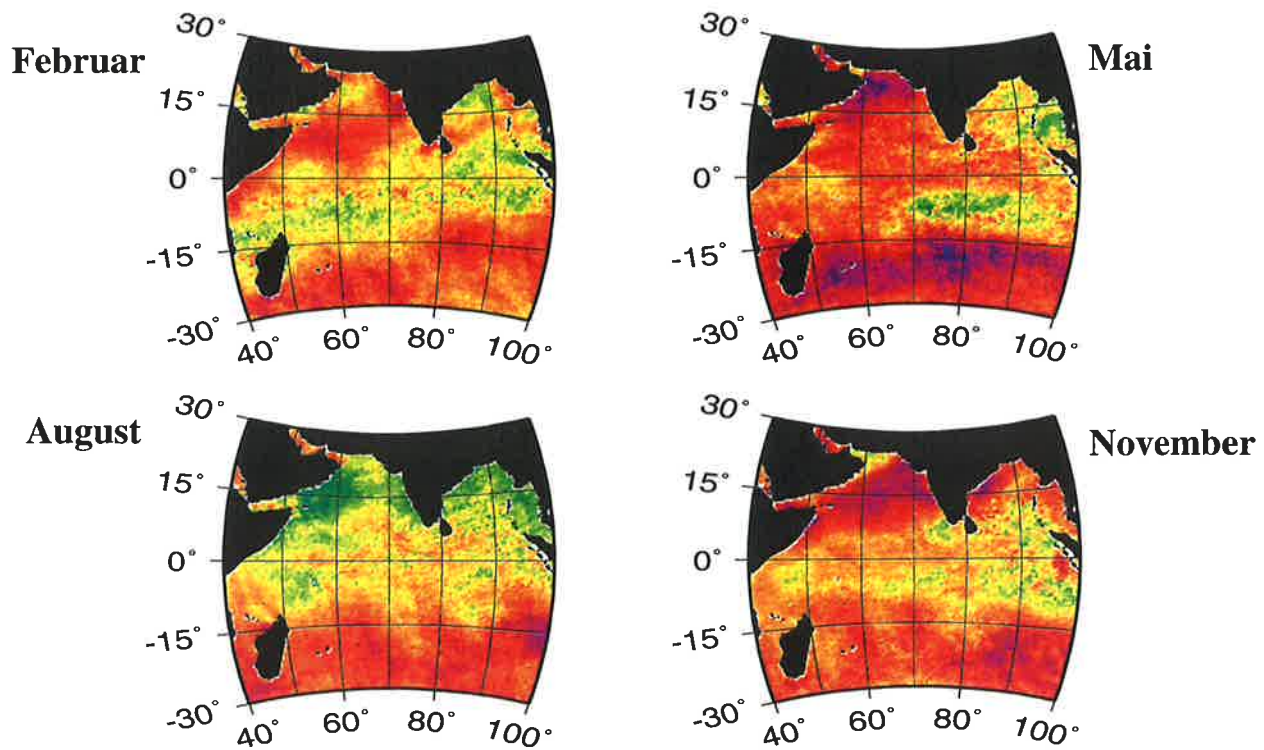


Abbildung 22: Monatsmittelwerte der latenten Wärmeflußdichte  $-Q_L$  (oben) und der fühlbaren Wärmeflußdichte  $-Q_H$  (unten) in  $\text{W/m}^2$  im Arabischen Meer für Februar, Mai, August und November 1988.

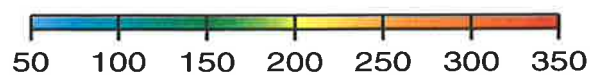
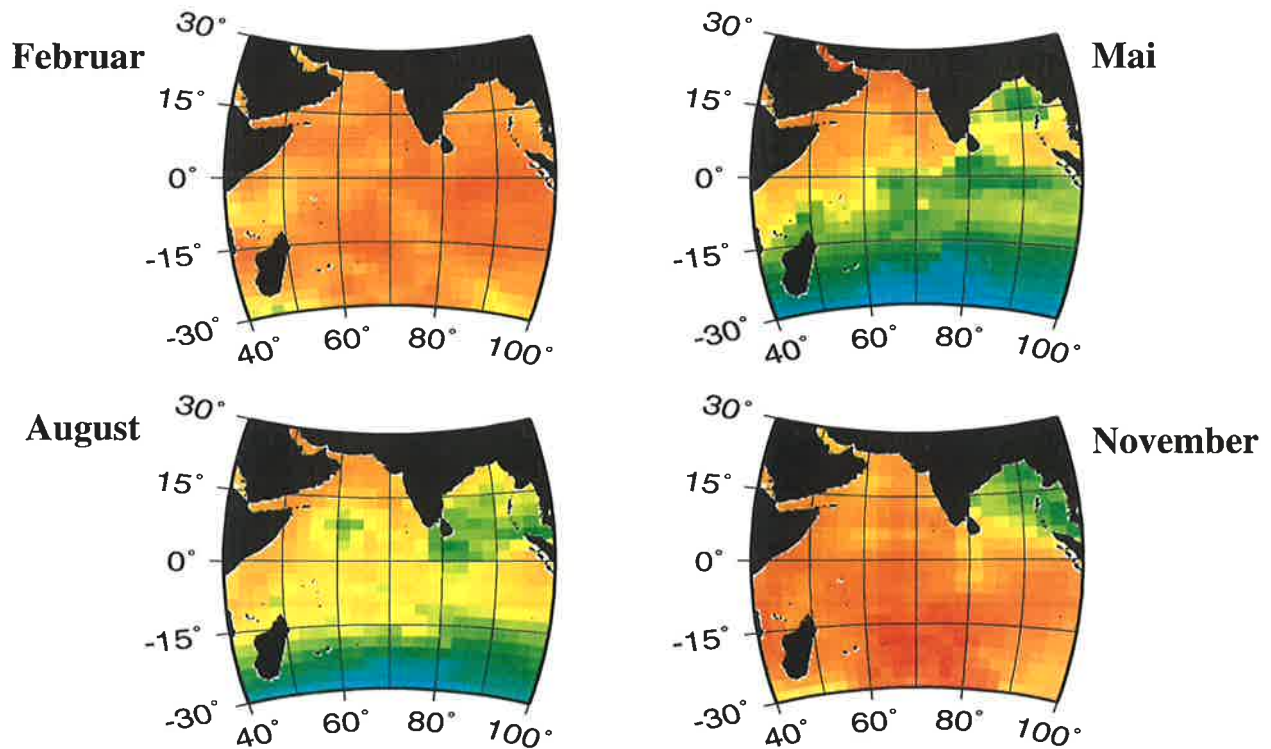
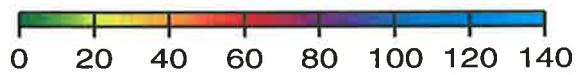
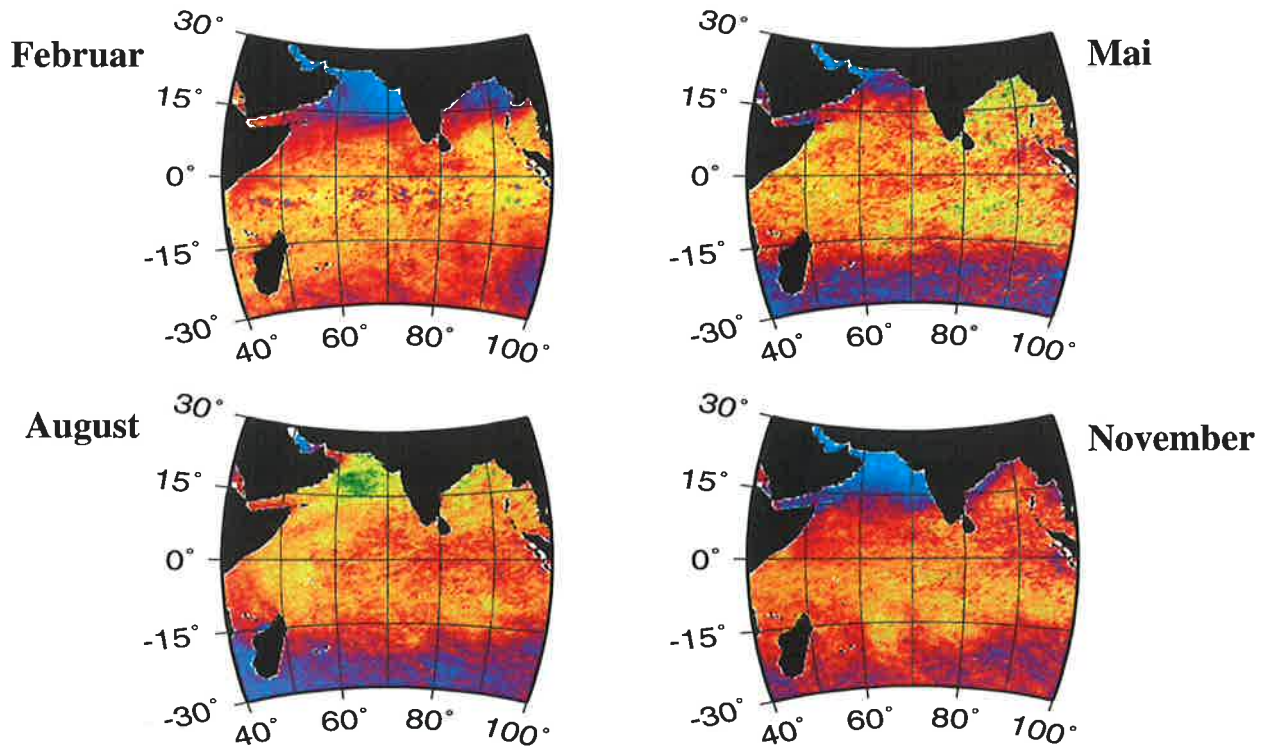


Abbildung 23: Monatsmittelwerte der langwelligen Netto-Strahlungsflußdichte  $-Q_{LR}$  (oben) und der solaren Strahlungsflußdichte in  $W/m^2$  im Arabischen Meer.

In Abbildung 24 sind für das Jahr 1988 die Monatswerte der Temperaturdifferenz quer zur kühlen Haut für Tag- und Nachtsituationen und die der Energieflüsse als Mittel über das gesamte Arabische Meer aufgetragen. Zusätzlich sind noch die Monatsmittel der bestimmenden Parameter des latenten Wärmeflusses, die Differenz der spezifischen Feuchten zwischen Luft und Ozeanoberfläche und die Windgeschwindigkeit in Bodennähe dargestellt.

Der jahreszeitliche Verlauf der Temperaturdifferenz quer zur kühlen Haut im Arabische Meer weist in den Sommermonaten, zur Zeit des Monsuns, ein Minimum auf. Die Ursache hierfür liegt in der extremen Abnahme des latenten Wärmeflusses und des langwelligen Nettostrahlungsflusses zu dieser Jahreszeit. Für den latenten Wärmefluß ist ein zweites Minimum, allerdings nicht so stark ausgeprägt, in den Monaten Februar, März und April gegen Ende des Wintermonsuns zu beobachten. Um zu zeigen, daß der zeitliche Verlauf des latenten Wärmeflusses im Jahr 1988 nicht zufällig ist, sind in Abbildung 24 zusätzlich die Monatsmittel des latenten Wärmeflusses für das Jahr 1990 aufgetragen, die zu 1988 unterschiedliche Absolutwerte, aber einen ähnlichen Verlauf aufweisen.

Die hier vorgestellten, aus Satellitendaten abgeleiteten Energieflüsse im Arabischen Meer zeigen im wesentlichen den selben jahreszeitlichen Verlauf wie die Energieflüsse, die im Rahmen einer Energiebilanzierung von Hastenrath und Greischar (1993) aus Schiffsmessungen, Analysedaten und Satellitenmessungen zusammengetragen wurden.

