

Berichte
aus dem
Institut für Meereskunde
an der
Christian-Albrechts-Universität

Nr. 160

OPTIMIERTE PARAMETRISIERUNGEN
DER
KLIMATOLOGISCHEN ENERGIE- UND IMPULSFLOSSE
AN DER OBERFLÄCHE DES NORDATLANTIK

von
Hans-Jörg Isemer

DOI 10.3289/IFM_BER_160

Kopien dieser Arbeit können bezogen werden von

Institut für Meereskunde
Abteilung Maritime Meteorologie
Düsternbrooker Weg 20
D 2300 Kiel 1

ISSN 0341-8561

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

Zweite Auflage

In der vorliegenden zweiten Auflage wurden einige Druckfehler der ersten Auflage korrigiert.

ABSTRACT

Detailed knowledge of the large-scale air-sea interaction fluxes is one key to understand the climate system of the earth. The climatological data set prepared by A.F. Bunker of Woods Hole Oceanographic Institution contains basic meteorological quantities and air-sea heat- and momentum fluxes, calculated from millions of individual ship observations. This Bunker data set forms the data base of this investigation.

Optimum parameterisations of the large scale climatological air-sea interactions are established and this particular choice is scientifically justified. The consequences of these parameterisations for the heat budget at the sea surface and the meridional heat transport in the ocean is discussed for the North Atlantic Ocean. Air-sea interaction parameterisations are improved by two steps. Elimination of biases which were identified in the Bunker data set is realised based on meteorological evidence. The following systematic differences, compared to Bunker's parameterisations, are considered:

(i) Shortwave radiation is recalculated using a formula which was calibrated in maritime atmospheres. This leads to higher heat input into the North Atlantic Ocean, especially in summer. The amplitude of the annual cycle of shortwave radiation is increased in subtropical and mid-latitudes.

(ii) The use of a revised scientific Beaufort equivalent scale results in higher climatological wind speeds and, consequently, in higher turbulent fluxes of heat and momentum.

(iii) The bulk coefficients, which Bunker used to calculate the turbulent fluxes, are found to be high by 13% to 21% compared to results of open ocean measurements from the last 15 years. The vertical humidity gradient in the maritime boundary layer is additionally taken into account for the calculation of the stability dependent bulk coefficients.

The independent parameterisations of the air-sea heat fluxes are additionally constrained by an oceanographic result of the meridional oceanic heat transport across 25°N in the North Atlantic Ocean. This is achieved by an inverse calculation. Integration of the resulting field of air-sea heat flux yields an oceanic heat transport which agrees with oceanogra-

phic results not only across 25°N but also across other latitudes. The systematic changes, induced by the constraint, are smaller than the systematic uncertainties of the respective parameters.

The climatological data are tailored for use in numerical models of the atmosphere and the ocean. For this purpose, the Bunker data set, which is originally defined for irregularly shaped areas, is interpolated onto a regular 1° grid. The basic procedure of the interpolation scheme consists of a local, information - preserving fit of quadratic, two-dimensional polynomials. A weighting, depending on horizontal parameter gradients, is additionally introduced.

Based on the revised parameterisations established in this investigation climatological monthly fields of air-sea interaction variables for the North Atlantic Ocean are calculated. These fields are published separately in an atlas.

ZUSAMMENFASSUNG

Die Auswahl von optimierten Parametrisierungen der großräumigen, klimatologischen Wechselwirkungen zwischen Ozean und Atmosphäre wird wissenschaftlich begründet. Die Konsequenzen dieser Parametrisierungen auf die Wärmebilanz an der Ozeanoberfläche und den Wärmetransport im Ozean werden am Beispiel des Nordatlantik dargestellt. Optimierte Parametrisierungen der Energieflüsse werden in zwei Schritten erzielt: Die Eliminierung von systematischen Fehlern, die in dem vorliegenden, von A.F.BUNKER erstellten Datensatz enthalten sind, wird auf Grund meteorologischer Erkenntnisse durchgeführt. Die folgenden wesentlichen systematischen Unterschiede zur Parametrisierung von BUNKER werden dabei berücksichtigt:

(i) Die kurzwellige Einstrahlung wird mit einer in maritimen Atmosphären kalibrierten Formel neu berechnet. Daraus resultiert besonders im Sommer ein höherer Energieeintrag in den Nordatlantik sowie eine größere Variation des Jahresganges der kurzwelligen Einstrahlung in subtropischen und gemäßigten Breiten.

(ii) Die Verwendung einer wissenschaftlichen Beaufort-Äquivalentskala führt zu höheren klimatologischen Mittelwerten der Windgeschwindigkeit und damit zu höheren turbulenten Energie- und Impulsflüssen.

(iii) Im Vergleich zu Meßergebnissen auf dem offenen Ozean aus den vergangenen 15 Jahren sind die von BUNKER verwendeten Transport-Koeffizienten bei der Berechnung der turbulenten Flüsse systematisch um 13% bis 21% zu hoch. Bei der Berechnung der Stabilitätsabhängigkeit der Transport-Koeffizienten wird zusätzlich der vertikale Feuchtegradient in der maritimen Grenzschicht berücksichtigt.

Zusätzlich wird mit einer Inversrechnung ein ozeanographisches Meßergebnis für den meridionalen ozeanischen Wärmetransport bei 25°N als Zwangsbedingung für die ansonsten unabhängig nach meteorologischen Gesichtspunkten bestimmten Parametrisierungen der Energieflüsse im Nordatlantik benutzt. Aus der Integration der resultierenden Nettoenergieflußfelder ergibt sich damit ein ozeanischer Wärmetransport, der nicht nur bei

25°N, sondern auch bei anderen Breitenkreisen mit ozeanographischen Ergebnissen übereinstimmt. Gleichzeitig sind die durch die Zwangsbedingung erforderlichen systematischen Veränderungen der gewählten Parameter kleiner als ihre systematischen Unsicherheiten.

Mit diesen Parametrisierungen berechnete klimatologische Monatsfelder von Wechselwirkungsvariablen im Nordatlantik werden separat in einem Atlas veröffentlicht. Die Klimadaten werden derart aufbereitet, daß sie sowohl in atmosphärischen als auch in ozeanographischen numerischen Modellen verwendet werden können. Dazu wird der von A.F.BUNKER auf unregelmäßig geformten Flächen definierte klimatologische Datensatz, der auf Beobachtungen von Handelsschiffen beruht, auf ein regelmäßiges 1°-Gitternetz interpoliert. Dabei werden die einzelnen Monatsfelder für den Nordatlantik aus lokal angepassten Polynomenflächen zweiter Ordnung zusammengesetzt, die Anpassung geschieht informationserhaltend unter Verwendung spezieller gradientabhängiger Gewichte.

INHALTSÜBERSICHT

	Seite
Einleitung und Aufgabenstellung	1
1. Der Originaldatensatz von Andrew BUNKER für den Nordatlantik	5
1.1. Der klimatologische Datensatz für die Jahre 1941 bis 1972	7
1.1.1. Datengrundlage	7
1.1.2. Die unregelmässige Feldeinteilung	8
1.1.3. Die von BUNKER berechneten klimatologischen Grössen	10
1.2. Zeitserien von Monatsmittelwerten 1948 bis 1972	11
1.3. Die räumliche und zeitliche Verteilung der Schiffsbeobachtungen im Nordatlantik	12
1.3.1. Die räumliche Verteilung	13
1.3.2. Die zeitliche Verteilung	14
1.3.3. Vergleich der Datenbelegung mit anderen Datensätzen	17
1.4. Eingrenzung des im Atlas dargestellten Gebietes	18
2. Die Erstellung eines numerisch verfügbaren Klimaatlas für den Nordatlantik	22
2.1. Anforderungen an die Eigenschaften des benötigten Interpolationsverfahrens	22
2.2. Häufig angewandte Interpolationsmethoden sowie bei ähnlicher Problematik benutzte Verfahren	23
2.3. Die benutzte quadratische zweidimensionale Polynommethode	25
2.4. Das Gütemaß für die Glattheit des interpolierten Feldes	32
2.5. Auswirkungen von Gewichtsfunktionen und Tiefpassfilterung	33
2.6. Interpolation der Standardabweichungsfelder	37
2.7. Darstellungsformen im Atlas	38
3. Zufällige und systematische Fehler der meteorologischen Basisparameter	39
3.1. Auftretende Fehlertypen	39
3.2. Abschätzung für die Unsicherheit der 1°-Monatsmittelwerte	40

3.3.	Systematische Fehler der Beobachtungen, soweit diese für die Parametrisierung der Wechselwirkungsparameter wichtig sind	43
4.	Neuberechnung der Felder des Betrages der Windgeschwindigkeit	47
4.1.	Historische Entwicklung der Beaufortäquivalentskala	49
4.2.	Die Beaufort-Äquivalentskala von L.KAUFELD (1981)	51
4.3.	Die Weibull-Verteilung für den Betrag der Windgeschwindigkeit im Nordatlantik	53
4.4.	Die Anwendung der KAUFELD-Skala auf die BUNKER-Windfelder	57
5.	Zur Parametrisierung der Komponenten des Strahlungshaushaltes an der Ozeanoberfläche	60
5.1.	Die kurzwellige Nettostrahlung	60
5.1.1.	Die von BUNKER benutzte Parametrisierung	61
5.1.2.	Vergleich mit anderen Atlanten	62
5.1.3.	Die Ergebnisse von REED (1977) sowie DOBSON und SMITH (1985)	63
5.1.4.	Die Neuberechnung der kurzwelligen Nettostrahlung unter Verwendung der Methode von REED (1977)	70
5.1.5.	Fehlerabschätzung	73
5.2.	Die langwellige Nettostrahlung	74
5.2.1.	Vergleich zweier von BUNKER verwendeter Parametrisierungen	75
5.2.2.	Vergleich mit anderen Arbeiten	78
5.2.3.	Vergleich der Ergebnisse der Parametrisierungsformeln mit denen aus Modellrechnungen	80
5.2.4.	Fehlerabschätzung	82
5.3.	Abschließende Bemerkungen zur Parametrisierung der Komponenten des Nettostrahlungshaushaltes an der Ozeanoberfläche	82
6.	Zur Parametrisierung der turbulenten Flüsse latenter und sensibler Energie	84
6.1.	Einführung	84
6.2.	Die von BUNKER benutzte Parametrisierung	86
6.3.	Vergleich mit anderen Atlanten	87

6.4.	Vergleich der von BUNKER verwendeten Bulk-Koeffizienten mit neueren Meßergebnissen auf dem offenen Ozean	90
6.5.	Berücksichtigung systematischer Fehler der Windgeschwindigkeit	94
6.6.	Einfluß systematischer Temperatur- und Feuchtemeßfehler	96
6.7.	Berücksichtigung der Luftfeuchte bei der Bestimmung der Stabilitätsabhängigen Bulk-Koeffizienten	98
6.8.	Auswirkungen systematischer Fehler auf Monatsmittelwerte des latenten Wärmeflusses im Nordatlantik	100
6.9.	Fehlerabschätzung	104
6.10.	Zusammenfassende Bemerkungen zur Parametrisierung latenter und sensibler Wärmeflüsse an der Ozeanoberfläche	105
7.	Nettoenergiefluß an der Oberfläche und meridionaler Wärmetransport im Nordatlantik	108
7.1.	Die Ergebnisse von BUNKER	108
7.2.	Vergleich mit anderen Atlanten	110
7.3.	Meridionaler ozeanischer Wärmetransport im Nordatlantik und im Weltmeer	111
7.4.	Ergebnisse verschiedener Parametrisierungskombinationen	114
7.5.	Fehlerabschätzung	121
7.6.	Abschließende Bemerkung zur Berechnung des Nettoenergieflusses an der Ozeanoberfläche	122
8.	Eine durch den meridionalen Wärmetransport erzwungene Lösung für die Wärmeflüsse an der Ozeanoberfläche	126
8.1.	Die Idee zur Inversrechnung	126
8.2.	Der Formalismus der Inversrechnung	127
8.3.	Die Eingangsparameter und Ergebnisse der Inversrechnung	130
9.	Zur Parametrisierung der Windschubspannung an der Ozeanoberfläche	138
9.1.	Die von BUNKER benutzte Parametrisierung	138
9.2.	Vergleich mit anderen Arbeiten	139
9.3.	Die Neuberechnung der Windschubspannung über dem Nordatlantik	142
9.4.	Aus der Schubspannung abgeleitete Größen	146

10.	Schlußbetrachtung	151
	Literaturverzeichnis	155
	Anhänge	167

EINLEITUNG UND AUFGABENSTELLUNG

Die regionale Verteilung der Wechselwirkungen zwischen Ozean und Atmosphäre ist zum Verständnis des globalen Klimasystems von herausragender Bedeutung. Eine notwendige Hintergrundinformation beim Studium zwischenjähriger Veränderungen sowie langzeitlicher Trends (Arbeitsgebiet 2 und 3 des Weltklimaprogramms, siehe z.B. WCRP, 1984) bildet der langfristig gemittelte Jahresgang klimatologisch relevanter Wechselwirkungsparameter. Dieser wird außerdem zur Verifikation von Klimamodellierungen des Systems Ozean-Atmosphäre - oder einer der beiden Komponenten - benötigt.

Im Sonderforschungsbereich 133 "Warmwassersphäre des Atlantiks" werden langfristig gemittelte Monatsfelder von meteorologischen Basisparametern und Wechselwirkungsvariablen an der Grenzfläche Ozean-Atmosphäre speziell für den Nordatlantik benötigt. Diese Monatsfelder sollen auf einem regelmäßigen $1^{\circ} \times 1^{\circ}$ Gitternetz definiert sein, um als Eingang in numerische Modelle zur Verfügung zu stehen. Basisparameter und parametrisierte Größen sollen konsistent aus einem Datensatz bestimmt werden. Zu den Wechselwirkungsvariablen zählen in diesem Zusammenhang die kurzwellige und die langwellige Nettostrahlung sowie die turbulenten Flüsse latenter und sensibler Energie, die die vier hauptsächlichen Komponenten des Nettoenergieflusses zwischen Ozean und Atmosphäre bilden, und die Windschubspannung an der Ozeanoberfläche als Antrieb für die großräumige ozeanische Horizontalzirkulation.

Die vier genannten hauptsächlichen Komponenten des Nettoenergieflusses sind für den Weltozean erstmals bei BUDYKO (1963) kartiert und erscheinen in revidierter Fassung bei BUDYKO et.al (1978). Diese Daten sind numerisch nicht verfügbar, zudem sind räumliche Auflösung und die verwendeten Parametrisierungen z.T. unbefriedigend. ESBENSEN & KUSHNIR (1981) haben zwar einen numerisch verfügbaren Atlas für den Weltozean veröffentlicht, die Daten sind allerdings auf einem groben $4^{\circ} \times 5^{\circ}$ Gitter definiert, und es werden z.T. Parametrisierungen von BUDYKO (1963) verwen-

det. Ebenfalls auf einem groben $5^{\circ} \times 5^{\circ}$ Gitter hat HSIUNG (1983) globale Monatsfelder von meteorologischen Parametern und den Komponenten des Nettoenergieflusses berechnet. In der hier angestrebten Form sind Atlanten lediglich für den tropischen Indischen und Atlantischen Ozean bis $30^{\circ}N$ veröffentlicht worden (HASTENRATH & LAMB, 1977, 1978). Daher sollte erstmals für den gesamten Nordatlantik ein numerisch verfügbarer, räumlich hochauflösender Klimaatlas erstellt werden. In der vorliegenden Arbeit werden die wissenschaftlichen Untersuchungen beschrieben, die zur Festlegung der besten, im Nordatlantik anzuwendenden Parametrisierungen der Wechselwirkungen Ozean-Atmosphäre führen, und eine speziell angepasste Datenaufbereitungsmethode vorgestellt. Die resultierenden Monatsfelder im Nordatlantik werden in einem separaten Atlas veröffentlicht.

Als Ausgangspunkt wird ein bereits existierender Datensatz benutzt. Ein von A.F.BUNKER erstellter klimatologischer Datensatz, der am Woods Hole Oceanographic Institution verfügbar ist und sowohl meteorologische Basisparameter als auch alle genannten parametrisierten Wechselwirkungsvariablen enthält, wurde in Kiel auf magnetische Datenträger übernommen. Dieser Datensatz wird in Kapitel 1 ausführlich beschrieben. Mit einem speziell zugeschnittenen Interpolationsverfahren werden die von BUNKER auf unregelmäßig gestalteten Flächen definierten Mittelwerte auf das gewünschte $1^{\circ} \times 1^{\circ}$ Gitter umgerechnet. Kapitel 2 beschreibt die Eigenschaften des entwickelten Interpolationsverfahrens.

BUNKERs Ergebnisse für den Nettoenergiefluß an der Oberfläche des Nordatlantik ergeben im Jahresmittel einen Verlust für den Ozean von -4 W/m^2 . Dieser setzt sich aus einem Energiegewinn für den Ozean durch die kurzwellige Nettostrahlung Q_a mit 169 W/m^2 und einem Verlust durch die langwellige Nettostrahlung IR mit -39 W/m^2 sowie die turbulenten Flüsse von latenter (-117 W/m^2) und sensibler Wärme (-17 W/m^2) LE und H zusammen. Aus der Summe großer Zahlen ergibt sich ein zahlenmäßig kleines Ergebnis. Es muß also erwartet werden, daß der Betrag und auch das Vorzeichen des Nettoenergieüberganges sensitiv gegenüber möglichen Änderungen oder systematischen Fehlern der Komponenten (besonders von Q_a und LE) sind. Der BUNKER-Datensatz beruht auf Beobachtungen von Handelsschiffen. Im Hinblick auf die Beschreibung großräumiger klimatologischer

Wechselwirkungsparameterfelder ist zumindest in naher Zukunft kein Ersatz für die Beobachtungen der Handelsschiffe erkennbar, obwohl weltweit mit großer Anstrengung an operationellen Fernerkundungsverfahren gearbeitet wird. Außerdem stehen mittlerweile Schiffsbeobachtungen von den Weltmeeren aus mehr als 100 Jahren zur Verfügung, aus denen eine Ableitung der Wechselwirkungen Ozean-Atmosphäre wünschenswert ist. Deshalb ist die Untersuchung dieser Daten und der zugehörigen Parametrisierungen der Wechselwirkungen Ozean-Atmosphäre mit dem Ziel, systematische Fehler zu erkennen und so weit wie möglich zu eliminieren, nach wie vor ein aktuelles Arbeitsgebiet der maritimen Meteorologie. Kapitel 3 beschreibt mögliche systematische Fehler in den meteorologischen Basisparametern bei Messung auf Handelsschiffen. Ausführlich wird in Kapitel 4 auf die Windschätzung auf See und die Bestimmung der mittleren Windgeschwindigkeit eingegangen.

Für jede der vier oben genannten Komponenten existiert eine Vielzahl von Parametrisierungen. Die von BUNKER (1976) benutzten Parametrisierungen sind in jüngster Vergangenheit kritisiert worden (z.B. REED, 1977 oder SMITH & DOBSON, 1984). Der durch diese Arbeit numerisch verfügbare BUNKER-Datensatz gestattet es, andere als die von BUNKER verwendeten Parametrisierungen, die sich lokal bewährt haben oder lokal geeicht wurden, auf den gesamten Nordatlantik anzuwenden und deren Auswirkungen zu studieren. Die Komponenten des Nettoenergieüberganges werden in Kapitel 5 und 6 getrennt behandelt. Als Ergebnis soll herausgearbeitet werden, wie nach heutigem Wissen die Komponenten des Energieflusses an der Ozeanoberfläche im Nordatlantik im klimatologischen Monatsmittel zu parametrisieren sind.

Die langjährig gemittelte Verteilung von Wärmesenken und -quellen an der Oberfläche des Ozeans bestimmt u.a. den meridionalen Wärmetransport im Ozean. In der Vergangenheit wurden aus verschiedenen regionalen und globalen Datensätzen des Nettoenergieflusses an der Ozeanoberfläche unterschiedliche Ergebnisse für den meridionalen ozeanischen Wärmetransport berechnet (z.B. HASTENRATH, 1982, TALLEY, 1984). Der Nordatlantik ist

derjenige Teil des Weltozeans, in dem diese Größe sowohl aus direkten ozeanographischen Messungen (HALL & BRYDEN, 1982) als auch aus Modellrechnungen (WUNSCH, 1980, 1984) am sichersten bekannt ist. Die oben genannten Studien für den langjährig gemittelten Energieübergang stellen gleichzeitig Untersuchungen über Richtung und Betrag des meridionalen Wärmetransports dar. Darüber wird in Kapitel 7 ausgeführt. Außerdem wird geprüft, ob die aus ozeanographischen Berechnungen erzielten Ergebnisse für den meridionalen Wärmetransport im Nordatlantik mit denjenigen übereinstimmen, die aus den hier berechneten Nettoenergiefeldern bestimmt werden. Eine solche Übereinstimmung ist besonders bei der Verwendung der meteorologischen Felder für großskalige ozeanographische Modellierungen wünschenswert. Mit Hilfe einer Inversrechnung wird eine kontrollierte Variation verschiedener Parameter, die in die Berechnung der Komponenten des Nettoenergieflusses eingehen, durchgeführt, um einen ozeanographisch bestimmten Wert für den meridionalen Wärmetransport als Ergebnis aus den Nettoenergieflüssen zu erzwingen. In Kapitel 8 wird der Formalismus und die Ergebnisse dieser Inversrechnung beschrieben.

Klimatologische Felder der Windschubspannung $\vec{\tau}$ an der Ozeanoberfläche werden als Randbedingung in gleichem Maße sowohl für atmosphärische Zirkulationsmodellierungen als auch bei der Modellierung der großräumigen windgetriebenen ozeanischen Zirkulation verwendet. Die ersten globalen Berechnungen der Windschubspannung stammen von MUNK (1952) und HIDAKA (1958). Es folgten u.a. Arbeiten von HELLERMANN (1967) für den Weltozean, HANTEL (1970) für den Indischen Ozean und WYRTKI & MEYERS (1975) für den tropischen Pazifik. Jüngste umfassende Darstellungen von $\vec{\tau}$ für das Weltmeer stammen von HAN & LEE (1983) und HELLERMANN & ROSENSTEIN (1983). In Kapitel 9 wird eine Neuberechnung der Schubspannungsfelder für den Nordatlantik beschrieben, deren Parametrisierung mit derjenigen der turbulenten Flüsse LE und H konsistent ist. Diese Ergebnisse werden mit denen von BUNKER (1976) verglichen.

1. DER ORIGINALDATENSATZ VON ANDREW BUNKER FOR DEN NORDATLANTIK

Der amerikanische Meteorologe Andrew F. BUNKER führte im Zeitraum von etwa 1970 bis zu seinem Tode im Jahre 1979 umfangreiche Studien zur Klimatologie verschiedener Teile des Weltmeeres durch. Er erstellte Felder meteorologischer Basisparameter und daraus abgeleiteter Energie- und Impulsflüsse. Sein Arbeitsgebiet umfaßte den Atlantischen Ozean von 80°N bis 60°S sowie den Indischen Ozean bis 60°S (Abb. 1.1). BUNKER benutzte Schiffsmeldungen, die im National Climatic Center (NCC), Asheville, U.S.A. gesammelt und dort in Einheitsformaten unter der Bezeichnung "Tape Data Family-11 (TDF-11) deck" archiviert werden. Neben Archiven verschiedener nationaler Datenzentren ist diese Sammlung weltweit eine der umfangreichsten, da sie Schiffsmeldungen verschiedener Nationen beinhaltet. Eine Dokumentation über die TDF-11 Daten ist unter anderem in GOLDSMITH & BUNKER (1979) abgedruckt.

Für den Bereich des Atlantischen Ozeans erstellte BUNKER verschiedene klimatologische Datensätze:

(1) Auf der einen Seite erstellte er Zeitreihen von Monatsmittelwerten aus dem Zeitraum 1948 bis 1972 auf 10°*10° Feldern. Einzelne Beispiele sind in BUNKER & WORTHINGTON (1976) veröffentlicht, eine Trendanalyse für den Atlantischen Ozean findet man in BUNKER (1980). Diese Bearbeitung wird im Folgenden als Zeitseriendatensatz bezeichnet.

(2) Für den Zeitraum 1941 bis 1972 berechnete BUNKER den mittleren Jahresgang auf einem räumlich höher auflösenden Gitter. Dieser Datensatz existiert in verschiedenen Bearbeitungsformen, die zudem Unterschiede zum Zeitseriendatensatz hinsichtlich einzelner Berechnungsmethoden aufweisen. Veröffentlichungen darüber existieren von BUNKER (1975, 1976) sowie BUNKER & WORTHINGTON (1976). Details sind außerdem in Berichten des Woods Hole Oceanographic Institution (WHOI) enthalten (BUNKER & GOLDSMITH, 1979, GOLDSMITH & BUNKER, 1979). Diese Version wird im Weiteren als klimatologischer Datensatz bezeichnet.

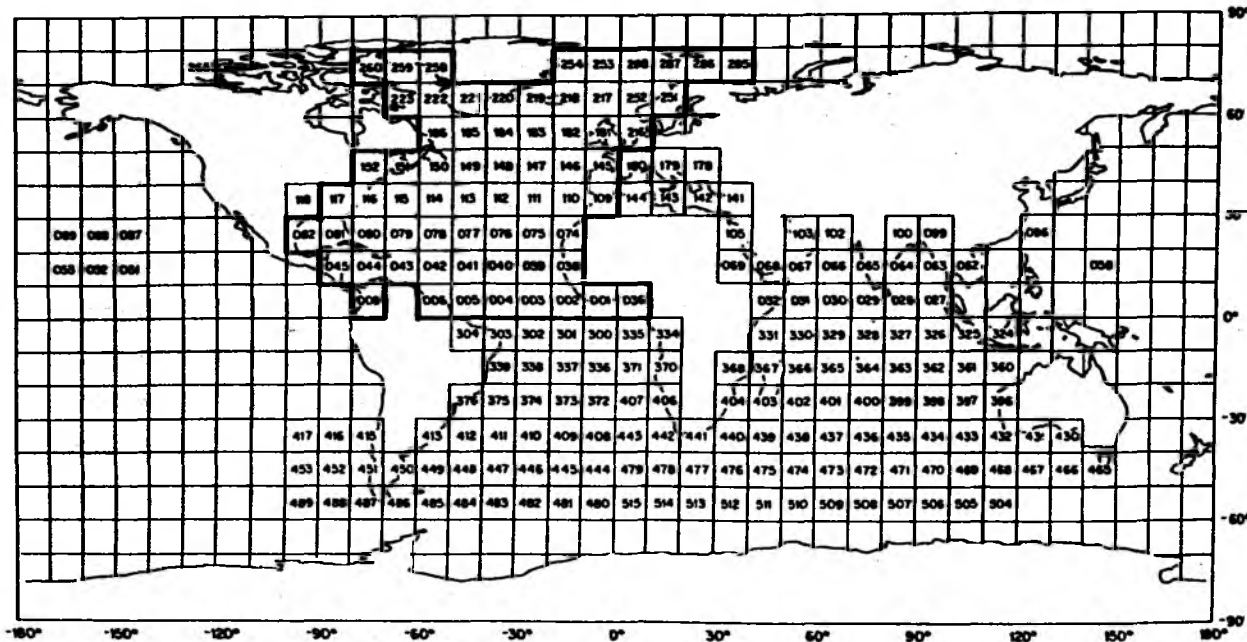


Abb.1.1 : Karte mit 10° Feldeinteilung über dem Weltmeer. Die Marsden Square Nummern sind in den Gebieten eingetragen, aus denen Schiffsmeldungen von BUNKER bearbeitet wurden (aus GOLDSMITH & BUNKER, 1979). Für die vorliegende Arbeit stehen Daten aus dem stark umrandeten Gebiet zur Verfügung.

Der klimatologische Datensatz, der am WHOI nur noch als Papiausdruck existierte, wurde am Institut für Meereskunde in Kiel auf Magnetband übertragen. Die in der vorliegende Arbeit beschriebenen Untersuchungen werden mit diesem Datensatz durchgeführt. Die folgenden Abschnitte des ersten Kapitels beschreiben den klimatologischen Datensatz zunächst im Detail. In Abschnitt 1.2 ist zusätzlich eine kurze Beschreibung des Zeitseriendatensatzes eingefügt.

1.1. DER KLIMATOLOGISCHE DATENSATZ FOR DIE JAHRE 1941 BIS 1972

1.1.1. DATENGRUNDLAGE

Die Datengrundlage bilden Wetterbeobachtungen und Messungen der Wasseroberflächentemperatur T_w , die in den Jahren 1941 bis 1972 im Nordatlantik von Handels- und Marineschiffen sowie Fischereifahrzeugen durchgeführt wurden. Diese Daten werden im folgenden als VOF-Daten (Voluntary Observing Fleet, WMO, 1977) bezeichnet. BUNKER übernahm insgesamt 12 Millionen Einzelmeldungen vom NCC, die dort bereits auf grobe Fehler geprüft sind. Sie entstammen verschiedenen nationalen und internationalen Datenarchiven (Tabelle in GOLDSMITH & BUNKER, 1979). Vor der weiteren Bearbeitung wurde jede Meldung nochmals auf folgende Bedingungen geprüft (BUNKER, 1975):

(1) Jede Meldung, bei der entweder Windgeschwindigkeit U , Lufttemperatur T_l , Taupunkttemperatur T_d oder Wasseroberflächentemperatur T_w fehlte, wurde aussortiert und nicht weiter verwendet.

(2) T_l , T_d und T_w sowie der Bodenluftdruck p wurden einer Minimum-Maximum Prüfung unterzogen. Meldungen, in denen Werte außerhalb des Minimum-Maximum Bereiches auftraten, wurden aussortiert (bei T_w , T_d und T_l), oder der gemeldete Wert durch einen konstanten Wert ersetzt (bei $p = 1013$ hPa). Der erlaubte Bereich ist konstant für alle Monate und alle geographischen Breiten und wurde für die einzelnen Parameter wie folgt definiert:

$$\begin{aligned} -30^{\circ}\text{C} \leq T_l \leq +40^{\circ}\text{C} \quad , \quad -5^{\circ}\text{C} \leq T_w \leq +38^{\circ}\text{C} \quad , \quad -30^{\circ}\text{C} \leq (T_l - T_w) \leq +20^{\circ}\text{C} \quad , \\ T_d \leq +35^{\circ}\text{C} \quad , \quad T_d \leq T_l + 0.1^{\circ}\text{C} \quad , \quad 890 \text{ hPa} \leq p \leq 1070 \text{ hPa} \quad . \end{aligned}$$

(3) Außerdem wurde geprüft, ob die gemeldete Differenz $(T_l - T_w)$ mit der Differenz aus den gemeldeten Werten für T_l und T_w übereinstimmt.

Das unter (1) genannte Kriterium wurde benutzt, um latente und sensible Wärmeflüsse individuell für jede Schiffsbeobachtung berechnen zu können.

Die unter (2) aufgeführten Extremwertkriterien müssen als relativ schwache Güteanforderung bezeichnet werden. Sinnvoller wären Extremwerte als Funktion der Jahreszeit sowie des Ortes, wie sie zum Teil im Routinewetterdienst bei der Datenanalyse angewendet werden. Eine bessere, wenn auch aufwendigere Methode besteht darin, in einem ersten Durchgang Mittelwert \bar{x} und Standardabweichung s_x für ein Teilkollektiv zu bestimmen und in einem zweiten Durchlauf sämtliche Meldungen zu eliminieren, die außerhalb des Bereiches $(\bar{x} - r*s_x)$, $(\bar{x} + r*s_x)$ liegen, wobei r eine reelle Zahl bedeutet und z.B. parameterabhängig festgelegt werden kann. Dieses Verfahren kann iterativ wiederholt werden, führt aber dann schnell zu einem ungleich höheren Rechenaufwand als bei der Methode mit variablen oder konstanten Extremwerten. ENNENGA (1985) hat in einem kombinierten Verfahren sowohl variable Extremwerte als auch die Methode der Standardabweichungen bei der objektiven Analyse aktueller synoptischer Felder im Nordatlantik verwendet.

Durch die von BUNKER durchgeführte Prüfung wurden mehr als 4 Millionen Einzelmessungen aussortiert, das bedeutet, BUNKER verwendete etwa $7\frac{1}{2}$ Millionen Schiffsmeldungen im Nordatlantik südlich von 80°N .

1.1.2. DIE UNREGELMÄSSIGE FELDEINTEILUNG

Der klimatologische Datensatz beschreibt den langjährig gemittelten Jahresgang bereits in relativ hoher räumlicher Auflösung. Dazu wurden von BUNKER die Marsden Squares (im Folgenden mit MS abgekürzt) im Bereich des Nordatlantik (siehe Abb.1.1) in bis zu 10 weitere Felder eingeteilt, die von BUNKER "Gerrymander" genannt wurden. Die Unterteilung wurde nach folgenden Gesichtspunkten vorgenommen (BUNKER, 1976):

(1) Die Gerrymander (im Folgenden mit GM abgekürzt) sollten möglichst einheitliche hydrographische Strukturen an der Wasseroberfläche aufweisen, d.h. der horizontale T_w -Gradient innerhalb einzelner GM sollte möglichst klein sein.

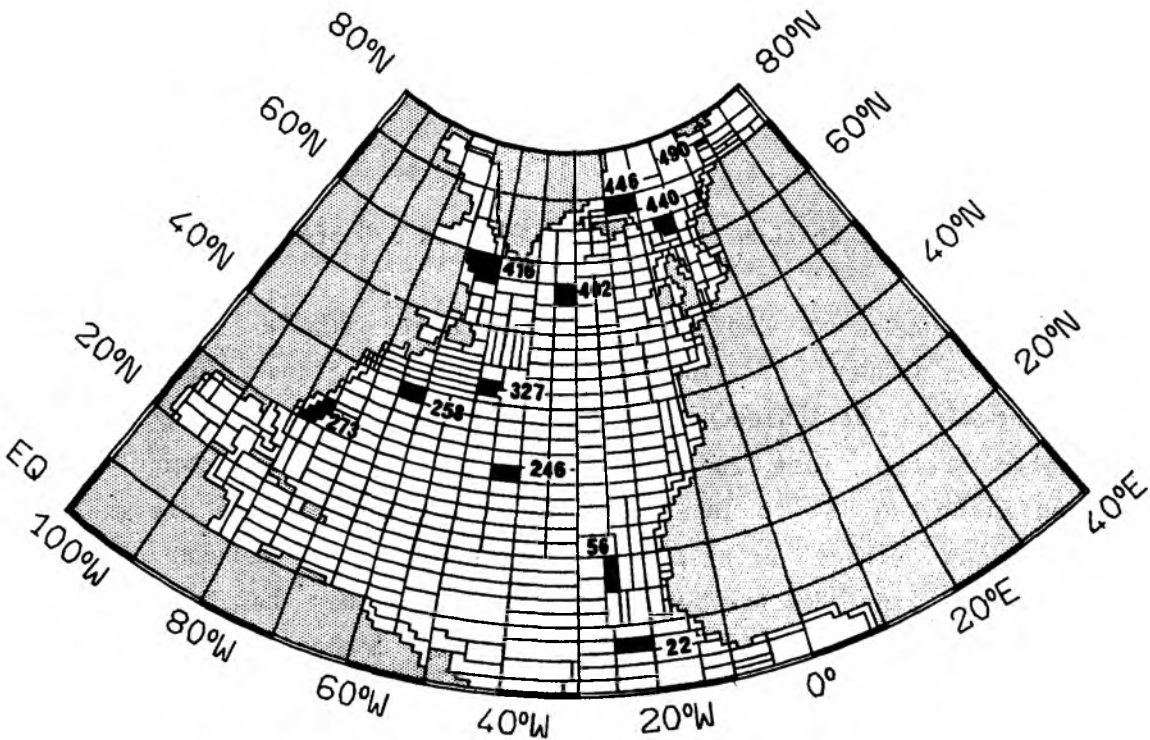


Abb.1.2 : Die von BUNKER vorgenommene Gerrymandereinteilung im Bereich des Nordatlantik.

(2) Die Einteilung in GM sollte eine möglichst optimale Anzahl an Einzelbeobachtungen innerhalb jedes GM in jedem Kalendermonat erzielen. Weniger als 10 GM pro MS wurden deshalb eingeteilt, wenn die Gesamtanzahl der Einzelmeldungen kleiner als 60000 für den gesamten Zeitraum ist.

Die nach den oben genannten Kriterien vorgenommene Einteilung ist in Abb.1.2 für den Nordatlantik dargestellt. Im zentralen Nordatlantik zwischen etwa 20°N und 50°N sind die GM regelmäßig geformt mit einer Ausdehnung von 2° in der geographischen Breite φ und 5° in der geographischen Länge λ . In den übrigen Gebieten, besonders in den küstennahen MS ist die Einteilung unregelmäßig. Die Größe der GM variiert zwischen 1°*1° (südlich von Kap Cod) bis zu 10°*10° (östlich von Grönland). Viele GM sind rechteckig geformt (in φ , λ Koordinaten), es treten jedoch auch L-förmige Felder sowie Felder mit ausgesprochener Treppenstruktur auf

(Floridastrom bei 30°N). Insgesamt wurden 502 GM im Nordatlantik südlich von 80°N eingeteilt.

1.1.3. DIE VON BUNKER BERECHNETEN KLIMATOLOGISCHEN GRÖSSEN

Für jeden Kalendermonat und jedes GM berechnete BUNKER insgesamt 52 klimatologische Größen. Es sind dies Mittelwerte, Standardabweichungen sowie Extremwerte verschiedener meteorologischer Basisparameter sowie abgeleiteter Größen. Eine Zusammenstellung der klimatologischen Größen und deren Einheiten ist in Tabelle A1 im Anhang gegeben. In diesem Abschnitt folgen einige prinzipielle Bemerkungen zur Berechnung der Basisparameter. Eine Beschreibung und Diskussion der benutzten Parametrisierungen zur Berechnung der abgeleiteten Größen erfolgt weiter unten. Die langjährigen monatlichen Mittelwerte \bar{x} und Standardabweichungen s_x für jedes GM berechnete BUNKER nach

$$(1.1) \quad \bar{x} = x_m + \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - x_m)$$

$$(1.2) \quad s_x = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - x_m)^2 - (\bar{x} - x_m)^2}$$

Dabei bedeuten N die Anzahl der Schiffsbeobachtungen, x_i ist eine individuelle Schiffsmeldung mit $i = 1, 2, \dots, N$ und x_m ist ein abgeschätzter Mittelwert, der konstant für den ganzen Nordatlantik gesetzt wurde. Die angegebenen Extrema sind Extrema von beobachteten Werten, die in den Schiffsmeldungen nach der Gütekontrolle enthalten sind. Die im Folgenden angegebenen Parameternummern beziehen sich auf die Tabelle A1. Das Mischungsverhältnis des Wasserdampfes q_1 (Parameter 22) wurde bestimmt nach

$$(1.3) \quad q_1 = 0.622 \cdot \frac{e_1}{(p - e_1)}$$

e_1 ist der Partialdampfdruck, p der Bodenluftdruck. BUNKER benutzte eine Formel von TABATA (1973) zur Bestimmung von e_1 aus Angaben der Taupunkttemperatur T_d . Für das Sättigungsmischungsverhältnis an der Wasseroberfläche q_s (Parameter 23) wurde (1.3) verwendet mit $e_s = f(T_w)$ statt $e_1 = f(T_d)$. Zusätzlich berücksichtigte BUNKER bei e_s eine konstante Korrektur bezüglich des Oberflächensalzgehaltes.

Parameter 27 ist der Mittelwert der Beträge der einzelnen von den Schiffen gemeldeten Windvektoren. Die X- und Y-Komponenten wurden für jede Einzelmeldung berechnet (positiv nach Osten bzw. nach Norden) und gemittelt (Parameter 30 bis 33). Parameter 34 bezeichnet die aus den mittleren Komponenten bestimmte meteorologische Windrichtung. Die Niederschlagshäufigkeit (Parameter 35) wurde berechnet als Quotient aus Anzahl der Einzelmeldungen, die Niederschlag in irgendeiner Form melden, dividiert durch Gesamtanzahl der Beobachtungen und ist kein quantitatives Maß für den Niederschlag. Als der klimatologische Datensatz von mir im WHOI kopiert wurde, enthielt er keine mittleren Eisbedeckungswerte. Für die Berechnung der Zeitserien hatte BUNKER diese Daten als Marsden Square-Mittel aus den Schiffsdaten und anderen Datenquellen bestimmt. Diese Daten wurden von mir nachträglich in den klimatologischen Datensatz eingefügt und für einzelne GM interpoliert.

Weitere Details über die Parameter sind in BUNKER & GOLDSMITH (1979) und GOLDSMITH & BUNKER (1979) angegeben.

1.2. ZEITSERIEN VON MONATSMITTELWERTEN 1948 BIS 1972

BUNKER berechnete Monatsmittelwerte für jeden Monat von Januar 1948 bis Dezember 1972 (insgesamt je 300 Werte) für $10^\circ \times 10^\circ$ Felder. Zusammen mit zusätzlichen statistischen Angaben liegen sie auf Magnetband am WHOI vor. Das Basismaterial, die Schiffsdaten aus dem NCC, ist bis auf die hier fortgelassenen Jahre 1941 bis 1947 dasgleiche, welches für den klimatologischen Datensatz verwendet wurde. Zeitlich wurde der Zeitseriendatensatz allerdings später bearbeitet. Im Wesentlichen entstanden

drei Unterschiede zum klimatologischen Datensatz durch die im Folgenden beschriebenen Korrekturen und Neuberechnungen (BUNKER & GOLDSMITH, 1979):

(1) Die Komponenten des Nettoenergieflusses wurden bei Bedeckung des Ozeans mit Eis korrigiert.

(2) Eine Neuberechnung des langwelligen Nettostrahlungsflusses wurde unter Berücksichtigung von Daten über hohe und niedrige Bewölkung nach einer Methode von ELSASSER (1942) durchgeführt.

(3) Eine kleine Anzahl von Einzelbeobachtungen wurde zusätzlich zur schon geschilderten Gütekontrolle nach subjektiven Gesichtspunkten eliminiert. Dies betrifft ins besondere eine Reihe von Meldungen mit offensichtlich fehlerhaften Luftdruckangaben im tropischen Nordatlantik.

Einflüsse der unter (3) genannten Unterschiede konnten von mir nicht nachträglich an dem klimatologischen Datensatz korrigiert werden. Dagegen war dies mit den unter (1) und (2) genannten unter Hinzunahme zusätzlicher Daten des WHOI möglich (siehe aber Kapitel 5.2.).

1.3. DIE RÄUMLICHE UND ZEITLICHE VERTEILUNG DER SCHIFFSBEOBSACHTUNGEN IM NORDATLANTIK

Die einzelnen Schiffsbeobachtungen stammen aus dem Zeitraum 1941 bis 1972. Um mehr als ein Jahr kürzere Zeitspannen liegen lediglich in MS117, MS216, MS220, MS223, sowie in den MS nördlich von 70°N vor. Die detaillierte Beschreibung der Verteilung der Beobachtungen ist, da nicht mit den Originaldaten gearbeitet wird, nur in gewissen Grenzen möglich. Daher wird bei der Beschreibung in den folgenden Abschnitten auch auf den Zeitseriendatensatz zurückgegriffen.

1.3.1. DIE RÄUMLICHE VERTEILUNG

Die Anzahl der Schiffsmeldungen innerhalb eines GM pro Kalendermonat schwankt zwischen 0 und mehr als 14000. Eine Übersicht gibt Tabelle 1.1.

Tabelle 1.1 :

Die Verteilung der Einzelbeobachtungen jeweils für 10°-Breitenstreifen im Nordatlantik. Es bedeuten:

N : Gesamtanzahl der Beobachtungen für den 10°-Streifen

NGM : Anzahl der Gerrymander (GM)

N/(NGM*384) : Mittlere Anzahl der Beobachtungen pro GM und Einzelmonat

N/FL : Anzahl der Einzelbeobachtungen pro 10000 km².

	N	NGM	N/(NGM*384)	N/FL
0° - 10° N	306000	44	18	473
10° - 20° N	912000	64	37	1144
20° - 30° N	1842000	87	55	2068
30° - 40° N	2084000	84	65	2984
40° - 50° N	1558000	80	51	2903
50° - 60° N	516000	63	21	1620

Eine Verteilung innerhalb einzelner GM ist nicht bekannt und konnte auch am WHOI nicht erhalten werden. So wurde die Anzahl der Meldungen pro GM auf 10000 km² umgerechnet und kartermäßig für einzelne Kalendermonate sowie das Jahr im Atlas (ISEMER & HASSE, 1985) dargestellt. Deutlich werden die Gebiete mit hoher Meldungsdichte entlang der Hauptschiffahrtslinien. Besonders viele Einzelmeldungen findet man entlang der nordamerikanischen sowie europäischen und nordwestafrikanischen Küste. Im letztgenannten Gebiet verlaufen - neben regionaler Küstenschiffahrt - die Hauptschiffahrtswege zwischen Europa und Südamerika einerseits und dem Kap der Guten Hoffnung andererseits. Dieses generelle Muster zeigt zumindest südlich von etwa 55°N kaum jahreszeitliche Änderungen. Nördlich von 55°N führt regional und jahreszeitlich variable Eisbedeckung besonders im Winter und Frühjahr zu sehr wenig Schiffsmeldungen. Ein Großteil dürfte hier von Fischereifahrzeugen stammen.

1.3.2. DIE ZEITLICHE VERTEILUNG

Der mittlere Jahresgang der Anzahl der Einzelbeobachtungen ist für verschiedene GM in Abb. 1.3 dargestellt. In tropischen und subtropischen Breiten sowie in stark befahrenen Küstengebieten ist kaum ein Jahresgang feststellbar. Bedingt durch jahreszeitlich unterschiedliche Routenwahl auf dem Transatlantikweg zeigen hier viele GM z.T. gegenläufige Jahresgänge. GM246 liegt im Bereich der Winterroute, GM327 im Bereich der Sommerroute. Zu sehr ungleichen Verteilungen im Jahr kommt es in den Gebieten mit Eisbedeckung im Winter und Frühjahr. Extrem sind die Verhältnisse nördlich von 65°N. Hier gibt es GM, in denen für z.T. mehrere Kalendermonate keine Meldungen aus dem 32-jährigen Zeitraum vorliegen und in denen somit kein vollständiger Jahresgang beschrieben werden kann.

Anhand des Zeitseriendatensatzes läßt sich zumindestens auf der Basis der MS prüfen, wie Schiffsmeldungen im Zeitraum 1948 bis 1972 verteilt sind. Die exemplarisch in Abb. 1.4 dargestellte Zeitreihe ist symptomatisch. Es zeigt sich, daß im gesamten Nordatlantik die Jahre 1964 bis 1969 mehr oder weniger überrepräsentiert sind. Sei q_t der theoretisch bei zeitlicher Gleichverteilung zu erwartende Anteil der Information und q_b der tatsächliche Anteil, ausgerechnet aus dem Quotienten der in 1964 bis 1969 ausgewerteten Beobachtungen zur Anzahl sämtlicher Beobachtungen aus 1948 bis 1972, so wird das Übergewicht G_q definiert als

$$(1.4) \quad G_q = \frac{q_b}{q_t}$$

Ist G_q größer 1, liegt ein Übergewicht des Zeitraums 1964 bis 1969 vor. In Abb. 1.5 sind die G_q - Werte für den Nordatlantik eingetragen. Besonders im östlichen Nordatlantik ist die Überrepräsentation der 6 Jahre stark ausgeprägt, hier treten verbreitet G_q -Werte größer 2.0 auf. Dies liegt wahrscheinlich an der Hinzunahme des Archivs "International Marine Observations". Ungleich auf den Zeitraum verteilte Einzelbeob-

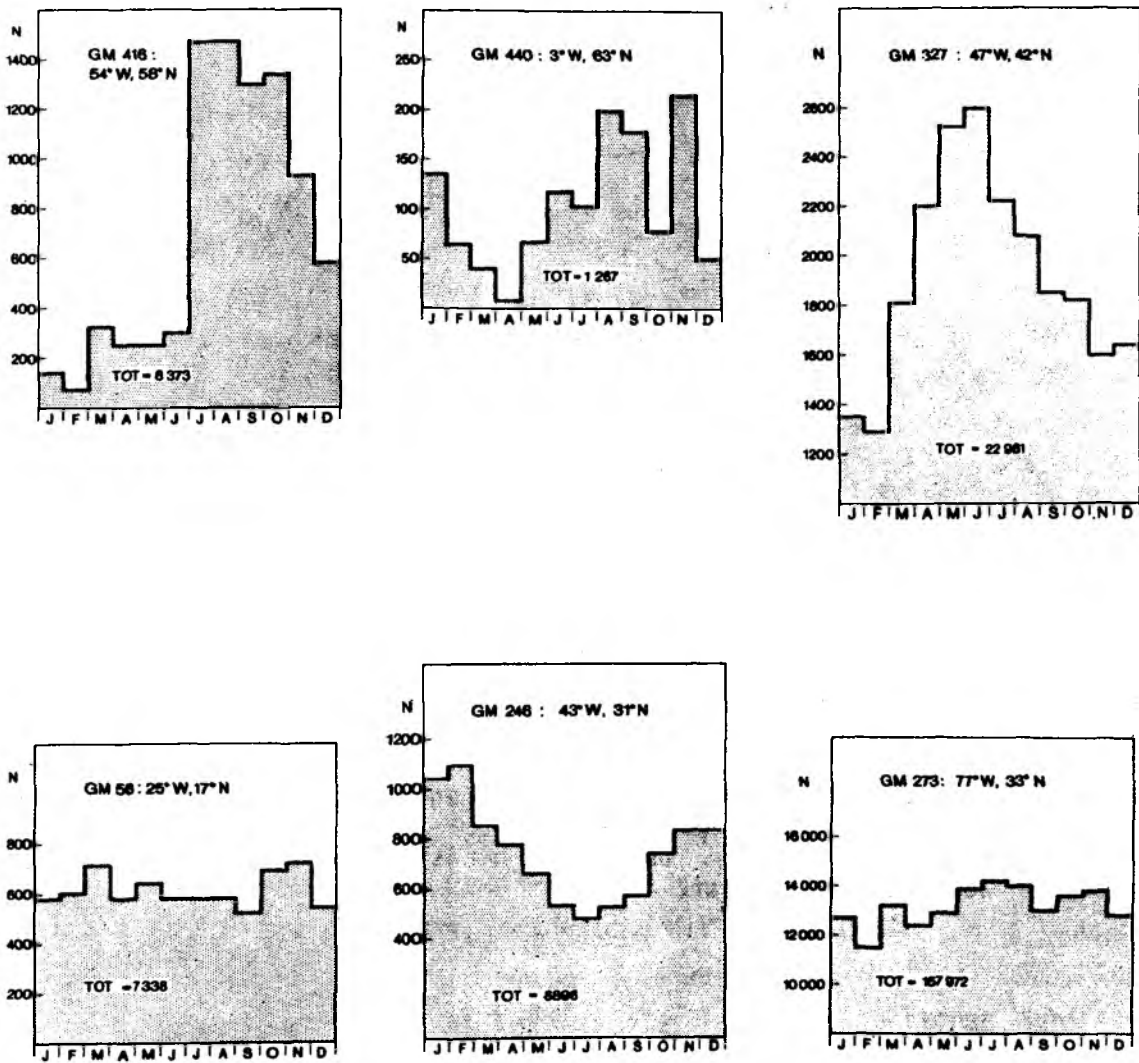


Abb.1.3 : Anzahl der Einzelbeobachtungen N für jeden Kalendermonat in ausgesuchten GM im Nordatlantik (siehe Abb. 1.2).

