

B E R I C H T E
aus dem
I N S T I T U T F Ü R M E E R E S K U N D E
an der
Christian-Albrechts-Universität, Kiel
Nr. 171

DOI 10.3289/IFMLBER_171

DER EINFLUSS DER WÄRMEBILANZ AUF DIE STRUKTUR DER SAISONALEN GRENZSCHICHT

THE ROLE OF THE HEAT BUDGET IN THE SEASONAL BOUNDARY LAYER

von
Wolfgang Barkmann

Kopien dieser Arbeit können bezogen werden:
Institut für Meereskunde an der Universität Kiel
Abt. Regionale Ozeanographie
Düsternbrooker Weg 20, D-2300 Kiel

ISSN 0341-8561

1987

Diese Arbeit wurde 1987 als Dissertation von der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Christian-Albrechts-Universität angenommen.

	Seite
Zusammenfassung	V
1 EINFÜHRUNG	1
1.1 Beschreibung der ozeanischen Grenzschicht	2
1.1.1 Die Turbokline	2
1.1.2 Tägliche, saisonale und regionale Variationen	4
1.2 Die Bedeutung der ozeanischen Grenzschicht für das Klimasystem der Erde und für die Dynamik des Ozeans	11
1.3. Turbulenz in der saisonalen Grenzschicht	14
1.3.1 Merkmale	14
1.3.2 Entstehungsmechanismen	15
1.3.3 Spektrale Betrachtung der turbulenten Bewegung	17
1.4 Modellierung der ozeanischen Grenzschicht	20
2 BESCHREIBUNG DES DECKSCHICHTMODELLS	25
2.1 Physikalische Grundlagen	25
2.1.1 Erhaltungsgleichungen für thermische Energie, Salzgehalt und Masse	25
2.1.2 Der Auftrieb (buoyancy)	26
2.1.3 Die hydrodynamische Bewegungsgleichung	27
2.2 Das Konzept des eindimensionalen Deckschichtmodells	28
2.2.1 Horizontal homogene mittlere Felder	28
2.2.2 Die turbulent durchmischte Schicht	28
2.3 Die Erhaltungsgleichungen der mittleren und turbulenten Energien	29
2.3.1 Mittlere und turbulente Größen	29
2.3.2 Wärme, Salzgehalt und Auftrieb	30
2.3.3 Impuls	31
2.3.4 Kinetische Energie	32
2.4 Die Randbedingungen und ihre Parametrisierung	33
2.4.1 Die Auftriebsflüsse an der unteren und oberen Begrenzung der turbulenten Schicht	33
2.4.2 Die Flüsse turbulenter kinetischer Energie	36
2.4.3 Energiedissipation	37
2.4.4 Gegenüberstellung von unterschiedlichen Parametrisierungen der TKE-Bilanz	39
2.4.5 Bestimmung der Modellparameter m und n	41
2.5 Konzept zur numerischen Bestimmung der Zustandsgrößen	42
2.5.1 Die parametrisierten Grundgleichungen	42
2.5.2 Die Bestimmung der Konvektionstiefe	45
2.5.3 Die Bestimmung der Tiefe der turbulent durchmischten Schicht	47
2.5.4 Ekman-Transport	50

	Seite
3 DIE OBERFLÄCHENFLÜSSE	53
3.1 Die turbulenten Wärmeflüsse und der Impulsfluß	53
3.2 Kurzwellige und langwellige Strahlung	57
3.2.1 Strahlungsberechnung von Bunker	57
3.2.2 Berechnung der kurzwelligen Strahlung bei wolkenlosem Himmel	57
3.2.3 Die effektive Weglänge der Strahlung im Wasser	60
3.2.4 Der Einfluß der Bewölkung auf die solare Strahlung	61
3.3 Die Wassertrübung nach Jerlov	62
3.4 Der Frischwasserfluß	65
4 MODELLERGEBNISSE	67
4.1 Bemerkungen zur linearen Zustandsgleichung	67
4.2 Die tägliche Sprungschicht	73
4.2.1 Der Einfluß des Tagesganges auf die saisonale Variation der Grenzschicht	73
4.2.2 Parametrisierung der täglichen Sprungschicht	75
4.3 Modellergebnisse im Vergleich mit klimatologischen Daten	78
4.3.1 Allgemeine Zusammenhänge zwischen SST, MLD und Ober- flächenflüssen am Beispiel der Station 41° N, 27° W	81
4.3.2 Oberflächentemperaturen und Deckschichttiefen	83
4.3.3 Profile und Isothermen	87
4.4 Empfindlichkeit der Modellergebnisse auf Variationen der externen und internen Parameter	96
4.4.1 Der Jahresgang	97
4.4.2 Die solare Strahlung	102
4.4.3 Die Abkühlung	104
4.4.4 Der Windstreiß	108
4.4.5 Die Wassertrübung	108
4.5 Der Ekman-Transport	115
4.6 Diskussion	117
5 MODELLINTEGRATION ENTLANG TRAJEKTORIEN	122
5.1 Zeitliche und räumliche Interpolation der Oberflächenflüsse	122
5.2 Modellintegration in der Region des Nordatlantikstromes	124
5.3 Modellexperimente in der Region des subtropischen Wirbels	132
5.3.1 Entstehung des 18°C-Wassers	132
5.3.2 Diskussion	141
6 ZUSAMMENFASSENDE SCHLUSSBEMERKUNGEN	147
Literatur	152

C o n t e n t s

	Page
Summary	VIII
1 INTRODUCTION	1
1.1 Description of the oceanic boundary layer	2
1.1.1 The turbocline	2
1.1.2 Diurnal, seasonal and regional variations	4
1.2 The role of the seasonal boundary layer in ocean dynamics and climate	11
1.3. Turbulence in the seasonal boundary layer	14
1.3.1 Characteristics	14
1.3.2 The origin of turbulence	15
1.3.3 Spectral view of the turbulent motion	17
1.4 Modelling the ocean boundary layer	20
2 DESCRIPTION OF THE MIXED LAYER MODEL	25
2.1 Physics	25
2.1.1 Conservation of heat, salinity and mass	25
2.1.2 Buoyancy	26
2.1.3 The hydrodynamical equations of motion	27
2.2 The concept of the one-dimensional mixed layer model	28
2.2.1 Horizontally homogeneous fields	28
2.2.2 The turbulent mixed-layer	28
2.3 The equations of conservation for mean and turbulent energy	29
2.3.1 Mean and turbulent quantities	29
2.3.2 Heat, salinity and buoyancy	30
2.3.3 Momentum	31
2.3.4 Kinetic energy	32
2.4 The boundary conditions and their parameterizations	33
2.4.1 The buoyancy fluxes at the upper and lower boundary of the turbulent layer	33
2.4.2 The fluxes of turbulent kinetic energy	36
2.4.3 Energy-dissipation	37
2.4.4 Comparison between different parameterizations of the TKE balance	39
2.4.5 Determination of the model parameter m and n	41
2.5 Concept for the numerical determination of the state variables	42
2.5.1 The parameterised basic equations	42
2.5.2 The determination of the convection depth	45
2.5.3 The determination of the depth of the turbulent mixed layer	47
2.5.4 Ekman-transport	50

	Page
3 SURFACE FLUXES	53
3.1 The turbulent heat flux and the flux of momentum	53
3.2 Short-wave and long-wave radiation	57
3.2.1 Determination of solar radiation by Bunker	57
3.2.2 Determination of the short-wave radiation for clear sky	57
3.2.3 The effective path-length of radiation in water	60
3.2.4 The influence of cloud cover on solar radiation	61
3.3 The water turbidity according to Jerlov	62
3.4 The fresh water flux	65
4 MODEL RESULTS	67
4.1 Remarks concerning the linear equation of state	67
4.2 The diurnal thermocline	73
4.2.1 The influence of the diurnal cycle of solar heating on the seasonal boundary layer	73
4.2.2 Parameterization of the diurnal thermocline	75
4.3 Model results in comparison with climatological data	78
4.3.1 General relations between SST, MLD and surface fluxes at 41° N, 27° W	81
4.3.2 Sea-surface temperatures and mixed layer depths	83
4.3.3 Profiles and isotherms	87
4.4 Sensitivity of the model results to variations of external and internal parameters	96
4.4.1 The annual cycle	97
4.4.2 Solar radiation	102
4.4.3 Cooling rate	104
4.4.4 Wind stress	108
4.4.5 Water turbidity	108
4.5 The Ekman transport	115
4.6 Discussion	117
5 MODEL INTEGRATION ALONG TRAJECTORIES	122
5.1 Temporal and spatial interpolation of the surface fluxes	122
5.2 Model integration in the region of the North Atlantic current	124
5.3 Model experiments in the region of the subtropic gyre	132
5.3.1 Formation of Atlantic 18°C water	132
5.3.2 Discussion	141
6 CONCLUSIONS	147
References	152

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird mit Hilfe eines eindimensionalen Deckschichtmodells und klimatologischer Oberflächenflüsse, unter dem Gesichtspunkt der Wärmebilanz und der potentiellen Energie, der Einfluß verschiedener physikalischer Prozesse auf die Entwicklung der saisonalen Grenzschicht untersucht. Das Deckschichtmodell ist ein integrales Modell, basierend auf der Erhaltung der Wärme bzw. des Auftriebs und der turbulenten kinetischen Energie (TKE) innerhalb der turbulent durchmischten Schicht, die nach oben durch die Meeresoberfläche und nach unten durch eine Turbokline begrenzt wird. Die Parametrisierung der Produktion und Dissipation der TKE erfolgt proportional der Reibungsgeschwindigkeit des Wassers mit einer Tiefenabhängigkeit der Dissipationsrate. Turbulente Oberflächenflüsse, langwellige Strahlungsbilanz und Bewölkungsgrad werden dem klimatologischen Datensatz von Bunker entnommen, während die kurzwellige Strahlung bei wolkenlosem Himmel mit Hilfe eines empirischen Strahlungsmodells berechnet wird, um den Tagesgang der solaren Strahlung auflösen zu können. Dieser bewirkt eine tägliche Sprungschicht im Ozean, deren Einfluß auf den Jahresgang der Deckschicht mit Hilfe eines mittleren Zenitwinkels und einer additiven, empirisch bestimmten Konstanten parametrisiert wird, um die Modellintegrationen mit einer zeitlichen Auflösung von zwei Zeitschritten pro Tag durchführen zu können.

Die Modellergebnisse stellen ausschließlich eine Reaktion der Mischungsschicht und der Sprungschicht auf den täglichen und saisonalen Zyklus der Oberflächenflüsse dar. Nach dem Einsetzen der frühjährlichen Erwärmung, zur Zeit der Tag- und Nachtgleiche, beginnt das tägliche Maximum der Mischungstiefe rasch abzunehmen. Je flacher die Deckschicht wird, desto geringer wird die Dissipationsrate der TKE, und die turbulent durchmischte Schicht spürt mehr und mehr den Einfluß der an der Oberfläche durch brechende Wellen und Luftdruckschwankungen und der an der Basis durch Scherungsinstabilität produzierten TKE. Der Anstieg wird deshalb schwächer und die Deckschicht erreicht ihr sommerliches Minimum, wenn das Maximum des Nettowärmeflusses erreicht wird, etwa zur Zeit der Sommersonnenwende. Von diesem Zeitpunkt an vertieft sich die Deckschicht und kälteres Wasser aus der Sprungschicht wird ihr zugeführt ("entrainment"). Die Deckschichttemperatur erhöht sich noch so lange, bis der positive Wärmefluß an der Oberfläche durch den negativen Fluß am Boden der Deckschicht kompensiert wird. Im weiteren

Verlauf der Integration vertieft sich die Deckschicht zuerst langsam, um dann rasch die Hauptsprungschicht zu erreichen (bei ausgeglichener jährlicher Wärmebilanz). Dieser mittlere Zyklus beschreibt den mittleren Zustand der saisonalen Grenzschicht.

Vergleiche zwischen Modellresultaten und mittleren beobachteten Oberflächen-temperaturen von Bunker und Deckschichttiefen von Robinson, Bauer und Schroeder (RBS) an vier ausgewählten geographischen Orten im Nordatlantik zeigen, daß in der Region um 41° N, 27° W, ein Gebiet, in dem die Bilanz des jährlichen Oberflächenwärmeflusses ausgeglichen ist, simulierte Werte relativ gut mit den Beobachtungen übereinstimmen. In der Sargasso-See (33° N, 50° W), ebenfalls ein Gebiet ausgeglichener jährlicher Wärmebilanz, entsprechen zwar die sommerlichen Deckschichttiefen den RBS-Tiefen, das Modell überschätzt aber im Sommer die Oberflächentemperatur. Mit einer Reduzierung der jährlichen Amplitude des Nettowärmeflusses läßt sich dagegen eine gute Annäherung an die beobachteten Werte erreichen: In den Gebieten nördlich (52° N, 35° W) und südlich (31° N, 25° W) der Linie ausgeglichener jährlicher Wärmebilanz fallen die Temperaturen erwartungsgemäß zu niedrig bzw. zu hoch aus, Abweichungen mit umgekehrten Vorzeichen lassen sich bei den Deckschichttiefen feststellen. Die Modellresultate in diesen vier betrachteten Regionen haben eines gemeinsam, sie unterschätzen den früh-jährlichen Anstieg der Deckschichttemperaturen. Da die mittleren ozeanischen Verhältnisse in den Gebieten verschieden sind (Nordatlantikstrom, Rück-zirkulation des subtropischen Wirbels), in den südlich gelegenen Regionen geostrophische Strömung und Ekman-Strom im Mittel kälteres Wasser heranzuführen und Ekman"pumping" im Frühjahr keinen wesentlichen Einfluß auf die mittlere Wärmebilanz hat, ist der Schluß zulässig, daß dieser Fehler auf ungenaue Messungen der Temperaturprofile im Ozean oder auf fehlerhafte Oberflächenflüsse zurückzuführen ist.

Untersuchungen hinsichtlich zufälliger täglicher Variationen der kurz-welligen Strahlung und mittlerer Fehler in den Wärmeflüssen zeigen, daß die täglichen Variationen, vorausgesetzt der integrierte Wärmehalt erfährt keine Änderung, nur einen geringfügigen Einfluß auf die Bestimmung der mittleren Deckschichttemperatur ausüben. Mittlere Fehler von ± 10 W/m² können jedoch eine Temperaturanomale von bis zu ± 1.5 K bewirken. Diese Ergebnisse stehen im Einklang mit den Untersuchungen von Adamec und Elsberry (1984). Sie zeigen, wie stark der Einfluß mittlerer Wärmeflüsse auf die Bestimmung der Deckschichttemperatur ist.

In Gebieten positiver bzw. negativer jährlicher Wärmebilanz wird davon ausgegangen, daß advektive Prozesse den Haushalt auszugleichen versuchen. Um den Effekt barotroper mittlerer Strömungen berücksichtigen zu können, werden Modellintegrationen entlang ausgewählter Trajektorien durchgeführt, die Drifterexperimenten bzw. dem Princeton-Modell entnommen wurden. Die Modellexperimente in der Region des Nordatlantikstromes zeigen, daß der mittlere barotrope Transport nicht ausreicht, die negativen jährlichen Oberflächenwärmeflüsse zu kompensieren. Angewandt auf die Region des subtropischen Wirbels, trägt die lagrangesche Methode zum Verständnis der Formation des subtropischen Mode-Wassers bei. Überschreitet die sich nach Süden bewegende Modellwassersäule die Linie ausgeglichener jährlicher Wärmebilanz der Oberflächenflüsse (Null-Linie), nimmt das Jahresmaximum der Deckschichttiefe einen weitaus geringeren Wert an als in vorangegangenen Jahren. Die vertikale Ausdehnung der saisonalen Grenzschicht wird somit stark reduziert und das im vorangegangenen Frühjahr entstandene Wasser stellt mit seinem charakteristischen Thermostat das in der Sargasso-See zu beobachtende subtropische Mode-Wasser dar. In den darauffolgenden Jahren nimmt die Mächtigkeit der saisonalen Grenzschicht nur allmählich ab und Ekman-"pumping" bestimmt zu großen Teilen die Entstehung des stärker geschichteten Zentralwassers. Die Formationsrate des Mode-Wassers hängt im wesentlichen von der Differenz zwischen den maximalen jährlichen Deckschichttiefen auf der Trajektorie und von der Geschwindigkeit der mittleren Strömung orthogonal zur Null-Linie ab. Dieser simulierte Prozeß der Wassermassenformation kann auch die von Tally und Raymer (1982) und von Jenkins (1982) beobachtete negative Korrelation zwischen Oberflächenwärmeflüssen und Mode-Wasser-Temperaturanomalien erklären. In einem relativ "kalten" Jahr verschiebt sich die Null-Linie um mehrere Breitengrade nach Süden, um auf diese Weise wärmeres Mode-Wasser entstehen zu lassen. "Wärmere" Jahre haben einen umgekehrten Effekt. Dieser fällt aber geringer aus, da der horizontale Gradient des jährlichen Nettowärmeflusses nördlich der Linie stärker ist als südlich davon und somit eine starke Verschiebung nach Norden nicht stattfinden kann.

Summary

In this paper the role of heat budget and potential energy in the seasonal boundary layer is investigated with help of a one-dimensional mixed-layer model. The model is a Kraus-Turner type integral model based on conservation of buoyancy and turbulent kinetic energy (TKE) within the mixed layer. Production and dissipation rates of the TKE are assumed to be proportional to the friction velocity with a depth dependence of the dissipation rate. The model is forced by Bunker's climatological surface fluxes. To resolve the diurnal cycle of the boundary layer short-wave radiation is calculated by a radiation model based on Paltridge and Platt's empirical parameterization of the atmospheric transmission of solar radiation. Integrating the model with a 24-hour time step leads to large errors in the seasonal variation of mixed layer temperature and depth. The errors are reduced by using two time steps per day and an empirical parameterization based on tuning the daily equivalent solar elevation to sea-surface temperature (SST). This parameterization is used to investigate the sensitivity of the seasonal cycles of mixed-layer depth and temperature to (1) the seasonal cycle in the surface fluxes, (2) systematic changes in annual solar heating, wind stress and cooling rate, (3) monthly and daily random changes of solar heating and water turbidity and (4) Ekman-flux divergences calculated from the climatological data set of Bunker.

The model results at 41° N 27° W, a region with balanced net annual surface heat flux, are essentially in good agreement with the observed monthly mean SST from Bunker and the mixed layer depths (MLD) from Robinson, Bauer and Schroeder (RBS). In a region with zero annual net heat flux in the Sargasso Sea, the predicted summer and autumn MLD corresponds with the RBS-depths, but the model overestimates the SST during these seasons. By reducing the annual amplitude of the net heat flux a good approximation of the observed data can be achieved. In this case, the potential energy decrease due to a summer decrease of the total surface heat flux reduces the SST to a comparable value. In the test regions with negative or positive net annual heat fluxes, the model underestimates or overestimates the SST, whereas differences with opposite sign are to be found in the MLD. In all of these four regions the model underestimates the vernal rise of SST. At least in the recirculation zone of the subtropical gyre, these underestimates probably are caused by errors in surface heat fluxes or temperature measurements, because geostrophic and Ekman current would provide these regions

with colder water from the north or northwest and Ekman pumping has not significant influence on the change of the mixed layer heat content during the vernal rise of the thermocline. Only in the region of the North Atlantic current, the neglected heat advection might be responsible for the vernal underestimate.

Investigations of daily random changes in solar radiation and water turbidity show that the daily variations only have negligible influence on the 11 days' mean of SST, provided the integrated heat content is conserved, whereas systematic uncertainties of $\pm 10 \text{ W/m}^2$ are able to produce temperature anomalies up to $\pm 1.5 \text{ K}$ in summer, and errors over 1 K can easily be attributed to uncertainty in water turbidity of ± 1 unit on the Jerlov scale. For the heat flux these results are comparable with those of Adamec and Elsberry (1984) showing the strong influence of mean heat flux anomalies on the determination of the summer SST. Uncertainties of $\pm 10 \text{ W/m}^2$ in the cooling rate and plus/minus half the production rate of TKE due to wind stress produce temperature anomalies comparable to those just discussed.

These results show that in regions where advective processes are negligible the model is able to simulate observed monthly mean SST and MLD with the help of climatological forcing.

In regions with positive, or negative, mean annual heat flux it is supposed that advective processes try to balance the heat budget. The model is integrated along selected trajectories taken from drifter experiments and from the Princeton GCM to take into account the effect of mean barotropic currents. Model experiments in the region of the North Atlantic current show that the mean barotropic heat transport is insufficient to compensate the negative annual surface heat flux.

When used in regions of the subtropical gyre this Lagrangian method contributes to the understanding of the formation process of Atlantic 18°C water. Integration along selected trajectories of the Princeton GCM show that the annual maximum of the mixed layer depth increases slightly in regions with negative annual heat flux but decreases as the integration enters the zone of net annual heat gain, and a thick layer of water is subducted below the seasonal boundary layer. The water is statically stable but the total density change is so small that the subducted water has the characteristic pycnostad of a mode water. The difference D between the annual maximum MLD of adjacent years determines the annual production of this water. After the

mode water has been formed the model predicts a much smaller D but it remains positive as long as the annual heat flux is positive and Ekman pumping becomes more important. More stratified water is formed downstream of the subducted mode water.

The 18 °C water is formed in a sector crossing the zero-line of annual heat flux. The length of the sector equals the distance the water moves in that year. There is no significant change of the production rate due to Ekman pumping but because of Ekman convergence of heat the sector is displaced further upstream.

This simulated process of water mass formation is able to explain the negative correlation between surface heat flux and mode water anomalies observed by Talley and Raymer (1982). In an anomalously cold year the zero-line will be displaced some degrees of latitude to the south producing the observed warm mode water anomalies.

With help of the Lagrangian method the formation process of Atlantic 18 °C water could be explained. An exact quantitative estimation of the production rate is not possible because of uncertainties of surface fluxes and trajectories as well as insufficient model assumptions. In particular the limit of its application is to be seen from the results in the region of the North Atlantic current and from the inaccurate simulation of SST of the mode water. This method might be useful to simulate the formation of Atlantic subpolar mode water and the salinity maximum observed in the eastern part of the central North Atlantic.

1 EINFÜHRUNG

Tages- und Jahresgang der Oberflächenflüsse bestimmen im allgemeinen die täglichen und saisonalen Variationen der Temperatur-, Salzgehalts- und Dichteprofile in der oberen Grenzschicht des Ozeans. In Regionen, die sich durch geringe advektive Prozesse auszeichnen, ist die Struktur der saisonalen Grenzschicht im wesentlichen vom Impuls- und Wärmefluß abhängig. Während der Impulsfluß von Frühjahr bis Herbst neben dem Wärmefluß mitverantwortlich für die Entwicklung der Deckschichttiefe ist, bestimmt im Winter, als Folge der starken Abkühlungsrate, eine tiefreichende Konvektion die Tiefe der durchmischten Schicht. In Gebieten, in denen die Advektion von Wärme und Frischwasser nicht mehr vernachlässigbar ist, wird sie die zeitliche Änderung von Deck- und saisonaler Sprungschicht beeinflussen, der Charakter der Grenzschicht bleibt aber erhalten.

Das Temperaturprofil einer Wassersäule ist bis auf eine beliebige Konstante eindeutig durch ihren Wärmehalt und ihre potentielle Energie bestimmt (Entsprechendes gilt auch für Salzgehalt und Dichte). Der Wärmehaushalt setzt sich in erster Näherung aus dem Anteil des Transports durch die Oberfläche und der advektiven Prozesse zusammen. Der Haushalt der potentiellen Energie muß der Tatsache genügen, daß bei gleicher Masse eine leichtere homogene Wassersäule einen höhergelegenen Schwerpunkt und damit eine größere potentielle Energie hat als eine schwerere Säule und daß bei gleichem Wärmehalt verschiedene Temperaturprofile auch verschiedene potentielle Energien zur Folge haben. Die Prozesse, die bei Erhaltung des Wärmehalts die potentielle Energie ändern, sind die Vertiefung der Deckschicht durch 'entrainment' und die Absorptionsprofile der solaren Strahlung bei verschiedenen Wassertrübungen. Dagegen können advektive Prozesse und Oberflächenwärmeflüsse sowohl den Wärmehalt als auch die vertikale Struktur der Grenzschicht ändern.

Mit Hilfe eines eindimensionalen Deckschichtmodells und klimatologischer Oberflächenflüsse soll unter dem Gesichtspunkt der Wärmebilanz und der potentiellen Energie der Einfluß verschiedener physikalischer Prozesse auf die saisonale Grenzschicht untersucht werden. Die Möglichkeiten, die ein Deckschichtmodell in Verbindung mit klimatologischen Flüssen hinsichtlich der Beschreibung des mittleren Zustandes der saisonalen Grenzschicht in ausgewählten Gebieten des Nordatlantiks eröffnet, werden anhand einer eulerschen Betrachtungsweise aufgezeigt. Ein lagrangescher Gesichtspunkt wird bevorzugt, um die Wassermassenentstehung in der Sargasso-See zu simulieren.

1.1 Beschreibung der ozeanischen Grenzschicht

1.1.1 Die Turbokline

Unter der ozeanischen Grenzschicht soll derjenige Teil des oberen Ozeans verstanden werden, der nach oben durch die Meeresoberfläche und nach unten durch die maximale Tiefe winterlicher Konvektion begrenzt ist. Sie ist gekennzeichnet durch einen gut ausgeprägten Jahresgang einer Schicht starker turbulenter kinetischer Energie (TKE) mit typischen sommerlichen Dicken von 20 - 30 m. Die Turbulenz in dieser Schicht ist hinreichend groß, um das Wasser nahezu vollständig zu durchmischen. Sie wird deshalb in der englischsprachigen Literatur als "mixed layer" (ML) bezeichnet. Der deutsche Ausdruck "Deckschicht" soll hier nur für die turbulente Schicht mit maximaler täglicher Dicke benutzt werden, während die Bezeichnungen "turbulent durchmischte Schicht" oder "Mischungsschicht" (im folgenden auch ML genannt) der Beschreibung des aktuellen Zustandes dienen sollen. In Tabelle 1 ist die von verschiedenen Autoren aus Messungen bestimmte Größenordnung der Dissipationsrate ϵ dargestellt. Sie liegt in dem Bereich zwischen 10^{-1} Wm^{-3} und 10^{-6} Wm^{-3} . In den Fällen, in denen ϵ innerhalb und unterhalb der ML bestimmt wurde, betragen die Unterschiede zwischen diesen beiden Regionen ein bis drei Zehnerpotenzen. Diese beiden Bereiche sind durch einen starken vertikalen ϵ -Gradienten getrennt, der täglichen, saisonalen und regionalen Schwankungen unterworfen ist. In Abb. 1.1 sind zwei Beispiele aus den von Shay und Gregg (1984) gemessenen ϵ - und σ_t -Profilen dargestellt. Die Messungen fanden, während eines Kaltluftausbruches in der Atmosphäre, im Kern eines warmen Golfstromringes (41° N , 66° W) statt. Die ϵ -Profile zeigen eine oberflächennahe Zone mit Werten größer als 10^{-6} Wkg^{-1} (dies entspricht 10^{-3} Wm^{-3}), eine ebenfalls gut durchmischte zentrale Zone mit Tiefen bis 70 m bzw. 170 m und Werten von 10^{-7} Wkg^{-1} , sowie direkt unterhalb dieser Region eine Zone mit Dissipationsraten von 10^{-9} Wkg^{-1} . Der tiefere von den beiden starken ϵ -Gradienten wird auch als Turbokline bezeichnet, er trennt die turbulent durchmischte Schicht von der darunterliegenden schwach turbulenten Region, in der die Turbulenz nicht gleichmäßig verteilt ist, sondern in schmalen, zeitweilig verschwindenden Wolken konzentriert sein kann, die sich mit einer sonst laminaren Strömung fortbewegen (Woods, 1968). Die durchmischte Schicht in Abb. 1.1 ist nicht nur durch starke Turbulenz gekennzeichnet, sondern auch durch eine nahezu homogene Dichteverteilung, wenn man von den Schwankungen in den oberen 40 m im rechten Profil absieht.

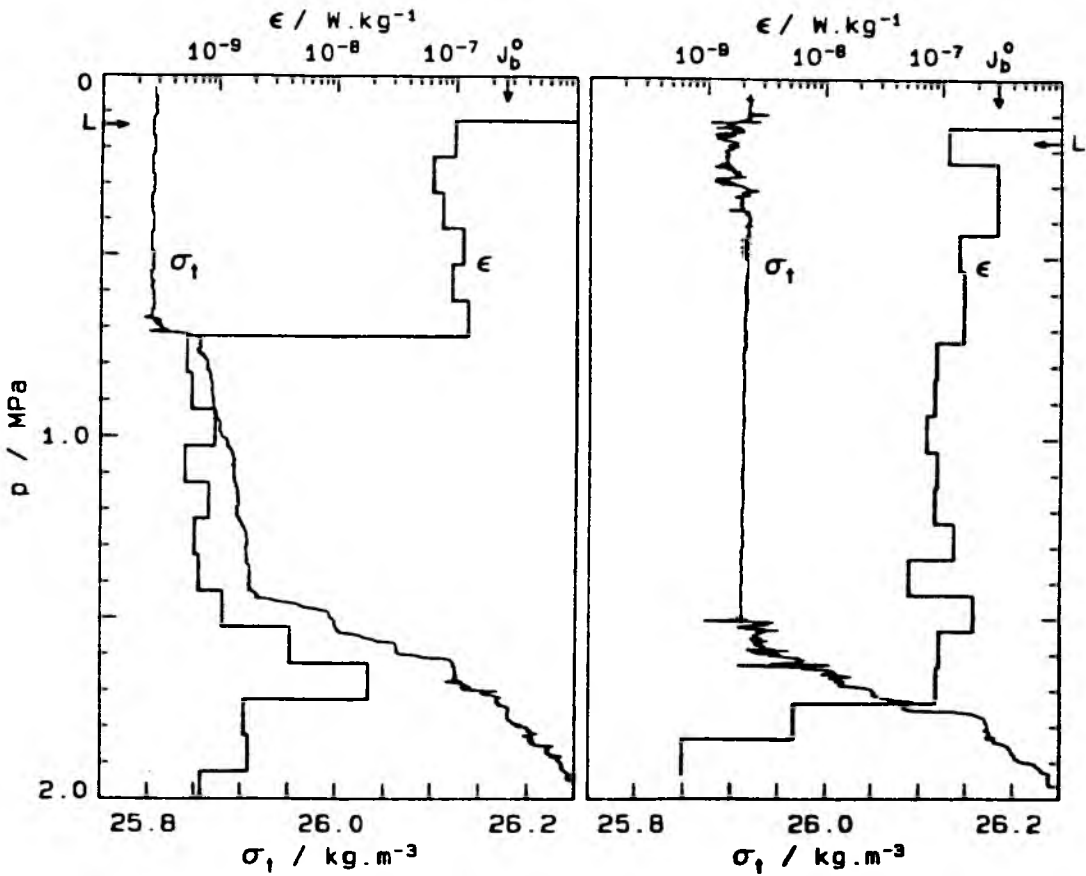


Abb. 1.1: Im Kern eines warmen Golfstromringes (41° N , 66° W) gemessene Dissipationsrate ϵ und Dichte σ_t als Funktion des Druckes während zweier verschiedener Stadien eines Kaltlufteinbruches. Linke Seite: 19. Jan. 02.00 GMT; rechte Seite: 20. Jan. 05.00 GMT. Dargestellt ist auch der jeweilige Auftriebsfluß J_b^0 und die Monin-Obukhov-Länge L .
(aus Shay und Gregg, 1984)

Nach unten wird diese quasi-homogene Schicht von einer Dichtesprungschicht (Pyknokline) begrenzt, deren Tiefe im linken Teil der Abbildung sehr gut mit der Tiefe der Turbokline übereinstimmt und im rechten Teil in ihrer Nähe liegt.

Da im Ozean Temperatur- und Salzgehaltmessungen einen viel größeren Raum einnehmen als Turbulenzmessungen, werden die Deckschicht und die darunterliegende Dichte- oder Temperatursprungschicht (Thermokline) in der Regel mit Hilfe der entsprechenden Profilmessungen bestimmt.

Tabelle 1.1

	Dissipationsrate ϵ [Wm^{-3}]	
	innerhalb der ML	unterhalb der ML
Shay and Gregg, 1984	$10^{-3} - 10^{-4}$	10^{-6}
Oakey and Elliott, 1982	$10^{-3} - 10^{-5}$	-
Dillon and Caldwell, 1980	$10^{-4} - 10^{-6}$	-
Osborn, 1980	$10^{-1} - 10^{-3}$	$10^{-4} - 10^{-5}$
Gargett et al., 1979	10^{-4}	$10^{-6} - 10^{-7}$
Dillon and Powell, 1979	$10^{-5} - 10^{-6}$	-
Grant et al., 1968	$10^{-3} - 10^{-4}$	10^{-5}

1.1.2 Tägliche, saisonale und regionale Variationen

Die ozeanische Grenzschicht ist einem typischen Jahresgang unterworfen, wie z.B. die Temperaturprofile in Abb. 1.2 zeigen. Sie wird deshalb auch als saisonale Grenzschicht bezeichnet. Im Spätwinter, wenn die Abkühlungsrate (latenter und sensibler Wärmefluß, langwellige Strahlungsbilanz) im Mittel gleich der Erwärmungsrate (solare Strahlung) ist, wird die Grenzschicht durch eine nahezu vollständig durchmischte quasi-isotherme Schicht (Deckschicht) charakterisiert, die von der Meeresoberfläche bis zur Hauptsprungschicht reicht. Bei ansteigender Erwärmung (Abb. 1.3) - der Wärmefluß wird jetzt zunehmend positiver - reduziert sich die Deckschichttiefe und hinterläßt eine Temperatursprungschicht, die die Deckschicht vom unteren Ozean

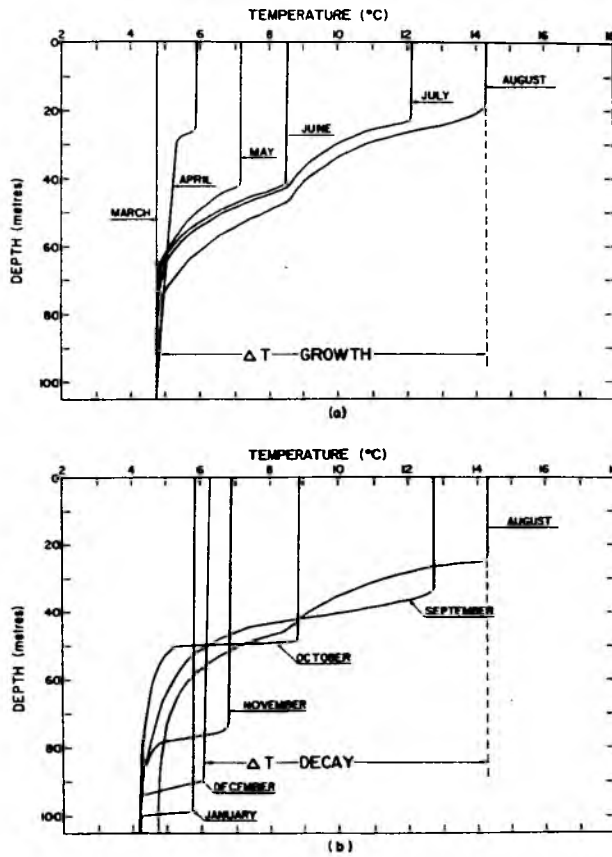


Abb. 1.2: Jahrgang der Temperaturprofile am OWS "P".
(aus Tulley und Giovando, 1963)

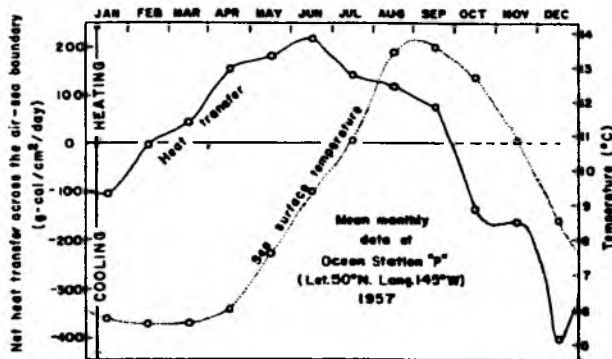


Abb. 1.3: Jahrgang des Nettowärmeflusses und der Meeresoberflächentemperatur am OWS "P".
(aus Tulley und Giovando, 1963)

trennt. Gleichzeitig steigt die Oberflächentemperatur an. Die geringste Schichtdicke (20 m) ist im August zu beobachten. Im Herbst und Winter vertieft sie sich als Folge des nun abnehmenden Nettowärmeflusses. Der vertikale Temperaturgradient an der Obergrenze der Sprungschicht wird dadurch verstärkt und die vertikale Ausdehnung der Sprungschicht reduziert, bis im Spätwinter die Isothermie wieder hergestellt ist. Das Maximum der Oberflächentemperatur wird in dem in Abb. 1.2 dargestellten Beispiel im August erreicht. Der für diese Variation verantwortliche Antriebsmechanismus ist der saisonale astronomische Zyklus der Erde, der wiederum von einem täglichen Zyklus überlagert wird. Kurz nach Sonnenaufgang überschreitet die solare Strahlung die Abkühlungsrate und erzeugt einen zusätzlichen Auftrieb, der die Dicke der turbulenten Schicht reduziert, da gegen die Archimedischen Kräfte der entstandenen Dichteschichtung Arbeit verrichtet werden muß, um die Wasserteilchen zu bewegen. Die dafür benötigte Energie wird aus der mechanisch erzeugten Energie der Turbulenz genommen. Tägliche Fluktuationen der Dissipationsrate ϵ von bis zu zwei Zehnerpotenzen haben Gregg et al. (1985) in der Region des äquatorialen Unterstroms gemessen. Die Variationen reichten bis weit in die Sprungschicht hinein. Zwischen 10 m und 30 m Tiefe änderten sich Mischung und Schichtung phasengleich mit dem Tagesgang der Oberflächenwärmeflüsse, die im wesentlichen von der solaren Strahlung bestimmt wurden, während bei 65 m Tiefe das Minimum von ϵ erst drei bis sechs Stunden nach der Kulmination der Sonne auftrat. Als möglicher Mechanismus für die Unterdrückung der Turbulenz durch den Auftrieb könnte die Absorption der Sonnenstrahlung in Frage kommen. Die Autoren konnten sich aber nicht erklären, wie dieses ohne Tagesgang des N-Profiles (N = Brunt-Väisälä-Frequenz) innerhalb der geschichteten Zone geschehen könnte, und nahmen daher an, daß nachts, wenn die Turbulenz in der ML sehr stark ist, die erzeugten internen Wellen nach unten propagieren, somit in die geschichtete Zone einbrechen und die beobachtete Turbulenz erzeugen. Am Tage, wenn sich die Oberflächenzone restratifiziert, wird die Anregung unterdrückt, was zu einem Minimum von ϵ unterhalb der ML führt. Das Abwärtspropagieren der Wellen könnte auch die beobachtete Phasendifferenz zwischen ϵ_{\min} und Kulmination erklären.

Der Tagesgang der turbulenten Schicht bedingt auch einen Tagesgang der Oberflächentemperatur, da die absorbierte Sonnenenergie - im obersten Meter wird etwa 50 % der Strahlung absorbiert - am Tage einer relativ flachen Schicht zugute kommt. Je flacher die Mischungsschicht ist, desto größer

werden die täglichen Schwankungen der SST ausfallen. Das heißt, sie werden hauptsächlich im Sommer bei schwachwindigen Wetterlagen und starker Sonneneinstrahlung in den niederen und mittleren Breiten oder aber auch in den Wintermonaten in den Tropen bzw. Subtropen beobachtet werden können. Diese Voraussetzungen sind insbesondere in der Sargasso-See, in der Region des subtropischen Hochdruckgürtels, weitgehend erfüllt. So konnte z.B. Stommel et al. (1969) in der Nähe der Bermudas im März tägliche Amplituden von $0.1\text{ }^{\circ}\text{C}$ bis $1.0\text{ }^{\circ}\text{C}$ beobachten. Neuere Untersuchungen der Oberflächentemperatur, die mit Hilfe von Satellitendaten aus Strahlungsmessungen im Infrarotbereich berechnet wird, zeigen für die Jahre 1982 und 1983 in der Sargasso-See einen typischen Jahresgang der täglichen Erwärmung: in den Fällen, in denen die Amplitude des Tagesganges $1\text{ }^{\circ}\text{C}$ überschreitet, beträgt die relative Häufigkeit im Sommer über 10 % und im April und September unter 5 %. Die relative Häufigkeit der Tage, an denen die tägliche Amplitude $2\text{ }^{\circ}\text{C}$ überschreitet, liegt dagegen im Sommer unter 5 % (Cornillon und Stramma, 1985). In Abbildung 1.4 wird schematisch der Bereich der saisonalen und täglichen Sprungschicht sowie die mittägliche turbulente Schicht dargestellt. Tages- und Jahresgang der mit dem später zu beschreibenden ML-Modell und den klimatologischen Oberflächenflüssen von Bunker und Worthington (1976) berechneten Tiefen der Mischungsschicht gibt Abb. 1.5 wieder. Tägliche Variationen des Nettowärmeflusses, der Oberflächentemperatur, der Tiefe der Konvektionsschicht und der Turbokline, der Energieproduktion durch Windstreß und Konvektion zeigen die Modellergebnisse in Abb. 1.6. In Abb. 1.7 ist der Jahresgang des mit dem gleichen Modell berechneten täglichen Minimums und Maximums der ML-Tiefe dargestellt. Die hochfrequenten Schwankungen resultieren aus einer den mittleren Bedeckungsgraden überlagerten, zufällig verteilten Variation des Bedeckungsparameters in der Wolkenformel.

Regionale Variationen der mittleren sommerlichen Deckschichttiefe im Nordatlantik sind relativ schwach ausgeprägt und schwanken zwischen 30 m und 40 m, sie erreichen nur in tropischen Regionen Werte von über 60 m (Robinson, Bauer und Schroeder, (RBS) 1979). Da nur eine geringe Anzahl von Turbulenzmessungen im Ozean vorliegt, werden die Deckschichttiefen mit Hilfe von fest vorgegebenen Differenzen der Temperatur oder Dichte bestimmt. Die entsprechenden Werte (RBS: $1,1\text{ K}$; Levitus, 1982: 0.5 K bzw. 0.125 kg m^{-3}) werden an die Oberflächenwerte angebracht und ergeben dann aus den mittleren Profilen die jeweilige Deckschichttiefe. In den Sommermonaten ist aufgrund der stark ausgebildeten Sprungschicht die so bestimmte

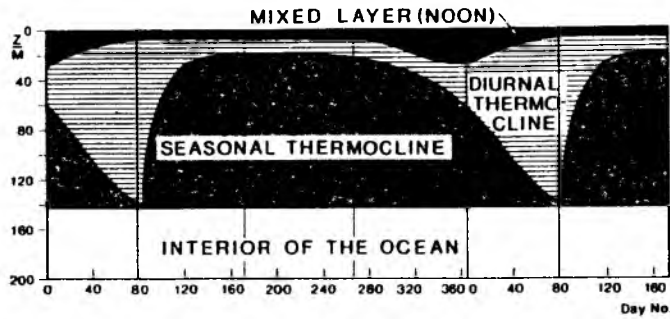


Abb. 1.4: Schematische Darstellung der saisonalen Grenzschicht.
(aus Woods, 1982)

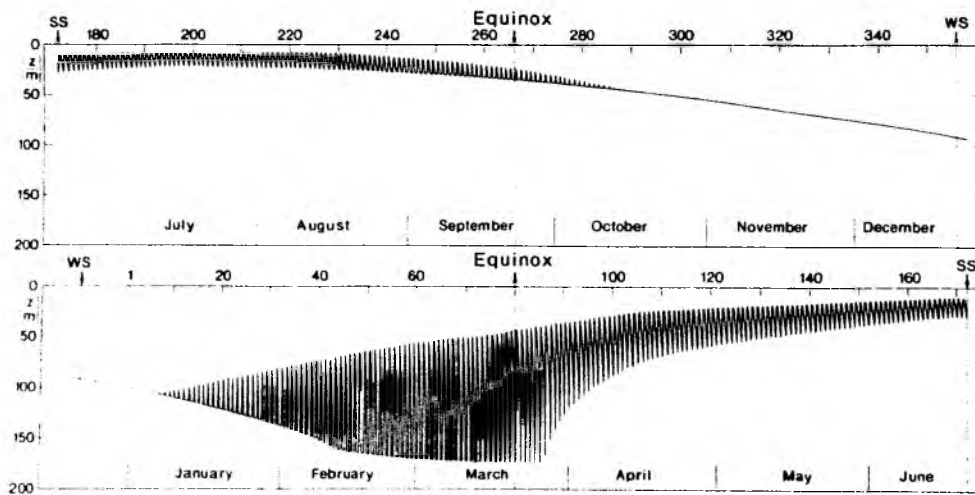


Abb. 1.5: Tages- und Jahresgang der Tiefe der turbulent durchmischten Schicht bei 41° N, 27° W, berechnet mit einem Deckschichtmodell und den mittleren Oberflächenflüssen von Bunker.
(aus Woods und Barkmann, 1986a)

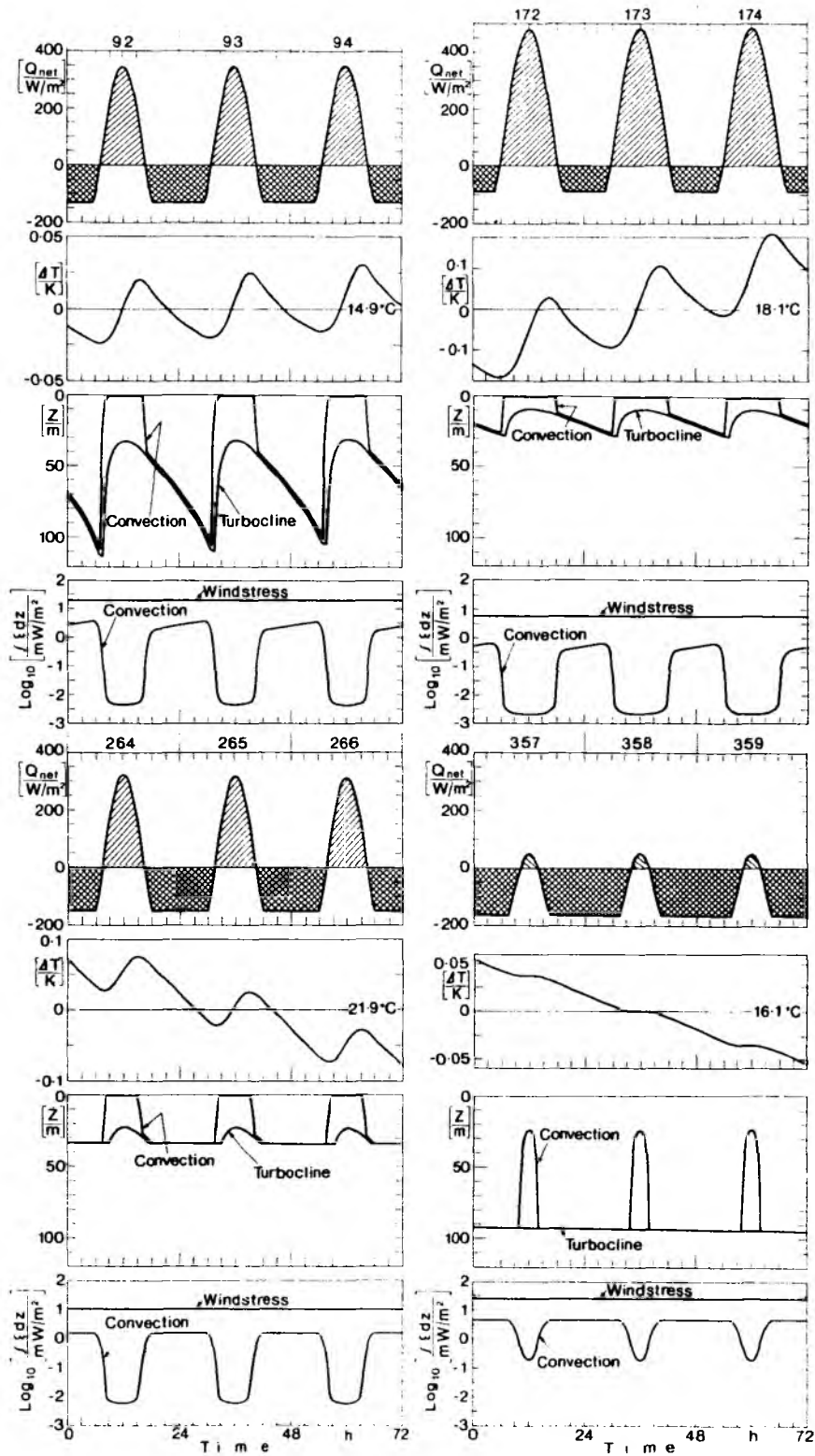


Abb. 1.6: Tägliche Variationen des Oberflächenwärmeflusses, der ML-Temperatur, der Konvektionstiefe, der Tiefe der Turbokline und der Produktion turbulenter kinetischer Energie durch Konvektion und Windstreß bei $41^\circ N$, $27^\circ W$.
 a) Frühjahr, b) Sommer, c) Herbst, d) Winter.
 (aus Woods und Barkmann, 1986 a)

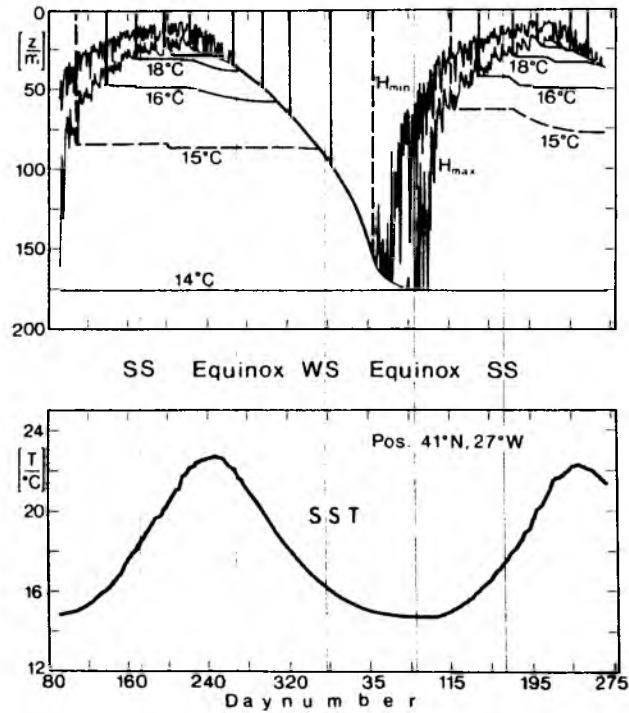


Abb. 1.7: Jahresgang der SST und des täglichen Minimums und Maximums der ML-Tiefe sowie ausgewählter Isothermen bei 41° N, 27° W. Die kleinskaligen Variationen sind eine Folge angenommener zufälliger täglicher Schwankungen der Bewölkung. (aus Woods und Barkmann, 1986a)

Deckschichttiefe von Art und Größe des Kriteriums nur schwach abhängig. In den Wintermonaten, besonders im März, wenn die Profile extrem schwache Gradienten aufweisen, können sich Unterschiede zwischen den so berechneten Tiefen bis zu 100 m ergeben (Woods, 1984). Nach RBS (Abb. 1.8) zieht sich ein Band maximaler Tiefe, vor Nordspanien beginnend, entlang den Britischen Inseln bis nach Island, um dann nach Südwesten zu schwenken. Ein isoliertes Maximum liegt vor der Küste Neufundlands, das wohl durch die in diesem Gebiet auftretenden starken winterlichen Abkühlungsraten verursacht wird. Das Ergebnis eines Versuches mit einem Konvektionsmodell (Zubov, 1978), diese Strukturen zu erklären, ist in Abb. 1.9 dargestellt. Der Vergleich mit Abb. 1.8 zeigt, daß die maximalen Tiefen winterlicher Konvektion nicht allein über die Wärmeflüsse an der Oberfläche erklärt werden können.

1.2 Die Bedeutung der ozeanischen Grenzschicht für das Klimasystem der Erde und für die Dynamik des Ozeans

Etwa 75 % der an der Erdoberfläche ankommenden solaren Strahlungsenergie wird im Ozean absorbiert und entweder sofort oder zu einem späteren Zeitpunkt, eventuell auch an einem anderen Ort, wieder an die Atmosphäre abgegeben. Diese Energieabgabe erfolgt über Wärmestrahlung, Verdunstung (latenter Wärmefluß) und Wärmeleitung (sensibler Wärmefluß). Den effektiven Energieverlust des Ozeans durch langwellige Strahlung gibt die Strahlungsbilanz an, die aus der terrestrischen Strahlung und der atmosphärischen Gegenstrahlung berechnet wird. Sie hängt von den Eigenschaften der Atmosphäre (Wolken, Temperatur und Feuchte) und von der Temperatur einer dünnen Wasserschicht mit laminarer Strömung ab, deren Oberfläche einige zehntel Grad kälter ist als die darunterliegende turbulente Schicht und in der vertikale molekulare Wärmetransporte stattfinden. Sensibler und latenter Wärmefluß sind Funktionen der Temperatur- bzw. Taupunktdifferenz zwischen atmosphärischer und ozeanischer Grenzschicht, der Windgeschwindigkeit und der Schichtungsstabilität der atmosphärischen Grenzschicht. Gleichzeitig mit dem latenten Wärmefluß findet ein Frischwasserfluß vom Ozean an die Atmosphäre statt. Die drei Energieflüsse erwärmen die Atmosphäre auf verschiedene Art und Weise. Ein Teil der terrestrischen Strahlung erwärmt die atmosphärische Grenzschicht, der Rest wird in der darüberliegenden Atmosphäre absorbiert oder direkt in den Weltraum entlassen. Die Energie des latenten Wärmeflusses heizt die Atmosphäre erst, wenn der Wasserdampf



Abb. 1.8: Mittlere Deckschichttiefen im März.
(Woods, 1984, nach Robinson, Bauer und Schroeder, 1979)

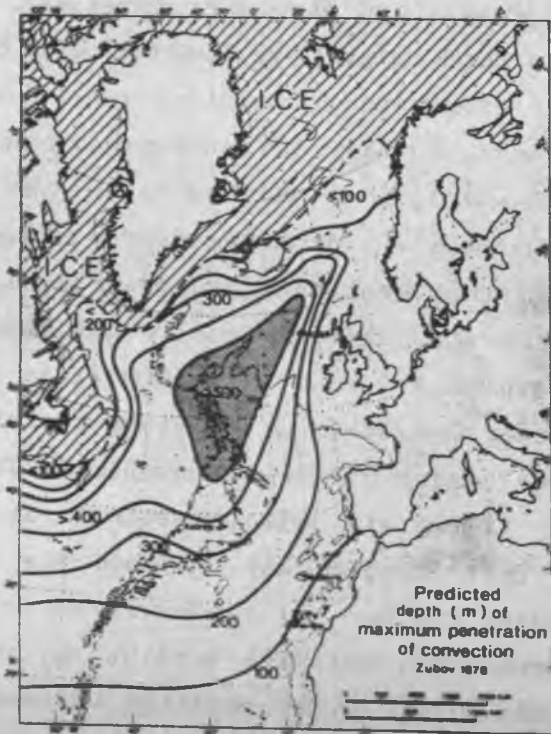


Abb. 1.9: Jahresmaximum der Deckschichttiefe, berechnet mit einem Konvektionsmodell. (Woods, 1984, nach Zubov, 1978)

kondensiert (Wolkenbildung), und bleibt, wenn das Wasser ausregnet. Der sensible Wärmefluß erwärmt die Grenzschicht direkt. Der Ozean besitzt eine hohe Wärmekapazität, die etwa tausendmal größer ist als die der Atmosphäre. Deswegen ist er trotz seiner schwachen Strömungen in der Lage, nahezu ebenso viel zum meridionalen Wärmetransport beizutragen wie die Atmosphäre. Die in den niederen Breiten im Ozean absorbierte Energie gelangt somit in die mittleren und höheren Breiten, um dort an die Atmosphäre abgegeben zu werden. Das Klima der Atmosphäre wird daher stark durch die räumliche und zeitliche Phasenverschiebung zwischen Absorption der solaren Strahlung und Freigabe dieser Energie durch die beschriebenen Prozesse beeinflusst. In diesem Sinne kommt der ozeanischen Grenzschicht eine besondere Bedeutung zu, in der der größte Teil der absorbierten Energie gespeichert und transportiert wird.

Ein weiterer Gesichtspunkt, der die saisonale Grenzschicht betrifft, ist die Ventilation des inneren Ozeans. Wassermassen, die innerhalb der Deckschicht erzeugt werden, wie z.B. die Mode-Wasser, gelangen mit Hilfe geostrophischer Strömung und/oder "Ekman pumping" in die Hauptsprungschicht und tragen somit zur Erneuerung des Wassers in dieser Region bei. Auf diesem Wege kann die hohe thermische Kapazität des inneren Ozeans eine Klimaänderung verzögern, die als Folge der CO_2 -Zunahme in der Atmosphäre und der damit verbundenen Erhöhung des Glashauseffektes zu erwarten ist. Durch den Vorgang der Ventilation gelangt auch die während der frühjährlichen Erwärmung in der saisonalen Sprungschicht entstandene potentielle Vorticity q und Dichte ρ in die Hauptsprungschicht. Geht man von einer Strömung mit vernachlässigbarer Dissipation aus, werden sowohl q als auch ρ im lagrangeschen Sinne erhalten und können über lange Strecken transportiert werden. Das Wasser bewegt sich dann entlang Trajektorien konstanter potentieller Vorticity auf Flächen konstanter Dichte. Nimmt man an, daß das Profil von q nur über die Oberflächenflüsse von Impuls und Auftrieb als lagrangesche Korrelation zwischen saisonal veränderlicher Deckschichttiefe und Dichte bestimmt ist (Woods, 1985), können Variationen der klimatologischen Oberflächenflüsse auch Änderungen der allgemeinen Zirkulation im Ozean bewirken, die wiederum Einfluß auf die Entwicklung der saisonalen Grenzschicht haben können.

1.3 Turbulenz in der saisonalen Grenzschicht

Wie bereits in Abschnitt 1.1.1 erwähnt, ist hinsichtlich der täglichen und der saisonalen Variation der Grenzschicht die dreidimensionale Turbulenz im oberen Ozean von fundamentaler Bedeutung. Im folgenden sollen deshalb Turbulenzvorstellungen erläutert werden, um eine theoretische Basis für die Modellierung der Grenzschicht zu schaffen.

1.3.1 Merkmale

Die Turbulenz ist ein Phänomen der Bewegung eines Kontinuums. Da es schwierig ist, eine genaue Definition für sie anzugeben, sollen einige wichtige Charakteristiken aufgeführt werden. Neben der Zufälligkeit, die eine deterministische Annäherung an das Problem unmöglich macht, sind die Fähigkeit, zu vermischen und zu transportieren, und die Eigenschaft der Dissipation wichtige Merkmale der Turbulenz. Turbulente Diffusion ist weitaus effektiver als molekulare, sie bewirkt deshalb einen stärkeren Transport von z.B. Impuls, Wärme und Masse. Turbulente Bewegungen sind immer dissipativ. Turbulenz benötigt deshalb eine kontinuierliche Versorgung von Energie, um diese Reibungsverluste auszugleichen. Fehlt dieser Nachschub, klingt die Turbulenz ab und eine z.B. ehemals turbulente Strömung wird laminar. Wellenförmige Bewegungen - auch zufälliger Art - fallen nicht in die Kategorie der Turbulenz, da sie, obwohl in der Regel dispersiv, im allgemeinen vernachlässigbar dissipativ sind. Turbulente Strömungen treten bei hohen Reynolds-Zahlen ($Re = \frac{UL}{\nu}$) auf, die im Ozean sehr groß sind.

