

**Realistische Modellierung der  
tiefreichenden Zirkulation des Mittelmeers  
durch Simulation von Tracerverteilungen**

Dissertation

Reiner Steinfeldt

Universität Bremen  
Institut für Umweltphysik  
Juli 2001

# Abstract

The thermohaline circulation of the Mediterranean is simulated by means of the OGCM (ocean general circulation model) MOMA. Special focus lies on the eastern basin, where simulated concentrations of transient tracers, especially the chlorofluorocarbon CFC-12, is compared with observations. The inner oceanic concentrations of these tracers provide a good means to identify pathways of newly ventilated water in the ocean and therefore allow to assess the model results.

The influence of the climatological surface forcing and different subgrid scale parameterisations for turbulent mixing on the model circulation are examined. The results show the impact of LIW (Levantine Intermediate Water) on the formation of ADW (Adriatic deep water). The inflow of LIW into the Adriatic increases the salinity and density of the ADW. As LIW is formed in the Rhodes Gyre, which is partly driven by the wind, the thermohaline circulation is not only influenced by the prescribed values of sea surface temperature and salinity, but also by the wind field. The Gent-McWilliams parameterisation for subgrid processes leads to a realistic ADW-formation and -spreading south of the Strait of Otranto. A further improvement of the representation of overflow processes in the model results from the implementation of a special bottom boundary layer into MOMA. This can be seen from a decreased ADW-inflow into mid-depths and the ventilation of the deeper parts of the Cretan Sea.

After 1987 the deep circulation in the eastern Mediterranean changed dramatically. The Adriatic was replaced by the Aegean as the main source of deep water. This process is simulated in the model via a decrease of sea surface temperature and an increase of sea surface salinity over the Aegean during winter. Realistic ventilation rates of the deeper parts of the Levantine and Ionian basin can be obtained by adjusting the rate of this extra buoyancy forcing. The resulting transient model circulation is compared with observational data and an explanation for the remarkable increase of salt content in the eastern basin of the Mediterranean is given.

In addition to CFC-12 the calculation of transient tracers in the model is extended to tritium and tritiogenic helium. The observed tritium deficit in the deep waters of the eastern Mediterranean can be explained by a slow input of tritium into the ocean and a storage in intermediate waters.

The concepts of age and age distributions are applied within the model for the old and new circulation state of the Mediterranean. Recently ventilated waters are characterized by young ages close to zero. During the spreading of the water into the ocean interior the ideal age increases, so it gives information on the circulation similar to those derived from transient tracers. The oldest water in the eastern Mediterranean is present in the Levantine basin, where upwelling of the deep water takes place, which reaches close to the surface. The ideal age is compared with concentration and ratio ages obtained from the modelled concentrations of transient tracers. The relation between ideal and tracer derived ages as well as between tracer concentrations and age distribution is shown.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Ozeanographie des Mittelmeeres</b>	<b>7</b>
2.1	Großskalige Zirkulation . . . . .	7
2.2	Wassermassen und Zirkulation im östlichen Mittelmeer . . . . .	8
2.2.1	Oberflächenzirkulation . . . . .	9
2.2.2	Thermohaline Zirkulation . . . . .	10
2.3	Tracermethodik . . . . .	14
2.3.1	Freon-12 als transienter Tracer . . . . .	15
<b>3</b>	<b>Modellbeschreibung</b>	<b>18</b>
3.1	Modellgleichungen . . . . .	18
3.1.1	Modellgitter und Advektionsschema . . . . .	20
3.1.2	Randbedingungen . . . . .	22
3.1.3	Implementierung von Freon-12 . . . . .	24
<b>4</b>	<b>Parametrisierung kleinskaliger Prozesse</b>	<b>28</b>
4.1	Turbulenz im Ozean . . . . .	28
4.2	Vertikale und horizontale Diffusion . . . . .	29
4.3	Gent-McWilliams-Schema . . . . .	31
4.4	Größenabschätzung des kleinskaligen Tracertransports . . . . .	32
4.5	Modellexperimente . . . . .	34
<b>5</b>	<b>Atmosphärischer Antrieb</b>	<b>44</b>
5.1	Klimatologien . . . . .	44
5.1.1	Oberflächentemperatur und -salzgehalt . . . . .	44
5.1.2	Windfelder . . . . .	46
5.2	Modellergebnisse . . . . .	47
5.2.1	Freonverteilungen . . . . .	48
5.2.2	Wassermassenbildung . . . . .	49
<b>6</b>	<b>Bodenschichtmodell</b>	<b>54</b>
6.1	Modellbeschreibung . . . . .	55
6.1.1	Parametrisierung kleinskaliger Prozesse . . . . .	57
6.1.2	Klimatologische Randbedingungen . . . . .	59
6.1.3	Optimierung der Bodenschichtparameter . . . . .	60

6.1.4	Einfluss des Bodenschichtmodells auf die Konvektionsaktivität . . . . .	63
<b>7</b>	<b>Ergebnisse des Standardmodells</b>	<b>65</b>
7.1	Tracerverteilungen . . . . .	65
7.2	Modellzirkulation . . . . .	68
7.2.1	Transport durch die Meeresstraßen . . . . .	68
7.2.2	Atmosphärische Flüsse . . . . .	70
7.2.3	Wassermassenbildung . . . . .	74
7.2.4	Zwischenjährliche Variabilität . . . . .	79
<b>8</b>	<b>Tiefenwasserbildung in der Ägäis</b>	<b>81</b>
8.1	Modellsimulation . . . . .	82
8.1.1	Änderung des atmosphärischen Antriebs . . . . .	82
8.1.2	Quellwassermasseneigenschaften des CSOW . . . . .	84
8.1.3	Änderung der Tracerverteilungen . . . . .	86
8.1.4	Änderung der Zirkulation . . . . .	86
8.1.5	Wassermassenbildung . . . . .	96
8.1.6	Salzbudget des östlichen Mittelmeeres . . . . .	98
<b>9</b>	<b>Tritium und tritiogenes Helium</b>	<b>101</b>
9.1	Randbedingung für Tritium und tritiogenes Helium . . . . .	102
9.2	Ergebnisse . . . . .	103
9.2.1	Wahl der Relaxationszeitkonstanten . . . . .	103
9.2.2	Tritiumdefizit . . . . .	105
9.2.3	Räumliche Verteilung von Tritium und tritiogenem Helium . . . . .	107
<b>10</b>	<b>Alterstracer und Altersverteilung</b>	<b>111</b>
10.1	Einführung . . . . .	111
10.2	Alterstracer im Modell . . . . .	113
10.2.1	Ideales Alter . . . . .	114
10.2.2	Berechnung der Altersverteilung . . . . .	115
10.2.3	Altersverteilung des quasistationären Zirkulationszustandes . . . . .	118
10.2.4	Altersverteilung des transienten Zirkulationszustandes . . . . .	122
10.3	Tracerkonzentrationen aus der Altersverteilung . . . . .	125
10.4	Vergleich verschiedener Alter . . . . .	130
10.4.1	Modellergebnisse . . . . .	132
<b>11</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>136</b>
<b>A</b>	<b>Modellregionen</b>	<b>142</b>
<b>B</b>	<b>Übersicht der verwendeten Modellparameter</b>	<b>143</b>
<b>C</b>	<b>Abweichungen zwischen Modell- und Messergebnissen</b>	<b>145</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>147</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Der Ozean ist ein wichtiger Bestandteil des Ökosystems der Erde. Mehr als 2/3 der Erdoberfläche sind von Wasser bedeckt, und der Beitrag des Ozeans zum Wärmetransport entspricht etwa dem der Atmosphäre [Gill, 1982]. Die physikalische Ozeanographie untersucht die Transport- und Zirkulationsprozesse des Ozeans sowie die Wechselwirkung an der Grenzfläche Ozean–Atmosphäre. In den letzten 100 Jahren hat dieser Zweig der Physik entscheidende Fortschritte erzielt, sowohl im experimentellen als auch im theoretischen Bereich. Es wurden Messgeräte entwickelt, mit denen die relevanten Größen wie z. B. Temperatur, Salzgehalt, Druck und Strömungsgeschwindigkeit bis in große Tiefen gemessen werden können. Auf theoretischer Seite wurden die Kräfte identifiziert, die einen bestimmenden Einfluss auf die Ozeandynamik ausüben und entsprechende Konzepte zur Beschreibung und Berechnung der Zirkulation entwickelt. In den letzten ca. 30 Jahren sind zusammen mit leistungsfähigen Rechnern Computermodelle (OGCM, ocean general circulation model) entstanden, mit denen die Bewegungsgleichungen numerisch gelöst werden können.

Mit Hilfe dieser Modelle wird versucht, die Ozeanzirkulation zu simulieren. Die Ergebnisse dieser Modellrechnungen ermöglichen eine Interpretation von Messungen, ebenso können komplizierte Vorgänge im Detail analysiert und durch Sensitivitätsstudien die für die Ozeanzirkulation relevanten Prozesse ermittelt werden. Möglichst gute Messdaten sind hierfür aus mehreren Gründen nötig: Zur Initialisierung der Modellrechnungen, als Randbedingung an der Grenzfläche Ozean–Atmosphäre sowie zum Vergleich mit den Ergebnissen und damit zur Modellvalidierung. Unter Benutzung der OGCMs werden aber nicht nur Simulationen der gegenwärtigen Ozeanzirkulation durchgeführt, sondern auch Berechnungen zur Paläoozeanographie und zur Vorhersage von Änderungen der thermohalinen (d. h. über die von Temperatur und Salzgehalt abhängige Dichte angetriebenen) Zirkulation aufgrund der erwarteten globalen Erwärmung. Ein Vorhersagesystem auf kürzeren Zeitskalen mit Assimilation der Modellwerte an Messdaten ähnlich der Wettervorhersage ist z. B. das 1998 begonnene *Mediterranean forecasting system pilot project*. Für eine Bewertung der Modellergebnisse ist natürlich eine Validierung und Kenntnis der Defizite der verwendeten Modelle unerlässlich.

Im Rahmen dieser Arbeit wird das auf der Vorgängerversion MOM basierende neue Zirkulationsmodell MOMA zur Simulation der Zirkulation des Mittelmeeres benutzt, wobei der Schwerpunkt auf der thermohalin angetriebenen Tiefenzirkulation des östlichen Beckens des Mittelmeeres liegt. Das europäische Mittelmeer ist ein interessantes Gebiet für ozeanographische Studien. Trotz seiner im Vergleich zu den Weltozeanen geringen Größe finden dort eine

Reihe wesentlicher Prozesse statt. Dazu gehören Tiefenwasserbildung, das Überströmen von Schwellen, Ausbildung mesoskaliger Wirbel sowie jährliche und zwischenjährliche Variabilität. Da das Mittelmeer zudem bis auf die Straße von Gibraltar (Verbindung zum Atlantik) und den Bosphorus (Verbindung zum Schwarzen Meer) abgeschlossen ist, eignet es sich besonders als „Testbecken“ für numerische Ozeanmodelle. Die Mittelmeerzirkulation ist aber auch um ihrer selbst willen ein lohnendes Untersuchungsgebiet. Sie hat sowohl regionale als auch globale Bedeutung. Lokal wird z. B. durch den Wassermassenaufbau die Verfügbarkeit von Nährstoffen und damit die biologische Produktion beeinflusst, der Ausstrom des Mittelmeeres durch die Straße von Gibraltar beeinflusst die Zirkulation des Nordatlantik, die wiederum einen entscheidenden Bestandteil der globalen Ozeanzirkulation bildet [Allgemeine Meereskunde, 1975]. Besondere Aufmerksamkeit hat das (östliche) Mittelmeer in den letzten Jahren auch durch die 1995 festgestellte Änderung seiner Tiefenzirkulation erfahren [Roether *et al.*, 1996]. Gab es bis Ende der 1980er Jahre mit der Adria nur eine Tiefenwasserquelle im östlichen Mittelmeer, wurde 1995 der Bereich unterhalb von 1500 m durch Wasser aus der Ägäis dominiert, das sich durch höhere Werte von Temperatur und Salzgehalt klar von dem Wasser adriatischen Ursprungs unterscheidet. Eine solche drastische Änderung der thermohalinen Zirkulation ist insofern bemerkenswert, als normalerweise davon ausgegangen wird, dass sich die thermohaline Ozeanzirkulation in einem (quasi-)stationären Zustand befindet bzw. Änderungen auf längeren Zeitskalen stattfinden.

In dieser Arbeit werden der alte (1980er) und der neue (1990er) Zirkulationszustand des östlichen Mittelmeeres simuliert. Die Beurteilung der Ergebnisse erfolgt nicht nur über den Vergleich von Temperatur, Salzgehalt und Transportraten mit Messungen, sondern hauptsächlich durch anthropogene Tracer (Spurenstoffe), insbesondere das FCKW Freon-12. Diese Tracer, zu denen auch das radioaktive Wasserstoffisotop Tritium zählt, weisen eine zeitabhängige Konzentration in der Atmosphäre auf, die auf menschlichen Einfluss zurückzuführen ist (deshalb die Bezeichnung anthropogene Tracer). Da außerdem die Ausbreitung im Ozeaninneren mit der Zirkulation erfolgt, eignen sich transiente Tracer besonders zur Untersuchung der Ausbreitung und Bildung von Wassermassen, sowohl in der Realität als auch im Modell [Heinze und Maier-Reimer, 1997].

Die Messwerte, die in dieser Arbeit zum Vergleich mit dem Modell herangezogen werden, stammen größtenteils von Fahrten des Forschungsschiffes Meteor (M5/6 (August–September 1987) und M31/1 (Januar–Februar 1995)). Im Rahmen dieser Forschungsreisen sind umfassende hydrographische und Spurenstoffmessungen (FCKWs, Tritium, Helium) durchgeführt worden. Die Erfassung der Tracerdaten erfolgte durch die Arbeitsgruppe Ozeanographie des Instituts für Umweltphysik der Universität Bremen. Dabei werden FCKW-Konzentrationen mit einem gaschromatographischen Analysesystem entweder direkt an Bord des Forschungsschiffes oder im Bremer Labor bestimmt. Die Messung von Heliumisotopen und Tritium erfolgt massenspektrometrisch ebenfalls in Bremen. Außer diesen Messungen sind für Temperatur und Salzgehalt des alten Zirkulationszustandes auch klimatologische Daten (MED5 [Brasseur, 1995]) betrachtet worden. Diese reichen allerdings nur bis in 2750 m Tiefe, der im Rahmen dieser Arbeit vor allem interessante Tiefenwasserbereich ist also nur unvollständig wiedergegeben. Auch ist der Salzgehalt im tiefen Bereich des Levantinischen Beckens in der MED5-Klimatologie deutlich höher (etwa 0.05) als in den Meteor-Daten. Da zudem die jahreszeitliche Variabilität im Tiefenwasserbereich der beiden großen Becken (Levantisches und Ionisches Becken) des östlichen Mittelmeeres gering ist, werden die Messungen der Meteor-Fahrt M5/6 als charakte-

ristisch zumindest für diese Gebiete angesehen, und der Modellvergleich erfolgt zumeist mit diesen Messdaten. Der neue Zirkulations„zustand“ des Mittelmeeres im Jahr 1995 ist transient, die tiefen Bereiche des Levantinischen und Ionischen Beckens werden nach und nach mit Wasser aus der Ägäis angefüllt. Insofern handelt es sich hier nicht um einen Zustand im engeren Sinn, und ein Vergleich von Modellergebnissen oder auch Einzelmessungen mit klimatologischen Daten ist nicht sinnvoll.

In den letzten Jahren sind im Rahmen des EU-Projektes MAST (Marine Science and Technology) an verschiedenen europäischen Forschungsinstituten Computermodelle zur Simulation der Zirkulation des Mittelmeeres entwickelt und angewendet worden. Um die Modelle und Ergebnisse einer interessierten Öffentlichkeit zur Verfügung zu stellen, werden diese archiviert und über Internet zugänglich gemacht. Dies geschieht unter dem Projekt MEDNET (MEDiterranean model NETworking and archiving program). Vor der Veröffentlichung der Programmcodes sind die Modelle noch um einige Unterprogramme erweitert worden. Aufgabe der Universität Bremen im Rahmen dieses Projektes war es, in das OGCM MOMA Unterprogramme zum Transport in der Bodenschicht (Bodenschichtmodell) und zur Simulation weiterer passiver Tracer (Tritium und tritiogenes Helium-3) zu implementieren. Die Ergebnisse dazu werden in dieser Arbeit vorgestellt.

Kapitel 2 gibt einen Überblick über den Wassermassenaufbau und die Zirkulation des östlichen Mittelmeeres, wie sie sich anhand von Beobachtungen darstellen. Auch die Tracermethodik wird am Beispiel von Freon-12 noch einmal erläutert. Daran schließt sich in Kapitel 3 die Beschreibung des Zirkulationsmodells MOMA und der Grundlagen der Freonsimulation an. Diese Arbeit knüpft thematisch an [Beitzel, 1997] an. Dort ist die thermohaline Zirkulation des Mittelmeeres mit Hilfe des Modells MOM untersucht worden. Ausgehend von den dort verwendeten Modellparametern (klimatologischer Antrieb, Diffusionskonstanten), ist dann versucht worden, die Ergebnisse mit dem neuen Modell MOMA zu reproduzieren und zu verbessern (Kapitel 4 und 5). Dabei sind insbesondere die auf die Tracer wirkenden Diffusionsparameter variiert und das Gent-McWilliams-Schema [Gent und McWilliams, 1989] zur Parametrisierung kleinskaliger Prozesse eingesetzt worden. Außerdem sind für den Windantrieb sowie Oberflächentemperatur und -salzgehalt zwei verschiedene Klimatologien benutzt und die Auswirkungen auf die Zirkulation und Wassermassenbildung untersucht worden.

Nachdem das Modell MOMA in der „Grundversion“ soweit getestet und die Parameter angepasst worden sind, dass die thermohaline Zirkulation des östlichen Mittelmeeres in den wichtigsten Punkten einigermaßen realistisch wiedergegeben wird, ist dann das bereits erwähnte Bodenschichtmodell implementiert worden. Die Ergebnisse und Verbesserungen, die dadurch erzielt werden konnten, sind in Kapitel 6 beschrieben. Mit Hilfe dieses MOMA-„Optimalmodells“ werden dann der alte Zirkulationszustand vor 1987 (Kapitel 7) und die Änderungen in der Zirkulation zwischen 1987 und 1995 (Kapitel 8) untersucht. Dazu werden Oberflächentemperatur und -salzgehalt im Bereich der Ägäis dahingehend gegenüber den klimatologischen Werten geändert, dass sich die Dichte des dort gebildeten Wassers soweit erhöht, dass es im Ionischen und Levantinischen Becken bis zum Boden absinken kann. Beide Zirkulationszustände werden im Hinblick auf Tracerverteilungen, Wassermassenbildungs- und Transportraten sowie atmosphärische Flüsse untersucht. Die erzielten Ergebnisse werden diskutiert und mit Messungen und den Resultaten anderer Modelle verglichen. In Kapitel 9 erfolgt dann die Simulationsrechnung für die zusätzlichen transienten Tracer Tritium und tritiogenes Helium-3. Dabei mussten insbesondere geeignete Parameter für den Tritiumeintrag gefunden werden, was wieder-

um durch den Vergleich von modellierten und gemessenen Tracerkonzentrationen ermöglicht wird. Abschliessend wird noch eine weitere in der Ozeanographie verwendete Größe betrachtet, nämlich das Alter (Kapitel 10). Dieses gibt die Zeit an, die seit dem letzten Kontakt eines Wasserteilchens mit der Atmosphäre verstrichen ist. Da ein Wasserpaket im Ozeaninneren aus vielen einzelnen solcher Wasserteilchen besteht, gibt es kein einheitliches Alter dieses Wasserpakets, sondern ein ganzes Altersspektrum, die sog. Altersverteilung. Im Modell werden sowohl das mittlere (ideale) Alter als auch die Altersverteilung für beide Zirkulationszustände des östlichen Mittelmeeres berechnet. Es wird ein Überblick über verschiedene Möglichkeiten der Altersbestimmung aus Messwerten transienter Tracer gegeben und ein Zusammenhang mit dem idealen Alter und der Altersverteilung hergestellt.

Ziel dieser Arbeit ist es, die thermohaline Zirkulation des östlichen Mittelmeeres mit Hilfe des Modells MOMA realistisch zu simulieren. Die Modellvalidierung erfolgt hauptsächlich durch den Vergleich gemessener und simulierter Konzentrationen von Freon-12. Die dabei auftretenden Diskrepanzen sind teilweise Ausdruck typischer Modelldefizite, z. B. beim Überströmen von Schwellen. Es werden Lösungsansätze zur Verbesserung des Modells vorgestellt und getestet. Die Analyse der Modellergebnisse ermöglicht darüber hinaus Einblicke in wichtige Prozesse innerhalb der thermohalinen Zirkulation, z. B. die Wechselwirkung von Zwischen- und Tiefenwasserbildung.

# Kapitel 2

## Ozeanographie des Mittelmeeres

Das europäische Mittelmeer ist ein fast vollständig von Land umgebenes Nebenmeer. Durch die Straße von Sizilien ist es nochmals in ein westliches und ein östliches Becken unterteilt. Außerdem besitzt das Mittelmeer wiederum eigene Nebenmeere wie Adria und Ägäis, die durch flachere Straßen mit dem Hauptmeer verbunden sind. Wegen dieser Struktur, der Tiefe von bis zu 5000 m und dem Auftreten von Prozesse wie Konvektion, Tiefenwasserbildung und Überströmen von Schwellen kann das Mittelmeer als Ozean im kleinen bezeichnet werden. Abbildung 2.1 gibt einen Überblick über die Lage der wichtigsten Teilbecken und Straßen des Mittelmeeres.

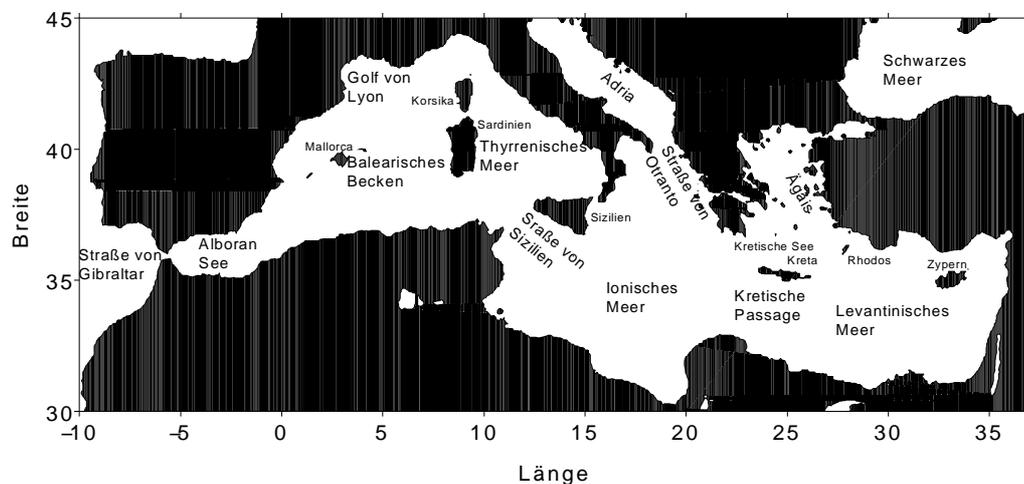


Abbildung 2.1: *Geographie des Mittelmeeres*

### 2.1 Großskalige Zirkulation

Das Mittelmeer ist ein Konzentrationsbecken, d. h. die Verdunstung übersteigt den Frischwassereintrag aus Niederschlag und Flüssen <sup>1</sup>. Dadurch kommt es zu einer Absenkung der Mee-

<sup>1</sup>Die Differenz aus Verdunstung und Niederschlag wird als  $E - P$  bezeichnet,  $E$  für evaporation und  $P$  für precipitation. Da in dem verwendeten Ozeanzirkulationsmodell nicht zwischen Frischwassereintrag aus Niederschlag

resoberfläche und einer Dichtezunahme des Wassers im Mittelmeer. Dies hat an der Straße von Gibraltar einen oberflächennahen Einstrom von Atlantikwasser und einen darunter liegenden Ausstrom von Mittelmeerwasser zur Folge. Für das Schwarze Meer, ein Nebenmeer im humiden Klima, ist es genau umgekehrt: Dort liegt der Meeresspiegel über dem des Mittelmeeres, es gibt deshalb oberflächlichen Ausstrom durch den Bosphorus ins Mittelmeer, der Einstrom von Mittelmeerwasser ins Schwarze Meer erfolgt darunter [Allgemeine Meereskunde, 1975]. Das Mittelmeer ist nochmals in das westliche und das östliche Becken unterteilt, die durch die Straße von Sizilien verbunden sind. Da auch im östlichen Teil des Mittelmeeres ein Verdunstungsüberschuss besteht, erfolgt der Austausch durch die Straße von Sizilien in derselben Weise wie an der Straße von Gibraltar, also Einstrom in das östliche Becken an der Oberfläche und Ausstrom im unteren Teil der Straße. Als Richtwert für die Größe des Ein- und Ausstrom an beiden Straßen kann man einen Wert von  $1 \text{ Sv}^2$  annehmen. Dabei muss der Einstrom allerdings geringfügig größer sein, um den Volumenverlust infolge des Verdunstungsüberschusses auszugleichen. Bei einer Rate von  $E - P$  von  $1 \text{ m/Jahr}$ , ein durchaus realistischer Wert, bedeutet dies, dass an der Straße von Gibraltar ein Nettoeinstrom von etwa  $0.07 \text{ Sv}$  erfolgt. (Dem Modell liegt allerdings Volumenerhaltung zugrunde, so dass hier Ein- und Ausstromraten immer gleich groß sind.) Die mittlere Erneuerungszeit des gesamten Mittelmeeres beträgt bei einer Austauschrate von  $1 \text{ Sv}$  etwa 100 Jahre, für das östliche Mittelmeer allein 65 Jahre. Der Wasserkreislauf im Mittelmeer zwischen oberflächennahem Einstrom und Ausstrom in Tiefen zwischen etwa 200 und 400 m wird im östlichen Mittelmeer im Levantinischen Becken geschlossen. Dort erreicht das aus dem Atlantik einströmende Oberflächenwasser infolge des fortwährenden Verdunstungsüberschusses seinen maximalen Salzgehalt. Bei Abkühlung der Meeresoberfläche im Winter ist die Dichte dieses Wassers so groß, dass es in größere Tiefen bis etwa 500 m absinken kann. Das dabei entstandene sog. Levantinische Zwischenwasser (LIW) bildet den Hauptbestandteil des Ausstroms aus den Straßen von Sizilien und Gibraltar. Über dieses Zwischenwasserbildungsgebiet<sup>3</sup> hinaus befinden sich im Mittelmeer drei potentielle Bildungsgebiete von Tiefenwasser, nämlich der Golf von Lyon, die Adria und die Ägäis. Das dort durch Konvektion erzeugte Wasser kann teilweise bis zum Boden der tiefen Becken absinken. Wegen der niedrigen Schwellentiefen an den Verbindungsstraßen von maximal 400 m kann dieses Wasser das Mittelmeer nicht direkt verlassen, sondern muss vorher in mittlere Tiefenhorizonte (den LIW-Bereich) aufsteigen. Bevor die thermohaline Zirkulation des östlichen Mittelmeeres mit Hilfe des Ozeanzirkulationsmodell untersucht wird, sollen Wassermassenaufbau und Zirkulation, wie sie sich aus Messungen ableiten lassen, kurz dargestellt werden.

## 2.2 Wassermassen und Zirkulation im östlichen Mittelmeer

Durch die Straße von Sizilien strömt relativ salzarmes Wasser atlantischen Ursprungs in das östliche Mittelmeer ein. Durch Verdunstung und Abkühlung im Winter bilden sich neue Wassermassen, die sich in Abhängigkeit ihrer Dichte in verschiedenen Tiefenhorizonten einschichten.

und aus Flüssen unterschieden wird, wird im Rahmen dieser Arbeit der Beitrag der Flüsse in den Wert von  $P$  mit einbezogen.

<sup>2</sup>Sverdrup (Sv);  $1 \text{ Sv} = 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$

<sup>3</sup>In der Ozeanographie versteht man unter Wassermassenbildung das Absinken von Wasser von der Oberflächenschicht in größere Tiefen. Dabei bleiben Temperatur und Salzgehalt weitgehend erhalten, so dass man von einer einheitlichen Wassermasse sprechen kann.

Dabei hat sich in den Jahren nach 1987 der Wassermassenaufbau infolge der Tiefenwasserbildung in der Ägäis dramatisch geändert, so dass sich teilweise verschiedene Charakteristika für einzelne Wassermassen für die Jahre vor 1987 und nach 1990 ergeben. Die wichtigsten Wassermassen, deren potentielle Temperatur<sup>4</sup> und Salzgehalt in Tabelle 2.1 angeführt werden, sind:

- MAW (Modified Atlantic Water); Wasser atlantischen Ursprungs, das aus dem westlichen Mittelmeer durch die Straße von Sizilien einströmt; da es auf dem Weg durch das westlichen Mittelmeer seine Eigenschaften verändert (insbesondere steigt der Salzgehalt), spricht man von „modifiziertem“ Atlantischen Wasser; salzärmste Wassermasse im östlichen Mittelmeer ( $S < 38.6$ ; Temperatur und Salzgehalt weisen starke jahreszeitliche und räumliche Variationen auf); reicht von der Oberfläche bis in maximal 200 m [Malanotte-Rizzoli *et al.*, 1999]
- LIW (Levantine Intermediate Water); salzhaltigste Wassermasse im gesamten Mittelmeer (bis zu  $S = 39.1$ ); wird im Levantinischen Becken gebildet; vertikale Ausdehnung von etwa 200 bis 500 m [Malanotte-Rizzoli *et al.*, 1999], [Roether *et al.*, 1998]
- CIW (Cretan Intermediate Water); etwas kälter und salzärmer als LIW Bildungsgebiet ist die Ägäis; schichtet sich in 500 bis 1200 m ein; diese Wassermasse wird in dieser Form nur im alten Zirkulationszustand, also etwa bis 1987, gebildet [Schlitzer *et al.*, 1991]
- ADW (Adriatic Deep Water, Adriatisches Tiefenwasser); in der Adria gebildetes Tiefenwasser; strömt durch die Straße von Otranto ins tiefe östliche Becken und wird dort dann auch EMDW genannt [Schlitzer *et al.*, 1991], [Klein *et al.*, 1999]
- EMDW (Eastern Mediterranean Deep Water); bezeichnet entweder nur das Tiefenwasser Adriatischen Ursprungs oder aber das gesamte Tiefenwasser, unabhängig von seinem Bildungsgebiet; nimmt im klassischen Zustand den ganzen Tiefenbereich von etwa 2000 m bis zum Boden ein [Schlitzer *et al.*, 1991]
- CSOW (Cretan Sea Overflow Water); bezeichnet das nach 1987 aus der südlichen Ägäis (Kretische See) durch die Straßen von Antikythera und Kassos ausströmende Tiefenwasser, das bis zum Boden des östlichen Beckens absinkt; wird gelegentlich auch unter dem Begriff EMDW zusammengefasst [Klein *et al.*, 1999]

### 2.2.1 Oberflächenzirkulation

Die Oberflächenzirkulation mit dem Einstrom des MAW durch die Straße von Sizilien und seine weitere Ausbreitung ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Für den Weg des MAW durch das

<sup>4</sup>In der Ozeanographie wird anstelle der in-situ-Temperatur  $T$  oftmals die potentielle Temperatur  $\theta$  verwendet. Dies ist diejenige Temperatur, die das Wasserpaket annähme, wenn es vom Ort der Messung adiabatisch an die Meeresoberfläche gebracht würde. Der Salzgehalt wird in „practical salinity units“ (psu) angegeben (dimensionslos;  $1 \text{ psu} \approx 1 \text{ ‰}$ ). Die Dichte  $\rho(p, T, S)$  ist eine Funktion von Druck  $p$ , Temperatur  $T$  und Salzgehalt  $S$ . Die potentielle Dichte wird anstelle der Temperatur  $T$  mit der potentiellen Temperatur gebildet (also  $\rho(0, \theta, S)$ ). Von der Dichte wird oft noch ein Wert von  $1000 \text{ kg/m}^3$  abgezogen, diese Größe bekommt dann das Symbol  $\sigma$  bzw.  $\sigma_\theta$  für die potentielle Dichte. Die Einheit  $\text{kg/m}^3$  wird bei  $\sigma$ -Werten oft weggelassen.

Wassermasse	$\theta$ [°C]	S [psu]
LIW	14.00–15.69	38.78–39.11
CIW	14.02–14.66	38.847–38.985
ADW	12.57–12.83	38.61–38.62
EMDW	13.29–13.33	38.659–38.662
CSOW	13.80–14.01	38.74–38.85

Tabelle 2.1: *Typische Bereiche von potentieller Temperatur  $\theta$  und Salzgehalt S der wichtigsten Wassermassen des östlichen Mittelmeeres; dabei bezeichnet ADW das Tiefenwasser in der Adria und EMDW das Tiefenwasser Adriatischen Ursprungs im Ionischen und Levantinischen Becken*

Ionische Meer gibt es mehrere Stromzweige: Einen relativ direkten durch das Zentrum des Ionischen Beckens und einen längeren, der zunächst der italienischen Süd- und dann der griechischen Westküste folgt. Der Zustrom von MAW in das Levantinische Becken geschieht aber für beide Stromzweige südlich von Kreta. Dort entsteht der Mid-Mediterranean Jet (MMJ), ein relativ schmales Stromband mit hohen Geschwindigkeiten. Der Hauptteil des MMJ reicht dabei bis nach Zypern. Auffällig sind die zahlreichen mesoskaligen Wirbel im Levantinischen Becken, der bedeutendste unter ihnen ist der Rhodoswirbel. Diese Wirbel werden durch den MMJ gespeist, so dass sich für das einströmende Wasser viele mögliche Routen ergeben: ein Teil gelangt zunächst nach Süden und breitet sich dann der afrikanisch-asiatischen Küste folgend nach Nordosten aus, andere Zweige folgen länger dem MMJ und biegen westlich oder östlich von Zypern nach Norden ab. Nordwestlich von Zypern bildet sich ein weiteres Stromband aus, nämlich der Asia Minor Current (AMC), der nach Südwesten verläuft. Allerdings strömt oberflächennah kaum Wasser aus dem Levantinischen Becken aus, das meiste Wasser aus dem AMC rezirkuliert südöstlich von Kreta. Die Volumenbilanz des Levantinischen Beckens wird durch die Bildung von dichteren Wassermassen (LIW und CIW bzw. CSOW) geschlossen, die in größeren Tiefen durch die Kretische Passage nach Westen ausströmen (s. unten). Infolge der fortlaufenden Verdunstung erreicht das MAW in der Kretischen Passage bereits Salzgehalte von 38.6–38.8 [Malanotte-Rizzoli *et al.*, 1999]. Noch weiter östlich liegt kein MAW im engeren Sinn mehr vor. Durch Erwärmung im Sommer bildet sich im östlichen Mittelmeer warmes, salzreiches Oberflächenwasser, dessen Dichte geringer als die des MAW ist. Diese Wassermassen werden nach ihren Entstehungsgebieten ISW, CSW und LSW genannt (Ionian, Cretan, und Levantine Surface Water) [Malanotte-Rizzoli *et al.*, 1999].

### 2.2.2 Thermohaline Zirkulation

Bis auf das oberflächennah einströmende MAW werden die übrigen in Tabelle 2.1 aufgeführten Wassermassen durch Verdunstung und Abkühlung der Meeresoberfläche im Winter direkt im östlichen Mittelmeer gebildet. Die Ausbreitung dieser Wassermassen, also die thermohaline Zirkulation des östlichen Mittelmeeres, soll hier kurz umrissen werden. Abbildung 2.3 zeigt schematisch die Bildungsgebiete und Hauptausbreitungsrichtungen dieser Wassermassen für den alten Zirkulationszustand, also die Zeit vor 1987, und die danach aufgetretene Transiente.

Unterhalb des Oberflächenwassers befindet sich das LIW in Tiefenbereichen zwischen 200 und 500 m. Das Bildungsgebiet ist das Levantinische Becken, wobei insbesondere das Gebiet

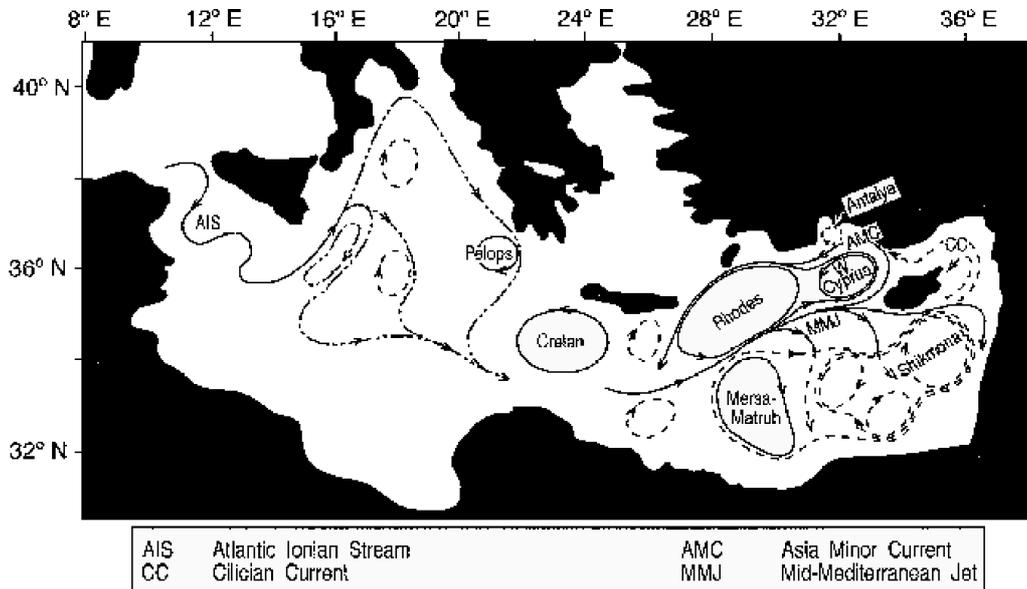


Abbildung 2.2: Oberflächenzirkulation des östlichen Mittelmeeres aus [Malanotte-Rizzoli et al., 1999]; gestrichelte Linien kennzeichnen wiederkehrende, aber nicht kontinuierlich auftretende Strukturen

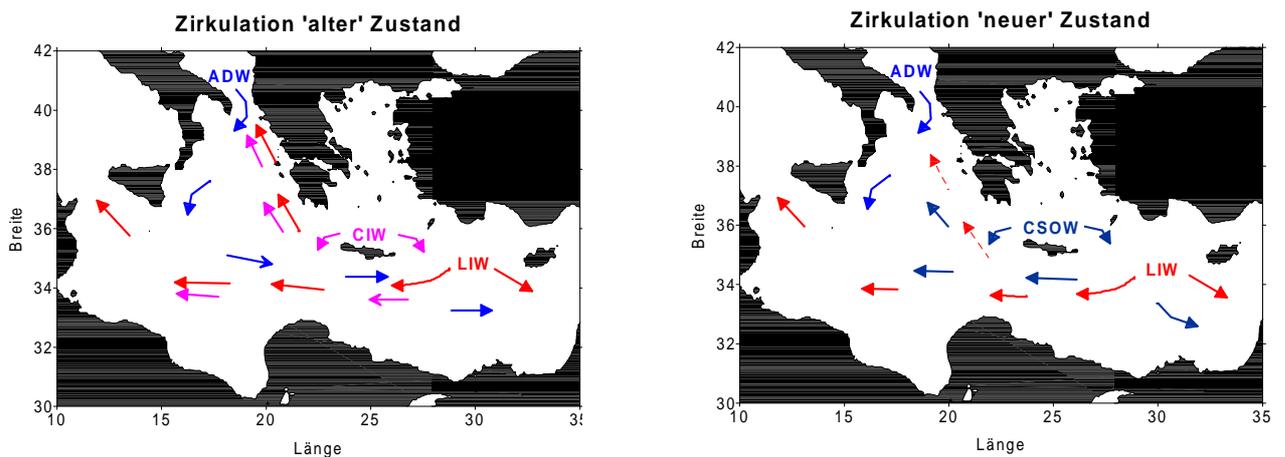


Abbildung 2.3: Bildungsgebiete und Hauptausbreitungswege der wichtigsten Wassermassen im östlichen Mittelmeer; Dichte und Tiefe nehmen von Rot nach Blau zu; links für den alten (1987), rechts für den neuen, transienten Zirkulationszustand (1995)

des Rhodoswirbels genannt wird [Lascaratos *et al.*, 1993], [Roether *et al.*, 1998]. Von dort erfolgt die Ausbreitung in östliche und vor allem westliche Richtung, so dass das LIW bis ins Ionische Becken und schließlich durch die Straße von Sizilien sogar bis ins westliche Mittelmeer gelangt. Im Ionischen Becken gibt es einen weiteren Zweig für die Ausbreitung des LIW, der der griechischen Westküste folgt und bis in die Adria reicht. Dieser Einstrom salzhaltigen Wassers in die Adria spielt eine wichtige Rolle bei der dortigen Bildung von ADW. Ob das LIW beim Übergang vom Levantinischen ins Ionische Becken nur den Bereich südlich von Kreta oder teilweise auch die südliche Ägäis (Kretische See) passiert, ist in der Literatur umstritten ([Roether *et al.*, 1998] sprechen sich aufgrund von FCKW-Messungen für einen LIW-Zweig durch die Kretische See, [Malanotte-Rizzoli *et al.*, 1999] aufgrund von Salzgehaltsschnitten dagegen aus). Direkt unterhalb des LIW schichtet sich das etwas kältere und salzärmere CIW ein, das sich dann parallel mit dem LIW nach Westen ausbreitet. Quellgebiet ist die Kretische See, allerdings findet dort keine tiefe Konvektion von der Oberfläche bis zum Boden statt (wie z. B. in der Adria). Stattdessen strömt aus der nördlichen Ägäis, wo die Temperaturen im Winter stark absinken, dichtes Wasser über eine flache Schwelle in die Kretische See ein und sinkt dort nach unten [Zervakis *et al.*, 2000]. Nach 1987 hat die Temperatur des in der Kretischen See gebildeten Wassers sprunghaft ab-, der Salzgehalt dagegen zugenommen. Aufgrund der damit einhergehenden Dichtezunahme sinkt dieses Wasser, das jetzt CSOW genannt wird, nach Durchströmen der Straßen zu beiden Seiten Kretas bis zum Boden des Ionischen und Levantinischen Beckens ab und breitet sich weiter aus [Klein *et al.*, 1999]. Dabei hat sich auch die Menge des in der Kretischen See gebildeten Wassers deutlich erhöht. Vor 1987 war die Adria die alleinige Tiefenwasserquelle des östlichen Mittelmeeres. Das Adriatische Tiefenwasser strömt über die Straße von Otranto und breitet sich, vorwiegend dem italienischen Kontinentalabhang folgend, nach Süden aus [Roether und Schlitzer, 1991]. Es biegt dann im tiefen Ionische Becken Richtung Osten ab und gelangt durch die Kretische Passage ins Levantinische Becken hinenein. Nach 1987 hat die Bildungsrate von ADW abgenommen, und seine Ausbreitung bleibt auf den Bereich des Ionischen Beckens beschränkt.

Einen Eindruck von der vertikalen Verteilung der eben vorgestellten Wassermassen und den Änderungen im Wassermassenaufbau zwischen 1987 und 1995 vermittelt Abbildung 2.4. In der oberen Reihe ist der Salzgehalt auf einem West–Ost-Schnitt vom Ionischen ins Levantinische Becken dargestellt, links mit Daten der Meteorfahrt aus dem Jahr 1987, rechts aus dem Jahr 1995. Die hohen Salzgehalte in den oberen 500 m von über 38.8 sind für das LIW charakteristisch. Besonders gut zu erkennen ist auch der Ausstrom des CIW aus der Kretischen See anhand des Absinkens der Isohalinen in diesem Bereich (etwa bei Kilometer 1000 im Bild links oben). 8 Jahre später hat der Salzgehalt südlich von Kreta in mittleren Tiefen um 1000 m ab-, im tiefen Bereich dagegen zugenommen. Dies zeigt deutlich den Übergang von der CIW- zur CSOW-Bildung in der Kretischen See. Das CSOW ist aufgrund seines höheren Salzgehaltes klar vom alten EMDW zu unterscheiden. Dieses hat 1987 praktisch den gesamten Bereich unterhalb von 2000 m eingenommen, 1995 ist es dagegen nur noch im Westteil des Ionischen Beckens zu finden. Die Bildungsrate des ADW im alten Zirkulationszustand beträgt 0.3 Sv [Roether und Schlitzer, 1991], die mittlere Produktionsrate von CSOW über den Zeitraum von 1987 bis 1995 dagegen etwa 1 Sv [Roether *et al.*, 1996]. So ist zu erklären, dass das CSOW innerhalb von nur 8 Jahren einen Großteil des tiefen Bereichs im Levantinischen und Ionischen Becken anfüllt und das EMDW verdrängt hat. Dadurch, dass zwischen 1987 und 1995 in der Adria kaum tiefe Konvektion stattgefunden hat, hat dieses Tiefenwasserbildungsgebiet zusätz-

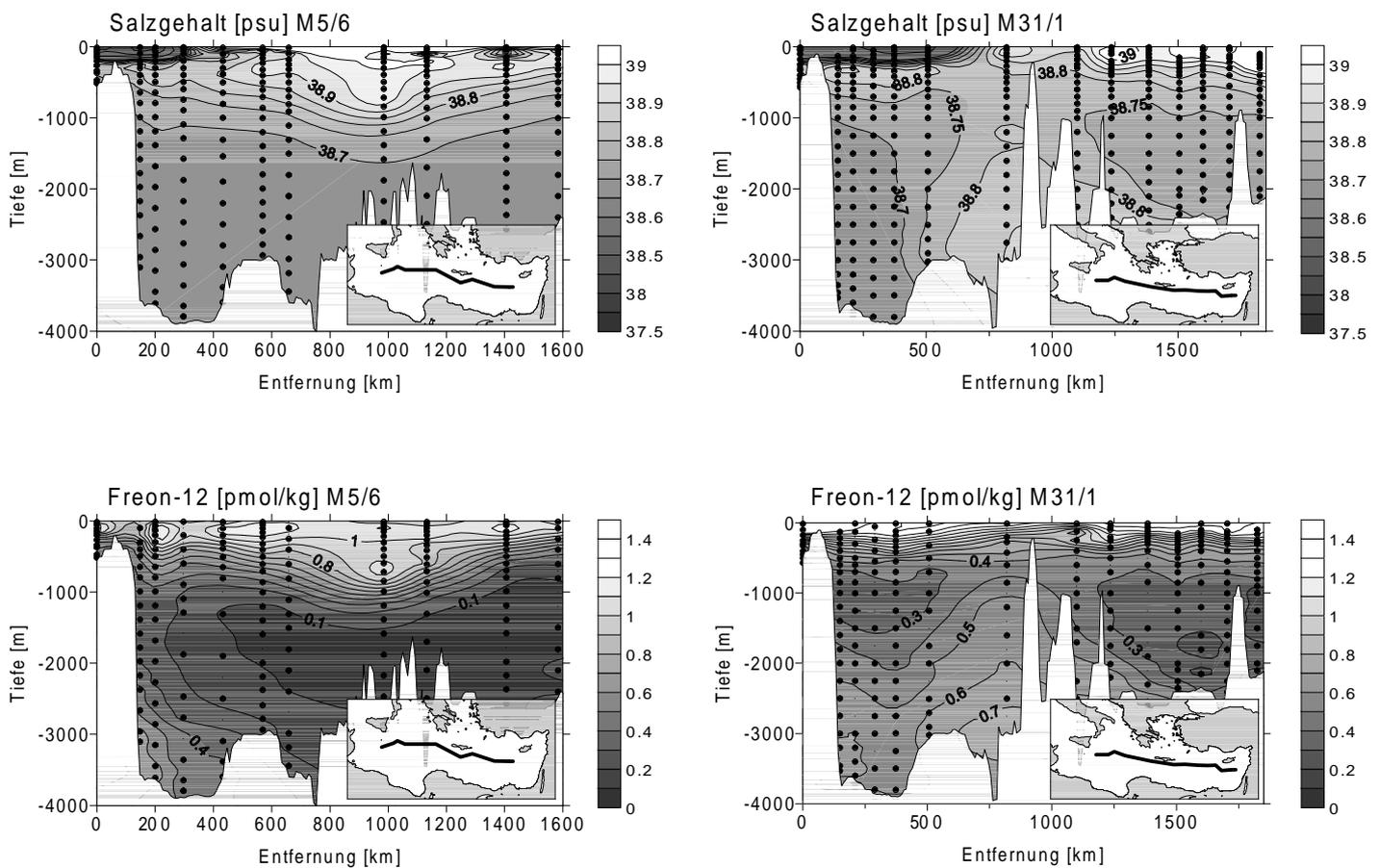


Abbildung 2.4: Salzgehalt und Freon-12-Konzentration auf einem West–Ost-Schnitt vom Ionischen ins Levantinische Becken mit Daten der Meteorfahrten M5/6 (September 1987) und M31/1 (Januar 1995)

lich an Bedeutung verloren. Dies könnte sich in Zukunft aber wieder ändern, da nach 1995 durch den Einstrom salzhaltigen Zwischenwassers aus der Kretischen See der Salzgehalt und damit auch die Dichte des ADW zugenommen hat [Klein *et al.*, 2000]. Auch hat im Bereich der Adria wieder tiefreichende Konvektion stattgefunden. Dieser bis in die Gegenwart reichende Prozess wird in der vorliegenden Arbeit allerdings nicht berücksichtigt. Durch die Modellrechnungen sollen der alte Zirkulationszustand sowie die bis 1995 eingetretenen Änderungen simuliert werden. Es sei an dieser Stelle nur darauf hingewiesen, dass die Änderungen der Zirkulation des östlichen Mittelmeeres, die nach 1987 eingesetzt haben, noch nicht zu einem dauerhaften neuen Zirkulationszustand geführt haben. So gibt es Beobachtungen, nach denen in den letzten Jahren wieder vermehrt tiefe Konvektion in der Adria aufgetreten ist, so dass deren Bedeutung für die Erneuerung des Tiefenwassers im östlichen Mittelmeer wieder zunehmen könnte [Klein *et al.*, 2000].

## 2.3 Tracermethodik

Beim Betrachten des Tiefenwasserbereichs in Abbildung 2.4 stellt sich die Frage, woher erkennbar ist, dass seine Erneuerung durch Adriatisches Wasser erfolgt, das im Westen des Schnitts ins tiefe Ionische Becken einströmt. Dies ist im Bild darunter anhand der Konzentration von Freon-12 klar zu erkennen. Daran wird der Vorteil der Untersuchung der innerozeanischen Verteilung sog. transienter Tracer deutlich. Allgemein versteht man unter „Tracern“ Spurenstoffe, also Stoffe, die in geringer Konzentration im Ozean vorkommen. Diese werden z. B. über Austauschprozesse an der Grenzfläche Ozean-Atmosphäre (Gase, Tritium), den Kontinentalabfluss (Nährstoffe) oder untermeerische Quellen (Helium, Methan) in den Ozean eingetragen. Tracer lassen sich aufgrund des Eintrags in zwei Gruppen unterteilen: in stationäre Tracer mit zeitlich konstantem Eintrag (Nährstoffe, Edelgase, Sauerstoff, im weiteren Sinn kann man auch Salzgehalt und Temperatur zu den stationären Tracern zählen) und in transiente Tracer mit zeitabhängigem Eintrag ( $\text{CO}_2$ , FCKWs, Tritium). Transiente Tracer sind in der Regel anthropogenen Ursprungs, eben weil menschliche Aktivität zur Veränderung der Konzentration (z. B. bei  $\text{CO}_2$ ) oder überhaupt erst zur Erzeugung dieser Stoffe (z. B. FCKWs) geführt hat. Sinkt Wasser von der Oberfläche in größere Tiefen ab (d. h. es findet Wassermassenbildung statt), so ist dieses neu gebildete Wasser außer durch Temperatur und Salzgehalt auch durch seine oberflächlich aufgeprägte Tracerkonzentration charakterisiert. Bei der Ausbreitung von Wassermassen werden die Tracer dann zusammen mit dem Wasserkörper transportiert und vermischt. Bei transienten Spurenstoffen liegen wegen der zeitlichen Änderung des Eintrags in derselben Wassermasse in Abhängigkeit des Bildungsjahres deutlich unterschiedliche Konzentrationen vor. Deshalb lassen sich durch Tracermessungen im Ozean zusätzliche Informationen über die Zirkulation gewinnen. Ist eine Wassermasse sehr homogen bezüglich Temperatur und Salzgehalt, was beim EMDW der Fall ist, können mit Hilfe transienter Tracer auf relativ einfache Art Ausbreitung und Bildungsregion festgestellt werden. Um Tracerdaten nicht nur qualitativ, sondern auch quantitativ auszuwerten, sind allerdings mehrere Voraussetzungen erforderlich:

- Die Tracerkonzentration im Bildungsgebiet der Wassermasse muss bekannt sein. Bei Gasen ergibt sich diese aus dem Lösungsgleichgewicht mit der Atmosphäre (d. h. Atmosphärenkonzentration und Löslichkeitsfunktion müssen bekannt sein), allerdings tritt in Konvektionsgebieten häufig Untersättigung auf, weil in die Deckschicht aufsteigendes,

untersättigtes Wasser nach kurzer Zeit wieder absinkt, ohne das Lösungsgleichgewicht erreicht zu haben.

- Die Tracer müssen stabil bzw. die Abbau- oder Produktionsrate muss bekannt sein. Edelgase und das FCKW Freon-12 erfüllen die erstgenannte Bedingung, bei radioaktiven Nukliden wie Tritium oder  $^{14}\text{C}$  ist die Zerfallsrate bekannt. Gleichzeitig ist Tritium eine Quelle für das Tochternuklid  $^3\text{He}$ . Etwas problematischer sind Nährstoffe und Sauerstoff, deren Konzentration durch biologische Prozesse verändert wird. Hier stellen die Redfield-Verhältnisse einen Zusammenhang zwischen Sauerstoffzehrung und der Nährstofffreisetzung und umgekehrt her, so dass bei gleichzeitiger Messung dieser Größen der Einfluss der Biologie näherungsweise quantifiziert und entsprechend berücksichtigt werden kann.

Transiente Tracer sind auch eine gute Möglichkeit zur Validierung numerischer Zirkulationsmodelle [England und Maier-Reimer, 2001]. So könnte beispielsweise die Salzgehaltsverteilung im Tiefenwasser in Abbildung 2.4 oben links bei passender Wahl der Startwerte auch ohne jegliche Erneuerung des Tiefenwassers vom Modell richtig wiedergegeben werden. Dies ist bei den Freon-12-Konzentrationen in der Darstellung darunter nicht der Fall. Durch Vergleich der modellierten mit den gemessenen Konzentrationen kann leicht eine Aussage darüber getroffen werden, ob die Bildungs- und Ausbreitungswege des Tiefenwassers im Modell realistisch sind.

Die meisten in dieser Arbeit vorgestellten Modellexperimente sind mit dem FCKW Freon-12 als transientem Tracer durchgeführt worden. Auf diesen Spurenstoff soll daher an dieser Stelle näher eingegangen werden.

### 2.3.1 Freon-12 als transienter Tracer

Fluorchlorkohlenwasserstoffe sind in den 1920er Jahren entwickelt worden und haben seit etwa 1950 eine breite industrielle Anwendung gefunden. Sie sind als Lösungs-, Kühl- und Treibmittel sowie zur Herstellung von Schaumstoffen eingesetzt worden. Sie verhalten sich in der unteren Atmosphäre chemisch inert, der Abbau findet in der Stratosphäre durch Photodissoziation statt. Infolgedessen weisen FCKWs eine lange Lebensdauer im Bereich von 50 bis 200 Jahren auf. FCKWs zählen zu den klimarelevanten Gasen, d. h. sie absorbieren die langwellige Abstrahlung der Erdoberfläche. Die schwerwiegendste umweltschädigende Wirkung besteht aber in dem durch FCKWs verursachten Ozonabbau. Das bei der Photodissoziation freigesetzte Chlor dominiert den stratosphärischen Chlorkreislauf, der zum Abbau des stratosphärischen Ozons führt. Seit den 1970er Jahren gibt es daher Bestrebungen, die FCKW-Produktion zu verringern. Diese Initiativen führten schließlich zum Montrealer Protokoll von 1987, bei dem ein Ausstieg aus der FCKW-Produktion beschlossen wurde [Climate System Modelling, 1992]. Wegen ihrer langen Lebensdauer sind FCKWs in der Atmosphäre gut durchmischt, ein geringer Gradient besteht lediglich zwischen Nord- und Südhemisphäre, da der Großteil der FCKW-Emissionen in den nördlichen Industrieländern erfolgt. Abbildung 2.5 zeigt den zeitlichen Verlauf der atmosphärischen Konzentration des FCKWs Freon-12 ( $\text{CCl}_2\text{F}_2$ ) in der nördlichen Hemisphäre [Walker *et. al*, 2000]. Deutlich zu erkennen ist der nahezu exponentielle Anstieg der Konzentration nach Beginn der industriellen Produktion um 1950 und die nach den Produktionsbeschränkungen in den 90er Jahren einsetzende Stagnation der Freon-12-Werte.

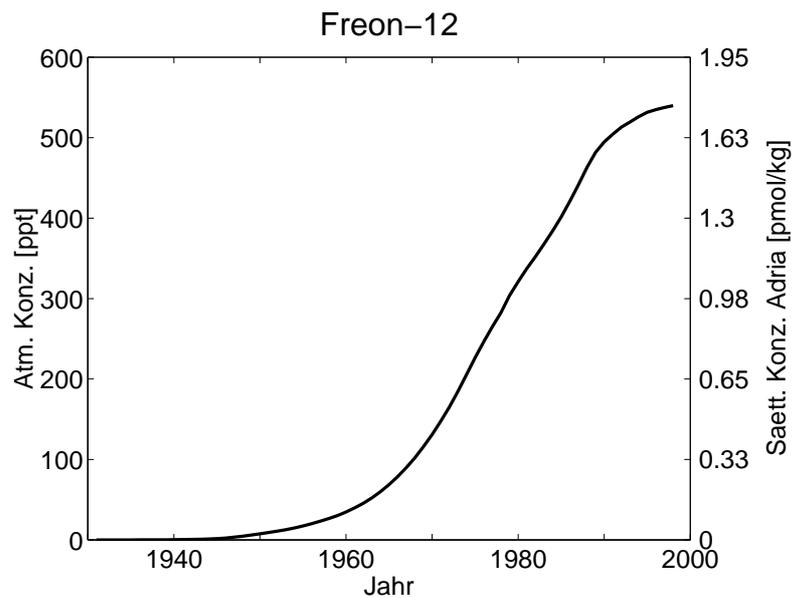


Abbildung 2.5: Zeitlicher Verlauf der atmosphärischen Freon-12 Konzentration in der Nordhemisphäre nach [Walker et. al, 2000] und äquivalente Sättigungskonzentration im Ozean für Temperatur- und Salzgehaltswerte des ADW ( $T = 12.6^{\circ}\text{C}$ ,  $S = 38.6$ )

Der Eintrag von FCKWs in den Ozean geschieht über Gasaustausch an der Grenzfläche Ozean–Atmosphäre. Unter idealen Bedingungen stellt sich dabei ein Lösungsgleichgewicht in der ozeanischen Deckschicht ein. Der Verlauf der atmosphärischen Freonkonzentration wird daher auch als Eintragsfunktion bezeichnet. Die Gleichgewichts- oder Sättigungskonzentration wird als Funktion von Temperatur und Salzgehalt des Oberflächenwassers nach [Warner und Weiss, 1985] bestimmt. Die Werte für das neu gebildete Adriatische Tiefenwasser (Temperatur  $\approx 12.6^{\circ}\text{C}$ , Salzgehalt  $\approx 38.6$  sind auf der rechten Ordinate von Abbildung 2.5 angegeben. Der monotone Anstieg der atmosphärischen Freonkonzentration findet sich auch im Ozean wieder, d. h. Messungen aus neuerer Zeit weisen an derselben Stelle i. A. höhere Werte auf als ältere Messungen. Um diese Messungen dennoch vergleichen zu können, gibt es mehrere Konzepte, eines davon ist das des Konzentrationsalters. Ausgehend von den im Ozean gemessenen Freonwerten bestimmt man die äquivalente Atmosphärenkonzentration (Sättigungskonzentration) und dann anhand der Eintragsfunktion den zugehörigen Zeitpunkt, der als Bildungszeitpunkt der Wasserprobe interpretiert wird. Die zeitliche Differenz zwischen dem so ermittelten Bildungs- und dem Beobachtungszeitpunkt wird dann als Alter (genauer: Freonkonzentrationsalter) bezeichnet. Eine ausführliche Behandlung des Themas „Alter“ erfolgt in Kapitel 10.

Anhand des zeitlichen Verlaufs der atmosphärischen Freon-12-Konzentration lassen sich auch die im unteren Teil von Abbildung 2.4 dargestellten Verteilungen dieses transienten Tracers interpretieren. Hohe Konzentrationen kennzeichnen junges Wasser, wodurch die Erneuerung des Tiefenwassers 1987 von der Adria her und 1995 aus der Kretischen See durch die erhöhten Freon-12-Werte im Ausstrombereich der Bildungsgebiete klar zu erkennen ist. Die Abnahme der Tracerkonzentrationen mit zunehmender Entfernung vom Bildungsgebiet liegt an den niedrigeren Atmosphärenkonzentrationen zum Zeitpunkt der Bildung dieses Wassers.

Aber auch Einmischung von umliegenden, freonarmen Wassermassen trägt zu der beobachteten Abnahme der Freonkonzentration stromabwärts vom Bildungsgebiet bei. Eine Trennung und Quantifizierung dieser Effekte kann nur im Rahmen genauer Analysen durchgeführt werden.

# Kapitel 3

## Modellbeschreibung

Die in dieser Arbeit vorgestellten Modellexperimente sind mit dem Ozeanzirkulationsmodell MOMA durchgeführt worden. Dieses Programm basiert auf dem am GFDL (Geophysical Fluid Dynamics Laboratory) entwickelten Modell MOM (Modular Ocean Model) [Bryan, 1969], [Cox, 1985]. Die Modellgeometrie mit einer horizontalen Auflösung von  $1/4^\circ \times 1/4^\circ$  und 31 vertikalen Schichten, die bis in 4000 m Tiefe reichen, ist an die Topographie des Mittelmeeres angepasst worden [Roussenov *et al.*, 1995]. Das Programm MOMA (das A steht für array und bezieht sich auf die Art der Speicherung der Modellvariablen) unterscheidet sich physikalisch von MOM dadurch, dass die barotrope Geschwindigkeitskomponente nicht mehr durch eine Stromfunktion ermittelt, sondern explizit unter Berücksichtigung der Oberflächenauslenkung berechnet wird [Killworth *et al.*, 1991]. Der eigentliche Programmcode ist hauptsächlich von D. Webb am Southampton Oceanography Centre entwickelt worden [Webb *et al.*, 1997]. Die Mittelmeerversion des MOMA-Modells liegt auch in einer höheren Auflösung ( $1/8^\circ \times 1/8^\circ$  und 41 vertikale Schichten) vor und wird in dieser Version von der Modellierungsgruppe in Edinburgh benutzt [Stratford und Haines, 2000].

### 3.1 Modellgleichungen

Das Modell MOMA basiert auf den sog. primitiven Gleichungen, d. h. die Navier-Stokes-Gleichungen werden nicht exakt gelöst, sondern mit einigen Approximationen. Die gesamten Modellgleichungen lauten:

$$\frac{\partial \vec{u}_h}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \vec{u}_h + \vec{f} \times \vec{u}_h = -\frac{1}{\rho_0} \nabla p - A_h \nabla^4 \vec{u}_h + A_v \frac{\partial^2 \vec{u}_h}{\partial z^2} \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g \quad (3.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0 \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \theta = -K_h \nabla^4 \theta + K_v \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla S = -K_h \nabla^4 S + K_v \frac{\partial^2 S}{\partial z^2} \quad (3.5)$$

$$\rho = \rho(\theta, S, p) \quad (3.6)$$

Die Gleichungen werden in sphärischen Koordinaten  $(\lambda, \phi, z)$  berechnet, d. h. die Erde wird als Kugel betrachtet (sphärische Approximation,  $z$  gibt die Höhe relativ zum mittleren Erdradius (6370 km) an).  $\vec{u}_h$  bezeichnet die Horizontalgeschwindigkeit ( $\vec{u}_h = (u, v, 0)$ ) und  $f = 2\Omega \sin(\phi)$  den Coriolisparameter ( $\vec{f} = (0, 0, f)$ ), die Horizontal- ( $\phi$ -)Komponente von  $\vec{f}$  wird dabei vernachlässigt (traditionelle Approximation)). Die weiteren Größen sind Druck  $p$ , Dichte  $\rho$  ( $\rho_0$  ist die nach der Boussinesq-Approximation konstante Dichte in den horizontalen Impulsgleichungen, die hier mit  $1000 \text{ kg/m}^3$  genähert wird), potentielle Temperatur  $\theta$  und Salzgehalt  $S$ . Die Dichte wird als Funktion der sog. aktiven Tracer Temperatur und Salzgehalt durch eine Polynomapproximation an die UNESCO-Zustandsgleichung [Gill, 1982] bestimmt. Die Erdbeschleunigung  $g$  wird als konstant mit einem Wert von  $9.806 \text{ m/s}^2$  angenommen. In der vertikalen Impulsgleichung wird die hydrostatische Näherung verwendet (Gleichung (3.2)), die Vertikalgeschwindigkeit kann aus Gleichung (3.3), die der anelastischen Approximation entspricht, ermittelt werden.  $A_h$  ist der horizontale und  $A_v$  der vertikale Austauschkoefizient für Impuls,  $K_h$  sowie  $K_v$  sind die analogen Koeffizienten für alle mit der Strömung transportierten Tracer. Der horizontale Austauschterm (näheres hierzu in Kapitel 4) wird in den Impuls- ebenso wie in den Tracergleichungen als biharmonischer Term, also mit der vierten Ableitung im Gegensatz zur zweiten Ableitung in vertikaler Richtung, behandelt. Dies hat zur Folge, dass Gradienten auf kleinen und mittleren Skalen nicht so stark gedämpft werden wie bei Verwendung der zweiten Ableitung [Holland, 1978]. Die Werte der Austauschkoefizienten zu den einzelnen Modellexperimenten sind im Anhang angegeben.

Die Horizontalgeschwindigkeiten können in einen barotropen und einen baroklinen Anteil zerlegt werden, wobei gilt:

$$\vec{u}_h = \vec{u}_{barotrop} + \vec{u}_{baroklin} \quad (3.7)$$

$$\vec{u}_{barotrop} = \frac{1}{H} \int_{-H}^0 dz \vec{u}_h \quad (3.8)$$

$$\int_{-H}^0 dz \vec{u}_{baroklin} = 0 \quad (3.9)$$

Die Integration erfolgt dabei vom Meeresboden bei  $z = -H$  bis  $z = 0$ , wobei die Auslenkung  $\eta$  der freien Oberfläche vernachlässigt wird. Der Druck  $p$  in der Tiefe  $H$  setzt sich zusammen aus dem Anteil, der von der Wassersäule zwischen  $z = H$  und einer festen Höhe  $z = 0$  (entspricht der Obergrenze der obersten Modellbox) herrührt und dem Anteil  $p_s$ , der durch die Auslenkung der Oberfläche  $\eta$  aus der Ruhelage bei  $z = 0$  entsteht. Es gilt also:

$$p = p_s + \int_z^0 dz g \rho, \quad p_s = \rho_0 g \eta, \quad (3.10)$$

Gleichung (3.1) wird nur auf die barokline Geschwindigkeitskomponente angewendet, der barotrope Anteil, also der vertikale Mittelwert, wird am Ende abgezogen und separat berechnet. Dies ist erforderlich, weil die durch schnelle Oberflächenwellen hervorgerufenen Fluktuationen des Oberflächendrucks nur auf die barotrope Geschwindigkeit wirken und diese daher mit einer

wesentlich kürzeren Zeitschrittweite berechnet werden muss als der barokline Anteil <sup>1</sup>. Die Berechnungen der barotropen Geschwindigkeit  $\vec{u}_{barotrop}$  und der Auslenkung der freien Oberfläche  $\eta$  erfolgen nach folgenden Gleichungen [Killworth *et al.*, 1991]:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{u}_{barotrop} = 0 \quad (3.11)$$

$$\frac{\partial \vec{u}_{barotrop}}{\partial t} + \vec{f} \times \vec{u}_{barotrop} = -g \nabla \eta + \vec{X} \quad (3.12)$$

Dabei bezeichnet  $\vec{X}$  das vertikale Mittel über die Antriebsterme der baroklinen Geschwindigkeitsgleichung mit Ausnahme der Corioliskraft, also:

$$\vec{X} = \frac{1}{H} \int_{-H}^0 dz \left[ -\vec{u} \cdot \nabla \vec{u}_h - \frac{1}{\rho_0} \nabla p - A_h \nabla^4 \vec{u}_h + A_v \frac{\partial^2 \vec{u}_h}{\partial z^2} \right] \quad (3.13)$$

### 3.1.1 Modellgitter und Advektionsschema

Die Diskretisierung der physikalischen Größen erfolgt auf einem Gitter mit der o. g. Auflösung von  $1/4^\circ \times 1/4^\circ$  Grad in der Horizontalen und 31 Schichten in der Vertikalen. In x- bzw.  $\lambda$ -Richtung (West–Ost) sind also die tatsächlichen Abstände der Gitterpunkte infolge der Meridiankonvergenz um den Faktor  $\cos(\phi)$  kleiner als in y- bzw.  $\phi$ -Richtung (Süd–Nord), wobei  $\phi$  die geographische Breite bezeichnet. In der Vertikalen nimmt die Dicke der Modellschichten zum Boden hin (also mit abnehmendem  $z$ ) zu, von 10 m an der Oberfläche bis zu 300 m unterhalb von 1000 m Tiefe. Die Modelltopographie ist aus der Arbeit [Beitzel, 1997] übernommen. Die Schwierigkeit bei dem verwendeten  $1/4^\circ \times 1/4^\circ$  Grad Modell besteht darin, dass schmale Durchlässe, die die Tiefenzirkulation beeinflussen, nicht aufgelöst werden können. Dies macht an einzelnen Stellen eine Vertiefung der auf das Modellgitter interpolierten Topographie erforderlich. Hiervon sind die Straße von Otranto und die Kretische Passage betroffen. Die Simulation des Ausstroms von Adriatischem Tiefenwasser in das Ionische und Levantische Becken wird dadurch verbessert.

Der verwendete Gittertyp ist das sog. Arakawa B-Gitter, bei dem die Gitterpunkte für die Horizontalgeschwindigkeit ( $U$ ) um eine halbe Schrittweite in x- und y-Richtung gegenüber den Gitterpunkten für die Tracer ( $T$ ) verschoben sind (s. Abbildung 3.1 links), sie liegen also auf den Eckpunkten der Tracerboxen. Die Gitterpunkte für die Vertikalgeschwindigkeit  $w$  liegen dagegen in x-y-Richtung an derselben Stelle wie die Tracergitterpunkte, dafür sind sie aber in z-Richtung gegenüber den  $U$ - und  $T$ -Punkten versetzt, und zwar so, dass die Punkte des  $U$ - und  $T$ -Gitters genau in der Mitte zwischen zwei  $w$ -Punkten liegen (s. Abbildung 3.1 rechts). Wegen der ungleichmäßigen Abstände der Gitterpunkte in z-Richtung liegt dagegen umgekehrt ein Punkt des  $w$ -Gitters i. Allg. nicht genau in der Mitte zwischen zwei  $T$ -Gitterpunkten. Die Tracerboxen stellen sozusagen das Ozeanwasser dar, d. h. die Küstenlinie stimmt mit dem Rand der Tracerboxen überein, nicht mit dem Rand der Geschwindigkeitsboxen. Dadurch ergibt sich, dass Geschwindigkeitsgitterpunkte direkt auf der Küstenlinie liegen, diesen wird aber die Tiefe null zugeordnet, so dass die Geschwindigkeit am Rand verschwindet (s. auch unter

<sup>1</sup>Bei den hier vorgestellten Rechnungen beträgt die Zeitschrittweite für die barotrope Geschwindigkeit 60 s, für die barokline Komponente dagegen 3600 s.

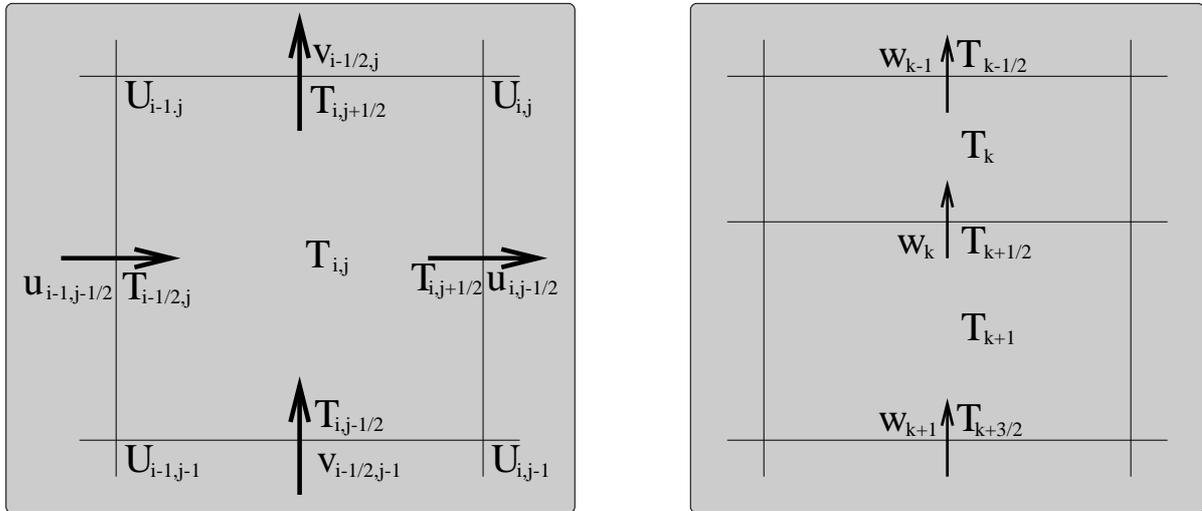


Abbildung 3.1: Modellgitter und Advektion; links in horizontaler, rechts in vertikaler Richtung

Randbedingungen). Zur Berechnung der Advektion wird der Ein- und Ausstrom von Tracern in die  $T$ -Boxen an allen 6 Seiten ermittelt. Dieser wiederum ergibt sich aus der Seitenfläche, multipliziert mit der Geschwindigkeit und der Tracerkonzentration am Seitenmittelpunkt. Die Geschwindigkeitskomponenten und Tracer am Seitenmittelpunkt werden als Mittel der Werte an den beiden nächstliegenden Gitterpunkten berechnet. Dies ist in Abbildung 3.1 skizziert, ein halbzahliger Index bedeutet dabei den Mittelwert, also z. B.  $T_{i\pm 1/2,j} = (T_{i,j} + T_{i\pm 1,j})/2$ . In x- und y-Richtung ist diese Mittelung exakt, nicht dagegen in z-Richtung. Haben die Boxen  $T_k$  und  $T_{k+1}$  unterschiedliche Tiefen, wie in Abbildung 3.1 dargestellt, gilt nämlich  $T_{k+1/2} \neq (T_k + T_{k+1})/2$ , obwohl im Modell dieser Mittelwert für  $T_{k+1/2}$  genommen wird. Dasselbe trifft auch auf die vertikalen Mittelwerte der Horizontalgeschwindigkeiten  $u$  und  $v$  zu. Der Vorteil der oben beschriebenen Art der Mittelung ist, dass ausser  $\int dVT$  auch das Volumenintegral über alle höheren Momente von  $T, u$  und  $v$  bei der Advektion erhalten bleibt [Bryan, 1969], insbesondere also auch der aus  $u^2 + v^2$  resultierende Anteil der kinetischen Energie. Der Fehler, der dadurch entsteht, dass bei der Mittelwertbildung in z-Richtung die ungleichen Abstände der Modellboxen nicht berücksichtigt werden, lässt sich als zweite Ableitung in der gemittelten Größe ausdrücken und hat somit die Form einer vertikalen Diffusion, die ebenfalls proportional zur zweiten Ableitung ist. Diese „künstliche“ vertikale Diffusion ist an den Stellen, wo die Dicke der Modellboxen sprunghaft zunimmt, besonders groß. Um diesen Effekt zu minimieren, nimmt in der hier nicht verwendeten, höher auflösenden MOMA-Version mit 41 Tiefenschichten die Dicke der Schichten mit der Tiefe relativ gleichmäßig zu.