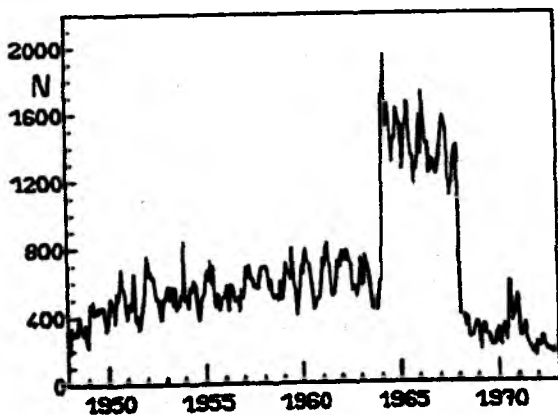


Abb.1.4 : Zeitreihe der Einzelbeobachtungen 1948 bis 1972 in MS113 (30°N/40°N, 40°W/50°W). Das Übergewicht der Beobachtungen aus 1964 bis 1969 beträgt $G_q = 1.7$.

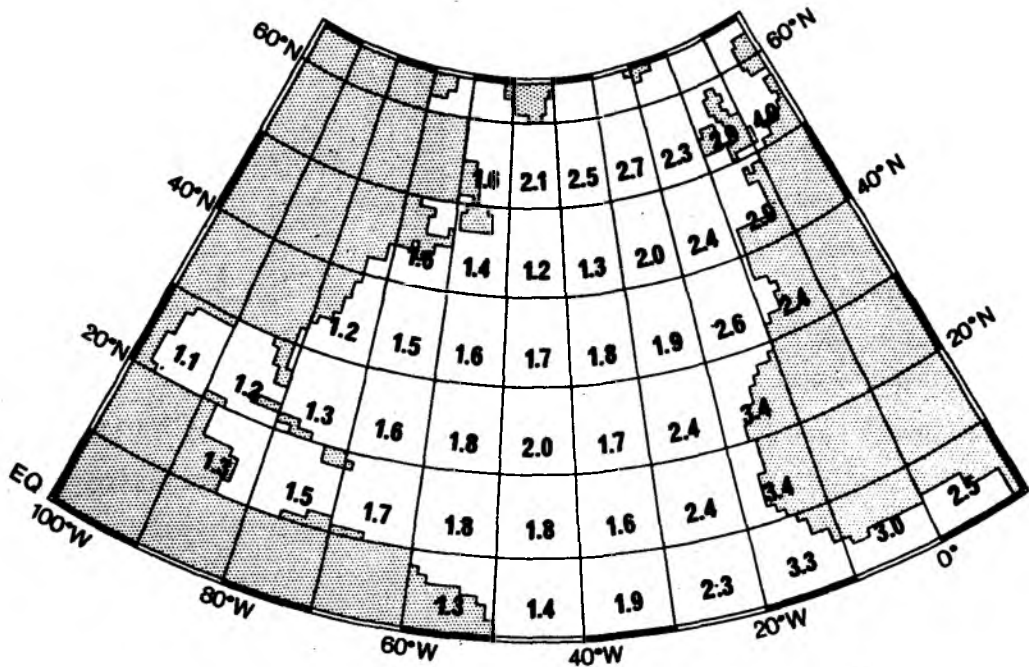


Abb.1.5 : Übergewicht der Einzelbeobachtungen aus 1964 bis 1969 in den einzelnen MS im Nordatlantik. 1.0 entspricht dem Gewicht des zeitlichen Anteils. Besonders im östlichen Nordatlantik treten Werte größer 2.0 auf.

Tabelle 1.2 :

Maximale lineare Trends (nach BUNKER, 1980) aus dem östlichen Nordatlantik (in Einheiten pro Jahr) sowie durch das Übergewicht der Beobachtungen 1964 bis 1969 bedingte, maximal mögliche systematische Fehler des Mittelwertes für einige meteorologische Basisparameter. Gerechnet wird mit $G_q = 2.5$ (siehe auch Abb. 1.5).

Parameter	linearer Trend	system.Fehler
p [hPa]	-0.05	-0.43
U [m/s]	-0.05	-0.43
T_w [°C]	-0.02	-0.18
$T_l - T_w$ [°C]	+0.01	+0.09
q_l [g/kg]	-0.04	-0.29
n_t [1/8]	+0.015	+0.09

achtungen können einen systematischen Fehler des 32-jährigen Mittelwertes bewirken, wenn innerhalb des Zeitraums signifikante Trends auftreten. BUNKER (1980) hat lineare Trends verschiedener Parameter aus dem Zeitseriendatensatz berechnet. Die maximal zu erwartenden systematischen Fehler bei $G_q = 2.5$ bei maximalen signifikanten Trends aus den Gebieten mit hohen G_q - Werten (Tabelle 1.2) sind etwa ebenso groß, wie die Konfidenzintervalle der Mittelwerte der Grundgesamtheit (siehe nächsten Abschnitt). Es wurde daher keine diesbezügliche Korrektur an dem Datensatz vorgenommen.

1.3.3. VERGLEICH DER DATENBELEGUNG MIT ANDEREN DATENSÄTZEN

Für den Bereich des Atlantischen Ozeans besitzt traditionsgemäß das Seewetteramt (SWA) in Hamburg umfangreiche maritime Datensätze, basierend auf Meldungen deutscher und ausländischer Schiffe, deren Auswertung sich u.a. in einer Vielzahl von "Einzelveröffentlichungen des Seewetteramtes" sowie Atlanten (DHI, 1967) niederschlagen. Im SWA existieren z.Zt. drei verschiedene maritime Datenarchive aus Beobachtungen von Handelsschiffen (HÖFLICH, persönliche Mitteilung 1982):

(1) Das nationale Archiv beinhaltet die Meldungen deutscher Schiffe auf dem gesamten Weltmeer von 1860 an. Es wird laufend ergänzt.

(2) Ein internationales Archiv enthält Daten des "Historical Sea Surface Temperature Data" (HSSTD) Programms. Dies sind insgesamt 16.4 Millionen Beobachtungen aus dem Zeitraum 1860 bis 1961 im Atlantischen Ozean. Neben Daten deutscher Schiffe sind holländische (4.05 Mill.), englische (3.2 Mill.) und amerikanische (0.1 Mill.) Meldungen enthalten.

(3) Ein weiteres internationales Archiv beinhaltet Beobachtungen aus dem Atlantik südlich von 20°N ab 1960. Es ist geplant, einen geschlossenen Datensatz 1960 bis 1990 anzulegen.

Die Daten in (1) und (2) sind geprüft (HÖFLICH et.al, 1973). Es sind, im Gegensatz zu BUNKERs Datengrundlage auch unvollständige Meldungen enthalten, deren Anteil am Gesamtumfang aber nicht bekannt ist. Ein Vergleich der Beobachtungsdichte für 1941 bis 1972 zeigt, daß der BUNKER-Datensatz im Mittel über den gesamten Nordatlantik viermal soviel Einzelbeobachtungen enthält wie die Datensätze (1) und (2). Berücksichtigt man zusätzlich die Tatsache, daß unvollständige Meldungen für die individuelle Berechnung turbulenter Flüsse noch aus (1) eliminiert werden müßten, ist die Wahl des BUNKER-Datensatzes wegen der großen Meldungsdichte gerechtfertigt.

1.4. EINGRENZUNG DES IM ATLAS DARGESTELLTEN GEBIETES

Ein Ziel der Arbeit besteht darin, langjährig gemittelte Monatsfelder auf einem 1° -Gitter zu erzeugen. Wie in Abschnitt 1.3 beschrieben, gibt es im nördlichen Nordatlantik GM, in denen in einem oder mehreren Kalendermonaten keine Beobachtungen vorliegen oder die Beobachtungsdichte so gering ist, daß die Felder dort eher synoptischen als klimatologischen Charakter besitzen. Da eine möglichst objektive Analyse betrieben werden soll, wird von der Möglichkeit, fehlende Werte nach subjektivem Verständnis zu ergänzen, Abstand genommen.

Die statistische Sicherheit der Monatsmittelwerte wird mit Students-T-Test (siehe z.B. KREYSZIG, 1979) geprüft. Dazu wurde aus den im Datensatz angegebenen Mittelwerten, Standardabweichungen und Beobachtungsanzahlen Konfidenzintervalle für den Mittelwert der Grundgesamtheit bei unbekannter Varianz der Grundgesamtheit mit der Konfidenzzahl 0.95 berechnet. Bei allen untersuchten Parametern ($T_w, T_1, T_d, U, U_x, U_y, p$) markiert $65^\circ N$ denjenigen Breitenkreis, bei dessen Übertritt nach Norden die Konfidenzintervalle sprunghaft größer werden. Generell werden südlich von $65^\circ N$ folgende Intervalle nicht überschritten: $\pm 1^\circ C$ bei T_1, T_d und T_w , ± 3 hpa bei p und ± 3 m/s bei U, U_x und U_y . In den meisten Gebieten südlich von $65^\circ N$ sind sie allerdings deutlich kleiner. Für T_1, T_d und

Tabelle 1.3 :

Konfidenzintervalle für die Mittelwerte der Grundgesamtheit ausgesuchter Parameter sowie Anzahl der Einzelbeobachtungen N in sechs verschiedenen GM (siehe Abb.1.2) für die Monate Januar (1), April (4), Juli (7) und Oktober (10). Angegeben ist die Hälfte der Konfidenzintervalllänge.

GM	Monat	N	$T_j - T_w [^{\circ}\text{C}]$	$T_w [^{\circ}\text{C}]$	U [m/s]	p [hPa]
22	1	84	0.31	0.30	0.65	0.43
	4	99	0.28	0.26	0.40	0.32
	7	138	0.29	0.19	0.34	0.30
	10	117	0.26	0.18	0.37	0.29
246	1	1405	0.09	0.07	0.21	0.43
	4	1205	0.10	0.07	0.17	0.31
	7	790	0.11	0.09	0.21	0.24
	10	1004	0.10	0.08	0.19	0.32
258	1	2908	0.17	0.11	0.22	0.40
	4	3383	0.14	0.12	0.17	0.33
	7	3524	0.07	0.07	0.13	0.17
	10	3420	0.11	0.07	0.17	0.24
327	1	1350	0.28	0.28	0.27	0.73
	4	2200	0.19	0.22	0.21	0.45
	7	2218	0.12	0.16	0.12	0.25
	10	1822	0.18	0.18	0.23	0.37
402	1	311	0.30	0.12	0.67	1.76
	4	345	0.20	0.12	0.64	1.50
	7	680	0.10	0.09	0.30	0.66
	10	788	0.13	0.09	0.35	0.93
446	1	4	2.85	9.06	7.55	20.01
	4	14	1.15	1.73	1.73	4.62
	7	157	0.32	0.38	0.63	0.98
	10	41	0.98	0.79	1.26	2.43

T_w liegen sie in großen Teilen des Nordatlantik unter $+0.2^{\circ}\text{C}$ in allen Kalendermonaten, bei der Windgeschwindigkeit unter $+0.5$ m/s sowie beim Luftdruck unter $+0.5$ hPa (Tabelle 1.3 und Abbildungen 1.6, 1.7). Daher wurde die Grenze des Darstellungsgebietes entlang 65°N gezogen. Außerdem bleibt die westliche Labradorsee nördlich von 55°N und westlich von 60°W von der Bearbeitung ausgeschlossen. Es gibt allerdings auch südlich von 65°N insgesamt fünf Gebiete, in denen bei den interpolierten

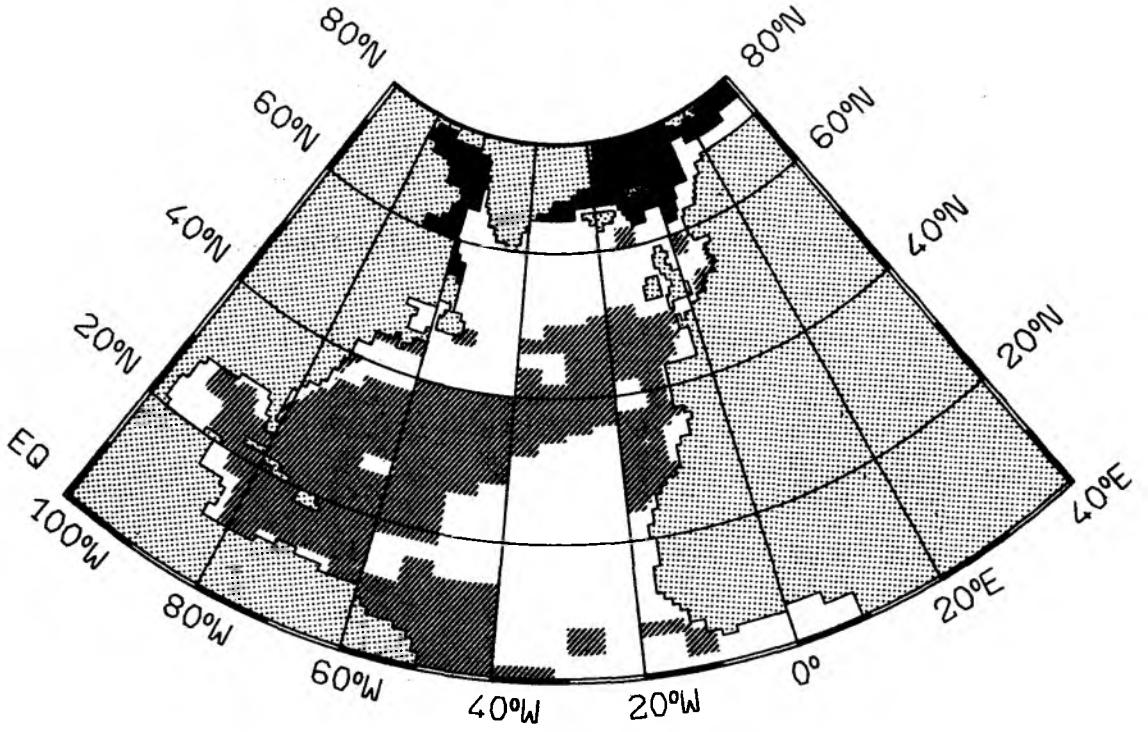


Abb.1.6

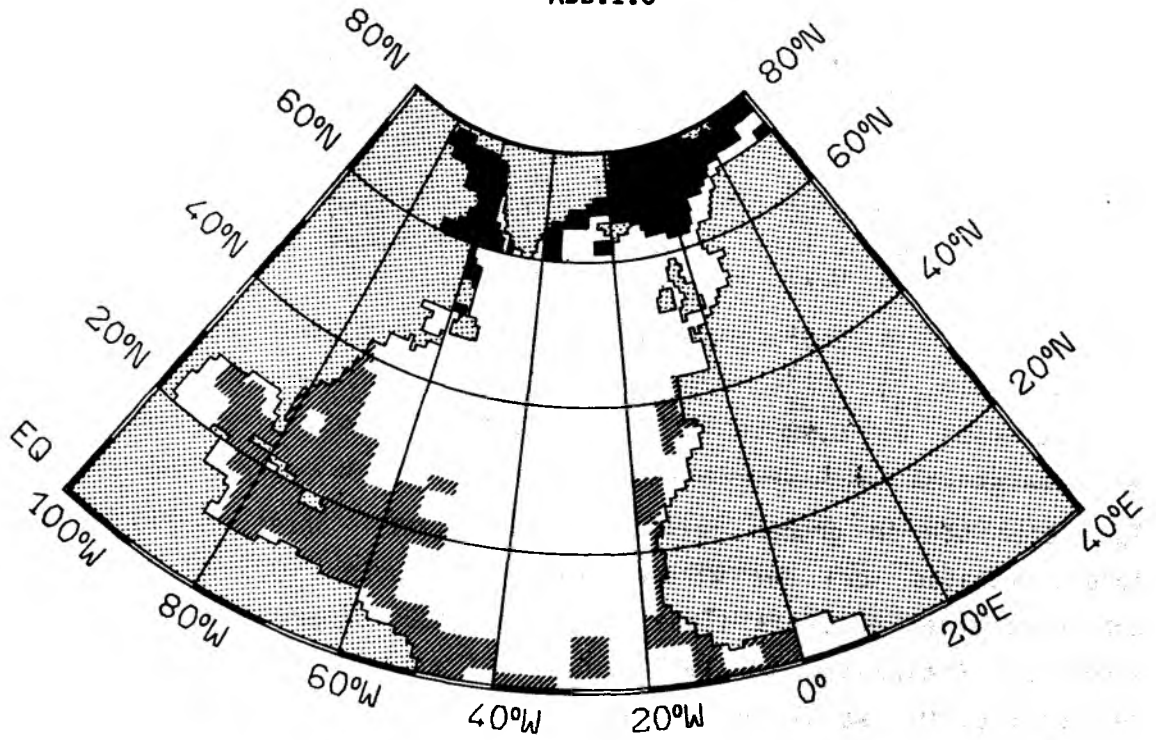


Abb.1.7

Abb.1.6 : Gebiete mit hoher und niedriger statistischer Sicherheit der Klimamittelwerte im Nordatlantik, dargestellt anhand der Wasseroberflächentemperatur T_w . In den schwarz markierten Gebieten ist das Konfidenzintervall K des Mittelwertes für T_w größer als $+1^\circ\text{C}$ oder die Anzahl der Einzelbeobachtungen N kleiner als $\bar{2}$ in wenigstens drei Kalendermonaten. In den grau markierten Gebieten ist $K < +0.1^\circ\text{C}$ in allen Kalendermonaten.

Abb.1.7 : Wie in Abb. 1.6, jedoch dargestellt anhand der X-Komponente des Windes. In den schwarz markierten Gebieten ist $K > +3$ m/s oder $N < 2$ in wenigstens drei Kalendermonaten. In den grau markierten Gebieten ist $K < +0.25$ m/s in allen Kalendermonaten.

Feldern in einigen Monaten unrealistische Isolinienverläufe auftreten. Diese besitzen entweder selbst große Konfidenzintervalle, oder es werden bei der Interpolation GM-Werte als Stützstellen nördlich von 65°N mit großen Konfidenzintervallen benutzt. Diese Gebiete sind im Atlas auf einem Kartenoverlay kenntlich gemacht.

2. DIE ERSTELLUNG EINES NUMERISCH VERFOGBAREN KLIMAAATLAS FOR DEN NORDATLANTIK

Die Datenaufbereitung für den Klimaatlas besteht im Wesentlichen aus der Interpolation der GM-Mittelwerte auf ein regelmäßiges 1°-Gitternetz.

2.1. ANFORDERUNGEN AN DIE EIGENSCHAFTEN DES BENÖTIGTEN INTERPOLATIONSVERFAHRENS

(1) Die resultierenden Felder sollen auf einem regelmäßigen 1°-Gitternetz definiert sein. Das bedeutet, daß Mittelwerte, die auf unregelmäßig geformten Flächen definiert sind, auf diskrete Punkte (bzw. Teilflächen) umgerechnet werden müssen. Dabei soll der Verlauf der Feldvariablen, der in der Ausgangsversion durch eine Zahl (nämlich den Mittelwert) beschrieben wird, in eine möglichst realistische Form transformiert werden.

(2) Das Interpolationsverfahren soll objektiv sein, damit die Ergebnisse jederzeit identisch reproduzierbar sind. Eine subjektive Handanalyse der einzelnen Monatsfelder, wie sie unter anderem von BUNKER (1976) für die Publikation einiger Karten durchgeführt wurde, mit anschließender Digitalisierung für den Computereinsatz entfällt damit.

(3) Das Interpolationsverfahren soll einheitlich für alle Parameter anwendbar sein.

(4) Die Konfiguration der GM soll sich in den interpolierten Feldern nicht widerspiegeln. Würde man jedem 1°-Gitterpunkt den zugehörigen Mittelwert zuordnen, so entsteht ein "Stufenfeld", in dem die horizontalen Gradienten nur jeweils über die GM-Grenzen hinweg von Null verschieden sind.

(5) Die Bildung von sinnvollen horizontalen Gradienten soll möglich sein.

(6) Innerhalb jedes GM soll kein Informationsverlust auftreten, d.h. das Mittel der interpolierten Gitterpunktwerte innerhalb des GM soll möglichst nahe dem GM-Mittelwert sein.

2.2. HÄUFIG ANGEWANDTE INTERPOLATIONSMETHODEN SOWIE BEI ÄHNLICHER PROBLEMATIK BENUTZTE VERFAHREN

Bei der Erstellung von Atlanten, die Daten numerisch auf einem hochauflösenden 1° -Gitter präsentieren, werden die Rohdaten sofort auf dieses Gitter gemittelt (z.B. HASTENRATH & LAMB, 1977 oder ROBINSON et.al, 1979). Bei der objektiven Analyse von Feldern meteorologischer Parameter werden i.A. Daten von unregelmäßig im Raum verteilten diskreten Stationen auf Punkte eines regelmäßigen Gitternetzes interpoliert. Dabei liegt das Stationsnetz über Land meist fest (bis auf z.B. von Termin zu Termin ausfallende Meldungen), während es über den Ozeanen zumindestens hinsichtlich der Bodenbeobachtungen variabel ist. Umfassende Zusammenstellungen der in der Meteorologie verwendeten Analysemethoden finden sich z.B. in GUSTAVSSON (1981).

GOLDENBERG & O'BRIEN (1981) beschreiben einen Versuch, Monatsmittelwerte der Windschubspannung im tropischen Pazifik von einem $2^\circ \times 10^\circ$ - auf ein $2^\circ \times 2^\circ$ -Gitter mit der iterativen Korrektionsmethode zu interpolieren. Bei der Korrektionsmethode, die wie auch die anderen in der dynamischen Meteorologie verwendeten Interpolationsverfahren nicht für Flächermittel definiert ist, wird zunächst ein hypothetisches Anfangsfeld festgelegt. Anschließend wird dieses Feld durch ein gewichtetes Mittel verschiedener Korrekturwerte korrigiert. Mögliche Korrekturwerte sind z.B. (1) Differenzen zwischen den Stationsmeldungen und den Werten aus dem Ausgangsfeld, oder (2) sich aus Gradientenerhaltungsbedingungen in der Umgebung des Gitterpunktes ergebende Differenzen. Dieses Verfahren wurde

erstmals von BERGTHORSSON & DOOS (1955) für die Analyse von Geopotentialfeldern angewandt. Eine Weiterentwicklung beschreibt CRESSMAN (1959). Entscheidende Bedeutung besitzen bei der Korrektionsmethode die Güte des Anfangsfeldes sowie die Festlegung der Einflußradien. GOLDENBERG & O'BRIEN (1981) stellen fest, daß nach jeder Iteration Wellen mit kleiner Wellenlänge herausgefiltert werden müssen, sodaß für das resultierende Feld zuviel Information verloren geht. Die Autoren halten daher die Korrektionsmethode als ungeeignete Lösung für die auch hier vorliegende Problematik und wenden schließlich eine subjektive Handanalyse an.

BARNETT (1977) verwendet empirische Orthogonalfunktionen (EOF) und analysiert ebenfalls klimatologische Schubspannungsdaten für den Pazifik, die als Zweimonatsmittelwerte auf $4^{\circ} \times 10^{\circ}$ -Feldern definiert sind. Die Methode der EOF-Analyse wird ausführlich z.B. bei FECHNER (1978) dargestellt. Nach GOLDENBERG & O'BRIEN (1981) gehen jedoch auch bei der EOF-Methode zuviele Details für die resultierenden Felder verloren.

GANDIN (1963) führt ein Interpolationsverfahren ein, das allgemein als statistische oder optimale Interpolation bezeichnet wird. Dabei wird nicht das Feld der Beobachtungswerte selbst sondern das der Abweichungen z.B. von einem klimatologischen Mittelwert unter der Bedingung interpoliert, daß der mittlere quadratische Interpolationsfehler minimiert wird. Anstelle der bei der Korrektionsmethode empirisch festgelegten Einflußradien und Wichtungsfaktoren innerhalb dieser Radien wird die Autokorrelationsfunktion des Parameters verwendet. Diese ist in unserem Fall nicht bekannt, sie könnte höchstens aus der Statistik über die 12 Monatsmittelwerte bestimmt werden. Zudem würde ein globales Verfahren sehr aufwendig, da weder Homogenität noch Isotropie der Felder vorausgesetzt werden kann. Außerdem ist, wie auch bei der Korrektionsmethode, die Erhaltung des Mittelwertes nicht gegeben.

Vereinzelt wird auch die Spline-Methode bei der Analyse zweidimensionaler Felder angewandt (z.B. FRITSCH, 1971). Dies Verfahren ist stark glättend und ebenfalls nicht informationserhaltend. GLAHN & McDONELL

(1971) kritisieren diese Methode als ungeeignet für die Analyse zweidimensionaler Felder, weil u.a. Extrema verschwinden oder räumlich verlagert werden.

LEETMAA & BUNKER (1978) berechnen die Rotation der Windschubspannung direkt aus den auch hier vorliegenden GM-Daten, wobei sie in Gebieten mit unregelmäßiger GM-Einteilung Mittelwerte für regelmäßige $2^{\circ} \times 5^{\circ}$ -Felder abschätzen. Die Küstenregionen werden in dieser Arbeit nicht berücksichtigt. Eine Interpolation auf ein höher auflösendes Gitter erfolgt nicht.

In der Literatur habe ich keine befriedigende, fertige Lösung für das vorliegende Interpolationsproblem gefunden. Es wird daher ein modifiziertes lokales Polynomverfahren entwickelt und angewandt. Dies Verfahren wird in den folgenden Abschnitten beschrieben.

2.3. DIE BENUTZTE QUADRATISCHE ZWEIDIMENSIONALE POLYNOMMETHODE

Die Polynommethode wurde bereits von PANOFSKY (1949) für die Analyse horizontaler Felder in der Meteorologie benutzt. Anschaulich verfolgt das gewählte Verfahren die Vorstellung, daß in jedem GM nur eine Information vorliegt, innerhalb der GM jedoch Strukturen vorliegen können. Eine solche mögliche Struktur wird durch Rückgriff auf die benachbarten GM hergestellt, wobei die einzig wirklich vorhandene Information, der Mittelwert im GM, erhalten bleibt. Die Erhaltung des Mittelwertes ist bei der Polynommethode einfach zu gewährleisten. Bei der zu berechnenden Struktur innerhalb des GM sollen Extrema zulässig sein, daher wird das Polynom quadratisch angesetzt. Ein quadratisches, zweidimensionales Polynom wird jeweils lokal in einem Ausschnitt des gesamten Feldes angepaßt. Dieses räumliche Fenster ist variabel und umfaßt stets ein zentrales und sämtliche angrenzenden GM. Letztere werden weiterhin als Stütz-GM bezeichnet. Nur die Polynomwerte innerhalb des zentralen GM werden nach der Anpassung für das Ergebnisfeld verwendet, das somit letztlich

aus einer Kollektion verschiedener lokal angepaßter Polynomstücke besteht. Eine anschließende Tiefpassfilterung glättet mögliche, an den ehemaligen GM-Grenzen verbliebene Diskontinuitäten des Feldes.

Seien P_j die GM-Mittelwerte innerhalb eines Fensters, in dem ein lokales Polynom angepaßt werden soll. $j = 0$ ist dabei der Index für das zentrale GM, $j = 1, 2, \dots, n$ sind die Indizes der n Stütz-GM (siehe Abb. 2.1).

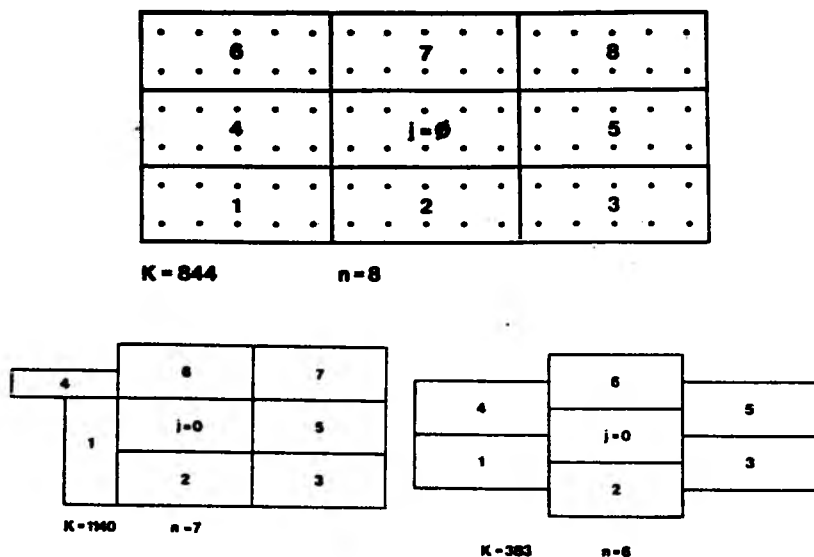


Abb.2.1 : Beispiel für eine häufig vorkommende regelmäßige und zwei unregelmäßige GM-Konfigurationen. n bedeutet die Anzahl der Stütz-GM, K ist die Kondition der zugehörigen Matrix des Gleichungssystems.

Zunächst wird der Mittelwert des zentralen GM von den P_j subtrahiert:

$$W_j = P_j - P_0 \quad , \quad j = 0, 1, 2, \dots, n$$

Innerhalb jedes GM des Fensters liegen M_j 1° -Gitterpunkte, denen zunächst die zugehörigen W_j zugeordnet werden, sodaß an jedem Gitterpunkt ein Wert $w'_{j,m}$ vorliegt mit

$$(2.1) \quad w'_{j,m} = W_j$$

Dabei läuft j von 0 bis n und m jeweils von 1 bis M_j . Die Pseudobeobachtungen $w'_{j,m}$ bilden das Ausgangsfeld für die Polynom Anpassung. Durch diese Zuordnung wird der flächenhafte Charakter des Ausgangsfeldes simuliert. Da die Verteilung der Einzelbeobachtungen innerhalb der GM nicht bekannt ist, werden die $w'_{j,m}$ nicht bezüglich des Ortes gewichtet. Es wird damit implizit eine Gleichverteilung der Einzelbeobachtungen angenommen. Das Polynom läßt sich formal schreiben als

$$(2.2) \quad w(x'_{j,m}, y_{j,m}) = \sum_{i,k}^L a_{i,k} \cdot x'_{j,m}{}^i y_{j,m}{}^k$$

mit $0 \leq l = i + k < 3$

$x_{j,m}$ und $y_{j,m}$ sind die Koordinaten der Gitterpunkte innerhalb des Fensters. Im Folgenden werden die Indizes an den Koordinaten nur noch geschrieben, wenn es sich um bestimmte Ausschnitte des Fensters handelt. Das Polynom (2.2) ist quadratisch in x und y . Die Anpassung eines Polynoms höherer Ordnung wird als nicht sinnvoll angesehen, da die GM bereits so klein sind, daß die Annahme von Wendepunkten bei den hier vorliegenden Klimamittelwerten unsinnig ist. Die Einführung der Erhaltung des Mittelwertes im zentralen GM wird wie folgt formuliert:

$$(2.3) \quad \sum_{m=1}^{M_0} w(x_{0,m}, y_{0,m}) = \theta = \sum_{m=1}^{M_0} (a_{00} + a_{10} x_{0,m} + a_{01} y_{0,m} + a_{11} x_{0,m} y_{0,m} + a_{20} x_{0,m}^2 + a_{02} y_{0,m}^2)$$

Es folgt unmittelbar

$$(2.4) \quad a_{00} = -\frac{1}{M_0} (a_{10} \sum_1 x_{0,m} + a_{01} \sum_1 y_{0,m} + a_{11} \sum_1 x_{0,m} y_{0,m} + a_{20} \sum_1 x_{0,m}^2 + a_{02} \sum_1 y_{0,m}^2)$$

wobei die Indizes an den Summenzeichen wie in (2.3) zu setzen sind. Die Bedingung der Mittelwertserhaltung im zentralen GM reduziert folglich die Anzahl der unbekannt Koeffizienten auf 5. a_{00} kann rekursiv ausgerechnet werden. (2.4) eingesetzt in (2.2) ergibt nach einer Umordnung der Koordinaten

$$W(x, y) = a_{10} \left(x - \frac{1}{M_0} \sum_1^l x_{0,m} \right) + a_{01} \left(y - \frac{1}{M_0} \sum_1^l y_{0,m} \right) \\ + a_{11} \left(xy - \frac{1}{M_0} \sum_1^l x_{0,m} y_{0,m} \right) + a_{20} \left(x^2 - \frac{1}{M_0} \sum_1^l x_{0,m}^2 \right) \\ + a_{02} \left(y^2 - \frac{1}{M_0} \sum_1^l y_{0,m}^2 \right)$$

oder

$$(2.5) \quad W(x, y) = \sum_{i,k}^l a_{i,k} \left(x^i - \overline{x_{0,m}^i} \right) \left(y^k - \overline{y_{0,m}^k} \right)$$

mit $0 < l = i + k < 3$

Dabei bedeuten die Striche eine Mittelung der Koordinatenparameter des zentralen GM. Ein Polynom der Form (2.5) wird für jeden Gitterpunkt des Fensters aufgestellt und dem Pseudodatenwert des Anfangsfeldes $w'_{j,m}$ gleichgesetzt. Das entstehende Gleichungssystem kann geschrieben werden als:

$$(2.6) \quad X \cdot a = G \cdot W'$$

bzw. $X \cdot a - G \cdot W' = D$

X ist eine Matrix vom Typ $(h, 5)$, wobei h die Gesamtanzahl der Gitterpunkte im Fenster bedeutet. a enthält die zu bestimmenden Polynomkoeffizienten. In W' stehen die Pseudodaten des Ausgangsfeldes. G bedeutet hier einen zusätzlich eingeführten Gewichtsvektor mit den Komponenten $g_{j,m}$, dessen Form später beschrieben wird. In (2.6) gehen lediglich n unabhängige Informationen ein, wobei immer $n > 4$ erfüllt sein muß. Bei der im Nordatlantik häufig vorkommenden GM-Konfiguration (Abb. 2.1) existieren jeweils $n=8$ Stütz-GM, d.h. (2.6) ist überbestimmt hinsichtlich

der unabhängigen Daten. Besonders bei GM, die an der Küste liegen, wird z.T. $n < 5$. In diesen Fällen (insgesamt 43 im Nordatlantik) wird die Ordnung des Polynoms reduziert.

(2.6) wird unter der Bedingung gelöst, daß die Summe der quadratischen Abweichungen zwischen Polynomwert und Gitterpunktwert in den Stütz-GM ein Minimum wird. Dazu werden die partiellen Ableitungen von D^2

$$(2.7) \quad D^2 = D^T \cdot D = \sum_j^n \sum_m^{M_j^i} \left\{ g_{j,m} w'(x,y) - \sum_{i,k}^L a_{i,k} (x^i - \overline{x_{0,m}^i}) (y^k - \overline{y_{0,m}^k}) \right\}^2$$

Null gesetzt:

$$(2.8) \quad \frac{\partial D^2}{\partial a_{i,k}} = 0$$

Im Folgenden ist der Ausdruck in der geschweiften Klammer in (2.7) mit $H_{j,m}$ bezeichnet. (2.8) ergibt

$$(2.9) \quad \frac{\partial D^2}{\partial a_{p,q}} = 2 \cdot \sum_j^n \sum_m^{M_j^i} \left(H_{j,m} \cdot \left(- (x^p - \overline{x_{0,m}^p}) \right) (y^q - \overline{y_{0,m}^q}) \right) = 0$$

(2.9) ist ein System von 5 Normalgleichungen zur Bestimmung der 5 unbekanntenen Polynomkoeffizienten. (2.9) wird nun derart umgeformt, daß im homogenen Teil des Gleichungssystems nur Kombinationen der Gitterpunktkoordinaten enthalten sind. Nach der Umordnung besitzt das Gleichungssystem die Form

$$(2.10) \quad x \cdot x^T \cdot a = x \cdot G^T \cdot W'$$

mit den Spaltenvektoren

$$X = \begin{vmatrix} \sum_m \sum_j (x - x_{0,m}) \\ " & " (y - y_{0,m}) \\ " & " (xy - x_{0,m} y_{0,m}) \\ " & " (x^2 - x_{0,m}^2) \\ " & " (y^2 - y_{0,m}^2) \end{vmatrix} \quad a = \begin{vmatrix} a_{10} \\ a_{01} \\ a_{11} \\ a_{20} \\ a_{02} \end{vmatrix}$$

G ist der Spaltenvektor mit den Gewichten $g_{j,m}$ und W' der Spaltenvektor mit den Pseudodaten $w'_{j,m}$. Das hochgestellte T bedeutet jeweils die Transponierte. Die Matrix $(x \cdot x^T)$ ist vom Typ $(5,5)$ und ist spiegelsymmetrisch bezüglich der Hauptdiagonalen. Die Lösung erhält man durch Invertieren der Matrix $(x \cdot x^T)$:

$$a = (x \cdot x^T)^{-1} \cdot x \cdot G^T \cdot W'$$

Die Umformung von (2.9) hat den Vorteil, daß die zu invertierende Matrix lediglich eine Funktion der GM -Konfiguration ist und somit nur einmal berechnet und abgespeichert wird. Bei der Interpolation einzelner Monatsfelder verschiedener Parameter braucht lediglich $G^T \cdot W'$ neu berechnet werden. Dies bedeutet eine erhebliche Rechenzeiterparnis.

Die Invertierung der Matrix $(x \cdot x^T)$ wurde mit dem Orthogonalisierungsverfahren nach HOUSEHOLDER und SCHMIDT (STOER, 1979, S.164 ff) durchgeführt, welches gewährleistet, daß der Rechenprozeß bei der Umformung der Matrix gutartig ist, d.h. die Kondition von Zwischermatrizen ist nicht größer (d.h. schlechter) als die der Ausgangsmatrix. Ein Maß für die Empfindlichkeit des relativen Fehlers der Lösung gegenüber Änderungen im Ausgangsfeld stellt die Kondition $K(A)$ einer Matrix A dar mit

$$K(A) = \|A\| \cdot \|A^{-1}\|$$

$\|A\|$ ist die euklidische Norm von A , A^{-1} bedeutet die inverse Matrix von A (STOER, 1979, S.149 ff). $K(x \cdot x^T)$ ist abhängig von der Konfiguration der

GM im Fenster (Abb.2.1) und nimmt für die meisten vorliegenden GM-Konfigurationen Werte kleiner als $3.0 \cdot 10^3$ an (Abb.2.2).

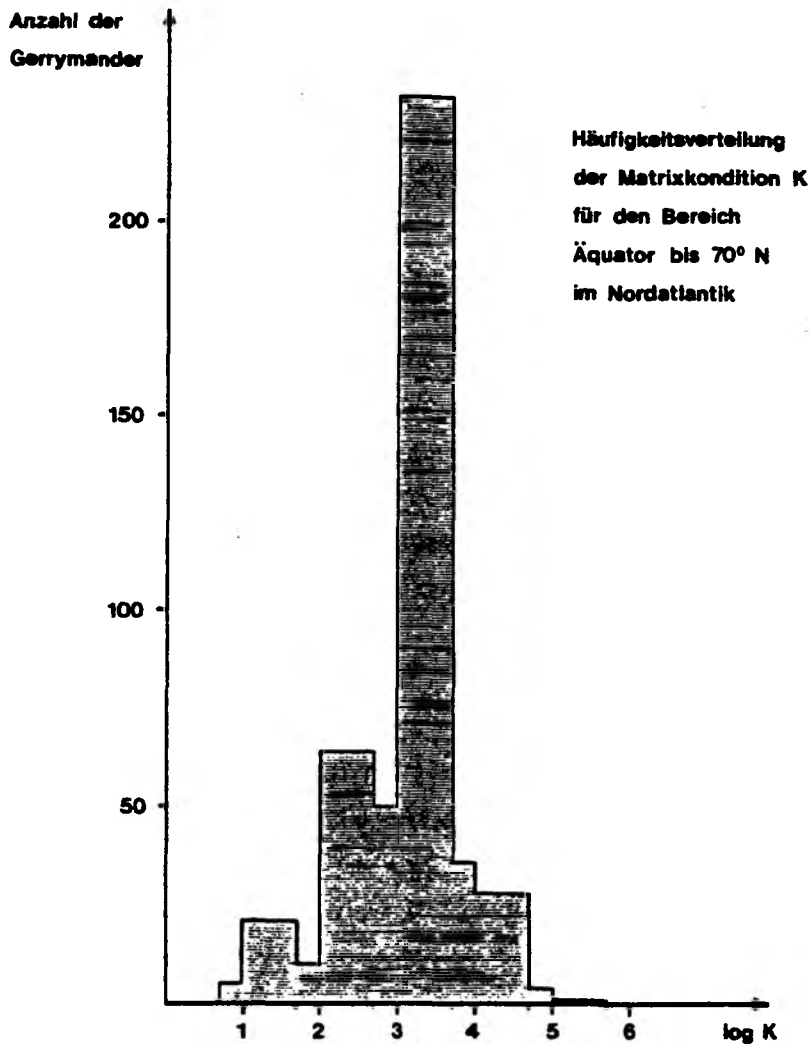


Abb.2.2 : Häufigkeitsverteilung der Matrixkondition K für die Gleichungssysteme aller lokalen Interpolationspolynome im Nordatlantik.

Nach WILKINSON (1969) kann man Gleichungssysteme als gut konditioniert ansehen, wenn die Kondition der zugehörigen Matrix kleiner ist als K_s mit

$$K_s = m^{-1/2} \cdot 2^t$$

wobei n die Dimension der Matrix und t die Anzahl der Binärstellen in der Mantisse bei der Gleitkommadarstellung des verwendeten Rechners bedeutet. Mit $n=5$ und $t=27$ ergibt sich in unserem Fall $K_s \approx 6 \cdot 10^7$. Damit ist das System (2.10) bei Anwendung auf die GM-Konfiguration im Nordatlantik gut konditioniert.

2.4. DAS GÜTEMAß FÜR DIE GLATTHEIT DES INTERPOLIERTEN FELDES

Insbesondere für die Suche nach Gewichtsfunktionen zur Verbesserung der Interpolationsergebnisse wird ein Gütemaß für die Glattheit des interpolierten Feldes benötigt. Dieses Gütemaß soll das Ausgangsfeld, bei dem die GM-Mittelwerte den Gitterpunkten zugeordnet werden, als schlechteste Lösung, dasjenige interpolierte Feld dagegen, bei dem wünschenswerterweise die Datensprünge an den ehemaligen GM-Grenzen verschwinden, als beste Lösung charakterisieren. Diese Überlegung führt zur Definition des "Sprungwertes" SK , der für jedes Gerrymander berechnet werden kann:

$$(2.11) \quad SK = (SA - SI) / (SA + SI)$$

Dabei bedeutet SA die Summe aller quadratischen Differenzen zwischen benachbarten Gitterpunkten über die Grenzen des GM hinweg und SI die entsprechende Summe innerhalb des GM. Im Ausgangsfeld ist $SK=1$. Im interpolierten Feld sollte die Information derart unverteilt sein, daß SK gegen Null geht. Für die Beurteilung von Monatsfeldern im Nordatlantik werden für 75 typische Fenster der mittlere SK -Wert jeweils für das zentrale GM berechnet und als Gütemaß für die Glattheit des Feldes verwendet. Zwei Tests ergeben übereinstimmend, daß für die ausgesuchten Fenster bei der gegebenen GM-Verteilung der Wert $SK=0.2$ ein optimal glattes Feld beschreibt:

(1) Bei mehrmaliger Anwendung verschiedener Glättungsoperatoren konvergiert der SK -Wert bei verschiedenen Parameterfeldern bei 0.2.

(2) Für die Monatsfelder der Wasseroberflächentemperatur im Nordatlantik aus dem numerisch verfügbaren Atlas von ROBINSON et.al (1979) wird ebenfalls $SK=0.2$ berechnet.

2.5. AUSWIRKUNGEN VON GEWICHTSFUNKTIONEN UND TIEFPASSFILTERUNG

Bei ersten Versuchsrechnungen wurde ohne Wichtung interpoliert. Die Ergebnisfelder zeigen immer dann noch unbefriedigend unrealistische Sprünge zwischen den Polynomstücken, wenn die Differenzen der GM-Mittelwerte innerhalb des Fensters sehr unterschiedliche Beträge aufweisen, d.h. wenn der horizontale Gradient sich innerhalb des Fensters stark ändert. Daher werden Gewichte F_j eingeführt, die als Funktion des Quadrates des Sprunges $W_0 - W_j$ für jedes Stütz-GM berechnet werden. Das bedeutet, das der Datenwert aus dem Stütz-GM mit der größten Differenz zum Datenwert des zentralen GM am stärksten gewichtet wird, der mit der zweitgrößten Differenz erhält das zweitstärkste Gewicht usw. Versuchsrechnungen mit dieser Wichtung zeigten, daß sie zu stark ist. Es treten häufig im interpolierten Feld Sprünge an den ehemaligen GM-Grenzen auf, die allerdings umgekehrtes Vorzeichen besitzen als im Ausgangsfeld. Daher wird eine abgeschwächte Form der Wichtung mit dem Sprung $W_0 - W_j$ benutzt. Durch die Einführung zweier Konstanten b und c wird der Einfluß der ungewichteten und der gewichteten Interpolationsart gesteuert, es gilt $c = 1 - b$. Die Gewichtsfunktionen g_j werden geschrieben als

$$(2.12) \quad g_j = b + c \cdot F_j$$

mit

$$F_j = \frac{(W_0 - W_j)^2}{\sum_{j=1}^m (W_0 - W_j)^2}$$

Testläufe (Tabelle 2.1) ergeben hinsichtlich des Sprungwertes optimale Ergebnisse für

$$(2.13) \quad b=0.8 \quad \text{und} \quad c=0.2 \quad .$$

Tabelle 2.1:

Der Sprungwert SK bei Anwendung verschiedener Gewichtsfunktionen für die Interpolation der Felder der Wasseroberflächentemperatur. Angegeben ist der Mittelwert aus allen Monatsfeldern nach der Interpolation (OH) und nach zusätzlicher zweimaliger Anwendung des zweidimensionalen Hannfilters (2H). I(0.8/0.2) bedeutet die Anwendung der gewichteten Polynominterpolation mit $b = 0.8$ und $c = 0.2$.

Interpolationstyp	OH	2H
I(1.0/0.0)	0.57	0.32
I(0.9/0.1)	0.31	0.23
I(0.8/0.2)	0.22	0.20
I(0.7/0.3)	0.17	0.19
I(0.5/0.5)	0.12	0.17
I(0.0/1.0)	0.08	0.15

Da das Interpolationsverfahren einheitlich durchgeführt werden soll, werden die Gewichtsfunktionen (2.12) mit den Koeffizienten (2.13) bei der Interpolation aller Variablenfelder benutzt. Bei Temperatur- und Feuchteparametern ergeben sich meist schon ohne anschließende Tiefpassfilterung SK-Werte nahe 0.2, während Wind- und abgeleitete Parameterfelder SK-Werte zwischen 0.3 und 0.5 erzielen. Die größten SK-Werte ergeben sich bei der y-Komponente der Windschubspannung (Tabelle 2.2).