Reynolds teilte die Bewegungen in einen mittleren und einen fluktuierenden Teil auf. Wählt man das (zeitliche und räumliche) Mittelungsintervall hinreichend groß, erhält man einen mittleren Zustand (in Ozean und Atmosphäre als allgemeine Zirkulation bezeichnet) und einen variablen Teil, den Woods (1980a) in zwei Kategorien unterteilt: (1) wellenförmige Bewegungen, die Energie und Impuls transportieren, (2) advektive Bewegungen, deren Transport von Energie und Impuls mit einem Massetransport verbunden ist. Die advektiven Vorgänge können wiederum in Bewegungsvorgänge aufgeteilt werden, bei denen sich (2a) Dichteflächen nicht überschlagen, und in Bewegungen mit sich überschlagenden Dichteflächen (2b). Für die Beschreibung der turbulenten Grenzschicht ist gerade die Kategorie (2b) von Bedeutung. Prozesse, die zu ihrer Entstehung führen, sollen im folgenden Abschnitt diskutiert werden.

1.3.2 Entstehungsmechanismen

Hinsichtlich der Turbulenz kann die saisonale Grenzschicht in zwei Bereiche unterteilt werden:

- (a) in eine kontinuierlich turbulente Mischungsschicht und
- (b) in eine Schicht, in der die Turbulenz nur vorübergehend und in voneinander isolierten Volumina anzutreffen ist.

Monin (1970) unterteilte die Entstehungsmechanismen in 6 Klassen, die hier, nach (a) und (b) unterteilt, aufgeführt werden sollen.

(1) Oberflächenwellen

Das Brechen der Oberflächenwellen scheint ein wichtiger Faktor in der Produktion turbulenter kinetischer Energie zu sein. Obwohl noch nicht genügend untersucht, zeigen die Daten von Longuet-Higgins (1969), daß etwa 10^{-4} der Wellenenergie pro Zyklus als turbulente kinetische Energie in der Mischungsschicht wiederzufinden ist. Die totale Energie einer Schwerewelle pro Einheitsfläche ist mit $\frac{1}{2} \rho_0 A^2$ gegeben (A = Amplitude). Der Energiefluß pro Masseneinheit ist dann $\epsilon = 10^{-4} \cdot g A^2 / 2 \tau h$. τ ist eine typische Wellenperiode, h ist die Mischungstiefe. Für $A = 1.5$ m, $\tau = 15$ sec und $h = 30$ m ergibt sich eine Produktionsrate von $2.5 \cdot 10^{-3}$ W/m³. Stewart und Grant (1962) haben Dissipationsraten in 1 m bis 2 m Tiefe von 10^{-2} W/m³ bis 10^{-3} W/m³ gemessen (bei Windstärken zwischen 5 und 10 m/sec). Die Beispiele von Shay und Gregg (1984) zeigen einen Bereich in Oberflächennähe, in dem die Dissipationsenergie größer als 10^{-3} W/m³ ist und der der Wellenzone zugeordnet werden könnte.

(2) Triftströme

Die Triftströme werden durch den Wind an der Meeresoberfläche direkt verursacht, und da sie in der Mischungsschicht, also in neutraler Schicht, vorkommen, kann ihre Instabilität mit Hilfe des Reynolds-Kriteriums ($Re > Re_{cr}$) bestimmt werden. Wendet man die Analogie zwischen Mischungsschicht und Grenzschicht an einem ebenen Wall an, kann die kritische Reynolds-Zahl mit etwa 3000 angenommen werden (Monin und Ozmidov, 1985). $Re = \frac{UL}{\nu}$ wird dann folgendermaßen bestimmt: die Längenskala wird durch die Tiefe h der Mischungsschicht, die Geschwindigkeitsskala durch die Geschwindigkeitsdifferenz, die gleich der Triftgeschwindigkeit an der Oberfläche ist, ersetzt. Mit einer Geschwindigkeit U von 5 cm/sec in der täglichen Sprung-

schicht (Woods und Straß, 1986), einer Mischungstiefe h von 50 m und $\nu = 10^{-2} \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$, erhält man eine Reynolds-Zahl von $2.5 \cdot 10^6$. Selbst mit Werten von $U = 1 \text{ cm/sec}$, $h = 1 \text{ m}$, ergibt sich $Re = 10^4$, so daß dieses Kriterium in weiten Teilen des Ozeans in der Mischungsschicht erfüllt ist.

(3) Konvektion

Negative Wärme- und Frischwasserflüsse an der Meeresoberfläche bewirken eine instabile Dichteschichtung und folglich ein Absinken des schweren Wassers. Dieser Vorgang führt zur Entstehung einer Bewegung, die von Natur aus turbulent ist. Nimmt man an, daß die Produktionsrate der Turbulenz gleich dem Auftriebsfluß ist (Shay und Gregg, 1984), ergeben sich Dissipationsraten von etwa 10^{-4} W/m^3 . Diese Werte liegen ein bis zwei Zehnerpotenzen unter den Produktionsraten der direkt vom Wind beeinflussten Mechanismen (siehe Abb. 1.6). Konvektionsschichten sind u.a. von Farmer (1975) beobachtet worden.

Diese drei beschriebenen Prozesse sind im wesentlichen für die Produktion der Turbulenz innerhalb der Mischungsschicht verantwortlich. In der saisonalen Sprungschicht tragen (4) Instabilitäten der vertikalen Geschwindigkeitsgradienten in großräumigen Strömungen (z.B. Golfstrom, Kuroshio), (5) das Brechen von Internen Wellen und (6) Instabilitäten mesoskaliger Bewegungen zur Produktion kleinskaliger Turbulenz bei. Die Stabilität großräumiger Strömungen hängt von dem Coriolisparameter f , der Baroklinität b und der Stabilität N der Schichtung ab. Es gilt das Richardson-Kriterium $Ri = (f/Nb)^2 < Ri_{CR}$. Miles (1961) und Howard (1961) haben gezeigt, daß eine hinreichende Bedingung für die Stabilität in gescherten Strömungen die Beziehung $Ri > 1/4$ ist. Für das Überschlagen der Internen Wellen geben Monin und Ozmidov (1985) ein Richardson-Zahl-Kriterium an ($Ri < 1 + K_h^2/K_z^2$, $K_h, K_z =$ horizontale bzw. vertikale Wellenzahl). Die Instabilität der mesoskaligen Bewegungen entsteht z.B. durch Tiden- und Trägheitsströmungen in Skalen von einigen hundert Metern.

Die zeitweilig auftretende und räumlich begrenzte Turbulenz der saisonalen Sprungschicht und des inneren Ozeans, auch "bellow"-Turbulenz genannt (Woods, 1980a), bewirkt lokale Vermischungen mit vertikalen Skalen von bis zu 1 m (Osborn, 1980). Der Dichtegradient wird oberhalb dieser "billows" verstärkt und unterhalb abgeschwächt. Ein weiterer Prozeß zur Erzeugung von Turbulenz

ist die Doppeldiffusion, die aber nur in bestimmten Teilen des Ozeans vorkommt. Eine notwendige Bedingung für Doppeldiffusion ist: $R > 0$, $R = \frac{\alpha \partial T / \partial z}{\beta \partial S / \partial z}$ (Turner-Parameter).

1.3.3 Spektrale Betrachtung der turbulenten Bewegung

Turbulente Bewegungen kann man sich aus mehr oder minder großen Wirbeln zusammengesetzt denken. Für den gesamten Ozean ist die Größe der Wirbel einerseits durch die Erstreckung des Ozeans, andererseits durch molekulare Reibung begrenzt. Unter turbulenter Bewegung soll hier nicht nur die in Abschnitt 1.3.1 beschriebene dreidimensionale Turbulenz, sondern ebenso jede Fluktuation um einen beliebigen mittleren Zustand verstanden werden. In Abb. 1.10 ist ein (teilweise hypothetisches) Spektrum der Bewegungen im Ozean dargestellt. Es zeigt ein Energiemaximum im Längenskalenbereich des Rossby-Deformationsradius, wo potentielle Energie durch den Prozeß der baroklinen Instabilität in turbulent kinetische Energie umgewandelt werden kann. Ein zweites Maximum stellt sich im Bereich der Ozmidov-Skala ein. Es wird allgemein angenommen, daß über den Prozeß der Kelvin-Helmholtz-Instabilität die Energie interner Wellen in diesen spektralen Bereich hineingelangt (Woods, 1977). Ein Raum-Zeit-Diagramm für Wirbel und interne Wellen ist in Abb. 1.11 dargestellt. Die größeren Wirbel, mit einer Rossby-Zahl ($Ro = U/fL$) kleiner als eins, werden stark durch die Erdrotation beeinflusst und fallen deshalb in den sogenannten Rotationsbereich. Die nächst kleineren Wirbel haben Rossby- und Richardson-Zahlen größer als eins, sie werden dem sogenannten Auftriebsbereich zugeordnet. Diese beiden Klassen fallen in die Kategorie (2a) aus Abschnitt 1.3.1 und tragen zu den Fluktuationen der zweidimensional isotropen Turbulenz bei (Woods, 1977). Wirbel mit Richardson-Zahlen kleiner eins unterscheiden sich von diesen beiden Klassifizierungen dadurch, daß die turbulente Bewegung durch eine annähernd dreidimensionale Isotropie gekennzeichnet ist. Je kleiner die Wirbel werden, desto mehr nähern sie sich einem voll entwickelten turbulenten Zustand an. Sie fallen in die Kategorie (2b) aus Abschnitt 1.3.1. Woods (1977) teilte diese Wirbel in drei Bereiche ein: (a) Kelvin-Helmholtz-"billows", die den Übergang von sich nicht überschlagender zu sich überschlagender Bewegung beeinflussen, (b) eine Klasse kleiner Wirbel, die zum Trägheitsbereich gehören, mit $Ri < 1$ und $Re > 1$, und (c) einen viskosen Bereich mit $Re < 1$.

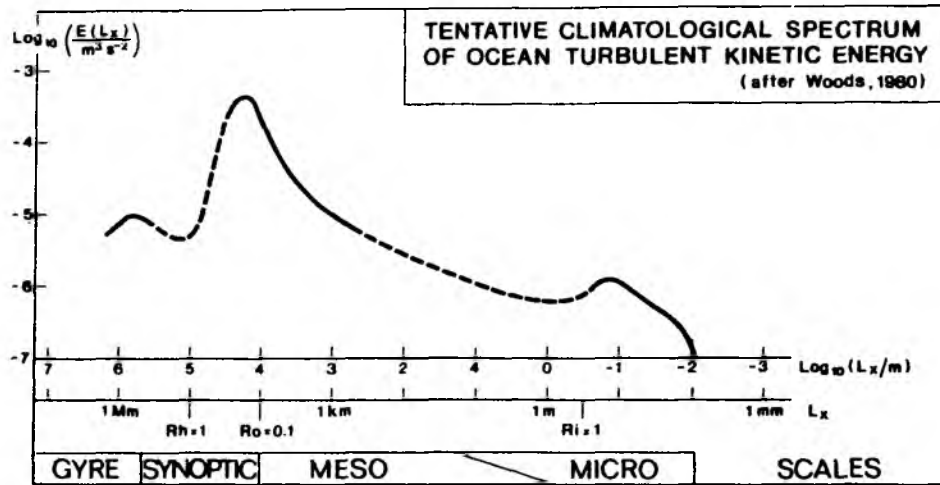


Abb. 1.10: Klimatologisches Spektrum (teilweise hypothetisch) der turbulenten kinetischen Energie im Ozean. (nach Woods, 1980a)

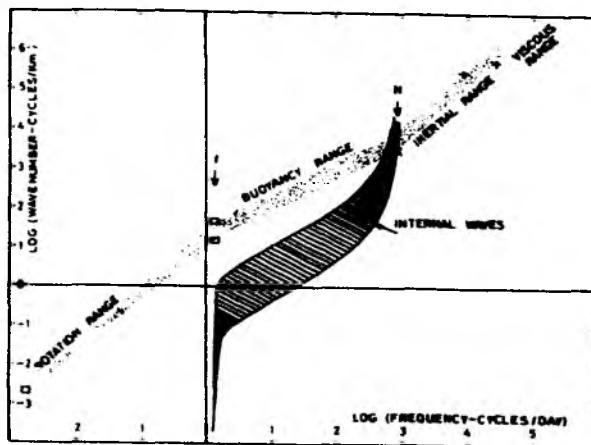


Abb. 1.11: Raum/Zeit-Diagramm für Wirbel und interne Wellen in der saisonalen Sprungschicht. (aus Woods, 1977)

Den Übergang vom Trägheits- zum Zähigkeitsbereich gibt die Kolmogorov-Mikroskala an. Kolmogorovs (1941) Theorie geht davon aus, daß größere Wirbel wegen ihrer hydrodynamischen Instabilität in kleinere Wirbel zerfallen und somit den Spektralbereich größerer Wellenzahlen mit kinetischer Energie versorgen (Energiekaskade). Für stationäre Verhältnisse ist dieser Prozeß durch einen konstanten Energiefluß $\epsilon(k)$ durch das Wellenzahlspektrum der turbulenten Bewegung charakterisiert. Nur die kleinsten Wirbel sind stabil, sie dissipieren ihre Energie direkt mit der Rate $\epsilon(k)$ bei Reynoldszahlen, die kleiner als eins sind. Der Ähnlichkeitstheorie folgend (siehe z.B. Landau und Lifschitz, 1974) können die statistischen Eigenschaften dieser kleinskaligen isotropen Turbulenz, deren Wellenlängen sehr viel kleiner sind als die Längenskalen der Prozesse, die zur Produktion der Turbulenz beitragen, nur Funktionen der auf die Dynamik dieses Spektralbereiches Einfluß ausübenden Parameter sein. Diese Größen sind die Energieflußrate ϵ_0 und die kinetische Zähigkeit ν , mit deren Hilfe die Längen- (η_ν)-, Zeit- (τ_ν)- und Geschwindigkeitsskala- (v_ν) (Kolmogorov-Mikroskala) gebildet werden können:

$$\eta_\nu = (\nu^3/\epsilon_0)^{1/4}, \quad \tau_\nu = (\nu/\epsilon_0)^{1/2}, \quad v_\nu = \eta_\nu/\tau_\nu = (\nu\epsilon_0)^{1/4} .$$

Für alle Wirbel im Trägheitsbereich gilt: $\eta = (\epsilon_0 \tau^3)^{1/2}$. Daraus folgt, daß kleinere Wirbel auch geringere Lebenszeiten haben als größere Wirbel. Als obere Begrenzung im geschichteten Wasser am Ende des Trägheitsbereichs ($\tau = N^{-1}$) gibt Ozmidov (1965) eine Längenskala von $\eta_N = (\epsilon/N^3)^{1/2}$ an, die auch als Ozmidov-Skala bekannt ist.

Das Wellenzahlspektrum der turbulenten kinetischen Energie muß aufgrund der Kolmogorov-Hypothese ebenfalls von ϵ_0 und ν abhängen und hat die Form $E(k) = (\epsilon_0 \nu^5)^{1/4} \phi(\eta k)$. Da Reibungskräfte im Trägheitsbereich nicht oder kaum wirksam sind ($\epsilon_0 = \text{konstant}$), muß $\phi(\eta k)$ aus Dimensionsgründen so gewählt werden, daß ν verschwindet. Daraus folgt: $\phi(\eta k) \sim (\eta k)^{-5/3}$. Das Energiespektrum hat dann die Form $E(k) = A \epsilon_0^{2/3} k^{-5/3}$, mit der universellen Konstanten A. Dies ist das sogenannte 5/3 "power law" von Kolmogorov und Obukhov. Es ist vielfach überprüft worden. Die mit Hilfe von Messungen bestimmten Spektren von z.B. Grant et al. (1962), Stewart und Grant (1962), Wunsch (1972), Gargett et al., (1979), Dillon und Powell (1979) stimmen alle recht gut mit der Theorie überein.

1.4 Modellierung der ozeanischen Grenzschicht

In großen Teilen des Ozeans trägt hauptsächlich die Variation der Wärmebilanz zur Struktur der saisonalen Grenzschicht bei. Die durch Niederschlag und Verdunstung bestimmte Frischwasserbilanz hat im allgemeinen nur einen geringen Einfluß auf den Auftriebsfluß. Die folgende Diskussion soll deshalb in Termen der Temperatur und der Wärmeflüsse geführt werden. Eindimensionale Modelle können zur Bestimmung der Oberflächentemperatur zweckdienlich sein, da Temperaturvariationen entlang der Vertikalen in der Regel viel stärker sind als entlang der Horizontalen. Austauschprozesse zwischen Luft und Wasser tragen dann schneller und effektiver zur Beschaffenheit der Wassersäule bei als z.B. horizontale Advektion und Vermischung. Wie später gezeigt wird, müssen auch horizontal wirkende Prozesse zur genaueren Bestimmung von Deckschichttemperatur und -tiefe berücksichtigt werden. Die Bestimmung der Oberflächentemperatur (SST) ist wohl eines der wichtigsten Ziele eines eindimensionalen Modells, da ihre Variationen einen bedeutenden Einfluß auf das Klima der Erde und auf die biologischen Prozesse im oberen Ozean haben. In erster Näherung werden die Änderungen der SST von den Wärmeflüssen an der Meeresoberfläche und von der Deckschichttiefe bestimmt. Die Temperaturstruktur einer Wassersäule wird allgemein durch ihren Wärmeinhalt und ihre potentielle Energie, relativ zu einer Referenztemperatur T_0 , festgelegt. Der momentane Wärmeinhalt entspricht dem zeitlichen Integral über die Oberflächenwärmeflüsse. Variationen der potentiellen Energie sind dagegen von den Variationen des Wärmeinhalts und von den Vermischungsprozessen durch die Turbulenz abhängig. Diese befördern, z.B. beim Vertiefen der turbulenten Schicht, schwereres Wasser nach oben und leichteres nach unten und ändern somit die potentielle Energie der Wassersäule bei Erhaltung des Gesamtwärmeinhalts. Die Grundgleichungen, die zur Beschreibung dieser physikalischen Prozesse dienen, sind die Erhaltungsgleichungen für Wärme und Impuls. In vereinfachter Form lauten sie:

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \overline{w'T'} = \frac{1}{\rho_o c_p} \frac{\partial I}{\partial z}$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + f \bar{k} \times \bar{v} + \frac{\partial}{\partial z} \overline{w'v'} = 0$$

\bar{T} und \bar{v} sind die horizontalen Mittel über Temperatur bzw. Strömung, $\overline{w'T'}$ und $\overline{w'v'}$ sind die mittleren vertikalen turbulenten Flüsse von Wärme und Impuls, f ist der Coriolis-Parameter und I der Strahlungsfluß im Ozean (Näheres siehe Kap. 2).

Um diese Gleichungen lösen zu können, müssen explizite Ausdrücke für die turbulenten Flüsse gefunden werden. Vier Methoden, die man für die Modellierung der ozeanischen Grenzschicht benutzt, sollen hier angesprochen werden.

Erste Versuche, die turbulenten Flüsse zu parametrisieren, bezogen sich auf die Annahme einer Analogie zwischen molekularen und turbulenten Transportprozessen. Diese klassische Methode drückt die turbulenten Flüsse als Produkt zwischen dem vertikalen Gradienten der transportierten mittleren Größe (z.B. Impuls, Wärme) und einem entsprechenden turbulenten Transportkoeffizienten (Austauschkoeffizient) aus:

$$-\overline{w'v'} = K_{MV} \frac{\partial}{\partial z} \bar{v}; \quad \overline{w'T'} = K_V \frac{\partial}{\partial z} \bar{T}$$

Obwohl schon vor etwa 50 Jahren entwickelt, wird diese Methode noch sehr oft benutzt und taucht u.a. in ozeanischen Zirkulationsmodellen zusammen mit der Methode der konvektiven Angleichung auf, um die Mischungsschicht zu parametrisieren (z.B. Bryan et al., 1975). Ein Nachteil dieser Methode ist, daß die Austauschkoeffizienten komplizierte Funktionen der Tiefe und der lokalen Stabilität sind und empirisch bestimmt werden müssen. Auch ist sie nicht mehr anwendbar, wenn die vertikalen Gradienten verschwinden. Die algebraische Formulierung eines einfachen eindimensionalen Modells mit turbulentem Austausch und konvektiver Angleichung lautet:

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} = K_V \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial z^2} + CA_T \quad (\text{Holland, 1977})$$

CA_T ist der Term der konvektiven Angleichung. Er ist identisch null, wenn

die Wassersäule stabil ist, ungleich null, wenn sie instabil wird. Während der Erwärmungsphase im Frühjahr und Sommer ist $CA_T = 0$ und nur die abwärtsgerichtete turbulente Diffusion kann das Temperaturprofil ändern. Im Herbst und im Winter (Abkühlungsphase) wird die Wassersäule als Folge des zunehmenden negativen Oberflächenwärmeflusses instabil und freie Konvektion vermischt die obere Schicht bis zu einer bestimmten Tiefe. Die Methode der konvektiven Angleichung taucht in einfachen gekoppelten Klimamodellen auf (z.B. Webster und Lau, 1977) und wird auch in eindimensionalen atmosphärischen Klimamodellen angewandt (z.B. Ramanathan, 1978; Charlock und Sellers, 1980). Ein weiterführender Schritt in der Entwicklung eindimensionaler Grenzschichtmodelle ist die Einführung der Schließungshypothese zweiter Ordnung. Ausgehend von den Bewegungsgleichungen der turbulenten Strömungskomponenten und von den Erhaltungsgleichungen des turbulenten Wärmeanteils, wurden Differentialgleichungen für die turbulenten Flüsse aufgestellt. Diese Gleichungen enthalten unbekannte Terme dritter Ordnung, wie aus der vereinfachten Form der eindimensionalen Gleichung für den Reynold-Streß hervorgeht (Niiler und Kraus, 1977):

$$\frac{\partial}{\partial t} \overline{w'v'} = - \overline{w'^2} \frac{\partial}{\partial z} \overline{v} - \frac{\partial}{\partial z} \overline{w'^2 v'} - \left(v' \frac{\partial p'}{\partial z} + w' \nabla_H p' \right) .$$

Die Schließungshypothese besteht darin, die Momente dritter Ordnung als Funktionen der mittleren Variablen und der Momente zweiter Ordnung zu parametrisieren. Man erhält dann zusätzlich zu den Erhaltungsgleichungen für Wärme und Impuls Differentialgleichungen zweiter Ordnung für die turbulenten Flüsse, $\overline{u'_i u'_j}$, $\overline{u'_i T'}$, und für die Temperaturvarianz $\overline{T'^2}$ (z.B. Mellor, 1973; Zeman, 1981). Mellor und Yamada (1974) entwickelten eine Hierarchie von Turbulenzmodellen, indem sie durch zunehmende Vereinfachungen der Modellgleichungen von Mellor (1973) das Problem schließlich auf die klassische, mit Hilfe von Austauschkoefizienten beschriebene, Darstellung reduzierten. Die Koeffizienten sind dann Funktionen der Mischungslänge l , der Wurzel aus den mittleren quadratischen Fluktuationen der Geschwindigkeit ($q = \overline{w'^2} + \overline{v'_i \cdot v'_i}$) und der statischen Stabilität S .

Für die vertikalen Komponenten gilt dann:

$$\overline{w'v'} = K_{MV} \frac{\partial}{\partial z} \bar{v} \equiv lq S_M \frac{\partial}{\partial z} \bar{v}$$

$$\overline{w'T'} = K_V \frac{\partial}{\partial z} \bar{T} \equiv lq S_H \frac{\partial}{\partial z} \bar{T} .$$

S_M und S_H sind Funktionen der Richardson-Zahl R_i (Mellor und Durbin, 1975) und können aus den von Mellor und Yamada (1974) abgeleiteten Formeln bestimmt werden. Die kritische Richardson-Fluß-Zahl R_{fc} ($R_f = \frac{S_H}{S_M} R_i$) liegt in diesen Gleichungen bei 0.21. Nimmt man die Prandtl-Zahl der Turbulenz mit $\frac{S_M}{S_H} \sim 1.04$ an, dann geht R_i gegen 0.22, wenn sich R_f gegen 0.21 bewegt. Diese Art der Modellierung ist zuerst für die atmosphärische Grenzschicht entwickelt worden, später wandte man die erhaltenen Erkenntnisse auch auf die obere Grenzschicht des Ozeans an (z.B. Mellor und Durbin, 1975; Martin, 1982, 1985).

Eine weitere Methode, die turbulente Grenzschicht zu modellieren, ist die deterministische Bestimmung der turbulenten Größen aus den Erhaltungsgleichungen. Die Idee ist, ein dreidimensionales turbulentes Feld zu berechnen und nur die nicht-aufgelösten kleinskaligen turbulenten Flüsse zu parametrisieren. Dieses erfordert aber sehr feine räumliche Skalen und eine hohe zeitliche Auflösung. Deardorff (1970) hat diese Methode zuerst zur Modellierung der atmosphärischen Grenzschicht angewandt, später dann auch ein entsprechendes Modell der ozeanischen Grenzschicht entwickelt (Deardorff, 1983). Die Methode ist aber zu rechenintensiv, als daß sie routinemäßig zur ozeanischen Modellierung benutzt werden könnte.

Aus Beobachtungen ist zu ersehen, daß die vertikalen Gradienten von Temperatur, Salzgehalt, der horizontalen Strömungen und der Turbulenz in der Mischungsschicht in der Regel sehr viel kleiner sind als in der Turbokline oder in der saisonalen Sprungschicht, wenn sie auch nicht vollständig verschwinden. Diese Erkenntnisse erlauben die Modellannahme, die turbulente Schicht als vollständig durchmischt zu betrachten, um vertikale Gradienten nicht berücksichtigen zu müssen. Diese Approximation führt zu einer problemlosen vertikalen Integration der Erhaltungsgleichungen über die Mischungsschicht, mit dem Ergebnis, die unbekannteren turbulenten Transportterme $\overline{w'v'}$, $\overline{w'T'}$ in Termen mittlerer Eigenschaften und der Randbedingungen ausdrücken zu können. Diese sogenannten Integralmodelle (Kraus und Turner, 1967) werden wegen ihrer einfachen Struktur im großen und ganzen dann den komplizierteren

Differentialmodellen (Mellor und Durbin, 1975) vorgezogen, wenn überwiegend Wert auf Bestimmung von Deckschichttemperatur und -tiefe gelegt wird und Geschwindigkeitsprofile bzw. Profile der turbulenten kinetischen Energie (TKE) von untergeordneter Bedeutung sind. Dieses ist z.B. in ozeanischen Zirkulationsmodellen (Adamec et al., 1981) der Fall. Integralmodelle werden auch häufig als untere Randbedingung für atmosphärische Zirkulationsmodelle benutzt (z.B. Biercamp, 1986).

Die Entwicklung eines Integralmodells von Kraus und Turner (1967) bedeutete einen wichtigen Schritt in der Modellierung der saisonalen Grenzschicht des Ozeans. Vor dieser Zeit sind mehrere theoretische Arbeiten abgefaßt worden, um die Struktur der Grenzschicht zu erklären. Die Lösung der klassischen Ekman-Gleichung (stationäre Bewegungsgleichung mit konstanten Austauschkoefizienten, Ekman, 1905) führte zu einer Tiefe der Ekman-Schicht, die proportional der Windgeschwindigkeit ist ($h \sim W \sqrt{\sin\phi}$). Munk und Anderson (1948) erweiterten die Gleichungen, indem sie eine Abhängigkeit des turbulenten und molekularen Austausches von der Stromscherung und dem vertikalen Dichtegradienten berücksichtigten. Rossby und Montgomery (1935) nahmen eine Abhängigkeit der Ekman-Tiefe von der Reibungsgeschwindigkeit und dem Coriolis-Parameter an ($h \sim u_* / f$), während Kitaigorodskii (1960) die Tiefe h proportional zur Monin-Obukhov-Länge setzte ($h \sim u_*^3 / B$). Kraus und Rooth (1961) zeigten, daß die Tiefe einer konvektiven Schicht im wesentlichen vom Gleichgewicht zwischen Absorption der solaren Strahlung und Abkühlung an der Meeresoberfläche abhängt, und definierten eine entsprechende Kompensationstiefe. Kraus und Turner (1967) bezogen nun sowohl die mechanische Vermischung, die in Termen der Windschubspannung parametrisiert wurde, als auch die konvektive Produktion als wichtige Quelle für die turbulente kinetische Energie (TKE) mit ein. Die Erhaltungsgleichungen für TKE und Wärme bildeten das Gleichungssystem, mit dem Deckschichttemperatur und -tiefe bestimmt werden konnten. Die daraufhin folgenden Entwicklungen integraler Modelle bauten auf die Methode von Kraus und Turner auf und verfeinerten die Parametrisierung der Produktions- und Dissipationsterme der TKE und der Absorption der solaren Strahlung im Wasser.

2 BESCHREIBUNG DES DECKSCHICHTMODELLS

In diesem Kapitel sollen Grundlagen der Deckschichtphysik, die im wesentlichen über die Erhaltungsgleichungen für thermische und mechanische Energie bestimmt ist, sowie Approximationen und Parametrisierungen beschrieben und diskutiert werden. Außerdem wird das Konzept zur Bestimmung der ML-Tiefe vorgestellt. Die für die Deckschicht relevanten Zustandsgrößen sind Dichte ρ , Temperatur T , Salzgehalt S und die drei Geschwindigkeitskomponenten u_j . Erhaltungsgrößen sind Masse, Impuls, Energie und Salzgehalt.

2.1 Physikalische Grundlagen

2.1.1 Erhaltungsgleichungen für thermische Energie, Salzgehalt und Masse

Der erste Hauptsatz der Thermodynamik für eine inkompressible Flüssigkeit, unter Berücksichtigung der Boussinesq Approximation und unter Vernachlässigung der Reibungswärme, lautet:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u_j \frac{\partial T}{\partial x_j} = \frac{K_T}{c_p \rho_0} \frac{\partial^2 T}{\partial x_j \partial x_j} + \frac{1}{\rho_0 c_p} \frac{\partial I}{\partial z} \quad (2.1)$$

Die Erhaltungsgleichung für den Salzgehalt hat die gleiche Form, es fehlt aber ein analoger Term zur solaren Strahlungsenergie I .

$$\frac{\partial S}{\partial t} + u_j \frac{\partial S}{\partial x_j} = K_s \frac{\partial^2 S}{\partial x_j \partial x_j} \quad (2.2)$$

K_T und K_s sind die molekularen Diffusionskoeffizienten für Wärme und Salz. In dem Koordinatensystem (x_1, x_2, x_3) oder (x, y, z) ist der Einheitsvektor \vec{k} der vertikalen Komponente x_3 positiv nach oben gerichtet. Die Dichte ρ_0 ist eine Konstante, ebenso die spezifische Wärme bei konstantem Druck c_p .

Die Größenordnung der Reibungswärme oder der über die Deckschicht integrierten Dissipationsrate liegt in dem Bereich zwischen 10^{-3} Wm^{-2} und 10^{-1} Wm^{-2} (Oakey und Elliott, 1982), während die der turbulenten Wärmeflüsse an der Oberfläche zwischen 10 Wm^{-2} und 200 Wm^{-2} liegen. Die Reibungswärme trägt damit nicht signifikant zur Erwärmung der Deckschicht bei und wurde deshalb in Gleichung (2.1) vernachlässigt.

Masseerhaltung ist durch die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j) = 0$$

gegeben. Für eine inkompressible Flüssigkeit gilt

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0. \tag{2.3}$$

2.1.2 Der Auftrieb (buoyancy)

Für den Ozean ist der funktionale Zusammenhang zwischen T , S und ρ über eine empirische Zustandsgleichung $\rho = S(T,S)$ gegeben. Die Druckabhängigkeit soll innerhalb der saisonalen Sprungschicht vernachlässigt werden. Wie später gezeigt wird, ist eine lineare Zustandsgleichung geeignet, um die Prozesse in der Deckschicht ausreichend genau zu beschreiben.

Sie ist gegeben durch

$$\rho = \rho_0 (1 - \alpha (T - T_0) + \beta (S - S_0)) \tag{2.4}$$

mit $\alpha = - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial T}$ thermischer Ausdehnungskoeffizient

$\beta = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial S}$ Ausdehnungskoeffizient für Salz

ρ_0 , T_0 und S_0 sind Referenzgrößen.

Da in den hydrodynamischen Gleichungen die Dichteänderungen häufig in Verbindung mit der Schwerkraftbeschleunigung g auftreten, wird ein Ausdruck für den Auftrieb (buoyancy) eingeführt.

$$b = g \frac{\rho_o - \rho}{\rho_o} \quad (2.4')$$

Aus den Gleichungen (2.1), (2.2), (2.4) und (2.4') ergibt sich dann die Erhaltungsgleichung für den Auftrieb

$$\frac{\partial b}{\partial t} + u_j \frac{\partial b}{\partial x_j} = \frac{\alpha g}{\rho_o c_p} \frac{\partial I}{\partial z} \quad (2.5)$$

Die molekularen Flüsse sind hier vernachlässigt, da sie klein sind im Verhältnis zu den turbulenten Flüssen.

Diese Gleichung beinhaltet Erhaltung von Wärme und Salzgehalt und ist eine der wichtigsten Gleichungen im Deckschichtmodell.

2.1.3 Die hydrodynamische Bewegungsgleichung

Die Erhaltungsgleichung für Impuls oder hydrodynamische Bewegungsgleichung mit der Annahme der Inkompressibilität und unter Berücksichtigung der Boussinesq-Approximation ist gegeben durch die Navier-Stokes-Gleichung

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \epsilon_{ijk} \Omega_j u_k + \frac{1}{\rho_o} \frac{\partial p}{\partial x_i} - \left(\frac{\rho_o - \rho}{\rho_o} \right) g \delta_{i3} = \gamma \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (2.6)$$

$$\epsilon_{ijk} \Omega_j u_k = \text{Coriolis-Term}$$

γ = kinematische Zähigkeit

$$\gamma \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} = \text{Reibungsterm}$$

Aus der Gleichung von Navier-Stokes wird u.a. die Erhaltungsgleichung für mechanische Energie hergeleitet.

2.2 Das Konzept des eindimensionalen Deckschichtmodells

Das Modell setzt sich aus zwei Schichten zusammen. Diese sind die turbulent durchmischte Schicht mit der Meeresoberfläche als obere und der Tiefe h als untere Begrenzung und eine stabile nichtturbulente Sprungschicht unterhalb der Deckschicht.

2.2.1 Horizontal homogene mittlere Felder

In großen Teilen des Weltmeeres variieren Temperatur und Salzgehalt entlang einer vertikalen Distanz von einigen hundert Metern stärker als entlang einer horizontalen Distanz von mehreren tausend Kilometern. In den betreffenden Gebieten ändern Austauschprozesse zwischen Atmosphäre und Ozean und vertikale Mischungsprozesse in der Deckschicht die Struktur des oberen Ozeans schneller und effektiver als horizontale Advektion und Vermischung. Es ist daher in erster Näherung erlaubt, die mittleren Felder als horizontal homogene Größen einzuführen. Daraus folgt, daß ihre horizontalen Ableitungen verschwinden.

Es gilt: $a = \bar{a}(z, t) + a'(x, y, z, t)$

$$\frac{\partial}{\partial x} (\overline{a' u'}) = \frac{\partial}{\partial y} (\overline{a' v'}) = 0 \quad (2.7)$$

Aus der Kontinuitätsgleichung resultiert als Folge der Homogenität der horizontalen Felder

$$\frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = 0$$

Diese Annahme wird später bei der Betrachtung von "up"- bzw. "downwelling"- Prozessen modifiziert.

2.2.2 Die turbulent durchmischte Schicht

Eine mehr oder weniger vertikal homogen durchmischte Schicht kann fast überall im Weltmeer direkt unterhalb der Meeresoberfläche gefunden werden (Abb. 1.1). Die Zustandsgrößen werden in der modellierten Deckschicht

daher als vertikal homogene Größen behandelt. Die vertikalen Integrationen von der Oberfläche bis zur Mischungstiefe h vereinfachen sich, und die Erhaltungsgleichungen können in Termen der Randbedingungen geschrieben werden. Temperatur, Salzgehalt, Dichte und die Geschwindigkeitskomponenten werden als sogenannte "bulk"-Größen behandelt, d.h., diesen Zustandsgrößen wird je ein für die Deckschicht repräsentativer Wert zugewiesen.

2.3 Die Erhaltungsgleichungen der mittleren und turbulenten Energien

2.3.1 Mittlere und turbulente Größen

Bezeichnet man die mittlere Geschwindigkeit einer turbulenten Strömung mit \bar{u}_i , kann die tatsächliche Geschwindigkeit u_i an einem bestimmten Ort in $u_i = \bar{u}_i + u_i'$ zerlegt werden, wobei u_i' die turbulente Zusatzgeschwindigkeit ist.

Bei Beobachtung eines genügend langen Zeitraums Δt ist \bar{u}_i definiert als

$$\bar{u}_i = \frac{1}{\Delta t} \int_{t - \frac{\Delta t}{2}}^{t + \frac{\Delta t}{2}} u_i dt$$

Das Zeitintervall, über das gemittelt wird, sollte kurz sein, verglichen mit der Zeit, in der sich signifikante Änderungen des mittleren Feldes ergeben, aber lang, verglichen mit der integralen Zeitskala der Turbulenz.

Für den Mittelwert der turbulenten Zusatzgeschwindigkeit gilt: $\overline{u_i'} = 0$.

Die obigen Beziehungen gelten auch für die anderen Zustandsgrößen.

Die mittlere kinetische Energie der turbulenten Bewegung ist gegeben durch

$$\bar{E} = \frac{1}{2} (\overline{u_i'^2})$$

Es werden folgende Transformationen durchgeführt:

$$\begin{aligned}u_i &= \bar{u}_i(z,t) + u'_i(x,y,z,t) \\b &= \bar{b}(z,t) + b'(x,y,z,t) \\T &= \bar{T}(z,t) + T'(x,y,z,t) \\S &= \bar{S}(z,t) + S'(x,y,z,t) \\p &= \bar{p} + p'(x,y,z,t)\end{aligned}$$

Streng genommen enthält die turbulente Zusatzgeschwindigkeit den Anteil der Oberflächenwellen und der internen Wellen. Es wird angenommen, daß der Nettoeffekt dieser Größen hinsichtlich der Änderung der turbulenten kinetischen Energie sehr klein ist.

2.3.2 Wärme, Salzgehalt und Auftrieb

Zerlegt man die Zustandsgrößen der Gleichungen (2.1) und (2.2) in ihren mittleren und turbulenten Anteil und mittelt man anschließend über diese Ausdrücke, ergeben sich unter Berücksichtigung der Kontinuitätsgleichung folgende Beziehungen:

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \overline{T'w'} = \frac{1}{\rho_o c_p} \frac{\partial I}{\partial z} \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial \bar{S}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \overline{S'w'} = 0 \quad (2.9)$$

Die molekularen Flüsse, die einige Größenordnungen kleiner sind als die turbulenten, sind in diesen Gleichungen vernachlässigt worden. Außerdem wurde die horizontale Homogenität der mittleren Felder (Gleichung 2.7) berücksichtigt. Die horizontalen Ableitungen erscheinen deshalb nicht mehr in den Ausdrücken.

Analog zu den obigen Gleichungen kann aus Gleichung (2.5) die Beziehung für den Auftrieb abgeleitet werden.

$$\frac{\partial \bar{b}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \overline{b'w'} = \frac{g \alpha}{\rho_0 c_p} \frac{\partial \bar{I}}{\partial z} \quad (2.10)$$

Die zeitliche Änderung des mittleren Auftriebs wird also nur durch die Divergenz des vertikalen turbulenten Auftriebsflusses und durch die Absorption der solaren Strahlungsenergie im Ozean bestimmt.

2.3.3 Impuls

Der Geschwindigkeitsvektor der Navier-Stokeschen Bewegungsgleichung und der Kontinuitätsgleichung wird in den mittleren und turbulenten Anteil zerlegt. Anschließend wird über diese Ausdrücke gemittelt. Es ergibt sich folgende Beziehung:

$$\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (2.11a)$$

subtrahiert man diesen Ausdruck von $\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_j} = 0$

ergibt sich $\frac{\partial u'_j}{\partial x_j} = 0 \quad (2.11b)$

Aus (2.6) und (2.11b) erhält man die Reynoldsche Form der Bewegungsgleichung

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \epsilon_{ijk} \Omega \bar{u}_k + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - b \delta_{i3} = \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{u'_i u'_j}$$

Für die mittlere Bewegung der turbulenten Strömung gilt dieselbe Navier-Stokesche-Gleichung (2.6), wenn man in ihr den mittleren Geschwindigkeitsvektor einführt, aber es erscheint noch ein zusätzlicher Term, der nur von den turbulenten Zusatzgeschwindigkeiten abhängt.

Die sogenannten Reynoldschen Schubspannungen $\overline{u'_i u'_j}$ wirken wie Reibungsterme auf die mittlere Strömung. Sie sind eine Folge der nichtlinearen Advektionsterme. Subtrahiert man die Gleichung der mittleren Strömung (2.12) von der Navier-Stokes-Gleichung, erhält man die Bewegungsgleichung für den turbulenten Strömungsanteil.

$$\begin{aligned} \frac{\partial u'_i}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + u'_j \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + u'_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} - u'_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \\ + \varepsilon_{ijk} \Omega u'_k + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial x_i} - b' \delta_{i3} = \nu \frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_j \partial x_j} \end{aligned} \quad (2.13)$$

2.3.4 Kinetische Energie

Um die Erhaltungsgleichung für die mittlere turbulente kinetische Energie zu bekommen, wird der Ausdruck (2.13) mit u'_i multipliziert. Die anschließende Mittelung sowie die Berücksichtigung der Kontinuitätsgleichung ergibt folgende Beziehung:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\overline{u'_i u'_i}}{2} \right) + \overline{u_j} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\overline{u'_i u'_i}}{2} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\overline{u'_j u'_i u'_i}}{2} \right) + \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \\ + \frac{1}{\rho_0} \overline{u'_i} \frac{\partial p'}{\partial x_i} + \overline{b' u'_i} \delta'_{i3} = \nu \frac{\partial \overline{u'_i \partial u'_i}}{\partial x_j \partial x_j} \end{aligned}$$

Berücksichtigt man die Homogenitätsbedingung, verschwinden die horizontalen Ableitungen sowie die mittlere vertikale Strömungskomponente $\overline{u_3}$. Die Gleichung reduziert sich dann zu

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\overline{u'_i u'_i}}{2} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \overline{w' \left(\frac{p'}{\rho_0} + \frac{u'_i u'_i}{2} \right)} \right\} = - \overline{u'_\alpha w'} \frac{\partial \overline{u}_\alpha}{\partial z} + \overline{b' w'} - \varepsilon \quad (2.14)$$

mit $\varepsilon = \nu \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}$

Der Index α bezeichnet die horizontalen Komponenten. Der erste Term auf der linken Seite gibt die lokalzeitliche Änderung der mittleren turbulenten kinetischen Energie an, der zweite die Divergenz des Energieflusses. Dieser spezifiziert die räumliche Neuverteilung der Energie durch die turbulente Bewegung und wirkt wie ein Produktionsterm. Die Terme auf der rechten Seite repräsentieren drei weitere Prozesse, die entweder turbulente kinetische Energie produzieren oder dissipieren. Der erste Term gibt den Energietransfer von der mittleren zur turbulenten Strömung an, der durch die Arbeit, die die Reynoldsen Schubspannungen $\overline{u'_i u'_j}$ gegen den Gradienten der mittleren Strömung leisten, erfolgt. Der zweite ist der Auftriebsfluß, der dritte die Energiedissipation der molekularen Reibung.

Die Gleichungen (2.8), (2.9), (2.10) und (2.14) sind die Grundgleichungen, über die im Modell die Zustandsgrößen Temperatur, Salzgehalt und Dichte und die Deckschichttiefe bestimmt werden.

2.4 Die Randbedingungen und ihre Parametrisierung

2.4.1 Die Auftriebsflüsse an der unteren und oberen Begrenzung der turbulenten Schicht

Integriert man die Gleichungen (2.8), (2.9) und (2.10) über die Deckschicht und berücksichtigt man dabei, daß die mittleren Zustandsgrößen innerhalb der durchmischten Schicht unabhängig von der Tiefe sind, ergeben sich folgende Beziehungen:

$$h \frac{\partial \overline{T_m}}{\partial t} + \overline{T' w'}(0) - \overline{T' w'}(-h) = \frac{1}{\rho_0 c_p} \left(I_0 - I(-h) \right) \quad (2.15a)$$

$$h \frac{\partial \overline{S_m}}{\partial t} + \overline{S'w'}(0) - \overline{S'w'}(-h) = 0 \quad (2.15b)$$

$$h \frac{\partial \overline{b_m}}{\partial t} + \overline{b'w'}(0) - \overline{b'w'}(-h) = \frac{g\alpha}{\rho_o c_p} (I_o - I(-h)) \quad (2.15c)$$

Der Index m steht stellvertretend für die mittlere Eigenschaft der turbulent durchmischten Schicht. Die Strahlungsenergie $I(z)$ soll exponentiell mit der Tiefe abnehmen und wird hier über eine Exponentialfunktion bestimmt, später werden drei Exponentialfunktionen berücksichtigt (Woods, Barkmann und Horch, 1984). Es gilt: $I(z) = I_o e^{-\gamma z}$. I_o ist die Strahlungsenergie an der Meeresoberfläche, γ ist der Abklingkoeffizient, der den Trübungsgrad des Wassers angibt. Der Term $I(-h)$ ist derjenige Anteil der Sonnenstrahlung, der unterhalb der Deckschichttiefe h absorbiert wird. Die zeitliche Änderung der Zustandsgrößen T_m , S_m und b_m wird nur durch den vertikalen turbulenten Transport dieser Größen an der Meeresoberfläche und an der unteren Grenze der Deckschicht sowie durch die Absorption der Sonnenstrahlung bestimmt.

An der Meeresoberfläche sind die turbulenten Wärme- und Frischwasserflüsse gegeben durch:

$$c_p \rho_o \overline{T'w'}(0) = I_R + Q_E + Q_S = B \quad (2.16a)$$

$$\rho \overline{S'w'}(0) = (P - E)S \quad (2.16b)$$

Aus diesen Gleichungen und der Zustandsgleichung ergibt sich der Auftriebsfluß:

$$\overline{b'w'}(0) = g (\alpha \overline{T'w'}(0) - \beta \overline{S'w'}(0)) \equiv B_o \quad (2.16c)$$

I_R : langwellige Strahlungsbilanz; Q_E : latenter Wärmefluß;
 Q_S : sensibler Wärmefluß; P : Niederschlag; E : Verdunstung

Am Boden der Deckschicht ergeben sich folgende Randbedingungen, wenn der Effekt der molekularen Diffusion an der stabilen Schicht direkt unterhalb der Deckschicht vernachlässigt wird:

$$\overline{T'w'}(-h) = w_e \Delta T \quad \Delta T = T_m - T_h \quad (2.17a)$$

$$\overline{S'w'}(-h) = w_e \Delta S \quad \Delta S = S_m - S_h \quad (2.17b)$$

$$\overline{b'w'}(-h) = w_e \Delta b \quad \Delta b = b_m - b_h \quad (2.17c)$$

T_m ist hier die Deckschichttemperatur nach "entrainment", T_h ist die Temperatur direkt unterhalb der Deckschicht. Wenn während des Vertiefens der Deckschicht kälteres Wasser von unterhalb der Deckschicht in diese hineingemischt wird, ist $\frac{\partial T_m}{\partial t}$ negativ und das kältere Wasser wird von seiner Temperatur T_h auf die Temperatur T_m erwärmt. Ähnliche Betrachtungen gelten auch für den Salzgehalt und die Dichte.

w_e ist die "entrainment"-Geschwindigkeit $\frac{dh}{dt}$

$$w_e = \frac{dh}{dt} \text{ für } \frac{dh}{dt} < 0 \text{ "entrainment"}$$

$$w_e = 0 \text{ für } \frac{dh}{dt} > 0 \text{ "detrainment"}$$

Einen Ausdruck für den vertikal integrierten turbulenten Auftriebsfluß erhält man, indem zuerst Gleichung (2.10) einmal von einer Tiefe z , die innerhalb der Deckschicht liegen soll ($z > -h$), bis zur Oberfläche und einmal über die gesamte Deckschicht integriert wird. Nach Bildung der Differenz dieser beiden Gleichungen (die zeitlichen Ableitungen heben sich damit auf) und anschließender Integration über die Deckschicht, erhält man unter Berücksichtigung der Gleichungen (2.16c) und (2.17c) folgenden Ausdruck:

$$\int_{-h}^0 b'w'dz = \frac{1}{2}w_e \Delta b h + \frac{1}{2}hB_0 - \left[\frac{h}{2}R_0 - \frac{1}{2}hR(-h) + \int_{-h}^0 R(z)dz \right] \quad (2.18)$$

mit
$$R(z) = \frac{g\alpha}{\rho_o c_p} I(z)$$

$$\tilde{B} = \frac{1}{2}hB_o - \left[\frac{h}{2}R_o - \frac{1}{2}hR(-h) + \int_{-h}^o R(z)dz \right] \quad (2.18')$$

Der erste Term auf der rechten Seite gibt die Änderung der potentiellen Energie der Wassersäule durch "entrainment" an. Die restlichen vier Terme berücksichtigen die Änderung durch die turbulenten Auftriebsflüsse an der Oberfläche und durch die innerhalb der Deckschicht absorbierten Strahlung.

2.4.2 Die Flüsse turbulenter kinetischer Energie

Um einen Ausdruck für die Erhaltung der TKE innerhalb der ML zu bekommen, wird Gleichung 2.14 über die ML integriert.

$$\int_{-h}^o \frac{\partial \bar{E}}{\partial t} dz - \overbrace{w'(-h) \left(\frac{p'}{\rho_o} + E \right)}^{(I)} + \overbrace{w'(o) \left(\frac{p'}{\rho_o} + E \right)}^{(II)} = \int_{-h}^o \overbrace{u'_\alpha w'} \frac{\partial \pi_\alpha}{\partial z} dz + \int_{-h}^o \overbrace{b' w'} dz - h \epsilon_m \quad (2.19)$$

(IV) (V) (VI)

Um diese Gleichung anwenden zu können, müssen ihre Terme als Funktionen der bekannten Oberflächenflüsse parametrisiert werden. Hierbei soll im wesentlichen der Argumentation von Niller und Kraus (1977) gefolgt werden. Sie zeigten, daß der Fluß der TKE am Boden der Mischungsschicht (II) sehr klein ist und deshalb vernachlässigt werden kann. Ebenfalls spielt die lokalzeitliche Änderung der TKE (I) für tägliche und jahreszeitliche Variationen keine Rolle, dieser Term ist nur für sehr kleine Zeitskalen von Bedeutung (Gargett et al., 1979). Der Oberflächenfluß der TKE und die Druckschwankungen (III), die wohl hauptsächlich durch das Brechen der Oberflächenwellen erzeugt werden, parametrisieren Kraus und Turner (1967) als Funktion der Reibungsgeschwindigkeit.

$$- w'(0) \left(\frac{\rho'}{\rho_0} + E \right) = m_1 u_*^3 \quad (2.20)$$

Die Produktion durch die Stromscherung (IV) wird ebenfalls proportional zu u_*^3 gesetzt.

$$- \int_{-h}^0 u'_\alpha w' \frac{\partial \bar{u}_\alpha}{\partial z} dz = m_2 u_*^3 \quad (2.21)$$

m_1 und m_2 sind Konstanten, die noch bestimmt werden müssen. Pollard et al. (1973) führten einen Term für die TKE-Produktion durch Stromscherung am Boden der ML ein, der auch als Term der dynamischen Instabilität bezeichnet wird. Er hat eine Response-Zeit von einer halben Trägheitsperiode und wird nur bei plötzlicher Verstärkung des Windes bei geringen Deckschichttiefen wirksam. Für klimatologische Betrachtungen ist er deshalb ohne Bedeutung. Die Beziehung für den Auftriebsfluß (V) ist bereits im Abschnitt 2.4.1 hergeleitet worden.

2.4.3 Energiedissipation

Ein dominierender Term in der Bilanzgleichung der TKE ist die Dissipation (VI). Deckschichtmodelle sind empfindlich gegenüber diesem Term (Niiler und Kraus, 1977), und während die Parametrisierung der Flüsse in der Literatur weitgehend akzeptiert wird, gibt es kontroverse Meinungen über die Formulierung der Energiedissipation.

Bei Zilitinkevich et al. (1979) sind die unterschiedlichen Lösungsansätze zu finden.

Geht man von Kolmogorovs (1942) Parametrisierung der Dissipation aus

$$\epsilon = \bar{E}^{3/2} / l_\epsilon \quad , \quad l_\epsilon = \text{Dissipationslänge}$$

und erweitert sie auf die ML, erhält man (Gaspar, 1985)

$$\epsilon_m = q_e^3 / l \quad .$$

σ_e ist ein charakteristischer Wert der turbulenten Geschwindigkeit und l eine Dissipationslänge, die von verschiedenen Längenskalen abhängen soll. Die am häufigsten angenommenen Skalen sind

eine Monin-Obukhov-Länge $L = u_*^3 / \tilde{B}$,

eine Ekman-Skalentiefe $\lambda = u_* / f$,

und die ML-Tiefe h .

Es gilt: $l = f(h, L, \lambda)$ und

$$h \epsilon_m = h \sigma^3 / l = \sigma^3 F(h/L, h/\lambda).$$

Für die meisten ML-Modelle wird die Reibungsgeschwindigkeit u_* als charakteristische Geschwindigkeit gesetzt. Daraus ergibt sich:

$$h u_*^3 / l = u_*^3 F(h/L, h/\lambda). \quad (2.22)$$

Niiler und Kraus (1977) nehmen an, daß ein konstanter Betrag der TKE dissipiert wird

$$h \epsilon_m = m_3 u_*^3 + 0.25 (1-n) h [\tilde{B} - \tilde{B}] \quad (2.23)$$

Der erste Term auf der rechten Seite gibt die Dissipation der durch den Wind erzeugten TKE an, der zweite Term die Dissipation der Konvektionsenergie

$$\text{mit } 0 < m_3 < m_1 + m_2 \quad \text{und} \quad 0 < n < 1.$$

Dividiert man Gleichung (2.23) durch u_* und berücksichtigt (2.22), erhält man

$$h/l = m_3 + 0.25 (1-n) [\tilde{B} / u_* - h/L]$$

Die Abhängigkeit von h/λ fehlt in dieser Beziehung. Modelle mit konstanter Dissipation können deshalb keinen exakten saisonalen Zyklus erzeugen, da nach einem vollständigen Integrationsjahr noch turbulente kinetische Energie zur weiteren Vertiefung der ML zur Verfügung steht. Eine Tiefenabhängigkeit

von m_3 ist deshalb wahrscheinlich (Stevenson, 1979), und in das Modell wurde eine von Elsberry (1976) und Wells (1979) vorgeschlagene exponentielle Funktion integriert, die über h/λ definiert und proportional zur Produktion der TKE ist. Die Dissipationsrate ergibt sich dann zu

$$h\varepsilon_m = (m_1 + m_2) u_*^3 (1 - e^{h/\lambda}) + 0.25 (1-n) h [\tilde{B} - \tilde{B}] \quad (2.24)$$

2.4.4 Gegenüberstellung von unterschiedlichen Parametrisierungen der TKE-Bilanz

Aus den Gleichungen (2.18), (2.19), (2.20), (2.21) und (2.24) ergibt sich für neutrale Verhältnisse ($\beta = 0$) der Ausdruck

$$\frac{1}{2} w_e \Delta h = m_0 u_*^3$$

Der Term auf der linken Seite dieser Gleichung gibt die Änderung der potentiellen Energie durch "entrainment", $m_0 u_*^3$ die Art der Parametrisierung der TKE-Bilanz an. In Abbildung 2.1 wird der dimensionslose Ausdruck $P^* = \frac{1}{2} w_e \Delta h / u_*^3$ als Funktion von h/λ dargestellt. P^* entspricht einem Effizienzparameter der turbulenten Durchmischung, er wird auch als generalisierte "entrainment"-Rate bezeichnet. Die berücksichtigten Autoren sind

- (a) Alexander und Kim (1976) (AK), die eine konstante Hintergrunddissipation einführen,
- (b) Gaspar (1985) (GA), der anstelle u_*^3 das Produkt aus mittlerer turbulenter kinetischer Energie E_m und Quadratwurzel aus der mittleren Vertikal-komponente der TKE (W_m) in die Bilanzgleichung aufnahm,
- (c) und Wells (1979) (WE), mit der im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Parametrisierung $m_0 = -m e^{h/\lambda}$; $m = m_1 + m_2$

Die wesentlichen Unterschiede liegen darin, daß die Funktion von AK bereits bei einer Skalentiefe von 0.9, die von GA aber erst bei 2.9 den Nullpunkt erreicht, während sich die Kurve von WE dem Nullwert asymptotisch nähert, und daß GA einen konstanten Wert P^* bis zur Skalentiefe von 0.4 annimmt. GA argumentiert, daß eine neutrale Längenskala (0.4λ) der Dissipationslänge entspricht, wenn $|h| > 0.4 \lambda$ ist, ansonsten ist sie gleich der ML-

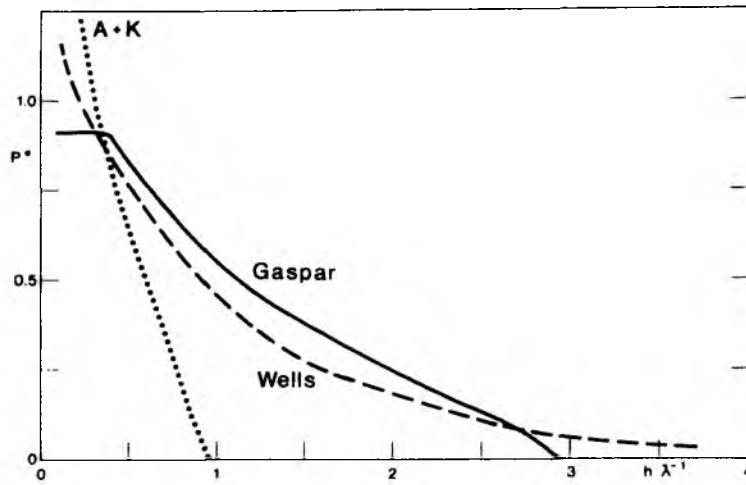


Abb. 2.1: Generalisierte "entrainment"-Rate $P^* = 0.5 \Delta b w_e / u_*^3$ als Funktion von h/λ , $\lambda = u_* / f$, für neutrale Verhältnisse ($\tilde{B}=0$). Gegenüberstellung der Parametrisierungen von Alexander und Kim (1976), Wells (1979) und Gaspar (1985).