### Besondere Modellroutinen für Advektion und Diffusion von Tracern

Zur Parametrisierung kleinskaliger Prozesse in den Transportgleichungen von Tracern kann in dem Ozeanmodell MOMA wahlweise das Gent-McWilliams-Schema [Gent und McWilliams, 1989], [Gent *et al.*, 1995] benutzt werden (s. auch Kapitel 4). Eine weitere Ergänzung gegenüber dem alten MOM-Mittelmeermodell stellt das FCT-Schema („flux-corrected-transport“) nach [Thuburn, 1996] dar, das auf die Advektion von Tracern angewendet wird. Dadurch wird

sichergestellt, dass durch Advektion keine zusätzlichen Extrema in den Tracerkonzentrationen erzeugt werden. Dafür wird zunächst ein Wertebereich für die Menge des Tracereinstroms in die jeweilige Modellbox abgeschätzt, indem die Tracerkonzentrationen in den stromaufwärts gelegenen Modellboxen betrachtet werden. Mit Hilfe der so ermittelten Grenzen für den Tracereinstrom wird schließlich ein Intervall für die Tracerkonzentrationen an allen Ausstromflächen der betrachteten Modellbox festgelegt. Dabei wird berücksichtigt, dass im nächsten Zeitschritt die Tracerkonzentration in der betrachteten Modellbox nicht größer als das Maximum über die Konzentrationen in der Box selbst und den stromaufwärts gelegenen Boxen sein kann und nicht kleiner als das entsprechende Minimum. Liegt die nach dem Standardadvektionsschema ermittelte Tracerkonzentration an einer Ausstromfläche nicht in dem vom Flussbegrenzungsschema ermittelten Intervall, wird sie entsprechend angepasst. Ein deutliches Zeichen dafür, dass das Standardadvektionsschema unphysikalische Extrema erzeugt, sind negative Werte von Freon-12, die ohne Verwendung FCT-Schema im Ozeaninneren an Stellen auftreten, wo die Freonkonzentrationen eigentlich exakt bei null oder geringfügig darüber liegen müssten. Dies ist auf die numerische Dispersion des „leap-frog-Verfahrens“ mit zentralen Differenzen zur Lösung der Advektionsgleichung zurückzuführen, das von vielen Ozeanzirkulationsmodellen, darunter auch die MOM-Versionen, benutzt wird. Zur Darstellung der Konvektion im Modell wird das Konvektionsschema nach Rahmstorf [Rahmstorf, 1993] verwendet. Dabei werden die Tracer über den Bereich der Wassersäule, der instabil geschichtet ist, d. h.  $\partial_z \rho > 0$  gilt, gemischt. Auf die Geschwindigkeiten hat das Konvektionsschema dagegen keinen Einfluss. Konvektion spielt eine wichtige Rolle beim Absinken dichter Wassermassen, so werden z. B. auch das Adriatische Tiefenwasser und das Levantinische Zwischenwasser durch diesen Prozess gebildet. Die Auflösung des Modells mit einer Gitterweite von  $1/4$  Grad in der Horizontalen und die Verwendung der hydrostatischen Näherung in der vertikalen Impulsgleichung verhindert die explizite Darstellung des Konvektionsprozesses. Eine Parametrisierung ist deshalb unerlässlich.

### 3.1.2 Randbedingungen

Das Lösen von Differentialgleichungen in einem endlichen Gebiet erfordert Randbedingungen an dessen Grenzen. Bei der Modellierung der Ozeanzirkulation kommt noch hinzu, dass an der Meeresoberfläche und am Meeresboden besondere Kräfte auftreten wie Windantrieb und Bodenreibung und dass Temperatur und Salzgehalt an der Grenzfläche Ozean-Atmosphäre durch Wärmefluss, Verdunstung und Niederschlag (im Folgenden unter dem Begriff atmosphärische Flüsse zusammengefasst) beeinflusst werden. Die hier verwendeten Randbedingungen gehen im Wesentlichen auf [Roussenov *et al.*, 1995] zurück und werden auch von der Modellierungsgruppe in Edinburgh für die Mittelmeerversionen der Zirkulationsmodelle MOM und MOMA verwendet, so dass die Ergebnisse der von dort stammenden Veröffentlichungen mit den hier präsentierten direkt vergleichbar sind.

#### Atmosphärische Randbedingungen und Bodenreibung

Die Änderung des Impulses durch Windantrieb und Bodenreibung wird in Form eines Spannungsterms  $\vec{\tau}^{wind}$  bzw.  $\vec{\tau}^{bot}$  beschrieben. In der Gleichung für die Horizontalgeschwindigkeit (3.1) wird dieser äußere Antrieb berücksichtigt, indem auf der rechten Seite in der obersten

Modellschicht der Term

$$\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \vec{\tau}^{wind}}{\partial z} \quad (3.14)$$

und in der Schicht oberhalb des Bodens der Term

$$\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \vec{\tau}^{bot}}{\partial z} \quad (3.15)$$

addiert wird. Die Bodenreibung wird als proportional zum Quadrat der Horizontalgeschwindigkeit angenommen:

$$\vec{\tau}^{bot} = \rho_0 c_D^{bot} |\vec{u}_h| \vec{u}_h \quad (3.16)$$

mit dem dimensionslosen „Drag“-Koeffizienten  $c_D^{bot}$ . Dieser beträgt 0.001 in allen Simulationsrechnungen, auf eine Variation dieses Parameters ist im Rahmen dieser Arbeit verzichtet worden. In [Stratford und Haines, 2000] wird gezeigt, dass eine Erhöhung der Bodenreibung einen größeren hangabwärtigen Transport von dichtem Wasser zur Folge hat. Allerdings treten bei Werten von  $c_D^{bot} > 0.01$  Stabilitätsprobleme auf. Diese können allerdings auch ohne Verringerung der Zeitschrittweite (und damit ohne Verlängerung der Rechenzeit) durch eine Parametrisierung der Reibung proportional zur Geschwindigkeit (statt dem Geschwindigkeitsquadrat) vermieden werden.

Die Windschubspannung  $\vec{\tau}^{wind}$  wird in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit  $\vec{U}$  parametrisiert:

$$\vec{\tau}^{wind} = \rho_{air} c_D^{wind} |\vec{U}| \vec{U} \quad (3.17)$$

Dabei wird für die Dichte der Luft  $\rho_{air}$  ein konstanter Wert von  $1.2 \text{ kg/m}^3$  gewählt, der Windschubspannungskoeffizient  $c_D^{wind}$  ist dagegen variabel und hängt u. a. von der Windgeschwindigkeit selbst ab.

Die Prozesse, durch die Temperatur und Salzgehalt an der Grenzfläche Ozean-Atmosphäre beeinflusst werden, können auf zwei Arten in das Modell implementiert werden: Zum einen in Form einer Flussrandbedingung für Verdunstung, Niederschlag und Wärmeaustausch, zum anderen dadurch, dass Temperatur und Salzgehalt in der obersten Modellschicht an vorgegebene (klimatologische) Werte  $\theta^*$  und  $S^*$  angeglichen werden (Newtonsche Relaxationsrandbedingung). Die Flussrandbedingung ist „physikalischer“, allerdings ist die Datenlage für Verdunstung und Niederschlag über dem offenen Ozean oft nicht ausreichend. In den meisten hier zitierten Modellierungsarbeiten über die Mittelmeerzirkulation werden Relaxationsrandbedingungen für Temperatur und Salzgehalt verwendet. Ein technischer Vorteil dieses Typs von Randbedingung besteht darin, dass es einfacher ist, das Modell über einen langen Zeitraum stabil zu halten, so dass der simulierte Zustand nur wenig driftet. Der Zusatzterm für die Relaxationsrandbedingung, der auf der rechten Seite der Gleichungen (3.4) und (3.5) addiert wird, lautet:

$$\alpha_\theta(\theta^* - \theta), \quad \alpha_S(S^* - S) \quad (3.18)$$

$1/\alpha_\theta$  und  $1/\alpha_S$  bezeichnen dabei die Relaxationszeitkonstanten für potentielle Temperatur bzw. Salzgehalt. Da die Einstellung des Gleichgewichts bei der Temperatur auf kürzeren Zeitskalen stattfindet als beim Salzgehalt [Wu und Haines, 1996], sollte  $\alpha_\theta$  deutlich größer als  $\alpha_S$  sein. Die Werte im Modell sind  $\alpha_\theta = 1/2 \text{ h}^{-1}$  und  $\alpha_S = 1/5 \text{ d}^{-1}$ , was einer Relaxationszeit von 2 Stunden für die Temperatur und von 5 Tagen für den Salzgehalt entspricht. Durch den niedrigen Wert

von  $\alpha_S$  wird in den Konvektionsgebieten der Salzgehalt des neu gebildeten Wassers nicht in erster Linie durch den (vorgegebenen) Oberflächensalzgehalt  $S^*$  bestimmt, sondern durch den Salzgehalt der in das Bildungsgebiet advehierten Wassermassen. Dies wird sich insbesondere in der Adria als entscheidend erweisen. Lediglich im Levantinischen Meer östlich von  $23^\circ\text{E}$  wird  $\alpha_S$  auf den Wert von  $1/2$  h erhöht, um die Bildung von salzreichem Levantinischen Zwischenwasser im Modell zu ermöglichen.

Sowohl für den Windantrieb als für die Relaxation von Temperatur und Salzgehalt an der Meeresoberfläche werden Monatsmittelwerte aus verschiedenen Klimatologien benutzt (Windfelder vom NMC (*National Meteorological Center*) und ECMWF (*European Center for Medium-Range Weather Forecast*), Temperatur und Salzgehalt vom NODC (*National Oceanographic Data Center*) und MODB-MED5 (*Mediterranean Oceanographic Data Base*; eine genauere Beschreibung dieser Klimatologien erfolgt in Kapitel 5). Der Wert von Temperatur, Salzgehalt und Windgeschwindigkeit zum aktuellen Modellzeitpunkt wird aus den vorgegebenen monatlichen Mittelwerten durch lineare Interpolation bestimmt. Durch die Benutzung dieser klimatologischen Monatsmittelwerte wird die langfristige, zwischenjährliche Variabilität in den atmosphärischen Antriebsdaten vernachlässigt. Lediglich die jahreszeitlichen Schwankungen werden berücksichtigt. Trotzdem erreicht das Modell keinen Zirkulationszustand, der sich jedes Jahr exakt wiederholt, sondern es gibt längerfristige Trends und Schwankungen.

### Randbedingungen an den seitlichen Grenzen des Modellgebiets

An den seitlichen Begrenzungen des Modellgebiets, d. h. an den entsprechenden Rändern der T-Boxen, wird die „no-slip“-Randbedingung benutzt:  $\vec{u}_h = 0$ . Für die Advektion in  $z$ -Richtung wird die Vertikalgeschwindigkeit am Boden gleich null gesetzt, an der Oberfläche ergibt sie sich aus  $\vec{u}_h$  mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung. Für die advehierten Größen an der Oberfläche ( $z = 0$ ) wird der Wert aus der obersten Modellbox genommen, der eigentlich zu der Tiefe von 5 m gehört. Der diffusive Fluss von Tracern über seitliche Ränder verschwindet, ebenso ihr advektiver Fluss, was aus den Geschwindigkeitsrandbedingungen folgt. In dem kleinen atlantischen Sektor des Modellgebietes werden Temperatur und Salzgehalt an die Levitusklimatologie [Levitus, 1982] angeglichen. Dies geschieht auf dieselbe Weise wie die Relaxation der Oberflächenwerte. Die Konstanten  $\alpha_T$  und  $\alpha_S$  betragen in diesem Fall beide  $1/d$ . Durch diese Angleichung soll der Einstrom von salzärmerem Atlantikwasser in das Mittelmeer ermöglicht werden.

### 3.1.3 Implementierung von Freon-12

Das Zirkulationsmodell MOMA läßt sich problemlos um weitere passive Tracer erweitern. Als erstes erfolgt in dieser Arbeit die Berechnung des FCKWs Freon-12. Die simulierten FCKW-Konzentrationen insbesondere im Tiefenwasser stellen ein wesentliches Hilfsmittel zur Modellvalidierung dar. Zwar läßt sich die Neubildung und Ausbreitung von Tiefenwasser im Modell auch auf andere Weise untersuchen, etwa mit Hilfe von numerischen Alterstracern (s. Kapitel 10). Der Vorteil der Freonsimulation besteht aber in der direkten Vergleichbarkeit mit Messdaten, die nicht erst in Alter, Ausstromraten o. Ä. umgerechnet werden müssen, wodurch zusätzliche Fehler entstehen würden.

Die Berechnung der Freonkonzentrationen erfolgt analog den Gleichungen (3.4) und (3.5)

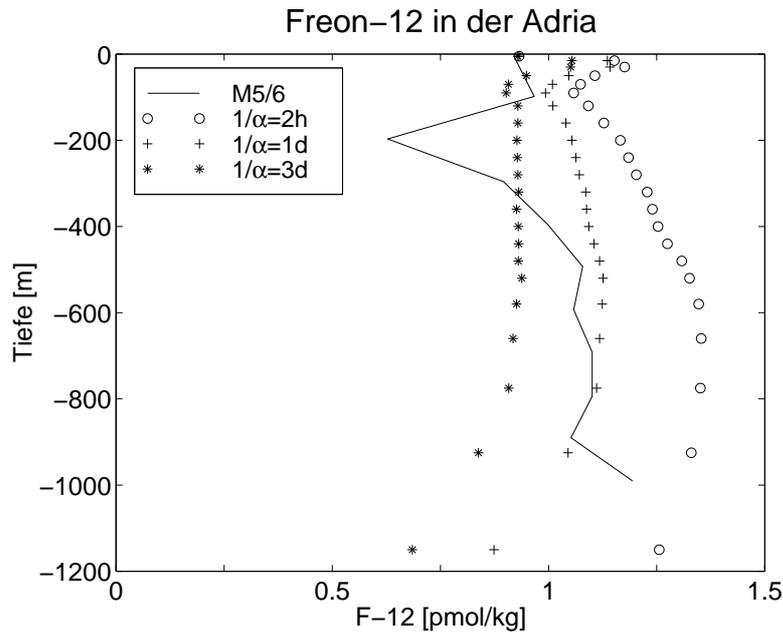


Abbildung 3.2: modellierte Freonkonzentration in der Adria für September 1987 in Abhängigkeit von der Relaxationszeitkonstante  $1/\alpha$ , zum Vergleich die Messwerte der Meteorfahrt M5/6 an Station 766

für Temperatur und Salzgehalt. Auch die atmosphärische Randbedingung wird entsprechend Gleichung (3.18) gewählt, indem die Freonkonzentration in der obersten Modellschicht gegen den Wert  $F_{12}^*$ , der dem Lösungsgleichgewicht mit der atmosphärischen Freon-12-Konzentration entspricht, relaxiert wird. Der entsprechende Term für diese Relaxation in der Transportgleichung für Freon lautet also:

$$\alpha_{F_{12}}(F_{12}^* - F_{12}) \quad (3.19)$$

Das Lösungsgleichgewicht  $F_{12}^* = C_w$  kann aus der Atmosphärenkonzentration  $C_{atm}$  mit Hilfe der Löslichkeitsfunktion  $f$  nach [Warner und Weiss, 1985] ermittelt werden:

$$C_w[\text{pmol}/\text{kg}] = f C_{atm}[\text{ppt}], \quad (3.20)$$

wobei für die Atmosphärenkonzentration Jahresmittelwerte nach [Walker *et. al*, 2000] benutzt werden, zwischen denen der aktuelle Wert linear interpoliert wird. Die meisten in dieser Arbeit vorgestellten Freonsimulationen beginnen im Jahr 1970 mit dem Anfangswert null, der Freon-12-Eintrag aus den Jahren vor 1970 wird also vernachlässigt. Da als Ergebnisse die Freonkonzentrationen aus dem Zeitraum zwischen 1987 und 1995 betrachtet werden, ist der Fehler wegen des starken Anstiegs der atmosphärischen FCKW-Konzentrationen in den siebziger Jahren gering.

Die einzige nicht eindeutig festgelegte Größe bei der Freonrandbedingung ist die Relaxationszeitkonstante  $1/\alpha$ . Es gibt Arbeiten, in denen die Windgeschwindigkeit in 10 m  $U_{10}$  mit der Gastransfargeschwindigkeit  $k_L$  in Beziehung gesetzt wird [Asher und Wanninkhof, 1998]. Der Zusammenhang zwischen dem Gasfluss  $Q_c$ , der Transfargeschwindigkeit  $k_L$  und der Zeitkonstanten  $1/\alpha$  ist dabei folgender:

$$Q_c = \alpha \Delta C \Delta z = k_L \Delta C, \quad (3.21)$$

also

$$1/\alpha = \Delta z/k_L \quad (3.22)$$

Dabei bedeutet  $\Delta C$  die Differenz  $F_{12}^* - F_{12}$  zwischen der atmosphärischen Gleichgewichts- und der tatsächlichen Konzentration im Oberflächenwasser, und  $\Delta z$  bezeichnet die Dicke der obersten Modellschicht (10 m). Eine Möglichkeit der Parametrisierung von  $k_L$  ist [Asher und Wanninkhof, 1998]:

$$k_L = 2.8 \times 10^{-6} \left[ 0.31 U_{10}^2 \left( \frac{Sc}{660} \right)^{-1/2} \right] \quad (3.23)$$

Dabei ist  $Sc$  die Schmidtzahl (Verhältnis von kinematischer Viskosität des Wassers zur Diffusivität des betrachteten Gases in Wasser,  $Sc_{F-12} = 1069$  bei 20°C [Zheng *et al.*, 1998]). Mit einer mittleren Windgeschwindigkeit über dem Mittelmeer im Winter von etwa 7 m/s (nach der von Daten des NMC (National Meteorological Center) von [Roussenov *et al.*] abgeleiteten Windklimatologie) ergibt sich aus den Gleichungen (3.22) und (3.23) für Freon-12 ein Wert von  $1/\alpha_{F-12} \approx 3.5$  d.

Bei den in [England *et al.*, 1994] vorgestellten Modellrechnungen wird für ein globales Ozeanmodell der Einfluss der Gastransfergeschwindigkeit auf den FCKW-Eintrag in den Ozean untersucht. Dabei sind die Unterschiede zwischen einer von der Windgeschwindigkeit nach Gleichung (3.23) abhängigen und einer konstanten Gastransfergeschwindigkeit von 10.6 cm/h (entspricht  $1/\alpha = 3.9$  d, also etwa dem hier berechneten Wert von 3.5 d) gering. In Abbildung 3.2 sind die modellierten Freonkonzentrationen in der südlichen Adria (horizontaler Mittelwert) in Abhängigkeit von der Konstanten  $\alpha$  für September 1987 dargestellt. Zum Vergleich sind die Messwerte der Meteorexpedition M5/6 aus der Adria (Station 766) mit angegeben. Das Freonminimum in den Messdaten bei 200 m Tiefe resultiert aus dem Einstrom von Levantinischem Zwischenwasser und ist im Modell nicht zu finden, unabhängig von der Wahl von  $\alpha$ . In der Oberflächenschicht liegen die Werte aus den drei Modellläufen dicht beieinander, aber darunter ist der erwartete Unterschied erkennbar: Mit abnehmendem  $\alpha$ , gehen auch der Freonfluss und die Freonkonzentrationen im neu gebildeten Tiefenwasser zurück. Während der Konvektionsphase zum Zeitpunkt der Tiefenwasserbildung kommt es nämlich bei kleineren Werten von  $\alpha$  zu einer deutlichen Untersättigung von Freon-12 an der Oberfläche, weil in den Konvektionsprozess auch relativ freonarmes Wasser einbezogen ist. Die beste Übereinstimmung mit den Messwerten zumindest im Bereich des neu gebildeten Tiefenwassers ergibt sich allerdings nicht für  $1/\alpha = 3$  d, was dem oben errechneten Wert von 3.5 d recht nahe kommt, sondern für  $1/\alpha = 1$  d. Mögliche Ursachen für die Unterschätzung der Eintragungsgeschwindigkeit nach Gleichung (3.23) sind:

- Während im Modell die winterliche konvektive Vermischung der Wassersäule von der Oberfläche bis zum Boden fast das ganze Gebiet der zentralen Adria umfasst und etwa einen Monat andauert, findet dieser Prozess in der Realität auf deutlich kleineren Zeit- und Längenskalen statt. Allerdings würde man bei einem kürzeren und somit intensiveren Konvektionsprozess eher eine größere Untersättigung erwarten, die modellierten Freonkonzentrationen müssten demnach zu hoch sein.
- Die verwendete Windgeschwindigkeit ist ein klimatologischer Mittelwert. Zeitweise kann die tatsächliche Windgeschwindigkeit deutlich höher sein, etwa beim Auftreten von Stürmen, die auch Konvektion auslösen können, so dass während der Phase der Wassermas-

senbildung die Gastransfergeschwindigkeit deutlich erhöht ist. Außerdem geht in Gleichung (3.23) das Quadrat der Windgeschwindigkeit ein. Bei Verwendung von mittleren Windgeschwindigkeiten  $\bar{U}$  müsste daher noch  $\bar{U}^2 \leq \overline{U^2}$  berücksichtigt werden.

- Durch Blaseneinschlag kann sich wegen des Überdrucks des Gases in den Blasen eine Übersättigung einstellen (bei Berechnung der Atmosphärenkonzentration müsste nicht der Luftdruck, sondern der Druck in den Gasblasen genommen werden). Ausserdem wird die Gastransfergeschwindigkeit durch Blaseneinschlag erhöht. Vermehrte Blasenbildung tritt bei starkem Wind und damit verbundenem hohem Wellengang auf, also dann, wenn die Gastransfergeschwindigkeit ohnehin hoch ist und infolge der Wetterlage möglicherweise Konvektion ausgelöst wird.

Der sich aus den Modellergebnissen ergebende optimale Wert von  $1/\alpha_{F-12}$  ist immerhin konsistent mit der verwendeten Relaxationszeitkonstanten  $1/\alpha_\theta$  für Temperatur. Der Wärmeaustausch an der Grenzfläche Ozean-Atmosphäre kann nämlich als Näherung (Proxy) für den Gasaustausch angesehen werden, wobei für die Temperatur anstelle der Schmidtzahl die Prandtlzahl (Verhältnis von kinematischer Viskosität zu Wärmeleitfähigkeit) von Meerwasser in Gleichung (3.23) eingesetzt werden muss. Bildet man mit Hilfe dieser Gleichung das Verhältnis der Transfergeschwindigkeiten von Temperatur und Freon-12 ( $Pr$  bei  $20^\circ\text{C} = 6.7$  [Asher und Wanninkhof, 1998],  $Sc_{F-12} = 1069$ , so erhält man einen Wert von etwa 12.6:1, was gut mit dem im Modell benutzten Verhältnis von 12:1 übereinstimmt. Insofern sind die im Modell verwendeten Relaxationszeiten untereinander konsistent.

# Kapitel 4

## Einfluss der Parametrisierung kleinskaliger Prozesse auf Tracerverteilung und Tiefenwasserbildung

### 4.1 Turbulenz im Ozean

Für Vermischungsprozesse im Ozean ist Turbulenz von entscheidender Bedeutung. Setzt man z. B. in die Gleichung für die Tiefe  $D$  der winddurchmischten Schicht (Ekman-Schicht)  $D = \sqrt{2K_v/f}$  für den vertikalen Austauschkoeffizienten  $K_v$ , die kinematische Viskosität  $\nu$  von Wasser ( $\nu = 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ ) ein, so erhält man einen Wert von 10 bis 20 cm, rund 1/100 des tatsächlichen Wertes. Ein Maß für das Auftreten von Turbulenz ist die Reynoldszahl  $Re = ul/\nu$ , in turbulenten Strömungen gilt stets  $Re \gg 1$  (z. B. erfolgt bei der Rohrströmung das Einsetzen von Turbulenz bei Werten von  $Re$  zwischen 1000 bis 2000 [Gerthsen *et al.*, 1982]). Für die großskalige Ozeanzirkulation ergibt sich bei Einsetzen typischer Werte (Geschwindigkeit  $u = 0.1 \text{ m/s}$ , charakteristische Längenskala  $l = 1000 \text{ km}$  und  $\nu = 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ ) eine Reynoldszahl von  $10^{11}$ , also ist die Strömung trotz ihrer geringen Geschwindigkeit turbulent. Der Grund dafür liegt in der betrachteten Längenskala. Auf molekularer Ebene gibt es keine Turbulenz, hier wirken nur molekulare Viskosität bzw. Diffusion. Durch die mit den kleinen Skalen verbundenen hohen Gradienten ergibt sich trotz des niedrigen Wertes von  $\nu$  ein nicht zu vernachlässigender molekularer Fluss. Berücksichtigt man die Bewegung auf diesen kleinen Skalen nicht explizit,<sup>1</sup> so muss man ihre Auswirkungen auf die großskalige Zirkulation parametrisieren. Diese Auswirkungen bestehen in erster Linie in einer Vermischung von Impuls und dem Gehalt an gelösten Stoffen (Tracerkonzentration) benachbarter Wasserpakete (deshalb ist die oben erwähnte Eindringtiefe des Windes infolge Turbulenz erheblich größer als sich aus der Berechnung mit der molekularen Viskosität ergibt). Außerdem findet ein Transfer von kinetischer Energie aus der

---

<sup>1</sup>In Ozeanmodellen für die großräumige Zirkulation ist dies schon deshalb nicht möglich, weil die Auflösung in der Vertikalen mehrere Meter und in der Horizontalen mehrere Kilometer beträgt. Diese Skalen sind auch in die Herleitung der Modellgleichungen eingegangen, z. B. kommt die hydrostatische Näherung gerade durch den Unterschied zwischen Horizontal- und Vertikalskala zustande, der dazu führt, dass die Geschwindigkeitskomponente in  $z$ -Richtung  $w$  in der Gleichung für den Vertikalimpuls vernachlässigt wird. Für eine explizite Berechnung der kleinskaligen Prozesse wäre also neben einem hochauflösenden Modellgitter auch ein anderes Gleichungssystem mit weniger Näherungen erforderlich.

großräumigen Zirkulation zu kleinen Skalen hin statt, wo letztendlich Energiedissipation auftritt, also die kinetische in innere (Wärme-) Energie umgewandelt wird.

In dem MOMA-Modell gibt es in den Tracergleichungen zwei Optionen der Parametrisierung kleinskaliger, turbulenter Prozesse: Zum einen die in grob auflösenden Modellen üblicherweise benutzte Form der Parametrisierung kleinskaliger Prozesse als Diffusion, die auch in den Impulsgleichungen zur Anwendung kommt, zum anderen das Gent-McWilliams Schema. Bevor die Auswirkungen dieser Parametrisierungen auf die Modellergebnisse untersucht werden, soll zunächst eine Herleitung und Beschreibung der verwendeten Schemata gegeben werden.

## 4.2 Vertikale und horizontale Diffusion

Wie oben beschrieben, gibt es im Ozean kleinskalige Prozesse, die bei Betrachtung der großräumigen Zirkulation berücksichtigt werden müssen. Mathematisch läßt sich dies folgendermaßen herleiten: Die Erhaltungsgleichung für eine Größe  $T$  (horizontale Impulskomponente, Tracerkonzentration)

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{u}T) = Q_T \quad (4.1)$$

mit dem Quellterm  $Q_T$  kann räumlich und zeitlich gemittelt werden. Bezeichnet man die gemittelten Anteile mit  $(\bar{u}, \bar{T})$  und die Abweichungen vom Mittelwert mit  $(\vec{u}', T')$ , so ergibt sich unter Berücksichtigung, dass  $\bar{\vec{u}'} = \bar{T}' = 0$ :

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{u}\bar{T}) = \bar{Q}_T - \nabla \cdot (\vec{u}'\bar{T}') \quad (4.2)$$

Dabei können  $\bar{u}$  und  $\bar{T}$  als Größen interpretiert werden, die die großskalige Zirkulation beschreiben (wobei „großskalig“ von dem verwendeten Mittelungsintervall abhängt), bzw. als die auf dem Modellgitter dargestellten Größen.<sup>2</sup> Dagegen können  $\vec{u}'$  und  $T'$  vom Modell nicht mehr aufgelöst werden bzw. sie haben keinen direkten Anteil an der großräumigen Zirkulation, da ihr Mittelwert null ist. Der Term  $\nabla \cdot (\vec{u}'\bar{T}')$  stellt die Divergenz des kleinskaligen, turbulenten Flusses  $\vec{u}'T'$  dar und beschreibt die Wechselwirkung der klein- mit der großskaligen Bewegung. Um also die Erhaltungsgleichung lösen zu können, muss dieser turbulente Fluss durch die vorhandenen (Mess- oder Modell-) Werte von  $\bar{u}$  und  $\bar{T}$  ausgedrückt werden. Im einfachsten Fall geschieht dies durch den sogenannten Austauschansatz, bei dem der Effekt des turbulenten Flusses analog dem Effekt eines molekularen Flusses parametrisiert wird, d. h. man setzt [Gill, 1982]:

$$-\nabla \cdot (\vec{u}'\bar{T}') = K_h \nabla_H^2 \bar{T} + K_v \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial z^2} \quad (4.3)$$

Dabei sind  $K_h$  und  $K_v$  der horizontale und der vertikale Austauschkoeffizient (in der Impulsgleichung werden die entsprechenden Koeffizienten zur besseren Unterscheidung mit  $A_h$  und  $A_v$

<sup>2</sup>Auch die zur Verfügung stehenden Messwerte ozeanographischer Größen müssen in dieser Hinsicht als Mittelwerte interpretiert werden. Denn die aus Wasserschöpfern gewonnenen Daten haben einen mit der Gitterweite eines Ozeanmodells vergleichbaren Abstand. CTD-Profile sind zwar vertikal höher aufgelöst (Größenordnung 1 m), aber auch damit können keine Prozesse auf molekularer Ebene untersucht werden.

bezeichnet). Dieser Ansatz ist insofern plausibel, als er den oben beschriebenen Vermischungseffekt der kleinskaligen Bewegung zur Folge hat. Die Angleichung des Impulses durch Viskosität in einer Scherströmung führt zur Verringerung der kinetischen Energie, somit ist auch der Vorgang der Dissipation kinetischer Energie in diesem Ansatz berücksichtigt. (Diese Energie wird allerdings in der Wärmebilanzgleichung vernachlässigt.) Näherungswerte für  $A_h$  und  $A_v$  bzw.  $K_h$  und  $K_v$  können durch Abschätzen des diffusiven Transports aus Messwerten gewonnen werden. Trotzdem ergibt sich eine große Spannweite: Die im Ozean vorkommenden Werte liegen zwischen 10 und  $10^5$   $\text{m}^2/\text{s}$  für  $A_h$  bzw.  $K_h$  und zwischen  $10^{-5}$  und  $10^{-1}$   $\text{m}^2/\text{s}$  für  $A_v$  bzw.  $K_v$ . Dabei hängt die Größe der Austauschkoefizienten sowohl von äußeren Bedingungen ab, z. B. von der Stabilität der Schichtung in vertikaler Richtung, als auch von der betrachteten Skalenlänge  $l$  (Abstand der Messpunkte oder der Gitterpunkte im Modell). Da  $Re$  proportional zu  $l$  und ein Maß für das Auftreten von Turbulenz ist, spielt turbulenter Austausch also auf größeren Skalen eine wichtigere Rolle. Anders ausgedrückt: Je größer die Skalenlänge, desto weniger kleinskalige Prozesse können direkt dargestellt werden, also ist der Anteil der subskaligen Prozesse, die parametrisiert werden müssen, größer.

In den Mittelmeerversionen der Modelle MOM/MOMA wird der horizontale turbulente Fluss allerdings nicht als einfache Ficksche Diffusion parametrisiert, sondern in biharmonischer Form, d. h. mit der vierten Ableitung in horizontaler Richtung. Der Vorteil gegenüber der harmonischen Form liegt darin, dass Gradienten auf kleinsten Skalen effektiver abgebaut, mittel- und großräumigere Strukturen aber weniger unterdrückt werden. Für die Tracergleichungen ergibt sich somit folgende Form:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{u}T) = Q_T - K_H \nabla_H^4 T + K_V \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (4.4)$$

Die benutzten Werte sind:

$$\begin{aligned} A_h &= 3.0 \times 10^{10} \text{m}^4/\text{s}, & A_v &= 1.5 \times 10^{-4} \text{m}^2/\text{s} \\ K_h &= 1.0 \times 10^{10} \text{m}^4/\text{s}, & K_v &= 3.0 \times 10^{-5} \text{m}^2/\text{s} \end{aligned}$$

Um den biharmonischen Koeffizienten mit einem harmonischen zu vergleichen, kann man durch das Quadrat des horizontalen Gitterabstandes teilen, so dass sich Werte für  $A_h$  von etwa  $50 \text{m}^2/\text{s}$  und von  $K_h$  von etwa  $15 \text{m}^2/\text{s}$  ergeben. Insgesamt liegen die Werte eher am unteren Rand des oben genannten Bereichs. Der Grund dafür ist Folgender: Das Modell kann zwar den Rossby-Deformationsradius, der im Mittelmeer bei etwa 10 km liegt und eine wichtige Längenskala für barokline Wirbel darstellt, nicht mehr auflösen. Die im Mittelmeer ebenfalls vorhandenen größeren, mesoskaligen Wirbel, die teilweise durch Verschmelzen der kleinskaligen Wirbel entstehen, können dagegen aufgelöst werden. Voraussetzung dafür ist aber, dass die auftretenden Dichtegradienten nicht durch hohe Diffusion in kurzer Zeit geglättet werden. Sowohl in der Realität als auch im Modell haben diese mesoskaligen Wirbel eine große Bedeutung für die Ausbreitung von Levantinischem Zwischenwasser (LIW). Dies ist in [Haines und Wu, 1998] ausführlich untersucht worden, wobei eine Verringerung des Wertes der horizontalen Diffusionskonstanten  $K_h$  von 24.0 auf  $1.0 \times 10^{10} \text{m}^4/\text{s}$  eine deutliche Verbesserung der LIW-Verteilung im Modell zur Folge hat.

### 4.3 Gent-McWilliams-Schema

Das Gent-Mc-Williams-Schema [Gent und McWilliams, 1989], [Gent *et al.*, 1995] dient ebenfalls der Parametrisierung kleinskaliger Prozesse im Modell, allerdings nur im Fall des Tracertransports, auf die Impulsgleichungen wird es nicht angewendet. Im Gegensatz zur Diffusionsform liegen diesem Schema aber einige weitergehende Annahmen zugrunde. Bei der Diffusionsparametrisierung wirkt der turbulente Transport zwar auf die passiven Tracer, die Kontinuitätsgleichung bleibt aber weiterhin für die großräumigen Variablen gültig. Bei dem Gent-McWilliams-Schema wird dagegen berücksichtigt, dass sich auch die Dichte  $\rho$  entlang der Stromlinien des großräumigen Geschwindigkeitsfeldes infolge kleinskaliger Prozesse ändert, die Transportgleichung für die Dichte also einen Quellterm  $Q_\rho$ :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \rho = Q_\rho \quad (4.5)$$

Berücksichtigt man dagegen zusätzlich das kleinskalige Geschwindigkeitsfeld  $\vec{u}^*$ , so muss wieder die Kontinuitätsgleichung erfüllt sein:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + (\vec{u} + \vec{u}^*) \cdot \nabla \rho = 0 \quad (4.6)$$

Die sogenannte effektive Transportgeschwindigkeit  $\vec{u} + \vec{u}^*$  wirkt auf alle passiven Tracer  $T$ , so dass gilt:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\vec{u} + \vec{u}^*) \cdot \nabla T = Q_T \quad (4.7)$$

Die zusätzliche Advektionsgeschwindigkeit  $\vec{u}^*$  wird dabei so gewählt, dass einige Erhaltungseigenschaften gelten:

- Die über das Modellgebiet gemittelten Momente von  $\rho$  bleiben erhalten, ebenso das Volumen zwischen zwei Isopyknen
- Der Mittelwert von  $T$  zwischen zwei Isopyknen ist erhalten und höhere Momente von  $T$  nehmen mit der Zeit ab, falls die Verteilung von  $T$  Gradienten längs Isopyknen aufweist

Eine Wahl für  $\vec{u}^* = (u^*, v^*, w^*)$ , die diese Kriterien erfüllt, ist

$$u^* = \frac{\partial}{\partial z} \left( \kappa \frac{\rho_x}{\rho_z} \right), \quad v^* = \frac{\partial}{\partial z} \left( \kappa \frac{\rho_y}{\rho_z} \right), \quad w^* = -\frac{\partial}{\partial x} \left( \kappa \frac{\rho_x}{\rho_z} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left( \kappa \frac{\rho_y}{\rho_z} \right) \quad (4.8)$$

d. h. es gilt:

$$\nabla \cdot \vec{u}^* = 0 \quad (4.9)$$

Der Gent-McWilliams-Parameter  $\kappa$  bestimmt die Größe des zusätzlichen Geschwindigkeitsfeldes  $\vec{u}^*$ . Dieser beträgt bei allen hier vorgestellten Modellexperimenten  $50 \text{ m}^2/\text{s}$ . Wie bei den Diffusionskonstanten ist auch dieser Wert so niedrig gewählt, dass die Bildung mesoskaliger Wirbel nicht unterdrückt wird [Haines und Wu, 1998]. Anhand von Gleichung (4.8) wird deutlich, dass die zusätzliche Advektionsgeschwindigkeit bei barokliner Dichteschichtung von null

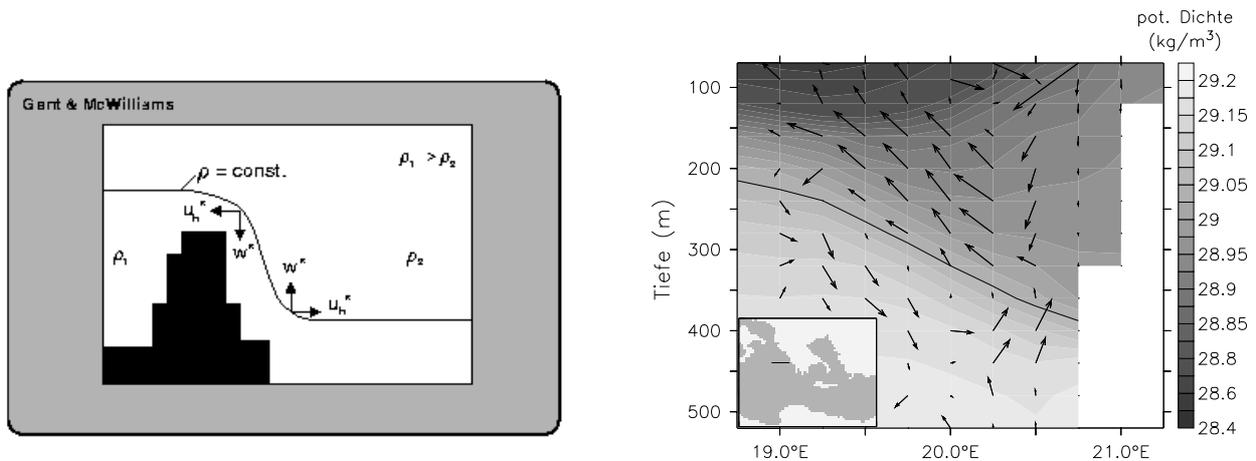


Abbildung 4.1: Geschwindigkeitsfeld  $\vec{u}^*$  nach der Gent-McWilliams-Parametrisierung, links schematisch, rechts in einer konkreten Modellsituation; der Verlauf der hervorgehobenen Isopykne rechts und das Geschwindigkeitsfeld in diesem Bereich stimmen mit der schematischen Darstellung links überein

verschieden ist, also der Parametrisierung barokliner Wirbel dient. Dies ist ein wesentlicher Unterschied des Gent-McWilliams-Schemas zu der Parametrisierung kleinskaliger Prozesse mittels einer räumlich konstanten, nicht von der Dichte oder anderen die Strömung charakterisierenden Variablen (z. B. Geschwindigkeitsscherung) abhängigen Diffusion und somit ein Vorteil dieses Schemas. Außerdem wird durch das Geschwindigkeitsfeld  $\vec{u}^*$  die potentielle Energie minimiert, wobei anfangs gekrümmte Isopyknen im Gleichgewichtszustand schließlich horizontal verlaufen. Abbildung (4.1) zeigt links schematisch die Advektionsgeschwindigkeit nach der Gent-McWilliams-Parametrisierung im Fall gekrümmter Isopyknen. Im linken Bereich dieser Darstellung, wo die eingezeichnete Isopykne hoch liegt, zeigt die Geschwindigkeit nach links unten. Das bedeutet, dass sich auch die Isopykne nach unten bewegt, während sie rechts, wo sie tiefer liegt, nach oben verschoben wird. Insgesamt wird die Isopykne also einen mehr horizontalen Verlauf annehmen. In der rechten Graphik ist eine vergleichbare Situation im Modell dargestellt (s. Karte im Teilbild) mit Jahresmittelwerten für Dichte und Gent-McWilliams-Geschwindigkeit  $\vec{u}^*$ . Geschwindigkeitsfeld und Dichteverteilung aus dem Modell stimmen im Prinzip mit der schematischen Darstellung überein, die theoretisch vorhergesagte Wirkungsweise des Gent-McWilliams-Schemas wird also im Modell realisiert.

## 4.4 Größenabschätzung des kleinskaligen Tracertransports

Nachdem die verschiedenen, in den Modellexperimenten verwendeten Parametrisierungen kleinskaliger Prozesse erläutert worden sind, soll versucht werden, ihre Größenordnung abzuschätzen. Auch die durch die unregelmäßigen Abstände der Gitterboxen in z-Richtung verursachte „künstliche“ vertikale Diffusion wird in diese Betrachtung mit einbezogen. Wie in Kapitel 3 beschrieben, wird die Tracerkonzentration an der Grenzfläche zwischen den Modellboxen  $T_k$  und der darunter liegenden Box  $T_{k+1}$  im Modell als Mittelwert  $(T_k + T_{k+1})/2$  angenommen, obwohl sich diese Grenzfläche nicht genau in der Mitte zwischen diesen beiden Boxen befindet. Benutzt

man diese beiden verschiedenen Mittelwerte  $T_{\text{exakt}}$  und  $T_{\text{mod}} = (T_k + T_{k+1})/2$  bei der Berechnung der vertikalen Ableitung von  $T$  in dem advektiven Terms  $w\partial_z T$  der Transportgleichung und entwickelt die Differenz in einer Taylorreihe, so ergibt sich als Funktion der Schichtdicke  $dz(k)$ :

$$\begin{aligned} w\partial_z T_{\text{exakt}} - w\partial_z T_{\text{mod}} &= w\frac{1}{16dz(k)}(dz(k+1) - dz(k-1))(dz(k+1) + dz(k-1) + 2dz(k))\partial_z^2 T \\ &= wK_{\text{art}}\partial_z^2 T \end{aligned} \quad (4.10)$$

wobei  $dz(k)$  die Dicke der Modellschicht  $k$  bezeichnet. Dieser Term enthält die Ableitung  $\partial_z^2 T$  und hat somit dieselbe Form wie die vertikale Diffusion in Gleichung (4.4), wobei  $wK_{\text{art}}$  die Rolle der Diffusionskonstanten einnimmt. Der Faktor  $K_{\text{art}}$  in Gleichung (4.10) hängt von dem Verhältnis der Dicken dreier übereinander liegender Modellschichten ab, im Fall von äquidistanten Modellboxen ist er null.  $K_{\text{art}}$  nimmt in den oberen 100 m Werte zwischen 0 und 6.3 m an, ist gleich null zwischen 160 und 480 m Tiefe, erreicht dann in 925 m Tiefe das Maximum von 46.875 m und verschwindet wiederum unterhalb von 1450 m, wo die Dicke der Modellschichten konstant 300 m beträgt. Mit einer typischen Vertikalgeschwindigkeit von  $w = 10^{-5}$  m/s ergibt sich also ein Wert der künstlichen vertikalen Diffusion von  $10^{-4}$  m<sup>2</sup>/s, also größer als die explizite Diffusion von  $0.3 \times 10^{-5}$  m<sup>2</sup>/s. Allerdings ist die künstliche Diffusion nicht räumlich konstant, sondern von der Vertikalgeschwindigkeit abhängig.

Bei dem Vergleich des Tracertransports aufgrund der expliziten Diffusion mit dem Gent-McWilliams-Transport kommt die Schwierigkeit hinzu, dass die Form der Terme und auch die Ordnung der Ableitung unterschiedlich ist. Deshalb wird die Größenordnung der Terme als Funktion des Abstandes der Gitterboxen  $\Delta x$  in horizontaler und  $\Delta z$  in vertikaler Richtung sowie der Differenz der Tracerkonzentrationen  $\Delta T$  in zwei benachbarten Boxen geschrieben. Für die Gent-McWilliams-Geschwindigkeit  $\vec{u}^*$  werden aus den Modellläufen ermittelte typische Werte von  $10^{-3}$  m/s in horizontaler und  $10^{-5}$  m/s in vertikaler Richtung benutzt, als Gitterabstände  $\Delta x = 25 \times 10^3$  m und  $\Delta z = 100$  m. Somit ergibt sich für die Größenordnungen der horizontalen und vertikalen Austauschsterme bei Verwendung expliziter Diffusion  $Diff_h$ ,  $Diff_v$  und des Gent-McWilliams-Schemas  $GM_h$ ,  $GM_v$ :

$$Diff_h \frac{\Delta T}{\Delta x} = K_h \frac{\Delta T}{\Delta x^4}, \quad Diff_h = 10^{-3} \text{ m/s} \quad (4.11)$$

$$GM_h \frac{\Delta T}{\Delta x} = u^* \frac{\Delta T}{\Delta x}, \quad GM_h = 10^{-3} \text{ m/s} \quad (4.12)$$

$$Diff_v \frac{\Delta T}{\Delta z} = K_v \frac{\Delta T}{\Delta z^2}, \quad Diff_v = 3 \times 10^{-7} \text{ m/s} \quad (4.13)$$

$$GM_v \frac{\Delta T}{\Delta z} = w^* \frac{\Delta T}{\Delta z}, \quad GM_v = 10^{-5} \text{ m/s} \quad (4.14)$$

In horizontaler Richtung ergibt sich für den kleinskaligen Tracertransport bei Verwendung des Gent-McWilliams-Schema also ein vergleichbarer, in vertikaler Richtung ein deutlich größerer Schätzwert als bei expliziter Diffusion. Dabei ist aber  $\vec{u}^*$  und somit die Größe des Gent-McWilliams-Transports räumlich stark variabel. Ein weiterer Unterschied zwischen den beiden Schemata ergibt sich dadurch, dass bei expliziter Diffusion der Transport immer entgegen dem

Konzentrationsgradienten erfolgt, was bei dem Gent-McWilliams-Transport nicht der Fall sein muss [Gent *et al.*, 1995].

Abschließend soll noch der Einfluss des Flussbegrenzungsschemas abgeschätzt werden. Dabei werden für den Mittelwert der Tracerkonzentration  $T_{i+1/2}$  an der Grenzfläche zwischen den Modellboxen  $T_i$  und  $T_{i+1}$  eine obere und eine untere Grenze festgelegt (s. Kapitel 3). Liegt der Mittelwert  $(T_i + T_{i+1})/2$  des Standardadvektionsschemas außerhalb dieses Intervalls, wird er entsprechend vergrößert oder verkleinert. Angenommen, von dem Flussbegrenzungsschema wird, was theoretische möglich ist, statt  $(T_i + T_{i+1})/2$  der Wert  $T_i$  an der Grenzfläche vorgeschrieben, so dass die Abweichung  $(T_i + T_{i+1})/2 - T_i = (T_{i+1} - T_i)/2 = \Delta T/2$  beträgt. Dann ergibt sich als Größenordnung  $Diff_h^{lim}$  und  $Diff_v^{lim}$  für die Differenz des advektiven Terms zwischen dem Standard- und dem flusskorrigierten Schema in horizontaler und vertikaler Richtung:

$$Diff_h^{lim} \frac{\Delta T}{\Delta x} = u \frac{\Delta T}{2 \Delta x} \quad Diff_h^{lim} = 10^{-2} \text{ m/s} \quad (4.15)$$

$$Diff_v^{lim} \frac{\Delta T}{\Delta z} = w \frac{\Delta T}{2 \Delta z} \quad Diff_v^{lim} = 10^{-5} \text{ m/s} \quad (4.16)$$

$$(4.17)$$

Dabei ist eine Größenordnung der Horizontalgeschwindigkeit  $u$  von  $10^{-2}$  m/s und der Vertikalgeschwindigkeit  $w$  von  $10^{-5}$  m/s angenommen worden. Im Extremfall ist die durch das Flussbegrenzungsschema hervorgerufene Diffusion also relativ groß. Dieser Fall ist aber selten, oftmals bleibt der advektive Term durch das Flussbegrenzungsschema unverändert.

## 4.5 Modellexperimente

Die Wirkungsweise der oben beschriebenen, unterschiedlichen Parametrisierungen kleinskaliger Prozesse und ihre möglichen Auswirkungen auf die großräumige, beckenweite Zirkulation werden in Modellexperimenten untersucht. Die dazu durchgeführten Modellläufe haben eine Dauer von 17 Jahren, beginnend mit einem gemeinsamen Anfangszustand, der in einem Modelllauf von 50 Jahren mit GM-Schema und expliziter Diffusion erzeugt worden ist. Um die Bildung und Ausbreitung von Tiefenwasser im Modell besser analysieren zu können, ist Freon-12 als passiver Tracer über die 17 Jahre berechnet worden, mit den Atmosphärenkonzentrationen der Jahre 1970–1987 als Randbedingung. Die Freonverteilungen am Ende des Modelllaufs können somit auch mit den Messwerten der Meteorfahrt M5/6 verglichen werden. Mit diesen Experimenten soll direkt an die Vorgängerarbeit [Beitzel, 1997] angeschlossen werden, um festzustellen, inwieweit sich die dort mit dem Zirkulationsmodell MOM erzielten Ergebnisse auf das neuere Modell MOMA übertragen lassen. Deshalb sind hier dieselben atmosphärischen Antriebsdaten verwendet worden. Den Werten für Temperatur und Salzgehalt der Meeresoberfläche liegen Daten des NODC (*National Oceanographic Data Center*) zugrunde, wobei die Werte im Bereich der Adria und des nördlichen Levantinischen Beckens modifiziert worden sind (d. h. die Temperatur ist im Februar an einigen Stellen erniedrigt worden), um die Bildung von ADW und LIW im Modell zu begünstigen. Der Impulsantrieb wird aus Windfeldern des NMC (*National Meteorological Center*) abgeleitet. (Eine genauere Beschreibung der Klimatologien erfolgt im nächsten Kapitel.) In [Beitzel, 1997] konnte die Bildung von Tiefenwasser in der Adria unter Verwendung des klimatologischen Antriebs mit NODC-

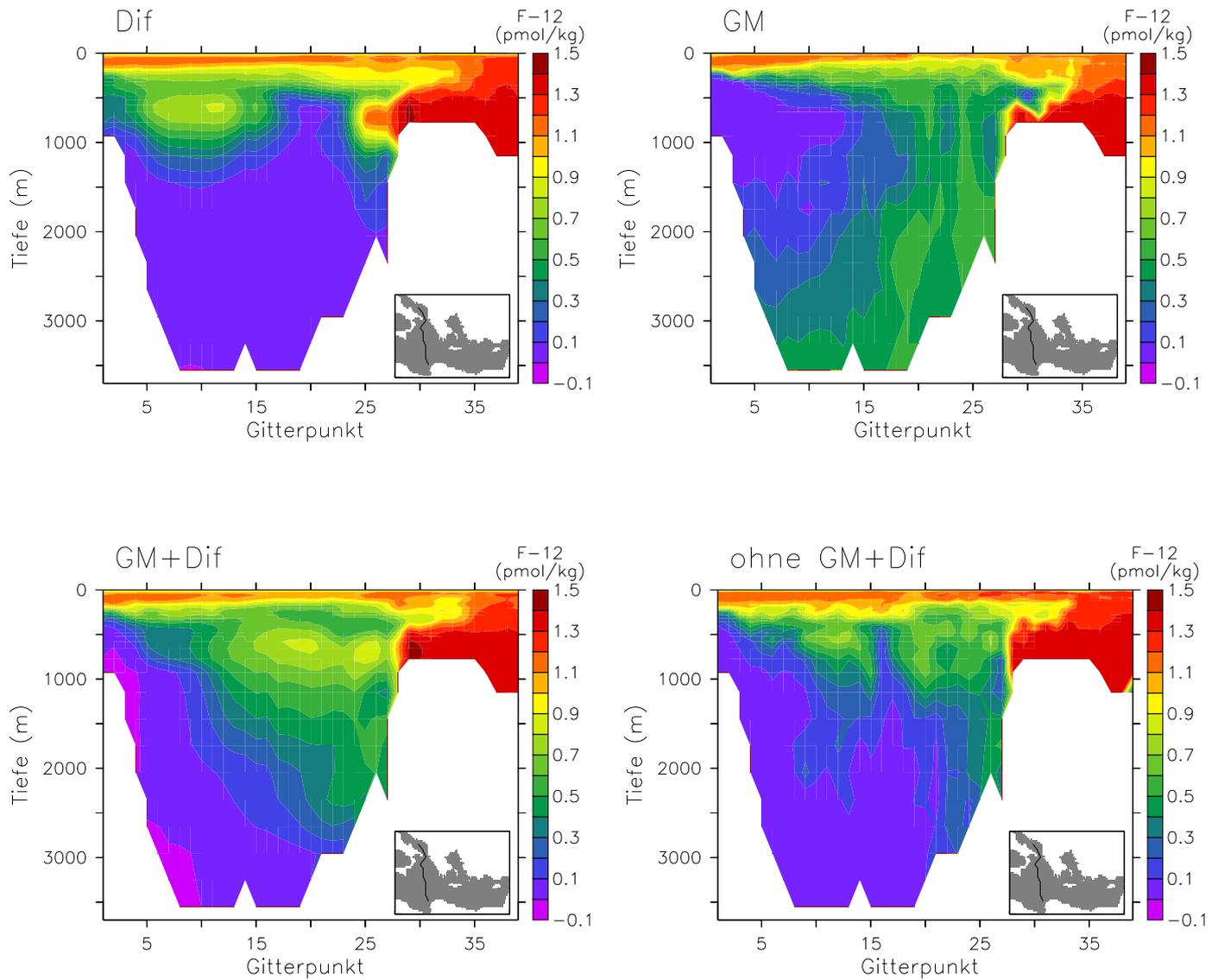


Abbildung 4.2: Freonkonzentration im September 1987 auf einem Nord-Süd-Schnitt von der Adria (rechts) zur afrikanischen Küste (links)

Daten für Oberflächentemperatur und -salzgehalt und NMC-Winddaten nur mit Hilfe des Gent-McWilliams-Schemas erreicht werden. Bei Verwendung von horizontaler und vertikaler Diffusion mussten Oberflächentemperatur und -salzgehalt in der Adria während der Wassermassenbildung vorgegeben werden, um hinreichend hohe Dichten des Adriatischen Tiefenwassers (ADW) zu erreichen, die zum Absinken des ADW in den bodennahen Bereich des Ionischen Becken führen. Diese zusätzliche Kühlung hatte allerdings unrealistisch hohe Wärme Flüsse zur Folge. Bei Verwendung des Gent-McWilliams-Schemas dagegen traten aufgrund des nicht positiv definiten Advektionsschemas verstärkt negative Freonkonzentrationen auf. Letzteres wird bei dem MOMA-Modell durch Anwendung des Flussbegrenzungsschemas auf die Advektion von Tracern auf jeden Fall vermieden.

Zur Untersuchung der Auswirkungen der unterschiedlichen Parametrisierung kleinskaliger Prozesse werden hier vier Modellläufe näher betrachtet:

- mit horizontaler und vertikaler Diffusion (*Dif*)
- mit Gent-McWilliams-Schema (*GM*)
- mit Gent-McWilliams-Schema und horizontaler und vertikaler Diffusion (*GM+Dif*)
- ohne jegliche Parametrisierung kleinskaliger Prozesse (*ohne GM+Dif*)<sup>3</sup>

Der klimatologische Oberflächenantrieb ist derselbe wie in [Beitzel, 1997], es werden also NODC- und NMC-Daten verwendet. Zunächst werden die Modellexperimente auf die Tiefenwasserbildung hin untersucht. Dazu ist in Abbildung 4.2 die Verteilung von Freon-12 in einem Nord-Süd-Schnitt von der Adria ins Ionische Becken dargestellt. (Der Verlauf dieses Schnittes entspricht dem Nord-Süd-Schnitt der Meteorfahrt M5/6). Durch die Straße von Otranto (bei Gitterpunkt 35) strömt in der Adria gebildetes Wasser, erkennbar an den hohen Freonkonzentrationen, nach Süden aus. Das Tiefenniveau, in dem es sich im Ionischen Becken einschichtet, wird aber wesentlich durch die verwendete Parametrisierung kleinskaliger Prozesse beeinflusst. In den Modellexperimenten mit horizontaler und vertikaler Diffusion liegt das Maximum in etwa 600 m Tiefe. Da das aus der Adria ausströmende Wasser durch die Corioliskraft nach Westen abgelenkt wird, liegt das Zentrum dieses Stroms an der sizilianischen Küste, biegt dann aber, topographisch geführt, nach Osten ab. Dabei kreuzt der Ausstrom den dargestellten Schnitt, was an dem Maximum weiter im Süden (besonders deutlich in dem Experiment *Dif*) erkennbar ist. Eine geringfügige Verbesserung der Tiefenlage des Adriaausstroms zeigt sich in dem Experiment *GM + Dif*, also bei Benutzung expliziter Diffusion und Gent-McWilliams-Schema. In diesem Fall gelangt ein geringer Teil des Adriawassers in tiefere Bereiche des Ionischen Beckens bis zu 3000 m. Richtige Tiefenwasserbildung findet aber nur in dem Experiment *GM* statt, also bei Verzicht auf vertikale und horizontale Diffusion. Das aus der Straße von Otranto ausströmende Wasser füllt nach 17 Jahren weite Teile des Ionischen Beckens, was an dem Vorhandensein von Freon in diesem Bereich zu erkennen ist. Der Wert von etwa 0.5 pmol/kg im Tiefenwasser ist in guter Übereinstimmung mit den gemessenen Werten von M5/6. Auch liegt bei diesem Modelllauf kein Freonmaximum in mittleren Tiefen mehr vor, sondern dieses

<sup>3</sup>Durch Verwendung des Flussbegrenzungsschemas bleibt das Modell auch ohne jegliche Diffusion numerisch stabil. Bei einer Auflösung von  $1/4^\circ$  ist ein Verzicht auf jegliche Parametrisierung kleinskaliger Prozesse nicht sinnvoll. Dieser Modelllauf dient in erster Linie Vergleichszwecken, um die Auswirkungen der Diffusion und des Gent-McWilliams-Schemas besser abschätzen zu können.

befindet sich zwischen 1500 und 2500 m, also im Bereich des Tiefenwassers. In dem Experiment ohne jegliche Parametrisierung kleinskaliger Prozesse wird ein Großteil des aus der Adria stammenden Wassers wie bei den Experimenten mit Diffusion im Ionischen Becken in mittlere Tiefen eingeschichtet. Auffällig ist die Ausbildung von „Zungen“, in deren Bereich dieses Wasser in größere Tiefen von bis zu 3000 m gelangt. Diese Zungen werden im Folgenden noch näher beschrieben. Das Experiment ohne jegliche Parametrisierung kleinskaliger Prozesse zeigt, wie erwartet, relativ große Gradienten in diesem kleinskaligen Bereich, die bei Verwendung des Gent-McWilliams-Schemas leicht, bei Hinzufügen von Diffusion dagegen erheblich geglättet werden.

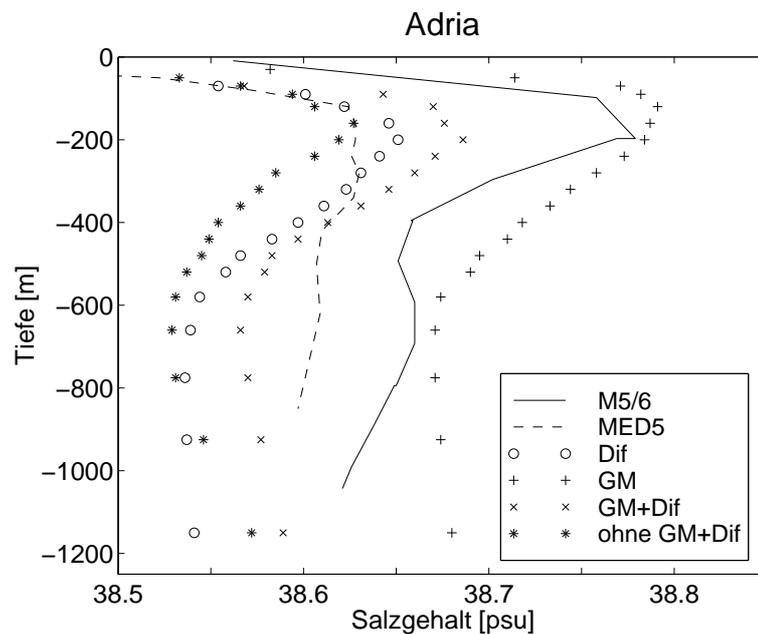


Abbildung 4.3: Salzgehalt in der südlichen Adria (horizontaler Mittelwert südlich von  $42.5^{\circ}\text{N}$  für September 1987) in den verschiedenen Modellläufen, zum Vergleich die Messwerte von M5/6, Station 766 sowie der horizontale Mittelwert der MED5-Klimatologie für die Herbstmonate

Die gezeigten Freonverteilungen belegen deutlich, dass sich die Modellexperimente nicht nur im kleinskaligen Bereich unterscheiden, sondern dass das verwendete Parametrisierungsschema auch die großräumige Zirkulation entscheidend beeinflusst, insbesondere im Hinblick auf die Tiefenwasserbildung. Dass das aus der Adria ausströmende Wasser in den Modellexperimenten im Ionischen Becken in verschiedenen Tiefen eingeschichtet wird, ist in erster Linie durch die unterschiedlichen Salzgehalte und die sich daraus ergebenden unterschiedlichen Dichten begründet. Die Hauptsalzquelle für die Adria ist das Levantinische Zwischenwasser (LIW), von dem ein Teil direkt entlang der griechischen Küste in die Adria einströmt und dann bei der winterlichen Konvektion in das Adriatische Tiefenwasser eingemischt wird. Dies ist in Abbildung 4.3 zu erkennen: Das Salzgehaltsmaximum in etwa 200 m Tiefe resultiert aus dem LIW-Einstrom und beeinflusst den Salzgehalt des Tiefenwassers. In den klimatologischen

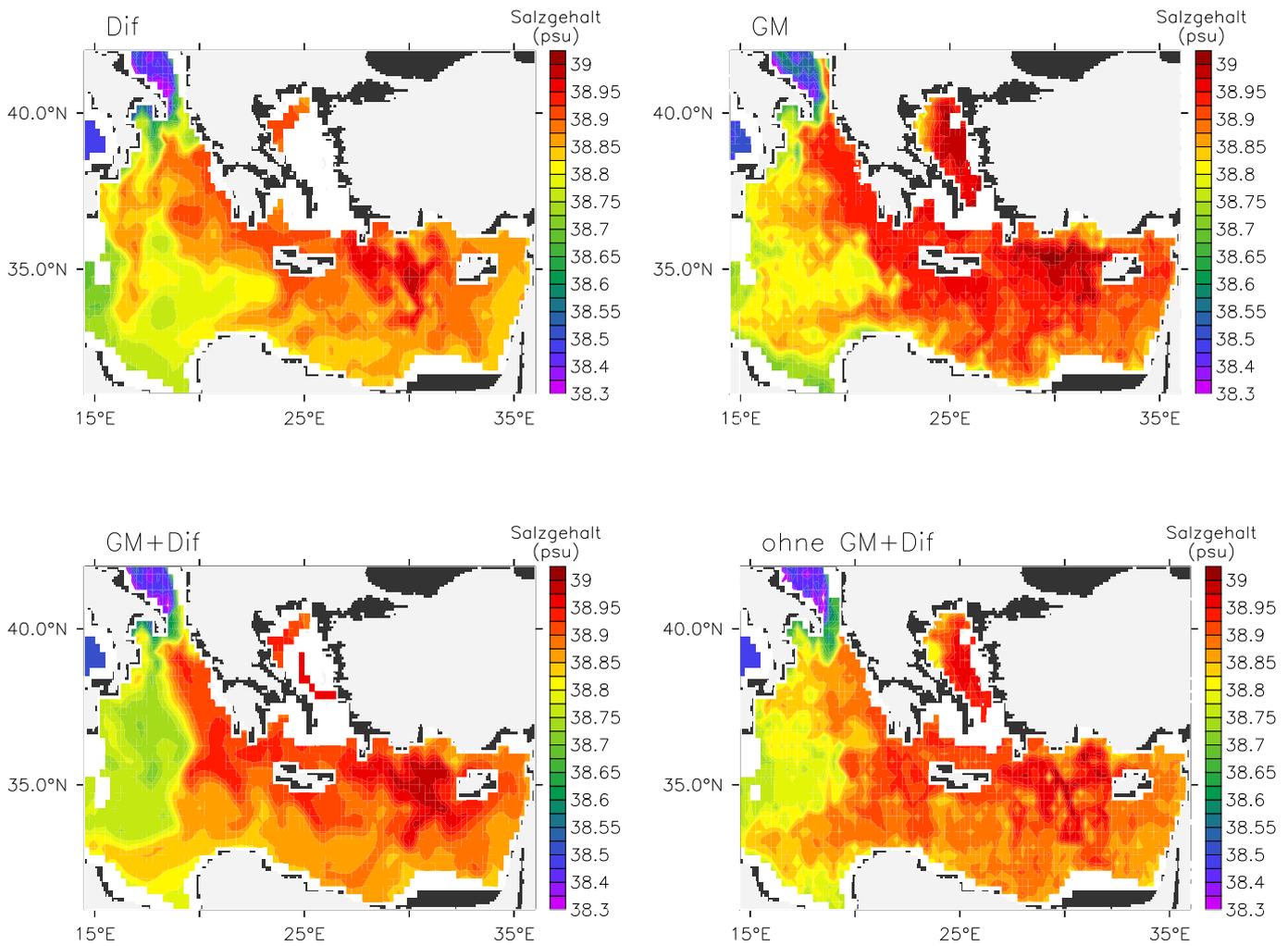


Abbildung 4.4: Salzgehalt im April 1987 auf der Isopykne  $\sigma_\theta = 28.95 \text{ kg/m}^3$ , also am oberen Rand des LIW

MED5-Werten <sup>4</sup> ist dieses Maximum allerdings im Vergleich zu den Messwerten der Meteorfahrt nur schwach ausgeprägt. Eine Modellvalidierung aufgrund dieses Salzgehaltsmaximums ist daher kaum möglich, zumal die jahreszeitliche Variabilität in diesem Tiefenbereich beträchtlich ist und sich je nach Jahreszeit unterschiedliche Diskrepanzen zwischen den verschiedenen Modellexperimenten und der jahreszeitlichen Klimatologie ergeben. Im tieferen Bereich, wo die saisonalen Schwankungen geringer sind, lässt sich aber eindeutig ein zu niedriger Salzgehalt bei den beiden Modellläufen ohne Gent-McWilliams-Schema feststellen. Der Einstrom von LIW in die Adria wird, wie aus Abbildung 4.3 hervorgeht, durch Diffusion einerseits und das Gent-McWilliams-Schema andererseits unterschiedlich beeinflusst. Dieses Phänomen soll nun detaillierter untersucht werden.

Abbildung 4.4 zeigt die Verteilung des LIW im östlichen Mittelmeer. Dargestellt ist der Salzgehalt auf der Isopykne mit  $\sigma_\theta = 28.95 \text{ kg/m}^3$ , also im oberen Bereich des Levantinischen Zwischenwassers. Da das LIW durch hohe Salzgehalte charakterisiert ist, lässt sich seine Ausbreitung anhand dieser Darstellung gut verfolgen. Der Modellmonat dieser Bilder ist April, also nach Abschluss der LIW-Neubildung im Bereich des Rhodoswirbels östlich von Kreta. Von dort breitet sich das LIW nach Osten in das Levantinische Becken aus, ein Teil strömt aber auch nördlich und südlich von Kreta entlang Richtung Westen ins Ionische Becken. Dort verzweigt sich das LIW nochmals in einen westlichen und einen nordwestlichen Strom, der der griechischen Küste folgt. Letzterer ist für den Transport von LIW in die Adria verantwortlich. Dieser Zweig weist bei den Modellexperimenten mit Gent-McWilliams-Schema die höchsten Salzgehalte auf. Bei dem Experiment mit Diffusionsparametrisierung ist der Salzgehalt nur geringfügig niedriger, allerdings spaltet sich im nördlichen Ionischen Becken ein Wirbel von diesem LIW-Zweig ab, so dass letztendlich wesentlich weniger Salz bis in die Adria advehiert wird. Bei dem Modelllauf ohne Parametrisierung kleinskaliger Prozesse ist im Vergleich zu den anderen drei Modellexperimenten der Salzgehalt des nordwestlichen LIW-Zweiges wesentlich niedriger, während der westliche Zweig höhere Salzgehalte aufweist.

Ebenso ist deutlich, dass bei den beiden Modellexperimenten mit Gent-McWilliams-Schema der Salzgehalt im Bereich des Bildungsgebiets des LIW etwa 0.05 höher ist als bei den beiden anderen, obwohl bei der Wassermassenbildung der Salzgehalt wegen der in diesem Bereich sehr niedrigen Relaxationszeit von zwei Stunden im Wesentlichen durch die klimatologischen Oberflächenwerte bestimmt ist. Es ist somit festzustellen, dass die salzreiche LIW-Schicht im Modell mit Gent-McWilliams-Schema nach ihrer Bildung weitgehend erhalten, also unvermischt bleibt. Bei dem Experiment *GM*, also ohne explizite Diffusion, ist dies auch zu erwarten. Bemerkenswert ist aber, dass auch in dem Experiment *GM+Dif* die Vermischung im Bildungsbereich des LIW gegenüber dem Experiment *Dif* vermindert ist. Dies ist in der Funktionsweise des Gent-McWilliams-Schemas begründet: Dadurch, dass gekrümmte Isopyknen einen mehr horizontalen Verlauf erhalten, werden horizontale Gradienten nicht nur der Dichte, sondern auch von Temperatur und Salzgehalt, von denen die Dichte abhängt, verringert. Dieser Prozess führt somit zu einer Abnahme zumindest der horizontalen Diffusion. Die relativ starke Vermischung von neu gebildetem LIW in dem Modellexperiment ohne Parame-

---

<sup>4</sup>Die MED5-Klimatologie umfasst nicht nur monatliche Mittelwerte von Temperatur und Salzgehalt an der Oberfläche, sondern enthält auch jahreszeitliche Mittelwerte sowie einen Gesamtjahresmittelwert dieser Größen im Inneren des Mittelmeeres. Die vertikale Auflösung dieser Klimatologie beträgt  $1/4^\circ \times 1/4^\circ$  Grad in der horizontalen, stimmt also mit dem Abstand der Gitterboxen im Modell überein. In der Vertikalen liegen die Daten der MED5-Klimatologie dagegen nur in 20 Schichten von 5 bis 2750 m Tiefe vor.