Tabelle 2.2:

Der Sprungwert SK für verschiedene Parameter bei Verwendung der Gewichtsfunktion (2.12) mit $b = 0.8$ und $c = 0.2$, sowie bei ungewichteter Interpolation. Angegeben ist der Mittelwert aus allen Monatsfeldern nach der Interpolation (OH) und nach zusätzlicher zweimaliger Anwendung des zweidimensionalen Hannfilters (2H).

Parameter	I(1.0/0.0)	I(0.8/0.2)	
	OH	OH	2H
Tw	0.57	0.22	0.20
Tl	0.55	0.21	0.20
Vx	0.69	0.34	0.22
Vy	0.74	0.39	0.22
Qa	0.66	0.31	0.22
LE	0.80	0.53	0.30
\bar{z}_x	0.75	0.49	0.32
\bar{z}_y	0.81	0.53	0.37

Anschließend an die Polynomapproximation wird, wie bei den meisten lokalen Verfahren üblich, das gesamte Feld mit einem Tiefpassfilter geglättet, um eventuell verbliebene Sprünge an den ehemaligen GM-Grenzen, die als Wellen mit kleiner Wellenlänge aufgefaßt werden können, zu eliminieren. Die einfachste Form des eindimensionalen Tiefpassfilters ist der Hann-Filter (siehe z.B. SHAPIRO, 1970):

$$(2.14) \quad \hat{w}_i = 0.5 \cdot w_i + 0.25 (w_{i-1} + w_{i+1})$$

\hat{w}_i ist der gefilterte Wert am Gitterpunkt i , w_i , w_{i+1} , w_{i-1} sind die ungefilterten Werte. Neben der erwünschten Filterung kurzer Wellen werden auch Amplituden der Wellen mit größerer Wellenlänge gedämpft. Die Dämpfungsfunktion $R^m(L)$ für m -malige Anwendung des Filters (2.14) ergibt sich aus dem Verhältnis der gedämpften zur ungedämpften Amplitude der Welle als Funktion der Wellenlänge L (SHAPIRO, 1970):

$$R^m(L) = 1 - \sin^2 \cdot \pi \cdot \frac{\Delta x}{L}$$

Bei der im Nordatlantik am häufigsten vorkommenden GM-Konfiguration werden in Ost-West-Richtung nur Wellen mit einer Wellenlänge größer als 10 Gitterpunkten aufgelöst. Für diese Wellen wird die Dämpfungsfunktion bei doppelter Anwendung von (2.14) immer größer 0.8 (siehe Abb.2.3).

Als Tiefpassfilter wird, anschließend an die Polynominterpolation, der Filter (2.14) zweimal in x - und y -Richtung auf das gesamte Feld angewendet. Die Randpunkte des Feldes werden dabei nicht verändert. Die zweimalige Anwendung des Filters (2.14) in x - und y -Richtung kann auch als zweidimensionaler Filter mit einem quadratischen 5×5 Gitterpunktfenster beschrieben werden. Dabei wird dem zentralen Punkt das gewichtete Mittel der Punkte im Filterfenster zugeordnet. Die Verteilung der Gewichte im Fenster (multipliziert mit 256) sieht wie folgt aus:

1	4	6	4	1
4	16	24	16	4
6	24	36	24	6
4	16	24	16	4
1	4	6	4	1

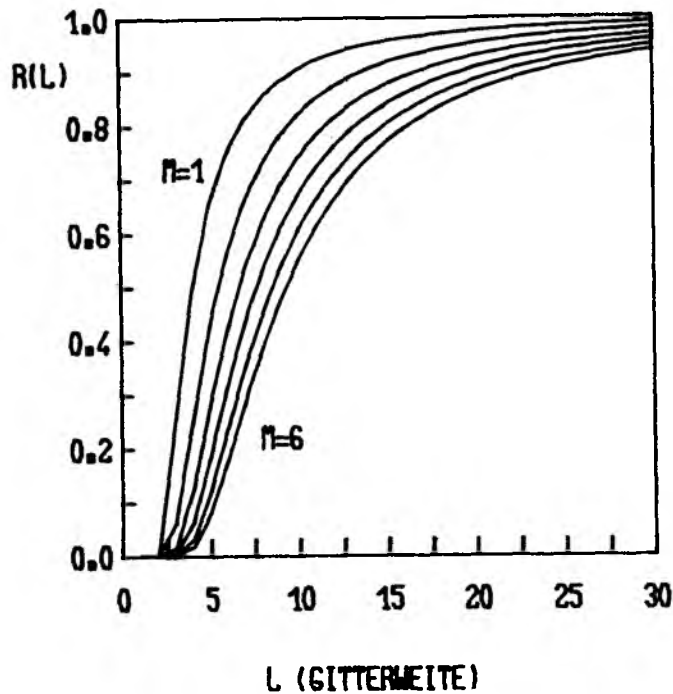


Abb.2.3 : Dämpfungsfunktion $R(L)$ als Funktion der Wellenlänge L bei m -maliger Anwendung des eindimensionalen Hannfilters.

Tabelle 2.3:

Doppelte Standardabweichungen $2*s_x$ der Differenzen zwischen original GM-Werten und Mittelwerten aus interpolierten Daten aller GM im Nordatlantik aus jeweils sämtlichen Monatsfeldern für einige Parameter.

Parameter	$2*s_x$	Parameter	$2*s_x$
T_l	0.18 °C	U	0.27 m/s
T_w	0.25 °C	Q_a	2.69 W/m ²
$T_l - T_w$	0.02 °C	IR	0.62 W/m ²
q_l	0.09 g/kg	LE	7.05 W/m ²
p	0.56 hPa	SH	3.66 W/m ²
n_t	0.10 1/8	Σ_x	$1.13 \cdot 10^{-2}$ Pa

Während die Tiefpassfilterung den Mittelwert des gesamten Feldes nicht beeinflusst, kann sie die Forderung der Mittelwerterhaltung für einzelne GM besonders dort wieder aufheben, wo starke Extrema innerhalb der GM

vorliegen. Um die Ausmaße der Mittelwertsveränderung zu prüfen, wird der GM-Mittelwert aus den interpolierten Daten berechnet und von den Original-GM-Mittelwerten subtrahiert. Die doppelten Standardabweichungen der Differenzen (Tabelle 2.3) sind kleiner, als die Konfidenzintervalle der Mittelwerte (siehe Tabelle 1.2) und werden auch bei den abgeleiteten Parametern als tolerabel betrachtet.

2.6. INTERPOLATION DER STANDARDABWEICHUNGSFELDER

Die von BUNKER angegebenen Standardabweichungen s_x beschreiben die Variabilität der Einzelbeobachtungen gegenüber dem langzeitlichen Monatsmittel innerhalb des jeweiligen GM. Bei der Interpolation müssen zwei Dinge beachtet werden:

(1) Die Standardabweichungen enthalten einen Beitrag der räumlichen Variabilität des Parameters innerhalb des gesamten GM.

(2) Das Interpolationsverfahren darf nicht auf Standardabweichungen, sondern muß auf Varianzen angewendet werden, da nur letztere additiv sind.

Mit der folgenden Prozedur werden daher Standardabweichungsfelder auf ein 1°-Gitter interpoliert: BUNKERs s_x -Werte werden in Varianzen s_x^2 umgerechnet. Die quadrierten Differenzen zwischen den GM-Mittelwerten und den interpolierten Werten des zugehörigen Parameterfeldes werden für jeden Gitterpunkt bestimmt und innerhalb jedes GM gemittelt. Diese Mittelwerte stellen die räumlichen Varianzanteile dar und können von den s_x^2 subtrahiert werden:

$$s_x'^2 = s_x^2 - \frac{1}{M_j} \sum_{m=1}^{M_j} (w_{ij} - w_{m,j})$$

Die oben beschriebene Interpolationsprozedur wird dann auf die Felder der $s_x'^2$ angewandt, abschließend werden die Gitterpunktwerte wieder in Standardabweichungen umgerechnet.

2.7. DARSTELLUNGSFORMEN IM ATLAS

Der Klimaatlas ist zweibändig konzipiert. Band 1 (ISEMER & HASSE, 1985) enthält im Wesentlichen Darstellungen der beobachteten meteorologischen Größen und der Wasseroberflächentemperatur. Im zweiten Band (ISEMER & HASSE, 1987) werden die Wechselwirkungsgrößen an der Grenzfläche Ozean-Atmosphäre beschrieben. Es ist nicht möglich, sämtliche Monatskarten des numerischen Atlas in dieser Arbeit zu zeigen. Einige nicht im Atlas veröffentlichte Karten befinden sich im Anhang dieser Arbeit. Die beiden separat veröffentlichten Teile des Atlas enthalten u.a. eine Beschreibung der Karten, auf die in dieser Arbeit weitgehend verzichtet wird.

Im Atlas werden vier Darstellungsformen für jeden Parameter gewählt, um den unterschiedlichen Bedürfnissen der maritimen Meteorologie und Klimatologie sowie der Ozeanographie gerecht zu werden:

(1) Den Großteil des Atlas stellen Karten der Monatsmittelfelder und des Jahresmittelfeldes dar. Das Jahresmittel wird aus den mit der Anzahl der Kalendertage im Monat gewichteten Monatsmittelwerten für jeden Gitterpunkt berechnet.

(2) Karten der Variation des Jahresganges werden aus der Differenz zwischen Maximum und Minimum der Monatsmittelwerte für jeden Gitterpunkt erstellt.

(3) Eine spezielle Übersicht geben Darstellungen, in denen zonal gemittelte Werte als Funktion der geographischen Breite und des Monats kartiert sind.

(4) Für zwölf charakteristische Gebiete im Nordatlantik wird der Jahresgang aus den Daten extrahiert und in separaten Diagrammen dargestellt.

3. ZUFÄLLIGE UND SYSTEMATISCHE FEHLER DER METEOROLOGISCHEN BASISPARAMETER

Da die Originalschiffsmeldungen nicht im BUNKER-Datensatz enthalten sind, ist eine detaillierte Fehlerberechnung für die 1°-Monatsmittelwerte der GM nur eingeschränkt möglich. Unter Zuhilfenahme der für einige Parameter von BUNKER angegebenen Standardabweichungen und verschiedener Literaturquellen wird im Folgenden eine Abschätzung zufälliger und systematischer Fehler der wichtigsten beobachteten Parameter versucht. Fehler der parametrisierten Größen werden in den Spezialekapiteln behandelt. Zunächst erfolgt eine allgemeine Beschreibung der auftretenden Fehlertypen, die z.T. auch für die abgeleiteten Größen gelten.

3.1. AUFTRETENDE FEHLERTYPEN

Grobe Fehlerquellen sind (hoffentlich) durch die Fehlerkontrolle von BUNKER in einem Umfang eliminiert, daß sie die Mittelwerte nicht beeinflussen. Zu den groben Fehlern gehören z.B. fehlerhafte Positionsangaben (einige Schiffsmeldungen in internationalen Archiven sind nach ihren übermittelten Koordinaten mitten in der Sahara durchgeführt, WEARE & STRUBB, 1981) und Kodierungsfehler sowie Irrtümer bei den Einheiten (°C anstatt °F, etc.). Flächenmittelwerte, die aus Einzelbeobachtungen auf VOF-Schiffen berechnet wurden, können folgende Fehler bzw. Unsicherheiten enthalten:

(1) zufällige Meßfehler,

(2) systematische Meßfehler,

(3) die räumliche und zeitliche Variabilität innerhalb der GM im Mittelungszeitraum trägt zur Unsicherheit des Mittelwertes bei.

Außer den unter (1) bis (3) genannten Fehlern können Fehler der Mittelwerte durch ungleichmässige räumliche und zeitliche Verteilungen der Einzelbeobachtungen entstehen. Diese können aufgeteilt werden in

(4) systematische Fehler bedingt durch ungleichmäßige Verteilung der Beobachtungen innerhalb der GM (räumlicher systematischer Fehler) und

(5) systematische Fehler bedingt durch ungleichmäßige Verteilung der Beobachtungen in der Zeit auf verschiedenen Zeitskalen (zeitlicher systematischer Fehler). Dazu gehören Unterschiede der Beobachtungsverteilung

(5a) zwischen Tag und Nacht

(5b) innerhalb einzelner Kalendermonate

(5c) innerhalb des Gesamtzeitraums

(5d) im mittleren Jahresgang.

Über (5c) und (5d) sind einige Angaben in Kapitel 1 gemacht.

3.2. ABSCHÄTZUNG FÜR DIE UNSICHERHEIT DER 1°-MONATSMITTELWERTE

Die in Abschnitt 3.1. unter (1) genannten Fehler sind in den von BUNKER angegebenen Standardabweichungen enthalten. Über systematische Messfehler wird in Abschnitt 3.3. ausgeführt. Die zeitliche und räumliche Variabilität innerhalb der GM ist nur bei hinreichender Gleichverteilung der Einzelbeobachtungen in der Gesamtstandardabweichung enthalten. Da Schiffskurse aber mehr oder weniger deterministisch entlang bestimmter Routen gefahren werden, ist z.B. die Annahme der räumlichen Zufälligkeit innerhalb einzelner GM nicht immer realistisch. Es besteht eine Beziehung zwischen den unter (3) genannten Fehlern auf der einen Seite und denen unter (4) und (5) genannten Fehlern auf der anderen Seite. Ist z.B. die räumliche Verteilung der Beobachtungen in einem Gerrymander mit ausgeprägtem horizontalem Parametergradienten dadurch gekennzeichnet, daß eine häufig befahrene Schiffsroute nur eine Ecke des GM kreuzt, so

wird die Gesamtstandardabweichung der Stichprobe kleiner sein als die der Grundgesamtheit. Allerdings weist dann der Mittelwert der Probe einen systematischen Fehler auf. WEARE & STRUBB (1981) untersuchen die systematischen Fehler von Flächenmittelwerten, die durch ungleichmäßige Verteilung der Einzelbeobachtungen entstehen können. Für die kurzwellige Nettostrahlung Q_a und den latenten Wärmefluß LE ergibt sich in zwei $5^\circ \times 5^\circ$ Testfeldern des Pazifik, daß die systematische Verfälschung maximal 10% der Gesamtstandardabweichung beträgt. Ist die Stichprobe der Einzelmessungen hinreichend gleichverteilt in Raum und Zeit, so ist der Fehleranteil in der Gesamtstandardabweichung enthalten, und es tritt kein systematischer Fehler des Mittelwertes auf. Nimmt man eine zufällige Verteilung der Einzelmessungen innerhalb eines $5^\circ \times 5^\circ$ Feldes an, so sind nach WEARE & STRUBB (1981) 11 Beobachtungen pro Einzelmonat in tropischen Gebieten und 50 bis 75 Beobachtungen bei etwa $50^\circ N$ im Winter ein Minimum, um mit 95% Sicherheit eine hinreichende Gleichverteilung bezüglich der Zeit und des Ortes annehmen zu können, sodaß ein systematischer Fehler des Mittelwertes geringer als die oben genannten 10% der Standardabweichung auftritt. Die genannten Forderungen an die Beobachtungsdichte sind im BUNKER-Datensatz zumindest südlich von $50^\circ N$ im Mittel erfüllt (Tabelle 1.1).

Die von WEARE & STRUBB benutzten Testfelder liegen direkt an der Ostküste des Pazifik und weisen starke, für die meisten Ozeangebiete untypische horizontale Gradienten auf. Außerdem ist die lokale Küstenschifffahrt stärker an tagesrythmische Fahrtmuster gebunden, die sich auf dem offenen Ozean verlieren. Deshalb betrachte ich die von WEARE & STRUBB angegebenen systematischen Fehler durch ungleichmäßige Verteilung der Einzelbeobachtungen als zu hoch für den BUNKER-Datensatz und allgemein auch als zu hoch für den offenen Ozean. Die GM-Einteilung von BUNKER ist gerade in küstennahen und gradientstarken Ozeangebieten wesentlich feiner als die Testfelder von WEARE & STRUBB.

Der mögliche maximale Fehler durch ungleichmäßige Beobachtungsverteilung in Zeit und Raum wird daher mit 5% der Gesamtstandardabweichung angenom-

Tabelle 3.1 :

Der durch ungleiche Verteilung der Einzelbeobachtungen mögliche systematische Fehler der GM-Monatsmittelwerte. s_{min} und s_{max} sind die kleinsten und größten Standardabweichungen in den Monatsfeldern (siehe ISEMER & HASSE, 1985). Für n_t werden Werte aus BULLIG (1954) entnommen.

Parameter	$s_{min} * 0.05$	$s_{max} * 0.05$
T_w [°C]	0.05	0.23
$T_1 - T_w$ [°C]	0.08	0.20
q_1 [g/kg]	0.08	0.20
U [m/s]	0.10	0.35
U_x [m/s]	0.10	0.55
n_t [1/8]	0.05	0.08

men (Tabelle 3.1.). Im Einzelfall kann hier über das Vorzeichen dieses an sich systematischen Fehlers keine Angabe gemacht werden, deshalb wird er als zusätzlicher zufälliger Fehler des Mittelwertes betrachtet. Der zufällige Gesamtfehler F der 1° Gitterdaten wird aus 3 Anteilen zusammengesetzt. Wenn s_x die Gesamtstandardabweichung ist, so wird der Fehler des Mittelwertes mit s_x/\sqrt{N} berechnet und berücksichtigt die in Abschnitt 3.1. unter (1) genannten Fehler. Die unter (4), (5a) bis (5c) genannten Fehler werden wie oben beschrieben mit $s_x * 0.05$ abgeschätzt. Dazu kommt der durch die Interpolation bedingte Fehler (Tabelle 2.3). Der zufällige Gesamtfehler wird mittels Gaußscher Fehlerfortpflanzung berechnet. F ist bei Annahme maximaler im Nordatlantik auftretender Standardabweichungen

Tabelle 3.2 :

Der mittlere zufällige Fehler F des Mittelwertes sowie dessen Anteile für 1° Monatsmittelwerte bei größten auftretenden Standardabweichungen s_{max} für ausgesuchte Parameter im Nordatlantik. F_i ist der Interpolationsfehler nach Tabelle 2.3. N ist die Anzahl der Schiffsbeobachtungen pro Kalendermonat aus dem jeweiligen Gebiet der s_{max} Werte.

Parameter	s_{max}	s_{max}/\sqrt{N}	$s_{max}*0.05$	F_i	F
T_w [°C]	4.5	0.10	0.23	0.12	0.28
$T_1 - T_w$ [°C]	4.0	0.09	0.20	0.01	0.22
q_1 [g/kg]	4.0	0.09	0.20	0.05	0.23
U [m/s]	7.0	0.28	0.35	0.27	0.52
U_x [m/s]	11.0	0.55	0.55	0.27	0.82
n_t [1/8]	1.5	0.06	0.08	0.10	0.14

Tabelle 3.3 :

Der mittlere zufällige Fehler F des Mittelwertes sowie dessen Anteile für 1° Monatsmittelwerte bei typischen in den Tropen oder Subtropen des Nordatlantik auftretenden Standardabweichungen s_x für ausgesuchte Parameter. F_i ist der Interpolationsfehler nach Tabelle 2.3. N ist die Anzahl der Schiffsbeobachtungen pro Kalendermonat aus dem jeweiligen Gebiet der s_x Werte.

Parameter	s_x	s_x/\sqrt{N}	$s_x*0.05$	F_i	F
T_w [°C]	1.0	0.03	0.05	0.12	0.13
$T_l - T_w$ [°C]	1.5	0.04	0.08	0.01	0.09
q_l [g/kg]	2.0	0.06	0.10	0.05	0.13
U [m/s]	3.0	0.09	0.15	0.27	0.32
U_x [m/s]	5.0	0.14	0.25	0.27	0.39
n_t [1/8]	0.8	0.02	0.04	0.10	0.11

(Tabelle 3.2) kleiner als 0.3°C bei den Temperaturen, bei den Feuchteparametern kleiner als 0.3 g/kg und bei Betrag und Komponenten des Windes kleiner 0.9 m/s. Bei typischen tropischen und subtropischen Verhältnissen (Tabelle 3.3) wird der Interpolationsfehler größer als der statistische Fehler.

3.3. SYSTEMATISCHE FEHLER DER BEOBACHTUNGEN, SOWEIT DIESE FÜR DIE PARAMETRISIERUNG DER WECHSELWIRKUNGSPROZESSE WICHTIG SIND

Für die Untersuchung der systematischen durch die Meßmethode bedingten Fehler muß auf die Literatur zurückgegriffen werden. Dabei werden besonders die klimatologischen Vergleiche berücksichtigt.

WOLKENBEDECKUNG

REED (1977) weist darauf hin, daß Aufnahmen des NOAA-Satelliten geringere Wolkenbedeckungsraten als gleichzeitig vom Boden durchgeführte

Beobachtungen ergeben. Quantitativ verwertbare Ergebnisse liegen allerdings nicht vor. Obwohl die unterschiedlichen Methoden der Detektierung von Wolken aus Satellitendaten mit z.T. erheblichen Unsicherheiten behaftet sind (z.B. COAKLEY & BRETHERTON, 1982), wird allgemein angenommen, daß die stets subjektiv durchgeführte Bodenbeobachtung größere Werte als die Ergebnisse der Fernerkundung vom Satelliten liefert (z.B. SHENK & SALOMONSON, 1972). Da bei der Kalibrierung der später verwendeten Strahlungsparametrisierung ebenfalls Bodenbeobachtungen herangezogen werden, wird eine Korrektur der Gesamtbedeckung nicht durchgeführt. Systematische Unterschiede zwischen Handelsschiffen und OWS betragen lediglich 2% der Gesamtbedeckung (WARREN et.al, 1985). Das "International Satellite Cloud Climatological Project (ISCCP)" wird eine mehrjährige Wolkenklimatologie abgeleitet aus Satellitendaten erstellen, die dann mit Bodenbeobachtungen, wie sie in ISEMER & HASSE (1985) oder ausführlicher bei HAHN et.al (1982) kartiert sind, verglichen werden kann.

WASSEROBERFLÄCHENTEMPERATUR

Auf Handelsschiffen werden verschiedene Meßmethoden für T_w angewendet, die sich im Laufe der Zeit verändert haben. Im Zeitraum 1941 bis 1972 werden neben Schöpftthermometern (Pützmethode) und Kontaktthermometern an der Schiffsaußenhaut hauptsächlich Kühlwasserthermometer benutzt, die T_w entweder am Kühlwassereinlaufstutzen oder direkt an der Schiffsmaschine messen. Nach der WMO-Liste bestimmten 1984 weltweit 73% aller Handelsschiffe T_w mit der Kühlwassermethode (TAYLOR, 1985). Während die Wasserprobe bei der Pützmethode von der Oberfläche (bzw. aus einigen dm Tiefe) stammt, schwanken die Eintauchtiefen der Kühlwassereinlaufstutzen abhängig vom Schiffstyp und Beladungszustand des Schiffes zwischen 2 m und 10 m unter der Wasseroberfläche. WALDEN (1966) wertet etwa 14000 gleichzeitig auf Handelsschiffen durchgeführte Messungen im Nordatlantik aus. Im Mittel resultieren aus der Kühlwassermethode um 0.3°C höhere T_w -Werte. Diese Differenz zeigt nach WALDEN (1966) einen Tagesgang und kann als Funktion der Windgeschwindigkeit und der Sonneneinstrahlung dargestellt werden. Außerdem spielt die Schiffgröße, die Wassertiefe des Einlaufstutzens sowie der Meßort innerhalb des Kühl-

systems des Schiffes eine entscheidende Rolle (JAMES & FOX, 1973, zitiert in TAYLOR, 1985). SAUR (1963) untersucht etwa 7000 Meßpaare von U.S. Navy Schiffen im Pazifik und findet die Kühlwasserwerte für T_w sogar um 0.7°C höher. TABATA (1978) stellt eine Übersicht aller Arbeiten zusammen, wonach die Differenz im Mittel zwischen 0.2°C und 0.7°C liegt. Eine entscheidende Verfälschung entsteht also offenbar dadurch, daß die Wasserprobe durch den Schiffskörper und die Maschine aufgeheizt wird, bevor der Meßwert genommen wird. Eine unveröffentlichte Studie von PARKER (1985) weist anhand von Daten aus 1975 bis 1981 nach, daß die Pützmethode besonders in Ozeangebieten mit großen Wärmeverlusten für den Ozean niedrigere T_w -Werte als andere Methoden messen. Im globalen Mittel findet er systematische Abweichungen in T_w , die geringer sind als in frühere Studien und etwa nur 0.1°C betragen. Es sei bemerkt, daß die genannten Differenzen nicht unbedingt den alleinigen Meßfehler der Kühlwassertemperaturmethode beschreiben. Bei Verwendung besonders von nichtisolierten Wasserschöpfern kann die Wasserprobe zwischen Entnahme und Messung abgekühlt werden. Dieser Effekt ist besonders bei hohen Windgeschwindigkeiten und großen Differenzen ($T_w - T_l$) möglich.

LUFTTEMPERATUR

Die auf Schiffen gemessene Lufttemperatur T_l wird besonders durch die bei Tage auftretende Aufheizung des Schiffskörpers zu hoch bestimmt. Der Vergleich mit Bojermessungen auf dem Atlantik zeigt einen systematischen Fehler der auf Forschungsschiffen gemessenen Daten von 0.4°C (TAYLOR, 1985). Die mit weniger Sorgfalt durchgeführten Messungen auf Handelsschiffen weisen höhere Abweichungen auf. QUAYLE (1984) gibt 0.8°C aus Vergleichen mit verankerten NOAA-Bojen an.

TAUPUNKSTEMPORATUR

Zur Bestimmung der Luftfeuchtigkeit wird die Taupunktstemperatur T_d aus der gemessenen Feuchttemperatur T_f und aus T_l berechnet. Eine wesentliche Quelle für systematische Fehler in T_d ist die Verunreinigung des Strumpfes am Feuchtthermometer durch Salz. Unzureichende Befeuchtung des Strumpfes vor der Messung trägt zusätzlich zu höheren Werten für T_d bzw.

geringeren Psychrometerdifferenzen bei. Vergleichsmessungen während GATE zeigten systematisch um 0.4°C bis 0.7°C zu hohe Schiffsfeuchttemperatures (GODSHALL et.al, 1976). Für die Handelsschiffsdaten muß im Mittel mit einem Fehler von mindestens 0.5°C in T_d gerechnet werden.

LUFT- MINUS WASSEROBERFLÄCHENTEMPERATUR

Für die Berechnung der latenten und sensiblen Wärmeflüsse LE und H sind systematische Fehler in $(T_l - T_w)$ bzw. $(T_d - T_w)$ entscheidend. Während T_w im zeitlichen und räumlichen Mittel um 0.1°C bis 0.5°C zu groß bestimmt wird, liegen die systematischen Fehler bei T_l zwischen 0.5°C und 0.8°C und bei T_d etwa bei 0.5°C . Alle drei Temperaturen werden offenbar zu hoch angegeben, wenn sie auf VOF-Schiffen gemessen werden. Dabei scheint der mittlere systematische Fehler von T_l und T_d größer als der von T_w zu sein. Es muß berücksichtigt werden, daß diese Abweichungen geographische und jahreszeitliche Variationen aufweisen. Es soll hier als Ergebnis für die weiter hinten beschriebenen Sensitivitätsstudien bemerkt werden, daß mittlere systematische Abweichungen in $(T_l - T_w)$ bzw. $(T_d - T_w)$ bis zu -0.3°C betragen können. Berücksichtigt man lediglich die jüngsten Ergebnisse von PARKER (1985) für T_w , ist der genannte Wert eher als konservativ einzuschätzen. Zu geringe vertikale Temperaturgradienten fand bereits DIETRICH (1950) anhand von Schiffsdaten aus dem Kattegat aus der Zeit 1906 bis 1938. Instrumentenvergleiche während des GATE-Experiments lassen den Schluß zu, daß durch diese systematische Verfälschung LE und H in den Tropen dem Betrage nach um 10% bis 20% unterschätzt werden, wenn meteorologische Basisparameter von Schiffen gemessen werden (TAYLOR, 1985).

WINDGESCHWINDIGKEIT

Die Mittelwerte der Windgeschwindigkeit U sind entscheidend durch BUNKERS Verwendung der alten WMO-Beaufortäquivalentskala verfälscht. Die Einführung einer verbesserten Skala sowie die Ergebnisse für die Mittelwerte von U werden ausführlich im folgenden Kapitel 4 beschrieben.

4. NEUBERECHNUNG DER FELDER DES BETRAGES DER WINDGESCHWINDIGKEIT

Mehr als 85% der Angaben der Windgeschwindigkeit im BUNKER-Datensatz beruhen auf Schätzungen des Windes anhand des Zustandes der Wasseroberfläche und anschließender Verschlüsselung nach einer Beaufort (Bft)-Äquivalentskala. Dies ist nicht unmittelbar aus dem BUNKER-Datensatz zu entnehmen, kann aber aus anderen Arbeiten und Mitteilungen geschlossen werden. So weist QUAYLE (1980) anhand von internationalen Schiffsmeldungen aus dem Zeitraum 1950 bis 1971 nach, daß im Bereich des Nordatlantik weniger als 15% der angegebenen Windgeschwindigkeiten auf Anemometermessungen beruhen. Im Jahr 1966 waren weltweit erst 12% aller Handelsschiffe, die freiwillig meteorologische Beobachtungen melden, mit einem Anemometer ausgerüstet (WMO, 1970). Im Bereich des Südausganges des Englischen Kanals beruhen lediglich 7% aller Windangaben von deutschen Schiffen aus dem Zeitraum 1941 bis 1972 auf Anemometermessungen, von denen die ersten im Jahr 1963 in den Archiven auftauchen (PETERSON, 1986 persönliche Mitteilung). Nach der WMO-Liste 1984 sind selbst in diesem Jahr weltweit nur 1/3 aller VOF-Schiffe mit Anemometern ausgerüstet, wobei die Zahlen zwischen den seefahrenden Nationen stark schwanken. Signifikante systematische Fehler in den Mittelwerten des Betrages der Windgeschwindigkeit auf Grund von unterschiedlichen Anemometer-Meßhöhen oder Umströmungsfehlern (siehe z.B. DOBSON, 1981) sind daher im vorliegenden BUNKER-Datensatz von untergeordneter Bedeutung und können vernachlässigt werden.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird der Betrag der Windgeschwindigkeit hauptsächlich verwendet, um den Austausch von turbulenter Energie und Impuls zwischen Ozean und Atmosphäre zu bestimmen. Für diesen Zweck scheint die Schätzung der Windgeschwindigkeit prinzipiell besser geeignet, da sie die Wirkung des Windes auf die Wasseroberfläche unmittelbarer berücksichtigt als eine Messung in einer Höhe von mehreren Metern. Typische Anemometerhöhen bei Handelsschiffen liegen zwischen 20 und

40 m, im Extremfall bis zu 60 m (DOBSON, 1981). Aus den Aufzeichnungen von FFS "Anton Dohrn" wird über Fälle bei stabiler Schichtung berichtet, bei denen die gemessene Windgeschwindigkeit in 20 m Höhe Bft. 4 ergab, die gleichzeitige Schätzung aber Bft. 0 (zitiert nach WALDEN, 1965).

Ein Vorteil der Schätzmethode ist, daß die Fahrt des Schiffes nicht berücksichtigt werden muß.

Der zufällige Fehler von Windschätzungen ist nicht größer als bei Messungen. VERPLOEGH (1967) gibt als Fehler $0.57 \cdot I$ an, wenn I die jeweilige Beaufort-Intervalllänge bezeichnet, d.h. der zufällige Fehler beträgt zwischen 0.6 und 1.6 m/s.

Systematische Fehler in den Mittelwerten der Windgeschwindigkeit wären aus zwei weiteren Gründen möglich:

(1) Bedingt durch wetterabhängige Routenwahl der Handelsschiffe sind möglicherweise Starkwindmeldungen unterrepräsentiert. Um diesen Effekt zu untersuchen, vergleicht QUAYLE (1980) Messungen von Ozeanwetterschiffen (OWS) mit Windmeldungen von Handelsschiffen aus der Umgebung der OWS. Dabei wird nicht auf Gleichzeitigkeit der Meldungen geprüft, sondern sämtliche Meldungen aus den Jahren 1950 bis 1971 berücksichtigt (klimatologischer Vergleich). Anhand dieses Datenmaterials kann kein signifikanter Schönwettereinfluß festgestellt werden. Möglicherweise wird ein solcher dadurch kompensiert, daß Schiffe, so sie in ein Schlechettergebiet geraten, langsamer fahren und dadurch mehr Meldungen aus dem Gebiet absetzen. Weiter kann angenommen werden, daß unter extremen Windverhältnissen allgemein vermehrt Meldungen übermittelt werden. Eine Korrektur der BUNKER-Windgeschwindigkeiten bezüglich eines Schönwettereinflusses wird daher nicht durchgeführt.

(2) Systematische Fehler in der benutzten Bft-Äquivalentskala können den Mittelwert erheblich verfälschen. Da in der Literatur häufig unterschiedliche und verwirrende Angaben zu benutzten Bft-Äquivalentskalen

und deren Kalibrierung sowie Referenzniveaus gemacht werden, ist im folgenden Abschnitt eine kurze Beschreibung der historischen Entwicklung der Beaufort-Äquivalentskala eingefügt.

4.1. HISTORISCHE ENTWICKLUNG DER BEAUFORTÄQUIVALENTSKALA

Im Wesentlichen beziehe ich mich bei der folgenden Schilderung auf einen Bericht der Commission for Maritime Meteorology (CMM) der WMO (WMO, 1970) sowie auf WALDEN(1965), KAUFELD(1981) und RAMAGE(1982).

Erste Versuche einer systematischen Einordnung von Auswirkungen des Windes auf die Erdoberfläche sind aus dem frühen 18. Jahrhundert bekannt. Admiral Beaufort definierte erstmals 1806 die nach ihm benannte Skala, die zunächst Beschreibungen der Windauswirkung auf bestimmte Segelschiffe und entsprechende seemännische Anweisungen enthielt. Fast ein Jahrhundert später wurde eine erste wissenschaftlich verwertbare Umrechnungsvorschrift von KOEPPEN (1898) und kurz darauf eine weitere von SIMPSON (1906) veröffentlicht, welche die Bft-Windstärken in Beziehung zur Windgeschwindigkeit setzt. Die aus der letztgenannten Publikation hervorgehende Äquivalent-Skala wurde mit Daten von Küsten- und Inselstationen (Scillies) im Bereich der englischen Küstengewässer abgeleitet. Es wird allgemein ein Referenzniveau von 10 m Höhe angegeben, obwohl die Vergleichsdaten aus unterschiedlichen und größeren Höhen stammen. Eine nach wissenschaftlichen Gesichtspunkten durchgeführte Reduktion dieser Daten (siehe z.B. WALDEN, 1965,1969) auf ein einheitliches Niveau von 10 m wurde offenbar nicht durchgeführt (WMO, 1970). Die Skala von SIMPSON wurde im Jahr 1906 vom British Meteorological Office übernommen und ist noch heute als "Code 1100" internationaler Standard. Von 1926 bis 1946 wurde zwischenzeitlich eine modifizierte Version (bezogen auf ein Referenzniveau von 6 m) von der WMO akzeptiert, 1946 wurde jedoch wieder die ursprüngliche Version aus dem Jahr 1906 übernommen.

Wiederholt ist in der Literatur auf systematische Fehler der alten WMO-Skala ("Code 1100") hingewiesen worden. Eine Reihe von publizierten Verbesserungsvorschlägen veranlaßte die WMO, Kriterien aufzustellen, die bei der Anwendung und daher auch bei der Kalibrierung von Beaufort-Skalen erfüllt sein müssen (WMO, 1970). Wichtig in diesem Zusammenhang ist, daß Windschätzung und -messung vom fahrenden Schiff auf dem offenen Meer ("Open sea waters", WMO, 1970) durchgeführt werden müssen und sich auf ein Referenzniveau zwischen 15 und 25 m beziehen sollen. Außerdem sollen Schätzung und Messung nicht räumlich und zeitlich getrennt sein. Als Resultat entstand die sogenannte "wissenschaftliche" Äquivalentskala ("OMM-IV" Skala). Bei der Ableitung wurden entsprechend den oben genannten Forderungen keine Feuerschiffs- oder Küstenstationsdaten (siehe z.B. GRAHAM, 1982) verwendet. Der verwendete Datensatz entstammt dem Zeitraum 1874 bis 1963, die mittlere Referenzhöhe beträgt 18 m. Die Unterschiede zwischen der alten WMO-Skala und der OMM-IV Skala sind beträchtlich (Abb.4.1).

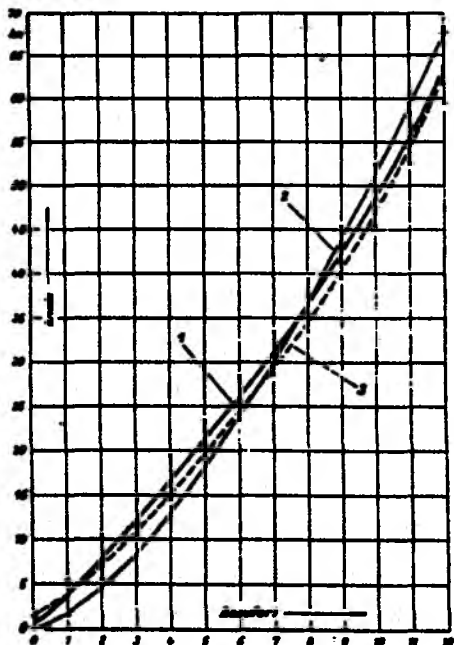


Abb. 4.1: Vergleichende Darstellung von drei Beaufort-Äquivalentskalen:
Kurve 1: Ergebnisse von KAUFELD (1981),
Kurve 2: alte WMO-Skala ("Code 1100"),
Kurve 3: OMM IV-Skala.
(zitiert aus KAUFELD, 1981).

Obwohl die OMM der WMO mit Nachdruck die Anwendung der neuen Skala sowohl im täglichen synoptischen Dienst als auch in der wissenschaftlichen Forschung empfiehlt, wird z.B. im Routinedienst des Deutschen Wetterdienstes nach wie vor die alte WMO-Skala ("Code 1100") benutzt. Dagegen wird z.B. im Rahmen des HSSTD-Forschungsprojektes ("Historical Sea Sur-

face Temperature Data") die CMM IV-Skala verwendet.

BUNKER benutzte die alte WMO-Skala (GOLDSMITH & BUNKER, 1979), es muß daher mit systematischen Fehlern in den Mittelwerten der Windgeschwindigkeit U gerechnet werden. Für die Neuberechnung von U wird eine verbesserte Skala von KAUFELD (1981) benutzt, die Ergebnisse dieser Skala sind fast identisch mit denen der CMM IV-Skala. Der KAUFELD-Skala wird der Vorzug gegenüber der CCM IV-Skala gegeben, da KAUFELDS Vergleichsdaten in Zeit und Raum weitgehend mit dem BUNKER-Datensatz übereinstimmen. Diese Skala wird im nächsten Abschnitt vorgestellt.

4.2. DIE BEAUFORT-ÄQUIVALENTSKALA VON L.KAUFELD(1981)

KAUFELD (1981) vergleicht Windmessungen auf insgesamt sechs OWS im Nordatlantik zwischen 35°N und 60°N aus dem Zeitraum 1951 bis 1975 mit Windschätzungen, die auf benachbarten Handelsschiffen unabhängig von den Messungen durchgeführt wurden. Dabei werden mehr als 55000 Beobachtungspaare ausgewertet, die gleichzeitig getätigt wurden. KAUFELD stellt kumulative Häufigkeiten für beide Stichproben auf und berechnet die neuen Grenzen für die Beaufortintervalle sowie deren Mittelwerte. Eine zweite Technik mit Hilfe eines Korrelationsdiagramms erbringt gleiche Ergebnisse. Danach resultieren bei Windgeschwindigkeiten kleiner Bft.8 aus der alten WMO-Skala zu kleine Beträge, die Differenzen betragen mehr als 2 m/s. Für Windgeschwindigkeiten größer Bft.8 sind die Beträge nach der alten WMO-Skala zu groß (Abb.4.1). Die von KAUFELD verwendeten Vergleichsdaten entstammen derselben Zeit und demselben Gebiet wie die BUNKER-Daten. Der Datensatz ist daher aktueller als der, der bei der Kalibrierung der CMM IV-Skala benutzt wurde. Durch die Art des Vergleichs wird ein möglicher Schönwettereinfluß ausgeklammert; das Ergebnis beschreibt allein Eigenschaften der verwendeten Bft-Skala. Mögliche Umströmungsfehler auf den OWS werden dabei allerdings nicht berücksichtigt. Das mittlere Anemometerniveau auf den OWS beträgt 25 m, d.h. die bei Benutzung dieser Skala resultierenden Windgeschwindigkeiten beziehen sich auf diese Höhe. Dies und die Art des Vergleichs entsprechen weit-

gehend den WMO-Anforderungen. OOBSON (1981) empfiehlt im Gegensatz zu WMO (1970) ein Referenzniveau von 10 m, weil (1) Messungen über Land sich generell auf diese Höhe beziehen und (2) empirische Koeffizienten zur Bestimmung von Impuls- und Energieflüssen über dem Meer sich meist auf diese Höhe beziehen. Im praktischen Dienst des maritimen Meteorologen wird ein Niveau von 25 m als sinnvoller angesehen (KAUFELD, persönliche Mitteilung 1985). Für die Berechnung der vertikalen Flüsse wird später eine Korrektur der Windgeschwindigkeit hinsichtlich des Referenzniveaus von 10 m angebracht, um mit den für 10 m Höhe geltenden Parametrisierungskoeffizienten rechnen zu können.

Um die von BUNKER mit Hilfe der alten WMO-Skala bestimmten Mittelwerte der Windgeschwindigkeit in Geschwindigkeiten entsprechend der von KAUFELD angegebenen Skala umzurechnen, wird wie folgt vorgegangen: Für jede Geschwindigkeit U ergibt sich aus dem Quotienten $U(\text{KAUFELD})/U(\text{WMO})$ ein Korrekturfaktor $K(U)$, der gut durch folgende Beziehung (4.1) dargestellt werden kann:

$$(4.1) \quad K(U) = \left(\frac{U}{32}\right)^{-0.3} \quad \text{für } U \leq 40 \text{ km}$$

sowie $K(U) = 0.94 \quad \text{für } U > 40 \text{ km}$

Es ergibt sich nun die korrigierte Windgeschwindigkeit U_k aus der nach der alten WMO-Skala bestimmten Windgeschwindigkeit U_B als

$$(4.2) \quad U_k = K(U_B) \cdot U_B$$

Die RMS-Differenz der k -Werte aus KAUFELDs Tabelle 6 zur Funktion $k(U)$ (Abb.4.2) für die Mittelwerte der Intervalle beträgt 0.03. Die Unterschiede zur OMM-IV Skala sind unerheblich, berücksichtigt man zusätzlich die unterschiedlichen Referenzniveaus der beiden Skalen.

Im BUNKER-Datensatz liegen nur Mittelwert und Standardabweichung des Betrages der Windgeschwindigkeit vor. Da der Korrekturfaktor windgeschwindigkeitsabhängig ist, kann er nicht einfach auf die Mittelwerte

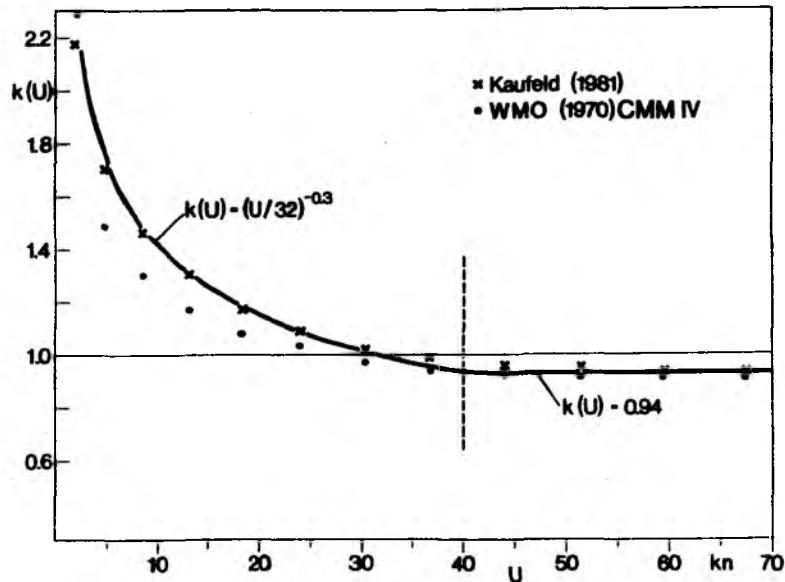


Abb. 4.2: Die Korrekturfunktion $k(U)$ als Funktion der Windgeschwindigkeit U . Mit Kreuzen sind die k -Werte aus KAUFELD(1981), mit Punkten die k -Werte entsprechend der CMM IV-Skala eingetragen.

angewandt werden. Die Anwendung der Äquivalentskala nach KAUFELD (1981) wird daher unter Zuhilfenahme einer Modellverteilung für die Windgeschwindigkeit durchgeführt. Aus den von BUNKER angegebenen Mittelwerten und Standardabweichungen von U wird für jedes GM eine WEIBULL-Verteilung angepaßt. Aus den mit der Korrekturfunktion (4.1) modifizierten Verteilungen werden anschließend Mittelwert und Standardabweichung neu berechnet.

4.3. DIE WEIBULL-VERTEILUNG FÜR DEN BETRAG DER WINDGESCHWINDIGKEIT IM NORDATLANTIK

Der Betrag der Windgeschwindigkeit ist auf einer linksseitig begrenzten Skala definiert, Häufigkeitsverteilungen weisen daher im Allgemeinen eine positive Schiefe auf. Die Anwendung einer Gauss-Verteilung ist nur in Ausnahmefällen möglich, wenn der Mittelwert bei kleiner Standardabweichung hinreichend größer Null ist. In der Literatur werden verschiedene Verteilungsmodelle für die Windgeschwindigkeit angegeben. MARKGRAF

(1962) nennt Poisson- und Weibull-Verteilung. MANIER & DIETZER (1979) verwenden die Rayleigh-Verteilung für den Spezialfall, daß die Standardabweichungen der Windkomponenten gleich sind und gleich der Standardabweichung des Betrages der Windgeschwindigkeit sind. SCHMIDT(1980) verwendet eine zweidimensionale logistische Verteilung ebenfalls unter den oben genannten Annahmen.