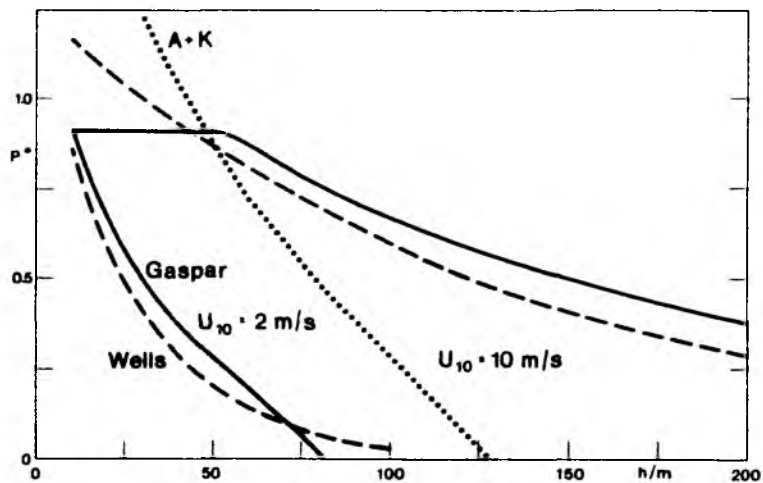


Abb. 2.2: Wie Abb. 2.1, P^* wird aber als Funktion der ML-Tiefe h für Windgeschwindigkeiten von 2 m/sec (Gaspar, Wells) und 10 m/sec (Gaspar, Wells, Alexander und Kim) dargestellt.

Tiefe. Da in den Modellrechnungen mit den klimatologischen Flüssen (Abschnitt 4.32) $|h_{\max}|$ immer größer gleich 0.4λ ist, $|h_{\min}|$ im Sommer aber kleiner als 0.4λ werden kann, können bei neutralen Verhältnissen Unterschiede in den Modellresultaten nur in der täglichen Sprungschicht auftreten oder von der Wahl des Parameters m abhängen. In Abbildung 2.2 wird P^* in Abhängigkeit der ML-Tiefe h für Windgeschwindigkeiten von 2 m/sec und 10 m/sec dargestellt. In der AK-Parametrisierung ist die Hintergrunddissipation für kleine Windgeschwindigkeiten größer als die Produktion der TKE, die Funktion taucht deshalb nicht in der Zeichnung auf. Für typische Bunker-Windgeschwindigkeiten (3 m/sec - 8 m/sec) liegen die Werte zwischen den beiden Kurvenpaaren. Etwa die Hälfte der "entrainment"-Energie ist noch in Tiefen zwischen 50 m und 200 m zu erwarten.

Vergleiche zwischen SST-Simulationen mit Hilfe von integralen Deckschichtmodellen mit unterschiedlichen Parametrisierungen sind von Thompson (1976) und Gaspar (1985) durchgeführt worden. Die Unterschiede zwischen integralen und differentiellen Modellen an den Wetterschiffen "N" und "P" wurden von Martin (1985) untersucht. Die Resultate zeigen, daß sowohl die integralen als auch die differentiellen Deckschichtmodelle mittlere Abweichungen bis zu 1 K von den beobachteten SST haben können.

2.4.5 Bestimmung der Modellparameter m und n

Oakey und Elliot (1982) haben auf der Basis von Dissipationsmessungen gezeigt, daß die Produktion der TKE durch die Schubspannung des Windes etwa 1 % des Energieflusses $u\tau$ beträgt. Berücksichtigt man, daß maximal 15 % der TKE zur Vertiefung der Mischungsschicht zur Verfügung stehen (Ellison, 1957), beträgt die maximale "entrainment"-Rate $0.0015 \rho_a c_D U_a^3$. Das Kriterium von Ellison bezieht sich auf die Fluß-Richardson-Zahl (U_a = Windgeschwindigkeit).

$$R_f = \frac{\overline{-b'w'}}{\overline{-u'_\alpha w'}} \frac{\overline{\partial u_\alpha}}{\partial z}, \quad R_{f_c} = 0.0015$$

(R_{f_c} = kritische Fluß-Richardson Zahl)

Bei der empirischen Bestimmung des Parameters m muß beachtet werden, daß der Wert des Parameters immer von der Wahl des Schubspannungskoeffizienten c_D abhängt. Es gilt:

$$m \rho_0 u_*^3 = m' \rho_a c_D U_a^3$$

mit $\rho_a = 1.27 \text{ kg m}^{-3}$ (Dichte der Luft), $\rho_0 = 1026 \text{ kg m}^{-3}$ und $c_D = 1.3 \cdot 10^{-3}$ (Garratt, 1977) ergibt sich für $m' = 0.0015$ ein m von 1.18.

Die Abschätzungen von m mit Hilfe ozeanischer Messungen sind vielfältig (Gargett et al., 1979) und wegen der unterschiedlichen Techniken, die zu ihrer Bestimmung führten, kaum vergleichbar. Neue Erkenntnisse konnten während MILE (Mixed Layer Experiment) gewonnen werden. Der Ozean wurde über eine Periode von 20 Tagen vermessen (Davis et al., 1981a) und nach sorgfältiger Analyse der Daten wurde ein Bereich für m zwischen 0.4 und 0.5 angegeben (Davis et al., 1981b). Eine empirische Bestimmung des Parameters auf Basis von Profilmessungen am OWS "P" (Denman und Miyake, 1973) lieferte dagegen einen Wert für m' von 0.0012 ($m = 0.95$), der auch in diesem Modell benutzt werden soll, da er in Nähe des R_{fc} -Kriteriums liegt.

Werte für den Parameter n werden in der Literatur zwischen 0.1 und 0.3 angegeben (Stull, 1976). Abbildung 2.3 zeigt die Unterschiede zwischen Deckschichttemperaturen und -tiefen für verschiedene n . Die Modellresultate beziehen sich auf den mit $n = 0.1$ (hier Standardlauf) berechneten Jahresgang an der Station 41° N , 27° W . Vernachlässigt man die Dissipation der konvektiven TKE ($n=1$), treten signifikante Unterschätzungen der SST auf. Die ML-Tiefe bewegt sich im Herbst relativ rasch nach unten und die maximale Deckschichttiefe liegt 30 m tiefer als im Standardlauf. Gegenüber geringen Änderungen von n sind die Resultate dagegen nicht empfindlich. In weiteren Modellrechnungen wird immer der Wert $n = 0.1$ benutzt.

2.5 Konzept zur numerischen Bestimmung der Zustandsgrößen

2.5.1 Die parametrisierten Grundgleichungen

Aus den Gleichungen (2.18), (2.19), (2.20), (2.21), (2.24) und mit $m_0 = -m e^{h/\lambda}$ erhält man die parametrisierte Bilanzgleichung der turbulent kinetischen Energie innerhalb der Mischungsschicht.

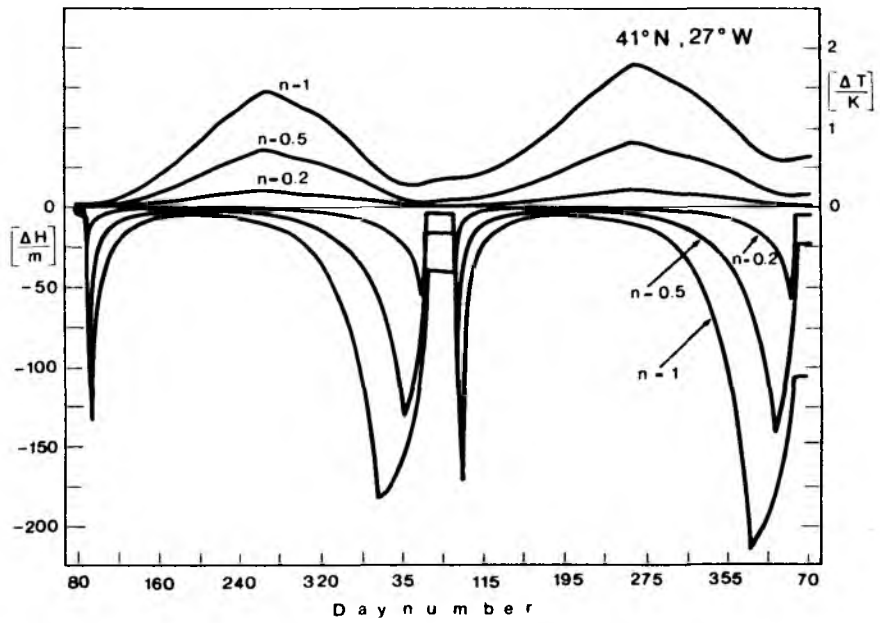


Abb. 2.3: Saisonale Variation der Differenz zwischen Deckschichttemperatur und -tiefe, berechnet mit verschiedenen Werten des Modellparameters n und Deckschichttemperatur und -tiefe, berechnet mit $n = 0.1$.

Für stabile Verhältnisse: $\tilde{B} > 0$ $\frac{1}{2}w_e \Delta b = m_o u_*^3 + \frac{1}{2}h\tilde{B}$ (2.25a)

Für labile Verhältnisse: $\tilde{B} < 0$ $\frac{1}{2}w_e \Delta b = m_o u_*^3 - \frac{1}{2}h\tilde{B}$ (2.25b)

Die Gleichung für den Auftrieb lautet:

$$\frac{\partial b_m}{\partial t} = + \frac{w_e \Delta b}{h} - \frac{B_o}{h} + \frac{1}{h}(R_o - R(-h)) \quad (2.26a)$$

$$\text{mit } B_o = g \left(\frac{\alpha B}{\rho_o c_p} - \beta(P-E)S \right)$$

Für Temperatur und Salzgehalt gilt:

$$\frac{\partial T_m}{\partial t} = + \frac{w_e \Delta T}{h} - \frac{1}{\rho_o c_p h} (B - I_o + I(-h)) \quad (2.26b)$$

$$\frac{\partial S_m}{\partial t} = + \frac{w_e \Delta S}{h} - \frac{(P-E)S}{\rho_o h} \quad (2.26c)$$

Das Gleichungssystem für die Sprungschicht reduziert sich auf:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{\rho_o c_p} \frac{\partial I}{\partial z} \quad \frac{\partial S}{\partial t} = 0 \quad \frac{\partial b}{\partial t} = \frac{\partial R}{\partial z} \quad (2.27)$$

Unterhalb der turbulent durchmischten Schicht werden Temperatur- und Dichteprofil nur durch die Absorption der solaren Strahlung geändert. Eine turbulente Bewegung findet nicht statt, die molekulare Diffusion wird nicht berücksichtigt.

Die Mischungstiefe h wird in mehreren Schritten mit Hilfe der Konvektionstiefe bestimmt. Diese Methode bezieht sich auf Woods (1980b), der argumentiert, daß am Tage der konvektive Anteil der TKE nur auf eine sehr dünne Schicht (die Konvektionsschicht) unterhalb der Meeresoberfläche begrenzt ist. In den beiden folgenden Abschnitten wird das Konzept zur Bestimmung der Konvektions- und ML-Tiefe behandelt.

2.5.2 Die Bestimmung der Konvektionstiefe

Die physikalischen Prozesse Verdunstung, Wärmeleitung und langwellige Strahlungsbilanz verursachen einen Wärmetransport, der in der Regel vom Ozean in die Atmosphäre gerichtet ist. Eine quasi-isotherme Schicht direkt unterhalb der Meeresoberfläche ist eine notwendige Konsequenz dieser Wärmesenke für den Ozean. Diese vertikale Isothermie verlangt einen aufwärts gerichteten Wärmetransport in dieser Konvektionsschicht, deren vertikale Erstreckung im wesentlichen von dem Gleichgewicht zwischen der absorbierten Sonnenstrahlung innerhalb der Schicht und dem Wärmelust an der Oberfläche abhängt. Wenn $B > 0$ ist, verschwindet die Konvektionsschicht. Foster (1971) zeigte, daß die Konvektion am Tage durch die solare Erwärmung nahezu unterdrückt wird, daß sich aber kurz nach Sonnenuntergang eine instabile Wassersäule ausbildet und nahe der Oberfläche Konvektion entsteht. Die Konvektionsschicht wird von der Konvektionstiefe C begrenzt (Abb. 2.4).

In dem Zeitraum, in dem $\hat{B} > 0$ ist, genügt die Konvektionstiefe der Gleichung

$$I_o^* (1 - e^{-\gamma C}) - CT_c = B^* , \quad \hat{B} = I_o + B$$

mit $T_c = I_o^* \gamma e^{-\gamma C}$, $(I_o^*, B^*) = \left(\frac{I_o \Delta t}{\rho_o c_p}, \frac{B \Delta t}{\rho_o c_p} \right)$

T_c = Temperatur der Konvektionsschicht

Die Temperaturzunahme unterhalb der Konvektionsschicht berechnet sich aus Gleichung (2.27). Nachts oder wenn $\hat{B} < 0$ ist, nimmt die Konvektionstiefe C nahezu den gleichen Wert wie die Deckschichttiefe h an. Am Tage wird C im wesentlichen von der Sonneneinstrahlung bestimmt. Während mehrerer Stunden um die Mittagszeit, wenn $\hat{B} \gg 0$ ist, steht im obersten Meter des Ozeans mehr als genügend Energie zur Verfügung, um den Wärmeverlust B auszugleichen. Die Konvektionsschicht kann dann nur einige Zentimeter tief reichen. Nachts wird der Wärmefluß hauptsächlich durch die am Tage absorbierte Energie versorgt, im Winter durch die im Sommer gespeicherte Wärme.

Kraus und Rooth (1961) und Woods (1980b) betrachteten eine einfacher zu berechnende Schicht, in der ein aufwärtsgerichteter Wärmetransport stattfindet. Es ist die thermische Kompensationsschicht, die nach unten durch

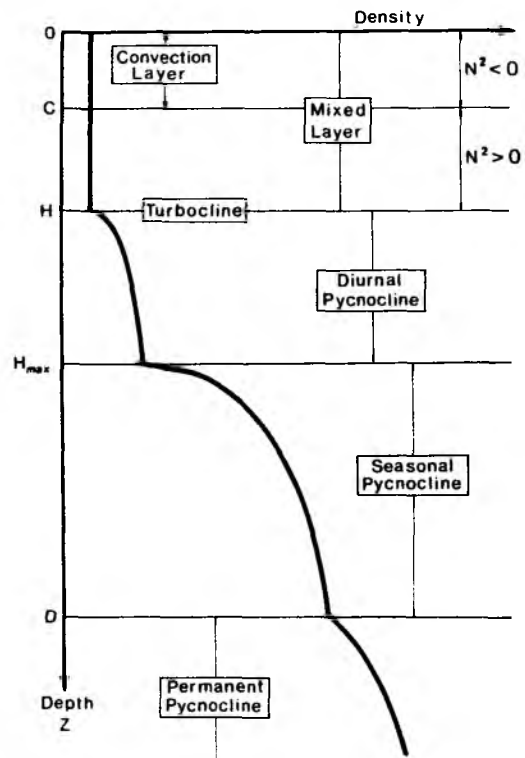


Abb. 2.4: Schematische Darstellung der vier charakteristischen Schichten des Deckschichtmodells.

die thermische Kompensationstiefe D begrenzt wird. D wird über folgende Gleichung bestimmt:

$$D = -\frac{1}{\gamma} \ln \left(\frac{I_0^* - B^*}{I_0^*} \right)$$

D ist nur am Tage definiert, wenn $\widehat{B} > 0$ ist, entspricht dann aber im wesentlichen der Konvektionstiefe C (Woods, Barkmann und Strass, 1985), vorausgesetzt, eine mehr realistischere Parametrisierung der solaren Strahlung als die einfache Exponentialfunktion wird zur Berechnung von C und D hinzugezogen (Abb. 2.5). Eine schematische Darstellung von C und D wird in Abbildung 2.6 präsentiert.

Als Folge des vertikalen Wärmetransports nimmt die potentielle Energie der Wassersäule ab. Diese Änderung erscheint als turbulente kinetische Energie in Konvektionszellen der Höhe C und berechnet sich am Tage ($\widehat{B} > 0$) aus:

$$E_c = \alpha g I_0^* \left(\frac{1}{\gamma} + \left(\frac{1}{\gamma} + C \right) e^{-\gamma C} \right) - \frac{1}{2} T_c C^2 \quad (2.28)$$

Im Modell wird E_c aus der Differenz zwischen potentieller Energie vor und nach der konvektiven Angleichung bestimmt; nE_c ist dann der TKE-Anteil, der für die weitere Vertiefung der Mischungsschicht zur Verfügung steht.

Mit Hilfe der Zustandsgleichung lassen sich C , D und E_c auch über das Dichte- bzw. Auftriebsprofil berechnen. B_0 tritt dann an die Stelle von B . Änderungen zur obigen Methode ergeben sich aber nur, wenn $P-E$ ungleich null ist.

2.5.3 Die Bestimmung der Tiefe der turbulent durchmischten Schicht

Das nach der Berechnung der Konvektionstiefe erhaltene Dichteprofil, mit der konstanten Dichte σ_c innerhalb der Konvektionsschicht, und die unterhalb von C befindlichen $\sigma(z)$ -Werte geben das Ausgangsprofil für die Bestimmung der ML-Tiefe h an. Die Gleichungen (2.25b) und (2.26a) reduzieren sich auf

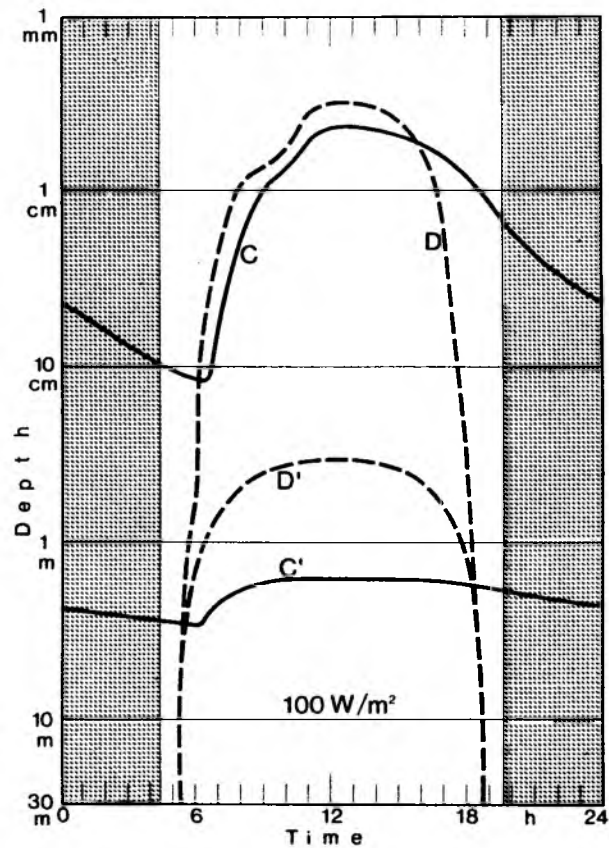


Abb. 2.5: Vergleiche zwischen täglicher Variation der thermischen Kompensationstiefe (D,D') und der Konvektionstiefe (C,C'). Untere Kurven: Parametrisierung der Absorption der solaren Strahlung durch eine Exponentialfunktion (Dalu u. Purini,1982). Obere Kurven: Parametrisierung mit den 27 Exponentialfunktionen von Woods (1980b).

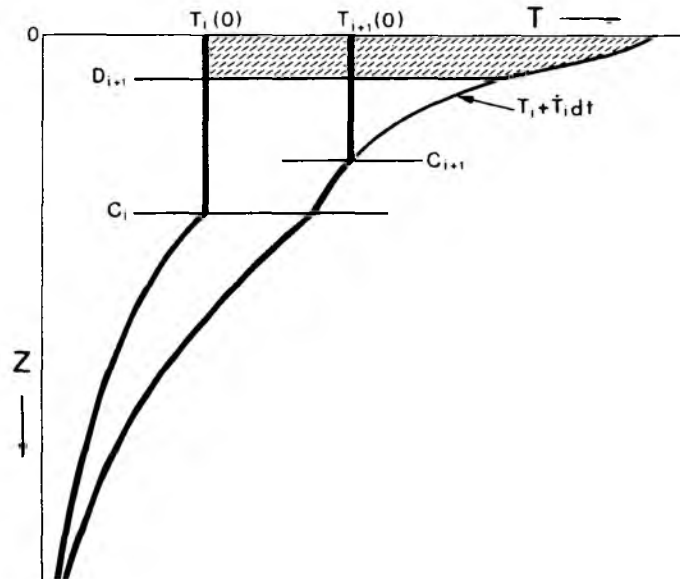


Abb. 2.6: Schematische Darstellung der Konvektionstiefe C und der thermischen Kompensationstiefe D .

Die solare Strahlung erwärmt das Wasser von dem Temperaturprofil T_1 bis zum Profil $T_1 + \dot{T}_1 dt$. Als Folge der konvektiven Angleichung entsteht daraufhin das Profil T_{1+1} und die Konvektionstiefe C_{1+1} . Die thermische Kompensationstiefe ist unabhängig vom Temperaturprofil $T_1 + \dot{T}_1 dt$. Der schraffierte Bereich gibt die Abkühlungsrate B wieder.

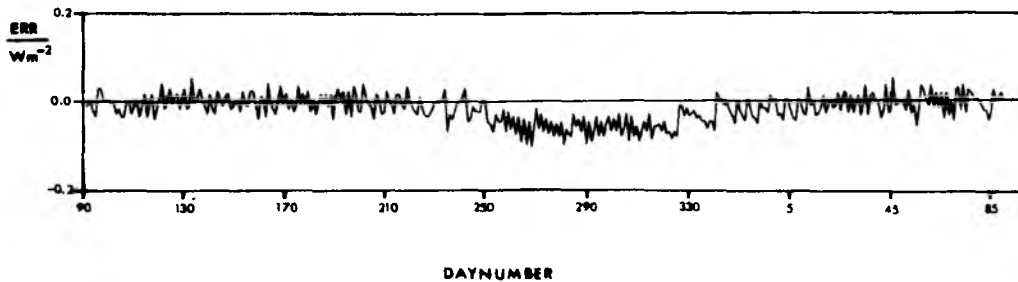


Abb. 2.7: Täglicher numerischer Fehler, ausgedrückt in W/m^2 .

$$\frac{1}{2} \tilde{w}_e \Delta b h = m_o u_*^3 - n E_c \quad (2.25b')$$

$$\frac{\partial b m}{\partial t} = \frac{\tilde{w}_e \Delta b}{h} \quad (2.26a')$$

\tilde{w}_e gibt die Tiefenänderung zwischen C und h an.

$$\text{Es gilt: } \tilde{w}_e = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{C-h}{\Delta t} \quad (2.29)$$

Eine Gleichung analog zu 2.25a ist nicht erforderlich, da die Abkühlungsrate B des Bunker-Datensatzes im Nordatlantik immer negativ ist. Ausgehend von der Konvektionstiefe C wird \tilde{w}_e jetzt so bestimmt, daß die Änderung der potentiellen Energie der Wassersäule $1/2 \tilde{w}_e \Delta b h$ gleich der zur Vertiefung zur Verfügung stehenden turbulenten kinetischen Energie ist und die über die Wassersäule integrierte Dichte erhalten bleibt.

Wenn $u_* = 0$ und $n = 0$ sind, ist die Deckschichttiefe h gleich der Konvektionstiefe C. Läßt man $n \neq 0$ zu und wenn $B < 0$ ist, wirkt die sogenannte penetrative Konvektion.

Diese Lösungsmethode ist der von Friedrich (1983) ähnlich - sieht man von der Bestimmung der Konvektionstiefe ab -, sie verlangt aber einen zusätzlichen Gitterpunkt für die ML-Tiefe und einen für die Tiefe direkt unterhalb der ML-Tiefe, da die Schichten zwischen den Gitterpunkten linear ansteigend sind. Auf diese Weise ist es möglich, den Fehler im Wärmeinhalt kleiner als 0.2 W/m^2 (Abb. 2.7) zu halten. die Iteration endet bei einem maximalen Fehler der potentiellen Energie von 2 %.

2.5.4 Ekman-Transport

Bei Berücksichtigung der horizontalen und vertikalen Advektion eines mittleren Triftstromes ist die horizontale Homogenität der mittleren Felder nicht mehr gewährleistet und die Erhaltungsgleichungen müssen sich dementsprechend ändern. Für die Advektion der mittleren Strömung, unter Vernachlässigung des Salzgehalts, tritt ein zusätzlicher Term für den Auftrieb auf:

$$\frac{1}{g\alpha} \frac{\partial b_A}{\partial t} + \frac{1}{r \cos \phi} \bar{u} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \lambda} + \frac{1}{r} \bar{v} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \phi} + \bar{w} \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} = 0 \quad (2.30)$$

die turbulenten Zusatzglieder $\overline{u'_j \frac{\partial T'}{\partial x_j}}$ werden nicht berücksichtigt.

Die Gleichung für die TKE (2.14) wird mit folgenden Termen ergänzt:

$$\frac{\partial \bar{E}_A}{\partial t} + u_\alpha \frac{\partial \bar{E}}{\partial x_\alpha} + \bar{w} \frac{\partial \bar{E}}{\partial z} = - \overline{w' u'_j} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} .$$

Der Term auf der rechten Seite der Gleichung wird proportional u_*^3 gesetzt und ist somit implizit in Gl. (2.21) enthalten. Da die "entrainment"-Geschwindigkeit w_e sehr viel größer ist als die vertikale Ekman-Geschwindigkeit w_E ($w_e \sim 10^{-5}$ m/sec, $w_E \sim 10^{-7}$ m/sec), kann das Feld der TKE weiterhin als stationär angenommen werden. Das Gleichungssystem folgt dann dem von Wells (1979), der ebenfalls die Advektion der TKE vernachlässigt. Das Problem der Triftstromadvektion reduziert sich dann auf die Bestimmung der Wärmeadvektion.

\bar{u} und \bar{v} lassen sich über die Massentransportgleichung des Ekman-Stroms bestimmen:

$$f M_{yE} = f \int_{-2D_E}^0 \rho_0 v dz = -\tau_x \quad , \quad f M_{xE} = f \int_{-2D_E}^0 \rho_0 u dz = \tau_y$$

Setzt man die doppelte Ekman-Tiefe $2D_E$ mit der Mischungstiefe h gleich, eine Approximation, die davon ausgeht, daß der starke Dichtegradient am Boden der Mischungsschicht den vertikalen Austausch unterdrückt und hindernd auf die volle Entfaltung eines reinen Triftstromes wirkt, ergibt sich

$$\int_{-h}^0 v dz = -\frac{1}{\rho_0 f} \tau_x \quad \int_{-h}^0 u dz = \frac{1}{\rho_0 f} \tau_y \quad (2.31)$$

Wird (2.30) über die Mischungsschicht integriert und (2.31) in (2.30) eingesetzt, erhält man den horizontalen Advektionsterm

$$\frac{\partial \bar{b}_H}{\partial t} = - \frac{g\alpha}{h} \left(\frac{1}{r \cos \phi} \frac{1}{\rho_0 f} \bar{\tau}_y \frac{\partial \bar{T}}{\partial \lambda} - \frac{1}{\rho_0 f r} \bar{\tau}_x \frac{\partial \bar{T}}{\partial \phi} \right) \quad (2.32)$$

$\bar{\tau}$ und $\bar{V}\bar{T}$ können mit Hilfe der Bunker-Daten bestimmt werden.

Der vertikale Term lautet

$$\frac{\partial \bar{b}_V}{\partial t} = w(z) \frac{\partial T(z)}{\partial z} \quad (2.33)$$

mit $\bar{w}(0) = 0$, $\bar{w}(-h) = w_E$, $\bar{w}(-500) = 0$,
die Abhängigkeit von z soll linear sein.

Die vertikale Geschwindigkeit am Boden der Mischungsschicht berechnet sich aus

$$\bar{w}_E = \frac{1}{\rho_0 f} \text{rot } \bar{\tau}$$

w_E kann ebenfalls mit Hilfe der Bunker-Daten bestimmt werden.

Das in Abschnitt (2.5.3) bestimmte Profil wird anhand der Gleichungen (2.32) und (2.33) modifiziert. Die horizontale Advektion findet nur innerhalb der Deckschicht statt. Gleichung (2.33) wird über ein zentrales Differenzenschema gelöst.

3 DIE OBERFLÄCHENFLÜSSE

Wenn Advektion und Diffusion nicht berücksichtigt werden, bestimmen allein Wärme- und Impulsfluß an der Oberfläche die zeitliche Entwicklung von Deck- und Sprungschicht. Um den Tagesgang der Sprungschicht, der hauptsächlich durch den Tagesgang der solaren Strahlung bestimmt wird, auflösen zu können, wurde die Sonneneinstrahlung mit Hilfe eines noch zu beschreibenden Strahlungsmodells und der Monatsmittelwerte der von Bunker zusammengestellten Gesamtbedeckung ermittelt. Die turbulenten Wärme Flüsse und die langwellige Strahlungsbilanz entstammen direkt dem Bunkerschen Datensatz, der Impulsfluß konnte aus der mittleren Windgeschwindigkeit bestimmt werden. Die Monatsmittelwerte wurden der jeweiligen Monatsmitte zugeordnet, zwischen denen dann linear interpoliert wurde, um die restlichen Werte zu erhalten.

3.1 Die turbulenten Wärme Flüsse und der Impulsfluß

In den unteren 50 m der atmosphärischen Grenzschicht ändern sich die Flüsse von Impuls, Wärme und Wasserdampf nur gering und können daher in erster Näherung als unabhängig von der Höhe angesehen werden. Messungen zeigen, daß für neutrale hydrostatische Stabilität der vertikale Gradient der mittleren Geschwindigkeit umgekehrt proportional der Höhe z ist. Man kann ihn daher als Funktion einer charakteristischen Geschwindigkeit (oder Reibungsgeschwindigkeit) der Luft $v_* = \sqrt{\frac{\tau_L}{\rho_L}}$ und der Höhe z schreiben.

(τ_L = Schubspannung am Boden der atmosphärischen Grenzschicht)

$$\frac{d\bar{v}}{dz} = \frac{v_*}{\kappa z} \quad \kappa = \text{von Karman Konstante}$$

Ähnliche Überlegungen gelten auch für Wärme und Wasserdampf

$$\frac{d\bar{\theta}}{dz} = \frac{\theta_*}{\alpha_o \kappa z} \quad \frac{d\bar{q}}{dz} = \frac{q_*}{\alpha_o \kappa z} \quad \alpha_o \text{ ist eine Konstante,}$$

$\bar{\theta}$ und \bar{q} sind mittlere potentielle Temperatur und Feuchte, θ_* und q_* sind die jeweiligen Skalengrößen. Sie sind über $\theta_* v_* = \overline{\theta'w'}$ und $q_* v_* = \overline{q'w'}$ definiert.

$c_p \overline{\rho\theta'w'}$ ist der sensible Wärmefluß, $\overline{\rho q'w'}$ der Wasserdampflluß. Mit der Verdunstungswärme L ergibt sich der latente Wärmefluß $L \overline{\rho q'w'}$.

Viele Untersuchungen sind durchgeführt worden, um die Flüsse über die sogenannten, in Gleichung (3.1) angegebenen, Bulk-Formeln zu parametrisieren.

$$v_*^2 = c_D (\bar{v}_a - v_w)^2$$
$$\overline{\theta'w'} = c_\theta (\bar{v}_a - v_w) (\theta_w - \bar{\theta}_a) \quad (3.1)$$
$$\overline{q'w'} = c_q (\bar{v}_a - v_w) (q_w - \bar{q}_a)$$

Die Indizes a und w stehen für Luft bzw. Wasser, c_D , c_θ und c_q sind die jeweiligen Austauschkoefizienten. Da die Strömungsgeschwindigkeit im Wasser v_w sehr klein gegenüber der Windgeschwindigkeit ist, kann sie in den Berechnungen der Flüsse vernachlässigt werden. Ein Überblick über die Literatur, in der die Bestimmung der Transportkoefizienten behandelt wird, ist bei Blanc (1985) gegeben.

Die vorliegenden Daten, sie bestehen aus Monatsmittelwerten beobachteter und abgeleiteter Größen, wurden von Bunker im Rahmen eines Klimaprojektes in Woods Hole, USA, aus Schiffsbeobachtungen im Bereich des Nord-Atlantiks, erstellt. Die Beobachtungen standen für 10×10 -Grad-Felder, sogenannte Marsden-squares (MS) zur Verfügung. Um eine räumlich feinere Auflösung zu bekommen, wurde jedes MS in bis zu 10 Flächen, sogenannte Gerrymanders (GM), unterteilt. Diese Aufteilung geht auf Bunker und Worthington (1976) zurück und wurde nach hydrographischen Gesichtspunkten (homogene Wasseroberflächen-temperatur in jedem GM) vorgenommen. Bis auf wenige Ausnahmen beziehen sich die Mittelwerte auf einen Zeitraum von 32 Jahren (1941 - 1972).

Die Mittelwerte der Größen sind berechnet mit

$$\bar{x} = x_e + \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - x_e)$$

n = Anzahl der Schiffsmeldungen

x_i = einzelne Schiffsmeldung

x_e = abgeschätzter Mittelwert (konstant für den Nord-Atlantik)

\bar{x} = berechneter Mittelwert

Die Monatsmittelwerte wurden anschließend von Isemer (1986) auf 1x1-Grad-Felder interpoliert. Die von Bunker durchgeführten Berechnungen der latenten und sensiblen Wärmeflüsse

$$Q_L = L \rho c_q (q_w - \bar{q}_a) \bar{v}_a$$

$$Q_S = \rho c_\rho c_\theta (T_w - \bar{T}_a) \bar{v}_a$$

erfolgten nach der individuellen Methode. Zuerst wurden Q_L und Q_S für jede einzelne Beobachtung berechnet, die Mittelung über Zeit und Raum erfolgte erst danach. c_θ und c_q sind Funktionen der Windgeschwindigkeit und der Differenz zwischen Luft- und Wassertemperatur.

Bei Annahme horizontaler Homogenität in der atmosphärischen Grenzschicht ist der nach unten gerichtete Impulsfluß an der Meeresoberfläche gleich der Schubspannung des Windes τ_L . Die Reibungsgeschwindigkeit des Wassers u_* ist

nach Definition $u_* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_o}}$. Unter Berücksichtigung, daß die Flüsse auf beiden Seiten einer Grenzfläche gleich sind ($\tau_L = \tau_w$) gilt:

$$u_* = \left(\frac{\rho_a}{\rho_o} \right)^{1/2} v_*$$

Mit dem Ausdruck (3.1) erhält man für den Impulsfluß, ausgedrückt in Termen der Reibungsgeschwindigkeit, die Beziehung

$$u_*^2 = \frac{\rho_a}{\rho_o} c_D u_a^2$$

Der durch den Wind hervorgerufene Fluß turbulenter kinetischer Energie ist dann

$$u_*^3 = \frac{\rho_a}{\rho_o} c_D u_a^3 \sqrt{\frac{\rho_a}{\rho_o} c_D}$$

Die Größen c_D und u_a werden häufig in der Literatur mit c_{10} und U_{10} angegeben und bezeichnen dann die mittlere Windgeschwindigkeit in 10 m Höhe mit dem entsprechenden Transportkoeffizienten c_{10} .

Der über einen Monat gemittelte Energiefluß wäre dann $\overline{u_*^3}$. Da im Bunker-
satz \overline{U}_{10} angegeben ist, wurde zur Berechnung von $\overline{u_*^3}$ die angegebene Standard-
abweichung des Windes hinzugezogen. Da zeitliche Windvariationen in der
Regel auf dem Ozean bedeutend größer als räumliche Schwankungen innerhalb
eines Gerrymanders sind, kann die Bestimmung des mittleren Energieflusses
über den Ausdruck $\overline{U^3} = \overline{U}^3 + 3\overline{U} \overline{U'^2} + \overline{U'^3}$ als recht gute Approximation an-
gesehen werden, auch wenn der Term $\overline{U'^3}$ vernachlässigt werden mußte, da
Bunker keine Angaben über ihn gemacht hat. Eine Abschätzung über $\overline{U'^3} =$
 $\chi (\overline{U'^2})^{3/2}$ mit $\chi_{\max} = \pm 1$ (Brenner, 1980) und $U_{10} = 10$ m/sec sowie $(\overline{U'^2})^{1/2} =$
5 m/sec, welches typische Werte für den Nord-Atlantik im Winter sind, führte
zu folgenden Ergebnissen:

$$\overline{U}_{10}^3 = 10^3 \text{ m}^3/\text{sec}^3, \quad 3\overline{U}_{10} \overline{U'^2}_{10} = 750 \text{ m}^3/\text{sec}^3, \quad \overline{U'^3}_{10} = \pm 125 \text{ m}^3/\text{sec}^3$$

\overline{U}_{10}^3 wird mit der beschriebenen Approximation um etwa 12 % über- bzw. unter-
schätzt. Für c_{10} wurde ein konstanter Wert ($1.3 \cdot 10^{-3}$) eingesetzt.

3.2 Kurzwellige und langwellige Strahlung

3.2.1 Strahlungsberechnung von Bunker

Die langwellige Ausstrahlung an der Meeresoberfläche ergibt sich aus dem Stefan-Boltzmann-Gesetz $L_w \uparrow = \delta \sigma T_w^4$ mit dem Emissionskoeffizienten δ und der Stefan-Boltzmann-Konstanten σ . Der Ansatz für die atmosphärische Gegenstrahlung lautet ebenfalls $L_w \downarrow = A_L \sigma T_a^4$. A_L ist eine Funktion des Wasserdampf- und CO_2 -Gehalts der Luft und der Bewölkung.

Für die langwellige Strahlungsbilanz gibt Bunker folgenden Ausdruck an:

$$Q_I = B\sigma_a^4 (11.7 - 0.0023 \frac{1}{a}) \left(1 - \frac{C \cdot N}{8}\right) + 4B\sigma_a^3 (\theta_w - \theta_a)$$

$$B = 0.96$$

C = Wolkenkoeffizient nach Budyko (1963)

N = Gesamtbedeckung in 1/8 (Monatsmittelwerte)

θ_w = absolute Lufttemperatur

θ_w = Meeresoberflächentemperatur

} Monatsmittelwerte

Die kurzwellige Strahlung wurde von Bunker mit folgendem, von Budyko (1963) angegebenen, Ausdruck berechnet.

$$I_o = I_a (1 - A) (1 - a N/8 - b (N/8)^2)$$

I_a = am Erdboden einfallende kurzwellige Strahlung bei wolkenlosem Himmel, angegeben von Budyko als Funktion der geographischen Breite und des Monats.

a = Wolkenkoeffizient, angegeben von Budyko als Funktion der geographischen Breite

$$b = 0.38$$

A = Albedo der Wasseroberfläche

3.2.2 Berechnung der kurzwelligen Strahlung bei wolkenlosem Himmel

Um den Tagesgang der solaren Strahlung simulieren zu können, wurde in der vorliegenden Arbeit ein von Horch, Barkmann und Woods (1983) entwickeltes Strahlungs- und Absorptionsmodell zur Berechnung der kurzwelligen Strahlung

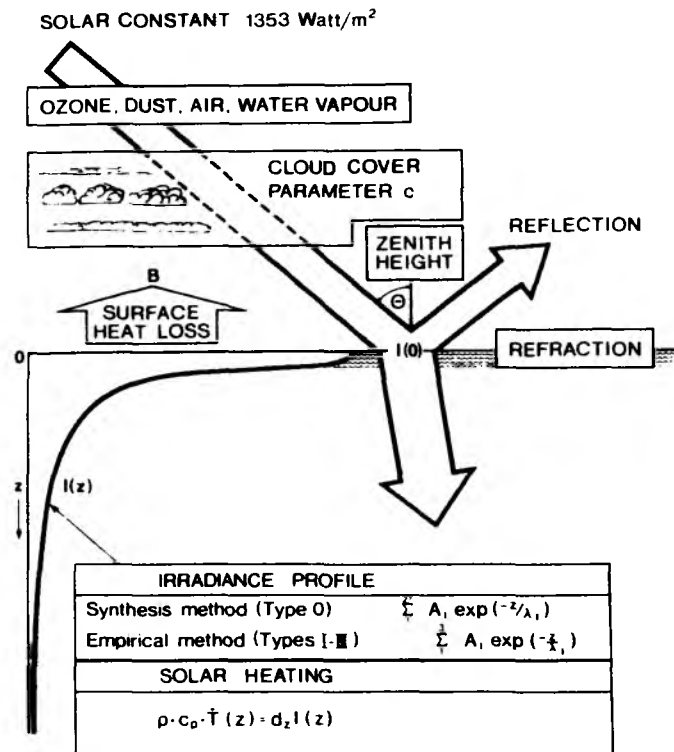


Abb. 3.1: Schematische Darstellung des Strahlungsmodells von Horch, Barkmann, Woods (1983).

an der Meeresoberfläche und der Absorption im Ozean verwendet (Abb. 3.1). Das Modell unterscheidet zwischen direkter und diffuser Strahlung bei wolkenlosem Himmel. Berücksichtigt wird das Durchlässigkeitsvermögen bezüglich Rayleigh-Streuung, Ozon, Wasserdampf und Aerosol. Während die Transmissionsfunktionen für Wasserdampf und Ozon, unabhängig von der Wellenlänge, nach empirischen Parametrisierungen von Lacis und Hansen (1974) angegeben werden, wurde die Abhängigkeit der durch Rayleigh- und Mie-Streuung bedingten Extinktion von der Wellenlänge des Lichts berücksichtigt (Robinson, 1966, Elterman und Toolin, 1965). Der Angström-Trübungskoeffizient für Aerosol (0.048) wurde durch Anpassung der Modellgleichung an Messungen in Aspendale (Australien) bestimmt, der integrierte Wasserdampfgehalt (1.5 cm) der Atmosphäre ist der jährliche Mittelwert ebenfalls von Aspendale. Die mittlere vertikale Weglänge für Ozon wird mit 0.3 angegeben (Paltridge und Platt, 1976).

Die diffuse Einstrahlung bei wolkenlosem Himmel setzt sich aus der Rayleigh-Streuung am Luftmolekül und der Mie-Streuung am Aerosol zusammen. Beide wurden mit empirischen Formeln von Paltridge und Platt (1976) berechnet. Mehrfachstreuung wird im Modell nicht berücksichtigt. Die Albedo A der Meeresoberfläche ist durch den Quotienten aus zurückgeworfener und einfallender Strahlung gegeben:

$$A = \frac{E_R}{E} = \rho_s (1-m) + \rho_d m$$

E = einfallende Strahlung

E_R = zurückgeworfene Strahlung

ρ_s = Reflektivität der direkten Einstrahlung

ρ_d = Reflektivität der diffusen Einstrahlung

m = Verhältnis von diffuser Einstrahlung zur Globalstrahlung

Für ρ_d wurde ein Wert von 6.6 % zugrunde gelegt (Burt, 1953), ρ_s für eine ebene Wasseroberfläche aus der Fresnellschen Gleichung berechnet:

$$\rho_s = \frac{1}{2} \frac{\sin^2(\delta - \delta')}{\sin^2(\delta + \delta')} + \frac{\tan^2(\delta - \delta')}{\tan^2(\delta + \delta')}$$

δ = Zenitdistanz der Sonne

δ' = Brechungswinkel

Der Einfluß der durch die Windwellen verursachten Oberflächenrauigkeit auf

ρ_s ist nur bei niedrigen Sonnenständen sehr erheblich (Cox and Munk, 1954). Da für große Zenitdistanzen der Sonne die Einstrahlung an der Oberfläche ohnehin klein ist, wird der bei Vernachlässigung der Oberflächenrauigkeit auftretende Fehler sehr gering sein.

3.2.3 Die effektive Weglänge der Strahlung im Wasser

Die effektive Weglänge des Lichtstrahls im Wasser wurde mit Hilfe des Berechnungsgesetzes berechnet:

$$n = \frac{\sin \delta}{\sin \delta'}$$

n = Brechungsindex (für die Grenzfläche Meer/Atmosphäre $n = 4/3$).

Der Strahl, der unter dem Winkel δ in den Ozean eindringt, durchläuft die verlängerte Strecke z' , um die Tiefe z zu erreichen:

$$z' = \frac{z}{\cos \delta'}$$

Zusammen mit dem Brechungsindex folgt daraus:

$$z' = \frac{z}{\sqrt{1 - \frac{9}{16} \sin^2 \delta}}$$

Diese Betrachtungen gelten streng nur für vernachlässigbare Streuung im Wasser. Jerlov und Nygard (1969) zeigten jedoch, daß bis zu einer bestimmten Tiefe z_k , die von der Trübung des Wassers und der Wellenlänge des Lichts abhängig ist, der mit dieser Näherung bestimmte Attenuationskoeffizient für niedrige Sonnenstände zu einem mit Beobachtungen übereinstimmenden Wert führt; in der Sargasso See z.B. bis mindestens 75 m Tiefe für eine Wellenlänge λ von 484 nm und bis etwa 100 m für $\lambda = 375$ nm. Für größere Tiefen wird der Attenuationskoeffizient unabhängig vom Sonnenstand. Da im obersten Meter etwa 50 % der Energie absorbiert wird, scheint die Berücksichtigung des Brechungswinkels unbedingt notwendig zu sein.

3.2.4 Der Einfluß der Bewölkung auf die solare Strahlung

Bei bewölktem Himmel werden die Sonnenstrahlen an den Wolken reflektiert, gestreut und absorbiert. Das Transmissionsvermögen der kurzwelligigen Strahlung wird durch diese Prozesse verringert; die am Erdboden ankommende Energie reduziert. Die diffuse Strahlung nimmt auf Kosten der direkten Strahlung zu. Verschiedene Parametrisierungen für den solaren Energiefluß sind entwickelt worden (Hansen, 1971; Twomey, 1972; Lacis und Hansen, 1974; Charlock und Sellers, 1980), die den Einfluß der Mehrfachstreuung auf Reflexion und Transmission berücksichtigen. Durch diese Methoden werden die Streueffekte an einer Anzahl von atmosphärischen Schichten mit verschiedenen hydrologischen Eigenschaften betrachtet. Einzelheiten des Strahlungsfeldes innerhalb dieser Schichten werden nicht berücksichtigt.

Eine einfachere, aber vielfach angewandte Methode, die Bewölkung zu berücksichtigen, ist die Anwendung empirischer Formeln für die Strahlungsberechnungen. Während in den numerischen Modellen Profile der Dichten und Größen von Wassertropfen für klassifizierte Standardwolken (Stephens, 1978) in die Berechnungen mit eingehen, werden die empirischen Formeln aus einer mehr oder minder großen Anzahl von Strahlungsmessungen, die mit Hilfe von Pyranometern und Pyrheliometern in der Regel auf dem Festland durchgeführt wurden, bestimmt, indem sie mit gleichzeitig stattgefundenen Wolkenbeobachtungen in Relation gesetzt werden.

In dem angewendeten Strahlungsmodell wird die empirische Methode benutzt, um die Bewölkung zu berücksichtigen. Der totale Bedeckungsgrad N wurde dem Bunker-Datensatz entnommen. Simpson und Paulson (1979) verglichen die im Rahmen des Nord-Pazifik-Experiments (NORPAX) durchgeführten Messungen der Globalstrahlung mit Ergebnissen aus Berechnungen mit empirischen Formeln und stellten Abweichungen von +6 % bis -18 % der Globalstrahlung fest. Die empirisch gewonnenen Beziehungen hängen von Folge und Dichte des Auftretens der verschiedenen Wolkentypen ab. Um brauchbare Ergebnisse zu bekommen, werden sie daher nur für Gebiete angewendet werden können, die ähnliche klimatologische Verhältnisse aufweisen, wie die Regionen, für die sie aufgestellt wurden. Da in der Regel allein der Bedeckungsgrad in die Formeln eingeht, nicht aber der Wolkentyp und die vertikale Erstreckung der Wolken (eine Ausnahme ist die Wolkenklassifikation von Lumb, 1964), können die Ergebnisse nur als ein Ausdruck für die mittleren Verhältnisse angesehen werden.

Wie schon erwähnt, reduzieren die Wolken nicht nur die einfallende Strahlung, sondern kann, als Folge der Reflexion an hohen Wolken (z.B. Cumulonimbus) bei geringen Bedeckungsgraden, die Globalstrahlung auch ansteigen, erhöht durch den diffusen Strahlungsanteil. In dem beschriebenen Modell wird die Globalstrahlung bei wolkenlosem Himmel getrennt als diffuse und direkte Strahlung berechnet, beim Eintritt in den Ozean aber nur ein, der Sonnenhöhe entsprechender, Eintrittswinkel berücksichtigt. Die diffuse Strahlung beträgt bei wolkenlosem Himmel zwischen 10 % und 30 % der Gesamtstrahlung (Paltridge und Platt, 1976; Kasten, 1981), erhöht sich aber auf 65 % bei einem Bedeckungsgrad von $\frac{6}{8}$ (Kasten, 1981). Horch, Barkmann und Woods (1983) haben den Einfluß der diffusen Strahlung auf die Erwärmungsrate im Ozean, mit Hilfe der von Kasten erstellten Formeln bei gleichzeitiger Annahme einer isotropen Strahlungsverteilung, untersucht sowie die Ergebnisse der Strahlungsberechnungen mit den Formeln von Reed (1977) und Kasten (1981) verglichen. Sie kamen zu dem Ergebnis, daß die Wahl der Wolkenformel weitaus wichtiger ist als die Berücksichtigung der diffusen Strahlung bei der Bestimmung des Eintrittswinkels. In den weiteren Berechnungen wird die Formel von Reed (1977) benutzt, weil sie in den Untersuchungen von Simpson und Paulson (1979) relativ gut abgeschnitten hat. Die Wolkenformel von Reed lautet:

$$I_0 = I(0) (1 - 0.62N + 0.0019\xi) \quad \xi = \text{Sonnenhöhe z.Z. der Kulmination.}$$

3.3 Die Wassertrübung nach Jerlov

Die Streuung des einfallenden Sonnenlichtes in Luft und im Wasser ist ein komplexer Vorgang, der von einer ganzen Reihe von Variablen (Wellenlänge des einfallenden Lichtes; Zahl, Art, Größe, Form und Verteilung der streuenden Partikel) abhängt. Man unterscheidet zwischen Rayleigh-Streuung an den Luft- bzw. Wassermolekülen und Mie-Streuung an Aerosol und Wassertropfchen in der Luft bzw. an Hydrosol (organische und anorganische Schwebeteilchen) im Wasser. Die Effekte von Temperatur, Salzgehalt und Druck auf die optischen Eigenschaften des Meerwassers sind praktisch vernachlässigbar. Der diffuse Anteil der Strahlung in einem Ozean ohne Schwebeteilchen beträgt bei etwa 40 m Wassertiefe 100 %. Diese diffuse Strahlung hat aber noch eine stark ausgeprägte Richtungscharakteristik, wobei die

Richtung maximaler Bestrahlungsstärke mit zunehmender Tiefe immer mehr von der jeweiligen direkten Einstrahlungsrichtung in die Vertikale rückt (Jerlov, 1976, S. 117-125). Die Konzentration kleiner Teilchen im oberen Ozean ist in der Regel ausreichend, um das Eindringen der Sonnenstrahlung und somit die vertikale Verteilung der solaren Erwärmung zu beeinflussen. In den folgenden Berechnungen wird die Klassifikation der Wassertrübung von Jerlov übernommen. Die Parametrisierung der Trübung basiert auf eine Modellanpassung an beobachtete Profile der Sonneneinstrahlung für den jeweiligen Jerlov-Wassertyp, unter der Annahme, daß es keine vertikale Variation der Teilchen gibt.

Jerlov unterscheidet zwischen den Wassertypen I (planktonarm, z.B. Sargasso See), IA, IB, II und III (planktonreich). Jerlovs Messungen beziehen sich auf eine im Zenit stehende Sonne und umfassen den Spektralbereich zwischen 300 nm und 2500 nm.

In vielen eindimensionalen Deckschichtmodellen wird mit Hilfe von einer Exponentialfunktion versucht, die Tiefenabhängigkeit der Einstrahlung auszudrücken. Diese Annäherung führt zu Ungenauigkeiten, die Einstrahlung wird in Oberflächennähe überschätzt und ab einer bestimmten Tiefe dann unterschätzt (Woods, Barkmann und Horch, 1984). Folgende Anpassung mit drei Exponentialfunktionen geben Horch, Barkmann und Woods (1983) an:

$$I/I_0 = R_1 e^{z/\zeta_1} + R_2 e^{z/\zeta_2} + (1 - R_1 - R_2) e^{z/\zeta_3}$$

In Tabelle 3.1 sind die für R_1 , R_2 , ζ_1 , ζ_2 , ζ_3 berechneten Werte für die verschiedenen Wassertypen angegeben. Mit dem obigen Ausdruck wird für die fünf Wassertypen in fast allen Tiefen eine bessere Anpassung an die gemessenen Werte erreicht, als mit den von Paulson und Simpson (1977) und Zaneveld und Spinrad (1980) angegebenen Funktionen. Deshalb wird der obige Ausdruck auch im Modell an Stelle der Funktion $I/I_0 = e^{-Kz}$ angewandt.

Tabelle 3.1 : Parameter für die Anpassung mit 3 Exponentialfunktionen.
(nach Horch, Barkmann und Woods, 1983)

Wassertyp nach Jerlov (Trübungsgrad)	R_1	R_2	ζ_1 (m)	ζ_2 (m)	ζ_3 (m)
I	0.4042	0.04015	22.91	6.846	0.1392
IA	0.3555	0.1765	20.73	1.781	0.1435
IB	0.3112	0.2003	17.45	2.361	0.1419
II	0.2191	0.2452	14.62	4.766	0.1391
III	0.2238	0.2446	7.950	3.300	0.1380

3.4 Der Frischwasserfluß

Niederschlag P und Verdunstung E sind die zwei Komponenten, die den Frischwasserfluß an der Oberfläche bestimmen. Während sich die Verdunstung aus dem latenten Wärmefluß Q_E mit Hilfe der Verdunstungswärme L berechnen läßt ($E = Q_E/L$), muß die Niederschlagsmessung auf See entweder über Fernerkundung oder mit Hilfe von Schiffs- und Landbeobachtungen abgeschätzt werden. Karten über den jährlichen Niederschlag liegen von Baumgartner und Reichel (1975) vor, einen jahreszeitlichen Niederschlag haben Dorman und Bourke (1981) bestimmt. Die Jahresmittel beider Abschätzungen geben Größenordnungen an, die zwischen 0.1 und 2 m/y liegen.

Für die Bestimmung des Auftriebsflusses hat der Frischwasserfluß keine große Bedeutung. Setzt man die Gleichungen für die turbulenten Wärme- und Frischwasserflüsse (2.16a,b) in den Ausdruck für den Auftriebsfluß (2.16c) ein, ergibt sich für $\overline{b'w'}(0) = 0$ die Beziehung

$$\frac{\alpha}{\beta} \frac{\beta}{c_p \rho_o S} = \frac{P-E}{\rho_o}$$

Ein Wärmefluß von 10 W/m^2 entspricht einem Frischwasserfluß von 0.76 m/y ($\alpha = 0.26 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$, $\beta = 0.74 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, $S = 36 \cdot 10^{-3}$). Der jährliche Nettofrischwasserfluß von Baumgartner und Reichel (Abb. 3.2) läßt erkennen, daß das Äquivalent für einen Wärmefluß von 10 W/m^2 nur in der Sargasso-See und südlich von 30° N zu finden ist und der Frischwasserfluß in den nördlichen Teilen des Nordatlantiks vernachlässigt werden kann, setzt man die Grenze von 10 W/m^2 als Kriterium an.



Abb. 3.2: Jahresmittel des Frischwasserflusses.
(Woods, 1984, nach Baumgartner und Reichel, 1975)

4 MODELLERGEBNISSE

In diesem Abschnitt sollen Ergebnisse der Modellintegrationen an vier geographischen Orten im Nordatlantik vorgestellt und hinsichtlich ihrer Abweichungen von beobachteten Werten diskutiert werden. Dazu ist es notwendig, die Empfindlichkeit der Modellergebnisse gegenüber Oberflächenflüssen, advektiven Prozessen und Modellparametern zu überprüfen. Insbesondere soll der Einfluß der Wärmebilanz auf die Entwicklung der Grenzschicht untersucht werden. Eine Parametrisierung der täglichen Sprungschicht wird vorgeschlagen, und es findet eine Abschätzung des Fehlers statt, der durch Anwendung einer linearen Zustandsgleichung auftritt.

4.1 Bemerkungen zur linearen Zustandsgleichung

Im Gegensatz zur Atmosphäre, für die ein bekannter funktionaler Zusammenhang zwischen Temperatur, Druck und spezifischem Volumen existiert (Gasgleichung), sind die thermodynamischen Koeffizienten für Seewasser nicht konstant und die Funktion $\zeta(S,T,p)$ ist nicht genau bekannt. Da die Ausdehnungskoeffizienten von den Zustandsgrößen abhängen, haben diese notwendigerweise nichtlinear zu sein. Ob und in welcher Weise eine angenommene lineare Zustandsgleichung zu genügend genauen Modellergebnissen führen kann, sollen die folgenden Untersuchungen zeigen.

Betrachtet man ein T-S Diagramm mit weitem Temperatur- und Salzgehaltsbereich, ist die Nichtlinearität augenscheinlich und eine lineare Zustandsgleichung müßte zu großen Fehlern in der Bestimmung der Dichte führen. Um diese Nichtlinearität zu berücksichtigen, wurde ein Polynom dritter Ordnung von Friedrich und Levitus (1972) hinzugezogen. Diese Formel liefert für den Temperaturbereich $-2\text{ °C} \leq T \leq 30\text{ °C}$ und für den Salzgehaltsbereich $30\text{ ‰} \leq S \leq 38\text{ ‰}$ im Vergleich mit der Knudsen-Ekman-Formel, deren Genauigkeit von Bradshaw und Schleicher (1970) mit $\pm 0,022\text{ kg m}^{-3}$ angegeben wurde, sehr gute Ergebnisse (siehe Friedrich und Levitus, 1972).

Die Formel lautet:

$$\sigma(T,S) = c_1 + c_2 T + c_3 S + c_4 T^2 + c_5 ST + c_6 T^3 + c_7 ST^2$$

und gilt für die oberen 2000 m des Ozeans. $\sigma = (\rho - 1000)$.

Die Koeffizienten sind in Tabelle 4.1 dargestellt. Die obere Gleichung ist eine stetig differenzierbare Funktion, mit deren Hilfe die Ausdehnungskoeffizienten α und β bestimmt werden können.

$$\text{Es gilt: } \rho_o \alpha = \frac{\partial \sigma}{\partial T} = c_2 + 2c_4 T + c_5 S + 3c_6 T^2 + 2c_7 ST$$

$$\rho_o \beta = \frac{\partial \sigma}{\partial S} = c_3 + c_5 T + c_7 T^2 .$$

Tabelle 4.1 : Koeffizienten der Zustandsgleichung
(nach Friedrich und Levitus)

$c_1 = - 7.2169 \cdot 10^{-2}$	$c_5 = - 3.0063 \cdot 10^{-3}$
$c_2 = 4.9762 \cdot 10^{-2}$	$c_6 = 3.5187 \cdot 10^{-5}$
$c_3 = 8.0560 \cdot 10^{-1}$	$c_7 = 3.7297 \cdot 10^{-5}$
$c_4 = - 7.5911 \cdot 10^{-3}$	

In den Formeln des Deckschichtmodells treten die Ausdehnungskoeffizienten in der Berechnung des turbulenten Auftriebsflusses und der Änderung des Auftriebs durch Einstrahlung auf. Ein ungenauer thermischer Ausdehnungskoeffizient α könnte auch einen Fehler im Strahlungsprofil und damit auch in der Änderung der potentiellen Energie der Wassersäule verursachen.