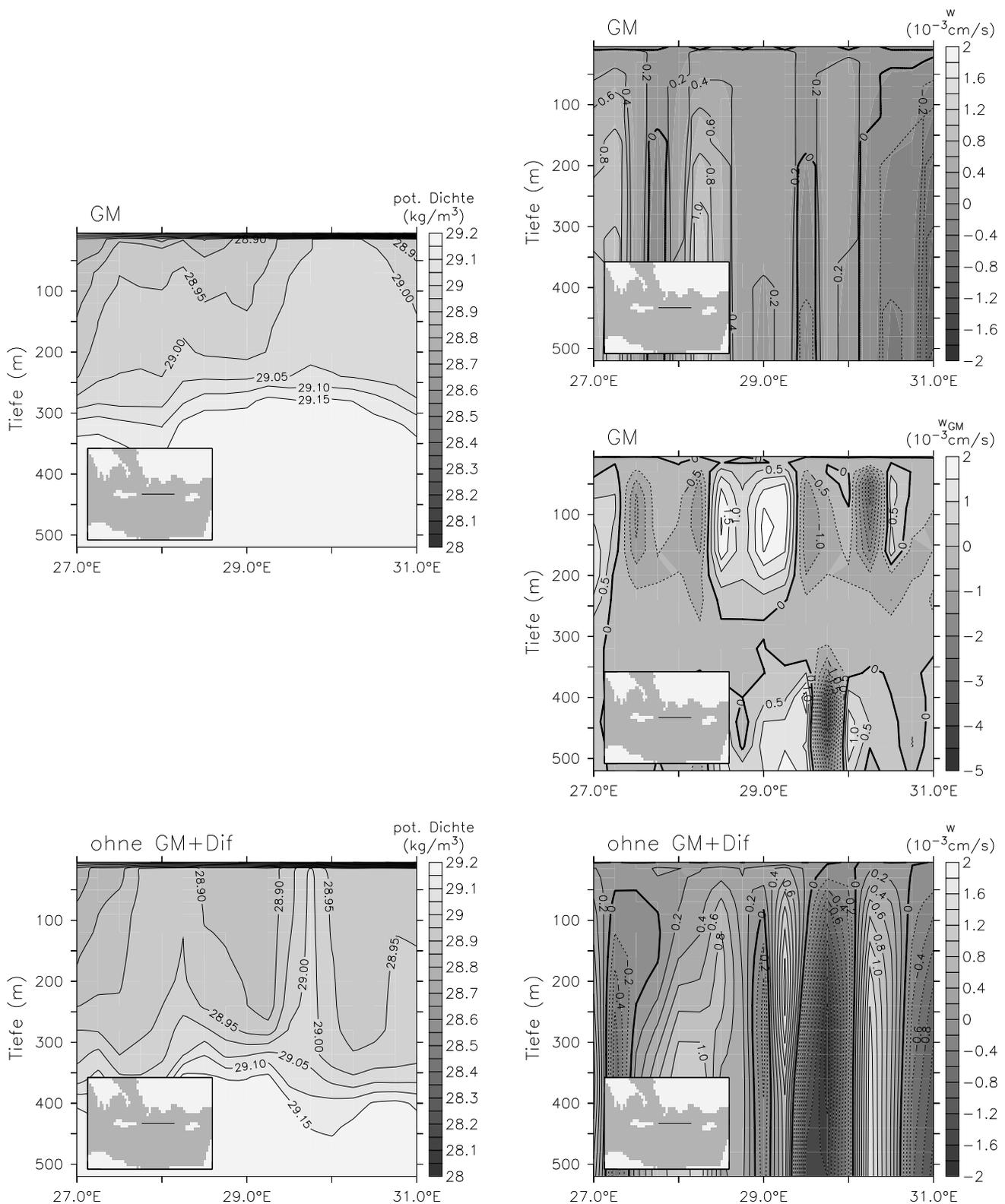


Abbildung 4.5: Dichte (links) und Vertikalgeschwindigkeit (rechts) im Bildungsbereich des LIW im April, also kurz nach der Wassermassenneubildung, für die beiden Modellläufe „GM“ und „ohne GM + Dif“; bei dem Experiment „GM“ ist außer der Modellgeschwindigkeit  $w$  (oben rechts) zusätzlich die Gent-McWilliams-Geschwindigkeit  $w^* = w_{GM}$  (Mitte rechts) dargestellt

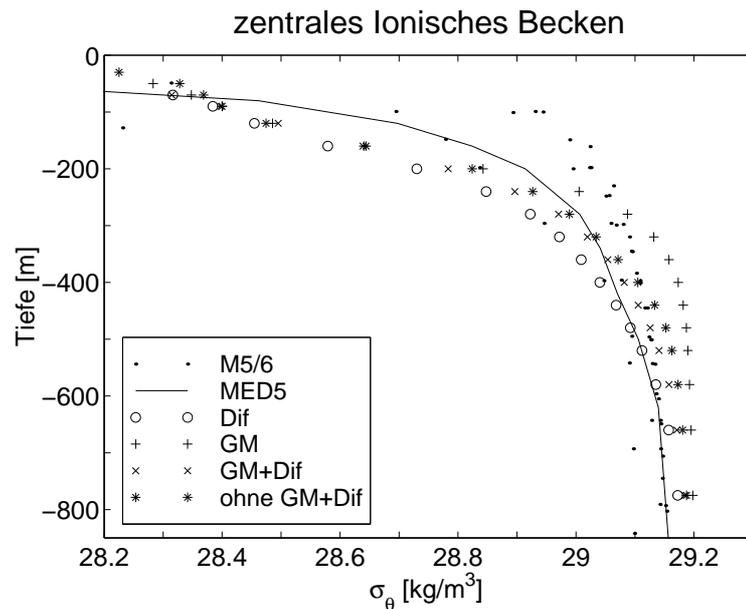


Abbildung 4.6: mittleres Dichteprofil im Ionischen Becken im September; zum Vergleich sind Werte von Meteor-Stationen aus diesem Gebiet und der Mittelwert der MED5-Klimatologie für die Monate Juli–September dargestellt

trisierung kleinskaliger Prozesse ist ebenfalls auf den Verlauf der Isopyknen zurückzuführen. Dieser ist in Abbildung 4.5 im Bereich des Rhodoswirbels für die beiden Experimente *GM* und *ohne GM+Dif* dargestellt. Die fehlende Diffusionsparametrisierung hat extrem wellenförmige Isopyknen zur Folge, da die Dichteverteilung nicht durch Diffusion bzw. die zusätzliche Gent-McWilliams-Advektionsgeschwindigkeit geglättet wird. Dadurch kommt es zur Ausbildung kleinskaliger barokliner Wirbel im Modell, die insbesondere mit einer relativ hohen Vertikalgeschwindigkeit verbunden sind und somit zu einer effektiven Vermischung des neu gebildeten LIW mit den darunter liegenden Wassermassen führen. Dies führt zu der bereits vorher erwähnten Ausbildung von Zungen, in denen leichteres Wasser von der Oberfläche her nach unten transportiert wird, während dazwischen dichteres Wasser von unten aufsteigt, wie Abbildung 4.5 zeigt. Dort ist außerdem die Vertikalkomponente  $w_{GM} = w^*$  der Gent-McWilliams-Geschwindigkeit für das Modellexperiment *GM* dargestellt. Diese ist in der Tat so gerichtet, dass die Krümmung der Isopyknen vermindert wird: Z. B. zeigt  $w_{GM}$  am Fuß der  $\sigma_\theta = 29.0$ -Isopykne bei  $29^\circ$  Ost nach oben und in dem Bereich, wo diese Isopykne die Oberfläche erreicht, nach unten. (Die Vertikalgeschwindigkeit unterhalb von 350 m ist ebenfalls auf den Dichteverlauf zurückzuführen, wegen des relativ großen Abstandes der Isopyknen von  $0.05 \text{ kg/m}^3$  ist dies in der Dichtedarstellung aber nicht zu erkennen.) Auffällig ist, dass die Vertikalkomponente  $w^*$  der Gent-McWilliams-Geschwindigkeit in diesem Fall sogar größer als die Komponente  $w$  des großskaligen Geschwindigkeitsfeldes ist. Bei den Horizontalkomponenten ist es genau umgekehrt. Hier sind  $u^*$  und  $v^*$  wesentlich kleiner als  $u$  und  $v$ . Der Grund liegt in den kleinskaligen Änderungen der Gent-McWilliams-Geschwindigkeit von Gitterpunkt zu Gitterpunkt, die einen relativ großen Wert für  $\nabla_h \cdot (u^*, v^*)$  zur Folge haben.

Die Verwendung von horizontaler und vertikaler Diffusion in den Modellexperimenten führt

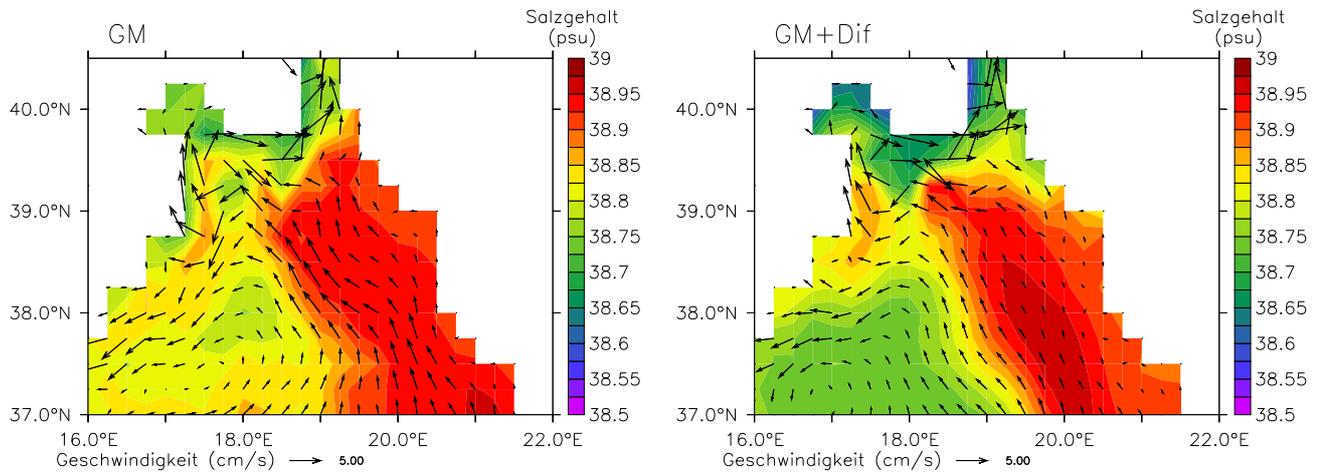


Abbildung 4.7: Salzgehalt und Horizontalgeschwindigkeit in 200 m Tiefe (also im Bereich des LIW) im März im nördlichen Ionischen Meer

zu einer Glättung in den Tracerverteilungen, was in Abbildung 4.4 an der isopyknischen Salzgehaltsverteilung deutlich zu erkennen ist. Eine entsprechende Glättung der Gradienten findet auch in vertikaler Richtung statt. In Abbildung 4.6 ist das mittlere Dichteprofil im Ionischen Becken im September dargestellt. Nimmt man das Experiment ohne Parametrisierung kleinskaliger Prozesse als Ausgangspunkt, so wird deutlich, dass die vertikale Dichteschichtung durch Hinzufügen von Diffusion im Bereich der Thermokline geglättet wird. Die Verwendung des Gent-McWilliams-Schemas führt genau zu dem gegenteiligen Effekt. Hier liegt die Thermokline höher als bei den entsprechenden Vergleichsexperimenten ohne diese Parametrisierung. Diese generelle Eigenschaft des Gent-McWilliams-Schemas wird auch in anderen Modellexperimenten beobachtet [Hirst und McDougall, 1996], [England und Hirst, 1997]. Das Schema wirkt also in Hinblick auf die Dichteschichtung antidiffusiv, was auf die Verringerung der Krümmung der Isopyknen und der damit verbundenen diapiknische Vermischung zurückzuführen ist. Ein Vergleich mit den über den Bereich des zentralen Beckens gemittelten Daten der MED5-Klimatologie und den Messwerten der Meteor Expedition M5/6 aus demselben Gebiet liefert wegen der Diskrepanz der MED5- und M5/6-Daten keine eindeutigen Ergebnisse. Z. B. weichen die Dichten der M5/6-Daten zwischen 100 und 200 m deutlich von der MED5-Klimatologie ab, was durch den höheren Salzgehalt der M5/6-Daten in diesem Bereich verursacht wird. Wenn man eine gewisse Variabilität in der Größenordnung der Differenz zwischen M5/6- und MED5-Werten berücksichtigt (diese Differenz wird nach unten hin kleiner), lässt sich immerhin in Tiefen zwischen 300 und 500 m eine überhöhte Dichte in dem Experiment *GM* feststellen.

Der Unterschied zwischen den Modellexperimenten *GM* und *GM+Dif* bezüglich des Transports von LIW in die Adria kann ebenfalls durch die unterschiedliche Dichteschichtung erklärt werden. Die weniger stabile Dichteschichtung im oberen Bereich der Wassersäule bei Verwendung der Diffusionsparametrisierung bedingt eine größere Tiefe der durchmischten Schicht besonders im Winter. Dies hat zur Folge, dass die Zunge von Levantinischem Zwischenwasser in Richtung der Adria, die in beiden Modellexperimenten mit Gent-McWilliams-Schema vorhanden ist, bei zusätzlicher Verwendung von vertikaler Diffusion ab Februar südlich der Adria

unterbrochen wird (s. Abbildung 4.7). Im Nordosten des Ionischen Beckens ist von der Oberfläche her salzarmes Wasser bis in 200 m Tiefe vorgedrungen und hat das LIW verdrängt. Da sich diese neu gebildete Wassermasse nach Süden ausbreitet, wird das LIW an der weiteren Ausbreitung Richtung Adria gehindert. Bis zum Sommer ist die LIW-Zunge zwar in ihrer vollen Ausdehnung wiederhergestellt, aber die mittlere jährliche Salzzufuhr in die Adria ist merklich reduziert, was zu den niedrigen Salzgehalten in diesem Modelllauf führt.

Die Parametrisierung kleinskaliger Prozesse hat einen erheblichen Einfluss auf die beckenweite Zirkulation und insbesondere auch auf die Tiefenwasserbildung. Wie in der Vorgängerarbeit [Beitzel, 1997] bei dem Ozeanmodell MOM ist auch bei dem Nachfolgemodell MOMA die Verwendung des Gent-McWilliams-Schemas für die Tiefenwasserbildung unter Verwendung klimatologischer Antriebsdaten unerlässlich. Bei MOMA muss außerdem auf zusätzliche vertikale und horizontale Diffusion verzichtet werden, was aber aufgrund des Flussbegrenzungsschemas zu keinen numerischen Problemen führt. Die unrealistisch hohe Dichte zwischen 300 und 500 m, die eine zu geringe vertikale Ausdehnung des Zwischenwasserbereichs bedeutet, wird dabei als Modelldefizit in Kauf genommen zugunsten einer realistischen Darstellung des Tiefenwassers. Alle weiteren Modellexperimente werden daher, so weit nicht anders vermerkt, mit dem Gent-McWilliams-Schema ohne weitere Diffusion durchgeführt.

# Kapitel 5

## Atmosphärischer Antrieb

Meeresströmungen werden durch Wind und Druckgradienten angetrieben. Der Druck ergibt sich als vertikales Integral über die Dichte <sup>1</sup>, die wiederum an der Oberfläche durch Wärme- und Frischwasserflüsse, die sich auf Temperatur und Salzgehalt des Meerwassers auswirken, beeinflusst wird. Im Modell werden monatliche, klimatologische Mittelwerte für Windantrieb, Temperatur und Salzgehalt an der Oberfläche (genauer: in der obersten Modellschicht, d. h. in 5 m Tiefe) vorgegeben. Für das Mittelmeer gibt es verschiedene Klimatologien, sowohl für das Windfeld, aus dem die in das Modell eingehende Windschubspannung berechnet wird, als auch für Temperatur und Salzgehalt. Diese beziehen sich alle auf den Zeitraum zwischen 1900 und 1990, also auf einen Zeitraum, in dem die Zirkulation des Mittelmeeres als nahezu stationär angesehen wird.

In diesem Kapitel wird nun untersucht, in wieweit die Zirkulation von dem verwendeten klimatologischen Antrieb abhängt. Die Analyse umfasst insbesondere die Produktion von Levantinischem Zwischenwasser (LIW) und Adriatischem Tiefenwasser (ADW) im Modell in Bezug auf die Ausstromrate und die Eigenschaften (Temperatur, Salzgehalt und Dichte) dieser beiden Wassermassen. Außerdem wird die Verteilung von Freon-12 als Tracer für neu gebildetes Tiefenwasser näher untersucht. Die Modellwerte werden mit Ergebnissen der Meteorexpedition M5/6 aus dem Jahre 1987 und den Daten der MED5-Klimatologie verglichen.

### 5.1 Klimatologien

#### 5.1.1 Oberflächentemperatur und -salzgehalt

Für Oberflächentemperatur und -salzgehalt werden monatliche Mittelwerte aus Datensätze vom *National Oceanographic Data Center* (NODC, Washington) [Roussenov *et al.*, 1995] und der *Mediterranean Oceanographic Data Base* (MODB, MED5) [Brasseur, 1995] verwendet. Die Oberflächenwerte der NODC-Klimatologie sind allerdings nicht sehr realistisch, was auf die grobe räumliche und zeitliche Auflösung der zugrunde liegenden Messdaten oder die Glättung dieser Daten infolge Mittelung zurückzuführen ist [Wu und Haines, 1996]. Besonders

---

<sup>1</sup>Im Modell setzt sich der Druck, wie in Kapitel 3 beschrieben, aus 2 Anteilen zusammen: dem „inneren“ Anteil, der sich als Integral von der jeweiligen Tiefe bis zu einem festen Bezugsniveau (mit der Modellkoordinate  $z = 0$ ) ergibt und dem Anteil, der von der Auslenkung der Meeresoberfläche aus der Ruhelage bei  $z = 0$  herrührt. In der Realität entspräche das Bezugsniveau  $z = 0$  einer Äquipotentialfläche des Erdschwerefeldes.

	NODC		MED5	
	T [°C]	S [psu]	T [°C]	S [psu]
ADW	12.5	38.33	12.6	38.70
LIW	15.1	39.02	15.0	39.07

Tabelle 5.1: Mittlere Temperatur und Salzgehalt für die Bildungsgebiete von ADW und LIW (Adria und Rhodoswirbel) im Februar

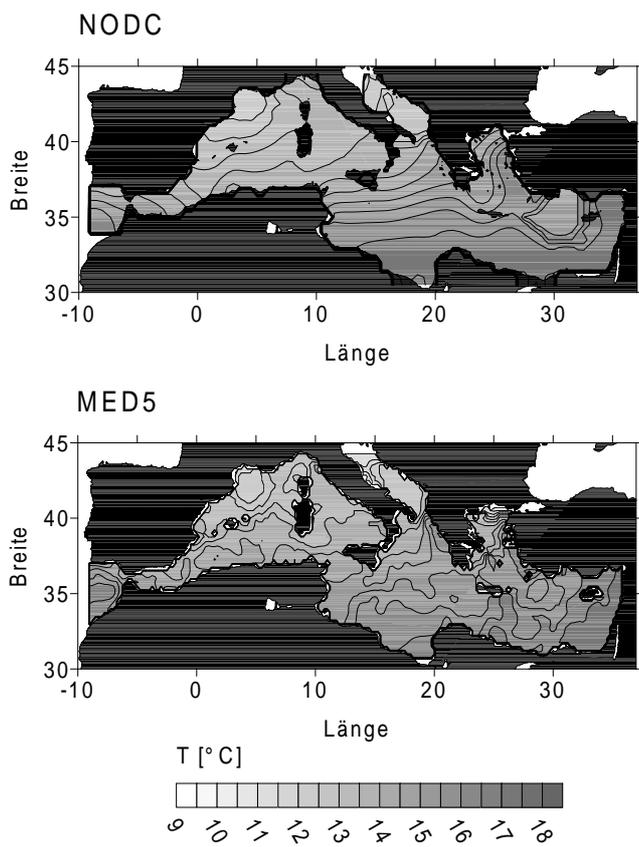


Abbildung 5.1: Oberflächentemperatur Februar

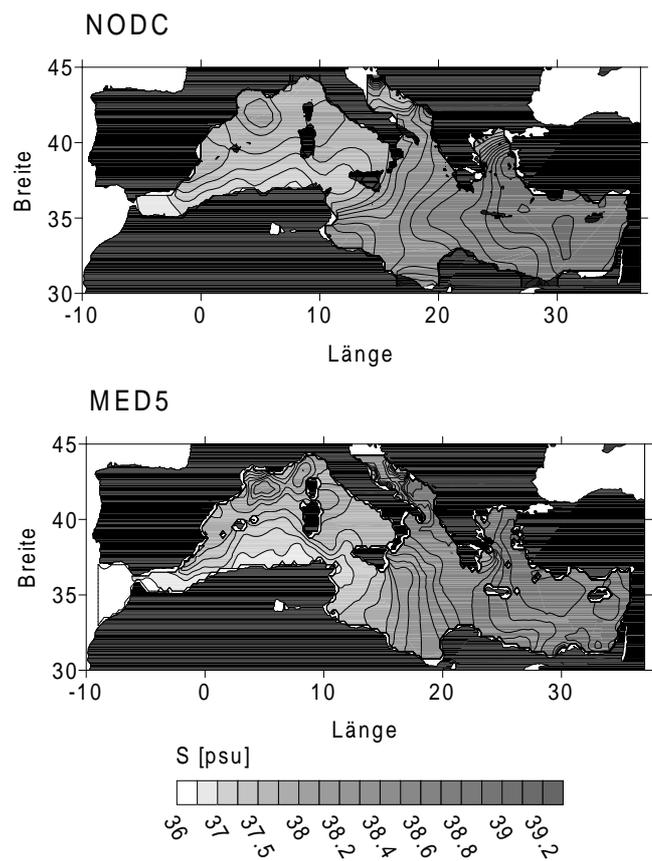


Abbildung 5.2: Oberflächensalzgehalt Februar

	Windschubspannung [ $10^{-2}$ Pa]					
	Februar			August		
	x-Richt.	y-Richt.	Betrag	x-Richt.	y-Richt.	Betrag
NMC	7.88	-0.75	7.98	2.20	-2.36	3.60
ECMWF	1.24	-0.97	2.29	0.45	-1.05	1.74

Tabelle 5.2: Über das Modellgebiet gemittelte Windschubspannungen für Februar und August

deutlich wird dies in den Bildungsgebieten von ADW und LIW, wo Temperatur und Salzgehalt an der Oberfläche stark von den Werten, die das dort neu gebildete Wasser eigentlich haben müsste, abweichen. Deshalb ist in dieser Arbeit eine von der Modellierungsgruppe in Edinburgh modifizierte Version der NODC-Klimatologie benutzt worden. Die Änderungen bestehen in einer Erniedrigung der Oberflächentemperatur über der Adria und dem Bereich des Rhodoswirbels im Februar, also zur Zeit der Wassermassenbildung. Diese modifizierten Werte liegen auch näher an der MED5-Klimatologie als die ursprünglichen (Tabelle 5.1 zeigt die Mittelwerte von Oberflächentemperatur und -salzgehalt im Februar im Bereich der beiden wichtigsten Wassermassenbildungsgebiete des östlichen Mittelmeeres für die modifizierte NODC- und die MED5-Klimatologie, einen Überblick über die beckenweite Verteilung dieser Größen im Februar vermitteln Abbildung 5.1 und 5.2).

### 5.1.2 Windfelder

Die Daten für die Windgeschwindigkeit stammen aus einer 12-stündigen 1000-hPa-Analyse der Daten des Wettervorhersagemodells des *National Meteorological Center* (NMC) über den Zeitraum von Januar 1980 bis Dezember 1988 [Roussenov *et al.*, 1995] sowie vom *European Center for Medium-Range Weather Forecast* (ECMWF), ebenfalls von einem Wettervorhersagemodell, aber mit 6-stündiger Analyse von 1986 bis 1992 [Myers *et al.*, 1998] und auf 10 m Höhe korrigiert. Dabei werden jeweils monatliche Mittelwerte für  $W_x$  und  $W_y$  gebildet. Die Windschubspannung  $\vec{\tau}^{wind}$  wird aus der Windgeschwindigkeit  $\vec{U}$  nach folgender Gleichung berechnet (s. Kapitel 3):

$$\vec{\tau}^{wind} = \rho_{air} c_D^{wind} |\vec{U}| \vec{U} \quad (5.1)$$

Bei dem Windantrieb vom NMC wird der Koeffizient  $c_D^{wind}$  durch ein quadratisches Polynom in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit und der Temperaturdifferenz Ozean–Atmosphäre als ein Maß für die atmosphärische Stabilität nach [Hellerman und Rosenstein, 1983] ermittelt. Demgegenüber wird bei den ECMWF-Daten der Windschubspannungskoeffizient nach [Large und Pond, 1981] berechnet, wodurch sich niedrigere Werte für die stabil geschichtete Atmosphäre ergeben und der Einfluss atmosphärischer Instabilitäten genauer berücksichtigt wird.

Die NMC-Windschubspannungen sind durchweg größer und mehr zonal gerichtet als die aus den ECMWF-Daten ermittelten (s. Tabelle 5.2 und Abbildung 5.3). Dies liegt nicht nur an der unterschiedlichen Berechnung von  $c_D^{wind}$ , sondern vor allem an der Art der zeitlichen Mittelung der Windgeschwindigkeiten. Während bei [Roussenov *et al.*, 1995] die Mittelung über

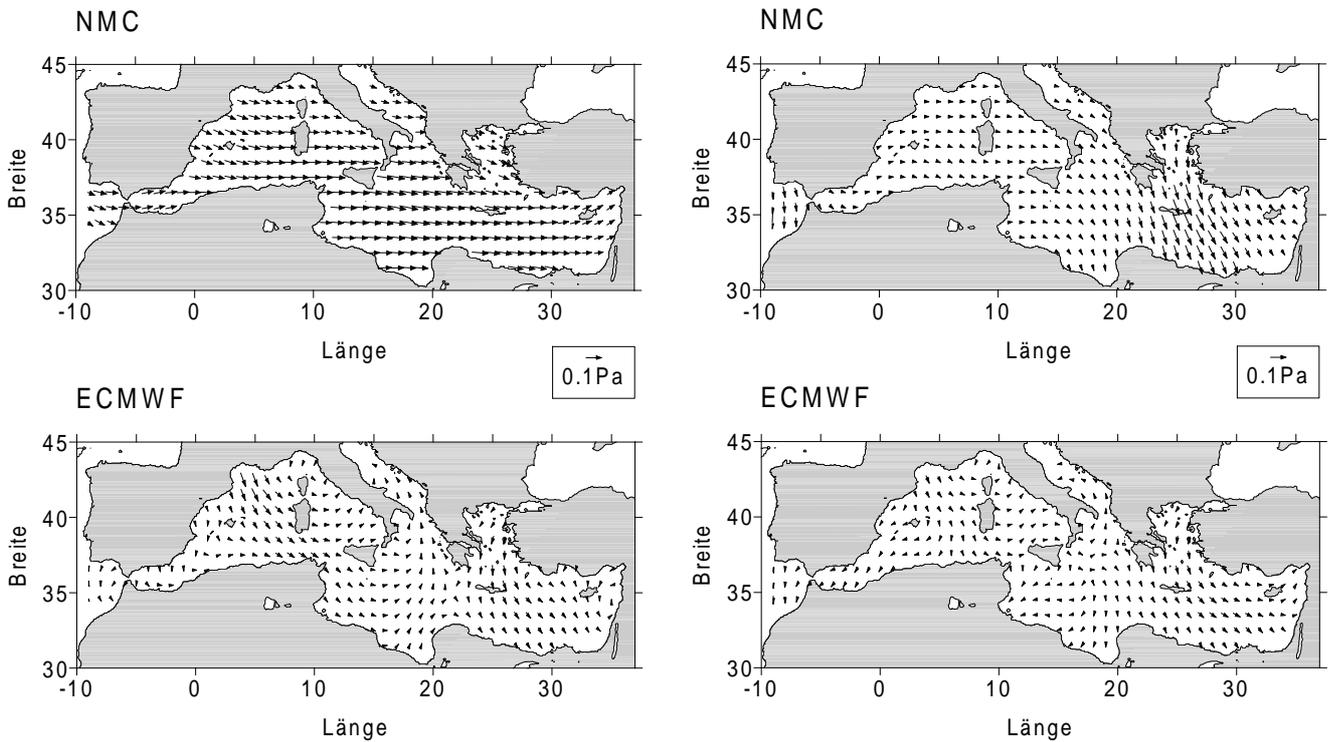


Abbildung 5.3: Windschubspannung im Februar (links) und im August (rechts)

Betrag und Richtung erfolgt, sind die ECMWF-Werte von [Myers *et al.*, 1998] durch Mittelung der x- und y-Komponente der Windgeschwindigkeit berechnet.

Die hier beschriebenen klimatologischen Antriebsdaten werden auch in anderen Modellexperimenten zur Mittelmeerzirkulation verwendet, z. B. von den Arbeitsgruppen in Liverpool [Roussenov *et al.*, 2001] und Edinburgh [Myers *et al.*, 1998]. Da in der Vorgängerarbeit [Beitzel, 1997] alle Modellsimulationen mit den NODC- und NMC-Klimatologien und dem Ozeanmodell MOM erfolgt sind, ist hier zunächst ebenfalls dieser klimatologische Antrieb benutzt worden. Hierdurch sollte ein direkter Vergleich der beiden Modelle MOM und MOMA ermöglicht werden, der nicht durch einen unterschiedlichen atmosphärischen Antrieb beeinflusst wird. In den im Anschluss vorgestellten Modellrechnungen mit den neueren, realistischen Klimatologien (MED5, ECMWF) wird untersucht, ob ein verbesserter atmosphärischer Antrieb auch tatsächlich eine realistischere thermohaline Zirkulation im Modell zur Folge hat.

## 5.2 Modellergebnisse

Die beiden oben beschriebenen Klimatologien für Windantrieb einerseits und für Oberflächentemperatur und -salzgehalt andererseits sind in vier Modellläufen miteinander kombiniert worden. Als Anfangszustand diente das Ergebnis einer 40-jährigen Modellrechnung mit NMC- und NODC-Klimatologie. Anschließend wurde das Modell für 27 Jahre mit den verschiedenen klimatologischen Antrieben berechnet. Zu Beginn dieser Rechnungen wurden die Freonkonzentrationen auf null gesetzt, als Randbedingung für F-12 sind die Atmosphärenkonzentrationen der Jahre 1960 bis 1987 benutzt worden.

### 5.2.1 Freonverteilungen

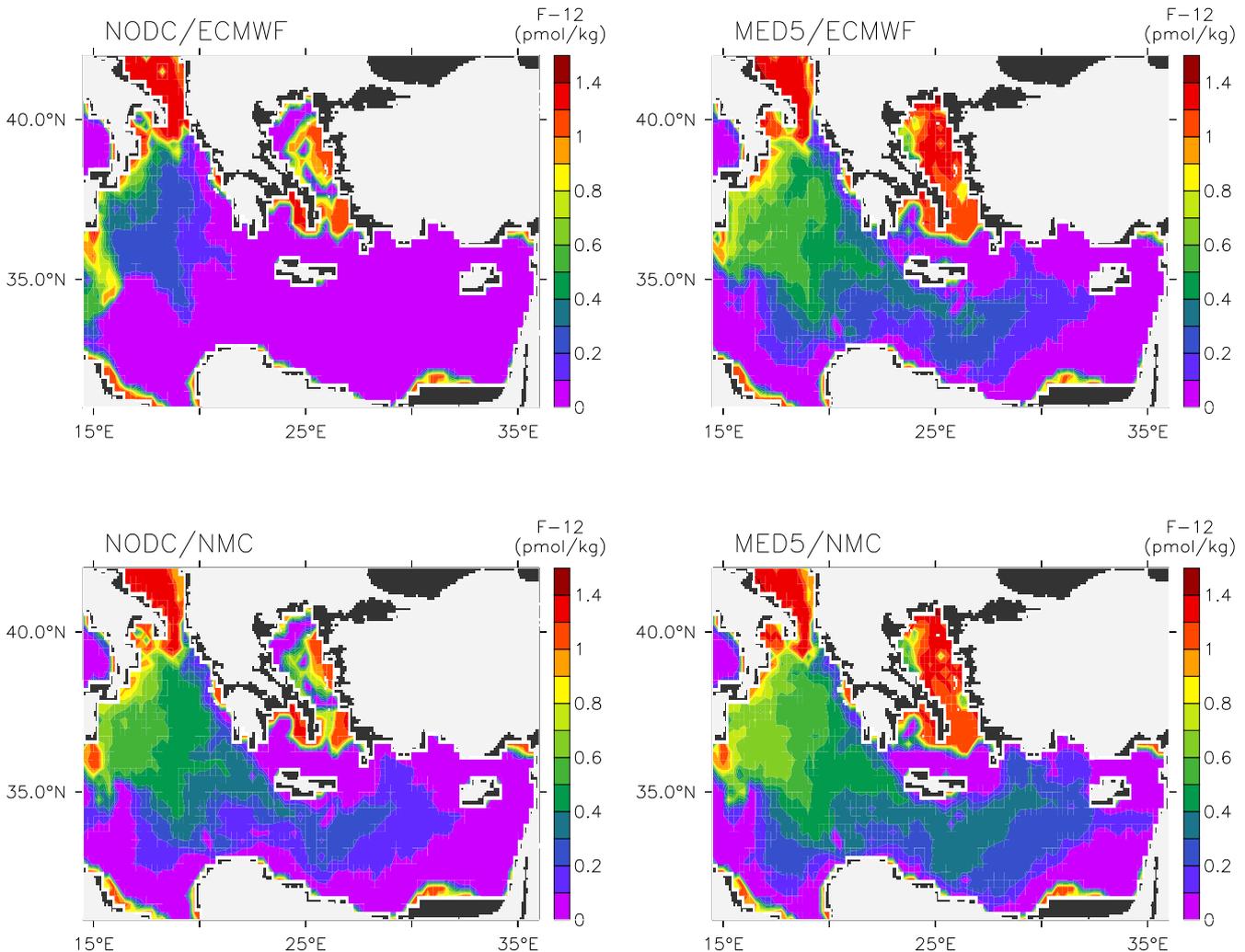


Abbildung 5.4: Freonkonzentrationen in der untersten Modellschicht in Abhängigkeit von dem verwendeten atmosphärischen Antrieb

Die Freonverteilungen aus allen vier Modellläufen zeigen, dass die Adria im Modell die alleinige Quelle für das Tiefenwasser des östlichen Mittelmeeres ist. Dort findet in jedem Winter tiefe Konvektion statt, so dass die Freonkonzentration im tiefen Bereich der Adria am atmosphärischen Sättigungswert liegt. Von der Adria strömt das neu gebildete, freonreiche Wasser durch die Straße von Otranto in das Ionische Becken. Es breitet sich zunächst in süd-westlicher Richtung längs des italienischen Kontinentalabhangs aus, bevor es, topographisch geführt, nach Osten abbiegt und schließlich durch die Kretische Passage (südlich von Kreta) ins Levantini-sche Becken einströmt. Längs der Ausbreitungsrichtung des frisch ventilierten Tiefenwassers nimmt die Freon-12 Konzentration ab. Dies ist zum einen auf Vermischung mit umliegendem, freonfreiem Wasser zurückzuführen, vor allem aber auf die während der Modelllaufzeit zunehmenden Atmosphärenkonzentration von Freon-12.

Die Freonverteilungen im Bereich des Tiefenwassers (Abbildung 5.4) im Modell stimmen

von der Größe her gut mit den Messwerten der M5/6-Expedition überein. Das F-12 Maximum im tiefen Ionischen Becken liegt in den Messungen bei 0.6 bis 0.7 pmol/kg, und Richtung Osten nehmen die Werte auf 0.1 bis 0.2 pmol/kg im Levantinischen Becken ab. Die einzige Ausnahme bildet der Modelllauf mit NODC- und ECMWF-Klimatologie. Hier liegen die Freonkonzentrationen am Boden des Ionischen Meeres deutlich niedriger, nämlich bei etwa 0.4 pmol/kg, und das während der Modelllaufzeit gebildete Tiefenwasser ist noch nicht bis in das Levantische Becken gelangt, so dass dort die F-12-Werte dort null betragen. Eine, wenn auch geringere, Diskrepanz zwischen Mess- und Modellwerten besteht außerdem bei dem Modellexperiment mit MED5/NMC-Antrieb im Levantinischen Becken. Dort liegen im Modell die Konzentrationen im westlichen Teil deutlich zu hoch mit Werten von über 0.3 pmol/kg. Insgesamt nimmt die Freonkonzentration im Tiefenwasser bei den Modellläufen in Abhängigkeit des verwendeten atmosphärischen Antriebs in folgender Reihenfolge zu: NODC/ECMWF, NODC/NMC, MED5/ECMWF, MED5/NMC. Die Unterschiede zwischen den Freonkonzentrationen im Tiefenwasser sind in den unterschiedlichen Bildungs- und Ausstromraten des Adriatischen Tiefenwassers begründet, die nun näher untersucht werden.

### 5.2.2 Wassermassenbildung

In allen Modellläufen wird Adriatisches Tiefen- und Levantinisches Zwischenwasser gebildet. Kretisches Zwischenwasser, das in den Messungen der Meteorexpedition in erhöhten Werten von Temperatur, Salzgehalt sowie Freon-12 zu erkennen ist, tritt dagegen nicht auf, da dessen Bildungsgebiet, die südliche Ägäis, nicht ventiliert wird. In Tabelle 5.3 sind die Ausstromra-

T + S	Wind	ADW	LIW
NODC	ECMWF	0.27 Sv	0.21 Sv
MED5	ECMWF	0.46 Sv	0.43 Sv
NODC	NMC	0.54 Sv	0.53 Sv
MED5	NMC	0.62 Sv	0.75 Sv

Tabelle 5.3: *Jährliche Mittelwerte der Ausstromraten von ADW und LIW*

Bei den Berechnungen ist für das LIW ein Dichtebereich von  $\sigma_\theta = 28.9 - 29.15 \text{ kg/m}^3$  genommen worden. Die Dichte des aus der Straße von Otranto ausströmenden ADW ist modellspezifisch gewählt worden und reicht von  $\sigma_\theta > 29.17 \text{ kg/m}^3$  (NODC/ECMWF) bis  $\sigma_\theta > 29.22 \text{ kg/m}^3$  (MED5/NMC)

ten von ADW durch die Straße von Otranto und der Ausstrom von LIW am Übergang zwischen Ionischem und Levantinischem Becken bei  $23^\circ\text{E}$  wiedergegeben. Als „Richtwerte“ aus Messungen bzw. Modellwerten können 0.3 Sv für den ADW-Ausstrom [Roether und Schlitzer, 1991] und 0.6 Sv für den LIW-Transport [Myers und Haines, 2000] angesehen werden. Es fällt auf, dass die Ausstromrate beider Wassermassen aneinander gekoppelt scheinen, je größer die Rate des LIW, desto größer ist sie auch beim ADW. Die Verwendung der MED5-Daten für Temperatur und Salzgehalt und der NMC-Windschubspannungen führt zu einer erhöhten Wassermassenbildung gegenüber den anderen Klimatologien. Dabei ist der Unterschied allerdings nicht-

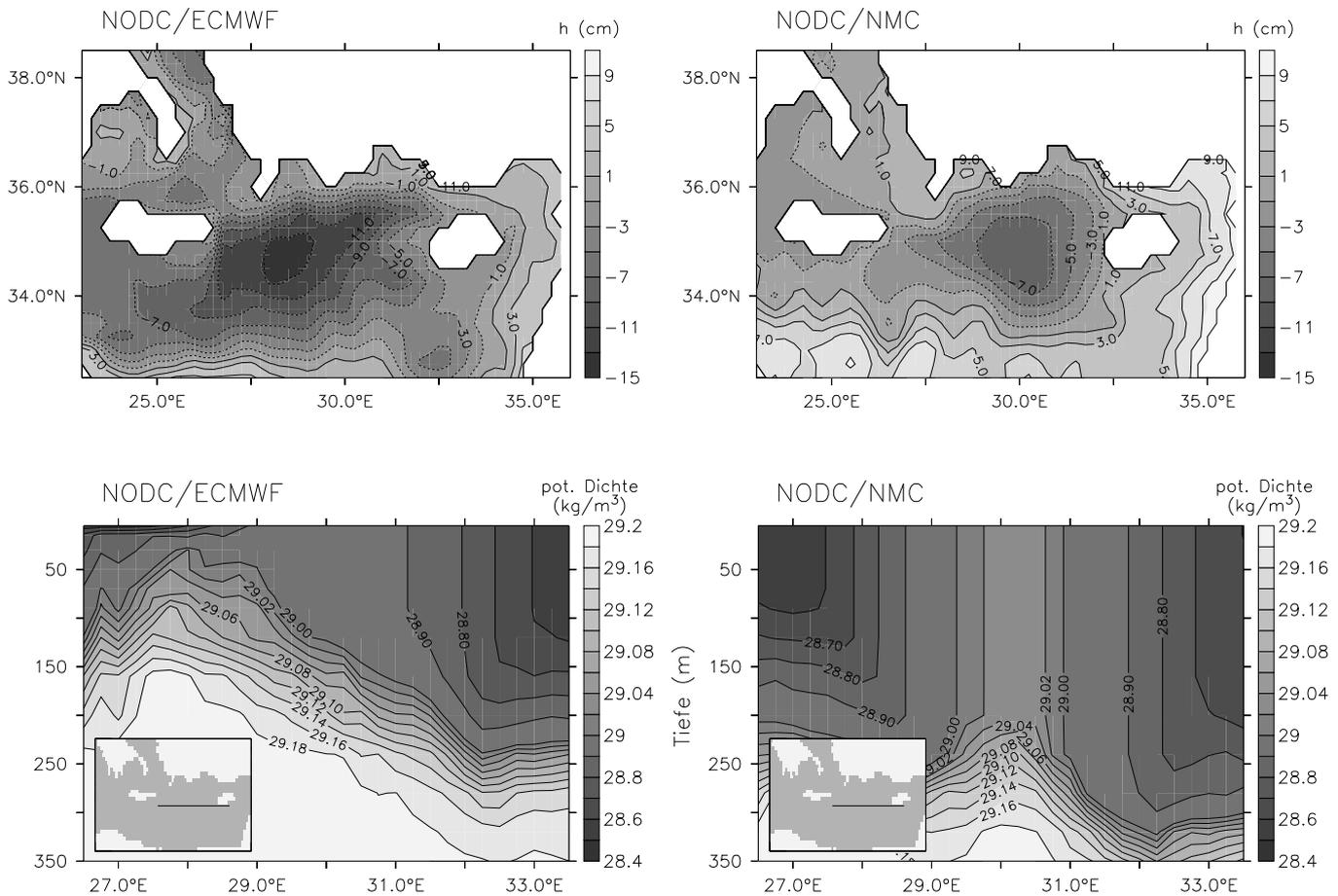


Abbildung 5.5: Auslenkung der freien Oberfläche (oben) und Dichteprofil (unten) im Bereich des Rhodoswirbels (s. Karte) in Abhängigkeit von dem verwendeten Windfeld im Februar zur Zeit der LIW-Bildung; deutlich zu erkennen sind im Dichteprofil die Bereiche, in denen Konvektion auftritt

linear: Bei Beibehaltung der NODC-Werte und dem Wechsel der Windschubspannungen von der ECMWF- zur NMC-Klimatologie verdoppeln sich die Ausstromraten nahezu, während der Unterschied bei den MED5-Werten und den verschiedenen Windantrieben wesentlich geringer ist.

### Levantisches Zwischenwasser

Im Bildungsgebiet des Levantinischen Zwischenwassers ist die Relaxationszeitkonstante für Salzgehalt von fünf Tagen auf zwei Stunden, den Standardwert für die Einstellzeit der Temperatur, herabgesetzt worden (s. voriges Kapitel). Dadurch soll die Bildung von salzreichem LIW im Modell ermöglicht werden. Wegen dieser kurzen Einstellzeit nimmt die durch Konvektion von der Oberfläche bis in einige 100 m Tiefe durchmischte Wassersäule in guter Näherung die oberflächlich vorgegebenen Werte für Temperatur und Salzgehalt an. Das neu gebildete LIW hat daher bei Verwendung der MED5-Klimatologie eine etwas niedrigere Temperatur und einen etwas größeren Salzgehalt als bei den Modellläufen mit NODC-Werten. Daraus resultiert eine

geringfügig höhere Dichte ( $\sigma_\theta = 29.11 \text{ kg/m}^3$  gegenüber  $\sigma_\theta = 29.05 \text{ kg/m}^3$ ). Mit dieser größeren Dichte des LIW ist ein erhöhter Druckgradient in Richtung des Ionischen Beckens verbunden, so dass der Unterschied in den Ausstromraten zwischen den beiden Klimatologien verständlich ist. Da die vertikale Ausdehnung der Zwischenwasserschicht im Modell wegen des hohen Dichteanstiegs in den oberen 1000 m als Folge des Gent-McWilliams-Schemas sehr gering ist (s. Kapitel 4), ist der gesamte Dichtebereich des LIW im Modell etwas größer gewählt worden als in der Literatur angegeben, nämlich von  $\sigma_\theta = 28.9$  bis  $29.15 \text{ kg/m}^3$  statt von  $\sigma_\theta = 28.93$  bis  $29.11 \text{ kg/m}^3$  [Roether *et al.*, 1998].

Der Einfluss des Windfeldes auf die LIW-Bildungsrate lässt sich durch den unterschiedlich stark ausgeprägten Rhodoswirbel erklären. Bei Verwendung der ECMWF-Windschubspannungen tritt dieser zyklonale Wirbel stärker hervor, was an der größeren Absenkung der Meeresoberfläche zu erkennen ist (Abbildung 5.5). Die relative Höhe der Oberfläche liegt bei den ECMWF-Windschubspannungen um etwa 5 cm niedriger als bei Verwendung des NMC-Windantriebs, und zwar für beide Temperatur- und Salzgehaltsklimatologien. Eine Absenkung der Meeresoberfläche führt zu einem geringeren Druck in der Wassersäule im Vergleich zu den Bereichen außerhalb des Wirbels, wo die Oberfläche nicht abgesenkt ist. Um in größeren Tiefen einen nahezu konstanten Druck inner- und außerhalb des Wirbels zu erhalten (level of no motion), müssen sich die Isopyknen im Bereich des Wirbels aufwölben. Dies führt dazu, dass die untere Grenze des Zwischenwassers hier höher liegt als in der Umgebung, und zwar um so mehr, je größer die Absenkung des Meeresspiegels im Bereich des Wirbels ist. Der Rhodoswirbel ist aber gerade das Bildungsgebiet des LIW. Im Winter wird im Modell der Bereich von der Oberfläche bis zu der Isopykne, die der Oberflächendichte entspricht, durch Konvektion frisch belüftet. Wenn nun durch die Aufwölbung der Isopyknen diese Dichtegrenze höher liegt, ist das frisch belüftete Volumen und somit die Menge an neu gebildetem LIW entsprechend kleiner (Abbildung 5.5). Die Ursache für den ausgeprägten Rhodoswirbel bei Verwendung des ECMWF-Windantriebs dürfte an der vorherrschenden nordwestlichen Windrichtung am westlichen Rand des Wirbels liegen (Abbildung 5.3). Durch diesen Windantrieb wird die zyklonale Strömung im Rhodoswirbel zusätzlich beschleunigt.

Der Rhodoswirbel ist also ein Beispiel dafür, dass ein zyklonaler, durch das Windfeld mit erzeugter Wirbel, die thermohaline Zirkulation beeinflusst. Ein solcher Wirbel verstärkt normalerweise die Tiefenwasserbildung. Denn durch das Aufwölben der Isopyknen im Bereich des Wirbels wird Wasser mit einer hohen Dichte in die Nähe der Meeresoberfläche gebracht. Somit ist die vertikale Ausdehnung der Schicht zwischen Oberfläche und Tiefenwasser, deren Dichte durch atmosphärischen Auftriebsfluss erhöht werden muss, ehe Tiefenwasserbildung einsetzen kann, reduziert [Ocean Circulation, 1989]. Dadurch verringert sich auch der für die Tiefenwasserbildung nötige Auftriebsfluss bzw. bei gleichem Auftriebsfluss kann mehr Tiefenwasser gebildet werden als bei Abwesenheit eines zyklonalen Wirbels. Im Fall des Rhodoswirbels und der dortigen Bildung von LIW ist es gerade umgekehrt: Je stärker der Wirbel ausgeprägt ist, desto weniger LIW wird gebildet. Das liegt daran, dass die oben genannte Regel nur auf Tiefenwasser zutrifft, dass sich unterhalb der aufgewölbten Isopyknen (unterhalb der 29.18-Isopykne in Abbildung 5.5) einschichten würde. So hohe Dichten werden aber im Levantinischen Becken an der Oberfläche im Winter nirgendwo erreicht. Stattdessen wird im Rhodoswirbel gerade der Bereich zwischen Tiefenwasser und Oberfläche, der durch das Aufwölben der Isopyknen verkleinert wird, ventiliert. Je stärker diese Aufwölbung ist, desto geringer ist das Volumen an Zwischenwasser (LIW), das im Bereich des Rhodoswirbels vorhanden ist (vgl. das Volumen

Modellklimatologie		$\theta$ [°C]	S [psu]	$\sigma_\theta$ [kg/m <sup>3</sup> ]
T + S	Wind			
NODC	ECMWF	12.65	38.52	29.20
MED5	ECMWF	12.83	38.66	29.27
NODC	NMC	12.85	38.68	29.28
MED5	NMC	13.00	38.75	29.30
Messwerte				
MED5		13.08	38.63	29.20
M5/6		12.85	38.64	29.25

Tabelle 5.4: Potentielle Temperatur, Salzgehalt und Dichte in der Adria unterhalb von 500 m in den vier Modellläufen; zum Vergleich die (vertikal) gemittelten Messwerte der Meteorstation 766 und die (vertikal und horizontal) gemittelten Werte der MED5-Klimatologie

zwischen den Isopyknen  $\sigma_\theta = 28.9$  und  $\sigma_\theta = 29.14$  kg/m<sup>3</sup> in Abbildung 5.5 links und rechts unten). Die LIW-Neubildung wird daher durch das Aufwölben der Isopyknen vermindert.

### Adriatisches Tiefenwasser

Wie oben schon erwähnt, ist die Bildung von Adriatischem Tiefenwasser<sup>3</sup> von der Menge des einströmenden Levantinischen Zwischenwassers abhängig. Wegen der unterschiedlichen Einstellzeiten für Temperatur (zwei Stunden) und Salzgehalt (fünf Tage), liegt die Temperatur des in der Adria im Winter neu gebildeten Wassers, genau wie beim LIW, nahe an den Oberflächenwerten. Der Salzgehalt wird dagegen nicht in erster Linie durch die Oberflächenwerte, sondern durch das in den Konvektionprozess einbezogene, unterhalb der Oberflächendeckschicht liegende Wasser beeinflusst. Dies zeigen die in Tabelle 5.4 dargestellten Werte für Temperatur, Salzgehalt und Dichte des neu gebildeten Adriatischen Tiefenwassers. Die Modelldaten sind dabei im September ermittelt worden, also ungefähr zum Zeitpunkt der Meteorfahrt M5/6. Der Salzgehalt im ADW nimmt in der gleichen Reihenfolge zu wie der LIW-Export aus dem Levantinischen Becken (s. Tabelle 5.3). Je mehr LIW in die Adria einströmt, desto höher ist der Salzgehalt der Zwischenwasserschicht in der Adria. Dadurch ist der Salzgehalt des neu gebildeten ADW von der Menge des aus dem Levantinischen Becken exportierten LIW, von dem ein Teil in die Adria gelangt, abhängig. Ein erhöhter Salzgehalt hat eine größere Dichte des neu gebildeten Adriatischen Tiefenwassers zur Folge, die wiederum eine größere Druckgradientenkraft Richtung Süden und somit eine höhere Ausstromrate bewirkt (Tabelle 5.3). Somit sind also LIW-Export aus dem Levantinischen Becken, die Dichte des in der Adria gebildeten Wassers und dessen Ausstromrate miteinander korreliert, ebenso die Freonkonzentration im Tiefenwasser (s. Abbildung 5.4), die von der ADW-Bildungsrate abhängig ist.

Wie zu erwarten, ist die Differenz zwischen den Modellläufen im Salzgehalt deutlich größer als in der Temperatur<sup>2</sup>. Die Werte in Tabelle 5.4 zeigen, dass nicht nur der Salzgehalt im ADW

<sup>2</sup>Temperatur und Salzgehalt lassen sich zwar nicht direkt vergleichen, aber der Einfluss einer Temperatur- bzw. Salzgehaltsänderung auf die Dichte ist vergleichbar. Da für den Temperaturbereich des EMDW  $\alpha = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T} \approx$

in der gleichen Reihenfolge wie der LIW-Export aus dem Levantinischen Becken zunimmt, sondern auch die Temperatur. Da die Relaxationszeit  $1/\alpha_T$  mit zwei Stunden zwar relativ kurz, aber immer noch endlich ist, macht sich auch in der Temperatur des neu gebildeten Tiefenwassers der Einfluss des LIW, das relativ warm ist, bemerkbar. Da zwischen den Messwerten der Meteorexpedition M5/6 und der MED5-Klimatologie eine gewisse Diskrepanz besteht (die auch nicht kleiner wird, wenn man statt des jährlichen Mittelwertes der MED5-Klimatologie die jahreszeitlichen Werte für den Sommer, also den Zeitpunkt der Meteorfahrt, heranzieht), lässt sich anhand der Temperatur- und Salzgehaltswerte im tiefen Bereich der Adria kein optimaler Modelllauf bestimmen. Die Kombination der MED5/NMC-Klimatologien liefert allerdings eine schon relativ deutlich überhöhte Dichte.

Die Modellergebnisse zeigen also, dass die Modellzirkulation von dem gewählten atmosphärischen Antrieb abhängt, wobei aber das Grundmuster der Zirkulation, was die Bildung von ADW und LIW und der Ausbreitung dieser Wassermassen betrifft, erhalten bleibt. Außerdem wird, wie bereits in Kapitel 4 deutlich, dass der Einstrom von LIW in die Adria einen großen Einfluss auf die Bildung von ADW hat. Der Einfluss verschiedener Windklimatologien auf die thermohaline Zirkulation des Mittelmeeres ist bereits in [Myers *et al.*, 1998] untersucht worden. Da dort aber z. B. das Gent-McWilliams-Schema nicht verwendet wird, findet keine richtige Tiefenwasserbildung im östlichen Mittelmeer statt, so dass die Ergebnisse mit den hier vorgestellten nicht direkt vergleichbar sind. Die Erwartung, dass die Verwendung der MED5- und/oder ECMWF-Klimatologien zu deutlich besseren Modellergebnissen führt als die (modifizierten) NODC- und NMC-Daten, kann durch die Ergebnisse generell nicht bestätigt werden. Von den hier gezeigten vier Kombinationen klimatologischer Antriebsdaten ergeben die Modellexperimente unter Verwendung der NODC/NMC- und MED5/ECMWF-Daten realistische Ergebnisse bezüglich der Wassermassenbildung in der Adria und der Ausbreitung des Tiefenwassers im östlichen Becken des Mittelmeeres.

---

$0.2\text{K}^{-1}$  und  $\beta = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial s} \approx 0.8$  gilt, bewirkt also eine Salzgehaltsdifferenz von 0.1 ungefähr dieselbe Dichteänderung wie eine Temperaturdifferenz von 0.4 °C.

# Kapitel 6

## Bodenschichtmodell

Die thermohaline Zirkulation des Ozeans wird durch das Absinken von dichten Wassermassen und ihre Ausbreitung im Ozeaninneren wesentlich bestimmt. Bei dieser Ausbreitung kommt es häufig zum Überströmen von Schwellen, durch die die Wassermassenbildungsgebiete vom übrigen Ozean getrennt sind (z. B. Grönlandsee). Im östlichen Mittelmeer stellt die Straße von Otranto eine solche Schwelle dar, die die Adria als Tiefenwasserbildungsgebiet vom tiefen Ionischen Becken abgrenzt. Im Fall der Ägäis als Bildungsgebiet von Zwischen- und/oder Tiefenwasser gibt es eine Folge von Schwellen: Zum einen zwischen der nördlichen Ägäis und der Kretischen See, zum anderen zwischen der Kretischen See und dem Levantinischen Becken. Das Überströmen dieser Schwellen wird in z-Koordinatenmodellen wie MOMA als Abfolge von advektiven und konvektiven Prozessen realisiert. Durch das Konvektionsschema kommt es dabei aber zu einer vertikalen (diapyknischen) Vermischung der Wassersäule. Das dichte, die Schwelle passierende Wasser sinkt also nicht als „Paket“ zum Boden, sondern wird mit den umliegenden Wassermassen vermischt. Dies zeigt sich im Falle der Straße von Otranto z. B. in den gegenüber den Messwerten erhöhten Freonkonzentrationen in mittleren Tiefen (s. Abbildung 6.1). Ursache dieses Modelldefizits ist die im Modell nicht wiedergegebene Dynamik der Bodengrenzschicht. Diese Schicht ist etwa 10 bis 50 m dick und stellt das Analogon zur winddurchmischten Schicht an der Meeresoberfläche dar. Die Dynamik ist bestimmt durch eine Ekmanspirale, erhöhte turbulente Diffusion und En- bzw. Detrainment (bei Änderung der Schichtdicke wird Wasser aus dem darüber liegenden Bereich in die Bodenschicht eingemischt bzw. umgekehrt). Die Richtung des advektiven und turbulenten Transports in dieser Ekmanbodenschicht ist nicht horizontal, sondern folgt der Bodentopographie. In isopyknischen und sigma-Koordinaten-Modellen kann dieser bodennahe Transport wiedergegeben werden, weil es immer einen direkten Austausch zwischen den untersten benachbarten Modellboxen gibt, auch wenn die Topographie in diesem Bereich uneben ist. Es scheint also vorteilhaft, einen solchen direkten Austausch auch in z-Koordinatenmodellen zu ermöglichen. Zu diesem Zweck sind zwei Bodenschichtmodelle in das MOMA-Programm implementiert worden, nämlich von Killworth und Edwards [Killworth und Edwards, 1997] und von Beckmann und Döscher [Beckmann und Döscher, 1997].

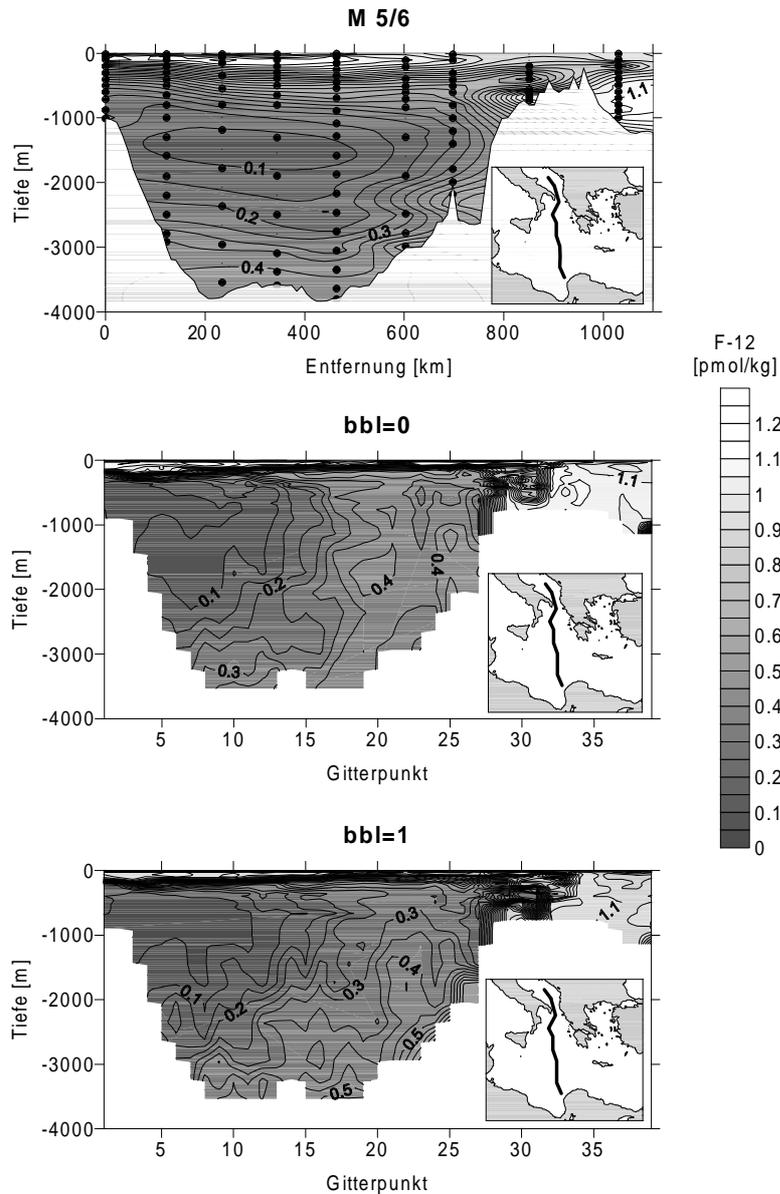


Abbildung 6.1: Freon-12-Konzentration in einem Süd-Nordschnitt von der afrikanischen Küste (links) zur Adria (rechts). Oben: Messwerte von M5/6; Mitte: Modellwerte ohne Bodenschicht; unten: Modellwerte mit Bodenschichtmodell nach [Beckmann und Döscher, 1997]

## 6.1 Modellbeschreibung

Die Funktionsweise des Bodenschichtmodells nach [Beckmann und Döscher, 1997] für den Transport von Tracern ist in Abbildung 6.2 dargestellt. Der eigentlich horizontale Tracerfluss aus einer Bodenbox  $T$  gelangt im Fall eines topographischen Gefälles nicht in die auf gleicher Höhe befindliche benachbarte Modellbox, sondern wird in die benachbarte Bodenbox umgeleitet. Der vertikale Fluss ergibt sich dann aus der Kontinuitätsgleichung. Auf diese Weise ändert sich der advective Transport nicht nur in der Bodenschicht, sondern über die volle Höhe des topographischen Sprunges. Außerdem gibt es einen erhöhten diffusiven Austausch zwischen benachbarten Bodenboxen. Voraussetzung für das Inkrafttreten von Advektion und Diffusion in der Bodenschicht ist, dass die Dichte in der höher liegenden Bodenbox größer ist als in der benachbarten tieferen, d. h. es muss gelten:  $\nabla \rho \cdot \nabla H < 0$ , wobei  $H$  die Tiefe des Meeresbodens beschreibt. Für die Advektion in der Bodenschicht in x- und y-Richtung muss außerdem gel-

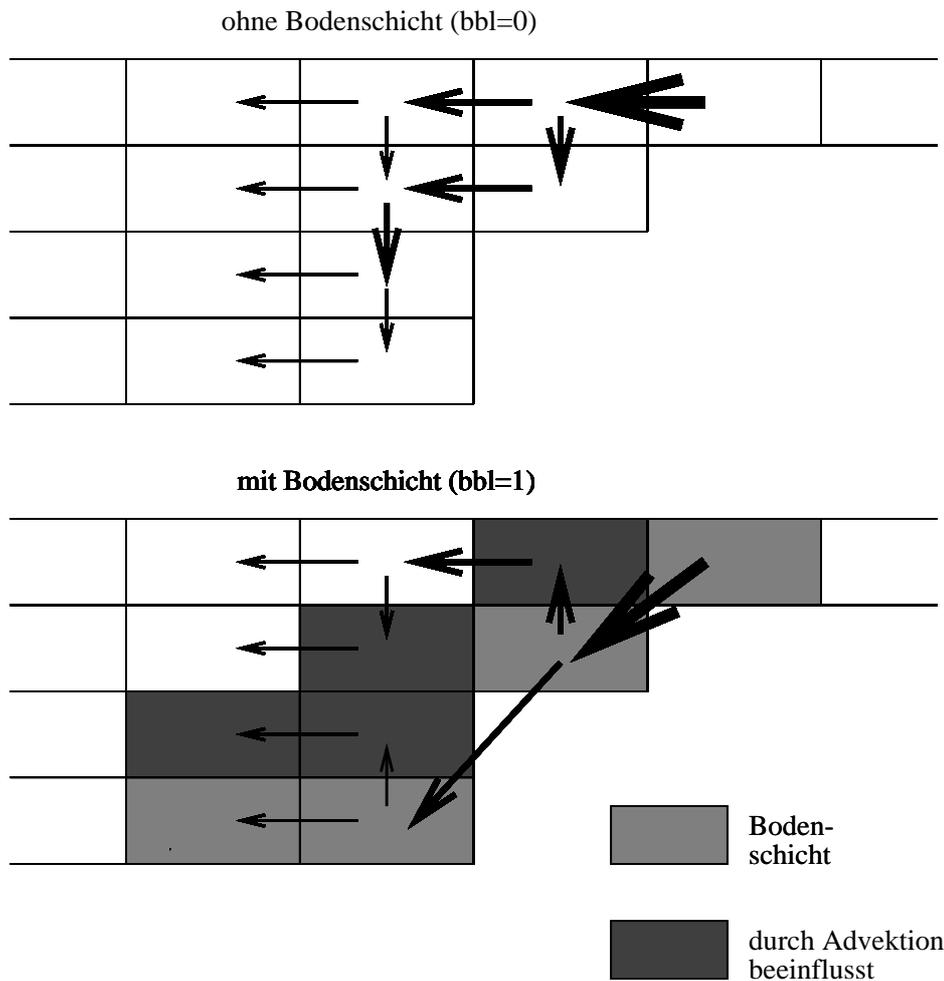


Abbildung 6.2: Schematische Funktionsweise des Bodenschichtmodells nach [Beckmann und Döscher, 1997]

ten:  $u \cdot \partial_x H > 0$  bzw.  $v \cdot \partial_y H > 0$ . Somit ist sichergestellt, dass es keinen Aufwärtstransport in der Bodenschicht gibt. Die Bodenschicht muss auch nicht voll „eingeschaltet“ werden, sondern es kann eine „Überlagerung“ von normalem horizontalem und Bodenschichttransport geben, d. h. der gesamte Tracerfluss  $F_{ges}$  lässt sich schreiben als  $F_{ges} = bbl F_{bot} + (1 - bbl) F_{hor}$ , wobei  $0 \leq bbl \leq 1$ .

Das turbulente Bodenschichtmodell nach [Killworth und Edwards, 1997] unterscheidet sich in zweifacher Hinsicht von dem Beckmann und Döscher Modell:

- Die Bodenschicht nimmt nur einen Teil der untersten Modellbox ein
- Die Horizontalgeschwindigkeiten in der Bodenschicht werden separat berechnet

Die Höhe der Bodenschicht hängt von der Stabilität der Dichteschichtung und der Geschwindigkeit längs des Meeresbodens ab. Dadurch, dass die Bodenschicht dünner ist als die unterste Modellbox, stimmt ihre Dicke besser mit der beobachteten Ekmanbodengrenzschicht überein. (Die unterste Modellbox hat bei Gesamtmeerstiefen von mehr als 1000 m eine Höhe von 300

m, die Ekmanschicht am Boden weist dagegen nur eine Dicke von 10 - 50 m auf.) Die Berechnung der Geschwindigkeiten in der Bodenschicht führt aber bei steiler Bodentopographie zu Instabilitäten und nach kurzer Zeit zum Programmabbruch, so dass mit diesem Modell keine Ergebnisse erzielt werden konnten. Diese Instabilitäten bei den Impulsen rühren von der Berechnung des Druckgradienten her. Die Druckdifferenz  $p_2 - p_1$  zwischen zwei benachbarten Modellpunkten in der Bodenschicht wird wie folgt ermittelt: Zuerst werden die Drücke  $p_{i1}$  und  $p_{i2}$  in der Tiefe der jeweiligen Punkte berechnet. Dabei muss noch berücksichtigt werden, dass die Meerestiefen  $H_1$  und  $H_2$  an den beiden Punkten unterschiedlich sein können. Sei z. B.  $H_2 > H_1$ . Dann gilt auch  $p_{i2} > p_{i1}$ . Dieser Druckunterschied infolge der Höhendifferenz soll nun durch Addition des Terms  $\frac{\rho}{2}(\rho_{i1} + \rho_{i2})(H_2 - H_1)$  ausgeglichen werden. Es ergibt sich somit für die Druckdifferenz  $p_2 - p_1$ , mit der der Impuls in der Bodenschicht berechnet wird:

$$p_2 - p_1 = p_{i2} - p_{i1} + \frac{\rho}{2}(\rho_{i1} + \rho_{i2})(H_2 - H_1) \quad (6.1)$$

Wegen der Nichtlinearität der Zustandsgleichung gilt aber nicht  $p_{i2} - p_{i1} \simeq \frac{\rho}{2}(\rho_{i1} + \rho_{i2})(H_2 - H_1)$ . Dadurch kommt es zu einer großen Horizontalgeschwindigkeit in der Bodenschicht im Falle eines topographischen Sprungs, was durch die Kontinuitätsgleichung dann auch eine hohe Vertikalgeschwindigkeit an dieser Stelle bewirkt und letztendlich Instabilitäten erzeugt. Nach [Nurser und Killworth, 2000] hat diese Diskrepanz bei der Berechnung des Druckgradienten dieselbe Ursache wie der Fehler des Druckgradienten in Sigma-Koordinatenmodellen. An Stellen steiler Topographie, wie sie im Mittelmeer häufig anzutreffen ist, ist dieser Fehler besonders groß.

Nach der Darstellung der Funktionsweise sollen nun die Auswirkungen des Bodenschichtmodells von Beckmann und Döscher, das als einziges von den beiden vorgestellten Modellen sinnvolle Resultate für die in dieser Arbeit untersuchten Modellexperimente liefert, auf die Modellzirkulation untersucht werden. Zunächst ist das Bodenschichtmodell wie oben beschrieben in das bestehende MOMA-Programm implementiert worden. Dabei musste insbesondere das Flussbegrenzungsschema geändert werden. Dieses benötigt nämlich für die Berechnung des Tracerausstroms aus einer Modellbox den Einstrom aus allen anderen Boxen. Während dies im Standardmodell nur die direkt benachbarten Boxen sind, kann es bei Verwendung der Advektion in der Bodenschicht auch einen Einstrom von Tracern aus Boxen geben, die mehr als ein z-Niveau von der betreffenden Box entfernt sind. Dies ist bei der Anpassung des Flussbegrenzungsschemas berücksichtigt worden. In einer Folge von Modellexperimenten ist dann getestet worden, inwieweit die Ergebnisse der vorhergehenden Kapitel bezüglich des Einflusses der Parametrisierung kleinskaliger Prozesse und des klimatologischen Antriebs gültig bleiben. Dabei sind folgende Werte für die Bodenschichtparameter gewählt worden: Bodenschichtparameter:  $bbl = 1$ , Diffusionskoeffizient:  $D = 10^2 \text{m}^2/\text{s}$ . (Dieser Wert stimmt von der Größenordnung her mit dem Wert für den horizontalen Diffusionskoeffizienten  $A_h$ , dividiert durch das Quadrat der Gitterweite, überein.) Die Modellexperimente umfassen jeweils den Zeitraum von 1970 bis 1987.

### 6.1.1 Parametrisierung kleinskaliger Prozesse

Bei Verwendung des Bodenschichtmodells ist die Vermischung des hangabwärts strömenden dichten Wassers mit umliegenden, leichteren Wassermassen geringer. Deshalb sollte der Dich-

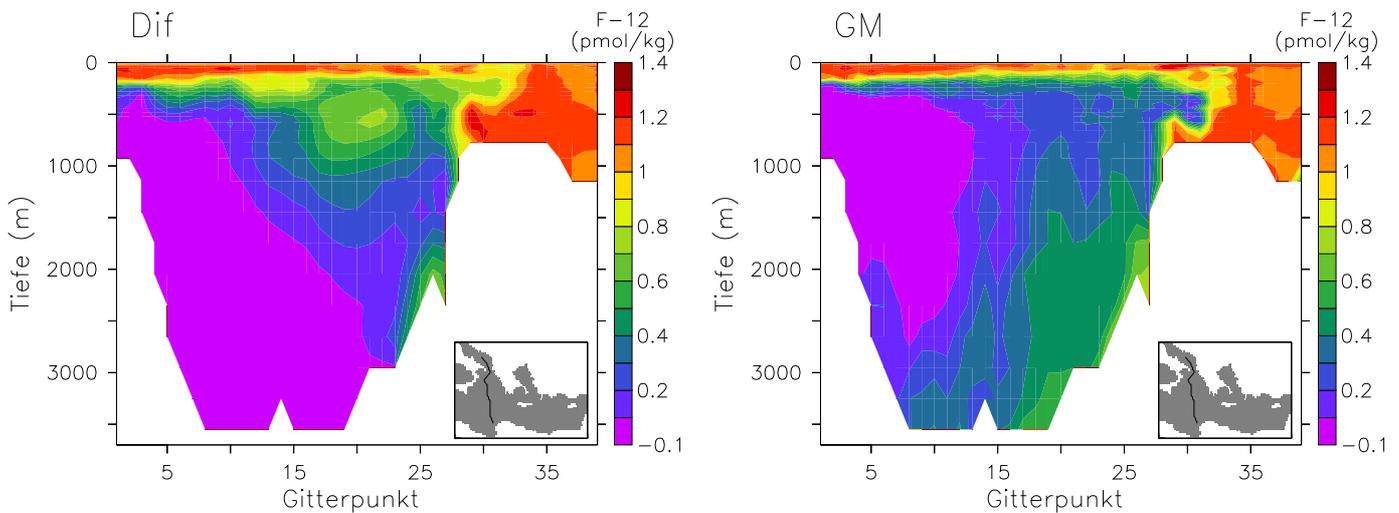


Abbildung 6.3: Modellwerte der Freon-12-Konzentrationen in einem Süd-Nordschnitt durch das Ionische Becken; beide Modellexperimente sind mit Bodenschicht gerechnet ( $bbl = 1$ ); links mit Diffusions-, rechts mit Gent-McWilliams-Parametrisierung

teüberschuss z. B. des in der Adria gebildeten Wassers gegenüber dem im Ionischen Becken vorhandenen Tiefenwasser, der nötig ist, damit das in der Adria gebildete Wasser südlich der Straße von Otranto bis zum Boden absinken kann, geringer sein. Das Gent-McWilliams-Schema bewirkt einen Einstrom sehr salzreichen Levantinischen Zwischenwassers (LIW) in die Adria und somit eine hohe Dichte des dort gebildeten Wassers. Der mit diesem Schema verbundene starke Dichteanstieg in den obersten 500 m wirkt sich jedoch nachteilig auf die Modellergebnisse aus (s. Kapitel 4). Deshalb ist untersucht worden, ob bei Einsatz des Bodenschichtmodells auf das Gent-McWilliams-Schema verzichtet werden und trotzdem ein Absinken des in der Adria gebildeten Wassers bis in die Bodenregion des Ionischen Beckens erreicht werden kann. Dazu sind, analog zu Kapitel 4, Modellexperimente mit Diffusion und ohne Gent-McWilliams-Schema als Parametrisierung der kleinskaligen, auf die Tracerverteilung wirkenden Prozesse, durchgeführt worden. Die klimatologischen Randbedingungen sind identisch mit denen in Kapitel 4, also NODC-Daten für Oberflächentemperatur und -salzgehalt und NMC-Windfelder. Da mit den in Kapitel 4 verwendeten Diffusionskonstanten ( $K_h = 1.0 \times 10^{10} m^4/s$ ,  $K_v = 3.0 \times 10^{-5} m^2/s$ ) auch bei Verwendung des Bodenschichtmodells keine Tiefenwasserbildung erreicht werden konnte, ist die vertikale Diffusion schrittweise bis auf  $K_v = 1.0 \times 10^{-5} m^2/s$  verringert worden, um die Erhaltung eines hohen Salzgehalts in der LIW-Schicht während der Ausbreitung dieser Wassermasse in die Adria zu verbessern. Das Ergebnis dieses Experiments mit der geringsten vertikalen Diffusion von  $K_v = 1.0 \times 10^{-5} m^2/s$  ist in Abbildung 6.3 links dargestellt. Im Vergleich zu Abbildung 4.2 oben links (dort beträgt die vertikale Diffusion allerdings  $3.0 \times 10^{-5} m^2/s$ ) ist tatsächlich ein Abwärtstransport des aus der Adria ausströmenden Wassers direkt südlich der Straße von Otranto festzustellen. Dieser Bodenschichttransport ist aber viel zu gering, große Teile des Ionischen Beckens werden nach wie vor nicht ventiliert. Erst bei Verwendung des Gent-McWilliams-Schemas und bei Verzicht auf Diffusion (Abbildung 6.3) erfolgt ein hinreichend hoher Abwärtstransport des neu gebildeten Adriatischen Tiefenwassers (ADW). Hier zeigt sich auch eine Verringerung der Einmischung des ADW in mittlere Tiefenhorizonte des

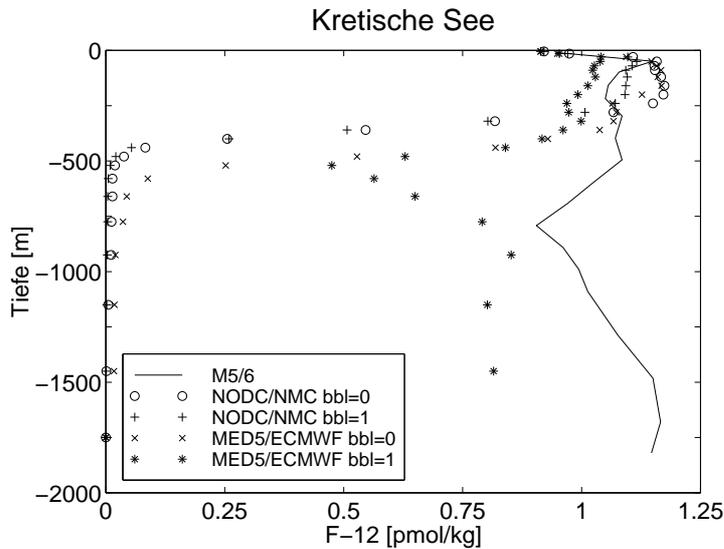


Abbildung 6.4: Freon-12-Konzentrationen in der Kretischen See in Abhängigkeit des klimatologischen Antriebs für Oberflächentemperatur und -salzgehalt (NODC bzw. MED5) und Windschub (NMC bzw. ECMWF) mit und ohne Bodenschicht ( $bbl = 1$  bzw.  $bbl = 0$ ); Modellzeitpunkt ist September 1987, zum Vergleich sind die Messwerte der Meteorfahrt M5/6 aus der Kretischen See (Station 753) mit angegeben (Karte s. Anhang)

Ionischen Beckens zwischen 1500 und 2000 m, die bei dem entsprechenden Modellexperiment ohne Bodenschicht festzustellen war (Abbildung 4.2 oben links).

