

**Gasaustauschparametrisierung
in einem Deckschichtmodell
im Golfe du Lion**

Diplomarbeit
von
Thomas H. Badewien

Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät der
Christian-Albrechts-Universität
zu Kiel

1998

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	4
1.1. Die Freone F11 und F12	6
1.2. Hydrographie des westlichen Mittelmeeres	8
1.3. Konvektion	11
2. Modelle mit Gasaustausch	14
2.1. Das eindimensionale Deckschichtmodell	14
2.1.1. Grundlegende Gleichungen	14
2.1.2. Wärmeflüsse	24
2.1.3. Gasaustausch für F11 und F12	26
2.2. Vorstellung weiterer Modelle	34
2.3. Modellkonfiguration	37
2.3.1. Verwendete meteorologische Antriebe	37
2.3.2. Beobachtungsdaten	41
2.3.3. Anfangsbedingungen	43
2.3.4. Numerische Realisierung	45
3. Ergebnisse und Auswertung	47
3.1. Überprüfung der Modellrechnungen	47
3.1.1. Deckschichttiefen	47
3.1.2. Temperatur und Salzgehalt	52
3.1.3. Freonparametrisierung	53
3.2. Jahresgang der Freonoberflächenwerte	60
3.2.1. Wintermonate	60
3.2.2. Sommermonate	62
3.3. F11 / F12 – Verhältnis	65
4. Zusammenfassung und Ausblick	68

Inhaltsverzeichnis

Anhang	
A. Tabellen	72
B. Grafiken	75
C. Liste der verwendeten Symbole	77
D. Akronyme	80
Literaturverzeichnis	86

1. Einleitung

Ein wichtiger Prozeß für die Wechselwirkung zwischen der Atmosphäre und dem Ozean ist der Austausch von Gasen. Durch eine etwa $100\mu m$ dicke Grenzschicht der Meeresoberfläche werden Gase in Abhängigkeit von der Löslichkeit und von den Gaskonzentrationen in der Atmosphäre und in dem Ozean ausgetauscht. Der Ozean nimmt die Gase auf und stellt wie im Falle des Kohlenstoffdioxids einen großen Speicher dar.

Nimmt die Dichte der Oberflächenschicht (z.B. durch Abkühlung) zu, so wird die Schichtung instabil. Das Oberflächenwasser sinkt ab und vermischt sich mit dem darunter liegenden Wasser. Findet dieser Prozeß bis in große Tiefen statt, so wird er als tiefreichende Konvektion bezeichnet. Mit dem absinkenden Wasser werden die in der Oberflächenschicht gelösten Gase in die Tiefe transportiert. Das Konzentrationsverhältnis ändert sich, und weiteres Gas aus der Atmosphäre kann vom Ozean aufgenommen werden.

Nur in wenigen Gebieten der Weltmeere wird tiefreichende Konvektion, bei der Tiefenwasser gebildet wird, beobachtet. Ein solches Gebiet ist der Golfe du Lion im nordwestlichen Mittelmeer. Von dieser Region sind viele meteorologische und ozeanographische Daten vorhanden. Daher ist sie als Untersuchungsgebiet gut geeignet und wird in dieser Arbeit genauer betrachtet.

Da im Zentrum des Golfe du Lion ($42^{\circ}N$ und $5^{\circ}O$) nur geringe Strömungen herrschen und die Konvektion zur Vereinfachung als eindimensionaler Prozeß betrachtet wird, kann diese mit einem eindimensionalen Deckschichtmodell simuliert werden. Die Modellrechnungen zur Bestimmung der Deckschichttiefen und deren zwischenjährlichen Variabilität in diesem Gebiet wurden bereits von Visbeck [1993] und Mertens [1994] durchgeführt.

In dieser Arbeit wird das eindimensionale Deckschichtmodell zur Bestimmung des Gasaustausches an der Oberfläche verwendet. In den Modellrechnungen über einen Zeitraum von einem Jahr (Dezember 1991 bis Dezember 1992) wer-

den die Freone¹ F11 und F12, verwendet. Diese Gase können verhältnismäßig einfach untersucht werden, da in der Troposphäre und im Ozean keine chemischen oder biologischen Umwandlungsprozesse berücksichtigt werden müssen. Bei der Untersuchung wird auf zwei bekannte Parametrisierungen für den Gasaustausch, die von Liss und Merlivat [1986] sowie die von Wanninkhof [1992], zurückgegriffen. Außerdem wird eine dritte Parametrisierung nach Haine und Richards [1995], die den Einschluß von Gasblasen bei hohen Windgeschwindigkeiten berücksichtigt, verwendet. Die Modellergebnisse werden mit Meßergebnissen verglichen, die im Rahmen mehrerer Forschungsfahrten in das Untersuchungsgebiet gewonnen wurden.

Bei der Auswertung werden verschiedene Aspekte betrachtet:

Welche Parametrisierung stimmt am besten mit den Beobachtungen überein? Von welchen Prozessen hängt der Gasaustausch ab, und welcher dieser Prozesse dominiert zu welcher Jahreszeit? Wie verhält sich das F11/F12-Verhältnis?

Im ersten Kapitel der Arbeit wird ein Überblick über das westliche Mittelmeer gegeben. Eine Beschreibung des Deckschichtmodells mit der Herleitung der modellrelevanten Gleichungen findet im zweiten Kapitel statt. Dabei werden die verwendeten Parametrisierungen beschrieben und außerdem weitere Gasaustauschmodelle vorgestellt. Danach werden drei meteorologische Datensätze und die aus Beobachtungsdaten gewonnenen Anfangsbedingungen vorgestellt. Im dritten Kapitel werden die modellierten Daten diskutiert und mit den Meßwerten verglichen. Zu jedem Auswertungspunkt erfolgt eine Darstellung der Teilergebnisse. Im letzten Kapitel werden die Ergebnisse zusammengefaßt, und es wird ein Ausblick auf weiterführende Studien gegeben. Im Anhang befinden sich Tabellen mit den verwendeten Konstanten, Symbolen, Abkürzungen und zusätzlichen Grafiken.

¹Freon: *Handelsname nach duPont für bestimmte Fluorchlorkohlenwasserstoffe (FCKW). Die hier verwendeten Komponenten werden mit F11 und F12 abgekürzt.*

1.1. Die Freone F11 und F12

Eigenschaften der Freone

Die Fluorchlorkohlenwasserstoffe (FCKW) haben eine chemisch unsystematische Bezeichnung. Die korrekte Benennung lautet Chlorfluorkohlenstoffe (CFK, bzw. engl. CFC). In dieser Arbeit werden die zwei wichtigsten Komponenten der CFK nach der Hersteller-Bezeichnung von duPont mit F11 und F12 abgekürzt.

Freone	Systemat. Name	Formel
F11	Trichlorfluormethan	CCl_3F
F12	Dichlordifluormethan	CCl_2F_2

Diese Freone werden industriell hergestellt und verhalten sich in der Troposphäre und im Ozean wie Edelgase. Sie sind farblos, leicht flüchtig, unbrennbar und ungiftig. Ihre Lebensdauer in der Atmosphäre beträgt nach Cunnold et al. [1986] für F11 74_{-17}^{+31} Jahre und für F12 111_{-44}^{+222} Jahre. Seit den 30er Jahren finden die Freone hauptsächlich als Treibmittel für Spraydosen, als Aufschäumittel von Plastik, als Feuerlösch- und Kältemittel Anwendung. Gelangen F11 und F12 in die Stratosphäre, so werden sie dort durch energiereiche, solare UV-Strahlung photolysiert und verlieren Chlorradikale. Diese können dann in einer komplexen Reaktionsfolge in der Stratosphäre die Ozonschicht zerstören [Falbe und Regitz, 1989].

Freone werden auf See mittels Gaschromatographie mit einem Elektroneneinfangdetektor (GC-ECD) gemessen. Dazu werden aus Wasserschöpfern unter Luftausschluß Proben entnommen, die dann mit der GC-ECD-Apparatur vermessen werden [Bullister und Weiss, 1988].

Atmosphärische Konzentration der Freone

Auf Grund ihrer langen Lebensdauer und der chemischen Trägheit sind die Freone in der Atmosphäre gleichmäßig verteilt. Deshalb reicht es aus, lokal an wenigen Punkten der Erde die Freonkonzentrationen in der Atmosphäre C_i zu messen. Die Produktionsstellen der Freone liegen hauptsächlich auf der

1. Einleitung

Nordhalbkugel, somit ist dort die Konzentration geringfügig größer als auf der Südhalbkugel. Aus Messungen seit den 70er Jahren und den seit den 40er Jahren bekannten Produktionsmengen ist eine Freonkonzentrationskurve rekonstruiert worden. Diese atmosphärischen Freonkonzentrationen für F11 und F12 sind in Abbildung 1.1, das Verhältnis dieser Gase ist in Abbildung 1.2 dargestellt [Cunnold et al., 1997, pers. Mitteilung R. Weiss].

Im Jahr 1992, in dem die Untersuchungen für den Gasaustausch durchgeführt worden sind, betragen die Konzentrationen der nördlichen Hemisphäre für

$$\text{F11} : C_l = 260 \text{ ppt}^{\text{II}}$$

$$\text{F12} : C_l = 510 \text{ ppt} .$$

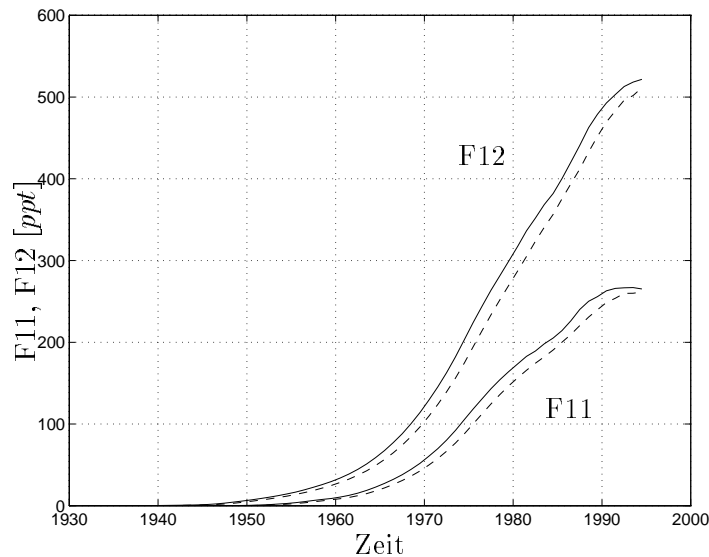


Abbildung 1.1.: Freonkonzentrationen in der Atmosphäre für F11 und F12; durchgezogen: nördliche Hemisphäre, gestrichelt: südliche Hemisphäre

^{II}ppt: Abkürzung für „parts per trillion“ = $1 : 10^{12}$ (die amerikanische Trillion entspricht der deutschen Billion)

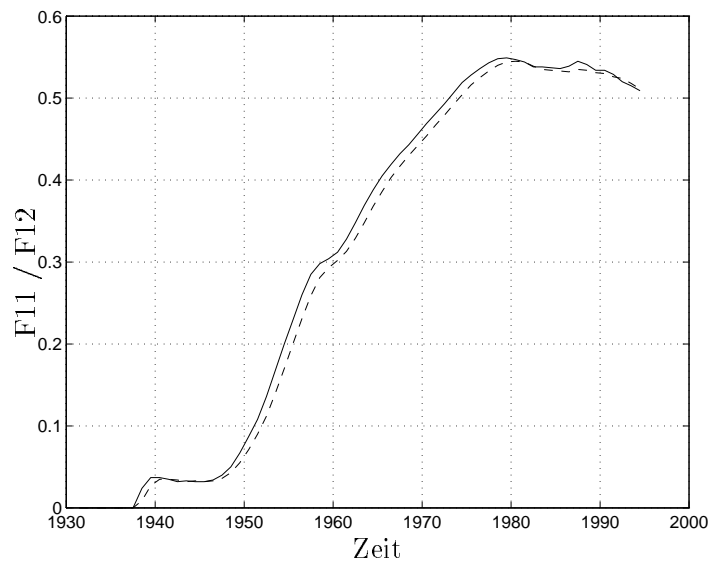


Abbildung 1.2.: *Verhältnis der Freonkonzentrationen F11 / F12 in der Atmosphäre; durchgezogen: nördliche Hemisphäre, gestrichelt: südliche Hemisphäre*

1.2. Hydrographie des westlichen Mittelmeeres

Klimatische Bedingungen

Die klimatischen Bedingungen im Mittelmeer weisen einen ausgeprägten Jahresgang auf. Die Sommer sind sehr trocken, haben eine starke solare Einstrahlung und niedrige Windgeschwindigkeiten. Das Niederschlagsmaximum liegt im Herbst. Der Winter ist durch Perioden mit hohen Windgeschwindigkeiten gekennzeichnet (siehe Kap. 2.3.1, Abb. 2.6 (A) und Abb. 2.7 (A)).

Im Golfe du Lion (siehe Abb. 1.3) treten vom Land kommende, kalte Winde auf. Dies sind zum einen der Mistral aus dem Rhônetal und zum anderen der Tramontane von der Nordseite der Pyrenäen. Die hohen Windgeschwindigkeiten und die niedrigen Temperaturen bewirken einen hohen Wärmeverlust für den Ozean, was dort zur Konvektion führt (siehe Kap. 1.3). Mitte Februar 1992 kam es durch den Mistral zu Maxima im Wärmeverlust von etwa 500 W/m^2 .

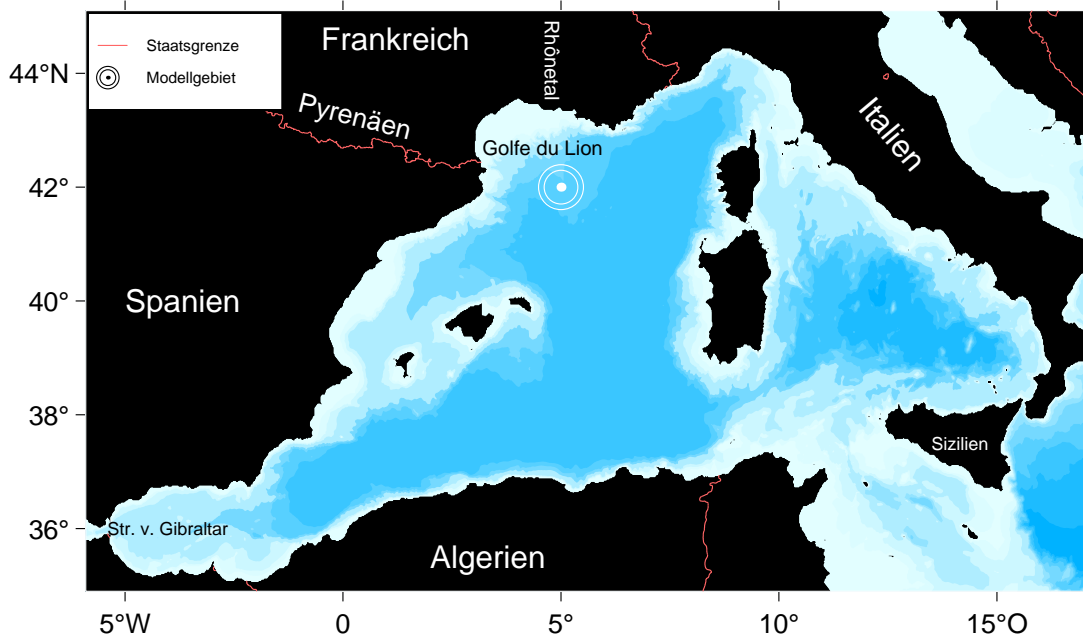


Abbildung 1.3.: Das westliche Mittelmeer

Wassermassen

Die wichtigsten Eigenschaften der Wassermassen für den Golfe du Lion vor der Konvektionsperiode werden im folgenden beschrieben [Millot, 1987]. Es lassen sich drei Wassermassen unterscheiden:

- modifiziertes Atlantikwasser MAW (Modified Atlantic Water)
- Levantinisches Zwischenwasser LIW (Levantine Intermediate Water)
- Tiefenwasser des westlichen Mittelmeeres WMDW (Western Mediterranean Deep Water).

Das Oberflächenwasser des nördlichen Atlantiks strömt durch die Straße von Gibraltar in das westliche Mittelmeer und schichtet sich auf Grund seiner geringeren Dichte über das vorhandene Mittelmeerwasser. Dort wird es MAW genannt und breitet sich in antizyklonalen Wirbeln nach Osten aus. Vor Sizilien teilt sich diese Oberflächenströmung auf, ein Teil fließt nach Südosten, und der andere Teil folgt dem italienischen Küstenverlauf nach Norden. Von dort aus strömt das MAW entlang der französischen und spanischen Küste nach Westen.

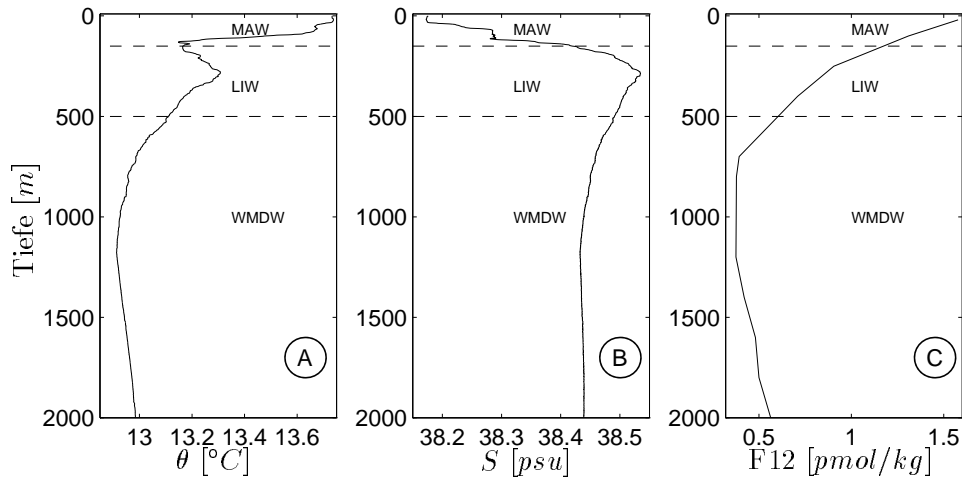


Abbildung 1.4.: Profile der potentiellen Temperatur θ , des Salzgehaltes S und der F12-Konzentrationen im Golfe du Lion vor der Konvektion; MAW (modifiziertes Atlantik Wasser), LIW (Levantisches Zwischenwasser) und WMDW (Tiefenwasser des westlichen Mittelmeeres)

In Abbildung 1.4 sind die Profile der potentiellen Temperatur, des Salzgehaltes und der F12-Konzentration im Golfe du Lion dargestellt. Das MAW ist in den oberen 150 m zu finden. Durch die hohe Verdunstung im Mittelmeer erhöht sich der Salzgehalt. Je länger sich das MAW also im Mittelmeer befindet, desto höher wird sein Salzgehalt.

Durch Konvektion, die nicht tiefreichend ist (150 bis 300 m), wird das Levantinische Zwischenwasser (LIW) im östlichen Mittelmeer zwischen Kreta und Zypern in den Wintermonaten gebildet [Lascaratos et al., 1993]. Es hat dort ein Salzgehaltsmaximum von 39 psu und schichtet sich unter das MAW. Dieser hohe Salzgehalt schwächt sich bei der Ausbreitung nach Westen ab. Im Golfe du Lion ist das LIW noch deutlich an seinem Salzgehaltsmaximum und dem relativen Maximum der Temperatur in einer Tiefe von etwa 300 m zu erkennen (siehe Abb. 1.4).

Das WMDW wird durch tiefreichende Konvektion in den Wintermonaten, die in manchen Jahren bis zum Meeresboden reichen kann, im nordwestlichen Mittelmeer im Golfe du Lion gebildet. Von dort aus breitet es sich im westlichen Mittelmeer aus. Es schichtet sich als schwerste Wassermasse unter das LIW (siehe Abb. 1.4).

Vor der Konvektionsperiode haben alle gemessenen Freonprofile im Golfe du Lion ein ähnliches Aussehen. Ein solches Profil ist in Abbildung 1.4 (C) dargestellt. Die Oberflächenkonzentrationen stehen im Gleichgewicht mit der Atmosphäre. Die Konzentration für F12 nimmt mit der Tiefe bis zu einem Minimum in 800 *m* ab und steigt danach wieder leicht an.

Von Roether und Schlitzer [1991] sind im östlichen Mittelmeer im Entstehungsgebiet des LIW erhöhte Freonkonzentrationen gemessen worden. Durch Vermischung mit dem umgebenden Wasser mit geringerer Freonkonzentration schwächt sich das Signal während der Ausbreitung nach Westen ab und ist in dem Profil im Golfe du Lion nicht mehr zu erkennen. Das Freonminimum entsteht durch Advektion von freonärmerem Wasser aus der Umgebung. Die hohen Freonkonzentrationen bis in eine Tiefe von 2000 *m* entstehen durch die Konvektion in den Wintermonaten und der damit verbundenen vertikalen Vermischung. Diese hohen Konzentrationen bleiben auch nach der Konvektionszeit erhalten [Rhein, 1994].

1.3. Konvektion

Im Golfe du Lion sind viele Untersuchungen zur Konvektion durchgeführt worden. Eine der grundlegenden Arbeiten dazu ist die der MEDOC-Group [1970], in der das Konvektionsereignis in drei Phasen gegliedert wurde: die Vorbereitungsphase (*preconditioning*), die eigentliche vertikale Vermischung der Wassermassen (*violent mixing*) und die Phase des Absinkens und Ausbreitens des neu gebildeten Tiefenwassers (*sinking and spreading*).

1. *Preconditioning*

Entlang der französischen Küste fließt der nördliche Mittelmeerstrom NMC (North Mediterranean Current), der im Golfe du Lion rezirkuliert. Der daraus resultierende zyklonale Wirbel mit seinem Zentrum bei 42°N und 5°O sorgt für eine Aufwölbung der Isopyknen und verringert damit die Stabilität der Schichtung. Durch die kalten, starken Winde zu Beginn des Winters kommt es zu großen Wärmeverlusten in der oberflächennahen Schicht, so daß die Dichte zunimmt und die Schichtung weiter an Stabilität verliert. Es findet eine Vermischung mit dem warmen, salzreichen LIW in einer Tiefe von 300 bis 600 *m* statt [Schott et al., 1996].

2. *Violent Mixing*

Durch erneutes Einsetzen einer Starkwindperiode wird dem Ozean zusätzlich Wärme entzogen, so daß sich die Deckschicht weiter mit dem darunterliegenden Tiefenwasser vermischt. Dieser Prozeß findet in einem Gebiet statt, welches einen horizontalen Durchmesser von mehr als 50 km hat [Leaman und Schott, 1991]. Innerhalb dieser Region gibt es Konvektionszellen (plumes), deren Durchmesser weniger als 1 km betragen. Die vertikale Geschwindigkeit des Wassers liegt zwischen 5 und 10 cm/s [Schott und Leaman, 1991].

Der Durchmesser des Konvektionsgebietes wird im Februar 1992 auf 120 km geschätzt. Für den integralen Effekt (Netto-Effekt) der aktiven Konvektionszellen gibt es zwei Erklärungswege:

1. Eine Netto-Absinkgeschwindigkeit des Wassers ergibt einen Vertikaltransport. Dies bedeutet, daß ein Zusammenfließen (Konvergenz) von Wasser an der Oberfläche und ein Ausfluß am Meeresboden stattfindet.
2. Es gibt eine rein vertikale Vermischung, so daß Wasser nur innerhalb der Konvektionszelle durchmischt wird. In dem Konvektionsgebiet beträgt die mittlere Vertikalgeschwindigkeit null.

Die Beobachtungen der Vertikalgeschwindigkeiten, des Dichtefeldes und der Freonverteilung entsprechen der rein vertikalen Vermischung (2.), [Send und Marshall, 1995; Rhein, 1995].

Bei einer Tiefe von 1000 m , die durch das Tracersignal bestimmt ist, ergibt sich eine jährliche Erneuerungsrate für das Tiefenwasser von $0.3\text{ Sv}^{\text{III}}$ [Send et al., 1995]. Diese ist durch akustischen Tomographiemessungen ermittelt worden. Ähnliche Abschätzungen für die Erneuerungsrate ergaben Freoninhaltsberechnungen von Rhein [1995].

Ein Zusammenhang zwischen der Stärke der nördlichen Mittelmeerströmung NMC und der Intensität der tiefen Konvektion konnte nicht festgestellt werden [Schott et al., 1996].

3. *Sinking and Spreading*

An den Fronten zwischen dem homogenen und dem geschichteten Wasser kommt es zu baroklinen Instabilitäten, die sich als Wirbel ausbreiten. Die Wirbel haben die Größe des Rossby-Radius (ca. 5 km), [Gascard, 1978]. Durch den lateralen Austausch des Wassers zwischen den Konvektionsergebnissen kann eine weitere Vertiefung der Deckschicht verhindert werden.

^{III} $1\text{ Sv} \equiv 10^6\text{ m}^3/\text{s}$

1. Einleitung

Nach der Konvektion wird durch die Wirbelaktivität und der horizontalen Advektion die Oberflächenschichtung innerhalb von zwei bis drei Wochen wieder hergestellt. In der Tiefe wird das neu gebildete Wasser aus dem Gebiet heraus transportiert.

2. Modelle mit Gasaustausch

Der Gasaustausch für Freone zwischen Atmosphäre und Ozean wurde in verschiedenen Modellen auf unterschiedliche Weise eingebaut.

Im ersten Teil dieses Kapitels wird das in dieser Arbeit verwendete Deckschichtmodell ausführlich beschrieben. Anschließend werden weitere Modelle vorgestellt. Am Ende des Kapitels werden die Anfangs- und Randbedingungen sowie die numerische Realisierung des verwendeten Deckschichtmodells erläutert.

2.1. Das eindimensionale Deckschichtmodell

Eindimensionale Modelle basieren auf den Arbeiten von Kraus und Turner [1967] und Niiler und Kraus [1977]. Sie vernachlässigen horizontale Austauschprozesse und berücksichtigen nur die vertikalen. Die grundlegenden Gleichungen sind in der Promotionsarbeit von Rahmstorf [1990] zu finden und werden hier zusammengefaßt wiedergegeben.