Wenn $\frac{\partial \sigma}{\partial t} = \frac{\alpha}{c_p} \gamma I_o e^{-\gamma z}$ ist,

gilt für ein genügend kleines Zeitintervall, für das I_o konstant ist, die Differenzform:

$$\Delta \sigma = \frac{\alpha}{c_p} \gamma I_o \Delta t e^{-\gamma z} .$$

Der vertikale Gradient lautet dann:

$$\frac{\partial(\Delta\sigma)}{\partial z} = -\frac{\alpha}{c_p} \gamma^2 I_0 \Delta t e^{-\gamma z}$$

mit $F = \frac{\partial(\Delta\sigma)}{\partial z}$ und $\Delta F = \frac{\partial F}{\partial \alpha} \Delta \alpha$ folgt

$$\Delta F = \frac{\gamma^2}{c_p} I_0 \Delta t e^{-\gamma z} \Delta \alpha .$$

Der Einfluß des Fehlers $\Delta \alpha$ auf die Änderung des vertikalen Dichtegradienten nimmt exponentiell mit der Tiefe ab. Ein zu großes α würde den Dichtegradienten verstärken, ein zu kleines ihn abschwächen.

Die Dichtedifferenz zwischen linearer und nichtlinearer Zustandsgleichung berechnet sich aus:

$$\Delta\sigma - \Delta\sigma' = (T_2 - T_1) (c_2 + c_5 S - \rho_0 \alpha) + (T_2^2 - T_1^2) (c_4 + c_7 S) + (T_2^3 - T_1^3)$$

ΔS wurde vernachlässigt, da saisonale Dichtevariationen im wesentlichen durch den Jahresgang der Temperatur bestimmt werden. $T_2 - T_1$ gibt die Temperaturänderung durch Einstrahlung und Abkühlung an. Der relative Fehler $\Delta\alpha_r = \frac{\Delta\sigma - \Delta\sigma'}{\Delta\sigma}$ für den Temperaturbereich zwischen 12 °C und 26 °C ist in Tabelle 4.2 dargestellt.

Tabelle 4.2

$T [^\circ\text{C}]$	$\Delta\alpha_r [\%]$
12	-29.1
14	-17.2
16	- 7.8
18	- 0.1
20	6.3
22	11.7
24	16.2
26	20.1

mit $\alpha = 2.43 \cdot 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ und $S = 36 \text{ } ^\circ/\dots$.

Der thermische Ausdehnungskoeffizient gilt für $T = 18 \text{ }^\circ\text{C}$ und $S = 36 \text{ }^\circ/\text{‰}$. Die Abhängigkeit der relativen Dichteänderung $\Delta\sigma_r$ von $T_2 - T_1$ liegt zwischen $+ 1\%$ und $- 1 \%$, wie zusätzliche Berechnungen gezeigt haben. Die hohen Abweichungen in der Tabelle bei $12 \text{ }^\circ\text{C}$ und $26 \text{ }^\circ\text{C}$ geben den Fehler wieder, der bei Annahme einer linearen Zustandsgleichung gemacht würde. Maximale Jahressgänge der Deckschichttemperatur sind in den subtropischen Gebieten zu finden ($8 \text{ K} - 10 \text{ K}$). Die Berücksichtigung einer linearen Zustandsgleichung würde im Spätwinter zu einer Überschätzung der Dichteänderung führen, im Spätsommer zu einer Unterschätzung. Wie groß dieser Fehler in der Deckschichttemperatur sein kann, soll in den folgenden Untersuchungen aufgedeckt werden.

Für die geographischen Orte 43° N , 11° W und 31° N , 52° W werden die Ergebnisse zweier Modellversionen verglichen. Die erste Version berücksichtigt eine lineare Zustandsgleichung, die der Berechnung der Auftriebsänderung durch Absorption und Abkühlung dient. Das Temperaturprofil wurde, um Fehler bei der Rücktransformation zu vermeiden, aus dem Dichte- und Salzgehaltsprofil mit Hilfe der nichtlinearen Zustandsgleichung bestimmt. Die zweite Version benutzt die nichtlineare Zustandsgleichung von Friedrich und Levitus. Um die Temperatur zu berechnen, muß diese Gleichung umgeformt werden. Die Gleichung vereinfacht sich, wenn der Salzgehalt konstant gehalten wird. Die Umformung ergibt:

$$T^3a + T^2b + Tc + d = 0$$

mit $a = c_6$, $b = c_4 + c_7S$, $c = c_2 + c_5S$, $d = \sigma + c_1 + c_3S$;

mit $y = T + \frac{b}{30}$ folgt $y^3 + 3py + 2q = 0$ mit $2q = \frac{2b^3}{27a^3} - \frac{bc}{3a^2} + \frac{d}{a}$,

$$3p = \frac{3ac - b^2}{3a^2}$$

$$D = q^2 + p^3.$$

Die Anzahl der reellen Lösungen hängt vom Vorzeichen der Diskriminante D ab.

Ist $D \geq 0$ hat die Gleichung 1 Lösung (1 reelle und 2 komplexe Wurzeln)

Ist $D < 0$ hat die Gleichung 3 Lösungen (3 verschiedene reelle Wurzeln)

Ist $D = 0$ hat die Gleichung 1 Lösung für $p = q = 0$ (1 Dreifach-Wurzel

$$T_1 = T_2 = T_3 = 0) \text{ und 2 Lösungen für } p^3 = -q^3 \neq 0 \\ (\text{von den 3 reellen Wurzeln stimmen 2 überein})$$

Zur Lösung der kubischen Gleichung wurde eine Methode benutzt, die unter Verwendung von Hilfsgrößen, die sich aus Tabellen berechnen lassen, zu Lösungen führt (Bronstein, 1967, S. 117-118).

Die Hilfsgröße soll ϕ heißen.

$$\text{Es gilt: } \cos\phi = \frac{q}{r^3}, \quad r = -\sqrt{|p|}$$

Y_1, Y_2, Y_3 sind die Lösungen der Gleichungen, sie werden je nach Vorzeichen von p und D aus den Tabellen bestimmt. Ein Test über ein Temperaturintervall von $10^\circ\text{C} - 30^\circ\text{C}$ und über ein Salzgehaltsintervall von $33\text{‰} - 37\text{‰}$ ergab, daß p und D immer kleiner null sind. Die Lösungen lauten dann:

$$Y_1 = -2r \cos \frac{\phi}{3} \quad : T_1 \text{ ist in dem angenommenen Intervall } > 100^\circ\text{C}$$

$$Y_2 = 2r \cos \left(60^\circ - \frac{\phi}{3}\right) : T_2 < 0$$

$$Y_3 = 2r \cos \left(60^\circ + \frac{\phi}{3}\right) : T_3 \text{ ergibt realistische Lösung}$$

$$T \text{ ist dann } Y_3 - \frac{b}{3a}$$

In Tabelle 4.2 sind die Ergebnisse der Integrationen für die Modellversionen 1 und 2 dargestellt. Die thermischen Ausdehnungskoeffizienten wurden entsprechend der jährlichen Mitteltemperatur der geographischen Orte berechnet.

In den Beispielen A und B, in denen Deckschichttiefe und -temperatur der beiden Modellversionen verglichen wird, liegen die Differenzen weit unterhalb der von Woods und Barkmann (1986a) angegebenen Fehler (im Sommer 1,5 K und 5 m), die in diesen Breiten entstehen können, wenn die mittlere Wärmebilanz mit $\pm 10 \text{ W/m}^2$ variiert wird. Eine Überschätzung der thermischen Ausdehnungskoeffizienten (Beispiel C) führt zu wesentlich größeren Abweichungen, die sich dem $\pm 10 \text{ W/m}^2$ Kriterium bis auf 50 % nähern. Für die Modellintegrationen sollen die über die mittleren SST bestimmten Ausdehnungskoeffizienten hinzugezogen werden.

Tabelle 4.3 : Resultate aus Modellintegrationen mit linearer und nichtlinearer Zustandsgleichung

Tag	43° N 22° W		31° N 52° W			
	A		B		C	
	2.Vers. - 1.Vers.	2.Vers. - 1.Vers.	2.Vers. - 1.Vers.	2.Vers. - 1.Vers.	$\alpha = 2.34$ - $\alpha = 3.05$	$\alpha = 2.34$ - $\alpha = 3.05$
	Δh_{\max}	ΔSST	Δh_{\max}	ΔSST	Δh_{\max}	ΔSST
	[m]	[K]	[m]	[K]	[m]	[K]
105	3.50	0.00	1.22	-0.01	1.59	0.00
136	0.95	-0.02	0.93	-0.03	2.33	-0.08
166	0.25	-0.05	0.19	-0.07	2.17	-0.30
197	-0.55	-0.04	-0.52	-0.05	1.80	-0.62
228	-0.66	0.01	-0.47	0.01	2.03	-0.78
258	-0.45	0.04	-0.44	0.08	2.11	-0.70
289	-0.03	0.06	-0.49	0.15	2.17	-0.44
319	0.63	0.09	-0.14	0.20	2.06	-0.20
350	1.30	0.10	0.45	0.24	1.72	-0.06
16	1.37	0.07	-1.30	0.22	0.93	0.00
45	2.06	0.05	-1.71	0.13	0.18	0.00
75	5.39	0.05	3.34	0.12	0.02	0.00

4.2 Die tägliche Sprungschicht

Der Tagesgang der solaren Strahlung bewirkt eine tägliche Variation der Konvektionsschicht (Abschnitt 2.5.2), folglich auch der Mischungstiefe und der SST und erzeugt dadurch eine tägliche Variation der Sprungschicht. Ein numerisches Modell, das diesen Prozeß auflösen soll, muß also mit mindestens zwei Zeitschritten pro Tag integriert werden. Um jahreszeitlich bedingte oder auch langzeitliche Änderungen bestimmen zu können, wäre die Auflösung des Tagesganges nicht unbedingt notwendig. Nichtlineare Effekte im Modell könnten aber zu Fehlern führen. Dieser Einfluß und die Möglichkeit einer Parametrisierung des Tagesganges sollen im folgenden untersucht werden.

4.2.1 Der Einfluß des Tagesganges auf die saisonale Variation der Grenzschicht

Garwood (1977) hat bereits darauf hingewiesen, daß der Jahresgang der Deckschichttiefe und der SST von seinem Modell ungenau berechnet wird, wenn er die tägliche Variation vernachlässigt. Er führte diese Unstimmigkeit auf den nichtlinearen Zusammenhang zwischen dem sogenannten "entrainment"-Auftriebsfluß $P^* = \overline{-b'w'}(-h)h/u_*^3$ und der Schichtungsstabilität $H^* = \overline{-b'w'}(0)h/u_*^3$ zurück, da in seinem Modell $\overline{P^*(H^*)} \ll P^*(\overline{H^*})$ ist. Die Vernachlässigung des Tagesganges führte zu einer Unterschätzung der Deckschichttemperatur und zu einer Überschätzung der Deckschichttiefe.

Um diese Problematik näher zu untersuchen, wurde das Modell über kurze (1 h), mittlere (12 h) und lange (24 h) Zeitschritte integriert. Die Ergebnisse sind in Abb. 4.1a dargestellt. Man erkennt, daß die mit den langen Zeitschritten berechnete SST bis zu 1.5 K kälter und die mit den mittleren Zeitschritten berechnete SST bis zu 0.5 K kälter ist als die des Standardlaufes (1-h-Zeitschritte). Die Deckschicht vertieft sich im Sommer jeweils um 10 m bzw. 3 m und, als Folge des unterschiedlich schnellen Abbaus der Sprungschicht, im Spätwinter bis zu 55 m. Die Tagesgänge der Oberflächentemperatur unterscheiden sich dagegen kaum voneinander (Abb. 4.1b). Für die Modellintegrationen mit den mittleren und langen Zeitschritten sind die Absorptionsprofile mit Hilfe der 1-h-Zeitschritte berechnet worden, um den Fehler zu vermeiden, den eine mittlere Sonnenhöhe auf das Profil ausüben würde. In einer Parametrisierung des Tagesganges hinsichtlich mittlerer oder langer Zeitschritte, muß aber eine mittlere Sonnenhöhe zwingenderweise berücksichtigt werden.

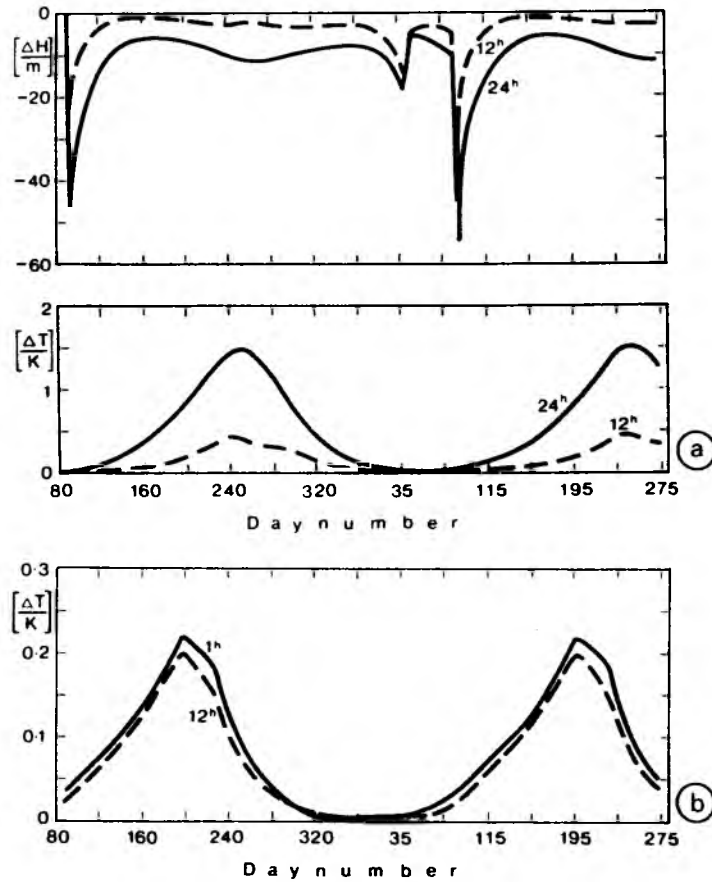


Abb.4.1 a) Saisonale Variation der Differenz zwischen der mit kurzen (1 Stunde, hier Standardlauf) und langen (12 Stunden, 24 Stunden) Zeitschritten berechneten Deckschichttemperatur und -tiefe. Positive ΔT -Werte geben eine wärmere SST, negative ΔH -Werte eine flachere Deckschichttiefe als im Standardlauf wieder.

b) Saisonale Variation des Tagesganges, berechnet mit 1-Stunden- und 12-Stunden-Zeitschritten.

4.2.2 Parametrisierung der täglichen Sprungschicht

Um mit längeren Zeitschritten rechnen zu können, wird eine gewichtete mittlere Zenitdistanz der Sonne definiert. Das Produkt aus stündlichem Brechungswinkel δ'_j und Strahlung $I_j(0)$ wurde über die Sonnenscheindauer k aufsummiert und durch die Gesamtstrahlung dividiert:

$$\bar{\delta} = \frac{\sum_{j=1}^k \delta'_j I_j(0)}{\sum_{j=1}^k I_j(0)}$$

Wegen der nichtlinearen Abhängigkeit der Zenitdistanz von der Tageszeit muß das mittlere Absorptionsprofil von dem über einen Tag integrierten abweichen. Um diese Abweichung zu kompensieren, wird ein Äquivalentwinkel α' eingeführt. Der effektive Brechungswinkel lautet dann:

$$\alpha^* = \bar{\delta} + \alpha'$$

α' ist ein zusätzlicher Modellparameter, der durch Minimierung der SST-Differenzen im September (jährliches SST-Maximum) bestimmt wurde (Abb. 4.2). Die Berechnungen, die mit Hilfe des mittleren Winkels $\bar{\delta}$ durchgeführt wurden, ergaben positive Temperaturanomalien. Eine Kombination dieses Fehlers mit dem in Abb. 4.1a dargestellten ergibt die Werte der beiden Kurven in Abb. 4.2, wenn $\alpha' = 0$ ist. Ein α' -Wert von $+7^\circ$ für die Berechnungen mit 24-h-Zeitschritten und von -10° für die mit 12-h-Zeitschritten reduziert die Fehler der Temperaturen und Deckschichttiefen beträchtlich (Abb. 4.3).

Die Begründung, einen Äquivalentwinkel einzuführen, geht auf folgende Überlegung zurück. Definiert man die Änderung der durch Absorption und Winddurchmischung bedingten potentiellen Energien (E_A und E_W) der Wassersäule so, daß sie von der Länge der Zeitschritte und von der Deckschichttiefe unabhängig ist ($E_W \sim u_*^3$, $E_A \sim I_0/\gamma$), ist die einzige Variable, die einen Fehler verursachen könnte, die durch die konvektive Angleichung hervorgerufene Änderung E_C der potentiellen Energie (Abb. 4.4, 4.5). Am Tage, wenn die solare Erwärmung größer ist als die Abkühlung, kann die Deckschichttiefe über die Approximation

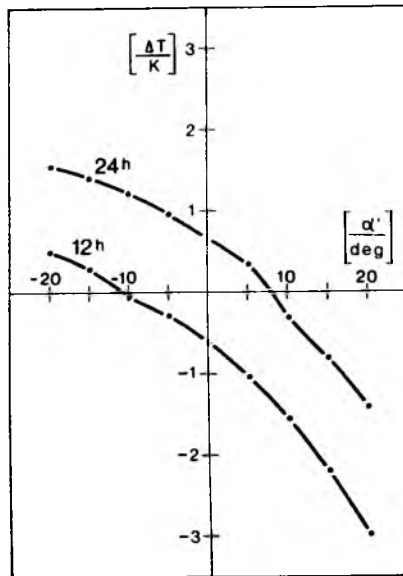


Abb. 4.2: Diagramm zur empirischen Bestimmung des Parameters der mittleren Sonnenhöhe α' . Aufgetragen sind SST-Differenzen für die Modellintegrationen zwischen 1-Stunden- und 12-Stunden- bzw. 24-Stunden-Zeitschritten, als Funktion von α' für September. Die Nulldurchgänge ($\Delta T = 0$) geben die entsprechenden Werte für die im Modell benutzten α' an.

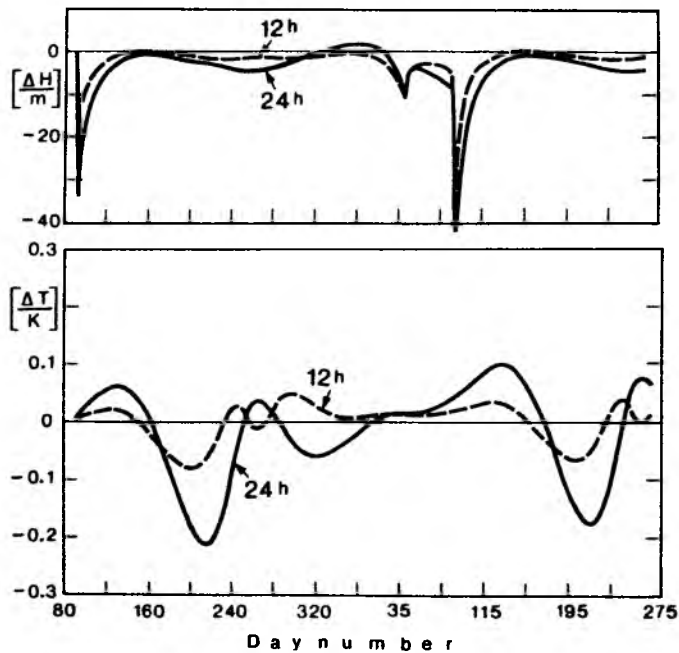


Abb. 4.3: wie Abb. 4.1a, die mit den langen Zeitschritten berechneten Werte wurden jedoch mit Hilfe des Parameters α' bestimmt.

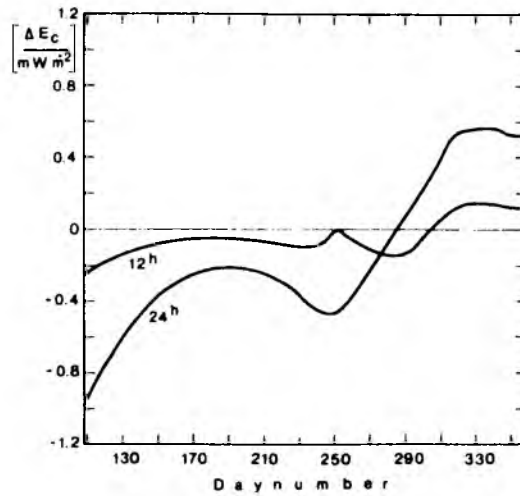


Abb. 4.4: Saisonale Variation der Differenzen zwischen den mit 1-Stunde- bzw. 12-Stunden-Zeitschritten berechneten, durch konvektive Angleichung verursachten, täglichen Änderung der potentiellen Energie der Modellwassersäule.

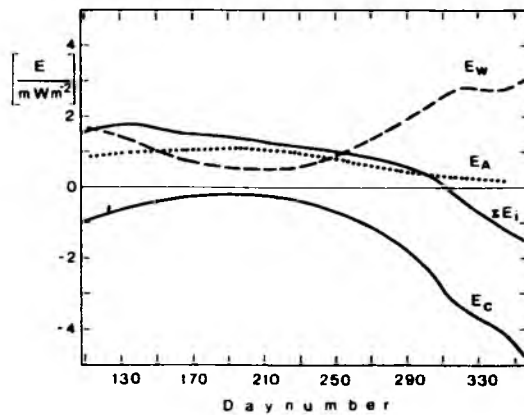


Abb. 4.5: Jahresgang der täglichen Änderung der potentiellen Energie, bedingt durch solare Erwärmung (E_A), konvektive Angleichung (E_c) und "entrainment" (E_w) sowie der gesamten potentiellen Energie ($\Sigma E_i = E_A + E_c + E_w$).

$$h = 2 (E_w - E_c + E_A) / (I_o^* + B^*)$$

beschrieben werden. E_c ist eine nichtlineare Funktion von I_o , B und γ (Gl. 2.28). Daraus folgt, daß $E_c(\overline{I_o+B}) \neq \overline{E_c(I_o+B)}$ ist. γ wiederum hängt von der Wassertrübung und der Zenitdistanz der Sonne ab. Die einzige Größe, die zwar E_c , nicht aber den Wärmehalt ändert, ist daher bei unveränderter Wassertrübung die Zenitdistanz bzw. der Brechungswinkel. Da I_o und B regionale Variationen aufweisen, ist α' ortsabhängig. Die Abbildungen 4.6a,b zeigen Ergebnisse der Modellintegrationen in drei verschiedenen geographischen Regionen. Dargestellt sind die Differenzen der Deckschichttemperaturen zwischen den Berechnungen mit kurzen und mittleren Zeitschritten sowie mit den Winkeln $\alpha' = 0^\circ$ und $\alpha' = -10^\circ$. Eine Reduzierung des Fehlers tritt in allen drei Gebieten auf. In den höheren Breiten fällt sie wohl deshalb geringer aus als in den Subtropen, da die Deckschichttiefe h dort in der Regel tiefer liegt und gleiche Änderungen von h geringere Änderungen der Temperatur nach sich ziehen. Die beschriebene Parametrisierung der täglichen Sprungschicht (12-h-Zeitschritte, $\alpha' = -10^\circ$) scheint in erster Näherung in großen Teilen des Nordatlantiks zu relativ guten Abschätzungen der SST zu führen.

4.3 Modellergebnisse im Vergleich mit klimatologischen Daten

Vergleiche zwischen Modellergebnissen und Beobachtungen dienen überwiegend dazu, die Größe der Modellparameter zu bestimmen bzw. die Güte des Modells zu testen. Zu diesem Zweck wurden vier Stationen im Nordatlantik ausgesucht, deren geographische Positionen ausschließlich vom Verlauf der Linie der ausgeglichenen Jahresbilanz der Oberflächenwärmeflüsse (Null-Linie, $\bar{Q} = 0$) abhängen soll. Zwei Stationen befinden sich in unmittelbarer Nähe dieser Linie (41° N, 27° W; 33° N, 50° W), eine liegt weit nördlich davon, und zwar an der Position des Wetterschiffes "C" (52° N, 35° W, $\bar{Q} < 0$), während sich die vierte in einem Gebiet positiver Wärmebilanz befindet (31° N, 25° W) (Abb. 4.7). Zum Vergleich wurden die Oberflächentemperaturen von Bunker, die Temperaturprofile von RBS und die Monatsmittelwerte der von dem Wetterschiff "C" durchgeführten Profilmessungen hinzugezogen (Reikowski, 1986). Die Frischwasserflüsse wurden nicht berücksichtigt, da sie nur einen geringen Einfluß auf die Auftriebsflüsse ausüben (Abschnitt 3).

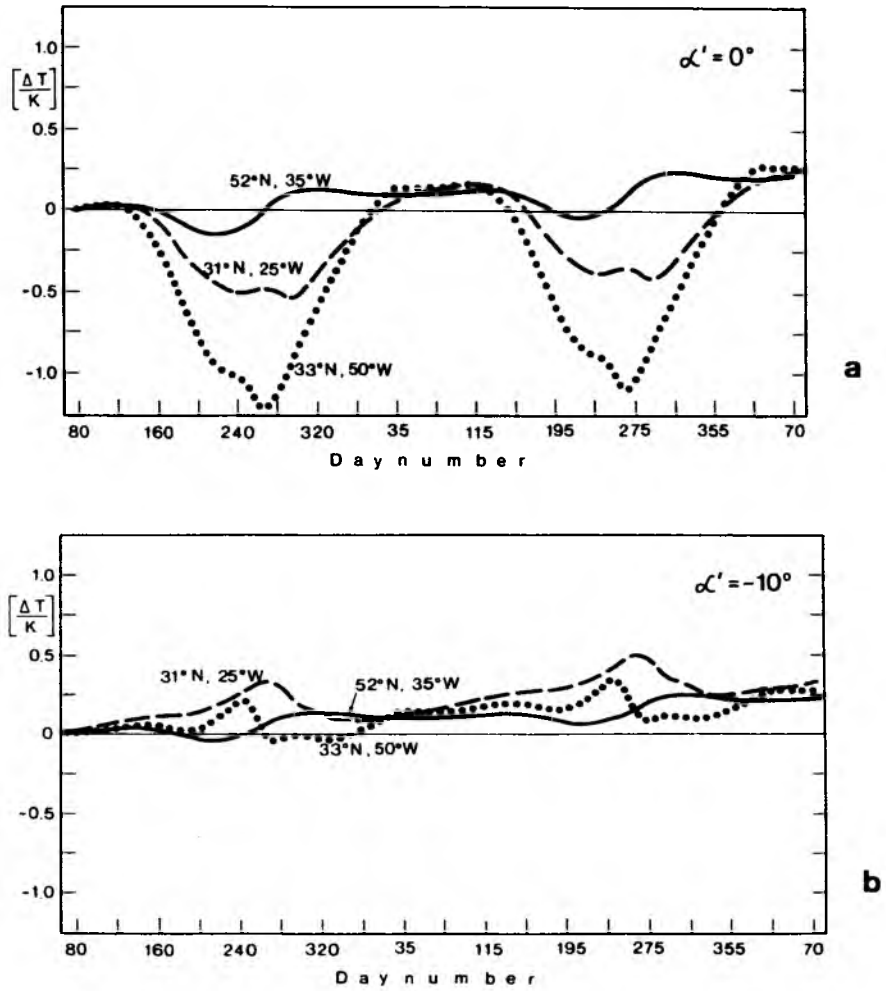


Abb. 4.6: Saisonale Variation der Differenzen zwischen den mit 1 Stunde und 12 Stunden berechneten SST für drei geographische Orte im Nordatlantik. a) $\alpha' = 0^\circ$, b) $\alpha' = -10^\circ$.

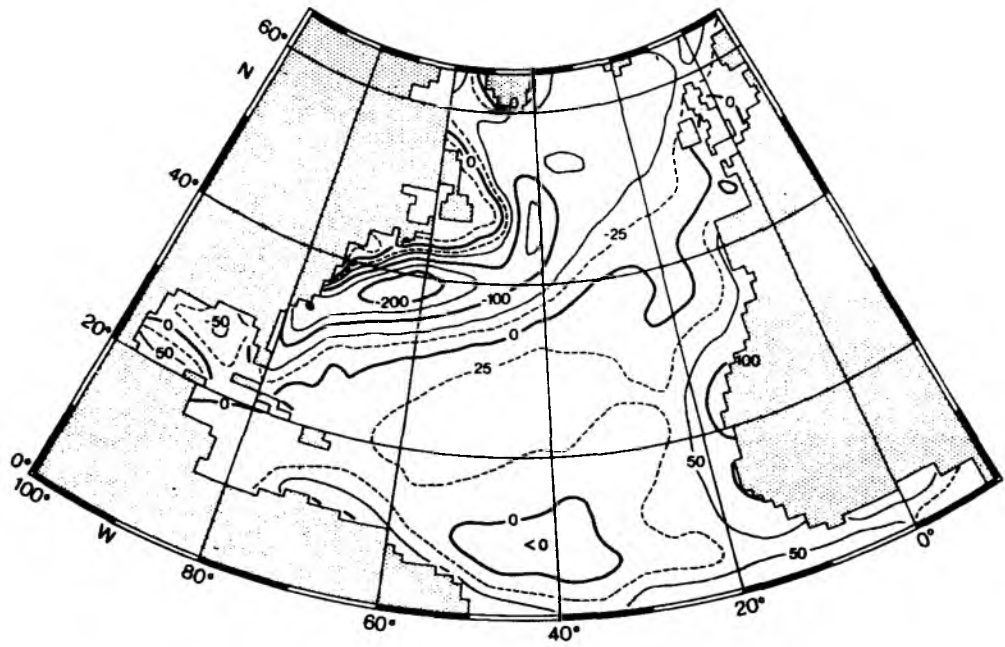


Abb. 4.7: Jahresmittelwerte des Netto-Oberflächenwärmeflusses nach Bunker, angegeben in W/m^2 (aus Isemer und Hasse, 1987).

Der klimatologische Atlas von Robinson, Bauer und Schroeder (RBS) beinhaltet u.a. den Jahresgang der auf 1xl-Grad-Felder interpolierten Temperaturprofile im Nordatlantik. Der größte Teil der Atlas-Daten stammt vom WHOI und lag für die Tiefen 0, 30, 45, 76, 100 und 150 m vor. Der Datensatz umfaßt sowohl Bathythermograph- als auch Schöpfer-Messungen des Zeitraumes von 1900 bis 1968. Fehlende Werte haben RBS ersetzt, indem sie den Mittelwert der vier benachbarten Felder berechneten. Nach dieser Interpolation wurde entlang der Breiten- und Längengrade geglättet, um danach für jedes Feld eine zeitliche Glättung durchzuführen. Lineare bzw. quadratische Beziehungen haben die Autoren benutzt, um die Tiefenwerte auf 30 m Abstände zu interpolieren.

Für den Vergleich der Oberflächentemperaturen sind ausschließlich die Bunker-Werte hinzugezogen worden, da sie aus dem gleichen Datensatz wie die Oberflächenflüsse stammen. Die Anfangswerte für die Modellintegrationen sind sowohl dem Bunker-Datensatz (SST) als auch dem RBS-Atlas (MLD) entnommen. Es wurde ein überdurchschnittlich starker vertikaler Dichtegradient im oberen Teil der Hauptsprungschicht eingesetzt, um überproportionale Vertiefungen der winterlichen Deckschicht als Folge negativer jährlicher Wärmebilanz zu vermeiden. Ein den Regionen entsprechender Salzgehalt wurde als konstant mit der Tiefe angenommen. Die Modellintegrationen begannen am 15. März.

4.3.1 Allgemeine Zusammenhänge zwischen SST, MLD und Oberflächenflüssen am Beispiel der Station 41° N, 27° W

In Abbildung 4.8a-c sind Nettowärmefluß, SST, Ekman-Tiefen sowie tägliches Minimum h_{\min} und Maximum h_{\max} der turbulent durchmischten Schicht als Funktion der Zeit dargestellt. Die Modellergebnisse stellen ausschließlich eine Reaktion der Mischungsschicht und der Sprungschichten auf den saisonalen Zyklus des Nettowärmeflusses (Abb. 4.8a) und des Impulsflusses dar, bei vorgegebener Wassertrübung (JIA). Innerhalb eines Integrationsjahres lassen sich drei Intervalle des Nettowärmeflusses bestimmen, die den zeitlichen Verlauf der ozeanischen Grenzschicht beschreiben können. Das 1. Intervall, das sofort nach dem Einsetzen der frühjährlichen Erwärmung beginnt ($\hat{B} \rightarrow 0$), beschreibt das zuerst schnelle, später aber langsamer werdende An-

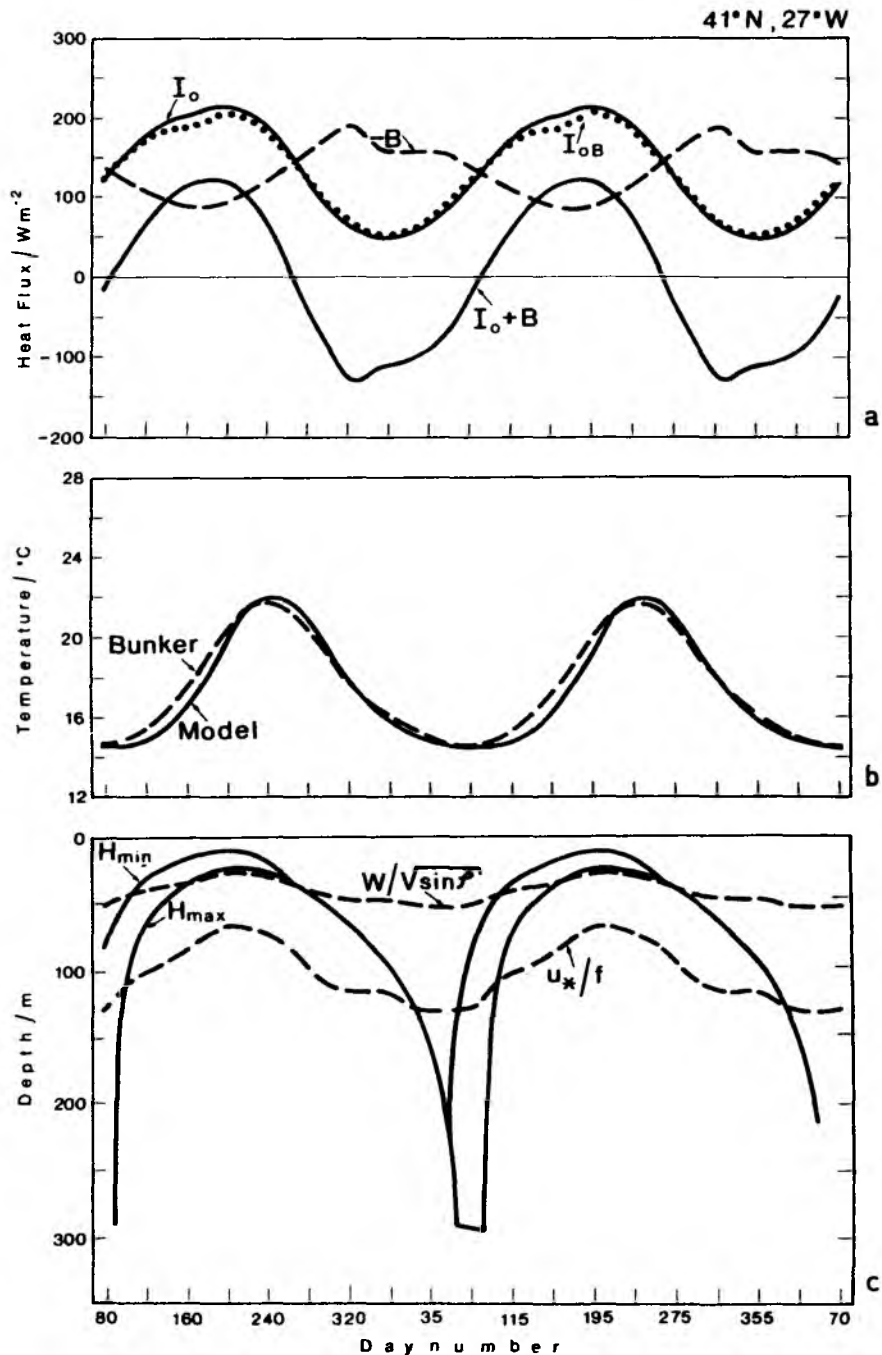


Abb. 4.8: Jahresgang der Oberflächenwärmeflüsse und der Modellresultate an dem geographischen Ort 41° N, 27° W;

a) solare Strahlung (I_0), solare Strahlung von Bunker (I_{0B}), Abkühlungsrate ($-B$) und Nettowärmefluß ($I_0 + B$);

b) Bunker-SST und Modell-SST;

c) tägliches Minimum (H_{min}) und Maximum (H_{max}) der Mischungstiefe und der Ekman-Tiefen $W/\sqrt{\sin\phi}$ und u_*/f . (W = mittlere Windgeschwindigkeit, multipliziert mit einem Proportionalitätsfaktor $K = 1 \text{ sec}$).

steigen von h_{\max} ($\frac{dh}{dt} > 0$). Es endet mit dem Überschreiten des Maximalwertes von \hat{B} , der in diesem Beispiel annähernd zeitgleich mit dem jährlichen Deckschichtminimum auftritt. Das Einsetzen des Tagesganges beginnt bereits, wenn das Tagesmaximum der Sonneneinstrahlung die Abkühlungsrate überschreitet. Die Deckschichttemperatur erhöht sich nur noch so lange, bis der positive Wärmefluß an der Oberfläche durch den negativen Fluß am Boden der Deckschicht, der durch das Vertiefen entsteht ($\frac{dh}{dt} < 0$), kompensiert wird. Dieser Kompensationspunkt wird spätestens dann erreicht, wenn \hat{B} wiederum in einen negativen Wert übergeht (Ende des 2. Intervalls). Im weiteren Verlauf der Integration vertieft sich die Deckschicht zuerst langsam, um dann rasch die Hauptsprungschicht zu erreichen und bei jährlichem Nettowärmeverlust diese etwas abzubauen. Der Anstieg beginnt dann wieder im Frühjahr, wenn das Minimum der Deckschichttemperaturen auftritt; der Zyklus wiederholt sich. Die beiden Nulldurchgänge und das Maximum des Nettowärmeflusses stellen die Grenzen dieser 3 Intervalle dar. Die Nulldurchgänge treten in der Zeit der Tag- und Nacht-Gleichen auf, das Maximum etwa zur Zeit der Sommersonnenwende. Dieses Beispiel zeigt, wie stark der astronomische Zyklus auf die ozeanische Grenzschicht einwirkt und zusammen mit dem Jahresgang der Bewölkung, der Abkühlung und des Windes, die sich mit ihm annähernd in Phase befinden, den saisonalen Zyklus von Deckschichttiefe und -temperatur bestimmt.

4.3.2 Oberflächentemperaturen und Deckschichttiefen

Eine relativ gute Übereinstimmung zwischen beobachteten Oberflächentemperaturen (Bunker) und Modellergebnissen konnte an der Station 41°N , 27°W erreicht werden, wie in Abbildung 4.8b zu erkennen ist. Lediglich eine Phasenverschiebung von ca. 2 Wochen läßt Temperaturunterschiede von maximal 0.8 K im Monat Mai zu. Die Werte der beiden frei wählbaren Modellparameter m_0 und n - für diesen Modellauf wurden die Werte 0.0012 und 0.1 benutzt - sollen daher auch für die Modellintegrationen an den anderen Stationen eingesetzt werden. Dabei muß man bedenken, daß in den Beträgen der Parameter, die sich bei Angleichung an beobachtete SST ergeben, auch die Fehler enthalten sind, die durch Ungenauigkeiten der Oberflächenflüsse auftreten oder durch im Modell vernachlässigte Prozesse wie z.B. Advektion oder Ekmanpumpung entstehen können. Dieses Problem wird bei Martin (1985) deutlich,

für den in verschiedenen Jahreszeiten auch verschiedene Modellparameter die beste Angleichung an gemessene Werte erbrachten. Da regionale Variationen der Fehler wahrscheinlich sein können und ozeanische Prozesse regional verschieden sind, können die benutzten Werte der Parameter nicht für jedes Gebiet im Nordatlantik gute Approximationen der beobachteten SST liefern. Ebenso kann eine gute Übereinstimmung an einem Ort zufällig sein, wenn sich die Fehler der verschiedenen Quellen gegenseitig aufheben.

Ein weiterer Parameter, der mit beobachteten Werten verglichen werden kann, ist die mittlere Deckschichttiefe. An der Station 41° N, 27° W stimmen sie wenigstens im Sommer und Herbst relativ gut überein (Abb. 4.12b). Die beobachteten Deckschichttiefen, die anhand der Temperaturdifferenzen von 1.1 K zwischen Oberfläche und zu bestimmender Tiefe aus dem RBS-Datenatlas bestimmt wurden, sind wegen des starken Dichtegradienten am Boden der Deckschicht im Sommer und Herbst wenig empfindlich gegenüber dem angewandten Kriterium. Im Winter und Frühjahr schwanken sie stark, je nach Annahme der Temperatur- bzw. Dichtedifferenz (Reikowski, 1986; Levitus, 1982). RBS bezeichnen diese Tiefe daher auch als "depth to the top of the thermocline" und machen darauf aufmerksam, daß sie nur bei gut entwickelter Deckschicht als deren Tiefe angesehen werden kann. Zwischen Januar und März ist aufgrund dieser Überlegungen eine gute Übereinstimmung zwischen Modelldeckschichttiefen und RBS-Werten nicht zu erwarten.

Die Stationen nördlich und südlich der Nulllinie zeigen erwartungsgemäß negative bzw. positive Temperaturabweichungen (Abb. 4.9, 4.10). An der Position des Wetterschiffs "C" reagiert das Modell auf den starken jährlichen Nettowärmefluß von -41 W m^{-2} mit Differenzen von über 2 K im Sommer und 1 K im Winter, sowie mit einer über 25 m tieferen Deckschicht im Juli (Abb. 4.12d). Im zweiten Integrationsjahr nehmen die monatlichen Temperaturdifferenzen noch zu, da der Anfangswert um 1 K reduziert wurde, während die Struktur von h_{\max} und h_{\min} wegen der unveränderten Jahresgänge der Oberflächenflüsse sich bis zu einer Tiefe, die dem Anfangswert entspricht, nicht verändert. Als Folge der negativen Wärmebilanz nimmt die jährliche maximale Deckschichttiefe von Jahr zu Jahr weiter zu. Die Ergebnisse an der Station 31° N, 25° W zeigen während der Sommermonate Differenzen von 2 K, die wohl nicht allein durch die positive Wärmebilanz von $+6 \text{ W m}^{-2}$ erklärt werden können, berücksichtigt man die Sensitivitätstests in Abschnitt 4.4.2. Die Deckschichttiefen unterscheiden sich während der Sommermonate jedoch von

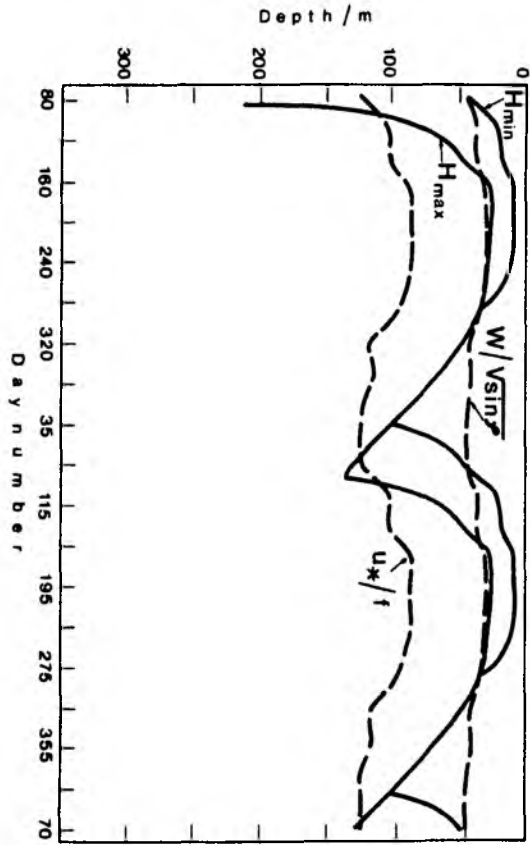
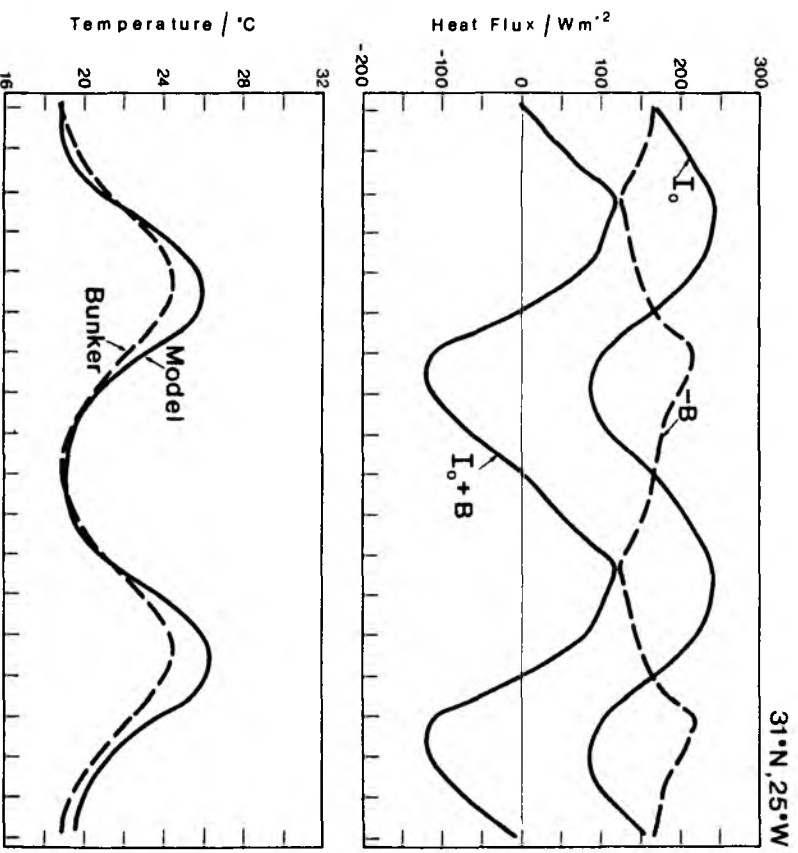


Abb. 4.9: wie Abb. 4.8, jedoch für 31° N, 25° W.



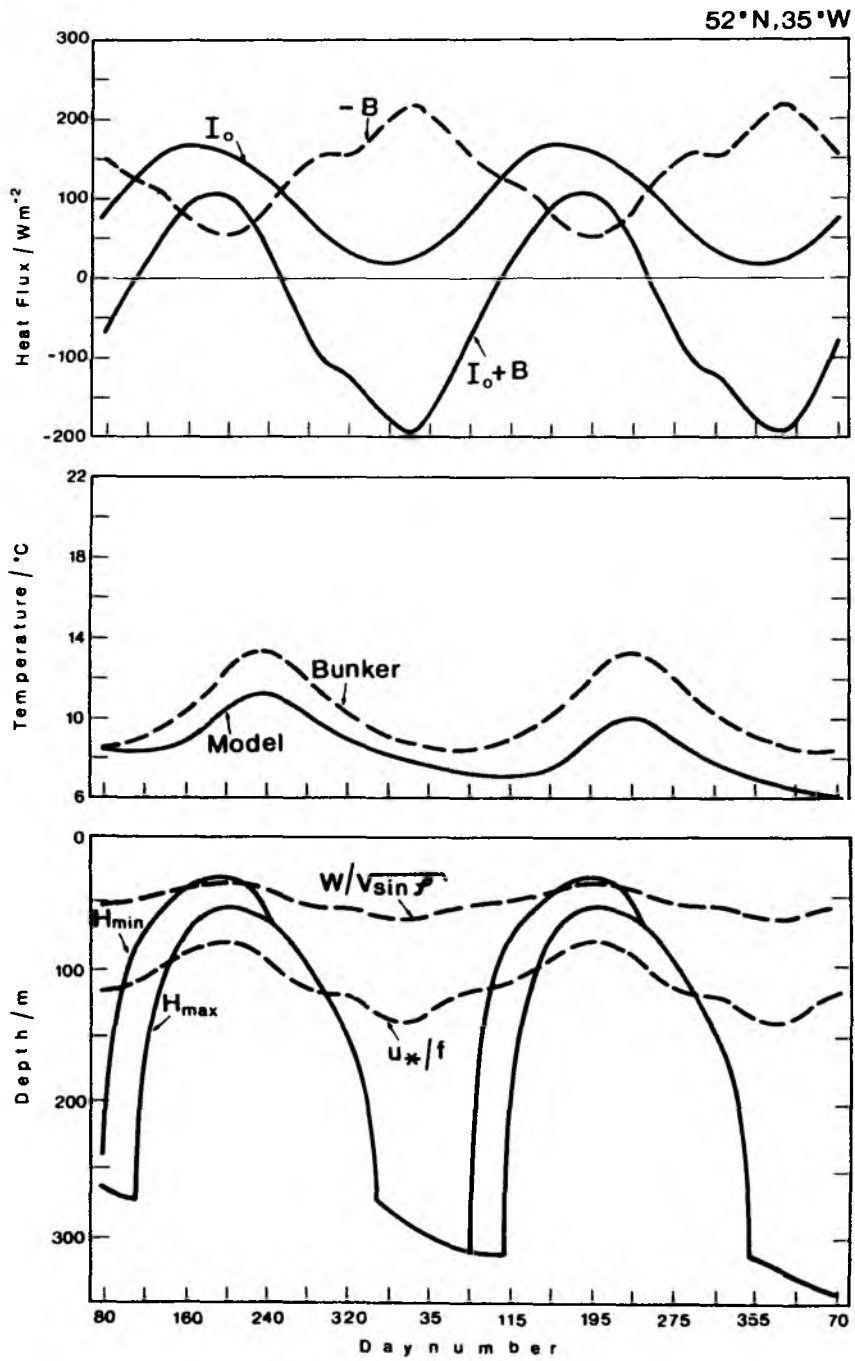


Abb. 4.10: Wie Abb. 4.8, jedoch für 52° N, 35° W.

den RBS-Tiefen mit Werten zwischen 3 m und 12 m (Abb. 4.12a). Ähnliche Betrachtungen gelten für die Position 33° W, 50° W. Die Sommertemperaturen des Modells überschreiten die beobachteten Werte um 4 K (Abb. 4.11), obwohl die jährliche Wärmebilanz negativ ist (-10 Wm^{-2}), während die Deckschichttiefen zwischen Juni und September relativ gut mit den beobachteten Werten übereinstimmen (Abb. 4.12c). Die Modellresultate in diesen vier Regionen haben eines gemeinsam: Sie unterschätzen den frühjährlichen Anstieg der SST. Sowohl die Temperaturen von Bunker als auch die von RBS beginnen im Frühjahr schon anzusteigen, bevor der Nettowärmefluß positiv wird. Mögliche Ursachen dieser Unstimmigkeiten sollen in den nächsten Abschnitten diskutiert werden.

4.3.3 Profile und Isothermen

Im vorangegangenen Abschnitt wurden simulierte Oberflächentemperaturen und Deckschichttiefen mit beobachteten klimatologischen Werten verglichen. Zwar können diese Vergleiche wichtige Aufschlüsse über die Qualität des Modells geben, sie sagen aber nichts über die Güte der Bestimmung der saisonalen Sprungschicht aus. In den Abbildungen 4.13 bis 4.16 werden die über jeweils einen Monat gemittelten Temperaturprofile miteinander verglichen. Der Jahresgang der RBS-Profile endet bei einer Tiefe von 150 m, darunter wird nur das Jahresmittel dargestellt. Die Vergleiche zeigen, daß in allen Beispielen die vom Modell berechnete saisonale Thermokline viel stärker ausgeprägt ist als die der Beobachtung. Dies hat zur Folge, daß die Wärmeinhalte stark voneinander abweichen, auch wenn SST und MLD übereinstimmen. Allenfalls bei Berücksichtigung von Ekman-"pumping" (Abb. 4.13c) nähern sich die Wärmeinhalte gegenseitig an. Vergleicht man die Profile bei 52° N, 55° W miteinander, so lassen sich auch beträchtliche Unterschiede zwischen den RBS-Daten und den Profilen des OWS "C" (Reikowski, 1986) feststellen. Die Profile des Wetterschiffes zeigen eine stärker ausgeprägte Thermokline und unterhalb 100 m Tiefen einen Thermostad, der in den RBS-Profilen mehr einer Thermokline entspricht. Diese Unterschiede lassen den Schluß zu, daß durch horizontale Glättung sowie durch zeitliche und räumliche Mittelung die Profile "verschmiert" werden, was zu einer Unterschätzung der Thermoklinen führen muß. Das Modell liefert an dieser Station ein etwas anderes Bild. Der negative jährliche Oberflächenwärme fluß macht sich in der bereits im Dezember erreichten Durchmischung der saisonalen Grenzschicht bemerkbar, und signifikante Unterschiede zwischen den Profilen treten schon in den Monaten März bis Mai auf.

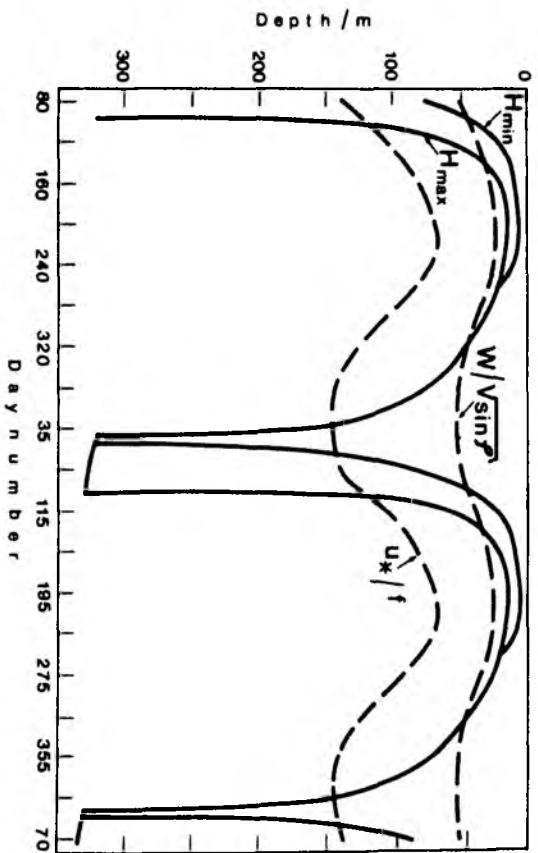
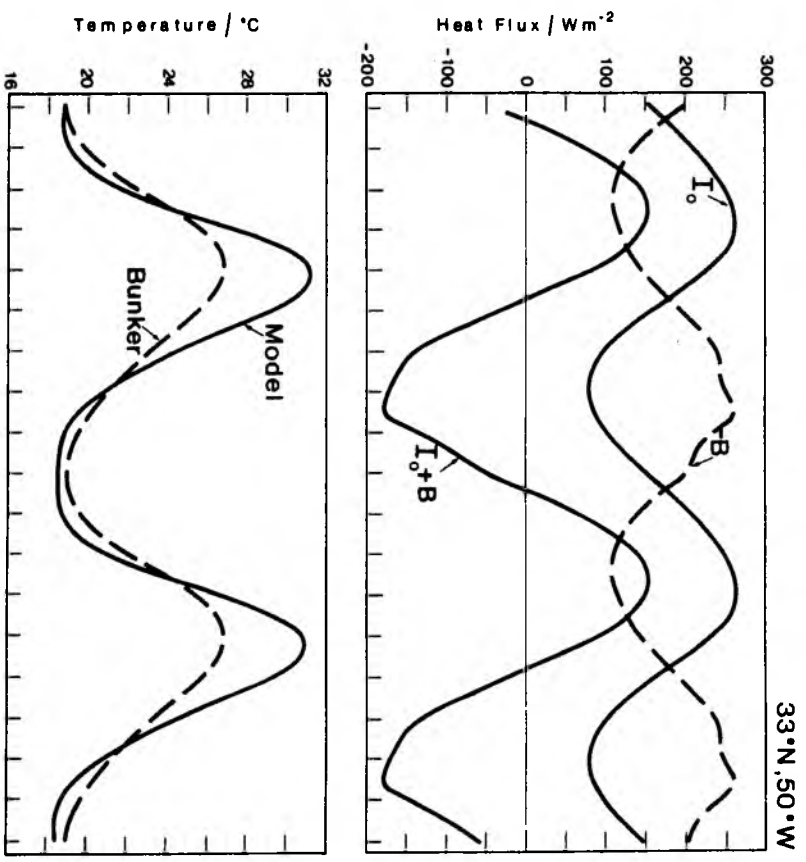


Abb. 4.11: Wie Abb. 4.8, jedoch für 33° N, 50° W.



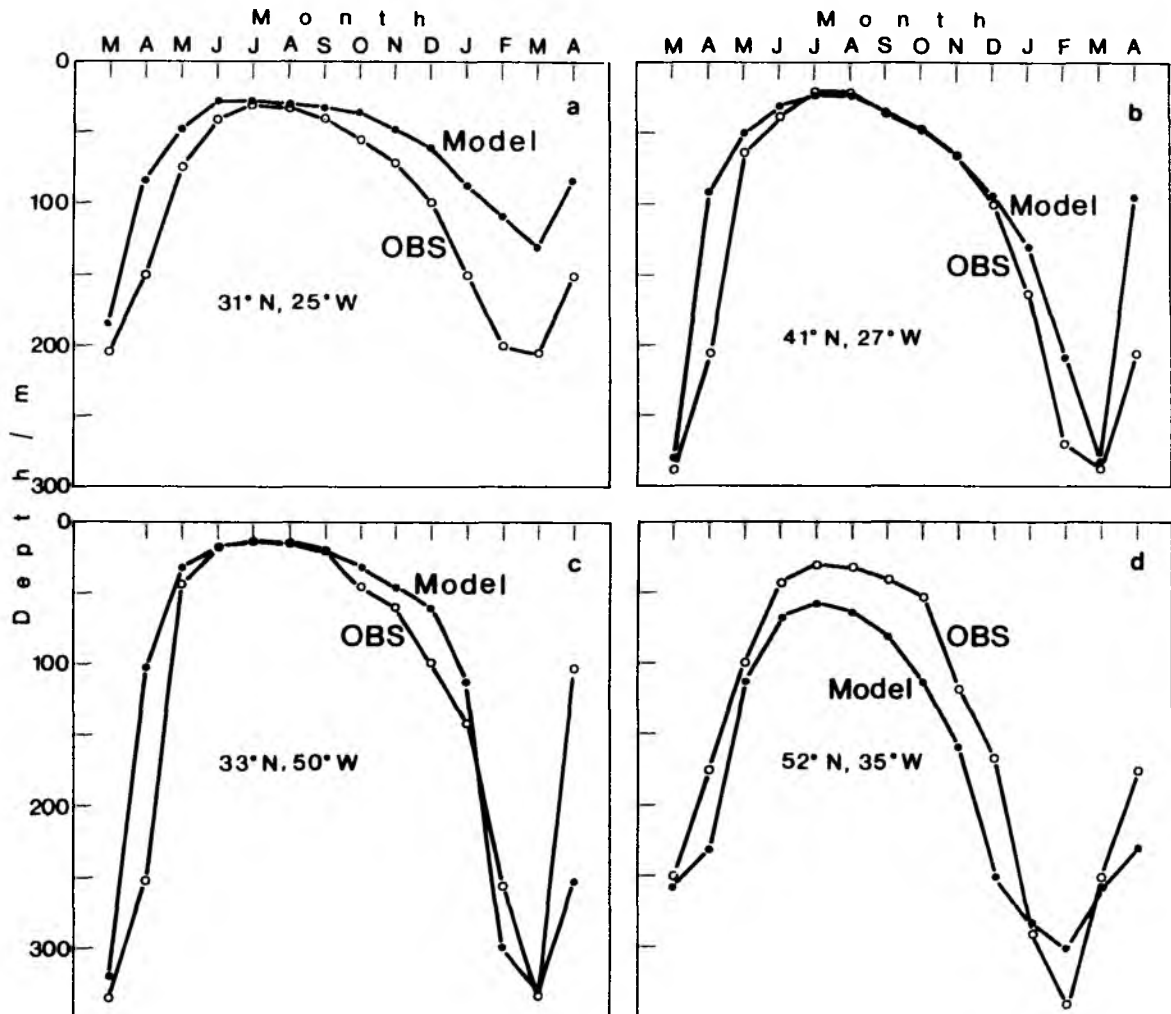


Abb. 4.12: Jahresgang der mittleren Deckschichttiefe aus dem RBS-Atlas (OBS) und aus den Modellrechnungen (Model) an vier geographischen Orten im Nordatlantik.