Die Freon-12-Konzentrationen im Ionischen Becken nehmen zum Boden hin zu, was den Messwerten der Meteorfahrt M5/6 entspricht und auf eine der Bodentopographie folgende Ausbreitung des ADW hindeutet. Aufgrund dieser Ergebnisse werden alle weiteren Modellläufe mit Bodenschicht unter Verwendung des Gent-McWilliams-Schemas ohne weitere, auf die Tracerfelder wirkende Diffusion, durchgeführt. (Die Modellexperimente in diesem Kapitel sind mit der realistischen Relaxationszeitkonstanten  $1/\alpha_{F-12}$  für Freon-12 von 24 h durchgeführt worden (s. Kapitel 3) Im Gegensatz dazu beträgt  $1/\alpha_{F-12}$  in den beiden vorigen Kapiteln 2 h, dieser Wert ist von [Beitzel, 1997] und einigen anderen Mittelmeermodellierungsarbeiten übernommen worden. Deshalb sind dort die Freon-12-Konzentrationen in der tiefen Adria um etwa 0.2 pmol/kg höher als in den hier gezeigten Experimenten. Dies hat bei gleicher Ausstromrate auch etwas höhere Freon-12-Werte im Ionischen Becken zur Folge. Ein qualitativer Vergleich der Modellexperimente mit verschiedenen Freonrelaxationszeiten ist aber trotzdem möglich.)

## 6.1.2 Klimatologische Randbedingungen

Der Einfluss des klimatologischen Antriebs auf die Ergebnisse des Bodenschichtmodells ist ebenfalls untersucht worden. Dazu sind die Klimatologie-Kombinationen NODC/NMC sowie MED5/ECMWF für Oberflächentemperatur und -salzgehalt bzw. Windantrieb untersucht worden. Nach den Ergebnissen des vorigen Kapitels liefern diese beiden Kombinationen realistische Ergebnisse für die Bildungsraten und die Ausbreitung des Adriatischen Tiefenwassers. Dies gilt auch für die entsprechenden Modellexperimente mit Bodenschicht, nur dass der Ausstrom des ADW jetzt stärker in den unteren Modellschichten konzentriert ist. Die größten Unterschiede zwischen den beiden Modellläufen treten im Bereich der Kretischen See auf. Aus der Freonverteilung in Abbildung 6.4 geht hervor, dass dieses Gebiet in dem Standard MOMA-Modell nicht bis zum Boden hin belüftet wird, unabhängig von dem verwendeten klimatologischen Antrieb. Die Messungen zeigen jedoch auch unterhalb von 1000 m freonreiches, also frisch ventiliertes Wasser. Dieses stammt aus der nördlichen Ägäis, wo infolge starker winterlicher Abkühlung dichtes Wasser gebildet wird, das über eine flache Schwelle (etwa 200 m tief) in die Kretische

See einströmt und dort zum Boden absinkt [Zervakis *et al.*, 2000]. Der Ausstrom erfolgt dann durch die Straßen westlich und östlich von Kreta, die die Verbindung der Kretischen See mit dem Ionischen bzw. Levantinischen Becken darstellen. Dieses in der Ägäis gebildete Wasser wird nach [Roether und Schlitzer, 1991] CIW (Cretan Intermediate Water) genannt und schichtet sich außerhalb der Kretischen See in einem Bereich zwischen 500 bis 1200 m Tiefe ein. Zur Volumenkompensation fließt altes, freonarmes Tiefenwasser in die Kretische See ein, zu erkennen an dem Freonminimum in ungefähr 900 m Tiefe, also etwas oberhalb der Schwellen, die die südliche Ägäis mit dem Ionischen und Levantinischen Becken verbinden. Bei dem Modellexperiment mit Bodenschicht und MED5/ECMWF-Antrieb wird dieser Vorgang richtig simuliert, das Wasser aus der nördlichen Ägäis sinkt südlich der Schwelle zur Kretischen See nach unten. Allerdings bleibt die Ventilation der tiefen Bereiche der Kretischen See noch hinter den Beobachtungen zurück, wie aus den zu niedrigen Freon-12-Werten hervorgeht. Die relativ hohe Lage des Freonminimums ist auf die infolge der unzureichenden Modellauflösung zu niedrige Tiefe der Antikythera- und der Kassosstraße zurückzuführen (etwa 700 statt 900 m). Bei Verwendung der NODC/NMC Klimatologie tritt auch bei Verwendung des Bodenschichtmodells keine Ventilation der Kretischen See auf. Dies liegt an den unrealistisch hohen Wintertemperaturen in der nördlichen Ägäis in den NODC-Daten. Die aus den Klimatologiewerten für Temperatur und Salzgehalt bestimmte Oberflächendichte erreicht im Februar nur Werte von  $\sigma_t = 28.5 \text{ kg/m}^3$ , im Gegensatz zu  $29.85 \text{ kg/m}^3$  bei der MED5-Klimatologie. Die Dichte des im Modell gebildeten Bodenwassers in der Kretischen See liegt mit  $29.3 \text{ kg/m}^3$  allerdings um etwa  $0.1 \text{ kg/m}^3$  über den Messwerten.

Aufgrund der Verbesserung der Modellzirkulation im Bereich der Ägäis bei Verwendung der MED5/ECMWF-Klimatologien in Verbindung mit der Bodenschicht werden in allen folgenden Experimenten diese klimatologischen Antriebsdaten verwendet.

### 6.1.3 Optimierung der Bodenschichtparameter

In einer Reihe von Modellexperimenten werden nun die Parameter für Advektion und Diffusion optimiert. Zunächst ist der Anteil des advektiven Transports in der Bodenschicht variiert worden, dafür wurden für den Parameter  $bbl$  Werte von 0.5 und 1.0 gewählt. Der Koeffizient für Diffusion in der Bodenschicht beträgt  $D = 10^2 \text{ m}^2/\text{s}$ . Um die Auswirkungen des Bodenschichtmodells auf den Transport des neu gebildeten, freonreichen Tiefenwassers zu untersuchen, sind die horizontal gemittelten Freon-12-Konzentrationen im zentralen Ionischen Becken mit einem Vergleichsexperiment ohne Bodenschicht sowie den Messwerten aus diesem Gebiet gegenüber gestellt worden (s. Abbildung 6.5 links). Man kann deutlich zwischen zwei Tiefenbereichen unterscheiden: Oberhalb von 2000 m verringern sich die Freon-12-Konzentrationen bei Verwendung der Bodenschicht, was auf die verringerte Einmischung des ADW in mittlere Tiefenhorizonte zurückzuführen ist. Dadurch wird allerdings die Diskrepanz zu den Messwerten, die auf die zu geringe vertikale Ausdehnung der Zwischenwasserschicht zurückzuführen ist, noch vergrößert. Andererseits nehmen in den Modellläufen mit Bodenschicht unterhalb von 2000 m die Freonkonzentrationen in Übereinstimmung mit den Messwerten bis zum Boden hin zu. Bei dem Experiment mit  $bbl = 0.5$  ist diese Zunahme wesentlich geringer. Deshalb werden alle weiteren Modellexperimente mit Bodenschicht mit dem Parameterwert  $bbl = 1$  durchgeführt.

Der Einfluss der zusätzlichen Diffusion in der Bodenschicht ist in Abbildung 6.5 rechts dargestellt. Analog zu den Experimenten mit Variation des Bodenschichtparameters  $bbl$  wird wie-

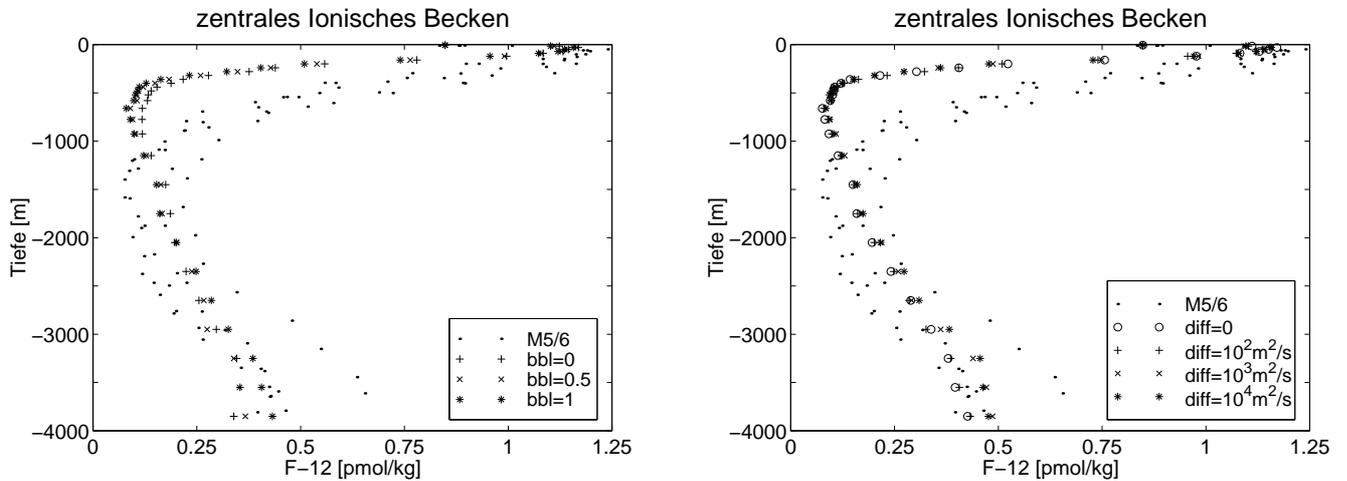


Abbildung 6.5: Horizontal gemittelte F-12 Verteilungen im Ionischen Becken für verschiedene Advektions- (links) und Diffusionsparameter (rechts) in der Bodenschicht; der jeweils andere Parameter ist konstant gehalten, links: Diffusionsparameter  $D = 10^2 \text{m}^2/\text{s}$ , rechts: Bodenschichtparameter  $bbl = 1$ ; zum Vergleich sind die Messwerte von M5/6 mit dargestellt

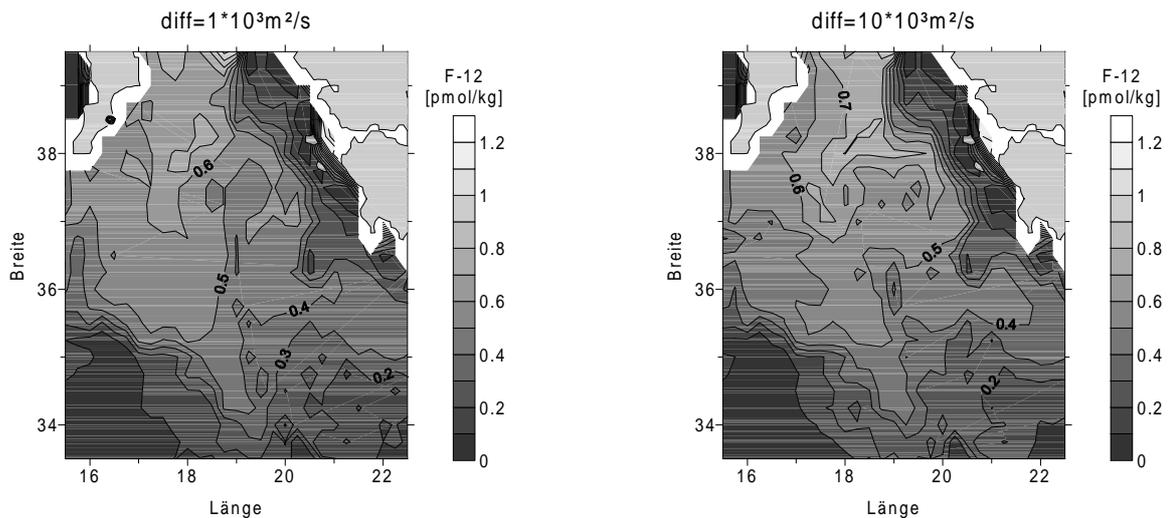


Abbildung 6.6: Boden-Freon-12-Konzentration im Ionischen Becken für unterschiedliche Diffusionskonstanten in der Bodenschicht

derum die Konzentration von Freon-12 im zentralen Ionischen Becken betrachtet. Es sind Modellexperimente mit einer Diffusionskonstanten von  $D = 0, 10^2, 10^3$  und  $10^4 \text{ m}^2/\text{s}$  durchgeführt worden. Im oberen Teil der Wassersäule ist die Auswirkung der Diffusion in der Bodenschicht minimal, deutliche Unterschiede treten erst unterhalb von 3000 m auf. Auffällig ist, dass die Freonkonzentrationen dort bei Vergrößerung der Diffusionskonstanten von  $10^2$  auf  $10^3 \text{ m}^2/\text{s}$  deutlich ansteigen. Eine weitere Vergrößerung dieses Parameters hat dagegen keinen erhöhten Transport von ADW in das tiefe Ionische Becken zur Folge. Der Grund wird aus Abbildung 6.6 ersichtlich. Dort ist die Freonkonzentration in der untersten Modellschicht im Bereich des Ionischen Beckens dargestellt. Die Ausbreitung des ADW von Norden her lässt sich anhand dieses Tracers gut verfolgen. Im Bild rechts, dem Modelllauf mit der höchsten Diffusion in der Bodenschicht, sind die Freonwerte direkt südlich der Adria höher als bei mittlerer Diffusion (linkes Bild), ebenso im südöstlichen Bereich des Ionischen Meeres. Der westliche Randstrom an der Begrenzung des tiefen Ionischen Beckens ist im Bild links allerdings stärker ausgeprägt. Dieser westliche Randstrom entsteht unter Einwirkung der Corioliskraft, die erhöhten Freonwerte in diesem Bereich sind also advektiv bedingt. Je höher die Diffusionskonstante in der Bodenschicht, desto stärker ist der diffusive Transport von Tracern entgegen dem Konzentrationsgradienten. Dafür nimmt aber der advective Transport ab. Da in den Messwerten eine Ausbreitung des ADW in Form eines ausgeprägten westlichen Randstroms, gekennzeichnet durch hohe Freon-12-Konzentrationen, zu beobachten ist, erscheint der direkte südwärtige diffusive Transport von Tracern in dem Experiment mit hoher Diffusionskonstanten unrealistisch. Ein Wert für den Diffusionsparameter in der Bodenschicht von  $10^3 \text{ m}^2/\text{s}$  wird daher als optimal betrachtet. Ein Maß für das Verhältnis von advektivem zu diffusivem Tracertransport stellt die Pecletzahl  $Pe = \frac{ul}{D}$  dar. Mit den Größenordnungen für  $u$  von 1–10 cm/s und  $l$  von 100 km ergibt sich für  $D = 10^3 \text{ m}^2/\text{s}$  ein Wert von  $Pe$  zwischen 1 und 10, so dass die Diffusion für den Tracertransport zwar eine Rolle spielt, aber den Beitrag der Advektion nicht übersteigt. Für  $D = 10^4 \text{ m}^2/\text{s}$  wird der Transport dagegen eindeutig von der Diffusion dominiert, was mit der beobachteten Ablenkung des Randstroms durch die Corioliskraft im Widerspruch steht. Durch diese Größenabschätzung wird also bestätigt, dass ein Wert von  $10^3 \text{ m}^2/\text{s}$  eine sinnvolle obere Grenze für die Diffusionskonstante darstellt. Im Gegensatz dazu ergibt sich aus dem in [Döscher und Beckmann, 2000] untersuchten Nordatlantikmodell ein Diffusionsparameter von  $D = 10^4 \text{ m}^2/\text{s}$  als optimaler Wert. Außerdem überwiegt dort der diffusive Anteil des Bodenschichttransports gegenüber dem advectiven. Diese Unterschiede liegen aber in der größeren Auflösung des Nordatlantikmodells von  $1.5^\circ$  gegenüber  $1/4^\circ$  für das hier betrachtete Mittelmeermodell begründet.

Die Verbesserungen in der Verteilung von Freon-12, die durch das Bodenschichtmodell erreicht werden, sind besonders deutlich in dem am Anfang dieses Kapitels in Abbildung 6.1 dargestellten Süd-Nord-Schnitt durch das Ionische Becken zu erkennen. Dort sind die Ergebnisse für den Modelllauf mit den optimalen Bodenschichtparametern ( $bbl = 1, D = 10^3 \text{ m}^2/\text{s}$ ) dargestellt, im Vergleich zu den M5/6-Messwerten und dem entsprechenden Modellexperiment ohne Bodenschicht.

Um den Einfluss des Bodenschichtmodells auf den Transport von dichten Wassermassen besser abschätzen zu können, sind die Transportraten des „normalen“ Advektionsschemas und der Advektion in der Bodenschicht verglichen worden. Das Maximum im Bodenschichttransport im Ionischen Becken in südlicher Richtung befindet sich bei  $38.5^\circ\text{S}$  und beträgt im jährlichen Mittel etwa 0.5 Sv. Der gesamte südliche Transport an dieser Stelle von Wasser mit einer

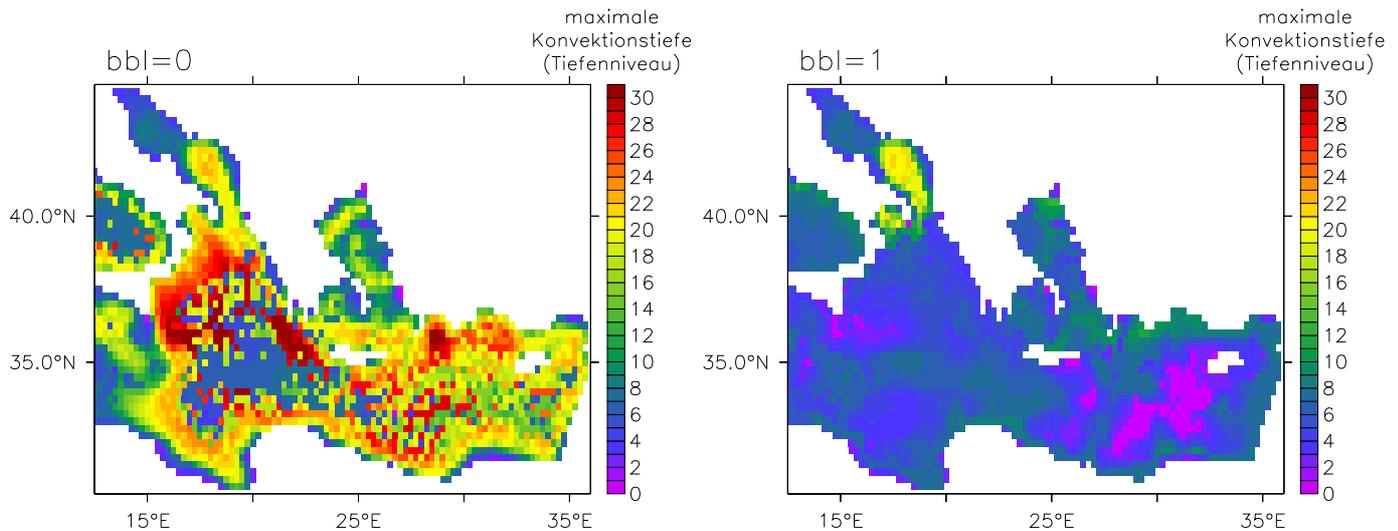


Abbildung 6.7: Maximale Konvektionstiefe ohne ( $bbl=0$ , links) und mit Bodenschicht ( $bbl=1$ , rechts)

Dichte von  $\sigma_\theta > 29.22 \text{ kg/m}^3$  liegt ungefähr dreimal so hoch, nämlich bei 1.4 Sv. (Diese Werte gelten für den Modelllauf mit den Parametern  $bbl = 1$  und einer Diffusionskonstanten in der Bodenschicht von  $10^3 \text{ m}^2/\text{s}$ .) Wie schon anhand der Freonverteilungen zu vermuten war, ist der Einfluss der Bodenschicht also merklich, aber es wird trotzdem nur ein Bruchteil des dichten Wassers am Boden entlang transportiert.

#### 6.1.4 Einfluss des Bodenschichtmodells auf die Konvektionsaktivität

Der Abwärtstransport von dichten Wassermassen geschieht in einem z-Koordinatenmodell wie MOMA durch eine Kombination von Advektion und Konvektion. Dies wird in Abbildung 6.7 noch einmal verdeutlicht. Dargestellt ist hier das tiefste Niveau, bis zu dem die konvektive Vermischung reicht, betrachtet über einen Zeitraum von einem Jahr. Dieses tiefste Niveau ist dabei unabhängig von dem obersten Niveau, an dem die Konvektion beginnt. Auffällig ist, dass bei dem Standard MOMA-Modelllauf überall, wo Unebenheiten in der Topographie auftreten, die untersten Schichten konvektiv durchmischte werden. Wenn dichteres Wasser über eine Schwelle strömt, ist die durch die Kontinuitätsgleichung indizierte Vertikalgeschwindigkeit also nicht hoch genug, um für einen ausreichenden Abwärtstransport des dichteren Wassers zu sorgen, so dass das Konvektionsschema in Aktion tritt. Anders stellt sich die Situation dagegen bei Verwendung des Bodenschichtmodells dar. Hier reicht die Konvektion ausserhalb der Wassermassenbildungsgebiete maximal bis zur zehnten Modellschicht, das entspricht einer Tiefe von 240 m und kennzeichnet die im Winter oberflächlich durchmischte Schicht. Im Bereich der topographischen Schwellen tritt keine Konvektion in Bodennähe mehr auf. Hieran zeigt sich die Effektivität des Bodenschichtmodells, dichtere Wassermassen nicht horizontal, sondern der Topographie folgend zu transportieren. Dadurch, dass ausser bei der Wassermassenbildung das Konvektionsschema nicht mehr benötigt wird, vermindert sich die Vermischung von dichtem, neu gebildeten Wasser mit umliegenden, weniger dichten Wassermassen. Auf diese Weise kann auch das Überströmen von mehreren hintereinanderliegenden Schwellen, wie sie zwischen der nördlichen Ägäis und der Kretischen See auftreten, im Modell simuliert werden.

Die großskalige Zirkulation wird durch Advektion und Diffusion in der Bodenschicht kaum beeinflusst. Die Ausbreitungswege des aus der Adria ausströmenden Wassers ändern sich nur wenig. Auch die Wassermasseneigenschaften des EMDW hinsichtlich Temperatur und Salzgehalt bleiben fast unverändert. Der größte Unterschied zwischen Modellexperimenten mit und ohne Bodenschicht tritt hier bei der Temperatur im tiefen Ionischen Becken auf, die mit Bodenschicht um fast  $0.1^{\circ}\text{C}$  niedriger ist. In bestimmten Regionen ergeben sich allerdings größere Veränderungen durch Implementierung des Bodenschichtmodells, und zwar insbesondere in Gebieten, die durch topographische Schwellen abgegrenzt sind. So wird die Einmischung von ADW in mittlere Tiefenhorizonte des Ionischen Beckens mit Hilfe des Bodenschichtmodells reduziert. Die größte Verbesserung der Modellergebnisse durch die Bodenschicht liegt im Bereich der Kretischen See vor, wo eine Ventilation der tiefen Bereiche durch den der Bodentopographie folgenden Transport erst ermöglicht wird.

# Kapitel 7

## Ergebnisse des Standardmodells

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse des sog. „Standardmodells“ diskutiert. Als „Standardmodell“ wird dabei der im vorigen Kapitel bereits dargestellte Modelllauf mit Bodenschicht ( $bbl = 1$ , Diffusionskonstante in der Bodenschicht:  $D = 10^3 \text{m}^2/\text{s}$ ) bezeichnet. Dieser zeigt zumindest qualitativ eine gute Übereinstimmung mit den Messwerten. Die Ventilation von Adria und Kretischer See und der Ausstrom des Adriatischen Tiefenwassers ins Ionische Becken werden in diesem Modellexperiment am besten simuliert. Im Folgenden werden die Modellergebnisse für potentielle Temperatur, Salzgehalt und Freon-12-Konzentration mit den Messwerten der Meteorexpedition M5/6 verglichen. Außerdem werden die Produktions- und Ausstromraten der verschiedenen Wassermassen im Modell ermittelt, ebenso die atmosphärischen Flüsse (Wärme- und Süßwasserfluss). Dabei wird auch auf die jährliche und zwischenjährliche Variabilität der Modellzirkulation eingegangen. Mittelwerte der Strömungsgeschwindigkeiten in den verschiedenen Stockwerken folgen im nächsten Kapitel, wo sie den entsprechenden Modellergebnissen für den neuen transienten Zirkulationszustand zum Zeitpunkt 1995 gegenüber gestellt sind.

### 7.1 Tracerverteilungen

Abbildung 7.1 zeigt einen West-Ost-Schnitt durch das östliche Mittelmeer vom Ionischen ins Levantinische Becken. Dargestellt sind die Verteilungen aller drei im Modell berechneten Tracer, potentielle Temperatur, Salzgehalt und Freon-12 in Modell- und Messwerten. Der Modellzeitpunkt entspricht mit September 1987 dem Zeitpunkt der Meteorfahrt. Zunächst sollen nun die im Rahmen der Meteorexpedition M5/6 gemessenen Tracerverteilungen betrachtet und interpretiert werden.

Vom Boden ausgehend bis etwa 1500 m ist deutlich der in Temperatur und Salzgehalt sehr homogene Bereich des Tiefenwassers des östlichen Mittelmeeres (EMDW) zu erkennen. Dass das Tiefenwasser von der Adria her erneuert wird, geht besonders deutlich aus den Freonverteilungen hervor, die am tiefen westlichen Rand des Schnittes ein Maximum aufweisen (bis zu  $0.6 \text{ pmol/kg}$ ). Hier befindet sich auch ein leichtes Temperaturminimum, da das aus der Straße von Otranto ausströmende Wasser zunächst etwas kälter und weniger salzhaltig als das Tiefenwasser im Ionischen Becken ist, sich dann aber mit den umliegenden Wassermassen vermischt und somit das homogene Tiefenwasser bildet. Im Ionischen Becken nehmen unterhalb des Fre-

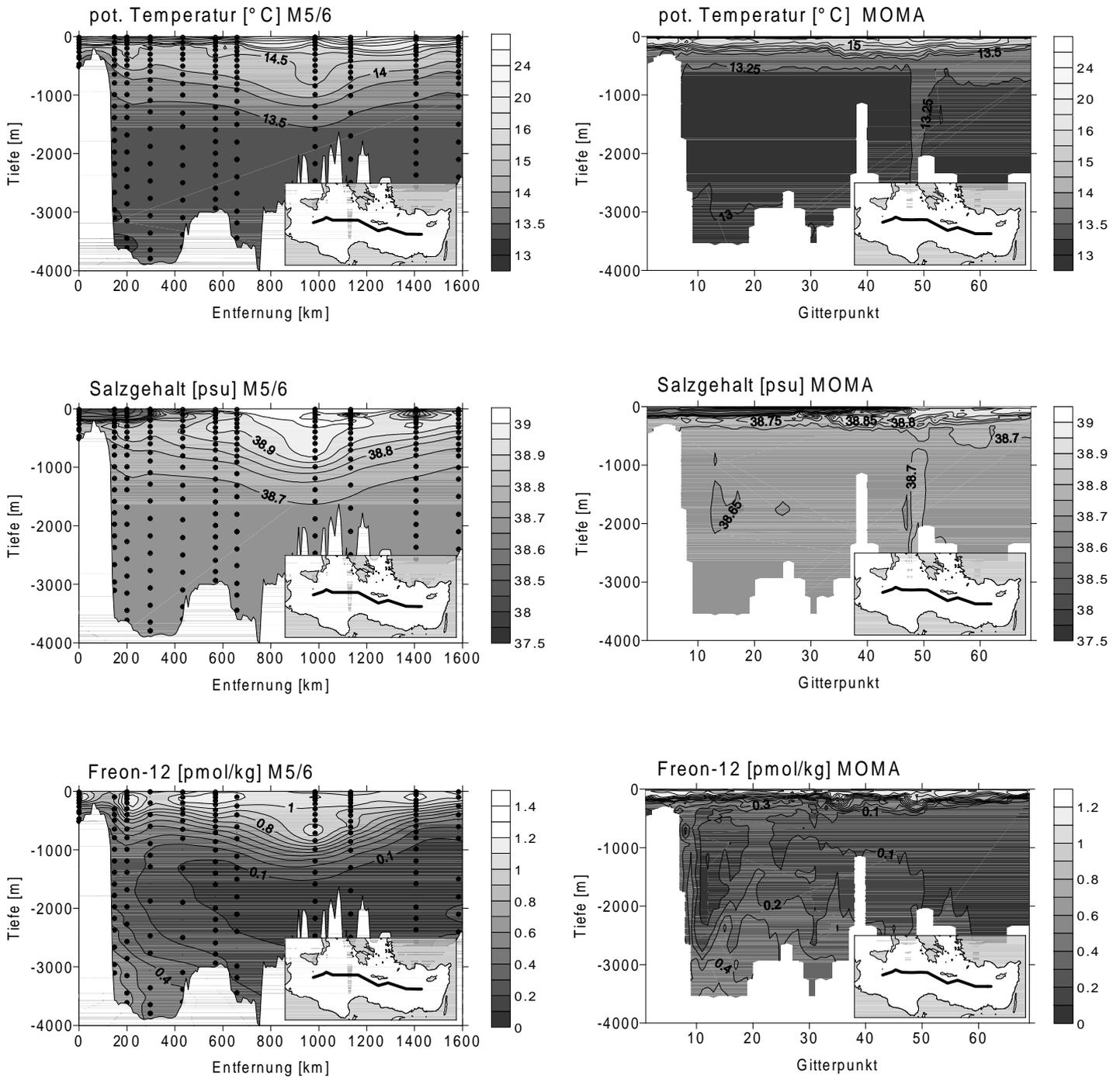


Abbildung 7.1: Potentielle Temperatur, Salzgehalt und Freon-12-Konzentration auf einem West-Ost-Schnitt durch das östliche Mittelmeer; links Messwerte, rechts Modelldaten

onminimums in etwa 1500 bis 2000 m Tiefe die Freonkonzentrationen von Westen nach Osten und vom Boden nach oben hin ab, ein weiteres Indiz für die Ausbreitung des Tiefenwassers in Bodennähe in östlicher Richtung. Im Levantinischen Becken befinden sich noch weite Bereiche mit Freonkonzentrationen von unter 0.1 pmol/kg, d. h. dieses Wasser ist das älteste im östlichen Mittelmeer. Das Salzgehaltsmaximum zwischen 200 und 500 m kennzeichnet das Levantinische Zwischenwasser (LIW). In den F-12-Werten besitzt das LIW kein Maximum, sondern stellt einen Übergangsbereich dar zwischen der Oberflächenschicht, deren F-12-Werte sich nahezu im Lösungsgleichgewicht mit der Atmosphäre befinden, und dem freonärmeren Tiefenwasser. Südlich von Kreta reichen die höheren Werte von Temperatur, Salzgehalt und Freon-12 bis in eine Tiefe von etwa 1000 m. Hier liegt der Kern des Kretischen Zwischenwassers (CIW), das von Norden aus der Ägäis ins Levantinische Becken strömt und sich unterhalb des LIW einschichtet [Schlitzer *et al.*, 1991].

Betrachtet man zum Vergleich dazu die Modellwerte, so ergibt sich eine recht gute Übereinstimmung bei Salzgehalt und Freonkonzentration des Tiefenwassers. Lediglich das Freonmaximum in Bodennähe im Westen des Schnitts bleibt mit 0.5 pmol/kg etwas unterhalb der Messwerte. Die potentielle Temperatur des Tiefenwassers ist allerdings zu niedrig, sie beträgt nur etwa 13°C statt 13.3°C. Eine kleine Abweichung von der sonst homogenen Temperatur- und Salzgehaltsverteilung findet sich südlich von Kreta bei Gitterpunkt 50. Dort ist ein kleiner Teil des Wassers, das aus der Ägäis durch die Kassosstraße ausströmt, wegen seiner zu hohen Dichte bis zum Boden abgesunken. Dadurch sind die in diesem Bereich erhöhten Werte von Temperatur und Salzgehalt zu erklären. Die größten Abweichungen zwischen Modell- und Messwerten liegen aber im Bereich des Zwischenwassers. Diese Schicht hat im Modell eine zu geringe vertikale Ausdehnung, und ihr Kern liegt zu hoch (zwischen 150 und 300 m gegenüber 200 und 500 m in den Messungen). Dies gilt insbesondere auch für das Kretische Zwischenwasser (CIW), das sich im Modell etwas unterhalb von 300 m befindet. Es ist an zwei Freonmaxima südlich der Antikythera- und Kassosstraße, also dem Ausstrombereich des CIW, zu erkennen, ebenso durch ein Salzgehaltsmaximum und eine leichte Absenkung der Isothermen in diesem Gebiet. Die zu geringe vertikale Ausdehnung der Zwischenwasserschicht hat auch zur Folge, dass das Freonminimum im Ionischen Becken zu hoch liegt, nämlich in etwa 1000 m Tiefe statt bei 1500 bis 2000 m.

Abbildung 7.2 zeigt ein T-S-Diagramm aller Schöpferdaten der Meteorexpedition M5/6 und zum Vergleich die Modellwerte am Ort der jeweiligen Station in allen Tiefenschichten des Modells. Besonders gekennzeichnet sind die beiden wichtigsten Wassermassen, LIW und EMDW, außerdem die in der Adria und der Kretischen See frisch ventilierten Tiefenbereiche ADW bzw. CSDW (Cretan Sea Deep Water). Auch hier ist die im Modell zu niedrige potentielle Temperatur des Tiefenwassers im östlichen Mittelmeer zu erkennen, die zu einer erhöhten potentiellen Dichte führt ( $\sigma_\theta \approx 29.24 \text{ kg/m}^3$  gegenüber  $\sigma_\theta \approx 29.18 \text{ kg/m}^3$  in den Messwerten). Die Quellwassermasse des EMDW, das ADW, ist demgegenüber im Modell eher zu warm und etwas zu salzhaltig. Der „Abstand“ zwischen ADW und EMDW im T-S-Diagramm ist im Modell geringer. Dies deutet darauf hin, dass die Vermischungsprozesse, die beim Überströmen der Straße von Otranto und dem anschließenden Absinken auftreten, im Modell nicht richtig wiedergegeben werden, die Vermischung scheint im Modell zu gering zu sein. Das in der Kretischen See neu gebildete CSDW weist gegenüber den Messwerten deutliche Abweichungen auf. Die Temperatur ist um fast 1°C zu niedrig, und der Salzgehalt differiert um etwa 0.05. Dies führt zu der bereits erwähnten zu hohen potentiellen Dichte von  $\sigma_\theta \approx 29.3 \text{ kg/m}^3$  (gemessen:

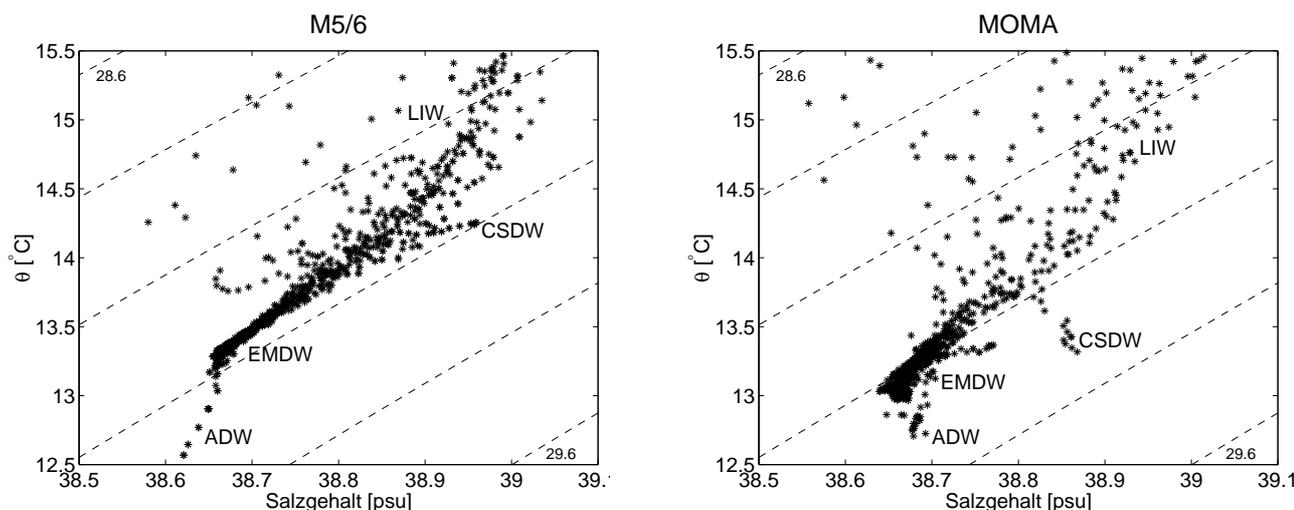


Abbildung 7.2: links: T-S-Diagramm aller Messpunkte der M5/6-Expedition im östlichen Mittelmeer; rechts: Modellwerte an den entsprechenden Stellen

$\sigma_\theta \approx 29.2 \text{ kg/m}^3$ ). Das LIW befindet sich im Modell ungefähr in demselben Bereich des T-S-Diagramms wie bei den Messwerten. (Der LIW-Kern im Ionischen bzw. Levantinischen Becken wird bei [Roether *et al.*, 1998] durch eine potentielle Temperatur von 14.232 bzw. 15.524°C und einen Salzgehalt von 38.824 bzw. 38.989 angegeben). Die geringe vertikale Ausdehnung des Zwischenwassers im Modell spiegelt sich in der geringen Anzahl von Punkten in diesem T-S-Bereich in der rechten Abbildung wieder.

## 7.2 Modellzirkulation

In diesem Abschnitt wird die Zirkulation des Standardmodells untersucht. Zu diesem Zweck werden die mittleren Geschwindigkeiten und atmosphärischen Flüsse aus drei aufeinanderfolgenden Jahren (Modelljahre 1984-1987) der Simulationsrechnung ermittelt. Die so gewonnenen Mittelwerte werden dann mit anderen Literaturwerten, die direkt oder indirekt aus Beobachtungen gewonnen sind, verglichen.

### 7.2.1 Transport durch die Meeresstraßen

Zunächst wird der Gesamttransport durch die drei wichtigsten Straßen des Mittelmeeres betrachtet. Dies sind die Straße von Gibraltar, durch die der Austausch zwischen dem Mittelmeer und dem Atlantik erfolgt, die Straße von Sizilien, die westliches und östliches Mittelmeer verbindet, und die Straße von Otranto als Grenze zwischen der Adria und dem Ionischen Becken. In Tabelle 7.1 sind die über einen Zeitraum von drei Jahren berechneten jährlichen Mittelwerte und deren Standardabweichungen angegeben. Dabei ist zu beachten, dass im Modell wegen der den Gleichungen zugrunde liegenden Volumenerhaltung Ein- und Ausstrom nahezu gleich groß sind. Geringfügige Abweichungen können lediglich durch eine Änderung der Auslenkung der freien Oberfläche hervorgerufen werden. Diese beträgt aber nur wenige cm. Durch den Verdunstungsüberschuss sinkt dagegen der Meeresspiegel im Mittelmeer um fast 1 m/Jahr. Dieser

Straße	Transport [Sv]
Gibraltar	$1.17 \pm 0.02$
Sizilien	$0.82 \pm 0.01$
Otranto	$0.63 \pm 0.01$

Tabelle 7.1: *Mittelwerte des Transports durch die Straßen von Gibraltar, Sizilien und Otranto über einen Zeitraum von drei Jahren im Modell*

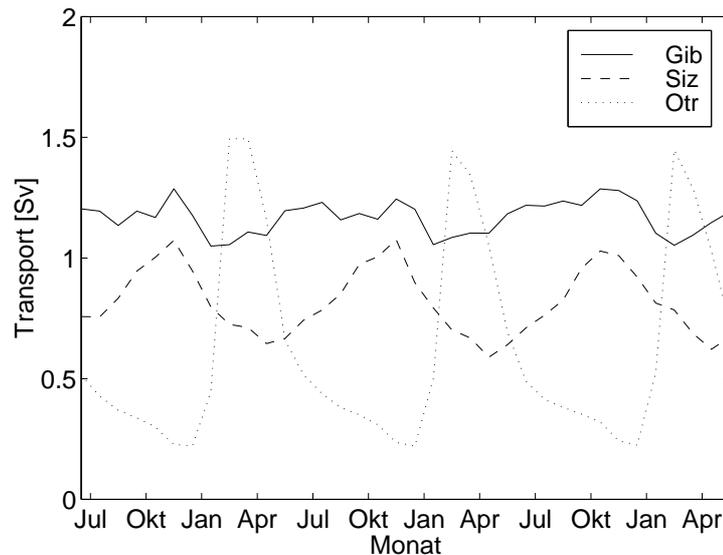


Abbildung 7.3: *Volumentransporte durch die Straßen von Gibraltar, Sizilien und Otranto für die Modelljahre 1984–1987*

Volumenverlust, der im Modell nicht berücksichtigt wird, muss in der Realität an den Straßen von Gibraltar und Sizilien durch einen höheren Einstrom wieder ausgeglichen werden. Die daraus resultierende Differenz zwischen Ein- und Ausstrom beträgt etwa 5–10% des Gesamttransports. Die Transportraten liegen mit Ausnahme der Straße von Otranto im Bereich der Literaturwerte. So beziffern [Bethoux und Gentili, 1994] den Austausch durch die Straße von Gibraltar auf 1.5 Sv, während andere Modellrechnungen mit dem MOM-Modell Werte zwischen 0.8 Sv [Wu und Haines, 1996] und 1.59 Sv [Myers und Haines, 2000] ergeben. Für den Transport durch die Straße von Sizilien erhalten diese Autoren 0.7 bzw. 1.02 Sv, [Manzella *et al.*, 1998] geben hier einen Bereich von 1 bis 1.5 Sv an. Der Ausstrom durch die Straße von Otranto liegt mit 0.63 Sv zwar erheblich über den  $0.3 \pm 0.1$  Sv, die in [Roether und Schlitzer, 1991] genannt sind. Der Wert von 0.3 Sv bezieht sich allerdings nur auf den Transport von neu gebildetem Tiefenwasser. Dieser liegt auch im hier diskutierten Modelllauf deutlich unterhalb des Gesamttransports (s. weiter unten).

Die zeitliche Variabilität der Stromraten, die in Abbildung 7.3 dargestellt ist, ist ebenfalls konsistent mit anderen Arbeiten (s. [Beitzel, 1997] für die Straße von Otranto, [Manzella und La Violette, 1990], [Myers und Haines, 2000] und [Pinardi *et al.*, 1997] für die Straße von Si-

zilien). Die größten jahreszeitlichen Schwankungen treten beim Transport durch die Straße von Otranto auf. Das Minimum liegt in den Monaten Dezember–Januar, das Maximum im März, einen Monat nach der Tiefenwasserbildung in der Adria. Dies zeigt, dass der Transport durch Druckgradientenkräfte angetrieben wird und das in der Adria neu gebildete Wasser bereits nach einem Monat die Straße von Otranto erreicht. Der Transport durch die Straße von Sizilien weist ebenfalls einen ausgeprägten Jahresgang auf, mit dem Maximum im Spätherbst und dem Minimum im April–Mai. Durch diese Straße strömt Levantinisches Zwischenwasser (LIW) vom östlichen ins westliche Mittelmeer. Im Unterschied zur Straße von Otranto, durch die gerade neu gebildetes Tiefenwasser ausströmt, hat das an der Straße von Sizilien ausströmende LIW bereits vor mehreren Jahren sein Bildungsgebiet im Levantinischen Becken verlassen. [Roether *et al.*, 1998] geben das F-12-Konzentrationsalter des LIW bei Sizilien mit 13 Jahren an gegenüber 5 Jahren im Bildungsgebiet. Selbst wenn man berücksichtigt, dass die Differenz im Konzentrationsalter nur eine Näherung für die Transitzeit des LIW darstellt, ist diese doch so lang, das ein jährliches Maximum im Transport, das von der Bildung des LIW im Winter herrühren könnte, verschmiert ist. [Pinardi *et al.*, 1997] führen die Schwankungen im Transport größtenteils auf den variierenden Windantrieb zurück. Im Fall der Straße von Gibraltar schließlich liegt nur ein schwach ausgeprägter Jahresgang vor. Auffällig ist, dass das Transportmaximum mit dem in der Straße von Sizilien zusammenfällt.

## 7.2.2 Atmosphärische Flüsse

Die atmosphärischen Flüsse (Wärme- und Süßwasserfluss) werden ebenfalls in diesem Zusammenhang diskutiert, da sie auf die Zirkulation durch Erzeugung von Dichte- und in der Folge Druckgradienten wirken und insbesondere die Wassermassenbildung durch Abkühlung der Meeresoberfläche im Winter beeinflussen. Die Atmosphärenflüsse des Modells werden aus dem Restoringterm der Bilanzgleichungen für Temperatur (Wärmefluss  $\mathcal{H}$ ) und Salzgehalt (Süßwasserfluss  $Q$ ) ermittelt, mit dem in der obersten Modellschicht Temperatur und Salzgehalt an die vorgegebenen klimatologischen Daten angeglichen werden, ermittelt. Dafür werden folgende Gleichungen benutzt:

$$\mathcal{H} = \alpha_\theta(\theta^* - \theta) \Delta z \rho c_p \quad (7.1)$$

$$Q = \alpha_S(S^* - S) \frac{\Delta z}{S} \quad (7.2)$$

Dabei bezeichnen  $\Delta z$  die Dicke der obersten Modellschicht (10 m) und  $\alpha_\theta$  und  $\alpha_S$  die reziproke Relaxationszeitkonstante für potentielle Temperatur bzw. Salzgehalt. Für die Dichte  $\rho$  und die spezifische Wärmekapazität  $c_p$  sind feste Werte von  $1029.0 \text{ kg/m}^3$  bzw.  $3970 \text{ J/(kg K)}$  benutzt worden. Die Vorzeichen sind so gewählt, dass ein negativer Wärmefluss eine Wärmeabgabe vom Ozean an die Atmosphäre bedeutet und ein negativer Süßwasserfluss eine Aufnahme von Süßwasser durch den Ozean. Ein unrealistisch hoher oder niedriger Wert in den Atmosphärenflüssen ist ein Anzeichen dafür, dass die Modellzirkulation nicht zu den klimatologischen Daten „passt“. Wenn z. B. relativ warmes, salzarmes Atlantikwasser an der Oberfläche im Modell in ein Gebiet advehiert wird, wo es nach den klimatologischen Daten nicht zu finden ist, d. h. die Meeresoberfläche in der Klimatologie ist kälter und salzreicher, so würde dies zu einem unrealistisch hohen Wärmeverlust und Verdunstungsüberschuss im Modell führen.

	Wärmefluss [ $\text{W}/\text{m}^2$ ]	E-P [cm/Jahr]
Med	$-5.66 \pm 0.05$	$66.3 \pm 0.2$
Wmed	$-5.98 \pm 0.03$	$98.9 \pm 2.3$
Emed	$-5.49 \pm 0.08$	$48.6 \pm 1.5$
Adria	$-51.2 \pm 0.6$	$-25.0 \pm 1.2$
Ägäis	$-9.84 \pm 0.08$	$-19 \pm 0.4$

Tabelle 7.2: Mittelwerte von Wärme- und Süßwasserflüssen für das gesamte Mittelmeer und verschiedene Teilgebiete (Med: gesamtes Mittelmeer, Wmed: westliches Mittelmeer, Emed: östliches Mittelmeer) über den Modellzeitraum 1984–1987

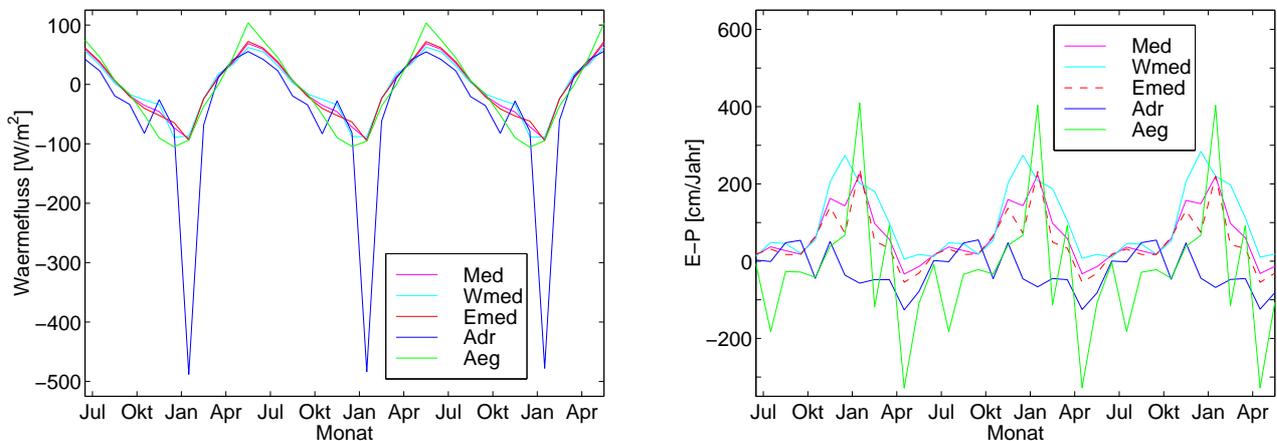


Abbildung 7.4: Zeitlicher Verlauf von Wärme- (links) und Süßwasserfluss (rechts) über den untersuchten Zeitraum von drei Jahren für das gesamte Mittelmeer und verschiedene Teilgebiete (Med: gesamtes Mittelmeer, Wmed: westliches Mittelmeer, Emed: östliches Mittelmeer, Adr: Adria, Aeg: Ägäis)

Die jährlichen Mittelwerte der Atmosphärenflüsse über drei Jahre und deren zwischenjährliche Variabilität sind für das gesamte Mittelmeer sowie verschiedene Teilregionen ermittelt worden. Die Ergebnisse sind in Tabelle 7.2 dargestellt. Beim Vergleich mit aus Beobachtungen gewonnenen Literaturdaten fällt auf, dass die Mittelwerte für das gesamte Becken relativ gut übereinstimmen. So ist bei [Bethoux und Gentili, 1994] ein Verdunstungsüberschuss von 95 cm/Jahr angegeben gegenüber 50–60 cm/Jahr bei [Bryden und Kinder, 1991]. Der Modellwert liegt mit 66 cm/Jahr innerhalb dieses Bereichs. Aber schon bei den beiden Teilgebieten westliches und östliches Mittelmeer werden die Abweichungen größer. Nach [Bethoux und Gentili, 1994] ist die Verdunstung im östlichen Mittelmeer mit 102 cm/Jahr höher als im westlichen mit 80 cm/Jahr, im Modell ist es gerade umgekehrt. Der Wärmefluss beträgt nach [Bethoux und Gentili, 1994]  $-7 \text{ W}/\text{m}^2$  sowohl für das westliche als auch das östliche Becken, was relativ gut mit den Modellwerten übereinstimmt. Im Falle der Adria und der Ägäis sind die Abweichungen hingegen beträchtlich. Der Wärmeverlust im Modell ist in der Adria im Vergleich zu den Literaturwerten deutlich zu hoch ( $-51$  gegenüber  $-19 \pm 10 \text{ W}/\text{m}^2$  [Artegiani *et al.*, 1997]), ebenso

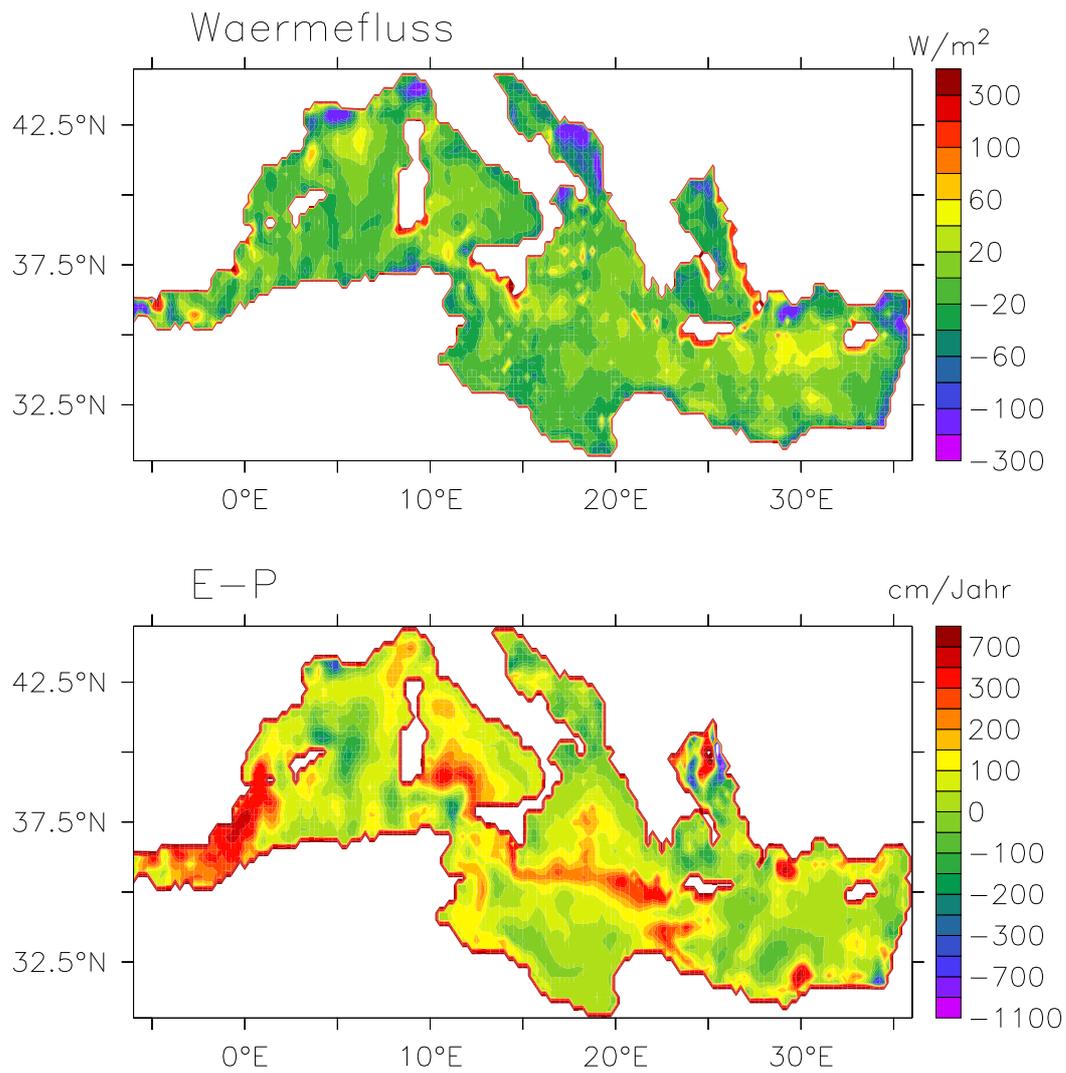


Abbildung 7.5: Jahresmittelwerte von Wärme- und Süßwasserfluss, gemittelt über den Zeitraum 1984–1987

in der Ägäis ( $-9.8$  gegenüber  $-2.9 \text{ W/m}^2$  [Gibson *et al.*, 1997]) . Für die Süßwasserbilanz der Adria (entspricht  $E - P$  im Modell) geben [Artegiani *et al.*, 1997] einen Wert von  $-114 \pm 20 \text{ cm/Jahr}$  an. Allerdings weisen die Autoren darauf hin, dass dabei der Niederschlag um etwa 50%, also etwa  $50 \text{ cm/Jahr}$ , überschätzt wird. Je mehr man ins Detail geht, desto schlechter wird also die Übereinstimmung zwischen den Atmosphärenflüssen im Modell und den Messwerten. Abbildung 7.4 zeigt den zeitlichen Verlauf der eben genannten Atmosphärenflüsse. Die jahreszeitlichen Schwankungen stimmen mit den Beobachtungen überein: Der Wärmefluss weist nahezu einen sinusförmigen Verlauf auf mit dem Maximum im Sommer und dem Minimum im Winter. Die Amplitude ist jedoch um den Faktor 2 zu klein, in den Beobachtungen schwankt der Wärmefluss zwischen  $\pm 200 \text{ W/m}^2$ . Auffällig ist auch die besonders hohe Wärmeabgabe an die Atmosphäre über der Adria im Februar, also zur Zeit der Tiefenwasserbildung. Nach [Artegiani *et al.*, 1997] sinkt der monatliche Mittelwert hier auch im Winter kaum unter  $-200 \text{ W/m}^2$ , dafür erstreckt sich die Periode maximaler Kühlung über den Zeitraum von November bis Februar und nicht nur über einen Monat wie im Modell.

Auch der jahreszeitliche Verlauf des Süßwasserflusses  $E - P$  entspricht im Wesentlichen den Beobachtungen mit einem Maximum im Winter und einem Minimum im Spätfrühling. Dass in der Ägäis Konvektion und Wassermassenbildung auftritt, obwohl der Wärmeverlust der Meeroberfläche im Winter nur geringfügig über dem Durchschnittswert für das gesamte Mittelmeer liegt, ist darin begründet, dass am östlichen Rand hohe positive Wärme Flüsse auftreten, wodurch die Wärmeabgabe im nordwestlichen Teil der Ägäis kompensiert wird.

Die räumliche Verteilung der atmosphärischen Flüsse (Abbildung 7.5) ist in einem Modell mit vorgegebenen Werten für Oberflächentemperatur und -salzgehalt vor allem von der Modellzirkulation abhängig. Realistische Werte zeigen an, dass die oberflächennahe Modellzirkulation und die verwendete Klimatologie (MED5) miteinander verträglich sind, während extrem hohe oder niedrige atmosphärische Flüsse auch ein Hinweis auf Modelldefizite sein können. Die Wassermassenbildungsgebiete Golf von Lyon, Adria, Ägäis und Rhodoswirbel sind an den hohen Wärmeverlusten deutlich zu erkennen. Die hohe Wärmeabgabe längs der afrikanischen Küste und die hohe Wärmeaufnahme am Ostrand der Ägäis und an der Südküste einiger Inseln sind auf Ekman'schen Küstenauf- bzw. -abtrieb zurückzuführen. Die im Modell dabei auftretenden Werte von bis zu  $300 \text{ W/m}^2$  sind unrealistisch hoch, allerdings wird der kleinskalige Prozess des Küstenauf- und -abtriebs von der Oberflächenklimatologie auch nicht aufgelöst. Der Einstrom des Atlantikwassers ist im westlichen Mittelmeer und im Bereich des Ionischen Meeres an der hohen Verdunstungsrate zu erkennen. Da dieses Wasser zumindest im Winter relativ warm ist, erscheint dies durchaus realistisch. Die stark negativen Werte des Süßwasserflusses im Bereich der Mündungen großer Flüsse (Rhone, Nil) und in den Randmeeren Adria und Ägäis sind auf die Parametrisierung des Zustroms aus Flüssen durch den Oberflächen-salzgehalt zurückzuführen. (Im Fall der Ägäis wird auch der Einstrom des salzarmen Wassers aus dem Schwarzen Meer auf diese Weise berücksichtigt.) An anderen Stellen deuten Extremwerte des Süßwasserflusses allerdings auf Abweichungen zwischen der Klimatologie und der Oberflächenzirkulation im Modell hin. So liegt in der Klimatologie während einiger Monate ein Wirbel mit salzarmem Wasser östlich der Balearen vor, der vom Modell nicht reproduziert wird. Auf diese Weise wird der stark negative Süßwasserfluss in diesem Bereich also „künstlich“ erzeugt. Im Levantinischen Becken ist es dagegen umgekehrt. Dort weist die Modellzirkulation einige mesoskalige Wirbel auf, die in der MED5-Klimatologie nicht vorhanden sind. Im Bereich der Wirbel, in deren Zentrum sich im Modell das einströmende Modifizierte Atlantik-

wasser sammelt, ist die Verdunstung besonders hoch. In Wirbeln, in denen sich rezirkuliertes, salzhaltiges Wasser aus dem östlichen Teil des Levantinischen Beckens befindet, wird durch die Relaxationsrandbedingung ein hoher Niederschlagsüberschuss erzeugt.

### 7.2.3 Wassermassenbildung

Bei der Modellsimulation sollten nicht nur die Eigenschaften und Ausbreitungspfade der Wassermassen realitätsnah wiedergegeben werden, sondern auch ihre Bildungsrate. Daher wird in diesem Abschnitt die Produktion der beiden wichtigsten (zumindest nach dem alten Zirkulationszustand vor 1987) im östlichen Mittelmeer neu gebildeten Wassermassen, des Adriatischen Tiefenwassers (ADW) und des Levantinischen Zwischenwassers (LIW) im Modell diskutiert. Die Berechnung der Wassermassenbildung folgt dabei dem in [Marshall *et al.*, 1999] dargestellten Verfahren. Für die Bildungsrate  $M_S(\sigma_1, \sigma_2)$  von Wasser mit einer Dichte zwischen  $\sigma_1$  und  $\sigma_2$  ( $\sigma_1 < \sigma_2$ ) aufgrund des atmosphärischen Antriebs gilt:

$$M_S(\sigma_1, \sigma_2) = F(\sigma_1) - F(\sigma_2), \quad (7.3)$$

wobei  $F(\sigma)$  die Transformationsrate bezeichnet, mit der Wasser mit einer Dichte, die kleiner als  $\sigma$  ist, zu Wasser mit einer Dichte größer als  $\sigma$  umgewandelt wird. Die Transformationsrate kann aus dem atmosphärischen Auftriebsfluss  $\mathcal{B}$  wie folgt berechnet werden:

$$F(\sigma) = \frac{1}{g\delta\sigma} \iint_{\mathcal{A}(\sigma)} \mathcal{B} d\mathcal{A} \quad (7.4)$$

Das Integrationsgebiet  $\mathcal{A}(\sigma)$  erstreckt sich über die Teile der Meeroberfläche, deren Dichte zwischen  $\sigma - \delta\sigma/2$  und  $\sigma + \delta\sigma/2$  liegt. Der atmosphärische Auftriebsfluss ergibt sich aus dem Wärmefluss  $\mathcal{H}$  und dem Süßwasserfluss  $Q$ :

$$\mathcal{B} = -g \frac{\alpha}{c_p} \mathcal{H} + g\rho S\beta Q \quad (7.5)$$

mit dem thermischen Expansionskoeffizienten  $\alpha = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T}$  und dem halinen Expansionskoeffizienten  $\beta = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial S}$ . Dabei sind die Vorzeichen so gewählt, dass der Auftriebsfluss positiv ist, wenn die Dichte des Wassers zunimmt. Setzt man Gleichung (7.5) in Gleichung (7.4) ein und ersetzt den Wärmefluss  $\mathcal{H}$  und den Süßwasserfluss  $Q$  durch die in den Gleichungen (7.1) und (7.2) angegebenen Modellgrößen, so erhält man folgenden Ausdruck für die Transformationsrate  $F$ :

$$F(\sigma) = -\frac{\Delta z}{\delta\sigma} \iint_{\mathcal{A}(\sigma)} \alpha_\theta(\theta^* - T)\rho c_p - \alpha_S(S^* - S)\rho\beta d\mathcal{A} \quad (7.6)$$

Unter Benutzung von Gleichung (7.6) wird die Bildungsrate von ADW und LIW im Modell aufgrund der atmosphärischen Flüsse ermittelt. Zunächst müssen jedoch charakteristische Dichteintervalle für beide Wassermassen festgelegt werden. Für das Levantinische Zwischenwasser wird ein Dichteintervall von  $\sigma_{\theta 1} = 28.9$  bis  $\sigma_{\theta 2} = 29.15 \text{ kg/m}^3$  gewählt, genau wie in Kapitel 5. Dieser Bereich ist nach oben und nach unten hin etwas größer als derjenige, der in [Roether *et al.*, 1998] für das LIW angegeben ist ( $\sigma_{\theta 1} = 28.93$ ,  $\sigma_{\theta 2} = 29.11 \text{ kg/m}^3$ ). Dies hängt

	Bildungsrate [Sv]	Ausstrom [Sv]	diapyknischer Fluss [Sv]
ADW	$0.56 \pm 0.07$	$-0.45 \pm 0.03$	$-0.12 \pm 0.08$
LIW	$0.40 \pm 0.02$	$-0.42 \pm 0.02$	$-0.09 \pm 0.03$

Tabelle 7.3: Jährliche Modellmittelwerte für die Neubildung von ADW und LIW (nach Gleichung (7.6), den Ausstrom aus der Adria bzw. dem Levantinischen Becken und den diapyknischen (Netto-) Fluss aus dem Dichtebereich des ADW bzw. LIW heraus (negative Werte bedeuten eine Abnahme des Volumens der Wassermasse)

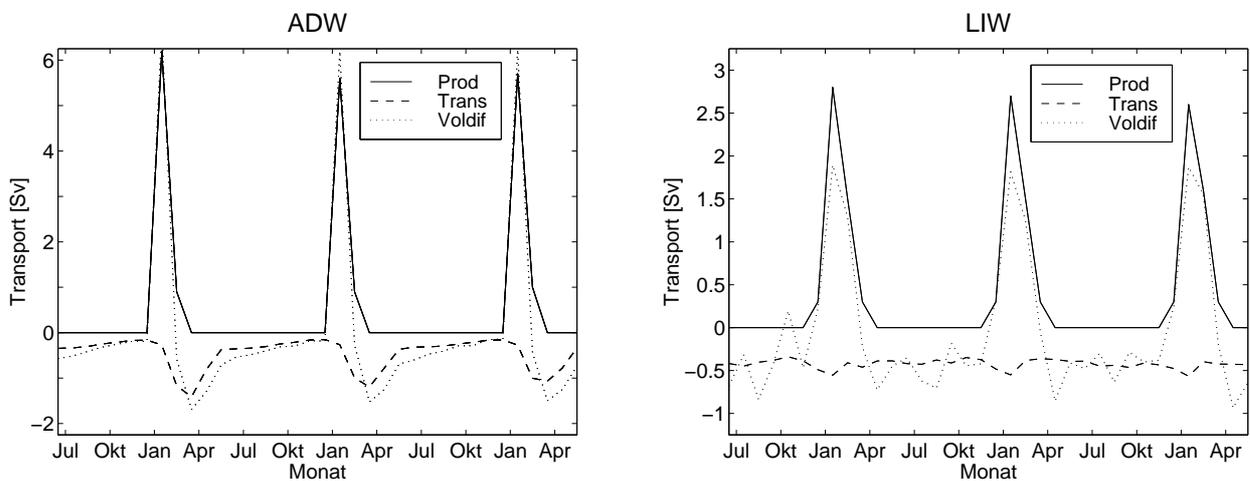


Abbildung 7.6: Volumenbilanz im Modell für ADW (links) und LIW (rechts): dargestellt sind Produktion (Prod) aufgrund der atmosphärischen Flüsse Transport (Trans) aus der Adria bzw. dem Levantinischen Becken (ein negativer Wert bedeutet Ausstrom) und die zeitliche Änderung des Volumens beider Wassermassen (Voldif)

mit dem steilen Dichtegradienten im Modell in den obersten 1000 m zusammen. Bei dem kleineren Dichtebereich wäre die LIW-Schicht sehr dünn, so dass der größere Bereich für die Dichte im Modell plausibel erscheint. Das Adriatische Tiefenwasser hat nur eine untere Dichtegrenze  $\sigma_{\theta 1}$ , die auf  $29.22 \text{ kg/m}^3$  festgesetzt wird (d. h. formal gilt  $\sigma_{\theta 2} = \infty$ ). Dieser Wert ist so gewählt, dass er mit der Modelldichte des Tiefenwassers im Ionischen Becken (EMDW) übereinstimmt. In den Messwerten beträgt die maximale EMDW-Dichte allerdings nur  $29.18 \text{ kg/m}^3$ . Die Dichte des in der Adria neu gebildeten Wassers erreicht dagegen deutlich höhere Werte, so beträgt die potentielle Dichte an der Meteor-Station 766 bis zu  $29.29 \text{ kg/m}^3$ . Der Schwellwert von  $29.22 \text{ kg/m}^3$  erscheint daher nicht unrealistisch. Als potentielle Bildungsgebiete, über die sich das Integral in Gleichung (7.4) erstreckt, sind im Fall des ADW die gesamte Adria und beim LIW das gesamte östliche Becken (östlich von  $23^\circ\text{E}$ ) gewählt. Außer der Bildungsrate wird auch der Ausstrom von ADW aus der Straße von Otranto und von LIW aus dem Levantinischen Becken berechnet. Dazu wird der Transport an diesen beiden Stellen in dem betreffenden Dichtebereich des ADW bzw. des LIW mit Hilfe von Monatsmittelwerten der Geschwindigkeit und der Dichte ermittelt. Zusätzlich ist die zeitliche Änderung des Inventars von ADW in der Adria und von LIW im Levantinischen Becken ermittelt worden. Wenn die neu gebildeten Wassermassen ADW und LIW ihr Bildungsgebiet unverändert verlassen würden, müßte die Differenz aus Bildungsrate, Nettoausstrom (Ausstrom–Einstrom) und der mittleren Volumenänderung aufgrund der Instationarität des Modells<sup>1</sup> verschwinden. Dies ist aber nicht der Fall, sondern das Volumen beider Wassermassen nimmt stärker ab, als es sich durch die eben genannten Verlustprozesse ergeben würde. Diese Diskrepanz ist auf diapyknische Vermischung zurückzuführen, deren Nettoeffekt sich mit Hilfe des Volumendefizits berechnen lässt.

Die Mittelwerte für Bildung, Ausstrom und den diapyknischen (Netto-)Fluss für ADW und LIW über den Modellzeitraum 1984–1987 sind in Tabelle 7.3 dargestellt. Die dargestellte Abweichung bezeichnet dabei die zwischenjährliche Variabilität. Bei der Berechnung der Bildungsrate nach Gleichung (7.4) sind für  $\delta\sigma$  Werte von 0.05, 0.1 und  $0.2 \text{ kg/m}^3$  gewählt worden. Die Abweichungen zwischen diesen drei Berechnungen sind in den in Tabelle 7.3 aufgeführten Fehler eingegangen. Die jährliche Variabilität der Neubildung von Zwischen- und Tiefenwasser ist, wie auch bei den anderen in diesem Kapitel betrachteten integralen Größen, gering. Der genaue zeitliche Verlauf von Bildungsrate, Ausstrom und Volumendifferenz von LIW und ADW von 1984 bis 1987 ist in Abbildung 7.6 dargestellt.

Die Bildung von ADW erstreckt sich über den Zeitraum von Ende Januar bis Anfang März, beim LIW dauert die Bildungsperiode deutlich länger an, von Anfang Januar bis Mitte April. Das Maximum liegt bei beiden Wassermassen im Februar. Die Ausstromrate von ADW durch die Straße von Otranto liegt mit  $0.45 \text{ Sv}$  unter dem Gesamttransport an dieser Stelle, aber immer noch über den auf Messungen basierenden Literaturwerten. Der in [Roether und Schlitzer, 1991] angegebene Wert von  $0.3 \pm 0.1 \text{ Sv}$  bezieht sich ebenfalls ausschließlich auf den Ausstrom von (freonreichem) Tiefenwasser, müßte also der hier aufgeführten Transportrate entsprechen. Die Bildungsrate von ADW ist deutlich größer als bei [Artegiani *et al.*, 1997], wo für die gesamte Adria ein Wert von  $0.43 \text{ Sv}$  aus klimatologischen Daten angegeben ist. In der südlichen Adria ist dort überdies eine untere Dichtegrenze von  $\sigma_t = 29.0 \text{ kg/m}^3$  angenommen worden.

Die Werte für die Bildung von LIW sind deutlich niedriger als in der Literatur angegeben, sowohl in Modellierungsarbeiten als auch in auf Beobachtungen beruhenden Studien ( $1.0$

<sup>1</sup>Die Rezirkulation von ADW in die Adria ist praktisch null, die von LIW ins Levantische Becken beträgt etwa  $0.06 \text{ Sv}$ ; das mittlere ADW-Volumen bleibt konstant, das LIW nimmt dagegen mit einer Rate von  $0.05 \text{ Sv}$  ab

Sv bei [Lascaratos, 1993] und 1.2 Sv bei [Myers und Haines, 2000] für die Bildungsrate und 0.6 Sv bei [Myers und Haines, 2000] für den Ausstrom). Auffällig ist, dass die Volumenzunahme beim ADW im Februar sogar über der Produktionsrate durch die Oberflächenflüsse liegt, während sie beim LIW deutlich niedriger ist. Dies ist auf diapycnische Vermischungsprozesse zurückzuführen. Die Dichte des ADW liegt teilweise deutlich oberhalb des Schwellwertes von  $\sigma_\theta = 29.22 \text{ kg/m}^3$ , so dass durch Vermischung mit umliegendem, leichterem Wasser weiteres ADW, also Wasser mit einer Dichte  $\sigma_\theta$  größer als  $29.22 \text{ kg/m}^3$ , gebildet wird. Im Jahresmittel führt die diapycnische Vermischung allerdings zu einer Abnahme des ADW-Volumens, ebenso wie auch das LIW-Inventar durch diapycnische Vermischung verringert wird. Beim ADW geschieht der Vermischungsprozess relativ gleichmässig. Dies ist daran zu erkennen, dass, von der Periode der Neubildung abgesehen, die Volumenabnahme stets etwas grösser als die Ausstromrate ist. Beim LIW sind die Verhältnisse komplizierter. Hier schwankt die Volumendifferenz im Jahresverlauf um die Ausstromrate. Im Gegensatz zum ADW, das nur von leichterem Wasser umgeben ist, kann das LIW mit leichterem Wasser (MAW) und mit schwererem (EMDW und CIW im Levantinischen Becken sowie CSDW in der südlichen Ägäis) austauschen.

Eine Kenntnis dieser diapycnischen Vermischungsprozesse ist insofern vorteilhaft, als sie Rückschlüsse von der Bildungs- auf die Ausstromrate zulässt. In zwei der oben zitierten Arbeiten ist die Wassermassenbildung ebenfalls nach Gleichung (7.4) ermittelt worden, allerdings unter Verwendung klimatologischer Daten für Auftriebsfluss und Oberflächendichte. Damit ist allerdings noch nichts darüber ausgesagt, wieviel von dem neu gebildeten Wasser die Bildungsregion auch tatsächlich verlässt. Die Modellergebnisse ergeben sowohl im Fall des ADW als auch des LIW einen zwar nicht dramatisch, aber doch merklich niedrigeren Ausstrom gegenüber der Bildungsrate.

Die Ausstromrate an der Straße von Sizilien liegt mit 0.8 Sv deutlich über der des LIW aus dem Levantinischen Becken mit 0.4. Das bedeutet, dass der Ausstrom aus dem östlichen Becken des Mittelmeeres im Modell nicht nur aus Levantinischem Zwischenwasser bestehen kann, zumal ein Teil des LIW direkt in die Adria strömt und dort in Tiefenwasser konvertiert wird. Dieses Tiefenwasser muss, da es nicht direkt ausströmen kann, innerhalb des östlichen Beckens wieder aufsteigen. Auf diese Weise kann es sich in das an der Straße von Sizilien ausströmende Wasser einmischen.