2.1.1. Grundlegende Gleichungen

Die prognostischen Variablen des Deckschichtmodells sind die Dichte ρ und die Vermischungstiefe h . Die Dichte wird aus der Temperatur und dem Salzgehalt, die aus der jeweiligen Erhaltungsgleichung ermittelt wurde, bestimmt. Aus drei Termen der vertikal integrierten Gleichung für die zeitliche Entwicklung der turbulenten kinetischen Energie (TKE) wird die Vermischungstiefe h berechnet. Diese Gleichungen werden für einen in drei Schichten eingeteilten Ozean (siehe. Abb. 2.1) mit einer turbulent, vollständig durchmischten Deckschicht gelöst. Unterhalb der Deckschicht befindet sich eine Sprungschicht, an die sich eine homogene, turbulenzfreie Tiefenschicht anschließt.

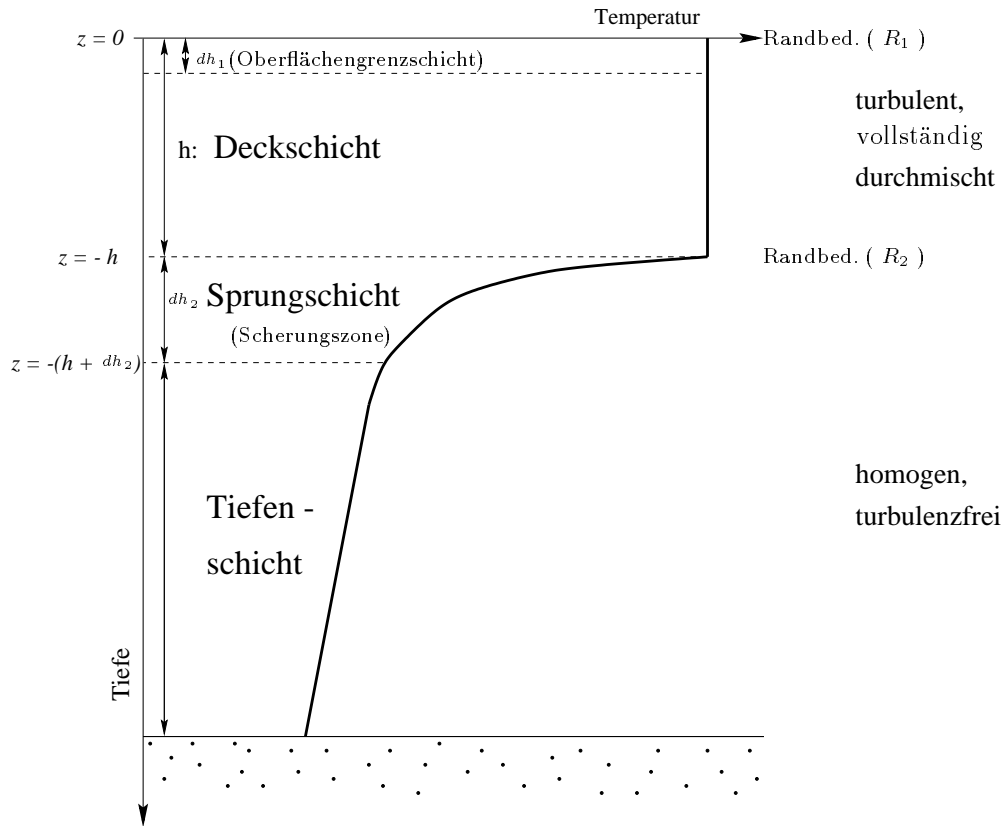


Abbildung 2.1.: Schematische Darstellung des Modells für die vertikale Temperaturverteilung

Herleitung der modellrelevanten Gleichungen

Die Ausgangsgleichungen für die Modellrechnungen sind die Erhaltungsgleichungen für die Temperatur (2.1), für den Salzgehalt (2.2) und die Bewegungsgleichung (2.3). Diese Gleichungen werden im folgenden vereinfacht und anschließend mit den angegebenen Randbedingungen integriert.

Für die Temperatur T und den Salzgehalt S gelten die folgenden Gleichungen:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\partial T}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla T = R, \quad (2.1)$$

$$\frac{dS}{dt} = \frac{\partial S}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla S = P. \quad (2.2)$$

In den Gleichungen (2.1) und (2.2) ist \vec{u} ein Geschwindigkeitsvektor mit den Richtungskomponenten (u, v, w) , R ein molekularer Wärmefluß und P ein

Salzfluß. R und P entstehen durch molekulare Diffusion und werden in der Regel vernachlässigt.

Die Bewegungsgleichung ist die Ausgangsgleichung zur Bestimmung der turbulenten kinetischen Energie (TKE):

$$\underbrace{\frac{d\vec{u}}{dt}}_{A_1} = - \underbrace{\frac{1}{\rho_0} \nabla p}_{B_1} - \underbrace{2 \Omega \times \vec{u}}_{C_1} + \underbrace{\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \vec{g}}_{D_1} + \underbrace{\nu \nabla^2 \vec{u}}_{E_1}, \quad (2.3)$$

A_1 : zeitliche Ableitung, D_1 : Gravitationsbeschleunigung in
 B_1 : Druckgradientenkraft, E_1 : Reibungskraft,
 C_1 : Coriolisbeschleunigung, E_1 : Reibungskraft.

In der Gleichung (2.3) steht p für den Druck, Ω für die Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation, \vec{g} für die Erdbeschleunigung, ν für die kinematische Viskosität, ρ für die Dichte und ρ_0 für eine konstante Dichte.

Zur Vereinfachung werden entsprechend der Gleichungen (2.1), (2.2) und (2.3) folgende Schritte durchgeführt:

1. Die Boussinesq-Approximation wird angewandt.
2. Es wird eine Reynoldsmittelung durchgeführt, um aus den nichtlinearen Termen die turbulenten Anteile der Gleichungen zu bestimmen. Dies geschieht durch eine Aufteilung der Eigenschaft ψ in den Mittelwert $\overline{\psi}$ und in die Abweichung vom Mittelwert ψ' .
 Es gilt für ψ : $\psi = \overline{\psi} + \psi'$, mit $\overline{\psi'} = 0$, $\overline{\overline{\psi}} = \overline{\psi}$.
3. Eine grundlegende Annahme der Deckschichtmodelle ist, daß die horizontalen Gradienten in der Deckschicht $\frac{\partial}{\partial x}$ und $\frac{\partial}{\partial y}$ vernachlässigt werden können, da es sich um eine eindimensionale Beschreibung handelt. \overline{w} bleibt wegen der gleichmäßig durchmischten Deckschicht unberücksichtigt. Also bleiben nur die vertikalen Anteile des Strömungsvektors (w) und die Ableitungen $\frac{\partial}{\partial z}$ übrig.
4. Für die obere Schicht des Ozeans, in der das Wasser als vollständig durchmischt angenommen wird, können die Terme, in denen die vertikale Ableitung des Mittelwerts (z.B. $\frac{\partial \overline{\psi}}{\partial z}$) vorkommt, unberücksichtigt bleiben.

5. Die Bewegungsgleichung für die turbulenten Anteile wird mit dem Vektor \vec{v}' skalar multipliziert.
6. Die entstandenen Gleichungen werden zusammengefaßt und anschließend gemittelt.

Nach Anwendung der Schritte eins bis vier auf die Gleichungen (2.1) und (2.2) ergeben sich die folgenden Gleichungen:

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \overline{w'T'} = 0 , \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial \bar{S}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \overline{w'S'} = 0 . \quad (2.5)$$

Für die Temperatur- bzw. Salzerhaltungsgleichung beschreibt der erste Term auf der linken Seite in der jeweiligen Gleichung die zeitliche Änderung der mittleren Temperatur bzw. des mittleren Salzgehalts und der zweite Term die vertikale Divergenz der turbulenten Flüsse. Die Terme $\overline{w'T'}$ bzw. $\overline{w'S'}$ bilden eine Korrelation zwischen der vertikalen turbulenten Geschwindigkeitskomponente w' und der Störung der mittleren Temperatur bzw. des mittleren Salzgehalts. Zur Vereinfachung der Bewegungsgleichung wird die Auftriebskraft b sowie die Fluktuation der Auftriebskraft um den Mittelwert, b' , eingeführt:

$$b = -g \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} ; \quad b' = -g \frac{\rho'}{\rho_0} .$$

Nach Anwendung der Schritte eins bis sechs und der Verwendung der Auftriebskraft ergibt sich aus der Bewegungsgleichung (2.3) die TKE-Gleichung:

$$\underbrace{\frac{\partial q}{\partial t}}_{A_2} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial z} \left(\overline{w' \left(\frac{q'}{\rho_0} + q \right)} \right)}_{B_2} - \underbrace{\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \overline{u'w'}}_{C_2} + \underbrace{\overline{w'b'}}_{D_2} - \underbrace{\varepsilon}_{E_2} , \quad (2.6)$$

$$\text{mit der TKE } q = \frac{1}{2} \left(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2} \right) .$$

Die einzelnen Terme haben folgende Bedeutung:

- A_2 : zeitliche Änderung der turbulenten kinetischen Energie,
- B_2 : Divergenz der turbulenten Flüsse der TKE,
- C_2 : Produktion von TKE aus der vertikaler Scherung,
- D_2 : Arbeit gegen den Auftriebsfluß,
- E_2 : Dissipation durch molekulare Kräfte.

Da die zu betrachtenden Zeitskalen (Jahresgang) größer sind als eine Trägheitsperiode (1 Tag), kann die zeitliche Änderung der turbulenten kinetischen Energie, Term A_2 der Gleichung (2.6), vernachlässigt werden. Die übrigen Terme werden im weiteren Verlauf der Arbeit betrachtet.

Randbedingungen

Zur Lösung der Gleichungen (2.4), (2.5) und (2.6) werden Randbedingungen für die Oberfläche (R_1) und die Unterseite der Deckschicht (R_2) benötigt (siehe Abb. 2.1). Diese lauten nach dem Ansatz von Kraus und Turner [1967]:

(R_1) Als Randbedingung an der Grenzfläche zwischen Atmosphäre und Ozean gilt bei $z = 0$

- für den turbulenten Wärmefluß $\overline{w'T'}$:

$$\overline{w'T'}|_{z=0} = \frac{Q}{c_p \rho_0}, \quad (2.7)$$

- für den turbulenten Salzfluß $\overline{w'S'}$:

$$\overline{w'S'}|_{z=0} = (N - V) S_0. \quad (2.8)$$

In den Gleichungen (2.7) und (2.8) beschreibt Q die Summe aller Wärmeflüsse an der Oberfläche, wobei sich die solare Einstrahlung nicht nur auf die Oberflächenschicht beschränkt, sondern durch eine exponentielle Abklingsskala auf die Deckschicht verteilt wird. c_p ist die spezifische Wärmekapazität, ρ_0 eine konstante Dichte, N der Niederschlag, V die Verdunstung, und S_0 ist ein konstanter Salzgehalt.

- für den turbulenten Auftriebsfluß (Teil D_2 der TKE-Gleichung):

$$B = \overline{w'b'}|_{z=0} = g \left(\frac{-\alpha_T}{c_p \rho_0} Q_i - \beta S_0 (V - N) \right), \quad (2.9)$$

- für den turbulenten Impulsfluß (Teil C_2 der TKE-Gleichung):

$$\overline{w'u'}|_{z=0} = u_*^2 = \frac{\rho_l}{\rho} c_D U_{10}^2, \quad (2.10)$$

- für turbulenten Energiefluß (Teil B_2 der TKE-Gleichung):

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\overline{w' \left(\frac{q'}{\rho_0} + q \right)} \right) = m_1 u_*^3. \quad (2.11)$$

In den Gleichungen (2.9), (2.10) und (2.11) steht α_T für den thermischen und β für den halinen Expansionskoeffizienten, Q_i für den Wärmefluß an der Oberfläche, g für die Erdbeschleunigung, u_* für die Reibungsgeschwindigkeit, ρ_l für die Dichte der Luft, c_D für den Drag-Koeffizienten, U_{10} für die Windgeschwindigkeit in 10 m Höhe und m_1 für einen Windmischparameter, der in Gleichung (2.27) näher beschrieben wird.

(R₂) Als Randbedingung für die Unterseite der Deckschicht gilt

- für den turbulenten Wärmefluß:

$$\overline{w'T'}\Big|_{z=-h} = -w_e \Delta T, \quad (2.12)$$

- für den turbulenten Salzfluß:

$$\overline{w'S'}\Big|_{z=-h} = -w_e \Delta S, \quad (2.13)$$

- für den turbulenten Auftriebsfluß (Teil D_2 der TKE-Gleichung):

$$\overline{w'b'}\Big|_{z=-h} = -w_e \Delta b, \quad (2.14)$$

- für den turbulenten Impulsfluß (Teil C_2 der TKE-Gleichung):

$$\overline{w'u'}\Big|_{z=-h} = -w_e \bar{u}, \quad (2.15)$$

- für den turbulenten Energiefluß (Teil B_2 der TKE-Gleichung):

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\overline{w' \left(\frac{q'}{\rho_0} + q \right)} \right) \approx -w_e \frac{q}{2}. \quad (2.16)$$

Mit ΔT , ΔS und Δb werden die Unterschiede zwischen der Größe der Variablen in der durchmischten Schicht und der darunterliegenden Schicht bezeichnet. \bar{u} steht für Geschwindigkeiten unterhalb und q für Werte innerhalb der Deckschicht.

w_e beschreibt die Geschwindigkeit, mit der sich die Deckschicht vertieft, und wird als Entrainmentgeschwindigkeit bezeichnet.

$$w_e = \begin{cases} \frac{dh}{dt} & \text{für } \frac{dh}{dt} > 0 \\ 0 & \text{für } \frac{dh}{dt} \leq 0 \end{cases}$$

Integration der Gleichungen

Die Integration der Wärmeerhaltungsgleichung (2.4) von der Unterseite der Deckschicht bis zur Meeresoberfläche ergibt:

$$\int_{-h}^0 \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{w'T'}}{\partial z} \right) dz = 0 ,$$

daraus folgt:

$$h \frac{\partial T_0}{\partial t} + \overline{w'T'}|_{z=0} - \overline{w'T'}|_{z=-h} = 0 . \quad (2.17)$$

Die Integration der Salzgleichung (2.5) von der Unterseite der Deckschicht bis zur Meeresoberfläche ergibt:

$$\int_{-h}^0 \left(\frac{\partial \bar{S}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{w'S'}}{\partial z} \right) dz = 0 ,$$

daraus folgt:

$$h \frac{\partial S_0}{\partial t} + \overline{w'S'}|_{z=0} - \overline{w'S'}|_{z=-h} = 0 . \quad (2.18)$$

Für die Integration der TKE-Gleichung (2.6) von der Unterseite der Deckschicht bis zur Meeresoberfläche ergeben sich die folgenden Gleichungen.

Für den Auftriebsfluß (Teil D_2 der TKE-Gleichung) gilt:

$$\int_{-h}^0 \overline{w'b'} dz = \frac{1}{2} h B - \frac{1}{2} h w_e \Delta b . \quad (2.19)$$

Für den Produktionsterm der kinetischen Energie, Teil C_2 der Gleichung (2.6), der nur an der Oberfläche und in der Scherungszone wirkt, muß eine Aufteilung in eine Oberflächengrenzschicht (dh_1) und eine Scherschicht (dh_2) unterhalb der

Deckschicht durchgeführt werden (siehe Deckschichtskizze Abb. 2.1).

$$\begin{aligned} \int_{-(h+dh_2)}^0 \overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} dz &= \int_{dh_1}^0 \overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} dz + \int_{-(h+dh_2)}^{-h} \overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} dz \approx \\ &\int_{dh_1}^0 \overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} dz + \int_{-(h+dh_2)}^{-h} \bar{u} w_e \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} dz = -m_2 u_*^3 - \frac{1}{2} w_e \bar{u}^2 \end{aligned} \quad (2.20)$$

Für den turbulenten Diffusionsterm (Teil B_2 der TKE-Gleichung 2.6) ergibt sich:

$$\int_{-h}^0 \frac{\partial}{\partial z} \left(\overline{w' \left(\frac{q'}{\rho_0} + q \right)} \right) dz = -m_1 u_*^3 + w_e \frac{1}{2} q. \quad (2.21)$$

Zusammengefaßt lauten die integrierten Gleichungen mit den angegebenen Randbedingungen aus 2.1.1:

$$\boxed{h \frac{\partial T_0}{\partial t} = -\frac{Q}{c_p \rho_0} - w_e \Delta T} \quad (2.22)$$

$$\boxed{h \frac{\partial S_0}{\partial t} = -S_0 (V - N) - w_e \Delta S} \quad (2.23)$$

$$\boxed{\underbrace{\frac{1}{2} w_e q}_{A_3} - \underbrace{\frac{1}{2} w_e \bar{u}^2}_{B_3} + \underbrace{\frac{1}{2} w_e h \Delta b}_{C_3} = \underbrace{(m_1 + m_2) u_*^3}_{D_3} + \underbrace{\frac{1}{2} h B}_{E_3} - \underbrace{\int_{-h}^0 \varepsilon dz}_{F_3}} \quad (2.24)$$

Die einzelnen Terme der Gleichung (2.24) beschreiben die Energien, die notwendig sind, um das hochgemischte Wasser in den turbulenten Zustand zu bringen (Teil A_3), um das hochgemischte Wasser der mittleren Geschwindigkeit der Deckschicht anzupassen (Teil B_3) und um dieses Wasser vollständig zu durchmischen (Teil C_3). Teil D_3 der Gleichung beschreibt den Eintrag von Energie durch das Windfeld und Teil E_3 die Änderung der potentiellen Energie durch Oberflächenwärmeflüsse sowie durch Niederschlag bzw. Verdunstung. Die Dissipation (Teil F_3) wird proportional zu allen anderen Termen der Gleichung gesetzt.

Das Kraus-Turner Deckschichtmodell

Zur Untersuchung des Einflusses der Oberflächenflüsse auf die ozeanische Deckschicht ist von Kraus und Turner [1967] der folgende Modellansatz betrachtet worden:

Für die Temperatur und den Salzgehalt gelten die Erhaltungsgleichungen (2.22) und (2.23). Für die Energieerhaltungsgleichung wird ein vereinfachter Ansatz gewählt, in dem aus der TKE-Gleichung (2.24) nur die Terme C_3 , D_3 und E_3 explizit berücksichtigt werden. Die Dissipation ist in dem Windmischparameter m enthalten, siehe Gleichung (2.27):

$$\underbrace{-\frac{g}{2\rho_0} h \Delta\rho w_e}_{C_3} = \underbrace{m u_*^3}_{D_3} + \underbrace{\frac{1}{2} n h B}_{E_3} . \quad (2.25)$$

In Gleichung (2.25) besteht eine Balance zwischen der Energie, die notwendig ist, um die Deckschicht zu vertiefen, indem Wasser von unterhalb des Dichtegradienten $\Delta\rho$ hochgemischt wird (Teil C_3), und der turbulenten Energie (Teil D_3) und der Änderung der potentiellen Energie (Teil E_3). Die turbulente Energie wird durch das Windfeld eingebracht und mit dem empirischen Faktor m multipliziert [Kato und Phillips, 1969], die Änderung der potentiellen Energie wird durch den Auftriebsfluß B bestimmt:

$$B = g \left(\frac{-\alpha_T}{c_p \rho_0} Q_i - \beta S_0 (V - N) \right) .$$

Diese Gleichung wird durch den Faktor n aus der Gleichung (2.25 Teil E_3) in zwei Situationen unterteilt:

$$n = \begin{cases} 1 & \text{für } B > 0 \\ f & \text{für } B < 0 . \end{cases} \quad (2.26)$$

Der Auftriebsfluß B ist von drei Faktoren abhängig, nämlich vom Wärmefluß, vom Niederschlag und von der Verdunstung.

Durch Abkühlung nimmt die Dichte an der Oberfläche der homogenen Deckschicht zu, dadurch wird die Schichtung instabil und es kann zu einer Vertiefung der Deckschicht kommen. Durch Erwärmung verringert sich die Dichte und die Schichtung stabilisiert sich. Die Verdunstung bewirkt eine Salzgehaltserhöhung, wodurch die Dichte zunimmt. Durch Niederschlag nimmt der Oberflächensalzgehalt ab, was wiederum zu einer Stabilisierung der Schichtung führt.

Wenn die Einflüsse, die die Deckschicht stabilisieren, überwiegen, ist der Auftriebsfluß positiv und $n = 1$. Wenn der entgegengesetzte Fall eintritt, ist der Auftriebsfluß negativ, d.h. $n = f$.

Wird $f = 0$ gewählt, wie es in dem hier benutzten Deckschichtmodell der Fall ist, so dringt die Deckschicht bei dem konvektiven Mischvorgang nicht in eine darunterliegende Schicht höherer Dichte ein (nonpenetrative). Aus den Beobachtungen gibt es auch keine Hinweise auf penetrative Vermischungsvorgänge. Der Windmischungsparameter m im Teil D_3 der Gleichung (2.25) wird nach Gleichung (2.27) parametrisiert. Er setzt sich aus dem Einfluß der turbulenten Energie m_1 , dem Einfluß des Windes an der Oberflächengrenzschicht m_2 und der Dissipation, Teil F_3 der TKE-Gleichung, zusammen:

$$m = f_w \exp(-h/H_0), \quad (2.27)$$

wobei f_w die Effizienz der Windmischung mit $f_w = 1.5 \cdot 10^{-3}$ [Kato und Phillips, 1969] und H_0 die Windmischtiefskala ist, die mit 50 m nach Lascaratos et al. [1993] angegeben wird.

Die Dichte wird über die Temperatur und die Salzabhängigkeit mit den thermischen und halinen Expansionskoeffizienten α_T und β durch die folgende Beziehung bestimmt:

$$\rho = \rho_0 [1 - \alpha_T (T - T_0) + \beta (S - S_0)]. \quad (2.28)$$

Für α_T und β sind folgende Werte benutzt worden: $\alpha_T = 2.02 \cdot 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ und $\beta = 7.54 \cdot 10^{-4}$. T_0 , S_0 und ρ_0 sind Referenzwerte. Im Mittelmeer kann die Druckabhängigkeit des thermischen Expansionskoeffizientens wegen der hohen Temperaturen vernachlässigt werden [Garwood JR, 1991].

2.1.2. Wärmeflüsse

Anlehnend an die Arbeit von Gilman und Garrett [1994], in der Untersuchungen zum Wärmehaushalt des Mittelmeeres durchgeführt worden sind, werden in dem hier verwendeten Deckschichtmodell speziell angepaßte Parametrisierungen verwendet.

Der Gesamtwärmefluß setzt sich aus vier Termen zusammen:

$$Q = Q_s - Q_b - Q_e - Q_h , \quad (2.29)$$

der solaren Einstrahlung Q_s , der langwelligen Rückstrahlung Q_b , dem latenten Wärmefluß Q_e und dem sensiblen Wärmefluß Q_h .

Im folgenden werden die einzelnen Wärmeflüsse näher erläutert.

Einstrahlung

Die solare Einstrahlung ist nach der Arbeit von Dobson und Smith [1988] wie folgt parametrisiert:

$$Q_s = Q_0 \sin(\xi)(1 - \alpha_A) Tr . \quad (2.30)$$

In dieser Gleichung ist Q_0 die solare Einstrahlung am Oberrand der Atmosphäre (1368 W m^{-2}), α_A die Albedo mit einem typischen Wert von 0.1 für das westliche Mittelmeer, ξ die Sonnenhöhe, die von der geographischen Lage und der Zeit abhängig ist, und Tr der Transmissionsfaktor:

$$Tr = a_0 + b_0 \sin(\xi) . \quad (2.31)$$

Die Koeffizienten a_0, b_0 sind in der Arbeit von Dobson und Smith [1988] aufgeführt. Sie hängen von der Wolkenbedeckung ab, die zwischen dem Wert eins für klaren Himmel und dem Wert neun für Nimbostratus-Wolken liegen.

Rückstrahlung

Die netto langwellige Rückstrahlung entspricht im wesentlichen der Strahlung eines schwarzen Körpers, die mit dem Stefan-Boltzmann-Gesetz beschrieben wird. Berücksichtigt werden zusätzlich der Wasserdampfgehalt und die Wolkenbedeckung:

$$Q_b = -\epsilon \sigma T_s^4 - [\sigma T_l^4 (0.653 + 0.00535 e_a)] (1 + 0.1762 c^2) . \quad (2.32)$$

In der Gleichung (2.32) steht ϵ für die Meeresoberflächenemission (für das westliche Mittelmeer ist $\epsilon = 0.98$), σ für die Stefan-Boltzmann-Konstante, e_a für den Wasserdampfdruck, c für die Wolkenbedeckung und T_l , T_s für die Luft- bzw. Wassertemperatur in Kelvin.

Latente und sensible Wärmeflüsse

Die latenten und sensiblen Wärmeflüsse sind mit der Bulk-Formulierung parametrisiert worden. Die latenten Flüsse sind durch die Differenz der spezifischen Feuchten q_s , q_l und die Windgeschwindigkeit U bestimmt:

$$Q_e = \rho_l L C_e (q_s - q_l) U . \quad (2.33)$$

Für die sensible Wärme gilt eine Abhängigkeit von der Temperaturdifferenz zwischen dem Ozean und der Atmosphäre $T_s - T_l$ sowie der Windgeschwindigkeit:

$$Q_h = \rho_l c_p C_h (T_s - T_l) U . \quad (2.34)$$

In diesen Gleichungen ist ρ_l die Dichte der Luft, q_s der Sättigungsdampfdruck bei der Temperatur T_s , q_l die spezifische Feuchte der Luft, c_p die spezifische Wärmekapazität mit $c_p = 3970 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$. Die Verdunstungswärme L ist nach einer temperaturabhängigen Funktion nach Gill [1982] berechnet. Die Austauschkoeffizienten C_e und C_h sind über die folgende Beziehung $C_e = 1.2 C_h$ miteinander verknüpft und mit Tabellen aus der Arbeit von Smith [1988] bestimmt.