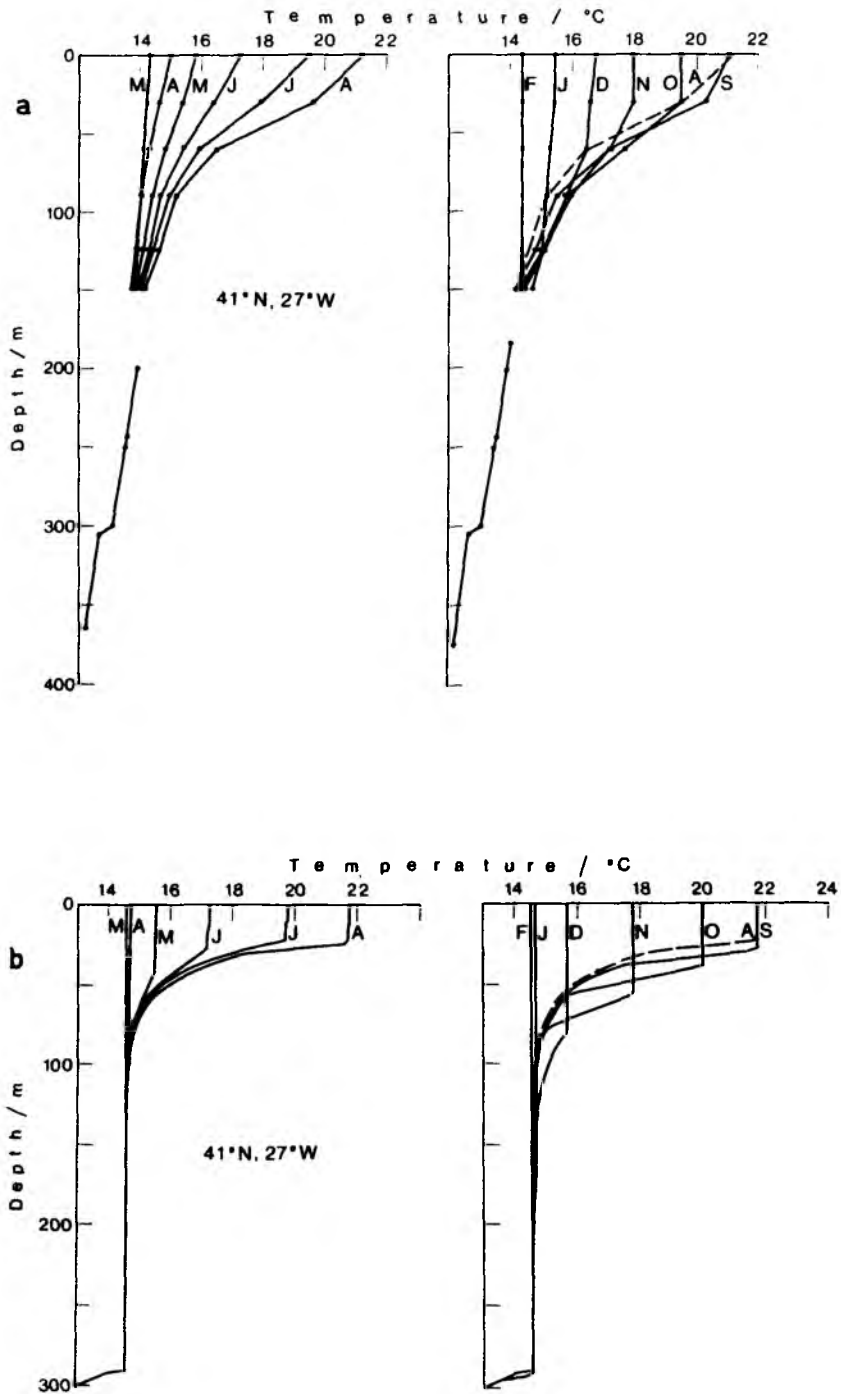


Abb. 4.13: Jahrgang der mittleren Temperaturprofile bei 41° N, 27° W aus: a) RBS-Atlas, b) Modellrechnungen.

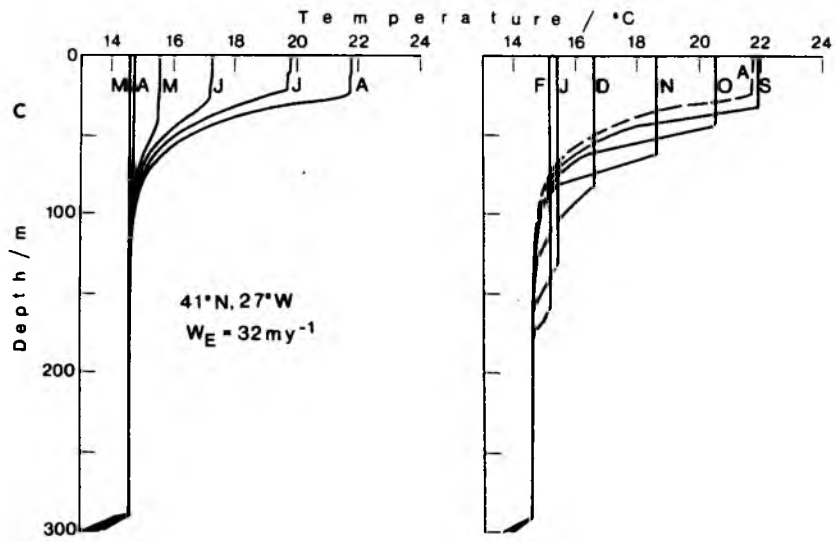


Abb. 4.13 c): Jahrgang der mittleren Temperaturprofile bei 41° N, 27° W aus Modellrechnungen bei Berücksichtigung von Ekman-"pumping".

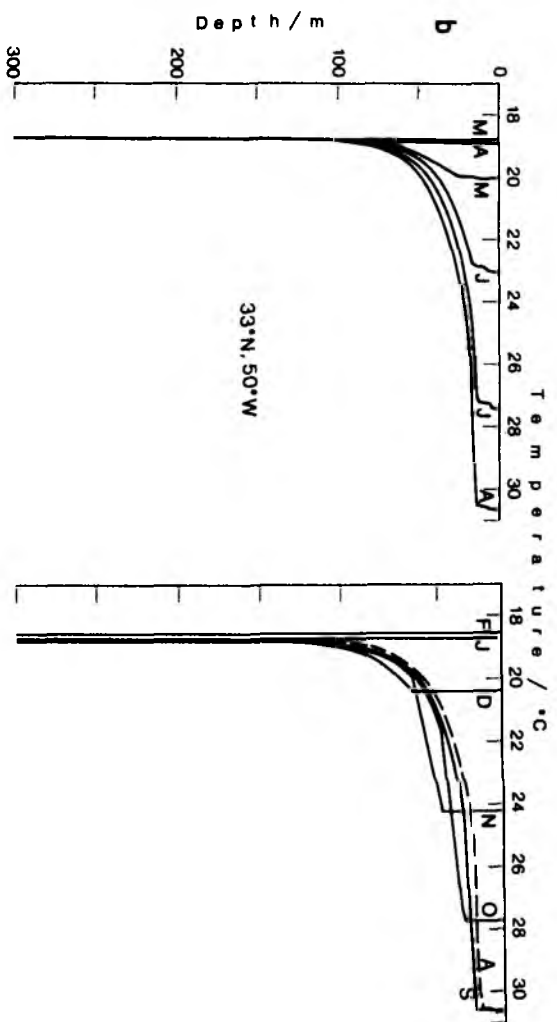
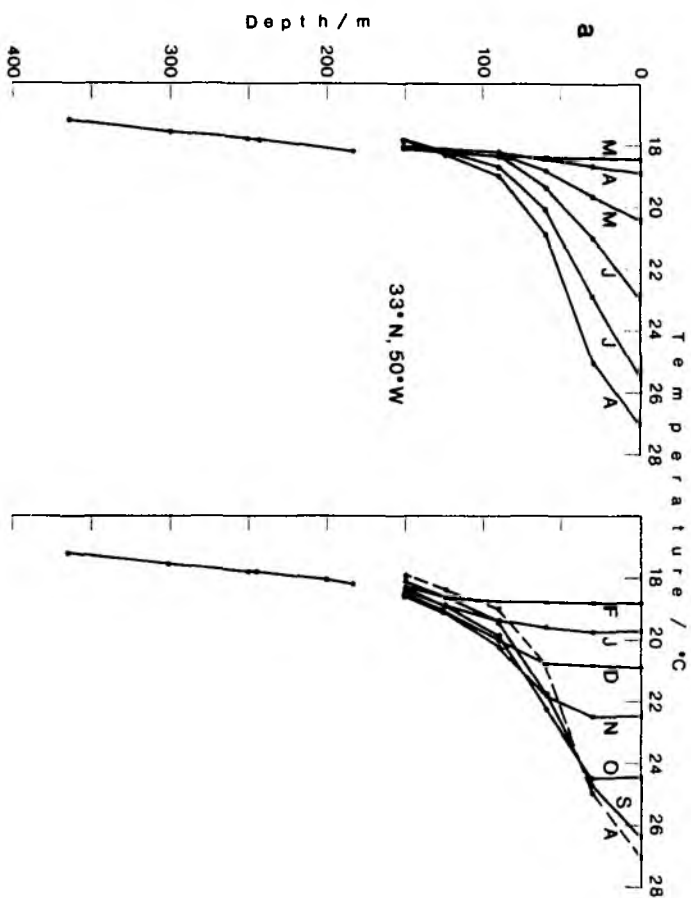


Abb. 4.14: wie Abb. 4.13a,b, jedoch für 33° N, 50° W.



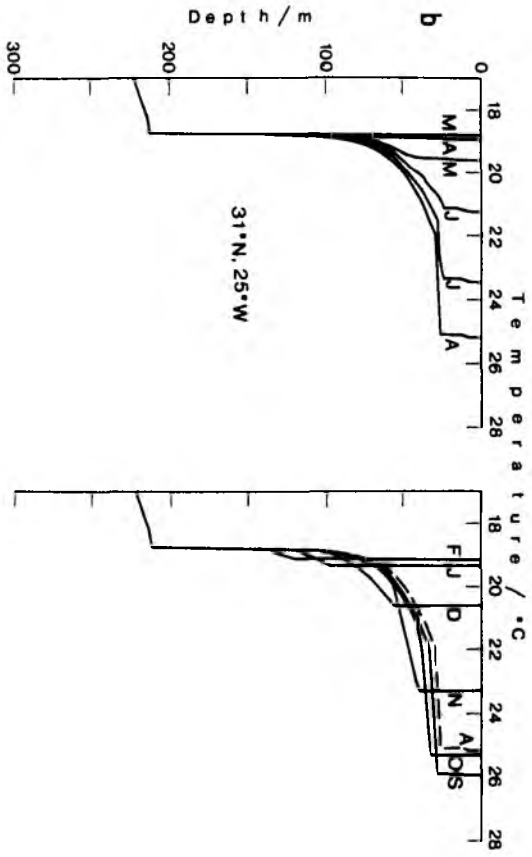
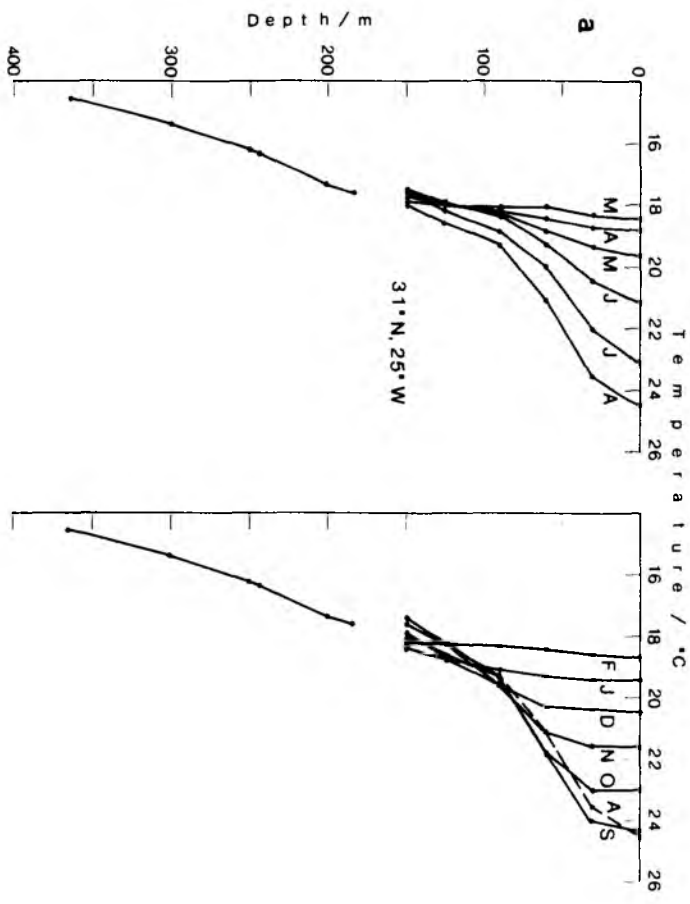


Abb. 4.15: wie Abb. 4.13a,b, jedoch für 31° N, 25° W.



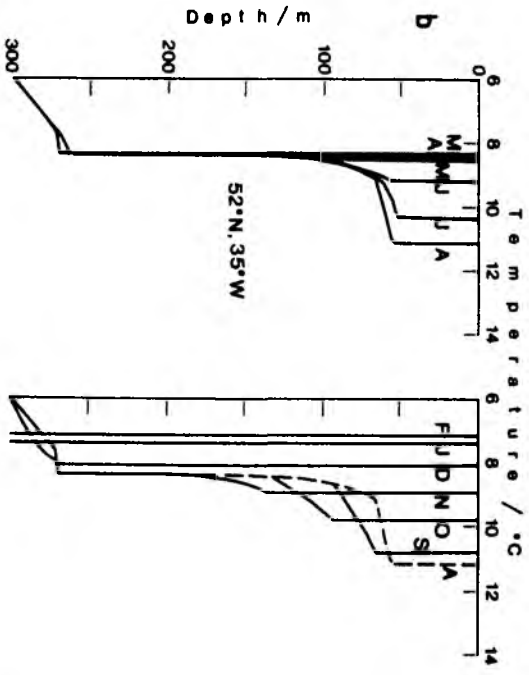


Abb. 4.16 a,b) wie Abb. 4.13a,b, jedoch für 52° N, 35° W.

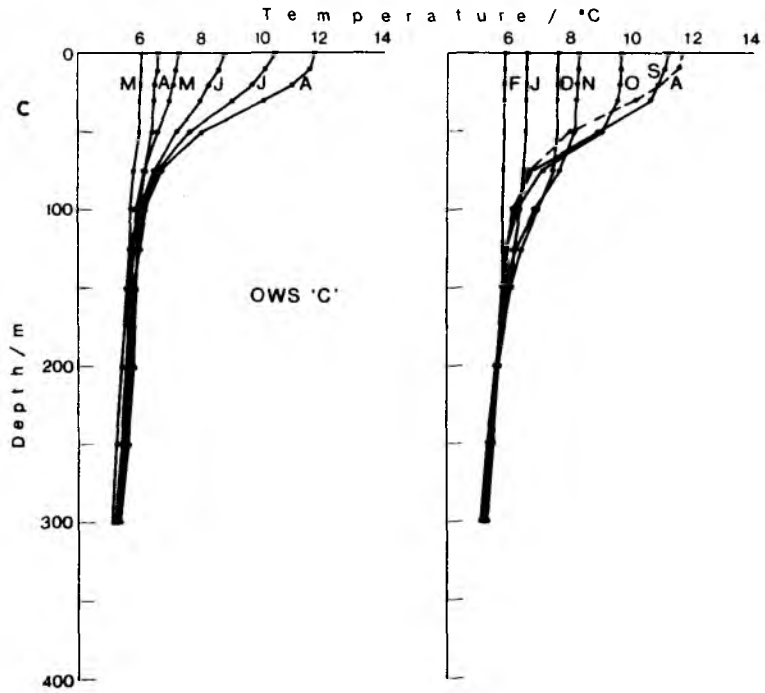


Abb. 4.16c) wie Abb. 4.16a, jedoch aus OWS-"C"-Daten (Reikowski, 1986)

In den Abbildungen 4.17 bis 4.20 wird die zeitliche Entwicklung der saisonalen Grenzschicht in Form mittlerer Isothermen dargestellt. Der für integrale Deckschichtmodelle charakteristische, schwach geschichtete Bereich zwischen sommerlicher Sprungschicht und Hauptsprungschicht (Thompson, 1976; Gaspar, 1985; Martin, 1985) ist in den vier Beispielen zu erkennen, ebenso wie der starke vertikale Temperaturgradient der sommerlichen Thermokline. Die vier Gebiete unterscheiden sich im wesentlichen durch die voneinander abweichende Stärke der sommerlichen Sprungschicht und durch die Tiefe der permanenten Sprungschicht, die als Anfangswert dem RBS-Atlas entnommen wurde. Die Neigung der Isothermen wird teilweise durch die solare Erwärmung unterhalb der Deckschicht und teilweise durch ihr Eintreten in die durchmischte Schicht verursacht. Der letzte Vorgang bewirkt eine kurzzeitige Erwärmung des Wassers in konstanten Tiefen. Vergleicht man die Modellergebnisse mit den Beobachtungen am OWS "C" (Abb. 4.20a,b), lassen sich die simulierten Strukturen auch in der beobachteten Darstellung wiederfinden. Die Neigung der Isothermen wird ebenso wiedergegeben wie ihr Eintreten in die Deckschicht, auch wenn die Absolutwerte nicht vergleichbar sind. In Abb. 4.17b ist eine Neigung der Isothermen als Folge von Ekman-"pumping" während des gesamten Integrationsjahres festzustellen.

4.4 Empfindlichkeit der Modellergebnisse auf Variationen der externen und internen Parameter

Die Formeln zur Berechnung der kurzwelligen Strahlung, der langwelligen Strahlungsbilanz und der turbulenten Flüsse an der Meeresoberfläche enthalten in der Regel einfache empirische Parametrisierungen der jeweiligen physikalischen Prozesse und können daher nur eine Abschätzung der tatsächlichen klimatologischen Verhältnisse liefern. Einen maximalen Fehler von $\pm 40 \text{ W/m}^2$ in der mittleren Wärmebilanz anzunehmen, erscheint durchaus realistisch zu sein (Isemer, 1986). Woods (1985) schätzt den Fehler in der Abkühlungsrate sogar auf $\pm 50 \text{ W/m}^2$.

Eine weitere Fehlerquelle stellt die Art der Parametrisierung der Produktions- und Dissipationsterme in der Bilanzgleichung der turbulenten kinetischen Energie dar. Im Gegensatz zu den turbulenten Flüssen an der Oberfläche, die als äußere Parameter angesehen werden können und ihre Fehler schon durch die Art ihrer Berechnung aufgeprägt bekommen, ist die Bestimmung der "entrainment"-Rate, ein dem Modell innewohnender charakteristischer Vorgang,

wobei die Modellparameter entweder durch Anpassung an beobachtete Größen (Denman und Miyake, 1973; Alexander und Kim, 1976) oder durch theoretische Überlegungen (Gaspar, 1985) bestimmt werden.

Ungenauere oder nicht vorhandene Kenntnisse der Wassertrübung im Ozean, tägliche Variationen zufälliger Art (im klimatologischen Sinne) oder durch den Tagesgang der Sonne bestimmte, können für die Modellergebnisse ebenso eine Fehlerquelle darstellen, wie die Vernachlässigung horizontaler und vertikaler Advektionsprozesse.

4.4.1 Der Jahresgang

Um den Jahresgang der Deckschicht zu simulieren, genügt im Prinzip die Einbeziehung einer Sägezahnfunktion der solaren Strahlung in das Deckschichtmodell, während der Windstreß und die Abkühlung konstant gehalten werden (Kraus und Turner, 1967). Wie stark sich diese Approximation auf die Deckschichttemperatur auswirken kann, wird aus der Abb. 4.21 ersichtlich, in der die Jahresgänge der mit verschiedenen Annahmen berechneten SST dargestellt werden. Es wurde jeweils nur eine der folgenden Größen konstant gehalten: 1. Bewölkung, 2. Abkühlung, 3. Windstreß. Anstelle der entsprechenden Jahresgänge wurde jeweils ein Mittelwert gewählt, der der ursprünglichen Wärmebilanz bzw. dem mittleren Fluß turbulenter kinetischer Energie entsprechen sollte. Da der Jahresgang der SST im wesentlichen durch die Astronomie bestimmt wird, erhält man nur einen geringen Rückgang der Amplitude der SST, wenn mit konstanter Bewölkung gerechnet wird. Bei Vernachlässigung des Jahresganges der Abkühlungsrate ergibt sich eine Reduzierung bis zu 3 K im Sommer und eine Phasenverschiebung des Temperaturmaximums von etwa 2 Wochen. Der konstant gehaltene Windstreß verursacht eine Verringerung der SST bis zu 1.5 K. Aus diesen Untersuchungen geht hervor, daß die Jahresgänge der Oberflächenflüsse nicht vernachlässigt werden dürfen, will man eine realistische Wiedergabe der Vorgänge im oberen Ozean erreichen.

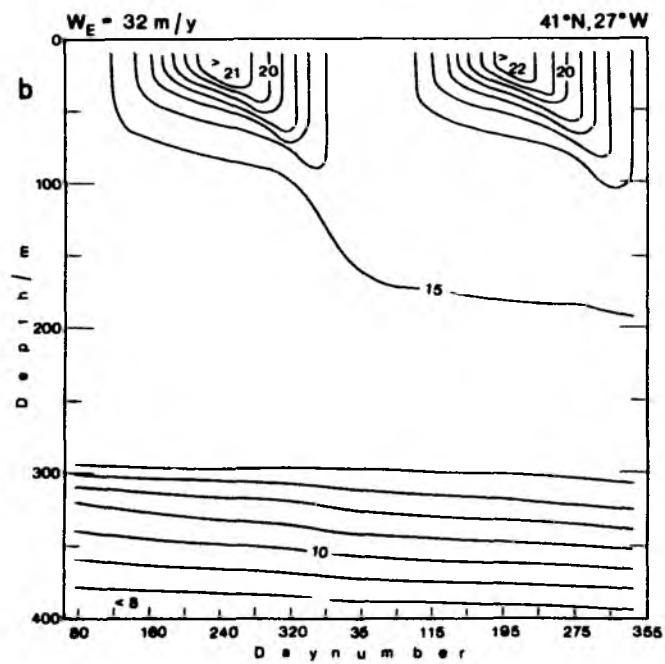
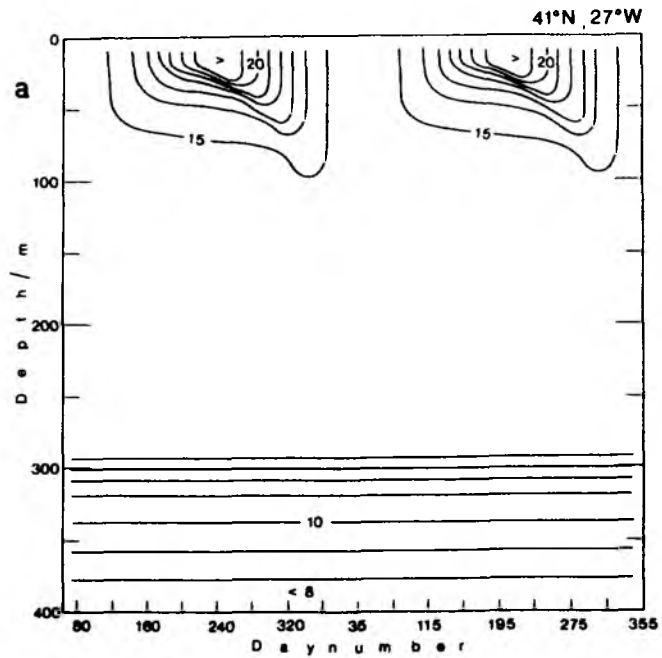


Abb. 4.17: Jahresgang ausgewählter Modellisothermen als Funktion der Tiefe. Isolinienabstand: 1 °C, Pos. 41° N, 27° W, a) ohne Ekman-"pumping", b) mit Ekman-"pumping" (32 m/y).

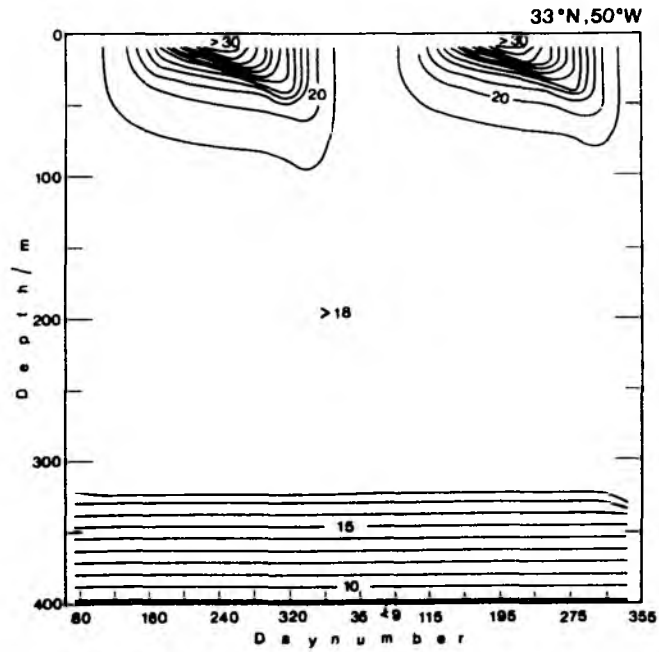


Abb. 4.18: wie Abb. 4.17a, jedoch für 33° N, 50° W.

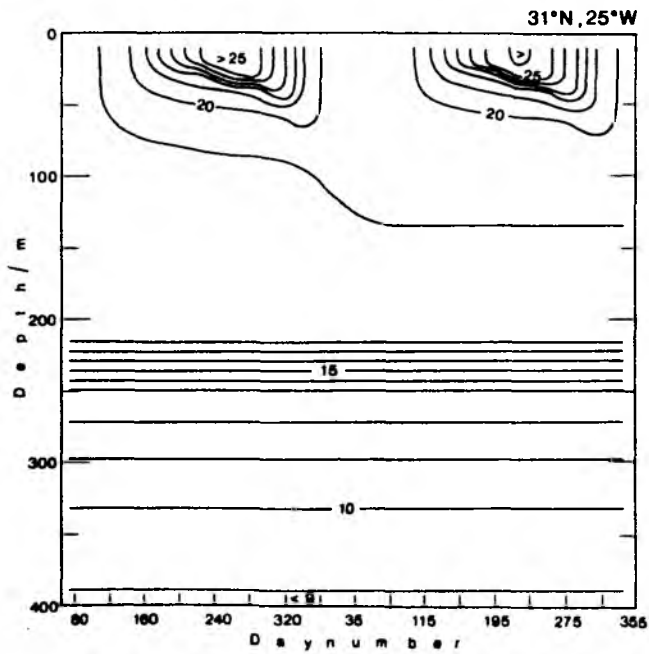


Abb. 4.19: wie Abb. 4.17a, jedoch für 31° N, 25° W.

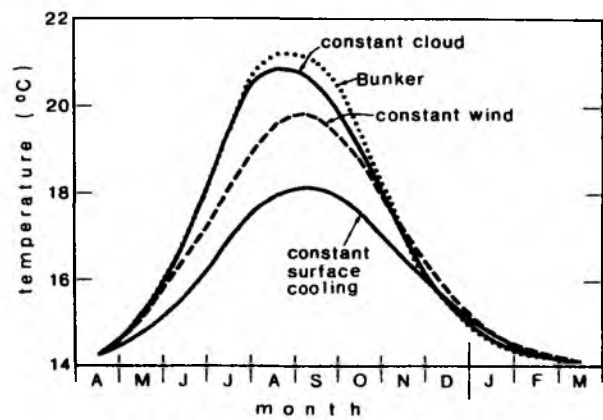


Abb. 4.21: Empfindlichkeit der Modelltemperatur gegenüber dem Jahresgang der Bewölkung, des Windes und der Abkühlungsrate im Vergleich mit der Bunker-SST.

4.4.2 Die solare Strahlung

Die berechnete solare Strahlung an der Meeresoberfläche ist mit systematischen und zufälligen Fehlern behaftet. Deshalb soll die Empfindlichkeit des Modells bezüglich dieser Fehler für die Zeitskalen von einem Jahr, einem Monat und einem Tag untersucht werden. Die erstere kann zum Verständnis des Einflusses langjähriger Klimaänderungen auf die berechnete SST beitragen, wie sie z.B. durch die Zunahme des CO₂-Gehalts in der Atmosphäre verursacht werden könnten. Zwar wird durch diesen Prozeß die langwellige Strahlungsbilanz geändert, wie später aber gezeigt werden kann, sind mindestens für Fehler bis $\pm 10 \text{ W/m}^2$ Schwankungen der Gesamtwärmebilanz für Änderungen der SST verantwortlich. Die Zeitskala von einem Monat ist relevant für die Vorhersage von zwischenjährlichen SST-Anomalien und die von einem Tag bezieht sich auf die Empfindlichkeit gegenüber - im klimatologischen Sinne zufälligen - Wetteränderungen.

In diesem Zusammenhang soll kurz auf die Genauigkeit der Messungen des Wärmeflusses eingegangen werden. Die Monatsmittelwerte der solaren Strahlung können aus Satellitemessungen bis zu einer Genauigkeit von $\pm 10 \text{ W/m}^2$ bestimmt werden (Gautier, 1984), während die Fehler des latenten Wärmeflusses bei etwa $\pm 30 \text{ W/m}^2$ liegen. Wie später gezeigt wird, beeinflussen Ungenauigkeiten des Nettowärmeflusses von $\pm 10 \text{ W/m}^2$ den vom Modell berechneten Jahresgang der SST beträchtlich.

Die Tests wurden mit Hilfe von 30 voneinander unabhängigen, jeweils über zwölf Monate integrierten Modellläufen durchgeführt. In einem ersten Test wurde der Bewölkungsparameter N (Kap.3.2.4) den täglichen Fluktuationen, die einer gleichverteilten Wahrscheinlichkeitsfunktion genügen (Zufalls-generator an der PDP-10), innerhalb des Intervalls $(2N_B - 10) \leq N \leq 10$ unterworfen (N_B entspricht den täglichen aus den Bunker-Daten interpolierten Bedeckungsgraden). Der angegebene Bereich konnte in dieser Form gewählt werden, da N_B an dem ausgewählten Ort (41° N , 27° W) immer größer als fünf ist.

Die Kurve (b) in Abb. 4.22b zeigt den Jahresgang der Empfindlichkeit der über 11 Tage gemittelten SST gegenüber der mittleren Änderung der kurzwelligen Strahlung. Eine lineare Abhängigkeit der SST vom mittleren Wärmefluß konnte hier angenommen werden ($\bar{I}_0 = a + b\Delta T$), da die Korrelationskoeffizienten bei 0.9 lagen. Abb. 4.22a zeigt ein Beispiel für den Monat

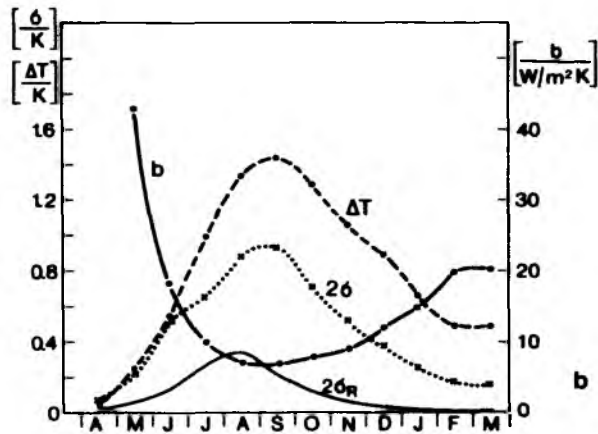
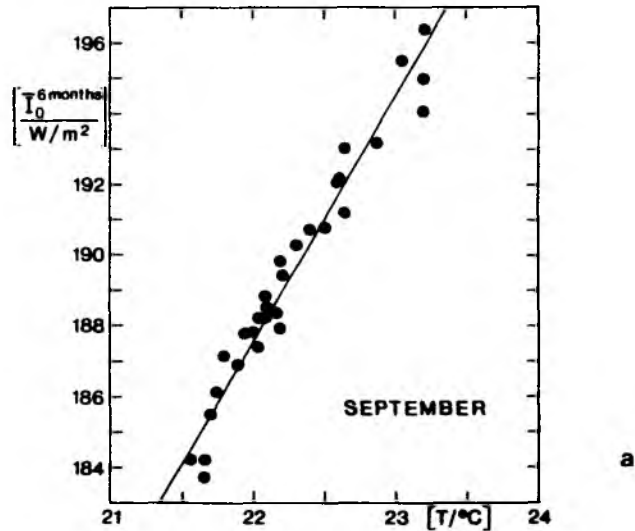


Abb. 4.22 a) Korrelation zwischen mittlerer solarer Erwärmung und Modelltemperatur im September.

b) Saisonale Variation der Empfindlichkeit der Modelltemperatur (b), der Zunahme der Temperatur bei konstanter zusätzlicher Erwärmung von 10 W/m^2 (ΔT), der Streuung der Temperatur (2σ) und der Residuen nach Abzug des Trends ($2\sigma_R$) gegenüber dem integrierten solaren Strahlungsfluß.

September. Die Temperaturanomalien sind hauptsächlich von der integrierten Wärmebilanz abhängig. Die Variabilität der Bewölkung übt dagegen nur einen geringen Einfluß aus, wie aus dem Jahresgang der doppelten Standardabweichung der Residuen ($2\sigma_R$) in Abb. 4.22b ersichtlich ist. Dieses Ergebnis entspricht dem von Adamec und Elsberry (1984). Ein angenommener Fehler in der kurzwelligen Strahlung von $\pm 10 \text{ W/m}^2$ ergibt im September eine mittlere Temperaturdifferenz ΔT von $\pm 1.5 \text{ K}$ und im März ein ΔT von 0.5 K . Abbildung 4.23 zeigt die jährliche Wärmebilanz der 30 Modellintegrationen, aufgetragen gegen die Tageszahl, an der die Deckschichttiefe h während der Vertiefung ihren ehemaligen Anfangswert überschreitet, sowie die mittlere solare Strahlung und die mittlere Abkühlungsrate von Bunker.

Daß zwischen Deckschichttiefe und mittlerer Wärmebilanz nur eine geringe Korrelation bestehen kann (die Korrelationskoeffizienten sind in mehr als acht Monaten kleiner als 0.6), geht aus Gleichung (2.25) hervor. Wenn $dh/dt > 0$ ist ($w_e = 0$), wird die Deckschichttiefe ausschließlich durch die aktuellen Oberflächenflüsse bestimmt und ist damit unabhängig von der vorausgegangenen Entwicklung der Sprungschicht. Die "entrainment"-Geschwindigkeit dh/dt kann als Folge der zufälligen Schwankungen in einzelnen Tagen bis in den Herbst hinein größer als null sein (Abb. 1.7). Die Abbildungen 4.24a,b zeigen den Jahresgang der Häufigkeitsverteilung von SST und h für Fluktuationen der Zeitskalen von einem Tag und einem Monat. Die gute Übereinstimmung der Mittelwerte zeigt, daß die über die 30 Modellintegrationen gemittelte Wärmebilanz der beiden sich durch ihre Zeitskala unterscheidenden Fluktuationen nahezu gleich null ist.

4.4.3 Die Abkühlung

Die im vorigen Abschnitt beschriebenen Einflüsse auf die Deckschichttemperatur können nicht unbedingt auf die Abkühlung übertragen werden, da die kurzwellige Strahlung innerhalb des Ozeans absorbiert wird, die Abkühlung aber nur an der Oberfläche wirkt. Diese zwei verschiedenen Prozesse können deshalb, auch wenn der Nettowärmefluß gleich bleibt, zu unterschiedlichen Konvektions- und Decksschichttiefen führen. In den Abbildungen 4.25a,b sind die Änderungen der Deckschichttiefe und -temperatur dargestellt, die entstehen, wenn die Abkühlungsrate mit einem konstanten Fehler von $+ 10 \text{ W/m}^2$ bzw. -10 W/m^2 behaftet ist. Die maximalen Differenzen

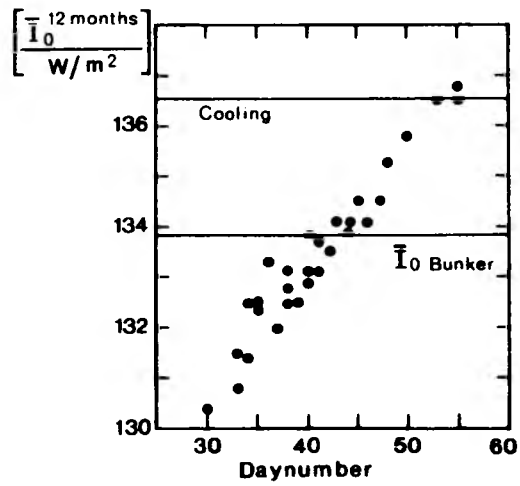


Abb. 4.23: Korrelation zwischen jährlicher Wärmebilanz und Tageszahl, an der die sich vertiefende winterliche Deckschicht eine Tiefe von 160 m überschreitet.

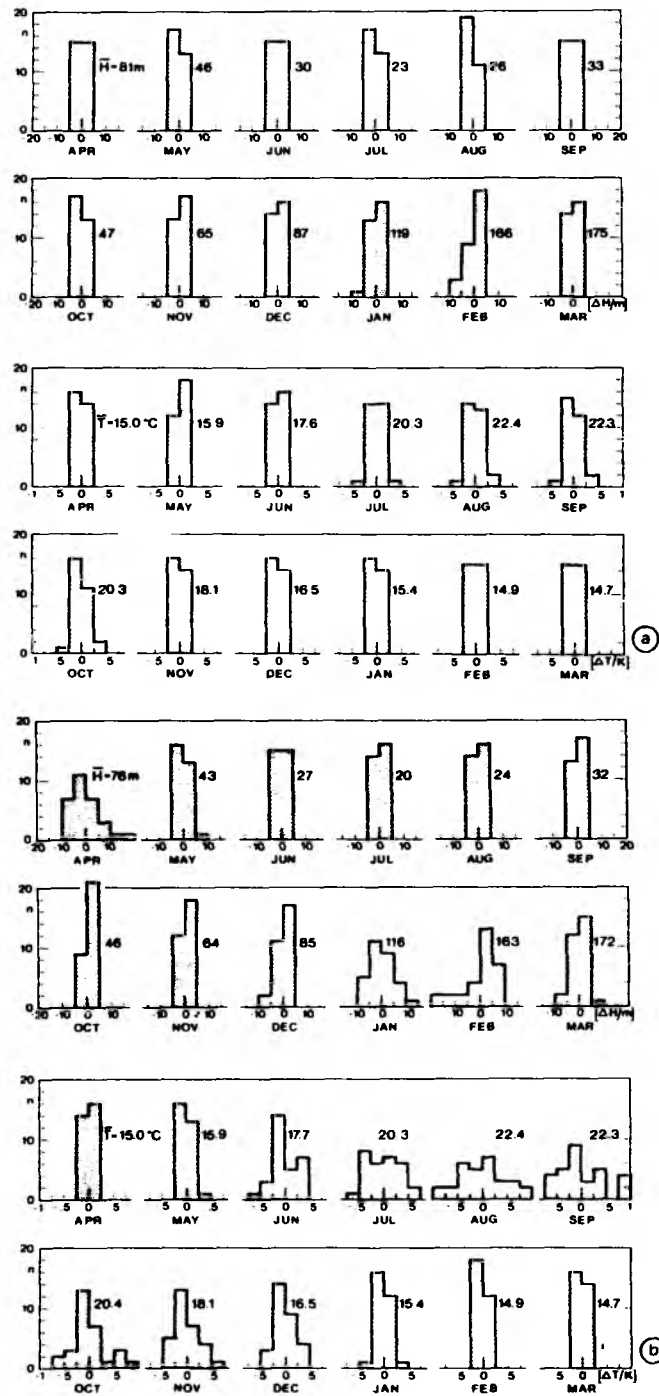


Abb. 4.24: Histogramme monatlicher Deckschichttemperaturen und- tiefen, berechnet aus 30 jährlichen Integrationen des Deckschichtmodells mit

- a) zufälligen monatlichen Schwankungen der mittleren solaren Strahlung in dem Bereich von $\pm 10 \text{ W/m}^2$,
- b) zufälligen täglichen Schwankungen der Bewölkung in dem Bereich zwischen $2C_B-10$ und 10 (C_B = Bedeckungsgrad von Bunker in 1/10). Die Zufallsgrößen sind gleichverteilt.

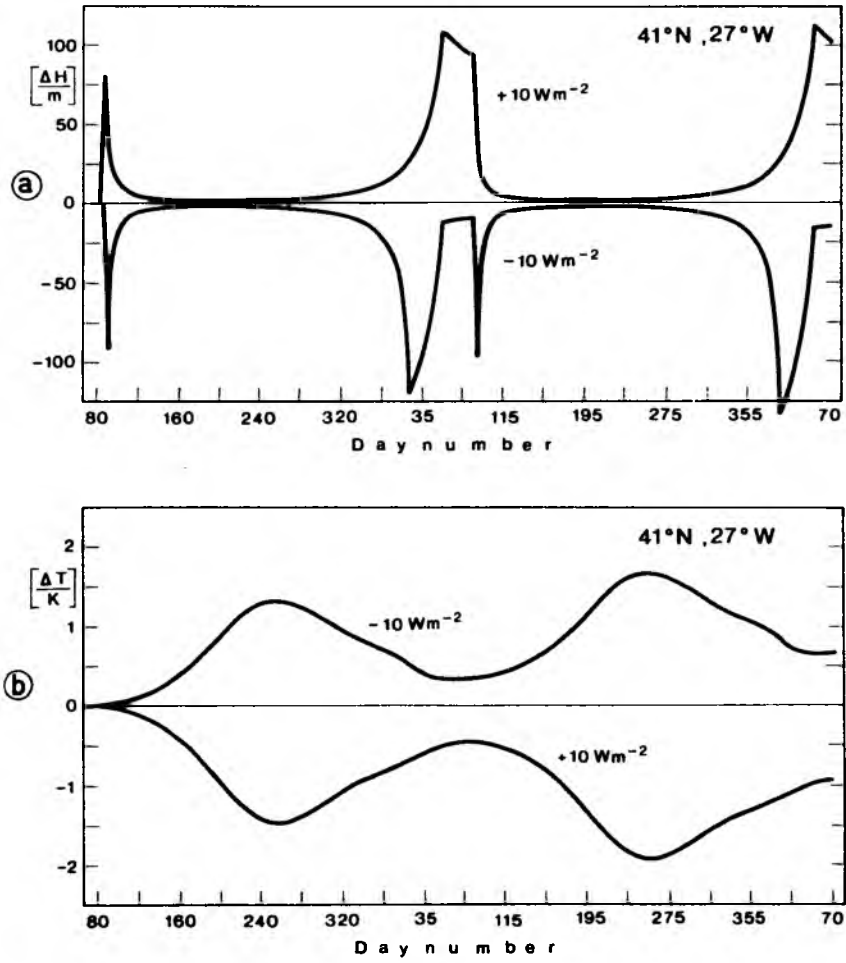


Abb. 4.25: Saisonale Variationen der Differenz zwischen der mit jährlich konstanter Änderung $\Delta B = \mp 10 \text{ W/m}^2$ und der ohne Änderung berechneten Deckschichttiefe (a) und -temperatur (b).

von ± 1.5 K im ersten Integrationsjahr sind mit den Änderungen vergleichbar, die durch einen Fehler der solaren Strahlung gleicher Größenordnung entstehen. Eine mittlere jährliche Zunahme des Wärmeflusses von 10 W/m^2 reicht aus, um die gesamte Wassersäule bis zur jährlichen maximalen Deckschichttiefe um 0.5 K zu erwärmen, ein Defizit in der Wärmebilanz aber würde die SST nur um 0.3 K abkühlen.

4.4.4 Der Windstreß

Der Beobachtungsfehler der Windgeschwindigkeit und die Berechnung des Impulsflusses über die Bulk-Parametrisierung können insbesondere die Größe der Produktions- und Dissipationsterme in der TKE-Gleichung beeinflussen. Um eine Vorstellung zu bekommen, in welcher Größenordnung die ozeanische Grenzschicht auf Ungenauigkeiten des Windstress reagiert, wurde zum mittleren Energiefluß $\overline{u_*^3}$ ein konstanter Wert der Größe $\overline{u_*^3}/2$ bzw. $-\overline{u_*^3}/2$ hinzugeaddiert. Zu vergleichen ist dieser Wert mit einer Windstärkenänderung im Sommer von ± 1 m/sec ($\overline{U} \sim 5$ m/sec \sim Beaufort 3) und von ± 2 m/sec im Winter ($\overline{U} \sim 10$ m/sec \sim Bf 5). Obwohl diese angenommenen Fehlergrenzen nur der Bereich einer Beaufort-Windstärke überdecken (Bf 5 liegt zw. 8 und 11 m/sec), fällt die Änderung des Energieflusses doch recht hoch aus, da eine kubische Abhängigkeit von der Windstärke besteht. In den Abbildungen 4.26a,b sind die Ergebnisse der Untersuchungen dargestellt. Im Sommer bewirken Änderungen in der Deckschichttiefe von 10 bzw. 15 m Temperaturanomalien von 1.2 bzw. 2.2 K, im Winter fallen die Differenzen der Deckschichttiefen zwar höher aus, haben dann aber kaum noch Einfluß auf die SST-Anomalie. Bezogen auf die Temperatur sind die angegebenen Fehler durchaus vergleichbar mit den $\pm 10 \text{ W/m}^2$ Änderungen in der Wärmebilanz, wie sie in den vorigen Kapiteln beschrieben wurden.

4.4.5 Die Wassertrübung

Frühere Arbeiten zeigen, daß die optische Durchlässigkeit des Wassers die Temperaturstrukturen im oberen Ozean über tägliche und saisonale Zeitskalen beeinflussen kann (Simpson und Dickey, 1981; Charlock, 1982). Woods, Barkmann und Horch (1984) haben die Änderung der Erwärmungsrate im Ozean hinsichtlich der Bewölkung und der Wassertrübung untersucht und festgestellt, daß die Ungenauigkeit in der Wassertrübung einen größeren Einfluß auf das Erwärmungs-

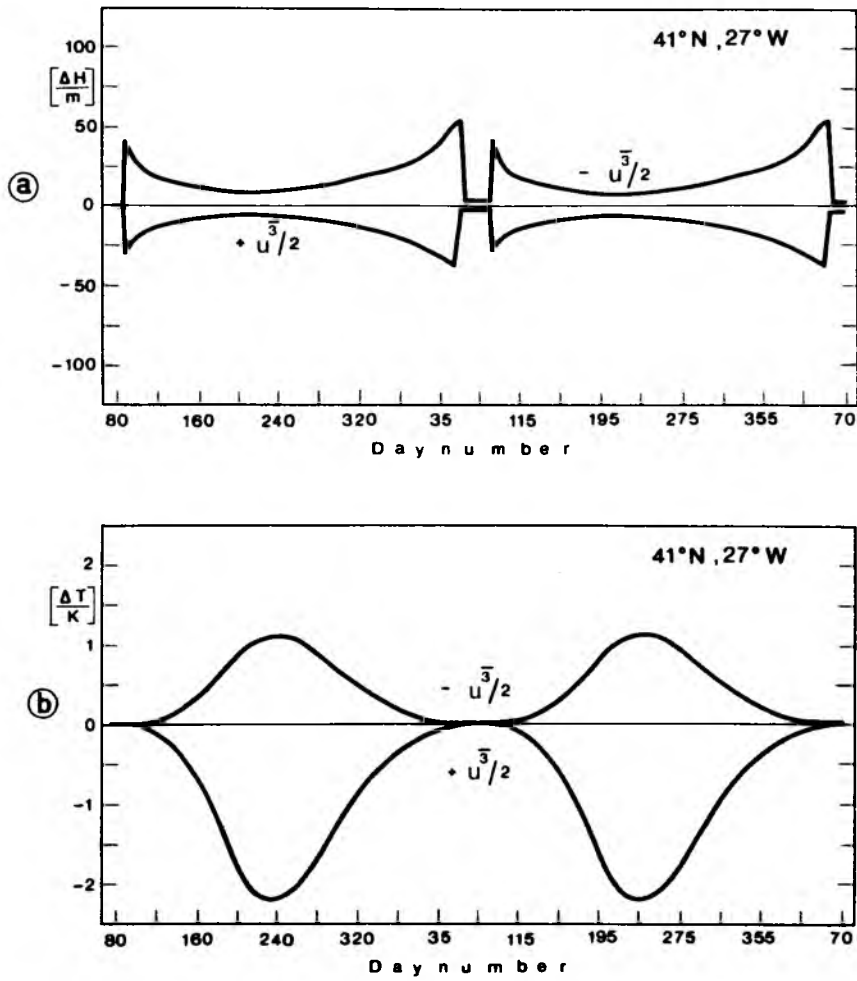


Abb. 4.26: Analog zu Abb. 4.25, Deckschichttiefe (a) und -temperatur (b) sind jedoch mit konstanter Änderung des mittleren Energieflusses $\Delta \overline{u_*^3} = \pm \overline{u_*^3}/2$ berechnet worden.

profil haben kann als Fehler in der Bewölkung (Abb. 4.27). Für den Jahresgang der Deckschichttiefe und der SST kann diese Folgerung nicht unbedingt übernommen werden, da Ungenauigkeiten des beobachteten Bedeckungsgrades die Wärmebilanz beeinflussen, falsche oder ungenaue Abschätzungen der Trübung aber nur die Verteilung der kurzwelligen Strahlung im Ozean ändern, obwohl beide Prozesse die Tiefe der Konvektionsschicht beeinflussen.

Die Empfindlichkeit der Modellergebnisse gegenüber der Trübung wurden untersucht. Für den geographischen Ort 41° N, 27° W ergaben sich Temperaturdifferenzen in der Deckschicht von bis zu 3 K zwischen Berechnungen mit Jerlov III und Jerlov 0 und Differenzen zwischen den Deckschichttiefen von 5 m (Abb. 4.28a,b). Die Trübung im Ozean ist aber saisonalen, regionalen und mesoskaligen Fluktuationen unterworfen. Verursacht durch die Planktonblüte im Frühjahr nimmt sie rasch zu, um dann nach Absterben des Planktons ebenso rasch wieder abzunehmen (Woods und Onken, 1982). Aus Abb. 4.28c ist ersichtlich, daß die Wassertrübung im Frühjahr und Sommer während der rasch abnehmenden bzw. sich nur wenig vertiefenden Deckschicht, einen starken Einfluß auf die SST hat, während im Herbst und Winter nur geringe Temperaturdifferenzen festzustellen sind.

Analog zu den Untersuchungen hinsichtlich der Bewölkungsfluktuationen wurden aus 30 Integrationen, mit täglichen und monatlichen Variationen der Trübungsparameter, Histogramme der SST- und Deckschichtanomalien zusammengestellt. Aus Abb. 4.29b geht hervor, daß die täglichen Variationen nur geringe Fluktuationen der Deckschichttiefe und der SST nach sich ziehen, während saisonale Änderungen der über jeweils einen Monat konstant gehaltenen Trübungsparameter zu Anomalien bis zu ± 2 K führen können (Abb. 4.29a).

Wie regional verschieden der Einfluß der Trübung auf die Deckschichttemperatur sein kann, wird in Abb. 4.30 dargestellt. In den Subtropen um 30° W ergeben Modellläufe mit dem Wassertyp Jerlov III Temperaturabweichungen bis zu 10 K vom Standardlauf mit Jerlov I, während in den gemäßigten Breiten beim OWS "C" die Differenzen unter 0.5 K liegen. Aus dieser Abbildung geht besonders deutlich hervor, wie stark die Einflüsse von der Tiefe der sommerlichen Deckschicht abhängen.

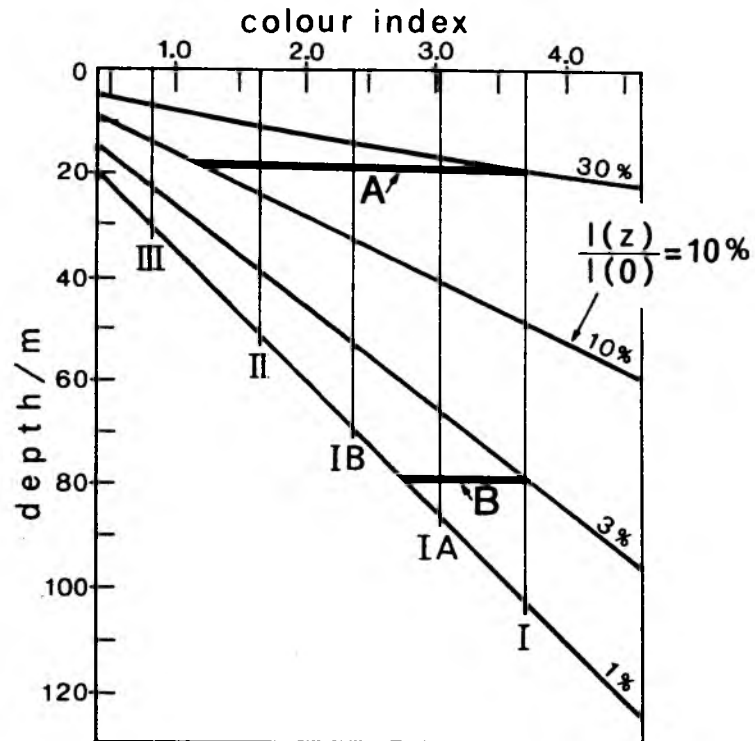


Abb. 4.27: Verhältnis zwischen solarer Strahlung im Ozean $I(z)$ und einfallender Strahlung $I(0)$ in Abhängigkeit von der Wassertrübung nach Jerlov (Wassertypen I, IA, IB, II, III) und von der Wassertiefe; außerdem die Zuordnung der Jerlov-Typen zum Farb-Index nach Højerslev (1980). Die horizontalen Balken (A,B) geben den Bereich der Strahlung an, um den sie bei Berücksichtigung der Bewölkung reduziert wird (rechte Begrenzung: wolkenloser Himmel, linke Begrenzung: vollständige Bedeckung).

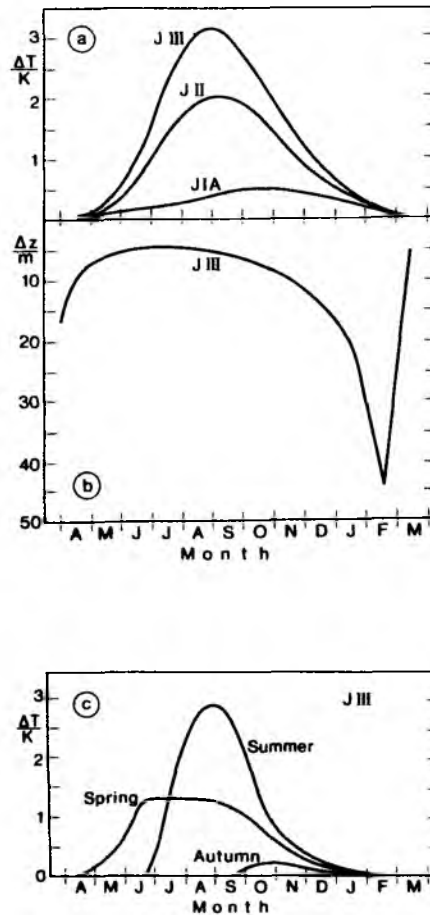


Abb. 4.28: Empfindlichkeit von Deckschichttemperatur und -tiefe gegenüber der Wassertrübung.

- a) Anomalie der Deckschichttemperatur für die Wassertypen JIA, JII, JIII relativ zu "klarem" Wasser (J0); J0 wurde mit den 27 Exponentialfunktionen von Woods (1980b) berechnet.
- b) Anomalie der Deckschichttiefe des Wassertyps JIII, relativ zu J0.
- c) Anomalie der Deckschichttemperatur des Wassertyps JIII, relativ zu J0. Der Modellwassersäule wurde jeweils nur für die Dauer einer der drei Jahreszeiten Frühling, Sommer oder Herbst der Wassertyp JIII zugewiesen.