Abbildung 7.7 gibt einen Überblick über die genaue Lokalisation der Wassermassenbildung im Modell. Die beiden eingezeichneten Isopyknen für den Modellmonat Februar 1987 geben die Bereiche an, innerhalb derer die Bildung von ADW bzw. LIW stattfindet. (Da die Oberflächendichte im Februar ihr Maximum erreicht, sind die Gebiete in den anderen Monaten der Wassermassenbildung kleiner.) Oberflächendichten mit  $\sigma_t > 29.22 \text{ kg/m}^3$  werden im Modell in der südlichen Adria, insbesondere im Zentrum des dortigen zyklonalen Wirbels, und in der nördlichen Adria erreicht. Dazwischen befindet sich ein kleiner Bereich, in dem auch im Februar die Oberflächendichte unterhalb von  $\sigma_t = 29.22 \text{ kg/m}^3$  bleibt. Auch in [Artegiani *et al.*, 1997] ist die Neubildung von dichtem Wasser in der mittleren Adria am geringsten. Die Bildung von LIW erfolgt überwiegend im Rhodoswirbel, was gut mit anderen Arbeiten übereinstimmt [Lascaratos *et al.*, 1993], aber auch in der Kretischen See und in der nördlichen Ägäis erreicht die Oberflächendichte Werte von über  $28.9 \text{ kg/m}^3$ . Dieses Wasser wird im Rahmen der hier vorgestellten Analyse mit zum LIW gerechnet. Im rechten Teil von Abbildung 7.7 ist der über den Zeitraum 1984–1987 gemittelte Freonfluss von der Atmosphäre in den Ozean dargestellt. In den Wassermassenbildungsgebieten ist der Eintrag von Freon-12 in den Ozean erwartungs-

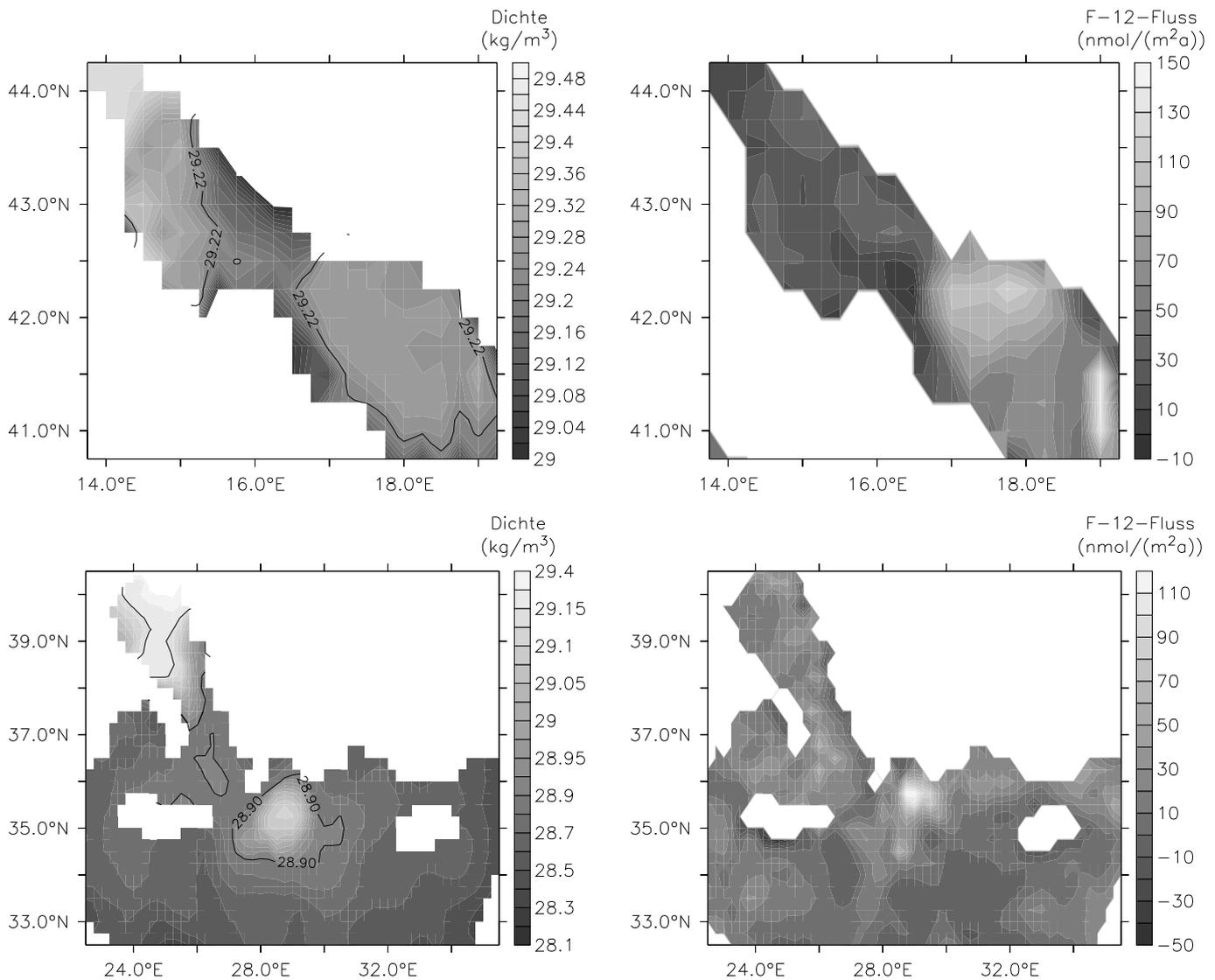


Abbildung 7.7: Modellwerte für Oberflächendichte im Februar (links) und mittleren jährlichen Freonfluss (rechts) in der Adria (oben) und im Levantinischen Becken (unten); die eingezeichneten Isopyknen stellen die untere Dichtegrenze des ADW ( $\sigma_t = 29.22 \text{ kg/m}^3$  bzw. des LIW  $\sigma_t = 28.9 \text{ kg/m}^3$  im Modell dar und begrenzen die Bildungsgebiete der beiden Wassermassen

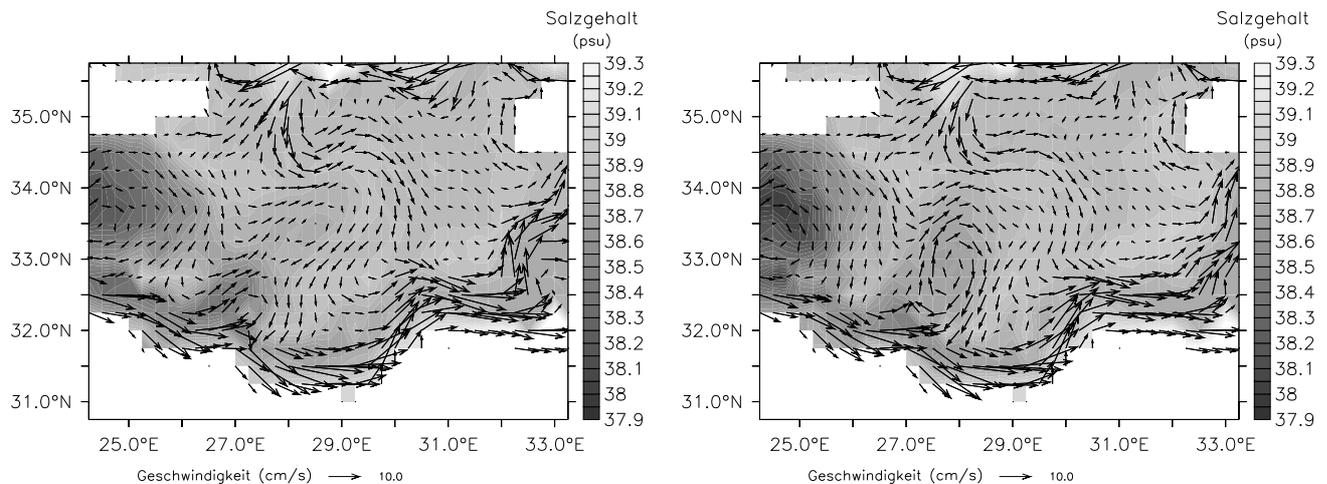


Abbildung 7.8: Salzgehalt und Geschwindigkeit in 50 m Tiefe im Bereich des Mersa-Matruh-Wirbels (südliches Levantinisches Meer) im Dezember; links: Modelljahr 1986, rechts: Modelljahr 1987

gemäß hoch. Eine Ausnahme bildet allerdings die Ägäis. Das ist mit der geringen Produktionsrate dieses Wassermassenbildungsgebiets zu erklären, die im Modell nach Gleichung (7.4) bei 0.1 Sv liegt. Der Freonfluss ist also gut mit der Menge an neu gebildetem Wasser korreliert.

#### 7.2.4 Zwischenjährliche Variabilität

In diesem Abschnitt soll noch einmal anhand einiger ausgewählter Beispiele auf die zwischenjährliche Variabilität der Modellzirkulation eingegangen werden. Obwohl der atmosphärische Antrieb im Modell jedes Jahr gleich ist, trifft dies auf die Modellzirkulation nicht zu. Die jährlichen Schwankungen in integralen, also räumlich und zeitlich gemittelten Größen, von denen einige im vorigen Abschnitt diskutiert worden sind (z. B. atmosphärische Flüsse, Transportraten), liegen im Prozentbereich. Zum Teil sind diese jährlichen Differenzen darauf zurückzuführen, dass sich das Modell nach 60 bis 70 Jahren Laufzeit noch nicht vollständig im Gleichgewicht befindet, denn die mittlere Erneuerungszeit des Mittelmeeres durch den Austausch durch die Straße von Gibraltar beträgt etwa 100 Jahre. Ein Beispiel hierfür ist das LIW-Volumen im Levantinischen Becken, das in den drei zuvor untersuchten Modelljahren mit einer Rate von 0.05 Sv abnimmt. Das mittlere LIW-Volumen beträgt dabei  $9.38 \cdot 10^{14} \text{ m}^3$ . Wird das Modell über einen Zeitraum von mehr als 100 Jahren gerechnet, beträgt dieses Volumen am Ende nur noch  $8.43 \cdot 10^{14} \text{ m}^3$ , aber auch hier gibt es zwischenjährliche Schwankungen in der Größenordnung von mehreren Prozent.

Betrachtet man die Zirkulation im Detail und nicht nur ihre integralen Größen, ist die Variabilität noch wesentlich stärker ausgeprägt. Ein Beispiel hierfür ist der antizyklonale Mersa-Matruh-Wirbel. Dieser liegt im südlichen Teil des Levantinischen Beckens bei  $28^\circ\text{E}$  und  $33^\circ\text{N}$ , sowohl in der Realität als auch im Modell. Dort reicht er bis in 100 m Tiefe mit Geschwindigkeiten von bis zu 10 cm/s. In seinem Zentrum befindet sich relativ warmes und salzarmes modifiziertes Atlantikwasser. Dieser Wirbel existiert das ganze Jahr, wobei aber seine genaue Lage und Stärke variieren. Am schwächsten ausgeprägt ist der Wirbel zu Winteranfang im De-

zember. Im zweiten Jahr des oben betrachteten Dreijahreszeitraums (also 1985) ist der Wirbel im Dezember fast verschwunden (Abbildung 7.8, links), und sein Zentrum ist in nordöstlicher Richtung verschoben. Ein Jahr später ist der Wirbel auch im Dezember noch deutlich zu erkennen, und sein Zentrum liegt wieder ziemlich genau bei  $28^{\circ}\text{E}$  und  $33^{\circ}\text{N}$  (Abbildung 7.8, rechts).

Insgesamt ist die Zirkulation des östlichen Mittelmeeres mit dem Einstrom von modifiziertem Atlantikwasser sowie der Bildung von Levantinischem Zwischen- und Adriatischem Tiefenwasser im Modell realistisch wiedergegeben. Die Temperatur-, Salzgehalts- und Freon-12-Werte von LIW und EMDW stimmen gut mit den Messungen überein. Die beiden größten Schwachpunkte der Modellsimulation sind die zu niedrige Temperatur im Tiefenwasser und zu niedrige Bildungs- und Transportraten für das LIW. Dies ist wiederum auf die Wirkungsweise des Gent-McWilliams-Schema zurückzuführen, das eine starke Schichtung, also einen hohen Anstieg der Dichte unterhalb der Oberflächenschicht erzeugt. Dadurch ist die mittlere Dichte schon bei etwa 400 m größer als die Dichte des LIW-Bereichs, so dass diese Wassermasse im Modell nur oberhalb dieser Tiefe anzutreffen ist. Ohne Gent-McWilliams-Schema kann aber wegen unzureichender LIW-Zufuhr keine Tiefenwasserbildung in der Adria erfolgen.

## Kapitel 8

# Tiefenwasserbildung in der Ägäis

Alle hydrographischen und Tracerdaten aus dem östlichen Mittelmeer von Beginn des 20. Jahrhunderts bis in die 80er Jahre deuten auf die Adria als einzige Tiefenwasserquelle hin. Die Temperatur- und Salzgehaltswerte in der Adria und der Ägäis waren zwar zwischenjährlichen Schwankungen unterworfen, wie bei solch relativ kleinen Reservoirs zu erwarten, ebenso auch die Menge an neu gebildetem LIW und die Lage seiner Bildungsgebiete. Insgesamt aber befand sich die thermohaline Zirkulation des östlichen Mittelmeeres über viele Jahrzehnte in einem quasistationären Zustand, wobei eine leichte Zunahme von Temperatur und Salzgehalt in den letzten Jahrzehnten zu beobachten ist [Lascaratos *et al.*, 1999]. 1995 wurde dann im Rahmen der Meteor Expedition M31/1 ein völlig anderer Zirkulationszustand vorgefunden. Temperatur und Salzgehalt des Tiefenwassers (EMDW) waren gegenüber den letzten umfassenden hydrographischen und Tracermessungen im östlichen Mittelmeer von 1987 (Meteorfahrt M5/6) deutlich angestiegen, was bei der Menge an EMDW eine bemerkenswert schnelle Änderung der Wassermassencharakteristika bedeutet. Genauere Analysen zeigen, dass die Ägäis von einer Quelle für Zwischenwasser zur Hauptquelle des Tiefenwassers im östlichen Mittelmeer geworden ist, und zwar mit einer mittleren Bildungsrate von 1988 bis 1995 von mindestens 1 Sv. Das entspricht dem dreifachen Wert der alten Tiefenwasserquelle in der Adria [Roether *et al.*, 1996]. Dieses neue, in der Ägäis gebildete Tiefenwasser wird im Folgenden mit CSOW (Cretan Sea Overflow Water, in Anlehnung an [Klein *et al.*, 1999]) bezeichnet.

Da die grundlegende Änderung der Zirkulation völlig überraschend erfolgte, gibt es nur relativ wenige Beobachtungen aus der Zeit zwischen 1987 und 1995. Eine Ausnahme bildet die umfassende Messkampagne im Rahmen des Projektes POEM-BC aus dem Jahr 1991 [Malanotte-Rizzoli *et al.*, 1999], deren Untersuchungsschwerpunkt jedoch in den oberen 1000 m der Wassersäule lag. Deshalb lässt sich der genaue Ablauf des Übergangs, in dem die Ägäis zur Tiefenwasserquelle geworden ist, aus Beobachtungen nicht vollständig rekonstruieren. Trotzdem gilt es als gesichert, dass nicht allein der langsam zunehmende Salzgehalt im östlichen Mittelmeer dieses Ereignis ausgelöst hat, sondern dass mehrere, regionale Anomalien im Bereich des Levantinischen Beckens und der Ägäis der Auslöser sind. Dazu gehören u. a.:

- eine anhaltende Periode mit verringertem Niederschlag über Griechenland 1989–1990 [Tselepidaki *et al.*, 1992]
- zwei aufeinanderfolgende kalte Winter 1992 und 1993 mit Lufttemperaturen von 2° C unter dem Mittelwert [Theocharis *et al.*, 1999]

- ein ausgedehnter antizyklonaler Wirbel mit drei Zentren im südlichen Levantinischen Becken; dieser umfasst u. a. den ehemaligen Mersa-Matruh-Wirbel und verringert den Einstrom salzärmeren Wassers aus dem Ionischen ins Levantinische Becken stark; er ist 1991 im Rahmen der POEM-BC-Expedition festgestellt worden [Malanotte-Rizzoli *et al.*, 1999]

## 8.1 Modellsimulation

Die hier beschriebenen Modellrechnungen sind mit dem Ziel durchgeführt worden, den Änderungen der thermohalinene Zirkulation des östlichen Mittelmeeres zwischen 1987 und 1995 zu reproduzieren. Dazu müssen die klimatischen Oberflächenrandbedingungen, nach denen im Modell der alte Zustand erzeugt wird, geändert werden. Die beiden im vorigen Abschnitt erstgenannten Ursachen für die Änderung der thermohalinen Zirkulation lassen sich in einem Modell, in dem nicht die atmosphärischen Flüsse, sondern Temperatur und Salzgehalt in der obersten Schicht vorgegeben werden, relativ einfach durch eine Erniedrigung der Temperatur und eine Erhöhung des Salzgehalts in dieser Schicht repräsentieren. Die Frage ist, wie hoch diese Änderungen sein müssen, damit die Ägäis zur Tiefenwasserquelle wird und ob dadurch ein Zirkulationszustand erzeugt werden kann, der dem beobachteten relativ nahe kommt. Falls dies gelingt, lassen sich durch die Modellanalyse auch die Beiträge der Abkühlung und Salzgehaltserhöhung in der Ägäis auf die Zirkulationsänderung abschätzen. Untersucht werden insbesondere die Tracerverteilungen im neu gebildeten Tiefenwasser, die Bildungsraten der einzelnen Wassermassen und die Änderungen in den atmosphärischen Flüssen und im Salzbudget des östlichen Mittelmeeres.

### 8.1.1 Änderung des atmosphärischen Antriebs

In Anlehnung an die Arbeit von [Wu *et al.*, 2000], wo die Tiefenwasserbildung in der Kretischen See im Modell (MOMA mit  $1/8^\circ$  horizontaler Auflösung und 41 vertikale Schichten) durch Verringerung der Oberflächentemperatur in der Ägäis im Februar simuliert worden ist, wird auch in dieser Arbeit der atmosphärische Antrieb in diesem Gebiet geändert. Diese Änderungen umfassen hier allerdings zusätzlich auch den Oberflächensalzgehalt und erstrecken sich über den gesamten Winterzeitraum von Januar bis März. Dabei ist im Detail wie folgt verfahren worden: Im Februar, dem kältesten Monat, in dem die Wassermassenneubildung ihren Höhepunkt erreicht, ist die Oberflächentemperatur über der nördlichen Ägäis ( $36.75^\circ$ – $39.25^\circ$ N und  $23^\circ$ – $27.5^\circ$ E) um  $\Delta T$  erniedrigt und der Salzgehalt um  $\Delta S$  erhöht worden. Damit sollen die im vorigen Abschnitt beschriebenen klimatologischen Abweichungen berücksichtigt werden. Um hohe räumliche und zeitliche Gradienten in Temperatur und Salzgehalt zu vermeiden, fallen  $\Delta T$  und  $\Delta S$  zu den Rändern des genannten Gebiets hin linear auf 0 ab, und in den Monaten Januar und März erfolgt ebenfalls eine Änderung der klimatologischen Oberflächenwerte, allerdings nur halb so hoch wie im Februar (um  $\Delta T/2$  und  $\Delta S/2$ ). Diese modifizierte Klimatologie ist über den Zeitraum von 8 Modelljahren (1987 bis 1995) angewendet worden, wobei als Ausgangszustand das Ergebnis der im vorigen Kapitel beschriebenen Modellrechnung genommen wurde.  $\Delta T$  und  $\Delta S$  sind dann so lange erhöht worden, bis CSOW in hinreichender Menge und mit realistischen Temperatur- und Salzgehaltswerten gebildet worden ist. Das beste Ergebnis, das hier

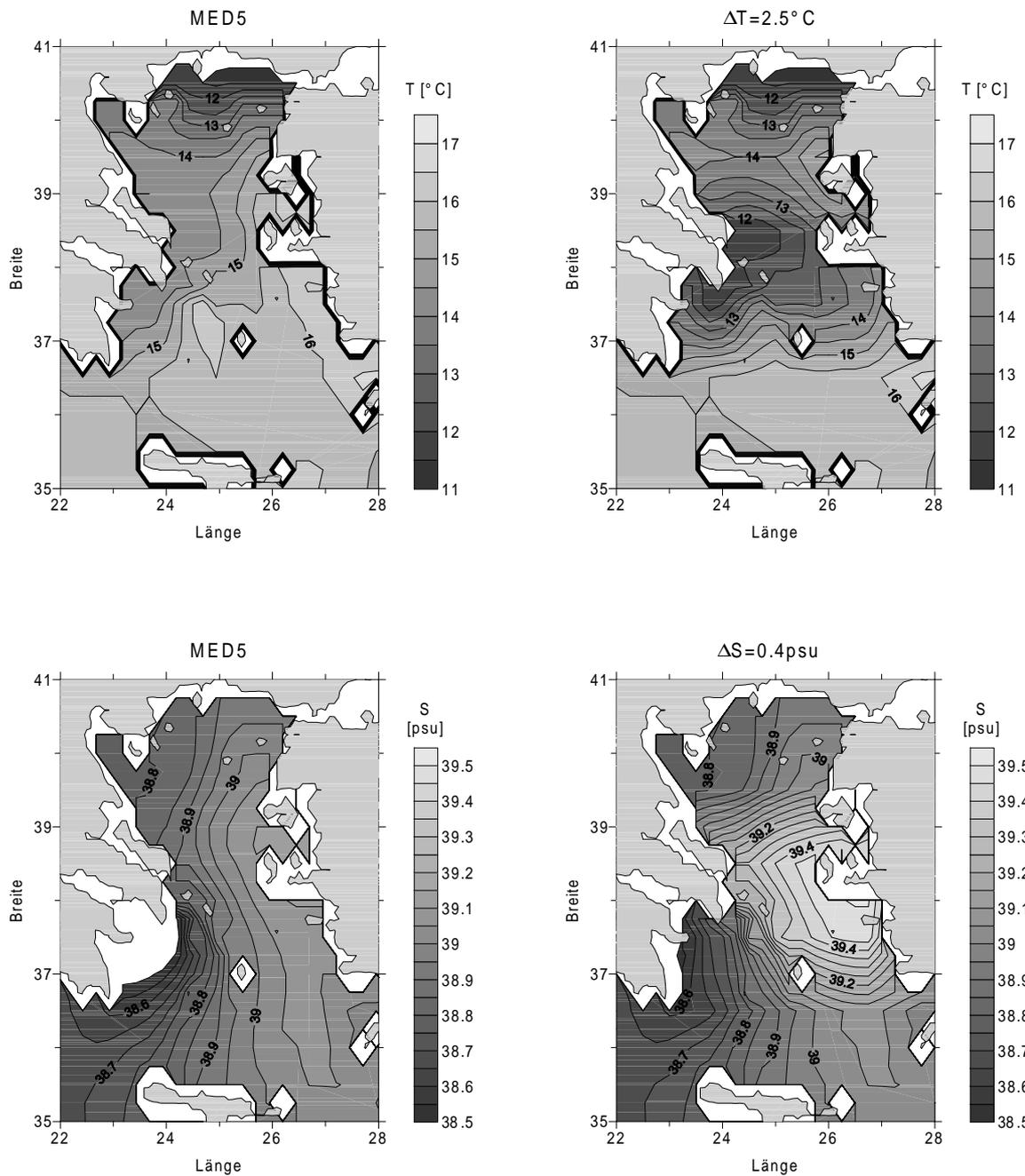


Abbildung 8.1: Oberflächentemperatur und -salzgehalt über der Ägäis im Februar; links: klimatologische Werte nach MED5; rechts: modifizierte Oberflächenwerte mit niedrigerer Temperatur und erhöhtem Salzgehalt; in der Bildüberschrift ist jeweils die maximale Abweichung zu den klimatologischen Werten angegeben

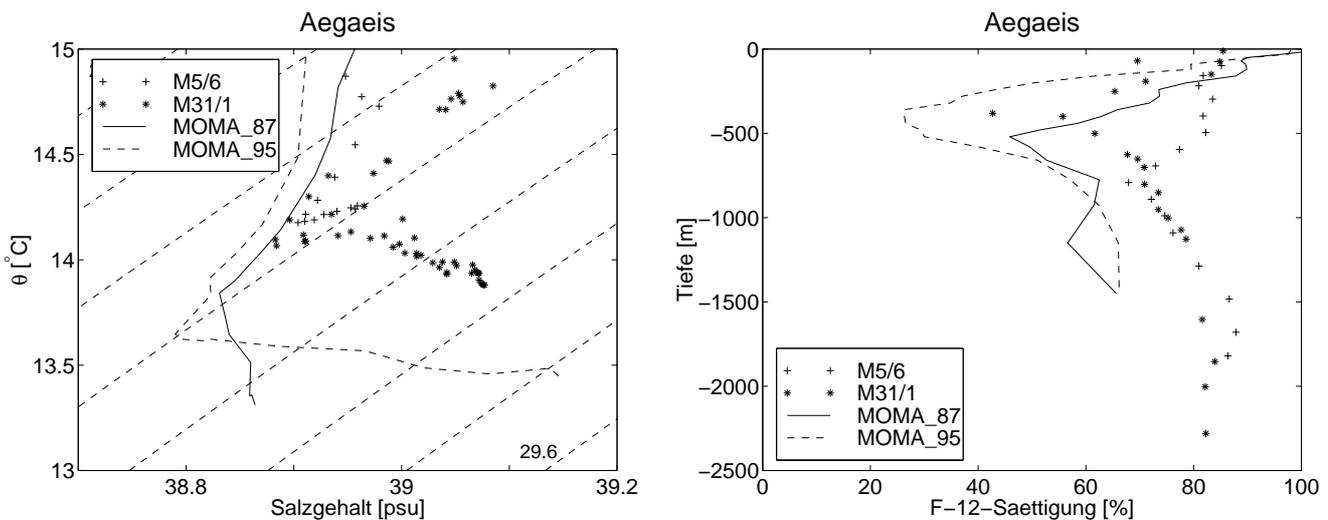


Abbildung 8.2: T-S-Diagramm und Freonsättigung im Bereich der südlichen Ägäis (Kretische See) 1987 und 1995 in Modell- und Messwerten (1987: M5/6; 1995: M31/1; Karte s. Anhang)

eingehend beschrieben werden soll, ist mit einem Wert von  $\Delta T = 2.5^\circ\text{C}$  und  $\Delta S = 0.4$  erzielt worden. Unter der Annahme, dass sich diese Änderung der vorgegebenen Oberflächenwerte in voller Höhe auf die tatsächlich auftretenden Werte  $T$  und  $S$  in der obersten Modellschicht überträgt, führt die Temperaturerniedrigung zu einem Anstieg der Oberflächendichte im Modell von etwa  $0.5 \text{ kg/m}^3$ . Der Anteil der Salzgehaltserhöhung an der Dichteänderung ist mit etwa  $0.3 \text{ kg/m}^3$  deutlich geringer. Abbildung 8.1 zeigt die geänderte Verteilung von Oberflächentemperatur und -salzgehalt im Vergleich zu den klimatologischen MED5-Daten für den Monat Februar.

### 8.1.2 Quellwassermasseneigenschaften des CSOW

In diesem Abschnitt wird untersucht, welche Auswirkungen die Änderung der atmosphärischen Randbedingungen auf die Wassermassenbildung in der Kretischen See hat. Ein Vergleich von Temperatur und Salzgehalt des in der Kretischen See befindlichen CSOW mit Messwerten kann auch darüber Aufschluss geben, ob die relativ willkürlich gewählten Werte von  $\Delta T$  und  $\Delta S$  eine Wassermassenbildung mit realistischen Eigenschaften bewirken. Durch die Änderung der Oberflächentemperatur und des Oberflächensalzgehalts im Bereich der Ägäis im Winter während der Wassermassenbildung haben sich sowohl die Menge als auch die hydrographischen Eigenschaften dieses Wassers geändert. In den Messwerten hat die potentielle Temperatur zwischen 1987 (M5/6) und 1995 (M31/1) von  $14.2$  auf  $13.9^\circ\text{C}$  abgenommen, der Salzgehalt ist von  $39.0$  auf fast  $39.1$  gestiegen (s. Abbildung 8.2 sowie [Klein *et al.*, 1999] und [Theocharis *et al.*, 1999]). Im Modell hat die Temperatur im tiefen Bereich der Kretischen See dagegen leicht zugenommen, liegt aber immer noch unter den Messwerten. Die Zunahme im Salzgehalt ist zu stark, das Maximum liegt hier bei  $39.15$ . Dadurch ist auch die potentielle Dichte mit Werten bis zu  $\sigma_\theta = 29.51 \text{ kg/m}^3$  gegenüber dem Maximum in den Messungen von  $\sigma_\theta = 29.37 \text{ kg/m}^3$  zu hoch. Im Dichtebereich um  $\sigma_\theta = 29.1 \text{ kg/m}^3$  hat der Salzgehalt im Modell leicht ab-, in den Messwerten jedoch zugenommen. Insgesamt sind die Diskrepanzen in Temperatur- und Salzgehalt zwischen Modell- und Messwerten in der Kretischen See sowohl 1987 als auch 1995 relativ groß, so dass

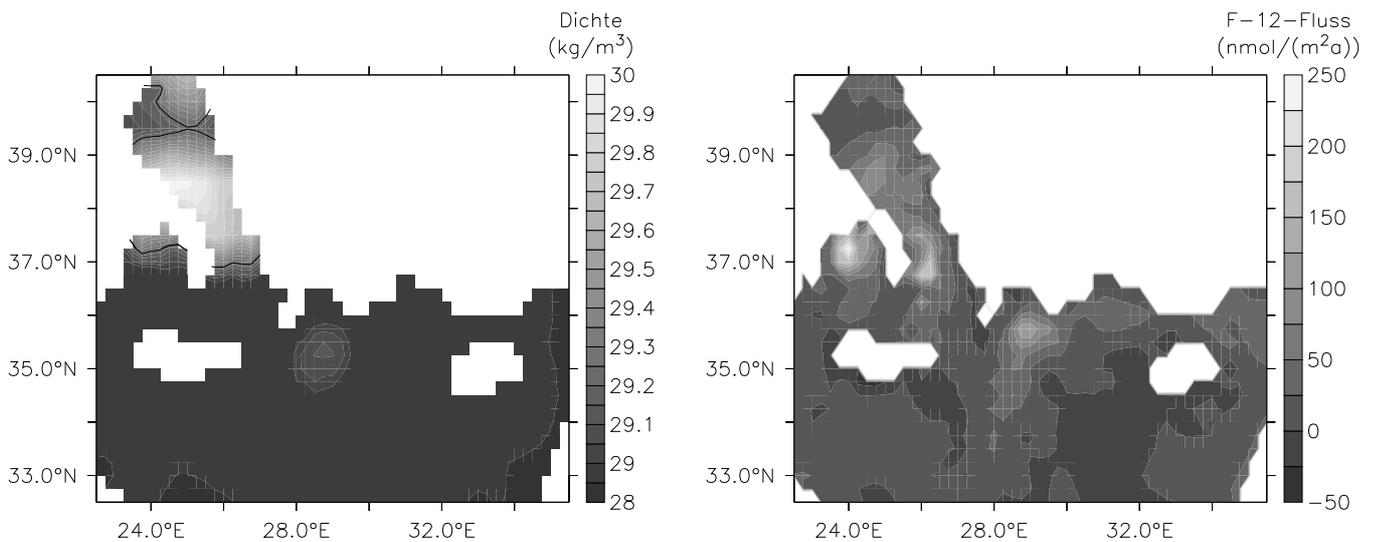


Abbildung 8.3: Oberflächendichte im Februar 1995 (links) und über den Modellzeitraum 1987–1995 gemittelter Freonfluss (rechts) im Bereich der Ägäis und des Levantinischen Meeres; im linken Bild ist die Isopykne  $\sigma_t = 29.24 \text{ kg/m}^3$  als untere Dichtegrenze des CSOW eingezeichnet

eine genaue qualitative Beurteilung der Änderungen in den atmosphärischen Randbedingungen über der Ägäis schwierig ist. Die Freon-12 Konzentrationen (in Abbildung 8.2 zum besseren Vergleich der 1987er mit den 1995er Werten als Sättigung gegenüber der atmosphärischen Gleichgewichtskonzentration dargestellt) stimmen hingegen 1995 besser mit den Messwerten überein als 1987. Das Freonminimum liegt jetzt in der richtigen Tiefe bei etwa 400 m. Dieses Minimum wird 1995 durch den Einstrom von altem, freonarmen Wasser in die Kretische See hervorgerufen, das als Ausgleich für den hohen Ausstrom an Tiefenwasser in die Kretische See gelangt. Das Minimum von 1987 liegt dagegen im Tiefenniveau des Ausstroms aus der Kretischen See, und dieser Ausstrom liegt im Modell zu hoch (s. auch voriges Kapitel). Sowohl für 1987 als auch für 1995 liegen die Freonsättigungen im Modell in weiten Bereichen um etwa 15% unter den Messwerten. Darin zeigt sich, dass das aus der Ägäis in die Kretische See einströmende und absinkende Wasser im Modell zu stark vermischt wird.

In Abbildung 8.3 sind die Oberflächendichte im Februar und der über die Periode 1987–1995 gemittelte Freon-12-Fluss dargestellt. Die eingetragene Isopykne  $\sigma_t = 29.24 \text{ kg/m}^3$  kennzeichnet die Untergrenze der Dichte für das neu gebildete Tiefenwasser. Die Korrelation zwischen Dichte und Freonfluss ist weniger ausgeprägt als in Abbildung 7.7 im vorigen Kapitel. Am Nordrand der Kretischen See und am Übergang zur Ägäis ist der Freonfluss am höchsten, obwohl das Maximum der Oberflächendichte weiter im Norden erreicht wird. Hieran ist gut die Einmischung unterschiedlicher Wassermassen bei der Konvektion zu erkennen. In die Kretische See strömt altes, freonarmes Wasser ein. Dies führt bei der am nördlichen Rand dieses Gebiets auftretenden winterlichen Konvektion zu einer deutlichen Untersättigung von Freon und somit zu einem hohen F-12-Fluss. Dieses alte Wasser kann aber nicht über die flache Schwelle bei  $37^\circ\text{N}$  in die nördliche Ägäis vordringen. Hier strömt überwiegend Levantinisches Zwischenwasser ein, das bereits relativ hohe Konzentrationen an Freon-12 aufweist, so dass die Untersättigung auch bei Einsetzen der Konvektion gering bleibt. Aus Abbildung 8.3 geht hervor, dass CSOW im Modell sowohl in der nördlichen Ägäis als auch zum Teil direkt in der Kreti-

sehen See gebildet wird. Das Bildungsgebiet von LIW im Rhodoswirbel ist ebenso erkennbar und hat seine Lage gegenüber dem alten Zirkulationszustand kaum verändert (vgl. Abbildung 7.7).

### 8.1.3 Änderung der Tracerverteilungen

Abbildung 8.4 zeigt die Tracerverteilungen für den neuen Zirkulationszustand. Links sind die Messwerte der Meteorexpedition M31/1 von Januar 1995 dargestellt, links die Modellwerte zu dem entsprechenden Zeitpunkt. Im Vergleich zum alten Zirkulationszustand von 1987 (s. Abbildung 7.1, der dort gezeigte Schnitt hat einen geringfügig abweichenden Verlauf) fallen folgende Unterschiede auf: Das Tiefenwasser des östlichen Mittelmeeres (EMDW) ist nicht mehr homogen. Südlich des Kretischen Inselbogens befindet sich in Bodennähe ein Bereich mit deutlich höherer Temperatur und Salzgehalt, beides nimmt nach Osten und Westen ab. Da außerdem auch ein Freonmaximum in diesem Bereich vorliegt, muss es sich hierbei um frisch belüftetes Wasser handeln, das aus der Kretischen See, die sich unmittelbar nördlich des beobachteten Maximums befindet, ausströmt. Gleichzeitig ist das Salzgehalts- und Freonmaximum, das sich 1987 in etwa 900 m Tiefe südlich von Kreta befunden hat, verschwunden. Die Ägäis ist also von einem Produzenten von Zwischenwasser (CIW) zu einem Tiefenwasserbildungsgebiet (CSOW) geworden. Im Westen des Schnitts ist das Tiefenwasser noch weitgehend unbeeinflusst von CSOW, dort haben sich Temperatur und Salzgehalt gegenüber 1987 kaum verändert. Die Freonkonzentrationen in diesem Bereich sind in diesem Zeitraum kaum angestiegen, was auf einen Rückgang der Tiefenwasserbildung in der Adria schließen lässt. Das älteste Wasser mit den niedrigsten Freonkonzentrationen befindet sich nach wie vor im Osten des Levantinischen Beckens, allerdings haben die Werte dort deutlich von unter 0.1 pmol/kg auf über 0.2 pmol/kg zugenommen. Der Einfluss der CSOW-Produktion hat sich dort also bereits ausgewirkt. Ein weiteres Freonminimum liegt im Westen des Schnitts in etwa 1200 m Tiefe vor. Hier befinden sich Reste des alten EMDW, das durch die hohe Neuproduktion von Tiefenwasser nach oben gedrückt worden ist.

In der Modellrechnung sind die meisten dieser Änderungen gut reproduziert. Der Salzgehalt des neu gebildeten CSOW liegt bei 38.8, die Freonkonzentrationen erreichen Werte von 0.7 pmol/kg. Die Temperatur liegt allerdings, wie schon bei der Simulation des alten Zustandes, um etwa 0.25°C zu niedrig. Auch ist die Übereinstimmung von Salzgehalt und Freonkonzentration östlich des Kretischen Inselbogens nicht so gut wie westlich davon. Dies deutet auf einen etwas zu geringen Ausstrom durch die östlich von Kreta gelegene Straße von Antikythera im Modell hin. Außerdem weist der Bereich des Zwischenwassers im Modell wieder eine zu geringe vertikale Ausdehnung auf. Das Freonminimum im Westen des Schnitts als Charakteristikum für altes EMDW ist ebenfalls vorhanden, liegt aber zu flach (in 400 bis 1000 m Tiefe). Die Freonkonzentration am tiefen westlichen Rand, wo sich der Adriaausstrom befindet, hat gegenüber 1987 im Modell etwas stärker zugenommen als in den Messwerten.

### 8.1.4 Änderung der Zirkulation

In diesem Abschnitt wird die Änderung der Modellzirkulation zwischen 1987 und 1995 eingehender untersucht. Zu diesem Zweck werden aus den verschiedenen Stockwerken — Tiefenwasser, Zwischenwasser und oberflächennahe Zirkulation — Jahresmittelwerte der Geschwin-

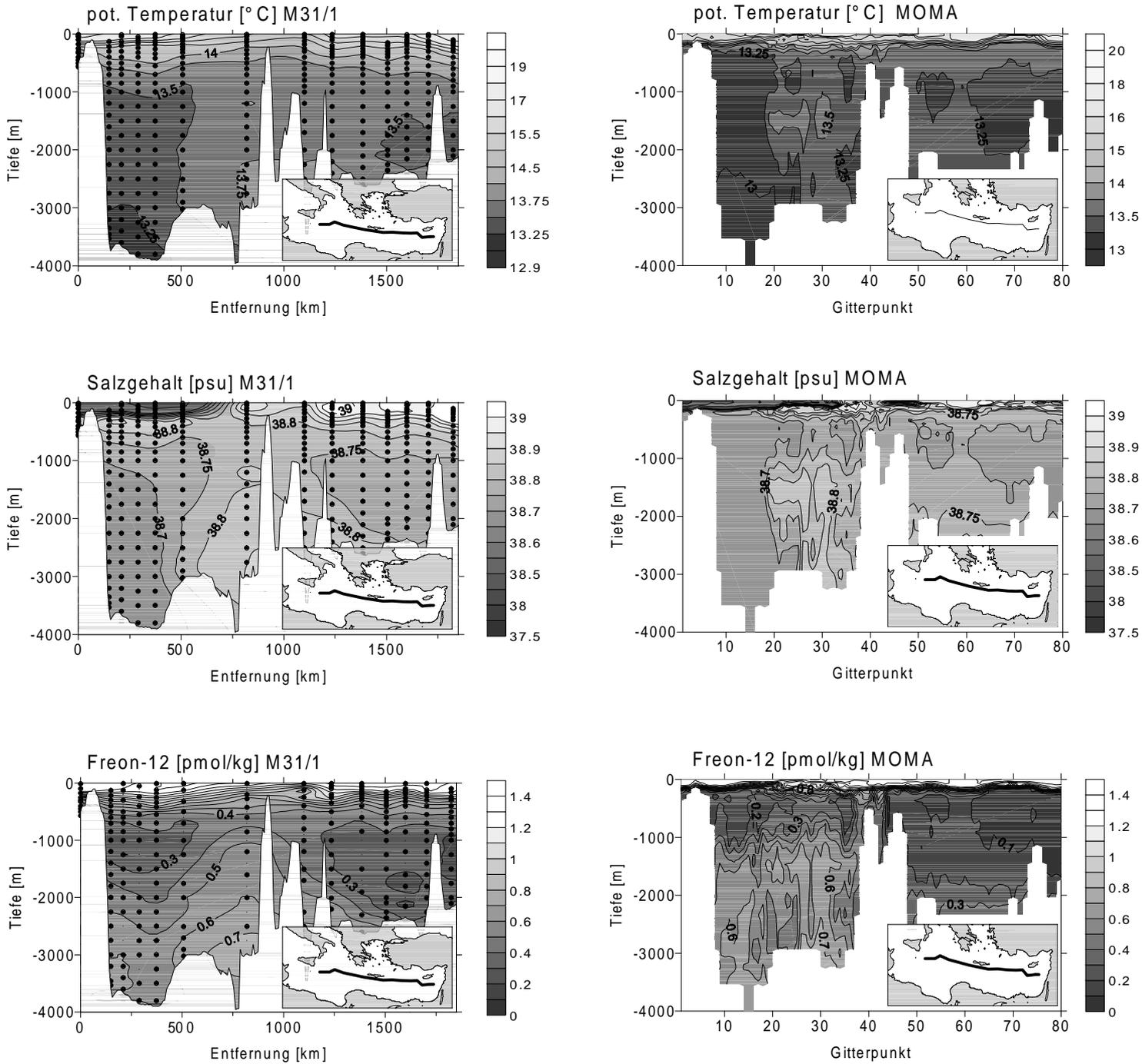


Abbildung 8.4: Potentielle Temperatur, Salzgehalt und Freon-12-Konzentration auf einem West-Ost-Schnitt durch das östliche Mittelmeer; links Messwerte, rechts Modelldaten

digkeit sowie Tracerkonzentrationen als Indikator für die Ausbreitung verschiedener Wassermassen untersucht.

### Tiefenwasser

Die beiden oberen Bilder von Abbildung 8.5 zeigen die Entwicklung der Konzentration von Freon-12 in 2350 m Tiefe zwischen den Modelljahren 1987 und 1995. Darunter sind die mittleren Geschwindigkeiten aus den entsprechenden Jahren dargestellt. 1987 war die Adria die alleinige Quelle für das Tiefenwasser, was an dem Freonmaximum südlich der Straße von Otranto zu erkennen ist. Von dort breitet sich das neu gebildete Tiefenwasser zunächst als westlicher Randstrom aus, rezirkuliert aber wieder in Form eines zyklonalen Wirbels. Ein kleiner Teil des ADW strömt an der griechischen Küste entlang nach Süden, ein Phänomen, das auch von Messungen bestätigt wird [Malanotte-Rizzoli *et al.*, 1997]. Dieser Stromzweig setzt sich ins zentrale Ionische Becken fort, von wo aus der Ausstrom ins Levantinische Becken durch die Kretische Passage gespeist wird. Das Levantinische Becken weist keine eigene Tiefenwasserquelle auf. Die Zufuhr von ventilierem Wasser erfolgt nur vom Ionischen Becken aus. 8 Jahre später ist dagegen die Ägäis zur bedeutendsten Tiefenwasserquelle des östlichen Mittelmeeres geworden. Am Ausstrom der Straßen von Antikythera (westlich) und Kassos (östlich von Kreta) treten die höchsten Strömungsgeschwindigkeiten von etwa 3 cm/s auf. Durch die Straße von Kassos wird das Levantinische Becken belüftet, die Hauptzufuhr von Tiefenwasser in das Ionische Becken erfolgt durch die Straße von Antikythera. Das CSOW breitet sich von dort nach Nordwesten aus. Die Grenze zum Tiefenwasser adriatischen Ursprungs befindet sich bei etwa 19°E, was außer an dem Geschwindigkeitsfeld auch an den beiden isolierten Freonmaxima östlich und westlich dieser Linie zu erkennen ist. Der Ausstrom von ADW durch die Straße von Otranto hat sich drastisch abgeschwächt, ist aber noch als dünner westlicher Randstrom entlang des italienischen Kontinentalabhangs zu erkennen. Die Rezirkulation dieses Wassers nach Nordosten hat ebenfalls nachgelassen. Dies ist auf den Einstrom von CSOW in diesen Bereich zurückzuführen, wodurch die Ausbreitung des ADW auf den westlichen Teil des Ionischen Beckens begrenzt bleibt. Anstelle der Rezirkulation hat sich ein direkter Ausbreitungspfad von ADW in Richtung der afrikanischen Küste herausgebildet, was wiederum auch an der deutlichen Zunahme der Freon-12-Konzentrationen im südlichen Teil des Ionischen Meeres zu erkennen ist.

Auffällig ist die Homogenität des Tiefenwassers im Levantinischen Becken bezüglich der Freon-12-Werte. In den ersten Jahren nach 1987 liegt im Modell noch ein deutlicher Abfall der F-12-Konzentrationen von der Straße von Kassos nach Osten vor, aber bereits nach 8 Jahren ist der Bereich des tiefen Levantinischen Beckens weitgehend durchmischt. In den Messwerten von der Meteorfahrt M31/1 aus dem Jahr 1995 liegen die Freon-12-Konzentrationen dagegen im Ausstrombereich der Straße von Kassos mit etwa 0.6 pmol/kg deutlich höher als weiter östlich im Levantinischen Becken mit etwa 0.4 pmol/kg. Dies ist also ein weiteres Indiz für einen zu geringen Modellausstrom des CSOW durch die Straße von Kassos.

### Zwischenwasser

Die Veränderungen im Zwischenwasserbereich werden anhand von Abbildung 8.6 deutlich. Dort ist in den oberen beiden Bildern der Salzgehalt in 200 m Tiefe dargestellt, wobei ein hoher Wert charakteristisch für Levantinisches Zwischenwasser (LIW) ist. In seinem primären Bil-

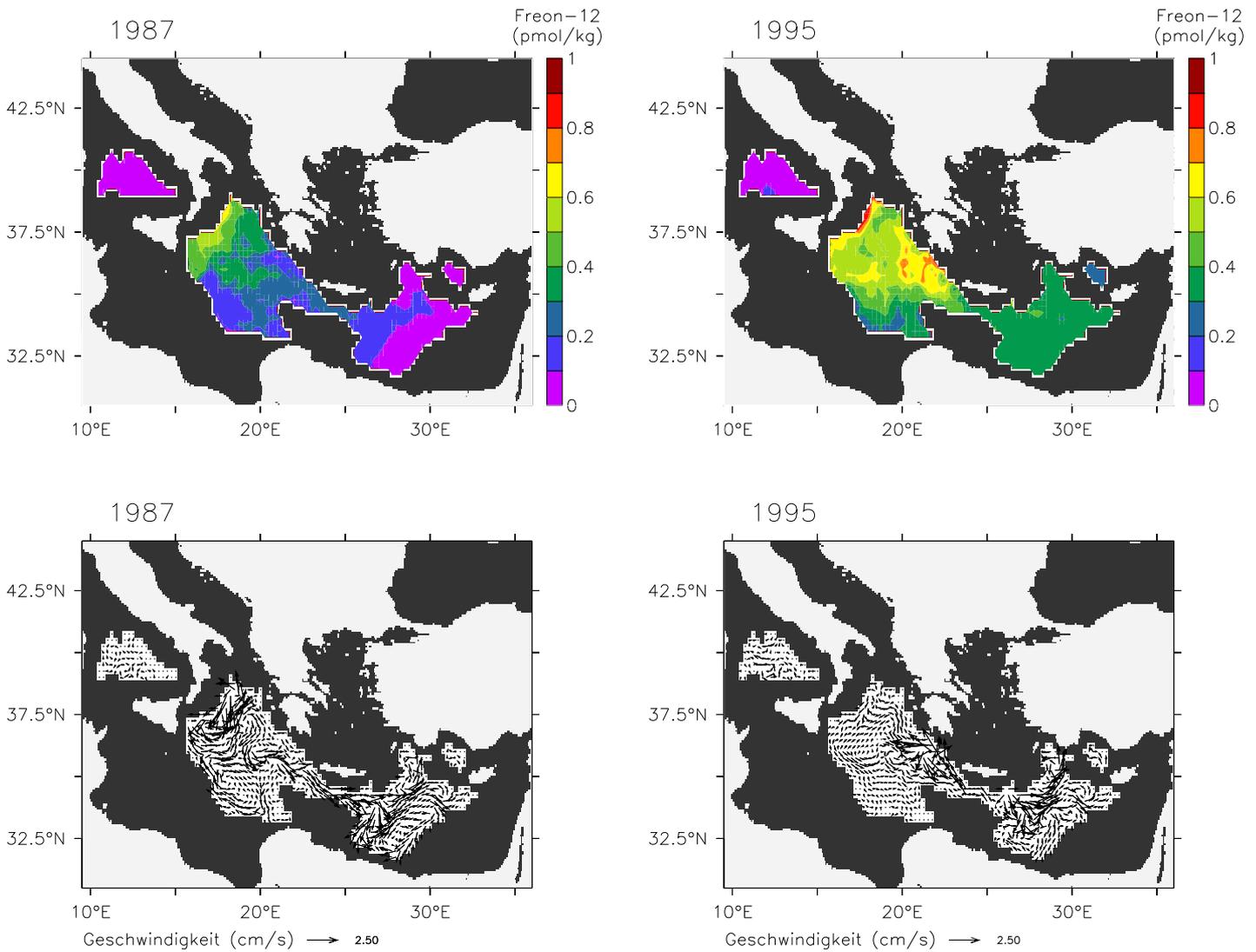


Abbildung 8.5: Freon-12-Konzentration (oben) und Jahresmittel der Strömungsgeschwindigkeit (unten) in 2350 m Tiefe 1987 vor Änderung des atmosphärischen Antriebs und 1995 nach 8 Jahren Modelllaufzeit mit den beschriebenen modifizierten Randbedingungen

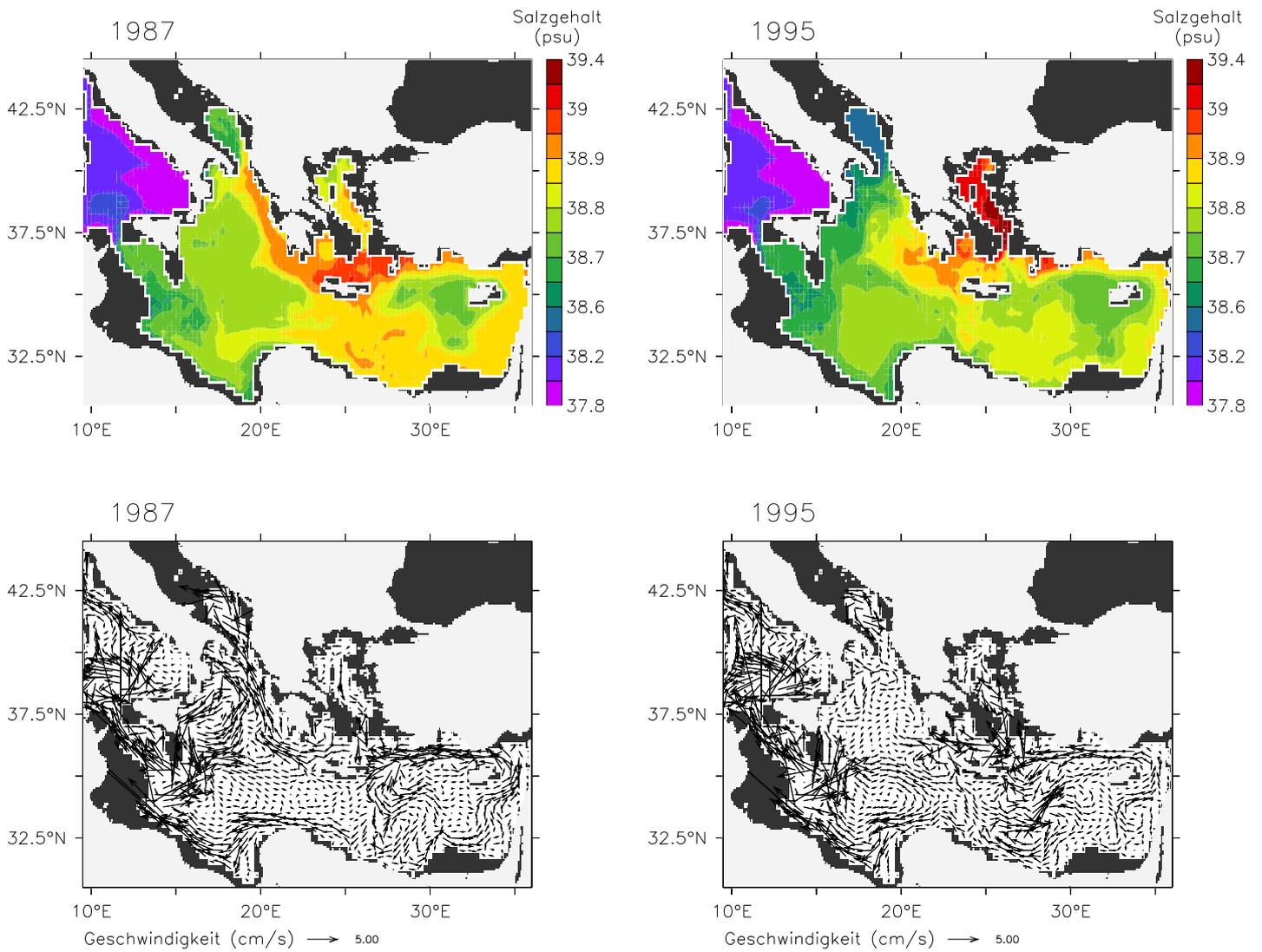


Abbildung 8.6: Jahresmittelwerte für Salzgehalt (oben) und Geschwindigkeit (unten) in 200 m Tiefe 1987 und 1995

dungsgebiet im Rhodoswirbel östlich von Kreta liegt das LIW im Modell oberhalb von 200 m, so dass dort in den Abbildungen kein Salzgehaltsmaximum zu erkennen ist. Bei der Ausbreitung des LIW, die nicht genau horizontal, sondern mehr isopyknisch verläuft, sinkt diese Wassermasse dann in Tiefen von 200 m und darunter ab.

1987, zur Zeit des alten Zirkulationszustandes, sind zwei westwärts gerichtete Ausbreitungspfade des LIW zu erkennen. Einer verlässt das Levantinische Becken im Süden, der andere geht durch die Kretische See hindurch. Wie in Kapitel 2 bereits erwähnt, weisen Beobachtungen darauf hin, dass dieser Zweig ganz [Malanotte-Rizzoli *et al.*, 1997] oder zumindest teilweise [Roether *et al.*, 1998] südlich von Kreta verläuft. Im Modell dagegen strömt ein Großteil des LIW durch die Kretische See, wo noch eine Einmischung von Wasser aus der Ägäis in den Tiefenhorizont des LIW erfolgt. Dieser nördliche Zweig des Levantinischen Zwischenwassers breitet sich dann weiter in nordwestlicher Richtung entlang der griechischen Küste aus. Ein Teil des LIW gelangt somit bis in die Adria, was den Beobachtungen entspricht [Malanotte-Rizzoli *et al.*, 1997], [Roether *et al.*, 1998].

1995, nach 8 Modelljahren mit den geänderten Randbedingungen, hat der Salzgehalt in 200 m Tiefe fast überall abgenommen. Eine Ausnahme bildet lediglich die nördliche Ägäis. Der dortige Anstieg ist auf den erhöhten Oberflächensalzgehalt im Winter zurückzuführen. Der starke Ausstrom von CSOW in die tiefen Bereiche des Levantinischen und Ionischen Beckens führt zu einem Aufsteigen von altem, salzarmen Wasser in den Tiefenhorizont des LIW. Daraus resultiert die auch in den Beobachtungen erkennbare Abnahme der Freonsättigung im LIW und eine höhere Lage der LIW-Kernschicht 1995 gegenüber 1987 [Roether *et al.*, 1998]. Ein Rückgang des Salzgehalts infolge der Einmischung salzarmen Wassers aus größeren Tiefen wie im Modell ist in den Beobachtungen allerdings nur für den Bereich des Ionischen Beckens festzustellen. Die Modellzirkulation im Tiefenbereich des LIW für 1995 weist große Ähnlichkeit mit den Ergebnissen der POEM-BC-Messungen von 1991 [Malanotte-Rizzoli *et al.*, 1999] auf. Wie eingangs bereits erwähnt, ist in den Beobachtungen der LIW-Ausstrom südlich von Kreta vom Levantinischen ins Ionische Becken durch antizyklonale Wirbel blockiert. Auch im Modell ist 1995 eine Rezirkulation des südlichen LIW-Ausstroms in einem zyklonalen Wirbel nördlich der afrikanischen Küste zu beobachten. Das Stromband, das nördlich der afrikanischen Küste Richtung Westen verläuft, wird statt von LIW z. T. von Wasser gespeist, das die Kretische See durch die Straße von Antikythera im Westen verlassen hat. Ein solcher Ausstrom liegt auch in Beobachtungen von 1991 vor. Nach [Malanotte-Rizzoli *et al.*, 1999] wird das eigentliche LIW, dessen Ausdehnung auf das Levantinische Becken beschränkt bleibt, im Ionischen Becken durch Wasser aus der Kretischen See ersetzt, das den Namen CIW erhält (Cretan Intermediate Water, nicht zu verwechseln mit dem CIW des alten Zirkulationszustandes, dessen Vorkommen in größeren Tiefen liegt). Der Modellzirkulation folgend verläßt dieser LIW- bzw. CIW-Zweig das Ionische Becken nicht durch die Straße von Sizilien, sondern rezirkuliert in nördliche Richtung. Das durch die Meerenge bei Sizilien aus dem Ionischen Becken ausströmende Wasser weist deshalb zumindest im Modell 1995 größere Anteile an EMDW auf als 1987, was auch an dem etwas geringeren Salzgehalt zu erkennen ist.

Der nördliche Zweig des LIW-Ausstroms aus der Kretischen See im Modell hat sich 1995 deutlich abgeschwächt. Auch folgt er nicht mehr direkt der griechischen Küste nach Norden, sondern dringt weiter nach Westen vor. Dadurch gelangt kaum noch LIW in die Adria, was dort zu einer deutlichen Abnahme des Salzgehalts von etwa 38.7 auf 38.5 führt. Diese Abnahme ist auch in den M31/1-Messungen aus dem Jahr 1995 festzustellen, [Klein *et al.*, 2000], allerdings

liegt nach diesen Werten der Salzgehalt in der Adria noch bei 38.6. Die quantitative Änderung der Bildungsraten von LIW und die Auswirkungen des verringerten LIW-Transports in die Adria auf die Bildung von ADW wird im weiteren Verlauf untersucht.

### **Oberflächenzirkulation und atmosphärische Flüsse**

In diesem Abschnitt wird die Oberflächenzirkulation, in diesem Fall das Geschwindigkeitsfeld in 30 m Tiefe, zusammen mit dem Wärme- und Frischwasserfluss untersucht (Abbildung 8.7). Ausser in den Tiefenwasserbildungsgebieten, wo durch die Oberflächenflüsse Temperatur und Salzgehalt über einen großen Bereich der Wassersäule modifiziert werden, beeinflussen die atmosphärischen Flüsse die Wassermasseneigenschaften direkt nur in der oberen durchmischten Schicht. In dem MOMA-Modell, wo nicht die Oberflächenflüsse, sondern Temperatur und Salzgehalt in der obersten Modellschicht vorgegeben werden, sind die resultierenden Oberflächenflüsse auch von den Eigenschaften der advehierten Wassermassen abhängig. Die oberflächliche Ausbreitung des relativ salzarmen modifizierten Atlantikwassers ist z. B. durch eine erhöhte Verdunstungsrate im Modell gekennzeichnet. Auf diese Weise wirken sich Änderungen der Oberflächenzirkulation auf den Wärme- und Frischwasserfluss im Modell aus.

Die grössten Änderungen sowohl im Wärme- als auch im Süßwasserfluss treten im Bereich der Ägäis auf, was auf die Erniedrigung der Oberflächentemperatur und die Erhöhung des Oberflächensalzgehalts in diesem Gebiet zurückzuführen ist. Infolgedessen haben Wärme- und Frischwasserfluss zugenommen. Allerdings gibt es auch Teilgebiete der Ägäis, hauptsächlich im Nordosten, wo die Flussänderung ein negatives Vorzeichen hat. Hier liegen gerade die Gebiete, in denen vor 1987 Konvektion in der Ägäis stattgefunden hat. Dadurch, dass nach 1987 tiefe Konvektion auch weiter südlich auftritt, sind Temperatur und Salzgehalt des Wassers, das in das nördliche Konvektionsgebiet advehiert wird, bereits modifiziert, woraus die negativen Flussänderungen resultieren. Eine deutliche Zunahme des Wärmeflusses ist auch in der Adria zu verzeichnen. Grund hierfür ist der verringerte Transport von relativ warmem LIW in die Adria, das nach dem alten Zirkulationsschema seine Wärme im Winter nach Einsetzen der Konvektion an die Oberfläche abgegeben hat. Während in den übrigen Bereichen des Ionischen und Levantinischen Beckens beim Wärmefluss nur geringfügige Veränderungen aufgetreten sind, weist der Süßwasserfluss auch hier große Unterschiede zwischen dem alten und neuen Zirkulationsschema auf. Dies ist in den Änderungen der Oberflächenzirkulation begründet. Wie oben bereits erwähnt, ist der Einstrom von salzarmem modifiziertem Atlantikwasser (MAW) in das relativ salzreiche östliche Becken des Mittelmeeres mit einer erhöhten Verdunstungsrate im Modell verbunden. Bei der Temperatur liegt dagegen kein starker Kontrast zwischen MAW und dem umliegenden Wasser vor, weshalb der Verlauf des MAW-Einstroms keine größeren Auswirkungen auf den Wärmefluss hat.

Im alten Zirkulationszustand breitet sich das durch die Straße von Sizilien ins östliche Becken einströmende MAW relativ direkt nach Osten aus. In diesem Bereich südöstlich von Sizilien bis nach Kreta hin treten infolgedessen hohe Verdunstungsraten auf. Ein kleiner Teil folgt auch dem östlich von Sizilien befindlichen zyklonalen Wirbel und zweigt Richtung Norden ab. Dieser zyklonale Wirbel hat 1987 eine starke barotrope Komponente, er tritt in allen drei hier dargestellten Tiefenschichten auf. Da dieser Wirbel 1995 verschwunden ist, kann seine Ursache nicht im Windantrieb liegen, sondern er scheint durch das ausströmende und rezirkulierende ADW angetrieben zu werden. Im neuen Zirkulationszustand, ohne diesen Wirbel, fließt das

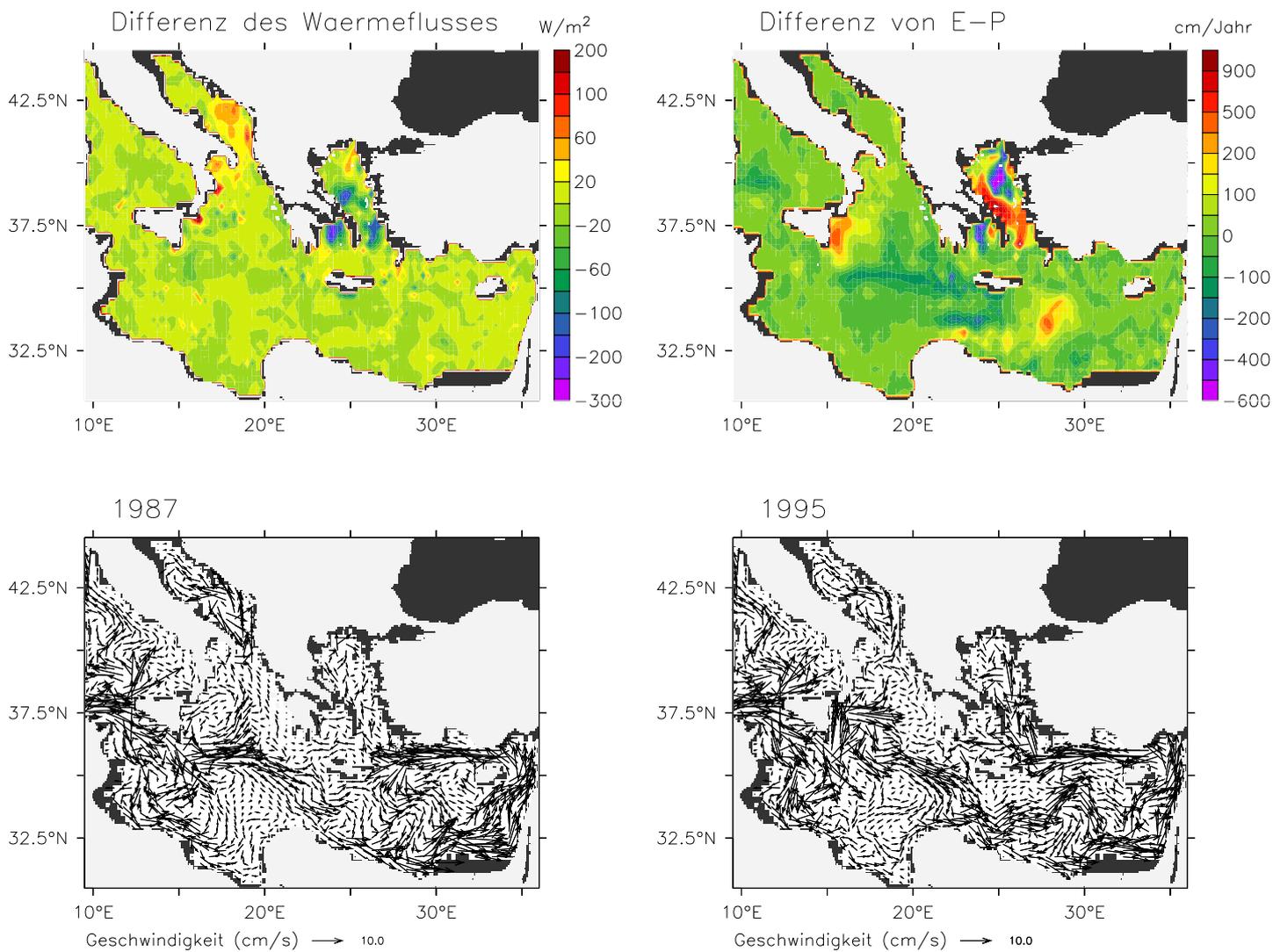


Abbildung 8.7: Oben: Differenzen des Wärme- und Süßwasserflusses (E-P) zwischen dem neuen und dem alten Zirkulationszustand (Mittelwert von 1987–1995 aus dem hier beschriebenen Modelllauf minus Mittelwert von 1984–1987 aus dem Modelllauf des vorigen Kapitels); Unten: Jahresmittelwert der Geschwindigkeit in 30 m Tiefe 1987 und 1995

	Wärmefluss [ $\text{W/m}^2$ ]		E-P [ $\text{cm/Jahr}$ ]	
	alter Zustand	neuer Zustand	alter Zustand	neuer Zustand
Med	$-5.66 \pm 0.05$	$-5.7 \pm 0.7$	$66.3 \pm 0.2$	$75 \pm 4$
Wmed	$-5.98 \pm 0.03$	$-5.6 \pm 0.5$	$98.9 \pm 2.3$	$100 \pm 5$
Emed	$-5.49 \pm 0.08$	$-5.7 \pm 1.1$	$48.6 \pm 1.5$	$62 \pm 5$
Adria	$-51.2 \pm 0.6$	$-34 \pm 8.2$	$-25.0 \pm 1.2$	$-7 \pm 8$
Ägäis	$-9.84 \pm 0.08$	$-28 \pm 1.1$	$-19 \pm 0.4$	$36 \pm 20$

Tabelle 8.1: Wärme- und Süßwasserflüsse für verschiedene Gebiete des Mittelmeeres im alten und neuen Zirkulationszustand; angegeben sind die Modellmittelwerte von 1984–1987 sowie von 1987–1995

MAW östlich von Sizilien zunächst nach Norden und biegt erst dann in Richtung des Levantinischen Beckens ab. Deshalb nimmt nordöstlich von Sizilien die Verdunstungsrate zu. Nach Erreichen des Levantinischen Beckens strömt ein Teil des MAW an der afrikanischen Küste entlang, ein anderer Zweig bildet den Mid Mediterranean Jet (MMJ), der den Mersa-Matruh-Wirbel an seiner Nordseite passiert. Im Modell tritt der MMJ 1995 deutlich stärker hervor als während des alten Zirkulationszustandes. Der asiatischen Küste folgend rezirkuliert das oberflächennahe Wasser und bildet nordwestlich von Zypern den Kleinasienstrom (AMC). Dort liegt allerdings kein salzarmes MAW mehr vor, durch die ständige Verdunstung ist der Salzgehalt hier auf etwa 39 gestiegen. Im alten Zustand bis 1987 rezirkuliert ein Teil dieses Stroms östlich von Kreta Richtung Süden und vereinigt sich mit dem einströmenden MAW. Durch diese Vermischung erhöht sich der Salzgehalt des MAW südöstlich von Kreta. Die Verdunstung ist deshalb in diesem Bereich vor 1987 deutlich niedriger als im neuen Zirkulationszustand, wo es diese Rezirkulation des Kleinasienstroms nicht gibt. Stattdessen fließt ein Teil dieses Stroms nach Norden in die Ägäis, wodurch der Ausstrom an CSOW aus diesem Gebiet kompensiert wird.

Die wichtigsten Merkmale der Oberflächenzirkulation, wie sie sich aus Beobachtungen ergeben (vgl. Abbildung 2.2), werden vom Modell richtig wiedergegeben (die Ausbreitung des MAW im Ionischen Becken, MMJ, AMC, Rhodos- und Mersa-Matruh-Wirbel). Bei anderen Wirbelstrukturen gibt es dagegen deutliche Abweichungen zwischen Modell- und Messwerten. Auch die in [Malanotte-Rizzoli *et al.*, 1999] genannten Veränderungen der Oberflächenzirkulation zwischen 1987 und 1991 sind von anderer Art als die oben beschriebenen Abweichungen im Modell. Da jährliche Schwankungen in Windfeld, Temperatur und Süßwasserfluss, die in der Modellklimatologie nicht berücksichtigt werden, sich besonders auf die oberflächennahe Zirkulation auswirken, sind die Abweichungen zwischen Modell- und realer Zirkulation in diesem Bereich erwartungsgemäß relativ groß.

In Tabelle 8.1 sind die Mittelwerte der atmosphärischen Flüsse für den neuen Zirkulationszustand im Zeitraum von 1987–1995 dargestellt sowie zum Vergleich dazu die entsprechenden Werte des alten Zustandes von 1984–1987 (vgl. Tabelle 7.2). Die größten Veränderungen hat es, wie schon aus der räumlichen Verteilung der Flussraten in Abbildung 8.7 zu erkennen war, in der Adria und der Ägäis gegeben. Während in der Ägäis Wärmeabgabe und Verdunstung zugenommen haben, was aufgrund der modifizierten Randbedingungen zu erwarten war, weisen die Änderungen in der Adria das entgegengesetzte Vorzeichen auf. Dies ist, wie weiter oben bereits

erläutert, auf den verringerten Einstrom des relativ warmen und salzhaltigen LIW in die Adria zurückzuführen. Die Wärmeabgabe über der Adria liegt damit aber immer noch über dem in [Artegiani *et al.*, 1997] genannten Wert von  $-19 \pm 10 \text{ W/m}^2$ , der sich überdies auf den Zeitraum von 1980 bis 1988 bezieht. In der Ägäis hat der Wärmefluss nach [Gibson *et al.*, 1997] von  $-2.9 \text{ W/m}^2$  (Zeitraum 1979–1989) auf  $-8.4 \text{ W/m}^2$  (1990–1994) abgenommen. Die Tendenz wird also im Modell richtig wiedergegeben, die Werte sind allerdings deutlich zu niedrig. Der Wärmefluss für das gesamte östliche Becken hat sich, ebenso wie im westlichen, kaum verändert. Bei dem Süßwasserfluss  $E - P$  hat dagegen nicht nur die lokale Verteilung von Minima und Maxima im gesamten östliche Becken große Änderungen erfahren, sondern der Mittelwert selbst hat von 49 auf 62 cm/Jahr zugenommen. Davon entfallen aber nur etwa 6 cm/Jahr auf die Zunahme der Verdunstungsrate in der Ägäis und 1 cm/Jahr auf die Adria. Die übrigen 6 cm/Jahr ergeben sich also aus den Änderungen der Verdunstungsrate über dem Ionischen und Levantischen Becken. Auffällig ist auch, dass die Standardabweichung des Mittelwertes über den Zeitraum 1987–1995, also die zwischenjährliche Variabilität, deutlich zugenommen hat. Dies gilt nicht nur für die relativ kleinen Randgebiete Adria und Ägäis, sondern auch für das gesamte Mittelmeer. Daran wird deutlich, dass der sogenannte „neue“ Zirkulationszustand keineswegs stationär ist. So nehmen der Wärme- und Süßwasserfluss über der Adria in den ersten Jahren deutlich zu und erreichen ein Maximum, um dann wieder abzunehmen. Wird das Modell noch einige Jahre weiter mit den geänderten Randbedingungen angetrieben, steigt der Salzgehalt in der Adria auch wieder an. Hier liegt also ein typisches Überschwingerphänomen vor. Es wird deutlich, dass durch die Änderung des atmosphärischen Antriebs in der Ägäis über viele Jahre ein transients Zirkulationszustand erzeugt wird.

### Transportraten

Die Änderungen in der thermohalinen Zirkulation des östlichen Mittelmeeres wirken sich auch auf die oberflächennahe Zirkulation (s. vorigen Abschnitt) und den Transport durch die Meeresstraßen aus. Die zeitliche Entwicklung dieser Transportraten soll hier anhand von Abbildung 8.8 kurz diskutiert werden. Die Abbildung erstreckt sich über den Zeitraum von Mitte 1986 bis Mitte 1995. Monat 0 bezeichnet dabei den Dezember 1987, Monat 1 bedeutet also Januar 1988, dies ist der erste Monat mit den modifizierten Randbedingungen. Bereits ein Jahr später zeigen sich die ersten Auswirkungen im Transport durch die Straßen von Sizilien und Otranto: Der Transport durch die erstere nimmt leicht zu, der Austausch der Adria mit dem Ionischen Becken durch die Straße von Otranto dagegen ab. Bei Gibraltar sind nach drei Jahren erste Veränderungen festzustellen. Die Austauschrate erreicht ein Minimum und nimmt anschließend über einen Zeitraum von fast zwei Jahren deutlich zu. Im letzten Jahr der Modellrechnung erreicht der Transport bei Gibraltar 1.6 Sv, eine deutliche Zunahme gegenüber dem Wert des alten Zirkulationszustandes von 1.2 Sv. Der Austausch an der Straße von Otranto ist auf rund die Hälfte seines Ausgangswertes gesunken (von 0.63 auf 0.33 Sv), und bei Sizilien ist eine leichte Zunahme (von 0.82 auf 0.95) zu verzeichnen.