In dieser Arbeit wird die Weibull-Verteilung benutzt. Sie wird durch zwei Parameter, den dimensionslosen Formfaktor PF und den Skalenfaktor PS (Dimension einer Geschwindigkeit) beschrieben. Ihre Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion $f(U)$ schreibt sich (z.B. JUSTUS et.al, 1978):

$$(4.3) \quad f(U) dU = (PF/PS) \cdot (U/PS)^{PF-1} \cdot \exp(-(U/PS)^{PF})$$

Die Verteilungsfunktion $F(U_0)$ (oder Unterschreitungswahrscheinlichkeit für U_0) berechnet sich nach

$$(4.4) \quad F(U_0) = \int_0^{U_0} f(U) dU = 1 - \exp(-(U_0/PS)^{PF})$$

Es kann gezeigt werden, daß die oben genannte Rayleigh-Verteilung eine spezielle Weibull-Verteilung mit $PF = 2$ darstellt. Weitere Eigenschaften der Weibullverteilung bei Anwendung auf die Windgeschwindigkeit sind unter anderem bei HENNESSEY (1977) erläutert. Es ist nun möglich, die Modellparameter PS und PF der Weibullverteilung aus Mittelwert und Standardabweichung einer Stichprobe zu bestimmen (JUSTUS et.al, 1978):

$$(4.5) \quad PF = (s_u / \bar{u})^{-1.086}$$

$$PS = \bar{u} / \Gamma(1 + 1/PF)$$

Dabei bedeutet $\Gamma(x)$ die Gammafunktion von x :

$$\Gamma(x) = \int_0^{\infty} e^{-t} \cdot t^{x-1} dt, \quad x > 0$$

Für $PF > 3$ ist die Verteilung ähnlich der Normalverteilung (Abb.4.3). In Abb.4.4 sind die Formfaktoren im Bereich des Nordatlantik dargestellt. Im Januar nehmen die Formfaktoren meist Werte zwischen 2 und 3 an, im Bereich der innertropischen Konvergenzzone sowie im Übergangsbereich zwischen Passat und Westwinddrift sind sie deutlich kleiner. Werte größer 3 finden sich nur in einem begrenzten Gebiet in der Passatregion bei etwa $10^\circ N$. Im Juli sind die Formfaktoren im Passat deutlich größer,

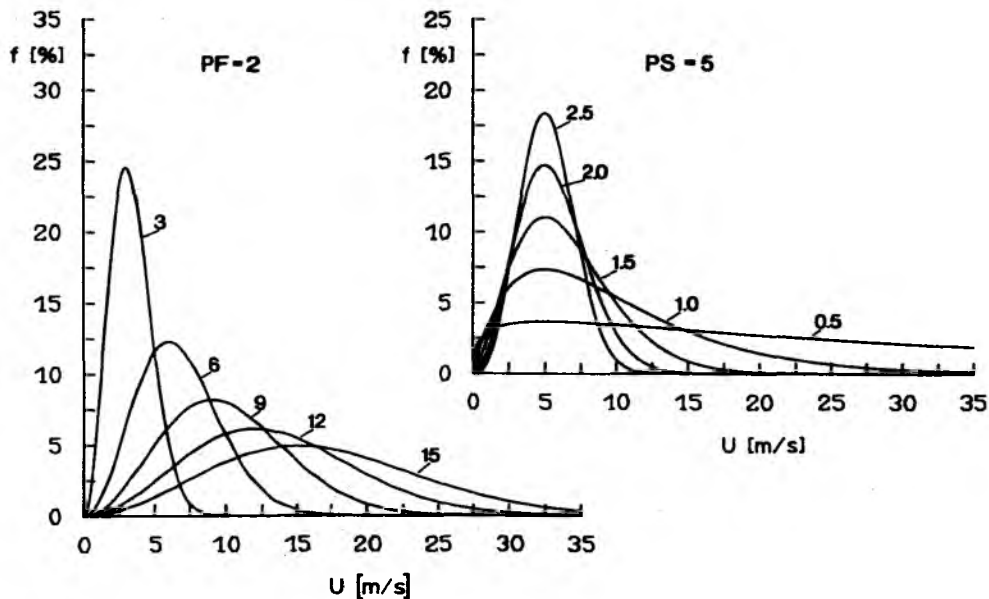


Abb. 4.3: Die Weibull-Verteilung für den Betrag der Windgeschwindigkeit.
 a: Variation des Formfaktors bei konstantem Skalenfaktor $PS=5$,
 b: Variation des Skalenfaktors bei konstantem Formfaktor $PF=2$.

zudem erstreckt sich das Gebiet mit Werten größer 3 nun von $25^\circ W$ bis in die Karibik zwischen etwa $15^\circ N$ und $25^\circ N$. Da mir keine Originalschiffsdaten zur Verfügung stehen, ist es schwer zu beurteilen, wie wirklichkeitsnah die Weibullverteilung ist. Um zumindest einen Anhaltspunkt zu bekommen, werden die Überschreitungshäufigkeiten für Bft.7 entsprechend der alten WMO-Skala berechnet und kartiert:

$$(4.6) \quad F(U > U_1) = \int_{U_1}^{\infty} f(U) dU = \exp\left(-\left(U_1/PS\right)^{PF}\right)$$

mit $U_1 = 18.2 \text{ m/s} = 33 \text{ kn}$

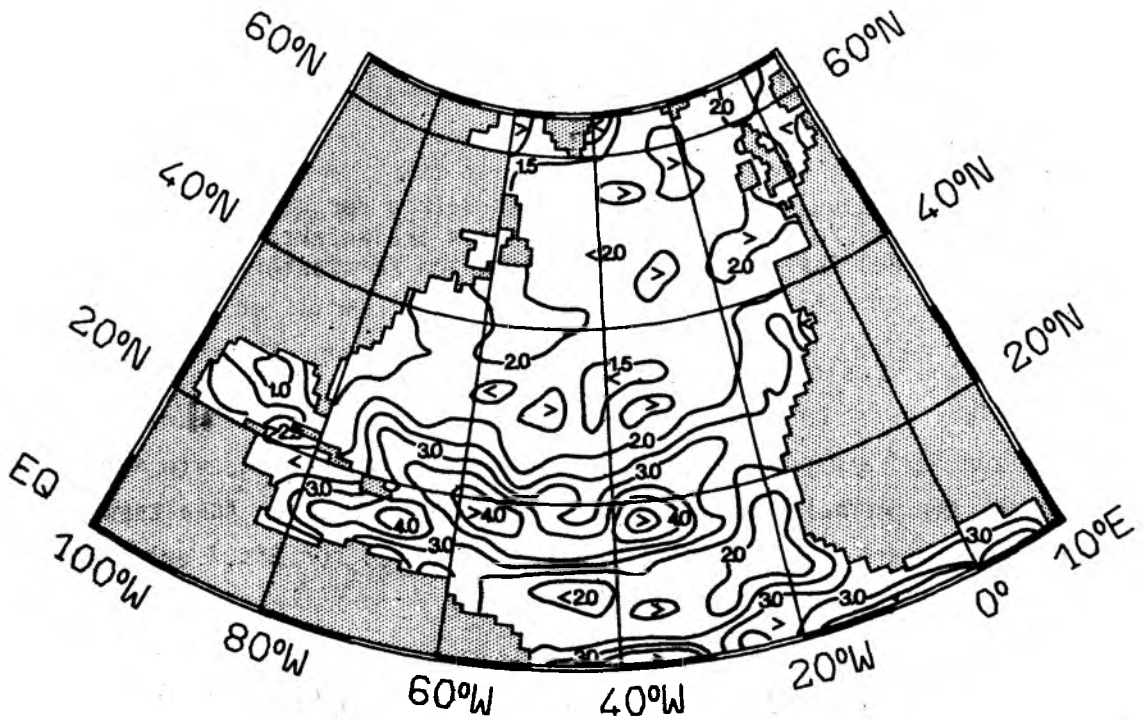
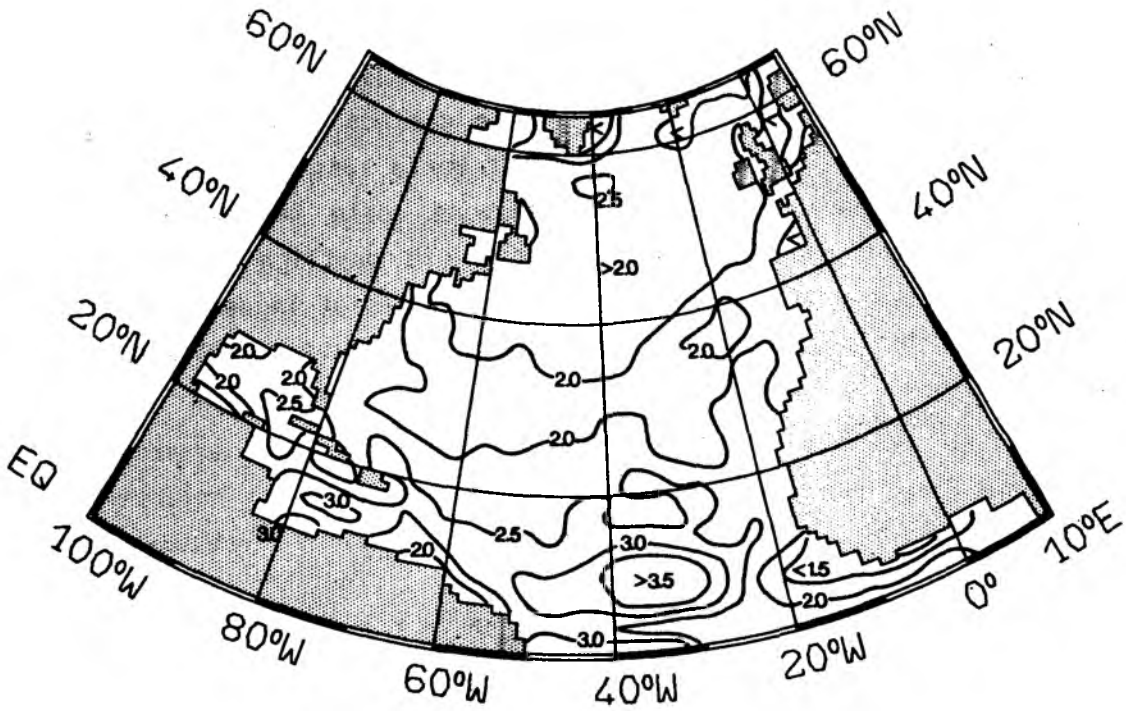


Abb. 4.4: Der Formfaktor PF der Weibullverteilung für den Betrag der Windgeschwindigkeit im Nordatlantik im Januar (oben) und Juli (unten). PF > 3.0 entspricht etwa einer Gauss-Verteilung.

Diese Darstellungen sollten identisch mit den Karten der Sturmhäufigkeit (> Bft.8) sein, wie sie in DHI (1967) publiziert sind. Obwohl unterschiedliche Zeiträume zugrunde liegen, muß die Obereinstimmung als gut bezeichnet werden. Die mit Hilfe der Weibull-Verteilung berechneten Sturmhäufigkeiten liegen etwas unter den DHI-Angaben. Die Unterschiede betragen aber weniger als 5% relative Häufigkeit der Beobachtungen (Abbildungen im Anhang).

4.4. DIE ANWENDUNG DER KAUFELD-SKALA AUF DIE BUNKER-WINDFELDER

Die Berechnung wird mit den Gerrymander-Daten durchgeführt, anschließend werden die korrigierten Mittelwerte interpoliert. Aus U und s_U wird zunächst, wie oben beschrieben, eine Weibull-Verteilung angepaßt. Für Intervalle von je 1 kn werden im Bereich 1 bis 70 kn die Häufigkeiten berechnet. Für ein Intervall dU mit den Grenzen U_{i-1} , U_{i+1} gilt für die relative Häufigkeit nach (4.3):

$$(4.7) \quad f_i (U_{i-1} \leq U < U_{i+1}) = \exp \left((-U_{i-1}/PS)^{PF} \right) - \exp \left((-U_{i+1}/PS)^{PF} \right)$$

Die nach (4.7) gefundene Häufigkeit für das Intervall U_{i-1} , U_{i+1} mit dem zentralen Wert $U_i = (U_{i-1} + U_{i+1})/2$ wird nun dem neuen zentralen Wert $U_i \cdot k(U_i)$ zugeordnet mit $k(U_i)$ nach (4.1). Der neue Mittelwert U_K und die Standardabweichung werden nun berechnet nach

$$(4.8) \quad \bar{U}_K = \int_0^{U_0} U_i \cdot k(U_i) \cdot f_i \cdot dU$$
$$s_{U_K} = \left(\int_0^{U_0} (U_i - \bar{U}_K)^2 \cdot k(U_i) \cdot f_i \cdot dU \right)^{1/2}$$

Liegt der alte Mittelwert der Verteilung deutlich unter 32 kn (hier ist $k(U) = 1$) und ist die Standardabweichung klein, verschiebt sich die

Verteilung in allen Bft-Stufen zu größeren Windgeschwindigkeiten. Besitzt die Verteilung einen großen Mittelwert und große Standardabweichung, wird sie bei Anwendung der Korrekturfunktion zusammengeschoben.

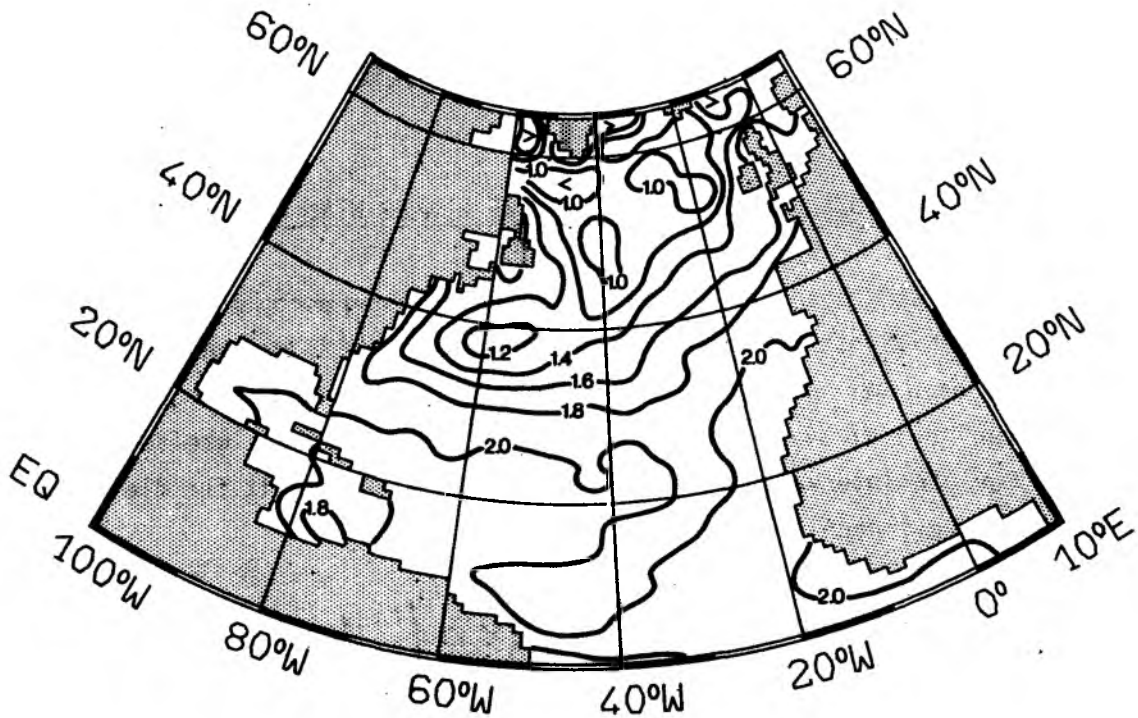


Abb.4.5: Differenz des neu berechneten Betrages der Windgeschwindigkeit nach KAUFELD(1981) minus des Betrages der Windgeschwindigkeit aus den BUNKER-Daten in m/s für den Monat Januar.

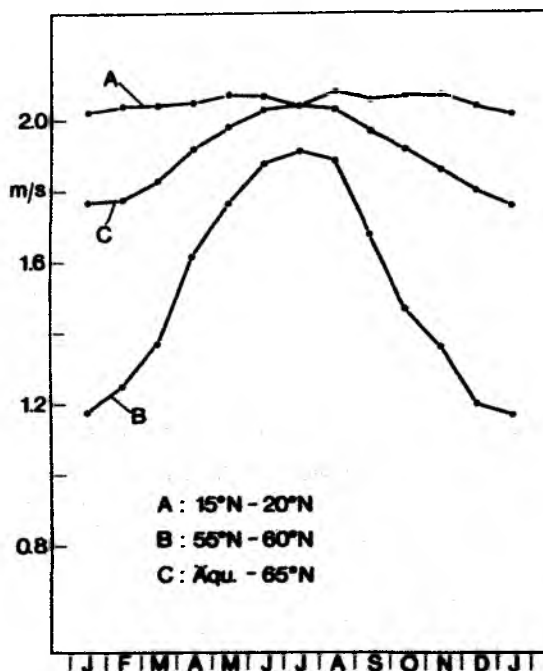


Abb. 4.6: Jahresgang der zonal gemittelten Differenz des neu berechneten Betrages der Windgeschwindigkeit nach KAUFELD (1981) minus des Betrages der Windgeschwindigkeit aus den BUNKER-Daten in m/s für drei Gebiete im Nordatlantik.

Erwartungsgemäß sind daher die Differenzen zwischen den neuen mit der KAUFELD-Skala berechneten Mittelwerten und den mit der alten WMO-Skala berechneten Mittelwerten der Windgeschwindigkeit im südlichen Nordatlantik größer als im nördlichen Teil und im gesamten Bereich positiv (Abb.4.5).

Im Bereich der Westwinddrift treten im Januar bei $U > 13$ m/s und $s_y > 6$ m/s Minima der Differenzen kleiner 1.0 m/s auf, in der Passatregion bei $U = 8$ m/s und $s_y < 3$ m/s sind die Differenzen größer als 2 m/s. Da im Juli Maxima der mittleren Windgeschwindigkeiten nach der alten WMO-Skala nicht größer als 9 m/s sind, schwanken die Differenzen lediglich zwischen 1.8 m/s und 2.2 m/s. Charakteristische Merkmale im Nordatlantik sind räumlich ausgeglichene Differenzen im Sommer, während sie im Winter stärker variieren. In der Westwinddrift tritt ein deutlicher Jahresgang der Differenzen auf, während diese in den Tropen nahezu konstant im Verlaufe des Jahres sind (Abb.4.6).

Beachtet werden muß, daß das Referenzniveau der korrigierten Windfelder bei 25 m definiert ist, während das Referenzniveau bei Umrechnung nach der alten WMO-Skala nicht eindeutig ist (siehe oben).

5. ZUR PARAMETRISIERUNG DER KOMPONENTEN DES STRAHLUNGSHAUSHALTES AN DER OZEANOBERFLÄCHE

Bei klimatologischen Betrachtungen wird der Strahlungshaushalt an der Ozeanoberfläche in kurzwellige Nettostrahlung Q_a sowie langwellige Nettostrahlung IR getrennt. Die erste Komponente stellt einen Energiegewinn, die zweite einen -verlust für den Ozean dar. Beide Größen werden regional durch eine Vielzahl von Eigenschaften des Untergrundes und der gesamten Atmosphärensäule beeinflusst. Q_a und IR werden auf VOF-Schiffen nicht gemessen. In der maritimen Klimatologie werden daher Parametrisierungen verwendet, die die wenigen verfügbaren Bodendaten sowie die durch Augenbeobachtung ermittelte Wolkenbedeckung des Himmels enthalten. Andere atmosphärische Informationen über horizontale Verteilungen von z.B. Aerosolkonzentration, optischer Dicke oder gesamtatmosphärischem Wasserdampfgehalt sind aus VOF-Daten nicht zu entnehmen.

5.1. DIE KURZWELIGE NETTOSTRAHLUNG

Der kurzwellige Nettostrahlungshaushalt an der Ozeanoberfläche wird berechnet nach

$$(5.1) \quad Q_a = Q_s \cdot (1 - \alpha)$$

In (5.1) bezeichnet Q_s die Globalstrahlung, die sich aus der direkten, parallel einfallenden Sonnenstrahlung, aus der diffusen Himmelsstrahlung und aus der an Wolkenrändern reflektierten Strahlung zusammensetzt. α ist die Albedo der Wasseroberfläche. Die Albedo ist u.a. eine Funktion des Zustandes der Wasseroberfläche und der Sonnenhöhe.

5.1.1. DIE VON BUNKER BENUTZTE PARAMETRISIERUNG

BUNKER (1976) benutzt dieselbe Parametrisierung, die bereits in dem Weltatlas von BUDYKO (1963) angewendet wird. Die dort benutzte Parametrisierung der kurzwelligen Nettostrahlung Q_a an der Meeresoberfläche geht auf Arbeiten von BERLIAND zurück. BUNKER berechnet Q_a nach (5.1) mit

$$(5.2) \quad Q_s = Q_0 \cdot (1 - a \cdot n_t - b \cdot n_t^2)$$

(5.2) ist nur in Zusammenhang mit klimatologischen Monatsmittelwerten zu verwenden! Dabei bedeuten Q_0 die bei wolkenlosem Himmel einfallende Globalstrahlung, n_t ist der Wolkenbedeckungsgrad des Himmels, a und b sind empirisch gefundene Wolkenkoeffizienten. a ist eine Funktion der geographischen Breite φ , b ist eine Konstante. Monatsmittelwerte von Q_0 werden bei BUDYKO in Tabellenform als Funktion von φ angegeben. Grundlage bilden langjährige Messungen an Pyrheliometerstationen in der Sowjetunion. BUNKER verwendet mittlere Albedowerte von PAYNE (1972) als Funktion des Monats und der geographischen Breite. a nimmt in den Sommermonaten südlich von 60°N Werte von 0.06 und 0.07 an und wird im Winter bei 60°N nicht größer als 0.12. Die berechneten Q_a -Werte hängen also wesentlich von den tabellierten Q_0 -Daten und den VOF-Wolkenbeobachtungen ab. n_t ist der einzige in (5.2) eingehende Parameter, der auch zonale Variation aufweist. Entsprechend findet man in den Monatskarten von Q_a (siehe ISMER & HASSE, 1987) die großräumigen Strukturen dominiert durch den astronomisch bedingten Jahreszyklus sowie die Gesamtwolkenbedeckung. Monatsmittelwerte liegen im Bereich kleiner 10 W/m^2 nördlich von 60°N im Januar bis zu mehr als 300 W/m^2 an der afrikanischen Küste im Juni. Ein Maß für die räumliche Variation im Bereich des Nordatlantik stellt die Standardabweichung des Nordatlantikmittelwertes dar, der aus den Gitterpunktsdaten eines Monatsfeldes für den Nordatlantik berechnet wird. Diese Standardabweichung des räumlichen Nordatlantik-Mittels schwankt zwischen 66 W/m^2 im Februar und 39 W/m^2 im Mai. Auffallende Merkmale

während des ganzen Jahres sind Maxima von Q_a im Auftriebsgebiet vor NW-Afrika ($>300 \text{ W/m}^2$ im Juni) sowie relative Minima unter dem Wolken-schirm der ITCZ (140 bis 170 W/m^2). Im Herbst und Winter verlaufen die Isolinien nördlich von etwa 25°N weitgehend zonal. Die Jahresvariation wird berechnet als Differenz aus dem maximalen und minimalen Monatsmit-telwert. Die größte Jahresvariation tritt - abgesehen von einigen Küstenregionen - mit mehr als 190 W/m^2 zwischen 30°N und 40°N im zentra-len Nordatlantik auf, bedingt durch das jahreszeitliche Wandern der subtropischen Antizyklone. Sieht man von einem regionalen Maximum nahe der afrikanischen Küste bei 10°N ab, ist die Jahresvariation in den Tro-pen südlich von etwa 20°N geringer als 80 W/m^2 .

BUDYKO (1963) gibt einen zufälligen Fehler von 8% bis 10% von Q_0 für Monatsmittelwerte von Q_0 an, sowie 4% für Jahresmittelwerte von Q_0 . Die gesamte Physik der atmosphärischen Extinktion sowie die astronomisch bedingte Variation der kurzwelligen Einstrahlung steckt in den tabellierten Mittelwerten für Q_0 . Deren Kalibrierung wurde in kontinen-talen Atmosphären vorgenommen. Im Folgenden soll geprüft werden, ob die Anwendung der BUDYKO-Formel möglicherweise zu systematischen Fehlern bei der Berechnung von Q_a im Bereich des Nordatlantik führt. Zunächst wird im folgenden Abschnitt ein Vergleich mit anderen Atlanten angestellt.

5.1.2. VERGLEICH MIT ANDEREN ATLANTEN

Beim Vergleich der aus den BUNKER-Daten erstellten Karten mit den Karten von BUDYKO (1963) muß beachtet werden, daß bei BUDYKO (1963) Q_s und nicht Q_a kartiert ist. Die Isolinienverläufe in den Karten von BUDYKO (1963) sind weniger detailliert und wesentlich glatter. Ein Augenver-gleich der Karten ergibt keine groben systematische Abweichung, Dif-ferenzen betragen weniger als 10% der BUNKER-Werte. Gravierend erscheint bei BUDYKO das völlige Fehlen des durch das Maximum von n_t hervorgerufe-ne Minimum von Q_a im Bereich der ITCZ. Außerdem sind die Maxima in den Auftriebsgebieten nur andeutungsweise vorhanden, das sommerliche subtro-

pische Maximum liegt 20 Längengrade weiter westlich, und die sommerliche Struktur des Minimums von Q_a südlich von Grönland ist unterschiedlich. Da BUDYKO (1963) nur über 280 Datenpunkte im gesamten Weltmeer (!) verfügte, sind die genannten Unterschiede zumindest z.T. auf horizontal zu wenig detaillierte und unterschiedliche Wolkendaten zurückzuführen. In der revidierten Fassung seines Weltatlas (BUDYKO et.al, 1978, siehe auch in BUDYKO, 1982) sind zwei bemerkenswerte Differenzen zu seinen früheren Karten auffällig: In den inneren Tropen (ITCZ) wird Q_s um etwa 30 W/m^2 , sowie südlich von Grönland zwischen 30 und 50 W/m^2 größer angegeben als in den früheren Karten. Diese Unterschiede treten insbesondere in Gebieten mit hoher Wolkenbedeckung auf und müssen durch andere, räumlich höher auflösende Wolkendaten begründet sein, die für die Erstellung der neueren Karten verwendet wurden. Die Tabellenwerte für Q_0 und a stimmen in beiden Versionen überein. Dies ergibt ein Vergleich der Tabellen in BUDYKO (1964) mit denen in BUDYKO (1974).

HASTENRATH & LAMB (1978) benutzen einen Ansatz von BERNHARDT & PHILLIPS (1958) für die Berechnung von Q_a . Testrechnungen zeigen, daß die dort verwendete Parametrisierung bei geringer Wolkenbedeckung ($n_t = 2/8$) um bis zu 50 W/m^2 (= 16%) kleinere Werte als bei BUNKER ergibt. Die Differenzen werden mit wachsendem n_t geringer und sind etwa Null bei $n_t = 7/8$. Damit übereinstimmend sind die in HASTENRATH & LAMB gefundenen Werte z.B. im Auftriebsgebiet vor NW-Afrika im Jahresmittel um etwa 20 W/m^2 kleiner (= 9%) bei $n_t = 3/8$, im August sogar um 35 W/m^2 (= 15%) bei $n_t < 3/8$. Zwischen dem Äquator und 30°N , außerhalb der ITCZ, liegen die Differenzen etwa bei 8% bis 10%. Es sei angemerkt, daß nach Augenvergleich die Karten für n_t gut übereinstimmen.

5.1.3. DIE ERGEBNISSE VON REED (1977) SOWIE DOBSON UND SMITH (1985)

Aus einer Reihe von Publikationen, die Vorschläge für die Parametrisierung von Q_a über dem Ozean angegeben haben, werden zwei Arbeiten von REED (1977) sowie DOBSON & SMITH (1985) näher diskutiert, weil sie die

längsten Meßreihen in maritimen Atmosphären auswerten, während viele andere Arbeiten nur Kurzzeitmessungen (z.B. SIMPSON & PAULSON, 1979) zur Kalibrierung verwenden.

REED (1977) wertet mehrjährige Messungen an verschiedenen Küsten- und Inselstationen im Nordatlantik und Nordpazifik zwischen 25°N und 45°N sowie Messungen auf einem Forschungsschiff im Pazifik aus. Entsprechend der Lage der Meßstationen läßt sich ein gewisser kontinentaler Einfluß in diesen Meßreihen zwar nicht ausschließen, diese Daten repräsentieren jedoch maritime atmosphärische Verhältnisse besser als diejenigen, die für die Kalibration der BUDYKO-Formel verwendet wurden. REED zeigt, daß seine gemessenen Daten der Globalstrahlung bei wolkenlosem Himmel Q_0 durch eine Formel von SECKEL & BEAUDRY (1973) nach Daten aus LIST (1971) mit einem mittleren RMS-Fehler kleiner als 5% berechnet werden können. Dabei wird die atmosphärische Transmission konstant mit 0.7 angenommen. Die Extinktion durch n_t für $n_t > 2/8$ bestimmt REED (1977) zu

$$(5.3) \quad Q_A(n_t)/Q_0 = 1 - c_n \cdot n_t + 0.0019 \cdot h_{12}, \quad n_t > 2/8$$

mit $c_n = 0.62$. (5.3) gilt für Tagesmittelwerte, h_{12} ist die Sonnenhöhe zur Mittagszeit. Für $n_t < 2/8$ empfiehlt REED (1977) eine konstante Reduktion von Q_s um 5%.

DOBSON & SMITH (1985, im Folgenden mit DS85 abgekürzt) geben verschiedene Modelle zur Berechnung von Q_a an, die aus einer 17-jährigen Meßreihe am OWS P im Pazifik (50°N, 145°W) und einer 11-jährigen Meßreihe auf Sable Island (44°N, 60°W) im Nordatlantik kalibriert wurden. Die Autoren zeigen anhand eines Vergleiches unterschiedlich aufwendiger Modelltypen, daß die Berücksichtigung von Wolkentypen bei der Parametrisierung die Ergebnisse für Q_a nicht verbessert. In ihrem sogenannten "Okta"-Modell, das ausschließlich aus den Daten am OWS P und damit in rein maritimen Atmosphären kalibriert wurde, wird die atmosphärische Attenuation und die Reduktion durch n_t durch Koeffizienten $A(n_t)$ und $B(n_t)$ und als Funktion der Sonnenhöhe h bestimmt:

$$(5.4) \quad Q_0(m_t)/Q = (A(m_t) + B(m_t) \cdot \sin h) \cdot \sin h$$

Q bedeutet die auf die horizontale Fläche am Außenrand der Atmosphäre auftreffende Solarstrahlung, deren astronomischer Zyklus als Funktion der geographischen Breite und der Zeit berechnet werden kann. (5.4) gilt für Stundermittelwerte! Wegen der nichtlinearen Form von (5.4) ist das Modell von DS85 nicht auf die klimatologischen Monatsmittelwerte n_t aus dem BUNKER-Datensatz anwendbar. Daher werden für beide vorgestellte Parametrisierungen Vergleichsrechnungen für Q_0 und die Wolkenreduktion getrennt durchgeführt:

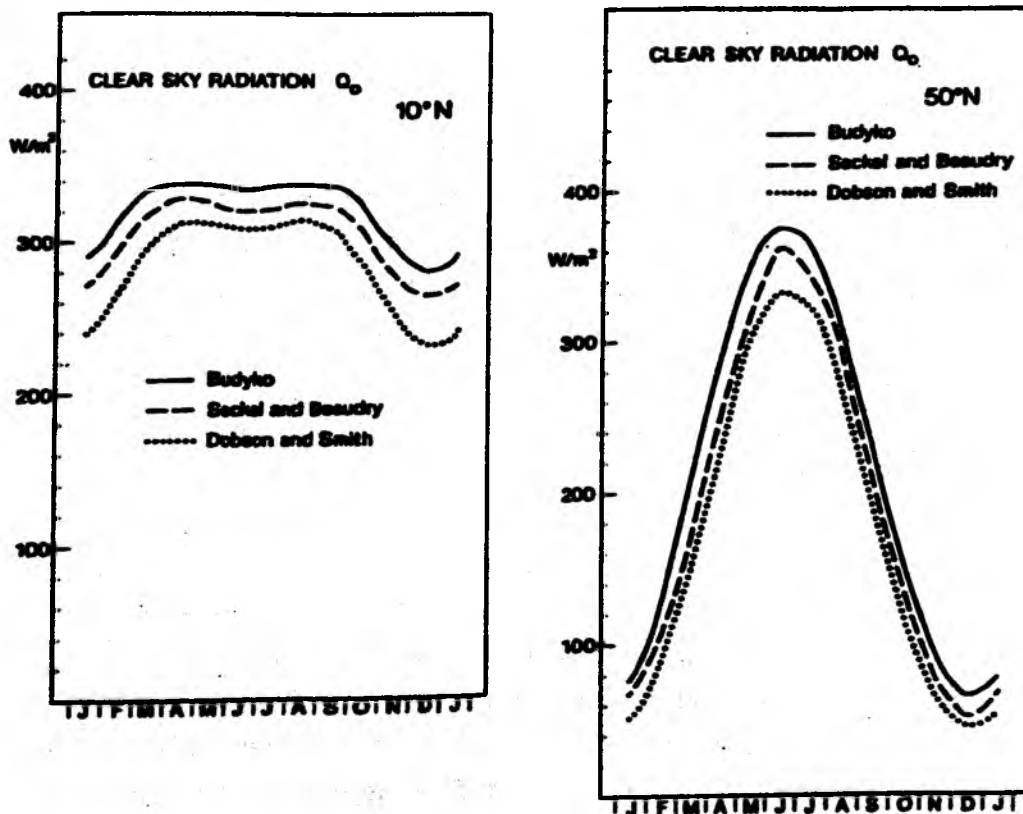


Abb.5.1 : Der Jahresgang der Globalstrahlung Q_0 [W/m^2] bei wolkenlosem Himmel nach den Tabellen von BUDYKO (1963, 1974), nach SECKEL & BEAUDRY (1973) und nach dem "Okta"-Modell von DOBSON & SMITH (1985) für 10°N und 50°N im Nordatlantik.

1) Q_0 wird als Funktion der geographischen Breite und der Jahreszeit berechnet und mit den Tabellenwerten von BUDYKO verglichen. Dabei werden Tagesmittel nach REED für jeden Tag des Jahres berechnet und zu den entsprechenden Monatswerten gemittelt. Die Stundenwerte nach DS85 werden zunächst zu Tagesmittelwerten und diese dann entsprechend zu Monatswerten gemittelt.

(2) Die Attenuation durch die Gesamtbedeckung wird getrennt verglichen. Beachtet werden muß, daß bei DS85 die Koeffizienten A und B in (5.4) sowohl die atmosphärische Attenuation als auch die Wolkenreduktion enthalten. Zum Vergleich mit (5.3) gilt daher

$$Q_s(m_t)/Q_0 = (Q_s(h_t)/Q) / (Q_0/Q)$$

wobei $Q_s(0) = Q_0$ und Q die extraterrestrische Sonnenstrahlung bedeutet. Zunächst werden die Ergebnisse für die Globalstrahlung bei wolkenlosem Himmel Q_0 verglichen. In allen geographischen Breiten sind die Tabellenwerte von BUDYKO (1963, 1974) am größten, die nach dem Okta-Modell von DS85 berechneten am kleinsten, und die nach REED liegen zwischen beiden erstgenannten Kurven (Abb.5.1). Die Differenzen zwischen den jeweils benachbarten Kurven betragen typischerweise 15 bis 20 W/m^2 , zwischen BUDYKO und DS85 bis zu 50 W/m^2 . Dies wird mit den folgenden 4 Bemerkungen kommentiert:

(1) Eine mögliche physikalische Erklärung dieser Ergebnisse ist, daß höherer Wasserdampfgehalt in maritimen Atmosphären eine größere Attenuation als in kontinentalen Atmosphären bewirkt. Andererseits streut maritimes Aerosol stärker und absorbiert weniger als kontinentales Aerosol. Dieser Effekt ließe erwarten, daß die Differenzen zwischen den Parametrisierungen in Abb. 5.1 genau das entgegengesetzte Vorzeichen zeigen.

(2) Sowohl BUDYKO als auch DS85 extrahieren Maxima von Q_s für jeden Tag des Jahres aus den langjährigen Meßreihen von Q_s , und betrachten diese Werte als Jahrgang von Q_0 . BUDYKO weist darauf hin, daß derart gewon-

nene Jahregänge von Q_0 in kontinentalen Gebieten systematisch zu hohe Werte ergeben können, da Tagesmaxima von Q_5 dort häufig wolkenlose Situationen mit außergewöhnlich geringer (und nicht mittlerer) atmosphärischer Trübung beschreiben. Wolkenloser Himmel tritt über den Kontinenten viermal häufiger auf als über den Ozeanen (WARREN et.al, 1985), daher besteht über den Ozeanen eher die Möglichkeit der Unterschätzung von Q_0 , da die Wahrscheinlichkeit geringer ist, daß Tagesmaxima von Q_5 tatsächlich wolkenlose Situationen beschreiben.

(3) Die zufälligen Fehler der Monatsmittelwerte von Q_0 betragen nach Autorenangaben 8% bis 10% bei BUDYKO und 2% bis 4% von Q_0 bei REED. Damit überschneiden sich die Vertrauensbereiche zumindest dieser beiden Parametrisierungen.

(4) Erstaunlich ist, daß SD85 im Gegensatz zu den Ergebnissen in Abb.5.1 eine gute Obereinstimmung (2% RMS-Fehler) zwischen den BUDYKO-Tabellen und den langjährigen Messungen am OWS P und auf Sable Island feststellen. Die Kalibrierung des Okta-Modells gibt diese Obereinstimmung nicht wieder. Berücksichtigt werden muß, daß beide Meßorte in Gebieten mit hohen mittleren Bedeckungsraten (OWS P: $n_t > 7/8$, Sable Island: $n_t > 6/8$, jeweils Jahresmittel) liegen, sodaß Termine mit geringer oder gar keiner Bedeckung sehr selten und damit die Kalibrierung für diese Verhältnisse relativ unsicher ist.

Es muß also angenommen werden, daß BUDYKOs Tabellenwerte für Q_0 bei Anwendung in maritimen Atmosphären systematisch zu hohe Ergebnisse erzielen. Einschränkend muß hinzugefügt werden, daß nicht eindeutig geklärt werden kann, inwieweit die in Abb.5.1 gezeigten Ergebnisse die unter (1) genannten physikalisch begründbaren Unterschiede darstellen oder eventuell durch die Berechnungsart (siehe (2)) künstlich erzeugt bzw. verfälscht sind.

Die Reduktion der Einstrahlung durch Wolken wird bei den drei Methoden unterschiedlich bestimmt (Abb.5.2). Die quadratische Formel von BERLIAND

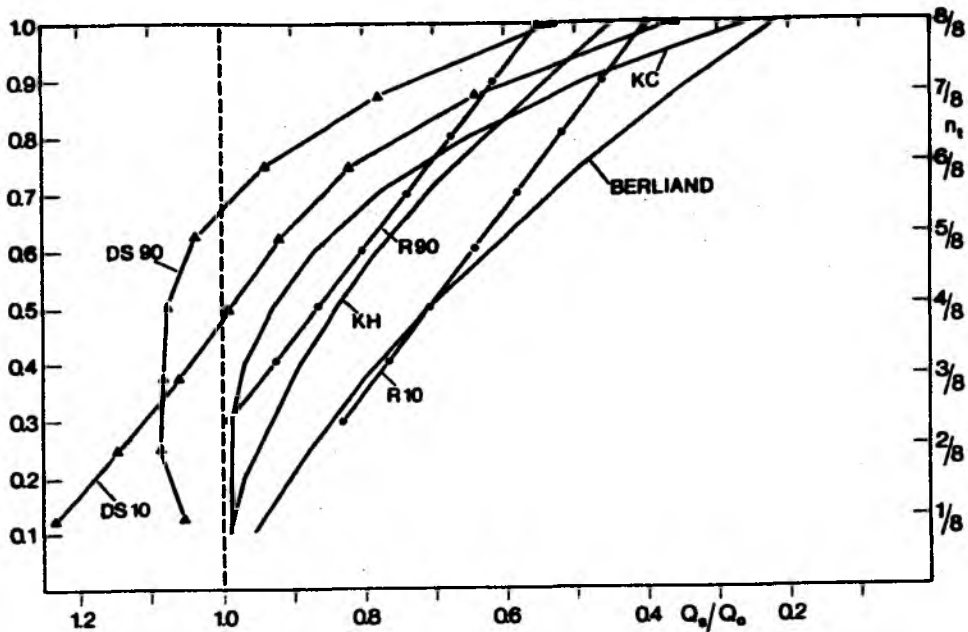


Abb.5.2 : Die Reduktion der Globalstrahlung Q_s/Q_0 (Abszisse) als Funktion der Gesamtbedeckung n_t (Ordinate). Dargestellt sind die Kurven von BERLIAND (nach BUDYKO, 1963, 1974), zwei Kurven nach REED (1977) für die Sonnenhöhe zur Mittagszeit von 10° (R10) und 90° (R90), sowie die aus dem "Okta"-Modell von DOBSON & SMITH (1985) bestimmten Werte für die Sonnenhöhe 10° (DS10) und 90° (DS90). Weiter sind eingetragen: KC, nach KASTEN & CZEPLAK (1980) und KH, nach KAISER & HILL (1976) .

reduziert besonders für $n_t > 4/8$ am stärksten und stimmt mit (5.3) lediglich bei niedrig stehender Sonne und $n_t < 3/8$ überein. Besonders durchbrochene Cumulus (Cu)- Bewölkung bewirkt eine Reflektion der kurzwelligen Strahlung an den Wolkenrändern und -seiten zum Erdboden hin. Nach WARREN et.al (1985) treten Cu-Wolken über den Kontinenten häufiger zusammen mit Cirrus (Ci)-Wolken auf als über dem Ozean. Zudem sind Cu-Wolken häufiger über den Ozeanen und treten dort auch häufiger alleine auf. Dies bedeutet, daß Situationen mit starker Reflektion der kurzwelligen Strahlung an Wolkenrändern häufiger über den Ozeanen auftreten, und könnte erklären, warum die BUDYKO/BERLIAND Formel (5.2) bei $n_t > 4/8$ stärker reduziert als die beiden in maritimen Atmosphären kalibrierten Formeln (5.3) und (5.4). Andererseits treten über den Kontinenten und

besonders über der Sowjetunion Ci-Wolken in mehr als 60% der Termine alleine auf, während dies über dem Nordatlantik nur in weniger als 20% der Termine der Fall ist. Daraus folgt, daß bei Terminen mit hohen n_t - Werten über der Sowjetunion mehr Termine mit ausschließlich Ci-Wolken und entsprechend geringerer optischer Dicke bzw. geringerer Extinktion auftreten als über dem Nordatlantik. Dies steht in Kontrast zu den Darstellungen und Ergebnissen in Abb. 5.2. Die Wolkenklimatologie bietet also keine genügende Erklärung für die unterschiedlichen Reduktionsformeln (5.2), (5.3) und (5.4). Es ist aber weiterhin möglich, daß unterschiedliche Wolkentropfengrößen über den Ozeanen und den Kontinenten eine Erklärung darstellen. Die Ergebnisse der nichtlinearen Form von (5.4) stimmen mit denen von (5.3) nur bei bedecktem Himmel überein. Eine nichtlineare Form wie die von (5.4) wird prinzipiell auch durch andere Arbeiten von KASTEN & CZEPLAK (1980, 10-jährige Meßreihe in Hamburg) und KAISER & HILL (1976, zweimonatige Reihe im Nordatlantik bei 35°N, 72°W) bestätigt. Die physikalische Ursache ist die bereits genannte Reflektion der Sonnenstrahlung an den Wolkenseiten. Dieser Effekt tritt besonders bei durchbrochener Cu-Bewölkung auf und ist in Modellrechnungen bestätigt worden (z.B. SCHMETZ, 1983). Obwohl (5.4) im Gegensatz zu den anderen Formeln für Stundenmittel kalibriert wurde, sind insbesondere die Werte für $Q_s/Q_0 > 1$ selbst bei $n_t > 4/8$ verwunderlich. Im Gebiet des OWS P beträgt der Anteil an Cu-Wolken weniger als 20%, dagegen überwiegen St- und Sc-Wolken mit mehr als 60% (HAHN et.al, 1982). Bei den letztgenannten Wolkentypen spielt die oben genannte Reflektion an Wolkenrändern keine Rolle. Berücksichtigt man weiter die hohe Gesamtbedeckung im Gebiet des OWS P, erscheint (5.4) bei kleinem n_t relativ unsicher. Die Schwierigkeiten einer einheitlichen Parametrisierung der Extinktion durch Wolken alleine aus der Gesamtbedeckung zeigt ein Vergleich der unterschiedlichen Ergebnisse aus Daten am OWS P (Abb.5.3).

Neben REED (1977) geben auch andere Autoren für verschiedene Meeresgebiete an, daß die BUDYKO-Methode bei Anwendung in maritimen Verhältnissen z.T. wesentlich zu kleine Ergebnisse für Q_a berechnet (für die Tropen siehe z.B. HANSON, 1976 oder QUINN & BURT, 1968). Vergleiche aus

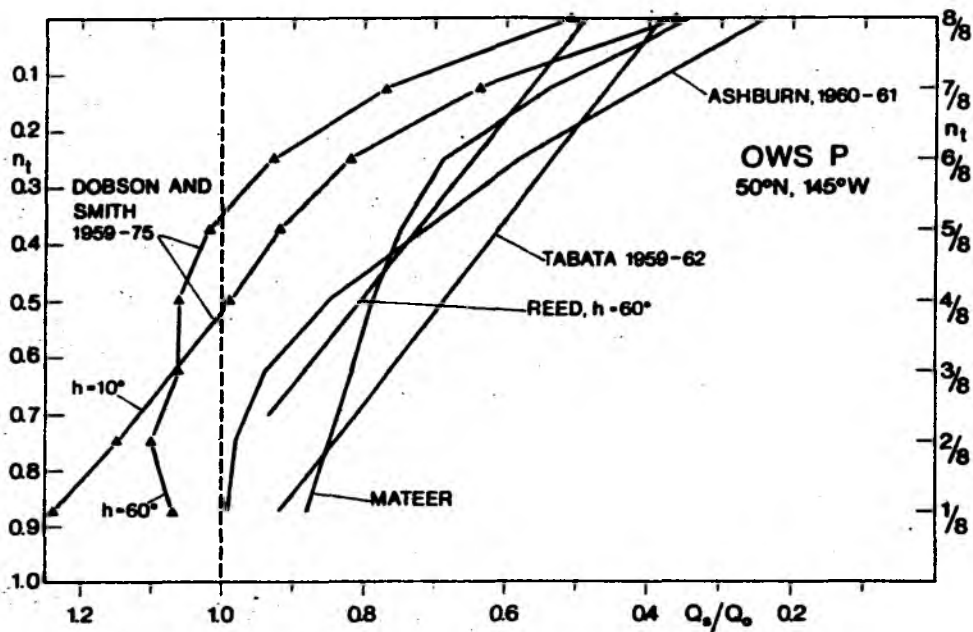


Abb.5.3 : Wie Abb.5.2, jedoch, bis auf REED, verschiedene Ergebnisse aus Meßdaten am OWS P. h ist die Sonnenhöhe. Eingezeichnet sind Ergebnisse von ASHBURN (1963), TABATA (1964) und MATEER (1963, zitiert in TABATA, 1964) sowie DOBSON & SMITH (1985).

höheren Breiten wurden z.B. von SMITH & DOBSON (1984) angegeben. Aus den stündlichen Wolkenbeobachtungen am OWS B (55°N/51°W) berechnen sie den mittleren Jahrgang von Q_a . Der Jahresmittelwert beträgt 88 W/m^2 (gegenüber 63 W/m^2 mit BUNKERs Methode), im Juli ist die Diskrepanz am größten (186 W/m^2 gegen 124 W/m^2).

Die Methode von REED (1977) wird nun benutzt, um die kurzweilige Nettostrahlung an der Oberfläche des Nordatlantik neu zu berechnen.

5.1.4. DIE NEUBERECHNUNG DER KURZWELLIGEN NETTOSTRAHLUNG UNTER VERWENDUNG DER METHODE VON REED (1977)

Für die Anwendung von (5.3) auf langjährige Monatsmittel von n_t wird Q_0 und h_{12} für jeden Tag des Jahres berechnet und dann monatsweise gemittelt.

telt. Aus den Albedotabellen nach PAYNE (1972) wird ein Wert für jede geographische Breite linear interpoliert.

Die über den gesamten Nordatlantik gemittelten Differenzen $Q_a(\text{REED}) - Q_a(\text{BUNKER})$ sind bis auf den Januar in jedem Monat positiv und betragen im Jahresmittel $185 - 169 = 16 \text{ W/m}^2$ (Juli: $245 - 211 = 34 \text{ W/m}^2$). Der dominierende der beiden im letzten Abschnitt diskutierten Effekte ist also die nach REED geringere Reduktion der kurzwelligen Einstrahlung durch die Wolken. Diese überkompensiert regional und jahreszeitlich variabel die nach REED kleineren Q_0 -Werte. Karten der kurzwelligen Nettostrahlung Q_a (REED) sind im Anhang zu finden. Die REED-Formel berechnet besonders im Sommer in Gebieten mit hoher Gesamtwolkenbedeckung deutlich höhere Q_a -Werte. Dagegen sind die Differenzen im Winter nördlich von etwa 20°N schwach negativ (Abb.5.4). Hier ergibt sich eine zumindest qualitativ bemerkenswerte Übereinstimmung zwischen diesen Ergebnissen einerseits und den Differenzen zwischen den alten und neuen revi-

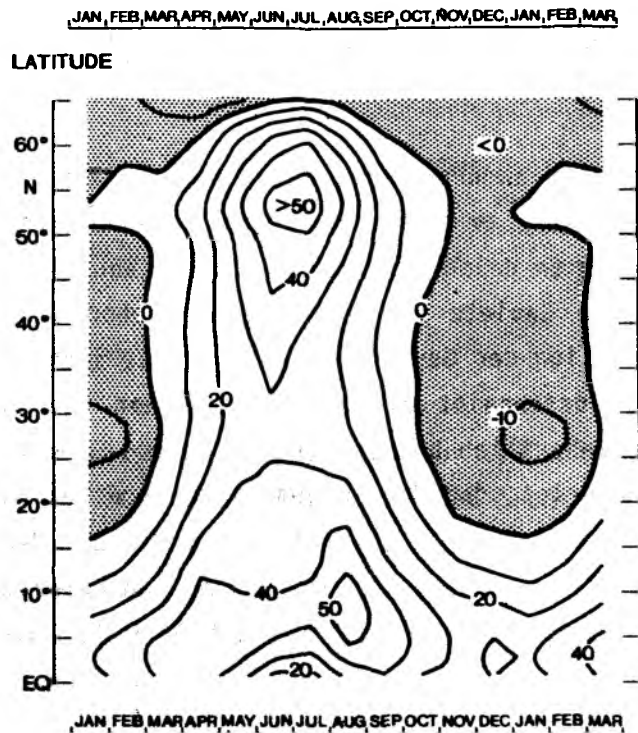


Abb. 5.4 : Der Jahresgang zonaler Mittelwerte als Funktion der geographischen Breite. Dargestellt ist die Differenz $Q_a(\text{REED}) - Q_a(\text{BUNKER})$, [W/m^2].