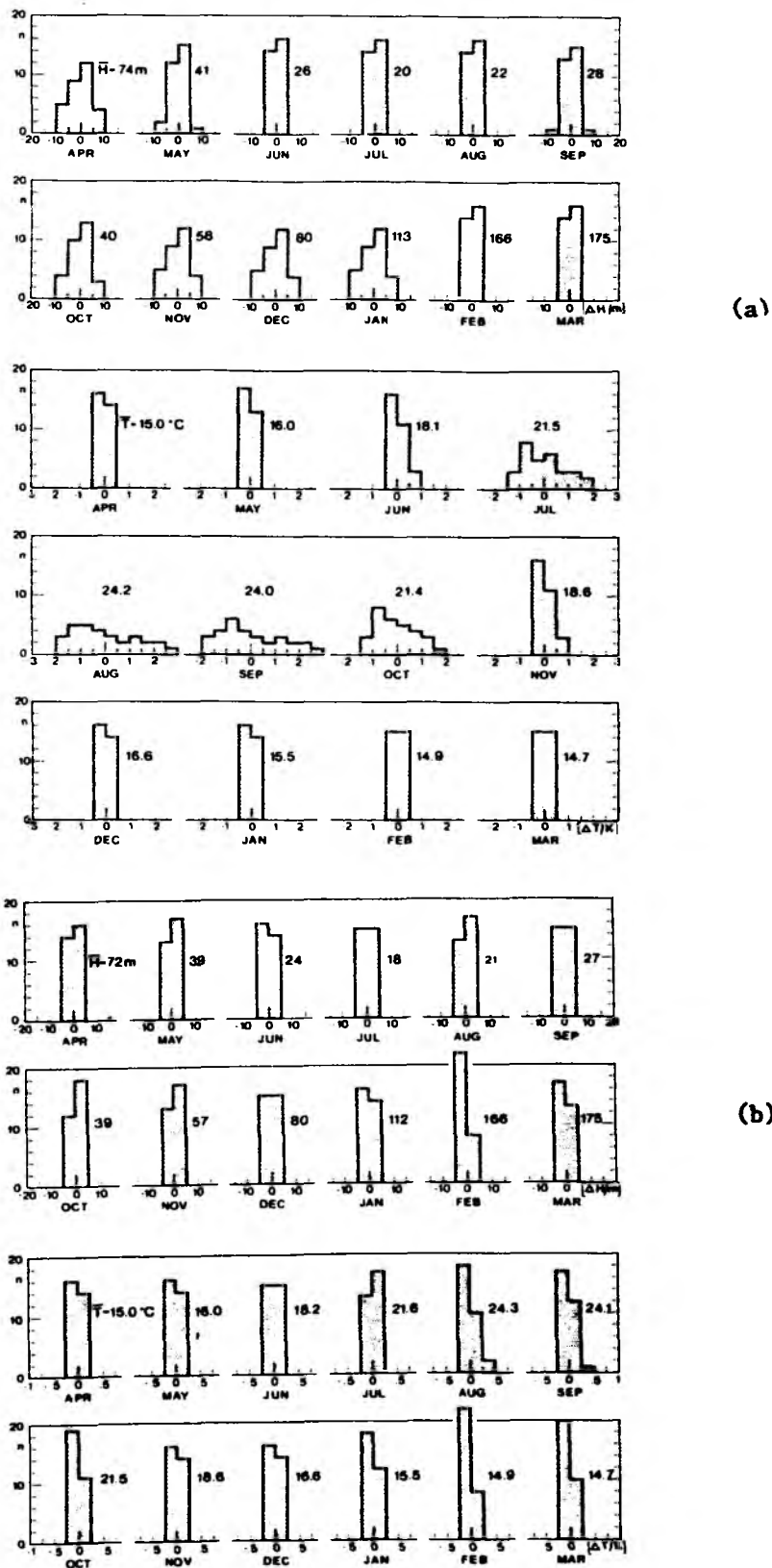


Abb. 4.29: Histogramme monatlicher Deckschichttemperaturen und -tiefen, berechnet aus 30 jährlichen Integrationen des Deckschichtmodells mit

- a) zufälligen monatlichen Schwankungen des Farb-Indexes c für den Bereich $c = 2.25 \pm 1.45$,
- b) zufälligen täglichen Schwankungen des Farb-Indexes c für den gleichen Bereich. Die Zufallsgrößen sind gleichverteilt.

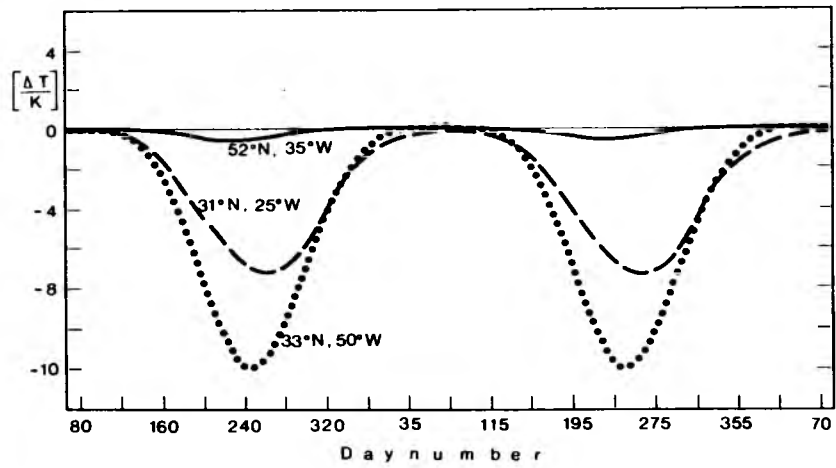


Abb. 4.30: Anomalien der mit Wassertyp JIII berechneten Deckschichttemperatur relativ zu der mit JIA berechneten für drei geographische Orte im Nordatlantik.

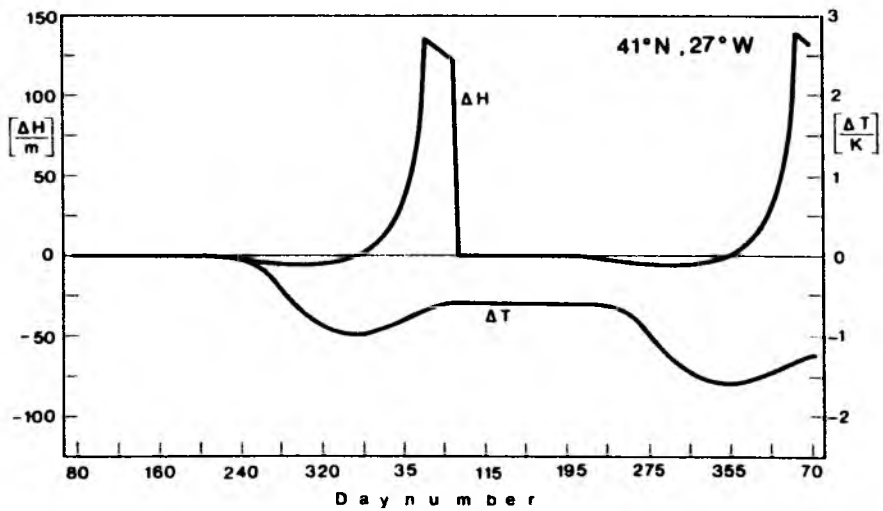


Abb. 4.31: Anomalie der Deckschichttemperatur und -tiefe bei Berücksichtigung einer konstanten Ekman-"pumping"-Geschwindigkeit W_E von 32 m/y.

4.5 Der Ekman-Transport

Der winderzeugte Triftstrom bewirkt einen Massentransport innerhalb der Ekman-Schicht, wobei die Divergenz (Konvergenz) des Transportes aufgrund der Massenerhaltung eine vertikale Bewegung nach sich zieht. Diese Prozesse können die Dynamik der Mischungsschicht beeinflussen sowie Wärmeinhalt und potentielle Energie der Grenzschicht ändern. Modellexperimente, die die Wirkung von tropischen Wirbelstürmen und Orkanen auf den oberen Ozean untersuchen, zeigen, daß die winderzeugte horizontale und vertikale Advektion einen nicht unwesentlichen Einfluß auf die SST hat und zu ihrer genaueren Bestimmung hinzugezogen werden müßte (Elsberry, 1976; Price et al., 1978; Price, 1981; Adamec et al., 1981; Martin, 1982). Die horizontale Advektion kann die vertikale Vermischung beeinflussen (Cushman-Roisin, 1981), während vertikale Advektion mit Zeitskalen, die zwischen täglicher und saisonaler Variation liegen, ebenso wichtig für die Bestimmung der Mischungstiefe sein kann, wie die "entrainment"-Geschwindigkeit (DeSzoeke, 1980). Die Wechselwirkungen zwischen vertikaler Bewegung mit geringer jährlicher Amplitude und "entrainment" können signifikante Änderungen der SST bewirken, wobei positive bzw. negative Anomalien von den Phasenunterschieden zwischen Vertikalbewegung und Oberflächenwärmefluß abhängen (Müller et al., 1984).

Die Wirkung der aus klimatologischen Daten berechneten Advektion auf Deckschichttemperatur und -tiefe soll für den geographischen Ort 41° N, 27° W untersucht werden. Diese Region zeichnet sich durch eine mittlere Abwärtsbewegung (Ekman-pumping) von $W_E \sim 36$ m/y aus. Abbildung 4.31 zeigt, daß ein signifikanter Einfluß auf die Deckschichttiefe erst im Herbst eintritt und sich durch eine zusätzliche Vertiefung bemerkbar macht. Diese Anomalie wird jedoch rasch kompensiert, und die im Sommer und Herbst zusätzlich akkumulierte Wärme (15 W/m² im Jahresmittel) bewirkt eine schwächere Vertiefung im Winter mit entsprechender SST-Erhöhung. In Abbildung 4.32 ist der Jahresgang des durch Ekman-"pumping" verursachten Wärmeflusses dargestellt. Er hängt im wesentlichen vom vertikalen Gradienten in der Sprungschicht ab und ist deshalb phasengleich mit der SST. Der Jahresgang von W_E (Abb. 4.33) hat nur einen geringen Einfluß auf den Wärmetransport, so daß Modellrechnungen mit konstantem W_E , zumindest in dieser Region, hinreichend genau sind. Abbildung 4.34 präsentiert die Modell-SST im Vergleich mit den Bunker-Daten. Man erkennt, daß die Modellergebnisse bei Berücksichtigung von W_E im Herbst und Winter zu hohe Werte liefern, während

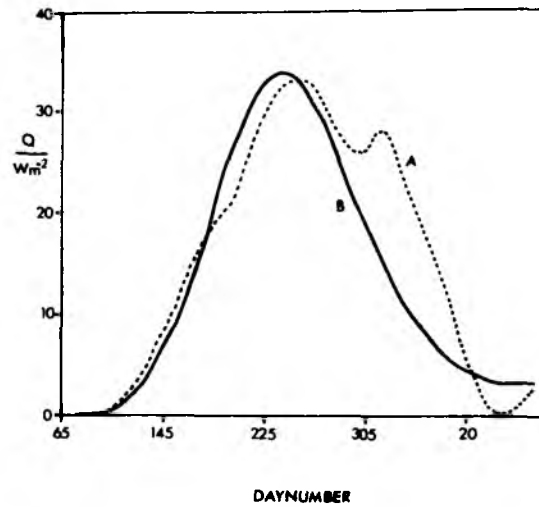


Abb. 4.32: Jahrgang der durch Ekman-"pumping" verursachten integrierten Wärmeenergie der Modellwassersäule. Kurve A: variable Ekman-"pumping"-Geschwindigkeit W_E (siehe Abb. 4.33), Kurve B: konstante Geschwindigkeit $W_E = 32$ m/y.

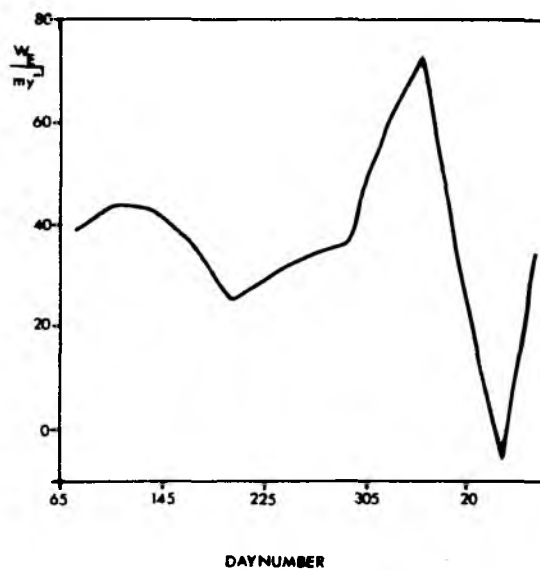


Abb. 4.33: Jahrgang der Ekman-"pumping"-Geschwindigkeit W_E , berechnet aus dem Bunker-Datensatz (41° N, 27° W).

die negative horizontale Ekman-Advektion (-7.5 W/m im Jahresmittel) einen Teil des Wärmeflusses kompensiert und so zu einer genauen Simulation der Bunker-SST zwischen Oktober und März beiträgt. Die frühjährliche Erwärmung der Deckschicht fällt weiterhin zu gering aus. Diese Ergebnisse zeigen, daß die durch Ekman-Transport bewirkten Wärmeflüsse zu den Änderungen der SST beitragen können und deshalb gegebenenfalls berücksichtigt werden müssen.

4.6 Diskussion

Die Modellergebnisse zeigen, daß in den Gebieten positiver bzw. negativer Bilanz der jährlichen Oberflächenwärmeflüsse die Modell-SST von den Bunker-SST mehr oder minder stark abweichen und daß die Integration im Gebiet ausgeglichener Bilanz, in den Subtropen, im Sommer zu hohe Werte erzielt. Abbildung 4.35 zeigt die September-Isothermen an der Meeresoberfläche in einem Gebiet zwischen $35^\circ - 50^\circ \text{ N}$ und $20^\circ - 45^\circ \text{ W}$. Man erkennt, daß zwar Strukturen, wie die Verschärfung des meridionalen Gradienten in den westlich gelegenen und wie die mehr zonal ausgerichteten Isothermen in den östlich gelegenen Gebieten, wiedergegeben werden, daß die Größe des horizontalen Gradienten aber überschätzt wird. Dies ist eine Folge der positiven bzw. negativen jährlichen Wärmebilanz nördlich bzw. südlich der Null-Linie und ließe sich eventuell durch Berücksichtigung advektiver Prozesse vermeiden.

Die Abweichungen der Sommertemperaturen in dem Gebiet um 33° N , 55° W lassen sich nicht durch advektive Prozesse erklären, da geostrophische Advektion während des gesamten Jahres eine Reduzierung des Wärmeinhalts zur Folge hätte - das Gebiet liegt in der Rückzirkulation des subtropischen Wirbels - und die horizontale Ekman-Advektion zwar während des Frühjahrs negativ ist, im Sommer aber keinen Anteil am Gesamtwärmefluß hat. Ekman-"pumping" (ca. 50 m/y) würde dagegen nur die Herbst- und Wintertemperaturen erhöhen. Eine Verstärkung der turbulenten Vermischung (Parameter m) hätte zwar eine Temperaturreduzierung in den Sommermonaten zur Folge, gleichzeitig würden aber auch die Frühjahrs- und Herbstwerte verringert werden und somit nicht zu einer besseren Angleichung führen. In Abschnitt 4.4.1 wurde gezeigt, daß der Jahresgang der turbulenten Wärmeflüsse einen wesentlichen Einfluß auf die Amplitudenhöhe der SST hat. Aufgrund dieser Erkenntnis wurde die saisonale Abkühlungsrate mit einer Sinusfunktion überlagert, die eine Amplitudenreduzierung von 30 W/m^2 und eine Phasenverschiebung von 40 Tagen bewirkt. Die Ergebnisse in Abbildung 4.36 zeigen eine starke Verringerung

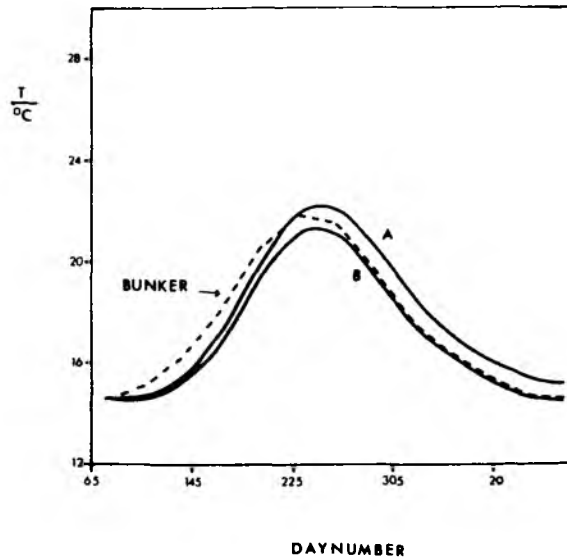


Abb. 4.34: Vergleich zwischen Bunker- und Modell-SST.
Kurve A: berechnet mit Ekman-"pumping", aber ohne horizontale Advektion des Triftstromes,
Kurve B: berechnet mit Ekman-"pumping" und horizontaler Advektion.

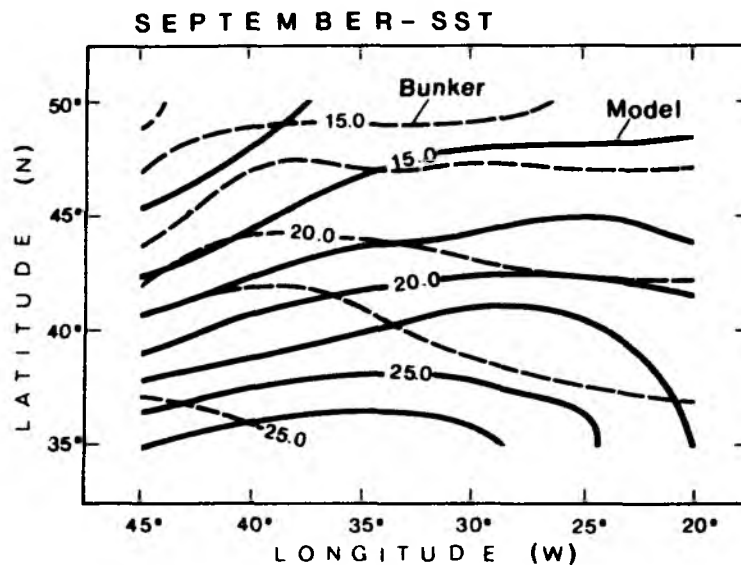


Abb. 4.35: Bunker- und Modell-SST für das Gebiet von 20° bis 45° W und von 35° bis 50° N im September.

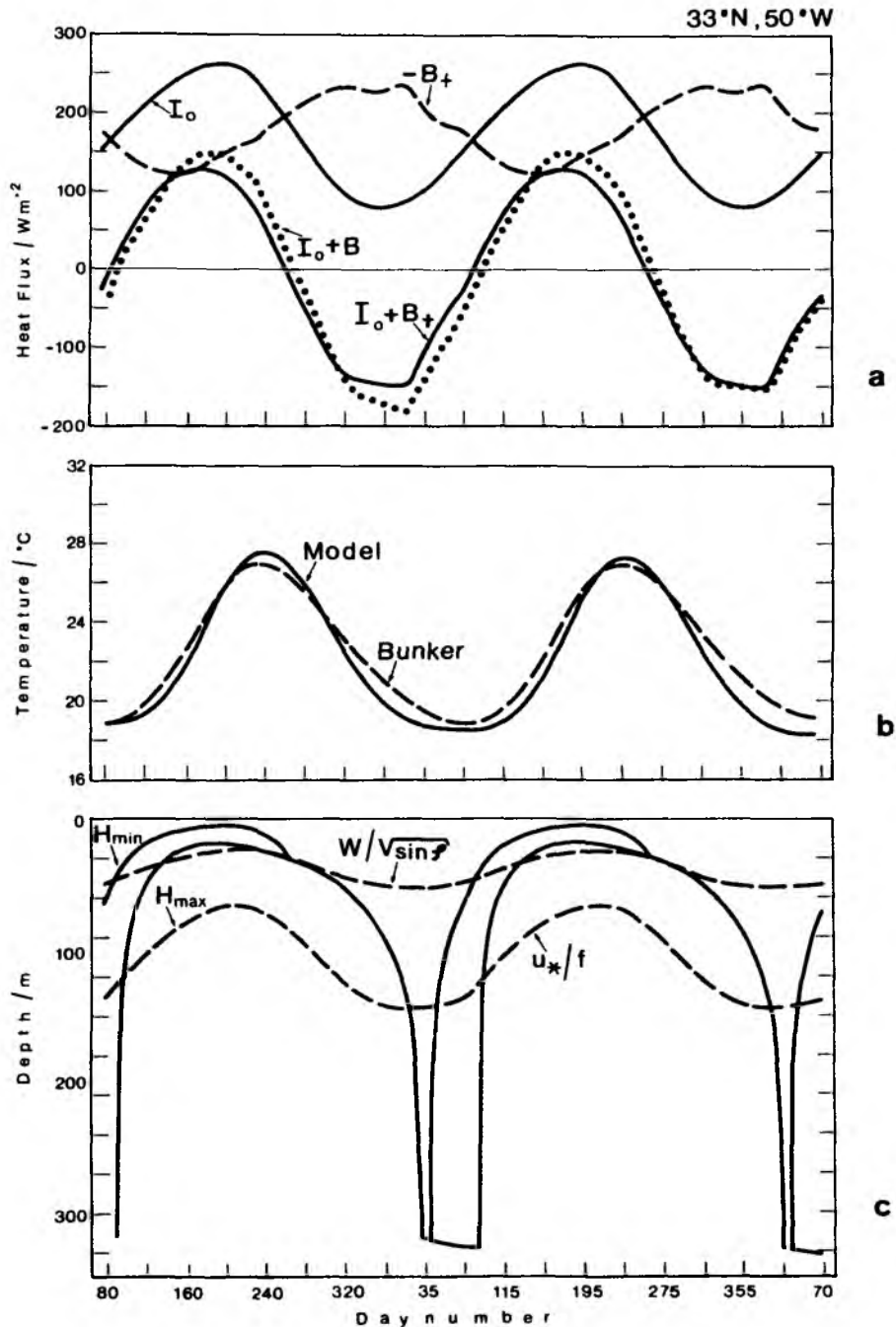


Abb. 4.36: Jahresgang der Oberflächenwärmeflüsse und der Modellresultate bei 33° N, 50° W. Die Abkühlungsrate von Bunker wurde mit einer Sinusfunktion überlagert, die eine Amplitudenreduzierung von 30 W/m^2 und eine Phasenverschiebung von 40 Tagen bewirkt.

- a) Solare Strahlung (I_0), Abkühlungsrate von Bunker mit Überlagerung (B_+), Nettowärmefluß (I_0+B), Nettowärmefluß mit Überlagerung ($I_0 + B_+$),
- b) Bunker- und Modell-SST (berechnet mit Überlagerung),
- c) tägliches Minimum (H_{min}) und Maximum (H_{max}) der Mischungstiefe (berechnet mit Überlagerung) und Ekman-Tiefen $W/\sqrt{\sin\phi}$, u_* / f .

der SST und eine geringfügige Vertiefung der Deckschichttiefe. Es scheint daher nicht unwahrscheinlich, daß ein systematischer Fehler im Wärmefluß diese hohe Abweichung verursacht. Der ursprünglich fehlerhaft berechnete Jahresgang der SST von 11 K läßt sich in den Bunker-Daten bei 40° N in der Golfstromregion wiederfinden (Abb. 4.37). Da in diesem Gebiet der jährliche Wärmefluß - 200 W/m² beträgt, den angenommenen Fehler von ± 40 W/m² also bei weitem überschreitet, kann eine Ungenauigkeit in der Gesamtwärmebilanz und die damit verbundene Verschiebung der Null-Linie als Ursache für die Überschätzung der sommerlichen SST ausgeschlossen werden.

Eine weitere auffällige Abweichung zwischen simulierten und beobachteten Werten ist der vom Modell unterschätzte frühjährliche Anstieg der SST. Die Profile lassen erkennen (Abb. 4.13 - 4.16), daß diese Unterschiede nicht nur an der Oberfläche auftreten, sondern, je nach Testgebiet, bis zu einer Tiefe von 100 m bis 150 m zu verfolgen sind. Diese Inkonsistenz zwischen Wärmeinhalt und Oberflächenwärmeflüssen ließe sich in der Region des Nordatlantikstromes durch die im Modell nicht berücksichtigte geostrophische Advektion erklären. In den übrigen Gebieten herrscht jedoch im Mittel eine südwärts gerichtete Strömung vor, so daß eher eine Temperaturreduzierung zu erwarten wäre. Berechnungen des monatlichen Wärmeflusses mit Hilfe der RBS-Profile ergeben zwischen März und April an der Station 41° N, 27° W einen Wert von 42 W/m², während der Oberflächenwärmefluß von Bunker 5 W/m² beträgt. Zwischen April und Mai erreichen die RBS-Daten einen Wert von 113 W/m², während die Bunker-Flüsse 67 W/m² angeben. Ähnliche Unterschiede ergeben sich bei OWS "C" (März - April: Profile: 76 W/m², Bunker -14 W/m²). Die Ursache dieser Inkonsistenz scheint, wenigstens in den südlicher gelegenen Regionen, in fehlerhaften Messungen der Profile oder in einer systematischen Unterschätzung der Wärmeflüsse im Frühjahr zu liegen.

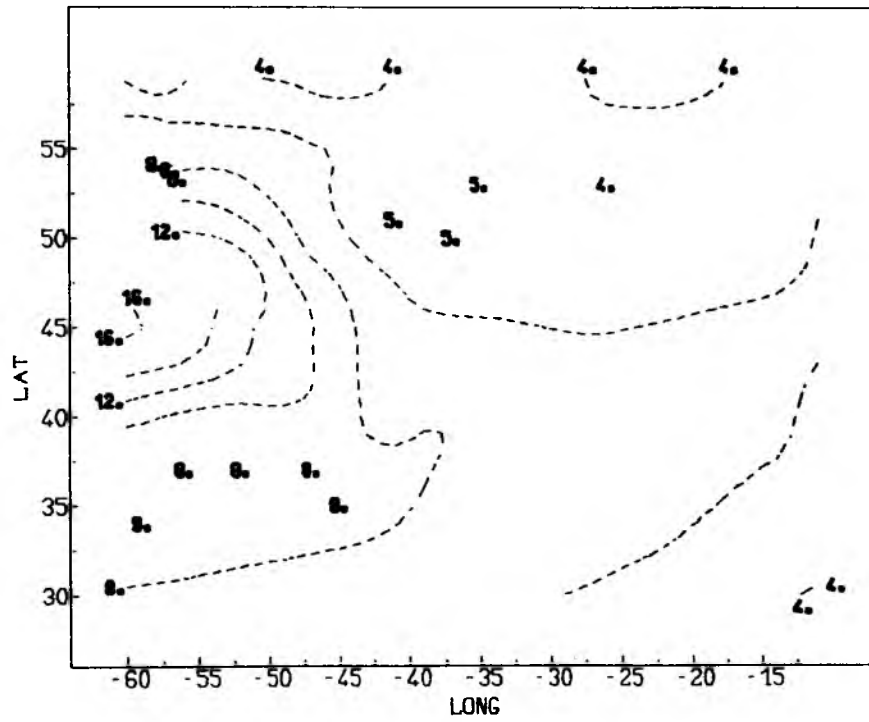


Abb. 4.37: Differenz zwischen jährlichem Maximum und Minimum der Oberflächentemperatur von Bunker (Isolinienabstand: 2 K).

5 MODELLINTEGRATION ENTLANG TRAJEKTORIEN

In Kapitel 4 konnte gezeigt werden, daß zwar Mittelwert und Jahresgang der Oberflächenflüsse die zeitliche Entwicklung der ozeanischen Grenzschicht überwiegend beeinflussen, die advektiven Terme in den Erhaltungsgleichungen aber in großen Teilen des Ozeans nicht vernachlässigt werden können. Dies gilt insbesondere in den Regionen, in denen die jährliche Bilanz des Nettowärmeflusses an der Meeresoberfläche ungleich null ist und sein Betrag die 10 Wm^{-2} Grenze überschreitet, will man z.B. in den mittleren Breiten im Sommer die SST genauer als $\pm 1 \text{ K}$ bestimmen. Unter Verwendung der von Woods (1985) vorgeschlagenen lagrangeschen Methode, das Deckschichtmodell wird entlang einer Trajektorie der ozeanischen Zirkulation integriert, scheint es möglich zu sein, in Teilbereichen des Nordatlantiks die Effekte der geostrophischen Advektion berücksichtigen zu können. Um das Konzept des eindimensionalen Deckschichtmodells beibehalten zu können, muß eine barotrope Strömung vorausgesetzt werden, die eine Wassersäule mit zeitlich veränderlichen physikalischen Eigenschaften mit sich nimmt. Laterale molekulare oder turbulente Diffusion wird dabei ausgeschlossen. Die Erhaltungsgleichungen für die turbulente kinetische Energie (2.14) und für den Auftrieb (2.10) sind dann erfüllt, wenn die in diesen Gleichungen bereits vernachlässigten horizontalen Advektionsterme zusammen mit der lokalzeitlichen Änderung formal als eine individuellzeitliche Änderung behandelt werden. Abweichungen gegenüber den Integrationen, die an einem festen geographischen Ort durchgeführt wurden, ergeben sich dann nur aus den veränderten Anfangs- und Randbedingungen.

5.1 Zeitliche und räumliche Interpolation der Oberflächenflüsse

Der zur Verfügung stehende klimatologische Datensatz von Bunker beinhaltet die auf 1° -Grad-Felder interpolierten Monatsmittelwerte der meteorologischen Größen (siehe Kapitel 3). Da die Koordinaten der Oberflächenflüsse in der lagrangeschen Methode eine Funktion der Zeit sind $[Q(x,y,t) \rightarrow Q(x(t),y(t),t)]$, Wasserteilchen z.B. im Bereich des Nordatlantikstromes in einen Jahr eine mittlere Distanz von etwa 30 Längengraden zurücklegen können (Sarmiento, 1983) und besonders im Frühjahr, wenn sich die saisonale Sprungschicht zu entwickeln beginnt, die horizontalen Gradienten der Flüsse sehr stark sind, ist eine räumliche und zeitliche Interpolation zwischen den Bunker-Werten

unbedingt erforderlich, um die beobachteten Felder ausreichend genau erfassen zu können und um Sprünge in den Flüssen sowie in den Modellergebnissen zu vermeiden. Zu diesem Zweck wird eine gegebene Trajektorie je nach Partikelgeschwindigkeit in 14-tägige (Nordatlantikstrom) bzw. 3-monatige (Rezirkulation des subtropischen Wirbels) Teilstücke zerlegt und zwischen ihren Anfangs- und Endpunkten Richtung und Geschwindigkeit mit Hilfe der Formeln des loxodromischen Dreiecks berechnet. Somit ist es möglich, für jeden Zeitpunkt eine Position auf der Trajektorie zu ermitteln. Die Loxodrome hat gegenüber dem Großkreis den Vorteil, daß ihre Linie alle Meridiane unter demselben Winkel schneidet; sie beschreibt aber nicht den kürzesten Weg zwischen zwei Punkten auf der Kugel.

Zur Berechnung der loxodromischen Distanz gelten folgende Beziehungen:

$$b = d \cos \alpha \quad a = d \sin \alpha \quad l = a \sec \phi_m$$

$$\phi_B - \phi_A = b \quad \lambda_B - \lambda_A = l \quad \phi_m = \frac{\phi_A + \phi_B}{2}$$

mit

ϕ_A, λ_A = Anfangskordinaten (Breite und Länge)

ϕ_B, λ_B = Endkordinaten

ϕ_m = Mittelbreite

b = Breitenunterschied

a = Abweitung (Anzahl der Seemeilen, die ein Stück eines Breitenparallels enthält)

l = Längenunterschied

α = Winkel zwischen Loxodrome und Meridian

d = loxodromische Distanz.

Die klimatologischen Daten sind nicht auf den Schnittpunkten ganzer Breiten- und Längengrade, sondern in den Zentren der zugehörigen Felder definiert. Es wurden jeweils 3 Datenpunkte für die Interpolation hinzugezogen, die dann innerhalb eines sphärischen Dreiecks bei Annahme eines linearen Zusammenhanges zwischen den Daten durchgeführt wird. Die Distanzberechnungen

erfolgten unter Verwendung der loxodromischen Formel. Die relativen Unterschiede zwischen loxodromischen und orthodromischen Distanzen betragen für die Längen- und Breitenunterschiede von einem Grad weniger als 1 %. Der Großkreis wird mit Hilfe des Kosinussatzes der sphärischen Trigonometrie berechnet (Meldau-Steppes, 1963).

5.2 Modellintegration in der Region des Nordatlantikstromes

Woods (1985) unterscheidet in seiner lagrangeschen Methode während des Integrationsverlaufes zwischen Zunahme und Abnahme des jährlichen Deckschichtmaximums. Als Folge der jährlichen Zunahme des Maximums gelangt ein Wasserteilchen der Hauptsprungschicht zur Zeit tiefreichender winterlicher Konvektion in die Mischungsschicht hinein, um entweder dort zu bleiben oder während der frühjährlichen Erwärmung in die saisonale Sprungschicht zu entweichen. Eine Vertiefung des jährlichen Deckschichtmaximums einer Wassersäule, die sich nach Nordosten bewegt, ist im Nordostatlantik zu beobachten, wenn man die entsprechenden Trajektorien des Princeton-Modells mit den maximalen Deckschichttiefen nach RBS vergleicht. Eine Wassersäule, die sich entlang der Trajektorie eines Drifters bewegt (Abb. 5.1), überquert innerhalb von 8 Monaten nahezu den gesamten Nordatlantik und hält sich während dieser Zeit in einem Gebiet mit negativem jährlichen Oberflächenwärmefluß auf. Die Ergebnisse der Modellintegration entlang dieser Trajektorie geben deutlich die Folgen dieses Wärmeverlustes wieder. Die Modell-SST ist im Sommer um 3 K geringer als die beobachteten Werte, die Deckschicht reicht 10 - 20 m tiefer als die von RBS angegebene mittlere Tiefe der oberen Begrenzung der saisonalen Sprungschicht (Abb. 5.2). Eine sehr rasche Zunahme der Deckschichttiefe beginnt bereits im August. Sie bewirkt, daß die Anfangsdeckschichttiefe bereits im November wieder erreicht wird.

Setzt man die lagrangesche Methode so ein, daß die Modellergebnisse mit denen der eulerschen Methode vergleichbar sind (der Integrationsbeginn wird jeweils um eine monatlich stromaufwärts zurückzulegende Strecke verschoben), erhält man den in Abb. 5.3 dargestellten zeitlichen Verlauf der Temperaturdifferenz in der saisonalen Sprungschicht zwischen 100 m und 150 m Tiefe. Während sich die Differenz in der eulerschen Methode nur als Folge der solaren Strahlung geringfügig ändert, läßt die lagrangesche Methode eine starke Zunahme der Temperatur zwischen Juni und September sowie eine

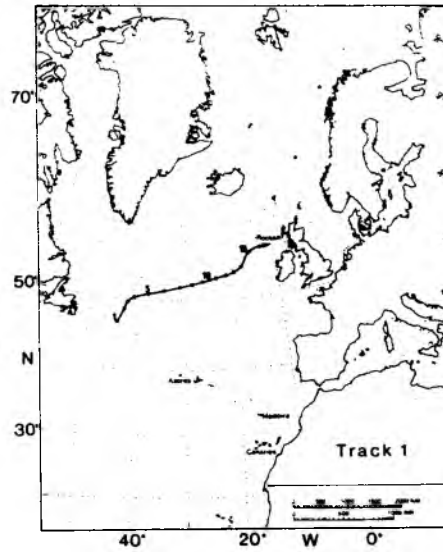


Abb. 5.1: Trifftertrajektorie im Nordatlantik. Die Positionen der vierzehntägigen Versetzungen sind mit Punkten versehen.
(Woods, 1985, nach Richardson, 1983)

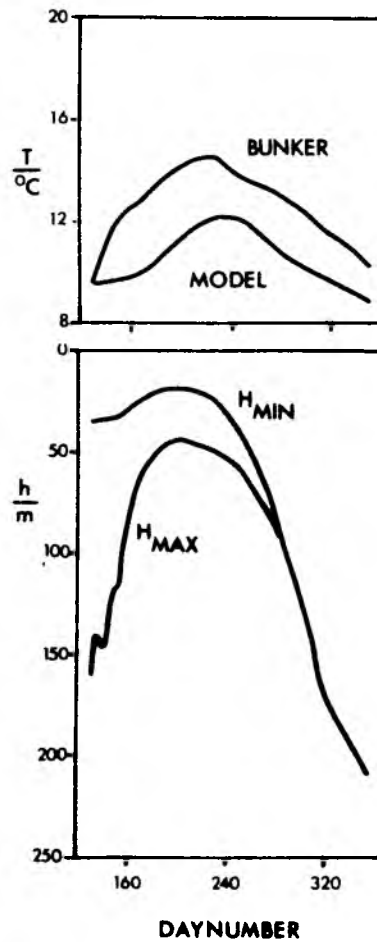


Abb. 5.2: Modell- und Bunker-Oberflächentemperatur sowie tägliches Minimum (H_{\min}) und Maximum (H_{\max}) der Mischungstiefe entlang der Trajektorie aus Abb. 5.1.

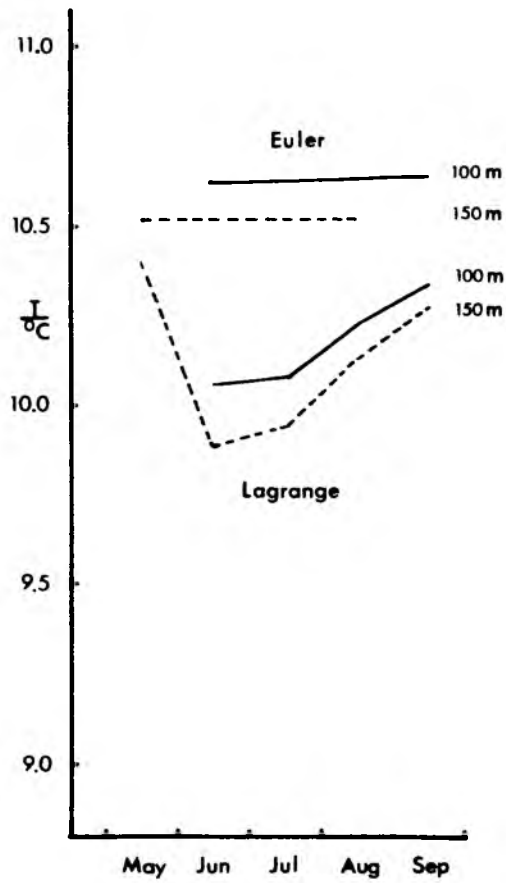


Abb. 5.3: Monatsmittelwerte der Temperaturen in 100 m und 150 m Tiefe, berechnet mit der Methode nach Euler und mit der nach Lagrange. Die Vergleichsposition liegt auf der in Abb. 5.1 dargestellten Trajektorie bei 54° N, 20° W.

Abnahme der Temperaturdifferenz im gleichen Zeitraum von 0.8 K auf 0.3 K zu. Der geringe Wert im September läßt sich durch die westliche Lage (44° W) des Ortes erklären, an dem die Integration beginnt. In dieser Region steigt die Erwärmung $((I_0+B) \times \Delta t)$ von April bis Mai - wenn die saisonale Sprungschicht zwischen 150 m und 100 m entsteht - verglichen mit den östlichen Teilen des Ozeans, nur langsam an und bewirkt somit einen vergleichsweise geringen Temperaturanstieg der Deckschicht. Zwar findet das Erreichen der 100-m-Tiefe später im Jahr statt, jedoch ist dieser Effekt nicht in der Lage, den geringen Temperaturanstieg zu kompensieren.

Eine Integration über 2 Jahre entlang einer Trajektorie des Princeton-Modells (Sarmiento, 1983) (Abb. 5.4) ergab ebenfalls starke Temperaturdifferenzen (bis 5 K) zwischen Beobachtung und Deckschichtmodell in allen vier Jahreszeiten (Abb. 5.5a). Der Jahresgang der Deckschichttemperatur des Modells ist nur schwach ausgeprägt. Die Wintertemperaturen der Bunker-Daten auf dieser Trajektorie nehmen im ersten Jahr noch etwas zu, um dann geringfügig abzufallen. Die starke Abkühlung an der Oberfläche beeinflußt dagegen die Modelldeckschicht so stark, daß ihr Maximum vom Tag 145 des ersten Jahres bereits im gleichen Jahr am Tag 305 wieder überschritten wird. Die weitere Vertiefung hängt dann von den Wärmeflüssen und dem angenommenen Gradienten der Hauptsprungschicht ab, der bewußt so stark gewählt wurde, damit die Deckschicht nicht die untere Grenze des Modells (1000 m) erreichen konnte. Abbildung 5.5b zeigt, daß die sich im ersten Jahr in der Hauptsprungschicht befindlichen Isothermen im zweiten Jahr in der Deckschicht bzw. saisonalen Sprungschicht auftauchen, bei gleichzeitiger Vertiefung des jährlichen Deckschichtmaximums und einer starken Reduzierung der SST. Um die winterliche SST nach einem oder mehreren Integrationsjahren wieder erreichen zu können - bei gleichzeitiger Zunahme des jährlichen Deckschichtmaximums sowie jährlichem Wärmeverlust an der Meeresoberfläche -, müßte eine Divergenz des horizontalen Wärmetransports im Modell berücksichtigt werden. Da der Ekman-Transport eine Abkühlung der Deckschicht bewirkt (Abb. 5.6a) und seine Konvergenz in dieser Region verschwindend klein ist (Abb. 5.6b), kann der Wärmeverlust nur durch baroklinen Transport oder durch den Transport synoptischer Wirbel ausgeglichen werden. Da diese Transporte im Modell nicht berücksichtigt, die Fehler aber recht groß sind, scheint die Lagrangesche Methode bei Annahme einer barotropen mittleren Strömung in diesem Gebiet mit sehr starker Wirbeltätigkeit (Kraus, 1986; Richardson, 1983), keine gute Annäherung an die wirklichen Transportverhältnisse im Ozean zu sein.

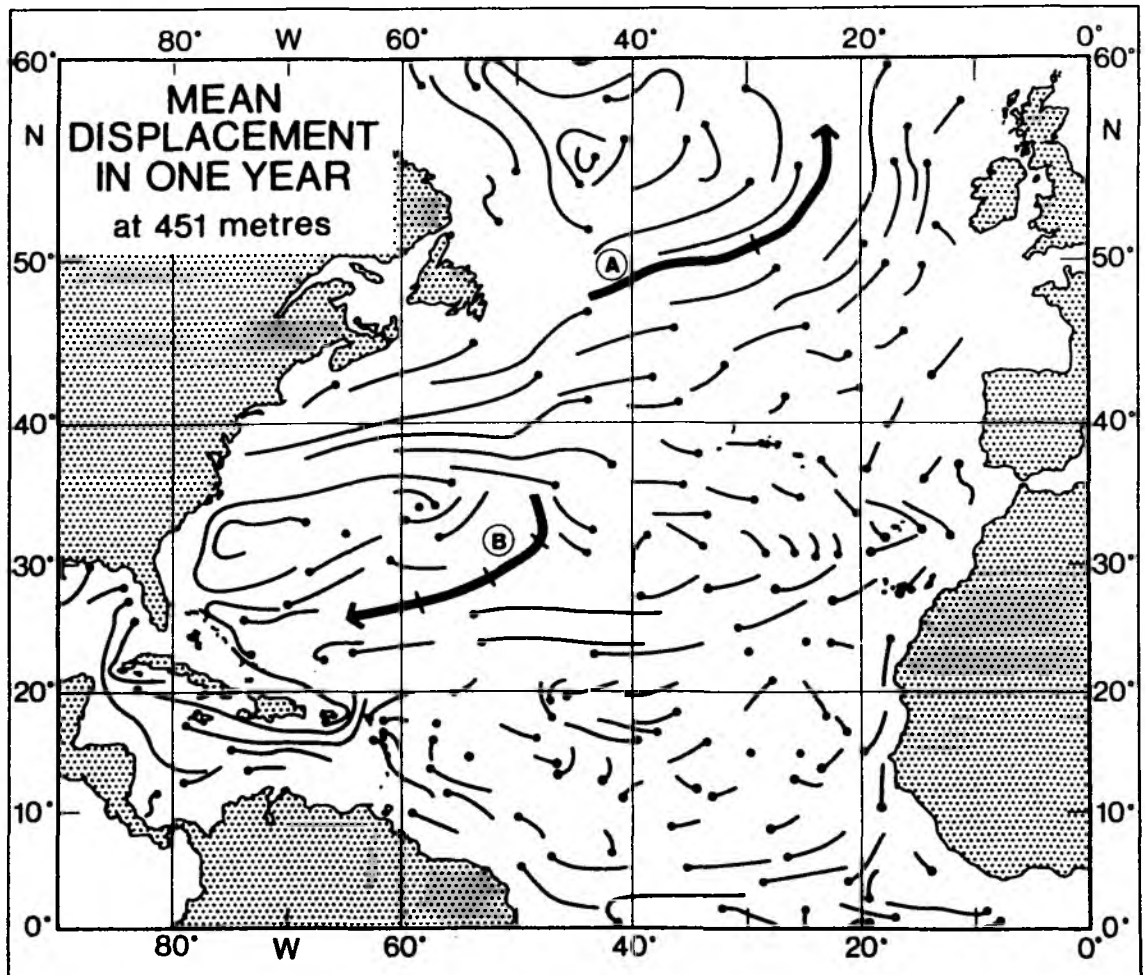


Abb. 5.4: Mittlere jährliche Versetzung der Wasserteilchen in 451 m Tiefe. (aus Sarmiento, 1983; Princeton Modell)

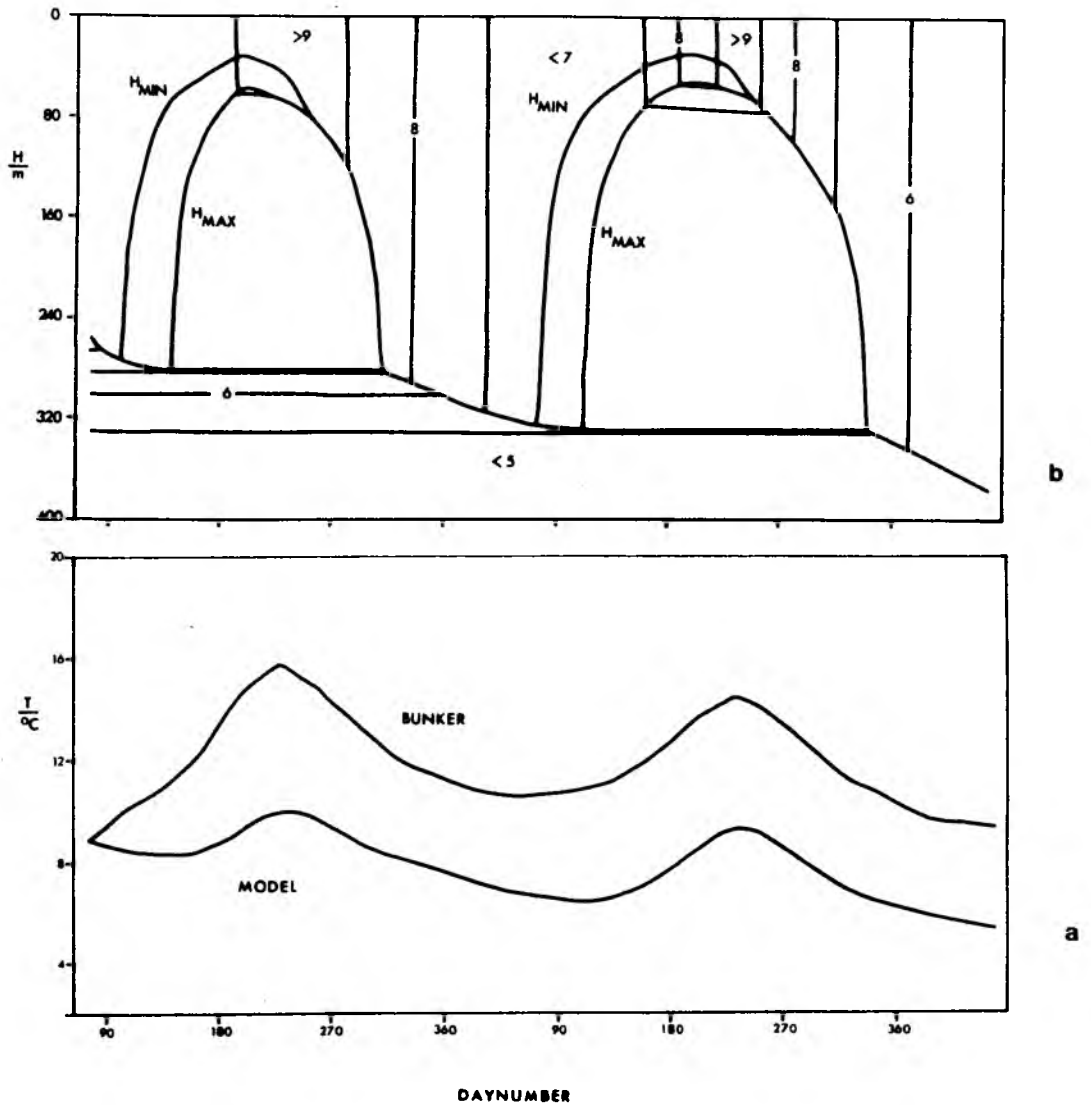


Abb. 5.5: Ergebnisse entlang der Trajektorie A in Abb. 5.4.
a) Bunker- und Modell-Oberflächentemperatur,
b) tägliches Minimum (H_{min}) und Maximum (H_{max}) der Mischungstiefe und ausgewählter Isothermen (Isolinienabstand: 1 °C), berechnet mit dem Modell.

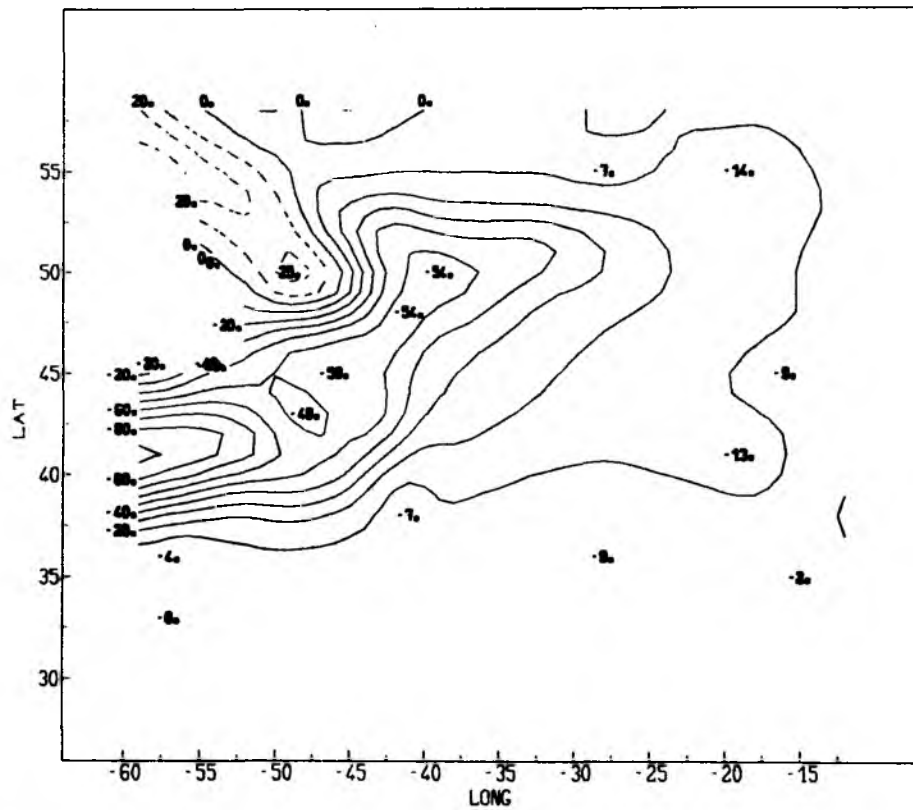


Abb. 5.6 a) Jahresmittel der Ekman-Advektion in dem Gebiet von 10° - 60° W und 30° - 60° N, berechnet aus dem Bunker-Datensatz. (Isolinienabstand: 20 W/m²).

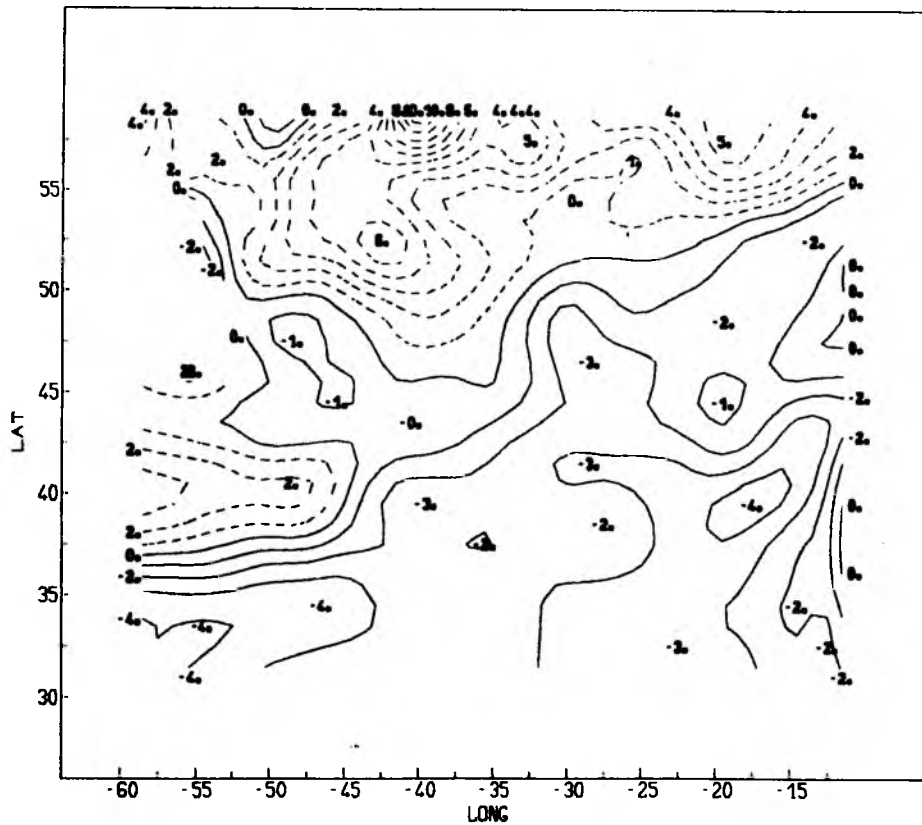


Abb. 5.6 b) Jahresmittel der Divergenz des Triftstrom-Massentransportes (Ekman-"pumping"/"suction") in Meter/Monat, berechnet aus dem Bunker-Datensatz.

Negative Isolinien (durchgezogen): Ekman-"pumping";
positive Isolinien (unterbrochen): Ekman-"suction".
Isolinienabstand: 1 m/Monat.

Eine ausschließlich meridionale Strömung könnte eine starke Abnahme der beobachteten SST bewirken und somit eine Angleichung an die Modellergebnisse liefern, entspräche aber keineswegs den bekannten Trajektorien ozeanischer Zirkulationsmodelle und Drifterbewegungen und soll somit nicht zur weiteren Diskussion gestellt werden.

5.3 Modellexperimente in der Region des subtropischen Wirbels

Vom Gesichtspunkt der lagrangeschen Methode kann eine Abnahme des jährlichen Deckschichtmaximums nur in den Gebieten stattfinden, in denen die mittlere Strömung von geringen zu höheren winterlichen SST gerichtet ist - in der Regel von Norden nach Süden - und die lagrangesche Wassersäule einem positiven jährlichen Nettowärmefluß ausgesetzt ist. Diese Voraussetzungen sind im Rezirkulationsast des subtropischen Wirbels weitgehend erfüllt. Eine wohl am weitesten bekannte Wassermasse in diesem Gebiet der Warmwassersphäre ist das 18°C-Wasser, dessen Entstehung mit Hilfe der lagrangeschen Methode simuliert werden konnte. Die Ergebnisse der Integrationen sollen im folgenden Abschnitt beschrieben werden.

5.3.1 Entstehung des 18°C-Wassers

Am 29.3.1873 zeigten die Meßergebnisse der CHALLENGER-Expedition an der Station 28 (24°39' N, 65°26' W) eine relativ warme Wassertemperatur bei 200 Faden Tiefe, obwohl eine niedrigere Temperatur erwartet wurde (Wyville-Thomson, 1877). Die Wissenschaftler nahmen an, daß ein defektes Thermometer für diese Anomalie verantwortlich sei, und wiederholten diese Station. Die neuen Ergebnisse führten aber zu keiner Änderung der Temperatur. Dieses war die erste Begegnung mit dem 18°C-Wasser, das, wie sich später herausstellen sollte, in einem großen Teil des nordamerikanischen Beckens innerhalb der Warmwassersphäre anzutreffen ist (Worthington, 1959). Der Begriff subtropisches Mode-Wasser wurde von Masuzawa (1969) für das 18°C-Wasser eingeführt, da im Nordpazifik eine Wassermasse mit ähnlicher Temperaturanomalie gefunden wurde, die mittlere Temperatur aber 16 °C betrug. Der Ausdruck 'Mode' kommt aus der Statistik und bedeutet 'häufigster Wert'. Mode-Wasser sind charakterisiert durch geringe vertikale Temperatur- und Salzgehalts- bzw. Dichtegradienten (Thermostad, Halostad, Pycnostad), die sich oberhalb

der permanenten Sprungschicht befinden. Sie sind dem Zentralwasser zuzuordnen. Die Volumina ihrer T-S-Beziehungen sind als Folge des geringen vertikalen Gradienten im Vergleich mit anderen Wassern relativ groß (Wright und Worthington, 1970). In Abbildung 5.7 sind Temperaturprofile der Sargasso-See dargestellt, in denen der Thermostad mehr oder weniger gut ausgeprägt ist. Abbildung 5.8 zeigt einen hydrographischen Schnitt von der CHALLENGER-Expedition von St. Thomas über die Bermuda-Inseln (32° N, 64° W) bis nach New York, in dem oberhalb der permanenten Sprungschicht das subtropische Mode-Wasser als quasi-homogene Schicht zu erkennen ist. Auf der nördlichen Halbkugel sind neben den subtropischen Mode-Wässern im Atlantik und Pazifik das subpolare Mode-Wasser der Labrador-See ($\sigma_t = 27.8 \text{ kg m}^{-3}$) und des europäischen Beckens ($\sigma_t = 27.2 \text{ kg m}^{-3}$) bekannt (McCartney und Talley, 1982). Bezogen auf die Südhemisphäre wird in der Literatur von einem subpolaren Wasser gesprochen, das nördlich des antarktischen Zirkumpolarstromes entsteht und in den drei Ozeanen vorkommt. Es wird auch als subantarktisches Mode-Wasser bezeichnet (McCartney, 1982, Abb. 1; Worthington, 1981).

Die Größe des Gebietes, in dem das 18°C -Wasser des Nordatlantiks beobachtet wurde, schätzte Worthington (1959) ab, indem er das Auftreten des Salzgehaltsbereichs von $36.4 \text{ ‰} - 36.6 \text{ ‰}$ in 300 m Tiefe als Indiz für das Vorhandensein des Mode-Wassers ansah (Abb. 5.9). Istoshin (1961) benutzte den Quotienten aus der Schichtdicke zwischen den 2 K Temperaturdifferenzen auf den 15°C -, 17°C - und 19°C -Isothermen und kam zu ähnlichen Ergebnissen wie Worthington.

Ein das Mode-Wasser charakterisierender Pycnostad ist gezwungenermaßen mit einem Minimum potentieller Vorticity gekoppelt, die ebenfalls zur Identifizierung des Mode-Wassers hinzugezogen werden kann (Talley und Raymer, 1982). Die potentielle Vorticity ist sehr nützlich als Mode-Wasser-Tracer, da sie für adiabatische Verhältnisse entlang einer Partikel-Trajektorie eine Erhaltungsgröße und proportional der hydrostatischen Stabilität ist. Ein Mode-Wasser kann deshalb auch als eine Schicht mit geringer potentieller Vorticity charakterisiert werden, wenn einer advektiven Bewegung von der Quellregion aus gefolgt wird. Für Gebiete, in denen die relative Vorticity klein gegenüber der planetarischen ist, kann sie in der potentiellen Vorticity-Gleichung vernachlässigt werden. Die potentielle Vorticity wird dann direkt über die Schichtdicke bestimmt. Wenn man von der Golfstromregion absieht, ist der subtropische Wirbel ein solches Gebiet.