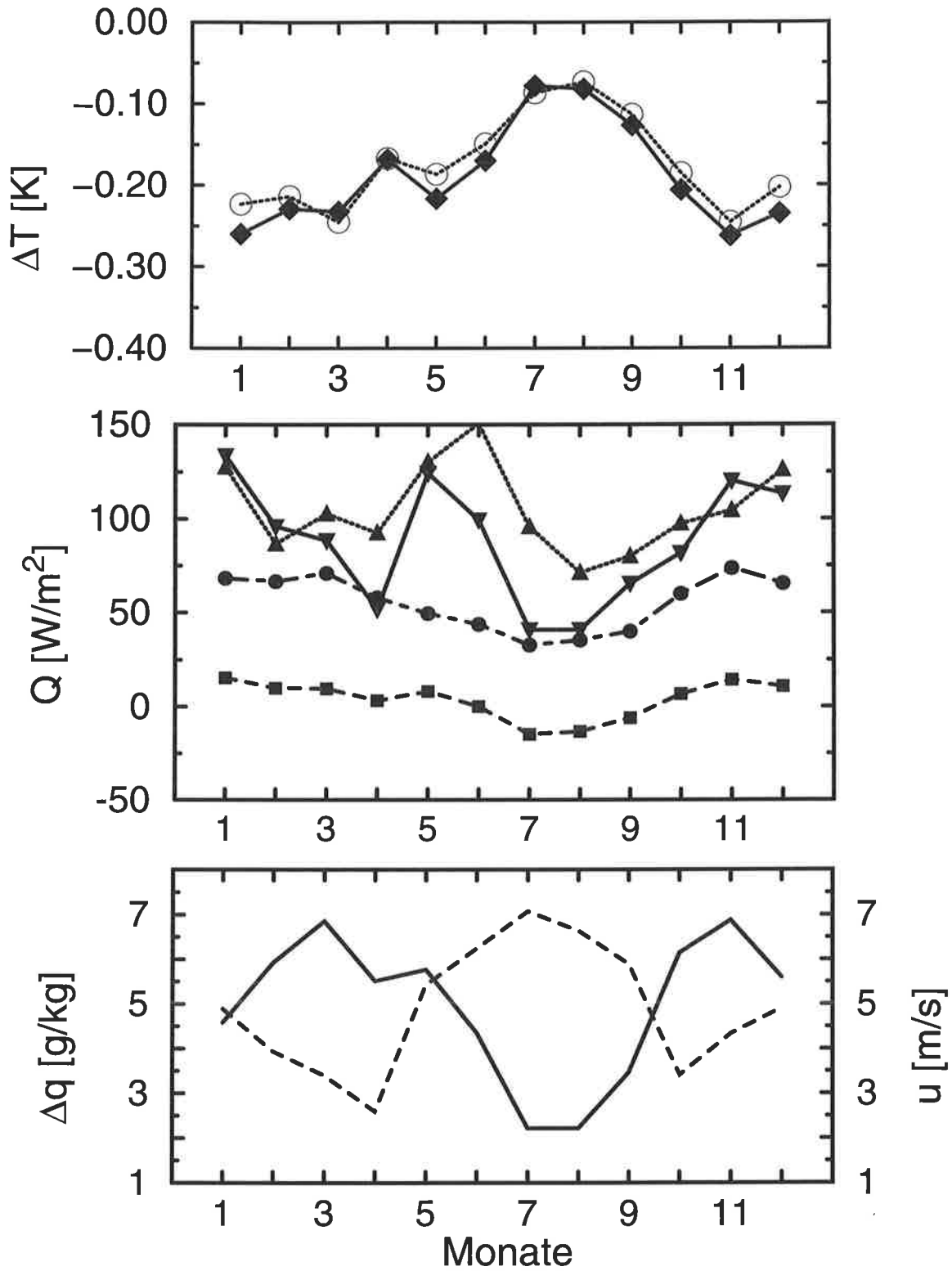


Abbildung 24: Monatsmittelwerte verschiedener Parameter im Arabischen Meer für 1988. Oben: Temperaturdifferenz quer zur kühlen Haut für Tag- (gestrichelt) und Nachtsituationen (durchgezogen). Mitte: langwellige Netto-Strahlungsflußdichte (Kreise), fühlbare Wärme flu ßdichte (Quadrate), latente Wärme flu ßdichte (Dreiecke; zusätzlich gepunktete Linie: 1990). Unten: Differenz der spezifischen Feuchten (durchgezogen) und Windgeschwindigkeit (gestrichelt).

## 8 CO<sub>2</sub>-Gasfluß unter Berücksichtigung von Schaum und kühler Haut

Die in dieser Arbeit berechneten globalen Felder der Schaumbedeckungen und der kühlen Haut aus Satellitendaten werden nun mit den Daten der CO<sub>2</sub>-Partialdruck-Klimatologie (vergl. Kapitel 2.4) verknüpft um den Netto-CO<sub>2</sub>-Gasaustausch zwischen Ozean und Atmosphäre zu bestimmen. Die unterschiedlichen Ergebnisse für die verschiedenen Gasaustauschkoeffizienten werden einander gegenübergestellt und diskutiert. Die so ermittelten globalen Mittelwerte des CO<sub>2</sub>-Flusses werden mit bisherigen Angaben aus der Literatur verglichen. Ebenfalls wird der Einfluß der in dieser Arbeit bestimmten Temperaturdifferenz quer zur kühlen Haut auf den CO<sub>2</sub>-Austausch abgeschätzt und Vergleiche mit den Ergebnissen anderer Autoren durchgeführt. Zuvor wird in diesem Kapitel noch auf die CO<sub>2</sub>-Partialdruckdifferenz zwischen Ozean und Atmosphäre eingegangen und Felder der globalen Verteilung von  $\Delta P_{\text{CO}_2}$  dargestellt und beschrieben.

### 8.1 Die CO<sub>2</sub>-Partialdruckdifferenz zwischen Ozean und Atmosphäre

Die globale Verteilung des CO<sub>2</sub>-Druckes im Ozean durch die Temperaturabhängigkeit der CO<sub>2</sub>-Löslichkeit beeinflusst. So erwartet man generell in hohen Breiten niedrigere CO<sub>2</sub>-Drücke im Wasser als in der Atmosphäre, also eine negative Partialdruckdifferenz. Durch die starke vertikale Vermischung und die Bildung von Tiefenwasser wird diese negative Partialdruckdifferenz aufrecht erhalten. In den Tropen herrscht aufgrund der hohen Wassertemperaturen und des strömungsbedingten Transports von kohlenstoffreichem Zwischenwasser an die Ozeanoberfläche eine ozeanische Übersättigung des CO<sub>2</sub>. In weiten Bereichen der Subtropen werden nur geringfügige Partialdruckdifferenzen erwartet, da aufgrund der stabilen Schichtung des oberen Ozeans in diesen Breiten kaum ein vertikaler Austausch stattfindet (Broecker und Peng, 1982).

Biologische Prozesse können die Verteilung des Partialdruckdifferenz zwischen Ozean und Atmosphäre modifizieren.

- Phytoplankton entzieht bei der Primärproduktion gelöstes CO<sub>2</sub> aus dem Umgebungswasser und reduziert dadurch den CO<sub>2</sub>-Druck im Oberflächenwasser. Eine hohe biologische Aktivität kann zu einer deutlichen Reduzierung des ozeanischen CO<sub>2</sub>-Druckes führen (Watson et al., 1991).
- Ein weiterer biologischer Prozeß, der die Partialdruckdifferenz beeinflusst, ist die Bildung von Schalen, bzw. Skeletten durch das Plankton. Zum Aufbau der Schalen wird hierzu, je nach Planktontyp, entweder Silikat oder Kalziumkarbonat verwendet. Bei der Produktion von Karbonat-Schalen erhöht sich die CO<sub>2</sub>-Konzentration im Ozeanwasser, da bei der Bildung von Karbonat ein CO<sub>2</sub>-Molekül freigesetzt wird. Zur Wahrung der Ladungsneutralität des Ozeanwassers wird ein weiteres CO<sub>2</sub>-Molekül aus dem Hydrogenkarbonat freigesetzt.

Aufgrund der Bedeutung des  $\text{CO}_2$ -Austausches zwischen Ozean und Atmosphäre in der aktuellen Klimadiskussion sind in den letzten Jahren große Anstrengungen unternommen worden, die bisher lückenhafte Kenntnis über die globale Verteilung des ozeanischen  $\text{CO}_2$ -Partialdruckes zu schließen. Hierzu wurden zahlreiche Meßkampagnen in allen Teilen der Weltmeere durchgeführt. Die Ergebnisse, gesammelt von der internationalen Forschergemeinschaft, werden vom Carbon Dioxide Information Analyse Center in Oak Ridge, USA, koordiniert und standardisiert.

Abbildung 25 zeigt Schiffsmessungen der  $\text{CO}_2$ -Konzentrationen des Ozeanwassers und der Atmosphäre im Nordpazifik aus drei verschiedenen Jahren. Die Messungen wurden von Murphy et al. (1995) entlang eines Längengradenbereiches zwischen  $140^\circ\text{W}$  und  $170^\circ\text{W}$  in den Jahren 1986, 1988 und 1989 durchgeführt. Die Abbildung verdeutlicht die hohe räumliche Variabilität der ozeanischen  $\text{CO}_2$ -Konzentrationen in diesem Meeresgebiet, besonders in den Bereichen nördlich des 25. Breitengrades. Auch die zwischenjährige Variabilität ist hier besonders stark ausgeprägt und zeigt beispielsweise eine Schwankungsspanne zwischen 260ppm und 380ppm.

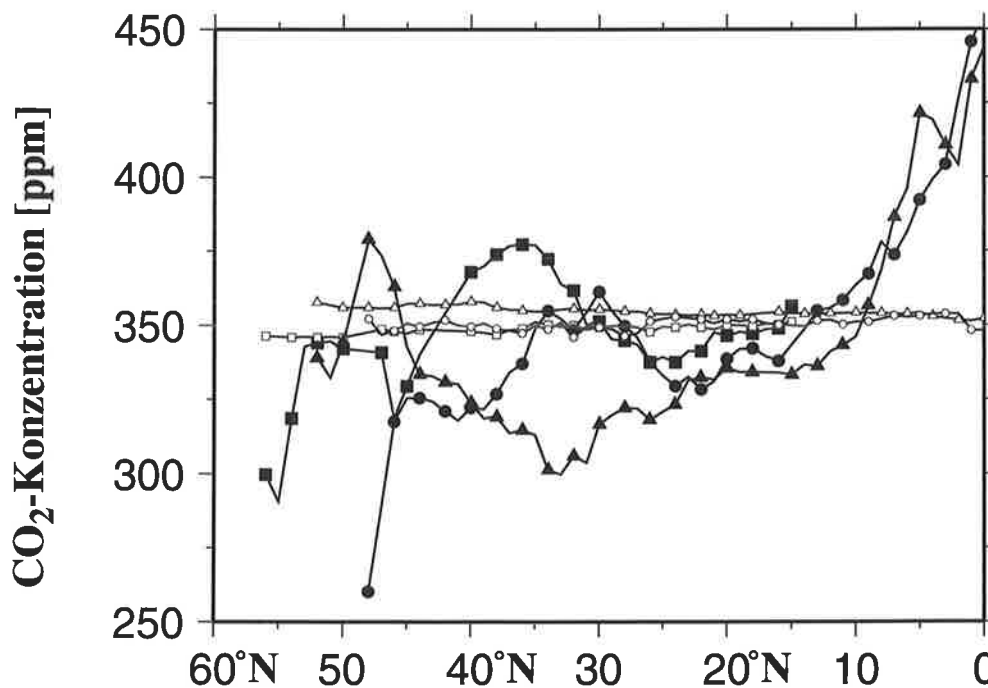


Abbildung 25: Messungen von  $\text{CO}_2$ -Konzentrationen im Nordpazifik aus den Zeiträumen 2.7. bis 22.7. 1986 (Quadrate), 8.4. bis 5.5. 1988 (Dreiecke) und 7.4 bis 20.4. 1989 (Kreise). Die ausgefüllten Symbole repräsentieren die  $\text{CO}_2$ -Konzentrationen im Wasser, die nicht ausgefüllten die der Atmosphäre (nach Murphy et al., 1995).



Zur Erstellung einer CO<sub>2</sub>-Druckdifferenz-Klimatologie wurden von Takahashi et al. (1997) 250000 Schiffsmessungen zusammengetragen und ausgewertet. Abbildung 26 zeigt Datenfelder der monatlichen Verteilung von  $\Delta P_{CO_2}$  der sogenannten „vollen Korrektur“ (vergl. Kapitel 2.4.) dieser Klimatologie aus dem Februar und August. Die Partialdruckdifferenzen werden in  $\mu\text{atm}$  angegeben ( $1\text{ atm} = 1.013 \cdot 10^5\text{ Pa}$ ). Das Referenzjahr, auf das alle Werte bezogen und normiert wurden, ist das Jahr 1990 (vergl. Kapitel 2.4). Positive Werte von  $\Delta P_{CO_2}$  zeigen Gebiete mit einem Fluß von CO<sub>2</sub> aus dem Ozean in die Atmosphäre an. Besonders starke Quellen atmosphärischen CO<sub>2</sub> im Februar sind in folgenden Meeresgebieten zu finden: der gesamte äquatoriale Pazifik und Atlantik (Aufsteigen von kohlendioxidreichem Tiefenwasser), der südöstliche subtropische Pazifik und der subtropische Südatlantik (saisonale Erwärmung), der westliche äquatoriale Indische Ozean (Aufsteigen von Tiefenwasser) und der nordwestliche subarktische Pazifik (winterliches Aufsteigen von Tiefenwasser). Senken atmosphärischen CO<sub>2</sub> findet man im Februar im östlichen Nordpazifik und im gesamten Nordatlantik (saisonale Abkühlung), in den subpolaren und polaren Gebieten im Südatlantik (Photosynthese) und östlich von Neuseeland (Photosynthese).