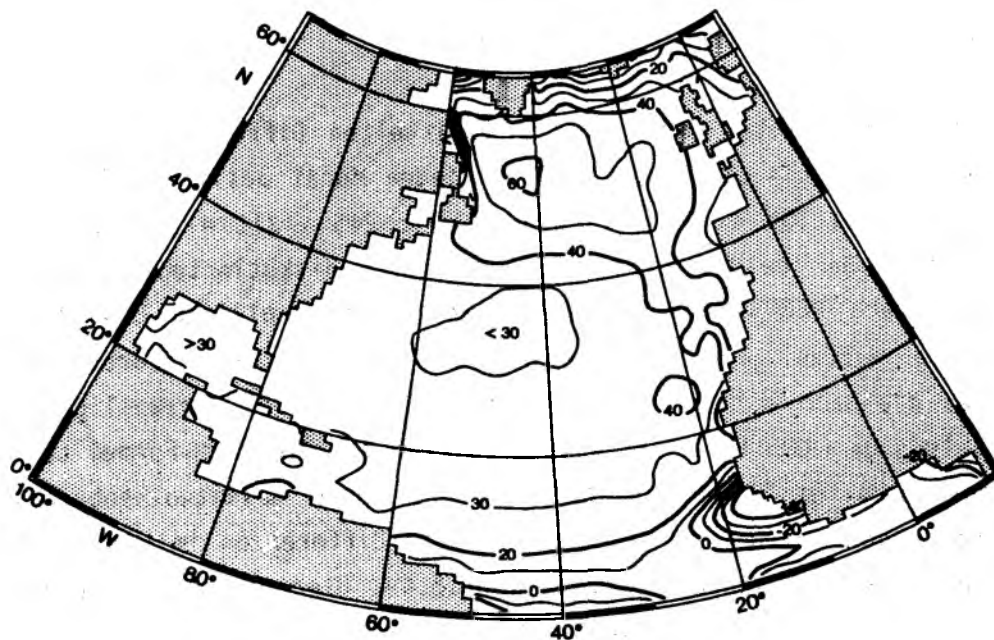


Abb.5.5 : Differenz der Jahresvariation Q_a (REED) - Jahresvariation Q_a (BUNKER) [W/m^2] im Nordatlantik.

dierten BUDYKO-Karten andererseits. Die Variation des Jahresganges wird im ganzen Nordatlantik um Werte zwischen $10 W/m^2$ und $65 W/m^2$ erhöht (Abb.5.5). Ausgenommen davon sind lediglich der äquatoriale Bereich südlich von $5^\circ N$ sowie Gebiete in der ITCZ mit hoher Gesamtbedeckung und großer Jahresvariation der Gesamtbedeckung (siehe ISEMER & HASSE, 1985). Erfreulicherweise beschreibt die REED-Formel den Jahresgang von Q_a in der OWS B Region wesentlich besser als die BUDYKO-Formel (Abb.5.6). Dies wird als Beleg gewertet, daß die in gemäßigten Breiten kalibrierte REED-Formel auch in höheren Breiten anwendbar ist. Bis auf die Monate Mai bis Juli sind die Differenzen geringer als $5 W/m^2$ und betragen im Juni maximal $8 W/m^2$. Im Jahresmittel beträgt Q_a nach REED $91 W/m^2$, nach DOBSON & SMITH (1985) $88 W/m^2$.

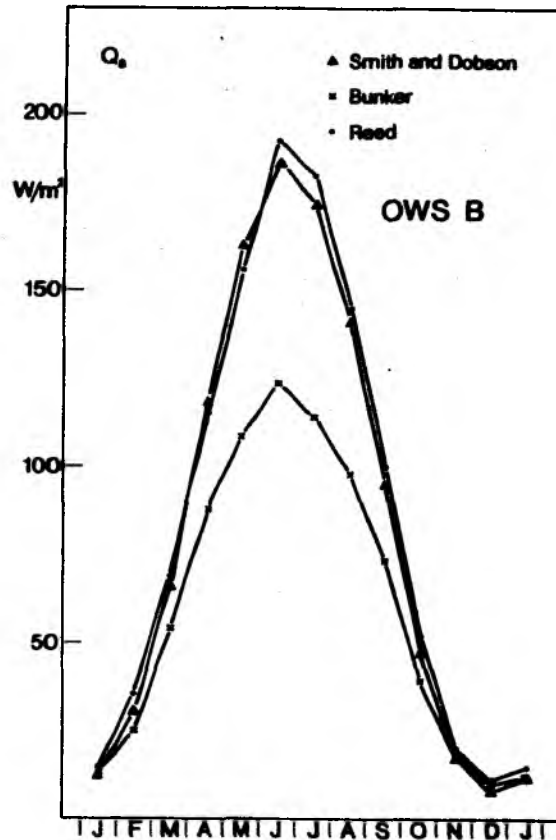


Abb.5.6 : Der Jahresgang der kurzwelligen Nettostrahlung Q_a [W/m^2] am OWS B. Die Kurven für BUNKER und REED sind aus den Monatsfeldern extrahiert ($51^\circ W$ - $53^\circ W$, $55^\circ N$ - $57^\circ N$). Weiter sind die Berechnungen aus den OWS-Daten nach SMITH & DOBSON (1984) eingezeichnet.

5.1.5. FEHLERABSCHÄTZUNG

Die durch Gaußsche Fehlerfortpflanzung berechneten zufälligen Fehler der Monatsmittelwerte von Q_a sind bedingt durch die große Anzahl der Einzelbeobachtungen gering und betragen weniger als $\pm 2 W/m^2$. Dabei sind jedoch nur zufällige Fehler der Gesamtwolkenbedeckung und der Albedo (nach PAYNE, 1972) berücksichtigt. Nach REED (1977) beträgt der zufällige Fehler der Monatsmittelwerte von Q_0 zwischen $\pm 2\%$ und $\pm 4\%$ von Q_0 . REED (1982) vergleicht Ergebnisse seiner Formel mit zwei mehrmonatigen Meßreihen im tropischen Pazifik. Der zufällige Fehler einzelner Monatsmittelwerte von Q_a beträgt dabei zwischen $\pm 3\%$ und $\pm 8\%$ des Mittelwertes von Q_a .

Systematische Unsicherheiten durch die Berechnungsformel werden in der Hauptsache zurückgeführt auf (1) die für den gesamten Nordatlantik konstant gesetzte Transmission und (2) den konstanten Koeffizienten c_n . Diese systematischen Unsicherheiten sind nicht statistischer Natur in dem Sinn, daß sie sich mit der Wurzel aus der Anzahl der Beobachtungen verringern. Für die Transmission wird eine mittlere systematische Unsicherheit von +4% von Q_0 angenommen. In 50°N variiert z.B. die Transmission bei wolkenlosem Himmel, berechnet aus dem "Okta"-Modell von DS85, für Sonnenhöhen von 20° bis 50° zwischen 0.54 und 0.73. Die systematische Unsicherheit von c_n wird mit +6% von c_n (= +0.04) angenommen. Dies entspricht einer systematischen Unsicherheit von Q_a von +4% (bei $n_t = 3/8$) und +7% (bei $n_t = 7/8$). Die berechneten größtmöglichen systematischen Unsicherheiten (Tabelle 5.1) variieren zwischen 2 und 24 W/m^2 .

Tabelle 5.1 :

Größtmögliche systematische Unsicherheit F_m der Monatsmittelwerte von Q_a berechnet nach der Methode von REED (1977) für verschiedene Breiten und Monate sowie das Jahresmittel im Nordatlantik. F_m setzt sich additiv zusammen aus (1) 4% des Mittelwertes von Q_0 für die atmosphärische Transmission und (2) 6% von c_n für die Unsicherheit in der Parametrisierung der Wolkenextinktion. Angaben in W/m^2 .

	$Q_0 * 0.04$	$Q_a * 0.06$	F_m
	Jan/Jul/Jahr	Jan/Jul/Jahr	Jan/Jul/Jahr
$6^\circ - 10^\circ\text{N}$	8/ 10/ 10	9/ 11/ 11	17/ 21/ 21
$16^\circ - 20^\circ\text{N}$	6/ 10/ 8	8/ 12/ 10	14/ 22/ 18
$31^\circ - 35^\circ\text{N}$	5/ 11/ 7	5/ 13/ 9	10/ 24/ 16
$41^\circ - 45^\circ\text{N}$	3/ 11/ 7	3/ 12/ 8	6/ 23/ 15
$51^\circ - 55^\circ\text{N}$	1/ 9/ 5	1/ 12/ 6	2/ 21/ 11

5.2. DIE LANGWELIGE NETTOSTRAHLUNG

Die langwellige Nettostrahlung an der Ozeanoberfläche ist die Differenz aus der Ausstrahlung der Ozeanoberfläche und der atmosphärischen Gegenstrahlung. Der Ozean verliert Energie an seiner Oberfläche durch lang-

wellige Ausstrahlung. Besonders die atmosphärischen Gase H_2O , CO_2 und O_3 absorbieren von dieser Ausstrahlung in bestimmten Banden des Spektrums in unterschiedlicher Weise, emittieren ihrerseits entsprechend ihrer Temperatur und tragen wesentlich zur atmosphärischen Gegenstrahlung bei. Der Ozean gewinnt Energie durch die atmosphärische Gegenstrahlung. Im klimatologischen Mittel ist der Nettofluß der langwelligen Strahlung an der Ozeanoberfläche aus dem Ozean in die Atmosphäre gerichtet, da die mittlere Temperatur der atmosphärischen Emittenten geringer als die Wasseroberflächentemperatur ist. Wolken bilden nahezu schwarze Körper, je nach ihrer Höhe (und damit ihrer Temperatur) verringern sie die langwellige Nettostrahlung an der Ozeanoberfläche. Die meisten der in der maritimen Klimatologie verwendeten Parametrisierungen beruhen auf dem Stefan-Boltzmann Gesetz und enthalten empirische Korrekturterme bezüglich des atmosphärischen Wasserdampfgehaltes und der Wolkenbedeckung.

5.2.1. VERGLEICH ZWEIER VON BUNKER VERWENDETER PARAMETRISIERUNGEN

In dem klimatologischen Datensatz verwendet BUNKER eine von EFIMOVA stammende, modifizierte Formel für die langwellige Nettostrahlung IR:

$$(5.5) \quad IR = \varepsilon \cdot \sigma \cdot \theta_L^4 (0.254 - 0.00495 \cdot e_L) \cdot (1 - c \cdot n_t^t) + 4 \varepsilon \cdot \sigma \cdot \theta_L^3 (\theta_D - \theta_L)$$

Es bedeuten θ_L und θ_D die absolute Luft- bzw. Wasseroberflächentemperatur in K, e_L ist der Partialdampfdruck in hPa und n_t die Gesamtwolkenbedeckung. $\varepsilon = 0.96$ ist das Emissionsvermögen der Ozeanoberfläche und σ die Stefan-Boltzmann Konstante. Es sei hier angemerkt, daß in den Originalarbeiten von BUNKER andere Koeffizienten im Wasserdampfkorrekturterm angegeben sind. Diese ergeben sich durch BUNKERs Benutzung einer modifizierten Stefan-Boltzmann Konstante (siehe GOLDSMITH und BUNKER, 1979). Der Wolkenkoeffizient c ist als Funktion der geographischen Breite z.B. bei BUDYKO (1974) angegeben. Er wächst von 0.48 am Äquator bis 0.80 bei $70^\circ N$. BUNKER verwendete eine lineare

Reduktion durch die Wolken, d.h. $t = 1.0$. Die Angaben für t schwanken in der Literatur zwischen 1.0 und 2.7. BUDYKO (1958) verwendet $t = 2.0$, BUDYKO (1963) dagegen $t = 1.0$. Bemerkenswert ist, daß die Werte des Koeffizienten c dabei für $t = 1.0$ und $t = 2.0$ (siehe BUDYKO, 1974) identisch sind. Es existiert in diesem Punkt offenbar eine Unsicherheit in der Literatur (siehe auch SELLERS, 1969). Mit (5.5) wird IR aus der Lufttemperatur berechnet, die gewöhnlich mehrere Meter über der Wasseroberfläche gemessen wird. Der zweite Summand stellt einen Korrektions-term dar, der den Unterschied zwischen der Oberflächentemperatur und der Lufttemperatur berücksichtigt (SELLERS, 1969). Dieser zweite Term ist in der ursprünglichen Formulierung von (5.5) nach EFIMOVA nicht enthalten (siehe z.B. BUDYKO, 1963), er wurde von BUNKER hinzugefügt. Die Formel (5.5) ist nur für klimatologische Monatsmittelwerte anwendbar und kann bei synoptischen Berechnungen zu großen systematischen Fehlern von mehreren 100% führen.

In dem Zeitseriendatensatz verwendet BUNKER eine andere Parametrisierung für IR, die er nach den Strahlungskarten von ELSASSER (1942) hergeleitet hat:

$$(5.6) \quad IR = -k_1 \cdot (T_e - T_w) \cdot (1 + k_2 (T_e - 15)) + n_e \cdot IR_{l8} \\ + n_h \cdot IR_{h8} + (1 - n_t) \cdot IR_0$$

Für $(T_l - T_w) \leq 0$ ist $k_1 = 4$ und $k_2 = 0.008$. Für $(T_l - T_w) > 0$ ist $k_1 = 0.96$ und $k_2 = 0.03$. n_l , n_h und n_t bedeuten den Bedeckungsgrad in 1/8 für niedrige, mittelhohe und hohe, sowie sämtliche Wolkentypen. IR_0 bedeutet die langwellige Nettostrahlung bei wolkenlosem Himmel, IR_{l8} und IR_{h8} die bei Totalbedeckung des Himmels mit niedrigen bzw. hohen und mittelhohen Wolken. Bei der Erstellung des Zeitseriendatensatzes bevorzugte BUNKER (5.6), weil mit ihr eine Differenzierung nach Wolkentypen möglich ist. Außerdem erzielte er mit (5.6) ein realistischeres Energiebudget für das Mittelmeer (BUNKER et al, 1982). Für die Anwendung von (5.6) erstellte BUNKER Tabellen für IR_{l8} , IR_{h8} , IR_0 und den Quotien-

ten n_l/n_h für jedes Marsden Square und jede Jahreszeit. IR0, IR18 und IRh8 bestimmte BUNKER aus den ELSASSER-Strahlungskarten. Die Einzelheiten der angewandten Methode und der dabei benutzten Daten konnten nicht mehr festgestellt werden. Um die Ergebnisse der beiden Parametrisierungen bei Anwendung auf den Nordatlantik zu vergleichen, werden für diese Arbeit die Tabellendaten zunächst zeitlich auf Monatsmittelwerte und räumlich auf 1° -Gitterpunkte linear interpoliert. Mit T_w , T_l , n_t und n_l aus den Klimadaten kann IR dann nach (5.6) berechnet werden.

Dominierend ist bei beiden Parametrisierungen (5.5) und (5.6) die Variation mit der Wolkenbedeckung. Bei $T_l = 15^\circ\text{C}$ variiert IR nach (5.5) von 80 W/m^2 bei $n_t = 2/8$ bis zu 32 W/m^2 bei $n_t = 8/8$. (5.5) zeigt zudem eine starke Abhängigkeit von T_l . Verändert man T_l von 0°C auf 30°C , variiert IR bei $n_t = 8/8$ um 11 W/m^2 , um 30 W/m^2 bei $n_t = 3/8$. Die Veränderung von IR bei im Nordatlantik auftretenden Variationen von e_l und dT sind dagegen jeweils kleiner als 5 W/m^2 . Bei Rechnung mit (5.6) sind die im Nordatlantik typischen Variationen von IR mit T_l kleiner als 2 W/m^2 , die Variation mit der Feuchte steht in IR0 und beträgt weniger als 5 W/m^2 . Stärker als in (5.5) ist die Abhängigkeit von dT in (5.6). Variiert man dT zwischen -5°C und 1°C , variiert IR bis zu 30 W/m^2 .

Im Anhang sind Karten für IR nach (5.5) und (5.6) gegeben. (Anmerkung: Nur für die Kartendarstellung werden bei den Komponenten des Nettoenergieüberganges in einheitlicher Weise Gewinn für den Ozean positiv und Verlust für den Ozean negativ dargestellt. Entsprechend ist IR nach (5.5) oder (5.6) in den Karten mit negativem Vorzeichen dargestellt.) IR ist negativ für den Ozean in allen Monaten. Die Werte von IR nach (5.5) schwanken zwischen etwa -20 W/m^2 und -65 W/m^2 , die räumliche Variation innerhalb einzelner Monatsfelder ist wesentlich geringer als bei der kurzweiligen Nettostrahlung. Die Standardabweichung des räumlichen Mittelwertes über dem ganzen Nordatlantik schwankt zwischen 4.5 W/m^2 im Oktober und 7.5 W/m^2 im Februar. Von den vier Komponenten des Nettoenergieüberganges weist IR die geringste Jahresvariation auf. Sie beträgt in weiten Teilen des Nordatlantik weniger als 10 W/m^2 . Der dominierende

Tabelle 5.2 :

Vergleich der Mittelwerte der langwelligen Nettostrahlung IR im Nordatlantik. Angegeben sind Ergebnisse nach (5.5) (= IR(EFIMOVA)) und (5.6) (=IR(ELSASSER)) in W/m^2 .

	Jan	Apr	Jul	Okt	Jahr
IR(ELSASSER)	48	48	43	47	46
IR(EFIMOVA)	40	41	37	38	39
IR(ELSASSER)- IR(EFIMOVA)	8	7	6	9	7

Einfluß der Gesamtbedeckung wird in den Karten beider Parametrisierungen deutlich, kleinste Beträge von IR treten südlich Grönland und im Bereich der ITCZ auf, größte Beträge im Auftriebsgebiet vor NW-Afrika.

Generell ergibt (5.6) bei großen Differenzen ($T_w - T_l$) und hoher Luftfeuchte um z.T. mehr als $25 W/m^2$ größere Beträge für IR als (5.5), dagegen ergibt (5.5) größere Beträge als (5.6) im Wesentlichen nur bei stabiler Schichtung. Gemittelt über den gesamten Nordatlantik ergeben sich systematisch höhere Beträge bei Anwendung von (5.6) in allen Monaten (Tabelle 5.2).

5.2.2. VERGLEICH MIT ANDEREN ARBEITEN

Für IR sind in der Literatur eine Fülle von Parametrisierungen mit entsprechend unterschiedlichen Ergebnissen zu finden. Eine jüngste Übersicht geben z.B. FUNG et.al (1984). Die Problematik soll anhand zweier Arbeiten angedeutet werden. Sowohl HASTENRATH & LAMB (1978, im Folgenden mit HL78 abgekürzt) als auch HSIUNG (1983, 1985) benutzen nach ihren Aussagen die Formel von BRUNT. Diese wird in HL78 wie folgt notiert

$$(5.7) \quad IR = \varepsilon \cdot G \cdot \Theta_w^4 \cdot (0.39 - 0.056 \cdot \overline{Tq_e}) \cdot (1 - 0.53 \cdot n_t^2) \\ + 4 \varepsilon G \Theta_w^3 \cdot (\Theta_w - \Theta_e) \quad , \quad \text{mit } \varepsilon = 1.0$$

in HSIUNG (1983) dagegen

$$(5.8) \quad IR = \varepsilon G \cdot \Theta_e^4 \cdot (0.39 - 0.05 \cdot \overline{Tq_e}) \cdot (1 - 0.53 \cdot n_t^2) \\ + 4 \varepsilon G \cdot \Theta_e^3 \cdot (\Theta_w - \Theta_e) \quad , \quad \text{mit } \varepsilon = 0.97$$

Die Bezeichnung der Variablen ist wie oben beschrieben. (5.7) benutzt Θ_w im ersten Term, obwohl in der Originalformulierung von BRUNT Θ_e notiert ist. Der Unterschied beträgt in tropischen Verhältnissen jedoch nur 1% von IR und mag vernachlässigbar sein. Gravierender ist, daß HL78 q_1 benutzt anstatt e_1 . Letzteres ist in der BRUNT Formel ursprünglich notiert. Dies führt in den Tropen zu bemerkenswerten Differenzen. Für $T_d = 25^\circ\text{C}$ wird $q_1 = 20 \text{ g/kg}$ und $e_1 = 32 \text{ hPa}$. Der Korrekturterm bezüglich der atmosphärischen Feuchte (innerhalb der jeweils ersten Klammer) wird damit nach (5.7) 0.139, dagegen nach (5.8) 0.107. Das bedeutet einen Unterschied in IR von nahezu 25%. Der Vergleich der Karten in HSIUNG (1983) mit denen in HL78 zeigt, daß HL78 zwischen dem Äquator und 30°N im Nordatlantik IR um etwa 20 W/m^2 größer angibt. Dort schwanken IR-Werte zwischen 70 und 80 W/m^2 , in HSIUNG (1983) um etwa 50 W/m^2 . Die Ergebnisse von (5.5) sind zwischen etwa 10 bis 15 W/m^2 bei großen n_t -Werten (ITCZ) und 0 bis 5 W/m^2 bei kleinen n_t -Werten kleiner als die in HSIUNG (1983). Die Unterschiede werden in nördlichen Breiten wegen der geringeren Variation von IR nach (5.8) mit n_t noch größer und betragen bei 55°N südlich von Grönland bis zu 20 W/m^2 .

Langjährige Meßreihen von IR sind nicht verfügbar, somit ist ein Vergleich von (5.5) und (5.6) mit gemessenen Daten nicht möglich. Deshalb wird im folgenden Abschnitt ein Vergleich mit Ergebnissen von Strahlungsübertragungsrechnungen angestellt.

5.2.3. VERGLEICH DER ERGEBNISSE DER PARAMETRISIERUNGSFORMELN MIT DENEN AUS MODELLRECHNUNGEN

FUNG et.al (1984) vergleichen Ergebnisse von acht verschiedenen, in der Literatur häufig angegebenen Parametrisierungen für IR mit denen ihrer eigenen Strahlungsübertragungsrechnungen (SOR). Diese Rechnungen werden bei wolkenlosem Himmel unter Berücksichtigung realer, klimatologischer, zonal gemittelter Atmosphären und Wasseroberflächentemperaturen für verschiedene Breiten und Jahreszeiten durchgeführt, und berücksichtigen neben der Bandenabsorption der atmosphärischen Gase auch die Kontinuumsabsorption des Wasserdampfes. Dabei werden in getrennt durchgeführten Rechenläufen atmosphärische Feuchte und Temperatur innerhalb des Bereiches von zwei Standardabweichungen variiert. Nach FUNG et.al (1984) ergibt (5.5) zusammen mit zwei anderen Formeln für IR die geringsten Abweichungen zu den Ergebnissen der SOR. Mit den Daten aus FUNG et.al werden die für den hier beabsichtigten Vergleich notwendigen Werte nach (5.6) zusätzlich berechnet. Der Vergleich zeigt, daß (5.6) für fast alle durchgeführten Testrechnungen z.T. erheblich zu hohe Beträge für IR ergibt (Tabelle 5.3). Nur bei trockenen Atmosphären - sieht man von den Ergebnissen bei 75°N ab - sind die Abweichungen von (5.5) und (5.6) zu den Ergebnissen der SOR vergleichbar. Unter allen anderen simulierten atmosphärischen Bedingungen sind die systematischen Fehler von (5.5) wesentlich kleiner als die von (5.6). Obwohl in (5.5) bis auf die Gesamtbedeckung nur Bodendaten verwendet werden, ist die Übereinstimmung besonders bei kalten und warmen Atmosphären, und ebenfalls bei feuchten Atmosphären (bis auf sommerliche Verhältnisse bei 40°N) bemerkenswert gut. Besonders in maritimen Atmosphären ist daher (5.5) vorzuziehen, da die Ergebnisse speziell in feuchten Atmosphären wesentlich besser sind als die von (5.6).

Diese Vergleiche beziehen sich auf wolkenlose Verhältnisse. Über die Güte der Parametrisierung des Wolkeneinflusses läßt sich bei allen von FUNG et.al geprüften Formeln und auch bei (5.5) und (5.6) keine Angabe gewinnen. Bei Vorhandensein von Wolken wird die atmosphärische Gegen-

Tabelle 5.3 :

Ergebnisse für IR aus Strahlungsübertragungsrechnungen (SOR) nach FUNG et.al (1984) und Vergleich mit denen der Parametrisierungsformeln (5.5) nach EFIMOVA und (5.6) nach ELSASSER jeweils in W/m^2 für zonal gemittelte, wolkenfreie Atmosphären und Wasseroberflächentemperaturen in verschiedenen Breiten für Sommer und Winter. Die Reihen "kalt, warm, feucht, trocken" sind Ergebnisse von Rechnungen, bei denen Temperatur und Feuchte um jeweils 2 Standardabweichungen variiert werden. Die drei jeweils untereinander notierten Zahlen bedeuten: 1. Ergebnis der SOR, 2. Differenz IR(EFIMOVA) - IR(SOR), 3. Differenz IR(ELSASSER) - IR(SOR).

	15°N		40°N		75°N	
	So	Wi	So	Wi	So	Wi
Mittel	60	72	54	98	54	147
	0	-3	5	-6	-2	-15
	23	10	19	-8	19	-5
kalt	72	87	82	126	85	175
	1	-1	7	-8	3	-26
	22	10	11	-8	9	-9
warm	46	55	22	66	17	113
	1	-4	2	-6	-13	-14
	32	21	42	9	44	-11
feucht	43	48	28	77	35	134
	5	5	15	6	10	-5
	40	34	45	13	37	8
trocken	83	102	92	138	85	185
	-11	-18	-16	-37	-26	-49
	0	-20	-19	-48	-13	-40

strahlung maßgeblich durch die Höhe (und damit die Temperatur) der Wolkenuntergrenze sowie die optische Dicke der Wolken bestimmt. Beide Parameter gehen weder in (5.5) noch in (5.6) explizit ein. (5.6) enthält allerdings Bedeckungsraten unterschiedlicher Wolkentypen.

Aus drei Gründen wird hier der Formel (5.5) nach EFIMOVA der Vorzug gegeben:

(1) Verglichen mit Ergebnissen von detaillierten Strahlungsübertragungsrechnungen erzielt (5.5) in tropischen und gemäßigten Breiten bei großer Variationsbreite der für IR relevanten atmosphärischen Bedingungen bemerkenswert gute Ergebnisse. Diese Vergleiche schließen allerdings nur wolkenlose Bedingungen ein.

(2) Bei wolkenlosem Himmel ergibt (5.6) systematisch zu hohe Beträge von IR. Die bei Anwendung auf die Wolkenklimatologie des Nordatlantik festgestellten systematischen Differenzen zwischen (5.5) und (5.6) werden auf diese Fehler zurückgeführt.

(3) Einige der Eingangsdaten für (5.6) sind stark geglättet, ihre Bezugsquelle und Berechnungsmethode kann nicht mehr vollständig rekonstruiert werden.

5.2.4. FEHLERABSCHÄTZUNG

Da die Variation von IR mit n_t dominierend ist, stellt der Exponent t im Wolkenreduktionsterm von (5.5) eine Hauptquelle für die systematischen Unsicherheiten von IR dar. Berechnet man die Monatsfelder von IR mit $t = 1.5$ (anstatt mit $t = 1.0$, wie bei BUNKER), erhöht sich IR um 5 W/m^2 im Jahresmittel des Nordatlantik (zwischen 4 und 6 W/m^2 in den Monatsmittelwerten). Bei $t = 2.0$ erhöht sich IR um 8 W/m^2 im Jahresmittel. Die systematische Unsicherheit von IR wird mit 5 W/m^2 angenommen.

5.3. ABSCHLIESSENDE BEMERKUNGEN ZUR PARAMETRISIERUNG DER KOMPONENTEN DES NETTOSTRAHLUNGSHAUSHALTES AN DER OZEANOBERFLÄCHE

Die Abschnitte 5.1. und 5.2. haben gezeigt, daß die von BUNKER verwendete Parametrisierung der kurzwelligen Nettostrahlung Q_a bei Anwendung über dem Nordatlantik systematische Fehler in Q_a erzeugt. Dagegen erscheint die von BUNKER zunächst angewandte, auf EFIMOVA zurückgehende

Parametrisierung für die langwellige Nettostrahlung IR bei Anwendung im Nordatlantik geringere systematische Fehler zu erzeugen als die ELSÄSSER-Parametrisierung. Es wird daher empfohlen, bei der klimatologischen Parametrisierung der kurzwelligen Nettostrahlung die Methode von REED, für die Berechnung der langwelligen Nettostrahlung an der Ozeanoberfläche die auf EFIMOVA zurückgehende Formel (5.5) zu verwenden. Es soll betont werden, daß diese Empfehlung nur für denselben Typ von Eingangsdaten gelten kann. So ist (5.5) z.B. keinesfalls für synoptische Berechnungen geeignet. Beide Parametrisierungen sind in maritimen Atmosphären, zumindest aber im Bereich des Nordatlantik sowohl für lokale Rechnungen als auch für größere Gebiete verwendbar.

6. ZUR PARAMETRISIERUNG DER TURBULENTEN FLOSSE LATENTER UND SENSIBLER ENERGIE

6.1. EINFÜHRUNG

Neben den Energieübergängen durch Strahlung wird Energie durch Verdunstung bzw. Kondensation und direkten Wärmeübergang an der Ozeanoberfläche ausgetauscht. Im globalen Mittel führen die latenten und sensiblen Wärmeflüsse LE und H eine Energiemenge der Atmosphäre zu, die 31% des solaren Eintrages an der Obergrenze der Atmosphäre entspricht. LE und H können durch die folgenden Beziehungen beschrieben werden:

$$(6.1) \quad LE = -\bar{\rho} \cdot L \cdot K_e \cdot \frac{\partial \bar{q}_e}{\partial z} \cong -\bar{\rho} \cdot L \cdot \overline{w'q_e'}$$

$$(6.2) \quad H = -c_p \cdot \bar{\rho} \cdot K_h \cdot \frac{\partial \bar{\theta}_e}{\partial z} \cong -c_p \cdot \bar{\rho} \cdot \overline{w'\theta_e'}$$

Dabei bedeuten q_1 das Mischungsverhältnis des Wasserdampfes, θ_e die potentielle Temperatur der Luft, w die Vertikalgeschwindigkeit, ρ die Luftdichte, L die temperaturabhängige Verdampfungswärme des Wassers und c_p die spezifische Wärme der Luft bei konstantem Druck. K_e und K_h sind die turbulenten Diffusionskoeffizienten für Wasserdampf und Wärme. Die waagerechten Striche bedeuten eine zeitliche Mittelung, die gestrichenen Größen sind momentane Abweichungen vom zeitlichen Mittel. (6.1) und (6.2) stellen die Flüsse einerseits als Funktion des vertikalen Gradienten, andererseits als Funktion zeitlich gemittelter Kovarianzgrößen dar. Eine ausführliche Beschreibung der Physik der turbulenten Transporte in der maritimen Grenzschicht gibt z.B. KRAUS (1972).

Nur in speziell ausgerüsteten Experimenten sind LE und H an der Ozeanoberfläche nach (6.1) und (6.2) bestimmbar, da hierzu entweder Profilmessungen mit Datenbelegung in mehreren Meßhöhen über der Wasseroberfläche oder aber Fluktuationsmeßgeräte zur Bestimmung von θ_e' , q' und w' eingesetzt werden müssen. In der maritimen Klimatologie werden sog-

nannte Bulk-Formeln verwendet:

$$(6.3) \quad LE = g \cdot C_E \cdot L \cdot (q_l - q_w) \cdot U_z$$

$$(6.4) \quad H = g \cdot C_H \cdot c_p \cdot (T_l - T_w) \cdot U_z$$

Es bedeuten U_z der Betrag der Windgeschwindigkeit in einer Höhe z , T_w und T_l die Wasseroberflächen- und Lufttemperatur sowie q_w und q_l das Wasserdampfmischungsverhältnis als Funktion von T_w bzw. T_l (siehe Kapitel 1.1.3). In (6.3) und (6.4) ist ein vom Wasser in die Atmosphäre gerichteter Fluß negativ. C_E und C_H sind empirisch zu bestimmende Bulk-Koeffizienten. In die Bulk-Formeln geht vereinfachend nur noch das Produkt aus $(T_l - T_w)$ bzw. $(q_l - q_w)$ einerseits und der Windgeschwindigkeit U_z andererseits ein. Für eine synoptische Berechnung sollen die gemessenen Parameter einen Mittelwert über typischerweise 10 Minuten darstellen. Im Allgemeinen gilt $z = 10$ m Höhe.

Das Problem in (6.3) und (6.4) ist die Bestimmung von C_E und C_H . In früheren klimatologischen Arbeiten zur Berechnung regionaler Verteilungen von LE und H (Zitate z.B. in ROLL, 1965) wurden die Bulk-Koeffizienten C_E und C_H z.B. aus Wärmebudgetbetrachtungen abgeleitet. Dazu muß die Strahlungsbilanz an der Ozeanoberfläche gemessen oder berechnet werden und das Bowen-Verhältnis bekannt sein. Dann werden (bei lokalen Betrachtungen unter Vernachlässigung der Advektion im Ozean) C_E und C_H unter der Annahme berechnet, daß die Wärmebilanz an der Ozeanoberfläche im Mittel ausgeglichen ist. Außerdem hat man versucht, die Bulk-Koeffizienten in Laborversuchen oder aus experimentellen Messungen über dem Ozean zu bestimmen. Besonders in den Jahren ab 1969 haben im Rahmen großer internationaler Meßprogramme Experimente zur Bestimmung der Bulk-Koeffizienten auf dem offenen Ozean stattgefunden.

6.2. DIE VON BUNKER BENUTZTE PARAMETRISIERUNG

BUNKER verwendete die Bulk-Formeln (6.3) und (6.4). Im Gegensatz zu der häufig angewandten klimatologischen Bestimmung von LE und H berechnete BUNKER die turbulenten Flüsse individuell aus jeder einzelnen Schiffsbeobachtung und mittelte die Flüsse anschließend über Zeit und Raum. Bei der "klimatologischen" Methode wird der Mittelwert von z.B. H aus bereits gemittelten Größen berechnet: $H \sim \overline{U_z^*(T_1 - T_w)}$. Bei der "individuellen" Methode ist dagegen $H \sim \overline{U_z^*(T_1 - T_w)}$, der Querstrich bedeutet jeweils eine räumliche und zeitliche Mittelung. Die nach der individuellen Methode berechneten Mittelwerte enthalten die Kovarianzen zwischen U_z und $(T_1 - T_w)$. Bei Verwendung eines windgeschwindigkeitsabhängigen Bulkoeffizienten C_H wird H nichtlinear abhängig von U_z . Damit ist die korrekte Anwendung von U_z -abhängigen Koeffizienten nur mit der individuellen Methode möglich. Den in den Ergebnissen der klimatologischen Methode durch die Vernachlässigung der Kovarianzen entstehenden systematischen Fehler versucht man z.B. durch eine künstliche Erhöhung der Bulk-Koeffizienten zu kompensieren. Für die Datenaufbereitung und -auswahl bedeutet die Anwendung der individuellen Methode allerdings, daß nur Schiffsmeldungen verwendet werden können, bei denen alle in (6.3) und (6.4) benötigten meteorologischen Parameter in der Fehlerprüfung als korrekt erkannt werden. Außerdem ist der Rechenzeitaufwand höher als bei der klimatologischen Methode. Für ein großes Gebiet wie den Nordatlantik ist diese individuelle Methode von BUNKER (1976) zum erstenmal benutzt worden.

Die Wahl der von ihm benutzten Bulk-Koeffizienten hat BUNKER (1976) ausführlich dokumentiert. Aus einer Zusammenschau von mehr als zehn Publikationen legte er Werte für den Koeffizienten C_{EN} bei neutraler Dichteschichtung fest. C_{EN} entspricht bei $U_{10} = 7$ m/s etwa den Ergebnissen des BOMEX-Experimentes (HOLLAND, 1972), die Zunahme von C_{EN} mit U_{10} resultiert aus Hurrikan-Untersuchungen. Ein Teil der von BUNKER genannten Ergebnisse entstammt klimatologischen Budgetrechnungen, es

sind nur wenige experimentelle Meßergebnisse vom offenen Ozean dabei. Die Stabilitätsabhängigkeit berechnete BUNKER nach einer Arbeit von DEARDORFF (1968). Die daraus resultierenden Koeffizienten erhöhte BUNKER generell um 10%, um u.a. Umströmungsfehler bei Windmessungen auf Schiffen zu kompensieren. Weiter setzte BUNKER

$$(6.5) \quad C_E = C_H$$

In der Literatur der letzten Jahre findet man Kritik an den von BUNKER benutzten Koeffizienten (z.B. LARGE & POND, 1982 oder SMITH & DOBSON, 1984). In den folgenden Abschnitten wird daher untersucht, welche Literaturergebnisse für die BULK-Koeffizienten C_E und C_H speziell aus Messungen im offenen Ozean vorliegen. Deren Anwendung auf die Monatsfelder im Nordatlantik wird beschrieben. Weiter wird die Einbeziehung der neu berechneten Windfelder (siehe Kapitel 4) in die Berechnung von LE und H durchgeführt. Zusätzlich wird bei der Stabilitätsabhängigkeit der Bulk-Koeffizienten der Einfluß der Luftfeuchte auf die Dichteschichtung berücksichtigt. Abschließend wird untersucht, wie sich mögliche systematische Fehler in T_1 , T_w und T_d auf die Monatsfelder von LE und H im Nordatlantik auswirken. Ergebnisse werden dabei weitgehend anhand des latenten Wärmeflusses dargestellt, da LE die dominierende Größe darstellt. Das Bowen-Verhältnis schwankt in den meisten Monaten zwischen etwa 0.1 in den Tropen und 0.25 in den gemäßigten Breiten. Im Golfstrom treten Werte bis 0.4 auf. Im folgenden Abschnitt werden zunächst Vergleiche mit anderen Atlanten angestellt.

6.3. VERGLEICH MIT ANDEREN ATLANTEN

Die Monats- und Jahreskarten von LE und H (ISEMER & HASSE, 1987) zeigen negative Werte, wenn der Fluß vom Ozean in die Atmosphäre gerichtet ist. Generell sind die Verluste durch LE und H für den Nordatlantik im Westen größer als im Osten. Maxima des Betrages von LE treten im Januar mit -395 W/m^2 im Kerngebiet des Golfstroms auf. Im Juli sind die Beträge von

LE kleiner als die im Januar, Maxima treten im westlichen Teil des Passats sowie in der Karibik mit -165 W/m^2 auf. Im Labradorstrom treten im Juli schwach positive Werte ($5 - 10 \text{ W/m}^2$) auf, im Mittel überwiegt hier Kondensation an der Wasseroberfläche. Jahresmittelwerte von LE schwanken zwischen -275 W/m^2 im Golfstrom bis hin zu -25 W/m^2 im Labradorstrom. Die Standardabweichungen der Nordatlantikmonatsmittelwerte von LE variieren zwischen 61 W/m^2 im Januar und 36 W/m^2 im September. Quantitativ zeigt H ähnliche Strukturen wie LE. Im Jahresmittel schwanken die Werte zwischen -85 W/m^2 im Golfstrom und -10 W/m^2 bis -5 W/m^2 in den Tropen. Im Auftriebsgebiet vor NW-Afrika ist H schwach positiv im Jahresmittel, in den Sommermonaten treten positive Werte in größeren Gebieten vor NW-Afrika und zwischen Kanada und Grönland auf. Die Standardabweichungen der Nordatlantikmonatsmittelwerte von H sind kleiner als diejenigen von LE und variieren zwischen 36 W/m^2 im Januar und 4 W/m^2 im August. Bei beiden Parametern treten die Hauptverluste für den Ozean im Golfstromgebiet im Winter auf, die Sommerkarten zeigen kleinere Beträge der Flüsse und nur geringe regionale Gegensätze.

BUDYKO (1963) berechnete für seinen Weltatlas LE und H ebenfalls mit den Bulk-Formeln. Er benutzte die klimatologische Methode, dabei setzt er das Produkt $g \cdot C_E = g \cdot C_H = 2.5 \cdot 10^{-6} \text{ g/cm}^3$ konstant. Dieser Wert wird von BUDYKO derart festgelegt, daß die Wärmebilanz an der Oberfläche des Weltmeeres ausgeglichen ist. Der Vergleich der Originalkarten von BUDYKO (1963) mit denen von BUNKER zeigt, daß das Jahresmittel der Beträge von LE bei BUNKER um etwa 20 W/m^2 größer ist. Das Maximum des Energieverlustes im Golfstrom liegt bei BUDYKO 10° weiter westlich direkt vor der amerikanischen Küste. In den BUDYKO-Karten für Januar und Juli sind Beträge von LE ebenfalls um etwa 10 bis 30 W/m^2 kleiner als bei BUNKER. Zum Vergleich berechnete BUNKER Monatsfelder des Nordatlantik von LE und H mit der bei BUDYKO angegebenen klimatologischen Methode, diese Ergebnisse sind ebenfalls im klimatologischen Datensatz angegeben. Für diese Vergleichsrechnung verwendet BUNKER in Abänderung zu BUDYKO einen konstanten Koeffizienten $C_E = C_H = 2.1 \cdot 10^{-3}$ und die aus den Schiffsbeobachtungen berechneten Mittelwerte der Luftdichte. Diese Ergebnisse

für LE sind nun allerdings im Gegensatz zu den Originalergebnissen aus BUDYKO (1963) dem Betrage nach um etwa 35 W/m^2 im Monatsmittel über den ganzen Nordatlantik größer als die BUNKER-Ergebnisse, die BUNKER mit der individuellen Methode und variablen Koeffizienten berechnet. Diese Differenz entspricht immerhin etwa 30% des Jahresmittelwertes, 24% des Januar- und 40% des Juli-Mittelwertes (bezogen auf die individuellen Ergebnisse von BUNKER). Das deutet darauf hin, daß beträchtliche systematische Unterschiede in den klimatologischen Mittelwerten der meteorologischen Variablen existieren, die einerseits von BUDYKO (1963) und andererseits von BUNKER verwendet wurden.

HASTENRATH & LAMB (1978) (HL78) berechnen LE und H ebenfalls mit den Bulk-Formeln. Sie benutzen die klimatologische Methode mit konstantem Bulk-Koeffizienten $C_E = C_H = 1.4 \cdot 10^{-3}$. Für mittlere tropische Verhältnisse sind die BUNKERschen Koeffizienten etwas höher (1.45 bis $1.65 \cdot 10^{-3}$). Der Kartenvergleich für LE zeigt dann auch, daß die Ergebnisse von HL78 dem Betrage nach um etwa 10 bis 15 W/m^2 im Jahresmittel kleiner sind. Im Golf von Mexiko erreichen die Differenzen im Januar 50 W/m^2 (= 20% bezogen auf BUNKERs Ergebnisse), bei $40^\circ\text{W}/10^\circ\text{N}$ immerhin noch 30 W/m^2 (= 15%). Im Juli sind die Differenzen kleiner und betragen 5 bis 10 W/m^2 . Auch beim sensiblen Wärmefluß H sind die Beträge in HL78 kleiner, im Jahresmittel zwischen 3 und 5 W/m^2 , im Golf von Mexiko 10 W/m^2 . Hier betragen die Differenzen im Januar bis zu 20 W/m^2 (= 30%). Auffallend ist zudem, daß bei HL78 im Sommer wesentlich größere Gebiete vor NW-Afrika, in der Karibik und im Golf von Mexiko positives Vorzeichen (Fluß in den Ozean) aufweisen. Diese Unterschiede treten ebenfalls in den Karten für $(T_1 - T_w)$ auf, bedingt durch die klimatologische Methode ist die Lage der Nulllinie von H mit der bei $(T_1 - T_w)$ identisch.

6.4. VERGLEICH DER VON BUNKER VERWENDETEN BULK-KOEFFIZIENTEN MIT NEUEREN MESSERGEBNISSEN AUF DEM OFFENEN OZEAN

Es gibt keine generell akzeptierte Funktion für die Bulk-Koeffizienten. Es ist daher dem Anwender der Bulk-Formeln zumindestens in gewissen Grenzen überlassen, ein dem speziellen Zweck angepaßtes Schema zu verwenden. Die von BUNKER (1976) zusammengetragenen Ergebnisse stellen das beste Material dar, welches etwa Anfang der siebziger Jahre für eine solche Entscheidung überhaupt verfügbar war. Seither sind jedoch in der Literatur eine Reihe von Meßergebnissen veröffentlicht worden, die sich im Wesentlichen in zwei Punkten von dem Großteil der bei BUNKER (1976) genannten Zitate unterscheiden:

(1) Es handelt sich um Messungen auf dem offenen Ozean unter Bedingungen, die eine große Wirkdauer und Wirklänge des Windes zumindestens zulassen. Für den hier benötigten Zweck sind diese Ergebnisse denen von z.B. Laborversuchen oder klimatologischen Budgetrechnungen vorzuziehen.

(2) Bei den zum Vergleich herangezogenen Experimenten wird meist die direkte Kreuzkorrelationsmethode angewandt. Drei experimentelle Meßmethoden für die Flüsse und zur Bestimmung der Bulk-Koeffizienten werden i.A. über dem Ozean benutzt. Bei der Kreuzkorrelationsmethode werden in einem Meßniveau die Fluktuationsgrößen w' , T' und q' direkt gemessen, daraus sind LE und H nach (6.1) und (6.2) berechenbar. Diese Methode wird als die genaueste angesehen (BLANC, 1983), stellt aber hohe Anforderungen an die Meßtechnik. Das letztere ist ebenfalls bei der Dissipationsmethode der Fall. Die Profilmethode als dritte Möglichkeit ist einfacher hinsichtlich der Meßtechnik, allerdings bereitet die Auswertung der Profile oft Schwierigkeiten. HASSE et.al (1978) weisen besonders auf den möglichen Einfluß des Seegangs auf die untersten Meßniveaus hin.

Die für den hier vorgenommenen Vergleich herangezogenen Meßergebnisse gehören weltweit zu den am sorgfältigsten durchgeführten und ausgewer-

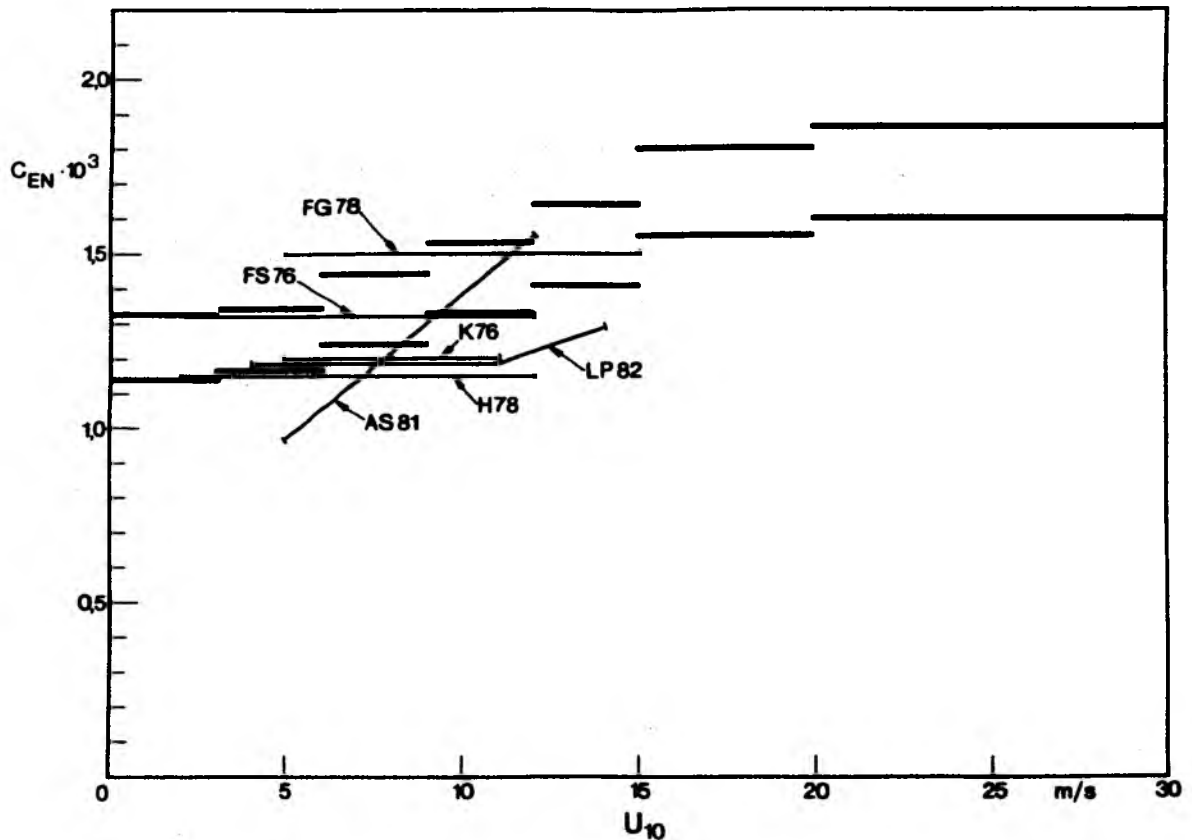


Abb.6.1 : Der Bulk-Koeffizient C_{EN} zur Bestimmung des latenten Wärme-flusses bei neutraler Dichteschichtung als Funktion der Windgeschwindigkeit U_{10} . Dünne Linien geben die Meßergebnisse verschiedener Autoren (Erklärungen der Kürzel in Tabelle 6.1). Die oberen dicken Balken sind die von BUNKER gewählten Werte. Die unteren dicken Balken sind die um 13% reduzierten Koeffizienten.

teten Experimenten (HASSE, DOBSON, persönliche Mitteilung, 1984), sie sind zusammen mit den von BUNKER benutzten Werten in Abb. 6.1 und 6.2 mit Erklärungen in Tabelle 6.1 zusammengestellt. Verglichen werden die Koeffizienten bei neutraler Dichteschichtung C_{EN} und C_{HN} als Funktion der Windgeschwindigkeit in 10 m Höhe U_{10} . Folgende Punkte sind bei Betrachtung der Abbildungen erwähnenswert:

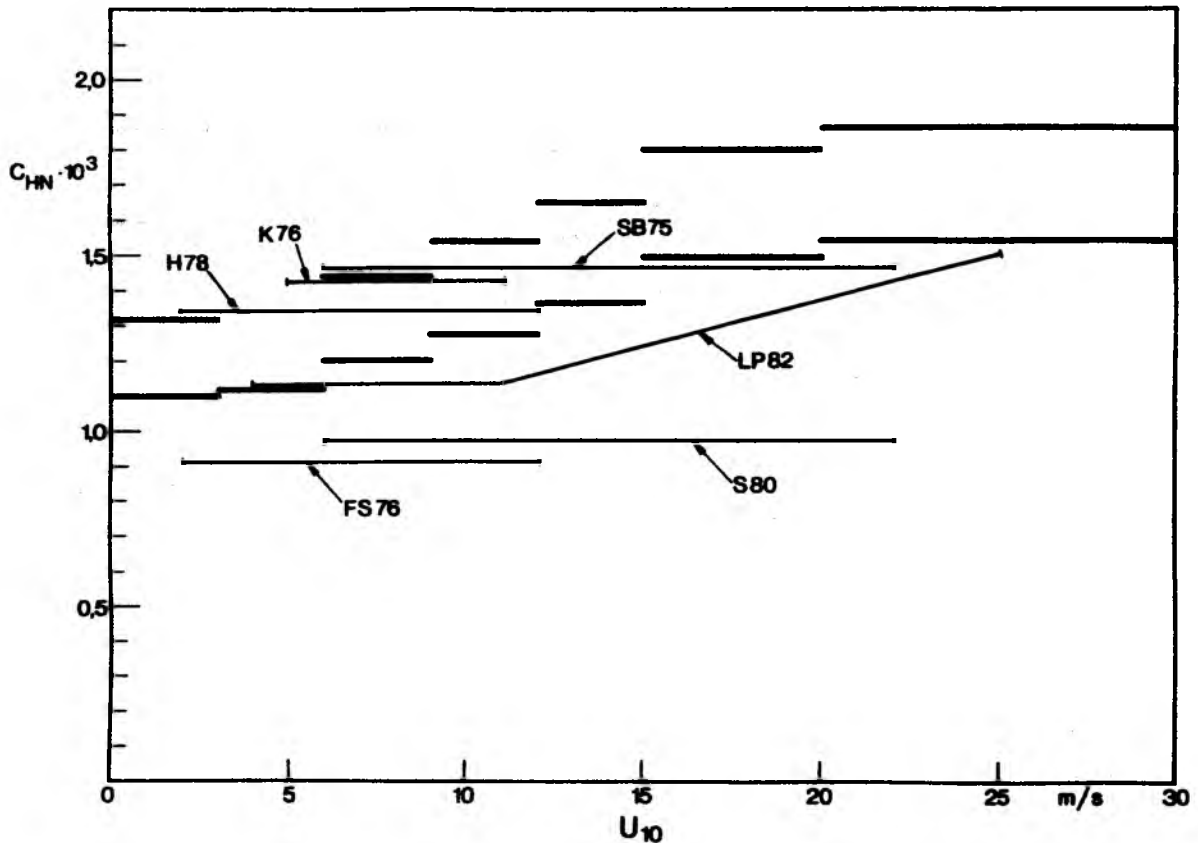


Abb.6.2 : Wie Abb.6.1, jedoch für den Bulk-Koeffizienten C_{HN} zur Bestimmung des sensiblen Wärmeflusses. Die unteren dicken Balken sind die um 17% reduzierten Koeffizienten.