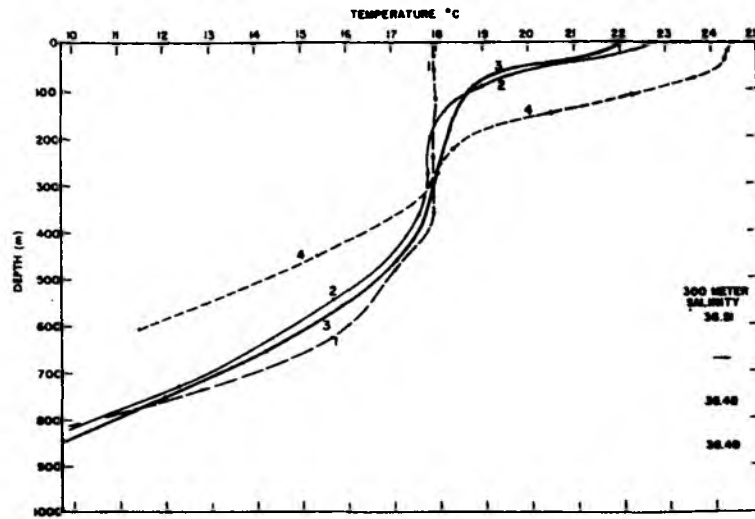


Abb. 5.7: Temperaturprofile in der Sargasso-See.

1. Atlantis 1153, 28. Feb. 1932, 34°02' N, 54°05' W
 2. Challenger 53, 26. Mai 1873, 36°30' N, 63°40' W
 3. Atlantis 5306, 11. Juni 1955, 34°53' N, 70°16' W
 4. Atlantis 1483, 4. März 1933, 21°46' N, 62°48' W
- (aus Worthington, 1959)

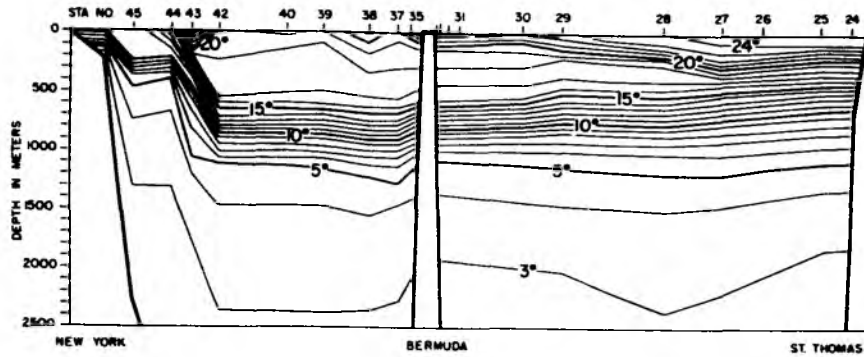


Abb. 5.8: Temperaturschnitt von den Virgin-Inseln über die Bermuda-Inseln bis nach New York; März bis Mai 1873 (Challenger-Expedition).
(aus Worthington, 1959)

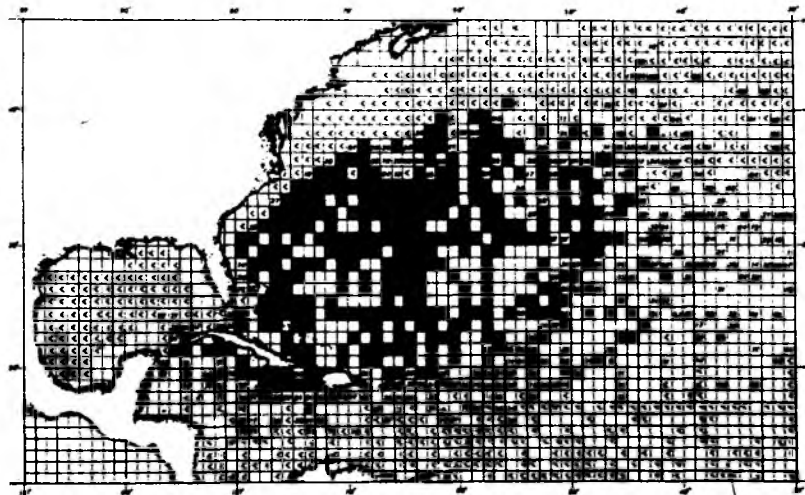


Abb. 5.9: Salzgehalt in 300 m Tiefe. Schwarze Quadrate: 34.4–36.6 ‰; mit Zahlen versehene Quadrate: 36.00–36.39 ‰ und 36.61–36.99 ‰; das Symbol '<' steht für Werte kleiner 36 ‰.
(aus Worthington, 1959)

Die aus den historischen Daten von RBS berechnete isopyknische potentielle Vorticity von $0.1 \text{ rad Gm}^{-1} \text{ sec}^{-1}$ auf der 26.5 kg m^{-3} Isopykne ($\Delta\sigma_t = \pm 0.2 \text{ kg m}^{-3}$) zeigt eine ähnliche horizontale Ausdehnung wie die des von Worthington und Istoshin angegebenen subtropischen Mode-Wassers (Abb. 5.10). Worthington (1959) definiert das 18°C -Wasser mit $T = 17.8^\circ\text{C} \pm 0.3 \text{ K}$, $S = 36.5 \text{ ‰} \pm 0.1 \text{ ‰}$ und $\sigma \sim 26.4 \text{ kg m}^{-3}$.

Es wird allgemein angenommen, daß das 18°C -Wasser im Winter als Folge der tiefreichenden Konvektion in einem Ost-West-Band südlich des Golfstromes in der nördlichen Sargasso-See entsteht und mit der südwestlichen Strömung der subtropischen Rezirkulation aus dem Entstehungsgebiet hinaus transportiert wird (z.B. McCartney, 1982; Worthington, 1976). Worthington (1972) machte eine negative jährliche Bilanz des Oberflächenwärmeflusses für die Produktion des 18°C -Wassers verantwortlich und schätzt die Formationsrate mit $446 \times 10^3 \text{ km}^{-3} \text{ y}^{-1}$ ab. Eine bemerkenswerte klimatische Stabilität des 18°C -Wassers zeigten die Temperaturmessungen im oberen Ozean, die zwischen 1873 und 1958 von verschiedenen Expeditionen in der Sargasso-See durchgeführt wurden (Schröder et al., 1959). Mit Hilfe eines eindimensionalen Deck-schichtmodells schätzte Warren (1972) die aus möglichen Wetterfluktuationen entstehende Temperaturänderungen ab und konnte zeigen, daß wegen der kurzen Zeitdauer der tiefreichenden Konvektion und der mächtigen Schichtdicke des 18°C -Wassers die Winter viel stärker als die üblichen sein müssen, um die Charakteristik des subtropischen Mode-Wassers ändern zu können. Jenkins (1982) untersuchte die Variationen der Wassermassenerneuerung mit Hilfe einer 27jährigen Zeitreihe von jährlich gemittelten Salzgehalten auf Isopyknen in Nähe der Bermuda-Inseln und verglich die von Bunker berechneten Oberflächenwärmeflüsse des Marsden Sqaes 115 ($30^\circ - 40^\circ \text{ N}$, $60^\circ - 70^\circ \text{ W}$) mit den Salzgehaltszeitreihen des FS PANULIRUS (32° N , 64° W). Er stellte fest, daß die Korrelationskoeffizienten ihre maximalen Werte bei einer Phasenverschiebung von 2 - 3 Jahren hatten, bei gleichzeitiger Zunahme der Phasendifferenz mit der Tiefe. Er zeigte auch, daß die mittlere saisonale Variation des isopyknischen Salzgehaltes des Mode-Wassers weitaus kleiner ist als die zwischenjährlichen Änderungen. Talley und Raymer (1982) fanden nur geringe Relationen zwischen Wärmefluß in der Region zwischen $34^\circ - 36^\circ \text{ W}$, $65^\circ - 70^\circ \text{ W}$ und der potentiellen Temperatur bzw. potentieller Dichte an der PANULIRUS-Station. Sie stellten ebenso wie Jenkins fest, daß Wärmefluß und Eigenschaften des 18°C -Wassers phasenverschoben waren.

AUGUST ISOPYG. POT. VORTICITY ON SIG-T=26.5

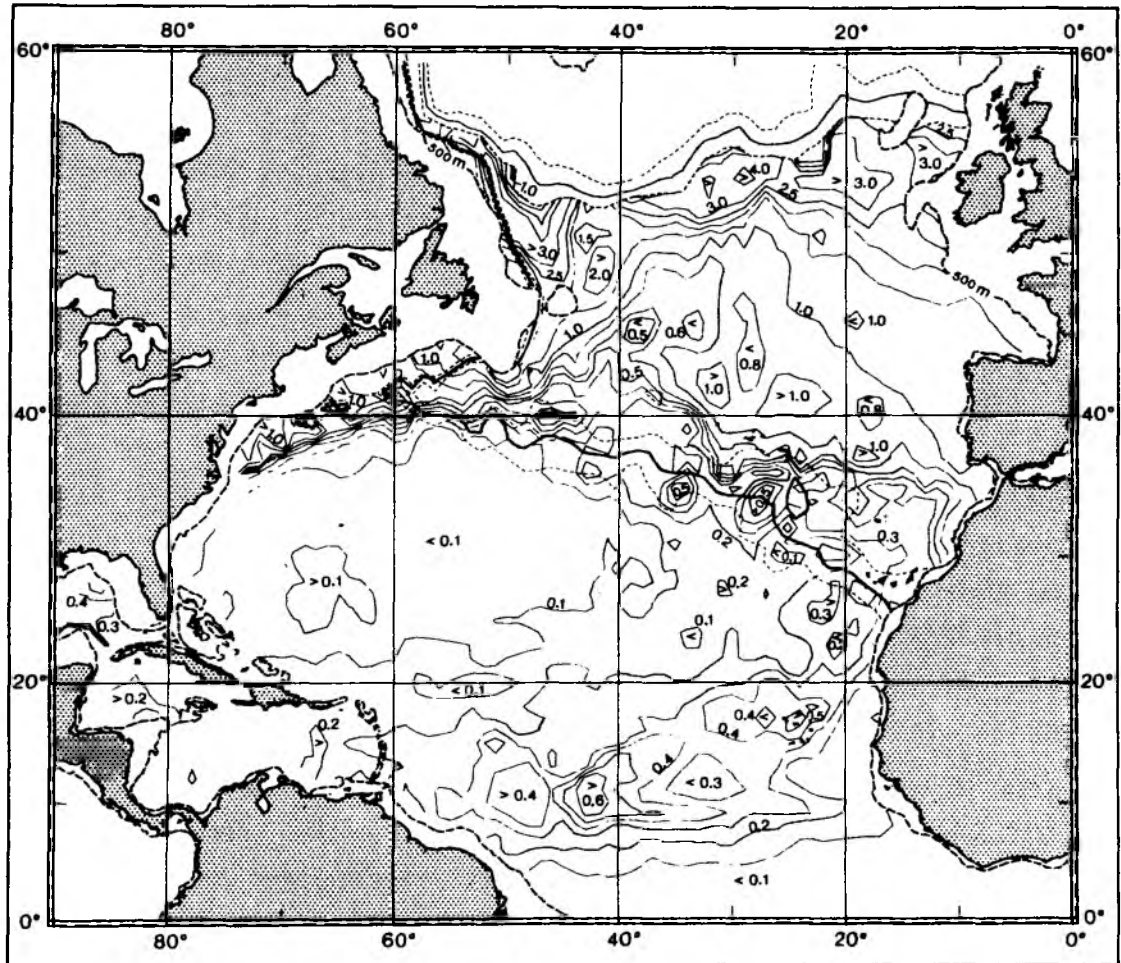


Abb. 5.10: Verteilung der potentiellen Vorticity auf der Isopykne 26.5 kg m^{-3} im August. ($\Delta\rho = \pm 0.1 \text{ kg m}^{-3}$; Einheiten: $\text{rad Gm}^{-1}\text{s}^{-1}$). Die $0.1 \text{ rad Gm}^{-1}\text{s}^{-1}$ -Isolinie begrenzt das Gebiet des subtropischen Mode-Wassers. (aus Stammer und Woods, 1987)

In der Regel zieht ein starker negativer Oberflächenwärmefluß als Folge von stärkerer Deckschichtvertiefung und Abkühlung eine geringere Deckschichttemperatur und einen höheren Salzgehalt nach sich. Talley und Raymer beobachteten jedoch eine Zunahme der Temperatur und eine Abnahme der Dichte. Sie schlossen daraus, daß entweder ein langperiodischer Speicherprozeß den Effekt kalter Winter über mehrere Jahre hinausschiebt (Jenkins Annahme) oder daß ein anderer Prozeß weitaus wichtiger ist als dieser wechselnde Wärmefluß. Sie zogen die Möglichkeit in Betracht, daß Änderungen des Oberflächenwärmeflusses und der Wassercharakteristik, die von der nördlichen Sargasso-See weit entfernt stattfinden, die Produktion des 18°C-Wassers beeinflussen, indem sie auf das Oberflächenwasser der Sargasso-See und auf das Golfstromwasser, die ja als Quellen des 18°C-Wassers angesehen werden, einen signifikanten Einfluß ausüben. Eine andere Theorie von Bjerknes (1964), der zeigte, daß starke Westwinde und Passate mit abnehmender Sargasso-See SST und zunehmender SST des sogenannten "slope"-Wassers korreliert sind, besagt, daß die Intensivierung der Westwinde und folglich auch des Golfstromes den lateralen Wärmeaustausch quer zur Golfstromrichtung erhöht und somit das "slope"-Wasser erwärmt und das Sargasso-See-Wasser abkühlt.

Um die Entstehung des 18°C-Wassers zu simulieren, wurde das Deckschichtmodell entlang einer Trajektorie des Princeton-Modells integriert. Die ausgewählte Trajektorie ist Bestandteil der Rezirkulation des subtropischen Wirbels und liegt an der westlichen Begrenzung des subtropischen Modewassers. Integrationsbeginn ist der 1. April, die Deckschichttiefe zu diesem Zeitpunkt entspricht der von RBS für Monat März angegebenen. Eine Änderung des Salzgehaltes durch die turbulenten Flüsse wurde nicht berücksichtigt. Abbildung 5.11 zeigt das tägliche Maximum der Mischungstiefe und ausgewählte Isopyknen als Funktionen des Ortes auf der Trajektorie. In der eingeschobenen Karte sind die Trajektorien des Princeton-Modells für die Schicht in 159 m Tiefe, die ausgewählte Trajektorie mit Jahresmarken sowie die Linie (gestrichelt), die den Nordatlantik in 2 Regionen mit jeweils überwiegend negativem und positivem jährlichen Oberflächenwärmefluß \bar{Q} unterteilt. Die Integration beginnt am 2. Teilstrich und erfolgt über einen Zeitraum von 4 Jahren.

Nach dem ersten Integrationsjahr - die Wassersäule befindet sich jetzt am 3. Teilstrich - vertieft sich die winterliche Deckschicht als Folge des

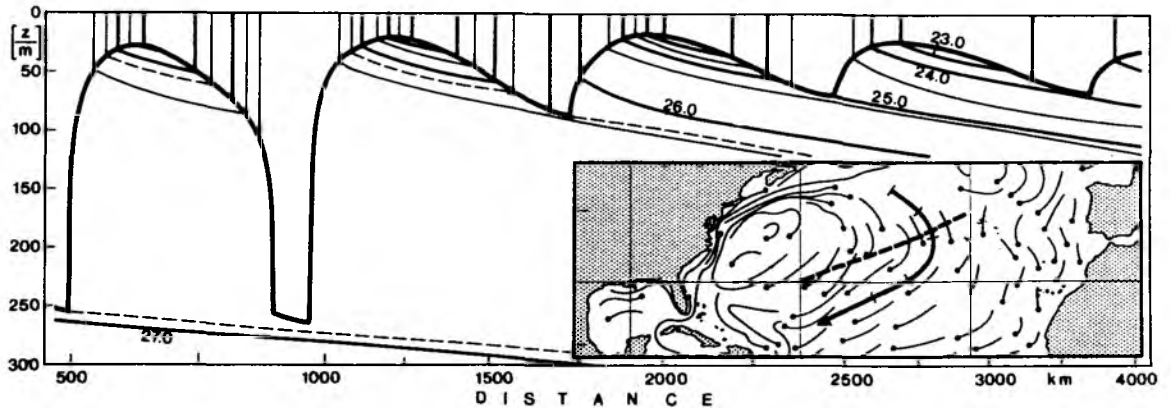


Abb. 5.11: Variation der Deckschichttiefe und Tiefen ausgewählter Isopyknen (Isopyknenabstand jeweils 0.25 , 0.5 und 1.0 kg m^{-3}) entlang der Trajektorie aus der inneren Abbildung. Die Integration beginnt am 2. Teilstrich der Trajektorie. Innere Abb.: mittlere jährliche Versetzung der Wasserteilchen in 159 m Tiefe (aus Sarmiento, 1983; Princeton Modell); dicke durchgezogene Linie: die zur Integration benutzte Trajektorie mit Jahresmarken; unterbrochene Linie: ausgeglichene jährliche Bilanz der Oberflächenwärmeflüsse.

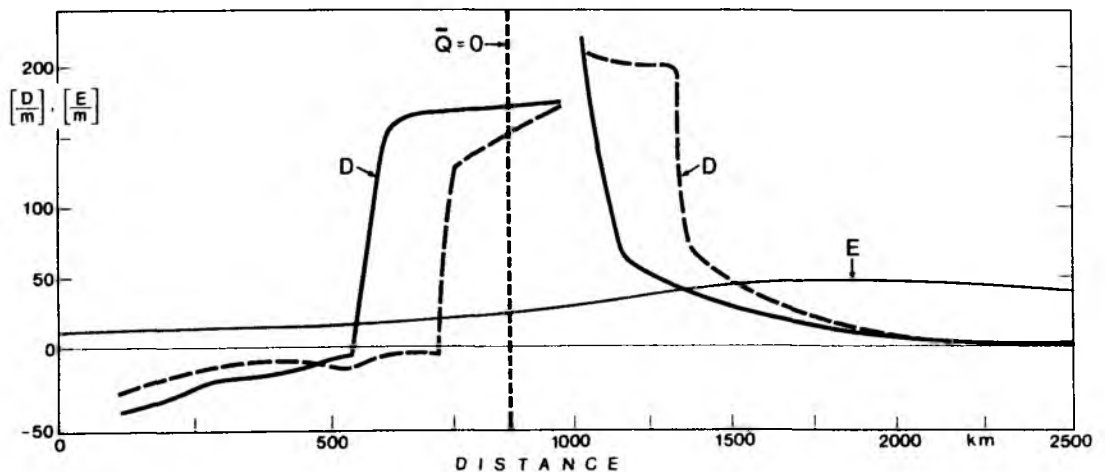


Abb. 5.12: Differenz zwischen den maximalen jährlichen Deckschichttiefen aufeinanderfolgender Jahre (Kurve D), berechnet entlang der Trajektorie aus Abb. 5.11, und die Ekman-"pumping"-Geschwindigkeit w_E (Kurve E), bestimmt aus dem Bunker-Datensatz entlang der Trajektorie. Durchgezogene Kurve von D: mit Ekman-"pumping" berechnet. Unterbrochene Kurve von D: ohne Ekman-"pumping" berechnet.

negativen Flusses \bar{Q} gegenüber dem Vorjahr um eine Differenz D ($D < 0$). Da im zweiten Jahr \bar{Q} positiv ist, reicht die winterliche Konvektion nicht aus, um die im Sommer gespeicherte Wärmeenergie vollständig abzubauen, folglich nimmt die maximale jährliche Deckschichttiefe H einen weitaus geringeren Wert an als im Vorjahr ($D > 0$) und hinterläßt eine im vorangegangenen Frühjahr gebildete nahezu homogene, aber hydrostatisch stabile Wassermasse, die im weiteren Integrationsverlauf unterhalb der saisonalen Sprungschicht zu finden ist und nur noch vom Ekman-"pumping" beeinflusst wird. Der starke Rückgang der maximalen jährlichen Deckschichttiefe ist verantwortlich für die Konservierung des 18°C -Wassers. Während der folgenden Integrationsjahre nimmt die Tiefe H nur noch geringfügig ab, bei gleichzeitiger Abnahme der Dichte. Dieses führt dazu, daß die Wassermassen, die in den Bereich unterhalb der saisonalen Sprungschicht entlassen werden, eine geringere vertikale Erstreckung haben und eine stärkere Schichtung aufweisen als das Mode-Wasser. In diesem Modellauf ist die Erhaltung der potentiellen Vorticity nicht berücksichtigt. Will man jedoch eine Aussage über die zeitliche Änderung der Schichtdicke machen, ist dieser Effekt nicht vernachlässigbar, da die planetarische Vorticity sich auf dem Weg von 40° N nach 20° N um die Hälfte reduziert, was eine Verringerung des Isopyknenabstandes um den gleichen Betrag nach sich ziehen müßte.

Die Modellwassersäule, die sich entlang der Trajektorie bewegt, erfährt in einem Jahr einen mittleren Oberflächenwärmefluß, der gleich dem zeitlich als auch räumlich über die zurückgelegte Strecke gemittelten Fluß ist. Überschreitet die Wassersäule von Norden kommend die Nulllinie, wird eventuell im gleichen Jahr, spätestens aber im folgenden Jahr der ehemals negative mittlere Fluß einen positiven Wert annehmen, d.h., es gibt im Jahresmittel einen Wärmeüberschuß mit der entsprechenden Änderung von D . Als Ergebnis von 12 Modellläufen wird die Größe D als Funktion des Ortes auf der Trajektorie in Abbildung 5.12 dargestellt. Der Beginn jeder einzelnen Integration wurde um den jeweils monatlich zurückgelegten Weg der Wassersäule nach Norden verschoben. Die über die Distanz aufgetragene Größe D bezieht sich auf das erste jährliche Maximum der Deckschichttiefe, mit dessen Hilfe die Differenz gebildet wurde. Die in der Abbildung durchgezogene Kurve von D wurde unter Berücksichtigung der Massenflußdivergenz des horizontalen Ekman-Transportes, die unterbrochene Linie wurde ohne Ekman-"pumping" berechnet. Die Kurve mit der Bezeichnung E gibt den zeitlichen Verlauf der vertikalen Ekman-

Geschwindigkeit an der Basis der Mischungsschicht wieder. Der Bereich mit maximalem D gibt die Strecke entlang der Trajektorie an, auf der die jährliche Produktion des Mode-Wassers stattfindet. Auf der nördlichen Seite dieses Bereiches ist \bar{Q} negativ, auf der südlichen zwar positiv, die Differenz D aber zu klein und die Deckschicht zu flach, um Mode-Wasser erzeugen zu können. Die Massenflußdivergenz des Ekman-Transportes verursacht eine Zunahme des Wärmeinhalts der Wassersäule, wirkt also wie eine zusätzliche Wärmequelle und verschiebt somit den Bereich maximaler Differenz D stromaufwärts. Sie hat aber keinen Einfluß auf die Länge dieses Bereichs, da die Länge der jährlichen Trajektorie und der zwischen ihr und der Nulllinie gebildete Winkel entscheidend zur Produktionsrate des 18°C -Wassers beitragen. Die Unstetigkeit der Kurve D bei etwa 1000 km in Abb. 5.12 ist eine Folge des Integrationsbeginns bei 40 km bzw. 500 km. Sie läßt auf eine Ungenauigkeit des strömungsparallelen Anteils der Produktionsrate von 25 % schließen. Ab der 1500-km-Marke, wenn E größer als D ist, wird die Ventilation des tieferen Ozeans im wesentlichen durch Ekman-"pumping" bestimmt.

5.3.2 Diskussion

Unzulänglichkeiten in der Modellkonzeption zeigen sich u.a. auch in den Temperaturunterschieden zwischen Simulation und Daten (Abb. 5.13). Die Modellintegration wurde entlang der in Abbildung 5.11 hervorgehobenen Trajektorie durchgeführt. Die Temperaturminima der ersten beiden Jahre sind kleiner als die der Bunker-Daten, was sich auf den negativen jährlichen Wärmefluß zurückführen läßt, während sie in den beiden darauffolgenden Jahren höhere Werte annehmen. Die Modellintegration entlang einer Trajektorie in 451 m Tiefe (Abb. 5.4) ergab eine bessere Übereinstimmungen zwischen den jährlichen Temperaturminima in den letzten beiden Jahren, die Maxima nehmen dagegen die schon in Abschnitt 4.3.2 festgestellten hohen Werte an (Abb.5.14). Diese Beispiele zeigen, daß eine Abschätzung der Wassermassenformation mit Hilfe des Modells zu ungenau werden könnte, da zwischen Oberflächenflüssen, Bunker-SST und Trajektorien eine gewisse Inkonsistenz besteht, die zu einer ungenauen Bestimmung der jährlichen maximalen Deckschichttiefe führt.

Eine weitere Problematik liegt in der Bestimmung der Breite des Formationsbereichs des Mode-Wassers. Nähert man den Jahresgang des Nettowärmeflusses

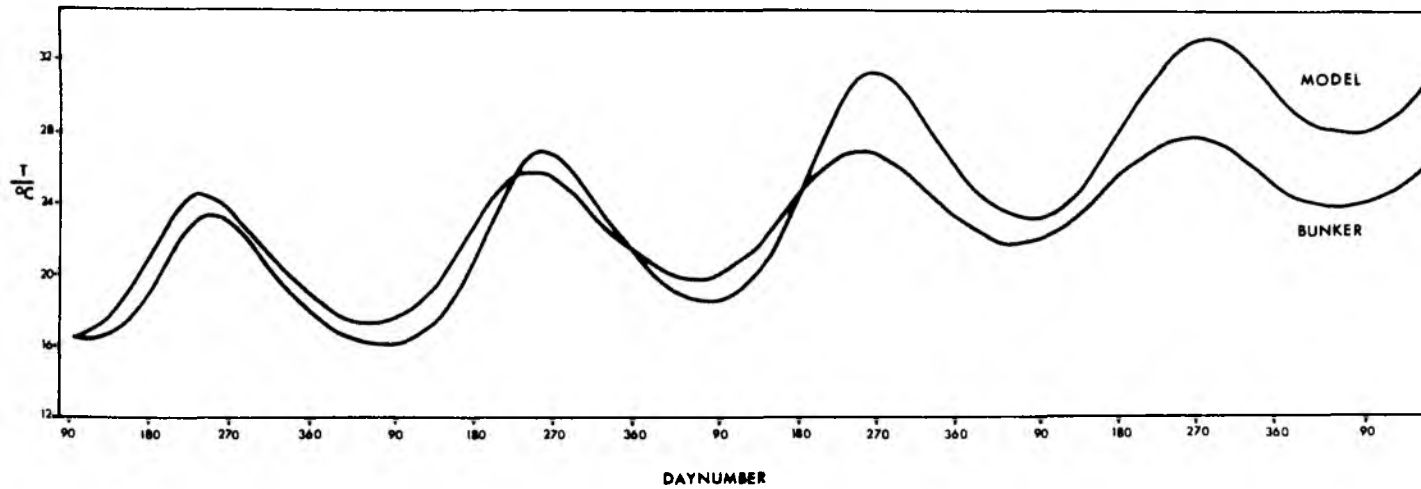


Abb. 5.13: Vergleich zwischen Modell- und Bunker-Oberflächentemperaturen entlang der ausgewählten Trajektorie (Abb. 5.11) des Princeton Modells.

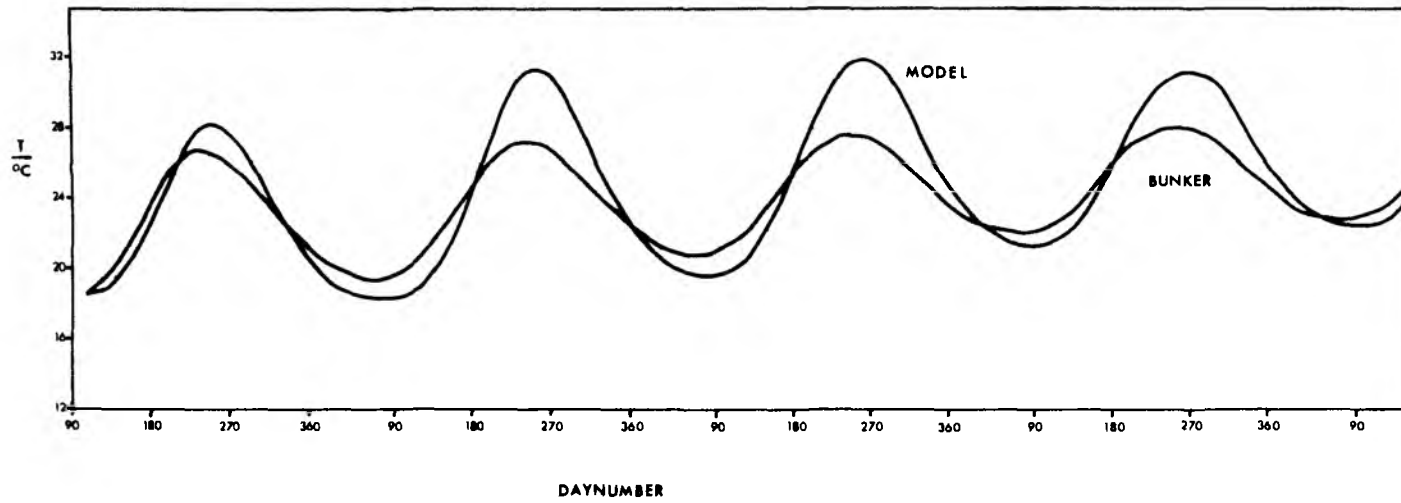


Abb. 5.14: Vergleich zwischen Modell- und Bunker-Oberflächentemperatur entlang Trajektorie B aus Abb. 5.4.

mit einer Sinusfunktion an und variiert sie im Falle positiver bzw. negativer jährlicher Wärmebilanz mit einem konstanten Wert, so hängt das Jahresmittel nur von diesem Wert ab, da das Integral über die Sinusfunktion an jedem geographischen Ort verschwindet. Eine Wassersäule, die sich von Norden kommend der Nulllinie nähert, wird im Spätwinter, wenn die jährliche Deckschichttiefe ihr Maximum annimmt, einen bestimmten Punkt erreichen, von dem aus sie über das nächste Integrationsjahr eine ausgeglichene Wärmebilanz erfährt. Die jährliche Bilanz des stromaufwärts gelegenen Wassers ist folglich negativ, die des stromabwärts gelegenen positiv. Dieser Punkt gibt daher den Beginn des Formationsgebietes an. Derjenige Punkt, der das Ende des Formationsgebietes kennzeichnet, ist der nach einem Integrationsjahr erreichte Ort, da von dieser Stelle ab nur noch positive Bilanzen zu erwarten sind. Die Breite des Formationsbereichs ist somit in erster Näherung gleich der in einem Jahr - parallel zum Gradienten der jährlichen Wärmebilanz - zurückgelegten Strecke des Wassers. Sie hängt also im wesentlichen von Lage und Größe der Trajektorien im Entstehungsgebiet des Mode-Wassers ab, wie die Übereinstimmung zwischen jährlicher Versetzung in Abbildung 5.11 und Breite des Formationsgebietes in Abbildung 5.12 zeigt.

Wenn eine Trajektorie die Nulllinie kreuzt und somit ein starker Rückgang der maximalen jährlichen Deckschichttiefe erreicht wird, muß dieser Vorgang gezwungenermaßen im Frühjahr einen starken horizontalen Gradienten der maximalen Deckschichttiefe bewirken, der senkrecht auf der Nulllinie steht. Man sollte erwarten, daß dieser Gradient auch in abgeschätzten Deckschichttiefen beobachteter Daten, wie z.B. im RBS-Atlas, auftritt, wo er auch zwischen der 200-m- und 120-m-Tiefenlinie nach Beginn der frühjährlichen Erwärmung im April zu finden ist (Abb. 5.15). Woods und Barkmann (1986b) haben die jährliche Produktionsrate mit Hilfe einer Trajektorienschär und der RBS-Deckschichttiefen abgeschätzt und kamen zu einem Wert von $225.000 \text{ km}^{-3} \text{ y}^{-1}$. Dieses Ergebnis stimmt relativ gut mit Worthingtons Abschätzung überein. Im Prinzip könnte man die Produktionsrate auch mit Hilfe der Modellintegration berechnen, Fehler in den Oberflächenflüssen und in den Trajektorien sowie Unzulänglichkeiten in der Konzeption des Modells lassen eine Genauigkeit, die über die Größenordnung von einigen hunderttausend Kubikkilometern pro Jahr hinausgeht, nicht zu.

Betrachtet man die geographische Lage der Nulllinie als Erscheinung eines mittleren Zustands, so werden sehr strenge Winter bzw. kalte Jahre die

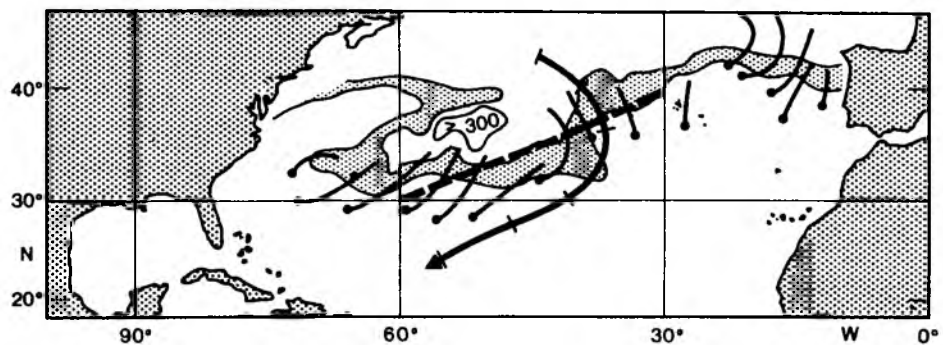


Abb. 5.15: Das Entstehungsgebiet des subtropischen Mode-Wassers wird durch den punktierten Bereich zw. der 120m- und 200m-Isobathe der Deckschichttiefe westlich 40° W angedeutet. Der Kartenausschnitt wurde dem RBS-Atlas (April) entnommen. Die unterbrochene Linie gibt die ausgeglichene jährliche Bilanz der Oberflächenwärmeflüsse an. Die Trajektorien entsprechen denen aus Abb. 5.11.

Jahresbilanz des Oberflächenwärmeflusses negativ beeinflussen und somit die Nulllinie nach Süden verlagern. Milde Winter bzw. warme Jahre hätten eine Verlagerung nach Norden zur Folge, die aber weniger stark ausfiele, da der horizontale Gradient des Nettowärmeflusses im Entstehungsgebiet des subtropischen Mode-Wassers nördlich der Linie viel stärker ist als südlich davon. Eine Verschiebung des Entstehungsgebietes nach Süden als Folge eines kalten Jahres bedeutet aber, daß wärmeres, salzreicheres und leichteres Wasser produziert werden würde, da wegen der Mächtigkeit der Wassersäule die zusätzliche Abkühlung nicht zu nennenswerten Temperaturänderungen in der Deckschicht führte, eine Differenz von 20 Wm^{-2} die Nulllinie aber bereits mehrere Breitengrade nach Süden verschieben könnte (Abb. 4.7). Eine grobe Abschätzung ergibt, daß bei 300 m Deckschichttiefe eine zusätzliche jährliche Abkühlung von 10 Wm^{-2} die Deckschichttemperatur nur um 0.25 K abkühlen würde, die Nulllinie sich aber von der 18°C -Isotherme zur 19°C -Isotherme verlagern könnte. Diese Schlußfolgerung entspricht der von Talley und Raymer (1982) beobachteten negativen Korrelation zwischen Nettowärmefluß und Temperatur- bzw. Dichteänderung an der PAULURINUS-Station.

6 ZUSAMMENFASSENDE SCHLUSSBEMERKUNGEN

Mit Hilfe eines eindimensionalen integralen Deckschichtmodells, eines Strahlungsmodells und der klimatologischen Oberflächenflüsse von Bunker, wurde der Einfluß von Wärmebilanz und potentieller Energie auf die Entwicklung einer klimatologischen jahreszeitlichen Grenzschicht untersucht. Integrale eindimensionale Deckschichtmodelle sind in der Lage, die wesentlichen Strukturen der saisonalen Grenzschicht unter Anwendung synoptischer Oberflächenflüsse in Gebieten geringer Advektion zu simulieren. Die Bilanzgleichungen der Modelle leiten sich dementsprechend auch aus den physikalischen Gegebenheiten kleinskaliger Prozesse her und können nicht unbedingt auf klimatologische Skalen angewandt werden. Zwar kann man davon ausgehen, daß sich die mittleren Wärme-flüsse auch als Wärmeinhalte in den mittleren Profilen wiederfinden, aber sowohl die potentielle Energie der Profile, als auch mittlere Deckschichttemperatur und -tiefe sind die Folge einer Reihe von synoptischen Störungen. Sie müssen deshalb nicht den Werten einer einzelnen Realisierung entsprechen, wie man sie mit Hilfe der klimatologischen Flüsse nur erreichen kann. Inwiefern zeitlich und räumlich gemittelte Flüsse der Beschreibung mittlerer Verhältnisse dienen können, konnte im Rahmen dieser Arbeit im großen und ganzen ermittelt werden.

Besonderes Gewicht wurde, unter dem Gesichtspunkt des Jahresganges, auf die Wärmebilanz der Grenzschicht gelegt. Dabei wurden bewußt sämtliche beobachteten Flüsse zur Hilfe genommen, ohne eine Rückkopplung über die turbulenten Wärme-flüsse zwischen Modellozean und Atmosphäre zuzulassen. Auf diese Weise konnte ein meteorologischer Parameter zur Zeit geändert werden und die Wahl der Modellparameter hatte zwar Einfluß auf die Deckschichttemperatur, nicht aber auf die turbulenten Wärme-flüsse an der Meeresoberfläche.

Hinsichtlich der Oberflächen-Wärme-flüsse läßt sich der Nordatlantik in eine Region positiven und in eine negativen jährlichen Nettoflusses unterteilen. Geht man von einem stationären klimatologischen Mittel des Wärmeinhalts der Grenzschicht aus, werden ozeanische Transporte das Defizit bzw. den Überschuß der entsprechenden Region auszugleichen versuchen, um den Gleichgewichtszustand zu gewährleisten. In den Regionen mit ausgeglichenem Nettowärme-fluß sollten daher horizontale und vertikale Advektion keine Rolle spielen, bzw. die verschiedenen Transportprozesse sollten sich gegenseitig kompensieren. Ein Gebiet mit ausgeglichenem jährlichen Oberflächenwärme-fluß liegt bei 41° N, 27° W. Es zeichnet sich durch geringe horizontale Strömungen aus und

wird nicht mehr durch den küstennahen Auftrieb beeinflusst, eignet sich daher besonders für erste Modellintegrationen.

Die in dem oben angegebenen Gebiet simulierten SST stimmen relativ gut mit den Daten von Bunker überein. Die größten Abweichungen liegen bei 0.8 K im Frühjahr. Die mittlere Deckschichttiefe weicht während der Sommer- und Herbstmonate nur geringfügig von den RBS-Tiefen ab. Während des übrigen Zeitraumes - die Thermokline ist dann nur schwach ausgeprägt - lassen die von RBS mit Hilfe einer Differenzmethode bestimmten Deckschichttiefen keinen genauen Vergleich zu, da sie empfindlich gegenüber dem angewandten Kriterium sind. Zwischen Dezember und April liegt die Deckschicht tiefer als die Skalentiefe der Rotation u_*/f . In diesem Zeitraum wird die Tiefe der durchmischten Schicht überwiegend durch den Auftriebsfluß bestimmt.

Für ein weiteres Gebiet mit nahezu ausgeglichenem jährlichen Oberflächenwärmefluß (33° N, 50° W) berechnet das Modell im Sommer viel zu hohe Deckschichttemperaturen, während die Deckschichttiefen mit den RBS-Werten übereinstimmen. Weder die Berücksichtigung ozeanischer Prozesse noch Modifizierungen der Modellparameter führten zu befriedigenden Ergebnissen. Eine Überlagerung der saisonalen Abkühlungsrate mit einer Sinusschwingung, die eine Amplitudenreduzierung von 30 W/m² bewirkt, reicht dagegen aus, die sommerliche Anomalie verschwinden zu lassen, ohne die SST des verbleibenden Jahres wesentlich zu beeinflussen.

Erwartungsgemäß fallen die Modell-SST in einer Region positiver Wärmebilanz (31° N, 25° W) im überwiegenden Teil des Jahres zu hoch aus und die Deckschicht ist im Sommer zu flach. In der Region mit negativer Bilanz (52° N, 35° W) sind die simulierten SST dagegen zu niedrig und die Deckschicht liegt zu tief, verglichen mit den RBS-Daten.

Die Modellresultate in diesen vier Regionen haben eines gemeinsam, sie unterschätzen den Anstieg der Oberflächentemperatur während der ersten beiden Monate nach Integrationsbeginn. Sowohl die Oberflächentemperaturen von Bunker als auch die von RBS beginnen im Frühjahr schon anzusteigen, bevor der Nettowärmefluß positiv wird. Diese Inkonsistenz zwischen den ozeanischen Daten und den Wärmeflüssen lassen auch die Temperaturprofile von RBS erkennen. Im Bereich des Nordatlantikstroms können advektive Prozesse im Ozean für die Erwärmung der saisonalen Sprungschicht mitverantwortlich sein. In den Gebieten der Rückzirkulation des subtropischen Wirbels können nach den heutigen Erkenntnissen weder geostrophische Advektion noch der

Triftstrom diese Erwärmung verursachen. Man kann deshalb davon ausgehen, daß die Art der Datenbehandlung (räumlich und zeitliche Mittelung) zu diesen fiktiven Thermoklinen führte. Ebenso können Fehler in den Wärme-flüssen für die zu spät einsetzende frühjährliche Erwärmung verantwortlich sein.

Quantitative Abschätzungen der Einflüsse von möglichen Fehlern in den Ober-flächenflüssen und der Empfindlichkeit des Modells gegenüber den Parametern ergaben folgende Resultate:

- Der Jahresgang der solaren Strahlung ist ausreichend, um eine saisonale Grenzschicht zu erzeugen. Die jahreszeitlichen Änderungen des Impuls-flusses und der turbulenten Wärme-flüsse tragen jedoch nicht unwesentlich zur Modifizierung besonders der SST bei.
- Ungenauigkeiten von $\pm 10 \text{ W/m}^2$ in der mittleren solaren Strahlung bzw. Abkühlungsrate ziehen SST-Anomalien nach sich, die im September Werte von $\pm 1.5 \text{ K}$ erreichen können. Der Einfluß zufälliger Variationen der Wärme-bilanz fällt dagegen niedriger aus, die Standardabweichung der SST liegt im Spätsommer nur bei 0.4 K . Änderungen des turbulenten Energieflusses von $\pm \frac{\overline{u^3}}{2}$ ergeben eine Temperaturzunahme von 2 K bei Reduzierung der Deckschichttiefe und eine Temperaturabnahme von 1.5 K bei Vertiefung der Deckschicht. Diese Resultate erreicht man auch durch eine Änderung des Modellparameters m von $\frac{3}{2} m$ bzw. $\frac{1}{2} m$ sowie der Windgeschwindigkeit von $\pm 2 \text{ m/sec}$.
- Die horizontale Massentransportkonvergenz des Triftstromes (Ekman-"pumping") bewirkt eine Zunahme der Wärmeenergie der Grenzschicht mit einem Jahresgang, der mit der Phase des Jahresganges der SST überein-stimmt. Auf diese Weise werden Herbst- und Wintertemperaturen der Deck-schicht erhöht. Hinsichtlich der winterlichen Deckschichtvertiefung dominiert der Effekt der Wärmeakkumulation über den der abwärtsgerichteten Vertikalbewegung, was zu einer geringeren maximalen jährlichen Deck-schichttiefe führen kann.
- Der Grad der mittleren Wassertrübung beeinflusst besonders im Frühjahr und Sommer nicht unwesentlich Deckschichttemperatur und -tiefe, kurzzeitige Veränderungen haben dagegen kaum Einfluß auf die mittleren Temperaturen.

Während der Sommermonate ergibt die Ekman-Tiefe $W / \sqrt{\sin\phi}$ in nahezu allen betrachteten Gebieten eine recht gute Approximation der berechneten Deck-schichttiefen, ausgenommen an der Position des OWS "C" (52° N , 35° W).

Diese Ergebnisse zeigen u.a., welche Bedeutung die durch Oberflächenflüsse und Ekman-"pumping" bestimmte Wärmebilanz für die Entwicklung der saisonalen Grenzschicht hat. Horizontale Triftstromadvektion fällt ebenfalls in diese Kategorie. Da sie nur innerhalb der Deckschicht wirkt, können die obigen Abschätzungen auch auf ihren Einfluß bezogen werden. Geostrophische Advektion, die z.B. eine große Bedeutung im Gebiet des Nordatlantikstroms und des Golfstroms hat, kann dagegen die Strukturen der gesamten Grenzschicht verändern. Genaue Kenntnisse dieser Prozesse wären erforderlich, um mit Hilfe eines Deckschichtmodells, das dann auf 3 Dimensionen erweitert werden müßte, die saisonale Grenzschicht befriedigend beschreiben zu können.

Um die Advektion der barotropen Strömung zu berücksichtigen, wurde das Deckschichtmodell entlang von Trajektorien integriert, die teils aus Drifterbeobachtungen stammen, teils den Ergebnissen des Princeton-Modells entnommen sind. Es stellte sich heraus, daß in der Region des Nordatlantikstroms - überwiegend ein Gebiet negativen jährlichen Nettowärmefflusses - die allein durch Oberflächenflüsse bestimmte Wärmebilanz bei weitem nicht ausreicht, um die Bunker-SST hinreichend genau zu simulieren. Die zeitlich und räumlich interpolierten Monatsmittelwerte weisen eine viel größere Amplitude auf als die Modellresultate. Die in diesen Breiten vorherrschenden Westwinde erzwingen einen Triftstrom mit einer starken Südkomponente, die zusätzlich zu einem Wärmedefizit beiträgt. Die Advektion durch die barokline mittlere Strömung oder durch die synoptischskaligen Wirbel hat in diesen Gebieten wohl einen so großen Einfluß auf die Strukturen der saisonalen Grenzschicht, daß sie nicht mehr zu vernachlässigen ist.

Weitaus positiver sind die Untersuchungen in der Region des subtropischen Wirbels ausgefallen. Es konnte gezeigt werden, daß das Jahresmaximum der Deckschichttiefe nach dem Überschreiten der Linie ausgeglichener Wärmebilanz (Null-Linie) einen weitaus geringeren Wert annimmt als im vorangegangenen Jahr. Die vertikale Ausdehnung der saisonalen Sprungschicht wird somit stark reduziert. Unterhalb dieser flachen Grenzschicht trägt das im vorangegangenen Frühjahr entstandene schwach geschichtete Wasser überwiegend zur Ventilation des tieferen Ozeans bei. Es stellt mit seinem charakteristischen Thermostat das in der Sargasso-See beobachtete subtropische Mode-Wasser (18°C-Wasser) dar. In den darauffolgenden Jahren wird die Dicke der Grenzschicht nur allmählich reduziert und Ekman-"pumping" bestimmt zu großen Teilen die Entstehung des stärker geschichteten Zentralwassers.

Dieser simulierte Prozeß der Wassermassenformation könnte auch die beobachtete negative Korrelation zwischen Oberflächenwärmeflüssen- und Mode-Wasser-Temperaturen erklären. So wird ein relativ "kaltes" Jahr die Null-Linie um mehrere Breitengrade nach Süden verschieben, um - ohne daß die verstärkte winterliche Konvektion die Deckschichttemperatur wesentlich verändern kann - auf diese Weise wärmeres Mode-Wasser entstehen zu lassen. "Wärmere" Jahre haben einen umgekehrten Effekt. Dieser fällt aber geringer aus, da der horizontale Gradient des jährlichen Nettowärmeflusses nördlich der Linie stärker ist als südlich davon und somit eine starke Verschiebung nach Norden nicht stattfinden kann.

Die Formationsrate des Mode-Wassers hängt im wesentlichen von der Differenz der jährlichen maximalen Deckschichttiefen und von der in einem Jahr rechtwinklig zur Null-Linie zurückgelegten Distanz der Wassersäule ab. Der als Folge dieses Formationsprozesses im April entstandene horizontale Gradient der maximalen Deckschichttiefe ist im RBS-Atlas zu beobachten. Das Formationsgebiet entspricht aber nicht vollständig der Länge der Trajektorien des Princeton-Modells. Ebenso stimmen die Modell-SST nicht mit den Bunker-Temperaturen überein. Die in der eulerschen Betrachtung festgestellte Inkonsistenz zwischen beobachteten Temperaturen und Flüssen erweitert sich in der lagrangeschen Methode auf die Trajektorien.

Mit Hilfe der lagrangeschen Methode konnte die Entstehung des subtropischen Mode-Wassers qualitativ beschrieben und damit zum besseren Verständnis dieses Prozesses beigetragen werden. Eine genaue quantitative Abschätzung der Formationsrate ist aufgrund möglicher Fehler in den Oberflächenflüssen und Trajektorien sowie unzulänglicher Modelldefinition nicht durchzuführen. Die Grenzen ihrer Anwendung gehen besonders aus den Resultaten im Gebiet des Nordatlantikstroms und aus der ungenauen Simulation der Deckschichttemperaturen des Mode-Wassers hervor. Weitere Anwendungsgebiete könnten in der Erklärung des Entstehungsgebietes des subpolaren Mode-Wassers und des Salzgehaltsmaximums im mittleren Nordostatlantik liegen.

LITERATURVERZEICHNIS

- Adamec, D., Elsberry, R.L. (1984) Sensitivity of Mixed-Layer Predictions at Ocean Station Papa to Atmospheric Forcing Parameters.
J. Phys. Oceanogr., 14, 768-780.
- Adamec, D., Elsberry, R.L., Garwood, R.W., Haney, R.L. (1981) An Embedded Mixed-Layer Ocean Circulation Model.
Dynamics of Atmospheres and Oceans, 6, 69-96.
- Alexander, R.C., Kim, J.W. (1976) Diagnostic Model Study of Mixed-Layer Depths in the Summer North Pacific.
J. Phys. Oceanogr., 6, 293-298.
- Baumgartner, A., Reichel, E. (1975) The World Water Balance.
Elsevier, Amsterdam, 179 pp.
- Biercamp, J. (1986) Interaktive Kopplung von ozeanischen Deckschichtmodellen am atmosphärischen Zirkulationsmodell.
Annalen der Meteorologie, 23, 74-75.
- Bjerknes, J. (1964) Atlantic Air-Sea Interaction.
Adv. in Geophys., 10, 1-82.
- Blanc, T.V. (1985) Variation of Bulk-Derived Surface Flux, Stability, and Roughness Results due to the Use of Different Transfer Coefficient Schemes.
J. Phys. Oceanogr., 15, 650-669.
- Bradshaw, A., Schleicher, K.E. (1970) Direct Measurements of Thermal Expansion of the Sea Water under Pressure.
Deep-Sea Res., 17, 691-705.
- Brenner, M. (1980) Statistische Beschreibung mikrometeorologischer Parameter über der Kieler Bucht.
Diplomarbeit, Universität Kiel.
- Bronstein, I.N., Semendjajew, K.A. (1967) Taschenbuch der Mathematik.
Verlag Harri Deutsch, Zürich und Frankfurt/M., 585 Seiten.
- Bryan, K., Manabe, S., Pacanowski, R.C. (1975) A Global Ocean-Atmosphere Climate Model. Part II: The Oceanic Circulation.
J. Phys. Oceanogr., 5, 30-46.
- Budyko, M.I. (1963) Atlas of Heat Balance of the World.
U.S. Weather Bureau, WB/T-106.
- Bunker, A.F., Worthington, L.V. (1976) Energy Exchange Charts of the North Atlantic Ocean.
Bull. Am. Met. Soc., 57, 670-678.
- Burt, W.V. (1953) A Note on the Reflection of Diffuse Radiation by the Sea Surface.
Trans. Am. Geophys. Un., 34, 199-200.

- Charlock, T.P. (1982) Mid-Latitude Model Analysis of Solar Radiation, the Upper Layers of the Sea, and Seasonal Climate. *J. Geophys. Res.*, 87, 8823-8830.
- Charlock, T.P., Sellers, W.D. (1980) Aerosol Effects on Climate: Calculations with Time-Dependent and Steady-State Radiative-Convective Models. *J. Atm. Sci.*, 37, 1327-1341.
- Cornillon, P., Stramma, L. (1985) The Distribution of Diurnal Sea Surface Warming Trends in the Western Sargasso Sea. *J. Geophys. Res.*, 90, 11811-11815.
- Cox, C., Munk, W. (1954) Measurement of the Roughness of the Sea Surface from Photographs of the Sun's Glitter. *J. Opt. Soc. Am.*, 44, 838-850.
- Cushman-Roisin, B. (1981) Effects of Horizontal Advektion on Upper Ocean Mixing: A Case of Frontogenesis. *J. Phys. Oceanogr.*, 11, 1345-1356.
- Dalu, G.A., Purini, R. (1982) The Diurnal Thermocline due to Buoyant Convection. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 108, 929-935.
- Davis, R., de Szoeke, R., Halpern, D., Niler, P. (1981a) Variability in the Upper Ocean during MILE. Part I: The Heat and Momentum Balance. *Deep-Sea Res.*, 28A, 1427-1451.
- Davis, R., de Szoeke, R., Niler, P. (1981b) Variability in the Upper Ocean during MILE. Part II: Modelling the Mixed-Layer Response. *Deep-Sea Res.*, 28A, 1453-1475.
- Deardorff, J.W. (1970) A Three-Dimensional Numerical Investigation of the Idealized Planetary Boundary Layer. *Geophys. Fluid Dyn.*, 1, 377-410.
- Deardorff, J.W. (1983) A Multi-Limit Mixed-Layer Entrainment Formulation. *J. Phys. Oceanogr.*, 13, 988-1002.
- Denman, K.L., Miyake, M. (1973) Upper Layer Modification at Ocean Station Papa: Observations and Simulation. *J. Phys. Oceanogr.* 3, 185-196.
- de Szoeke (1980) On the Effect of Horizontal Variability of Wind Stress on the Dynamics of the Ocean Mixed Layer. *J. Phys. Oceanogr.*, 10, 1439-1454.
- Dillon, T.M., Caldwell, D.R. (1980) The Batchelor Spectrum and Dissipation in the Upper Ocean. *J. Geophys. Res.* 85, 1910-1916.
- Dillon, T.M., Powell, T.M. (1979) Observations of Surface Mixed Layer. *Deep-Sea Res.*, 26A, 915-932.
- Dorman, C.E., Bourke, R.H. (1981) Precipitation over the Atlantic Ocean, 30°S to 70°N. *Mon. Wea. Rev.*, 109, 554-563.

- Ekman, V.W. (1905) On the Influence of the Earth's Rotation on Ocean Currents.
Ark. Mat. Astron. Fys., 2, 1-53.
- Elsberry, R.L., Fraim, R.S., Trapnell, R.N (1976) A Mixed-Layer Model of the Oceanic Thermal Response to Hurricanes.
J. Geophys. Res., 81, 1153-1162.
- Ellison, T.H. (1957) Turbulent Transport of Heat and Momentum from an Infinite Rough Plane.
J. Fluid Mech., 2, 456-466.
- Elterman, L., Toolin, R.B. (1965) Atmospheric Optics.
In: S.L. Valley (Hrsg.) Handbook of Geophysics and Space Environments. AFTCRL, U.S. Air Force, Bedford, Mass. Kapitel 7.
- Farmer, D.M. (1975) Penetrative Convection in the Absence of Mean Shear.
Quart. J. R. Met. Soc., 101, 869-891.
- Foster, T.D. (1971) A Convective Model for the Diurnal Cycle in the Upper Ocean.
J. Geophys. Res., 76, 666-675.
- Friedrich, H. (1983) Simulation of the Thermal Stratification at the FLEX Central Station with a One-Dimensional Integral Model.
In: J. Sündermann und J. Lenz (Hrsg.) North Sea Dynamics. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 396-411.
- Friedrich, H., Levitus, S. (1972) An Approximation to the Equation of State for Sea Water, Suitable for Numerical Ocean Models.
J. Phys. Oceanogr., 2, 514-517.
- Garratt, J.R. (1977) Review of Drag Coefficients over Oceans and Continents.
Mon. Wea. Rev., 105, 915-929.
- Gargett, A.E., Sanford, T.B., Osborn, T.R. (1979) Surface Mixing Layers in the Sargasso Sea.
J. Phys. Oceanogr., 9, 1090-1111.
- Garwood, R.W. (1977) An Oceanic Mixed Layer Model Capable of Simulating Cyclic States.
J. Phys. Oceanogr., 7, 455-468.
- Gaspar, P. (1985) Modèles de la couche active de l'océan pour des simulations climatiques.
Ph.D. Thesis, Université Catholique de Louvain-La-Neuve, Belgium, 187 Seiten.
- Gautier, C. (1984) Surface Radiation Budget.
In: C. Gautier and M. Fieux (Hrsg.) Large-Scale Oceanographic Experiments and Satellites. D. Reidel, Dordrecht, 185-203.
- Grant, H.L., Moilliet, A., Vogel, W.M. (1968) Some Observations of the Occurrence of Turbulence in and above the Thermocline.
J. Fluid Mech., 34, 443-448.

- Grant, H.L., Stewart, R.W., Moilliet, A. (1962) Turbulence Spectra from a Tidal Channel.
J. Fluid Mech. 12-13, 241-268.
- Gregg, M.C., Peters, H., Wesson, J.C., Oakey, N.S., Shay, T.J. (1985) Intensive Measurements of Turbulence and Shear in the Equatorial Undercurrent.
Nature, 318, 140-144.
- Hansen, J.E. (1971) Multiple Scattering of Polarized Light in Planetary Atmospheres. Part I: The Doubling Method.
J. Atmos. Sci., 28, 120-125.
- Højerslev, N.K. (1980) Water Colour and its Relation to Primary Production. Boundary-Layer Met., 18, 203-220.
- Holland, W.R. (1977) The Role of the Upper Ocean as a Boundary Layer in Models of the Oceanic General Circulation.
In: E.B. Kraus (Hrsg.) Modelling and Prediction of the Upper Layers of the Ocean. Pergamon Press, 7-37.
- Horch, A., Barkmann, W., Woods, J.D. (1983) Die Erwärmung des Ozeans hervorgerufen durch solare Strahlungsenergie.
Berichte aus dem Institut für Meereskunde, Kiel, Nr.120, 190 Seiten.
- Howard, L.N. (1961) Note on a Paper of J.W. Miles.
J. Fluid Mech., 10, 509.
- Isemer, H.-J. (1987) Optimierte Parametrisierung der klimatologischen Energie und Impulsflüsse an der Oberfläche des Nordatlantiks. Doktorarbeit, Universität Kiel.
- Isemer, H.-J., Hasse, L. (1987) The Bunker Climate Atlas of the North Atlantic Ocean. Vol. 2. Air-Sea Interactions. Springer-Verlag Heidelberg, New York, Tokyo.
- Istoshin, Yu.V. (1961) Formative Area of 'Eighteen-Degree' Water in the Sargasso Sea.
Okeanologriya, 1 (4), 600-607.
- Jenkins, W.J. (1982) On the Climate of a Subtropical Ocean Gyre: Decade Timescale Variations in Water Mass Renewal in the Sargasso Sea.
J. Mar. Res., 40 (Supplement), 265-290.
- Jerlov, N.G. (Hrsg.) (1976) Marine Optics.
Elsevier, Amsterdam, 231 Seiten.
- Jerlov, N.G. Nygard, K., (1969) Influence of Solar Elevation on Attenuation of Underwater Irradiance.
Rep. Inst. Fysik Oceanografi, Copenhagen, 4.
- Kasten, F. (1981) Measurement and Analysis of Solar Radiation Data.
Energy and Buildings, 3, 1-29.
- Kitaigorodskii, S.A. (1960) On the Computation of the Thickness of the Wind-Mixing Layer in the Ocean.
Bull. Acad. Sci. USSR, Geophy. Ser., 3, 284-287.