2.1.3. Gasaustausch für F11 und F12

Durch die Bulk-Formulierung wird der Gasaustausch zwischen der Atmosphäre und dem Ozean parametrisiert. Diese Formulierung gilt für Gase, die sich ohne chemische Reaktion im Wasser lösen und zudem eine sehr geringe Löslichkeit besitzen. Dies trifft auf die Freone F11 und F12 zu. Der Gasfluß F ist von der Konzentration des Gases in der Atmosphäre C_l nahe der Grenzschicht und der Konzentration im Oberflächenwasser C_s abhängig. Zudem haben die Transfergeschwindigkeit k und die Ostwaldsche Löslichkeit α Einfluß auf den Gasfluß. Sie hängen durch die Bulk-Formulierung wie folgt zusammen:

$$F = k (\alpha C_l - C_s) . \quad (2.35)$$

Auf die Transfergeschwindigkeit k , bei der drei Parametrisierungen unterschieden werden, und auf die Löslichkeit α wird im folgenden näher eingegangen.

Transfergeschwindigkeit

Der Gasaustausch findet durch eine Grenzschicht der Meeresoberfläche statt, die eine charakteristische Dicke in der Größenordnung von $100 \mu m$ hat [Jähne et al., 1987b]. Die Transfergeschwindigkeit durch diese Grenzschicht wird vom Molekültransport durch Diffusion und durch Turbulenz bestimmt. Das bedeutet, daß die Transfergeschwindigkeit von einer stoffspezifischen Größe, der Schmidtzahl Sc , abhängig ist. Die Schmidtzahl ist durch das Verhältnis der kinematischen Viskosität des Wassers ν zu dem gasspezifischen Diffusionskoeffizienten D definiert:

$$Sc = \frac{\nu}{D} . \quad (2.36)$$

Für verschiedene Gase, unter anderem für CO_2 , sind von Jähne et al. [1987a] Messungen zur Bestimmung der Schmidtzahl durchgeführt worden. Diese Messungen wurden von Wanninkhof [1992] auf die Freone F11 und F12 übertragen. Die Abhängigkeit der Schmidtzahl von der Temperatur beschreibt somit ein Polynom dritter Ordnung:

$$Sc = a_1 - a_2 T + a_3 T^2 - a_4 T^3 . \quad (2.37)$$

Die Konstanten a_1 bis a_4 sind in der Arbeit von Wanninkhof [1992] und im Anhang A in Tabelle A.1 zu finden.

Eine aktuelle Untersuchung der Schmidtzahl für die Temperaturabhängigkeit von Zheng et al. [1998] zeigt eine wesentliche Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Arbeit von Wanninkhof.

In der Abbildung 2.2 ist die Temperaturabhängigkeit der Schmidtzahl [Wanninkhof, 1992] dargestellt. Diese verhält sich im Bereich von 0 bis 20 °C exponentiell und im Bereich oberhalb von 20 °C nahezu linear.

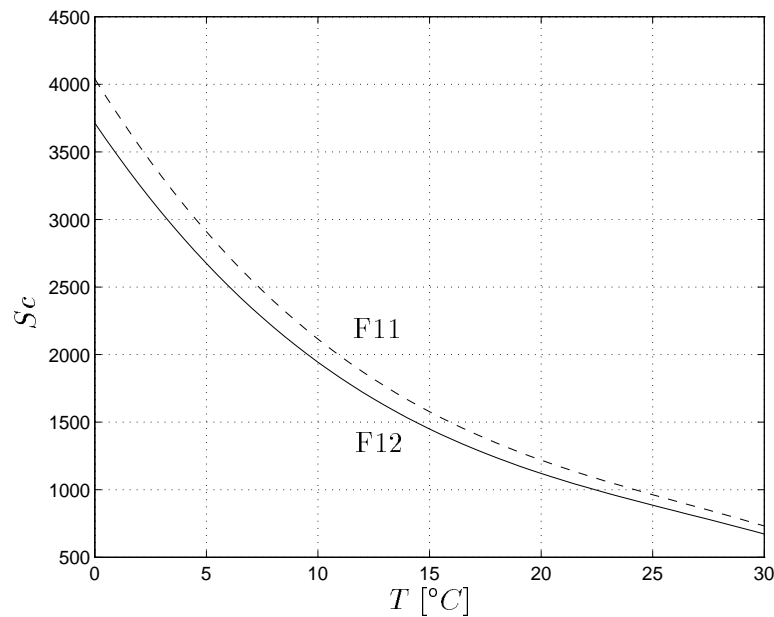


Abbildung 2.2.: Schmidtzahl in Abhängigkeit von der Temperatur für F11 und für F12 aus der Gleichung (2.37) nach Wanninkhof [1992]

In der Arbeit von Jähne et al. [1987b] ist beschrieben, daß für eine ungestörte Grenzschicht zwischen Ozean und Atmosphäre die Transfargeschwindigkeit proportional zu $Sc^{-2/3}$ ist.

Wenn dagegen die Oberflächengrenzschicht durch Konvergenzen und Divergenzen oder Wellen gestört ist, dann gilt:

$$k \sim Sc^{-1/2}. \quad (2.38)$$

Dies ist in dem Untersuchungsgebiet, im Golfe du Lion, auf Grund der dort herrschenden Windgeschwindigkeiten der Fall und wird für die hier durchgeführten Modellrechnungen verwendet.

Windfelder

Die Transfergeschwindigkeit hängt entscheidend von der Windgeschwindigkeit ab und bestimmt damit den Gasaustausch.

Laborexperimente zum Gasaustausch sind von Merlivat und Memery [1983] durchgeführt worden. Dazu wurde ein Wind-Tunnel-Kanal mit einer Länge von 8 m und einer Breite von 0.5 m verwendet. Die Transfergeschwindigkeit ist für Süß- und Meerwasser bei verschiedenen Temperaturen in einem Windgeschwindigkeitsbereich von 3 bis 14 m/s bestimmt worden.

Aus Wind-Tunnel- und anderen Experimenten an Binnenseen hat sich ergeben, daß der Windfetch den Gasaustausch beeinflusst, d.h. daß es entscheidend ist, aus welcher Richtung der Wind bei einem länglichen See kommt und wie lange der Wind somit an der Oberfläche angreifen kann, um ein Wellenfeld aufzubauen. Dieser Effekt ist auch in küstennahen Gebieten des Ozeans von Bedeutung.

Weiterhin bestehen erhebliche Unterschiede zwischen den lokalen Messungen der Windgeschwindigkeiten. Von Wanninkhof [1992] ist die Windfeldverteilung an einem See mit fünf Anemometer gemessen worden. Dabei schwankten die Mittelwerte der sechswöchigen Messungen der Windgeschwindigkeiten zwischen 3.6 m/s an Land und 1.9 m/s auf einem im See verankerten Floß.

Die einzelnen Windgeschwindigkeiten kommen mit verschiedenen Häufigkeiten vor. Dabei ist es auch wichtig, ob eine Windgeschwindigkeit lange mit konstanter Stärke oder mehrmals in Böen auftritt.

Durch die Messungen der Windgeschwindigkeit, die nicht in 10 m Höhe stattfinden, kann es bei der Übertragung der Winddaten auf die in 10 m Höhe normierten Parametrisierungen für den Gasaustausch zu Problemen kommen.

Da die Bestimmung der Abhängigkeit der Transfergeschwindigkeit von der Windgeschwindigkeit bzw. vom Windfeld so komplex ist, werden in dieser Arbeit drei verschiedene Parametrisierungen verwendet und miteinander verglichen. Die beiden geläufigen sind die Parametrisierungen von Liss und Merlivat [1986] mit einer linearen Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit und die von Wanninkhof [1992] mit einer quadratischen Abhängigkeit. Außerdem wird eine Formulierung nach Haine und Richards [1995] verwendet, die auf der Parametrisierung von Liss und Merlivat aufbaut und für hohe

Windgeschwindigkeiten (über 13 m/s) einen zusätzlichen Gaseinschluß durch Blasen berücksichtigt.

Parametrisierung von Liss & Merlivat

Aus Laborexperimenten und aus Feldmessungen ist von Liss und Merlivat [1986] die Abhängigkeit der Transfergeschwindigkeit von der Windgeschwindigkeit U bestimmt worden, indem die Windgeschwindigkeit in drei Bereiche unterteilt wurde:

1. Windgeschwindigkeit bei einer ruhigen und glatten Meeresoberfläche,
2. Windgeschwindigkeit bei einer welligen und rauhen Oberfläche und
3. Windgeschwindigkeit bei einer Meeresoberfläche mit sich brechenden Wellen.

In allen drei Bereichen ist der Zusammenhang zwischen der Transfer- und Windgeschwindigkeit linear (siehe Abb. 2.3, LM):

$$\begin{aligned} 1. \quad k &= 0.17 U \sqrt{\frac{660}{Sc}} && \text{für} && U < 3.6 \text{ m/s}, \\ 2. \quad k &= (2.85 U - 9.65) \sqrt{\frac{660}{Sc}} && \text{für} && 3.6 \text{ m/s} < U \leq 13 \text{ m/s}, \\ 3. \quad k &= (5.9 U - 49.3) \sqrt{\frac{660}{Sc}} && \text{für} && U > 13 \text{ m/s}. \end{aligned} \quad (2.39)$$

Durch den Wert 660 wird in den Gleichungen zur Parametrisierung der Transfergeschwindigkeiten eine Normierung der Freone auf die für CO_2 bestimmte Schmidtzahl erzielt. Diese gilt für Meerwasser. Für Süßwasser beträgt der Normierungswert 600.

Parametrisierung von Wanninkhof

Wanninkhof [1992] hat untersucht, wie stark die Transfergeschwindigkeit von variablen Winden beeinflusst wird. Bei dem Vergleich von Messungen an Seen und im Ozean hat sich herausgestellt, daß der Gaseintrag in Abhängigkeit von der Änderung der Windstärke stark variiert. Deshalb sind Labormessungen in einem Wind-Tunnel-Kanal nicht so gut zur Bestimmung der Transfergeschwindigkeit geeignet, da hierbei mit konstanter Windgeschwindigkeit gearbeitet wird.

Von Wanninkhof ist ein neuer Ansatz mit einer quadratischen Abhängigkeit

von der Windgeschwindigkeit gewählt worden. Dieser Ansatz hat keinen physikalischen Hintergrund, liefert aber eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen.

Der funktionale Zusammenhang (siehe Abb. 2.3, WA) lautet:

$$k = 0.31 U^2 \sqrt{\frac{660}{Sc}}. \quad (2.40)$$

Parametrisierung nach Haine

Aufbauend auf der Arbeit von Liss und Merlivat ist die Dreiteilung der Windgeschwindigkeit beibehalten worden. Farmer et al. [1993] bestimmten einen Faktor für Gasblaseneinschluß bei hohen Windgeschwindigkeiten, der einen zusätzlichen Gasfluß in den Ozean berücksichtigt. Die Daten zur Bestimmung des Faktors wurden von Haine und Richards [1995] verwendet. Sie haben Betrachtungen für konstante und variable Windgeschwindigkeiten durchgeführt. Der Durchschnittswert im Untersuchungszeitraum beträgt 7.5 m/s und der Maximalwert im Frühling 14 m/s . Für niedrige Windgeschwindigkeiten unterhalb von 13 m/s sind die Parametrisierungen von Liss & Merlivat übernommen worden, nur für hohe Windgeschwindigkeiten ist ein zusätzlicher Faktor hinzugekommen.

Für die vorliegende Arbeit ist dieser Effekt besonders interessant, da in dem Untersuchungsgebiet oft hohe Windgeschwindigkeiten herrschen (siehe Kap. 2.3.1). Zudem soll dieser Prozeß nach Woolf und Thorpe [1991] bei schwer löslichen Gasen (z.B. F11, F12) wichtiger sein als bei leicht löslichen (z.B. CO_2).

Da sich bei den ersten Berechnungen mit der Formel aus der Veröffentlichung von Haine unrealistisch große Werte ergeben haben, wurde nach persönlicher Rücksprache mit Haine der Druckfehler in der Parametrisierung folgendermaßen korrigiert:

$$\begin{aligned} 1. \quad k &= 0.17 U \sqrt{\frac{660}{Sc}} && \text{für} && U < 3.6 \text{ m/s}, \\ 2. \quad k &= (2.85 U - 9.65) \sqrt{\frac{660}{Sc}} && \text{für} && 3.6 \text{ m/s} < U \leq 13 \text{ m/s}, \\ 3. \quad k &= \left(1 + \frac{3(U-7.5)}{10}\right) (5.9 U - 49.3) \sqrt{\frac{660}{Sc}} && \text{für} && U > 13 \text{ m/s}. \end{aligned} \quad (2.41)$$

In der Abbildung 2.3 hat die Parametrisierung von Wanninkhof bei allen Windgeschwindigkeiten eine höhere Transfergeschwindigkeit als die von Liss & Merlivat. Noch höhere Werte ergibt die Parametrisierung mit Blaseneintrag dort, wo die Transfergeschwindigkeit 13 m/s überschreitet. Unterhalb von 13 m/s ergibt die Parametrisierung von Wanninkhof die größten Werte.

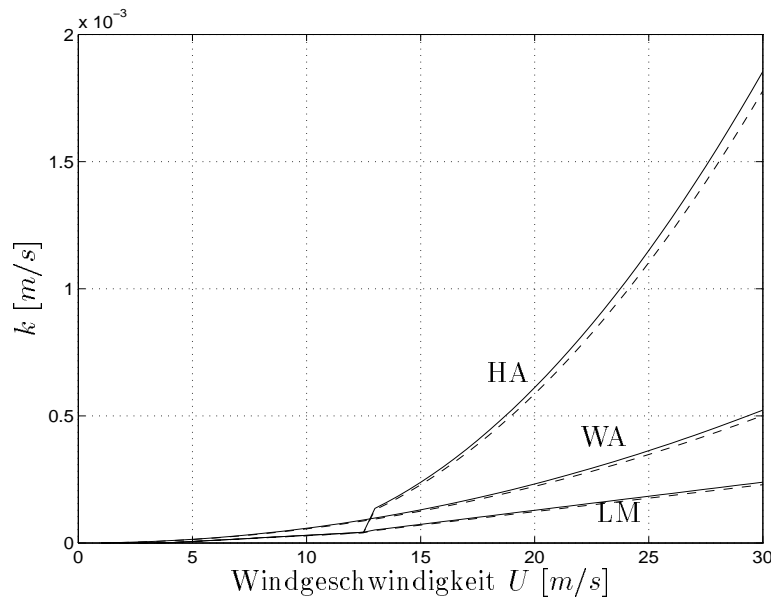


Abbildung 2.3.: Transfergeschwindigkeit k bei 15°C für die Parametrisierung von Liss & Merlivat (LM), von Wanninkhof (WA) und von Haine mit Blaseneintrag (HA); F12 (durchgezogen) und F11 (gestrichelt)

Löslichkeit

Auch die Löslichkeit hat Einfluß auf den Gasfluß. Grundlage hierfür ist das Henry-Dalton-Gesetz. Dieses ist 1803 von Dalton in Laborversuchen bestimmt und von Henry 1807 erweitert worden. Es gilt für Stoffe, die in verschiedenen, verdünnten Phasen vorliegen können und sich im thermischen Gleichgewichtszustand befinden müssen. Dieser Zustand wird als heterogenes Gleichgewicht bezeichnet [Eucken und Wicke, 1959].

Das Henry-Dalton-Gesetz besagt, daß die Konzentration C_s eines in einer

2. Modelle mit Gasaustausch

Flüssigkeit gelösten Gases proportional zum Druck in der Gasphase p_{gas} ist:

$$C_s = \varphi p_{gas} , \quad (2.42)$$

wobei φ ein Proportionalitätsfaktor ist. Für den Druck in der Gasphase kann mit Hilfe des allgemeinen Gasgesetzes eine Gaskonzentration in der Atmosphäre C_l eingeführt werden, und es ergibt sich:

$$C_s = \alpha C_l . \quad (2.43)$$

Der Ostwaldsche Löslichkeitskoeffizient α mit der Einheit $[mol/m^3]$ bzw. $[mol/kg]$ beschreibt den Zusammenhang zwischen der Konzentration im Meerwasser und dem Konzentrationsverhältnis in der Gasphase, die sich im thermodynamischen Gleichgewicht befinden.

Warner und Weiss [1985] haben die Löslichkeiten für F11 und F12 für Süßwasser und Meerwasser in einem Temperaturbereich von 0 bis 40 °C untersucht. Aus diesen Messungen ist eine Parametrisierung der Löslichkeit bestimmt worden. Sie lautet :

$$\ln \alpha = a_1 + a_2 \frac{100}{T} + a_3 \ln \frac{T}{100} + a_4 \left(\frac{T}{100} \right)^2 + S \left[b_1 + b_2 \frac{T}{100} + b_3 \left(\frac{T}{100} \right)^2 \right] . \quad (2.44)$$

Die Konstanten a_1 bis a_4 und b_1 bis b_3 sind in deren Arbeit und im Anhang A in der Tabelle A.2 zu finden.

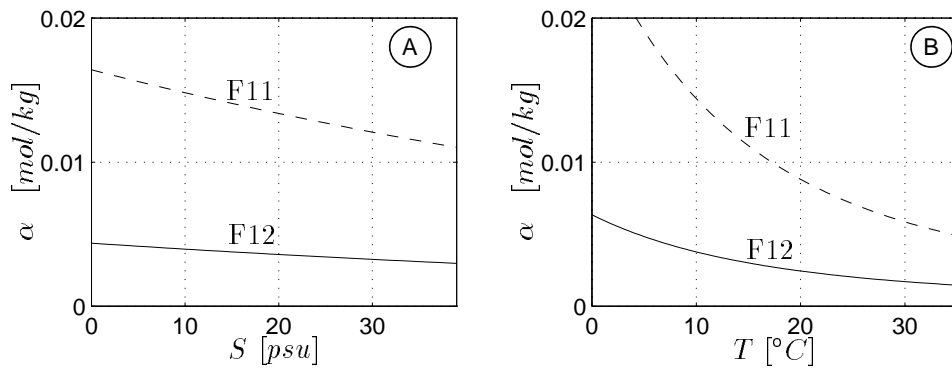


Abbildung 2.4.: Abhängigkeit der Löslichkeit α (Gl. 2.44) bei einem Druck von 1 atm: (A) vom Salzgehalt bei einer Temperatur von 15 °C und (B) von der Temperatur bei einem Salzgehalt von 38 psu

Allgemein gilt, daß die Löslichkeit mit steigendem Salzgehalt und steigender Temperatur abnimmt. In dem Salzgehaltsbereich von 38 bis 39 *psu*, der in diesem Modell verwendet wird, ist die Abhängigkeit vom Salzgehalt so gering, daß sie vernachlässigt werden kann (siehe Abb. 2.4 (A)). Dagegen ist eine deutliche Temperaturabhängigkeit im Bereich von 10 bis 35 °C vorhanden, die für F11 größer ist als für F12 (siehe Abb. 2.4 (B)).

Sättigungsgrad

Der Sättigungsgrad C_{sat} beschreibt das Verhältnis zwischen der tatsächlichen Konzentration des Gases im Wasser und der maximalen Lösungskonzentration des Gases in Wasser. Diese Konzentrationen sind abhängig von der Temperatur und dem Salzgehalt. Die maximale Lösungskonzentration ist die Sättigungskonzentration, die sich aus der Löslichkeit α und der Gaskonzentration in der Atmosphäre ergibt:

$$C_{sat} = \frac{C_s}{\alpha C_l} \cdot 100 \quad (2.45)$$

Bei einem Sättigungsgrad von 100% ist das Meerwasser mit dem betreffenden Gas vollständig gesättigt und befindet sich zudem in einem dynamischen Gleichgewichtszustand mit der Atmosphäre.

2.2. Vorstellung weiterer Modelle

Im folgenden werden vier Modelle vorgestellt, in denen Untersuchungen zum Gasaustausch für Freone durchgeführt wurden.

CME-Modell

In den Arbeiten von Döscher [1994] und Redler [1997] ist das CME^I-Modell verwendet worden, welches im Rahmen des World Ocean Circulation Experiments (WOCE) entwickelt wurde. Das Modellgebiet umfaßt den gesamten Nordatlantik. Die beiden Arbeiten unterscheiden sich in der horizontalen Gitterauflösung, sie hat bei Döscher meridional einen Gitterabstand von 1° und zonal 1.2° , bei Redler beträgt die Gitterweite $1/3^\circ \times 1/3^\circ$. Das CME-Modell löst vertikal 30 Schichten auf, wobei die oberste Meeresschicht eine Dicke von 35 m hat.

Der Austausch der Freone (F12) zwischen Atmosphäre und Ozean wird mit Hilfe der Gasflußgleichung (siehe Kap. 2.1.3, Gleichung (2.35)) bestimmt. Dabei wird die Löslichkeit aus der Temperatur und dem Salzgehalt der Oberflächenschicht berechnet. Es wird eine konstante Transfergeschwindigkeit von 5.6 cm/h verwendet. Diese ergibt sich aus der Gleichgewichtszeit, die für eine vollständig gesättigte Oberflächenschicht von 35 m 26 Tage beträgt.

In der zentralen Labradorsee konnte die Konvektion mit einer homogenen Wassersäule gut simuliert werden. Während der Konvektionszeit verringert sich die Oberflächenkonzentration für F12 um 43%. Dabei sinkt der Oberflächen sättigungsgrad auf 48%.

Im Konvektionsgebiet ist ein deutlicher Jahresgang in den Freonkonzentrationen und der Temperatur vorhanden.

General Circulation Model

Die Arbeit von England et al. [1994] betrachtet in einer Sensitivitätsstudie den Gasaustausch und die Gasaufnahme für die Freone F11 und F12 in einem globalen GCM.

Das Modell hat eine relativ große Gitterweite von $3.75^\circ \times 4.5^\circ$. Vertikal werden 12 Schichten aufgelöst. Die oberste Schicht hat eine Dicke von 51 m. Die vertikale Diffusion ist an der Oberfläche gering und nimmt mit der Tiefe zu. Ein Eintrag von turbulenter Energie durch den Wind wird nicht berücksichtigt. Ist die vertikale Schichtung in einigen Gebieten instabil, so steigt dort die Diffusion

¹CME: *Community Modelling Effort*

stark an. Dies ist in diesem Modell der einzige Prozeß, durch den Konvektion hervorgerufen werden kann. Für den Windantrieb wurde die Klimatologie von Hellermann und Rosenstein verwendet.

Es wurden verschiedene Gasaustauschexperimente durchgeführt:

- In einem ersten Ansatz wird die Freonkonzentration in der Meeresoberfläche aus der atmosphärischen Konzentration und der Löslichkeit berechnet (siehe Kap. 2.1.3, Gleichung (2.43)). Die Löslichkeit wird durch die Temperatur und den Salzgehalt an der Meeresoberfläche bestimmt. Somit befindet sich die Oberflächengaskonzentration des Meeres sofort im Gleichgewicht mit der Atmosphäre.

Bei diesem Modellauf ist von dem Ozean zuviel Freon aufgenommen worden. In der zentralen Arktis und in den südlichen Ozeanen ist die Freonkonzentration um eine Größenordnung zu hoch.

- Bei einem anderen Experiment wird der Ansatz für den Gasaustausch von Döscher [1994] verwendet. Die Gleichgewichtszeit beträgt 20 Tage. Hieraus ergibt sich eine Transfergeschwindigkeit von 10.6 cm/h , sie wird als konstant angenommen.

Auch hierbei wurde zuviel Freon in den Ozean eingetragen. Trotzdem können einige Beobachtungen, wie Untersättigung in Absink- und Auftriebsgebieten und Übersättigung in der sommerlichen Deckschicht durch das Modell reproduziert werden.

- Für eine weitere Modellrechnung wird die Parametrisierung von Wanninkhof verwendet (siehe Kap. 2.1.3, Gleichung (2.40)). Somit ist die Transfergeschwindigkeit von dem Windfeld und der Schmidtzahl abhängig. Die Schmidtzahl wird aus der Oberflächentemperatur berechnet. Zudem wird die Eisbedeckung in den polaren Gebieten berücksichtigt und verhindert dort den Gasaustausch.

Die Windgeschwindigkeitsabhängigkeit des Gasaustausches macht sich durch eine Erhöhung des Freoneintrages in den subpolaren Gebieten und durch eine Verringerung des Freoneintrages in den polaren sowie in den tropischen Gebieten bemerkbar.

Eindimensionales Deckschichtmodell

Haine und Richards [1995] sind in ihrer Arbeit der Frage nachgegangen, welche die wichtigsten Prozesse sind, die den Gaseintrag beeinflussen.

Dazu ist mit einem eindimensionalen Deckschichtmodell in einem Zeitraum von 9 Jahren gerechnet worden. Als meteorologischer Antrieb wurden typische Werte für den Nordatlantik herangezogen. Die Parametrisierungen von Liss & Merlivat und Wanninkhof wurden für konstante Windgeschwindigkeiten von 7.5 m/s bzw. 10 m/s benutzt. Für variable Windfelder sind diese Parametrisierungen und eine weitere mit Blasen eintrag getestet worden. Als Gase wurden jeweils die Freone F11 und F12 verwendet.

Die Ergebnisse zeigen, daß für die Oberflächentemperaturen, die Freonkonzentrationen und die Deckschichttiefen ein Jahresgang vorhanden ist. Die Deckschichttiefe beträgt bei einer konstanten Windgeschwindigkeit von 10 m/s in den Sommermonaten 50 m mit einem Sättigungsgrad für die Freone von etwa 105%. Die höchste Übersättigung tritt bei der Parametrisierung mit Blasen eintrag mit 115% auf und die geringste bei der Parametrisierung von Liss & Merlivat mit 105%. In den Wintermonaten beträgt die Deckschichttiefe etwa 300 m mit einem Sättigungsgrad von ca. 87%.