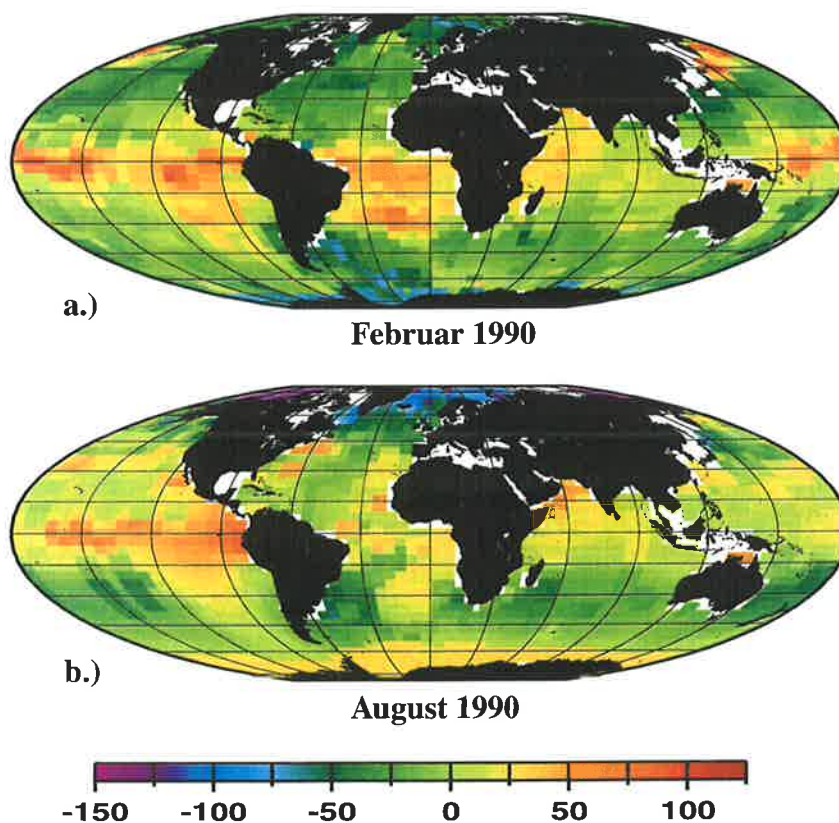


Abbildung 26: a.) und b.) Monatsmittel der CO<sub>2</sub>-Partialdruckdifferenz in  $\mu\text{atm}$  zwischen Ozean und Atmosphäre für die Monate Februar und August des Referenzjahres 1990 (aus Takahashi, 1997).

Im August (Abbildung 26 b) sind folgende starke Quellen atmosphärischen  $\text{CO}_2$  zu beobachten: zentraler und östlicher äquatorialer Pazifik (Aufsteigen von Tiefenwasser), Gebiete des Nordpazifik (saisonale Erwärmung), westlicher Nordatlantik (saisonale Erwärmung des Labradorstroms) und das Arabische Meer (monsunbedingtes Aufsteigen von Tiefenwasser). Die gelben Flächen südlich von  $50^\circ\text{S}$  in Abbildung 26 b stellen mit Meereis bedeckte Gebiete dar. Meeresgebiete die als starke Senken für atmosphärisches  $\text{CO}_2$  im August wirken sind: der Nordatlantik (Photosynthese), der westliche Nordpazifik (Photosynthese) und Gebiete in den mittleren Breiten des Süd-Pazifiks, -Atlantiks und Indischen Ozeans (saisonale Abkühlung).

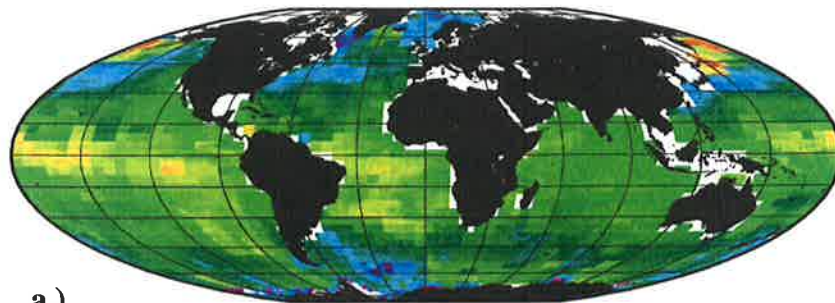
## 8.2 Der globale $\text{CO}_2$ -Fluß unter Berücksichtigung von Wind und Schaum

Der  $\text{CO}_2$ -Fluß läßt sich aus der Partialdruckdifferenz und den fernerkundeten Gastransferkoeffizienten aus Wind- und Schaumdaten mit Hilfe von Gleichung (11) berechnen. Die Löslichkeit  $\alpha$  und der Gastransferkoeffizient  $k_w$  werden dabei, wie bereits angesprochen, zu einem temperaturunabhängigen Transferkoeffizienten  $K$  zusammengefaßt. Als Löslichkeit für eine Temperatur von  $20^\circ\text{C}$  erhält man mit Gleichung (10)  $33.22 \text{ mol m}^{-3} \mu\text{m}$ . Für die Bestimmung des  $\text{CO}_2$ -Flusses ist anzumerken, daß die verwendeten Daten unterschiedliche Jahre repräsentieren. Während die fernerkundeten Gastransferkoeffizienten aus Messungen des Zeitraumes Februar 1988 bis Januar 1989 stammen, sind die Daten der  $\text{P}_{\text{CO}_2}$ -Klimatologie auf das Jahr 1990 normiert.

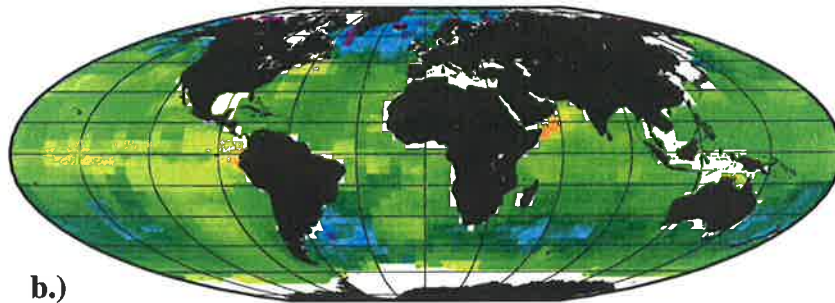
Abbildung 27 zeigt Felder des globalen  $\text{CO}_2$ -Gasflusses in  $\text{mol m}^{-2}\text{Jahr}^{-1}$ , berechnet mit den windabhängigen Gastransferkoeffizienten nach Liss und Merlivat (1986) (Gleichungen (12) - (14)) und Wanninkhof (1992) (Gleichung (17)) für die Monate Februar und August. Als erstes fällt auf, daß aufgrund der generell höheren Gastransferkoeffizienten nach Wanninkhof gegenüber Liss und Merlivat auch die Amplituden der berechneten Gasflüsse um den erwähnten Faktor 2 höher ausfallen. Im Falle des Gastransferkoeffizienten nach Wanninkhof sind maximale Werte von  $\pm 6 \text{ mol m}^{-2} \text{Jahr}^{-1}$  zu beobachten, während für das Modell nach Liss und Merlivat kaum Werte über  $4 \text{ mol m}^{-2} \text{Jahr}^{-1}$  auftreten.

Die Hauptquellen für atmosphärisches  $\text{CO}_2$  liegen in beiden dargestellten Monaten in den äquatorialen Meeren, besonders stark ausgeprägt sind diese allerdings im Pazifik. Die erreichten Werte liegen hier zwischen etwa  $+ 4 \text{ mol m}^{-2} \text{Jahr}^{-1}$  im Falle des Wanninkhof-Modells und  $+ 2 \text{ mol m}^{-2} \text{Jahr}^{-1}$  im Falle des Liss-Merlivat-Modells. Auffällig ist auch die starke Quelle im Arabischen Meer im August zur Zeit des Sommermonsuns. Die relativ hohen Windgeschwindigkeiten bei gleichzeitig hoher Übersättigung des Oberflächenwassers sorgen hier für einen kräftigen  $\text{CO}_2$ -Fluß in die Atmosphäre ( $+ 6 \text{ mol m}^{-2} \text{Jahr}^{-1}$  bzw.  $+ 3 \text{ mol m}^{-2} \text{Jahr}^{-1}$ ). Ebenfalls sehr hohe positive Werte treten für den Februar im Nord-Pazifik auf. Dies ist bedingt durch die hohen Windgeschwindigkeiten und

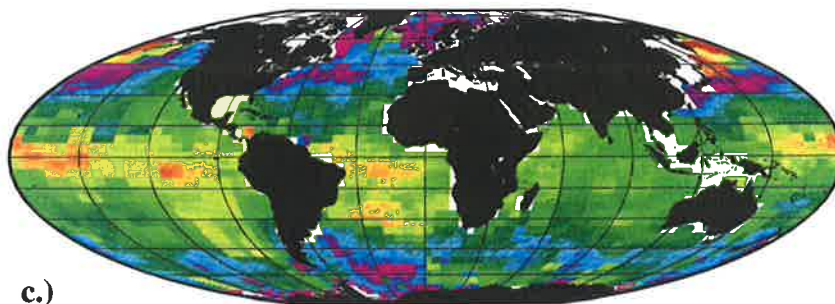




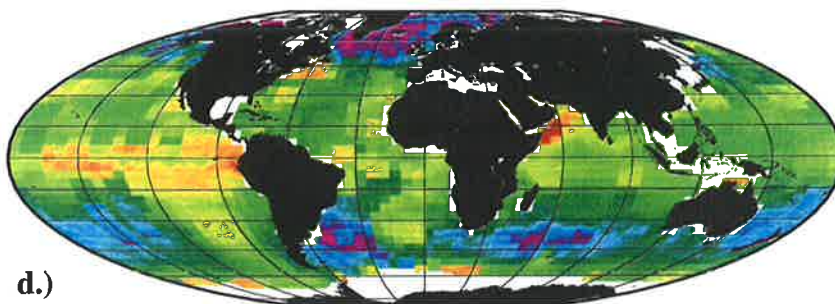
a.)  
Februar



b.)  
August



c.)  
Februar



d.)  
August



Abbildung 27: Monatliche  $\text{CO}_2$ -Gasflüsse [ $\text{mol m}^{-2}/\text{Jahr}$ ] berechnet aus fernerkundeten Gastransferkoeffizienten nach dem Modell von Liss und Merlivat (a) und (b) und Wanninkhof (c) und (d) aus dem Februar 1988 und August 1988 und  $\Delta P_{\text{CO}_2}$  für das Referenzjahr 1990.

die starke vertikale Vermischung zu dieser Jahreszeit.

Die Hauptsinken, mit gebietsweise auftretenden Gasflüssen im Monatsmitteln von mehr als  $-6 \text{ mol m}^{-2} \text{ Jahr}^{-1}$  für die Berechnung nach Wanninkhof, sind die windstarken gemäßigten und polaren Breiten auf beiden Hemisphären. Der Nordatlantik stellt hier in beiden Jahreszeiten eine deutliche Senke für atmosphärisches  $\text{CO}_2$  dar. Für die windschwachen Sommermonate ist die Ursache hierfür in der stark negativen Partialdruckdifferenz auch während dieser Jahreszeit zu suchen (Abbildung 20 b). Auffällig ist auch, daß im Februar der nordwärtsgerichteten Golfstrom und der Kuro-Schio-Strom als kräftige Senken hervortreten. Das gleiche gilt im Südwinter auch für den Brasilstrom.

Die prinzipiell gleichen Strukturen, wie in den aus windabhängigen Gastransferkoeffizienten berechneten  $\text{CO}_2$ -Gasflüssen, finden sich auch in den Gasfluß-Feldern wieder, die mit dem schaumabhängigen Modell nach Erickson (1993) (Gleichung (18)) bestimmt wurden (Abbildung 28). Die Absolutwerte liegen in einem Wertebereich zwischen den beiden Windmodellen. Als maximalen Wert erhält man mit dem Schaummodell einen  $\text{CO}_2$ -Fluß von etwa  $\pm 5 \text{ mol m}^{-2} \text{ Jahr}^{-1}$ . Auffällig ist, daß die äquatorialen Auftriebsgebiete nicht so deutlich als Quelle atmosphärischen  $\text{CO}_2$  hervortreten. Die mit den schaumabhängigen Gastransferkoeffizienten bestimmten Flüsse liegen hier in etwa im gleichen Wertebereich wie die Flüsse aus dem Liss-Merlivat-Modell.