Der jahreszeitliche Verlauf der Ausstromraten an den Straßen von Gibraltar und Otranto bleibt ebenfalls nicht unverändert. Der Adriaausstrom nimmt zusätzlich zu dem Maximum im Spätwinter noch ein zweites im Herbst an. Dieses ist auf verstärkten oberflächennahen Einstrom zu dieser Jahreszeit zurückzuführen, der vermutlich windgetrieben ist. Die vorherrschende Windrichtung im Bereich der Straße von Otranto dreht nämlich im August von Nord auf Süd,

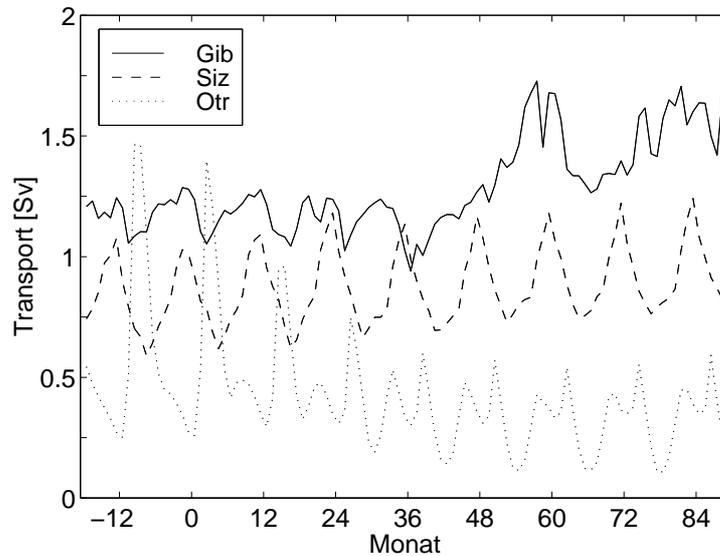


Abbildung 8.8: Transporte durch die Straßen von Gibraltar, Sizilien und Otranto für die Modelljahre 1986–1995; Monat1: Januar 1988

und diese Richtung des Windfeldes bleibt bis Dezember bestehen. Da nach 1987 der Dichtegradient zwischen Adria und Ionischem Becken im Modell deutlich abnimmt, ist es plausibel, dass der Einfluss des Windes auf den Transport an der Straße von Otranto zu- und der thermohaline Antrieb abnimmt.

Die Austauschrate bei Gibraltar nimmt in den letzten 4 Jahren der Modellrechnung einen „chaotischen“ Verlauf an, während im Zeitraum davor ein deutliches Herbstmaximum vorgelegen hat. Lediglich der Transport durch die Straße von Sizilien bleibt qualitativ nahezu unverändert und nimmt lediglich in der Menge leicht zu, ein weiteres Indiz dafür, dass der Austausch durch diese Straße in erster Linie durch das (unverändert gebliebene) Windfeld angetrieben wird. Da der Einstrom durch die Straße von Sizilien deutlich salzärmer als der Ausstrom ist, hat eine Änderung der Transportrate auch Auswirkungen auf die Salzbilanz des gesamten östlichen Mittelmeeres. Dies wird im weiteren Verlauf unten untersucht.

### 8.1.5 Wassermassenbildung

Analog zu den Methoden im vorigen Kapitel (s. Gleichung (7.6)) werden hier die Bildungs- und Ausstromraten von Kretischem Tiefenwasser (CSOW), Adriatischem Tiefenwasser (ADW) und Levantinischem Zwischenwasser (LIW) untersucht (s. Abbildung 8.9). Die Dichtegrenzen sind dabei für das ADW und LIW dieselben wie im vorigen Kapitel, also  $28.9 \text{ kg/m}^3 < \sigma_{\theta LIW} < 29.15 \text{ kg/m}^3$  und  $29.22 \text{ kg/m}^3 < \sigma_{\theta ADW}$ . Für das CSOW ist eine untere Dichtegrenze von  $29.24 \text{ kg/m}^3 < \sigma_{\theta CSOW}$  gewählt worden, so dass das neue Tiefenwasser etwas schwerer als das alte EMDW ist, was auch aus den Messwerten hervorgeht. Bei dem Transport von CSOW aus der Kretischen See sind die Stromraten durch die Straße von Antikythera im Westen und durch die Straße von Kassos im Osten getrennt dargestellt. Zwei Jahre nach Einsetzen der zusätzlichen

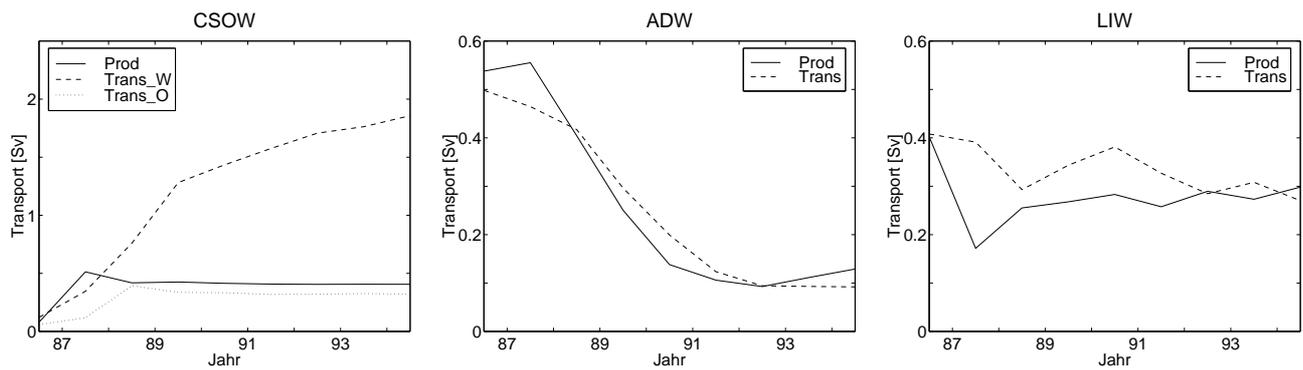


Abbildung 8.9: Bildungs- (*Prod*) und Ausstromraten (*Trans*) für Kretisches Tiefenwasser (*CSOW*), Adriatisches Tiefenwasser (*ADW*) und Levantinisches Zwischenwasser (*LIW*); beim Kretischen Tiefenwasser sind die Ausstromraten durch die Straßen von Antikythera im Westen und von Kassos im Osten getrennt dargestellt

winterlichen Kühlung im Bereich der Ägäis erreichen die Bildung und östliche Ausstromrate von CSOW einen Gleichgewichtswert von etwa 0.4 Sv, während der westliche Ausstrom im weiteren Verlauf bis auf fast 2 Sv zunimmt. Bei einem ähnlichen, in [Wu *et al.*, 2000] vorgestellten Modellexperiment, ist dagegen der Ausstrom durch die Straße von Antikythera zu niedrig, was daran zu erkennen ist, dass dort große Teile des Ionischen Beckens nach wie vor von der Adria her erneuert werden.

Auffällig ist, dass beim CSOW im Gegensatz zu den anderen hier betrachteten Wassermassen die gesamte Ausstromrate wesentlich größer als die Produktionsrate ist. Dies ist darin begründet, dass die Dichte des in der Ägäis neu gebildeten Wassers teilweise deutlich oberhalb des hier gewählten Schwellwertes liegt. Durch Vermischung mit leichterem Wasser (LIW, altes EMDW und Wasser im Dichtebereich dazwischen) wird die Menge des CSOW erhöht, wegen des großen Dichteüberschusses des in der nördlichen Ägäis gebildeten Wassers bleibt die Dichte aber oberhalb von  $\sigma_\theta = 29.24 \text{ kg/m}^3$ .

Insbesondere ist natürlich interessant, ob die Menge an ausströmendem CSOW mit dem in [Roether *et al.*, 1996] berechneten Wert von 1.0 Sv (Mittelwert von 1988 bis Anfang 1995) übereinstimmt. Der Modellmittelwert für die Jahre 1988 bis Ende 1994 beträgt 1.7 Sv. Er liegt somit, ebenso wie der Wert für das ADW von 1987, etwas mehr als 50% über der aus Tracerdaten berechneten Ausstromrate. Da insbesondere die F-12-Konzentrationen im Tiefenwasser des Modells aber nicht zu hoch liegen, ist dies auf die Vermischung im Modell zurückzuführen. In das neu gebildete Wasser in der Ägäis ist im Modell bereits altes Wasser eingemischt, was an den zu niedrigen F-12-Werten zu erkennen ist. Ein weiterer Grund für den hohen Modellwert ist, dass die Ausstromrate an der Straße von Antikythera nicht direkt an der Schwelle, sondern etwas weiter westlich an der Südspitze Griechenlands bestimmt worden ist. An dieser Stelle ist der Schnitt senkrecht zur Stromrichtung am kürzesten, bei einer Transportbestimmung weiter östlich würde die Rezirkulation in der Kretischen See mit in das Ergebnis eingehen. In [Theocharis *et al.*, 1999] sind CSOW-Ausstromraten aufgrund von Strömungsmesserdaten angegeben. 1989 wurden an dem östlichen Ausstrom Werte von 1.0 Sv erreicht, also eine deutlich höhere Rate als im Modell. Für die Folgejahre liegen, ebenso wie für den westlichen Ausstrom keine Daten vor, 1994 wurden an beiden Stellen Stromraten von 0.4 Sv bestimmt. Der hohe westliche Ausstrom im Modell ist durch Strömungsmessungen also nicht belegt, aber die

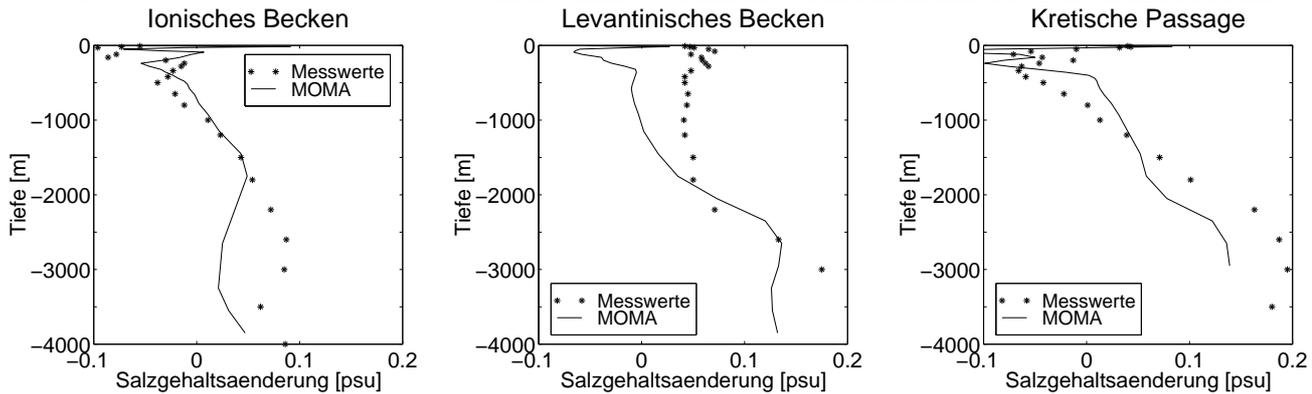


Abbildung 8.10: Salzgehaltsänderung in verschiedenen Regionen des östlichen Mittelmeeres in Modell- und Messwerten zwischen 1987 und 1995

Freon-12-Konzentrationen im Ionischen Becken, die durch diesen Ausstrom beeinflusst werden, stimmen im Modell gut mit den Messergebnissen überein.

Beim ADW sind sowohl die Produktions- als auch die Ausstromrate durch die Straße von Otranto innerhalb von 5 Jahren von etwa 0.5 Sv auf 0.1 Sv zurückgegangen (s. Abbildung 8.9). Dies ist auf den verminderten Einstrom von salzreichem LIW in die Adria zurückzuführen. Dadurch werden bei der winterlichen Konvektion keine so hohen Dichten mehr erreicht. Der geringere Dichtegradient hat dann eine Abnahme des ADW-Ausstroms zur Folge.

Beim LIW ist eine leichte Abnahme von Produktions- und Ausstromrate zu verzeichnen, wobei dieser Trend durch zwischenjährliche Variabilität, die auch beim alten Zirkulationszustand erkennbar war, überlagert ist. Bis 1993 liegt der Ausstrom von LIW ins Ionische Becken deutlich über der Neubildungsrate. Die Abnahme des LIW-Volumens (hier nicht dargestellt) im gleichen Zeitraum ist allerdings noch größer, als es der Differenz von Produktions- und Ausstromrate entspricht. Dies deutet auf eine Einmischung von LIW in der Kretischen See bei der Bildung des CSOW hin.

### 8.1.6 Salzbudget des östlichen Mittelmeeres

Durch die hohe Ausstromrate des CSOW aus der Ägäis hat sich innerhalb von 8 Jahren das Tiefenwasser in großen Teilen des östlichen Mittelmeeres deutlich in seinen Eigenschaften geändert. In Abb. 8.10 ist diese Änderung für den Salzgehalt als Mittelwert über das Ionische Becken, den östlichen Teil des Levantinischen Beckens und die Kretische Passage (der Bereich südlich von Kreta bis zur afrikanischen Küste) dargestellt. Die als Messwerte bezeichneten Differenzen beruhen dabei auf der Auswertung hydrographischer Daten [Klein, 2001] aus der Zeit vor 1987 einerseits und der Meteorexpedition M31/1 aus dem Jahr 1995 andererseits. Die Zunahme des Salzgehalts im Tiefenwasser beträgt zwischen 0.1 (im Ionischen Becken) und 0.2 (südlich und östlich von Kreta). Im Ionischen Becken und in der Kretischen Passage hat oberhalb von 1000 m der mittlere Salzgehalt abgenommen, was auf den Rückgang der LIW- und CIW-Produktion zurückzuführen ist. Die Übereinstimmung der Salzgehaltsänderung zwischen Modell- und Messwerten ist recht gut, im Levantinischen Becken gibt es allerdings oberhalb von 1500 m deutliche Unterschiede. In den Messungen liegt hier eine Zunahme des Salzgehalts um 0.05 vor, während im Modell der Salzgehalt zwischen 500 und 1500 m nahezu unverändert

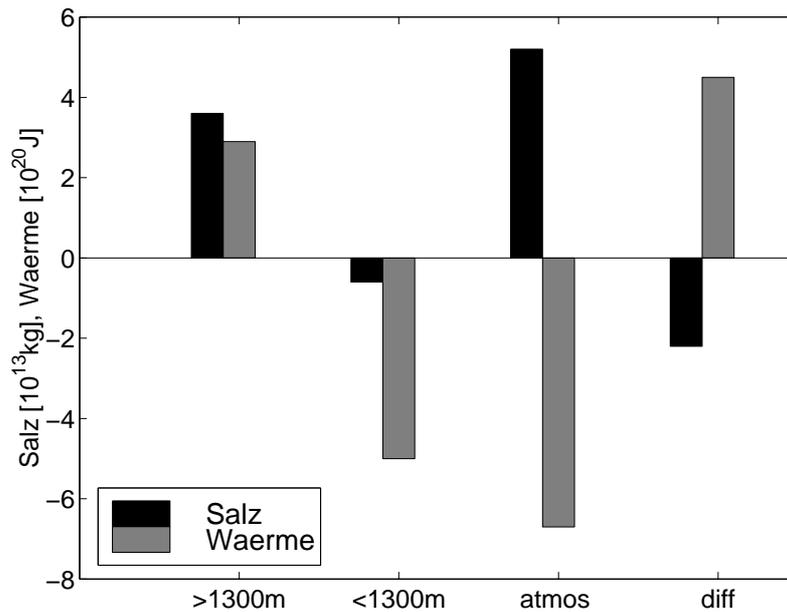


Abbildung 8.11: Salz- und Wärmebudget des östlichen Mittelmeeres im Modell; angegeben sind die Inventardifferenzen zwischen Januar 1995 und August 1987 für den Tiefenbereich unterhalb von 1300 m (1), zwischen 100 und 1300 m (2), Inventardifferenz aufgrund der Änderung der atmosphärischen Flüsse (3) und die Differenz (1)+(2)-(3)

bleibt und oberhalb von 500 m abnimmt. Diese Abnahme ist im Rückgang des LIW-Volumens in der Modellsimulation begründet. Die Menge an LIW, die im Modell in der Kretischen See in das Tiefenwasser eingemischt wird, ist offenbar zu hoch. Die zu geringe Salzgehaltszunahme im Ionischen Becken unterhalb von 2000 m ist auch darauf zurückzuführen, dass das CSOW im Modell noch nicht weit genug nach Westen vorgedrungen ist.

Abschliessend soll noch auf die Frage eingegangen werden, woher die Mengen an zusätzlichem Salz und Wärme im neu gebildeten Tiefenwasser des östlichen Mittelmeeres stammen. Prinzipiell kommen drei Quellen in Frage:

- Eine Umverteilung von Salz und Wärme aus mittleren Tiefen, insbesondere dem Bereich des LIW und des CIW
- Die Änderung der Verdunstungsrate und des atmosphärischen Wärmeflusses über dem östlichen Mittelmeer (zumindest im Modell) wirken sich auf den Salz- und Wärmegehalt nicht nur des oberflächennahen, sondern auch des Tiefenwassers aus
- Änderungen im Transport durch die Straße von Sizilien (sowohl im Volumen- als auch im Wärme- und Salztransport)

Abbildung 8.11 zeigt für die Modellsimulation den Beitrag der hier genannten Punkte. In den beiden linken Säulen sind die Änderungen im Salz- und Wärmeinventar des Tiefenwassers im östlichen Mittelmeer dargestellt, d. h. für Tiefen größer als 1300 m. Nach den oben beschriebenen Berechnungen des Salzbudgets aufgrund von Messwerten ist die Zunahme der Salzmenge unterhalb von 1300 m noch deutlich höher als im Modell ( $6.2 \cdot 10^{13}$  kg gegenüber  $3.6 \cdot 10^{13}$  kg). In der oberen Wassersäule von 100 bis 1300 m liegt in den Messungen eine leichte Zunahme

von  $0.5 \cdot 10^{13}$  kg vor im Gegensatz zu der geringfügigen Abnahme von  $0.6 \cdot 10^{13}$  kg im Modell. (Die obersten 100 m werden hier nicht berücksichtigt, weil die beiden Meteorfahrten zu unterschiedlichen Jahreszeiten stattgefunden haben, und die jahreszeitlich bedingte Variabilität hier die Änderungen aufgrund des neuen Zirkulationszustandes überlagert.) Durch die Zunahme des jährlichen Mittelwertes von  $E - P$  in der Simulationsrechnung und die erhöhte Abgabe von Wärme an die Atmosphäre ergibt sich eine drastische Zunahme des Salzgehalts und eine Abnahme des Wärmeinhalts. Die Differenz zwischen den tatsächlichen und den aufgrund der veränderten Atmosphärenflüsse bewirkten Inventaränderungen ist in den beiden rechten Säulen von Abbildung 8.11 dargestellt. Ursache für diese Differenz müssen der geänderte Salz- und Wärmetransport durch die Straße von Sizilien sein. Wegen des negativen Wärmeflusses und des Verdunstungsüberschusses im östlichen Mittelmeer wird netto durch die Straße von Sizilien Wärme vom westlichen ins östliche Becken und Salz in die umgekehrte Richtung transportiert. Da die Transportrate im Modell zugenommen hat, würde dies bei gleichbleibenden Werten von Temperatur und Salzgehalt des advehierten Wassers einen negativen Wert für die Änderung des Salzinventars und einen positiven Wert für den Wärmeinhalt bedeuten. Dies stimmt mit den Vorzeichen der ermittelten Inventardifferenz überein. Zwar hat, wie bei der Beschreibung der Zwischenwasserzirkulation bereits erwähnt, der Salzgehalt des aus dem östlichen Becken exportierten Wassers im Modell nach 1987 leicht abgenommen (um etwa 0.05). Da die Salzgehaltsdifferenz des an der Straße von Sizilien ein- und ausströmenden Wasser aber nach wie vor über 1.0 beträgt, ergibt sich aufgrund der gestiegenen Stromrate (0.95 gegenüber 0.82 Sv) trotzdem eine Zunahme des Salzexports aus dem östlichen Mittelmeer.

Nach der auf Messwerten beruhenden Salzbudgetrechnung wird allerdings gerade eine gegenläufige Änderung des Salztransports durch die Straße von Sizilien vermutet [Klein *et al.*, 1999]. Die hohe Zunahme der Verdunstungsrate in der Simulationsrechnung von 13 cm/Jahr erscheint nämlich unrealistisch hoch. Weil außerdem die Zunahme des Salzinventars, wie sie aus den Messwerten berechnet worden ist, über dem Modellwert liegt, lässt sich das Salzbudget nur durch den Import von Salz durch die Straße von Sizilien schließen. Auch wenn die Modellrechnung statt dieses Nettoimports einen Export von Salz ergibt, wird aber immerhin die These unterstützt, dass sich der Salz- und Wärmetransport durch die Straße von Sizilien deutlich auf das Salz- und Wärmebudget des östlichen Mittelmeeres auswirkt.

Die genaue Ursache der Änderung der thermohalinen Zirkulation im östlichen Mittelmeer kann durch die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Modellexperimente nicht bestimmt werden. Auffällig ist jedoch, dass eine starke Erniedrigung der Oberflächentemperatur, d. h. Erhöhung der Dichte, über Teilen der Ägäis erforderlich ist, um dort die Bildung von Tiefenwasser zu ermöglichen. Allein durch eine Erhöhung des Salzgehalts im Levantinischen Becken infolge verringerten Austauschs mit dem Ionischen Meer kann diese große Erhöhung der Dichte nicht hervorgerufen werden. Außerdem gilt es als gesichert, dass Levantinisches Zwischenwasser bei der Bildung des CSOW eingemischt wird, wodurch dessen hoher Salzgehalt verursacht wird. Die Temperatur des in der Kretischen See gebildeten Wassers hat nach den Messungen abgenommen (von 14.2 auf 13.9°C, während das neu eingeströmte LIW eine Temperatur von etwa 15°C aufweist. Von daher muss im Bereich der Ägäis auf jeden Fall eine erhöhte Wärmeabgabe vom Ozean an die Atmosphäre stattgefunden haben. Die hohe Zunahme der Verdunstungsrate über dem östlichen Mittelmeer von 13 cm/Jahr ist ein Modellartefakt, der auf die Restoring-Randbedingung in Zusammenhang mit dem erhöhten Einstrom von salzarmem modifizierten Atlantikwasser zurückzuführen ist.

## Kapitel 9

# Tritium und tritiogenes Helium

Das radioaktive Wasserstoffisotop Tritium (Bezeichnung T oder  $^3\text{H}$ ) ist ein weiterer, in der Tracerozeanographie verwendeter Spurenstoff. Es entsteht natürlicherweise in der Atmosphäre unter Einwirkung kosmischer Höhenstrahlung. Diese Hintergrundkonzentration ist aber gering im Vergleich zu den Mengen des anthropogenen Tritiums. Als Hauptquelle sind hier die oberirdischen Kernwaffentests, insbesondere mit Fusionsbomben, zu nennen [Sülfenfuß, 1998]. Dadurch sind in den 50 und 60er Jahren des vorigen Jahrhunderts die atmosphärischen Tritiumkonzentrationen stark angestiegen. Das Maximum ist 1963 erreicht worden, danach ist die Konzentration infolge des Test-Stopp-Abkommens der Supermächte deutlich zurückgegangen.

Tritium nimmt in der Form HTO am Wasserkreislauf teil. In den Ozean gelangt es durch Niederschlag und Wasserdampfaustausch sowie durch den Eintrag aus Flüssen [Weiss und Roether, 1980]. Die räumliche Verteilung der HTO-Konzentration in der Atmosphäre ist sehr inhomogen, insbesondere gibt es ein ausgeprägtes Nord-Süd-Gefälle. Die meisten Kernwaffentests haben auf der Nordhalbkugel stattgefunden, und die Aufenthaltsdauer von Tritium in der Troposphäre beträgt nur 30 Tage, so dass die Troposphäre bezüglich Tritium ein schlecht durchmischtes Reservoir darstellt (im Gegensatz z. B. zu FCKWs).

Tritium zerfällt nach der Reaktion  $^3\text{H} \rightarrow ^3\text{He} + e^- + \bar{\nu}$  mit einer Halbwertszeit von 12.43 a [Unterweger *et al.*, 1980]. Helium-3, das Zerfallsprodukt von Tritium, wird ebenfalls als Tracer verwendet. Hier besteht allerdings die Schwierigkeit, dass das anthropogene, also durch Tritiumzerfall entstandene Helium-3, nur einen Bruchteil der Gesamtkonzentration im Ozean ausmacht. Die weiteren Bestandteile des ozeanischen Helium-3 bilden die atmosphärische Komponente, die durch Gasaustausch an der Grenzfläche Ozean–Atmosphäre eingetragen wird, und terrigenes Helium, das aus Erdkruste und -mantel stammt und am Meeresboden freigesetzt wird. Mittels des Verfahrens der Heliumkomponententrennung [Roether *et al.*, 1998] ist es aber möglich, die einzelnen Bestandteile aus den Messungen der Gesamthelium-3-Konzentration zu gewinnen. Die Konzentration von Tritium wird in TU (tritium units, 1 TU entspricht einem  $[\text{T}]/[\text{H}]$ -Verhältnis von  $10^{-18}$  [Taylor und Roether, 1982] angegeben. Dieselbe Einheit wird in dieser Arbeit auch für die Konzentration an tritiogenem Helium-3 verwendet, d. h. 1 TU Helium-3 entspricht einem  $[\text{He}]/[\text{H}]$ -Verhältnis von  $10^{-18}$ .

Der zeitliche Verlauf der Atmosphärenkonzentration von Tritium weicht deutlich von denen der FCKWs ab, deren Werte bis in die achtziger Jahre monoton angestiegen sind. Ein weiterer Unterschied zwischen beiden Tracern ist die Art des Eintrags in den Ozean. Während die FCKWs durch Gasaustausch an der Meeresoberfläche in den Ozean gelangen und die Deck-

schichtkonzentration näherungsweise dem Sättigungsgleichgewicht entspricht, also räumlich homogen ist, hängt der Tritiumfluss außer von der räumlich inhomogenen Atmosphärenkonzentration auch von lokalen Größen wie Niederschlag und Verdunstungsrate ab. In landnahen Meeregebieten sind die Tritiumoberflächenkonzentrationen ausserdem durch den sog. Kontinentaleffekt gegenüber dem offenen Ozean erhöht: Die Wasserdampfkonzentration von Tritium über dem Ozean ist infolge der Verdunstung des relativ tritiumarmen Meerwassers geringer als über landnahen Bereichen.

## 9.1 Randbedingung für Tritium und tritiogenes Helium

Die Hauptaufgabe bei der Implementierung von Tritium und tritiogenem Helium in das Zirkulationsmodell MOMA besteht in der Festlegung der Oberflächenrandbedingung. Im Fall einer Flussrandbedingung müssten die Konzentrationen von Tritium im atmosphärischen Wasserdampf und dem Niederschlag bekannt sein. Wegen des oben beschriebenen Kontinentaleffekts sind diese Werte in den landnahen Regionen des Mittelmeeres (Adria, Ägäis) erhöht, Messwerte für den genauen zeitlichen Verlauf liegen aber nicht vor. Deshalb wird eine Relaxationsrandbedingung gewählt, analog zu den anderen im Modell berechneten Tracern. Die vorgegebenen Tritium-Oberflächenkonzentrationen (Abbildung 9.1) basieren auf reskalierten Daten des zeitlichen Konzentrationsverlaufs in atlantischem Oberflächenwasser [Dreisigacker und Roether, 1978], [Roether *et al.*, 1992] und sind auch in einem Boxmodell des Mittelmeeres verwendet worden [Roether *et al.*, 1994]. Die Randbedingung für tritiogenes Helium ist dagegen sehr einfach. An der Oberfläche befindet sich die Konzentration von Helium-3 im Meerwasser in guter Näherung im Lösungsgleichgewicht mit der Atmosphäre. Daraus folgt, dass von den drei oben erwähnten Heliumkomponenten (atmosphärisches, terrigenes und tritiogenes Helium-3) an der Oberfläche nur atmosphärisches Helium vorhanden ist und die Konzentration der beiden anderen Komponenten gleich null ist. Ein eventueller Überschuss an Helium-3, der nahe der Meeresoberfläche durch Tritiumzerfall oder aufsteigendes Helium-3-reiches Wasser entsteht, wird an die Atmosphäre abgegeben. Im Modell wird dies durch Relaxation der Konzentration von tritiogenem Helium-3 in der obersten Modellbox an den Wert null erreicht.

Im Folgenden werden die Ergebnisse der Modellierung von Tritium und tritiogenem Helium vorgestellt und mit den Messwerten der Meteorexpedition M5/6 verglichen. Dabei wird insbesondere die Auswirkung der Zeitkonstanten für die Relaxation der Tritiumwerte an der Oberfläche diskutiert. Die Modellrechnung erfolgt ohne Bodenschicht, da die Modellexperimente zu deren Implementierung etwa zeitgleich durchgeführt worden sind und noch keine Ergebnisse über mögliche Verbesserungen der Modellzirkulation und die Wahl der optimalen Bodenschichtparameter vorgelegen haben. Für die atmosphärischen Randbedingungen der hier vorgestellten Modellläufe sind folgende Klimatologien verwendet worden: MED5 für Temperatur und Salzgehalt und ECMWF-Daten für die Windschubspannung. Die Tritiumsimulation erstreckt sich über den Zeitraum von 1955 bis 1987, so dass die Ergebnisse mit den Messdaten der Meteorexpedition M5/6 im Jahre 1987 verglichen werden können. Alle hier aufgeführten Tritiumwerte sind nicht zerfallskorrigiert, sondern beziehen sich auf den jeweiligen Beobachtungszeitpunkt.

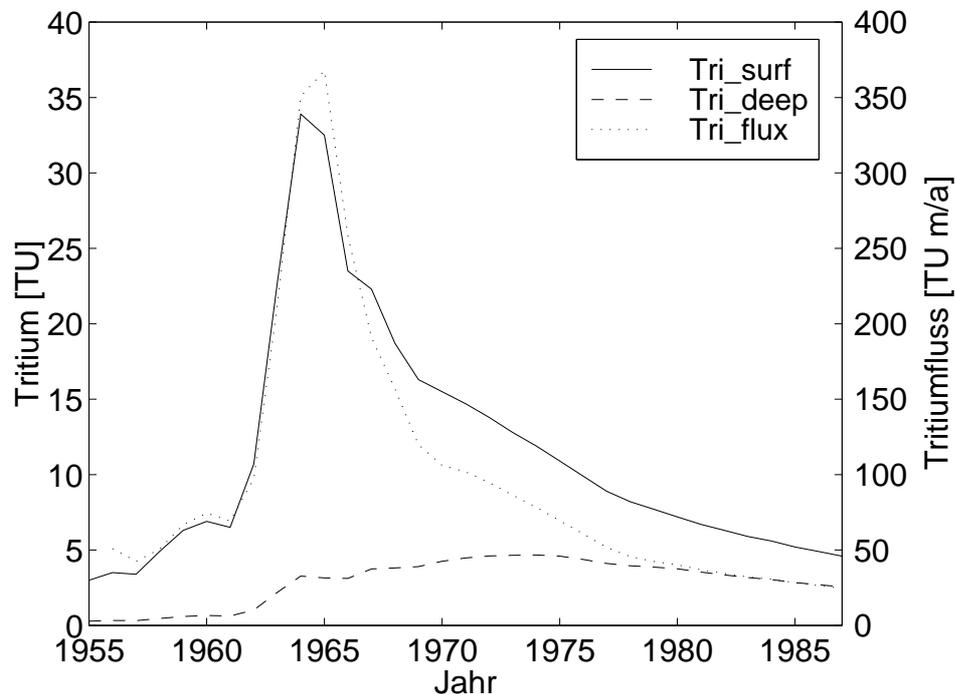


Abbildung 9.1: Tritiumoberflächenkonzentration für das Mittelmeer (*Tri\_surf*), Tritiumkonzentration im neu gebildeten Tiefenwasser an der Straße von Otranto (*Tri\_deep*) und mittlerer jährlicher Tritiumfluss über dem östlichen Mittelmeer (*Tri\_flux*, rechte Skala)

## 9.2 Ergebnisse

### 9.2.1 Wahl der Relaxationszeitkonstanten

Außer der Oberflächenkonzentration muss für die Relaxation auch noch die Zeitskala  $1/\alpha$  festgelegt werden. Dabei besteht aufgrund des im östlichen Mittelmeer beobachteten Tritiumdefizits (s. u.) die Vermutung, dass die Zeitkonstante des Tritiumaustausches deutlich länger ist als im Fall von Gasen. Es sind deshalb Modellexperimente mit Zeitkonstanten von 1, 3 und 6 Monaten für die Tritiumrelaxation durchgeführt worden. Abbildung 9.2 zeigt die Ergebnisse von drei dieser Modellrechnungen. Dargestellt sind die horizontal gemittelten Konzentration von Tritium und tritiogenem Helium-3 im zentralen Ionischen Becken. Um einen Anhaltspunkt für die Wahl der optimalen Zeitkonstanten zu erhalten, sind zum Vergleich die Messwerte der Meteor expedition M5/6 aus diesem Gebiet mit angegeben. Aus diesem Vergleich geht hervor, dass die Relaxationszeitkonstante für Tritium tatsächlich deutlich größer als bei FCKWs gewählt werden muss, bei dem Wert von 6 Monaten ergibt sich im Tiefenwasserbereich unterhalb von 3000 m eine gute Übereinstimmung mit den Messwerten. Bei kürzeren Relaxationszeiten sind die Tritiumkonzentrationen dagegen zu hoch. Im Bereich des Tritiumminimums zwischen 1000 und 2000 m und im Zwischenwasserbereich zeigen sich wieder dieselben Modelldefizite wie bei den Freonsimulationen: Das Konzentrationsminimum liegt zu hoch (zwischen 500 und 1000 m) und die Werte im Zwischenwasserbereich sind zu niedrig. Dies gilt aber durchgängig für alle

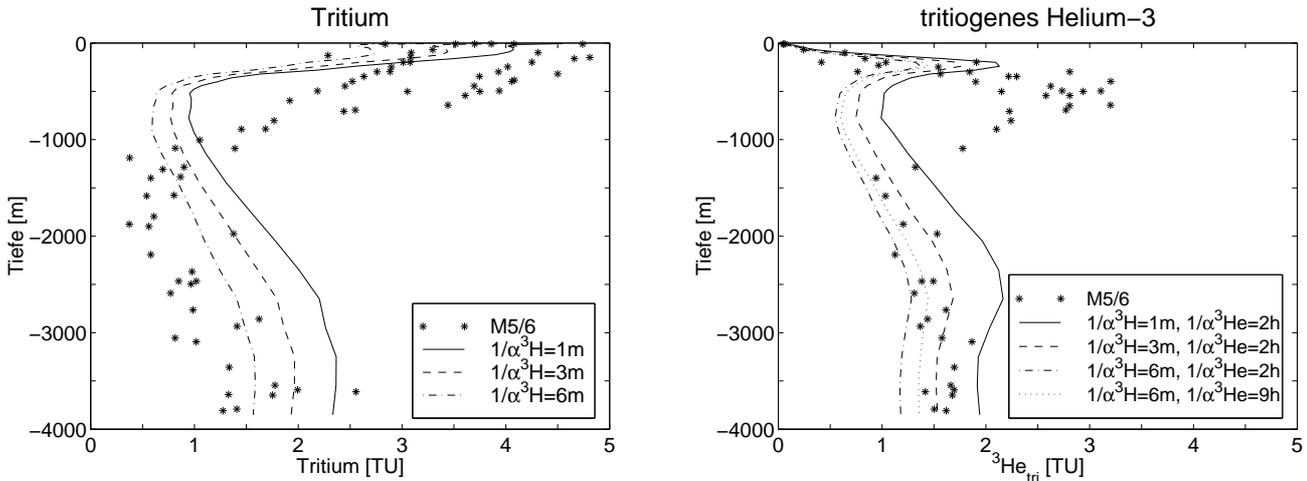


Abbildung 9.2: Konzentration von Tritium (links) und tritogenem Helium-3 (rechts) im Ionischen Becken in Abhängigkeit von der Relaxationszeitkonstanten  $1/\alpha_{3H}$  für Tritium und  $1/\alpha_{3He}$  für Helium-3; den gemittelten Modellprofilen sind zum Vergleich Messwerte einzelner Meteorstationen gegenüber gestellt

Modellläufe. Anhand der Oberflächenkonzentration lassen sich auch nur bedingt Rückschlüsse auf die optimale Relaxationszeit ziehen, da in den Messwerten die Tritiumkonzentrationen im obersten Schöpfer (in 10 bzw. 11 m Tiefe) zwischen 4.7 und 2.8 TU schwanken. Die Modellwerte in der obersten Schicht in 5 m Tiefe betragen 4.5, 4.1 und 3.3 TU für die verwendeten Relaxationszeiten, hier liegen also die Werte aller Modellexperimente innerhalb des Bereichs der gemessenen Konzentrationen. Auffällig ist jedoch, dass bei den längeren Relaxationszeiten von 3 und 6 Monaten das Zwischenmaximum der Tritiumkonzentrationen zwischen 50 und 100 m ausgeprägter ist als bei der kurzen Zeitskala von 1 Monat, auch verschiebt sich seine Lage mit zunehmender Relaxationszeit nach unten. Ein solches Zwischenmaximum ist auch in den Messwerten zu finden, allerdings liegt es meist unterhalb von 100 m.

Die Modellwerte von Helium-3 hängen sowohl von der Relaxationszeit für Tritium, dem Mutternuklid von Helium-3, als auch von der Relaxationszeit von Helium-3 selbst ab. Hierfür ist zunächst der „Standardwert“ von 2 h gewählt worden. Da tritogenes Helium an der Oberfläche im Modell gegen null relaxiert wird, führt eine größere, realistischere Zeitkonstante zu höheren Helium-3 Werten. Die gegenüber den Messwerten deutlich zu hohen  $^3\text{He}$ -Werte im Tiefenwasser in dem Experiment mit  $1/\alpha_{3H} = 1$  m und  $1/\alpha_{3He} = 2$  h sind somit ein weiteres Indiz dafür, dass der Wert von 1 Monat für die Tritiumrelaxationszeit zu kurz ist. Dagegen stimmt die Helium-3-Konzentration bei einer Relaxationszeit für das Mutternuklid Tritium von  $1/\alpha_{3H} = 3$  m am besten mit den Messergebnissen überein, während eine Relaxationszeit von  $1/\alpha_{3H} = 6$  m zu geringe  $^3\text{He}$ -Werte zur Folge hat. Da mit diesem  $1/\alpha_{3H}$ -Wert aber die besten Ergebnisse für Tritium erzielt worden sind, ist ein weiterer Modelllauf mit  $\alpha_{3He} = 9$  h durchgeführt worden. Dieser Wert ist auch realistischer als die kurze Zeitkonstante von 2 h. Er entspricht nämlich ungefähr dem Wert, der sich aus der Zeitkonstanten für die Temperatur ( $1/\alpha_T = 2$  h) und dem Verhältnis der Schmidtzahlen  $Sc$  von Helium-3 und Temperatur (entspricht der Prandtlzahl  $Pr$ ) ergibt, unter der Annahme, dass die Gastransfargeschwindigkeit und somit auch die

Relaxationszeitkonstante umgekehrt proportional zu  $\sqrt{Sc}$  ist [Asher und Wanninkhof, 1998]:

$$\frac{\sqrt{Sc(^3\text{He})}}{\sqrt{Pr}} = \frac{\sqrt{143}}{\sqrt{6.7}} = 4.62 \quad (9.1)$$

Die Verwendung dieser längeren Relaxationszeit für Helium-3 führt wie erwartet zu einer Erhöhung der  $^3\text{He}$ -Konzentration im Tiefenwasser, allerdings liegen die Modellwerte noch immer an der unteren Grenze der Messungen. Betrachtet man jedoch die Ergebnisse für Tritium und tritiogenes Helium-3 gemeinsam, so liefern die Relaxationszeiten  $1/\alpha_{^3\text{H}} = 6$  m und  $1/\alpha_{^3\text{He}} = 9$  h die beste Übereinstimmung mit den M5/6-Werten. Im Zwischenwasserbereich bleibt die Diskrepanz zu den Messungen dagegen beträchtlich. Hier zeigt sich wiederum das generelle Modelldefizit einer zu schmalen und zu hoch liegenden Zwischenwasserschicht.

## 9.2.2 Tritiumdefizit

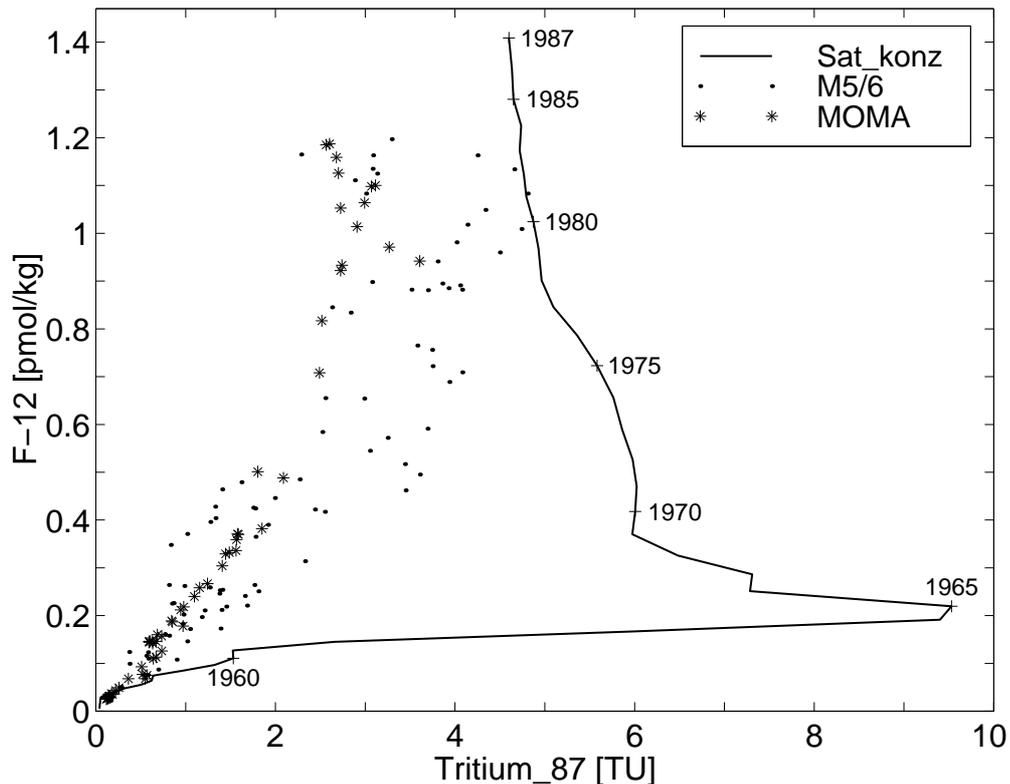


Abbildung 9.3: zeitlicher Verlauf der oberflächlichen Sättigungskonzentration von Tritium (zerfallskorrigiert auf 1987) und Freon-12 sowie Messwerte von M5/6 aus dem Ionischen und Levantinischen Becken und horizontal gemittelte Modellwerte aus diesen beiden Gebieten aus alle Tiefenschichten

Die oberflächlichen Tritiumkonzentrationen im Mittelmeer weisen ein deutliches Maximum um das Jahr 1965 herum auf. Wenn das zu dieser Zeit neu gebildete Wasser annähernd die Tritiumsättigungskonzentration angenommen hätte, müßte es 1987 im Tiefenwasser des östlichen Mittelmeeres Bereiche mit hohen Tritium-, aber sehr niedrigen Freonkonzentrationen geben.

Um dies zu verdeutlichen, ist in Abbildung (9.3) der zeitliche Verlauf der Sättigungskonzentration von Freon-12 und Tritium im Oberflächenwasser dargestellt. Dabei sind die Tritiumwerte auf das Jahr 1987 zerfallskorrigiert, um einen direkten Vergleich mit den Mess- und Modellwerten zu diesem Zeitpunkt zu erlauben. Horizontal gemittelte Modellwerte von Freon-12 und Tritium aus dem Ionischen und Levantinischen Becken sind in der Abbildung mit dargestellt, ebenso Meteordaten aus den entsprechenden Gebieten. Selbst wenn man berücksichtigt, dass das 1965 gebildete Wasser sich bis 1987 mit tritiumärmeren Wassermassen vermischt hat, sollte man eigentlich erwarten, dass es Messpunkte mit Freonkonzentrationen um 0.2 pmol/kg und einem ausgeprägten Tritiummaximum gibt.

Abbildung 9.3 zeigt das Fehlen dieses eigentlich erwarteten Maximums sowohl in den Mess- als auch in den Modellwerten. Als Ursache dieses Tritiumdefizits wird vermutet [Roether und Schlitzer, 1991], dass in die Tiefenwasserbildung in der Adria erhebliche Mengen Zwischenwasser einbezogen sind, die in den 60er Jahren noch weitgehend tritiumfrei waren. Dieses Zwischenwasser wird während der Konvektionsphase kurz belüftet, was dazu führt, dass die Konzentrationen von Freon-12 und anderen gelösten Gasen nahezu den atmosphärischen Sättigungswert erreichen. Dagegen reicht die kurze Zeit der Konvektion nicht aus, um große Mengen an Tritium von der Atmosphäre in das neu gebildete Wasser zu transferieren. Diese Annahme wird durch die Ergebnisse der hier präsentierten Modellrechnung bestätigt, denn die lange Relaxationszeit für Tritium führt gerade zu dem oben beschriebenen Effekt, dass nur das Oberflächenwasser an Tritium gesättigt ist, während das im Konvektionsprozess gebildete Tiefenwasser untersättigt bleibt. Demzufolge sind die Tritiumwerte im neu gebildeten Wasser deutlich niedriger als die Oberflächenkonzentration. Dies ist in Abbildung 9.1 dargestellt: Die Tritiumkonzentrationen im neu gebildeten Adriatischen Tiefenwasser, das die Straße von Otranto passiert, sind in den sechziger Jahren äußerst gering im Vergleich zu den Oberflächenwerten. Um diese Vorstellung von der Ursache des Tritiumdefizits im östlichen Mittelmeer auf die Realität übertragen zu können, müsste die zeitliche Entwicklung der Modellwerte durch Messungen bestätigt werden. Die Messwerte der Meteorfahrt M5/6 von 1987 im tiefen Bereich der Straße von Otranto liegen zwischen 1.2 und 3.0 TU und stimmen somit gut mit der Modellkurve für das neu gebildete Tiefenwasser zu diesem Zeitpunkt überein. Tritiummessungen im Rahmen der Meteorexpedition M50 aus dem Jahr 1978 dagegen weisen in demselben Bereich Werte zwischen 5 und 10 TU auf [Roether *et al.*, 1992] und liegen somit deutlich über den Modelldaten.

Der mittlere Tritiumfluss im Modell über dem östlichen Mittelmeer ist ebenfalls in Abbildung 9.1 dargestellt. Es ist auffällig, dass zumindest in den ersten 10 Jahren der Fluss ungefähr mit der Oberflächenkonzentration, multipliziert mit der Höhe der obersten Modellschicht (10 m), übereinstimmt. Dies lässt sich dahingehend interpretieren, dass das Wasser in der obersten Schicht im Laufe eines Jahres die Sättigungskonzentration annimmt und dann durch nahezu tritiumfreies Wasser, das von unten aufsteigt, ersetzt wird. Demzufolge sinkt nach 1965, wenn dieses aufsteigende Wasser in den tieferen Modellschichten Tritiumkonzentrationen von deutlich über 0 TU angenommen hat, der Tritiumfluss auf einen Wert, der niedriger ist als die Oberflächenkonzentration multipliziert mit der Schichtdicke von 10 m. Desweiteren ist bemerkenswert, dass der Tritiumfluss über der Adria, also im Bereich des Tiefenwasserbildungsgebietes, sogar etwas niedriger ist als der in Abbildung 9.1 dargestellte mittlere Fluss über dem östlichen Mittelmeer. Die Ursache hierfür liegt in dem kurzen Zeitraum der Tiefenwasserbildung von nur etwas über einem Monat, während sich die Zwischenwasserbildung in der Ägäis und dem Le-

vantinischen Becken über einen Zeitraum von drei Monaten erstreckt (s. Kapitel 7). Wegen der längeren Dauer und geringeren Tiefe der Konvektion bei der Bildung von Zwischenwasser folgt die Tritiumkonzentration im Levantinischen Zwischenwasser mehr dem zeitlichen Verlauf der Oberflächenkonzentration. Dadurch wird auch verständlich, weshalb die Modelltritiumkonzentration im Tiefenwasser langsam monoton ansteigt, wohingegen die Werte im Zwischenwasserbereich zunächst stark ansteigen, aber nach 1970 wieder rückläufig sind. Ein Vergleich der Messwerte von 1978 und 1987 ergibt dieselben Tendenzen für die Tritiumkonzentrationen im Zwischen- und Tiefenwasserbereich [Roether *et al.*, 1999].

An dem Tritiumkonzentrationsverlauf im ausströmenden Tiefenwasser läßt sich auch die Einmischung von Levantinischem Zwischenwasser (LIW) in das in der Adria gebildete Wasser erkennen. Der erste deutliche Anstieg der Tritiumwerte zwischen 1960 und 1965 rührt von den hohen Oberflächenwerten in diesem Zeitraum her. Der zweite Anstieg ist dagegen auf den Einstrom von tritiumhaltigem LIW zurückzuführen. Dieses weist Ende der 60er Jahre Tritiumwerte von bis zu 10 TU auf und breitet sich u. A. in Richtung Adria aus, wo es einige Jahre später in den Tiefenwasserbildungsprozess einbezogen wird.

### 9.2.3 Räumliche Verteilung von Tritium und tritiogenem Helium

Zum Abschluss dieses Kapitels sollen noch die räumlichen Verteilungen von Tritium und tritiogenem Helium im Modell mit den Messwerten verglichen werden. Dazu ist in Abbildung 9.4 derselbe West-Ost-Schnitt wie in Kapitel 7 gewählt worden. Das Muster der Tritiumverteilung ähnelt der von Freon-12: Die höchsten Werte befinden sich an der Oberfläche, im Zwischenwasserbereich nehmen die Konzentrationen ab und erreichen ein Minimum in Tiefen von 2000 m (Messwerte) bzw. 1000 m (Modell). Der Ausstrom des Kretischen Zwischenwassers (CIW) ist an den relativ hohen Tritiumkonzentrationen bis in etwa 800 m Tiefe in diesem Bereich (etwa bei Kilometer 1000) erkennbar. Unterhalb von 2000 m nehmen die Konzentrationen zum Boden hin wieder zu, wobei der Gradient in Ost-West-Richtung auf die Belüftung des Tiefenwassers von der Adria her hindeutet. Auch werden wieder dieselben Modelldefizite sichtbar: Der Zwischenwasserbereich liegt zu hoch und seine vertikale Ausdehnung ist zu gering, außerdem ist der Bereich des Randstroms, in dem das frisch ventilierte Wasser von der Adria her ins Ionische Becken einströmt, zu breit, so dass dort kein ausgeprägtes Maximum wie in den Messwerten zu finden ist. Die Konzentrationen im Zwischenwasserbereich erreichen im Modell nur Werte bis 3 TU im Gegensatz zu 3.5 TU in den Messwerten. Die Minimumkonzentrationen liegen in den Messungen unterhalb von 0.25 TU im Levantinischen und bei 0.5 TU im Ionischen Becken, die Werte in Bodennähe betragen 0.5 bzw. 1 TU (mit Ausnahme des Adriaausstroms). Die Modelldaten im Bereich des Minimums stimmen hiermit gut überein, im Bodenbereich sind sie dagegen um etwa 0.25 TU zu hoch.

Tritiogenes Helium zeigt ein etwas abweichendes Verteilungsmuster: Hier sind die Konzentrationen an der Oberfläche null und erreichen im Zwischenwasserbereich ein Maximum. In den kaum ventilierten Gebieten mit niedrigen Tritiumkonzentrationen ist natürlich auch wenig tritiogenes Helium vorhanden, zum Boden hin steigen die Konzentrationen dann wieder an. Allerdings ist der Ausstrombereich des Adriatischen Tiefenwassers im tritiogenen Helium nicht durch ein Maximum, sondern durch ein, wenn auch schwach ausgeprägtes, Minimum gekennzeichnet. Die Ursache hierfür ist, dass frisch ventiliertes Wasser nahezu frei von tritiogenem Helium ist. Im Verlauf der Ausbreitung des neu gebildeten Tiefenwassers zerfällt das

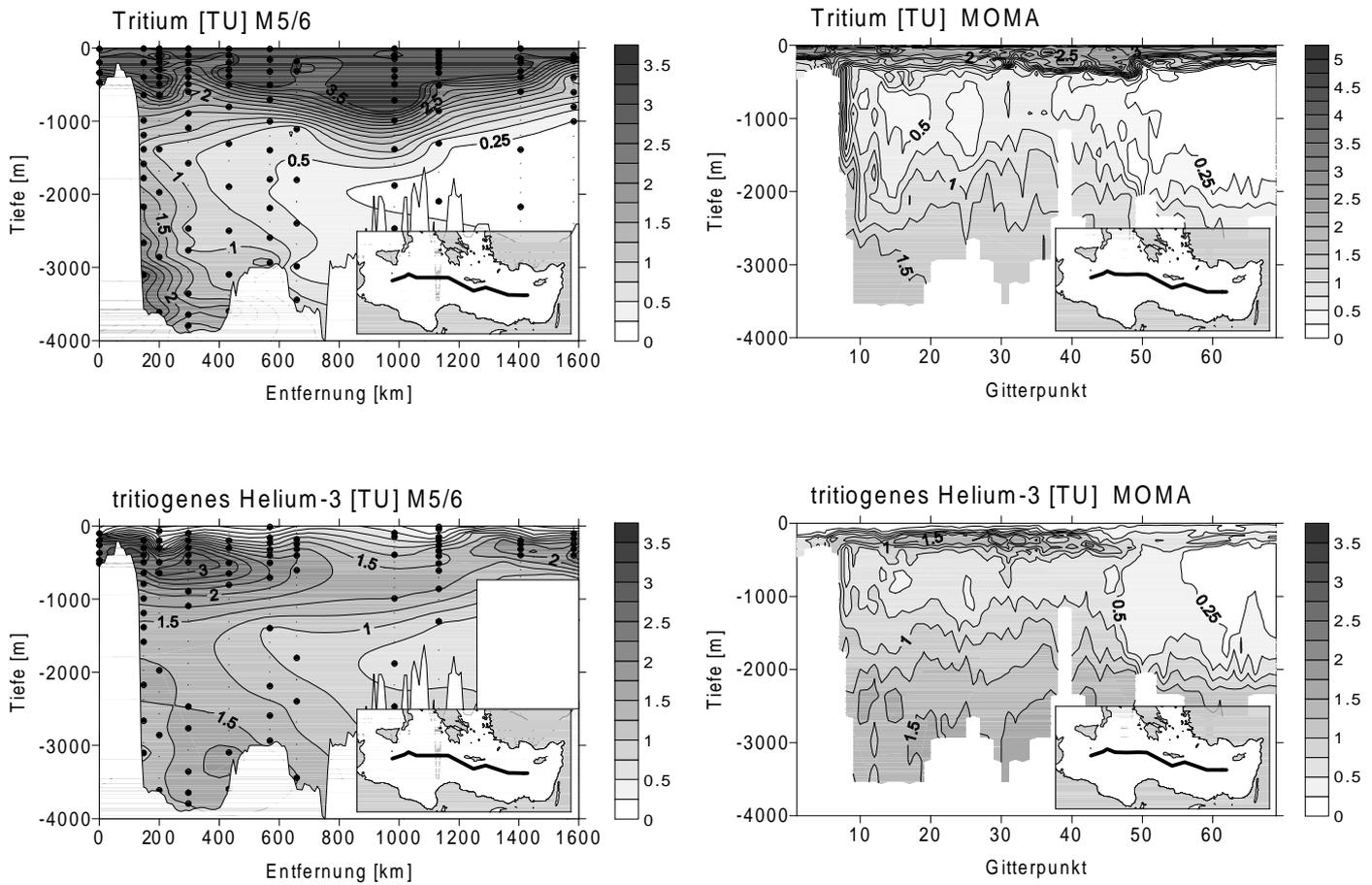


Abbildung 9.4: Tritium und tritogenes Helium auf einem West-Ost-Schnitt durch das östliche Mittelmeer; links Messwerte [Roether et al., 1999], rechts Modelldaten; im ausgeblendeten Bereich liegt kein Messwert von tritogenem Helium vor

darin enthaltene Tritium zu Helium-3. In den stromabwärts gelegenen Bereichen sind daher die Konzentrationen von Tritium niedriger als zum Bildungszeitpunkt und die von tritogenem Helium entsprechend höher. Daraus lassen sich auch Informationen zum Alter des Wassers gewinnen (näheres hierzu s. im nächsten Kapitel unter Tritium-Helium-Alter). In den Modelldaten findet man ähnliche Verteilungsmuster von tritogenem Helium wie in den Messwerten, wobei wiederum die typischen Modelldefizite vor allem im Zwischenwasserbereich sichtbar werden.

Die Simulation von Tritium und tritogenem Helium-3 liefert gegenüber der Freonsimulation vergleichbare Resultate. Die verwendeten Randbedingungen (Oberflächenkonzentration und Relaxationszeit) scheinen also realistisch zu sein. Für den Eintrag von Tritium in den Ozean sind Wasserdampfaustausch mit der Atmosphäre und Niederschlag von entscheidender Bedeutung, also ähnliche Prozesse wie für die Einstellung des Salzgehalts an der Oberfläche. (Beim Salzgehalt tritt die Verdunstungsrate  $E$  an die Stelle des Wasserdampfeintrags  $Q_{in}$ , die aber über die Beziehung  $Q_{in} = E \cdot \frac{h}{1-h}$  ( $h$ : Wasserdampfsättigung) miteinander verknüpft sind.) Die Relaxationszeit für den Oberflächensalzgehalt im Modell beträgt aber nur 5 Tage im Gegensatz zu 6

Monaten für Tritium. Dies kann damit begründet werden, dass der Tritium- bzw. Salzfluss im Modell proportional zu der Differenz  $\Delta T$  bzw.  $\Delta S$  zwischen dem Modellwert in der obersten Schicht und dem vorgegebenen Oberflächenwert ist. Während  $\Delta S$  in der Größenordnung von weniger als 1% des gesamten Salzgehaltes liegt, ist die Differenz bei Tritium in der Größenordnung des Wertes selbst. Ein Wert der Tritiumrelaxationszeit von nur 5 Tagen würde deshalb zu Tritiumflüssen im Modell führen, die nur mit extrem hohen Werten für Niederschlag und Wasserdampfeintrag erklärt werden könnten und nicht mit den aus dem Salzfluss berechneten Werten von  $E - P$  verträglich wären. In diesem Zusammenhang ist ein Vergleich des Tritiumflusses im Modell (s. Abbildung 9.1) mit den nach [Weiss und Roether, 1980] ermittelten Werten interessant. Die dort angegebene Gleichung für den Tritiumfluss  $T_{flux}$  durch Wasserdampfaustausch und Verdunstung lautet:

$$T_{flux} = \left( P + E \cdot \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{h}{1-h} \right) \cdot c_p - E \cdot \frac{1}{\alpha(1-h)} \cdot c_s \quad (9.2)$$

Dabei bezeichnen  $c_p$  und  $c_s$  die Tritiumkonzentrationen im Niederschlag bzw. an der Meeresoberfläche und  $\alpha$  den Isotopenfraktionierungsfaktor ( $\alpha \approx 1.1$ ). Setzt man  $\alpha = 1$ , die Wasserdampfsättigung  $h = 0.5$ ,  $E = 1.5$  m/Jahr,  $P = 0.5$  m/Jahr und vernachlässigt den Tritiumverlust des Ozeans infolge Verdunstung (wegen  $c_s \ll c_p$ ), so erhält man  $T_{flux} = 2\text{m/Jahr} \cdot c_p$ . Die in [Weiss und Roether, 1980] angegebenen Werte von  $c_p$  in marinem Niederschlag bei  $50^\circ\text{N}$  erreichen 1963 ihr Maximum mit 1000 TU und fallen dann bis 1967 stark ab auf unter 100 TU. 1975, im letzten Jahr der Aufzeichnung, beträgt  $c_p$  nur noch 21.8 TU. Die in Abbildung 9.1 für die siebziger Jahre angegebenen Werte für  $T_{flux}$  von 50 bis 100 TU stimmen gut mit dem Näherungswert  $2\text{m/Jahr} \cdot c_p$  überein, während das Maximum des Tritiumflusses im Modell mit 350 TU·m/Jahr deutlich zu niedrig ist und um zwei Jahre zu spät auftritt. Ein erhöhter Tritiumfluss infolge des Kontinentaleffekts kann allerdings bei diesem Vergleich der Modellwerte mit den nach Gleichung (9.2) abgeschätzten nicht festgestellt werden.

Die modellierten Tritiumverteilungen für das Jahr 1987 stimmen im Tiefenwasserbereich gut mit den Messwerten der Meteorexpedition M5/6 überein, und die Messwerte aus dem Jahr 1978 mit höheren Konzentrationen im LIW und ADW werden zumindest tendenziell richtig wiedergegeben. Das Tritiumdefizit im Tiefenwasser ist eine Folge des „langsamen“ Tritiumeintrags. Dadurch wird allerdings die Zeitinformation, die man aufgrund des scharfen Maximums der Tritiumoberflächenkonzentration in den 60er Jahren erwarten könnte, verschmiert. Ein weiteres Ergebnis der Modellsimulation ist die Abhängigkeit der Tritiumkonzentration von der Art der Wassermassenbildung: Bei kurzen, kleinskaligen Konvektionsprozessen wie in der Adria bleibt die Tritiumkonzentration im neu gebildeten Wasser relativ niedrig, bei der länger andauernden und nicht so stark lokalisierten LIW-Bildung ist die Tritiumaufnahme deutlich höher.

In dieser Simulationsrechnung sind für die Relaxation von Tritium konstante Oberflächenwerte über das ganze Mittelmeer verwendet worden. Da das einströmende Atlantikwasser am Westrand des Modellgebiets nur niedrige Tritiumkonzentrationen aufweist und die Relaxationszeit für Tritium sehr lang ist, ergibt sich in den Modellwerten ein deutlicher Anstieg von Tritium in der obersten Modellschicht Richtung Osten. Bei den Randgebieten wie der Adria und der Ägäis müsste eigentlich noch eine infolge des Kontinentaleffekts erhöhte Tritiumoberflächenkonzentration berücksichtigt werden. Damit könnten vielleicht auch die 1978 beobachteten hohen Tritiumwerte in der Straße von Otranto von bis zu 10 TU simuliert werden. Allerdings liegen zu wenig Messdaten vor, um den zeitlichen Verlauf von Tritiumoberflächen-

konzentrationen für verschiedene Teilgebiete des Mittelmeeres angeben zu können.

# Kapitel 10

## Alterstracer und Altersverteilung

### 10.1 Einführung

In der Ozeanographie versteht man unter dem Alter eines Wasserpakets die Zeit, die vergangen ist, seitdem dieses Wasserpaket die Meeresoberfläche verlassen hat und in das Ozeaninnere abgesunken ist. Wird die Entfernung zum Bildungsgebiet berücksichtigt, lässt sich aus der mittleren Ausbreitungsgeschwindigkeit das Alter ermitteln und umgekehrt. Insofern hängt das Alter eines Wasserpakets mit anderen wichtigen Größen wie Transportraten und Geschwindigkeiten zusammen. Das Alter ist eine Eigenschaft des Wasserpakets, ebenso wie z. B. die Konzentration an gelösten Stoffen. Es unterliegt deshalb denselben Advektions- und Diffusionsprozessen, so dass gilt [England, 1995]:

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \mathcal{L} \right) [\tau_{id}] = 1 \quad (10.1)$$

$\mathcal{L}$  ist der lineare Transportoperator für Tracer, also bei Benutzung der Gent-McWilliams-Parametrisierung ohne explizite Diffusion:  $\mathcal{L} = (\vec{u} + \vec{u}^*) \cdot \nabla$ . Der Quellterm „1“ resultiert aus der Zunahme des Alters mit der Zeit. Das Alter  $\tau_{id}$  aus Gleichung (10.1) wird auch als *ideales Alter* bezeichnet.

Betrachtet man nicht ein einzelnes Wassermolekül, sondern ein größeres Wasserpaket wie etwa das Volumen einer einzelnen Modellbox, muss noch berücksichtigt werden, dass dieses größere Wasserpaket aus vielen kleinen besteht, die an unterschiedlichen Stellen und zu unterschiedlichen Zeiten die Meeresoberfläche verlassen haben. Das Alter der einzelnen Bestandteile des größeren Wasserpakets ist also unterschiedlich, was durch ein Altersspektrum, die sog. *Altersverteilung* beschrieben werden kann. Das Konzept der Altersverteilungen wird schon seit längerem auf Reservoirs angewendet [Bolin und Rodhe, 1973], wobei die Altersverteilung in diesem Fall keine Ortsabhängigkeit aufweist, also ein null-dimensionales System beschreibt. Aber auch für ein kleineres Volumen kann eine Altersverteilung bestimmt werden, die dann, ebenso wie das Alter selbst, eine Funktion aller drei Raumkoordinaten ist. Die Konzentration von transienten Tracern im Wasser ist von dessen Altersverteilung abhängig [Beining und Roether, 1996]. Insofern ist das Altersspektrum nicht nur theoretisch, sondern auch für die Interpretation von Tracerdaten von Bedeutung. Im Folgenden soll in Anlehnung an [Khawala *et. al.*, 2001] kurz auf den dazu gehörenden mathematischen Formalismus eingegangen werden: Sei  $C(\vec{x}, t)$  die Konzentration des Tracers  $C$  am Ort  $\vec{x}$  zur Zeit  $t$ . Dann erfüllt

$C$  die Transportgleichung:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathcal{L}\right)[C(\vec{x}, t)] = 0 \quad (10.2)$$

Unter der Annahme, dass alle Tracermoleküle zu irgendeinem Zeitpunkt  $t'$  an irgendeiner der Stelle der Meeresoberfläche gewesen sind, bevor sie zum Ort  $\vec{x}$  gelangt sind, lässt sich  $C(\vec{x}, t)$  schreiben als:

$$C(\vec{x}, t) = \int_{-\infty}^t dt' \iint_{\mathcal{A}} G'(\vec{x}, t; \vec{x}_0, t') C(\vec{x}_0, t') d^2x_0 \quad (10.3)$$

$\vec{x}_0 = (x_0, y_0, 0)$  bezeichnet einen Punkt auf der Ozeanoberfläche  $\mathcal{A}$ . Der Propagator  $G'(\vec{x}, t; \vec{x}_0, t')$  beschreibt also die Ausbreitung eines Wasserteilchens, das zur Zeit  $t'$  an der Oberfläche bei  $\vec{x}_0$  gewesen ist und sich zur Zeit  $t$  bei  $\vec{x}$  befindet. Mathematisch folgt aus den Gleichungen (10.2) und (10.3), dass  $G'(\vec{x}, t; \vec{x}_0, t')$  ebenfalls die Advektions-Diffusionsgleichung erfüllt:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathcal{L}\right)[G'(\vec{x}, t; \vec{x}_0, t')] = 0 \quad (10.4)$$

mit der Randbedingung

$$G'(\vec{x}_b, t; \vec{x}_0, t') = \delta(x_b - x_0) \delta(y_b - y_0) \delta(t - t') \quad (10.5)$$

wobei  $\vec{x}_b = (x_b, y_b, 0)$  auf der Oberfläche  $\mathcal{A}$  liegt. Außerdem gilt für  $G'(\vec{x}, t; \vec{x}_0, t')$  die Normierungsbedingung

$$\int_{-\infty}^t dt' \iint_{\mathcal{A}} G'(\vec{x}, t; \vec{x}_0, t') d^2x_0 = 1 \quad (10.6)$$

Das Oberflächenintegral

$$\mathcal{G}(\vec{x}, t; t') = \iint_{\mathcal{A}} G'(\vec{x}, t; \vec{x}_0, t') d^2x_0 \quad (10.7)$$

kann als Altersverteilung interpretiert werden.  $\mathcal{G}(\vec{x}, t; t') \cdot dt'$  gibt an, wie groß der Anteil des Wassers am Ort  $\vec{x}$  zur Zeit  $t$  ist, der zwischen  $t'$  und  $t' + dt'$  von der Oberfläche abgesunken ist, also ein Alter zwischen  $t - t' - dt'$  und  $t - t'$  aufweist. Mit Hilfe der Altersverteilung läßt sich das mittlere Alter  $\tau_m$  berechnen:

$$\tau_m(\vec{x}, t) = \int_{-\infty}^t \mathcal{G}(\vec{x}, t; t') (t - t') dt' \quad (10.8)$$

Dann folgt aus den Gleichungen (10.4) und (10.6) und wegen  $(\partial_t + \mathcal{L})[t] = 1$ :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathcal{L}\right)[\tau_m(\vec{x}, t)] = 1 \quad (10.9)$$

d. h.  $\tau_m$  erfüllt dieselbe Gleichung wie  $\tau_{id}$  und dieselbe Randbedingung ( $\tau_m(\vec{x}_0) = \tau_{id}(\vec{x}_0) = 0$ ), aus Eindeutigkeitsgründen gilt also  $\tau_m = \tau_{id}$ . Ist die Oberflächenkonzentration eines Tracers

nicht orts-, sondern nur zeitabhängig, ( $C(\vec{x}_0, t') = C_0(t')$ ) kann in Gleichung (10.3) die Integration über die Oberfläche  $\mathcal{A}$  ausgeführt werden [Khatriwala *et. al.*, 2001]:

$$C(\vec{x}, t) = \int_{-\infty}^t \mathcal{G}(\vec{x}, t; t') C_0(t') dt' \quad (10.10)$$

Bei Kenntnis der Altersverteilung  $\mathcal{G}(\vec{x}, t; t')$  und der Tracerzeithistorie  $C_0(t')$  ist es also möglich, die Tracerkonzentration im Ozeaninneren zu ermitteln. Anstelle des Bildungszeitpunktes  $t'$  kann auch das Alter  $\tau = t - t'$  als Variable verwendet werden. Die Gleichungen (10.8) und (10.10) haben dann folgende Form:

$$\tau_m(\vec{x}, t) = \int_0^{\infty} \mathcal{G}(\vec{x}, t; \tau) \tau d\tau \quad (10.11)$$

$$C(\vec{x}, t) = \int_0^{\infty} \mathcal{G}(\vec{x}, t; \tau) C_0(t - \tau) d\tau \quad (10.12)$$

## 10.2 Alterstracer im Modell

In diesem Abschnitt wird gezeigt, wie das Alter und die Altersverteilung in einem Zirkulationsmodell ermittelt werden können. Die Modellsimulationen erfolgten ohne Bodenschicht unter Verwendung des Gent-McWilliams- und des Flussbegrenzungsschemas für Tracer. Als klimatologische Randwerte wurden die ECMWF/MED5-Daten verwendet. Mit dieser Modellrechnung werden der alte Zirkulationszustand des östlichen Mittelmeeres und seine Altersverteilung simuliert. In einem weiteren Modellexperiment ist der transiente Zirkulationszustand modelliert worden, so dass auch der interessante Fall der Altersverteilung für einen nicht-stationären Ozean untersucht werden kann. Die Bildung von Tiefenwasser in der Kretischen See im Modell ist dabei auf etwas andere Weise als in Kapitel 8 herbeigeführt worden. Da die Berechnungen zur Altersverteilung ohne Bodenschicht erfolgt sind und beim Ausströmen des Wassers aus der nördlichen Ägäis in die Kretische See eine Schwelle überquert werden muss, ist die Kühlung in diesem Modellexperiment weiter südlich direkt im Bereich der Kretischen See erfolgt. Die Temperaturerniedrigung gegenüber den klimatologischen Werten ist dieselbe wie in Kapitel 8, also 2.5 °C im Februar und 1.25 °C im Januar und März. Auf eine Änderung des Salzgehaltes wurde im Gegensatz zu dem Modelllauf in Kapitel 8 verzichtet. Das Resultat ist das Einsetzen von winterlicher Konvektion direkt in der Kretischen See, was zwar unrealistisch ist, aber hier geht es primär darum, den Ausstrom von Kretischem Tiefenwasser (CSOW) in das Ionische und Levantinische Becken zu simulieren. Das gelingt auch mit diesem Modellexperiment, wobei es im Detail natürlich Unterschiede zu den Ergebnissen von Kapitel 8 gibt, aber die Mengen des neu gebildeten CSOW stimmen ungefähr überein, ebenso die Freonkonzentrationen im Tiefenwasser. Als Ausgangszustand dieser weiteren Modellrechnung ist das Jahr 77 der oben beschriebenen Simulation genommen und dann über einen Zeitraum von 8 Jahren, der der Periode von 1987 bis 1995 entsprechen soll, integriert worden.

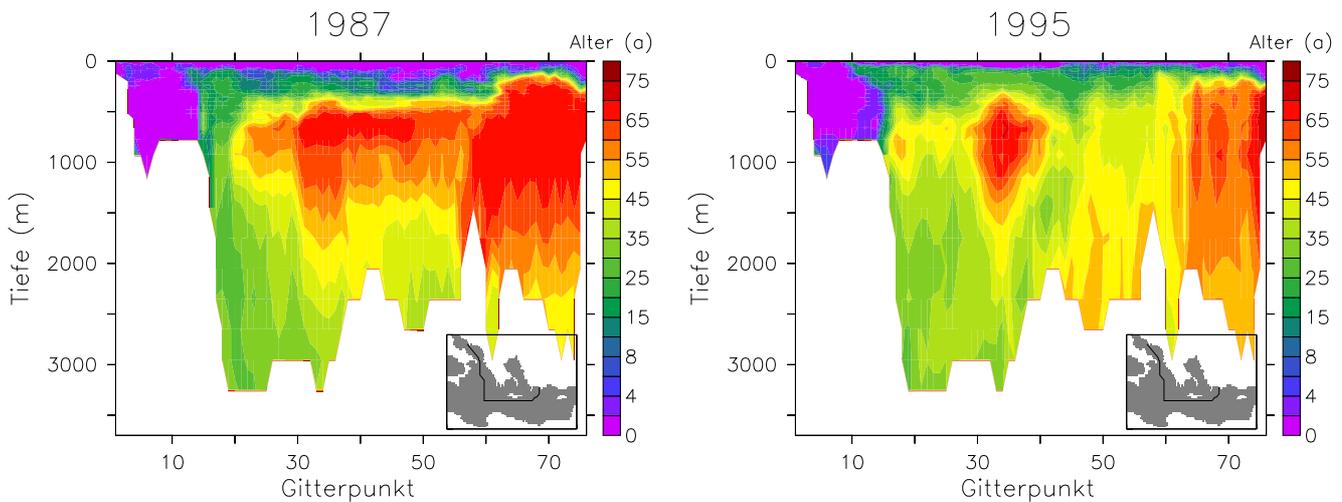


Abbildung 10.1: Modellalter des alten (links) und des neuen (rechts) Zirkulationszustandes auf einem Schnitt von der Adria (links) ins Levantinische Becken (rechts)

### 10.2.1 Ideales Alter

Das ideale Alter  $\tau_{id}$  kann als zusätzlicher Tracer nach Gleichung (10.1) berechnet werden [England, 1995]. Das einzige Problem, das sich dabei ergibt, ist die Dauer der Integrationszeit. Da als Anfangsbedingung  $\tau_{id}(\vec{x}, t = 0) \equiv 0$  gewählt wird, wächst das Alter im Modell zunächst mit zunehmender Modelllaufzeit. Um das von der Modelllaufzeit abhängige Alter von dem idealen Alter im eigentlichen Sinn, also seinem Grenzwert für unendlich lange Integrationszeit, zu unterscheiden, wird es im Folgenden als Modellalter oder  $\tau_{id}^*$  bezeichnet. Für die weniger stark belüfteten Gebiete steigt  $\tau_{id}^*$  auch noch nach 100 Jahren Modelllaufzeit merklich an.