Deckschichtmodell–Modell im Indischen Ozean

Haines et al. [1997] haben Gasaustauschparametrisierungen für F11 mit Beobachtungsdaten im nordwestlichen Indischen Ozean verglichen. Dazu haben sie eine Formulierung des Deckschichtmodells nach Haine und Richards [1995] verwendet. Der Gitterauflösung ihres Modells beträgt $1/3^\circ \times 1/3^\circ$. Der Gasaustausch wird nach Wanninkhof und Liss & Merlivat parametrisiert. Für den Gasaustausch sind die Winddaten aus dem COADS II -Datensatz verwendet worden. Die horizontale Advektion für den Freonfluß bleibt unberücksichtigt. Zur Beurteilung der Modellergebnisse sind die Meßdaten eines WOCE-Schnittes 1995 im Indischen Ozean genutzt worden. Die Maxima der gemessenen Übersättigungen liegen bei 104%, die Minima unterhalb von 90% mit einem Mittelwert für die Nordhemisphäre von 102%. Die modellierten Sättigungen liegen zwischen 102% und 97%. Der Mittelwert für die Parametrisierung von Liss & Merlivat beträgt 100% und für Wanninkhof 101%. Die Parametrisierung von Wanninkhof stimmt demzufolge am besten mit den Beobachtungen überein.

^{II}COADS: *Comprehensive Ocean–Atmosphere Data Set*

2.3. Modellkonfiguration

Im folgenden werden die für die Modellrechnung und -überprüfung benutzten Daten sowie die numerische Realisierung des verwendeten Deckschichtmodells vorgestellt.

2.3.1. Verwendete meteorologische Antriebe

Es sind drei verschiedene meteorologische Datensätze als Antrieb für das Deckschichtmodell verwendet worden, um die Auswirkungen auf die Deckschichttiefen und demzufolge auf den Gasaustausch zu untersuchen.

1. COADS-Daten, die sich aus der Windgeschwindigkeit, der Wolkenbedeckung, der Lufttrockentemperatur und der Feuchttemperatur zusammensetzen,
2. ECMWF-Daten, bestehend aus der Windgeschwindigkeit und den schon berechneten Wärmefüssen,
3. METEO-Daten, die sich aus der Windgeschwindigkeit, der Wolkenbedeckung, der Lufttrockentemperatur und der Feuchttemperatur zusammensetzen.

COADS-Daten

Die COADS-Daten (**C**omprehensive **O**cean-**A**tmosphere **D**ata **S**et) liegen als Monatsmittelwerte vor. Sie stammen aus Beobachtungen von Handelsschiffen aus dem Zeitraum von 1946 bis 1992. Der horizontale Gitterabstand beträgt $2^\circ \times 2^\circ$.

Für den Antrieb des Deckschichtmodells ist eine möglichst hohe zeitliche Auflösung für die Untersuchungen im Zeitraum von Dezember 1991 bis Dezember 1992 erforderlich. Deshalb ist auf die Monatsmittelwerte ein kubisches Interpolationsverfahren angewandt worden (siehe Abb. 2.5). Die zeitliche Auflösung nach der Interpolation beträgt einen Tag, somit werden keine tageszeitlichen Schwankungen aufgelöst.

Bei der Interpolation können durch Unstetigkeitsstellen zu Beginn und am Ende der Meßreihe Probleme durch Überschwingungen auftreten (Gibbsches

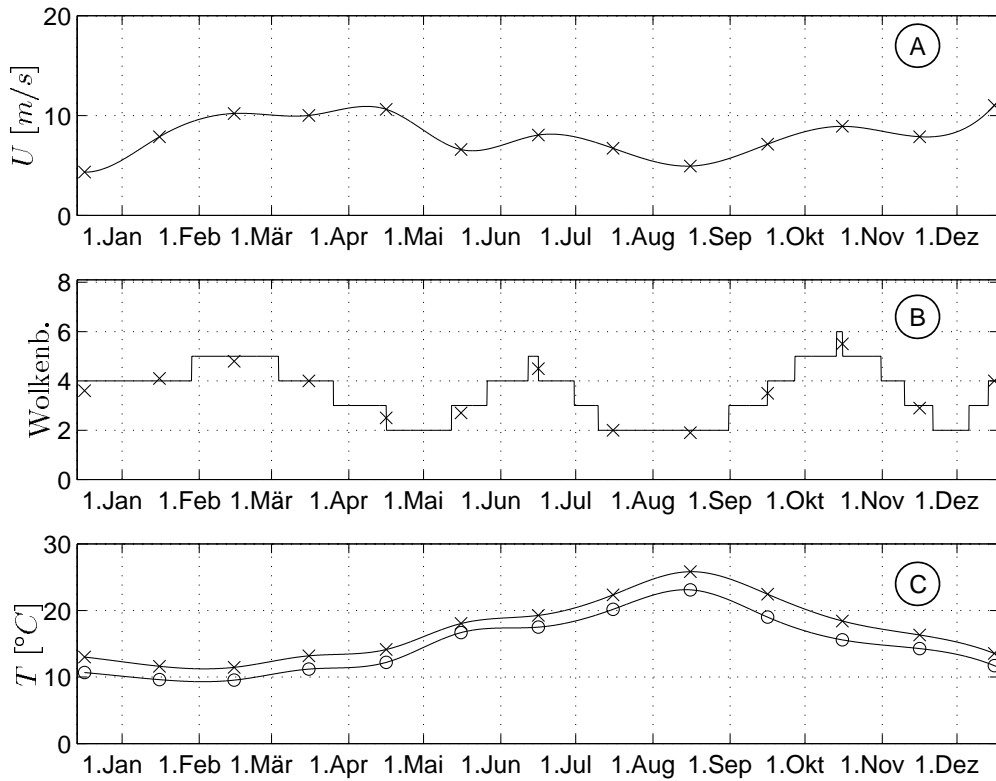


Abbildung 2.5.: Die Kreuze und Kreise stellen die Monatsmittelwerte und die durchgezogene Linie die interpolierten Werte der COADS-Daten dar (Dezember 1991 bis Dezember 1992). (A) Windgeschwindigkeit U , (B) Wolkenbedeckung, auf die nächste ganze Zahl gerundet, (C) Lufttrockentemperatur (Kreuze) T und Feuchttemperatur (Kreise)

Phänomen). Dieses wird durch einen erweiterten Meßzeitraum umgangen. Die Werte der Wolkenbedeckung sind auf die nächste ganze Zahl gerundet worden, (siehe Abb. 2.5 (B)), da eine Einteilung in Achtel für die Wärmeflußparametrisierung vorausgesetzt wird.

ECMWF-Daten

Dieser Datensatz stammt aus dem Wettervorhersagemodell des ERA-Projekts. ERA steht für **ECMWF Re-Analysis** (ECMWF: **E**uropean **C**entre for **M**edium-**R**ange **W**eather **F**orecasts). In die prognostischen Re-Analyseberechnung sind sämtliche zur Verfügung stehenden Wetterdaten eingeflossen [Gibson et al., 1997]. Durch die Benutzung von Satellitendaten

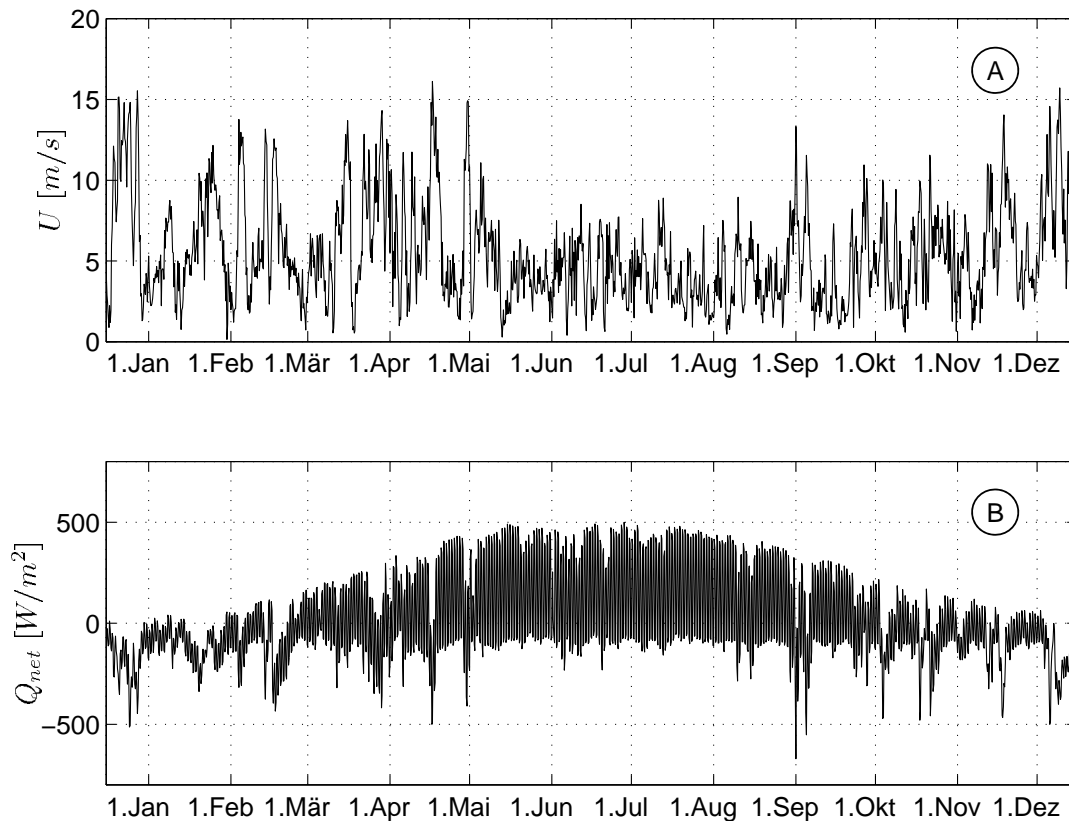


Abbildung 2.6.: *ECMWF Re-Analyse Daten (ERA) mit einer 6-stündigen zeitlichen Auflösung (Dezember 1991 bis Dezember 1992); (A) Windgeschwindigkeit U , (B) netto Wärmefluß Q_{net}*

wurde die Bestimmung der Wolkenbedeckung verbessert.

Die Modelldaten haben eine horizontale Auflösung von $1.125^\circ \times 1.125^\circ$ und eine zeitliche Auflösung von 6 Stunden. In Anlehnung an die Arbeit von Louis [1979] sind die Wärmeflüsse (siehe Abb. 2.6 (B)) bereits berechnet worden (N. Ferry, persönliche Mitteilung). Sie können direkt in das Deckschichtmodell eingehen.

METEO- und ECMWF-Daten

Dieser Antrieb setzt sich aus zwei Teilen zusammen, zum einen aus einem Datensatz, der speziell für das Modellgebiet bestimmt worden ist und im weiteren mit METEO bezeichnet wird, zum anderen aus dem oben erwähnten ECMWF-Datensatz.

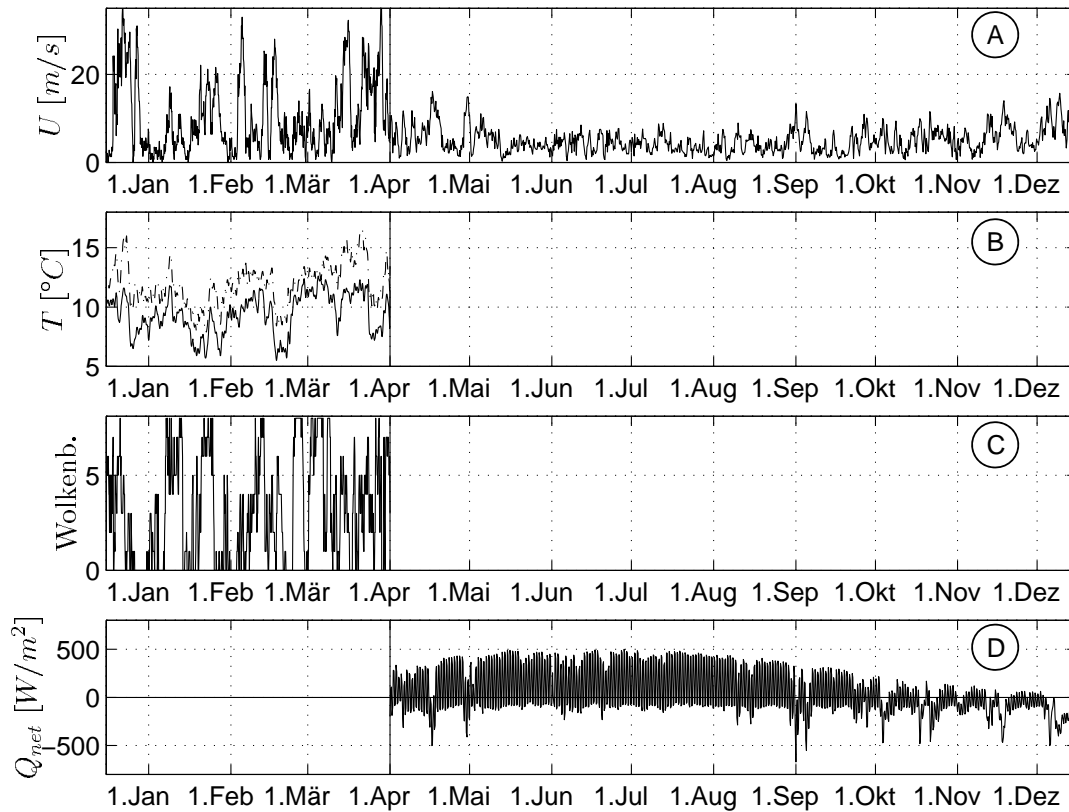


Abbildung 2.7.: Zusammengesetzter Datensatz aus METEO-Daten (A, B und C), (15.12.1991 - 31.3.1992) und aus ECMWF-Daten (A und D), (01.04. - 15.12.1992); (A) Windgeschwindigkeit U , (B) Luft-trockentemperatur (gestrichelt), Feuchttemperatur (durchgezogen), (C) Wolkenbedeckung und (D) netto Wärmefluß Q_{net}

Die METEO-Wetterdaten sind aus Daten des französischen Wettervorhersage-modells Meteo-France und aus Meßdaten der Küstenstationen Pomègues und Cap Bear zusammengesetzt worden. Die Orte der Meßstationen sind in der Abbildung 2.8 eingezeichnet. Die Korrektur der Landstationsdaten für das Modellgebiet ist von Mertens [1994] durch eine Korrelationsbetrachtung mit einer verankerten Plattform geschehen.

Während der Konvektionszeit in den Wintermonaten Dezember 1991 bis April 1992 werden METEO-Daten mit einer zeitlichen Auflösung von 3 Stunden verwendet (siehe Abb. 2.7 (A), (B) und (C)), von April bis Dezember 1992 werden die ECMWF-Daten übernommen (siehe Abb. 2.7 (A) und (D)).

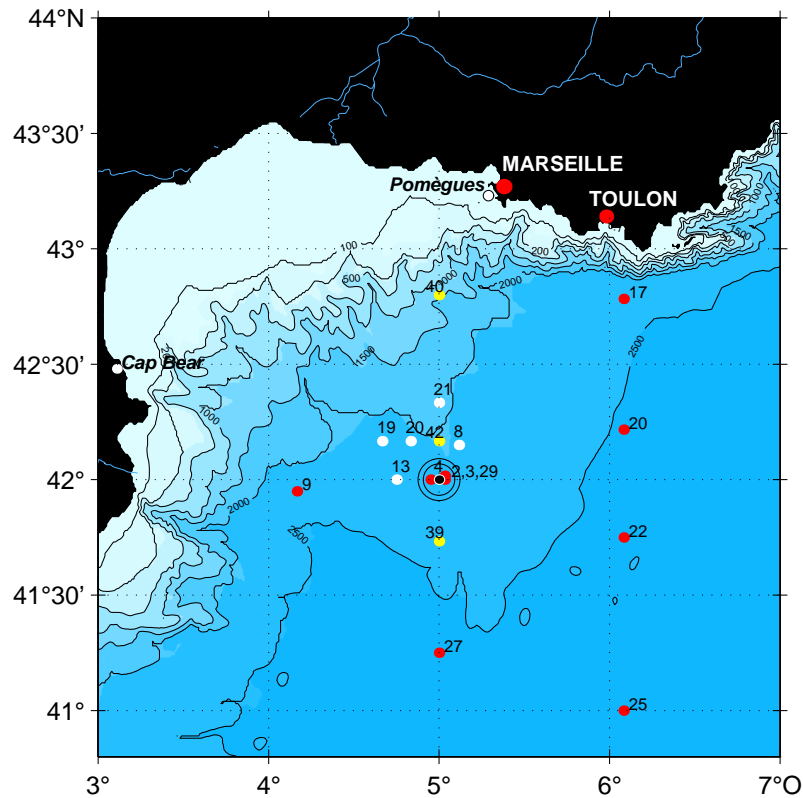


Abbildung 2.8.: Stationskarte der Forschungsreisen: Valdivia V118 (rot), Le Suroit LS04 (schwarz) und Poseidon P234 (gelb) im Golfe du Lion. Das Modellgebiet liegt bei 42°N und 5°O.

2.3.2. Beobachtungsdaten

Schiff	Reise	Datum	Freon-Profile	CTD-Profile
Valdivia	V118	08.12. - 19.12.1991	8	1
Poseidon	P189	18.02. - 09.03.1992	9	9
Le Suroit	LS04	11.04. - 28.04.1992	0	6
Poseidon	P234	22.10. - 12.11.1997	3	0

Tabelle 2.1.: Liste der zugrundeliegenden Forschungsreisen und Anzahl der verwendeten Meßprofile aus dem Golfe du Lion

Die Forschungsreisen, von denen gemessene Beobachtungsdaten in dieser Arbeit verwendet werden, sind in der Tabelle 2.1 zusammengefaßt. Eine Liste der Positionen der benutzten Profile befindet sich im Anhang A. In der Abbildung 2.8

2. Modelle mit Gasaustausch

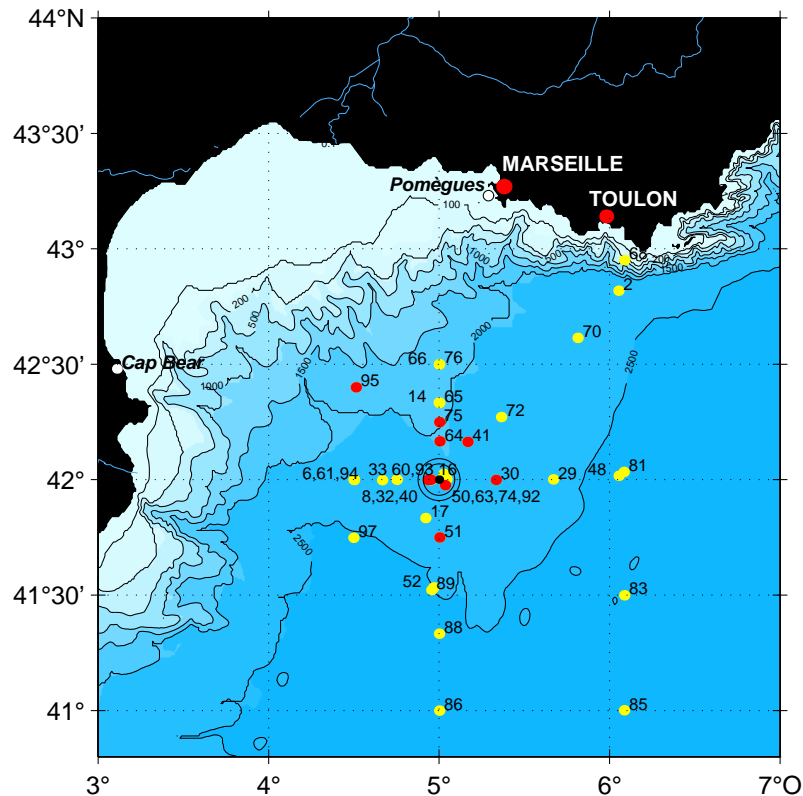


Abbildung 2.9.: Stationskarte der Freonmessungen auf der Poseidon-Reise 189, vom 18.2. - 9.3.1992 im Golfe du Lion. Das Modellgebiet liegt bei 42°N und 5°O, Lage der Freonprofile mit Konvektion sind rot, die restlichen Stationen gelb gekennzeichnet.

sind die Positionen der verwendeten Stationen der Forschungsreisen Valdivia V118 (rot), Le Suroit LS004 (schwarz) und Poseidon P234 (gelb) dargestellt. Da hauptsächlich die Poseidonreise P189 zur Überprüfung der Modellergebnisse herangezogen wird, sind die Stationen in einer weiteren Karte zu finden, (siehe Abb. 2.9). Rot gekennzeichnet sind die Stationen, bei denen laut Rhein [1994] Konvektionsereignisse festgestellt wurden. Dies sind die Stationen 8, 16, 30, 41, 50, 51, 64, 75 und 95. Die weiteren Freonmeßstationen sind gelb markiert. Die Meßdaten der Reise V118 werden zur Initialisierung des Modells benutzt. Zur Überprüfung der Temperaturen, die sich aus den Modellrechnungen ergeben, werden Messungen der Reisen LS04 und P189 (siehe Kap. 3.1.2) herangezogen. Zum Vergleich der Freonparametrisierungen mit Meßdaten werden die Ergebnisse der Reisen P189 und P234, bei der nur 3 Stationen im Golfe du Lion durchgeführt wurden, angewandt (siehe Kap. 3.1.3).

2.3.3. Anfangsbedingungen

Als Anfangsbedingung für die Integration des Deckschichtmodells werden die Meßdaten benutzt, die während der Forschungsreise V118 gemessen wurden (siehe Abb. 2.8 (rote Punkte)). Während dieser Reise im Golfe du Lion wurden an 8 von 19 Stationen die Freonkonzentrationen für F11 und F12 bestimmt.

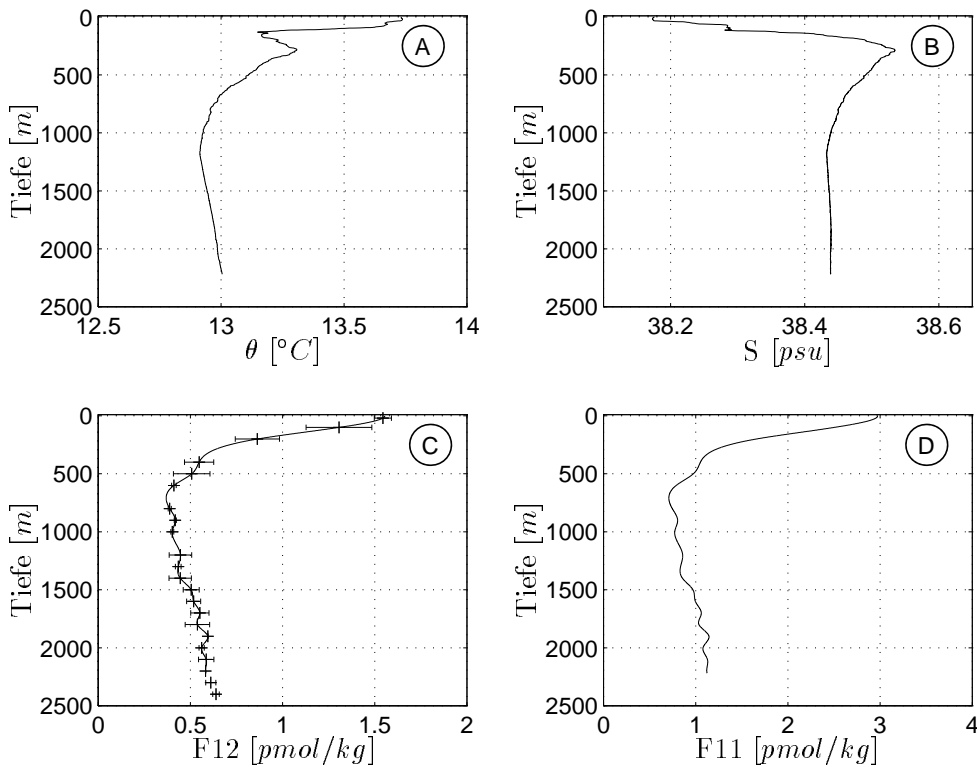


Abbildung 2.10.: (A) potentielle Temperatur θ , (B) Salzgehalt aus CTD-Profilen vom 15.12.91 bei 42°N und 5.2°O ; (C) gemittelte Freonprofile für F12 mit Standardabweichung bei gemittelten Werten und (D) F11-Profil aus dem Sättigungsgrad des F12-Profiles

Für die Temperatur und für den Salzgehalt wird das mit einer CTD^{III}-Sonde gemessene Profil mit einer vertikalen Auflösung von 1 dbar verwendet. Da es kaum Unterschiede zwischen den wiederholten Temperatur- bzw. Salzgehaltsprofilen an den Stationen bei 42°N und 5°O am Anfang und zum Ende der Reise gibt, wird auf eine Mittelung der Daten verzichtet.

Der absolute Fehler für die F11-Profile ist durch Probleme bei den Mes-
^{III}CTD: Conductivity-Temperature-Depth

sungen sehr groß [Rhein, 1995]. Die Reproduzierbarkeit liegt für F11 bei $\pm 0.03 \text{ pmol/kg}$, im Vergleich dazu F12 mit $\pm 0.008 \text{ pmol/kg}$. Aus diesem Grunde werden diese Werte nicht verwendet.

Die F12-Profile haben eine geringe vertikale Auflösung. Deshalb werden alle auf der Reise gemessenen Werte herangezogen und in den entsprechenden Tiefen gemittelt. Auf die Mittelwerte wird dann ein kubisches Interpolationsverfahren angewandt, so daß eine vertikale Auflösung von 1 *dbar* erreicht wird. Dieses ist für die Modellrechnungen notwendig, um das Freonprofil an das vertikale Gitter des Modells anzupassen (siehe Abb. 2.10 (C)).

In den einzelnen Tiefen ist für F12 die Standardabweichung bestimmt worden, der relative Fehler beträgt 7.2 %.

Um Aussagen über das Verhältnis von F11 zu F12 machen zu können, ist ein F11-Profil aus den vertikal hoch aufgelösten F12-Werten bestimmt worden. Als Voraussetzung wurde dazu angenommen, daß die vertikalen Sättigungsgrade in den beiden Freonstartprofilen gleich sind. Als Bezugsgröße ist die jeweilige atmosphärische Freonkonzentration verwendet worden. Mit dieser Annahme ist ein F11-Profil erstellt (siehe Abb. 2.10 (D)).