- Kolmogorov, A.N. (1941) The Local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluid for Very Large Reynolds Numbers.
C.R. Acad. Sci. URSS, 30, 301 ff.
- Kolmogorov, A.N. (1942) The Equation of Turbulent Motion in an Incompressible Fluid.
Izv. Akad. Nauk. URSS, Ser. Fiz., 6, no 1,2, 56-58.
- Kraus, E.B., Rooth, C. (1961) Temperature and Steady-State Vertical Heat Flux in the Ocean Surface Layers.
Tellus, 13, 231-238.
- Kraus, E.B., Turner, J.S. (1967) A One-Dimensional Model of the Seasonal Thermocline. II. The General Theory and its Consequences.
Tellus, 19, 98-105.
- Krauß, W. (1986) The North Atlantic Current.
J. Geophys. Res., 91, 5061-5074.
- Lacis, A.A., Hansen, J.E. (1974) A Parameterization for the Absorption of Solar Radiation in the Earth's Atmosphere.
J. Atmos. Sci., 31, 118-133.
- Levitus, S. (1982) Climatological Atlas of the World Ocean.
NOAA Technical Paper No.3, US Dept. of Commerce, Rockville, MD, 173 pp.
- Landau, L.D., Lifschitz, E. (1974) Lehrbuch der theoretischen Physik, Band 4, Hydrodynamik. 618 Seiten.
- Longuet-Higgins, M.S. (1969) On Wave Breaking and the Equilibrium Spectrum of Wind-Generated Waves.
Proc. Roy. Soc., A 310, No. 1501, 151-159.
- Lumb, F.E. (1964) The Influence of Cloud on Hourly Amounts of Total Solar Radiation at the Sea Surface.
Quart. J. R. Met. Soc., 90, 43-56.
- Martin, P.J. (1982) Mixed-Layer Simulation of Buoy Observations taken during Hurricane Eloise.
J. Geophys. Res., 87, 409-427.
- Martin, P.J. (1985) Simulation of the Mixed Layer at OWS November and Papa with Several Models.
J. Geophys. Res., 90, 903-916.
- Masuzawa, J. (1969) Subtropical Mode Water.
Deep-Sea Res., 16, 463-472.
- McCartney, M.S. (1982) The Subtropical Recirculation of Mode Waters.
J. Mar. Res., 40 (Supplement), 427-464.
- McCartney, M.S., Talley, L.D. (1982) The Subpolar Mode Water of the North Atlantic Ocean.
J. Phys. Oceanogr., 12, 1169-1188.
- Meldau-Steppes (1963) Lehrbuch der Navigation.
Arthur Geist Verlag, Bremen.

- Mellor, G.L. (1973) Analytical Prediction of the Properties of Stratified Planetary Surface Layers.
J. Atmos. Sci., 30, 1061-1069.
- Mellor, G.L., Durbin, P.A. (1975) The Structure and Dynamics of the Ocean Surface Mixed Layer.
J. Phys. Oceanogr., 5, 718-728.
- Mellor, G.L., Yamada, T. (1974) A Hierarchy of Turbulence Closure Models for Planetary Boundary Layers.
J. Atmos. Sci., 31, 1974.
- Miles, J.W. (1961) On the Stability of Heterogeneous Shear Flows.
J. Fluid Mech., 10, 496-508.
- Miyakoda, K., Rosati, A. (1984) The Variation of Sea Surface Temperature in 1976 and 1977. 2. The Simulation with Mixed Layer Models.
J. Geophys. Res., 89, 6533-6542.
- Monin, A.S. (1970) Main Features of Sea Turbulence.
Oceanology, 10, 184-189.
- Monin, A.S., Ozmidov, R.V. (1985) Turbulence in the Ocean.
D. Reidel Publishing Company, 247 Seiten.
- Müller, P., Garwood, R.W., Garner, J.P. (1984) Effects of Vertical Advection on the Dynamics of the Oceanic Surface Mixed Layer.
Annales Geophys., 2, 387-397.
- Munk, W.H., Anderson, E.R. (1948) Notes on a Theory of the Thermocline.
J. Mar. Res., 7, 276-295.
- Niiler, P.P., Kraus, E.B. (1977) One-Dimensional Models of the Upper Ocean.
In: E.B. Kraus (Hrsg.) Modeling and Prediction of the Upper Layers of the Ocean. Pergamon Press, 143-172.
- Oakey, N.S., Elliott, J.A. (1982) Dissipation within the Surface Mixed Layer.
J. Phys. Oceanogr., 12, 171-185.
- Osborn, T.R. (1980) Dissipation Measurements of Oceanic Turbulence.
In: J. Nihoul (Hrsg.) Marine Turbulence. Elsevier, 143-155.
- Ozmidov, R.V. (1965) On the Turbulent Exchange in a Stably Stratified Ocean.
Izv. Atmos. Oceanic Phys., 1, 493-497.
- Paltridge, G.W., Platt, C.M.R. (1976) Radiative Processes in Meteorology and Climatology.
Elsevier, Amsterdam, 318 Seiten.
- Paulson, C.A., Simpson, J.J. (1977) Irradiance Measurements in the Upper Ocean.
J. Phys. Oceanogr., 7, 953-956.
- Pollard, R.T., Rhines, P.B. Thompson, R.O.R.Y. (1973) The Deepening of the Wind-Mixed Layer.
Geophys. Fluid Dyn., 3, 381-404.

- Price, J.F. (1981) On the Upper Ocean Response to a Moving Hurricane.
J. Phys. Oceanogr., 11, 153-175.
- Price, J.F., Mooers, C.N.K., Van Loer, J.C. (1978) Observation and Simulation of Storm-Induced Mixed-Layer Deepening.
J. Phys. Oceanogr., 8, 582-599.
- Ramanathan, V., Coakley, J.A. (1978) Climate Modeling through Radiative-Convective Models.
Rev. Geophys. Space Phys., 16, 465-489.
- Reed, R.K. (1977) On Estimating Insolation Over the Ocean.
J. Phys. Oceanogr., 7, 482-485.
- Reikowski, A. (1987) Jahreszeitliche Veränderlichkeit hydrographischer Parameter an der nordatlantischen Ozean-Wetter-Station "Charlie".
Diplomarbeit, Universität Kiel.
- Richardson, P.L. (1983) Eddy Kinetic Energy in the North Atlantic from Surface Drifters.
J. Geophys. Res., 88, 4355-4367.
- Robinson, N. (Hrsg.) (1966) Solar Radiation.
Elsevier, Amsterdam, 347 Seiten.
- Robinson, M.K., Bauer, R.A., Schroeder, E.H. (1979) Atlas of North Atlantic-Indian Ocean Mean Temperatures and Mean Salinities of the Surface Layers.
U.S. Naval Oceanographic Office Ref. Pub. 18, Washington, D.C.
- Rossby, C.G., Montgomery, R.B. (1935) The Layer of Frictional Influence in Wind and Ocean Currents.
Paper in Physical Oceanogr. and Meteorol. MIT and Woods Hole Oceanogr. Inst., 3 (3), 101 Seiten.
- Sarmiento, J.L. (1983) A Simulation of Bomb Tritium Entry into the Atlantic Ocean.
J. Phys. Oceanogr., 13, 1924-1939.
- Schroeder, E., Stommel, H., Menzel, D., Sutcliffe, W. (1959) Climatic Stability of Eighteen Degree Water at Bermuda.
J. Geophys. Res., 64, 363-366.
- Shay, T.J., Gregg, M.C. (1984) Turbulence in an Oceanic Convective Mixed Layer.
Nature, 310, 282-285.
- Simpson, J.J., Dickey, T.D. (1981) The Relationship Between Downward Irradiance and Upper Ocean Structure.
J. Phys. Oceanogr., 11, 309-323.
- Simpson, J.J., Paulson, C.A. (1979) Mid-Ocean Observations of Atmospheric Radiation.
Quart. J. R. Met. Soc., 105, 487-502.
- Stammer, D., Woods, J.D. (1987) Isopycnic Potential Vorticity Atlas of the North Atlantic Ocean - Monthly Mean Maps and Sections.
Berichte aus dem Institut für Meereskunde, Kiel, Nr. 165.

- Stephens, G.L. (1978) Radiation Profiles in Extended Water Clouds.
I: Theory. II: Parameterization Schemes.
J. Atmos. Sci., 35, 2111-2132.
- Stevenson, J.W. (1979) On the Effect of Dissipation on Seasonal Thermocline Models.
J. Phys. Oceanogr., 9, 57-64.
- Stewart, R.W., Grant, H.L. (1962) Determination of the Rate of Dissipation of Turbulent Energy near the Sea Surface in the Presence of Waves.
J. Geophys. Res., 67, 3177-3180.
- Stommel, H., Saunders, K., Simmons, W., Cooper, J. (1969) Observations of the Diurnal Thermocline.
Deep-Sea Res., 16, 269-284.
- Stull, R.B. (1976) The Energetics of Entrainment across a Density Interface.
J. Atmos. Sci., 33, 1260-1267.
- Talley, L.D., Raymer, M.E. (1982) Eighteen Degree Water Variability.
J. Mar. Res., 40 (Supplement), 757-775.
- Thompson, R.O.R.Y. (1976) Climatological Numerical Models of the Surface Mixed Layer of the Ocean.
J. Phys. Oceanogr., 6, 496-503.
- Tulley, J.P., Giovando, L.F. (1963) Seasonal Temperature Structure in the Eastern Subarctic Pacific Ocean.
In: M.J. Dunbar (Hrsg.) Marine Distributions. Univ. of Toronto Press, Roy. Soc. Canada Spec. Publ. No. 5, 10-36.
- Twomey, S. (1972) The Effect of Cloud Scattering on the Absorption of Solar Radiation by Atmospheric Dust.
J. Atmos. Sci., 29, 1156-1159.
- Warren, B.A. (1972) Insensitivity of Subtropical Mode Water Characteristics to Meteorological Fluctuations.
Deep-Sea Res., 19, 1-19.
- Webster, P.J., Lau, K.W. (1977) A Simple Ocean-Atmosphere Climate Model: Basic Model and a Simple Experiment.
J. Atmos. Sci., 34, 1063-1084.
- Wells, N.C. (1979) A Coupled Ocean-Atmosphere Experiment: The Ocean Response.
Quart. J. R. Met. Soc., 105, 355-370.
- Woods, J.D. (1968) Wave-Induced Shear Instability in the Summer Thermocline.
J. Fluid Mech., 32, 791-800.
- Woods, J.D. (1977) Parameterization of Unresolved Motions.
In: E.B. Kraus (Hrsg.) Modeling and Prediction of the Upper Layers of the Ocean. Pergamon Press, 118-140.
- Woods, J.D. (1980a) Do Waves Limit Turbulent Diffusion in the Ocean?
Nature, 288, 219-224.

- Woods, J.D. (1980b) Diurnal and Seasonal Variation of Convection in the Wind-Mixed Layer of the Ocean.
Quart. J. R. Met. Soc., 106, 379-394.
- Woods, J.D. (1982) Climatology of the Upper Boundary Layer of the Ocean.
In: Large-Scale Oceanographic Experiments in the WCRP, World Climate Publication Series 1, 147-179.
- Woods, J.D. (1984) The Warmwatersphere of the Northwest Atlantic
- A Miscellany.
Berichte aus dem Institut für Meereskunde, Kiel, Nr. 128, 39 Seiten.
- Woods, J.D. (1985) The Physics of Thermocline Ventilation.
Chapter 34 in J.C.J. Nihoul (ed.) Coupled Ocean-Atmosphere Models.
Elsevier, Amsterdam, 543-590.
- Woods, J.D., Barkmann, W. (1986a) The Response of the Upper Ocean to Solar Heating. I: The Mixed Layer.
Quart. J. R. Met. Soc., 112, 1-27.
- Woods, J.D., Barkmann, W. (1986b) A Lagrangian Mixed Layer Model of Atlantic 18 °C Water Formation.
Nature, 319, 574-576.
- Woods, J.D., Barkmann, W., Horch, A. (1984) Solar Heating of the Oceans - Diurnal, Seasonal and Meridional Variation.
Quart. J. R. Met. Soc., 110, 633-656.
- Woods, J.D., Barkmann, W., Strass, V. (1985) Mixed Layer and Ekman Current Response to Solar Heating.
In: Y. Toba and H. Mitsuyasu (Hrsg.) The Ocean Surface.
D. Reidel Publishing Company, 487-507.
- Woods, J.D., Onken, R. (1982) Diurnal Variation and Primary Production in the Ocean - Preliminary Results of a Lagrangian Ensemble Model.
J. Plankton Res., 4, 735-756.
- Woods, J.D., Strass, V. (1986) The Response of the Upper Ocean to Solar Heating II: The Wind-Driven Current.
Quart. J. R. Met. Soc., 112, 29-42.
- Worthington, L.V. (1959) The 18° Water in the Sargasso Sea.
Deep-Sea Res., 5, 297-305.
- Worthington, L.V. (1972) Negative Oceanic Heat Flux as a Cause of Water-Mass Formation.
J. Phys. Oceanogr., 2, 205-211.
- Worthington, L.V. (1976) The Formation of 18° Water.
In: On the North Atlantic Circulation. Johns Hopkins Oceanographic Studies No.6, The Hopkins University Press, Baltimore and London, 81-84.
- Worthington, L.V. (1981) The Water Masses of the World Ocean: Some Results of a Fine-Scale Census.
In: B.A. Warren and C. Wunsch (Hrsg.) Evolution of Physical Oceanography, MIT Press, London, 42-69.

- Wright, W.R., Worthington, L.V. (1970) The Water Masses of the North Atlantic Ocean - A Volumetric Census of Temperature and Salinity.
Serial Atlas of the Marine Environment, Folio 19, Amer. Geogr. Soc.
- Wunsch, C. (1972) The Spectrum from Two Years to Two Minutes of Temperature Fluctuations in the Main Thermocline off Bermuda.
Deep-Sea Res., 19, 577-594.
- Wyville-Thomson, C. (1877) The Voyage of the Challenger. The Atlantic.
Macmillan, London, 1, 1-424.
- Zaneveld, J.R.V., Spinrad, R.W. (1980) An Arc Tangent Model of Irradiance in the Sea.
J. Geophys. Res., 85, 4919-4922.
- Zeman, O. (1981) Progress in the Modelling of Planetary Boundary Layers.
Am. Rev. Fluid Mech., 13, 253-272.
- Zilitinkevich, S.S., Chalikov, D.V., Rosnyanskiy, Yu.D. (1979) Modelling the Oceanic Upper Layer.
Oceanol. Acta, 2, 219-240.
- Zubov, N.N. (1978)
In: S.G. Gorshkov (Hrsg.) World Ocean Atlas. Vol. 2 Atlantic and Indian Ocean.
Pergamon Press, Oxford.

- | Figure | Caption |
|--------|--|
| 1.1 | Uniform dissipation rates through the mixed layer at two stages of the cold-air outbreak. Left panel: January 19th, 02.00 GMT; right panel: January 20th, 05.00 GMT. The surface buoyancy flux I_b^0 and Monin-Obukhov length L at the times of the profiles are indicated by arrows on the ε and pressure axes. The profiles began at pressures of ~ 0.03 MPa. (from Shay and Gregg, 1984) |
| 1.2 | Seasonal variation of temperature profile at OWS "P". (from Tulley and Giovando, 1963) |
| 1.3 | Seasonal variation of net heat flux and sea surface temperature at OWS "P". (from Tulley and Giovando, 1963) |
| 1.4 | Climatological seasonal-mean modulation of the diurnal cycle of turbocline depth at 41°N 27°W calculated from the monthly-mean surface meteorology of Bunker and Worthington (1976). (from Woods and Barkmann, 1986a) |
| 1.5 | Daily and annual cycles of the depth of the turbulent mixed layer at 41°N , 27°W , calculated with the mixed layer model using the surface fluxes from Bunker's data. (from Woods and Barkmann, 1986a) |
| 1.6 | Diurnal variations of net surface heat flux, mixed layer temperature, convection and turbocline depths and power supply to mixed layer turbulence from convection and wind stress, calculated for three days, using climatological mean surface meteorology derived from Bunker's (1976) monthly-mean data set. (a) Spring, (b) Summer, (c) Autumn, (d) Winter. (from Woods and Barkmann, 1986a) |
| 1.7 | The annual cycle of SST, daily minimum and maximum turbocline depth and the depth variation of selected isotherms. The diurnal fluctuations are a consequence of random variation of cloud cover every day. (from Woods and Barkmann, 1986a) |
| 1.8 | Mean mixed layer depth in March. (from Woods, 1984, after Robinson, Bauer and Schroeder, 1979) |
| 1.9 | Predicted depths of maximum penetration of convection. (from Woods, 1984, after Zubov, 1978) |
| 1.10 | Tentative climatological spectrum of ocean turbulent kinetic energy (after Woods, 1980a). |

Figure	Caption
1.11	Space/time diagram for eddies and internal waves in the seasonal thermocline (from Woods, 1977).
2.1	The mixing efficiency $P^* = 0.5 \Delta b w_e / u_*^3$ as a function of h/λ , $\lambda = u_*/f$ for neutral conditions ($\tilde{B} = 0$). Comparison between models of A+K (Alexander and Kim, 1976), Wells (1979) and Gaspar (1985).
2.2	As fig. 2.1, but P^* is a function of mixed-layer depth h and of wind velocity U_{10} . (2 m/sec for Gaspar and Wells models, 10 m/sec for Gaspar, Wells and A+K models, respectively.)
2.3	Sensitivity of mixed layer temperature and depth to uncertainty in model parameter n . The anomalies are related to $n = 0.1$.
2.4	The four characteristic layers of the mixed layer model.
2.5	Diurnal variations of convective adjustment depth C and thermal compensation depth D . The upper curves (C, D) are for parameterization of solar heating using the 27 exponential functions after Woods (1980b); the lower curves (C', D') are for the less accurate single exponential parameterization used by Dalu and Purini (1982).
2.6	Schematic defining the depth of convective adjustment (C) and thermal compensation depth (D). Solar heating changes the initial temperature profile from T_1 to $T_1 + \dot{T}_1 dt$; convective adjustment then changes it to T_{1+1} . The convection depth changes from C_1 to C_{1+1} , while the thermal compensation depth is shallower at D_{1+1} . The value of D_{1+1} is independent of temperature profile, and is therefore easily calculated from \dot{T} and B the heat flux to the atmosphere.
2.7	Diurnal variation of the numerical error in heat content. Dimension: W/m^2 .
3.1	Schematic of the solar heating model used in this study. (from Horch, Barkmann and Woods, 1983)
3.2	Net annual water flux in cm/y . (from Woods, 1984, after Baumgartner and Reichel, 1975)

Figure Caption

- 4.1 (a) The errors in the annual cycles of mixed layer depth (upper panel) and temperature (lower panel) arising from using time steps of 12 h (dashed curve) and 24 h (solid curve) instead of a time step of 1 h.
- (b) The seasonal variation of diurnal range of mixed layer temperature calculated with time steps of 1 h (solid curve) and 12 h (broken curve).
- 4.2 Tuning diagram for the parameter α' , showing its variation with the error in mixed layer temperature for time steps of 12 h and 24 h.
- 4.3 As fig. 4.1(a), but based on solar elevation parametrization.
- 4.4 Difference between the daily potential energy change due to convective adjustment of model integrations with 1 h and 12 h, and 1 h and 24 h timestep intervals.
- 4.5 Seasonal variation of daily potential energy change of a water column due to solar heating (E_A), convective adjustment (E_C), entrainment (E_W) and the total energy $\sum E_i$.
- 4.6 The errors in the annual cycles of mixed layer temperature arising from using time steps of 12 h instead of 1 h for three positions in the North Atlantic.
(a) $\alpha' = 0^\circ$, (b) $\alpha' = -10^\circ$.
- 4.7 Mean annual net surface heat fluxes after Bunker.
Dimension: W/m^2 . (from Isemer and Hasse, 1987)
- 4.8 Annual cycles of surface heat fluxes and model results.
(a) shortwave radiation (I_0), shortwave radiation from Bunker (I_{0B}), cooling rate ($-B$), net heat flux ($I_0 + B$);
(b) Bunker-SST and model-SST;
(c) diurnal minimum (H_{min}) and maximum (H_{max}) of mixed layer depth and Ekman depths $W/\sqrt{\sin\phi}$ and u_*^*/f (W = mean wind velocity multiplied by a factor $k = 1 \text{ sec}$).
- 4.9 As fig. 4.8, but at $31^\circ N$ $25^\circ W$.
- 4.10 As fig. 4.8, but at $52^\circ N$ $35^\circ W$.
- 4.11 As fig. 4.8, but at $33^\circ N$ $50^\circ W$.

Figure	Caption
4.12	Seasonal cycle of monthly mean mixed layer depth from the RBS-Atlas (OBS) and from the model for four positions in the North Atlantic.
4.13	Seasonal cycle of monthly mean temperature profile at 41°N 27°W. (a) RBS-Atlas, (b) model.
4.13 (c)	Seasonal cycle of the model's monthly mean temperature profile at 41°N 27°W including Ekman pumping velocity.
4.14	As fig. 4.13a,b, but at 33°N 50°W.
4.15	As fig. 4.13a,b, but at 31°N 25°W.
4.16(a,b)	As fig. 4.13a,b, but at 52°N 35°W.
4.16 (c)	As fig. 4.16a, but from the OWS "C" data set (Reikowski, 1987).
4.17	Depth variations of selected isotherms. Contour interval: 1°C, Pos.: 41°N 27°W. (a) without Ekman pumping (b) with Ekman pumping.
4.18	As fig. 4.17a, but at 33°N 50°W.
4.19	As fig. 4.17a, but at 31°N 25°W.
4.20 (a)	As fig. 4.17a, but at 52°N 35°W.
(b)	Depth variations of selected isotherms from the OWS "C" data set (Reikowski, 1987).
4.21	Sensitivity to seasonality in cloud cover, windstress and surface cooling compared with Bunker-SST.
4.22 (a)	Correlation between integrated solar heating and model-SST in mid September.
(b)	Seasonal variation of the sensitivity of model-SST to integrated solar energy input ('b'), the increase in SST for a steady increase of 10 W/m ² in solar heating, the total scatter in SST ('2σ') and the residual scatter after removal of the systematic trend with accumulated energy input ('2σ _R ').

- | Figure | Caption |
|--------|---|
| 4.23 | Correlation between annual energy budget and date on which the mixed layer first descended below 160 m. |
| 4.24 | Probability distributions for mixed layer depth and temperature for each month of the year based on
(a) 30 runs in which the monthly mean solar energy input deviated from the Bunker values by a random amount in the range $\pm 10 \text{ W/m}^2$,
(b) 30 runs in which the cloud cover (in tenths) deviated every day from Bunker's seasonal value c_B (month) by random amounts in the range $(2c_B - 10)$ to 10. |
| 4.25 | Sensitivity of mixed layer depth (a) and temperature (b) to a constant modification of $\pm 10 \text{ W/m}^2$ in the cooling rate. |
| 4.26 | As fig. 4.25, but for a constant modification of $\pm \overline{u_*^3}/2$ in wind-stress contribution to turbulent kinetic energy. |
| 4.27 | The Jerlov water type classification (labelled I, IA, IB, II and III) compared with the colour index used in satellite measurements of sea water turbidity (based on Højerslev, 1980). The sloping lines are contours of constant ratio between the downward irradiance $I(z)$ and the surface irradiance $I(0)$. The two horizontal bars represent a change from clear to overcast sky. |
| 4.28 | Sensitivity of mixed layer temperature and depth to uncertainty in sea water turbidity.
(a) Mixed layer temperature anomaly relative to annual cycle for clear water (J0) including the 27 exponentials of Woods (1980b) for three optical water types (JIA, JII, JIII).
(b) Mixed layer depth anomaly for Jerlov optical type III relative to clear water.
(c) Sea surface temperature anomaly with Jerlov type III occurring at different seasons. |
| 4.29 | Probability distributions for mixed layer depth and temperature for each month of the year based on
(a) 30 runs in which the monthly-mean colour index was varied randomly in the range 2.25 ± 1.45 ;
(b) 30 runs in which the daily-mean colour index varied randomly in the same range. |

- | Figure | Caption |
|--------|--|
| 4.30 | Seasonal cycles of mixed layer temperature anomaly for Jerlov type III relative to type JIA at three positions in the North Atlantic. |
| 4.31 | Sensitivity of mixed layer temperature and depth to a constant Ekman pumping velocity of 32 m/y. |
| 4.32 | Seasonal cycle of heat content anomaly due to Ekman pumping velocity from fig. 4.33 (curve A) and due to a constant velocity of 32 m/y. |
| 4.33 | Seasonal cycle of Ekman pumping velocity calculated from Bunker's data set (Pos. 41°N, 27° W). |
| 4.34 | Comparison between Bunker-SST and model-SST. Curve A: with Ekman pumping, but without horizontal heat advection of Ekman transport. Curve B: with horizontal and vertical Ekman advection. |
| 4.35 | Comparison between Bunker-SST and model-SST in September for the area from 20° - 45°W and 35° - 50°N. |
| 4.36 | Annual cycles of surface fluxes and model results at 33°N 50°W. Bunker's cooling rate is modified by a sinusoidal with a 30 W/m ² reduction of the amplitude and a phase shift of 40 days.
(a) Shortwave radiation (I_0), Bunker's cooling rate with sinusoidal change (B_+), net heat flux ($I_0 + B$) and net heat flux after modification ($I_0 + B_+$).
(b) Bunker-SST and model-SST (calculated after modification).
(c) Diurnal minimum (H_{\min}) and maximum (H_{\max}) of mixed layer depth (after modification) and Ekman depths $W/\sqrt{\sin\phi}$, u_*/f . |
| 4.37 | Difference between annual maximum and minimum of Bunker's sea surface temperature (contour interval 2 K). |
| 5.1 | Drifter-trajectory in the North Atlantic. The positions of the two-weeks displacements are marked with dots.
(Woods, 1985, after Richardson, 1983) |
| 5.2 | Model- and Bunker sea surface temperature; diurnal minimum (H_{\min}) and maximum (H_{\max}) of mixed layer depth along the trajectory from fig. 5.1. |

- | Figure | Caption |
|--------|--|
| 5.3 | Monthly mean values of temperatures in 100 m and 150 m depths, calculated with the Eulerian and Lagrangian method, respectively. The position for comparison is located at the trajectory shown in fig. 5.1 at 54° N, 20° W. |
| 5.4 | Mean annual displacement of a water particle in 451 m depth. (from Sarmiento, 1983; Princeton model) |
| 5.5 | Results along the trajectory A from fig. 5.4.
a) Bunker- and model-SST,
b) daily minimum (H_{\min}) and maximum (H_{\max}) of the mixed layer depth and selected isotherms (contour interval: 1 °C) calculated with the model. |
| 5.6(a) | Mean annual Ekman advection in the region of 10° to 60° W and 30° to 60° N, calculated with help of the Bunker data-set (contour interval: 20 W/m ²). |
| 5.6(b) | Ekman-pumping/suction calculated from Bunker's data set. Contour interval: 1 m/month. Negative values: Ekman-pumping. Positive values: Ekman-suction. |
| 5.7 | Temperature profile in the Sargasso Sea
1. Atlantis 1153, 28 Feb. 1932, 34°02'N, 54°05'W
2. Challenger 53, 26 May 1873, 36°30'N, 65°40'W
3. Atlantis 5306, 11 June 1955, 34°53'N, 70°16'W
4. Atlantis 1483, 4 March 1933, 21°46'N, 62°48'W
(from Worthington, 1959) |
| 5.8 | Temperature, °C, on Challenger section from the Virgin Islands to Bermuda to New York, March-May, 1873. (from Worthington, 1959) |
| 5.9 | Salinity at 300 m. Black squares: 36.4 - 36.6 ‰ only.
Numbered squares: 36.00 - 36.39 and 36.61 - 36.99 ‰.
The symbol < represents values below 36.00 ‰.
(from Worthington, 1959) |
| 5.10 | Potential vorticity on isopycnal = 26.5 kg m ⁻³ .
Dimension: rad Gm ⁻¹ s ⁻¹ , $\Delta\rho = \pm 0.1$ kg m ⁻³ (from Stammer and Woods, 1987). |

- | Figure | Caption |
|---------------|--|
| 5.11 | <p>Variation of mixed layer depth and the depths of selected isopycnals (contour interval 0.25, 0.5 and 1.0 kg m⁻³ respectively) along the trajectory shown in the inset map. The integration started on day 90 at the reference position 500 km from the start of the trajectory.</p> <p>Inset map: annual particle displacement at a depth of 159 m; bold line: trajectory used in the Lagrangian integration with 1-yr tick marks; dashed bold line: annual net heat flux.</p> |
| 5.12 | <p>Variation of D (decrease in the annual maximum depth of the ML between successive years) and E (annual vertical displacement due to Ekman pumping) along the trajectory in fig. 5.11 (inset) based on a set of Lagrangian integrations with monthly phase legs. The mode water is formed where D has a large value. Its downstream extent equals the distance the integration advances in that year. Solid line: with Ekman-pumping; dashed line: without Ekman-pumping. The discontinuities in the two lines near 1,000 km represent the different values of D computed from starting points at 40 and 500 km, respectively. They indicate a 25 % range of uncertainty in D.</p> |
| 5.13 | <p>Seasonal variations of model-SST and Bunker-SST along the trajectory in fig. 5.11.</p> |
| 5.14 | <p>Seasonal variations of model-SST and Bunker-SST along trajectory B in fig. 5.4.</p> |
| 5.15 | <p>The formation zone of mode water is indicated by a stippled band between the mixed layer depths of 120 and 200 m west of 40° W for the month of April (RBS), when subtropical mode water is being subducted. The dashed line indicates the line of annual net surface heat flux. The selected trajectories are equal to those in fig. 5.11.</p> |

Danksagung

Diese Arbeit entstand am Institut für Meereskunde an der Universität Kiel. Herrn Prof. Dr. J.D. Woods möchte ich für die Vergabe des Themas und für die hilfreiche Unterstützung im Verlaufe der Arbeit an dieser Stelle danken.

Allen Mitarbeitern der Abteilung "Regionale Ozeanographie", insbesondere den Herren Dr. R. Onken und Dipl. Oz. V. Fiekas, die mir Teile des Programm-codes zur Verfügung stellten, sei für konstruktive Kritik und Anregungen gedankt. Außerdem danke ich Herrn Dr. H.J. Isemer, der mir freundlicherweise den klimatologischen Datensatz von Bunker für meine Modellrechnungen überließ.

Dank und Anerkennung gebührt auch Herrn A. Eisele und seinen Mitarbeiterinnen für die Erstellung einer Vielzahl von Graphiken sowie Frau R. Hermann und Frau C. Schuster für die Anfertigung des Manuskripts.

BERICHTE AUS DEM INSTITUT FOR MEERESKUNDE

Verzeichnis der veröffentlichten Arbeiten

-
- | | | |
|-----|--|---|
| 1 | (1973) FECHNER, H. | Orthogonale Vektorfunktionen zur stetigen Darstellung von meteorologischen Feldern auf der Kugeloberfläche |
| 2 | (1974) SPETH, P. | Mittlere Meridionalschnitte der verfügbaren potentiellen Energie für jeden Januar und Juli aus dem Zeitraum 1967 bis 1972 |
| 3 | (1974) SPETH, P. | Mittlere Horizontalverteilungen der Temperatur und der verfügbaren potentiellen Energie und mittlere Meridionalschnitte der Temperatur für jeden Januar und Juli aus dem Zeitraum 1967 bis 1972 |
| 4 | (1974) DEFANT, Fr. | Das Anfangstadium der Entwicklung einer baroklinen Wellenstörung in einem baroklinen Grundstrom |
| 5 | (1974) FECHNER, H. | Darstellung des Geopotentials der 500 mb-Fläche der winterlichen Nordhalbkugel durch natürliche Orthogonalfunktionen |
| 7 | (1974) SPETH, P. | Die Veränderlichkeit der atmosphärischen Zirkulation, dargestellt mit Hilfe energetischer Größen |
| 8 | (1975) SKADE, H. | Eine aerologische Klimatologie der Ostsee. Teil I - Textband |
| 9 | (1975) SKADE, H. | Eine aerologische Klimatologie der Ostsee. Teil II - Abbildungsband |
| 10 | (1975) MÖLLER, H. | Bestimmungstabellen für die Fischparasiten der Kieler Bucht |
| 11 | (1975) KEUNECKE, K.H.,
KOHN, H.,
KRAUSS, W.,
MIOGA, G.,
SCHOTT, F.,
SPETH, P.,
WILLEBRAND, J.,
ZENK, W. | Baltic 75 - Physikalischer Teil
Messungen des IfM, der FWG und der DFVLR |
| 13 | (1975) RUMOHR, H. | Der Einfluß von Temperatur und Salinität auf das Wachstum und die Geschlechtsreife von nutzbaren Knochenfischen (Eine Literaturstudie) |
| 14 | (1975) PULS, K.E.,
MEINCKE, J. | General Atmospheric Circulation and Weather Conditions in the Greenland-Scotland Area for August and September 1973 |
| 15 | (1975) MÖLLER, H. | Bibliography on parasites and diseases of marine fishes from North Sea and Baltic Sea |
| 16 | (1975) LÜBE, D. | Schwermetall-Kontamination von Phytoplankton unter natürlichen Verhältnissen und in Laborkulturen |
| 17 | (1976) BEHR, H.D. | Untersuchungen zum Jahresgang des atmosphärischen Wärmehaushalts für das Gebiet der Ostsee. Teil I - Textband |
| 18 | (1976) BEHR, H.D. | Untersuchungen zum Jahresgang des atmosphärischen Wärmehaushalts für das Gebiet der Ostsee. Teil II - Abbildungsband |
| 19 | (1976) BROCKMANN, Ch.,
MEINCKE, J.,
PETERS, H.,
SIEDLER, G.,
ZENK, W. | GATE - Oceanographic Activities on FRG-Research Vessels |
| 20a | (1977) WILLEBRAND, J.,
MÖLLER, P.,
OLBERS, D.J. | Inverse Analysis of the Trimoored Internal Wave Experiment (IWEX)
Part 1
Part 2 |
| 21 | (1976) MÖLLER, H. | Die Biologie des Flachwassers vor der westdeutschen Ostseeküste und ihre Beeinflussung durch die Temperatur - eine Literaturstudie |
| 22 | (1976) PETERS, H. | GATE - CTD Data measured on the F.R.G. Ships Shipboard Operations-Calibration-Editing |
| 23 | (1976) KOLTERMANN, K.P.,
MEINCKE, J.,
MÖLLER, T. | Overflow '73 - Data Report 'Meteor' and 'Meerkatze 2' |
| 24 | (1976) LIEBING, H. | Grundlagen zur objektiven Ermittlung eines Bodenluftdruckfeldes für ein begrenztes Gebiet (Ostsee) |
| 25 | (1976) SIMONS, T.J. | Topographic and Baroclinic Circulations in the Southwest Baltic |
| 26 | (1976) KIELMANN, J.,
HOLTORFF, J.,
REIMER, U. | Data Report Baltic '75 |
| 27 | (1976) BEHRENDT, J. | Der Zusammenhang zwischen wahrem und geostrophischem Wind über der Ostsee während "Baltic '75" |

- 28 (1977) DEFANT, Fr.,
SPETH, P. Zwischenbericht der Arbeitsgruppe "Diagnose Empirischer Felder der Allgemeinen Atmosphärischen Zirkulation" im Schwerpunkt "Energiehaushalt und Zirkulation der Atmosphäre" der Deutschen Forschungsgemeinschaft
- 29 (1977) MEINCKE, J. Measurements of Currents and Stratification by FRV "Anton Dohrn" during the GATE Equatorial Experiment
- 30 (1977) SANFORD, Th. Design Concepts for a Shallow Water Velocity Profiler and a Discussion of a Profiler Based on the Principles of Geomagnetic Induction
- 31 (1977) MÖLLER, H. Indexed bibliography on parasites and diseases of marine fish from North Sea and Baltic Sea (2nd edition)
- 32 (1977) BROCKMANN, Ch.,
HUGHES, P.,
TOMCZAK, M. Data Report on Currents, Winds and Stratification in the NW African Upwelling Region during early 1975
- 33 (1977) SIERTS, H.W. Meteorologische Einflüsse auf das Auftriebsgebiet vor Nordwest-Afrika
- 34 (1977) CUBASCH, U. Spektren des Windes über Land und über Meer im Periodenbereich von 1 Minute bis 1 Tag
- 35 (1977) KAMINSKI, U. Klassifikation der Wetterlagen über dem Wetterschiff - C - durch vertikale natürliche Orthogonalfunktionen
- 36 (1977) JECKSTROM, W. Eine Entwicklung des Geopotentialfeldes der 500 mb-Fläche im Winter der Nordhalbkugel in natürliche Orthogonalfunktionen und eine Interpretation der Ergebnisse im Zusammenhang mit tatsächlichen synoptischen groß-skaligen Wetterlagen
- 37 (1977) CLAUSS, E.,
HESSLER, G.,
SPETH, P.,
UHLIG, K. Datendokumentation zum meteorologischen Meßprojekt 1976
- 38 (1977) KIRK, E. Objektive Analysen meteorologischer Parameter über der Kieler Bucht
- 40 (1978) OSTHAUS, A.,
SPETH, P. Large-scale horizontal fluxes of sensible energy and of momentum caused by mean standing eddies for each January and July of the period 1967 until 1976
- 41 (1978) SPETH, P. Mean meridional cross-sections of the available potential energy for each January and July of the period 1973 until 1976
- 42 (1978) SPETH, P. Mean meridional cross-sections of the available potential energy for each April and October of the period 1967 until 1976
- 43 (1978) SPETH, P. Mean horizontal fields of temperature available potential energy and mean meridional cross-sections of temperature for each January and July of the period 1967 until 1976
- 44 (1978) FECHNER, H. Darstellung meteorologischer Felder mit endlichem Definitionsgebiet durch Reihen orthogonaler Funktionen
- 45 (1978) RIECKE, W. In der Meteorologie benutzte objektive horizontale Analysenverfahren im Hinblick auf die Anwendung bei wissenschaftlichen Untersuchungen
- 46 (1978) OSTHAUS, A. Die Struktur der stehenden Temperatur- und Geopotentialwellen im Januar und Juli und die durch sie hervorgerufenen Transporte von sensibler Energie und Drehimpuls
- 47 (1978) CORNUS, H.-P. Untersuchungen zu Deckschichtänderungen und zur Anwendbarkeit eindimensionaler Deckschichtmodelle im äquatorialen Atlantik während GATE 1974
- 48 (1978) WÖRNER, F.G.,
KÖHN, A. Liste der Mikronekton- und Zooplanktonfänge der Deutschen Antarktis-Expedition 1975/76
- 49 (1978) DETLEFSEN, H. Wasseroberflächentemperaturen und Luftdruckdifferenzen im Auftriebsgebiet vor Nordwest-Afrika von 1969-1976
- 50 (1978) MENGELKAMP, H.-T. Wind-, Temperatur- und Feuchteprofile über der Ostsee während des Meßprojektes "Kieler Bucht" 1976
- 51 (1978) BROCKMANN, C.,
FAHRBACH, E.,
URQUIZO, W. ESACAN - Data report
- 52 (1978) STROFING, R. Die Struktur der atmosphärischen Temperatur- und Geopotentialwellen und die durch sie hervorgerufenen Transporte von sensibler Energie und Drehimpuls während eines viertel-jährigen Winterzeitraums November 1967 - Januar 1968
- 53 (1978) SPETH, P. Mean horizontal fields of temperature and geopotential height for each January, April, July and October for the period 1967 - 1976
- 54 (1978) KREY, J.(+),
BABENERD, B.,
LENZ, J. Beobachtungen zur Produktionsbiologie des Planktons in der Kieler Bucht: 1957-1975 - 1. Datenband
- 55 (1978) PAULY, D. A preliminary compilation of fish length growth parameters
- 56 (1978) WITTSTOCK, R.-R. Vergleich der aus Temperatur- und Dichtefluktuationen berechneten Vertikalgeschwindigkeit im GATE-Gebiet

- 57 (1978) STRUVE, S. Transport und Vermischung einer passiven Beimengung in einem Medium mit einem vorgegebenen Geschwindigkeitsfeld
- 58 (1978) MÖLLER, H. Effects of Power Plant Cooling on Aquatic Biota - An Indexed Bibliography -
- 59 (1978) JAMES, R.,
WÖRNER, F.G. Results of the Sorting of the Mikronekton and Zooplankton Material sampled by the German Antarctic Expedition 1975/76
- 60 (1978) WÖRNER, F.G. Liste der Mikronekton- und Zooplanktonfänge der 2. Deutschen Antarktis-Expedition 1977/78
- 61 (1978) SCHWEIMER, M. Physikalisch-ozeanographische Parameter in der westlichen Ostsee - Eine Literaturstudie -
- 62 (1979) MÖLLER, T.J.,
MEINCKE, J.,
BECKER, G.A. Overflow '73: The Distribution of Water Masses on the Greenland-Scotland Ridge in August/September 1973 - A Data Report -
- 63 (1979) PAULY, D. Gill size and temperature as governing factors in fish growth: a generalization of von Bertalanffy's growth formula
- 64 (1979) WÖBBER, C. Die zweidimensionalen Seiches der Ostsee
- 65 (1979) KILS, U. Schwimmverhalten, Schwimmleistung und Energiebilanz des antarktischen Krills, *Euphausia superba* - Ergebnisse der zweiten deutschen Antarktis-Expedition des "FFS Walther Herwig" im Südsommer 1977/78
- 66 (1979) KREMLING, K.,
OTTO, C.,
PETERSEN, H. Spurenmetall-Untersuchungen in den Förden der Kieler Bucht - Datenbericht von 1977/78
- 67 (1979) RHEINHEIMER, G. Mikrobiologisch-ökologische Untersuchungen in verschiedenen Flüssen Schleswig-Holsteins - Daten -
- 68 (1979) KNOLL, M. Zur Wärmebilanz der ozeanischen Deckschicht im GATE-Gebiet
- 69 (1979) ZENK, W.,
SCHAUER, U.,
PETERSOHN, U.,
MITTELSTAEDT, R.U. Bodenströmungen und Schichtungsverhältnisse in der nördlichen Kieler Bucht im März 1978
- 70 (1979) REDELL, R.-D. Winderzeugte Trägheitsbewegungen und Energiekorrelationen interner Wellen im tropischen Atlantik
- 72 (1979) HERRMANNSEN, U. Energiespektren von Temperatur, Geopotential und Wind an ausgewählten Gitterpunkten des DWD-Gitternetzes der Nordhalbkugel
- 73 (1979) PERKUHN, J. Spektrale Betrachtung der großskaligen Transporte von sensibler Energie und Drehimpuls an ausgewählten Gitterpunkten des DWD-Gitternetzes der Nordhemisphäre
- 74 (1979) VOGL, Ch. Die Struktur der stehenden Temperatur- und Geopotentialwellen im April und Oktober und die durch sie hervorgerufenen Transporte von sensibler Energie und Drehimpulse
- 75 (1980) NIELAND, H. Die Nahrung von Sardinen, Sardinen und Maifischen vor der Westküste Afrikas
- 76 (1980) DAMM, U. Langfristige Veränderungen in der Verbreitung von Nordseefischen, untersucht durch Korrelations- und Varianzanalyse
- 77 (1980) DAUB, P. Wind-, Temperatur- und Feuchteprofile über der Kieler Bucht im Zeitraum April bis Oktober 1977
- 78 (1980) EBBRECHT, H.-G. Die verfügbare potentielle Energie des Planetarischen Wirbels und ihre jährliche Variation
- 79 (1980) WOSNITZA-MENDO, C. Zur Populationsdynamik und Ökologie von *Tilapia rendalli* (Blgr.) im Lago Sauce (Peru)
- 80 (1981) ZEITZSCHEL, B.,
ZENK, W. ANTARKTIS 80/81, Beobachtungen und erste Ergebnisse der "Meteor"-Reise 56 aus der Scotia-See und der Bransfield-Straße im November/Dezember 1980 (ANT I): ein nautischer und wissenschaftlicher Bericht
- 81 (1981) STRUNK, H.A. Die kinetische Energie des planetarischen Wirbels und ihre jährliche Variation
- 82 (1981) PETERS, H. Zur Kinematik eines stochastischen Feldes interner Wellen in einer Scherströmung
- 83 (1981) WILLEBRAND, J. Zur Erzeugung großräumiger Ozeanischer Strömungsschwankungen in mittleren Breiten durch veränderliche Windfelder
- 84 (1981) STRAMMA, L. Die Bestimmung der Dynamischen Topographie aus Temperaturdaten aus dem Nordostatlantik
- 85 (1981) BAUERLE, E. Die Eigenschwingungen abgeschlossener, zweigeschichteter Wasserbecken bei variabler Bodentopographie
- 86 (1981) MÖLLER, H. Feldführer zur Diagnose der Fischkrankheiten und wichtigsten Fischparasiten in Nord- und Ostsee
- 87a (1981) KIELMANN, J. Grundlagen und Anwendung eines numerischen Modells der geschichteten Ostsee - Teil 1 -
- 87b (1981) KIELMANN, J. - Teil 2 - (Anhang, Literatur, Abbildungen)

- 88 (1981) WOODS, J.D. The GATE Lagrangian Batfish Experiment - Summary Report -
89 (1981) LEACH, H., MINNETT, P.J. The GATE Lagrangian Batfish Experiment - Data Report -
- 90 (1981) MÖLLER, T.J. Current and temperature measurements in the North-East Atlantic during NEADS - a data report
- 91 (1981) LUPATSCH, J., NELLEN, W. Der Zustand der Fischbestände in der Schlei und die Entwicklung der Fischerei im Zeitraum 1962 - 1981
- 92 (1981) HESSLER, G. Untersuchung bodennaher Temperatur- und Windfelder im Übergangsbereich Land-See am Beispiel der Kieler Bucht
- 93 (1981) STEINHAGEN-SCHNEIDER, G. Fucus vesiculosus als Schwermetall-Bioakkumulator - Der Einfluß von Temperatur, Salzgehalt und Metallkombination auf die Inkorporationsleistung
- 94 (1982) RIEGER, K.-W. Die räumliche und zeitliche Veränderlichkeit des meridionalen Transportes sensibler Energie im 850 und 200 mb-Niveau während eines Jahre (1975)
- Teil 1 - Textband
- Teil 2 - Abbildungsband
- 95 (1982) MYDLA, B. Longitudinale und zeitliche Veränderlichkeit des durch stehende und wandernde Wellen getätigten meridionalen Transportes von relativem Drehimpuls im 200 und 500 mb-Niveau in der Breitenzone von 20° bis 60°N während des Jahres 1975
- Teil 1 - Textband
- Teil 2 - Abbildungsband
- 96 (1982) WILLENBRINK, E. Wassermassenanalyse im tropischen und subtropischen Nordostatlantik
- 97 (1982) HORCH, A., MINNETT, P., WOODS, J.D. CTD Measurements Made From F.S. POSEIDON During JASIN 1978 - A Data Report -
- 98 (1982) ASTHEIMER, H. Die Variabilität der Phytoplanktonschichtung in driftenden Wasserkörpern. Untersuchungen aus dem Skagerrak, Kattegat und Bornholm-Becken im März 1979
- 99 (1982) QUADFASEL, D. Ober den Monsunresponse der Zirkulation im westlichen äquatorialen Indischen Ozean
- 100 (1982) LEACH, A. Spektrale Untersuchungen des Geopotentials und des Geostrophischen Windes im 200 mb-Niveau und Parametrisierung von großturbulentem meridionalen Drehimpulstransport
- 101 (1982) SIEDLER, G. SI-Einheiten in der Ozeanographie
- 102 (1982) STRUVE-BLANCK, S. Die Strömungen in der Kieler Bucht
- 103 (1982) KASE, R., RATHLEV, J. CTD-Data from the North Canary Basin - "Poseidon" Cruise 86/2 - 26 March - 13 April, 1982
- 104 (1982) KRAUSS, W., WOBBER, Ch. A detailed description of a semispectral model on the β -plane
- 105 (1982) SCHAUER, U. Zur Bestimmung der Schubspannung am Meeresboden aus der mittleren Strömung
- 106 (1983) HORSTMANN, U. Distribution patterns of temperature and watercolour in the Baltic Sea as recorded in satellite images: Indicators for phytoplankton growth
- 107 (1982) WITTSTOCK, R.-R. Zu den Ursachen bodennaher Strömungsschwankungen in der nordöstlichen Kieler Bucht
- 108 (1982) SCHRÖDER, M. Das statische Verhalten von Einpunktverankerungen bei Anströmung
- 109 (1982) BREITENBACH, J., SCHRÖDER, M. Anleitung für Benutzer des Rechenprogramms STASIP (statics of single-point moorings)
- 110 (1983) BAUERFEIND, E., BOJE, R., FAHRBACH, E., LENZ, J., MEYERHOFER, M., ROLKE, M. Planctological and chemical data from the Atlantic at 22°W obtained in February to June 1979 ("FGGE-Equator '79")
- 111 (1983) SY, A. Warmwassersphäre - Handling and Processing of Hydrographic Data - Technical Report -
- 112 (1983) KETZLER, C. Zur Kinematik der Gezeiten im Rockall-Gebiet
- 113 (1983) FAHRBACH, E. Transportprozesse im zentralen äquatorialen Atlantik und ihr Einfluß auf den Wärmeinhalt
- 114 (1983) MÖLLER, T.J., ZENK, W. Some Eulerian current measurements and XBT-sections from the North East Atlantic - October 1980 - March 1982 - A Data Report -
- 115 (1983) VIEHOFF, Th. Bestimmung der Meeresoberflächentemperatur mittels hochauflösender Infrarot-Satellitenmessungen
- 116 (1983) HILLER, W., KASE, R.W. Objective analysis of hydrographic data sets from mesoscale surveys

- 117 (1983) PRICE, J.M. Historic hydrographic and meteorological data from the North Atlantic and some derived quantities
- 118 (1983) FAHRBACH, E.,
KRAUSS, W.,
119 (1983) MEINCKE, J.,
SY, A. Nordostatlantik '81 - Data Report -
Nordostatlantik '82 - Data Report -
- 120 (1983) HORCH, A.,
BARKMANN, W.,
WOODS, J.D. Die Erwärmung des Ozeans hervorgerufen durch solare Strahlungsenergie
- 121 (1983) SINN, M. Berechnung der solaren Bestrahlung einer Kugel sowie des menschlichen Körpers aus Werten der Global- und Himmelsstrahlung
- 122 (1984) ASMUS, H. Freilanduntersuchungen zur Sekundärproduktion und Respiration benthischer Gemeinschaften im Wattenmeer der Nordsee
- 123 (1984) BREY, Th. Gemeinschaftsstrukturen, Abundanz, Biomasse und Produktion des Makrozoobenthos sandiger Böden der Kieler Bucht in 5 - 10 m Wassertiefe
- 124 (1984) KREMLING, K.,
WENCK, A. Chemical Data from the NW African Upwelling Region ("Auftrieb '75" and "Ostatlantik-Biozirkel 1983")
- 125 (1984) STRAMMA, L. Wassermassenausbreitung in der Warmwassersphäre des subtropischen Nordostatlantiks
- 126 (1984) JÄGER, T.,
NELLEN, W.,
SELL, H. Beleuchtete Netzgeheganlagen zur Aufzucht von Fischbrut bis zur Setzlingsgröße - Eine Bauanleitung und Aufzuchtbeschreibung -
- 127 (1984) MÖLLER, T.J. Eulerian Current Measurements from the North East Atlantic - March 1982 - October 1983 - A Data Report -
- 128 (1984) WOODS, J.D. The Warmwatersphere of the Northeast Atlantic - A Miscellany -
- 129 (1984) FINKE, M. Messungen zum Widerstandsbeiwert von Verankerungskomponenten
- 130 (1984) GERLACH, S.A. Oxygen Depletion 1980 - 1983 in Coastal Waters of the Federal Republic of Germany. First Report of the Working Group "Eutrophication of the North Sea and the Baltic"
- 131 (1984) ASMUS, R. Benthische und pelagische Primärproduktion und Nährsalzbilanz Eine Freilanduntersuchung im Watt der Nordsee
- 132 (1984) BAUER, J.,
WOODS, J.D. Isopycnic Atlas of the North Atlantic Ocean - monthly mean maps and sections -
- 133 (1984) KNOLL, M. Feinstrukturen in der jahreszeitlichen Sprungschicht im JASIN-Gebiet
- 134 (1984) FAHRBACH, E.,
KRAUSS, W.,
MEINCKE, J.,
SY, A. Nordostatlantik '83 - Data Report -
- 135 (1984) SAURE, G. Verhalten der Freifallprofilsonde FPS
- 136 (1984) FIEDLER, M.,
TEMMING, A.,
WEIGELT, M. Eine Analyse der fischereibiologischen und fischereilichen Verhältnisse in einem für die Dfiförderung genutzten Offshore-Bereich des deutschen Ostseegebietes
- 137 (1985) BÖNING, C. Eine Untersuchung der Dynamik der windgetriebenen ozeanischen Zirkulation mit einem wirbelauflösenden barotropen Modell
- 138 (1985) WEIGELT, M. Auswirkungen des Sauerstoffmangels 1981 auf Makrozoobenthos und Bodenfische in der Kieler Bucht
- 139 (1985) BREITENBACH, J.,
ZENK, W.,
DASCH, W.,
WITTSTOCK, R.-R.,
SCHLOSSER, P. A compilation of hydrographic data from the Canary Basin, October to November 1983
- 140 (1985) LENZ, J.,
SCHNEIDER, G.,
ELBRÄCHTER, M.,
FRITSCHÉ, P.,
JOHANNSEN, H.,
WEISSE, T. Hydrographic, chemical, and planktological data from the North-West-African upwelling area, obtained from february to april 1983 (OSTATLANTIC-BIOZIRKEL)
- 141 (1985) OSTERROHT, C.,
WENCK, A.,
KREMLING, K.,
GOCKE, K. Chemical planktological and microbiological investigations at an anchor station in Kiel Bight during 1981/82

- 142 (1985) ENNENGA, U. Objektive Analyse aktueller Wind- und Druckfelder über dem Nordatlantik
- 143 (1985) BAUER, J., FISCHER, J., LEACH, H., WOODS, J.D. SEA ROVER Data Report I - North Atlantic Summer 1981 - NOA '81 -
- 144 (1985) WEISSE, Th. Die Biomasse und Stoffwechselaktivität des Mikro- und Mesozooplanktons in der Ostsee
- 145 (1985) NIESSLBECK, P., VOIGT, M., KIM, S.J., BOLMS, G., HOPPE, H.-G. Auswirkungen von Salzgehalts- und Temperaturänderungen auf die Extrazelluläre Enzymaktivität marin-pelagischer Mikroorganismen
- 147 (1985) PAULY, D. Zur Fischereibiologie tropischer Nutztiere - Eine Bestandsaufnahme von Konzepten und Methoden -
- 148 (1985) BABENERD, B., ZEITZSCHEL, B. Trends für eintragsrelevante Faktoren und für die Nährsalzkonzentrationen im Wasser der Kieler Bucht
- Ein Beitrag zur Erforschung der Eutrophierung der Nord- und Ostsee -
- 149 (1986) BREY, T., PAULY, D. Electronic Length Frequency Analysis - A User's Guide to ELEFAN 0, 1 AND 2 (Revised and Expanded Version)
- 150 (1985) LIPPERT, A. Erzeugung niederfrequenter ozeanischer Variabilität durch fluktuierende Windfelder
- 151 (1986) ZARKESHWARI, N. Fische als Fischräuber, dargestellt an der Nahrung demersaler Fische der Nordsee
- 152 (1986) STIENEN, Ch. Die Phytoplanktonentwicklung in Abhängigkeit von der Nährsalzkonzentration
Ein Vergleich zwischen Kieler Förde und Kieler Bucht
- 153 (1986) BAUER, E. Isopyknische und diapyknische Ausbreitungsvorgänge im tropischen und subtropischen Nordatlantik
- 154 (1986) AMBAR, I. et al. TOPOGULF - A joint programme initiated by IFREMER, Brest (France) - IFM, Kiel (W.Germany)
(TOPOGULF GROUP) - Data Report -
- 155 (1986) DICKE, M. Vertikale Austauschkoefizienten und Porenwasserfluß an der Sediment/Wasser-Grenzfläche
- 156 (1986) ONKEN, R. Numerische Simulation der Erzeugung und Instabilität mesoskaliger Fronten
Numerical Simulation of the Generation and Instability of Mesoscale Fronts
- 157 (1986) WENZEL, M.K.CH. Die mittlere Zirkulation des Nordatlantik auf der Grundlage klimatologischer hydrographischer Daten
- 158 (1986) BARTHEL, K.-G. Die Stellung dominanter Copepoden-Arten im Nahrungsgefüge typischer Wasserkörper der Grönland-See
- 159 (1986) WÖBBER, Ch. Ein numerisches Modell zur Untersuchung barokliner Rossby-Wellen im Nordatlantik
- 160 (1987) ISEMER, H.-J. Optimierte Parametrisierungen der klimatologischen Energie- und Impulsflüsse an der Oberfläche des Nordatlantik
- 160a (1987) ISEMER, H.-J. The Bunker Climate Atlas of the North Atlantic Ocean - a technical description of the data tape -
- 161 (1987) SCHLOSSEL, P. Infrarotfernerkundung von Oberflächentemperaturen sowie atmosphärischen Temperatur- und Wasserdampfstrukturen
- 162 (1987) VIEHOFF, Th. Bestimmung mesoskaliger Variabilitäten der Oberflächentemperatur und der Attenuation im Nordatlantik aus Satellitenmessungen
- 163 (1986) KILS, U. Verhaltensphysiologische Untersuchungen an pelagischen Schwärmen
Schwarmingbildung als Strategie zur Orientierung in Umwelt-Gradienten
Bedeutung der Schwarmingbildung in der Aquakultur
- 164 (1987) FISCHER, J. Struktur und Dynamik einer mesoskaligen Front im Wirbelfeld des Nordatlantischen Stromes
- 165 (1987) STAMMER, D., WOODS, J.D. Isopycnic Potential Vorticity Atlas of the North Atlantic Ocean
- monthly mean maps -
- 166 (1987) MÖLLER, T.J., FINKE, M., DASCH, W., WITTSTOCK, R.-R. Hydrographic and current measurements in the North-East Atlantic Ocean
Data Report F.S. Meteor Cruises 69/5 and 69/6 October to November 1984
- 167 (1987) BECKMANN, A. Die Modellierung mesoskaliger quasigeostrophischer Instabilität
- 168 (1987) ROLKE, M. Ein Verfahren zur Auswertung von Zooplanktonfeldproben mittels der quantitativen automatischen Bildanalyse am Beispiel von Material der "Meteor-Aquatorexpedition 1979"
- 169 (1987) STEGMANN, P.M. Untersuchungen zur Variabilität der sonnenlichtangeregten Fluoreszenz von Phytoplankton in der Ostsee im Hinblick auf Fernerkundung
- 170 (1987) MÖLLER, T.J. Analyse niederfrequenter Strömungsschwankungen im Nordostatlantik
- 171 (1987) BARKMANN, W. Der Einfluß der Wärmebilanz auf die Struktur der saisonalen Grenzschicht