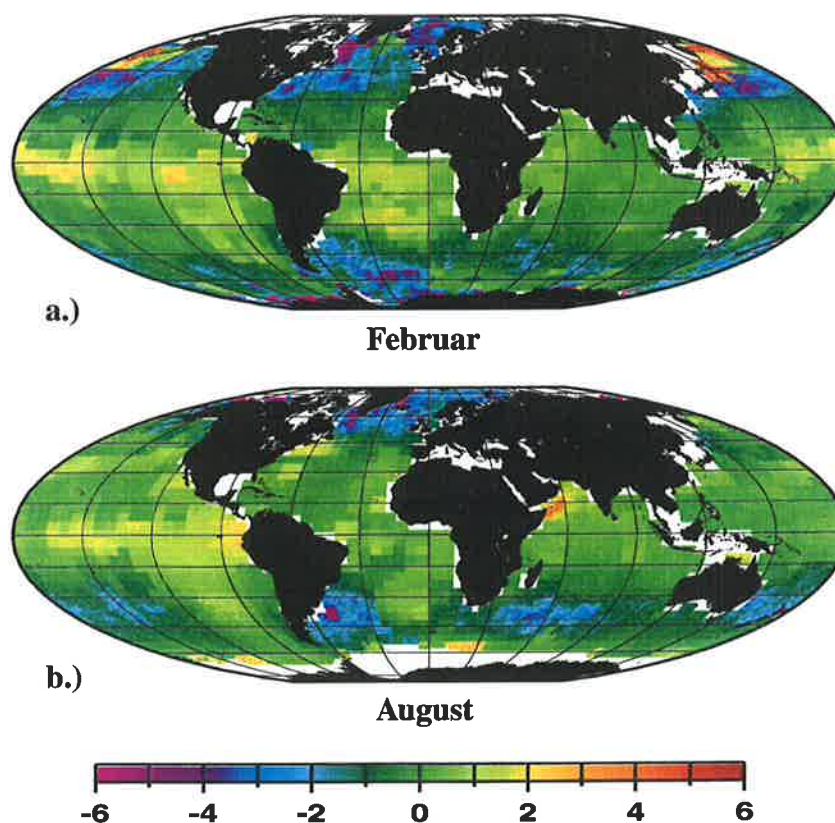


Abbildung 28: Monatliche  $\text{CO}_2$ -Gasflüsse [ $\text{mol m}^{-2}/\text{Jahr}$ ] berechnet aus fernerkundeten Gastransferkoeffizienten nach dem Modell von Erickson (1993) aus SSM/I -Schaumdaten.

Breite		Januar	Feb.	März	April	Mai	Juni	Juli	August	Sep.	Okt.	Nov.	Dez.
50°N-80°N	LM	-1.20	-0.68	-0.81	-0.99	-1.18	-1.45	-1.47	-1.80	-2.18	-2.20	-2.29	-1.80
	W	-2.79	-1.51	-1.71	-2.05	-2.34	-2.73	-2.87	-3.56	-4.34	-4.44	-4.91	-3.98
	E	-1.69	-1.05	-1.16	-1.33	-1.45	-1.68	-1.72	-2.08	-2.74	-3.02	-3.07	-2.64
14°N-50°N	LM	-0.73	-0.76	-0.74	-0.69	-0.54	-0.21	+0.01	+0.12	+0.02	-0.21	-0.45	-0.65
	W	-1.48	-1.55	-1.49	-1.36	-1.04	-0.40	+0.04	+0.26	+0.06	-0.39	-0.92	-1.35
	E	-0.94	-1.00	-0.93	-0.89	-0.64	-0.26	+0.05	+0.17	+0.06	-0.22	-0.62	-0.91
14°N-14°S	LM	+0.59	+0.47	+0.37	+0.36	+0.45	+0.48	+0.58	+0.51	+0.53	+0.39	+0.44	+0.46
	W	+1.13	+0.96	+0.79	+0.79	+0.92	+0.96	+1.12	+0.98	+1.01	+0.79	+0.87	+0.91
	E	+0.65	+0.64	+0.60	+0.63	+0.66	+0.61	+0.62	+0.56	+0.55	+0.51	+0.54	+0.58
14°S-50°S	LM	-0.18	-0.16	-0.14	-0.22	-0.36	-0.46	-0.55	-0.52	-0.47	-0.41	-0.35	-0.28
	W	-0.34	-0.31	-0.26	-0.45	-0.73	-0.94	-1.05	-1.05	-0.87	-0.85	-0.69	-0.55
	E	-0.21	-0.17	-0.17	-0.27	-0.44	-0.61	-0.67	-0.70	-0.60	-0.63	-0.45	-0.36
50°S-80°S	LM	-0.60	-0.94	-0.70	-0.34	-0.08	-0.11	-0.06	-0.10	-0.19	-0.13	-0.28	-0.45
	W	-1.20	-1.93	-1.46	-0.72	-0.19	-0.25	-0.13	-0.20	-0.39	-0.27	-0.59	-0.92
	E	-0.77	-1.24	-0.90	-0.44	-0.13	-0.17	-0.08	-0.12	-0.27	-0.21	-0.41	-0.60
global	LM	-0.18	-0.24	-0.23	-0.21	-0.17	-0.14	-0.07	-0.10	-0.11	-0.19	-0.22	-0.23
	W	-0.39	-0.49	-0.45	-0.39	-0.34	-0.29	-0.19	-0.22	-0.24	-0.39	-0.47	-0.49
	E	-0.26	-0.31	-0.26	-0.22	-0.18	-0.19	-0.14	-0.15	-0.19	-0.28	-0.31	-0.33

Tabelle 9: Monatsmittel des CO<sub>2</sub>-Gasflusses [mol m<sup>-2</sup>/Jahr] berechnet mit den Gastransfermodellen nach Liss und Merlivat (LM), Wanninkhof (W) und Erickson (E) für fünf verschiedene Breitenzonen und dem globalen Ozean. Alle Werte sind flächengewichtet.

Tabelle 9 zeigt die Monatsmittel der berechneten Gasflüsse für ein vollständiges Jahr unterteilt in fünf Breitenzonen. Die höchsten negativen Werte im zonalen Mittel treten in den Monaten August bis Dezember in den Breiten ab 50° nördlich auf. Dieses Breitenband weist für alle Modelle auch die größten Variationen der CO<sub>2</sub>-Flüsse zwischen den Jahreszeiten auf. Im Bereich zwischen 80°S und 50°S auf der Südhalbkugel erreichen die zonalen Mittel nur halb so hohe Flußraten wie in der Nordhemisphäre. Ebenfalls negative Flüsse treten in gemäßigten und subtropischen Breiten auf, allerdings sind die Absolutwerte deutlich geringer als in den hohen Breiten. In den Monaten Juli bis September ergeben sich leicht positive Flüsse im Bereich zwischen 14°N und 50°N. Da der Fluß über weite Teile des Ozeans zu dieser Zeit fast ausgeglichen ist, spiegeln sich hier auch die extrem hohen positiven Flüsse aus dem Arabischen Meer wider, obwohl die eingenommene Fläche sehr klein ist. Positive Werte im zonalen Mittel treten im gesamten Jahr in den tropischen Breiten auf. Wegen der großen Flächen, die die Meeresgebiete in den Tropen zwischen 14°N und 14°S gegenüber den hohen Breiten einnehmen, bestimmen sie maßgeblich den Netto-CO<sub>2</sub>-Fluß zwischen Ozean und Atmosphäre mit.

Die Jahresmittelwerte des CO<sub>2</sub>-Gasflusses in Gigatonnen Kohlenstoff pro Jahr sind in Tabelle 10 zusammengefaßt und den Werten bisheriger globaler Berechnungen, durchgeführt von Takahashi et al. (1997) und Tans et al. (1990), gegenübergestellt. Die in dieser Arbeit berechneten globalen Mittelwerte des CO<sub>2</sub>- Gasflusses variieren je nach Modell zwischen -0.65 GtC/Jahr (Liss-Merlivat) und -1.33 GtC/Jahr (Wanninkhof). Die von Takahashi et al. (1997) mit dem gleichen  $\Delta P_{CO_2}$ -Datensatz berechneten Flüsse liegen im Falle des Wanninkhof-Modells unter und im Falle des Liss-Merlivat-Modells über den hier berechneten Werten. Die Ursache hierfür liegt in den unterschiedlichen Winddaten die benutzt wurden. Takahashi et al. berechneten die Gastransferkoeffizienten aus klimatologischen Mittelwerten, die im Gegensatz zu den SSM/I-Winddaten keine so hohe räumliche Variabilität aufweisen und im Mittel geringer ausfallen, als die hier verwendeten Monatswerte. Der globale Mittelwert des CO<sub>2</sub>-Flusses, berechnet mit den Gastransferkoeffizienten des Schaummodells nach Erickson, liegt mit  $F = -0.86$  GtC/Jahr zwischen den Werten des Wanninkhof- und des Liss-Merlivat-Modells nach den Berechnungen von Takahashi (1997). Dies spricht für eine gute Anwendbarkeit des Schaummodells zur Berechnung von globalen CO<sub>2</sub>-Gastransferkoeffizienten. Der globale Wert

Breite	Modell	Netto - CO <sub>2</sub> -Fluß [GtC/Jahr]		
		diese Arbeit	Takahashi et al.	Tans et al.
50°N-80°N	LM	- 0.22	- 0.22	- 0.12
	W	- 0.46	- 0.35	
	E	- 0.29		
14°N-50°N	LM	- 0.32	- 0.35	- 0.18
	W	- 0.65	- 0.55	
	E	- 0.41		
14°N-14°S	LM	+ 0.48	+ 0.46	+ 0.65
	W	+ 0.96	+ 0.72	
	E	+ 0.61		
14°S-50°S	LM	- 0.43	- 0.45	- 1.35
	W	- 0.87	- 0.71	
	E	- 0.57		
50°S-80°S	LM	- 0.15	- 0.15	+ 0.5
	W	- 0.31	- 0.25	
	E	- 0.20		
global	LM	- 0.65	- 0.71	-0.6
	W	- 1.33	- 1.14	
	E	- 0.86		

Tabelle 10: Zonale und globale Mittel des jährlichen CO<sub>2</sub>-Gasflusses zwischen Ozean und Atmosphäre in GtC pro Jahr für die verschiedenen Gastransfermodelle im Vergleich mit Angaben aus früheren Berechnungen.

von Tans et al. liegt etwas niedriger als die von Takahashi et al. und die im Rahmen dieser Arbeit bestimmten Flüsse, was auf den unvollständigen Datensatz der CO<sub>2</sub>-Partialdrücke, besonders auf der Südhalbkugel, zurückzuführen ist.

### 8.3 Einfluß der kühlen Haut auf den CO<sub>2</sub>-Fluß

Zur Bestimmung von Gasflüssen nach der Bulkformel (10) wird in der Regel die Löslichkeit im Wasser in Abhängigkeit von der Bulktemperatur, also der Temperatur aus tieferen Wasserschichten, bestimmt. Die Löslichkeit eines Gases hängt jedoch sehr stark von der Temperatur ab und da der Gasaustausch direkt durch die Oberflächenhaut stattfindet, sollte bei der Bestimmung eines Gasflusses zwischen Ozean und Atmosphäre der Einfluß der kühlen Haut berücksichtigt werden.

Einen Ansatz für die Berücksichtigung der kühlen Haut liefern Robertson und Watson (1992), indem sie zu der Löslichkeit  $\alpha$  in tieferen Wasserschichten einen Korrekturfaktor addieren, um die Löslichkeit  $\alpha_s$  an der Oberfläche zu erhalten:

$$\alpha_s = \alpha \cdot (1 + \delta) \quad (39)$$

hierbei bedeutet  $\delta$  die Veränderung der Löslichkeit des Gases durch die Temperaturdifferenz quer zur kühlen Haut. Setzt man (41) in die Gleichung (11) (vergl. Kapitel 4.1) ein, erhält man für den Gasfluß zwischen Ozean und Atmosphäre:

$$F = [k_w \cdot \alpha \cdot (P_{CO_2w} - P_{CO_2l})] - [\delta \alpha \cdot k_w \cdot P_{CO_2l}] \quad (40)$$

Der letzte Term dieser Gleichung berücksichtigt die Veränderung des Gasflusses durch den Einfluß der kühlen Haut. Dieser Term läßt sich mit dem Transferkoeffizienten  $K$  auch folgendermaßen ausdrücken:

$$\Delta F = \delta \cdot K \cdot P_{CO_2l} \quad (41)$$

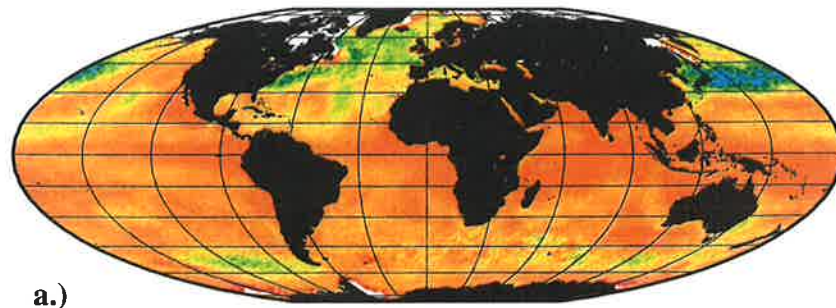
Zur Berechnung von  $\Delta F$  wird also nicht die CO<sub>2</sub>-Partialdruckdifferenz benötigt, sondern allein der CO<sub>2</sub>-Partialdruck in der Luft. In dieser Arbeit wurde ein atmosphärischer CO<sub>2</sub>-Partialdruck von 349 ppm als konstant angenommen. Dieser Wert entspricht in etwa dem globalen Mittelwert des Jahres 1990. Der Faktor  $\delta$  bestimmt sich nach Umwandlung von Gleichung (39) aus der Löslichkeit der

reduzierten Temperatur und der als konstant vorausgesetzten Löslichkeit bei einer Temperatur von 20°C.