2.3.4. Numerische Realisierung

Das verwendete Deckschichtmodell, wie es in Kapitel 2.1 beschrieben wird, besteht aus 1024 äquidistanten, vertikalen Schichten. Bei einer Wassertiefe von 2100 *m* im Golfe du Lion ergibt sich eine vertikale Auflösung von 2.05 *m*. Der Integrationszeitschritt ist der zeitlichen Auflösung der verschiedenen meteorologischen Daten angepaßt worden und liegt demzufolge zwischen drei Stunden und einem Tag. Die Modellrechnungen sind über ein ganzes Jahr von Dezember 1991 bis Dezember 1992 durchgeführt worden.

Zur Initialisierung sind die vor Ort gemessenen Temperatur-, Salzgehalts- und Freonprofile verwendet worden (siehe Kap. 2.3.3 und Abb. 2.10).

Der Starttag der Modellrechnung ist Donnerstag, der 15. Dezember 1991.

Zu jedem Zeitschritt werden folgende Berechnungen durchgeführt:

1. Mit den vorgegebenen Randbedingungen werden die Wärmeflüsse für die obere Schicht des Modells bestimmt und in die Oberflächenschicht eingetragen. Nur die solare Einstrahlung beeinflußt mehrere Schichten.
2. Der Salzfluß wird durch die Verdunstung bestimmt, und der Niederschlag wird vernachlässigt.
3. Aus den Freonkonzentrationen (F11 und F12) in der Atmosphäre und in der Oberflächenschicht wird zu jedem Zeitschritt der Gasfluß (Gleichung (2.35)) bestimmt. Hierzu werden aus der Oberflächentemperatur des Wassers und dem Salzgehalt die Schmidtzahl (Gleichung (2.37)) und die Löslichkeit (Gleichung (2.44)) berechnet. Die Windgeschwindigkeit bestimmt nach der jeweiligen Parametrisierung (Liss & und Merlivat, Gleichung (2.39); Wanninkhof, Gleichung (2.40); Haine, (Gleichung (2.41)) die Transfergeschwindigkeit. Die somit berechnete Freonkonzentration wird in die Oberflächenschicht eingetragen oder daraus entfernt.
4. Durch den an der Oberfläche angreifenden Wind wird zusätzliche Energie eingetragen, die zu einer weiteren vertikalen Vermischung führt und somit die Deckschicht vertiefen kann.

5. Die Temperatur und der Salzgehalt wird vertikal vermischt, bis sich aus dem daraus ergebenden Dichteprofil eine stabile Schichtung einstellt. Die sich daraus ergebende Vermischungstiefe h entspricht der Deckschichttiefe.
6. Die Freone F11 und F12 werden als passive Tracer bis zur Vermischungstiefe h gleichmäßig verteilt. Die Tracer haben keinen Einfluß auf die Modelldynamik.

3. Ergebnisse und Auswertung

Nachdem in den bisherigen Kapiteln die mathematischen Grundlagen des Modells und danach die Ausgangsdaten erläutert wurden, werden nun die Ergebnisse der Modellrechnung vorgestellt. In Kapitel 3.1 werden die Modellergebnisse mit Beobachtungsdaten verglichen, in Kapitel 3.2 die Freonparametrisierungen für die Winter- und Sommermonate diskutiert und in Kapitel 3.3 das F11/F12-Verhältnis ausgewertet.

3.1. Überprüfung der Modellrechnungen

Im ersten Teil dieses Kapitels wird der Einfluß der meteorologischen Antriebe auf die Deckschichttiefen (Kap. 3.1.1) untersucht. Im zweiten Teil werden die Modellergebnisse für die Temperatur, den Salzgehalt (Kap. 3.1.2) und für die Freonkonzentration (Kap. 3.1.3) mit Beobachtungsdaten der Forschungsreisen verglichen.

3.1.1. Deckschichttiefen

Die Deckschichttiefe wird hauptsächlich durch die Wärmeflüsse und durch die Windgeschwindigkeit beeinflusst. Dieser Sachverhalt ist in den Abbildungen 3.1, 3.2 und 3.3 für den Zeitraum vom 15. Dezember 1991 bis 31. März 1992 dargestellt. Zur anschaulichen Gegenüberstellung der verschiedenen Grafiken sind die Achsen überall gleich skaliert.

Durch Interpolation der Monatsmittelwerte der Windgeschwindigkeiten aus dem COADS-Datensatz treten keine täglichen Schwankungen auf. Abbildung 3.1 zeigt, daß der maximale Wert Ende März 11 m/s beträgt. Der größte Wärmeanteil (114 W/m^2) wird dem Ozean Anfang Februar entzogen, und

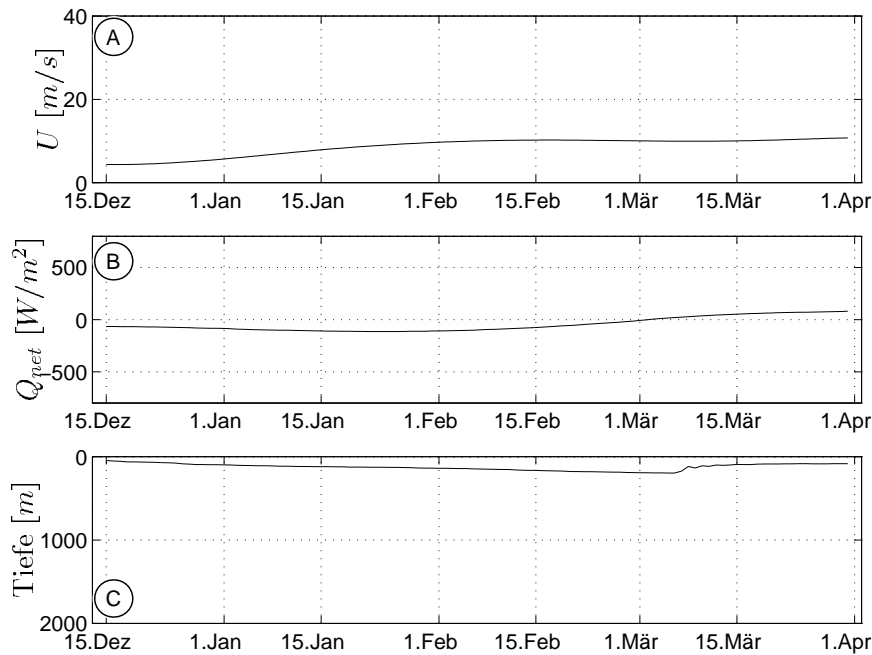


Abbildung 3.1.: (A) Einfluß der Windgeschwindigkeit U aus dem COADS-Datensatz, (B) Einfluß des Nettowärmeflusses (Q_{net}) mit den Parametrisierungen aus Kap. 2.1.2 für die COADS-Daten und (C) Deckschichttiefe in Abhängigkeit von (A) und (B)

Anfang März werden die ersten positiven Wärmeflüsse erreicht (siehe Abb. 3.1 (B)). Die Wärmeflüsse sind mit den in Kap. 2.1.2 angegebenen Parametrisierungen berechnet worden. Aus diesen Antrieben ergibt sich eine maximale Deckschichttiefe von etwa 200 m in der Zeit vom 3. bis 6. März 1992 (siehe Abb. 3.1 (C)).

Abbildung 3.2 zeigt die sich aus dem ECMWF-Datensatz ergebenden Deckschichttiefen. Der Durchschnittswert der Windgeschwindigkeit in diesem Zeitraum beträgt 6.5 m/s , der Maximalwert liegt bei 15.5 m/s (siehe Abb. 3.2 (A)). Durch die sechsstündige zeitliche Auflösung ist ein Tagesgang im Nettowärmefluß zu erkennen (siehe Abb. 3.2 (C)). Dieser kommt durch den Tag- und Nachtunterschied in der Einstrahlung zustande. Werden am Tage positive Wärmeflüsse bei niedrigen Windgeschwindigkeiten erreicht, so baut sich kurzzeitig eine Schichtung in Oberflächennähe auf, die in Abbildung 3.2 (C) an den geringen Deckschichttiefen zu erkennen ist. Positive Tagesmittelwerte sind Ende Februar zum ersten Mal zu finden. Der mittlere Wärmeverlust im

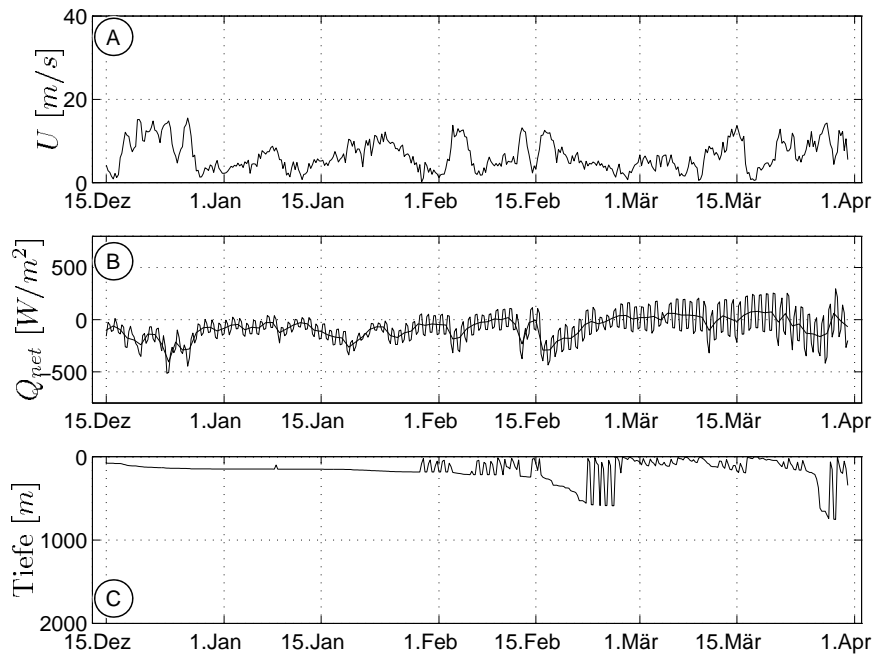


Abbildung 3.2.: (A) Einfluß der Windgeschwindigkeit U aus dem ECMWF-Datensatz, (B) Einfluß des Nettowärmeflusses (Q_{net}) aus dem ECMWF-Datensatz (Tagesmittelwerte und sechsstündige Auflösung) und (C) Deckschichttiefe in Abhängigkeit von (A) und (B)

betrachteten Zeitraum beträgt $78 W/m^2$. Ab dem 15. Februar 1992 steigt die Windgeschwindigkeit stark an. Dem Ozean werden etwa $300 W/m^2$ entzogen, so daß es zu einer Vertiefung der Deckschicht auf $600 m$ kommt. Danach baut sich eine neue Schichtung durch die positiven Wärmeflüsse auf. In einer zweiten Periode, Ende März, findet wiederum eine Vertiefung der Deckschicht auf $750 m$ statt.

Die Windgeschwindigkeit aus dem METEO-Datensatz in Abbildung 3.3 (A) hat einen Maximalwert von $38.4 m/s$ und einen Durchschnittswert von $10.4 m/s$. Es gibt in diesem Datensatz mehrere Perioden hoher Windgeschwindigkeiten mit Werten von über $20 m/s$. Auch hier wird ein Tagesgang im Wärmefluß deutlich (siehe Abb. 3.3 (B)). Durch die höhere zeitliche Auflösung von drei Stunden sind die Extremwerte innerhalb eines Tages größer als bei den ECMWF-Daten. Demzufolge baut sich häufiger eine oberflächennahe Schichtung auf. Die ersten positiven Wärmeflüsse werden auch bei den METEO-Daten Ende Februar

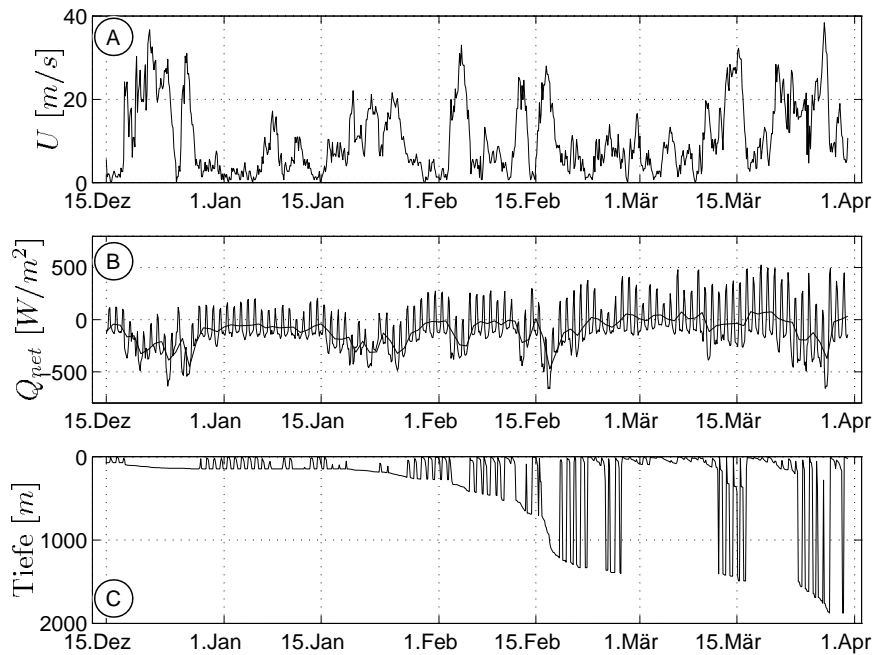


Abbildung 3.3.: (A) Einfluß der Windgeschwindigkeit U aus dem METEO-Datensatz, (B) Einfluß des Nettowärmeflusses (Q_{net}) mit den Parametrisierungen aus Kap. 2.1.2 für den METEO-Datensatz (Tagesmittelwerte und dreistündige Auflösung) und (C) Deckschichttiefe in Abhängigkeit von (A) und (B)

erreicht. Der Durchschnittswärmeverlust liegt bei 102 W/m^2 . Die Deckschichtvertiefung findet in etwa denselben Perioden wie bei der Verwendung der ECMWF-Daten statt. Der Unterschied liegt darin, daß dem Ozean mehr Wärme entzogen und somit eine größere Deckschichttiefe mit Maximalwerten von etwa 1900 m erzielt wird.

In Abbildung 3.4 werden die Wärmeflüsse kumulativ dargestellt. Im gewählten Zeitraum differieren die Wärmeverluste erheblich. Bis zum 15. März 1992 wird dem Ozean durch die COADS-Daten 30% weniger Wärme entzogen als durch die METEO-Daten. Die Steigung der Geraden ist ein Maß für den Wärmeverlust des Ozeans, somit sind die Perioden der Deckschichtvertiefung leicht zu erkennen.

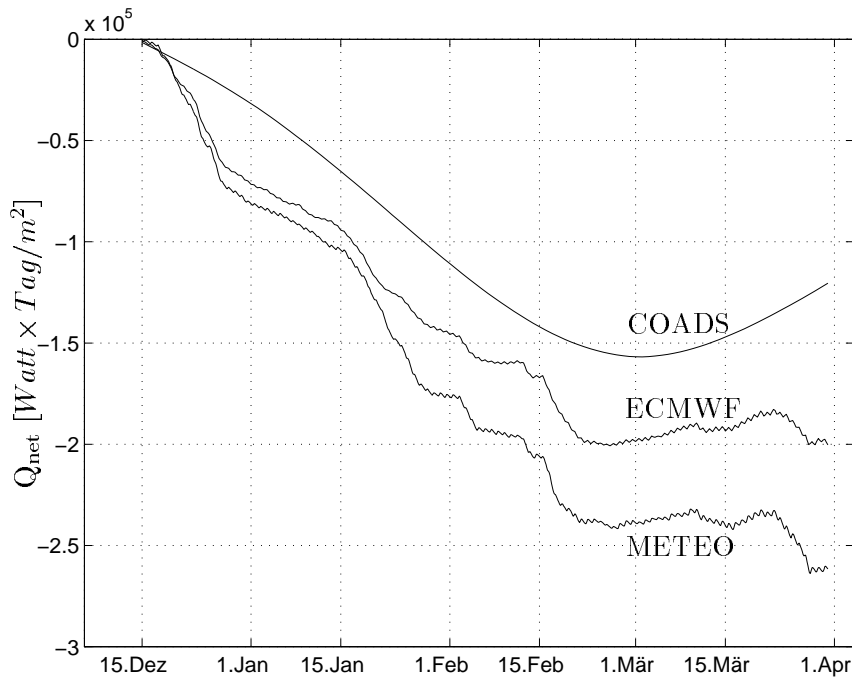


Abbildung 3.4.: Kumulative Nettowärmefflüsse (Q_{net}) für die COADS-, ECMWF- und METEO-Daten

Ergebnis

Ende Februar werden durch den COADS-Datensatz Deckschichttiefen von etwa 200 m , durch den ECMWF-Datensatz Deckschichttiefen von etwa 600 m und durch den METEO-Datensatz Deckschichttiefen von etwa 1400 m erreicht. Eine ähnlich große Deckschichttiefe, wie bei dem METEO-Datensatz, ist von Schott et al. [1996] bei Konvektionsuntersuchungen im Golfe du Lion mit 1500 m in der Zeit vom 18. - 23. Februar 1992 beobachtet worden. Somit ist eine Übereinstimmung zwischen den Modellrechnungen mit den METEO-Daten und den Beobachtungen vorhanden.

Die Unterschiede in der Deckschichttiefe werden durch die Wärmeflüsse bestimmt. In der Abbildung 3.4 sind diese Unterschiede in den Wärmeflüssen durch die kumulative Darstellung deutlich zu erkennen.

Bei großen Deckschichttiefen, die unterhalb der Ekman-Tiefe liegen (bei einer Windgeschwindigkeit von 10 m/s beträgt die Ekman-Tiefe etwa 50 m), ist der Einfluß des Windes zu vernachlässigen.

Eine Erhöhung der Anzahl der Zeitschritte bei der Modellrechnung mit dem COADS-Daten von 1 Tag auf 1/8 Tag hatte zur Folge, daß ein Tagesgang in der Deckschichttiefe aufgelöst werden konnte. Daraus ergab sich bei den resul-

tierenden Deckschichttiefen keine Veränderung. Dies ist auch zu erwarten, da dem Ozean durch die Veränderung des Zeitschrittes nicht mehr Wärme entzogen werden kann.

Im weiteren Verlauf dieser Arbeit werden für den Zeitraum von Dezember 1991 bis Ende März 1992 die METEO-Daten als Antrieb verwendet. Da diese Daten nur bis Ende März bestimmt worden sind, wird für den verbleibenden Zeitraum, bis Dezember 1992, der ECMWF-Datensatz benutzt. Er hat für die Sommermonate eine hinreichend große zeitliche Auflösung, um die oberflächennahen Prozesse zu bestimmen. Der COADS-Datensatz mit der geringsten zeitlichen Auflösung wird nicht verwendet.

3.1.2. Temperatur und Salzgehalt

Zur Überprüfung der modellierten Oberflächentemperaturen und -salzgehalte mit Werten aus Beobachtungen stehen Daten der Reisen P189 und LS04 aus dem Frühjahr 1992 zur Verfügung.

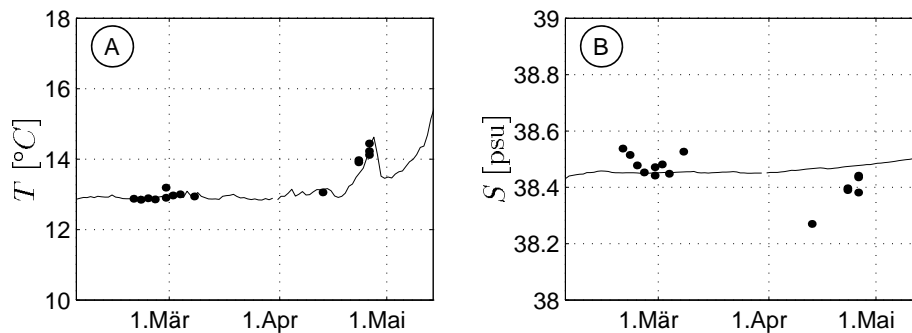


Abbildung 3.5.: Überprüfung der Modellergebnisse anhand zweier Forschungsreisen, P189: 18.02. - 09.03.1992 und LS04: 11.04. - 28.04.1992; Punkte: Beobachtungen, Linien: Modellergebnisse für die Temperatur T (A) und für den Salzgehalt S (B) der Oberflächenschicht

Für die Poseidon-Reise sind die zuvor angegebenen Stationen mit Konvektion ausgewählt worden. Für die Le Suroit-Reise wurden insgesamt sechs Stationen benutzt, die zu Beginn, in der Mitte und am Ende der Reise liegen und sich in der Nähe des Modellgebietes befinden. Eine Stationskarte ist im Kap. 2.3.2, Abb. 2.8, und Tabellen der Stationen sind im Anhang A zu finden.

Das Modell reproduziert Schwankungen wie die Temperaturerhöhung an der Oberfläche Ende April (siehe Abb. 3.5 (A)). Die Temperaturerhöhung von 1.5°C , die durch den Aufbau einer sommerlichen Deckschicht zustande kommt, wird sowohl von den Beobachtungen als auch vom Modell wiedergegeben.

Die Übereinstimmung des Oberflächensalzgehaltes mit den Modelldaten ist akzeptabel (siehe Abb. 3.5 (B)), besonders unter der Berücksichtigung, daß im Modell der Salzhaushalt nur durch die Verdunstung und nicht durch den Niederschlag beeinflusst wird. Nicht alle Deckschichtmodelle berücksichtigen die Veränderungen im Salzgehalt, sondern benutzen einen konstanten Salzgehalt.

3.1.3. Freonparametrisierung

Zur Überprüfung der Modellergebnisse der drei Freonparametrisierungen (Kap. 2.1.3) stehen Meßdaten der Poseidon-Reisen (P189: 18. Februar - 9. April 1992, P234: 22. Oktober - 12. November 1997) zur Verfügung. Während der Forschungsreise P189 sind Messungen an 103 CTD Stationen durchgeführt worden. An 44 dieser Stationen wurden F11- und F12-Konzentrationen bestimmt. Die F11-Messungen können wegen der schlechten Reproduzierbarkeit zur Überprüfung nicht genutzt werden.

Abbildung 2.9 zeigt die Lage der Freonmeßstationen der Reise P189. Die Stationen mit Konvektionsereignissen sind: Station 8, 16, 30, 41, 50, 51, 64, 75 und 95. Station 95 liegt weiter auf dem Schelf als die anderen Stationen und unterliegt somit anderen Einflüssen. Aus diesem Grund wird sie zur Überprüfung der Modellergebnisse nicht herangezogen.

Stationen mit Konvektion eignen sich besonders zur Überprüfung der Modellrechnungen, da Konvektion in erster Näherung als eindimensionaler Prozeß betrachtet werden kann, was für das hier verwendete Deckschichtmodell als Voraussetzung angenommen wird.

Die Freonparametrisierungen werden anhand von zwei verschiedenen Kriterien untersucht: erstens durch einen Vergleich der Modellergebnisse mit den Oberflächensättigungen bzw. -konzentrationen (I) und zweitens durch einen Vergleich der mittleren Freoninhalte der einzelnen Profile (IIa) bzw. durch einen Vergleich der einzelnen vertikalen Profile (IIb).

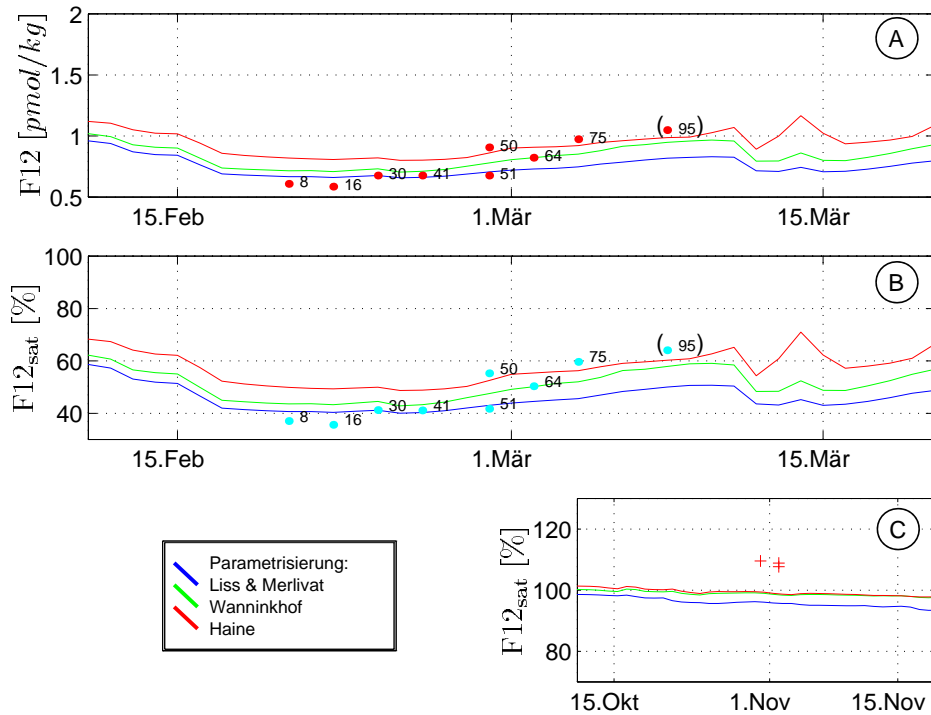


Abbildung 3.6.: Überprüfung der modellierten Oberflächenwerte (Linien) mit den Meßwerten der Reise P189, 1992 (Punkte) und den Meßwerten der Reise P234, 1997 (Kreuze); (A) Oberflächenkonzentration, (B) und (C) Oberflächen sättigungen.