(1) Der Bereich der Windgeschwindigkeit, aus dem Meßergebnisse vorliegen, liegt bei C_{EN} zwischen 2 m/s und 15 m/s, bei C_{HN} zwischen 2 m/s und 25 m/s.

(2) Eine Variation der Bulk-Koeffizienten mit U_{10} ist experimentell nicht eindeutig nachgewiesen, die von ANDERSON & SMITH (1981) und LARGE & POND (1982) angegebene U_{10} - Abhängigkeit ist nicht signifikant. Theoretisch wird dagegen ein Anwachsen von C_{EN} mit U_{10} erwartet.

Tabelle 6.1 :

Liste der in Abb.6.1, Abb.6.2 und Abb.9.1 zitierten Autoren sowie des Meßprojektes, aus dem die in der zitierten Arbeit verwendeten Daten stammen. In der Spalte "Methode" ist die Meßmethode durch folgende Abkürzungen eingetragen: P = Profilmethode, K = Kreuzkorrelationsmethode und D = Dissipationsmethode. Der BIO-Turm ist ein Meßgeräteträger des Bedford Institute of Oceanography, Kanada, der etwa 10 km vor der kanadischen Küste vor Halifax verankert ist. Sable Island ist eine flache Sanddüne etwa 170 km vor der kanadischen Küste im Nordatlantik.

Kürzel	Autoren	Projekt	Methode
K76	Krügermeyer, 1976	ATEX 1969	P, K
FS76	Friehe & Schmidt, 1976	NORPAX	K
H78	Hasse et.al, 1978	GATE 1974	P
FG78	Francey & Garrat, 1978	AMTEX 1974/75	K
AS81	Anderson & Smith, 1981	Sable Island 1975-1978	K
LP81	Large & Pond, 1981	OWS "Papa", BIO-Turm	D, K
LP82	Large & Pond, 1982	JASIN 1978, BIO-Turm	D, K
S80	Smith, 1980	BIO-Turm	K
SB75	Smith & Banke, 1975	Sable Island 1973/74	K
D74	Dunckel et.al, 1974	ATEX 1969	P, K
K78	Krügermeyer et.al, 1978	JONSWAP	P

(3) Die Streuung der Ergebnisse ist für beide Koeffizienten nach wie vor erheblich, der Bereich der Meßergebnisse ist für C_{EN} ($\approx 1.15-1.50 \cdot 10^{-3}$) etwas kleiner als für C_{HN} ($\approx 0.9-1.45 \cdot 10^{-3}$).

(4) Bei beiden Koeffizienten liegen die von BUNKER gewählten Werte am oberen Rand - bzw. bei hohen Windgeschwindigkeiten außerhalb - des durch Meßergebnisse bestätigten Bereiches. Diese systematischen Fehler in LE und H durch die von BUNKER zu groß gewählten Koeffizienten werden bei der Neuberechnung von LE und H durch einen konstanten Reduktionsfaktor behoben. Für die Berechnung dieses Reduktionsfaktors wird bei neutraler Dichteschichtung für jede U_{10} -Klasse, für die die BUNKERSchen Koeffizienten konstant sind, der Quotient aus Meßergebnis und BUNKERS Wert berechnet. Dies wird für jede der zitierten experimentellen Resultate in dem durch Meßergebnisse belegten U_{10} -Bereich durchgeführt. Dann wird für jede U_{10} -Klasse das ungewichtete Mittel der Quotienten berechnet und daraus anschließend, ebenfalls ungewichtet, das Gesamtmittel für den durch Meßergebnisse belegten Bereich bestimmt. Der so ermittelte Reduktionsfaktor beträgt bei C_E 0.87 und bei C_H 0.83.

Für die Neuberechnung von LE und H werden daher BUNKERs Koeffizienten C_E um 13% und C_H um 17% reduziert, die resultierenden Bulk-Koeffizienten sind als untere dicke Balken in Abb. 6.1 und 6.2 eingetragen. Die konstanten Reduktionsfaktoren werden ebenfalls bei nichtneutraler Dichteschichtung angewendet. Die unterschiedlichen Reduktionsfaktoren ergeben jetzt im Gegensatz zu BUNKER $C_E = 1.05 C_H$. Der überwiegende Teil der hier durchgeführten Reduktion kann als Aufhebung der von BUNKER künstlich vorgenommenen Erhöhung der Bulk-Koeffizienten um 10% angesehen werden. Diese Erhöhung erscheint nicht gerechtfertigt, da der Hauptteil der Windangaben der VOF-Schiffe nicht auf Anemometermessungen mit den damit möglichen Meßfehlern besteht (siehe Kapitel 4). Die Anwendung der reduzierten Koeffizienten bewirkt eine Verringerung der Beträge von LE und H und damit eine Erhöhung des Nettoenergiegewinns für den Ozean gegenüber den Ergebnissen von BUNKER. Quantitative Angaben für den Nordatlantik werden in Abschnitt 6.8. zusammen mit den Ergebnissen anderer Testrechnungen gegeben.

6.5. BERÜCKSICHTIGUNG SYSTEMATISCHER FEHLER DER WINDGESCHWINDIGKEIT

Anstatt der bei BUNKER angegebenen Mittelwerte und Standardabweichungen für den Betrag der Windgeschwindigkeit werden diejenigen benutzt, die sich bei Anwendung der Beaufort-Äquivalentskala von KAUFELD (1981) ergeben (siehe Kapitel 4). Die aus dieser Skala resultierenden Windgeschwindigkeiten beziehen sich auf $z = 25$ m Höhe, die in (6.3) und (6.4) benötigten Bulk-Koeffizienten dagegen auf $z = 10$ m Höhe. Eine unkorrigierte Anwendung von U_{25} und C_{E10} bzw. C_{H10} führt zu systematisch zu großen Beträgen für LE und H. Daher werden die Flüsse unter Annahme eines logarithmischen Windprofils bei neutraler Dichteschichtung korrigiert:

$$(6.5) \quad U(z) = (u_* / \alpha) \cdot \log(z/z_0)$$

u_* ist die Schubspannungsgeschwindigkeit, $\alpha = 0.4$ die v.Karman-Konstante und z_0 die Rauigkeitslänge. Damit läßt sich das Verhältnis VK der Wind-

geschwindigkeit in zwei Höhen z_1 und z_2 folgendermaßen schreiben:

$$(6.6) \quad VK = \frac{U_{z_1}}{U_{z_2}} = \frac{\log(z_1/z_0)}{\log(z_2/z_0)}$$

Für $z_1 = 10$ m und $z_2 = 25$ m wird $VK = 0.91$ bei $z_0 = 0.1$ cm und $VK = 0.94$ für $z_0 = 10^{-3}$ cm. Bei Anwendung der KAUFELD-Skala werden die Flüsse nach (6.3) und (6.4) berechnet und anschließend um 7% ($VK = 0.93$) reduziert. Diese Reduktion kann aufgefaßt werden als eine Anpassung entweder der Koeffizienten auf $z = 25$ m Höhe oder der Windgeschwindigkeit auf $z = 10$ m Höhe, sodaß in jedem Fall U und C_E bzw. C_H konsistent für ein Meßniveau gelten.

Da die Einzelbeobachtungen für diese Arbeit nicht zur Verfügung stehen, sind die Test- und Neuberechnungen von LE und H (siehe Abschnitt 6.8.) nicht mit der individuellen Methode möglich. Eine Berechnung mit Hilfe zwei- oder mehrdimensionaler Verteilungen, die als "Ersatz" für eine Stichprobe von Schiffsmeldungen herangezogen werden könnte, ist ebenfalls nicht möglich. Einige der für die Anpassung einer zweidimensionalen Verteilung (z.B. von U_z und $(q_1 - q_w)$ bei der Berechnung des latenten Wärmeflusses LE) benötigten statistischen Parameter (z.B. Standardabweichung von $(q_1 - q_w)$) fehlen in dem klimatologischen Datensatz. Daher wird lediglich für den Betrag der Windgeschwindigkeit U_z die in Kapitel 4 beschriebene Weibullverteilung benutzt. Diese wird für jedes Gerrymander aus Mittelwert und Standardabweichung von U_z angepaßt. Für den jeweiligen U_z -Bereich, über den sich die Verteilung erstreckt, wird für U_z Intervalle von 1 kn jeweils LE und H berechnet, dabei wird jeweils der GM-Mittelwert $(q_1 - q_w)$ bzw. $(T_1 - T_w)$ benutzt. Die Bulk-Koeffizienten werden abhängig von den Windgeschwindigkeiten der Intervalle und dem Mittelwert $(T_1 - T_w)$ eingesetzt. Der Mittelwert LE (bzw. H) wird dann als mit den Intervallhäufigkeiten entsprechend der Weibullverteilung gewichtetes Mittel berechnet. Mit dieser Methode einer Einparameterverteilung kann einerseits die Benutzung der KAUFELD-Skala und andererseits die nichtlineare Abhängigkeit von LE bzw. H von U_z bei Benutzung des BUNKERSchen Koeffizientenschemas berücksichtigt werden.

Möglicherweise existierende Kovarianzen zwischen den meteorologischen Variablen bleiben bei dieser Methode unberücksichtigt. Um die dadurch entstehenden systematischen Fehler in LE und H zu vermeiden, werden LE und H für jedes Gerrymander und jeden Monat wie folgt berechnet (im folgenden für H beschrieben):

$$\bar{H} = \overline{c_p \cdot g \cdot C_{HB} \cdot (T_L - T_W) \cdot U_B} \cdot \overline{(C_{HK} \cdot U_k)} / \overline{(C_{HB} \cdot U_B)}$$

Die Querstriche bedeuten zeitliche und räumliche Mittelung. $\overline{C_H \cdot U}$ bedeuten die mit der geschilderten Methode einer Einparameterverteilung berechneten Flüsse ($\overline{g \cdot (T_L - T_W) \cdot c_p}$ kürzt sich jeweils heraus und ist in der Notation weggelassen). $\overline{c_p \cdot g \cdot C_{HB} \cdot (T_L - T_W) \cdot U_B}$ sind die individuellen Ergebnisse von BUNKER. Der Index k bezeichnet die korrigierten Ergebnisse oder Methoden, der Index B die mit BUNKERs Windgeschwindigkeiten und Koeffizienten berechneten Ergebnisse.

6.6. EINFLUSS SYSTEMATISCHER TEMPERATUR- UND FEUCHTEMESSFEHLER

Für die Berechnung von LE und H sind mögliche systematische Fehler der Differenzen $dT_d = (T_d - T_w)$ und $dT = (T_l - T_w)$ von Bedeutung. In Kapitel 3 wird ausgeführt, daß Monatsmittelwerte beider Größen wahrscheinlich dem Betrage nach zu klein sind, wenn sie aus Messungen auf VOF-Schiffen bestimmt werden. Der systematische Fehler δT hat also negatives Vorzeichen. In einer Reihe von Rechenexperimenten werden daher die Monatsmittelwerte dT_d bzw. dT systematisch um einen Wert δT verändert, sodaß der Betrag der vertikalen Feuchte- und Temperaturgradienten vergrößert wird. Für die Berechnung von H wird δT von $(T_l - T_w)$ subtrahiert. Bei der Berechnung von LE wird δT von T_d subtrahiert und dann $dq = q_l(T_d - \delta T) - q_w(T_w)$ berechnet. Bei einem angenommenen systematischen Fehler von $\delta T = -0.3^\circ\text{C}$ sowohl in $T_l - T_w$ als auch in $q_l - q_w$ wächst LE im Jahresmittel des Nordatlantik um 10.5 W/m^2 , H um 5.5 W/m^2 . Die Gesamterhöhung der Beträge der turbulenten Flüsse (und die damit verbundene Verminderung des Nettoenergieeintrages in den Ozean) beträgt 16 W/m^2 oder

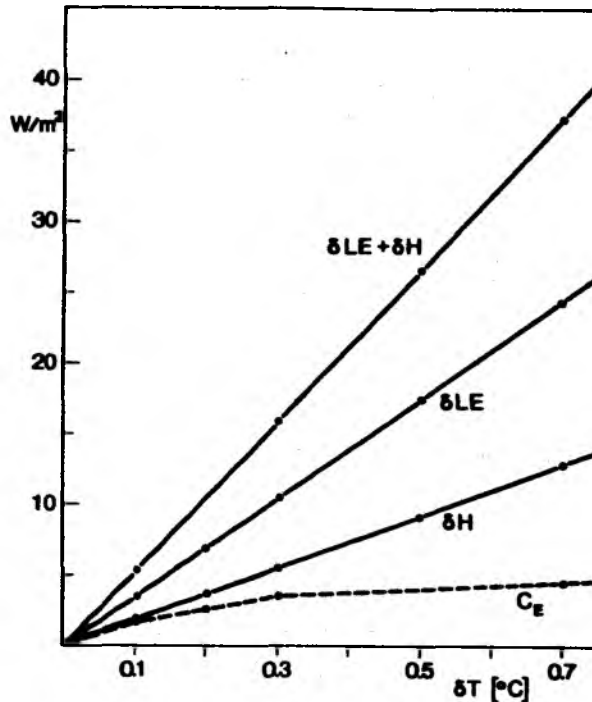


Abb.6.3 : Systematische Erhöhung des Betrages von LE und H, δLE und δH [W/m²] als Funktion des Betrages des Temperaturmeßfehlers δT [°C] im Jahresmittel für den Nordatlantik. Die mit "C_E" bezeichnete gestrichelte Kurve zeigt Ergebnisse, bei denen systematische Fehler in δT lediglich bei der Bestimmung von C_E berücksichtigt werden. Die Rechnungen werden mit BUNKERS Winddaten und Koeffizienten durchgeführt. Ergebnisse von Testläufen sind mit Punkten markiert und für die graphische Darstellung verbunden.

12% des Jahresmittelwertes von LE+H im Nordatlantik, bei einem angenommenen $\delta T = -0.5^\circ\text{C}$ sogar 26.6 W/m² oder 20% von LE+H (Abb.6.3, beachte, daß dort die Beträge von δT eingetragen sind). Bei den Testrechnungen wird δT ebenfalls bei der Bestimmung der stabilitätsabhängigen Bulk-Koeffizienten mitgeführt. Berücksichtigt man einen systematischen Fehler von $\delta T = -0.3^\circ\text{C}$ lediglich bei $T_1 - T_w$ zur Bestimmung von C_E, erhöht sich der Betrag von LE im Jahresmittel des Nordatlantik um 3.5 W/m² oder 3% des Jahresmittelwertes von LE im Nordatlantik (Abb. 6.3).

6.7. BERÜCKSICHTIGUNG DER LUFTFEUCHTE BEI DER BESTIMMUNG DER STABILITÄTSABHÄNGIGEN BULK-KOEFFIZIENTEN

Besonders in den Tropen bewirkt der vertikale Feuchtigkeitsgradient in der wassernahen Grenzschicht über dem Ozean einen zusätzlichen Auftrieb bzw. höhere Instabilität der Dichteschichtung. Bei der Auswertung von Meßergebnissen zur Bestimmung der Bulk-Koeffizienten C_E und C_H werden Stabilitätsfunktionen in Abhängigkeit von z.B. der Richardson-Zahl Ri oder der Monin-Obukhov-Länge L verwendet. In der Regel wird bei der Berechnung von Ri oder L der Einfluß der Luftfeuchtigkeit auf die Dichteschichtung durch die Einbeziehung des Virtuellzuschlages bei der Temperatur berücksichtigt. Bei der klimatologischen Anwendung der Bulk-Koeffizienten wird deren Stabilitätsabhängigkeit jedoch meist - so auch bei BUNKER (1976) - lediglich als Funktion des vertikalen Temperaturgradienten bestimmt.

Für die vorliegende Untersuchung werden aus den Mittelwerten von q_1 und q_w [jeweils in g/kg] aus dem BUNKER-Datensatz die Virtuelltemperaturen T_{1v} und T_{wv} [jeweils in K] für den Nordatlantik berechnet:

$$(6.7) \quad T_{ev} = T_e \cdot (1 + 0.608 \cdot q_e)$$
$$T_{wv} = T_w \cdot (1 + 0.608 \cdot q_w)$$

Für die Bestimmung der Stabilitätsabhängigkeit der Bulk-Koeffizienten wird nun $(T_{1v} - T_{wv})$ benutzt. Bei Berücksichtigung der Luftfeuchte werden die Beträge der vertikalen Temperaturgradienten um δT_v vergrößert, Beträge von δT_v erreichen im Jahresmittel Maxima von 1.2°C im Golfstrom bei 32°N und sind besonders im Golf von Mexiko und im tropischen Nordatlantik größer als 0.8°C (Abb.6.4). Nördlich von 50°N ist δT_v allgemein kleiner als 0.3°C . Zonal integrierte Werte von δT_v sind am größten im Winter zwischen 20°N und 30°N (Abb.6.5). Die Auswirkungen der Berücksichtigung von δT_v auf LE und H im Nordatlantik werden zusammen mit den Ergebnissen der vorher beschriebenen Experimente im folgenden Abschnitt dargestellt.

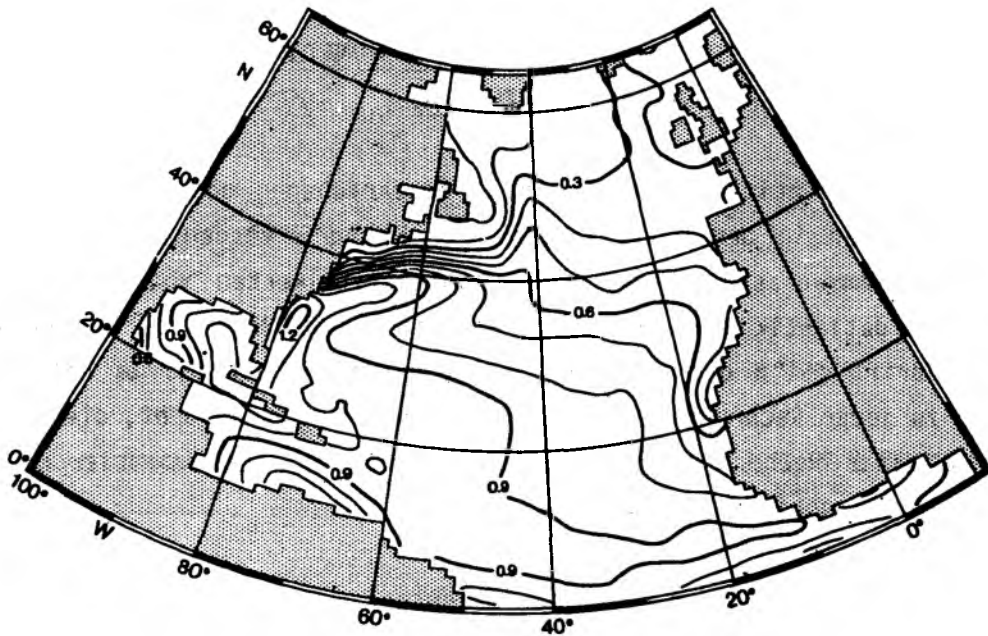


Abb.6.4 : Der Zuwachs $|\delta T_v|$ [°C] des Betrages von $dT = T_l - T_w$ bei Berücksichtigung der Luftfeuchte im Jahresmittel im Nordatlantik.

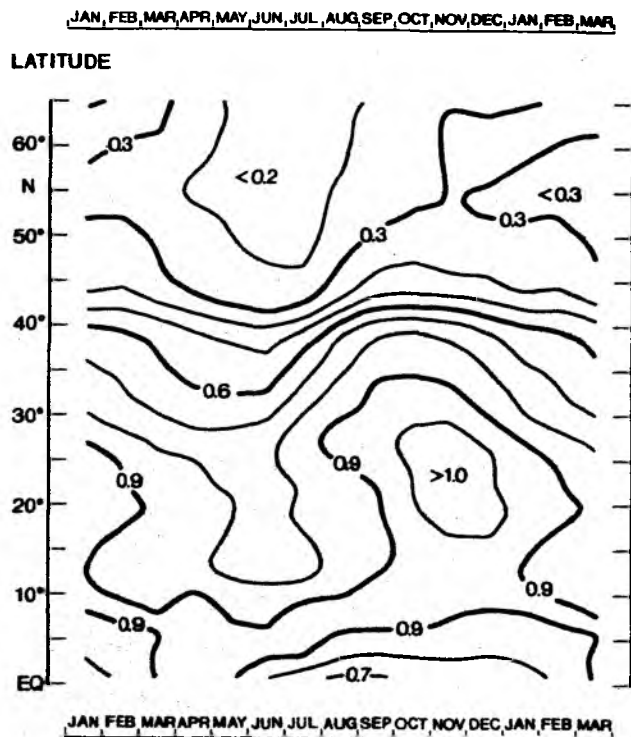


Abb.6.5 : Zonal integrierte Werte von $|\delta T_v|$ [°C] als Funktion der geographischen Breite und des Monats im Nordatlantik.

6.8. AUSWIRKUNGEN SYSTEMATISCHER FEHLER AUF MONATSMITTELWERTE DES LATENTEN WÄRMEFLUSSES IM NORDATLANTIK

Die in den Abschnitten 6.4. bis 6.7. beschriebenen möglichen systematischen Fehler in den Mittelwerten von LE und H werden in diesem Abschnitt zusammenfassend anhand von Monatsmittelwerten von LE für den ganzen Nordatlantik sowie für die Passatzzone (16°N bis 20°N) und die Westwinddrift (51°N bis 55°N) beschrieben (Abb.6.6a,b,c). Im Folgenden werden zu jeder Rechnung getrennt einige Anmerkungen gemacht, die Nummerierung dieser Rechnungen ist dabei identisch mit der Nummerierung der Kurven in den Abbildungen 6.6a,b,c.

RECHNUNG 1: Reduktion der Bulk-Koeffizienten.

LE ist direkt proportional zu C_E , die Differenzen verhalten sich daher entsprechend dem Jahrgang der Mittelwerte. Die Reduktion der Beträge von LE variiert zwischen etwa 4 W/m² im Sommer in der Westwinddrift bis zu mehr als 20 W/m² im Winter im Passat.

RECHNUNG 2: Anwendung der KAUFELD-Skala.

Es werden die BUNKERSchen Koeffizienten verwendet. Im Passat ist die Erhöhung von U nahezu konstant im Jahresverlauf (Abb.4.7), deshalb variiert hier der Zuwachs der Beträge von LE mit dessen Jahrgang. Dagegen ist in der Westwinddrift die U-Erhöhung gering im Winter bei großen LE-Beträgen und groß im Sommer bei kleinen LE-Beträgen. Deshalb zeigt Kurve 2 in Abb.6.6c in der Westwinddrift keinen ausgeprägten Jahrgang. Die Erhöhung in einzelnen Monaten im Nordatlantik schwankt zwischen 22 W/m² und 28 W/m².

RECHNUNG 3: Anwendung der KAUFELD-Skala und Reduktion der Koeffizienten. Bei der Kombination der beiden in Rechnung 1 und Rechnung 2 getrennt simulierten Effekte kompensieren sich diese in jahreszeitlich und regional unterschiedlicher Weise. Die Erhöhung der Beträge von LE ist in den Passaten (generell im tropischen Bereich) am größten und zeigt nur einen geringen Jahrgang. Dieser nimmt zu, je weiter man nach Norden kommt, gleichzeitig wird die Reduktion der Koeffizienten dominant. Im

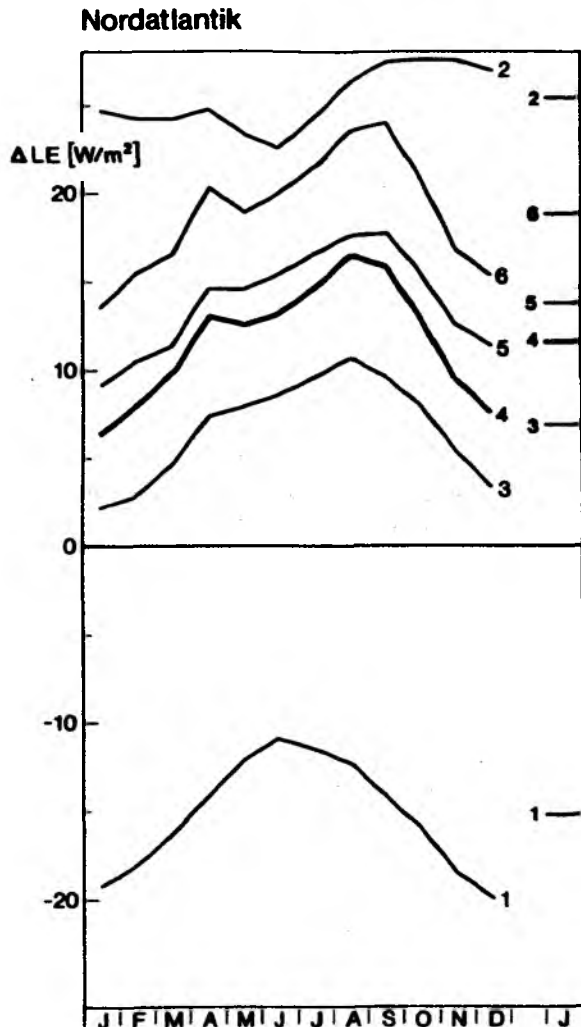


Abb. 6.6a : Vergleich von Ergebnissen von 6 Testrechnungen für Monatsmittelwerte des latenten Wärmeflusses LE_n im gesamten Nordatlantik mit Ergebnissen von BUNKER LE_j . Dargestellt sind Differenzen $LE_n - LE_j = \Delta LE$ [W/m^2]. Erläuterungen zu den Testrechnungen im Text.

Mittel des gesamten Nordatlantik resultiert ein im Jahrgang variabler Zuwachs der Beträge von LE ($2 W/m^2$ im Januar, $10 W/m^2$ im August) mit einem Jahresmittelwert von $7 W/m^2$.

RECHNUNG 4: Wie Rechnung 3, aber mit Berücksichtigung von δT_v bei der Stabilitätsabhängigkeit von C_E .

Die Auswirkungen dieses Effekts nehmen erwartungsgemäß von Norden nach Süden hinzu. Die Berücksichtigung von δT_v ist in der Passatzzone dominant und erhöht dort die Beträge der Monatsmittelwerte von LE um bis zu $10 W/m^2$. Der Effekt von δT_v ist in der Westwinddrift vernachlässigbar. Gegenüber den Ergebnissen von BUNKER beträgt die Erhöhung der Beträge der Monatsmittelwerte von LE im Nordatlantik zwischen $6 W/m^2$ und $16 W/m^2$

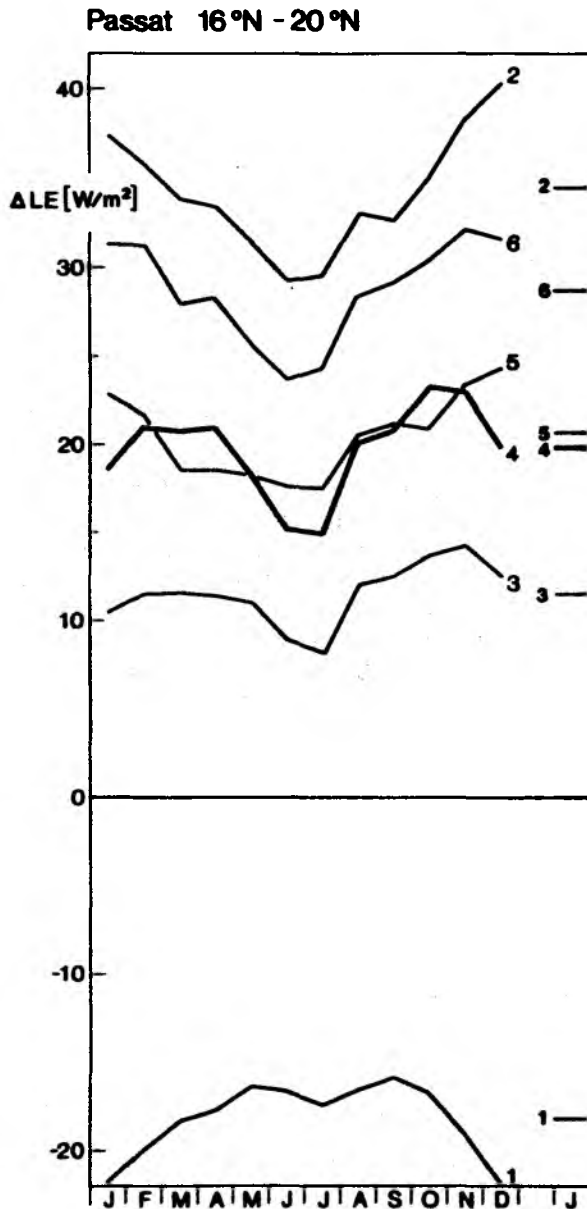


Abb.6.6b : Wie Abb.6.6a, jedoch für die Passatregion (16°N bis 20°N).

(im Jahresmittel fast 12 W/m^2), in der Passatzzone zwischen 14 W/m^2 und 24 W/m^2 . In der Westwinddrift resultieren bis auf die Sommermonate geringere Beträge für LE als bei BUNKER, die Differenzen weisen hier einen stärkeren Jahresgang zwischen -10 W/m^2 im Januar und 2 W/m^2 im Juli auf. Gegenüber den BUNKER-Ergebnissen nimmt die Variation des Jahresganges von LE im Passat geringfügig zu. In der Westwinddrift nimmt sie jedoch kräftiger ab (von etwa 90 W/m^2 auf 78 W/m^2), daher resultiert bei den Mittelwerten des Nordatlantiks eine schwache Abnahme der Variation des Jahresganges (Abb.6.7).

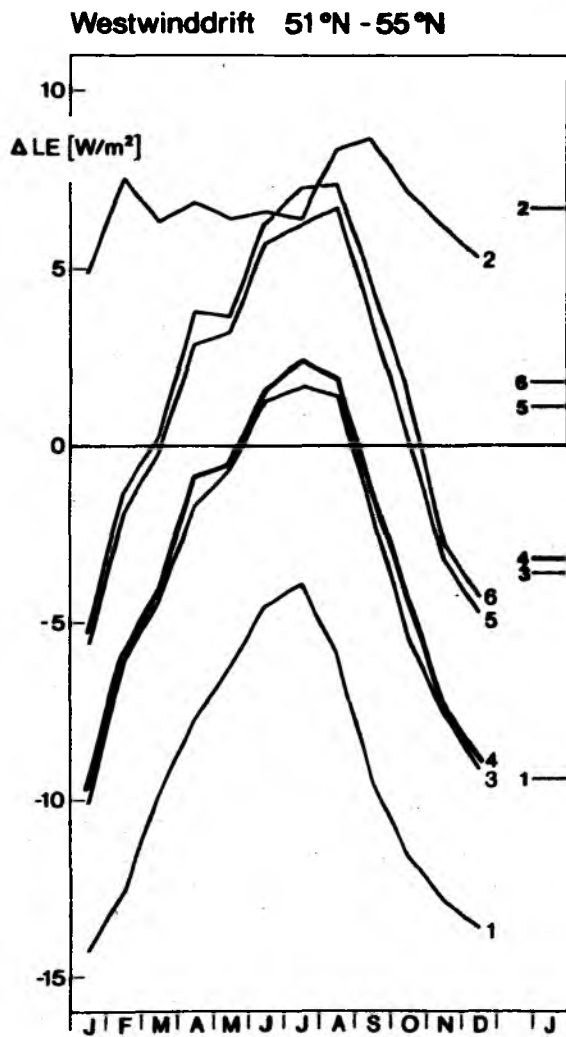


Abb.6.6c : Wie Abb.6.6a, jedoch für die Westwinddrift (51°N bis 55°N).

RECHNUNG 5: Wie Rechnung 3, aber mit Berücksichtigung des Temperaturmessfehlers $\delta T = -0.2^\circ\text{C}$.

Für dieses Experiment wird - ausgehend von den Bedingungen wie in Rechnung 3 - ein konstanter systematischer Fehler von $\delta T = -0.2^\circ\text{C}$ in $T_1 - T_w$ und $T_d - T_w$ angenommen. Im Passat ist die Auswirkung dieses Effektes auf LE vergleichbar mit der Berücksichtigung des virtuellen Zuschlages δT_v . Für den gesamten Nordatlantik erhöhen sich die Beträge der Monatsmittelwerte um 6 W/m^2 bis 8 W/m^2 .

RECHNUNG 6: Wie Rechnung 4, aber mit Berücksichtigung des Temperaturmessfehlers $\delta T = -0.2^\circ\text{C}$.

Der hier und in Rechnung 5 angenommene konstante Temperaturmessfehler

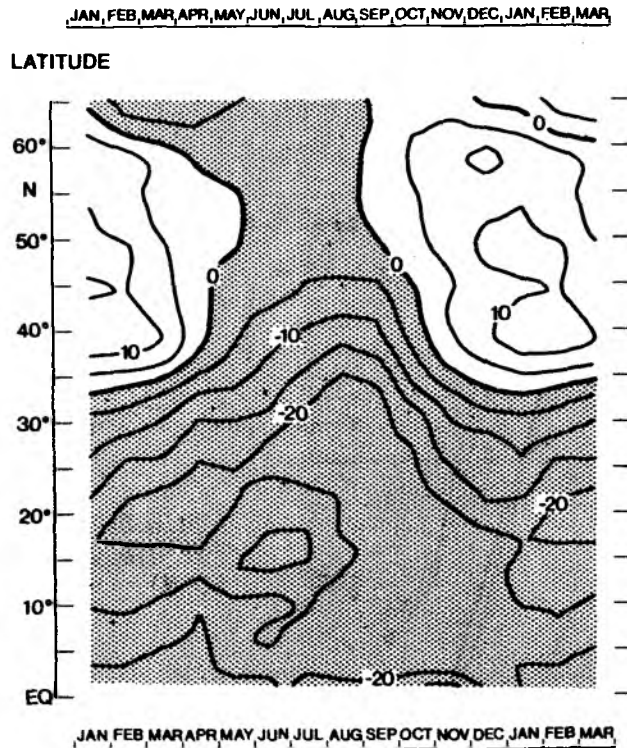


Abb. 6.7 : Der Jahresgang zonaler Mittelwerte als Funktion der geographischen Breite. Dargestellt ist die Differenz $LE(\text{BUNKER}) - LE(\text{met.Opt.})$ [W/m^2]. Hier werden die Beträge subtrahiert, positives Vorzeichen bedeutet geringeren Energieverlust durch LE bei der in Rechnung 4 verwendeten Parametrisierung.

von $\delta T = -0.2^\circ\text{C}$ soll nicht bedeuten, daß von einem systematischen Fehler dieser Größe im Nordatlantik ausgegangen wird. Bei Berücksichtigung der in Kapitel 3 genannten Literatur erscheint aber ein Effekt, der einem mittleren δT dieser Größe entspricht möglich. Das Ergebnis dieses Experimentes zeigt die nach meteorologischen Überlegungen mögliche systematische Erhöhung der Beträge von LE im Nordatlantik gegenüber den BUNKER-Ergebnissen, sie beträgt im Jahresmittel $19 \text{ W}/\text{m}^2$.

6.9. FEHLERABSCHÄTZUNG

Der durch Gaußsche Fehlerfortpflanzung ermittelte zufällige Fehler der Monatsmittelwerte von LE und H ist bedingt durch die hohe Beobachtungsdichte gering. Der zufällige Fehler der Mittelwerte beträgt z.B. bei LE

zwischen $+2\text{W/m}^2$ in den Tropen und $+5\text{W/m}^2$ in der Westwinddrift (hier treten die größten im Nordatlantik vorkommenden Standardabweichungen der Windgeschwindigkeit auf).

Systematische Unsicherheiten werden im Wesentlichen durch (1) die Streuung der Meßergebnisse für die Bulk-Koeffizienten und (2) die Temperaturmeßfehler bei T_1 , T_w und T_d , bedingt durch die Meßpraktiken auf Handelsschiffen, hervorgerufen. Für die unter (1) genannte systematische Unsicherheit wird jeweils 2/3 des Bereiches, der durch die in Abb.6.1 und 6.2 dargestellten Meßergebnisse auf dem offenen Ozean umfaßt wird, angenommen. Dies sind $+9\%$ von LE und $+15\%$ von H. Für die unter (2) genannte systematische Unsicherheit wird $\pm 0.2^\circ\text{C}$ in T_1-T_w und T_d-T_w angenommen. Die resultierenden größtmöglichen systematischen Unsicherheiten der klimatologischen Mittelwerte sind in den Tabellen 6.2 für LE und 6.3 für H aufgelistet.

6.10. ZUSAMMENFASSEDE BEMERKUNGEN ZUR PARAMETRISIERUNG LATENTER UND SENSIBLER WÄRMEFLOSSE AN DER OZEANOBERFLÄCHE

Anstoß zu den in diesem Kapitel beschriebenen Untersuchungen war - wie auch schon bei den Untersuchungen zur Strahlungsbilanz - die Frage, ob

Tabelle 6.2 :

Größtmögliche systematische Unsicherheit F_m der Monatsmittelwerte des latenten Wärmeflusses LE für verschiedene Breiten und Monate sowie das Jahresmittel im Nordatlantik. F_m setzt sich additiv zusammen aus (1) 9% des Mittelwertes von LE für die Unsicherheit in C_E und (2) der Änderung des Mittelwertes von LE, wenn die vertikalen Gradienten T_1-T_w und (T_d-T_w) systematisch um 0.2°C erhöht bzw. verkleinert werden. Angaben in W/m^2 .

	(1)	(2)	Fm
	Jan/Jul/Jahr	Jan/Jul/Jahr	Jan/Jul/Jahr
6°-10°N	14/ 12/ 14	9/ 4/ 7	23/ 16/ 21
16°-20°N	17/ 13/ 15	11/ 6/ 7	28/ 19/ 22
31°-35°N	16/ 9/ 13	7/ 4/ 6	23/ 13/ 19
41°-45°N	12/ 4/ 9	10/ 6/ 9	22/ 10/ 18
51°-55°N	9/ 3/ 6	5/ 5/ 5	14/ 8/ 11

Tabelle 6.3 :

Größtmögliche systematische Unsicherheit F_m der Monatsmittelwerte des sensiblen Wärmeflusses H für verschiedene Breiten und Monate sowie das Jahresmittel im Nordatlantik. F_m setzt sich additiv zusammen aus (1) 15% des Mittelwertes von H für die Unsicherheit in C_H und (2) der Änderung des Mittelwertes von H , wenn die vertikalen Gradienten $T_l - T_w$ und $(T_d - T_w)$ systematisch um 0.2°C erhöht bzw. verkleinert werden. Angaben in W/m^2 .

	(1)	(2)	F_m
	Jan/Jul/Jahr	Jan/Jul/Jahr	Jan/Jul/Jahr
$6^\circ - 10^\circ\text{N}$	2/ 2/ 2	3/ 3/ 3	5/ 5/ 5
$16^\circ - 20^\circ\text{N}$	3/ 1/ 2	4/ 4/ 4	7/ 5/ 6
$31^\circ - 35^\circ\text{N}$	7/ 1/ 4	4/ 4/ 4	11/ 5/ 8
$41^\circ - 45^\circ\text{N}$	12/ 1/ 7	5/ 1/ 3	16/ 2/ 10
$51^\circ - 55^\circ\text{N}$	12/ 1/ 6	5/ 2/ 3	17/ 3/ 9

und möglicherweise welche systematischen Fehler die von BUNKER (1976) berechneten Monatsmittelwerte von LE und H aufweisen.

Die Benutzung der Bulk-Formeln unter Verwendung der individuellen Methode ist gerechtfertigt. Es wird allerdings darauf hingewiesen, daß der dadurch bedingte Zwang zur Verwendung von vollständig richtigen Schiffsmeldungen die Kriterien zur Elimination fehlerhafter Daten beeinflussen kann. Bei der klimatologischen Methode kann die Angabe von T_w in einer Schiffsmeldung verwendet werden, auch wenn andere Parameter als unzuverlässig erkannt werden. Bei der individuellen Methode geht dies nicht, diese Meldung müßte vollständig eliminiert werden. Es besteht daher die Vermutung, daß BUNKER die im Kapitel 1 als relativ schwach beschriebenen Auswahlkriterien so wählen mußte, um eine gute Datenbelegung zu gewährleisten.

Vier systematische Fehler sind offenbar in den Berechnungen von BUNKER nicht berücksichtigt. Diese Fehler kompensieren sich zum Teil. Drei dieser systematischen Fehler werden hier quantitativ berechnet und durch die folgenden Schritte aufgehoben:

(1) Die Bulk-Koeffizienten werden gegenüber den von BUNKER verwendeten Werten um 13% (C_E) und 17% (C_H) reduziert. Diese Reduktion ist begründet durch die Ergebnisse von Meßexperimenten in der maritimen Grenzschicht auf dem offenen Ozean aus den vergangenen 17 Jahren. Diese Reduktion hebt die von BUNKER vorgenommene künstliche Erhöhung der Koeffizienten um 10% wieder auf.

(2) Bei der Umrechnung der in den Schiffsmeldungen angegebenen Beaufortstufen für den Betrag der Windgeschwindigkeit wird eine verbesserte Beaufort-Äquivalentskala benutzt, die mit Daten aus dem Nordatlantik kalibriert wurde.

(3) Der bei der Auswertung von Meßexperimenten für die Berechnung des Stabilitätsparameters stets berücksichtigte vertikale Feuchtegradient wird bei der Bestimmung der Stabilitätsabhängigkeit der Bulk-Koeffizienten nun auch bei der Anwendung dieser Koeffizienten berücksichtigt. Dafür wird ein klimatologischer Virtuellerzuschlag für T_1 und T_w aus den Schiffsdaten bestimmt.

Die gegenüber der Methode von BUNKER zusätzliche Berücksichtigung dieser drei Einflüsse stellt eine nach meteorologischen Gesichtspunkten ausgerichtete Optimierung der Berechnung klimatologischer Monatsmittelwerte von LE und H im Nordatlantik dar. Einschränkend sei erwähnt, daß ein zusätzlicher systematischer Temperaturmeßfehler δT in $T_1 - T_w$ und $T_d - T_w$ bei der meteorologisch optimierten Neuberechnung nicht berücksichtigt wird, obwohl er nach den in Kapitel 3 genannten Literaturangaben wahrscheinlich ist. Die Literaturangaben über δT sind zwar qualitativ übereinstimmend, die quantitativen Angaben sind aber zu unterschiedlich, als daß ein konstanter Wert für den Nordatlantik als gesichert angenommen werden kann. Außerdem sind mir keine Arbeiten bekannt, die δT als Funktion anderer klimatologisch berechenbarer und regional sowie jahreszeitlich variabler Parameter angeben. Auf die Berücksichtigung von δT wird in Kapitel 8 noch einmal eingegangen werden. Im Anhang (Abb. A11 bis A16) sind Karten der Neuberechnung gegeben.

7. NETTOENERGIEFLUSS AN DER OBERFLÄCHE UND MERIDIONALER WÄRMETRANSPORT IM NORDATLANTIK

Die vorangegangenen Kapitel 5 und 6 beschäftigten sich mit verschiedenen Parametrisierungen bzw. möglichen systematischen Fehlern der einzelnen Komponenten des Nettoenergieflusses NET an der Ozeanoberfläche, in diesem Kapitel werden Auswirkungen auf NET im Nordatlantik zusammenfassend dargestellt. Bezug wird dabei auf die BUNKERschen Ergebnisse genommen, der Vergleich beschränkt sich auf Jahresmittelwerte sowie zonal und meridional integrierte Werte. Dazu wird neben den Ergebnissen von NET jeweils der meridionale ozeanische Wärmetransport berechnet. Die folgenden Abschnitte beschreiben zunächst kurz die Ergebnisse von BUNKER und vergleichen diese mit denen anderer Autoren. Anschließend werden verschiedene Berechnungsmethoden sowie das Bild des meridionalen Wärmetransportes im Weltozean und speziell im Nordatlantik beschrieben. Es folgt die Darstellung der Ergebnisse der verschiedenen hier durchgeführten Rechnungen.