Die Veränderung des CO<sub>2</sub>-Gasflusses durch den Einfluß der kühlen Haut ist in den Abbildungen 29 und 30 dargestellt. Negative Werte von  $\Delta F$  bedeuten einen zusätzlichen Gasfluß von der Atmosphäre in den Ozean.

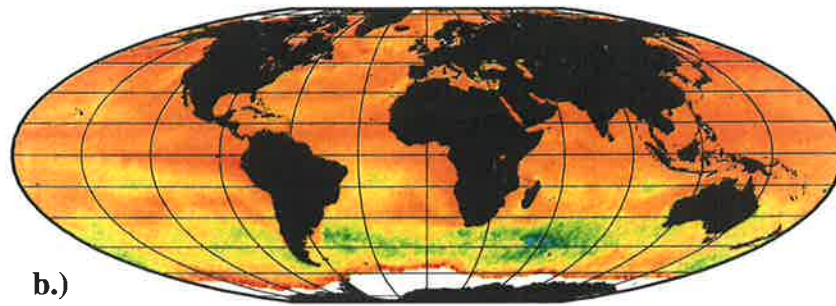
Aufgrund der hohen Werte der Gastransferkoeffizienten im Februar (vergl. Abbildung 12 und 13) und der gleichzeitig kräftigen Temperaturdifferenz quer zur kühlen Haut in den hohen Breiten (Abbildung 18) wird eine deutliche Zunahme des CO<sub>2</sub>-Flusses in den Ozean im Nordpazifik und im Nordatlantik erreicht. Im Falle des windabhängigen Gastransferkoeffizienten nach Wanninkhof erhöht sich dabei stellenweise der Fluß im Monatsmittel auf über 6 mol m<sup>-2</sup> Jahr<sup>-1</sup>. Nur 3 mol m<sup>-2</sup> Jahr<sup>-1</sup> werden im Falle des Liss-Merlivat-Modells erreicht. Für das Schaum-Gastransfermodell nach Erickson (Abbildung 30) ergeben sich in diesen Meeresgebieten im Februar ebenfalls Werte von bis zu 6 mol m<sup>-2</sup> Jahr<sup>-1</sup>. In den weitaus größten Bereichen der Ozeane, nämlich in den Tropen und Subtropen, werden aufgrund der niedrigen Transferkoeffizienten und einer gleichzeitig geringen Temperaturdifferenz quer zur kühlen Haut für alle drei Modelle kaum höhere  $\Delta F$ -Werte als 0.5 mol m<sup>-2</sup> Jahr<sup>-1</sup> beobachtet. Leicht positive Werte, also ein verstärkter CO<sub>2</sub>-Fluß vom Ozean in die Atmosphäre, treten hauptsächlich im August im Nordpazifik auf. Dies ist darauf zurückzuführen, daß saisonal bedingt durch die hohe Einstrahlung eine Erwärmung der Oberflächenhaut stattfindet.





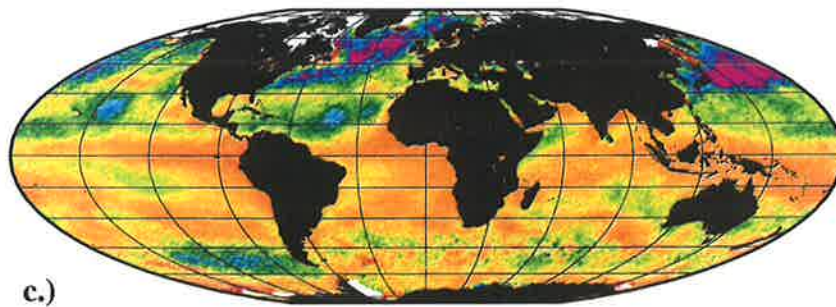
a.)

Februar



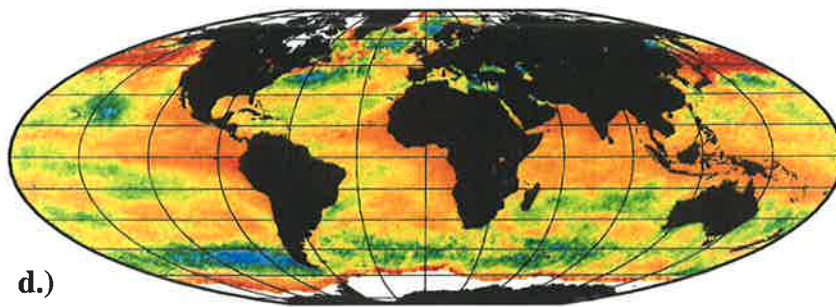
b.)

August



c.)

Februar



d.)

August



Abbildung 29: Monatsmittelwerte des zusätzlichen  $\text{CO}_2$ -Flusses in  $\text{mol m}^{-2}/\text{Jahr}$  durch Berücksichtigung der kühlen Haut, berechnet mit den Gastransferkoeffizienten nach Liss und Merlivat (1986) (a und b) und Wanninkhof (1992) (c und d) für Februar und August.

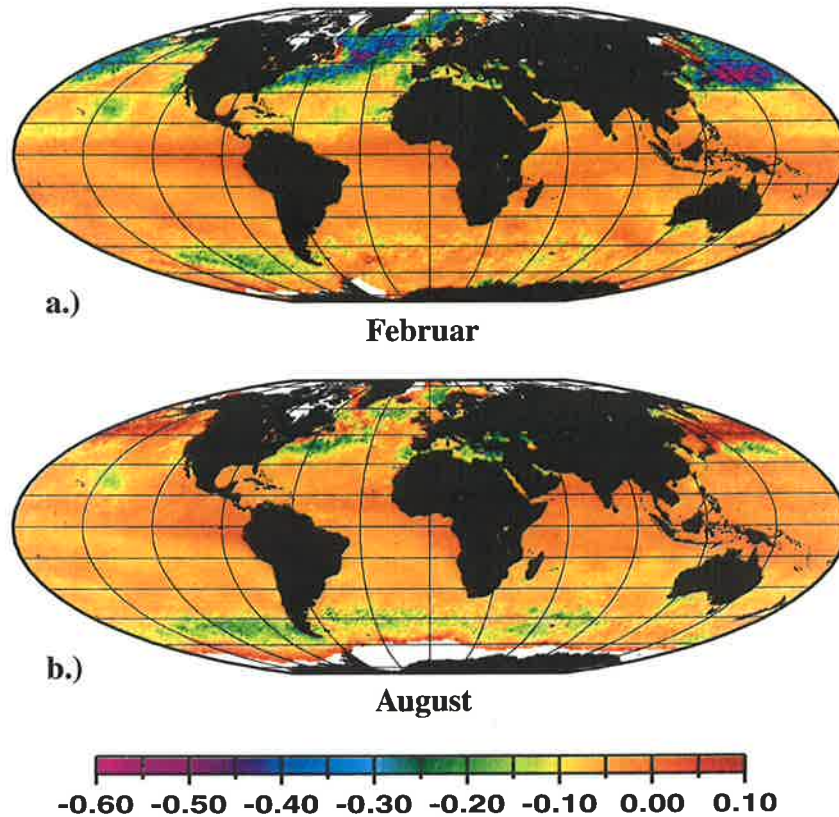


Abbildung 30: Monatsmittelwerte des zusätzlichen  $\text{CO}_2$ -Flusses in  $\text{mol m}^{-2}/\text{Jahr}$  durch den Effekt der kühlen Haut, berechnet mit den Gastransferkoeffizienten nach Erickson (1993) für Februar und August.

Die Abbildungen 29 und 30 verdeutlichen, daß eine besonders starke Erhöhung des  $\text{CO}_2$ -Gasflusses in den Ozean durch die kühle Haut in Meeresgebieten der hohen Breiten stattfindet. Diese Gebiete sind zusätzlich durch eine besonders hohe negative Partialdruckdifferenz (Abbildung 26) gekennzeichnet. Dies gilt insbesondere für den Nordatlantik.

Tabelle 11 zeigt die zonalen Mittelwerte von  $\Delta F$  für die Monate Januar bis Dezember in den fünf Breitenzonen. Besonders hohe Werte sind in den Wintermonaten der Nordhemisphäre zu beobachten. Für den Januar 1988 ist allerdings anzumerken, daß aufgrund eines Ausfalls in der Datenübermittlung nur Messungen vom 15. bis 31. dieses Monats zur Verfügung stehen. Die angegebenen Werte können also nicht als echtes Monatsmittel betrachtet werden. In den Sommermonaten nimmt der zusätzliche Fluß in den Ozean stark ab und erreicht im Bereich nördlich von  $50^\circ\text{N}$  im zonalen Mittel einen nahezu ausgeglichenen Zustand. Diese Variabilität von  $\Delta F$  ist in der Südhemisphäre nicht so stark ausgeprägt. Hier variieren die zonalen Mittelwerte der Monate etwa um den Faktor 2 für die verschiedenen Gastransfermodelle in den Bereichen südlich von  $14^\circ\text{S}$ . Ein bemerkbarer Jahresgang



ist im Bereich der Tropen nicht festzustellen. Wie zu erwarten weisen diese Breiten für die einzelnen Modelle ein im Jahresverlauf nahezu konstantes und vergleichsweise geringes  $\Delta F$  auf. Da der Anteil der tropischen Gebiete an der Gesamtfläche der Ozeane allerdings sehr groß ist, ist die Erhöhung des Netto-Gasflusses in den Ozean für diese Breiten bei der globalen Betrachtung nicht zu unterschätzen (vergleiche Tabelle 12). Bei den globalen Mittelwerten in Tabelle 11 sind ebenfalls keine jahreszeitlichen Unterschiede zu beobachten.

Breite		Januar	Feb.	März	April	Mai	Juni	Juli	August	Sep.	Okt.	Nov.	Dez.
50°N-80°N	LM	-0.18	-0.11	-0.10	-0.10	-0.04	-0.01	-0.01	-0.01	-0.05	-0.07	-0.11	-0.14
	W	-0.40	-0.22	-0.21	-0.21	-0.09	-0.02	-0.01	-0.02	-0.09	-0.15	-0.24	-0.30
	E	-0.30	-0.15	-0.15	-0.15	-0.06	-0.01	-0.01	-0.01	-0.06	-0.11	-0.16	-0.21
14°N-50°N	LM	-0.11	-0.09	-0.07	-0.05	-0.03	-0.02	-0.02	-0.02	-0.03	-0.04	-0.08	-0.10
	W	-0.22	-0.18	-0.14	-0.11	-0.07	-0.04	-0.04	-0.04	-0.07	-0.09	-0.16	-0.19
	E	-0.14	-0.13	-0.11	-0.07	-0.04	-0.03	-0.03	-0.03	-0.04	-0.06	-0.10	-0.13
14°N-14°S	LM	-0.03	-0.03	-0.03	-0.02	-0.02	-0.03	-0.03	-0.03	-0.03	-0.03	-0.03	-0.03
	W	-0.07	-0.06	-0.05	-0.04	-0.05	-0.06	-0.07	-0.06	-0.06	-0.05	-0.06	-0.06
	E	-0.04	-0.04	-0.04	-0.03	-0.03	-0.04	-0.04	-0.03	-0.04	-0.03	-0.03	-0.04
14°S-50°S	LM	-0.04	-0.04	-0.05	-0.06	-0.08	-0.09	-0.10	-0.09	-0.08	-0.08	-0.06	-0.05
	W	-0.08	-0.08	-0.10	-0.12	-0.15	-0.19	-0.21	-0.18	-0.16	-0.16	-0.12	-0.09
	E	-0.05	-0.05	-0.06	-0.07	-0.10	-0.12	-0.13	-0.11	-0.10	-0.10	-0.07	-0.06
50°S-80°S	LM	-0.04	-0.06	-0.06	-0.07	-0.08	-0.10	-0.10	-0.08	-0.08	-0.08	-0.08	-0.05
	W	-0.09	-0.13	-0.13	-0.15	-0.17	-0.21	-0.22	-0.17	-0.18	-0.17	-0.16	-0.09
	E	-0.06	-0.09	-0.09	-0.09	-0.11	-0.15	-0.15	-0.12	-0.12	-0.12	-0.11	-0.06
global	LM	-0.06	-0.05	-0.05	-0.05	-0.05	-0.06	-0.06	-0.05	-0.05	-0.06	-0.06	-0.06
	W	-0.12	-0.11	-0.11	-0.10	-0.10	-0.11	-0.12	-0.10	-0.11	-0.11	-0.12	-0.11
	E	-0.08	-0.07	-0.07	-0.07	-0.07	-0.07	-0.08	-0.07	-0.07	-0.08	-0.08	-0.08

Tabelle 11: Monatsmittelwerte des zusätzlichen CO<sub>2</sub>-Gasflusses [mol m<sup>-2</sup> Jahr<sup>-1</sup>] bei Berücksichtigung der kühlen Haut, berechnet mit den Gastransfermodellen nach Liss und Merlivat (LM), Wanninkhof (W) und Erickson (E).