(I) Vergleich zwischen den Modellergebnissen und den beobachteten Oberflächenwerten

In Abbildung 3.6 (A) sind für F12 die Oberflächenkonzentrationen für und in (B) bzw. (C) die Oberflächen sättigungsgrade für die zwei Zeiträume Februar–März 1992 und Oktober–November 1997 angegeben. Zur besseren Übersicht sind nur die Freonkonzentrationen eingezeichnet, die durch die Konvektion beeinflusst sind.

Der Sättigungsgrad wird mit Hilfe der Sättigungskonzentration aus Gleichung (2.45) und der Oberflächenkonzentration berechnet. Daraus ergibt sich, wie weit die Freonkonzentration im Wasser von der Gleichgewichtskonzentration entfernt ist. Bei einem Sättigungsgrad von 100% ist das Meerwasser in einem dynamischen Gleichgewichtszustand mit der Atmosphäre.

Der Oberflächensättigungsgrad liegt im Meßzeitraum zwischen 38% und 60%.

Für eine statistische Auswertung sind die Differenzen zwischen den gemessenen Freonkonzentrationen und den jeweiligen dazugehörigen modellierten Konzentrationen der drei Parametrisierungen bestimmt worden. Die leicht bessere Übereinstimmung ergibt sich bei der Parametrisierung von Wanninkhof mit einer mittleren Differenz von $(0.085 \pm 0.048) \text{ pmol/kg}$. Die mittlere Differenz der Parametrisierung von Liss & Merlivat ist demgegenüber mit $(0.088 \pm 0.084) \text{ pmol/kg}$ geringfügig höher, jedoch ist die Varianz deutlich größer. Die größte Abweichung besteht bei der Parametrisierung von Haine mit $(0.134 \pm 0.07) \text{ pmol/kg}$. Im Zeitraum der Forschungsreise P189 steigen die gemessenen Freonkonzentrationen und die -sättigungsgrade schneller an als die modellierten Werte.

Als weitere Möglichkeit zur Überprüfung der Modellergebnisse können Freonmessungen der Poseidonreise P234 aus dem Herbst 1997 herangezogen werden (Abb. 3.6 (C)). Dies gilt nur unter der Voraussetzung, daß die meteorologischen Bedingungen 1992 und 1997 zu dieser Jahreszeit ähnlich sind. Diese Bedingungen sind nur in etwa erfüllt: die 1997 am 31. Oktober und 2. November gemessenen Temperaturen sind etwa um $2 \text{ }^\circ\text{C}$ niedriger als die modellierten Temperaturen im Jahr 1992, die Windgeschwindigkeit ist 1997 größer.

Unter diesen Berücksichtigungen liegen die modellierten Freonkonzentrationen zu dieser Jahreszeit im richtigen Größenbereich (siehe Abb. 3.6 (C)).

(IIa) Vergleich der mittleren Freoninhalte der Profile

Als zweite Variante für den Vergleich der Modellergebnisse ist für jedes Profil der mittlere Freoninhalt durch vertikale Integration und Division durch die Tiefe von 2200 m bestimmt worden. Bei den gemessenen Profilen wurden nur Werte oberhalb von 2200 m herangezogen (siehe Abb. 3.7). An der Steigung der Geraden ist die Stärke des Freoneintrages zu erkennen.

Da die Windgeschwindigkeit in diesem Zeitraum etwa 10 m/s beträgt,

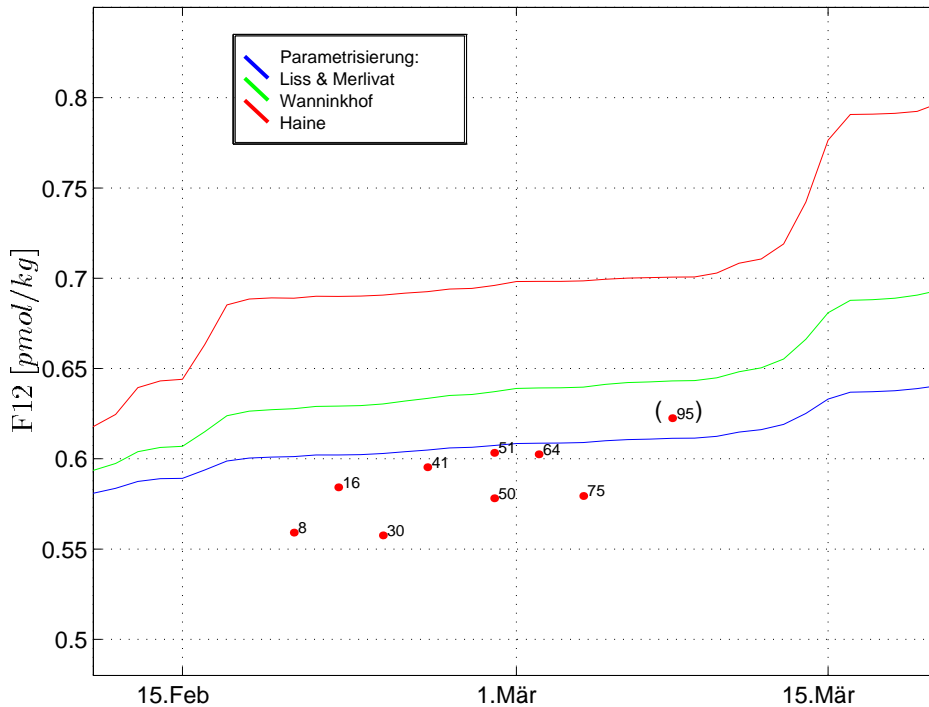


Abbildung 3.7.: Überprüfung der mittleren Freoninhalte der Parametrisierungen (Linien) mit den gemittelten Meßprofilen für Werte oberhalb von 2200m (Punkte).

werden bei der Parametrisierung von Wanninkhof die größten Transfergeschwindigkeiten erzielt (siehe Abb. 2.3). Alle modellierten Werte liegen oberhalb der gemessenen Freoninhalte, wobei die Werte der Parametrisierung von Liss & Merlivat den beobachteten Werten am nächsten liegen.

(IIb) Vergleich der vertikalen Modellergebnisse mit Meßprofilen

Die vertikalen Profile, aus denen sich die mittleren Freoninhalte ergeben (IIa), zeigen wie sich die Freoninhalte mit der Tiefe verändern. In Abbildung 3.8 sind die Freonkonzentrationen der Stationen, die durch Konvektion beeinflusst wurden, als rote Punkte gekennzeichnet. Die eingezeichneten, modellierten Freonprofile haben einen Abstand von einer Woche. Das erste Profil entspricht dem Beginn der Forschungsreise am 18. Februar, es folgen 25. Februar, 3. und 10. März 1992. Während dieser Zeit hat sich die modellierte Deckschicht von 1200 m auf 1500 m vertieft.

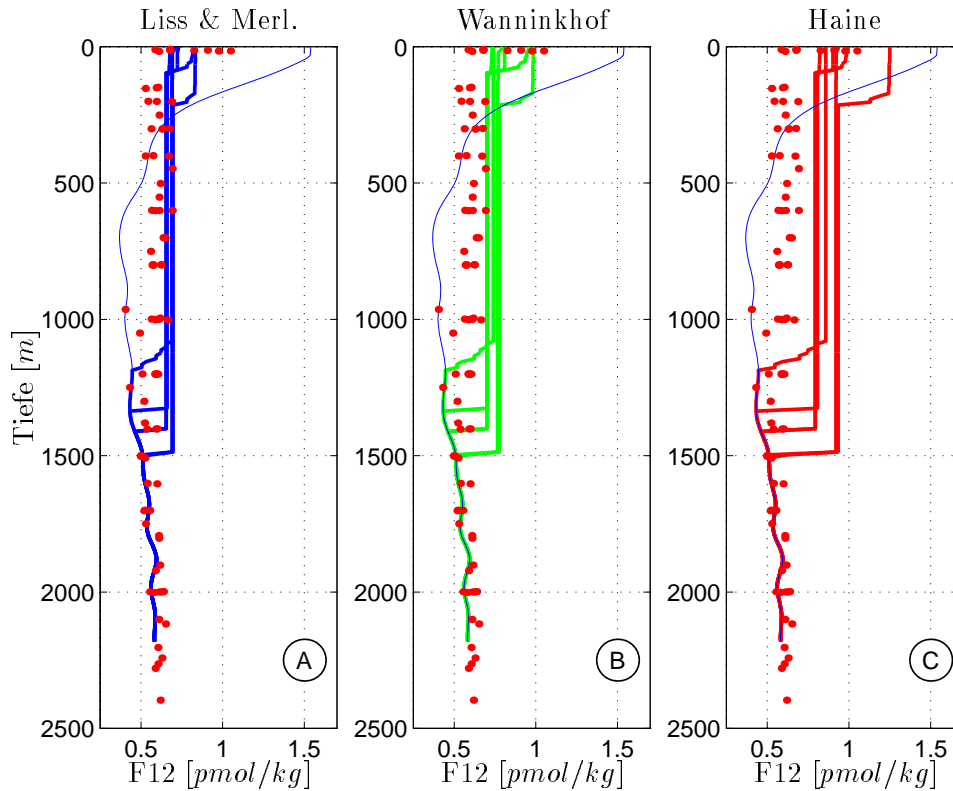


Abbildung 3.8.: Überprüfung der Modellergebnisse mit den gemessenen Freonwerten der Reise P189 (Punkte), rote Punkte: Stationen mit Konvektion, dünne, blaue Linien: Initialisierungsprofil, dicke Linien: Modellprofile der Parametrisierungen im Abstand von einer Woche, beginnend am 18.2.1992

In der Abbildung 3.8 liegen die beobachteten Freonkonzentrationen in der Tiefe von 300 m bis 1200 m zwischen 0.4 pmol/kg und 0.69 pmol/kg. Die modellierten Freonkonzentrationen in diesem Tiefenbereich, die durch die Parametrisierung von Liss & Merlivat bestimmt wurden, haben Werte von 0.65 bis 0.70 pmol/kg (siehe Abb. 3.8 (A)). Für die Parametrisierung von Wanninkhof (Abb. 3.8 (B)) liegen die Werte für den gleichen Tiefenbereich zwischen 0.7 pmol/kg und 0.78 pmol/kg. Bei der Parametrisierung von Haine (siehe Abb. 3.8 (C)) ist die Freonzunahme besonders groß. Die Konzentrationen liegen in dem oben angegebenen Tiefenbereich zwischen 0.79 pmol/kg und 0.94 pmol/kg.

Wie schon bei den Mittelwerten der Freonkonzentrationen zu erkennen ist, stimmen die Werte der Parametrisierung von Liss & Merlivat am besten

mit den Beobachtungsdaten überein. Bei der Parametrisierung von Wanninkhof ergaben sich leicht höhere Freonkonzentrationen. Die höchsten Werte sind durch die Parametrisierung nach Haine, bei der ein zusätzlicher Gasblaseneintrag berücksichtigt wurde, bestimmt worden.

Ergebnis

Die Parametrisierung von Haine liefert bei fast allen Vergleichen in Bezug auf die Messungen zu hohe Werte.

Beim Vergleich der Parametrisierungen mit den Beobachtungen ergibt sich für die Freoninhalte (Abb. 3.7) bzw. die vertikalen Profilen (Abb. 3.8) die beste Übereinstimmung für Liss & Merlivat.

Bei der Betrachtung der Oberflächenwerte liefert die Parametrisierung von Wanninkhof die leicht besseren Ergebnisse (siehe Abb. 3.6 (A), (B)). Allerdings muß bei diesem Vergleich beachtet werden, daß im Beobachtungszeitraum die gemessenen Freonkonzentrationen und die -sättigungsgrade schneller als die modellierten Werte ansteigen. Ein Grund hierfür kann die Advektion bzw. die Wirbelaktivität an der Oberfläche darstellen (siehe Kap. 1.3). Durch die Eindimensionalität des Modelles können diese Prozesse nicht wiedergegeben werden. Demzufolge kann mit Hilfe der Überprüfungsmethode der Oberflächenwerte keine eindeutige Aussage darüber getroffen werden, welche Parametrisierung zur Konvektionszeit am bestem mit den Beobachtungen übereinstimmt.

Bei der Betrachtung des mittleren Freoninhaltes ist durch alle drei Parametrisierungen seit Dezember 1991, dem Beginn der Modellrechnung, zu viel Freon in den Ozean eingetragen worden. Da der Freoneintrag hauptsächlich durch den Wind bestimmt ist (siehe Kap. 2.1.3), wird eine Überprüfung der Windgeschwindigkeiten durchgeführt.

Zum Vergleich werden die Windgeschwindigkeitsmessungen während der Forschungsreisen V118 und P189 herangezogen (siehe Abb. 3.9 (A)). Dabei ergibt sich, daß die Windgeschwindigkeiten des METEO-Datensatzes eventuell in den Spitzenwerten (30 m/s) überschätzt wurden. Deshalb wurde eine Testrechnung mit der halbierten Windgeschwindigkeit durchgeführt. Dadurch hat sich die Deckschichttiefe auf 200 m verringert, was jedoch nicht mit den beobachteten Konvektionstiefen übereinstimmt. Diese Verflachung kommt durch den Einfluß der Windgeschwindigkeit auf die Wärmeflüsse zustande. Aus diesem Grunde ist eine zweite Testrechnung mit hoher Windgeschwindigkeit für die Wärmeflüsse

3. Ergebnisse und Auswertung

und halbiertem Wind für die Freonparametrisierung von Liss & Merlivat durchgeführt worden. Diese Rechnung hat verbesserte Ergebnisse für den mittleren Freoninhalt ergeben, und die Freonprofile stimmen besser mit den Beobachtungen überein (siehe Abb. 3.9 (B)).

Dies bedeutet, daß entweder die Wärmeflüsse oder die Freonflüsse nicht richtig parametrisiert sind. Um mit einer geringeren Windgeschwindigkeit rechnen zu können, müßten die Austauschkoeffizienten in der Bulkparametrisierung erhöht, oder die Transfargeschwindigkeit des Gasaustausches müßte bei hohen Windgeschwindigkeiten reduziert werden. Allerdings kann auch die hier vernachlässigte Advektion eine Rolle spielen.

Weitere Untersuchungen dazu würden den Rahmen dieser Arbeit sprengen.

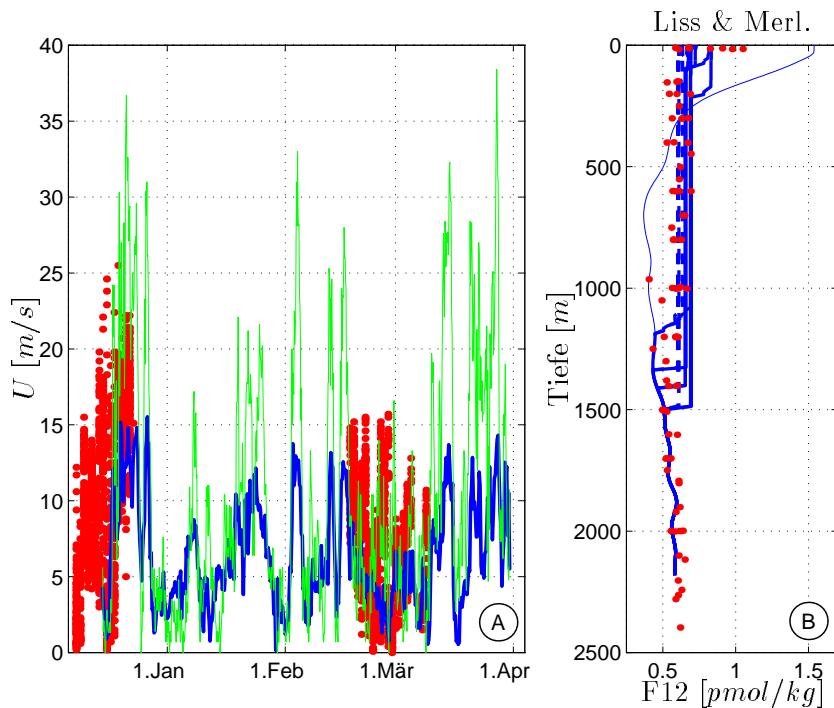


Abbildung 3.9.: (A) Vergleich der Windgeschwindigkeiten U , grüne Linie: METEO-Daten, blaue Linie: ECMWF-Daten, Punkte: Messungen der Reisen V118 und P189; (B) wie Abb. 3.8, zusätzlich gestrichelte Linie: Parametrisierung von Liss & Merlivat mit halber Windgeschwindigkeit.

3.2. Jahrgang der Freonoberflächenwerte

Der verwendete meteorologische Datensatz besteht aus zwei Teilen (siehe Kap. 2.3.1), daher wird der Freongasaustausch für F12 in den verschiedenen Zeiträumen getrennt betrachtet (Dezember 1991 – Ende März 1992 und Anfang April 1992 – Dezember 1992). Es wird eine detaillierte Untersuchung der beeinflussenden Prozesse durchgeführt. Um weiterhin die Unterschiede zwischen den Parametrisierungen aufzuzeigen, werden alle bei der Betrachtung des Jahrganges verwendeten Parametrisierungen dargestellt.

3.2.1. Wintermonate

Die wichtigsten Größen, die die Oberflächenkonzentration bzw. den Oberflächensättigungsgrad beeinflussen, nämlich die Deckschichttiefe, die Windgeschwindigkeit und die Oberflächentemperatur, sind in der Abbildung 3.10 graphisch dargestellt.

Die Modellrechnungen beginnen bei allen drei Parametrisierungen mit dem gleichen Freonprofil. Mit dem Einsetzen des Windes am 17. Dezember 1991 wird der Einfluß der verschiedenen Transfergeschwindigkeiten (siehe Abb. 2.3) auf die Oberflächenkonzentrationen deutlich. Die Konzentrationen für die Parametrisierungen von Liss & Merlivat und Wanninkhof verringern sich leicht durch die Vertiefung der Deckschicht, dagegen steigen die Werte für die Parametrisierung von Haine an. Dieses Verhalten hängt mit den hohen Windgeschwindigkeiten und dem damit verbundenen hohen Freoneintrag zusammen, der der Freonabnahme durch die Deckschichtvertiefung entgegenwirkt. Bei der Parametrisierung von Liss & Merlivat und Wanninkhof ist dieser Einfluß nicht so groß.

Bis zum 17. Januar 1991 vertieft sich die Deckschicht kaum, und die Freonkonzentrationen steigen nur leicht auf Werte von 1.5 bis 1.6 $pmol/kg$ an. Der Sättigungsgrad liegt zwischen 90% und 100%. Danach vertieft sich die Deckschicht, und die Freone aus der oberen Schicht mischen sich mit niedrigeren Freonkonzentrationen aus den darunterliegenden Schichten. Somit ist die Oberflächenschicht stark untersättigt. Ende Februar liegt der Sättigungsgrad bei allen Parametrisierungen unterhalb von 50%. Die Parametrisierung von Liss & Merlivat erzielt einen Minimalwert von 40%. Die Freonkonzentrationen liegen zu diesem Zeitpunkt zwischen 0.65 bis 0.8 $pmol/kg$.

3. Ergebnisse und Auswertung

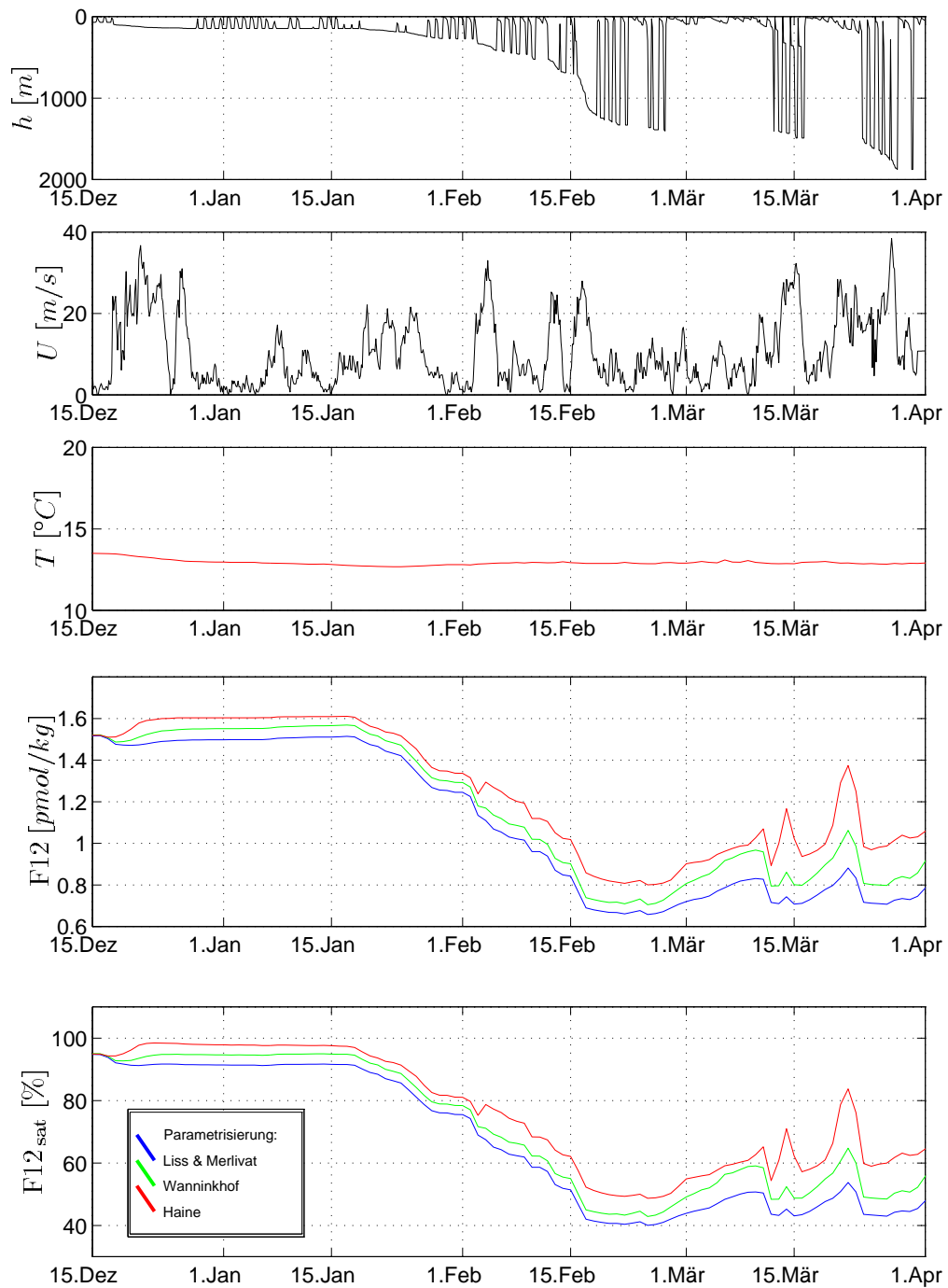


Abbildung 3.10.: Für die Wintermonate sind von oben nach unten folgende Größen dargestellt: Deckschichttiefe h , Windgeschwindigkeit U , Oberflächentemperatur T , Oberflächenfreonkonzentration $F12$ und Oberflächen sättigungsgrad $F12_{\text{sat}}$.

Danach entsteht für etwa 14 Tage eine neue Schichtung, so daß nur in den oberen 100 m Freon eingetragen wird und die Konzentrationen wieder ansteigen. Sobald der Wind am 10. März 1992 erneut einsetzt, erhöht sich durch den Gasfluß die Konzentration in der oberflächennahen Schicht. Um den 12. März 1992 kommt es durch den Wind und dem damit verbundenen Wärmeverlust zu einer Vertiefung der Deckschicht, was zur Folge hat, daß sich die Oberflächenkonzentration stark reduziert. Dieser Prozeß wiederholt sich bis Ende März noch zweimal.

Im Zeitraum vom 15. Dezember 1991 bis 31. März 1992 werden mit der Parametrisierung von Haine zu jedem Zeitpunkt die größten Konzentrationen und Sättigungsgrade erreicht, weil hier der Gesamteintrag am größten ist. Es werden in einer Tiefe bis 1900 m Durchschnittswerte von 1.0 $pmol/kg$ berechnet. Dieses ist in Abbildung B.1 im Anhang B zu erkennen. Der Durchschnittswert im gleichen Tiefenbereich liegt bei der Parametrisierung von Wanninkhof bei 0.8 $pmol/kg$ bzw. von Liss & Merlivat bei 0.7 $pmol/kg$.

3.2.2. Sommermonate

Nachdem der Gasaustausch in den Wintermonaten untersucht wurde, wird nun auf die Sommermonate (April – Dezember) eingegangen.

In Abbildung 3.11 ist zu erkennen, daß für die Parametrisierungen von Wanninkhof und Haine die Freonkonzentration in der Deckschicht von Anfang April bis Mitte Mai auf einen Maximalwert von 1.4 $pmol/kg$ steigt. Der Maximalwert für Liss & Merlivat wird erst Ende Mai mit 1.3 $pmol/kg$ erreicht. Bei Erreichen des Maximalwertes befinden sich der Ozean und die Atmosphäre etwa im Gleichgewichtszustand, was einem Sättigungsgrad um die 100% entspricht. Der Gleichgewichtswert für die Parametrisierung von Liss & Merlivat liegt niedriger als bei den anderen beiden Parametrisierungen, da sich das Wasser Ende Mai schon erwärmt und daher sich die Sättigungskonzentration verringert.

Das spätere Erreichen des Maximalwertes ist durch den geringeren Freoneintrag in den Wintermonaten bedingt. Je geringer der Gaseintrag ist, desto später wird der Gleichgewichtszustand mit der Atmosphäre erreicht.