7.1. DIE ERGEBNISSE VON BUNKER

Der Nettoenergiefluß NET an der Ozeanoberfläche ist das Residuum aus der Summe der Strahlungsbilanz und der turbulenten Flüsse:

$$(7.1) \quad \text{NET} = Q_a - \text{IR} - \text{LE} - \text{H}$$

Die Vorzeichen in (7.1) sind so gewählt, daß die Komponenten von NET entsprechend ihrer Parametrisierungen nach (5.3), (5.5), (6.3) und (6.4) eingesetzt werden. Ein positives Vorzeichen von NET bedeutet dann einen Energiegewinn für den Ozean, ein negatives Vorzeichen dagegen einen Energieverlust des Ozeans an die Atmosphäre. Monats- und Jahreskarten von NET nach BUNKER sind in ISEMER & HASSE (1987) abgedruckt. Im Jahresmittel schwanken die Werte zwischen -250 W/m^2 im Golfstrom bis zu mehr als 100 W/m^2 im Auftriebsgebiet vor NW-Afrika. Während im Januar fast

überall - bis auf einen äquatornahen Streifen und die Gebiete vor NW-Afrika - die Verluste durch die turbulenten Flüsse größer sind als die Strahlungsbilanz ($NET = -530 \text{ W/m}^2$ im Golfstrom), treten im Juli fast nur positive Werte auf ($NET = 170 \text{ W/m}^2$ im Bereich des Subtropenhochdruckgebietes). Die Standardabweichung des Nordatlantikmittelwertes, der aus allen Gitterpunkten eines Monatsfeldes berechnet wird, ist ein Maß für die räumliche Variation innerhalb des Nordatlantiks. Diese Standardabweichung beträgt 115 W/m^2 im Januar aber nur 39 W/m^2 im August. Die Lage und jahreszeitliche Variation der Nulllinie von NET wird von HASSE & ISEMER (1986) beschrieben, sie ist u.A. für die ozeanische Deckschicht von besonderer Bedeutung (z.B. WOODS & BARKMANN, 1986). Im Jahresmittel trennt diese Nulllinie den westlichen und nördlichen Nordatlantik, der Wärme an die Atmosphäre abgibt, vom südlichen und östlichen Teil, der Energiegewinn für den Nordatlantik zeigt. Der windangetriebene antizyklonale großräumige Wirbel im Nordatlantik führt auf seiner Westseite räumlich stark konzentriert warmes Oberflächenwasser im Golfstrom nach Norden. Dieses gerät besonders im Winter mit trockener und kalter Festlandsluft vom nordamerikanischen Kontinent in Kontakt. Die dabei entstehenden starken vertikalen Feuchte- und Temperaturdifferenzen zwischen der Luft und der Ozeanoberfläche führen verbunden mit mäßigen bis starken Windgeschwindigkeiten zu hohen turbulenten Wärmeflüssen, die die Strahlungsbilanz bis auf die Monate Juni und Juli überkompensieren. Wie auch in den Karten von LE und H sind zwei Gebiete maximaler Energieverluste ($38^\circ\text{N}/60^\circ\text{W}$ und $45^\circ\text{N}/42^\circ\text{W}$) deutlich voneinander getrennt. Auch im Gebiet der Westwinddrift liegen die Energieverluste zwischen -50 W/m^2 und -100 W/m^2 und sind auch hier zumeist dem Betrage nach größer als in den meisten tropischen und subtropischen Gebieten. Die südwärtige Advektion von kühlerem Oberflächenwasser in weiten Teilen des mittleren und östlichen Nordatlantik bewirkt geringere vertikale Feuchte- und Temperaturgradienten bei nach Süden hin zu nehmend positiver Strahlungsbilanz und damit positiven NET-Werten. In den Auftriebsgebieten vor NW-Afrika sind LE und H dem Betrage nach sehr klein bzw. sogar von der Atmosphäre in den Ozean gerichtet. Gleichzeitig ist Q_a durch das Minimum in der Wolkengesamtbedeckung maximal, diese Kombination führt zu für den Be-

reich des Nordatlantik maximalen NET-Werten. Abgesehen von diesen küstennahen Gebieten sind die positiven Werte in den Tropen und Subtropen durchweg kleiner als 50 W/m^2 , in weiten Gebieten sogar kleiner als 30 W/m^2 . Im Gegensatz zu klassischen Vorstellungen tritt in BUNKERs Ergebnissen bei 10°N zwischen 40°W und 50°W ein Gebiet mit Energieverlusten für den Ozean (-10 W/m^2 bis -15 W/m^2) auf.

7.2. VERGLEICH MIT ANDEREN ATLANTEN

BUDYKO (1963) hat keine Karten für NET publiziert, anhand der Vergleiche der Hauptkomponenten Q_a und LE müßten Werte für NET um etwa 10 bis 20 W/m^2 größer sein als bei BUNKER. BUNKER & WORTHINGTON (1976) publizieren eine Jahreskarte von NET nach BUDYKO (1963). In dieser ist der Isolinenverlauf wesentlich glatter, die Karte zeigt geringere räumliche Strukturen als bei den Ergebnissen von BUNKER. Die NET-Werte bei BUDYKO variieren zwischen -160 W/m^2 im Golfstrom (in dessen Bereich das Maximum des Wärmeverlustes ebenfalls wie bei LE um 10° in der geographischen Länge nach Westen verschoben ist) und 80 W/m^2 vor NW-Afrika.

HASTENRATH & LAMB (1978) berechnen im Jahresmittel um 20 bis 50 W/m^2 kleinere NET-Werte, dies liegt hauptsächlich an den systematisch niedrigeren Werten für die Strahlungsbilanz. Neben geringeren Werten für Q_a (Kapitel 5) wird zudem der Verlust durch IR um bis zu 30 W/m^2 höher angegeben. In der Jahreskarte von NET findet sich bei HASTENRATH & LAMB (1978) kein isoliertes Gebiet negativer Werte in den Tropen, dieses ist vielmehr mit Werten zwischen -20 und -40 W/m^2 mit dem Gebiet negativer Werte im Floridaström und im Golf von Mexiko verbunden.

ESBENSEN & KUSHNIR (1981) haben Weltkarten für NET und die Komponenten von NET erstellt. Sie benutzen die BUDYKO-Parametrisierung für Q_a und die klimatologische Bulk-Methode mit theoretisch abgeleiteten Koeffizienten nach LIU et al (1979) bei der Berechnung von LE und H. Die allerdings auf einem gröberen $5^\circ \times 5^\circ$ Gitter basierenden Karten von NET zeigen

im Nordatlantik geringere horizontale Gegensätze (-140 W/m^2 im Golfstrom, 80 W/m^2 vor NW-Afrika) und eine mit BUNKER etwa identische Lage der Hauptnulllinie. Nach grober Abschätzung sind die NET-Werte um 10 bis 30 W/m^2 geringer als bei BUNKER. Es treten allerdings keine negativen Werte in den Tropen auf.

7.3. MERIDIONALER OZEANISCHER WÄRMETRANSPORT IM NORDATLANTIK UND IM WELTMEER

Die Atmosphäre und der Ozean gleichen die dem System Erde-Atmosphäre regional ungleichmäßig zugeführte Energie durch Wärmetransporte aus. Die Kenntnis von Richtung und Betrag sowie die globale Verteilung dieser Transporte sind für das Verständnis des globalen Klimasystems von grosser Wichtigkeit. Es existieren verschiedene Methoden, den meridionalen ozeanischen Wärmetransport (im Folgenden mit MWT abgekürzt) zu berechnen, hier werden die vier bekanntesten kurz beschrieben:

1) Aus hydrographischen Schnitten, die quer über ein ganzes Ozeanbecken gefahren werden, kann MWT direkt aus der Verteilung der Dichte berechnet werden. HALL & BRYDEN (1982) haben aus Strommessungen im Floridaström und einem IGY-Schnitt des Jahres 1957 entlang 25°N im Nordatlantik einen nordwärts gerichteten MWT von $1.2 \pm 0.3 \text{ PW}$ ($1 \text{ PW} = 10^{15} \text{ W}$) errechnet. Dabei ist eine Aufteilung von MWT in barotropen und baroklinen Volumentransport und Ekmantransport möglich, wenn zusätzlich Winddaten zur Verfügung stehen. Eine Wiederholung dieses Schnittes im Jahr 1981 brachte hinsichtlich MWT dieselben Ergebnisse (RÜMMICH & WUNSCH, 1985), daher wird dieses Ergebnis allgemein auch als langzeitlicher Mittelwert akzeptiert, obwohl beide Schnitte im ozeanographischen Sinne eher synoptische Aufnahmen darstellen. RÜMMICH & WUNSCH (1985) bestätigten im Wesentlichen auch die IGY-Ergebnisse von 0.8 PW nordwärtigen MWTs bei 36°N . Die Autoren stellen weiter fest, daß etwa 90% des MWT durch die thermohaline Meridionalzirkulation bewirkt wird, nur etwa 10% durch die windgetriebene antizyklonale Horizontalzirkulation. Die gleichen Ergebnisse

aus zeitlich um 24 Jahre auseinanderliegenden Schnitten wird mit der zeitlichen Invarianz der großräumigen thermohalinen Zirkulation erklärt.

2) VONDER HAAR & OORT (1973) haben erstmals aus den Nettostrahlungsflüssen am Außenrand der Atmosphäre (Satellitendaten) sowie den atmosphärischen Wärmetransporten (Radiosondendaten) ein globales Bild des MWT bestimmt. Dabei ist eine Aufteilung von MWT nach einzelnen Ozeanbecken jedoch ohne weitere Annahmen nicht möglich. Eine verbesserte Analyse unter Hinzunahme von ozeanographischen Daten zeigt, daß MWT a) im Jahresmittel nicht symmetrisch zum Äquator angeordnet ist und b) starke Variationen im Jahresgang aufweist (CARISSIMO et.al, 1985). Obwohl die Unsicherheiten dieser Methode groß sind, wird aus diesen Arbeiten allgemein auf einen nordwärtigen transäquatorialen MWT im Atlantik geschlossen.

3) WUNSCH (1980) hat Ergebnisse für MWT aus Inversmodellierungen der Zirkulation im Nordatlantik ausgerechnet. Danach ist MWT zwischen 20°N und 40°N mit 1 PW nach Norden gerichtet. Diese Methode kann ebenfalls als direkte Methode bezeichnet werden. Wird jedoch bei 1) die absolute Strömung unter gewissen Annahmen über die Referenztiefe (Tiefenniveau mit verschwindender oder minimaler Stromgeschwindigkeit) berechnet, so werden bei der Inversmodellierung Zwangsbedingungen benutzt, um ein im Allgemeinen unterbestimmtes Gleichungssystem für die Geschwindigkeitskomponenten zu lösen. WUNSCH (1984) löst ein umfangreiches Inversmodell des Nordatlantik für den maximal und minimal möglichen MWT bei 25°N, der danach mit Werten zwischen 0.5 PW und 1.8 PW nach Norden gerichtet ist. Die entsprechenden Extremwerte am Äquator liegen bei 0.2 und 1 PW (ebenfalls nordwärts gerichtet). FU (1981) hat mit dieser Methode aus den METEOR-Schnitten einen nordwärtigen MWT im Südatlantik berechnet (z.B. etwa 1 PW bei 8°S). Aus diesen Ergebnissen muß ein am Äquator nach Norden gerichteter MWT gefolgert werden.

4) Nimmt man im langjährigen Mittel an, daß die Wärmespeicherung im Ozean Null ist, so muß das Integral über die Nettoenergieflüsse an der

Oberfläche des Ozeans im Gebiet polwärts eines bestimmten Breitenkreises durch einen MWT über diesen Breitenkreis hinweg ausgeglichen werden. Beginnt man mit der Integration von NET jeweils am nördlichen Rand der drei Ozeane (hier sind sie in vernachlässigbarer Weise miteinander verbunden) und schreitet nach Süden fort, erhält man ein globales Bild des MWT als Funktion der geographischen Breite. Diese Integrationsmethode liefert allerdings keinen Hinweis auf die Mechanismen von MWT. Für den gesamten Weltozean hat HASTENRATH (1982) NET-Daten verwendet, die aus verschiedenen regionalen Studien stammen. Im Bereich des Atlantik verwendet er Daten aus HASTENRATH & LAMB (1978) und BUNKER & WORTHINGTON (1976, Zeitseriendatensatz). Im Pazifik berechnet HASTENRATH in beiden Hemisphären jeweils polwärtigen Transport, etwa 1.2 PW gelangen hier südlich von 60°S in den antarktischen Zirkumpolarstrom. Im gesamten Indischen Ozean ist MWT nach Süden gerichtet. Dagegen weist der Atlantik überall nordwärts gerichteten MWT mit 0.6 PW bei 60°S, 1 PW am Äquator und maximal 1.1 PW bei etwa 15°N auf. TALLEY (1984) hat allerdings gezeigt, daß bedingt durch Fehler bei der Berechnung der Nettoenergieflüsse aus historischen Schiffsdaten nicht einmal die Richtung von MWT im Nordpazifik und am Äquator festgelegt werden können. Eine jüngste Arbeit für den Weltozean (HSIUNG, 1985) bestätigt im Wesentlichen die Ergebnisse von HASTENRATH (1982), diese Berechnungen sind homogen hinsichtlich des Datensatzes und der verwendeten Parametrisierungen. Dort und bei BRYAN (1983) findet man weitere Literaturzitate und Ergebnisse zum Thema.

Die kombinierte Auswertung von Satelliten- und Radiosondendaten ergibt, daß im globalen langzeitlichen Mittel sowohl der ozeanische als auch der atmosphärische Transport polwärts gerichtet ist (z.B. CARISSIMO et.al, 1985). Der Atlantik für sich betrachtet nimmt hinsichtlich des MWT eine Sonderstellung ein. Ergebnisse verschiedener Berechnungsmethoden deuten übereinstimmend darauf hin, daß MWT am Äquator und im gesamten Nordatlantik nordwärts gerichtet ist. Im Folgenden sind Ergebnisse und deren Schwankungsbreiten für den ozeanographisch bestimmten, stets nordwärts gerichteten MWT zusammengetragen, soweit sie für den Nordatlantik relevant sind:

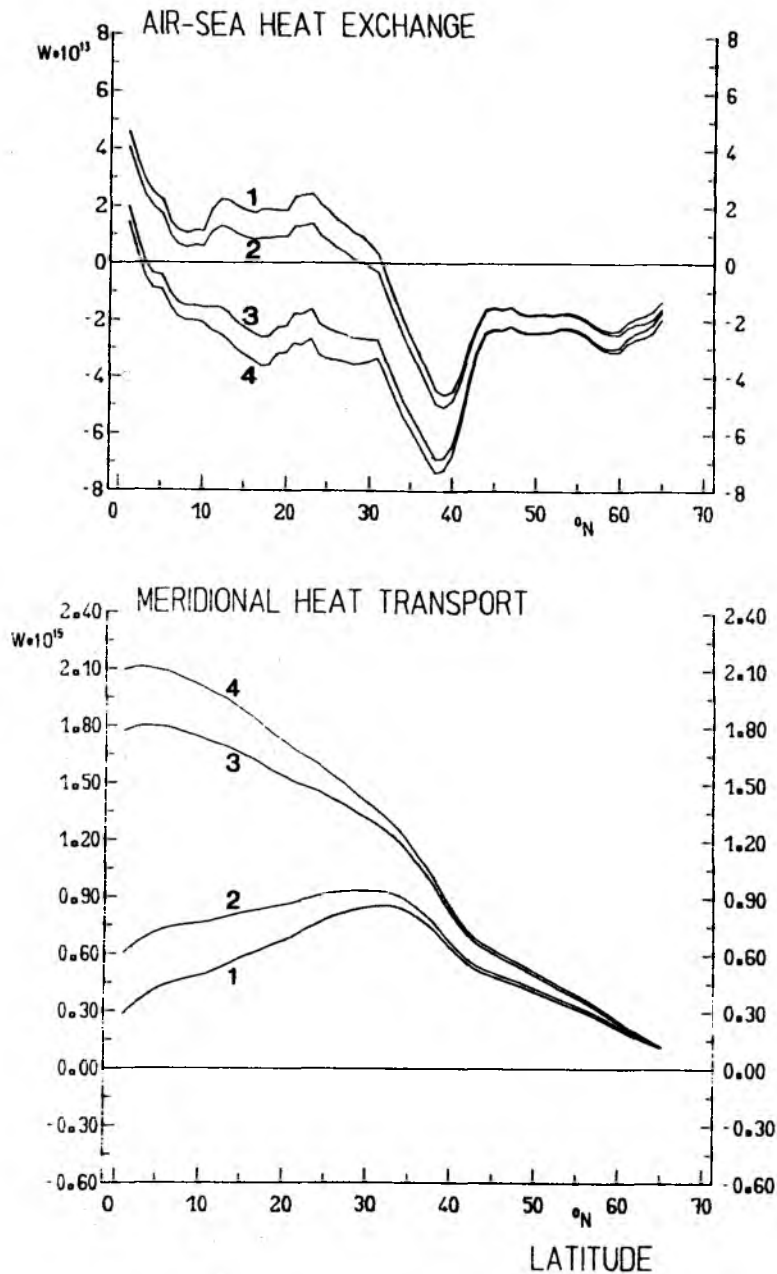
bei 8°S : 1 PW, (FU, 1981)
am Äquator: 0.2 PW bis 1.0 PW, (WUNSCH, 1984),
bei 25°N : 0.8 PW bis 1.4 PW, (HALL & BRYDEN, 1982), sowie
0.5 PW bis 1.8 PW, (WUNSCH, 1984) ,
bei 36°N : 0.7 PW bis 0.9 PW, (ROMMICH & WUNSCH, 1985),
bei 65°N : 0.1 PW (AAGAARD & GREISMAN, 1975).

Vor diesem Hintergrund werden im nächsten Abschnitt die Ergebnisse von verschiedenen Testrechnungen für NET und MWT dargestellt.

7.4. ERGEBNISSE VERSCHIEDENER PARAMETRISIERUNGSKOMBINATIONEN

In Testrechnungen für den gesamten Nordatlantik werden verschiedene Parametrisierungen und systematische Fehler in den Komponenten von NET berücksichtigt. MWT wird jeweils aus dem Jahresfeld von NET mit der Integrationsmethode beginnend bei 65°N berechnet. Als Anfangswert wird ein nordwärtiger Transport von $9.8 \cdot 10^{13}$ W bei 65°N benutzt, ein Wert, der aus Wärmebudgetbetrachtungen für das Nordpolarmeer von AAGAARD & GREISMAN (1975) berechnet wurde. Der Wärmetransport in das Mittelmeer ist zumindest eine Größenordnung kleiner (z.B. BUNKER et.al, 1982) und wird vernachlässigt. Die Ergebnisse von insgesamt 10 Rechnungen sind in den Abbildungen 7.1 bis 7.3 dargestellt. In der sich anschließenden Beschreibung ist die Nummerierung der Rechenläufe mit der in diesen Abbildungen identisch. Die dazugehörenden Januar-, Juli- und Jahresmittelwerte für den gesamten Nordatlantik sind in Tabelle 7.2 notiert. Ergänzend sind Jahreskarten von 5 der hier vorgestellten Ergebnisse im Anhang abgedruckt.

BUNKERs (1976) Ergebnisse sind in Rechnung 1 dargestellt. Der zonal gemittelte Energieverlust des Nordatlantik beträgt nördlich von 44°N in der Westwinddrift etwa $-2 \cdot 10^{13}$ W pro 1°-Breitenkreislänge, südlich davon schließt sich das Signal des Verlustes im Golfstromgebiet mit mehr als $-4 \cdot 10^{13}$ W an. Bei 32°N wird NET positiv, dieser Breitenkreis zeigt das



**Abb. 7.1 : Jahresmittelwerte des zonal integrierten Nettoenergieflusses als Funktion der geographischen Breite im Nordatlantik (oben) und daraus mit der Integrationsmethode bestimmte meridionale ozeanische Wärmetransporte (unten). Positives Vorzeichen bedeutet Energiegewinn für den Ozean bzw. Transport nach Norden. Die Nummerierung der Kurven ist identisch mit den im Text beschriebenen Rechnungen:
Kurve 1: nach BUNKER (1976),
Kurve 2: wie 1, aber mit der ELSASSER-Parametrisierung für IR,
Kurve 3: Methode nach BUDYKO,
Kurve 4: Methode nach BUNKER et.al (1982).**

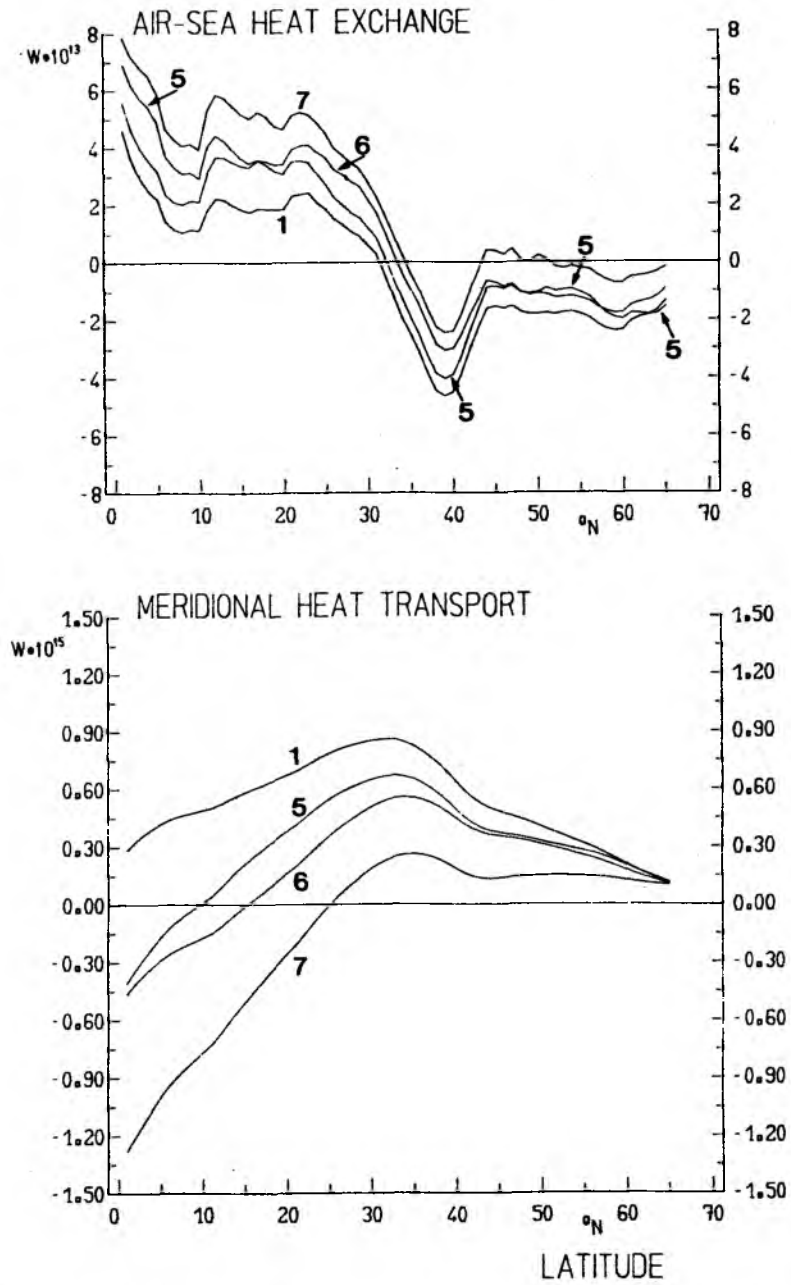


Abb. 7.2 : Wie Abb. 7.1 , jedoch
Kurve 5: wie 1, jedoch mit der REED-Parametrisierung für Q_a ,
Kurve 6: wie 1, jedoch mit reduzierten Bulk-Koeffizienten,
Kurve 7: wie 1, jedoch mit der REED-Parametrisierung für Q_a und reduzierten Bulk-Koeffizienten.

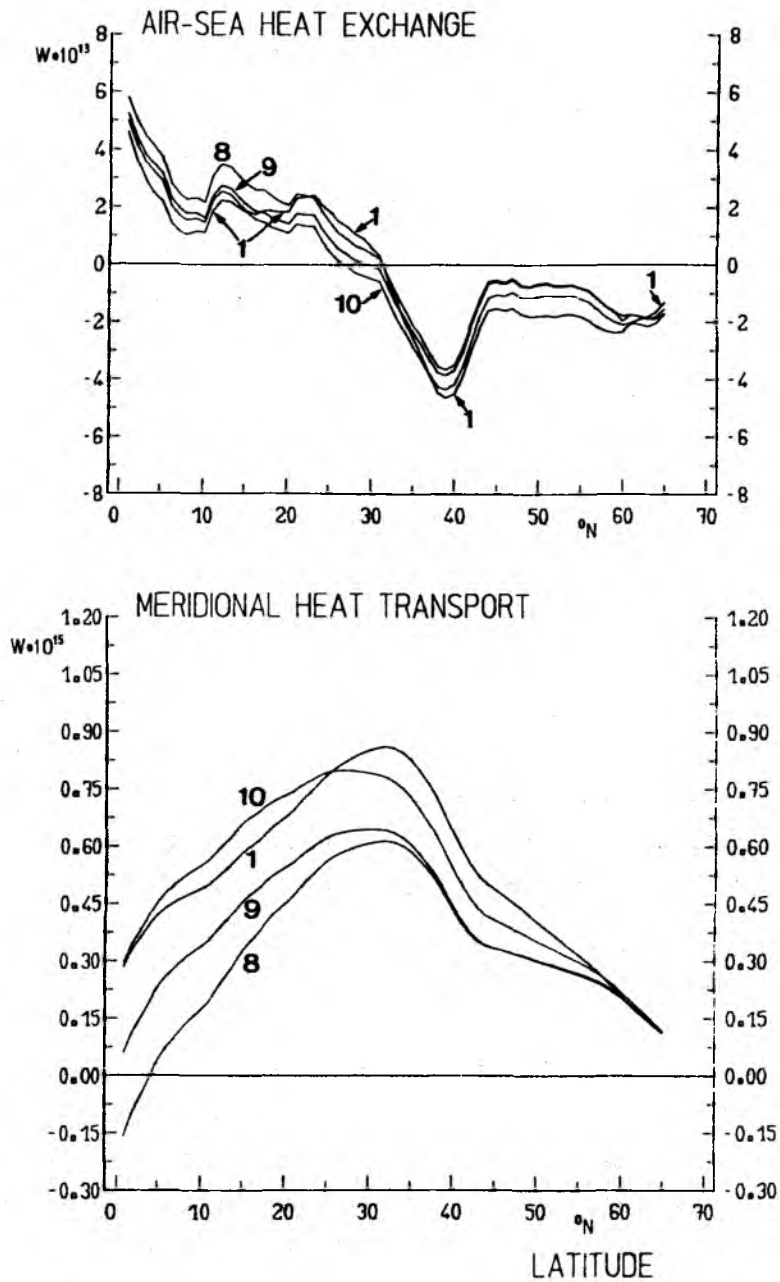


Abb. 7.3 : Wie Abb. 7.1 , jedoch

Kurve 8: wie 7, jedoch mit Verwendung der Beaufort-Skala nach KAUFELD,
Kurve 9: wie 8, jedoch mit Berücksichtigung von ΔT_V bei der Bestimmung
von C_E und C_H ,

Kurve 10: wie 9, jedoch mit Berücksichtigung von $\Delta T = -0.09^\circ\text{C}$ bei der
Berechnung von LE und H .

Maximum des nordwärtigen MWT. Die Gebiete der ständigen Passate zeigen wiederum ein Plateau in NET bei etwa $2 \cdot 10^{13}$ W und geringere Gewinne für den Nordatlantik zwischen 6°N und 10°N . Äquatorwärts wächst NET dann bis auf $4.6 \cdot 10^{13}$ W pro Breitenkreis an. Der am Äquator nordwärts gerichtete MWT von 0.27 PW resultiert aus dem Gesamtverlust des Nordatlantik an seiner Oberfläche von -4 W/m^2 (die Gesamtfläche des Nordatlantik südlich von 65°N beträgt $4.2 \cdot 10^{13} \text{ m}^2$) plus dem Anfangswert von 0.098 PW bei 65°N . Die einzige Änderung in Rechnung 2 gegenüber Rechnung 1 besteht in der Parametrisierung von IR nach der ELSASSER-Methode (5.6). Diese Kombination der Parametrisierungen benutzte BUNKER in dem Zeitseriendatensatz. Der systematische Unterschied von im Jahresmittel 7 W/m^2 im Nordatlantik verdoppelt den MWT am Äquator auf 0.6 PW. Es sind diese Ergebnisse, die in der Literatur häufig unter BUNKERs Namen zitiert werden (z.B. HALL & BRYDEN, 1982, HSIUNG, 1985).

In Rechnung 3 werden die konstanten Bulk-Koeffizienten nach BUDYKO bei der Berechnung von LE und H verwendet. Q_a und IR werden wie in Rechnung 1 parametrisiert, somit simuliert diese Rechnung die bereits von BUDYKO angewandte Methode. Bedingt durch die hohen Energieverluste in LE und H resultiert ein nordwärtiger MWT am Äquator von 1.8 PW. Da nördlich von 3°N (!) nur negative zonale Mittelwerte von NET auftreten, nimmt MWT mit zunehmender Breite ständig ab.

BUNKER et.al (1982, publiziert von H. CHARNOCK unter Benutzung von BUNKERs Daten) haben für das Mittelmeer und das Rote Meer die BUDYKO-Parametrisierungen für Q_a , LE und H sowie die ELSASSER-Formel (5.6) für IR verwendet. Diese Kombination erzielt eine Übereinstimmung der Energieverluste an der Oberfläche mit den ozeanischen Wärmetransporten durch die schmalen Zugänge dieser Mittelmeere. Die Anwendung dieser Parametrisierungen auf den gesamten Nordatlantik (Rechnung 4) zeigt extreme Energieverluste fast im ganzen Nordatlantik. Im Gegensatz zu den Ergebnissen von Rechnung 1 und 2 findet man im Jahresmittel positive Werte von NET nur entlang der europäischen (südlich von 45°N), nordafrikanischen und südamerikanischen Küste (Auftriebsgebiete) sowie im äquatorialen Bereich (siehe Abb. A22 im Anhang).

Tabelle 7.1:

Nordatlantikmittelwerte von NET [W/m^2] sowie dessen Komponenten für 11 verschiedene Rechnungen. Die Nummerierung der Rechnungen ist mit der im Text und der in den Abbildungen 7.1 bis 7.3 identisch. Pro Rechnung sind jeweils Reihen für Januar, Juli und das Jahr notiert.

	Qa	-	IR	-	LE	-	H	=	NET
Rechnung 1:	118	-	40	-	148	-	34	=	-104
	211	-	37	-	88	-	4	=	82
	169	-	39	-	117	-	17	=	-4
Rechnung 2:	118	-	48	-	148	-	34	=	-112
	211	-	43	-	88	-	4	=	76
	169	-	46	-	117	-	17	=	-11
Rechnung 3:	118	-	40	-	185	-	35	=	-142
	211	-	37	-	123	-	2	=	49
	169	-	39	-	153	-	17	=	-40
Rechnung 4:	118	-	48	-	185	-	35	=	-150
	211	-	43	-	123	-	2	=	43
	169	-	46	-	153	-	17	=	-47
Rechnung 5:	118	-	40	-	148	-	34	=	-104
	245	-	37	-	88	-	4	=	116
	185	-	39	-	117	-	17	=	12
Rechnung 6:	118	-	40	-	129	-	28	=	-79
	211	-	37	-	76	-	3	=	95
	169	-	39	-	102	-	14	=	14
Rechnung 7:	118	-	40	-	129	-	28	=	-79
	245	-	37	-	76	-	3	=	129
	185	-	39	-	102	-	14	=	30
Rechnung 8:	118	-	40	-	150	-	31	=	-103
	245	-	37	-	98	-	4	=	106
	185	-	39	-	124	-	16	=	6
Rechnung 9:	118	-	40	-	154	-	32	=	-108
	245	-	37	-	103	-	4	=	101
	185	-	39	-	130	-	17	=	-1
Rechnung 10:	118	-	40	-	158	-	34	=	-114
	245	-	37	-	105	-	5	=	98
	185	-	39	-	132	-	18	=	-4
Rechnung 11:	114	-	41	-	165	-	34	=	-126
	239	-	38	-	111	-	5	=	85
	181	-	40	-	139	-	19	=	-17

In den folgenden Rechnungen werden schrittweise die in den Kapiteln 5 und 6 behandelten systematischen Fehler gegenüber den BUNKER-Rechnungen berücksichtigt. In Rechnung 5 wird bei der Berechnung von Q_a anstatt der BUDYKO-Parametrisierung diejenige von REED verwendet. In Rechnung 6 werden die reduzierten Bulk-Koeffizienten bei der Berechnung von LE und H verwendet, dies ist die einzige Änderung gegenüber der von BUNKER benutzten Parametrisierung. In beiden Fällen (Abb.7.2) resultiert ein Zuwachs des Energieflusses in den Ozean (bzw. eine Verminderung des Verlustes) im gesamten Nordatlantik. MWT wird bereits bei Berücksichtigung jeweils nur einer der beiden Effekte am Äquator und südlich von 10°N bzw. 15°N negativ (d.h. nach Süden gerichtet). Werden beide Effekte zusammen berücksichtigt (Rechnung 7), wird MWT Null bei 25°N . Der Nordatlantik exportiert Wärme aus dem tropischen und subtropischen Bereich in den Südatlantik, am Äquator resultiert ein MWT von -1.28 PW. Nordwärtiger MWT tritt mit maximalen Werten von lediglich 0.26 PW bei 36°N auf. Dieses Ergebnis erscheint gemessen an den ozeanographischen Ergebnissen für MWT unrealistisch und ist daher unbefriedigend. Änderungen, die als meteorologisch sinnvoll erkannt sind, - ausschließlich in den Parametrisierungen - , führen in diesem Fall bei Anwendung auf den Nordatlantik zu Ergebnissen für den MWT, die mit ozeanographischen Ergebnissen nicht übereinstimmen.

Ausgehend von der in Rechnung 7 verwendeten Parametrisierung wird nun in Rechnung 8 zusätzlich die Beaufort-Skala nach KAUFELD benutzt, dies führt zu einer Verminderung von NET um 27 W/m^2 ($= 1.15$ PW) im Mittel über den Nordatlantik. In Rechnung 9 wird dann zusätzlich der Virtuellzuschlag δT_v bei der Bestimmung der Stabilitätsabhängigkeit der Bulk-Koeffizienten berücksichtigt. Beide Effekte (Abb.7.3) führen zur Verringerung von NET und damit zu einer zumindest teilweisen Kompensation des durch die Änderung der Parametrisierung (Rechnung 7) bewirkten unrealistischen Zuwachses von NET. Dabei wird der Beitrag von δT_v erst südlich von 40°N merkbar, nördlich davon sind die Kurven sowohl von NET als auch von MWT (Rechnung 8 und 9) identisch.

Rechnung 9 sind nun diejenigen Ergebnisse, die die nach meteorologischen Gesichtspunkten optimierte Berechnung der Komponenten von NET darstellt.

Das letzte in dieser Reihe vorgestellte Ergebnis (Rechnung 10) wird mit einem angenommenen konstanten Temperaturmessfehler $\delta T = -0.09^\circ\text{C}$ bei der Berechnung von LE und H erzielt. Dabei wird der genannte Wert von δT so festgelegt, daß das Ergebnis für MWT am Äquator mit dem von BUNKER übereinstimmt.

7.5. FEHLERABSCHÄTZUNG

Rein zufällige Fehler der Monatsmittelwerte des Nettoenergieflusses NET, die sich aus den zufälligen Fehlern der vier Komponenten ergeben, sind, wie auch schon bei der Fehlerbetrachtung der Komponenten bemerkt, durch die allgemein hohe Beobachtungsdichte klein. Sie sind in weiten Teilen des Nordatlantik kleiner als $\pm 5 \text{ W/m}^2$ und erreichen maximal $\pm 8 \text{ W/m}^2$. Größer sind die durch die systematischen Unsicherheiten bei der Parametrisierung der Komponenten von NET entstehenden Fehler von NET. In Tabelle 7.2 sind die systematischen Unsicherheiten der Komponenten und die daraus durch Addition ermittelten systematischen Unsicherheiten in NET notiert. Die vorgenommene Addition der Einzelfehler setzt den schlechtesten Fall voraus, daß sich alle Unsicherheiten in einer Richtung (bezüglich NET) addieren. Die systematischen Unsicherheiten von NET betragen zwischen 35 und 50 W/m^2 , d.h. im ungünstigsten Fall tritt ein syste-

Tabelle 7.2:

Größtmögliche systematische Unsicherheit der Monatsmittelwerte des Nettoenergieflusses und der Komponenten für verschiedene Breiten und Monate sowie das Jahresmittel im Nordatlantik. Die Summation der Unsicherheiten für NET setzt voraus, daß die systematischen Fehler in derselben Richtung wirken. Angaben für Januar/Juli/Jahr in W/m^2 .

	Qa	IR	LE	H	NET
6°N-10°N	17/21/21	5	23/16/21	5/ 5/ 5	50/47/49
16°N-20°N	14/22/18	5	28/19/22	7/ 5/ 6	54/51/52
31°N-35°N	10/24/16	5	23/13/19	11/ 5/ 8	49/47/48
41°N-45°N	6/23/15	5	22/10/18	16/ 2/10	49/40/48
51°N-55°N	2/21/11	5	14/ 8/11	17/ 3/ 9	38/37/36

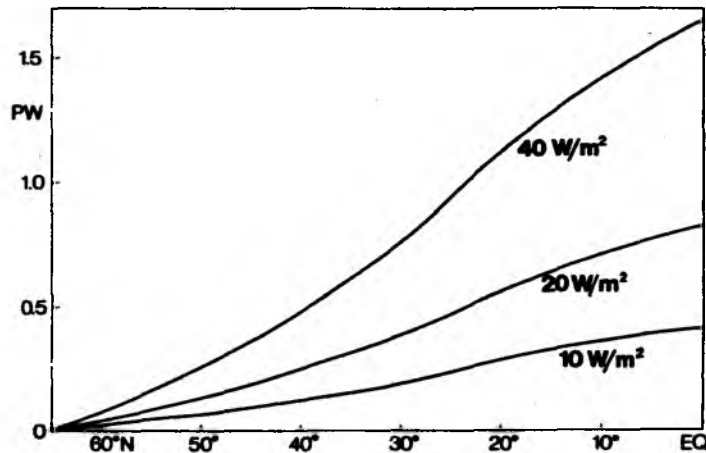


Abb. 7.4 : Kumulativer Fehler des meridionalen ozeanischen Wärmetransportes im Nordatlantik (Ordinate) als Funktion der geographischen Breite für drei angenommene systematische Fehler des Nettoenergieflusses.

matischer Fehler der langzeitlichen Mittelwerte von NET von bis zu 50 W/m^2 auf. Im günstigsten Fall, wenn kein systematischer Fehler auftritt, ist mit einem zufälligen Fehler kleiner als 10 W/m^2 zu rechnen.

Den maximal möglichen Fehler des meridionalen Wärmetransportes MWT erhält man, wenn die in Tabelle 7.2 notierten systematischen Unsicherheiten im gesamten Nordatlantik kumulativ in MWT eingehen. Ein angenommener systematischer Fehler von nur 10 W/m^2 in NET führt zu einem Fehler in MWT von 0.2 PW bei 25°N und 0.42 PW am Äquator (Abb.7.4). Für die in Tabelle 7.2 angegebenen Werte resultieren $+0.3 \text{ PW}$ bei 40°N , $+0.7 \text{ PW}$ bei 25°N und $+1.9 \text{ PW}$ am Äquator. Setzt man (unrealistischerweise) lediglich einen zufälligen Fehler in NET von 10 W/m^2 voraus, resultiert ein zufälliger Fehler in MWT von $+0.01 \text{ PW}$ bei 25°N und $+0.02 \text{ PW}$ am Äquator.

7.6. ABSCHLIESSENDE BEMERKUNG ZUR BERECHNUNG DES NETTOENERGIEFLUSSES AN DER OZEANOBERFLÄCHE

Die in Abschnitt 7.4 beschriebene Rechnung 9 stellt diejenige Berechnung des Nettoenergieflusses NET dar, die aus der nach meteorologischen Ge-

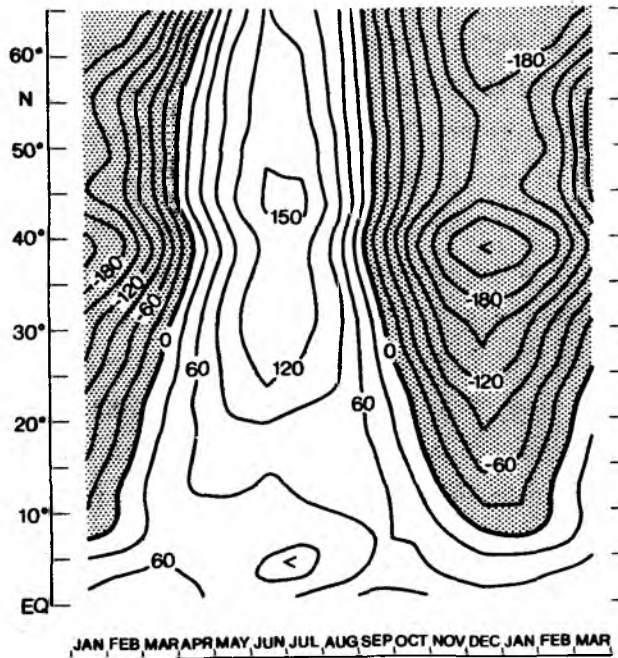
sichtspunkten durchgeführten Optimierung der vier Einzelkomponenten von NET im Nordatlantik resultiert (siehe auch Abschnitte 5.3 und 6.10). Karten dieser Parametrisierungen sind im Anhang abgedruckt, zonale Mittelwerte von NET sowie der Differenz zu den BUNKER-Ergebnissen sind in Abb.7.5 abgebildet. Die maximalen systematischen Unsicherheiten von NET (Tabelle 7.2) sind einerseits gegenüber der Jahresvariation von NET, andererseits aber auch gegenüber der räumlichen Variation von NET innerhalb einzelner Monatsfelder klein. Berücksichtigt man weiter die Tatsache, daß in Tabelle 7.2 größtmögliche systematische Unsicherheiten angegeben sind, so ist die Beschreibung des Jahresganges und auch die Beschreibung der räumlichen Variation innerhalb der Monate mit guter Genauigkeit gelungen. Im Jahresmittel sind die Beträge von NET in weiten Teilen des tropischen und subtropischen Nordatlantiks etwa gleich groß oder gar kleiner als die in Tabelle 7.2 notierten Unsicherheiten. Deshalb zeigt sich dort auch bereits bei relativ geringen systematischen Änderungen in NET (bzw. einer der Komponenten) eine weiträumige Verlagerung der Nulllinie von NET, diese Verlagerung ist mit einer der auffälligsten Unterschiede in den Jahreskarten der verschiedenen Versionen von NET (siehe Anhang). Meist stellen diese Regionen Gebiete dar, in denen bei relativ schwacher ozeanischer Advektion die Energiebilanz an der Ozeanoberfläche lokal nahezu ausgeglichen ist.

Bei der hier durchgeführten meteorologischen Optimierung der Berechnung der Komponenten von NET resultiert ein NET-Jahresmittelwert von -1 W/m^2 im ganzen Nordatlantik, das entspricht einem nordwärtigen meridionalen ozeanischen Wärmetransport MWT von 0.14 PW am Äquator. Berücksichtigt man die systematischen Unsicherheiten, so ist dieser Wert weder ausreichend von Null noch von BUNKERs Ergebnissen verschieden. Wegen dieser Unsicherheiten erscheint die Integrationsmethode zumindest im äquatornahen Nordatlantik ungeeignet, um quantitative Aussagen über MWT zu machen. Die Richtung von MWT ist etwa südlich 15°N nicht mehr bestimmbar.

Besonders als Randbedingungen für großskalige ozeanographische Modellie-

JAN, FEB, MAR, APR, MAY, JUN, JUL, AUG, SEP, OCT, NOV, DEC, JAN, FEB, MAR,

LATITUDE



JAN, FEB, MAR, APR, MAY, JUN, JUL, AUG, SEP, OCT, NOV, DEC, JAN, FEB, MAR,

LATITUDE

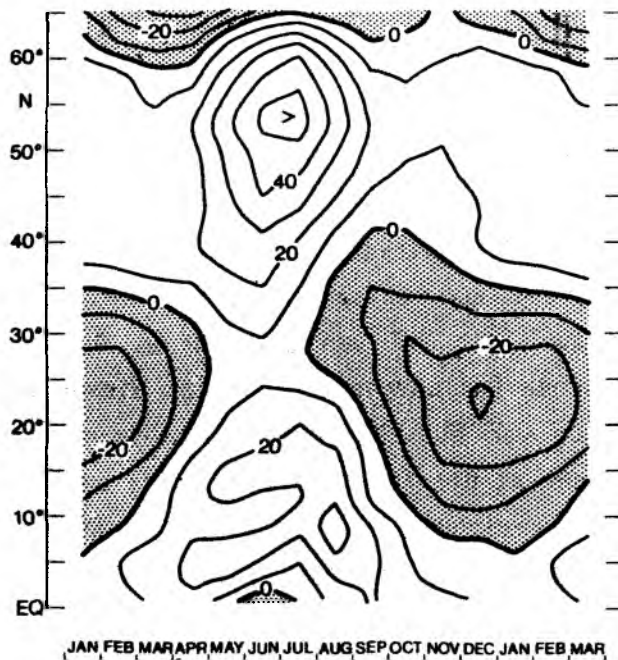


Abb. 7.5 : Der Jahresgang zonaler Mittelwerte als Funktion der geographischen Breite. Dargestellt sind in a: der Nettoenergiefluß NET(met. Opt.) [W/m^2] nach der nach meteorologischen Gesichtspunkten optimierten Parametrisierung, b: die Differenz NET(met. Opt.) - NET(BUNKER) [W/m^2].

rungen sind atmosphärische Wärmeflußfelder wünschenswert, aus denen meridionale Wärmetransporte resultieren, die mit unabhängigen ozeanographischen Resultaten übereinstimmen. Der aus Rechnung 9 resultierende MWT liegt am Äquator und bei 25°N außerhalb der Schwankungsbreite der ozeanographisch bestimmten Ergebnisse. Der von HALL & BRYDEN (1982) angegebene Fehler von ± 0.3 PW bei 25°N entspricht 13 W/m^2 , umgerechnet auf die Fläche zwischen 25°N und 65°N im Nordatlantik. Der bei den ozeanographischen Rechnungen ermittelte Fehler ist damit deutlich kleiner, als die maximalen systematischen Unsicherheiten von NET. Zum Abschluß der Untersuchungen über die Komponenten des Nettoenergieflusses soll versucht werden, die Felder dieser Komponenten derart zu bestimmen, daß der daraus mit der Integrationsmethode berechnete meridionale Wärmetransport im Ozean bei 25°N den ozeanographisch ermittelten Wert 1 PW annimmt. Dies wird mit Hilfe einer Inversrechnung durchgeführt.

8. EINE DURCH DEN MERIDIONALEN WÄRMETRANSPORT ERZWUNGENE LÖSUNG FÜR DIE WÄRMEFLÜSSE AN DER OZEANOBERFLÄCHE

8.1. DIE IDEE ZUR INVERSRECHNUNG

Führt man nördlich eines bestimmten Breitenkreises φ eine systematische Änderung in der Parametrisierung einer oder mehrerer Komponenten des Nettoenergieflusses durch, so ergibt sich eine systematische Änderung im Betrag (oder eventuell sogar in der Richtung) des mit der Integrationsmethode bestimmten meridionalen ozeanischen Wärmetransportes MWT bei φ . Reduziert man z.B. die atmosphärische Transmission für die kurzwellige Sonnenstrahlung, so resultiert daraus eine Erhöhung des nordwärtigen Wärmetransportes (bzw. eine Verminderung des südwärtigen Transportes). Kennt man nun Richtung und Betrag von MWT an einem bestimmten Breitenkreis aus z.B. ozeanographischen Experimenten, so kann man umgekehrt unbekannte oder unsichere Parameter in den Energieflüssen bestimmen, indem man das unabhängige ozeanographische Ergebnis als Zwangsbedingung benutzt. Im einfachsten Fall würde man nur einen Parameter solange systematisch verändern, bis der gewünschte MWT-Wert erreicht ist (z.B. durch Verminderung der atmosphärischen Transmission für die kurzwellige Strahlung). Bei diesem Vorgehen würde man aber unrealistischerweise sämtliche Unsicherheit in einem Parameter konzentrieren. In den Kapiteln 5 und 6 wurde eine nach meteorologischen Gesichtspunkten optimierte Parametrisierung der Energieflüsse für den Nordatlantik beschrieben, wobei die Optimierung für die einzelnen Komponenten von NET unabhängig voneinander erfolgt. Für insgesamt 6 in die Parametrisierungen eingehende Parameter wurden systematische Unsicherheiten abgeschätzt und in Tabellenform angegeben. Im Folgenden sollen diese 6 Parameter zusammen im Rahmen einer Inversrechnung derart verändert werden, daß bei Integration der Nettoenergieflußfelder der gewünschte MWT-Wert von 1 PW (nordwärtsgerichtet) bei 25°N resultiert. In der Inversrechnung werden die systematischen Unsicherheiten dieser 6 Parameter als Gewichte berücksichtigt, sie bestimmen damit denjenigen Anteil an der Gesamtänderung von MWT, den die einzelnen der 6 Parameter erzeugen. Zusammen mit der ozeanographi-

schen Zwangsbedingung bestimmen die Wahl der zu variierenden Parameter und deren abgeschätzte Unsicherheiten die Lösung der Inversrechnung. Die Lösung für die 6 Parameter (d.h. die durch die Zwangsbedingung des MWT bei 25°N nötigen Änderungen der 6 Parameter gegenüber der meteorologisch optimierten Parametrisierung) wäre dann akzeptabel, wenn sie innerhalb der Grenzen der systematischen Unsicherheiten liegt. Die Lösungen der Inversrechnung resultieren aus Zwangsbedingungen für ein Teilgebiet des Nordatlantik (25°N bis 65°N), sie werden aber für die Parametrisierungen im gesamten Nordatlantik angewendet. Die Felder von Q_a , IR , LE und H sind nun nicht mehr unabhängig berechnet, wie dies bei der meteorologischen Optimierung der Fall ist.