		50°N-80°N	14°N-50°N	14°N-14°S	14°S-50°S	50°S-80°S	global
$\Delta F$	LM	- 0.010	- 0.043	- 0.029	- 0.088	- 0.029	- 0.199
	W	- 0.021	- 0.088	- 0.058	- 0.176	- 0.061	- 0.403
	E	- 0.015	- 0.061	- 0.035	- 0.112	- 0.041	- 0.264
$ \Delta F/F $		5%	13%	6%	21%	19%	31%

Tabelle 12: Zonale und globale Mittel des zusätzlichen jährlichen CO<sub>2</sub>-Gasflusses [GtC/Jahr] durch den Einfluß der kühlen Haut für die verschiedenen Gastransfermodelle.

Die globalen und zonalen Jahresmittel des zusätzlichen Gasflusses durch den Einfluß der kühlen Haut für die drei Gastransfermodelle werden in Tabelle 12 zusammengefaßt. Die Erhöhung des Flusses aus der Atmosphäre in den Ozean beträgt für die Windmodelle  $-0.2$  GtC/Jahr (Liss-Merlivat) bzw.  $-0.4$  GtC/Jahr (Wanninkhof). Im Falle des Schaummodelles nach Erickson wird ein global integrierter Wert von  $-0.26$  GtC/Jahr berechnet. Dies entspricht jeweils einem Anteil von 31% am globalen Gesamt-CO<sub>2</sub>-Gasfluß, wie er in Kapitel 8.2 (Tabelle 10) bestimmt wurde. Van Scoy et al. (1995) berechneten einen globalen Mittelwert von  $\Delta F = -0.17$  GtC/Jahr bei Verwendung der Liss-Merlivat-Gastransferkoeffizienten. Für ein Gastransfermodell nach Tans et al. (1990) mit linearer Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit erhielten sie eine Erhöhung des Gasflusses in den Ozean von  $-0.48$  GtC/Jahr. Dieser Wert übersteigt die in dieser Arbeit berechneten zusätzlichen CO<sub>2</sub>-Flüsse, liegt allerdings noch um 25% niedriger als frühere Berechnungen von  $\Delta F$  durch Robertson und Watson (1992), die einen globalen Wert von  $-0.7$  GtC pro Jahr bestimmten. In den Berechnungen von Van Scoy et al. und von Robertson und Watson wurde zur Abschätzung der Temperaturdifferenz quer zur kühlen Haut das Modell von Hasse (1970) verwendet. Wie in Kapitel 6.1 besprochen führt dieses Modell zu unrealistisch hohen Werten der kühlen Haut bei niedrigen Windgeschwindigkeiten. Dies erklärt die deutlich höheren Werte von  $\Delta F$  in diesen Arbeiten, verglichen mit den hier bestimmten Flüssen.

Addiert man  $\Delta F$  zu den im vorherigen Unterkapitel bestimmten Gasflüssen (vergl. Tabelle 10), so erhält man einen korrigierten Gesamt-CO<sub>2</sub>-Gasfluß von  $-0.85$  GtC/Jahr im Falle des Liss-Merlivat-Modells. Für das Wanninkhof-Modell addiert sich der globale Mittelwert zu  $-1.73$  GtC/Jahr und im Falle des Erickson-Modells zu  $-1.12$  GtC/Jahr. Diese Werte liegen unterhalb der durch Modelle prognostizierten Aufnahmefähigkeit des Ozean von  $-2$  GtC/Jahr (vergleiche Kapitel 1).

## 9 Schlußbetrachtung

Mit Hilfe bestehender Fernerkundungsverfahren wurden in dieser Arbeit die Schaumbedeckung und die Energieflüsse an der Meeresoberfläche abgeleitet. Aus den erstmals global bestimmten Schaumbedeckungsdaten sowie fernerkundeten Windgeschwindigkeiten wurden nach Anwendung verschiedener Modelle Gastransferkoeffizienten berechnet, die Ergebnisse analysiert und miteinander verglichen. Die Energieflüsse und die bodennahe Windgeschwindigkeit wurden genutzt um mit einer für alle Windgeschwindigkeitsbereiche gültigen Parametrisierung globale Felder der Temperaturdifferenz quer zur kühlen Haut für Tag- und Nachtsituationen abzuleiten. Abschließend wurde der Einfluß der Schaumbedeckung und der kühlen Haut auf den globalen CO<sub>2</sub>-Gasaustausch abgeschätzt.

Ein Vergleich der aus Satelliten-Messungen abgeleiteten Schaumbedeckung mit Zeitserien von in situ Messungen im Nordpazifik und Nordatlantik liefert eine zufriedenstellende Übereinstimmung. Allerdings konnte aufgrund der geringen Datenbasis keine signifikante statistische Fehleranalyse durchgeführt werden. Ein Vergleich der direkt abgeleiteten Schaumbedeckung mit der aus Windgeschwindigkeiten berechneten verdeutlicht die Unabhängigkeit der beiden Parameter. Dies rechtfertigt die Verwendung der fernerkundeten Schaumdaten zur Bestimmung eines globalen windunabhängigen Gastransferkoeffizienten aus Beobachtungsdaten. Die Gegenüberstellung der Felder des schaumabhängigen Transferkoeffizienten, mit den aus Windgeschwindigkeiten berechneten, liefert für verschiedene Ozeangebiete deutliche Unterschiede. Daß diese Abweichungen aber durchaus realistisch sind, konnte durch einen Vergleich mit Modellergebnissen (Erickson, 1993) gezeigt werden.

In dieser Arbeit wurde erstmals die kühle Haut für Tag- und Nachtsituationen aus Satellitendaten mit Hilfe der global gültigen Parametrisierungen nach Soloviev und Schlüssel (1994, 1996) für ein komplettes Jahr abgeleitet. Die Temperaturdifferenz quer zur kühlen Haut während nächtlicher Situationen liegt in weiten Teilen der Ozeane bei 0.2 - 0.4K. Bei den Tagmessungen wird durch die solare Einstrahlung der Effekt der kühlen Haut vermindert. Teilweise lassen sich sogar Erwärmungen der obersten Schicht des Ozeans von wenigen Zehntelgrad beobachten. Die globalen Verteilungen der ermittelten Temperaturdifferenz quer zur kühlen Haut entspricht im wesentlichen den Erwartungen und stimmt mit bisherigen Berechnungen globaler Felder der kühlen Haut (Robertson und Watson, 1992; Van Scoy et al., 1995) qualitativ überein. In dieser Arbeit wurden im Vergleich zu den Ergebnissen von Robertson und Watson und Van Scoy et al. etwas niedrigere Absolutwerte bestimmt. Dies läßt sich durch die Verwendung verbesserter Parametrisierungen und vollständigerer Datensätze schlüssig erklären.

Ziel der Arbeit war es, den Einfluß der kühlen Haut und der Schaumbedeckung auf den globalen CO<sub>2</sub>-Gasfluß abzuschätzen. Die durchgeführten Berechnungen zur Bestimmung des CO<sub>2</sub>-Flusses veranschaulichen die unterschiedliche Bedeutung der regionalen Meeresgebiete für den globalen CO<sub>2</sub>-Transport in den Ozean. Besonders die hohen Breiten zeigen große saisonale und lokale Schwankungen in der Ausbildung der kühlen Haut, der Schaumbedeckung, sowie der CO<sub>2</sub>-Druckdifferenz zwischen Ozean und Atmosphäre auf. Bei der Bestimmung globaler Mittelwerte liefert das Schaum-Gastransfermodell Ergebnisse, die zwischen den Werten der allgemein verwendeten windabhängigen Gastransfermodelle liegen. Ohne Berücksichtigung des Einflusses der kühlen Haut wird für das Schaummodell ein Netto-CO<sub>2</sub>-Fluß von  $-0.86$  GtC/Jahr bestimmt, während für die Windmodelle Werte von  $-0.65$  GtC/Jahr, bzw.  $-1.33$  GtC/Jahr errechnet werden. Dies spricht für die prinzipielle Anwendbarkeit dieses Modells. Der globale Einfluß der in dieser Arbeit bestimmten Temperaturdifferenz quer zur kühlen Haut auf den CO<sub>2</sub>-Gasfluß liegt bei Absolutangaben etwas niedriger als frühere Berechnungen. So erhöht sich der Netto-CO<sub>2</sub>-Fluß in den Ozean im Falle des Schaummodells um  $-0.26$  GtC/Jahr auf  $-1.12$  GtC/Jahr. Für die windabhängigen Modelle wird ein zusätzlicher Fluß von  $-0.2$  GtC/Jahr, bzw.  $-0.4$  GtC/Jahr errechnet, so daß sich der Gesamtfluß auf  $-0.85$  GtC/Jahr, bzw. auf  $-1.73$  GtC/Jahr erhöht. Die prozentuale Erhöhung des globalen Netto-CO<sub>2</sub>-Flusses durch den Effekt der kühlen Haut um etwa 30% entspricht aber vollkommen den Erwartungen und stimmt mit den Ergebnissen früherer Untersuchungen überein.

Die Ergebnisse und Schlußfolgerungen dieser Arbeit führen zu folgenden Fragestellungen zukünftiger Arbeiten:

- Um klimatologisch aussagefähigere Daten zu erhalten, wurde der Zeitraum der bearbeitenden Fernerkundungs-Parameter im Falle der Schaumbedeckung und der kühlen Haut für Nachtsituationen auf mehrere Jahre erweitert. Diese Ergebnisse konnten allerdings nur teilweise Eingang in diese Arbeit finden. Um auch die Temperaturdifferenz quer zur kühlen Haut für Tagsituationen berechnen zu können wird der solare Strahlungsfluß am Boden in zeitlicher Auflösung von einem Tag benötigt. Diese Daten werden vom SRB-Projekt leider nur für einen auf zwei Jahre begrenzten Zeitraum zur Verfügung gestellt. Die bereits angekündigte Ausdehnung des Zeitraumes im SRB-Datensatz würde auch die Berechnung der kühlen Haut für Tagsituationen über einen längeren Zeitraum ermöglichen.
- Im Rahmen der Joint Global Ocean Flux Study (JGOFS) wurden in den letzten Jahren intensiv Meßkampagnen im Arabischen Meer durchgeführt. Die dort aus Schiffsmessungen aufgenommenen CO<sub>2</sub>-Flüsse zwischen Ozean und Atmosphäre können mit den in dieser Arbeit erzeugten Daten der Temperaturdifferenz quer zur kühlen Haut und der Schaumbedeckung verbunden werden. Der Einfluß dieser beiden Parameter auf lokale Messungen mit zeitlich geringer Auflösung wird neue Erkenntnisse im Verständnis des Kohlenstoffkreislaufes liefern.

- Die kühle Haut und die Schaumbedeckung beeinflussen die Austauschprozesse zwischen Ozean und Atmosphäre für alle Gase. Interessant wäre also eine Abschätzung dieses Einflusses auf andere Treibhausgase wie  $\text{CH}_4$  und  $\text{N}_2\text{O}$ . Aufgrund der zu geringen Datenbasis existieren keine globalen Klimatologien der Partialdruckdifferenz zwischen Ozean und Atmosphäre für diese Gase. Allerdings könnten Modell-Berechnungen der Partialdrücke, wie sie z.B. von Gruber und Sarmiento (1997) im Falle von  $\text{N}_2\text{O}$  durchgeführt wurden, für diese Untersuchungen genutzt werden.
- Die herkömmlichen Modelle zur Bestimmung des Gastransferkoeffizienten, die allein eine Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit aufweisen, enthalten große Unsicherheiten (Liss et al., 1997). Alternative Modelle wie sie z.B. von Soloviev und Schlüssel (1994 und 1996) entwickelt wurden, berücksichtigen auch den Einfluß der Energieflüsse auf die Austauschprozesse. Die in dieser Arbeit mit Hilfe von Fernerkundungsverfahren abgeleiteten Energieflüsse können genutzt werden, um Gastransferkoeffizienten mit dem neuen Modell zu berechnen und deren Bedeutung für den globalen  $\text{CO}_2$ -Gasaustausch zu untersuchen.