Mitte April ist bei Liss & Merlivat und Wanninkhof noch einmal ein Absinken der Oberflächenkonzentration zu erkennen, welches bei Haine nicht auftritt. Dies entsteht durch eine erneute Vertiefung der Deckschicht, so daß eine vertikale Vermischung mit geringeren Konzentrationen des darunterliegenden

3. Ergebnisse und Auswertung

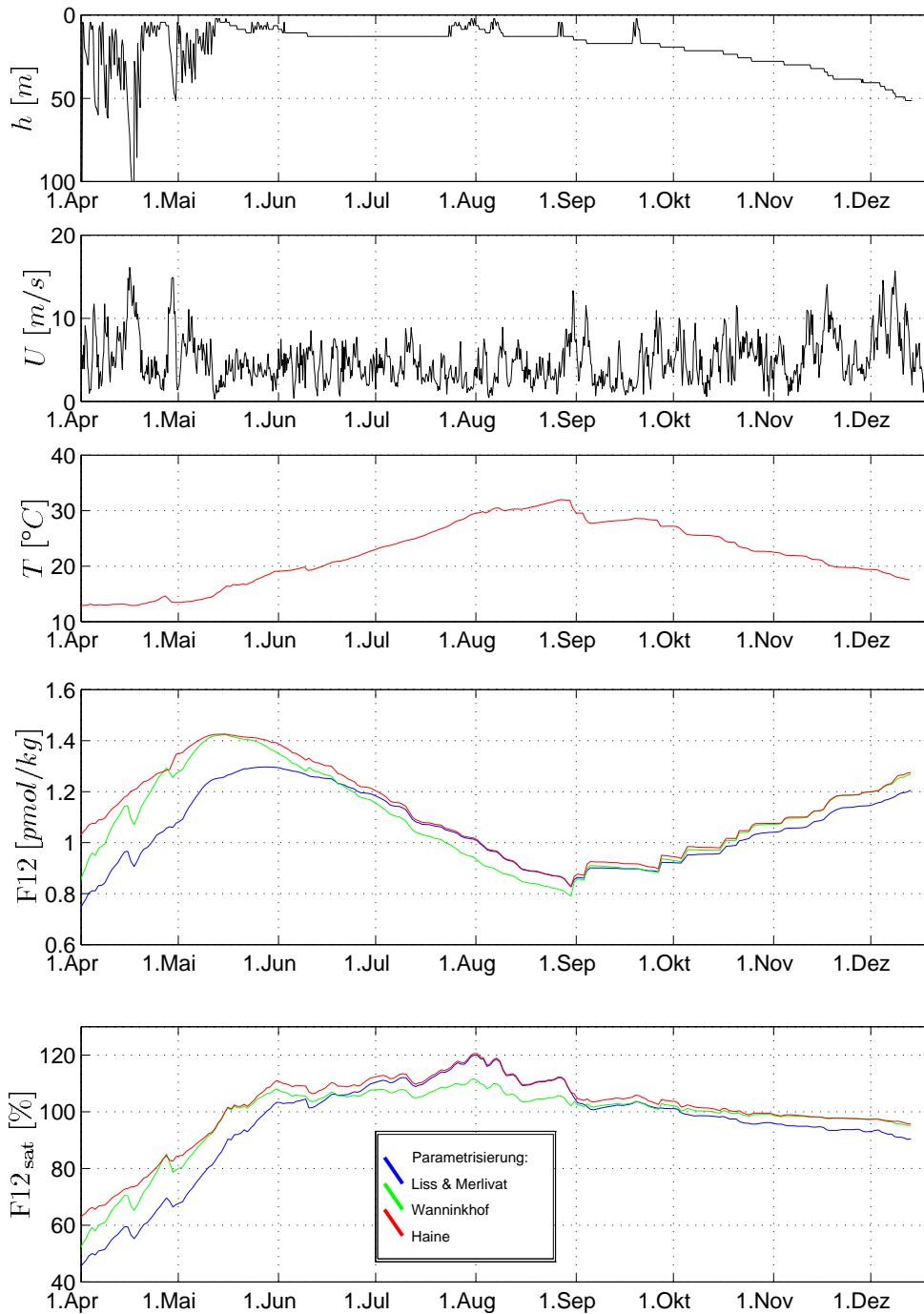


Abbildung 3.11.: Für die Sommermonate sind von oben nach unten folgende Größen dargestellt: die Deckschichttiefe h , Windgeschwindigkeit U , Oberflächentemperatur T , Oberflächenfreonkonzentration $F12$ und Oberflächen sättigungsgrad $F12_{\text{sat}}$.

Wassers stattfindet. Bei Haine ist die Freonkonzentration in den tieferen Schichten so groß, daß keine Abnahme durch Vermischung entsteht. Außerdem ist die Windgeschwindigkeit größer als 13 m/s , bei welcher der Freoneintrag bei Haine größer ist als bei den anderen beiden Parametrisierungen.

Ende April steigt bei allen Parametrisierungen die Oberflächenkonzentration an. Bei Wanninkhof ist zu dieser Zeit die größte Zunahme zu erkennen. Dieses kommt durch das erneute Einsetzen des Windes zustande (die Windgeschwindigkeit liegt zwischen 10 und 13 m/s), wodurch bei Wanninkhof die höchsten Transfergeschwindigkeiten erreicht werden (siehe Abb. 2.3).

Der Einfluß der Temperaturabhängigkeit ist sehr deutlich im Zeitraum von Mai bis September zu erkennen. In dieser Zeit steigt die Oberflächentemperatur um 20° C . Daraus resultiert, daß die Löslichkeit sinkt und somit das wärmer werdende Wasser weniger Freon speichern kann (siehe Abb. 2.1.3). Das wiederum heißt, daß die Oberflächenschicht übersättigt ist und Freon an die Atmosphäre abgibt. Die maximale Übersättigung ist am 1. August 1992 mit 110% bzw. 120% erreicht.

Im Zeitraum von Mitte Juli bis Anfang September nähern sich die Werte der Parametrisierungen von Liss & Merlivat der von Haine an, da der Windeinfluß bei niedrigen Windgeschwindigkeiten, bei denen die Transfergeschwindigkeit gleich ist, gegenüber dem Temperatureffekt vernachlässigt werden kann. Das bedeutet, daß in dieser Periode der Erwärmung die Löslichkeit stark abnimmt und damit den Gasfluß hauptsächlich bestimmt.

Ab September vertieft sich die Deckschicht, und die Oberflächenschicht kühlt sich ab. Dadurch kann wieder mehr Freon in den Ozean aufgenommen werden. Die Vertiefung hat zur Folge, daß eine Vermischung mit dem relativen Freonmaximum in einer Tiefe von 30 bis 60 m stattfindet. Dieses Maximum wurde auch in den Freonprofilen der Reise P234 1997 beobachtet.

Dieses Maximum ist durch den Gaseintrag im Mai entstanden, siehe Abb. B.2 im Anhang B. Da die Freonkonzentrationen bei Wanninkhof und Haine hier größer sind als bei Liss & Merlivat, entstehen die Unterschiede in den Oberflächenkonzentrationen und -sättigungsgraden zum Ende des Jahres 1992.

Ergebnis

In den Wintermonaten hat die Windgeschwindigkeit und die damit verbundene Deckschichtvertiefung den größten Einfluß auf die Freonkonzentrationen in der

Oberflächenschicht. In den Sommermonaten dominiert dagegen der Einfluß der Oberflächentemperatur den Gasaustausch.

3.3. F11 / F12 – Verhältnis

Die Gaskonzentration in der Grenzschicht der Meeresoberfläche steht im Normalfall bei einer ungestörten Meeresoberfläche mit der Gaskonzentration in der Atmosphäre im Gleichgewicht. Wird dieser Gleichgewichtszustand mit einer Sättigung von 100% gestört, so wird der Sättigungszustand auf Grund der stoffspezifischen Eigenschaften der verschiedenen Gase unterschiedlich schnell wieder hergestellt.

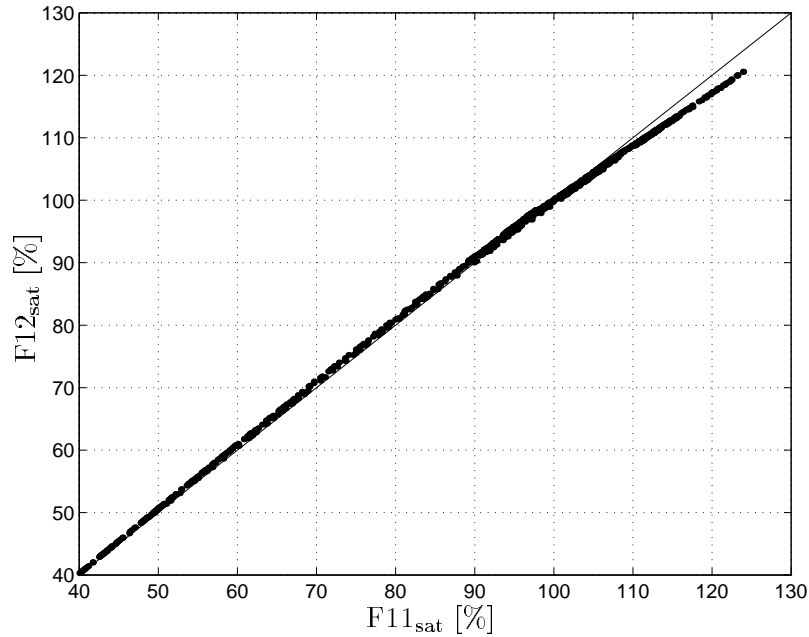


Abbildung 3.12.: Sättigung von F11 zu F12 für die Oberflächenwerte von Dez. 1991 – Dez. 1992 (Punkte) und Sättigungsgradverhältnis von eins (Linie)

Das F11-Startprofil, welches für diese Rechnungen verwendet wurde, ist aus den tiefenabhängigen Sättigungsgraden des F12-Profiles berechnet worden (siehe Kap. 2.3.3). In der Abbildung 3.12 ist zu erkennen, daß das F11/F12-Verhältnis im Jahr der Modellrechnung teilweise von eins abweicht. Bei einem niedrigen Sättigungsgrad (60% – 90%) liegt das Verhältnis unterhalb von eins und bei Übersättigung darüber.

Die zeitabhängige Entwicklung wird in Abbildung 3.13 verdeutlicht. Hier wird

3. Ergebnisse und Auswertung

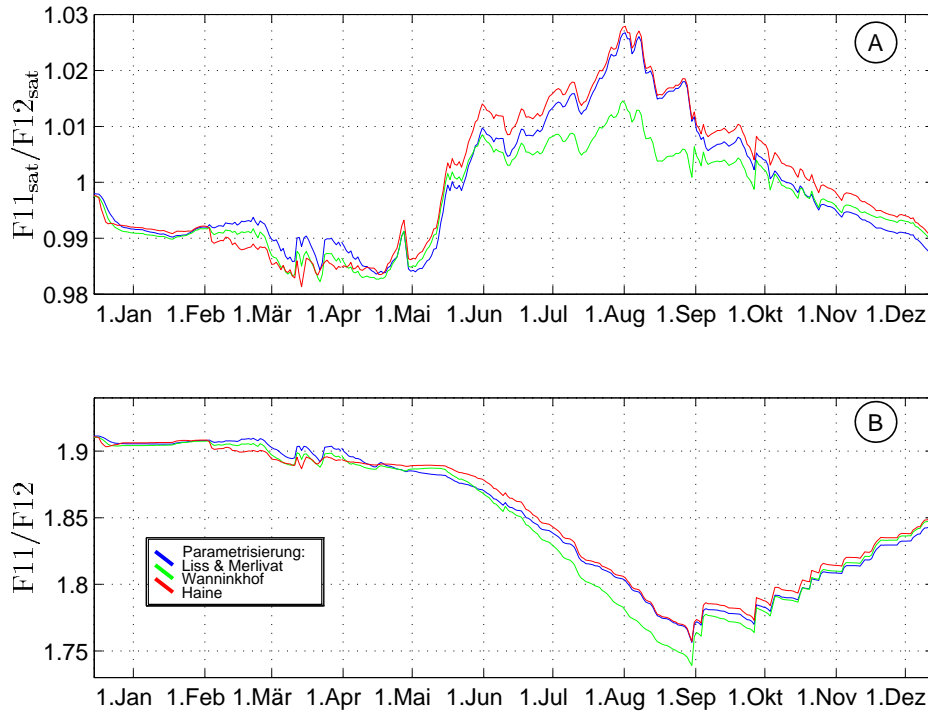


Abbildung 3.13.: (A) Sättigungsverhältnis von F11 zu F12, (B) Konzentrationsverhältnis von F11 zu F12

das Verhältnis zwischen dem Sättigungsgrad von F11 zum Sättigungsgrad von F12 aufgezeigt (siehe Abb. 3.13 (A)). Von Mitte Dezember bis Mitte Mai ist das Sättigungsverhältnis von F11 zu F12 kleiner als eins, was bedeutet, daß der Sättigungsgrad zum gleichen Zeitpunkt für F12 größer ist als für F11. Die Prozesse, die zur Untersättigung führen, sind im vorangegangenen Kapitel beschrieben worden.

Um nach einer Abweichung des Sättigungsgrades von 100% den Gleichgewichtszustand wieder herzustellen, muß ein Gasaustausch zwischen der Atmosphäre und dem Ozean stattfinden. Dieser Austausch geschieht für die beiden Freone auf Grund ihrer stoffspezifischen Eigenschaften unterschiedlich schnell.

Der Freonfluß ist abhängig von der Löslichkeit und von der Transfergeschwindigkeit, die wiederum von der Schmidtzahl abhängig ist (siehe Kap. 2.1.3). Bei den hohen Windgeschwindigkeiten, die in diesem Zeitraum herrschen, ist der Einfluß auf den Freoneintrag durch die Transfergeschwindigkeit größer als der Einfluß der Temperaturabhängigkeit der Löslichkeit. Für F12 ist die Transfergeschwindigkeit im Gegensatz zu der Löslichkeit größer als für F11 (siehe Abb. 2.3, Kap. 2.1.3). Bei gleicher Temperatur gilt, je größer die Windgeschwindigkeit

ist, desto größer ist der Unterschied zwischen F11 und F12.

Da der größte Unterschied zwischen den Freonen bei der Parametrisierung von Haine auftritt, bedeutet dieses, daß auch bei der Betrachtung der Sättigungsverhältnisse ein größerer Unterschied auftreten muß. Dies ist Mitte März der Fall.

In den Sommermonaten, ab Mitte Mai, ist das F11/F12-Verhältnis größer als eins. Es findet keine Vertiefung der Deckschicht statt, und die Windgeschwindigkeiten sind deutlich geringer als in den Wintermonaten. In dieser Zeit dominiert die Abhängigkeit der Löslichkeit. Da bei diesen Windgeschwindigkeiten kein Unterschied zwischen der Parametrisierung von Liss & Merlivat und Haine besteht, gleichen sich deren Oberflächenwerte an. Für die Transfergeschwindigkeit hat die Parametrisierung nach Wanninkhof die größten Werte. Somit geschieht der Austauschprozeß schneller als bei den anderen Parametrisierungen. Dieses ist deutlich im August zu erkennen.

In Abbildung 3.13 (B) ist das F11/F12 Verhältnis gegen die Zeit aufgetragen. In den Wintermonaten bleibt das Verhältnis mit 1.9 konstant und sinkt im Sommer auf Werte bis zu 1.75. Dies bedeutet, daß sich F11 schneller als F12 auf Grund der Temperaturänderung aus dem Meer löst (siehe Kap. 2.1.3, Abb. 2.4).

Ab September vertieft sich die Deckschicht, die Windgeschwindigkeiten nehmen wieder zu, und das Verhältnis steigt wieder an.

Ergebnis

Im Freonkonzentrationsverhältnis ist ein deutlicher Jahresgang durch die unterschiedlichen Austauschgeschwindigkeiten und durch die unterschiedliche Temperaturabhängigkeit der Löslichkeit für die Freone F11 und F12 zu erkennen. Zwischen März und August fällt das Verhältnis der Freonkonzentrationen von etwa 1.9 auf 1.75. Bei den Sättigungsverhältnissen liegen die Unterschiede zwischen 2% und 4.3%. Auch Haine und Richards [1995] haben im Atlantik und O. Plähn (persönliche Mitteilung) in der Arabischen See festgestellt, daß das F11/F12-Verhältnis von eins abweichen kann.

4. Zusammenfassung und Ausblick

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit sind drei Gasaustauschparametrisierungen von Liss & Merlivat, von Wanninkhof und nach Haine in ein eindimensionales Deckschichtmodell implementiert worden. Das Modell wurde in einem Konvektionsgebiet, im Golfe du Lion, innerhalb des Zeitraums von Dezember 1991 bis Dezember 1992 betrieben. Die modellierten Deckschichttiefen und die Freonwerte sind mit Beobachtungsdaten verglichen worden, und F12-Konzentrationen und -sättigungen sowie das F11/F12-Verhältnis wurden ausgewertet.

Da sowohl die Konvektionstiefe als auch die Windgeschwindigkeit entscheidenden Einfluß auf den Gasaustausch haben, wurden drei meteorologische Datensätze (COADS, ECMWF und METEO) für die Wintermonate als Antrieb für das Deckschichtmodell getestet. Dabei hat sich herausgestellt, daß eine Erhöhung des Zeitschrittes bei den Modellrechnungen keinen Einfluß auf die Deckschichttiefe hat. Dagegen ist die Wahl des meteorologischen Datensatzes ganz entscheidend für die Deckschichttiefe. Nur mit dem METEO-Datensatz, der aus dem Meteo-France Wettervorhersagemodell stammt und mit einem Vergleich der Küstenstationen auf den Golfe du Lion angepaßt wurde, können die beobachteten Tiefen modelliert werden.

Der Vergleich der Modellergebnisse mit Messungen hat ergeben, daß Schwankungen in der Temperatur vom Modell wiedergeben werden können und eine ausreichende Übereinstimmung für den Salzgehalt besteht.

Eine Aussage darüber, welche Gasaustauschparametrisierung am besten mit den Beobachtungen übereinstimmt, ist nicht leicht zu treffen. Die Parametrisierung mit dem zusätzlichen Gaseintrag durch Blasen (Haine) ergibt in dem Untersuchungsgebiet nahezu bei allen Betrachtungen zu große Werte. Dies

bedeutet, daß ein zusätzlicher Gaseintrag durch Gasblasen in Gebieten mit sehr hohen Windgeschwindigkeiten (z.B. Nordatlantik) nicht notwendig ist.

Bei den anderen beiden Parametrisierungen ist kein eindeutiger Unterschied auszumachen. Die Ergebnisse der Parametrisierung von Liss & Merlivat zeigen bei dem Vergleich der Freoninhalte bzw. den vertikalen Profilen die geringsten Abweichungen zu den Beobachtungsdaten.

Bei dem Vergleich der gemessenen Oberflächenkonzentrationen mit den Modellergebnissen liefert die Parametrisierung von Wanninkhof die leicht besseren Ergebnisse. Allerdings steigen die beobachteten Oberflächenkonzentrationen und -sättigungen schneller als die modellierten Werte an. Ein Grund hierfür kann die Advektion an der Oberfläche darstellen, die in dem eindimensionalen Modell nicht enthalten ist. Jedoch deuten die Temperatur- und Salzgehaltswerte an der Oberfläche darauf hin, daß neben der Advektion weitere Prozesse für den Freonanstieg verantwortlich sein können. So ist der Gasfluß, der durch die Parametrisierung bestimmt wird, bei starker Untersättigung geringer als bei den Beobachtungen. Diese Abhängigkeit ist bei den verwendeten Parametrisierungen nicht berücksichtigt.

Im Indischen Ozean haben Haine und Richards [1995] bei der Betrachtung der Oberflächensättigungen mit einem Deckschichtmodell auch für die Parametrisierung von Wanninkhof die bessere Übereinstimmung mit den Beobachtungsdaten gefunden. Allerdings gab es nur geringfügige Unterschiede zwischen der Parametrisierung von Wanninkhof und Liss & Merlivat.

Bei dem Vergleich der Freoninhalte ist auffällig, daß die modellierten Werte oberhalb der beobachteten Werte liegen. Dieses bedeutet, daß in den Wintermonaten, seit Beginn der Modellrechnung (Dezember 1991), zu viel Freon durch die Parametrisierungen in das Meer eingetragen worden ist. Zwei mögliche Erklärungen gibt es hierfür:

1. Die Windgeschwindigkeiten sind durch die Korrelationsbetrachtung zu hoch bestimmt worden, und somit wird durch eine zu große Transfergeschwindigkeit zu viel Freon in das Meer eingetragen (siehe Kap. 3.1.3, Abb. 3.9). Die Problematik der Bestimmung der Windgeschwindigkeit auf freier Wasseroberfläche ist unter anderem in der Arbeit von Wanninkhof [1992] aufgezeigt worden.
2. Die Labormessungen zur Bestimmung der Transfergeschwindigkeit sind nicht auf alle Gebiete übertragbar. In diesem Fall bedeutet es, daß bei hohen Windgeschwindigkeiten zu viel Freon durch zu große Transfergeschwindigkei-

ten in das Meer eingetragen wird. Bei der Ermittlung der Abhängigkeit der Transfergeschwindigkeit von der Windgeschwindigkeit sind bei Liss & Merlivat nur Windgeschwindigkeiten bis 14 m/s eingegangen. Auch von Wanninkhof sind keine Untersuchungen bei Starkwindperioden verwendet worden.

Sowohl die Testrechnung mit halber Windgeschwindigkeit für den Gaseintrag (siehe Kap. 3.1.3), als auch die Betrachtung des Gasflusses bei verschiedenen Windgeschwindigkeitsansätzen von Haine und Richards [1995] haben gezeigt, daß der parametrisierte Gaseintrag durch die Verwendung verschieden aufgelöster Datensätze für die Windgeschwindigkeit stark beeinflusst wird.

Für die Oberflächenwerte ist eine detaillierte Betrachtung durchgeführt worden. Es ist ein deutlicher Jahresgang in der Oberflächenkonzentration und -sättigung mit signifikanten Unterschieden zwischen den Wintermonaten und den Sommermonaten zu erkennen. Ein Jahresgang in der Oberflächenkonzentration ist auch mit dem vereinfachten Gasaustauschansatz im CME-Modell in einem Konvektiongebiet des Nordatlantiks (zentrale Labradorsee) von Döscher [1994] und Redler [1997] simuliert worden.

Für die Parametrisierung von Liss & Merlivat liegt die Untersättigung Ende Februar zur Zeit der tiefreichenden Konvektion bei 40 % mit einer Konzentration von 0.7 pmol/kg . Bei Haine und Richards [1995], die die jahreszeitliche Abhängigkeit der Freonsättigung mit einem eindimensionalen Deckschichtmodell untersucht haben, betrug die Untersättigung in den Wintermonaten nur ca. 87%. Es wurde eine konstante Windgeschwindigkeit verwendet, und es gab keine tiefreichende Konvektion (Deckschichttiefe etwa 300 m).

Ende August ist in dem hier verwendeten Deckschichtmodell mit der Parametrisierung von Liss & Merlivat dagegen eine Übersättigung von 120% bestimmt worden. Eine ähnliche Übersättigung ergab sich bei Haine und Richards [1995] mit 115% für die Parametrisierung mit Blaseneintrag.

Der entscheidende beeinflussende Faktor für den Gasaustausch ist die hohe Windgeschwindigkeit in den Wintermonaten und die daraus folgenden Deckschichtvertiefung. In den Sommermonaten dominiert dagegen der Einfluß der Oberflächentemperatur den Gasaustausch.

Auch bei der Betrachtung des F11/F12-Verhältnisses ist ein Jahresgang zu erkennen. Der Unterschied in den F11/F12-Sättigungsverhältnissen zwischen

den Winter- und Sommermonaten beträgt für die Parametrisierung von Liss & Merlivat 4.2 %.

Zur Überprüfung der Modellrechnungen stehen nur sehr wenige Daten zur Verfügung, so daß der Jahresgang nur schlecht abgetastet ist. Besonders für die Freonparametrisierung gibt es nur Messungen innerhalb einer Zeitspanne von 14 Tagen.

Zudem ist für die Bestimmung des F11/F12-Verhältnisses das Startprofil für F11 aus den Sättigungswerten des F12-Profiles bestimmt worden, da keine anderen Daten zur Verfügung standen.

Die Diffusionsprozesse und die advektiven Einflüsse sind durch das verwendete eindimensionale Modell vernachlässigt worden. Das heißt, daß das Salzgehaltsmaximum durch das LIW (Levantisches Zwischenwasser) und das Freonminimum durch horizontale Austauschprozesse nicht wiederhergestellt werden können. Deshalb werden in den Sommermonaten auch keine Aussagen über die vertikale Struktur gemacht, sondern nur die Oberflächenschicht betrachtet.

Ausblick

Eine weitere Anwendung des Deckschichtmodells wäre durch die leichte Übertragbarkeit auf andere Gase, wie z.B. O₂, CO₂ möglich. Zusätzlich kann das Deckschichtmodell auch in anderen Gebieten, in denen die vertikale Struktur durch eindimensionale Prozesse bestimmt ist (z.B. zentrales Arabisches Meer), angewendet werden.

Interessant wäre sicherlich eine Rechnung über einen längeren Zeitraum, um die Variabilität innerhalb eines größeren Zeitraumes zu bestimmen.

Mit Hilfe eines dreidimensionalen Modells kann die Advektion berücksichtigt werden. Dieses würde zu einer Verbesserung der Ergebnisse führen.

Es sollten an der Parametrisierung des Gasaustausches noch weitere Studien betrieben werden, damit die einzelnen beeinflussenden Faktoren durch Sensitivitätsstudien überprüft bzw. verbessert werden können. Auch hierzu wären Messungen über einen längeren Zeitraum (z.B. ein Jahr) notwendig.