Abbildung 10.1 zeigt das im Modell berechnete Alter  $\tau_{id}^*$  des alten und des neuen Zirkulationszustandes auf einem Schnitt von der Adria (links) ins Levantinische Becken (rechts). Beginn der Modellrechnung ist 1910, d. h. die Modelllaufzeit beträgt 77 und 85 Jahre, in den weniger stark belüfteten Gebieten hat das Modellalter also seinen Gleichgewichtswert noch nicht erreicht, sondern liegt deutlich unter dem idealen Alter. Das jüngste Wasser mit einem Alter von 0 bis 2 Jahren befindet sich in den oberflächennahen Schichten, ebenso fast überall in der Adria. Dies ist ein Anzeichen für die dort jährlich auftretende tiefe Konvektion im Modell. Das aus der Adria ausströmende Wasser sinkt im Ionischen Becken zum Boden hin ab, was an den relativ jungen Altern in diesem Bereich (etwa 30 Jahre) zu erkennen ist. Im Verlauf seiner Ausbreitung nach Osten ins Levantinische Becken nimmt das Alter des Tiefenwassers aus zwei Gründen zu: Zum einen altert das Wasser mit der Zeit, zum anderen vermischt es sich mit umliegenden älteren Wassermassen. Trotzdem ist auch im tiefen Bereich des Levantinischen Beckens noch ein lokales Altersminimum von etwa 45 Jahren zu erkennen. Das älteste Wasser befindet sich oberhalb der Tiefenwasserschicht zwischen 500 und 1000 m, wobei die vertikale Ausdehnung dieses Bereichs nach Osten hin zunimmt. Dort reicht das alte Wasser bis dicht an die Oberfläche, ein Hinweis darauf, dass das Aufsteigen des alten Tiefenwassers vornehmlich im östlichen Teil des Levantinischen Beckens stattfindert. Im neuen Zirkulationszustand ist die Ägäis das Hauptbildungsgebiet des Tiefenwassers, das westlich und östlich von Kreta ins tiefe Becken des östlichen Mittelmeeres einströmt und dort absinkt. Während der westli-

che Ausstrom klar an den relativ jungen Altern, die mit denen des Adriatischen Tiefenwassers vergleichbar sind, zu erkennen ist (bei Gitterpunkt 40), ist östlich von Kreta keine Zunge jungen Wassers vorhanden. Das Alter in den bodennahen Bereichen des Levantinischen Beckens hat sogar zugenommen, obwohl z. B. die im gleichen Zeitraum stark gestiegenen Freonkonzentrationen auf eine Ventilation dieses Gebiets mit jungem Wasser hindeuten. Der Grund für diesen scheinbaren Widerspruch liegt darin, dass sich das östlich von Kreta ausströmende junge Wasser mit dem alten, im Levantinischen Becken vorhandenen Wasser in Ausstromtiefe (etwa 1000 m) mischt. Dieses alte Wasser wird mit zum Boden transportiert und verursacht dort den Anstieg des mittleren Alters, während an seinem ursprünglichen Ort in 1000 m Tiefe östlich von Kreta 1995 deutlich jüngeres Wasser zu finden ist. Das Alter liefert also im Rahmen des Modells ähnliche Informationen über die Zirkulation wie die Konzentration transienter Tracer. In der Realität sind hingegen nur die Tracerkonzentrationen messbar. Wie diese in ein Alter umgerechnet werden können, wird weiter unten beschrieben.

Liegt im Modell eine Mischung verschiedener Wassermassen vor, wie 1995 im Levantinischen Becken (frisch ventiliertes Wasser ägäischen Ursprungs und altes rezirkuliertes Wasser), kann man dies bei Betrachtung des Modellalters nicht von einer homogenen Wassermasse mittleren Alters unterscheiden. Informationen hierüber können aber mit Hilfe der Altersverteilung gewonnen werden, die im Anschluss diskutiert wird.

### 10.2.2 Berechnung der Altersverteilung

Ein wesentlich größeres Problem als die Berechnung des idealen Alters stellt die Ermittlung der Altersverteilung dar, zumindest für den allgemeinen, instationären Fall. Das hierzu in dieser Arbeit angewendete Verfahren soll im Folgenden näher beschrieben werden. Eine Möglichkeit, die Altersverteilung  $\mathcal{G}(\vec{x}, t_{obs}; \tau)$  zum Beobachtungszeitpunkt  $t_{obs}$  im Modell bestimmen zu können, ist die Berechnung „künstlicher“ Tracer  $C^n$ . Die  $C^n$  erfüllen die Transportgleichung  $(\partial_t + \mathcal{L})[C^n] = 0$  und unterliegen folgender Oberflächenrandbedingung:

$$C_0^n(\vec{x}_0, t) = \begin{cases} 1 & t_{n-1} \leq t \leq t_n \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (10.13)$$

Die Modellrechnungen beginnen zum Zeitpunkt  $t = 0$  und enden am Beobachtungszeitpunkt  $t_{obs}$ .  $n$  ist dabei der Index für das Modelljahr. Die Größe  $C^n$  wird also im  $n$ -ten Modelljahr an der Oberfläche auf 1 gesetzt, davor und danach auf 0. Einsetzen von  $C_0^n(\vec{x}_0, t)$  in Gleichung (10.10) ergibt:

$$C^n(\vec{x}, t_{obs}) = \int_{-\infty}^{t_{obs}} \mathcal{G}(\vec{x}, t_{obs}; t') C_0^n(\vec{x}_0, t') dt' = \int_{t_{n-1}}^{t_n} \mathcal{G}(\vec{x}, t_{obs}; t') dt' \quad (10.14)$$

Das am Ende der Modellintegration berechnete Feld  $C^n(\vec{x}, t_{obs})$  stellt also den Anteil eines Wasserpakets am Ort  $\vec{x}$  zur Zeit  $t_{obs}$  dar, der zwischen  $t' = t_{n-1}$  und  $t' = t_n$ , also innerhalb des Modelljahres  $n$ , gebildet worden ist. Führt man den Mittelwert über ein Jahr (a)

$$\overline{\mathcal{G}(\vec{x}, t; t_n)} = \frac{1}{a} \int_{t_n-1/2a}^{t_n+1/2a} \mathcal{G}(\vec{x}, t; t') dt' \quad (10.15)$$

ein, so ergibt sich:

$$\frac{C^n(\vec{x}, t_{obs})}{a} = \overline{\mathcal{G}(\vec{x}, t_{obs}; t_n - 1/2 a)} \quad (10.16)$$

Da hier nur jährliche Mittelwerte der Altersverteilung betrachtet werden, wird im Folgenden der Mittelwert  $\overline{\mathcal{G}(\vec{x}, t; t_n)}$  einfach als  $\mathcal{G}(\vec{x}, t; t_n)$  geschrieben. Die gegenüber  $t_n$  um ein halbes Jahr verschobenen Zeitpunkte  $t_n \pm 1/2 a$  werden als  $t_{n \pm 1/2}$  bezeichnet. Damit ergibt sich folgender Zusammenhang zwischen der gesuchten Altersverteilung  $\mathcal{G}(\vec{x}, t_{obs}; t_n)$  und den berechneten Werten von  $C^n(\vec{x}, t_{obs})$ :

$$\frac{C^n(\vec{x}, t_{obs})}{a} = \mathcal{G}(\vec{x}, t_{obs}; t_{n-1/2}) \quad (10.17)$$

Man erhält also die Altersverteilung  $\mathcal{G}(\vec{x}, t_{obs}; t_{n-1/2})$  (wobei  $t_{n-1/2}$  den Bildungszeitpunkt angibt, das zugehörige Alter  $\tau$  ist dann  $\tau = t_{obs} - t_{n-1/2}$ ) für Alter zwischen 0 und  $t_{obs}$  direkt aus den Tracerfeldern  $C^n(\vec{x}, t_{obs})$ .

Um auch die Anteile älteren Wassers im Mittelmeer zu erfassen, ist eine Modelllaufzeit von mindestens 100 Jahren erforderlich. Da  $n$  gleich der Anzahl der Modelljahre ist, müßten nach dieser Methode also etwa 100 Felder  $C^n$  berechnet werden, ein kaum zu realisierender Aufwand. Im stationären Fall dagegen kann die Altersverteilung über den gesamten Zeitraum der Modellintegration allein aus dem einen Feld  $C^{n=1}(\vec{x}, t)$  gewonnen werden. Die Berechnung von  $C^1(\vec{x}, t_n)$  für das Modelljahr  $n$  ergibt nämlich:

$$C^1(\vec{x}, t_n) = \int_{-\infty}^{t_n} \mathcal{G}(\vec{x}, t_n; t') C_0^1(\vec{x}_0, t') dt' = \int_0^{t_1} \mathcal{G}(\vec{x}, t_n; t') dt' = \mathcal{G}(\vec{x}, t_n; t_{1/2}) \cdot a \quad (10.18)$$

Dabei ist  $t_1 - 0 = 1 a$  und die Gleichsetzung der Altersverteilung mit ihrem Jahresmittelwert benutzt worden.  $t_{1/2}$  bezeichnet wiederum den Bildungszeitpunkt. Das Alter des Wassers, dessen Anteil  $\mathcal{G}(\vec{x}, t_n; t_{1/2}) \cdot a$  beschreibt, ist also  $\tau = t_n - t_{1/2} = t_{n-1/2}$ . Schreibt man die Altersverteilung statt als Funktion des Bildungszeitpunktes als Funktion des Alters  $\tau$ , so ergibt sich:

$$C^1(\vec{x}, t_n) = \mathcal{G}(\vec{x}, t_n; \tau = t_{n-1/2}) \cdot a \quad (10.19)$$

Im stationären Fall hängt die Altersverteilung nur über  $\tau = t - t'$  von der Zeit ab, d. h. man kann alle Werte von  $\mathcal{G}$  auf den Zeitpunkt  $t_{obs}$  beziehen, so dass gilt:

$$C^1(\vec{x}, t_n) = \mathcal{G}(\vec{x}, t_{obs}; \tau = t_{n-1/2}) \cdot a \quad (10.20)$$

Durch Speicherung der Werte von  $C^1(\vec{x}, t_n)$  für jedes Modelljahr von  $t_1$  bis  $t_{obs}$  erhält man also das gesuchte Altersspektrum  $\mathcal{G}(\vec{x}, t_{obs}; \tau = t_{n-1/2})$  für die Alter von  $\tau = t_{1/2}$  bis  $\tau = t_{obs-1/2}$ . Dieses Verfahren wird z. B. in [Khatiwala *et. al.*, 2001] für die Altersverteilung des Atlantik benutzt.

Die in dieser Arbeit vorgestellte Methode zur Berechnung der Altersverteilung benutzt dagegen einen anderen Tracer,  $C^{ges}$ . Auch dieser Tracer erfüllt die Transportgleichung  $(\partial_t + \mathcal{L})[C^{ges}] = 0$ . Für die Randbedingung an der Oberfläche gilt:

$$C_0^{ges}(\vec{x}_0, t) = 1 \quad \text{für} \quad 0 \leq t \leq t_{obs} \quad (10.21)$$

$C^{ges}$  wird also während der gesamten Modelllaufzeit an der Oberfläche auf eins gesetzt. Die Bezeichnung  $C^{ges}$  wird durch Einsetzen der Randbedingung (10.21) in Gleichung (10.12) deutlich:

$$C^{ges}(\vec{x}, t_{obs}) = \int_0^{\infty} \mathcal{G}(\vec{x}, t_{obs}; \tau) C_0^{ges}(\vec{x}_0, t - \tau) d\tau = \int_0^{\tau_{max}} \mathcal{G}(\vec{x}, t_{obs}; \tau) d\tau \quad (10.22)$$

$C^{ges}(\vec{x}, t_{obs})$  bezeichnet den Anteil eines Wasserpakets am Ort  $\vec{x}$  zur Beobachtungszeit  $t_{obs}$ , der ein Alter zwischen  $\tau = 0$  und  $\tau = \tau_{max}$  (entspricht der Modelllaufzeit) hat, also den gesamten Anteil, der während der Modellintegration erneuert worden ist. Dieser Tracer ist z. B. auch in [England, 1995] berechnet worden, allerdings ohne daraus eine Altersverteilung abzuleiten. Dies ist durch Bilden der zeitlichen Ableitung von  $C^{ges}$  möglich. (Um die Bildung dieser Ableitung zu erleichtern, ist in Gleichung (10.22) die Variable  $\tau = t - t'$  statt  $t'$  als Integrationsvariable verwendet worden.) Es gilt nämlich für einen beliebigen Zeitpunkt  $t$ , ( $0 \leq t \leq t_{obs}$ ):

$$\frac{\partial}{\partial t} C^{ges}(\vec{x}, t) = \frac{\partial}{\partial t} \int_0^t \mathcal{G}(\vec{x}, t; \tau) d\tau = \mathcal{G}(\vec{x}, t; \tau = t) + \int_0^t \frac{\partial}{\partial t} \mathcal{G}(\vec{x}, t; \tau) d\tau \quad (10.23)$$

Die Annahme von Stationarität führt zu einer entscheidenden Vereinfachung von Gleichung (10.23), indem das rechte Integral verschwindet. In diesem Fall gibt die Ableitung von  $C^{ges}(\vec{x})$  zum Zeitpunkt  $t$  den Anteil des Wassers an der Stelle  $\vec{x}$  mit einem Alter  $\tau = t$  an. Auf das Modell übertragen lässt sich das so verstehen:  $C^{ges}(\vec{x}, t_{n-1})$  beschreibt den Anteil von Wasser mit einem Alter zwischen  $\tau = 0$  und  $\tau = t_{n-1}$ ,  $C^{ges}(\vec{x}, t_n)$  den Anteil mit einem Alter zwischen  $\tau = 0$  und  $\tau = t_n$ . Die Differenz ( $C^{ges}(\vec{x}, t_{n-1}) - C^{ges}(\vec{x}, t_n)$ ) ergibt gerade den Anteil mit einem Alter zwischen  $\tau = t_{n-1}$  und  $t_n$  an, also mit einem mittleren Alter von  $\tau = t_{n-1/2}$ . Dies gilt unter der Voraussetzung, dass sich zwischen den beiden Jahren  $t_{n-1}$  und  $t_n$  der Anteil des Wassers mit einem Alter jünger als  $\tau = t_{n-1}$  nicht verändert hat. Diese Annahme entspricht gerade der Stationaritätsbedingung. Die Differenz  $C^{ges}(\vec{x}, t_{n-1}) - C^{ges}(\vec{x}, t_n)$  stellt die zeitliche Ableitung von  $C^{ges}$  zum Zeitpunkt  $t_{n-1/2}$ , multipliziert mit  $a$ , dar. Der Anteil von Wasser mit einem Alter zwischen  $\tau = t_{n-1}$  und  $\tau = t_n$  wird außer durch die Differenz  $C^{ges}(\vec{x}, t_{n-1}) - C^{ges}(\vec{x}, t_n)$  auch durch die Altersverteilung  $\mathcal{G}(\vec{x}, t_{n-1/2}; \tau = t_{n-1/2}) \cdot a$  beschrieben. Somit hat Gleichung (10.23) eine anschauliche Bedeutung. Durch Ableiten von  $C^{ges}$  in jedem Modelljahr erhält man die gesuchte Altersverteilung (wegen der Stationarität können wie oben wieder alle Werte von  $\mathcal{G}$  auf den Zeitpunkt  $t_{obs}$  bezogen werden):

$$\frac{\partial}{\partial t} C^{ges}(\vec{x}, t_n) = \mathcal{G}(\vec{x}, t_{obs}; \tau = t_n) \quad (10.24)$$

Im exakt stationären Fall sind die nach Gleichung (10.20) und (10.24) ermittelten Altersverteilungen völlig äquivalent. Die Modellzirkulation des östlichen Mittelmeeres ist allerdings auch im Zustand vor 1987 nur „quasistationär“. Dies ist insbesondere an der nach Gleichung (10.24) ermittelten Altersverteilung zu erkennen, die Oszillationen und sogar einige negative Werte aufweist (s. unten). Zumindest die negativen Werte hätten bei Bestimmung der Altersverteilung aus dem Tracer  $C^1$  nach Gleichung (10.20) vermieden werden können. Der Vorteil der nach Gleichung (10.24) bestimmten Altersverteilung ist jedoch, dass das Integral über die Altersverteilung (bzw. die Summe über die jährlichen Mittelwerte der Altersverteilung) mit dem

Anteil des im Verlauf der Modellrechnung erneuerten Wassers übereinstimmt, d. h. es gilt:

$$C^{ges}(\vec{x}, t_{obs}) = \sum_{n=1}^N \mathcal{G}(\vec{x}, t_{obs}; \tau = t_n) \cdot a \quad (10.25)$$

$N$  bezeichnet dabei das letzte Jahr der Modellrechnung, also  $t_N = t_{obs}$ . Diese Übereinstimmung ist natürlich darauf zurückzuführen, dass  $\mathcal{G}$  nach Gleichung (10.24) gerade als zeitliche Ableitung von  $C^{ges}$  bestimmt worden ist. Bei der mit Hilfe des Tracers  $C^1$  berechneten Altersverteilung nach Gleichung (10.19) werden die Werte  $\mathcal{G}(\vec{x}, t_n; \tau = t_{n-1/2})$  ermittelt. Da im Modell kein exakt stationärer Zustand vorliegt, ist der Schritt von Gleichung (10.19) zu Gleichung (10.20) mit einem Fehler verbunden. Dieser entsteht dadurch, dass die Werte der Altersverteilung für die Alter  $\tau = t_{n-1/2}, n = 1, \dots, N$  statt auf das jeweilige Modelljahr  $t_n$ , in dem sie ermittelt wurden, auf den Zeitpunkt  $t_{obs}$  bezogen werden. Im nicht-stationären Fall werden sich aber die Werte der Altersverteilung für die Alter  $\tau = t_{n-1/2}$  zwischen den Zeitpunkten  $t_n$  und  $t_{obs}$  ändern. Dieser Fehler wirkt sich auch in der Summe über die Altersverteilung aus, d. h. es gilt:

$$\sum_{n=1}^N \mathcal{G}(\vec{x}, t_n; \tau = t_{n-1/2}) \cdot a \neq \sum_{n=1}^N \mathcal{G}(\vec{x}, t_{obs}; \tau = t_{n-1/2}) \cdot a = C^{ges}(\vec{x}, t_{obs}) \quad (10.26)$$

### 10.2.3 Altersverteilung des quasistationären Zirkulationszustandes

Um die Altersverteilung im Modell bestimmen zu können, ist der Wert des oben beschriebenen Tracers  $C^{ges}(\vec{x}, t)$  über einen Zeitraum von 102 Jahren berechnet worden. Dabei wurden die jährlichen Mittelwerte gespeichert und zur Berechnung der Altersverteilung nach Gleichung (10.23) benutzt. Die Größe  $\mathcal{G}(\vec{x}, t; \tau)$  wird im Folgenden auch als punktweise Altersverteilung bezeichnet, da sie die Altersverteilung an einem einzelnen Punkt  $\vec{x}$  (genauer: in einer Gitterbox um den Punkt  $\vec{x}$  herum) darstellt. Im Gegensatz dazu kann auch eine regional bzw. über das Volumen  $V$  gemittelte Altersverteilung definiert werden:

$$\mathcal{G}_{reg}(t; \tau) = \frac{1}{V} \iiint_V \mathcal{G}(\vec{x}, t; \tau) d^3x \quad (10.27)$$

#### Punktweise Altersverteilungen

In Abbildung 10.2 sind drei punktweise Altersverteilungen für die bodennächste Modellbox an den Orten der Stationen 770, 772 und 747 der Meteorexpedition M5/6 dargestellt. Die Station 770 befindet sich im nördlichen Ionischen Becken in der Nähe des italienischen Kontinentalabhanges, also im Ausstrombereich des aus der Straße von Otranto herkommenden ADW. Die Station 772 liegt weiter südlich im zentralen Ionischen Becken, und die Station 747 etwa in der Mitte des Levantinischen Beckens (Die genaue Lage dieser Stationen ist im Anhang angegeben. Das Wasser an allen diesen Stationen wird durch Advektion von frisch gebildetem Adriatischen Tiefenwasser (ADW) erneuert. Dies ist an den Altersverteilungen klar erkennbar. Je größer die Entfernung der Stationen zur Straße von Otranto, desto später trifft das ADW dort ein. Die genaue Lage der Maxima der Altersverteilung ist  $\tau = 1.5, 4.5$  und  $14.5$  a für die Stationen 770, 772 und 747. Aus der Lage dieses Maximums und der Entfernung zur Bildungsregion des Tiefenwassers kann dessen mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeit berechnet werden. Für das

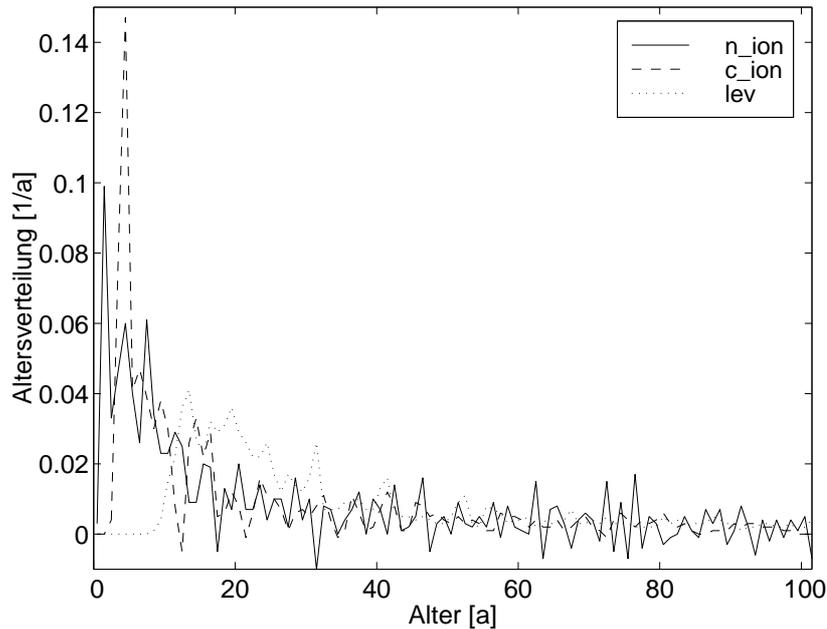


Abbildung 10.2: Altersverteilung in der untersten Modellbox im nördlichen Ionischen Becken in der Nähe des italienischen Kontinentalabhangs (Station 770 von M5/6, *n\_ion*), im zentralen Ionischen Becken (Station 772, *c\_ion*) und im Levantinischen Becken (Station 747, *lev*); die genaue Lage der Stationen ist im Anhang dargestellt

Tiefenwasser an der Station 747, die etwa 2000 km von der Adria entfernt ist, ergibt sich eine Geschwindigkeit von etwa 0.5 cm/s, also ein durchaus realistischer Wert. Die Altersverteilungen von Station 772 und 747 haben Ähnlichkeit mit den aus der eindimensionalen Advektions-Diffusionsgleichung berechneten Altersverteilungen [Khaliwala *et. al.*, 2001]: Bei kleinem Abstand zur Quellregion steigt die Altersverteilung steil an und fällt deutlich flacher ab (Station 772). Mit zunehmender Entfernung von der Bildungsregion wird die Kurve breiter und das Maximum kleiner (Station 747). Auffällig ist der wellenförmige Verlauf der Altersverteilungen, besonders bei Station 770. Dafür gibt es zwei Erklärungen:

- Das Modell ist nicht exakt stationär. Insbesondere negative Werte der Altersverteilung können nur damit begründet werden. Gleichung (10.23) zeigt, dass in diesem Fall  $\int_0^t \partial_t \mathcal{G}(\vec{x}, t; \tau) d\tau$  negativ sein muss. Ebenso kann ein großer Wert der Altersverteilung seine Ursache in einem positiven Beitrag dieses Integrals haben. Die relativ vielen negativen Werte der Altersverteilung an der Station 770 deuten darauf hin, dass die zeitliche Variabilität des Modells im Bereich des ADW-Ausstroms besonders groß ist. Diese Variabilität kann ihre Ursache z. B. in einer geringfügigen Änderung der Lage des Randstromes am italienischen Kontinentalabhang haben.
- Im nordwestlichen Teil des Ionischen Beckens findet eine Rezirkulation des Richtung Süden ausströmenden ADW in einem zyklonalen Wirbel statt. Das erste Maximum der Altersverteilung bei Station 770 kennzeichnet den Anteil des ADW vom direkten Zirkulationsweg, das zweite, das drei Jahre später liegt, könnte von der Rezirkulation des ADW

herrühren. Ein Teil des rezirkulierten Wassers rezirkuliert ein zweites Mal usw. Damit können zumindest die ersten drei Maxima dieser Altersverteilung erklärt werden.

### Regional gemittelte Altersverteilungen

Um die Fehler bei der Berechnung der Altersverteilung, die durch die Instationarität des Modells entstehen, zu verringern, liegt es nahe, die oben bereits erwähnten regional gemittelten Altersverteilungen einzuführen. Dadurch verschwinden z. B. die Fehler, die durch die räumliche Variabilität des Randstromverlaufs entstehen, solange das Mittelungsgebiet den Randstrom immer ganz beinhaltet. In Abbildung 10.3 ist diese gemittelte Altersverteilung für 3 Gebiete und zwei Tiefen- bzw. Dichtebereiche dargestellt. Die Gebiete sind das nördliche und das zentrale Ionische sowie das zentrale Levantinische Becken, wobei jede der im vorigen Abschnitt genannten Stationen in einer dieser 3 Regionen liegt. Eine Abschätzung der Güte der Altersverteilung für den hier betrachteten nahezu stationären Zustand erfolgt in Abschnitt (10.3).

Der mit EMDW bezeichnete Bereich (oben in Abbildung 10.3) umfasst die untersten 1200 bis 1800 m des jeweiligen Gebiets. Dabei ist als obere Grenze die Modellschicht gewählt worden, oberhalb derer die Freonkonzentrationen und der Anteil des innerhalb der Modelllaufzeit erneuerten Wassers deutlich abnehmen. Diese regional gemittelten Altersverteilungen sind in der Tat deutlich glatter als die punktwisen. Auffällig ist auch, dass die Kurven breiter und die Maxima zu höheren Altern hin verschoben sind gegenüber den punktwisen Altersverteilungen aus dem zugehörigen Gebiet. Die Aufweitung der Verteilung ist eine direkte Folge der Mittelung. Die Zunahme des Alters ist damit begründet, dass die drei Stationen aus dem vorigen Abschnitt in Bereichen liegen, die im Vergleich zur Umgebung relativ schnell erneuert werden. Dies kommt auch darin zum Ausdruck, dass die Freonkonzentrationen an den 3 Stationen höher sind als die über die zugehörigen Regionen gemittelten.

Die untere Darstellung in Abbildung 10.3 beschreibt die Altersverteilung im Levantinischen Zwischenwasser (LIW). Dieses ist im Modell wie in den vorigen Kapiteln durch den Dichtebereich zwischen  $\sigma_{\theta min} = 28.9$  und  $\sigma_{\theta max} = 29.15$  kg/m<sup>3</sup> definiert. Die Bestimmung der Dichte an den einzelnen Modellpunkten ist allerdings nicht jedes Jahr neu, sondern nur zu einem Referenzzeitpunkt in der Mitte des Modelllaufs erfolgt. Die Altersverteilung ist dann über alle Punkte, die in dem betreffenden Gebiet liegen und deren Dichte zwischen  $\sigma_{min}$  und  $\sigma_{max}$  liegt, gemittelt worden. Nimmt man die Referenzdichte zu einem anderen Zeitpunkt, ergeben sich allerdings keine größeren Unterschiede in der Altersverteilung. Die Kurven weisen zahlreiche kleine Maxima auf, was auf die relativ große zeitliche Variabilität des Modells im LIW-Bereich hindeutet. Dies ist mit den Modellergebnissen zur LIW-Bildungs- und Ausstromrate konsistent. Das Maximum der Altersverteilung im zentralen Levantinischen Becken, wo sich das Bildungsgebiet des LIW befindet, liegt bei 1.5, im Ionischen Becken bei 2.5 Jahren. Berücksichtigt man die Entfernung des nördlichen Ionischen Beckens zum LIW-Bildungsgebiet von etwa 1000 km, ergibt sich eine Ausbreitungsgeschwindigkeit von 3 cm/s, ein Wert, der mit der Strömungsgeschwindigkeit im Modell in der betreffenden Tiefe übereinstimmt. Das nördlichen Ionischen Becken wird vom LIW zwar etwas später erreicht als das zentrale, aber da die Altersverteilung nur jährlich berechnet wird, verschwindet dieser Unterschied nahezu. Die breite Flanke in der LIW-Altersverteilung im Ionischen Becken deutet auf die verschiedenen Ausbreitungswege für das LIW hin. Neben dem direkten Weg durch die Kretische See gibt es noch die Möglichkeit, dass ein Teil des LIW in einen der Wirbel gelangt, dort einige Zeit verbleibt und schließlich

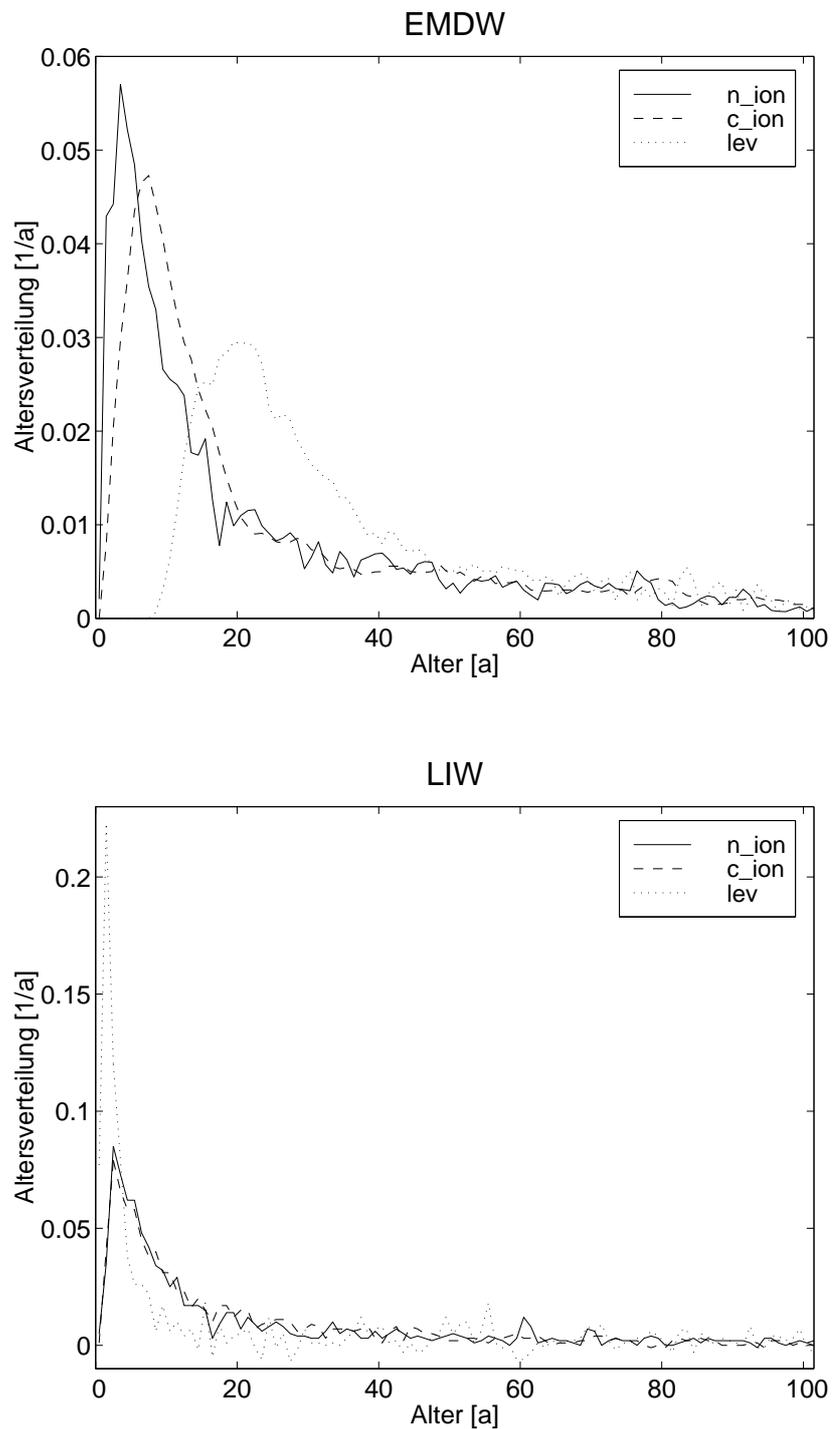


Abbildung 10.3: Regional Gemittelte Altersverteilungen für das bodennahe Tiefenwasser (EMDW) und das Levantische Zwischenwasser (LIW) für die Bereiche des nördlichen und zentralen Ionischen sowie des zentralen Levantinischen Beckens

auf einem Umweg ins Ionische Becken gelangt. Die deutlich hervortretenden Maxima in den Kurven für das nördliche Ionische und das Levantinische Becken im Bereich zwischen 45 und 60 Jahren können als Signal des aufsteigenden alten Tiefenwassers interpretiert werden. Dass das LIW solches altes Wasser enthalten muss, geht auch aus dem Anteil  $C^{ges}$  des erneuerten Wassers hervor. Dieser liegt für die drei angegebenen Gebiete nach 40 Jahren Modelllaufzeit zwischen 75 und 81% und nach 102 Jahren am Ende der Integrationszeit bei 89 bis 95%.

### 10.2.4 Altersverteilung des transienten Zirkulationszustandes

In diesem Abschnitt soll versucht werden, eine Altersverteilung des östlichen Mittelmeeres für das Jahr 1995, also nach Einsetzen des transienten Zirkulationszustandes, zumindest näherungsweise zu bestimmen. Eine exakte Berechnung der Altersverteilung im transienten Fall könnte nur dadurch erreicht werden, dass für jedes Jahr der Anteil des neu gebildeten Wassers als separater Tracer berechnet wird. Um diesen kaum zu realisierenden Aufwand zu umgehen, wird hier ein Näherungsverfahren entwickelt, das weitgehend die Verwendung der Altersverteilung des alten, quasistationären Zustandes ermöglicht.

#### Korrektur der Altersverteilung

Die oben beschriebene Berechnung der Altersverteilung  $\mathcal{G}(\vec{x}, t_{obs}; \tau = t_n)$  als zeitliche Ableitung des Anteils des erneuerten Wassers  $C^{ges}(\vec{x}, t_n)$  (s. Gleichung (10.24)) ist, wie bereits dargelegt, nur für den stationären Fall gültig. Während in einem nahezu stationären Zustand durch räumliche Mittelung noch brauchbare Ergebnisse zu erzielen sind, ist dies für den transienten Zirkulationszustand nicht zu erwarten. Wenn z. B. in ein Gebiet, wo sich bis 1987 überwiegend altes Wasser befunden hat, neu gebildetes Wasser einströmt, führt dies zu einer plötzlichen Erhöhung des Anteils des erneuerten Wassers  $C^{ges}(\vec{x}, t_n)$ . Die Modellrechnung beginnt im Jahr 1910, also liegt der Anstieg von  $C^{ges}(\vec{x}, t_n)$  im Zeitraum  $77 \text{ a} \leq t_n \leq 85 \text{ a}$ . Da die zeitliche Ableitung von  $C^{ges}$  im Modelljahr  $t_n$  den Anteil des Wassers mit einem Alter  $\tau = t_n$  ergibt, erhielte man große Werte für den Anteil des 77 bis 85 Jahre alten Wassers, obwohl in Wirklichkeit der Anteil des 1 bis 8 Jahre alten Wassers zugenommen hat. Aus diesem Grund sind die Anteile des 1 bis 8 Jahre alten Wassers für das Jahr 1995 explizit bestimmt worden. Dazu sind nach Gleichung (10.13) 8 Felder  $C^n$  berechnet worden, mit  $78 \leq n \leq 85$ . Der exakte Wert der Altersverteilung ergibt sich dann wie in Gleichung (10.17) aus den Werten der  $C^n$  am Ende der Modellintegration, also zum Zeitpunkt  $t_{obs}$ . Abbildung 10.4 zeigt Altersverteilungen für das Jahr 1995 für das bodennahe Tiefenwasser im nördlichen Ionischen und zentralen Levantinischen Becken. Die Regionen stimmen mit den Mittelungsgebieten aus Abbildung 10.3 überein. Die unterschiedliche Art der Berechnung der Altersverteilungen wird im Folgenden erläutert:

Bei der „standardmäßigen“ Berechnung der Altersverteilung werden die Werte für alle Modelljahre von 1 bis 85 als zeitliche Ableitung von  $C^{ges}(\vec{x}, t_n)$  berechnet. Dabei stimmen die Werte für  $t_n = 1 \text{ a}$  bis  $t_n = 77 \text{ a}$  mit der Altersverteilung des quasistationären Zustandes überein (s. Abb. 10.3). Bei den Anteilen des 77 bis 85 Jahre alten Wassers treten Unterschiede zum alten Zirkulationszustand auf, und zwar dadurch, dass  $C^{ges}(\vec{x}, t_n)$  infolge der geänderten Zirkulation ab dem Modelljahr 77 eine andere zeitliche Entwicklung aufweist (s. oben). Bei den beiden „korrigierten“ Altersverteilungen werden für die Anteile des 1 bis 8 Jahre alten Wassers die berechneten Werte  $C^n(\vec{x}, t_{obs})$  (also die mathematisch exakte Altersverteilung) genommen und für

die 77 bis 85 Jahre alten Anteile die Werte der Altersverteilung des alten Zirkulationszustandes. Dies führt allerdings dazu, dass das Integral über die korrigierte Altersverteilung nicht mehr mit dem Anteil des während der Modelllaufzeit erneuerten Wassers übereinstimmt, d. h. die Normierungsbedingung

$$\int_0^{t_{obs}} \mathcal{G}^{cor}(\vec{x}, t_{obs}; \tau) d\tau = C^{ges}(\vec{x}, t_{obs}) \quad (10.28)$$

ist nicht mehr erfüllt. Damit Gleichung (10.28) wieder gilt, wird die Altersverteilung „renormiert“. Dafür werden hier 2 verschiedene Methoden vorgestellt, die anhand ihrer Ergebnisse dann nachträglich motiviert werden. Bei der 1. Methode werden die Werte der Altersverteilung von  $\tau = 9$  bis  $\tau = 85$  a mit einem entsprechenden Normierungsfaktor multipliziert. Dies ist die einfachste und naheliegendste Art der Renormierung. Bei der 2. Methode dagegen wird die Altersverteilung nur im Bereich von  $\tau = 9$  bis  $\tau = 16$  a mit einem entsprechenden Faktor multipliziert, die Werte für  $\tau > 17$  a bleiben hingegen unverändert (Erläuterung s. unten). Mathematisch lassen sich diese Renormierungen folgendermaßen beschreiben (dabei bezeichnet  $\mathcal{G}_{alt}(\vec{x}, t; \tau)$  die Altersverteilung des alten, quasistationären Zustandes):

$$\mathcal{G}^{cor1}(\vec{x}, t_{obs}; \tau_n) = \begin{cases} C^n(\vec{x}, t_{obs})/1a & 1 \leq \tau \leq 8 \\ c_1 \cdot \mathcal{G}^{alt}(\vec{x}, t_{obs}; \tau) & 9 \leq \tau \leq 85 \end{cases} \quad (10.29)$$

$$c_1 = \frac{C^{ges}(\vec{x}, t_{obs}) - \sum_{n=1}^8 C^n(\vec{x}, t_{obs})}{\sum_{n=9}^{85} \mathcal{G}_{alt}(\vec{x}, t_{obs}; \tau) \cdot a}$$

$$\mathcal{G}^{cor2}(\vec{x}, t_{obs}; \tau) = \begin{cases} C^n(\vec{x}, t_{obs})/1a & 1 \leq \tau \leq 8 \\ c_2 \cdot \mathcal{G}^{alt}(\vec{x}, t_{obs}; \tau) & 9 \leq \tau \leq 16 \\ \mathcal{G}^{alt}(\vec{x}, t_{obs}; \tau) & 17 \leq \tau \leq 85 \end{cases} \quad (10.30)$$

$$c_2 = \frac{C^{ges}(\vec{x}, t_{obs}) - \sum_{n=1}^8 C^n(\vec{x}, t_{obs}) - \sum_{n=17}^{85} \mathcal{G}_{alt}(\vec{x}, t_{obs}; \tau) \cdot a}{\sum_{n=9}^{16} \mathcal{G}_{alt}(\vec{x}, t_{obs}; \tau) \cdot a}$$

Das Resultat dieser „Korrekturen“ ist in Abbildung 10.4 dargestellt. Der Anteil des 1 bis 8 Jahre alten Wassers im transienten Zirkulationszustand ist im nördlichen Ionischen Becken (Abbildung 10.4, links) deutlich niedriger, wenn man die exakt berechneten Werte  $C^n(\vec{x}, t_{obs})$  berücksichtigt als nach den unkorrigierten Werten. Dies ist auf den Rückgang des ADW-Ausstroms aus der Straße von Otranto zurückzuführen, während das neu gebildete CSOW das nördliche Ionische Becken noch nicht erreicht hat. Trotzdem hat der Anteil des erneuerten Wassers  $C^{ges}$  in diesem Bereich nach Einsetzen des transienten Zirkulationszustandes nicht ab-, sondern sogar leicht zugenommen, was an dem kleinen Maximum der Altersverteilung bei  $\tau = 77.5$  a, also direkt nach der Änderung der atmosphärischen Randbedingung, zu erkennen ist. Wegen des geringen Anteils an neuem Wasser führt also die Korrektur der Altersverteilung nach Methode 1 zu einem Anstieg des Anteils von Wasser mit einem Alter von  $\tau > 8$  a. Eine solche

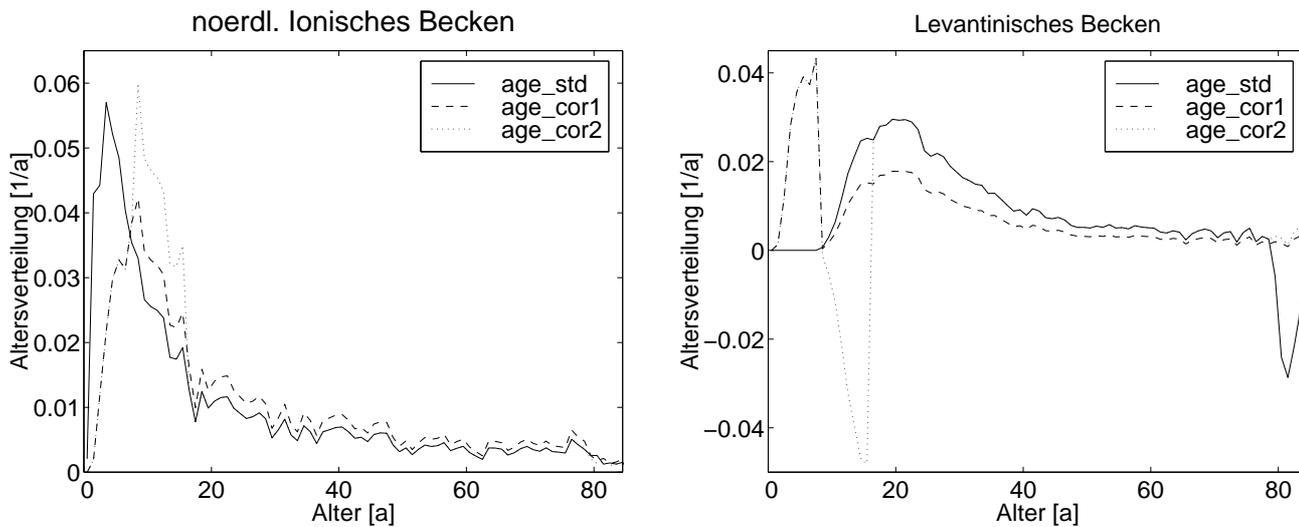


Abbildung 10.4: Altersverteilungen für das Tiefenwasser im nördlichen Ionischen (links) und im zentralen Levantinischen Becken (rechts); *std*: standardmäßig berechnete Altersverteilung; *cor1* und *cor2*: korrigierte Altersverteilungen (Erläuterung s. Text)

Änderung der Altersverteilung ließe sich nur mit einer Rezirkulation von älterem Wasser in den Bereich des nördlichen Ionischen Beckens erklären. Bei der nach der 2. Methode korrigierten Altersverteilung bleibt dagegen der Anteil des Wassers mit  $\tau > 16$  a unverändert. Die deutliche Erhöhung des Anteils mit einem Alter zwischen  $\tau = 9$  und  $\tau = 16$  a führt dazu, dass die Größe des Maximums gegenüber der „Standardkurve“ (also der Altersverteilung des alten Zustandes) fast unverändert geblieben und lediglich in Richtung zunehmendem Alters verschoben ist. Ein solcher Verlauf der Altersverteilung kann dahingehend interpretiert werden, dass nach dem Rückgang des Ausstroms aus der Straße von Otranto das vorher erneuerte Wasser im nördlichen Ionischen Becken an Ort und Stelle geblieben ist und mit der Zeit gealtert ist. Da das Maximum bei der nach der korrigierten Altersverteilung aber nicht um 8, sondern nur um 5 Jahre verschoben ist, entspricht diese korrigierte Altersverteilung eher qualitativ als quantitativ der Vorstellung von dem „gealterten“ Wasser. Wenn man die Altersverteilung von 1987 exakt um 8 Jahre in Richtung zunehmendem Alters verschieben würde, erhielte man allerdings bei der neuen Kurve im Altersbereich von 9 bis 10 Jahren (entspricht dem Alter von 1 bis 2 Jahren der ursprünglichen Kurve) ein ausgeprägtes, unrealistisches Minimum.

Im Levantinischen Becken (Abbildung 10.4, rechts) ist nach Änderung der Zirkulation im Gegensatz zum alten Zustand auch Wasser mit einem Alter von  $\tau < 8$  a vorhanden. Dies entspricht auch den Erwartungen, da der Ausstrom von neu gebildetem CSOW durch die Straße von Kassos direkt ins Levantinische Becken erfolgt. Bemerkenswert ist hingegen, dass die Zirkulationsänderung mit einem drastischen Rückgang des Anteils an erneuertem Wasser  $C^{ges}$  im Levantinischen Becken verbunden ist, trotz der Zunahme des jungen Anteils. Dies ist auf die bereits erwähnte Einmischung von sehr altem Wasser, das im Verlauf der Modellintegration noch nicht belüftet worden ist, in das CSOW zurückzuführen. Die Korrektur der Altersverteilung nach der 1. Methode führt zu einer gleichmäßigen Abnahme des Anteils an Wasser mit einem Alter von  $\tau > 8$  a. Dies entspricht einer Verdrängung des im Levantinischen Becken vorhandenen Wassers durch das CSOW und ist insofern plausibel. Die Anwendung der 2. Methode

führt dagegen zu negativen Werten der Altersverteilung in dem renormierten Bereich zwischen  $\tau = 9$  und  $\tau = 16$  a. Dies liegt daran, dass der Anteil des jungen Wassers stark zu-,  $C^{ges}$  dagegen deutlich abgenommen hat, so dass Gleichung (10.30) einen negativen Wert für  $C_2$  ergibt. Diese beiden Beispielen für das nördliche Ionische und das Levantinische Becken lassen erkennen, dass es keine „Standardmethode“ für die Korrektur der Altersverteilung gibt. Im nächsten Abschnitt wird gezeigt, dass aus den hier vorgestellten „korrigierten“ Altersverteilungen das ideale Alter und die Freon-12-Konzentrationen zumindest näherungsweise ermittelt werden können.

### 10.3 Berechnung von Tracerkonzentrationen und idealem Alter aus der Altersverteilung

Wie am Anfang dieses Kapitels bereits dargestellt, ist es theoretisch möglich, die Konzentrationen transienter Tracer und das ideale ( $\hat{=}$  mittlere) Alter aus der Alterverteilung zu rekonstruieren (s. Gleichungen (10.12) und (10.11)). Diese Berechnungen sollen hier durchgeführt werden, wobei als Tracer Freon-12, Tritium und tritiogenes Helium-3 für den alten quasistationären Zirkulationszustand und Freon-12 für den neuen transienten Zustand verwendet werden. Bei der Berechnung der Tritiumkonzentration mit Hilfe der Altersverteilung und der nicht zerfallskorrigierten Oberflächenkonzentration muss noch der radioaktive Zerfall berücksichtigt werden. Entsprechend erhält man die Konzentration von tritiogenem Helium-3 aus dem zerfallenen Anteil des Tritiums. Aus der Güte der Übereinstimmung mit den explizit berechneten Werten lässt sich insbesondere darauf schließen, wie realistisch die ermittelten Altersverteilungen sind (bei Verwendung der „exakten“ Altersverteilung müssten explizit berechnete und rekonstruierte Werte übereinstimmen). Für den transienten Zustand kann somit auch eingeschätzt werden, welche der beiden korrigierten Altersverteilungen in welchem Gebiet die realistischere ist. Vor der Anwendung der Gleichungen (10.12) und (10.11) sind noch einige Vorüberlegungen nötig. Die obere Integrationsgrenze in den Gleichungen ist nämlich  $\tau = \infty$ , während im Modell für den alten Zustand bis  $\tau = 77$  a und für den neuen bis  $\tau = 85$  a gerechnet worden ist, die Altersverteilung ist an der Stelle sozusagen „abgeschnitten“. Das Wasser, das bei Verwendung der Altersverteilung berücksichtigt wird, ist also zwischen 1885 und 1987 (alter Zustand) bzw. 1910 und 1995 (neuer Zustand) gebildet worden. Bei der Berechnung der Konzentration der transienten Tracer wirkt sich das nicht aus, weil ihre Oberflächenkonzentration vor 1910 ohnehin gleich null ist. Bei dem Vergleich des mittleren Alters aus der Altersverteilung mit dem explizit als Tracer berechneten Modellalter (wegen der endlichen Integrationszeit ist dies nicht exakt das ideale Alter) hilft folgende Überlegung: Der Anteil des Wassers, der im Laufe der Modellrechnung noch nicht erneuert worden ist, bekommt ein Alter „zugewiesen“, das gleich der Modelllaufzeit ist. Das explizit berechnete ideale Alter von nicht erneuertem Wasser ist nämlich ebenfalls gleich der Modelllaufzeit, so dass dann für diesen alten Wassermassenanteil explizit berechnetes und aus der Altersverteilung ermitteltes Alter übereinstimmen. Die Gleichungen für die Rekonstruktion der Konzentration von Freon-12, Tritium und tritiogenem Helium-3 lauten also wie folgt:

$$\tau_{id}^*(\vec{x}, t_{obs}) = \int_0^{\tau_{max}} \mathcal{G}(\vec{x}, t_{obs}; \tau) \tau d\tau + (1 - C^{ges}(\vec{x}, t_{obs})) \cdot \tau_{max} \quad (10.31)$$

$$C^{F12}(\vec{x}, t_{obs}) = \int_0^{\tau_{max}} \mathcal{G}(\vec{x}, t_{obs}; \tau) C_0^{F12}(t_{obs} - \tau) d\tau \quad (10.32)$$

$$C^{3H}(\vec{x}, t_{obs}) = \int_0^{\tau_{max}} \mathcal{G}(\vec{x}, t_{obs}; \tau) C_0^{3H}(t_{obs} - \tau) e^{-\tau/\lambda^{3H}} d\tau \quad (10.33)$$

$$C^{3He_{tri}}(\vec{x}, t_{obs}) = \int_0^{\tau_{max}} \mathcal{G}(\vec{x}, t_{obs}; \tau) C_0^{3H}(t_{obs} - \tau) (1 - e^{-\tau/\lambda^{3H}}) d\tau \quad (10.34)$$

$$\lambda^{3H} = \frac{\ln 2}{t_{1/2}^{3H}} = \frac{\ln 2}{12.43a} \quad (10.35)$$

Dabei stellt  $\tau_{max}$  die Modelllaufzeit dar (also 77 bzw. 85 Jahre; dies ist gleichzeitig das maximale Alter, das ein Wasserpaket am Ende der Modellrechnung erreichen kann). Für die transienten Tracer muss zusätzlich die ortsunabhängige Oberflächenkonzentration  $C_0(t)$  bestimmt werden. Dies geschieht unter Verwendung folgender Annahmen: Für das Tiefenwasser, das hier hauptsächlich betrachtet werden soll, ist im alten Zirkulationszustand die Adria die alleinige Quelle, im neuen Zustand überwiegt der Anteil des Wassers aus der Kretischen See. Deshalb wird die (zeitabhängige) Sättigung  $S(t)$  des neu gebildeten ADW bzw. CSOW ermittelt, um damit  $C_0(t)$  zu bestimmen. Wenn  $S(t)$  bekannt ist, gilt nämlich unter Berücksichtigung der Gleichgewichtskonzentration  $C_{gl}$ :

$$C_0(t) = C^{gl}(t) \cdot S(t) \quad (10.36)$$

Für die Berechnung von  $S^{OTR}(t)$  im ADW wird die Sättigung im tiefen Bereich der Straße von Otranto ermittelt unter der Berücksichtigung des idealen Alters  $\tau_{id}^{*OTR}$  des Wassers an dieser Stelle:

$$S^{OTR}(t) = \frac{C^{OTR}(t)}{C^{gl}(t - \tau_{id}^{*OTR})} \quad (10.37)$$

Bei der Bestimmung von  $S(t)$  in der Kretischen See tritt das Problem auf, dass der Anteil des erneuerten Wassers, der in der Straße von Otranto größer als 0.99 ist, nur zwischen 0.8 und 0.9 liegt. Außerdem liegt das Modellalter in der Kretischen See auch 1995 noch zwischen 20 und 30 Jahre, in der Straße von Otranto beträgt es nur 1 bis 3 Jahre. Deshalb ist der Beitrag der „alten Komponente“ zum Modellalter  $(1 - C^{ges}(\vec{x}, t_{obs})) \cdot \tau_{max}$  abgezogen worden:

$$\tau_{cor} = \tau_{id}^* - (1 - C^{ges}(\vec{x}, t_{obs})) \cdot \tau_{max} \quad (10.38)$$

Mit Hilfe von  $\tau_{cor}$  ist dann die Sättigung  $S^{CSOW}(t)$  im CSOW berechnet worden:

$$S^{CSOW}(t) = \frac{C^{CSOW}(t)}{C^{gl}(t - \tau_{cor}^{CSOW})} \quad (10.39)$$

Die Berechnung der Freon- und Tritiumkonzentration für das neu gebildete Wasser im alten Zirkulationszustand erfolgt nach Gleichung (10.37); bei dem neuen Zirkulationszustand wird die Freonsättigung für 1 bis 8 Jahre altes Wasser nach Gleichung (10.39), für älteres Wasser ebenfalls nach Gleichung (10.37) ermittelt. Die verwendeten Sättigungen  $S^{OTR}(t)$  für F-12

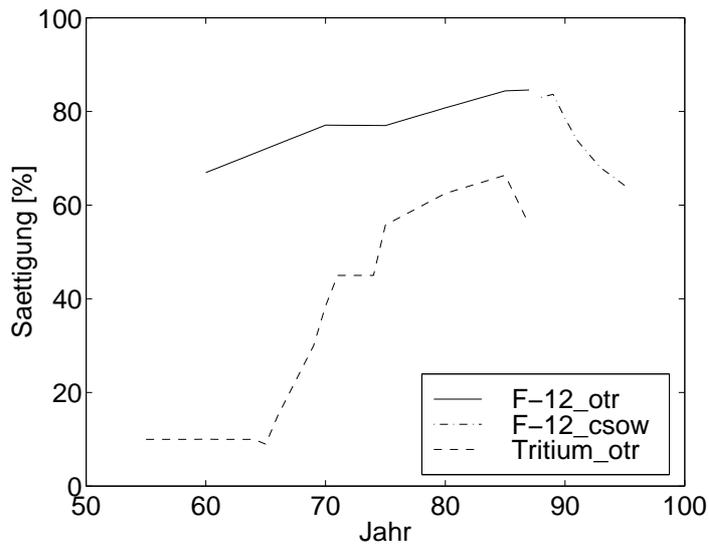


Abbildung 10.5: zeitlicher Verlauf  $S(t)$  der Sättigung von Freon-12 bzw. Verhältnis der in-situ-Tritiumkonzentration zur vorgeschriebenen Oberflächenkonzentration im tiefen Bereich der Straße von Otranto (F-12\_otr und Tritium\_otr) bzw. der Kretischen See (F-12\_csow)

und Tritium sowie  $S^{CSOW}(t)$  sind in Abbildung 10.5 dargestellt. Für tritiogenes Helium-3 ist noch berücksichtigt worden, dass wegen der endlichen Relaxationszeit an der Oberfläche die Konzentrationen im neu gebildeten Tiefenwasser etwas oberhalb von null liegen. Die explizite Berechnung der anthropogenen Tracer im Modell erstreckt sich nicht über den vollen Zeitraum der Altersberechnung, sondern beginnt für Freon-12 im Jahr 1960 und für Tritium und tritiogenes Helium-3 1955. Entsprechend wird auch bei der Rekonstruktion der Tracerkonzentrationen aus der Altersverteilung nur dieser verkürzte Zeitraum in die Rechnung einbezogen.

Die Werte der explizit berechneten und aus der Altersverteilung rekonstruierten Tracerkonzentrationen und des idealen Alters sind in Abbildung 10.6 für den alten Zirkulationszustand dargestellt, und zwar wiederum als räumlicher Mittelwert über das nördliche Ionische und das zentrale Levantinische Becken (diese beiden Regionen sind identisch mit denen in den vorhergehenden Abschnitten). Die Mittelung ist dieses Mal aber nur in horizontaler Richtung durchgeführt worden, so dass für jedes Tiefenniveau des Modells ein Wert vorliegt. Die Konzentration von Freon-12 im alten Zirkulationszustand ist dabei zweimal berechnet worden: Zum einen in den Jahren Modelljahren 0 bis 27 der Altersberechnung (F-12\_1, mit den oberflächlichen Freonkonzentrationen der Jahre 1960 bis 1987), zum anderen in der Mitte der Alterssimulation in den Modelljahren 50 bis 77 (F-12\_2, wiederum mit den atmosphärischen Freonkonzentrationen der Jahre 1960 bis 1987). Der Grund dafür ist folgender: Junges Wasser ist das freonreichste und sein Anteil somit entscheidend für die Höhe der Freonkonzentration. Da der alte Zirkulationszustand nicht exakt stationär ist, kann sich der Anteil von jungem Wasser am Ende der Modellzirkulation von dem Anteil zu Beginn deutlich unterscheiden. Die Altersverteilung für junges Wasser ergibt sich aus den Werten  $C^{ges}(\vec{x}, t)$  der ersten Jahre der Alterssimulation. Deshalb ist zu erwarten, dass die Übereinstimmung zwischen der aus der Altersverteilung rekonstruierten Freonkonzentration und der zu Beginn der Alterssimulation explizit berechneten größer ist als zu den Freonwerten am Ende der Alterssimulation. Dies wird durch die Ergebnisse eindeutig bestätigt. Sowohl im nördlichen Ionischen als auch im Levantinischen Becken stimmt die rekonstruierte F-12-Konzentration gut mit der in den Modelljahren 0 bis 27 berechneten überein, während die Abweichungen zu der in den Modelljahren 50 bis 77 berechneten deutlich größer ist. Besonders deutliche Abweichungen liegen im Ionischen Becken im Zwischenwasserbereich oberhalb von 1000 m und ganz am Boden vor sowie im gesamten tiefen Levantinischen

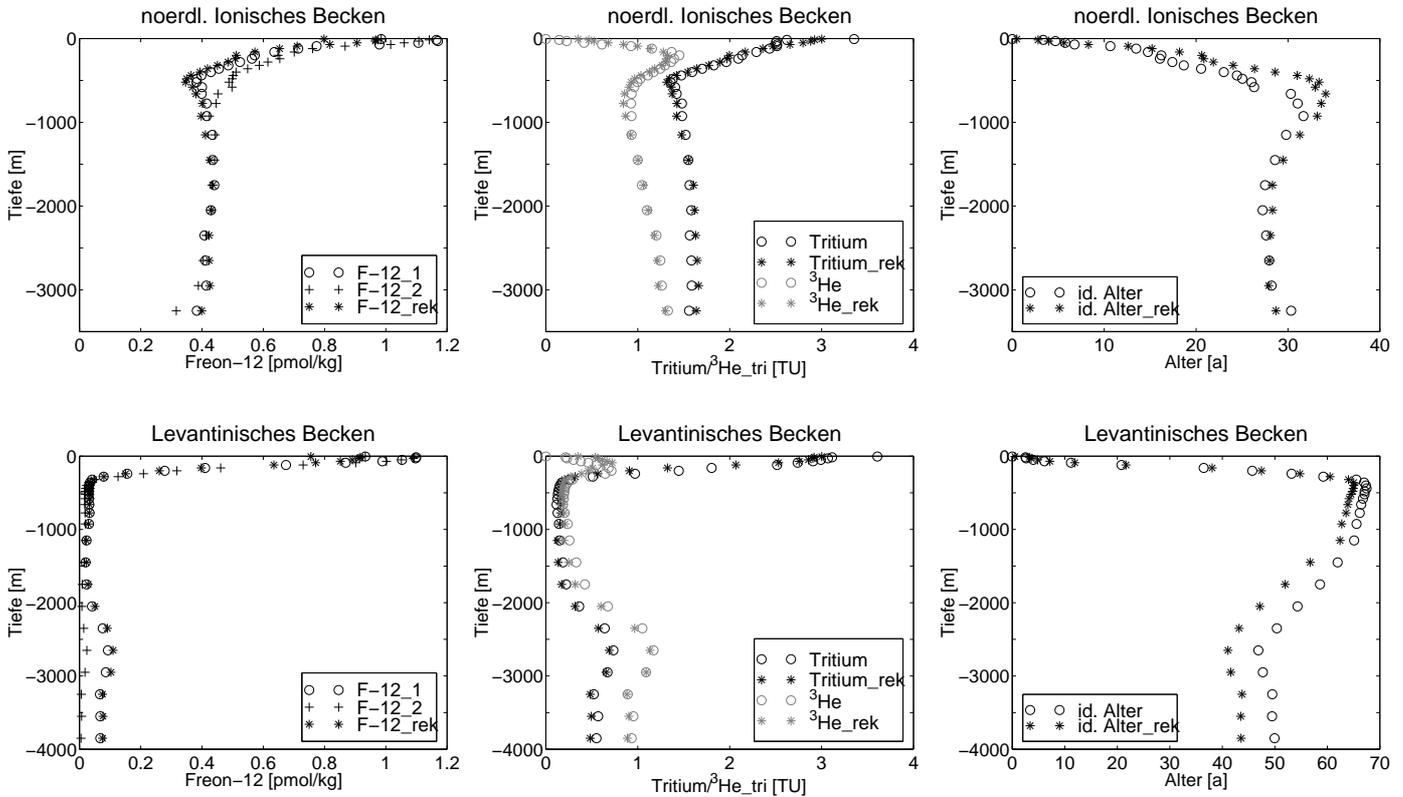


Abbildung 10.6: *Explizit berechnete und aus der Altersverteilung ermittelte Werte (\_rek) für Freon-12 (links), Tritium und tritiogenes Helium-3 (Mitte) und ideales Alter (rechts) als räumlicher Mittelwert über den tiefen Bereich des nördlichen Ionischen (oben) sowie des zentralen Levantinischen Beckens (unten) für den alten, quasistationären Zirkulationszustand*

Becken. Der Einstrom von neu gebildetem EMDW ins Levantinische Becken nimmt im Verlauf der Alterssimulation deutlich ab, was die niedrigeren Werte der Freonkonzentrationen aus den Modelljahren 50 bis 77 erklärt. Bei der Rekonstruktion des idealen Alters aus der Altersverteilung treten die Abweichungen zum explizit berechneten Alter an ähnlichen Stellen auf wie beim Freon: Im Levantinischen Becken, insbesondere im tieferen Bereich und oberhalb von 1500 m im nördlichen Ionischen Becken sind die Unterschiede relativ groß, während die Übereinstimmung unterhalb von 1500 m im Ionischen Becken ziemlich gut ist. Diese Diskrepanzen sind ein eindeutiger Hinweis auf Fehler in der Altersverteilung, die auf der Instationarität der Zirkulation beruhen. Dass in den obersten Schichten die rekonstruierten Tracerwerte meist zu klein sind, liegt darin begründet, dass die Sättigung dort höher ist als im Ausstrombereich der Straße von Otranto und deshalb für diesen Bereich eine andere Funktion  $S(t)$  gewählt werden müsste. Dieser Bereich, in dem ohnehin überwiegend junges Wasser vorhanden ist, wird deshalb hier nicht weiter betrachtet.

Die Simulation des transienten Zirkulationszustandes schließt an das Modelljahr 77 der Simulation zum quasistationären Zustand an, sowohl bei der Alters- als auch bei der Freonberechnung, wobei dann 8 Jahre mit geänderten atmosphärischen Randbedingungen weiter integriert wird. D. h. aber, dass der „Ausgangszustand“ der Freonverteilung im Modelljahr 77 im Levan-

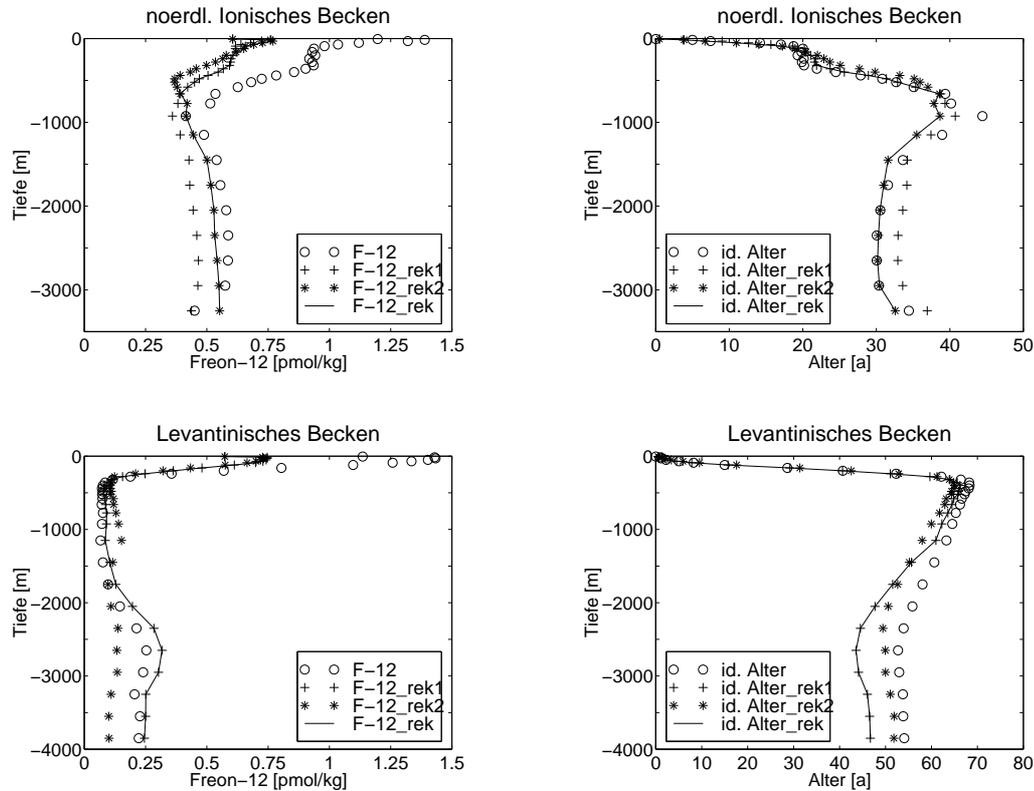


Abbildung 10.7: Explizit berechnete (offene Kreise) und aus der Altersverteilung ermittelte Werte für Freon-12 (links) und ideales Alter (rechts) als räumlicher Mittelwert über den tiefen Bereich des nördlichen Ionischen (oben) sowie des zentralen Levantinisches Beckens (unten) für den neuen, transienten Zirkulationszustand; *\_rek1*, *\_rek2* und *\_rek* beziehen sich auf die Methode für die Korrektur der Altersverteilung

tinischen Becken relativ geringe Freonwerte (F-12<sub>2</sub>) aufweist. Die aus der Altersverteilung für den alten Zirkulationszustand rekonstruierten Freonwerte stimmen hingegen gut mit den höheren Konzentrationen aus dem Modelljahr 27 überein (F-12<sub>1</sub>). Diese Abweichung zwischen rekonstruierten und direkt berechneten Freonwerten aus dem Modelljahr 77 wirkt sich natürlich auch auf die Werte 8 Jahre später, aus. Es ist also zu erwarten, dass auch im Modelljahr 85 im Levantinisches Becken die rekonstruierten Freonwerte größer als die direkt berechneten sind. Entsprechendes gilt auch für das Alter: Hier ist zu erwarten, dass die rekonstruierten Werte in größeren Tiefen des Levantinisches Beckens ein zu geringes Alter aufweisen. Die Ergebnisse in Abbildung (10.7) bestätigen diese Vermutung sowohl bezüglich des Alters als auch bezüglich F-12, wo die größten Differenzen F-12 - F-12<sub>rek</sub> in den oberen 1000 m des Ionischen Beckens und im tiefen Levantinisches Becken auftreten. Bei der Freonberechnung für das Levantinisches Becken sind die Sättigungen  $S^{CSOW}$  aus Abbildung 10.5 noch um den Faktor 0.8 verringert worden, weil das auf der östlichen Seite der Kretischen See ausströmende Wasser trotz seines jungen Alters entsprechend geringe F-12-Konzentrationen aufweist. Bei der Wassermassenbildung des CSOW wird besonders im Osten der Kretischen See ein relativ großer Anteil von

freonfreiem EMDW mit in das neu gebildete Wasser einbezogen, das wegen der Relaxationszeit von 1 Tag für die Einstellung des F-12- Lösungsgleichgewichts an der Oberfläche nicht vollständig mit F-12 gesättigt wird. Die Rekonstruktion der Werte für Freon-12 und das Alter ist mit Hilfe der nach Gleichung (10.29) (1. Methode,  $\_rek1$ ) und (10.30) (2.Methode,  $\_rek2$ ) korrigierten Altersverteilungen durchgeführt worden. Die durchgezogene Linie ( $\_rek$ ) ist auf folgende Weise zustande gekommen: Wenn der Anteil des 1 bis 8 Jahre alten Wassers im neuen Zirkulationszustand größer ist als im alten (wie z. B. in Abbildung 10.4 für das Levantinische Becken), wird die nach Methode 1 korrigierte Altersverteilung verwendet. Im anderen Fall, wenn der Anteil des neuen Wassers abgenommen hat (z. B. in Abbildung 10.4 für das nördliche Ionische Becken), wird Methode 2 herangezogen. Diese „Auswahlregel“ scheint in der Tat sinnvoll zu sein, es wird meistens die korrigierte Altersverteilung ausgewählt, deren rekonstruierte Alters- und Freonwerte besser mit den explizit berechneten übereinstimmen. Die einzige Ausnahme bildet das Alter im tiefen Levantinischen Becken. Dort liefert die nach Methode 2 korrigierte Altersverteilung ein Alter, das näher an dem explizit berechneten liegt. Abbildung 10.4 zeigt allerdings, dass die nach Methode 2 korrigierte Altersverteilung im tiefen Levantinischen Becken unrealistisch ist, weil sie für die Jahre 9 bis 16 negative Werte annimmt. Die Diskrepanzen zwischen rekonstruiertem und berechnetem Alter in diesem Gebiet rühren von der Instationarität des alten Zirkulationszustandes her (s. oben) und sind deshalb nicht durch eine Korrektur der Altersverteilung, die nur auf die Änderungen der letzten 8 Modelljahre abzielt, zu beheben. Berücksichtigt man dies, sind die hier gezeigten Vergleiche von berechneten und rekonstruierten Tracerverteilungen für den transienten Zirkulationszustand ein wichtiges Indiz, dass die nach der hier definierten „Auswahlregel“ korrigierten Altersverteilungen durchaus realistisch sind und zumindest eine Approximation der „wahren“ Altersverteilung darstellen.

## 10.4 Vergleich verschiedener Alter

Das ideale Alter und die Altersverteilung eines Wasserpakets sind theoretische Größen, die einer direkten Messung nicht zugänglich sind. Da das Alter aber eine aussagekräftige und bei stationärer Zirkulation zeitunabhängige Größe darstellt (im Gegensatz zur Konzentration transienter Tracer), gibt es Konzepte, Tracerkonzentrationen in Alter umzurechnen. Zwei dieser Methoden sind das Konzentrations- und das Verhältnisalter. Das Konzentrationsalter wird bestimmt, indem der Zeitpunkt  $t$  gesucht wird, an dem die gemessene Tracerkonzentration  $C(t_{obs})$  dem atmosphärischen Sättigungsgleichgewicht  $C^{gl}(t)$  entspricht [Doney und Bullister, 1992]. Die Zeitdifferenz  $t_{obs} - t$  ist dann gleich dem Konzentrationsalter  $\tau_{conc}$ :

$$C(t_{obs}) = C^{gl}(t_{obs} - \tau_{conc}) \quad (10.40)$$

Man kann diese Methode noch etwas verfeinern, indem berücksichtigt wird, dass das neu gebildete Wasser u. U. um einen gewissen Prozentsatz untersättigt ist. Beim Verhältnisalter  $\tau_{ratio}$  wird im Prinzip analog verfahren, nur dass statt der Konzentration eines Tracers  $C(t_{obs})$  das Verhältnis der Konzentrationen zweier Tracer  $\frac{C_1}{C_2}(t_{obs})$  betrachtet wird:

$$\frac{C_1}{C_2}(t_{obs}) = \frac{C_1^{gl}}{C_2^{gl}}(t_{obs} - \tau_{ratio}) \quad (10.41)$$

Ein Spezialfall des Verhältnisalters ist das Tritium/Helium-Alter [Jenkins und Clarke, 1976]. Die atmosphärische Gleichgewichtskonzentration von tritiogenem Helium-3 ist null, deshalb kann Gleichung (10.41) nicht angewendet werden. Da aber tritiogenes Helium-3 das radioaktive Zerfallsprodukt von Tritium darstellt, folgt mit Hilfe des radioaktiven Zerfallsgesetzes (s. Kapitel 9):

$$\tau_{3\text{H}/^3\text{He}} = \frac{1}{\lambda_{^3\text{H}}} \ln \left( 1 + \frac{[^3\text{He}]}{[^3\text{H}]} \right) \quad (10.42)$$

<sup>1</sup> Diese beiden hier beschriebenen Alter ergeben in der Regel deutlich voneinander abweichende Werte. Der Grund dafür ist die im Ozean stattfindende Vermischung. Im Vergleich zu den Tracerkonzentrationen im Bildungsgebiet sind die Konzentrationen im Tiefenwasser in der Regel deutlich niedriger, was oft auf Vermischung des neu gebildeten Wassers mit älterem, tracerarmen Wasser zurückzuführen ist. Als Näherung kann man dies als Zweikomponentenmischung betrachten, bestehend aus einem neuen, tracerreichen und einem alten, tracerfreien Anteil. Das ideale Alter wäre der massengewichtete Mittelwert des Alters dieser beiden Anteile. Das Verhältnisalter ebenso wie das Tritium-Helium-Alter bleibt im Falle dieser Zweikomponentenmischung aber unverändert, weil die Konzentration beider Tracer durch die Mischung um denselben Faktor reduziert wird. Das Verhältnisalter wird deshalb auch als das Alter der jungen Komponente interpretiert. Das Konzentrationsalter dagegen ändert sich bei Vermischung. Bei den Freonen führt der anfangs nahezu exponentielle Anstieg der Atmosphärenkonzentration dazu, dass das Konzentrationsalter der Zweikomponentenmischung zwar höher ist als das der jungen Komponente, aber niedriger als das ideale Alter der Mischung. Dies ist in Abbildung 10.8 dargestellt für den Fall einer Mischung aus 1930 und 1987 gebildetem Wasser. Auf der Mischungsgerade liegen, in Abhängigkeit des Anteils der jungen Komponente, die Bildungszeitpunkte nach dem Konzept des idealen Alters und die zugehörigen Konzentrationen von Freon-12 (hier dargestellt als Atmosphärenkonzentration, die sich unter Annahme der Sättigung aus der Konzentration im Wasser ergibt). Liegt eine Konzentration von z. B. 300 ppt vor, so ergibt sich der Bildungszeitpunkt  $t_{id}$  nach dem Konzept des idealen Alters. Bei Anwendung des Konzepts des Konzentrationsalters dagegen erhält man aus dem zeitlichen Verlauf der atmosphärischen Freon-12-Konzentration den Bildungszeitpunkt  $t_{conc}$ .  $t_{jung}$  bezeichnet den Bildungszeitpunkt der jungen Komponente, also in dem hier betrachteten Beispiel das Jahr 1987. Diesen Bildungszeitpunkt würde man auch bei Betrachtung eines Verhältnisalters erhalten, vorausgesetzt, beide verwendete Tracer weisen vor 1930 eine verschwindende Atmosphärenkonzentration auf. Das Alter  $\tau$  ergibt sich als Differenz zwischen dem Beobachtungszeitpunkt  $t_{obs}$ , der zeitlich irgendwann nach 1987 liegen kann, und dem Bildungszeitpunkt  $t$ . Daraus folgt, dass in diesem Beispiel gilt:

$$\tau_{id} > \tau_{conc} > \tau_{ratio} = \tau_{jung} \quad (10.43)$$

In obigem Beispiel ist der Bildungszeitpunkt der alten Komponente mit dem Jahr 1930 willkürlich gewählt worden. Aus Abbildung 10.8 folgt aber, dass die Relation in Gleichung (10.43)

<sup>1</sup>Um die Methode zur Altersbestimmung mit Hilfe eines Mutter-Tochter-Nuklidpaares sinnvoll durchführen zu können, muss die typische Zeitskala der Zirkulation in der Größenordnung der Halbwertszeit liegen. Ist die Halbwertszeit sehr kurz im Vergleich zur ozeanischen Zeitskala, ist das Mutternuklid in großen Teilen des zu untersuchenden Meeresgebietes weitgehend zerfallen, im anderen Fall ist das Konzentrationsverhältnis von Mutter- und Tochterkern innerhalb des Meeresgebietes nahezu konstant. Im östlichen Mittelmeer liegen die typischen Zeitskalen zwischen 10 und 100 Jahren und somit im Bereich der Halbwertszeit von Tritium. Die Altersbestimmung mittels Tritium-Helium-Konzentrationen ist daher im Mittelmeer ideal anwendbar.