## 10 Verwendete Symbole

$b$	dimensionslose Konstante
$d$	Dicke der thermischen Grenzschicht
$c_p$	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck
$C_D$	Drag-Transferkoeffizient
$C_E$	Dalton-Zahl
$C_H$	Stanton-Zahl
$C_l$	Gaskonzentration in der Luft
$C_w$	Gaskonzentration im Wasser
$D$	molekulare Diffusionskonstante
$f$	Schaumbedeckung
$F$	Gasfluß
$F_i$	spektrale Verteilungskoeffizienten der solaren Strahlung in Seewasser
$g$	Schwerebeschleunigung
$G$	Gegenstrahlung
$k_m$	Gastransferkoeffizient der molekularen Diffusion
$k_s$	Gastransferkoeffizient der turbulenten Diffusion
$k_w$	effektiver Gastransferkoeffizient
$K$	Gastransferkoeffizient
$Ke$	Keulegan-Zahl
$Ke_{cr}$	kritische Keulegan-Zahl
$L$	Verdunstungswärme von Wasser
$Pr$	Prandtl-Zahl
$q$	spezifische Feuchte
$q_i$	normierte Strahlungsflußdichten
$Q_H$	fühlbare Wärmeflußdichte
$Q_L$	latente Wärmeflußdichte
$Q_{LR}$	langwellige Strahlungsflußdichte am Erdboden
$Q_{SR}$	kurzwellige Strahlungsflußdichte am Erdboden
$Rf_0$	Oberflächen-Richardson-Zahl
$Rf_{cr}$	kritische Oberflächen-Richardson-Zahl
$S$	solare Einstrahlung, Salzgehalt
$Sc$	Schmidt-Zahl
$t$	Zeit
$TA$	Transmission der wolkenfreien Atmosphäre
$TC$	Transmission der Wolken
$T$	Temperatur

$T_{ij}$	Helligkeitstemperatur
$u$	Windgeschwindigkeit in 10m Höhe
$u_*$	Schubspannungsgeschwindigkeit
$W_{CA}$	Schaumkronen im Stadium A
$W_{CB}$	Schaumkronen im Stadium B
$\alpha$	thermischer Ausdehnungskoeffizient, Löslichkeitskoeffizient
$\epsilon$	Emissionsvermögen
$\kappa$	thermischer Diffusionskoeffizient
$\lambda$	dimensionsloser Koeffizient
$\rho$	Reflexionsvermögen, Dichte
$\theta$	Sonnenzenitwinkel
$\sigma$	Stefan-Boltzmann-Konstante
$\nu$	kinematische Viskosität
$\tau$	Schubspannung
$\zeta_i$	spektrale Eindringtiefe der solaren Einstrahlung
$\Delta P$	Partialdruckdifferenz
$\Lambda_0$	dimensionslose Konstante

## 11 Literatur

- Alpers, W. und H. Hühnerfuss (1989):** The damping of ocean waves by surface films: a new look at an old problem, *Journal of Geophysical Research*, 94, 6251-6265.
- Andreas, E. L., J. B. Edson, E. C. Monahan, M. P. Roualt und S. D. Smith (1995):** The spray contribution to net evaporation from the sea: a review of recent progress, *Boundary-Layer Meteorology*, 72, 3-52.
- Bakker, D. C. E. (1998):** Process studies of the air-sea exchange of carbon dioxide in the Atlantic Ocean, *Proefschrift, Rijksuniversiteit Groningen*.
- Barnola, J. M., D. Raynaud, C. Lorius und Y. S. Korotkevich (1994):** Historical CO record from the Vostok ice core. In T.A. Boden, D.P. Kaiser, R.J. Sepanski, and F.W. Stoss (Hrsg.), *Trends' 93: A Compendium of Data on Global Change*, ORNL/CDIAC-65, Carbon Dioxide Information Analysis Center, Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee, USA.
- Bolin, B. (1960):** On the exchange of CO<sub>2</sub> between the atmosphere and the sea, *Tellus*, 12, 274-281.
- Bordonskiy, G. S., I. B. Vasil'kova, V. M. Vesselov, N. N. Vorsin, Y. A. Militskiy, V. G. Mirovskiy, V. V. Nikitin, V. Y. Rayzer, Y. B. Khapin, Y. A. Sharkov und V. S. Etkin (1978):** Spectral characteristics of the emissivity of foam formations, *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*, 14 (6), 464-469.
- Bortkovskii, R.S. (1987):** Air-sea exchange of heat and moisture during storms, *D. Reidel Publishing*, Dordrecht, Holland.
- Broecker, H. C., J. Peterman und W. Siems (1978):** The influence of wind on CO<sub>2</sub> exchange in a wind-wave tunnel, including the effects of mono layers, *Journal of Marine Research*, 36, 595-610.
- Broecker, H. C. und W. Siems (1984):** The role of bubbles for gas transfer from water to air at higher windspeeds: Experiments in the wind-wave facility in Hamburg. In W. Brutsaert und G.H. Jirka (Hrsg.), *Gas Transfer at Water Surfaces*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, Holland.
- Broecker, W. S. und T. Takahashi (1966):** Calcium Carbonate precipitation on the Bahama Banks, *Journal of Geophysical Research*, 71, 1575-1602.
- Broecker, W. S. und T. H. Peng (1974):** Gas exchange rates between air and sea, *Tellus*, 26, 21-35.
- Broecker, W. S. und T. H. Peng (1982):** *Tracers in the sea*, Eldigo Press, University of Columbia, Palisades, New York, USA.
- Broecker, W. S. und T. H. Peng, G. Ostlund und M. Stuiver (1985):** Gas distribution of bomb radiocarbon in the ocean, *Journal of Geophysical Research*, 90, 6953-6970.



- Conway, T. J., P. P. Tans, L. S. Waterman, K. W. Thoning, D. R. Kitzis, K. A. Masarie und N. Zhang (1994):** Evidence for interannual variability of the carbon cycle from the NOAA/CMDL global air sampling network, *Journal of Geophysical Research*, 99, 22831-22855.
- Csanady, G. T. (1990):** The role of breaking wavelets in air-sea gas transfer, *Journal of Geophysical Research*, 95, 749-759.
- Danckwerts, P. K. (1951):** Significance of liquid-film coefficient in gas absorption, *Industrial and Engineering Chemistry*, 43, 1460-1467.
- Darnell, W. L., W. F. Staylor, S. K. Gupta und F. M. Denn (1988):** Estimation of surface insolation using Sun-synchronous satellite data, *Journal of Climate*, 1, 820-835.
- Deacon, E. L. (1977):** Gas transfer to and across an air-water interface, *Tellus*, 12, 274-281.
- Droppleman, J. D. (1970):** Apparent microwave emissivity of sea foam, *Journal of Geophysical Research*, 75 (3), 696-698.
- Englisch, G. (1992):** Ableitung der Gegenstrahlung an der Meeresoberfläche aus Messungen des Special Sensor Microwave/Imager (SSM/I), *Diplomarbeit*, Meteorologisches Institut, Universität Hamburg.
- Erickson III, D. J. (1993):** A stability dependent theory for air-sea gas exchange, *Journal of Geophysical Research*, 98, 8471-8488.
- Etcheto, J. und L. Merlivat (1988):** Satellite determination of the carbon dioxide exchange coefficient at the ocean-atmosphere interface: A first step, *Journal of Geophysical Research*, 93, 15669-15678.
- Frew, N. M. (1997):** The role of oceanic films in air-sea gas exchange. In P. S. Liss und R. A. Duce (Hrsg.), *The sea surface and global change*, Cambridge University Press, Cambridge, UK.
- Garabetian, F., J. C. Romano, R. Paul und J. C. Sigoillot (1993):** Organic matter composition and pollutant enrichment of sea surface microlayer inside and outside slicks, *Marine Environment Research*, 35, 323-339.
- Goldman, J. C., M. R. Dennett und N. M. Frew (1988):** Surfactant effects on air-sea gas exchange under turbulent conditions, *Deep-Sea Research*, 35, 1953-1970.
- Goodberlet, M. A., C. T. Swift und J. C. Wilkerson (1989):** Remote sensing of ocean surface winds with the Special Sensor Microwave/Imager, *Journal of Geophysical Research*, 94 (C10), 14547-14555.
- Graedel, T. E. und P. J. Crutzen (1993):** *Atmospheric change: an earth system perspective*, W. H. Feerman and Company, New York, USA.
- Graßl, H. (1976):** The dependence of the measured cool skin of the ocean on wind stress and total heat flux, *Boundary-Layer Meteorology*, 10, 465-474.

- Gruber, N. und J. L. Sarmiento (1997):** Global patterns of marine nitrogen fixation and denitrification, *Global Biogeochemical Cycles*, 11, 235-266.
- Hasse, L. (1971):** The sea surface temperature deviation and the heat flow at the sea-air interface, *Boundary-Layer Meteorology*, 1, 368-379.
- Hastenrath, S. und L. Geischar (1993):** The monsoonal heat budget of the hydrosphere-atmosphere system in the Indian Ocean sector, *Journal of Geophysical Research*, 98, 6869-6881.
- Heimann, M. (1993):** The global carbon cycle in the climate system. In D. Anderson und J. Willebrand (Hrsg.), *Modelling Climate Ocean Interaction*, NATO ASI, Springer Verlag.
- Higbie, R. (1935):** The role of absorption of a pure gas into a still liquid during short periods of exposure, *Transactions of the American Institute of Chemical Engineering*, 35, 365-373.
- Hollinger, J. P., R. Lo, G. Poe, R. Savage und J. Peirce (1987):** Special Sensor Microwave / Imager User's Guide, Naval Research Laboratory, Washington, DC, USA.
- Houghton, J. T., L. G. Meira Filho, B. A. Callender, N. Harris, A. Kattenberg und K. Maskell (1996):** *Climate Change 1995 - The Science of Climate Change: Contribution of Working Group I to the Second Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*, Cambridge University Press, Cambridge, UK.
- Inoue, H. Y., H. Mastueda, M. Ishii, K. Fushimi, M. Hirota, I. Asanuma und Y. Takasugi (1995):** Long-term trend of the partial pressure of carbon dioxide ( $P_{CO_2}$ ) in surface waters of the western North Pacific, 1984-1993, *Tellus*, B 47, 391-413.
- Jähne, B., K. O. Münnich, R. Börsinger, A. Dutzi, W. Huber und P. Libner (1987a):** On the parameters influencing air-water gas exchange, *Journal of Geophysical Research*, 92, 1937-1949.
- Jähne, B., G. Heinz und W. Dietrich (1987b):** Measurement of the diffusion coefficients of sparingly soluble gases in water with a modified Barrer method, *Journal of Geophysical Research*, 92, 10767-10776.
- Katsaros, K. B., T. Liu, J. A. Businger und J. E. Tillman (1977):** Heat transport and thermal structure in the interfacial boundary layer measured in a open tank of water in turbulent free convection, *Journal of Fluid Mechanics*, 83, 311-335.
- Keeling, C. D., R. B. Bacastow, A. F. Carter, S. C. Piper, T. P. Whorf, M. Heimann, W. G. Mook und H. Roeloffzen (1989):** A three-dimensional model of atmospheric  $CO_2$  transport based on observed winds: 1. Analysis of observational data. In D.H. Peterson (Hrsg.), *Aspects of Climate Variability in the Pacific and the Western Americas*, Geophysical Monograph 55, 165-235.

- Keeling, C. D. und T. P. Whorf (1996):** Atmospheric CO<sub>2</sub> records from sites in the SIO air sampling network. In *Trends: A Compendium of Data on Global Change*, Carbon Dioxide Information Analysis Center, Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee, U.S.A. [http://cdiac.esd.ornl.gov/cdiac/trends\\_html/trends/co2/sio/mau-tre.htm](http://cdiac.esd.ornl.gov/cdiac/trends_html/trends/co2/sio/mau-tre.htm).
- Keeling, R. F. (1993):** On the role of large bubbles in air-sea gas exchange and supersaturation in the ocean, *Journal of Marine Research*, 51, 237-271.
- Kitaigorodskii, S. A. (1984):** On the fluid dynamical theory of turbulent gas transfer across an air-sea interface in the presence of breaking wind-waves, *Journal of Physical Oceanography*, 14, 960-972.
- Klein, L. A. und C. T. Swift (1977):** An improved model for the dielectric constant of sea water at microwave frequencies, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, AP-25, 104-111.
- Krasnopolsky, V. M, L. C. Breaker und W. H. Gemmill (1995):** A neural network as a nonlinear transfer function for retrieving surface wind speeds from the Special Sensor Microwave/Imager, *Journal of Geophysical Research*, 100, 11033-11045.
- Kydryavtsev, V. N. und G. L. Luchnik (1979):** On thermal state of the cool skin, *Proceedings Marine Hydrophysical Institute*, 3, 105-112.
- Liss, P. S. (1973):** Processes of gas exchange across an air-water interface, *Deep-Sea Research*, 20, 221-238.
- Liss, P. S. (1983):** Gas transfer, experiments and geochemical implications. In P. S. Liss und G. N. Slinn (Hrsg.), *Air-sea exchange of gases and particles*, D. Reidel Publishing, Dordrecht, Holland.
- Liss, P. S. und L. Merlivat (1984):** Air-sea gas exchange rates: Introduction and synthesis, in P. Buat-Menard (Hrsg.), *The Role of Air-Sea Exchange in Geochemical Cycling*, D. Reidel Publishing, Norwell, Massachusetts, USA, 113-127.
- Liss, P. S., A. J. Watson, E. J. Bock, B. Jähne, W. E. Asher, N. M. Frew, L. Hasse, G. M. Korenowski, L. Merlivat, L. F. Phillips, P. Schlüssel und D. K. Woolf (1997):** Report Group I - Physical processes in the microlayer and the air-sea exchange of trace gases. In P. S. Liss und R. A. Duce (Hrsg.), *The sea surface and global change*, Cambridge University Press, Cambridge, UK.
- Liu, W. T. (1990):** Remote sensing of latent heat flux. In G. L. Geernaert und W. J. Plant (Hrsg.), *Surface waves and fluxes*, II, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, Holland, 293-309.
- Makin, V. K., V. N. Kydryavtsev und C. Mastenbroek (1995):** Drag of the sea surface, *Boundary-Layer Meteorology*, 73, 159-182.
- Merlivat L. und L. Memery (1983):** Gas exchange across an air-water interface: experimental results and modelling of bubble contribution to transfer, *Journal of Geophysical Research*, 88, 707-724.