A. Tabellen

Konstanten	F11	F12
a_1	4039.8	3713.2
a_2	264.70	243.30
a_3	8.2552	7.5879
a_4	0.10359	0.095215

Tabelle A.1.: Konstanten zur Berechnung der Schmidtzahl für die Freone F11 und F12 nach Gleichung (2.37)

Konstanten	F11	F12
a_1	-232.0411	-220.2120
a_2	322.5546	301.8695
a_3	120.4956	114.8533
a_4	-1.39165	-1.39165
b_1	-0.146531	-0.147718
b_2	0.093621	0.093175
b_3	-0.0160693	-0.0157340

Tabelle A.2.: Konstanten zur Berechnung einer gesättigten Lösung für die Freone F11 und F12 nach Gleichung (2.44)

A. Tabellen

Station	Datum	Position	Freon	CTD
2	10. 12. 91	42° 00'N 5° 02'O		*
3	12. 12. 91	42° 00'N 4° 57'O	*	
9	13. 12. 91	41° 57'N 4° 10'O	*	
17	16. 12. 91	42° 47'N 6° 05'O	*	
20	16. 12. 91	42° 13'N 6° 05'O	*	
22	17. 12. 91	41° 45'N 6° 05'O	*	
25	17. 12. 91	41° 00'N 6° 05'O	*	
27	18. 12. 91	41° 15'N 5° 00'O	*	
29	19. 12. 91	42° 01'N 5° 02'O	*	

Tabelle A.3.: Ausgewählte Stationen der Valdivia-Reise V118 (8. Dezember - 19. Dezember 1991) zur Initialisierung des Modells; Stationskarte: Abb. 2.8

Station	Datum	Uhrzeit	Position	Freon	CTD
8	20. 02. 92	17 : 19	42° 00'N 4° 57'O	*	*
16	22. 02. 92	08 : 55	42° 00'N 4° 56'O	*	*
30	24. 02. 92	19 : 18	42° 00'N 5° 20'O	*	*
41	26. 02. 92	19 : 18	42° 10'N 5° 10'O	*	*
50	29. 02. 92	04 : 25	41° 59'N 5° 02'O	*	*
51	29. 02. 92	09 : 53	41° 45'N 5° 00'O	*	*
64	02. 03. 92	18 : 00	42° 10'N 5° 00'O	*	*
75	04. 03. 92	17 : 27	42° 15'N 5° 00'O	*	*
95	08. 03. 92	03 : 06	42° 24'N 4° 31'O	*	*

Tabelle A.4.: Freonstationen mit Konvektionsereignissen der Poseidon Reise P189 (18. Februar - 9. April 1992); Stationskarte: Abb. 2.9

A. Tabellen

Station	Datum	Position	Freon	CTD
4	13. 4. 92	42° 00'N 5° 00'O		*
8	24. 4. 92	42° 09'N 5° 07'O		*
13	26. 4. 92	42° 00'N 4° 45'O		*
19	26. 4. 92	42° 10'N 4° 40'O		*
20	26. 4. 92	42° 10'N 4° 50'O		*
21	26. 4. 92	42° 20'N 5° 00'O		*

Tabelle A.5.: *Ausgewählte Stationen der Le Suroit-Reise LS004 (11. April - 28. April 1992); Stationskarte: Abb. 2.8*

Station	Datum	Position	Freon	CTD
39	1. 11. 97	41° 44'N 5° 00'O	*	
40	3. 11. 97	42° 48'N 5° 00'O	*	
42	3. 11. 97	42° 10'N 5° 00'O	*	

Tabelle A.6.: *Ausgewählte Stationen der Poseidon-Reise P234 (22. Oktober - 12. November 1997); Stationskarte: Abb. 2.8*

B. Grafiken

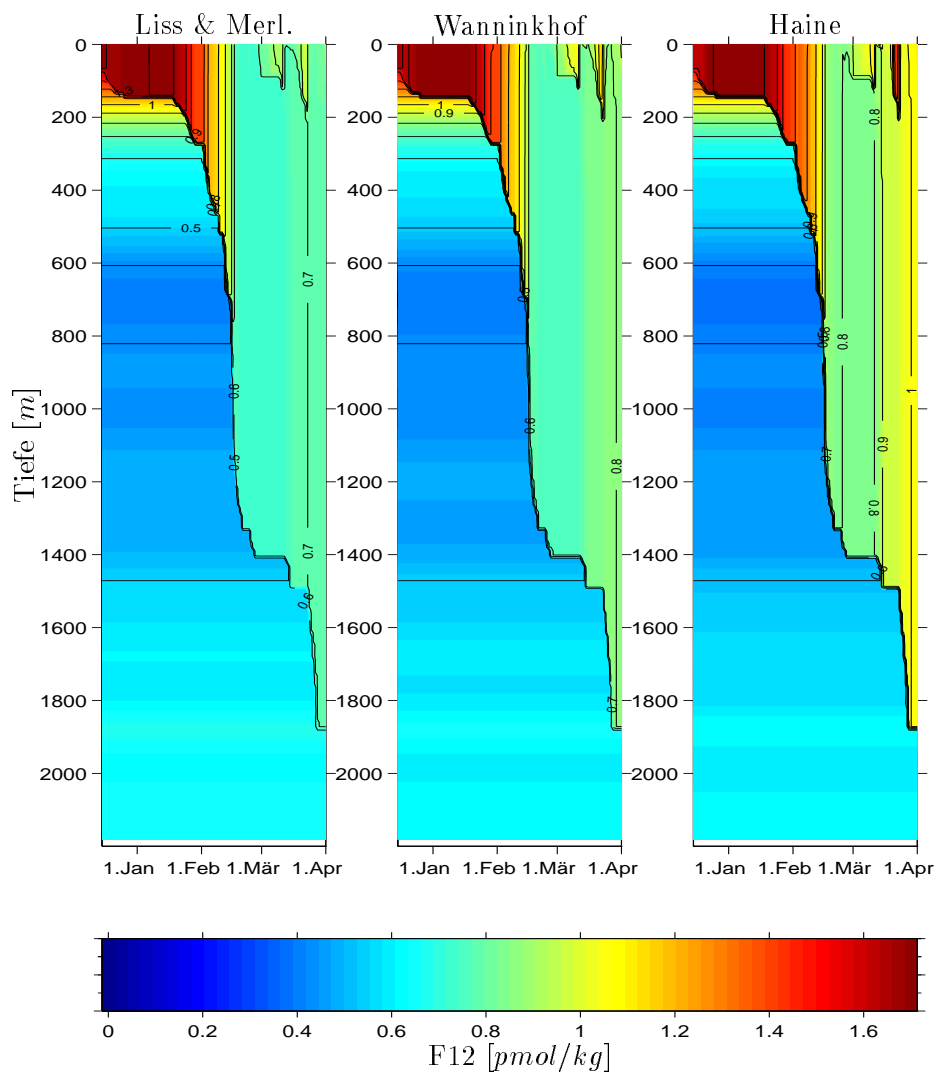


Abbildung B.1.: Freonverteilung in einem Tiefenbereich von 0 bis 2500 m im Zeitraum vom 15. Dezember 1991 bis 1. April 1992

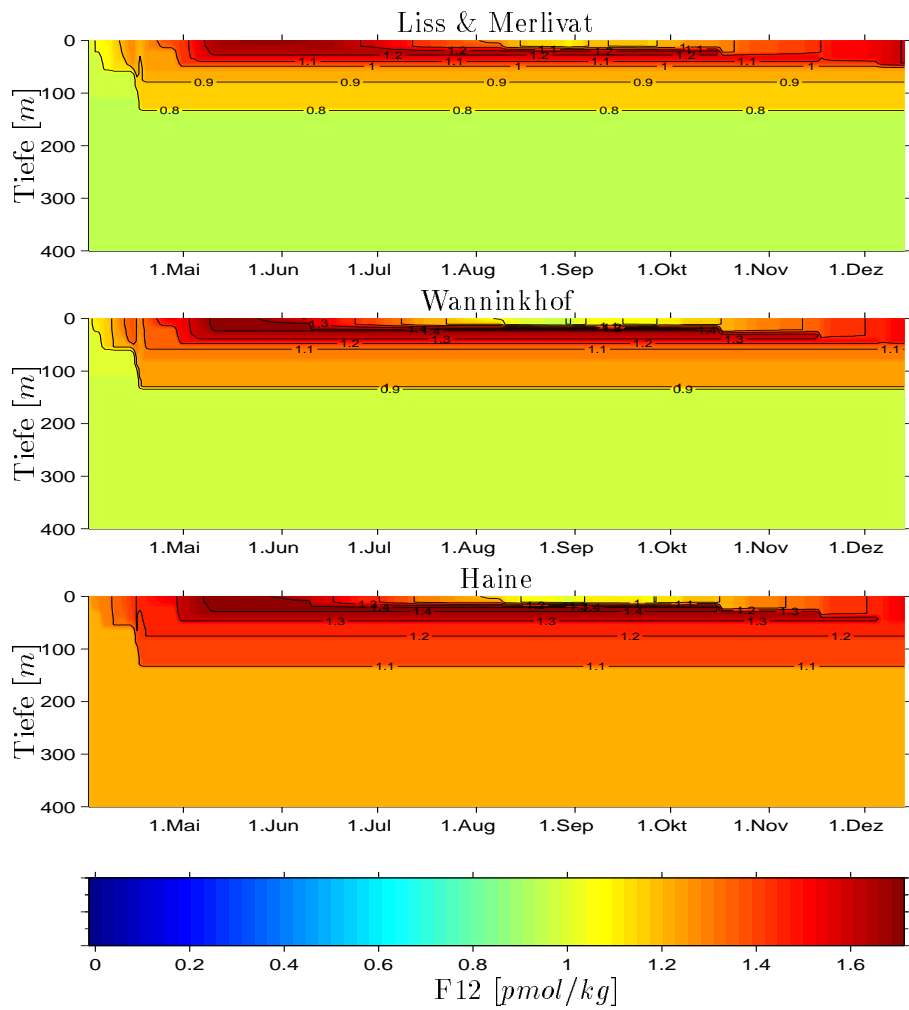


Abbildung B.2.: Freonverteilung in einem Tiefenbereich von 0 bis 400m im Zeitraum vom 1. April bis 15. Dezember 1992

C. Liste der verwendeten Symbole

Symbol	Bezeichnung
a_0	: Koeffizient
$a_1 \dots a_4$: Konstanten
b	: Auftrieb
b'	: Fluktuation des Auftriebes
b_0	: Koeffizient
$b_1 \dots b_3$: Konstanten
B	: Turbulenter Auftriebsfluß
c	: Wolkenbedeckung
c_D	: Drag-Koeffizient
c_R	: Reibungskoeffizient
c_p	: spezifische Wärmekapazität
C_e	: Transferkoeffizient für die latente Wärme
C_h	: Transferkoeffizient für die sensible Wärme
C_l	: Gaskonzentration in der Luft
C_s	: Gaskonzentration in der Meeresoberfläche
C_{sat}	: Gassättigungskonzentration [%]
CO_2	: Kohlenstoffdioxid
dh_1	: Oberflächengrenzschicht
dh_2	: Scherungszone unterhalb der Deckschicht
D	: Diffusionskoeffizient
e_a	: Wasserdampfdruck
f	: Konstante
f_w	: Windmischeffizienz
F	: Konzentrationsfluß
\vec{g}	: Erdbeschleunigung
h	: Deckschichttiefe
H_0	: Windmischtiefskala

C. Liste der verwendeten Symbole

Symbol	Bezeichnung
k	: Transfergeschwindigkeit
L	: Verdunstungswärme
m	: Windmischparameter
m_1	: spez. Windmischparameter
m_2	: spez. Windmischparameter
n	: Konstante
N	: Niederschlag
O_2	: Sauerstoff
p_{gas}	: Druck in der Gasphase
P	: Salzerzeugung durch molekulare Diffusion
q	: $= \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$; TKE
q_l	: spezifische Feuchte der Luft
q_s	: spezifische Feuchte des Wassers
Q	: Gesamtwärme
Q_0	: Einstrahlung am Oberrand der Atmosphäre
Q_b	: langwellige Rückstrahlung
Q_e	: latente Wärme
Q_h	: sensible Wärme
Q_i	: Wärmefluß an der Meeresoberfläche
Q_{net}	: netto Wärmefluß
Q_s	: solare Einstrahlung
R	: Wärmeerzeugung durch molekulare Diffusion
R_1	: Randbedingung an der Meeresoberfläche
R_2	: Randbedingung an der Unterseite der Deckschicht
S	: Salzgehalt
\bar{S}	: mittlerer Salzgehalt
S'	: Fluktuation des mittleren Salzgehaltes
S_0	: Referenzsalzgehalt
Sc	: Schmidtzahl
t	: Zeit
T	: Temperatur
\bar{T}	: mittlere Temperatur
T'	: Fluktuation der Temperatur
T_0	: Referenztemperatur
T_i	: Lufttemperatur

C. Liste der verwendeten Symbole

Symbol	Bezeichnung
T_s	: Wassertemperatur
Tr	: Transmissionsfaktor
\vec{u}	: Geschwindigkeitsvektor mit den Komponenten u, v, w
u	: Horizontalgeschwindigkeit W – O Komponente
u_*	: Reibungsgeschwindigkeit
U	: Windgeschwindigkeit
U_{10}	: Windgeschwindigkeit in 10 m Höhe
v	: Horizontalgeschwindigkeit S – N Komponente
V	: Verdunstung
w	: Vertikalgeschwindigkeit
\bar{w}	: Mittel der Vertikalgeschwindigkeit
w'	: Fluktuation der Vertikalgeschwindigkeit
w_e	: Entrainmentgeschwindigkeit
z	: Tiefe
α	: Ostwaldscher Löslichkeitskoeffizient
α_A	: Albedo
α_T	: thermischer Expansionskoeffizient
β	: haliner Expansionskoeffizient
ϵ	: Meeresoberflächen-Emissionsvermögen
ε	: Dissipation
θ	: potentielle Temperatur
ν	: kinematische Viskosität
ξ	: Sonnenhöhe
ρ	: Dichte
ρ_0	: konst. Dichte
ρ_l	: Dichte der Luft
σ	: Stefan-Boltzmann-Konstante
ψ	: Eigenschaft
$\bar{\psi}$: Mittelwert der Eigenschaft
ψ'	: Fluktuation der Eigenschaft
φ	: Proportionalitätsfaktor
Ω	: Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation
Δ	: Differenz zweier Werte
∇	: Nabla-Operator: $\left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z}\right)$
∇^2	: entspricht Laplace-Operator: $\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)$

D. Akronyme

Abkürzung	Bezeichnung
Abb.	: Abbildung
CFK	: Chlorfluorkohlenstoff bzw. im engl. CFC
CME	: Community Modelling Effort
COADS	: Comprehensive Ocean–Atmosphere Data Set
CTD	: Conductivity-Temperature-Depth
ECD	: Elektroneneinfangdetektor
ECMWF	: European Centre for Medium-Range Weather Forecasts
FCKW	: Fluorchlorkohlenwasserstoffe
FS	: Forschungsschiff
F11	: Trichlorfluormethan CCl_3F
F12	: Dichlordifluormethan CCl_2F_2
$F11_{\text{sat}}$: Sättigungskonzentration von F11
$F12_{\text{sat}}$: Sättigungskonzentration von F12
GC	: Gaschromatographie
GCM	: General Circulation Model
Gl.	: Gleichung
HA	: Freonparametrisierung nach Haine = LM mit Blasen
Kap.	: Kapitel
LIW	: Levantine Intermediate Water (Levantisches Zwischenwasser)
LM	: Freonparametrisierung von Liss & Merlivat
LS04	: Forschungsreise mit dem FS Le Suroit No. 04
WA	: Freonparametrisierung von Wanninkhof
MAW	: Modified Atlantic Water (modifiziertes Atlantikwasser)

D. Akronyme

Abkürzung	Bezeichnung
METEO	: Meteo–France Daten
NMC	: North Mediterranean Current (nördlicher Mittelmeerstrom)
P189	: Forschungsreise mit dem FS Poseidon No. 189
P234	: Forschungsreise mit dem FS Poseidon No. 234
TKE	: Turbulente Kinetische Energie
UV	: ultraviolett
V118	: Forschungsreise mit dem FS Valdivia No. 118
WMDW	: Western Mediterranean Deep Water (Tiefenwasser des westlichen Mittelmeeres)
WOCE	: World Ocean Circulation Experiment

Literaturverzeichnis

- BULLISTER, J. L. UND R. F. WEISS, 1988: Determination of CCl_3F and CCl_2F_2 in seawater and air, *Deep-Sea Res.*, **35** (5), 839–853.
- CUNNOLD, D. M., R. G. PRINN, R. A. RASMUSSEN, P. G. SIMMONDS, F. N. ALYEA, C. A. CARDELINO, A. J. CRAWFORD, P. J. FRASER UND R. D. ROSEN, 1986: Atmospheric Lifetime and Annual Release Estimates for CFCl_3 and CF_2Cl_2 , From 5 Years ALE Data, *J. Geophys. Res.*, **91** (D10), 10,797–10,817.
- CUNNOLD, D. M., R. F. WEISS, R. G. PRINN, D. HARTLEY, P. G. SIMMONDS, P. J. FRASER, B. MILLER, F. N. ALYEA UND L. PORTER, 1997: GAGE/AGAGE measurements indicating reductions in global emissions of CCl_3F and CCl_2F_2 in 1992–1994, *J. Geophys. Res.*, **102** (D1), 1259–1269.
- DOBSON, F. W. UND S. D. SMITH, 1988: Bulk models of solar radiation at sea, *Quart. J. Royal Met. Soc.*, **114**, 165–182.
- DÖSCHER, R., 1994: *Die thermohaline Zirkulation in einem numerischen Modell des Nordatlantischen Ozeans: quasistationäre Zustände und Adaptationsprozesse*, Dissertation, Institut für Meereskunde an der Christian-Albrechts-Universität, Kiel.
- ENGLAND, M. H., V. GARCON UND J.-F. MINSTER, 1994: Chlorofluorocarbon uptake in a world ocean model, 1. Sensitivity to the surface gas forcing, *J. Geophys. Res.*, **99** (C 12), 25,215–25,233.
- EUCKEN, A. UND E. WICKE, 1959: *Grundriss der physikalischen Chemie*, Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig K.-G., Leipzig.
- FALBE, J. UND M. REGITZ, 1989: *Römpf Chemie Lexikon*, Bd. 1, Georg Thieme Verlag Stuttgart.

- FARMER, D. M., C. L. MCNEIL UND B. D. JOHNSON, 1993: Evidence for the importance of bubbles in increasing air–sea gas flux, *Nature*, **361**, 620–623.
- GARWOOD JR, R. W., 1991: Enhancements to Deep Turbulent Entrainment, in *Deep Convection and Deep Water Formation in the Oceans*, Hg. P. C. Chu und J. C. Gascard, Elsevier, S. 197–213.
- GASCARD, J. C., 1978: Mediterranean deep water formation baroclinic instability and oceanic eddies, *Oceanologica Acta*, **1** (3), 315–330.
- GIBSON, J. K., P. KALLBERG, S. UPPALA, A. HERNANDEZ, A. NOMURA UND E. SERRANO, 1997: *ECMWF Re-Analysis*, 1. ERA description, Project Report Series.
- GILL, A. E., 1982: *Atmosphere–Ocean Dynamics*, Bd. 30, Academic Press, Inc, International Geophysics Series.
- GILMAN, C. UND C. GARRETT, 1994: Heat flux parameterizations for the Mediterranean Sea: The role of atmospheric aerosols and constraints from the water budget, *J. Geophys. Res.*, **99** (C3), 5119–5134.
- HAINES, T. W. N. UND K. J. RICHARDS, 1995: The influence of the seasonal mixed layer on oceanic Uptake of CFCs, *J. Geophys. Res.*, **100** (C6), 10,727–10,744.
- HAINES, M. A., M. E. LUTHER UND R. A. FINE, 1997: Model-validated parametrization for air-sea gas transfer in the north Indian Ocean, *Geophys. Res. Lett.*, **24** (21), 2545–2548.
- JÄHNE, B., G. HEINZ UND W. DIETRICH, 1987a: Measurement of the Diffusion Coefficients of Sparingly Soluble Gases in Water, *J. Geophys. Res.*, **92** (C10), 10,767–10,776.
- JÄHNE, B., K. O. MÜNNICH, R. BÖSINGER, A. DUTZI, W. HUBER UND P. LIBNER, 1987b: On the Parameters Influencing Air-Water Gas Exchange, *J. Geophys. Res.*, **92** (C2), 1937–1949.
- KATO, H. UND O. M. PHILLIPS, 1969: On the penetration of a turbulent layer into stratified fluid, *J. Fluid Mech.*, **37** (4), 643–655.
- KRAUS, E. B. UND J. S. TURNER, 1967: A one-dimensional model of the seasonal thermocline, II. The general theory and its consequences, *Tellus*, **19**, 98–105.

- LASCARATOS, A., R. G. WILLIAMS UND E. TRAGO, 1993: A Mixed-Layer Study of the Formation of Levantine Intermediate Water, *J. Geophys. Res.*, **98** (C8), 14,739–14,749.
- LEAMAN, K. D. UND F. A. SCHOTT, 1991: Hydrographic Structure of the Convection Regime in the Gulf of Lions: Winter 1987, *J. Phys. Oceanogr.*, **21**, 575–598.
- LISS, P. S. UND L. MERLIVAT, 1986: Air-Sea Gas Exchange Rates: Introduction and Synthesis, in *The Role of Air-Sea Exchange in Geochemical Cycling*, Hg. P. Buat-Ménard, D. Reidel Publishing Company, Bd. 185, S. 113–127.
- LOUIS, J.-F., 1979: A parametric model of vertical eddy fluxes in the atmosphere, *Boundary-Layer Meteorology*, **17**, 187–202.
- MEDOC-GROUP, 1970: Observation of Formation of Deep Water in the Mediterranean Sea, 1969, *Nature*, **227**, 1037–1040.
- MERLIVAT, L. UND L. MEMERY, 1983: Gas Exchange Across an Air-Water Interface: Experimental Results and Modeling of Bubble Contribution to Transfer, *J. Geophys. Res.*, **88** (C1), 707–724.
- MERTENS, C., 1994: *Winterliche Deckschichtentwicklung und ihre zwischenjährliche Variabilität im nordwestlichen Mittelmeer*, Diplomarbeit, Institut für Meereskunde an der Christian-Albrechts-Universität, Kiel.
- MILLOT, C., 1987: Circulation in the Western Mediterranean Sea, *Oceanologica Acta*, **10** (2), 143–149.
- NIHLER, P. P. UND E. B. KRAUS, 1977: One-dimensional models of the upper ocean, in *Modelling and prediction of the upper layers of the ocean*, Hg. E. B. Kraus, Pergamon Press, S. 143–179.
- RAHMSTORF, S., 1990: *An Oceanic Mixing Model: Application to Global Climate and to the New Zealand West Coast*, Dissertation, Institute of Geophysics Research School of Earth Sciences, Victoria University Wellington, New Zealand.
- REDLER, R.-A., 1997: *Prozeßstudien zur Wassermassenbildung und -ausbreitung in numerischen Modellen des subpolaren Nordatlantik*, Dissertation, Institut für Meereskunde an der Christian-Albrechts-Universität, Kiel.

- RHEIN, M., 1994: *Traceruntersuchungen zur Bildung und Ausbreitung von Tiefenwasser*, Habilitation, Institut für Meereskunde an der Christian-Albrechts-Universität, Kiel.
- RHEIN, M., 1995: Deep water formation in the western Mediterranean, *J. Geophys. Res.*, **100** (C 4), 6943–6959.
- ROETHER, W. UND R. SCHLITZER, 1991: Eastern Mediterranean deep water renewal on the basis of chlorofluoromethane and tritium data, *Dyn. Atmos. Oceans*, **15**, 333–354.
- SCHOTT, F. UND K. D. LEAMAN, 1991: Observations with Moored Acoustic Doppler Current Profilers in the Convection Regime in the Golfe du Lion, *J. Phys. Oceanogr.*, **21**, 558–574.
- SCHOTT, F., M. VISBECK, U. SEND, J. FISCHER, L. STRAMMA UND Y. DESAUBIES, 1996: Observations of Deep Convection in the Gulf of Lions, Northern Mediterranean during the Winter of 1991/92, *J. Phys. Oceanogr.*, **26**, 505–524.
- SEND, U. UND J. MARSHALL, 1995: Integral Effects of Deep Convection, *J. Phys. Oceanogr.*, **25**, 855–872.
- SEND, U., F. SCHOTT, F. GAILLARD UND Y. DESAUBIES, 1995: Observation of a deep convection regime with acoustic tomography, *J. Geophys. Res.*, **100** (C 4), 6927–6941.
- SMITH, S. D., 1988: Coefficient for sea surface wind stress, heat flux and wind profiles as a function of wind speed and temperature, *J. Geophys. Res.*, **93** (C12), 15467–15472.
- VISBECK, M., 1993: *Konvektion im offenen Ozean, Interpretation von Beobachtungen aus der Grönlandsee und dem westlichen Mittelmeer*, Dissertation, Institut für Meereskunde an der Christian-Albrechts-Universität, Kiel.
- WANNINKHOF, R., 1992: Relationship Between Wind Speed and Gas Exchange Over the Ocean, *J. Geophys. Res.*, **97** (C5), 7373–7382.
- WARNER, M. J. UND R. F. WEISS, 1985: Solubilities of chlorofluorocarbons 11 and 12 in water and seawater, *Deep-Sea Res.*, **32** (12), 1485–1497.

WOOLF, D. K. UND S. A. THORPE, 1991: Bubbles and the air-sea exchange of gases in near-saturation conditions, *J. Marine Res.*, **49**, 435–466.

ZHENG, M., W. J. DEBRUYN UND E. S. SALTZMAN, 1998: Measurements of the diffusion coefficients of CFC-11 and CFC-12 in pure water and seawater, *J. Geophys. Res.*, **103** (C1), 1375–1379.

Danksagung

Diese Diplomarbeit entstand in der Abteilung Regionale Ozeanographie des Instituts für Meereskunde an der Universität Kiel.

Ganz herzlich möchte ich mich bei Frau Dr. habil M. Rhein für die zahlreichen, anregenden Diskussionen, die konstruktive Kritik und für die intensive Betreuung dieser Arbeit bedanken.

Neben allen Mitarbeitern der Abteilung danke ich den Studenten meines Semesters und meinen Freunden, die mich mit Rat und Kritik unterstützt haben, vor allem Dagmar Kieke.

Weiterhin bedanke ich mich bei Christian Mertens für die Hilfe bei der Arbeit mit dem Deckschichtmodell.

Danken möchte ich auch meiner Freundin Barbara Kühmstedt sowie meinem Bruder Jens, die mir besonders während der letzten Phase der Arbeit zur Seite standen, und meinen Eltern für die Unterstützung während des gesamten Studiums.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, daß ich diese Diplomarbeit selbständig verfaßt
und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet habe.

Kiel, den 3. August 1998

(Thomas Badewien)