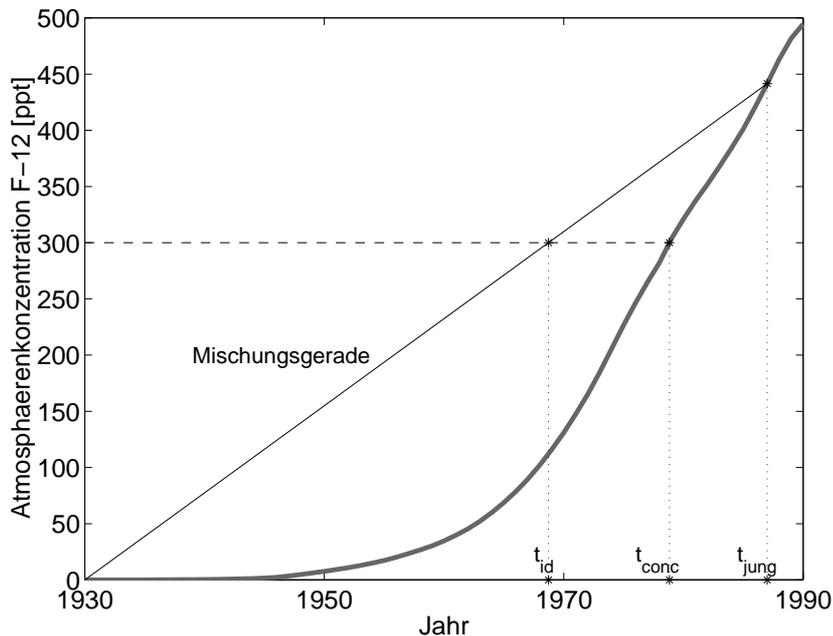


Abbildung 10.8: zeitlicher Verlauf der Atmosphärenkonzentration von Freon-12 und Bildungszeitpunkte einer Zweikomponentenmischung bestehend aus 1930 und 1987 gebildetem Wasser mit einer Freonkonzentration von 300 ppt; Erläuterung s. Text

unverändert bleibt, solange dieser alte Anteil tracerfrei ist. Allerdings lassen sich über diesen alten Anteil aus Messungen keinerlei Informationen bezüglich des Bildungszeitpunktes gewinnen.

#### 10.4.1 Modellergebnisse

Gleichung (10.43) gibt nur eine qualitative Aussage über den Unterschied der verschiedenen Alter. Um diesen genauer zu quantifizieren, werden die drei Alter  $\tau_{id}$ ,  $\tau_{conc}$  und  $\tau_{ratio}$  anhand der Ergebnisse des oben beschriebenen Modelllaufs untersucht. Dabei ist insbesondere von Interesse, wie stark das ideale Alter von den anhand von Messwerten bestimmbar Konzentration- und Verhältnisaltern abweicht. Abbildung 10.9 zeigt diese verschiedenen Alter an zwei Punkten (die Lage entspricht der der Stationen 747 und 772 der Meteorexpedition M5/6), zum einen im zentralen Ionischen, zum anderen im zentralen Levantinischen Becken. Da sich die einzelnen Alter bei Mittelung unterschiedlich verhalten, werden hier keine regionalen Mittelwerte untersucht, sondern nur Einzelwerte. Für beide hier verwendeten Punkte ist die Altersverteilung in der untersten Modellbox oben in Abbildung 10.2 dargestellt. An beiden betrachteten Stationen findet man im tiefen Bereich relativ neues EMDW, während oberhalb dieser Schicht das ideale Alter zunimmt. Dessen Maximum liegt in 1000 m (Station 772) bzw. 500 m (Station 747) Tiefe, darüber nimmt das ideale Alter kontinuierlich bis zur Oberfläche ab. Wegen des im Vergleich zum Ionischen Becken geringeren und zeitlich verzögerten Einstroms von neu gebildetem Adriatischem Tiefenwasser (ADW) ins Levantinische Becken ist das Alter dort wesentlich höher und die Konzentrationen von Freon-12 und Tritium niedriger. Bis auf die Punkte in unmittel-

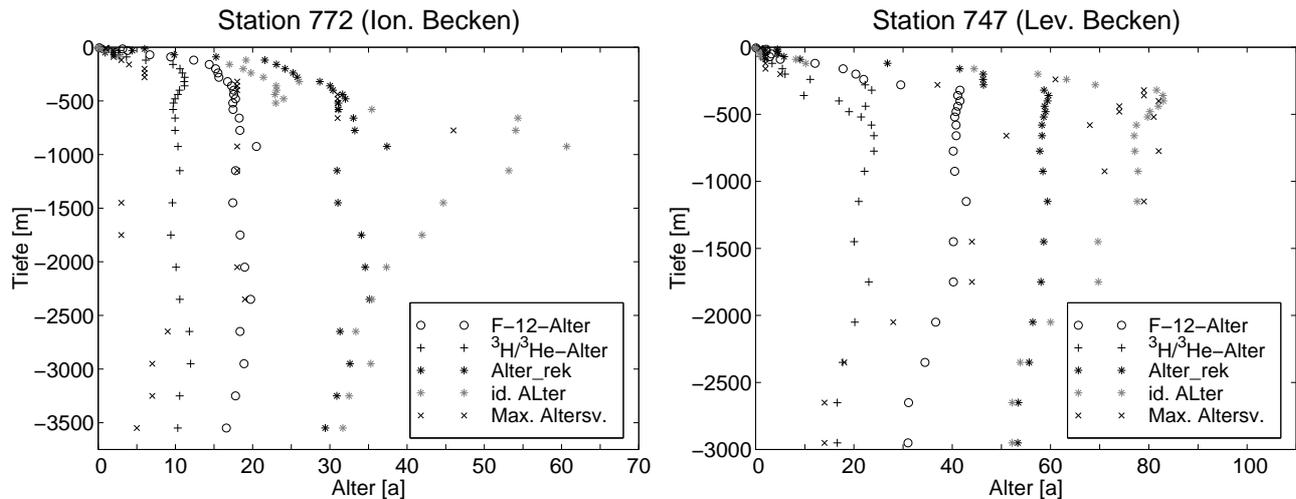


Abbildung 10.9: Vergleich von Freon-12-Konzentrationsalter (F-12-Alter), Tritium-Helium-Verhältnialter  $^3\text{H}/^3\text{He}$ -Alter, nach der Zweikomponentenannahme rekonstruiertes Alter (Alter\_rek) (diese drei Alter können aus Messungen gewonnen werden), ideales Alter  $\tau_{id}^*$  und Maximum der Altersverteilung (Erläuterung s. Text) an einem Punkt im Ionischen Becken (entspricht der Lage der Meteor 5/6-Station 772) und im Levantinischen Becken (Meteor 5/6-Station 747).

telbarer Nähe der Oberfläche wird Gleichung (10.43) überall bestätigt. Auffällig ist die geringe Variation des Freon- und Tritium-Helium-Alters mit der Tiefe insbesondere an Station 772. Das ideale Alter weist dagegen ein ausgeprägtes Maximum bei etwa 1000 m auf. Im Freon-12-Alter ist dieses Maximum nur angedeutet. Offenbar liegt an dieser Stelle eine Mischung von sehr altem, freonfreiem, Wasser mit einem kleineren Anteil relativ jungen, freonreichen Wassers vor. Das führt dazu, dass in dem zusammengesetzten Wasserpaket das ideale Alter zwar hoch ist, aber trotzdem eine deutlich höhere Freonkonzentration vorliegt als bei dem Wasser mit ähnlichem idealem, aber deutlich höherem F-12-Alter an Station 747. Da das Tritium-Helium-Alter das Alter der jungen Komponente angibt, weisen die mit der Tiefe wenig variablen Werte darauf hin, dass sich das aus der Adria ausströmende Wasser in allen Tiefenhorizonten mit ähnlicher Geschwindigkeit ausbreitet. Das ideale Alter ist dann von der Menge des in die jeweilige Tiefenschicht einströmenden jungen Wassers abhängig. Zum Boden hin ist allerdings auch beim Tritium-Helium-Alter eine leichte Abnahme zu verzeichnen, d. h. die Strömungsgeschwindigkeiten sind hier etwas höher als in den Schichten darüber. An der Station im Levantinischen Becken liegt das Tritium-Helium-Alter in Bodennähe knapp 10 Jahre über dem an der Station im Ionischen Becken, während die Differenz im Freon-12- und im idealen Alter größer ist, ein weiteres Indiz für die zunehmende Vermischung des sich nach Osten ausbreitenden EMDW mit alten umliegenden Wassermassen.

An vielen Stellen sind die Abweichungen zwischen den 3 verschiedenen Altern beträchtlich. Vom mathematischen Standpunkt aus betrachtet ist das ideale Alter eine sinnvolle Größe, da es im Gegensatz zu dem Konzentrations- und dem Verhältnialter die Transportgleichung für Tracer erfüllt (s. oben). Diese ideale Alter kann aber nicht durch Messungen bestimmt werden. Dagegen lassen sich Konzentrations- und Verhältnialter leicht aus den entsprechenden Messwerten gewinnen. Um die Aussagekraft des Freon-12- und des Tritium-Helium-Alters zu verdeutlichen, sind in Abbildung 10.9 zwei weitere Größen dargestellt: das wahrscheinlichste

Alter, also die Stelle, an der das Maximum der Altersverteilung vorliegt, und ein „rekonstruiertes“ Alter. Die Bedeutung dieser Größen und ihr Zusammenhang mit den gemessenen Tritium-Helium- und Freon-12-Werten soll im Folgenden erläutert werden.

Unter der Annahme der Zweikomponentenmischung aus altem (tracerfreiem) und jungem Anteil gibt das Tritium-Helium-Alter wie jedes Verhältnisalter exakt das Alter der jungen Komponente wieder. Insofern hat dieses Alter eine anschauliche Bedeutung. Nur ist das Wasser im realen Ozean in der Regel keine einfache Zweikomponentenmischung. Bei Betrachtung des Verhältnisalters ist es also wichtig, etwas über die „Güte“ der Zweikomponentenmischung sagen zu können. Dafür dient die Darstellung des wahrscheinlichsten Alters. Betrachtet man die Altersverteilungen in Abbildung 10.2, so fällt auf, dass nach einem kurzen steilen Anstieg ein ausgeprägtes Maximum erreicht wird und die Kurven danach deutlich abfallen. Die Lage des Maximums kann in grober Näherung ebenfalls als Alter der jungen Komponente betrachtet werden. Wenn der Anstieg der Altersverteilung sehr steil ist, wie an den Stationen 770 und 772, ist das mittlere Alter der jungen Komponente allerdings etwas größer. Dies zeigt sich auch in Abbildung 10.9: Für den bodennahen Bereich stimmen an Station 747 das Tritium-Helium-Alter und das wahrscheinlichste Alter fast überein, an Station 772 liegen die eben erläuterten Abweichungen vor. In den Tiefenhorizonten, wo das Wasser wenig erneuert wird, liegen allerdings große Diskrepanzen zwischen dem wahrscheinlichsten und dem Tritium-Helium-Alter vor. In schlecht ventilierten Gebieten mit hohen idealen Altern weist die Altersverteilung kein ausgeprägtes Maximum bei jungen Altern auf. In diesem Fall ist die Lage des Maximums der Altersverteilung „zufällig“ und sagt nichts über das Alter der jungen Anteile aus. Außerdem lässt sich bei einer nahezu konstanten Altersverteilung keine „junge Komponente“ definieren, so dass die Zweikomponentennäherung hier keine gute Approximation der tatsächlichen Altersverteilung darstellt. Auffällig sind auch die niedrigen Werte des wahrscheinlichsten Alters an Station 772 unmittelbar über- und unterhalb von 1500 m. Hier liegen mehrere fast gleich große Maxima in der Altersverteilung im Abstand von etwa 15 Jahren vor. Ursache ist die Rezirkulation des aus der Adria strömenden neu gebildeten Wassers in einem zyklonalen Wirbel. Da zumindest der Wassermassenanteil des zweiten Maximums noch zum jungen, tracerreichen Anteil gezählt werden muss, gibt es auch hier kein einheitliches Alter der jungen Komponente. Deutliche Abweichungen zwischen dem wahrscheinlichsten und dem Tritium-Helium-Alter sind also ein Indiz dafür, dass die Zweikomponentennäherung schlecht ist und bereits bei dem jüngeren Wasser dessen Altersverteilung berücksichtigt werden muss statt dem jungen Anteil ein einheitliches Alter zuzuschreiben.

Dem „rekonstruierten“ Alter liegt wiederum die Theorie der Zweikomponentenmischung zugrunde, und zwar stellt das „rekonstruierte“ Alter den Mittelwert des Alters der jungen und der alten, tracerfreien Komponente dar. Die Anteile der beiden Komponenten, die zur Berechnung dieses massengewichteten Mittelwerts erforderlich sind, werden ebenfalls aus dem Konzentrations- (F-12-) und dem Verhältnis (Tritium-Helium-) Alter gewonnen. Das Tritium-Helium-Alter ergibt  $\tau_{3\text{H}/3\text{He}} = \tau_{\text{jung}}$ , das Alter der jungen Komponente. Damit wird die Sättigungskonzentration  $F-12^{\text{sat}}(t_{\text{obs}} - \tau_{\text{jung}})$  von Freon-12 zum Bildungszeitpunkt der jungen Komponente  $t_{\text{obs}} - \tau_{\text{jung}}$  bestimmt. Das Verhältnis der tatsächlich vorliegenden Freon-12-Konzentration  $F-12^{\text{Probe}}(t_{\text{obs}})$  zur Sättigungskonzentration ergibt dann den Anteil  $c_{\text{jung}}$  der jungen Komponente. Der alten Komponente mit einem Anteil  $1 - c_{\text{jung}}$  muss dann noch ein Alter  $\tau_{\text{alt}}$  zugeschrieben werden. In der Darstellung beträgt dieses Alter 50 a für alle Punkte der Station 772 und 60 a für Station 747. Die Gleichung für das aus dem Tritium-Helium-Alter und der

Freonkonzentration rekonstruierte Alter  $\tau_{rek}$  lautet also:

$$c_{jung} = \frac{F - 12^{Probe}(t_{obs})}{F - 12^{sat}(t_{obs} - \tau_{jung})} \quad (10.44)$$

$$\tau_{rek} = c_{jung}\tau_{jung} + (1 - c_{jung})\tau_{alt} \quad (10.45)$$

Im unteren Tiefenwasserbereich ist die Übereinstimmung zwischen rekonstruiertem und idealem Alter erstaunlich gut. Dies liegt natürlich auch an der Wahl von  $\tau_{alt}$ . Mit Hilfe eines tiefenabhängigen, hypothetischen  $\tau_{alt}$  ließe sich das ideale Alter an jedem Punkt exakt rekonstruieren. Hier soll aber gezeigt werden, wie man aus den Messwerten von Tritium, Helium und Freon-12 eine Abschätzung des idealen Alters erhalten kann, ohne es selbst zu kennen. In diesem Fall ist man auf eine grobe Schätzung von  $\tau_{alt}$  angewiesen. Ein geeigneter Wert liegt offenbar bei der Hälfte der Erneuerungszeit des Reservoirs (etwa 100 Jahre für das Tiefenwasser des östlichen Mittelmeeres).

Anhand dieser Beispiele kann über die Bedeutung des Tritium-Helium und des Freonalters folgendes gesagt werden: Gleichung (10.43) gilt fast immer, wobei die Abweichungen zwischen den verschiedenen Altern relativ groß sind (in obigen Beispielen in der Größenordnung des Tritium-Helium-Alters). Für den Fall, dass die Zweikomponentennäherung angewendet werden kann, z. B. im tiefen Bereich des östlichen Mittelmeeres, wo es nur eine Tiefenwasserquelle und keine ausgeprägten Rezirkulationen von jungem Wasser gibt, kann von einem einzigen Alter der jungen Komponente gesprochen werden, das dann mit dem Tritium-Helium-Alter übereinstimmt. Darüber hinaus liegt das Tritium-Helium-Alter in diesem Fall in der Größenordnung des wahrscheinlichsten Alters. Mit Hilfe der Freonkonzentration kann nach Gleichung (10.45) der Anteil der jungen und der alten Komponente berechnet werden, und unter der Annahme eines geeigneten mittleren Alters der alten Komponente (z. B. kann aus Transportraten die Erneuerungszeit des betrachteten Gebietes abgeschätzt werden) kann sogar ein Näherungswert des idealen Alters angegeben werden.

Die hier vorgestellten Ergebnisse zeigen, dass das in einem Modell berechnete ideale Alter ähnliche Informationen liefert wie die Konzentrationen transienter Tracer. Ein Vorteil ist, dass mit dem Alter auch Aussagen über den älteren Teil des Wassers getroffen werden können. Zusätzliche Informationen über die Zusammensetzung eines Wasserpaketes können aus der Altersverteilung gewonnen werden, die im Modell für einen stationären Zirkulationszustand leicht berechnet werden kann. Auch bei zeitlicher Änderung der Zirkulation lässt sich die Altersverteilung unter Zuhilfenahme einiger zusätzlicher Überlegungen in guter Näherung mit noch vertretbarem Rechenaufwand ermitteln. Bei der Interpretation von Messungen transienter Tracer zu verschiedenen Zeitpunkten stellt sich das Problem, welcher Teil der beobachteten Konzentrationsänderung auf mögliche Variabilität der Zirkulation zurückzuführen ist, und welchen Anteil die Zeitabhängigkeit des Tracereintrags in den Ozean an den beobachteten Änderungen hat. Eine Möglichkeit, die zeitliche Entwicklung der Tracerkonzentration im stationären Fall abzuschätzen, ist, eine Altersverteilung an die jeweiligen Strömungsverhältnisse anzupassen, wodurch die gemessenen Tracerkonzentrationen auf einen gemeinsamen Zeitpunkt "korrigiert" werden können [Klatt *et al.*, 2001]. Eine andere Möglichkeit stellt die hier vorgestellte Umrechnung von Tracerkonzentrationen in Alter dar. Dabei muss allerdings der Unterschied zwischen den verschiedenen Altern (Konzentrations-, Verhältnisalter) berücksichtigt werden. Außerdem ist auch im Falle stationärer Zirkulation nur das ideale Alter zeitlich invariant, da die anderen Alter von der zeitlich variierenden Eintragskurve der Tracer beeinflusst werden.

# Kapitel 11

## Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit sind Modellrechnungen zur Simulation der Zirkulation des Mittelmeeres durchgeführt worden, wobei nur der Bereich des östlichen Mittelmeeres näher untersucht worden ist. Ziel war vor allem die Optimierung der Tiefenzirkulation im Modell. Durch Vergleich von simulierten Verteilungen anthropogener Tracer, insbesondere des FCKWs Freon-12, mit Messungen lassen sich Modelldefizite in Bezug auf die Bildung und Ausbreitung von Tiefenwasser leicht erkennen. Die Simulation bezieht sich sowohl auf den alten, nahezu stationären Zirkulationszustand des östlichen Mittelmeeres als auch auf die zwischen 1987 und 1995 eingetretenen Änderungen. Die zum Vergleich mit den Modellwerten betrachteten gemessenen Verteilungen transienter Tracer stammen von den Meteorfahrten M5/6 (August–September 1987) und M31/1 (Januar–Februar 1995).

Alle Modellexperimente sind mit dem neuen Zirkulationsmodell MOMA durchgeführt worden. Dieses unterscheidet sich von der Vorgängerversion MOM physikalisch-mathematisch dadurch, dass die barotrope Geschwindigkeitskomponente nicht durch eine Stromfunktion, sondern aus der die Auslenkung der Meeresoberfläche berechnet wird. Der atmosphärische Antrieb des Modells erfolgt mit monatlichen klimatologischen Daten für das Windfeld sowie Oberflächentemperatur und -salzgehalt. Ausgehend von den mit dem MOM-Modell erzielten Ergebnissen der Vorgängerarbeit [Beitzel, 1997] ist zunächst versucht worden, die Tiefenwasserbildung und -ausbreitung durch Verwendung des Gent-McWilliams-Schemas zur Parametrisierung kleinskaliger Prozesse zu verbessern. Dabei stellt sich heraus, dass ohne dieses Schema keine Tiefenwasserbildung im Modell erfolgt, jedenfalls nicht bei Verwendung eines realistischen Oberflächenantriebs. Dies beruht nicht nur auf dem Einfluss des Gent-McWilliams-Schemas auf das Absinken des Tiefenwassers, sondern auch in den Verbesserungen, die bei der Ausbreitung des Levantinischen Zwischenwassers (LIW) erreicht werden. Das LIW hat nämlich auch Auswirkungen auf die Tiefenzirkulation, indem es in die Gebiete, in denen tief reichende Konvektion auftritt, advehiert wird und somit zu einer Erhöhung von Salzgehalt und Dichte der neu gebildeten Wassermassen beiträgt. Dies gilt insbesondere für die Tiefenwasserbildung in der Adria und dem Golf von Lyon. Zumindest für das Gebiet der Adria wird in der Modellsimulation mit Gent-McWilliams-Schema ein ausreichend hoher LIW-Einstrom mit entsprechend hohen Salzgehalten im neu gebildeten Adriatischen Tiefenwasser (ADW) erreicht. Der Dichteüberschuss dieses Wassers ist dann so groß, dass es südlich der Straße von Otranto bis in den tiefen Bereich des Ionischen Beckens absinken kann. Dieser Absinkprozess wird ebenfalls von dem Gent-McWilliams-Schema unterstützt. In diesem Gebiet treten die höchsten vertikalen

Gent-McWilliams-Geschwindigkeiten von deutlich über  $10^{-3}$  cm/s auf.

Die mit dem Gent-McWilliams-Schema verbundene stabilere Schichtung in den oberen 1000 m, die auch in anderen Modellexperimenten auftritt [England und Hirst, 1997] und dort zu einer besseren Übereinstimmung des Dichteprofiles zwischen Modell- und Messwerten führt, ist hier allerdings zu stark ausgeprägt. Dies hat eine zu geringe vertikale Ausdehnung des Zwischenwasserbereichs zur Folge. Dieser Effekt wird bei den Modellexperimenten ohne vertikale und horizontale Diffusion noch verstärkt. Der Verzicht auf explizite Diffusion ist zwar ungewöhnlich, wird aber auch in anderen Modellrechnungen zur Mittelmeerzirkulation angewendet [Haines und Wu, 1998], [Roussenov *et al.*, 2001]. Das Flussbegrenzungsschema wirkt bereits teilweise diffusiv, so dass aus numerischen Gründen keine weitere Diffusion erforderlich ist. Außerdem zeigen die hier durchgeführten Modellexperimente, dass bei Verwendung expliziter Diffusion die in die Adria reichende LIW-Zunge im Spätwinter unterbrochen wird und sich das System davon nicht schnell genug wieder „erholt“.

Für den Antrieb der Zirkulation an der Oberfläche sind zwei Datensätze für klimatologische Windfelder (NMC/ECMWF) und Temperatur- und Salzgehaltsverteilungen (NODC/ECMWF) verwendet worden. Die beiden schon in der Vorgängerarbeit verwendeten Klimatologien (NMC/NODC) weisen einige unrealistische Eigenschaften auf. So ist die Oberflächentemperatur im Februar in den Konvektionsgebieten deutlich höher als die der dort gebildeten Wassermassen. Durch eine Verringerung der Oberflächentemperatur im Bereich der Adria und Teilen des Levantinischen Beckens werden im Modell Wassermassen mit realistischen Eigenschaften erzeugt. Die Wirbelstruktur der Oberflächenzirkulation im Mittelmeer wird nur durch die neuere, höher aufgelöste MED5-Klimatologie wiedergegeben. Auch die auf der Basis von NMC-Daten ermittelten Windfelder scheinen vor allem aufgrund der vorherrschenden zonalen Windrichtung nicht realistisch. Die Modellergebnisse zeigen aber, dass auch mit der Kombination der Klimatologien NODC/NMC ebenso wie mit MED5/ECMWF eine Tiefenzirkulation simuliert werden kann, die relativ gut mit Beobachtungen übereinstimmt. Die beiden verschiedenen Windfelder beeinflussen zudem die LIW-Bildung. Wegen der zyklonischen Windzirkulation im Bereich des Levantinischen Beckens im Winter in den ECMWF-Daten ist der Rhodoswirbel im Modell stärker ausgeprägt. Dadurch steigen die Isopyknen im Bereich des Wirbels an, und die vertikale Ausdehnung des Zwischenwasserbereichs im Gebiet des Wirbels wird reduziert. Das führt zu einer Verringerung der LIW-Bildung.

Ein Problem, das auch mit Hilfe des Gent-McWilliams-Schemas nicht beseitigt werden konnte, ist die Einmischung von Wasser aus der Adria in mittlere Tiefenhorizonte des Ionischen Beckens. Aus den Freonmessungen geht hervor, dass das ADW südlich der Straße von Otranto in einem schmalen Strom der steil abfallenden Topographie folgt. Modelle in z-Koordinaten haben Probleme, einen solchen „overflow“-Prozess zu reproduzieren. Die Vermischung mit umliegenden Wassermassen ist in der Regel zu hoch. Eine drastische Verringerung dieser Vermischung beim „overflow“ wird in [Roussenov *et al.*, 2001] mit einem isopyknischen Modell (MICOM) erreicht. In dieser Arbeit ist hingegen das Modell MOMA beibehalten und das von A. Beckmann und R. Döscher entwickelte Bodenschichtmodell [Beckmann und Döscher, 1997] implementiert worden. Die Parameter für den Anteil des Transports und die Diffusion in der Bodenschicht sind durch Vergleich der modellierten und gemessenen Freonverteilungen angepasst worden. Die Ergebnisse des so erhaltenen „Optimalmodells“ für Tracerverteilungen, Zirkulation, Transportraten und atmosphärische Flüsse sind mit anderen Arbeiten verglichen worden. Bei den Tracerverteilungen treten die größten Diskrepanzen im Zwischenwasserbereich auf,

im Tiefenwasser werden Freon-12 und Salzgehalt vom Modell gut reproduziert, lediglich die Temperatur liegt um etwa  $0.3^{\circ}\text{C}$  unterhalb der Messwerten. Die Bildungsrate von ADW im Modell ist etwas zu hoch, die von LIW dagegen zu niedrig. Die großskalige Zirkulation wird zufriedenstellend simuliert, und auch die Austauschraten durch die Straßen von Sizilien und Otranto liegen im Bereich der Messungen. Dies gilt auch für die beckenweit gemittelten atmosphärischen Flüsse, während hier im kleinskaligen Bereich im Modell teilweise extrem hohe bzw. niedrige Werte auftreten, was auf Diskrepanzen zwischen der Modellzirkulation und der verwendeten Oberflächenklimatologie hindeutet. Obwohl der Antrieb des Modell mit jährlich wiederkehrenden klimatologischen Daten erfolgt, tritt dennoch zwischenjährliche Variabilität auf verschiedenen Zeitskalen im Modell auf.

Die nach 1987 einsetzende Tiefenwasserbildung in der Ägäis mit dem Ausstrom von CSOW (Cretan Sea Overflow Water) ist durch Änderung des klimatologischen Antriebs im Bereich der Ägäis simuliert worden. In den Wintermonaten Januar–März ist die Oberflächendichte durch Erniedrigung der vorgegebenen Werte von Temperatur und Erhöhung der Salzgehaltswerte angehoben worden. Dies führt zu einem Ausstrom dichten Wassers durch die beiden Straßen auf der West- und Ostseite Kretas, wie es auch in Messungen beobachtet wird. Die Einbeziehung von LIW in die Tiefenwasserbildung in der Ägäis und das Aufsteigen von altem EMDW (Eastern Mediterranean Deep Water) in mittlere Tiefenhorizonte führt zu einer Abnahme des Salzgehalts im Bereich des LIW. Dadurch wird der LIW-Einstrom in die Adria deutlich verringert, was wiederum eine rückläufige ADW-Bildungsrate zur Folge hat. Aber nicht nur die Tiefen- und Zwischenwasserzirkulation sind von den durch die CSOW-Produktion ausgelösten Änderungen betroffen, auch die oberflächennahe Strömung weist abweichende Zirkulationsmuster auf. Besonders deutlich ist dies im Ionischen Becken, wo ein Teil des durch die Straße von Sizilien einfließenden modifizierten Atlantikwassers zunächst in nördliche Richtung strömt, bevor es das Ionische Meer Richtung Osten wieder verlässt.

Die genauen Ursachen dieser Zirkulationsänderung können allerdings in dieser Modellsimulation wegen der Benutzung klimatologischer Randbedingungen und der künstlich eingeführten Dichteerhöhung im Bereich der Ägäis nicht erfasst werden. Deutlich wird aber, dass eine erhebliche Wärmeabgabe an die Atmosphäre nötig ist, damit Temperatur und Dichte des CSOW die beobachteten Werte annehmen. Die Zunahme der im gesamten östlichen Mittelmeer enthaltenen Salzmenge zwischen 1987 und 1995 kommt im Modell überwiegend durch den (unrealistisch) hohen Anstieg der Verdunstungsrate zustande. In der Realität wird dagegen ein erhöhter Salzimport durch die Straße von Sizilien als wahrscheinlich angesehen [Klein *et al.*, 1999].

An der starken Zunahme der Verdunstungsrate im Modell wird deutlich, dass die Oberflächenwerte insbesondere für den Salzgehalt nach 1987 im Bereich des gesamten östlichen Mittelmeeres modifiziert werden müssten, d. h. die Verwendung klimatologischer Daten als Randbedingung für den transienten Zirkulationszustand ist eigentlich nicht angemessen. Allerdings liegen monatliche Werte von Oberflächentemperatur und -salzgehalt für das gesamte Mittelmeer und jedes einzelne Jahr von 1987 bis 1995 nicht in der benötigten Auflösung vor. Die einzige Möglichkeit für einen Modellantrieb mit aktuellen Daten für den entsprechenden Zeitpunkt wäre deshalb die Umstellung des Modells von einer Relaxations- auf eine Flussrandbedingung für Wärme und Süßwasser. In diesem Fall können meteorologische Beobachtungs- und Modelldaten, die in hoher räumlicher und zeitlicher Auflösung vorliegen, zur Berechnung der Flüsse verwendet werden. Den größten Unsicherheitsfaktor dabei bildet

der Niederschlag über dem Ozean, für den nur wenige direkte Messungen existieren. Natürlich können für einen thermohalinen Modellantrieb mit atmosphärischen Flüssen anstelle der jeweiligen Jahresdaten auch klimatologische Mittelwerte verwendet werden. So ist mit jeweils zwei Klimatologien für Wärmefluss und Windantrieb aus den Jahren 1979–1986 und 1987–1994 in [Lascaratós *et al.*, 1999] die Änderung der Zirkulation des östlichen Mittelmeeres zwischen 1987 und 1995 simuliert worden. Der Vorteil gegenüber der in dieser Arbeit durchgeführten Simulation besteht in der Verwendung eben dieses realistischen Antriebs anstelle einer (willkürlichen) Reduktion der Meeroberflächentemperatur im Winter. Bei dem Süßwasserfluss sind allerdings auch bei [Lascaratós *et al.*, 1999] lediglich Daten einer älteren Klimatologie verwendet worden, wobei nach 1987 der Niederschlag in einigen Jahren pauschal um einen bestimmten Faktor reduziert worden ist. In jedem Fall muss aber genau untersucht werden, wie sich die verwendeten Antriebsdaten auf die Modellzirkulation auswirken. Denn wie die Ergebnisse von Kapitel 5 zeigen, müssen die verwendeten Daten für thermohalinen und Windantrieb zueinander passen. So können Defizite des einen Antriebs (z. B. zu starke zonale Winde bei der NMC-Klimatologie) durch unrealistische Eigenschaften des anderen (relativ geringe Oberflächendichten der NODC-Daten) wieder kompensiert werden. Umgekehrt ist auch bei einem realistischen Antrieb aufgrund von Modelldefiziten nicht garantiert, dass es zu Tiefenwasserbildung im beobachteten Umfang kommt, wie bei dem Modellexperiment mit MED5/ECMWF-Antrieb und Bodenschichtparametrisierung, aber ohne Gent-McWilliams-Schema in Kapitel 6 gezeigt wurde.

Nachdem die Parameter des Zirkulationsmodells MOMA durch den Vergleich von gemessenen mit simulierten Konzentrationen des Tracers Freon-12 optimiert worden sind, ist das Modell um weitere passive, transiente Tracer erweitert worden: Tritium, tritiogenes Helium-3 und einen Alterstracer. Für Tritium wurde eine Randbedingung für den Eintrag festgelegt. Dabei ist, analog zu den anderen Tracern, eine Relaxation an vorgegebene Oberflächenkonzentrationen verwendet worden. Diese Oberflächenwerte sind bereits in einem Mittelmeerboxmodell [Roether *et al.*, 1994] zur Anwendung gekommen. Dort ist auch bereits das sogenannte ‘Tritiumdefizit‘ beobachtet und erläutert worden: Das Oberflächenwasser zur Zeit der maximalen Tritiumkonzentration (um 1965) weist nur geringe Werte von Freon-12 auf. 1987 im Rahmen der Meteorfahrt M5/6 werden hohe Tritiumkonzentrationen dagegen nur zusammen mit hohen Freon-12-Konzentrationen, also in relativ jungem Wasser, beobachtet. Ein extrem hohes Tritium/Freon-12-Verhältnis, das den Oberflächenwerten zur Zeit des Tritiummaximums entsprechen würde, kann dagegen nirgendwo beobachtet werden. Dies ist auf den relativ langsamen Tritiumeintrag von der Atmosphäre in den Ozean zurückzuführen. Ein Teil des Tritiums im Tiefenwasser stammt aus dem LIW, das in der Adria in den Tiefenwasserbildungsprozess einbezogen wird. Das LIW weist sowohl hohe Tritium- als auch Freonkonzentrationen auf. Da durch den relativ schnellen Gasaustausch zwischen Ozean und Atmosphäre die Freonkonzentrationen im neu gebildeten Tiefenwasser aber immer zwischen 50 und 100% des Sättigungswertes betragen, macht sich dieser Effekt beim Freon nicht bemerkbar. Da das in die Adria einströmende LIW bereits mehrere Jahre vorher gebildet wurde, wird also ein Teil des Tritiums im LIW zwischengespeichert, bevor es ins Tiefenwasser gelangt.

Der Vergleich von simulierten Tritiumverteilungen mit den Messwerten der Meteorfahrt M5/6 ergibt ähnliche Resultate wie beim Freon, also eine gute Übereinstimmung im Tiefenwasserbereich und eine zu schmale und zu wenig ventilierte Zwischenwasserschicht. Dies zeigt, dass die Abweichungen zwischen Modell- und Messwerten auf generelle Modelldefizite zurück-

zuföhren sind und nicht auf eine unrealistische Tritiumrandbedingung im Modell. Ein Grund, weshalb für Tritium keine Fluss-, sondern eine Relaxationsrandbedingung gewählt worden ist, sind die Auswirkungen des Kontinentaleffekts (erhöhte Tritiumkonzentrationen im Niederschlag über Kontinenten). Vergleicht man den mittleren jährlichen Tritiumeintrag über dem östlichen Mittelmeer im Modell mit der Flussrandbedingung für den offenen Ozean [Weiss und Roether, 1980], so ergeben sich vergleichbare Werte. Das bedeutet aber, dass über dem östlichen Mittelmeer kein nennenswert erhöhter Tritiumeintrag infolge des Kontinentaleffekts vorliegt. Tritiogenes Helium-3 ist ebenfalls in die Modellsimulation einbezogen worden. Da die Konzentration dieses Tracers direkt von der des Mutternuklids Tritium abhängt, ist die gute Übereinstimmung von simuliertem und gemessenem Helium-3 ein weiterer Anhaltspunkt für einen realistischen Tritiumeintrag im Modell.

Die Simulation des Alters im Rahmen dieser Arbeit verfolgt zwei Ziele: Zum einen können damit Informationen über die Modellzirkulation auch in weniger stark ventilierten Gebieten, in denen das Wasser noch sehr niedrige Konzentrationen anthropogener Tracer aufweist, gewonnen werden. Zum anderen ermöglicht die Kenntnis des idealen Alters eine bessere Bewertung der Bedeutung von Konzentrations- und Verhältnisaltern. Ähnliches gilt auch für die Altersverteilung. So ist es etwa überraschend, dass nach dem Einsetzen der Produktion von Cretan Sea Overflow Water (CSOW) 1988 der Anteil des alten Wassers im tiefen Levantinischen Becken stark zunimmt. Andererseits werden Altersverteilungen benutzt, um bei Messreihen transienter Tracer den Effekt ihrer zeitabhängigen Eintragsfunktion herauszufiltern [Klatt *et al.*, 2001]. Hierfür werden oftmals eindimensionale Altersverteilungen, also Lösungen der eindimensionalen Transportgleichung, benutzt. Insofern wäre ein Vergleich mit den modellierten, dreidimensionalen Altersverteilungen von Interesse.

Die Möglichkeiten, die Mittelmeerversion des Zirkulationsmodells MOMA zu verbessern, sind damit noch nicht ausgeschöpft. Insbesondere die Erhöhung der Auflösung von der hier verwendeten Version mit  $1/4^\circ \times 1/4^\circ$  horizontalem Gitterabstand und 31 Tiefenschichten auf die  $1/8^\circ \times 1/8^\circ$  Version mit 41 Tiefenniveaus erscheint vielversprechend. So kann in diesem höher auflösenden Modell Adriatisches Tiefenwasser auch unter Verzicht auf die Gent-McWilliams-Parametrisierung gebildet werden. Ohne dieses Schema ergibt sich ein realistischerer Dichteverlauf in den oberen 1000 m. Bei Verwendung höherer Bodenreibung kann ein Absinken dieses Wassers bis zum Boden des Ionischen Beckens erreicht werden [Stratford und Haines, 2000]. Eine erste selbst durchgeführte Simulation mit dieser Modellversion zeigt auch eine Ventilation der Kretischen See im alten Zirkulationszustand (mit MED5- und ECMWF-Klimatologie als atmosphärischem Antrieb) ohne Verwendung einer Bodenschichtparametrisierung, was vermutlich auf die besser aufgelöste Topographie in dem  $1/8^\circ$ -Modell zurückzuführen ist.

Weiterhin ist die Modellzirkulation im westlichen Teil des Mittelmeeres, der im Rahmen dieser Arbeit nicht näher betrachtet worden ist, verbesserungswürdig. Die im Golf von Lyon beobachtete Tiefenwasserbildung tritt nämlich im Modell nicht auf. Stattdessen sichtet sich das dort ventilierte Wasser infolge seiner zu geringen Dichte oberhalb des LIW ein und verdrängt es nach unten. Die Wechselwirkung zwischen westlichem und östlichem Becken des Mittelmeeres ist ein weiteres interessantes Untersuchungsgebiet, insbesondere im Zusammenhang mit der Zirkulationsänderung im östlichen Becken. So ist die Frage noch ungeklärt, inwieweit eine Änderung des Wasseraustausches durch die Straße von Sizilien zur Erhöhung des Salzbudgets des östlichen Mittelmeeres beigetragen hat und ob diese Änderung Folge oder sogar Mitursache der Umstellung der thermohalinen Zirkulation im östlichen Mittelmeer ist. Umgekehrt können

auch die Auswirkungen der transienten Zirkulation im östlichen Becken auf den LIW-Export in den westlichen Teil des Mittelmeeres und von dort weiter in den Atlantik untersucht werden. Voraussetzung zur Analyse all dieser Prozesse im Modell ist aber die realistische Simulation der thermohalinen Zirkulation im westlichen Teil des Mittelmeeres.

# Anhang A

## Modellregionen

In einigen Darstellungen im Rahmen dieser Arbeit sind regional gemittelte Modellgrößen verwendet worden. Abbildung A.1 zeigt die genaue Lage dieser Regionen sowie einiger ausgewählter Stationen der Meteorexpedition M5/6.

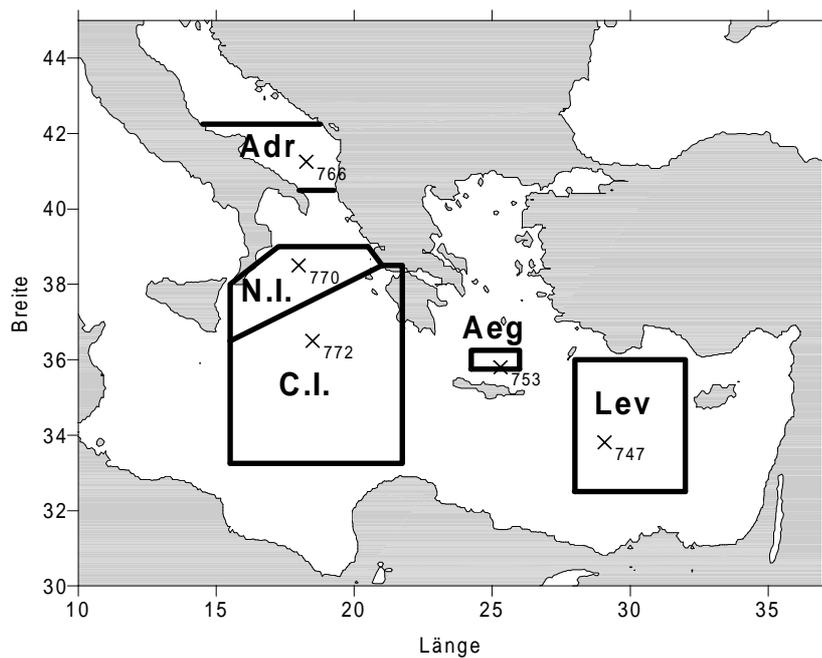


Abbildung A.1: Lage der Modellregionen sowie einiger M5/6-Stationen; Adr: Adria; N. I.: nördliches Ionisches Becken; C. I.: zentrales Ionisches Becken; Aeg: Ägäis; Lev.: Levantinisches Becken

## Anhang B

# Übersicht der verwendeten Modellparameter

Bei den in den einzelnen Kapiteln dargestellten Modellexperimenten sind verschiedene Parameter für klimatologische Randbedingungen, Diffusionskonstanten und Relaxationszeiten verwendet worden. Um eine schnelle Übersicht über die jeweiligen Parameterwerte erhalten zu können, werden diese hier zusammengestellt.

Modell-experiment	Klimatologie		Diffusionskonstanten			Bod.par.		Rel.zeitkonst.		
	$T + S$	Wind	$K_h$ [m <sup>4</sup> /s]	$K_v$ [m <sup>2</sup> /s]	$\kappa$ [m <sup>2</sup> /s]	$bb1$	$\overline{diff}$ [m <sup>2</sup> /s]	$\alpha_{F12}^{-1}$ [d]	$\alpha_{^3H}^{-1}$ [d]	$\alpha_{^3He}^{-1}$ [d]
<b>Kap.3</b>										
	MED5	ECMWF	-	-	50	-	-	1/12	-	-
	MED5	ECMWF	-	-	50	-	-	1	-	-
	MED5	ECMWF	-	-	50	-	-	3	-	-
<b>Kap.4</b>										
Dif	NODC	NMC	10 <sup>10</sup>	3 · 10 <sup>-5</sup>	-	-	-	1/12	-	-
GM	NODC	NMC	-	-	50	-	-	1/12	-	-
GM+Dif	NODC	NMC	10 <sup>10</sup>	3 · 10 <sup>-5</sup>	50	-	-	1/12	-	-
ohne GM+Dif	NODC	NMC	-	-	-	-	-	1/12	-	-
<b>Kap.5</b>										
NODC/ECMWF	NODC	ECMWF	-	-	50	-	-	1/12	-	-
MED5/ECMWF	MED5	ECMWF	-	-	50	-	-	1/12	-	-
NODC/NMC	NODC	NMC	-	-	50	-	-	1/12	-	-
MED5/NMC	MED5	NMC	-	-	50	-	-	1/12	-	-

Modell- experiment	Klimatologie		Diffusionskonstanten			Bod.par.		Rel.zeitkonst.		
	$T + S$	Wind	$K_h$ [m <sup>4</sup> /s]	$K_v$ [m <sup>2</sup> /s]	$\kappa$ [m <sup>2</sup> /s]	$bbI$	$diff$ [m <sup>2</sup> /s]	$\alpha_{F12}^{-1}$ [d]	$\alpha_{3H}^{-1}$ [d]	$\alpha_{3He}^{-1}$ [d]
<b>Kap.6</b>										
	MED5	ECMWF	-	-	50	-	-	1	-	-
	MED5	ECMWF	10 <sup>10</sup>	10 <sup>-5</sup>	-	1.0	10 <sup>3</sup>	1	-	-
	MED5	ECMWF	-	-	50	0.5	10 <sup>2</sup>	1	-	-
	MED5	ECMWF	-	-	50	1.0	10 <sup>2</sup>	1	-	-
	MED5	ECMWF	-	-	50	1.0	10 <sup>3</sup>	1	-	-
	MED5	ECMWF	-	-	50	1.0	10 <sup>4</sup>	1	-	-
<b>Kap.7</b>										
Standard	MED5	ECMWF	-	-	50	1.0	10 <sup>3</sup>	1	-	-
<b>Kap.8</b>										
	MED5*	ECMWF	-	-	50	1.0	10 <sup>3</sup>	1	-	-
<b>Kap.9</b>										
	MED5	ECMWF	-	-	50	-	-	1	30	1/12
	MED5	ECMWF	-	-	50	-	-	1	90	1/12
	MED5	ECMWF	-	-	50	-	-	1	150	1/12
	MED5	ECMWF	-	-	50	-	-	1	150	3/8
<b>Kap.10</b>										
	MED5	ECMWF	-	-	50	-	-	1	-	-
	MED5**	ECMWF	-	-	50	-	-	1	-	-

Tabelle B.1: Zusammenstellung der Modellparameter; MED5\* Temperaturerniedrigung und Salzgehaltserhöhung im Bereich der Ägäis im Winter (Januar–März); MED5\*\* Temperaturerniedrigung und Salzgehaltserhöhung im Bereich der Kretischen See im Winter (Januar–März);  $K_h$ ,  $K_v$ : horizontale bzw. vertikale Austauschkoeffizienten für Tracer; die entsprechenden Konstanten  $A_h$  und  $A_v$  für Impuls betragen  $10 \cdot 10^{10} \text{ m}^4/\text{s}$  bzw.  $1.5 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$  in allen Experimenten;  $\kappa$ : Gent-McWilliams-Parameter; Bodenschichtparameter:  $bbI$ : gibt Anteil des Transports in der Bodenschicht am Gesamttransport an;  $diff$ : Diffusionskonstante für die Bodenschicht; Relaxationszeitkonstanten: die Zeitkonstanten für Temperatur  $\alpha_T^{-1}$  und Salzgehalt  $\alpha_S^{-1}$  betragen in allen Experimenten ( $d = 1$  Tag):  $\alpha_T^{-1} = 1/12 \text{ d}$  und  $\alpha_S^{-1} = 5 \text{ d}$  bzw.  $1/12 \text{ d}$  im Levantinischen Becken;  $\alpha_{F12}^{-1}$ ,  $\alpha_{3H}^{-1}$ ,  $\alpha_{3He}^{-1}$ : Relaxationszeitkonstanten für Freon-12, Tritium und Helium-3

## Anhang C

# Abweichungen zwischen Modell- und Messergebnissen

Die Vergleiche zwischen Modell- und Messergebnissen in dieser Arbeit erfolgen hauptsächlich durch Betrachten der Tracerverteilungen entlang ausgewählter Schnitte oder an einzelnen Stationen. Hier wird ein Verfahren vorgestellt, einen „objektiven“ Wert für die Diskrepanz zwischen den Messwerten und den Resultaten der einzelnen Modellläufe zu erhalten. Anhand dieser Größe sollte es dann möglich sein, den Modelllauf mit den optimalen Parametern (Diffusionskonstanten, Klimatologie, etc. ) zu ermitteln. Zu diesem Zweck ist die Standardabweichung  $\Delta T$ , der mittlere quadratische Fehler zwischen den Tracerwerten im Modell und in den Messungen, berechnet worden:

$$\Delta T = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (T^{mess} - T^{mod})^2} \quad (C.1)$$

Dabei sind alle Schöpferdaten der Meteorfahrt M5/6 für den alten bzw. M31/1 für den neuen Zirkulationszustand herangezogen worden. Der Modellwert, der mit den einzelnen Messpunkten verglichen wird, wird als Mittelwert aus den 8 nächstliegenden Gitterpunkten bestimmt. In die Betrachtung einbezogen wurden die Werte für potentielle Temperatur ( $\theta$ ), Salzgehalt ( $S$ ) sowie Freon-12 ( $F$ ). Die nach obiger Gleichung berechneten Modellfehler ergeben allerdings für alle Modellexperimente ähnliche Werte, unabhängig davon, ob in dem Modellexperiment z. B. Tiefenwasser gebildet wird oder nicht. Ursache hierfür sind die immer auftretenden Modelldefizite im Zwischenwasserbereich, wo zudem der vertikale Abstand zwischen den einzelnen Messpunkten geringer ist als im Bereich des Tiefenwassers. Werden dagegen in Gleichung (C.1) nur Punkte unterhalb von 1000 m berücksichtigt, ergeben sich zwar keine großen, aber durchaus signifikante Unterschiede zwischen den Modellläufen mit realistischer Tiefenwasserbildung- und ausbreitung und den Simulationen mit dem ADW-Ausstrom in mittlere Tiefenhorizonte. Feinheiten, etwa die Ventilation eines kleinen Gebiets wie der Kritischen See, lassen sich dagegen in den Werten von  $\Delta\theta$ ,  $\Delta S$  und  $\Delta F$  nicht erkennen. Die hier gezeigten Abweichungen bilden deshalb nicht das entscheidende Kriterium bei der Beurteilung der Modellergebnisse, und werden lediglich als Zusatzinformation hier angeführt. Auch wenn die Werte in Tabelle C.1 keine eindeutiges Urteil über das „beste“ Modellexperiment erlauben, zeigen sie doch einige grundlegende Fehler bzw. Merkmale des Modells. So ist das Tiefenwasser im Modell durchgehend um etwa  $0.3^\circ\text{C}$  zu kalt, während der Salzgehalt mit den

Modellexperiment	$\Delta\theta$ [°C]	$\Delta S$ [psu]	$\Delta F$ [pmol/kg]
<b>Kap.3</b>			
$\alpha_{F-12}^{-1} = 1/12$ d	0.299	0.034	0.236
$\alpha_{F-12}^{-1} = 1$ d	0.299	0.034	0.196
$\alpha_{F-12}^{-1} = 3$ d	0.299	0.034	0.206
<b>Kap.4</b>			
Dif	0.294	0.041	0.296
GM	0.302	0.038	0.222
GM+Dif	0.326	0.051	0.291
ohne GM+Dif	0.311	0.044	0.272
<b>Kap.5</b>			
NODC/ECMWF	0.374	0.072	0.228
MED5/ECMWF	0.299	0.034	0.236
NODC/NMC	0.302	0.038	0.222
MED5/NMC	0.243	0.059	0.267
<b>Kap.6</b>			
$bbl = 0.5; diff = 10^2 \text{m}^2/\text{s}$	0.310	0.024	0.146
$bbl = 1.0; diff = 10^2 \text{m}^2/\text{s}$	0.328	0.022	0.126
$bbl = 1.0; diff = 10^3 \text{m}^2/\text{s}$	0.326	0.023	0.125
$bbl = 1.0; diff = 10^4 \text{m}^2/\text{s}$	0.348	0.022	0.141
<b>Kap.8</b>			
$bbl = 1.0; diff = 10^3 \text{m}^2/\text{s}$	0.359	0.051	0.140

Tabelle C.1: Abweichungen zwischen Modellergebnissen und Messwerten

Beobachtungen zumindest in den Experimenten mit Tiefenwasserbildung relativ gut übereinstimmt ( $\Delta S < 0.04$ ). Bei Verwendung der Bodenschicht wird die Temperaturabweichung des Tiefenwassers wegen des relativ unvermischten Einstroms des kalten ADW noch vergrößert, die Freon-12-Werte stimmen aus demselben Grund jedoch besser mit den Beobachtungen überein. Bei dem Experiment in Kapitel 8 mit der geänderten Oberflächenrandbedingung in der Ägäis im Winter (Erniedrigung der Temperatur und Erhöhung des Salzgehalts), liegen die Abweichungen zwischen Modellexperiment und Messwerten bei Temperatur und Freon-12 geringfügig, beim Salzgehalt jedoch deutlich über den Werten des entsprechenden Experiments zum alten Zirkulationszustand. Die relativ gute Übereinstimmung der Freonwerte zwischen Modell- und Messergebnissen ist ein Hinweis darauf, dass die Ausbreitung des CSOW im Modell richtig wiedergegeben wird. Die größeren Abweichungen beim Salzgehalt sind auf die „künstliche“ Festlegung der Oberflächenrandbedingung im Bildungsgebiet des CSOW zurückzuführen.

# Literaturverzeichnis

- [Allgemeine Meereskunde, 1975] Dietrich, G., K. Kalle, W. Krauss und G. Siedler, Allgemeine Meereskunde *Gebüder Borntraeger*, 1975
- [Artegiani *et al.*, 1997] Artegiani, A., D. Bregant, E. Paschini, N. Pinardi, F. Raichich und A. Russo, The Adriatic Sea general circulation. Part I: Air-sea interactions and water mass structure, *Journal of Physical Oceanography*, **27**, 1492–1514, 1997
- [Artegiani *et al.*, 1997] Artegiani, A., D. Bregant, E. Paschini, N. Pinardi, F. Raichich und A. Russo, The Adriatic Sea general circulation. Part II: Baroclinic circulation structure, *Journal of Physical Oceanography*, **27**, 1515–1532, 1997
- [Asher und Wanninkhof, 1998] Asher, W. und R. Wanninkhof, Transient tracers and air-sea gas transfer, *Journal of Geophysical Research*, **103**,(C8), 15,939–15,958, 1998
- [Beckmann und Döscher, 1997] Beckmann, A. und R. Döscher, A method for improved representation of dense water spreading over topography in geopotential-coordinate models, *Journal of Physical Oceanography*, **27**, 581–591, 1997
- [Beining und Roether, 1996] Beining, P. und W. Roether, Temporal evolution of CFC11 and CFC12 in the ocean interior, *Journal of Geophysical Research*, **101**,(C7), 16,455–16,464
- [Beitzel, 1997] Beitzel, V., Untersuchung der thermohalinen Zirkulation des östlichen Mittelmeeres in einem Bryan-Cox Modell durch Simulation vom Freon-12 Verteilungen, Dissertation, Universität Bremen, Bremen, 100, 1997
- [Bethoux und Gentili, 1994] Bethoux, J. P. und B. Gentili, The Mediterranean sea, A test area for marine and climate interactions, *Ocean processes in climate dynamics: Global and Mediterranean examples*, Kluwer Academic Publishers, 1994
- [Bolin und Rodhe, 1973] Bolin, B. und H. Rodhe, A note on the concepts of age distribution and transit time in natural reservoirs, *Tellus* **25**, 58–62
- [Brasseur, 1995] Brasseur, P. , Free data offered to researchers studying the Mediterranean, *EOS Transactions, American Geophysical Union*, **76**, 363, 1995
- [Bryan, 1969] Bryan, K. , A numerical method for the study of the circulation of the world ocean, *Journal of Computational Physics*, **4**, 347–376, 1969
- [Bryden und Kinder, 1991] Bryden, H. L. und T. H. Kinder, Steady two-layer exchange through the Strait of Gibraltar, *Deep Sea Research*, **38**, Suppl. 1, 445–463, 1991

- [Climate System Modelling, 1992] Climate System Modelling, *Cambridge University Press*, Hrsg: Trenberth, K. E., 1992
- [Cox, 1985] Cox, M. D. , An eddy resolving numerical model of the ventilated thermocline, *Journal of Physical Oceanography*, **15**, 1312–1324, 1985
- [Doney und Bullister, 1992] Doney, S. C. und J. L. Bullister, A chlorofluorocarbon section in the eastern North Atlantic, *Deep Sea Research*, **39**, 1857–1881, 1992
- [Döscher und Beckmann, 2000] Döscher, R. und A. Beckmann, Effects of a bottom boundary layer parameterization in a coarse-resolution model of the North Atlantic Ocean, *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **17**, 698–707, 2000
- [Dreisigacker und Roether, 1978] Dreisigacker, E. und W. Roether, Tritium und  $^{90}\text{Sr}$  in North Atlantic surface water, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **38**, 301–312, 1978
- [England *et al.*, 1994] England, M., V. Garçon und J. F. Minster, Chlorofluorocarbon uptake in a world ocean model; 1. Sensitivity to the surface gas forcing *Journal of Geophysical Research*, **99**,(C12), 25,215–25,233, 1994
- [England, 1995] England, M. , The age of water and ventilation timescales in a global ocean model *Journal of Physical Oceanography*, **25**, 2756–2777, 1995
- [England und Hirst, 1997] England, M. und A. C. Hirst, Chlorofluorocarbon uptake in a world ocean model; 2. Sensitivity to thermohaline forcing and subsurface mixing parameterizations *Journal of Geophysical Research*, **102**,(C7), 15,709–15,731, 1997
- [England und Maier-Reimer, 2001] England, M. und E. Maier-Reimer, Using chemical tracers to assess ocean models, *Review of Geophysics*, **39**,1, 29–70, 2001
- [Gent und McWilliams, 1989] Gent, P. R. und J. C. McWilliams, Isopycnal mixing in ocean circulation models, *Journal of Physical Oceanography*, **20**, 150–155, 1990
- [Gent *et al.*, 1995] Gent, P. R., J. Willebrand, T. J. McDougall und J. C. McWilliams, Parameterizing eddy-induced tracer transports in ocean circulation models *Journal of Physical Oceanography*, **25**, 463–474, 1995
- [Gerthsen *et al.*, 1982] Gerthsen C., H. O. Kneser und H. Vogel, Physik Springer-Verlag, 1982
- [Gibson *et al.*, 1997] Gibson, J. K., P. K. Kallberg, S. Uppale, A. Hernandez, A. Norman und E. Serreno, ERA description, ECMWF Re-analysis Project Report Series 1, 72 pp., 1997
- [Gill, 1982] Gill, A. E., Atmosphere-ocean dynamics, *International geophysics series, Volume 30*, Academic Press, 1982
- [Haines und Wu, 1998] Haines, K. und P. Wu, GCM studies of intermediate and deep waters in the Mediterranean, *Journal of Marine Systems*, **18**, 197–214, 1998
- [Hellerman und Rosenstein, 1983] Hellerman, S. und M. Rosenstein, Normal monthly wind stress over the world ocean with error estimates, *Journal of Physical Oceanography*, **13**, 1333–1348, 1983

- [Heinze und Maier-Reimer, 1997] Heinze, C. und E. Maier-Reimer, Do transient tracers really help to improve ocean general circulation models?, *International WOCE Newsletter*, **25**, 38–40, 1997
- [Hirst und McDougall, 1996] Hirst, A. C. und T. J. McDougall, Deep-water-properties and surface buoyancy flux as simulated by a z-coordinate model including eddy-induced advection *Journal of Physical Oceanography*, **26**, 1320–1343, 1996
- [Holland, 1978] Holland, W. R., The role of mesoscale eddies in the general circulation of the ocean— numerical experiments using a wind-driven quasi-geostrophic model, *Journal of Physical Oceanography*, **8**, 363–392, 1978
- [Jenkins und Clarke, 1976] Jenkins, W. J. und W. B. Clarke, The distribution of  $^3\text{He}$  in the western Atlantic Ocean, *Deep-Sea Research*, **23**, 481–494, 1976
- [Khatiwala *et al.*, 2001] Khatiwala, S., M. Visbeck und P. Schlosser, Age tracers in an ocean GCM, *Deep-Sea Research I*, **48**, 1423–1441, 2001
- [Killworth *et al.*, 1991] Killworth, P. D., D. Stainforth, D. J. Webb und S. M. Peterson, The development of a free-surface Bryan-Cox-Semtner ocean model, *Journal of Physical Oceanography*, **21**, 1333–1348, 1991
- [Killworth und Edwards, 1997] Killworth, P. D. und N. R. Edwards, A turbulent bottom boundary layer code for use in numerical ocean models, *Ocean modelling*, **114**, 6–9, 14–16, 1997
- [Klatt *et al.*, 2001] Klatt, O., W. Roether, M. Hoppema, K. Bulsiewicz, U. Fleischmann, C. B. Rodehacke, E. Fahrbach, R. F. Weiss und J. L. Bullister, Repeated CFC-section at the Greenwich Meridian in the Weddell Sea, revised version, *Journal of Geophysical research*
- [Klein *et al.*, 1999] Klein, B., W. Roether, B. B. Manca, D. Bregant, V. Beitzel, V. Kovacevic und A. Lucchetta, The large deep water transient in the Eastern Mediterranean, *Deep-Sea Research I*, **46**, 371–414, 1999
- [Klein *et al.*, 2000] Klein, B., W. Roether, G. Civitarese, M. Gacic, B. B. Manca und M. Ribera d'Alcala, Is the Adriatic returning to dominate the production of Eastern Mediterranean Deep Water?, *Geophysical Research Letters*, accepted August 2000
- [Klein, 2001] Klein, B., persönliche Mitteilung, 2001
- [Large und Pond, 1981] Large, W. G. und S. Pond, Open ocean momentum flux measurements in moderate to strong winds, *Journal of Physical Oceanography*, **11**, 324–336, 1981
- [Lascaratos, 1993] Estimation of deep and intermediate water mass formation rates in the Mediterranean Sea, *Deep-Sea Research II*, **40**, 1327–1332, 1993
- [Lascaratos *et al.*, 1993] Lascaratos, A., R. G. Williams und E. Tragou, A mixed-layer study of the formation of Levantine Intermediate Water, *Journal of Geophysical Research*, **98**, 14739–14749, 1993

- [Lascaratos *et al.*, 1999] Lascaratos, A., W. Roether, K. Nittis und B. Klein, Recent changes in deep water formation and spreading in the Eastern Mediterranean Sea, *Progress in Oceanography*, **44**,(1-3), 5–36, 1999
- [Levitus, 1982] Levitus, S., Climatological Atlas of the World Ocean, NOAA Prof. Paper No. 13, Washington D. C., 173, 1982
- [Malanotte-Rizzoli *et al.*, 1997] Malanotte-Rizzoli, P., B. B. Manca, M. Ribera d’Acala, A. Theocharis, A. Berganasco, D. Bregant, G. Budillon, G. Civatarese, D. Georgopoulos, G. Korres, A. Michelato, E. Sansone, P. Scarazzato und E. Douvermexoglou, A synthesis of the Ionian Sea hydrography, circulation and water mass pathways during Poem phase I, *Progress in Oceanography*, **39**, 153–204, 1997
- [Malanotte-Rizzoli *et al.*, 1999] Malanotte-Rizzoli, P., B. B. Manca, M. Ribera d’Acala, A. Theocharis, S. Brenner, G. Budillon und E. Ozsoy, The Eastern Mediterranean in the 80s and 90s: the big transition in the intermediate and deep circulations, *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, **29**, 365–395, 1999
- [Manzella *et al.*, 1998] Manzella, G. M. R., G. P. Gasparini und M. Astraldi, Water exchange between the Eastern and Western Mediterranean through the Strait of Sicily, *Deep-Sea Research I* **35**, 1021–1035, 1988
- [Manzella und La Violette, 1990] Manzella, G. M. R. und P. E. La Violette, The seasonal variation of water mass content in the Western Mediterranean and its relationship with the inflows through the straits of Gibraltar and Sicily, *Journal of Geophysical research*, **95**,(C2), 1623–1626, 1990
- [Marshall *et al.*, 1999] Marshall, J., D. Jamous und J. Nilsson Reconciling thermodynamic and dynamic methods of computation of water-mass transformation rates *Deep-Sea Research I* **46**, 545–572, 1999
- [Myers *et al.*, 1998] Myers, P. G., K. Haines und S. Josey, On the importance of the choice of wind stress forcing to the modeling of the Mediterranean Sea circulation, *Journal of Geophysical Research* **103**,(C8), 15,729–15,749, 1998
- [Myers und Haines, 2000] Myers, P. G. und K. Haines, Seasonal and Interannual Variability in a model of the Mediterranean under flux forcing, submitted to *Journal of Physical Oceanography*, **30**, 1069–1082, 2000
- [Nurser und Killworth, 2000] A. J. G. Nurser und P. D. Killworth, Pressure errors in models of the bottom boundary layer, Vortrag auf der EGS-Tagung in Nizza, 2000
- [Ocean Circulation, 1989] Brown, J., A. Colling, D. Park, J. Phillips, D. Rothery, J. Wright, Ocean Circulation, *The Open University*, Pergamon Press, 1989
- [Pinardi *et al.*, 1997] Pinardi, N., G. Korres, A. Lascaratos, V. Roussenov und E. Stanev, Numerical simulation of the internal variability of Mediterranean Sea upper ocean circulation, *Geophysical Research Letters*, **24**, 4,425–4,428, 1997

- [Rahmstorf, 1993] Rahmstorf, S. , A fast and complete convection scheme for ocean models *Ocean Modelling*, **101**, 9–11, 1996
- [Roether und Schlitzer, 1991] Roether, W. und R. Schlitzer, Eastern Mediterranean deep water renewal on the basis of chlorofluoromethane and tritium data, *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, **15**, 333–354, 1991
- [Roether *et al.*, 1992] Roether, W. , P. Schlosser, R. Kuntz und W. Weiss, Transient-tracer studies of the thermohaline circulation of the Mediterranean, *Reports in Meteorology and Oceanography*, **41**,(II), 291–317, 1992
- [Roether *et al.*, 1994] Roether, W., V. M. Roussenov und R. Well, A tracer study of the thermohaline circulation of the Eastern Mediterranean, *Ocean Processes in Climate Dynamics: Global and Mediterranean Examples*, 371–394, 1996
- [Roether *et al.*, 1996] Roether, W., B. B. Manca, B. Klein, D. Bregant, D. Georgopoulos, V. Beitzel, V. Kovačević und A. Lucchetta, Recent changes in Eastern Mediterranean deep waters, *Science*, **271**, 333–335, 1996
- [Roether *et al.*, 1998] Roether, W., B. Klein, V. Beitzel und B. B. Manca, Property distributions and transient-tracer ages in Levantine Intermediate Water in the Eastern Mediterranean, *Journal of Marine Systems*, **18**, 71–87, 1998
- [Roether *et al.*, 1998] Roether, W., R. Well, A. Putzka und C. Rüth, Component separation of oceanic helium, *Journal of Geophysical Research*, **103**(C12), 27,931–27,946, 1998
- [Roether *et al.*, 1999] Roether, W., V. Beitzel, J. Sültenfuß und A. Putzka, The Eastern Mediterranean tritium distribution in 1987, *Journal of Marine Systems*, **20**, 49–61, 1999
- [Roussenov *et al.*, 1995] Roussenov, V. M., E. Stanev, V. Artale und N. Pinardi, A seasonal model of the Mediterranean Sea general circulation, *Journal of Geophysical Research*, **100**(C7), 13,515–13,538, 1995
- [Roussenov *et al.*, 2001] Roussenov, V. M., R. G. Williams und W. Roether, Comparing the overflow of dense water in isopycnal and cartesian models with tracer observations in the eastern Mediterranean, *Deep-Sea Research I*, **48**, 1255–1277, 2001
- [Schlitzer *et al.*, 1991] Schlitzer, R., W. Roether, H. Oster, H.-G. Junghans, M. Hausmann, H. Johannsen und A. Michelato, Chlorofluoromethane and oxygen in the Eastern Mediterranean, *Deep-Sea Research*, **38**,(12), 1531–1551, 1991
- [Stratford und Haines, 2000] Stratford, K. und K. Haines, Frictional sinking of the dense water overflow in a z-coordinate OGCM of the Mediterranean Sea, *Geophysical Research Letters*, **27**,(24) 3969–3972, 2000
- [Sültenfuß, 1998] Sültenfuß, J., Das Radionuklid Tritium im Ozean: Messverfahren und Verteilung von Tritium im Südatlantik und im Weddellmeer *Berichte zur Polarforschung*, **256**, 200, 1998

- [Taylor und Roether, 1982] Taylor, C. B. und W. Roether, A uniform scale for reporting low-level tritium measurement in water, *Int. J. Appl. Radiat. Isotopes*, **33**, 377–382
- [Theocharis *et al.*, 1999] Theocharis, A., K. Nittis, H. Kontoyiannis, E. Papageorgiou und E. Balopoulos, Climatic changes in the Aegean Sea influence the Eastern Mediterranean thermohaline circulation, *Geophysical Research Letters*, **36**,(11), 1617–1620, 1999
- [Thuburn, 1996] Thuburn, J. , Multidimensional flux-limited advection schemes, *Journal of Computational Physics*, **123**, 74–83, 1996
- [Tselepidaki *et al.*, 1992] Tselepidaki, I., B. Zarifis und D. N. Asimakopoulos, Low precipitation over Greece during 1989–1990, *Theoretical and Applied Climatology*, **46**, 115–121, 1992
- [Unterweger *et al.*, 1980] Unterweger, M. P., B. M. Coursey, F. J. Schima und W. B. Mann, Preparation and calibration of the 1978 National Bureau of Standards tritiated water standards, *Int. J. Appl. Radiat. Isotopes*, **31**, 611–614, 1980
- [Walker *et al.*, 2000] Walker, S. J. , R. F. Weiss und P. K. Salameh, Reconstructed histories of the annual mean atmospheric mole fractions for the halocarbons CFC-11, CFC-12, CFC-113, and carbon tetrachloride, *Journal of Geophysical Research*, **105**, 14,285–14,296, 2000
- [Warner und Weiss, 1985] Warner, M. J. und R. F. Weiss, Solubilities of chlorofluorocarbons 11 and 12 in water and seawater, *Deep-Sea Research*, **32**(12), 1485–1497, 1985
- [Webb *et al.*, 1997] Webb, D. J. , A. C. Coward, B. A. de Cuevas und C. S. Gwilliam, A multiprocessor ocean general circulation model using message passing, *Journal of Atmospheric Oceanic Technology*, **14**, 175–183, 1997
- [Weiss und Roether, 1980] Weiss, W. und W. Roether, The rates of tritium input into the world ocean, *Earth and Planetary Science Letters*, **49**, 435–446, 1980
- [Wu und Haines, 1996] Wu, P. und K. Haines, Modeling the dispersal of Levantine Intermediate Water and its role in Mediterranean deep water formation, *Journal of Geophysical Research*, **101**, 6591–6607, 1996
- [Wu *et al.*, 2000] Wu, P., K. Haines und N. Pinardi, Towards an understanding of deep water renewal in the Eastern Mediterranean, *Journal of Physical Oceanography*, **30**, 443–458, 2000
- [Zervakis *et al.*, 2000] Zervakis, V., D. Georgopoulos und P. G. Drakopoulos, The role of the North Aegean in triggering the recent Eastern Mediterranean climatic changes, *Journal of Geophysical Research*, **105**, (C11), 26,103–29,116, 2000
- [Zheng *et al.*, 1998] Zheng, M., W. J. De Bruyn und E. S. Salzmänn, Measurements of the diffusion coefficients of CFC-11 and CFC-12 in pure water and sea water, *Journal of Geophysical Research*, **103**, (C11), 1375–1379, 1998

# Danksagung

Mein Dank gilt all jenen, die mich bei der Anfertigung dieser Arbeit unterstützt haben. Insbesondere möchte ich meinem Betreuer Herrn Prof. Dr. Wolfgang Roether für die interessante Aufgabenstellung, die hilfreichen Diskussionen und Hinweise sowie die Freiheiten bei der Ausgestaltung des Themas bedanken. Die Gelegenheit zur Teilnahme an einer Forschungsfahrt, internationalen Konferenzen und mehrere Gastaufenthalte in Liverpool und Edinburgh im Zusammenhang mit dieser Arbeit sollen hier hervorgehoben werden.

Ich danke Herrn PD Dr. Aike Beckmann für die Begutachtung dieser Arbeit.

Besonders erwähnt sei die freundliche Aufnahme bei den KollegInnen der Abteilung Ozeanographie und die nette Arbeitsatmosphäre.

Mein Dank gilt Dr. Birgit Klein, die stets ein offenes Ohr für Fragen zum Mittelmeer hatte und Günther Lehnert, dem Systemadministrator der Cray-Rechner, auf denen die Modellrechnungen für diese Arbeit erfolgten, der bei Problemen immer geholfen hat. Besonders bedanken möchte ich mich weiterhin bei der früheren und jetzigen Besetzung des „Kinderzimmers“ für die Hilfe bei der Arbeit und die manchmal nötige Ablenkung. Hier seien besonders Christian Rodehacke, Olaf Klatt und Dagmar Kieke für letzte Korrekturen am Manuskript genannt.

Ganz besonders danke ich meinen Eltern für ihre Unterstützung während des gesamten Studiums.