- Monahan, E. C. und I. G. O'Muircheartaigh (1980):** Optimal power-law description of oceanic whitecap coverage dependence on wind speed, *Journal of Physical Oceanography*, 10, 2094-2099.
- Monahan, E. C. und M. C. Spillane (1984):** The role of oceanic whitecaps in air-sea gas exchange. In W. Brutsaert und G.H. Jirka (Hrsg.), *Gas Transfer at Water Surfaces*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, Holland, 495-503.
- Monahan, E. C. und I. G. O'Muircheartaigh (1986):** Whitecaps and the passive remote sensing of the ocean surface, *International Journal of Remote Sensing*, 7, 627-642.
- Monahan, E. C. und D. K. Woolf (1988):** Whitecap coverage as a remotely monitorable indication of the rate of bubble injection into the oceanic mixed layer, In B. R. Kerman (Hrsg.), *Sea Surface Sound*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, Holland, 85-96.
- Monahan, E. C. und M. Lu (1990):** Acoustically relevant bubble assemblages and their dependence on meteorological parameters, *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, 15, (4), 340-349.
- Monahan, E. C. (1993):** Occurrence and evolution of acoustically relevant sub-surface bubble plumes and their associated, remotely monitorable, surface whitecaps. In B. R. Kerman (Hrsg.), *Natural Physical Sources of Underwater Sound*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, Holland, 503-517.
- Murphy, P. P., K. C. Kelly, R. A. Feely und R. H. Gammon (1995):** Carbon dioxide concentrations in surface water and the atmosphere during 1986-1989 NOAA/PMEL cruises in the Pacific and Indian Oceans, *ORNL/CDIAC-75, NDP-047*, Carbon Dioxide Information Analysis Center, Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge,, [http://cdiac.esd.ornl.gov/cdiac/oceans/ndp\\_047/ndp047.html](http://cdiac.esd.ornl.gov/cdiac/oceans/ndp_047/ndp047.html)
- Paulson, C. A. und J. J. Simpson (1981):** The temperature difference across the cool skin of the ocean, *Journal of Geophysical Research*, 86, 11044-11054.
- Pinker, R. T. und I. Laszlo (1992):** Modelling surface solar irradiance for satellite applications on a global scale, *Journal of Applied Meteorology*, 31, 194-211.
- Price, J. F., R. A. Weller und R. Pinkel (1986):** Diurnal cycling: Observations and models of the upper ocean response to diurnal heating, cooling and wind mixing, *Journal of Geophysical Research*, 91, 8411-8427.
- Rao, K. N., R. Narashimha und B. Narayanan (1971):** The „bursting“ phenomenon in a turbulent boundary layer, *Journal of Fluid Mechanics*, 48, 339-352.
- Reynolds, R. W. und T. M. Smith (1994):** Improved global sea surface temperature analyses using optimum interpolation, *Journal of Climate*, 7, 929-948.
- Robertson, J. E. und A. J. Watson (1992):** Thermal skin effect of the surface ocean and its implications for CO<sub>2</sub> uptake, *Nature*, 358, 738-740.

- Ross, D. B. und V. Cardone (1974):** Observations of oceanic whitecaps and their relation to remote measurements of surface wind speed, *Journal of Geophysical Research*, 79, 444-452.
- Sarmiento, J. L. und U. Siegenthaler (1992):** New production and the carbon cycle. In P. G. Falkowski und A. D. Woodhead (Hrsg.), *Primary productivity and biogeochemical cycles in the sea*, Plenum Press, New York.
- Saunders, P. M. (1967):** The temperature at the ocean-air interface, *Journal of Atmospheric Sciences*, 29, 269-273.
- Schanz, L. (1994):** Die tropische Gegenstrahlung - Feldmessung, Simulation und Fernerkundung, Diplomarbeit, Universität Hamburg.
- Schimel, D., D. Alves, I. Enting, M. Heimann, F. Joos, D. Raynaud, T. Wigley, M. Prather, R. Derwent, D. Ehhalt, P. Fraser, E. Sanhueza, X. Zhou, P. Jonas, R. Charlton, H. Rodhe, S. Sadasivan, K. P. Shine, Y. Fouquart, V. Ramaswamy, S. Solomon, J. Srinivasan, D. Albritton, R. Derwent, I. Isaksen, M. Lal und D. Wuebbles (1996):** Radiative forcing of climate change. In J. T. Houghton, L. G. Meira Filho, B. A. Callender, N. Harris, A. Kattenberg und K. Maskell (Hrsg.), *Climate Change 1995 - The Science of Climate Change: Contribution of Working Group I to the Second Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*, Cambridge University Press, Cambridge, UK.
- Schlüssel, P. und H. Luthard (1991):** Surface wind speeds over the North Sea from Special Sensor Microwave/Imager observations, *Journal of Geophysical Research*, 96, 4845-4853.
- Schlüssel, P. (1995):** Passive Fernerkundung der unteren Atmosphäre und der Meeresoberfläche aus dem Weltraum, *Berichte aus dem Zentrum für Meeres- und Klimaforschung der Universität Hamburg*, Reihe A, Nr.20.
- Schlüssel, P., L. Schanz und G. Englisch (1995):** Retrieval of latent heat flux and longwave irradiance at the sea surface from SSM/I and AVHRR measurements, *Advances in Space Research*, 16, 10107-10116.
- Schlüssel, P., A. V. Soloviev und W. J. Emery (1997):** Cool and freshwater skin of the ocean during rainfall, *Boundary-Layer Meteorology*, 82, 437-472.
- Schrader, M. (1995):** Ein Dreiskalenmodell zur Berechnung der Reflektivität der Ozeanoberfläche im Mikrowellenbereich, *Berichte aus dem Institut für Meereskunde*, 267.
- Schulz, J. (1992):** Fernerkundung des latenten Wärmeflusses an der Meeresoberfläche, *Berichte aus dem Zentrum für Meeres- und Klimaforschung der Universität Hamburg*, Reihe A, Nr.4.
- Schulz, J., P. Schlüssel und H. Graßl (1992):** Water vapour in the atmospheric boundary layer over oceans from SSM/I measurements, *International Journal of Remote Sensing*, 14, 2773-2789.
- Schulz, J., J. Meywerk, S. Ewald und P. Schlüssel (1997):** Evaluation of satellite-derived latent heat flux, *Journal of Climate Change*, 10, 2782-2795.

- Scott, J. C. (1972):** The influence of surface active contamination on the initiation of wind waves, *Journal of Fluid Mechanics*, 56, 591-606.
- Siegenthaler, U. und J. L. Sarmiento (1993):** Atmospheric carbon dioxide and the ocean, *Nature*, 365, 119-125.
- Smethie, W. M., T. Takahashi, D. W. Chipman und J. R. Ledwell (1985):** Gas exchange and CO<sub>2</sub>-flux in the tropical Atlantic ocean determined from <sup>222</sup>Rn and P<sub>CO<sub>2</sub></sub>-measurements, *Journal of Geophysical Research*, 90, 7005-7022.
- Smith, S. D. (1988):** Coefficients of sea surface wind stress, heat flux and wind profiles as a function of wind speed and temperature, *Journal of Geophysical Research*, 93, 15467-15472.
- Smith, E., J. Vazquez, A. Tran und R. Sumagasy (1996):** Satellite-derived sea surface temperature data available from the NOAA/NASA Pathfinder program, *Eos Electronic Supplement*, [http://www.AGU.org/eos\\_elec/95274e.html](http://www.AGU.org/eos_elec/95274e.html).
- Soloviev, A. V. und P. Schlüssel (1994a):** Parameterization of the cool skin of the ocean and of the air-ocean gas transfer on the basis of modelling surface renewal, *Journal of Physical Oceanography*, 24, 1339-1346.
- Soloviev, A. V. und P. Schlüssel (1994b):** Corrigendum to Parameterization of the cool skin of the ocean and of the air-ocean gas transfer on the basis of modelling surface renewal, *Journal of Physical Oceanography*, 24, 1965.
- Soloviev, A. V. und P. Schlüssel (1996):** Evolution of cool skin and direct air-sea gas transfer coefficient during daytime, *Boundary-Layer Meteorology*, 77, 45-68.
- Staylor, W. F. (1995):** Description of Staylor method, *SRB Guide Document*.
- Stogryn, A. P. (1972):** The emissivity of sea foam at microwave frequencies, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, AP-15, 278-286.
- Stogryn, A. P., C. T. Butler und T. J. Bartolac (1994):** Ocean surface wind retrievals from Special Sensor Microwave/Imager with neural networks, *Journal of Geophysical Research*, 99, 981-990.
- Takahashi, T. (1989):** The carbon dioxide puzzle, *Oceanus*, 32, 23-29.
- Takahashi, T., T. T. Takahashi und S. C. Sutherland (1995):** An assessment of the North Atlantic as a CO<sub>2</sub> sink, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, B 348, 143-152.
- Takahashi, T., R. A. Feely, R. F. Weiss, R. H. Wanninkhof, D. W. Chipman, S. C. Sutherland, und T. T. Takahashi (1997):** Global air-sea flux of CO<sub>2</sub>: An estimate based on measurements of sea-air P<sub>CO<sub>2</sub></sub> difference, *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 94, 8292-8299.
- Tans, P. P., I. Y. Fung und T. Takahashi (1990):** Observational constraints on the global atmospheric CO<sub>2</sub> Budget, *Science*, 24, 1431-1438.

- Taurat, D. (1996):** Windfelder über See unter Verwendung von Satellitendaten und Druckanalysen, *Berichte aus dem Zentrum für Meeres- und Klimaforschung der Universität Hamburg*, Reihe A, Nr. 22.
- Thorpe, S. A. (1982):** On the clouds of bubbles formed by breaking wind-waves in deep water, and their role in air-sea gas transfer, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, A, 304, 155-210.
- Van Scoy, W. A., K. P. Morris, J. E. Robertson und A. J. Watson (1995):** Thermal skin effect and the air-sea flux of carbon dioxide: A seasonal high-resolution estimate, *Global Biogeochemical Cycles*, 9, 253-262.
- Wanninkhof, R. (1992):** Relationship between wind speed and gas exchange over the ocean, *Journal of Geophysical Research*, 97, 7373-7382.
- Walton, C. C. (1988):** Nonlinear multichannel algorithms for estimating sea surface temperature with AVHRR satellite data, *Journal of Applied Meteorology*, 27, 115-124.
- Watson, A. J., C. Robinson, J. E. Robinson, P. J. le B. Williams und M. J. R. Fasham (1991):** Spatial variability in the sink of atmospheric carbon dioxide in the North Atlantic, *Nature*, 350, 50-53.
- Weiss, R. F. (1974):** Carbene Dioxide in water and seawater: The solubility of a non-ideal gas, *Marine Chemistry*, 2, 203-215.
- Wentz, F. J. (1991):** User's manual SSM/I antenna temperature tapes, *Technical Report 120191*, Santa Rosa, California: Remote Sensing Systems.
- Wick, G. A., W. J. Emery und P. Schlüssel (1992):** A comprehensive comparison between satellite-measured skin and multichannel sea surface temperature, *Journal of Geophysical Research*, 97, 5569-5595.
- Wilhelm, E., R. Battino, R. J. Wilcock (1977):** Low pressure solubility of gases in liquid water, *Chemical Reviews*, 77, 219-262.
- Whitman, W. G. (1923):** The two-film theory of gas absorption. *Chemical and Metallurgical Engineering*, 29, 146-148.
- Woolf, D. K. und S. A. Thorpe (1991):** Bubbles and the air-sea exchange of gases in near-saturation conditions, *Journal of Marine Research*, 49, 435-466.
- Wu, J., (1979):** Oceanic whitecap and sea state, *Journal of Physical Oceanography*, 9, 1064-1068.

## **Danksagung**

Ich danke besonders Herrn Prof. Dr. P. Schlüssel für seine intensive Betreuung, die hilfreichen Anregungen und fruchtbaren Diskussionen. Mein Dank gilt auch Herrn Prof. Dr. H. Graßl für die wertvollen Ratschläge und Diskussionen und seinen ermutigenden Optimismus.

Für die Bereitstellung von Beobachtungsdaten danke ich Herrn Prof. E. C. Monahan und Herrn Dr. W. Asher.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. T. Rixen und Frau B. Haake für die ständige Gesprächsbereitschaft zu allen Fragestellungen des Kohlenstoffkreislaufes.

Meinen Kollegen danke ich für die Unterstützung und Hilfestellungen bei der Entstehung dieser Arbeit. Insbesondere danke ich Herrn Dr. H.-D. Hollweg und Dr. D. Taurat für die kritische und sorgfältige Durchsicht der Arbeit. Herrn V. Jost danke ich auch für seine moralische Unterstützung.