8.2. DER FORMALISMUS DER INVERSRECHNUNG

Der meridionale ozeanische Wärmetransport über eine bestimmte geographische Breite φ sei:

$$(8.1) \quad MWT_{\varphi} = f(p_1, p_2, \dots, p_N)$$

Dabei sind die p_i , $i=1,2,\dots,N$ Parameter, die in die Berechnung der vier Komponenten von NET eingehen. Die Funktion f in (8.1) umfaßt sowohl die verwendeten Parametrisierungen als auch die Integrale über geographische Länge im Nordatlantik und die geographischen Breiten von 65°N bis φ . Hier legen wir einschränkend fest, daß die p_i diejenigen Parameter sind, die durch die Inversrechnung variiert werden sollen. (8.1) ist eine Gleichung für N Unbekannte und besitzt unendlich viele Lösungen. Eine dieser Lösungen ist die oben beschriebene meteorologische Optimierung, deren Parameterwerte im Folgenden mit p_i^* bezeichnet werden. Die p_i^* werden unabhängig voneinander bestimmt. Gesucht wird ein weiterer Lösungsvektor $\vec{P}' = (p_1', p_2', \dots, p_N')$, der eine bestimmte Zwangsbedingung erfüllt. Als Zwangsbedingung soll gelten, daß MWT_{φ} den aus der Ozeanographie als realistisch angesehenen Wert MWT'_{φ} erfüllt,

bzw. daß die Differenz ε möglichst klein wird:

$$(8.2) \quad MWT'_y - f(\vec{P}') = \varepsilon$$

$\delta_i = p_i' - p_i^*$, $i = 1, \dots, N$ sind die Differenzen zwischen den gesuchten Lösungen der Inversrechnung p_i' und den meteorologisch optimierten Parameterwerten p_i^* . σ_i sind die systematischen Unsicherheiten der einzelnen p_i^* . Für den Lösungsvektor \vec{P}' soll gelten, daß

$$(8.3) \quad \sum_{i=1}^N \delta_i^2 / 2\sigma_i^2 = D^2$$

möglichst klein wird, d.h. möglichst geringe Änderungen der meteorologisch optimierten Parameter vorgenommen werden, um (8.2) zu erfüllen. Durch die Wichtung der Differenzen δ_i mit σ_i wird gesteuert, in welchem Maße die einzelnen δ_i zur Änderung $MWT' - MWT^*$ beitragen. Die Normierung ist zudem erforderlich, weil dadurch die Summanden unter dem Summenzeichen in (8.3) dimensionslos gemacht werden.

Die Bedingungen (8.2) und (8.3) werden miteinander verknüpft. Die Lösung des Problems geschieht mit der Methode der Lagrangeschen Multiplikatoren (z.B. MENKE, 1984):

$$(8.4) \quad D^2 + \lambda \cdot \varepsilon = M = \text{minimum}$$

λ ist der Lagrangesche Multiplikator für die eingeführte Zwangsbedingung. Um (8.4) zu erfüllen, werden die partiellen Ableitungen von M nach den p_i Null gesetzt:

$$(8.5) \quad \frac{\partial M}{\partial p_i} = 0, \quad i = 1, \dots, N$$

Ausführlich ergibt sich die Ableitung nach einem p_j mit (8.2), (8.3) und (8.4):

$$(8.6) \quad \frac{\partial M}{\partial p_j} = \frac{p_j' - p_j^*}{\sigma_j^2} + \lambda \cdot \left(-\frac{\partial}{\partial p_j} f(\vec{P}') \right)$$

Die Ableitungen sind dabei jeweils an der Stelle p_j^1 zu bilden. Der Ausdruck in der Klammer bedeutet die Änderung des aus der Integrationsmethode berechneten meridionalen Wärmetransportes als Funktion der Änderung des Parameters p_j an der Stelle p_j^1 . Der Klammerausdruck wird im Weiteren mit A_j abgekürzt. Aus (8.6) ergibt sich

$$(8.7) \quad p_j^1 = p_j^* + \lambda \cdot \sigma_j^2 \cdot A_j$$

Nun muß noch λ bestimmt werden. Aus (8.7) folgt sofort

$$A_j \cdot (p_j^1 - p_j^*) = \lambda \cdot \sigma_j^2 \cdot A_j^2$$

Summierung über alle $j = 1 \dots N$ ergibt

$$(8.8) \quad \lambda \cdot \sum_{i=1}^N \sigma_i^2 A_i^2 = \sum_i A_i \cdot (p_i^1 - p_i^*)$$

Eine Information über die rechte Seite von (8.8) erhält man, wenn man eine Taylor-Reihe von $f(\vec{p}_i^1)$ um \vec{p}_i^* entwickelt. Bei Abbruch nach dem ersten Glied ergibt sich

$$f(\vec{p}_i^1) = f(\vec{p}_i^*) + \sum_i \frac{\partial}{\partial p_i} f(\vec{p}_i^1) \cdot (p_i^1 - p_i^*)$$

oder

$$(8.9) \quad \sum_i A_i \cdot (p_i^1 - p_i^*) = MWT_{\psi}^1 - MWT_{\psi}^*$$

Damit kann die unbekannte rechte Seite in (8.8) ersetzt werden. Aus (8.8) und (8.9) folgt

$$(8.10) \quad \lambda = (MWT_{\psi}^1 - MWT_{\psi}^*) / \sum_i \sigma_i^2 A_i^2$$

Damit sind die p_j^1 nach (8.7) mit (8.10) bestimmbar. σ_i sind durch die Fehlerbetrachtungen in Kapitel 5 und 6 vorgegeben. Die Berechnung der A_j wird numerisch durchgeführt. Dabei werden die p_j^* (jeweils in getrennten

Rechenläufen) um ein δ verändert und jeweils NET und MWT berechnet. Dabei wird angenommen, daß MWT linear von den p_j abhängt. Sollte dies nicht der Fall sein, wird man dies bemerken, wenn der durch den Formalismus erzwungene Wert für MWT im Ergebnis nicht erzielt wird.

8.3. DIE EINGABEPARAMETER UND ERGEBNISSE DER INVERSRECHNUNG

Die folgenden sechs Parameter werden in der Inversrechnung variiert:

1. die atmosphärische Transmission T_r der kurzwelligen Einstrahlung,
2. der Koeffizient der Wolkenreduktionsfunktion c_n in der REED-Formel (5.3),
3. der Exponent t der Gesamtwolkenbedeckung bei der Bestimmung von IR nach (5.5),
4. der Bulk-Koeffizient C_E ,
5. der Bulk-Koeffizient C_H ,
6. der Temperaturmeßfehler δT der Differenzen $T_l - T_w$ bzw. $T_d - T_w$ bei der Berechnung von LE und H.

Es wird nur eine Zwangsbedingung eingeführt. Der meridionale ozeanische Wärmetransport soll 1 PW bei 25°N betragen, d.h.

$$(8.12) \quad \begin{aligned} \text{MWT}_{25'} &= 1 \text{ PW} \quad \text{bzw.} \\ \text{MWT}_{25'} - \text{MWT}_{25^*} &= 0.38 \text{ PW} \end{aligned}$$

da $\text{MWT}_{25^*} = 0.62 \text{ PW}$ beträgt (siehe Rechnung 9 in Kapitel 7). Durch die Zwangsbedingung wird ein größerer Energieverlust im Nordatlantik nördlich von 25°N von 0.38 PW (= 16.1 W/m²) gefordert. Man kann sich daher das Vorzeichen der Änderungen δ_i in den sechs Parametern überlegen. So wird z.B. die Transmission verringert und der Wolkenkoeffizient c_n erhöht werden. Die Fehler δ_i sind durch die systematischen Unsicherheiten in den Parametrisierungen hervorgerufen. Sie können sowohl negatives als auch positives Vorzeichen besitzen. Bei dem Exponenten t und dem

Tabelle 8.1 :

Die bei der Inversrechnung variierten Parameter, ihre Werte p_i^* bei der meteorologischen Optimierung (Rechnung 9 in Kapitel 7), ihre Fehler σ_{ϵ_i} , die Änderungen A_i von MWT_{25} bei Änderungen der p_i^* um jeweils den Betrag von σ_{ϵ_i} , die Änderungen $\delta_i = (p_i' - p_i^*)$ der Inversrechnung, sowie der Anteil der Veränderung $dMWT_{25i}$ von MWT_{25} durch die einzelnen Parameter. $dMWT_{25} = MWT_{25}' - MWT_{25}^* = 1.0 - 0.62 = 0.38 \text{ PW} (= 16.3 \text{ W/m}^2)$.

Parameter	p_i^*	σ_{ϵ_i}	A_i		δ_i	$dMWT_{25i}$		
			[PW]	[W/m ²]		[PW]	[W/m ²]	[%]
Tr	0.7	0.03	-0.16	+6.6	-0.01	+0.05	-2.2	14
c _n	0.62	0.04	+0.13	-5.3	+0.017	+0.05	-2.2	13
t	1.0	0.5	+0.13	-5.5	+0.1	+0.02	-1.0	6
CE	} siehe Kapitel 6	9%	+0.24	-10.1	+5.7%	+0.15	-6.4	39
CH		15%	+0.08	-3.3	+4.4%	+0.02	-1.0	6
T _l -T _w , T _d -T _w		0.2°C	+0.23	-9.9	-0.07°C	+0.08	-3.5	22

Temperaturmeßfehler δT wird allerdings nach den in Kapitel 3 und 5 gemachten Überlegungen eine Änderung nur in einer Richtung als sinnvoll angesehen. In Kapitel 3 wurde ausgeführt, daß ein δT mit negativem Vorzeichen erwartet wird, dessen Quantifizierung aber schwierig ist. Die Zwangsbedingung (8.11) verlangt aber gerade ein negatives δT , da labilere vertikale Temperatur- und Feuchtegradienten zu größeren Energieverlusten an der Ozeanoberfläche und größerem nordwärts gerichtetem MWT führen.

Tabelle 8.1 gibt alle Eingabewerte sowie die Lösungen p_i' der Inversrechnung. Es verringert sich z.B. bei Erhöhung von $Tr=0.7$ um 0.03 (=4%) MWT_{25} um 0.16 PW. Dies entspricht einem mittleren Zuwachs von NET im Gebiet nördlich von 25°N um 6.6 W/m². Die Lösung der Inversrechnung ist $Tr'=0.69$, diese Änderung trägt etwa mit 14% (=0.05 PW oder -2.2 W/m², umgerechnet auf die Fläche nördlich von 25°N) zu der Gesamtänderung von MWT_{25} bei.

Die wichtigsten Ergebnisse der Inversrechnung werden in den folgenden Punkten zusammengefaßt:

1. In Abänderung der meteorologisch optimierten Parametrisierung wird Q_a mit einer atmosphärischen Transmission von 0.69 und einem Wolkenkoeffizienten $c_n = 0.637$ berechnet. Dies bedeutet eine Änderung von T_r um 1.4%. Die Änderung von c_n beträgt 2.7% von c_n oder 2% in Q_a bei einem mittleren $n_t = 5.5/8$ nördlich von $25^\circ N$. Insgesamt verringert sich Q_a nördlich von $25^\circ N$ im Jahresmittel um 4.4 W/m^2 (=3%).

Der Exponent der Wolkenbedeckung bei der Berechnung von IR ist $t = 1.1$ gegenüber $t = 1.0$ in der von BUNKER benutzten Form. Die in der Literatur angegebenen Werte schwanken zwischen $t = 1.0$ und $t = 2.0$, d.h. das Vorzeichen der erzwungenen Änderung von t stimmt mit den Literaturangaben überein.

Bei der Parametrisierung von LE und H wird C_E um 5.7% und C_H um 4.4% erhöht. Dadurch wird ein Teil der aus neueren Messungen als notwendig angesehenen Verringerung der Koeffizienten rückgängig gemacht, die Ergebnisse der Inverslösung liegen aber dichter an den Werten der meteorologischen Optimierung als an den von BUNKER benutzten Werten. Sie liegen deutlich innerhalb der Unsicherheiten der Koeffizienten. Die Nettoerhöhung gegenüber den von BUNKER benutzten Werten beträgt nun 8% bei C_E und 13% bei C_H . Die daraus resultierenden Tabellen der Transportkoeffizienten sind im Anhang gegeben. Die Lösung für den Temperaturmeßfehler beträgt $\delta T = -0.07^\circ C$, d.h. sowohl bei $T_l - T_w$ als auch bei $T_d - T_w$ wird der Betrag des vertikalen Gradienten um $0.07^\circ C$ gegenüber den gemessenen Daten erhöht. δT wird bei der Berechnung von LE und H berücksichtigt, und geht zusätzlich in die Bestimmung der stabilitätsabhängigen Koeffizienten C_E , C_H und C_D ein.

2. Die Lösungen p_i' liegen innerhalb der abgeschätzten Fehler $\sqrt{\sigma_i^2}$, daher ist die Lösung der Inversrechnung akzeptabel. Die erforderlichen Parameteränderungen δp_i betragen zwischen 18% und 63% des jeweiligen Fehlerbereiches $\sqrt{\sigma_i^2}$, der Mittelwert über die sechs Parameter beträgt 37%.

3. Die Berechnung der Komponenten von NET mit den Lösungen der Inversrechnung zeigt, daß sich die daraus resultierenden zonalen Mittelwerte

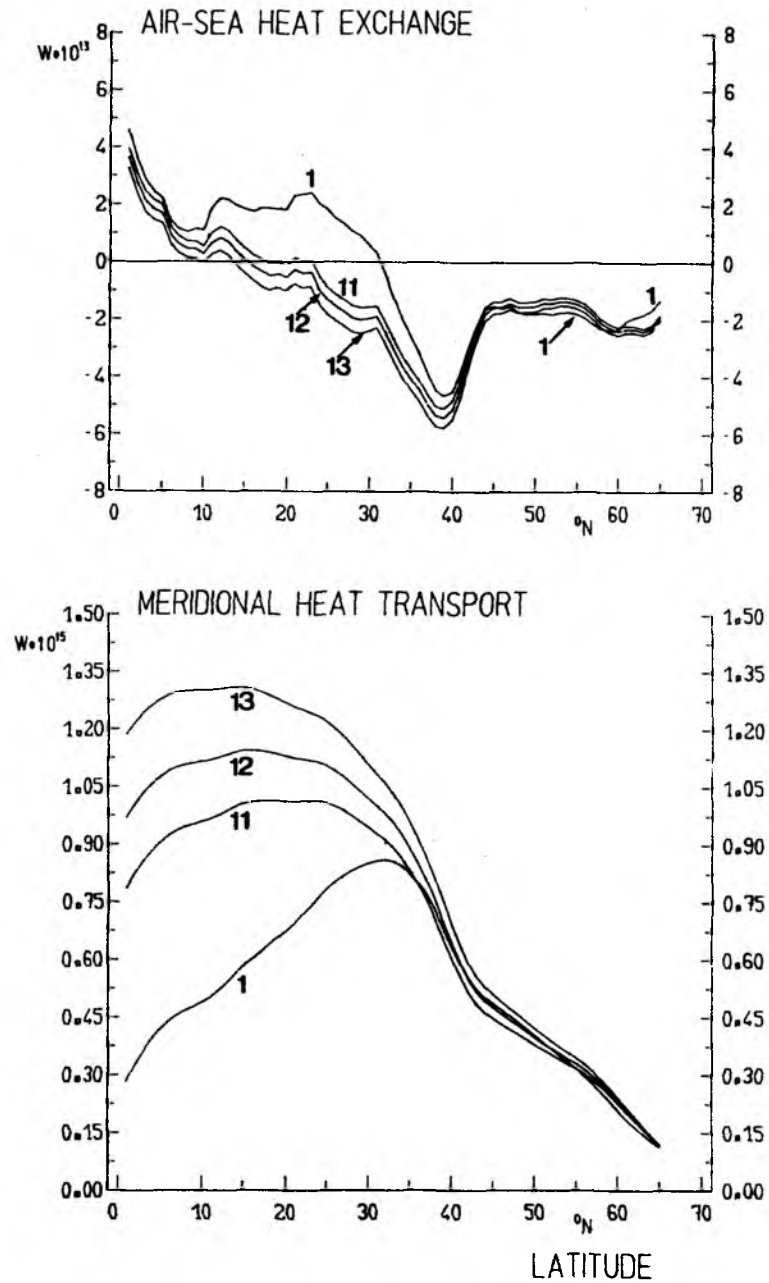


Abb.8.1 : Wie Abb.7.1, jedoch
Kurve 11: Lösung der Inversrechnung mit $MWT_{25} = 1.0$ PW,
Kurve 12: Lösung der Inversrechnung mit $MWT_{25} = 1.1$ PW,
Kurve 13: Lösung der Inversrechnung mit $MWT_{25} = 1.2$ PW.

von NET und der daraus bestimmte MWT hauptsächlich zwischen 10°N und 40°N von den Ergebnissen von BUNKER unterscheiden (Abb.8.1). Die jahreszeitlichen und regionalen Unterschiede werden aus dem Vergleich der Abbildungen 8.4 und 7.5 deutlich. Bei den Hauptkomponenten Qa und LE bleiben die Strukturen der regionalen und jahreszeitlichen Unterschiede zu den BUNKER-Ergebnissen auch nach der Inversrechnung (Abb.8.2 und 8.3) wie bei der meteorologisch optimierten Parametrisierung (Abb.5.4 und

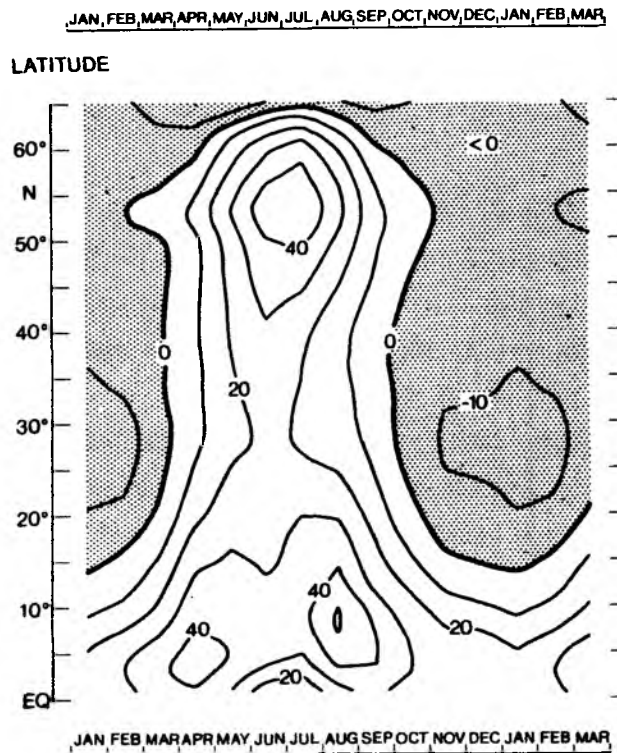


Abb.8.2 : Der Jahresgang zonaler Mittelwerte als Funktion der geographischen Breite. Dargestellt sind die Differenzen der kurzwelligen Nettostrahlung $Q_a(\text{Inv.}) - Q_a(\text{BUNKER})[\text{W}/\text{m}^2]$, $Q_a(\text{Inv.})$ ist die kurzwellige Nettostrahlung, die mit den Ergebnissen der Inversrechnung für $\text{MWT}_{25} = 1 \text{ PW}$ bestimmt wird.

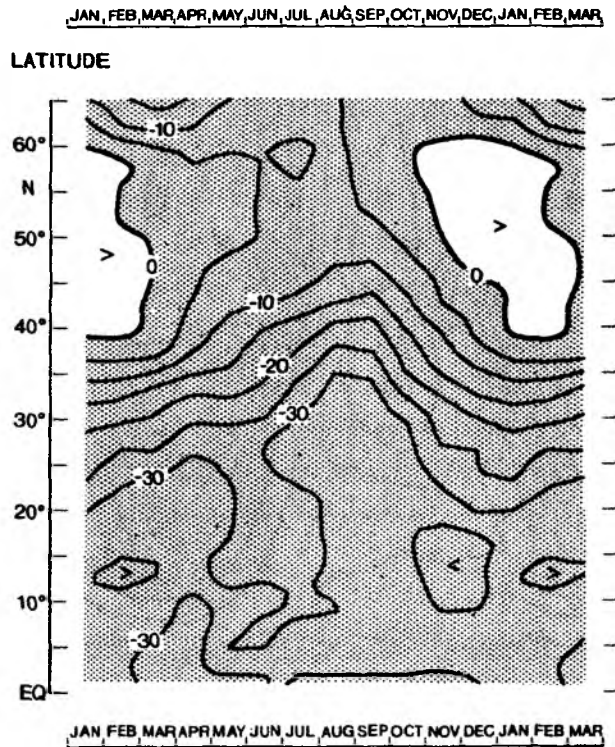


Abb.8.3 : Wie Abb.8.2. Dargestellt sind die Differenzen des latenten Wärmefflusses $LE(\text{BUNKER}) - LE(\text{Inv.})$ [W/m^2]. $LE(\text{Inv.})$ ist der latente Wärmeffluß, der mit den Ergebnissen der Inversrechnung für $\text{MWT}_{25} = 1 \text{ PW}$ bestimmt wird. Hier werden die Beträge subtrahiert, positives Vorzeichen bedeutet geringeren Energieverlust durch $LE(\text{Inv.})$.

6.9) erhalten.

4. Besonders erfreulich sind die Ergebnisse der Inverslösung für MWT bei 36°N ($=0.80 \text{ PW}$) und am Äquator ($=0.78 \text{ PW}$). Beide Werte liegen in der Mitte der aus ozeanographischen Experimenten bzw. Rechnungen bestimmten Schwankungsbereichen. Es sei darauf hingewiesen, daß diese Werte nicht durch die Inversrechnung erzwungen sind, sondern sich bei Anwendung der Parametrisierungen auf den ganzen Nordatlantik ergeben.

5. Auffällige Merkmale in der Jahresmittelkarte von NET in der Version der Inverslösung (siehe Anhang) ist der stark verschweifte Verlauf der Nulllinie von NET südlich von 30°N . Ein Zonalschnitt entlang z.B. 40°W zeigt ein wechselndes Muster von positiven und negativen Werten, deren

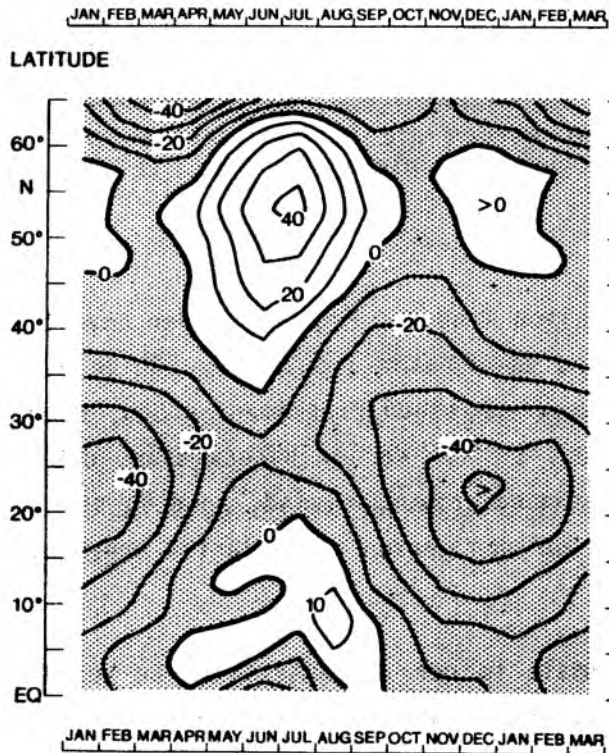
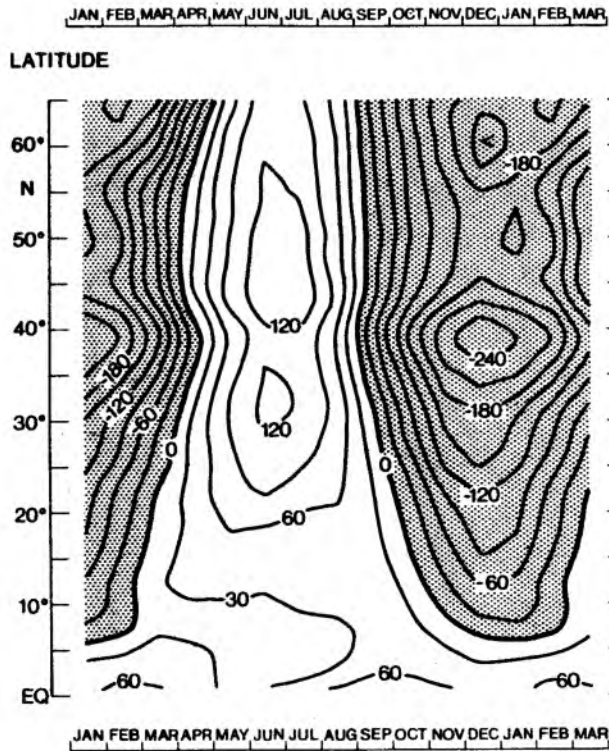


Abb.8.4 : Wie Abb.8.2. Dargestellt sind in a: der Nettoenergiefluß $NET(Inv.) [W/m^2]$, in b: die Differenz $NET(Inv.) - NET(BUNKER) [W/m^2]$.

Beträge meist kleiner als 50 W/m^2 sind. Südlich von 30°N ist die Karte qualitativ und quantitativ derjenigen aus HASTENRATH & LAMB (1978) sehr ähnlich, die Lage der Nulllinie ist fast identisch.

5. Um ein Gefühl für die Sensitivität der Parametrisierungen gegenüber dem MWT bei 25°N zu bekommen, werden zwei weitere Inversrechnungen durchgeführt, bei denen MWT_{25} auf den Wert 1.1 PW (Rechnung 12) und 1.2 PW (Rechnung 13) gezwungen wird (Abb.8.1). Die Änderung von MWT am Äquator ist bei allen Rechnungen 11, 12 und 13 etwa doppelt so groß wie die bei 25°N . Die Ergebnisse von MWT_{25} weichen bei allen Rechnungen weniger als 1% vom erzwungenen Wert ab, die Abhängigkeit von MWT_{25} von den hier gewählten p_i ist zumindest in dem hier jeweils betrachteten Parameterbereich hinreichend linear.

Mit den Parametrisierungen für die vier Komponenten von NET, die als Lösung aus der Inversrechnung resultieren, werden Monatsfelder im Nordatlantik berechnet und in ISEMER & HASSE (1987) dargestellt. Sie sind das endgültige Ergebnis der in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen über die Parametrisierungen der vier Komponenten des Nettoenergieflusses im Bereich des Nordatlantik. In Tabelle 7.1 sind ergänzend die Nordatlantikmittelwerte von Rechnung 11 notiert.

Bevor im Kapitel 10 eine abschließende Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse erfolgt, werden in Kapitel 9 Bemerkungen zur Parametrisierung der Windschubspannung an der Ozeanoberfläche gemacht.

9. ZUR PARAMETRISIERUNG DER WINDSCHUBSPANNUNG AN DER OZEANOBERFLÄCHE

9.1. DIE VON BUNKER BENUTZTE PARAMETRISIERUNG

BUNKER (1976) bestimmte klimatologische Mittelwerte der Ost-West Komponente $\bar{\tau}_x$ (positiv nach Osten) und der Nord-Süd Komponente $\bar{\tau}_y$ (positiv nach Norden) der Windschubspannung an der Ozeanoberfläche mit Hilfe der Bulk-Formel nach der individuellen Methode. Für jede Schiffsmeldung berechnete er τ_x und τ_y nach (9.1) und mittelte anschließend über Zeit und Raum:

$$(9.1) \quad \begin{aligned} \overline{\tau_{xi}} &= \overline{\rho \cdot C_D \cdot U \cdot u_x} \\ \overline{\tau_{yi}} &= \overline{\rho \cdot C_D \cdot U \cdot u_y} \end{aligned}$$

Der waagerechte Strich bedeutet eine Mittelung über Zeit und Raum, der Index i bezeichnet hier und im Folgenden einen mit der individuellen Methode berechneten Mittelwert. ρ bedeutet die Dichte der Luft, U ist der Betrag der Windgeschwindigkeit, u_x bzw. u_y sind die Komponenten des Windgeschwindigkeitsvektors in Ost-West- bzw Nord-Süd Richtung. C_D ist ein empirischer Reibungs- (oder Drag-) Koeffizient, den BUNKER als Funktion der Windgeschwindigkeit und der Differenz ($T_1 - T_w$) festlegte. BUNKER berücksichtigte dabei - wie auch bei der Festlegung von C_E - mehrere Literaturangaben, die bis 1972 veröffentlicht waren. Von diesen sind allerdings lediglich die Ergebnisse des BOMEX-Experimentes (HOLLAND, 1972) aus Messungen auf dem offenen Ozean gewonnen. Die Stabilitätsabhängigkeit legte BUNKER nach einer Arbeit von DEARDORFF (1968) fest, eine nachträgliche künstliche Erhöhung des Drag-Koeffizienten (wie bei C_E) wurde nicht durchgeführt. Monatskarten der Windschubspannung nach BUNKER sind in ISEMER & HASSE (1987) abgedruckt, dabei wird der mittlere Vektor dargestellt.

Die größten Monatsmittelwerte von $\vec{\tau}_i$ treten mit 0.32 Pa ($1 \text{ Pa} = 1 \text{ N/m}^2 = 10 \text{ dyn/cm}^2$) im Januar in einem Gebiet bei $48^\circ \text{N}/40^\circ \text{W}$ auf, es erstreckt

sich mit Werten größer 0.24 Pa weiter nach Nordwesten bis etwa 57°N/52°W. Dieses Gebiet weist auch die Januar-Maxima der Beträge von $\overline{|\vec{\tau}_i|}$ für den Nordatlantik auf. Weitere lokale Januar-Maxima von $\overline{|\vec{\tau}_i|}$ findet man nahe des Kerngebietes des Golfstroms bei 38°N/59°W (0.24 Pa), in der südlichen Karibik (0.22 Pa) und im zentralen tropischen Nordatlantik bei 10°N/45°W (0.17 Pa). Minima von $\overline{|\vec{\tau}_i|}$ mit Werten kleiner 0.01 Pa treten im Bereich der ITCZ sowie im Übergangsbereich zwischen der Westwinddrift und dem Passat auf (etwa entlang 25°N im Januar), erwartungsgemäß sind dies Gebiete mit minimaler Richtungsbeständigkeit des Windes. Im Juli ist $\overline{|\vec{\tau}_i|}$ im Passatgebiet wegen der dort großen Richtungsbeständigkeit des Windes größer als in den Breiten der Westwinddrift. Im zentralen Passat des Nordatlantik treten $\overline{\tau_i}$ -Werte von etwa 0.13 Pa auf und erreichen 0.21 Pa in der Karibik. Dagegen erreichen die Juli-Maxima im Gebiet der Westwinddrift lediglich 0.09 Pa.

9.2. VERGLEICH MIT ANDEREN ARBEITEN

Aus den in der Einleitung erwähnten Arbeiten werden die beiden jüngsten von HAN & LEE (1983) und HELLEMANN & ROSENSTEIN (1983) herangezogen und ein zahlenmäßiger Vergleich durchgeführt, soweit dies mit den in den Veröffentlichungen gegebenen Abbildungen möglich ist.

HAN & LEE (1983) benutzen sämtliche verfügbaren Schiffsdaten aus dem TDF-11 Datenarchiv des NCC (siehe Kapitel 1) für das Weltmeer bis zum Jahr 1974. Sie berechnen Felder von $\overline{\tau}$ aber aus Mittelwerten von U (die für jedes 5°*5° Feld für jeweils 8 Windrichtungen vom NCC berechnet wurden) und aus der richtungsunabhängigen Gesamtstandardabweichung von U . Dabei wird für jede der 8 Richtungsklassen eine Gaussverteilung aus der Gesamtstandardabweichung für U angepaßt. In datenarmen Gebieten wird zusätzlich der geostrophische Wind aus mittleren Luftdruckfeldern berechnet und in die Berechnung von $\overline{\tau}$ mit einbezogen. Die Autoren benutzen die Bulk-Formeln mit BUNKERS C_D - Werten für neutrale Schichtung ledig-

NORDATLANTIK

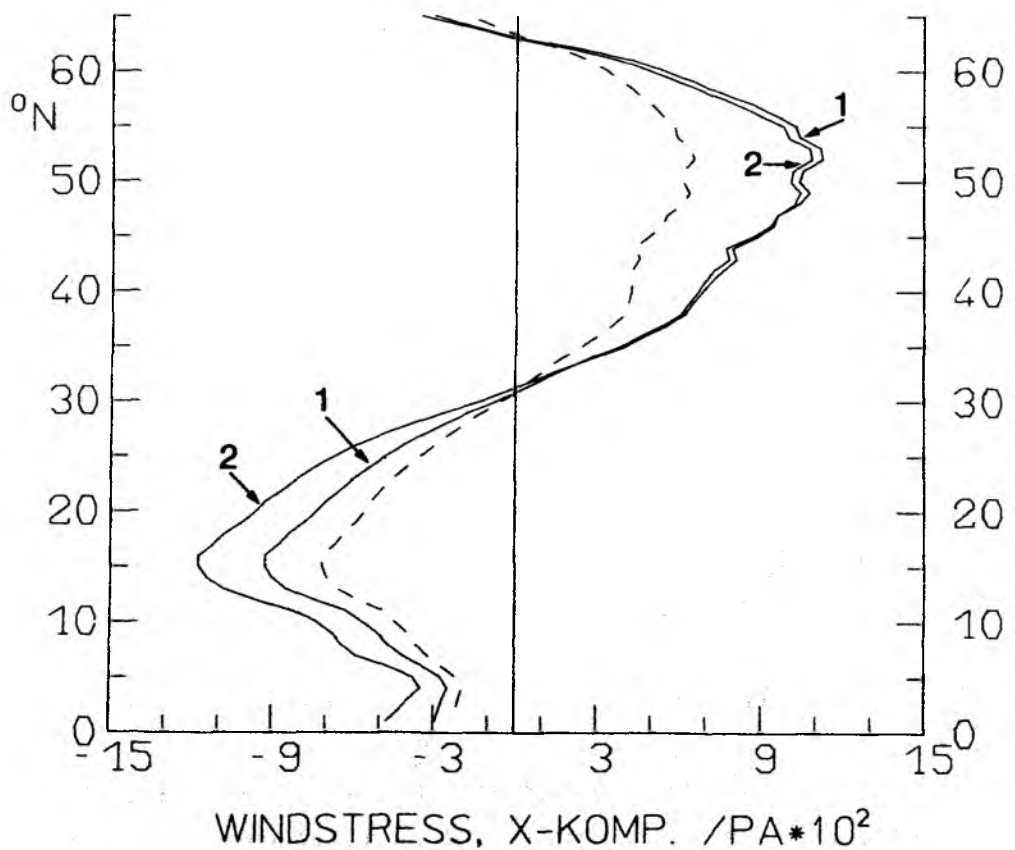


Abb.9.1: Die zonal und über das Jahr gemittelte Ost-West Komponente der Windschubspannung an der Oberfläche des Nordatlantik als Funktion der geographischen Breite. Kurve 1: die mit der individuellen Methode berechneten Ergebnisse nach BUNKER (1976). Kurve 2: die Ergebnisse der in Abschnitt 9.3 beschriebenen Neuberechnung. Gestrichelt sind die Ergebnisse der klimatologischen Berechnungsart mit den von BUNKER benutzten Reibungs-Koeffizienten dargestellt.

lich als Funktion der Windgeschwindigkeit. Die zonal und übers Jahr gemittelten Werte von $\tilde{\tau}_x$ zeigen im Nordatlantik ähnliche Strukturen wie bei BUNKER, das Minimum von $\tilde{\tau}_x$ beträgt übereinstimmend -0.09 Pa bei etwa 15°N . Das Maximum bei 52°N beträgt bei BUNKER 0.11 Pa (Abb. 9.1), bei HAN & LEE 0.09 Pa. Der Vergleich der Jahresmittelkarten zeigt allerdings, daß die Felder von HAN & LEE stärker geglättet sind, Minima und Maxima sind um 12% (Karibik) bis 22% (Westwinddrift) kleiner als die von BUNKER. Ein Grund dafür ist in der räumlich gröberen Auflösung der Winddaten zu suchen. Das wirkt sich u.A. entscheidend in der Berechnung der Rotation der Windschubspannung $\text{rot}_z \tilde{\tau}$ aus: So beträgt z.B. das Januar-Minimum der antizyklonalen Rotation bei etwa $35^\circ\text{N}/58^\circ\text{N}$ $-2.6 \cdot 10^{-7}$ Pa/m bei BUNKER, bei HAN & LEE lediglich $-1.5 \cdot 10^{-7}$ Pa/m. Südlich von Grönland berechnet sich aus den BUNKER-Feldern eine zyklonale Rotation von fast $5 \cdot 10^{-7}$ Pa/m, bei HAN & LEE sind Werte zwischen 3 und $3.5 \cdot 10^{-7}$ Pa/m angegeben. SAUNDERS (1967) hat darauf hingewiesen, daß $\text{rot}_z \tilde{\tau}$ um den Faktor 0.5 zu klein berechnet wird, wenn die $\tilde{\tau}$ -Daten anstatt auf einem 1° -Gitter auf einem gröberen 5° -Gitter gemittelt sind. Ein Teil der Ursachen für die geringeren $\tilde{\tau}$ - und $\text{rot}_z \tilde{\tau}$ -Ergebnisse bei HAN & LEE sind in der geringeren räumlichen Auflösung zu suchen, weitere Möglichkeiten ist die Vernachlässigung der Stabilitätsabhängigkeit von C_D , mögliche systematische Einflüsse bedingt durch die Berechnungsart sowie die unterschiedlichen Zeiträume, aus denen die Schiffsbeobachtungen stammen.

HELLERMANN & ROSENSTEIN (1983, im Folgenden auch mit HR83 abgekürzt) benutzen ebenfalls die TDF-11 Daten des NCC von 1870 bis 1976 für den Weltozean, C_D wird in approximierter Form nach BUNKER benutzt. Die Schubspannungsdaten sind auf einem regelmäßigen 2° -Gitter definiert, sie sind allerdings durch eine nach der Mittelung durchgeführte Tiefpassfilterung stark geglättet. Die Autoren weisen selbst darauf hin, daß besonders Extrema in ihren Ergebnissen deutliche Abweichungen zu BUNKERs Ergebnissen aufweisen. So beträgt $\tilde{\tau}_x$ im Januar östlich von Neufundland 0.32 Pa bei BUNKER, 0.28 Pa bei HR83. In der Karibik beträgt $\tilde{\tau}_x = -0.21$ Pa bei BUNKER, dagegen nur -0.16 Pa in HR83. Das gesamte Niveau der Schubspannungskomponente $\tilde{\tau}_x$ liegt im Passat zumindest im Januar bei

HR83 um 10 bis 20% unter dem von BUNKER.

Wesentliche Unterschiede beider Arbeiten zu den Ergebnissen von BUNKER liegen einmal in der gröberen Auflösung und in der Berechnungsart (HAN & LEE, 1983) sowie in der Benutzung eines stark glättenden Tiefpassfilters (HELLERMANN & ROSENSTEIN, 1983). In beiden Arbeiten werden andere Zeiträume als bei BUNKER zugrunde gelegt. Die großräumigen Strukturen in beiden Arbeiten sind, soweit dies anhand der kleinen Abbildungen geprüft werden kann, mit denen in BUNKER vergleichbar. Generell liegen die Beträge der Schubspannung aber um bis zu 20% unter denen von BUNKER, Extrema werden sogar um bis zu 25% unterschätzt.

9.3. DIE NEUBERECHNUNG DER WINDSCHUBSPANNUNG ÜBER DEM NORDATLANTIK

Ähnlich wie bei der Neuberechnung der turbulenten Flüsse LE und H werden bei der Neuberechnung von $\overline{\Sigma}$ die folgenden 4 systematischen Änderungen gegenüber der Berechnung von BUNKER berücksichtigt, diese Neuberechnung wird als eine nach meteorologischen Gesichtspunkten optimierte Berechnung der Schubspannung betrachtet und ist konsistent mit der Berechnung von LE und H:

1. die Anwendung der neueren Beaufortäquivalentskala nach KAUFELD (1981, siehe Kapitel 4),
2. ein gegenüber den Werten von BUNKER um 21% reduzierter Reibungskoeffizient, der den Meßergebnissen auf dem offenen Ozean seit etwa 1969 Rechnung trägt,
3. die Berücksichtigung des virtuellen Zuschlages δT_v bei T_1 und T_w (siehe Kapitel 6) bei der Stabilitätsabhängigkeit des Dragkoeffizienten,
4. die Berücksichtigung des mittleren konstanten Temperaturmeßfehlers $\delta T = -0.07^\circ\text{C}$ (der als Ergebnis aus der Inversrechnung für die Kompen-

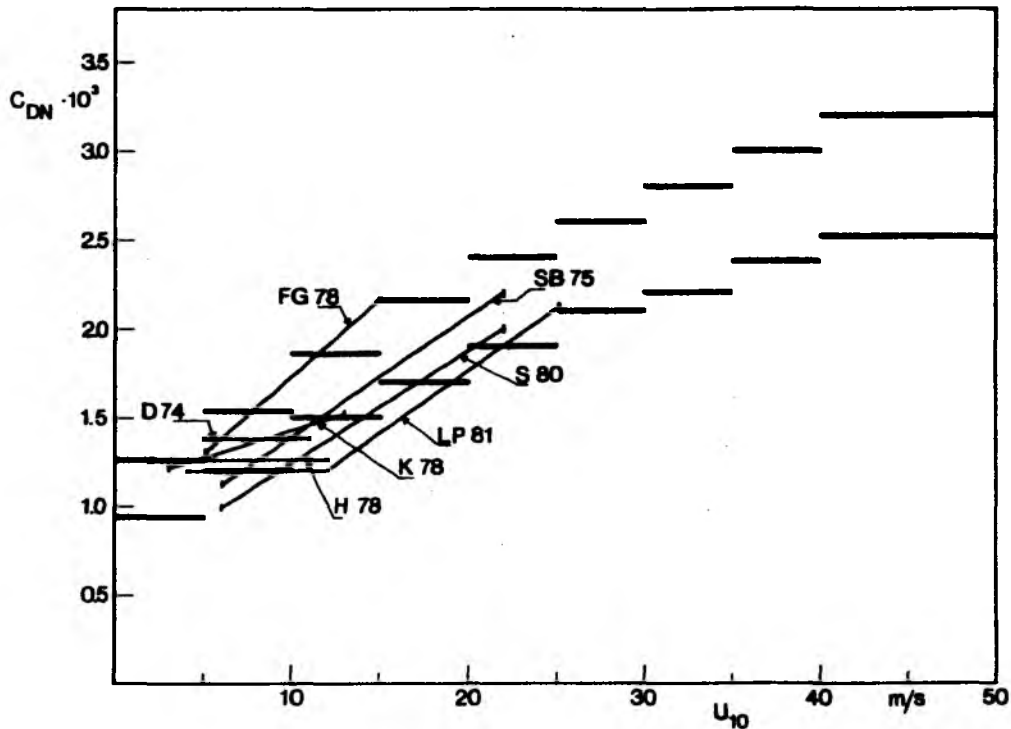


Abb.9.2: Der Reibungs-Koeffizient bei neutraler Dichteschichtung C_{DN} zur Bestimmung der Windschubspannung an der Ozeanoberfläche als Funktion der Windgeschwindigkeit U_{10} . Dünne Linien geben die Meßergebnisse verschiedener Autoren wieder (Erklärungen der Kürzel in Tabelle 6.1). Die oberen dicken Balken sind die von BUNKER gewählten Werte. Die unteren dicken Balken sind die um 21% reduzierten Koeffizienten.

ten des Nettoenergieflusses resultiert, siehe Kapitel 8) bei der Stabilitätsabhängigkeit des Dragkoeffizienten.

Die auf dem offenen Ozean in den letzten 12 Jahren gewonnenen Messergebnisse für C_{DN} sind in Abb.9.2 den von BUNKER gewählten Werten gegenübergestellt. Diese aus der Literatur ausgewählten Ergebnisse berücksichtigen die am sorgfältigsten ausgewerteten Meßdaten (DOBSON, HASSE, 1984, persönliche Mitteilung) und wurden entweder mit der Kreuzkorrelationsmethode oder der Profilmethode gewonnen. Bis auf die Ergebnisse von FRANCEY & GARRAT (1978), die während des Experimentes AMTEX bei stark instabiler Dichteschichtung gewonnen wurden, liegen alle Mes-

sergebnisse für C_{DN} deutlich unter den von BUNKER gewählten Werten. Aus dem Quotienten aus den jeweiligen Messergebnissen und BUNKERs Werten im U_{10} -Bereich kleiner als 20 m/s wird ein mittlerer Reduktionsfaktor von 0.79 errechnet, dabei wird methodisch genauso vorgegangen, wie bei der Bestimmung der Reduktionsfaktoren für LE und H (siehe Abschnitt 6.4.). Die um diesen Faktor reduzierten Koeffizienten werden bei der Neuberechnung verwendet. Der Anstieg des reduzierten C_{DN} mit U ist etwas geringer als z.B. bei LARGE & POND (1981) oder SMITH (1980), die beste Übereinstimmung besteht mit den Ergebnissen von SMITH (1980) und im Bereich U kleiner etwa 12 m/s ebenfalls mit LARGE & POND (1981). Die genannte Reduktion um 21% wird auch bei nichtneutraler Schichtung durchgeführt.

Eine Neuberechnung von $\overline{\tilde{z}_x}$ und $\overline{\tilde{z}_y}$ unter Einbeziehung der unter 1. bis 4. genannten gegenüber BUNKERs Methoden systematischen Änderungen mit der individuellen Methode ist hier nicht möglich. Für die Anpassung z.B. einer dreidimensionalen Gaussverteilung für U_x , U_y und $T_l - T_w$, die als Ersatz für eine Stichprobe von Beobachtungen benutzt werden kann, fehlen in dem BUNKER-Datensatz besonders die Korrelationen zwischen den genannten Parametern. Daher wird bei der Neuberechnung wie folgt vorgegangen:

In einem ersten Schritt werden Monatsfelder von $\overline{\tilde{z}_{xk}}$ und $\overline{\tilde{z}_{yk}}$ nach der klimatologischen Methode berechnet und dabei das von BUNKER verwendete Koeffizientenschema sowie die nach der WMO-Bft-Skala umgerechneten Mittelwerte von U, U_x und U_y benutzt (hier und im Folgenden bezeichnet der Index k ein mit der klimatologischen Methode erzieltetes Ergebnis). Daraus und aus den individuellen Ergebnissen $\overline{\tilde{z}_{xi}}$ und $\overline{\tilde{z}_{yi}}$ werden lokale Korrekturquotienten K_x und K_y für jedes GM und jeden Monat berechnet:

$$(9.2) \quad K_x = \frac{\overline{\tilde{z}_{xi}}}{\overline{\tilde{z}_{xk}}}, \quad K_y = \frac{\overline{\tilde{z}_{yi}}}{\overline{\tilde{z}_{yk}}}$$

Im Allgemeinen sind K_x und K_y größer 1, da bei der klimatologischen Methode a) mögliche Kovarianzen zwischen den in (9.1) eingehenden Parametern nicht mit berechnet werden und b) die nichtlineare Abhängigkeit

der Schubspannung von der Windgeschwindigkeit nicht berücksichtigt wird. So beträgt K_x im zonalen Jahresmittel im Maximum der Westwinddrift 1.7, im Passat mit seiner höheren Richtungsbeständigkeit des Windes ist $K_x = 1.3$ (Abb.9.1).

Der nächste Schritt zur Neuberechnung von $\vec{\tau}$ besteht in der klimatologischen Berechnung des Schubspannungsvektors $\vec{\tau}_w$ unter Berücksichtigung der unter 1. bis 4. genannten systematischen Einflüsse (der Index w bezeichnet die Ergebnisse der Neuberechnung):

$$(9.3) \quad \vec{\tau}_{KW} = \bar{g} \cdot C_{DW} \cdot \bar{u}_w \cdot \bar{u}_w \cdot R \cdot VK^2$$

$R = \sqrt{U_x^2 + U_y^2} / U$ ist die Richtungsbeständigkeit des Windes, U_w ist der Mittelwert der Windgeschwindigkeit nach Benutzung der KAUFELD-Skala, VK der Korrekturfaktor, der die Mittelwerte U_w auf 10 m Höhe reduziert (siehe Kapitel 6) und C_{DW} die gegenüber BUNKER um 21% reduzierten Koeffizienten. Bei der Berechnung deren Stabilitätsabhängigkeit wird δT und δT_v berücksichtigt. Da die mittleren Komponenten U_{xw} , U_{yw} und der daraus berechenbare resultierende Wind $\sqrt{U_{xw}^2 + U_{yw}^2}$ nach der KAUFELD-Skala nicht bekannt sind, wird letzterer durch das Produkt $R \cdot U_w$ ersetzt. Die dabei gemachte Annahme, daß sich die Richtungsbeständigkeit R bei Anwendung einer anderen Bft-Skala nicht verändert, wird als realistisch angesehen, da nur Beträge der einzelnen Vektoren verändert werden.

Die Zerlegung von $\vec{\tau}_{KW}$ in dessen Komponenten $\vec{\tau}_{xKW}$ und $\vec{\tau}_{yKW}$ verfolgt unter der weiteren Annahme, daß die Richtung von $\vec{\tau}_{KW}$ gleich der ist von $\vec{\tau}_K$. Nun werden $\vec{\tau}_{xKW}$ und $\vec{\tau}_{yKW}$ mit K_x bzw. K_y multipliziert, um den Unterschied zur individuellen Berechnungsart Rechnung zu tragen. Die Ergebnisse $\vec{\tau}_{xiw}$ und $\vec{\tau}_{yiw}$ sind die Komponenten des Schubspannungsvektors $\vec{\tau}_{iw}$, der unter Berücksichtigung der unter 1. bis 4. genannten systematischen Einflüsse als mit der individuellen Methode berechnet betrachtet wird:

$$(9.4) \quad \begin{aligned} \vec{\tau}_{xiw} &= \vec{\tau}_{xKW} \cdot K_x \\ \vec{\tau}_{yiw} &= \vec{\tau}_{yKW} \cdot K_y \end{aligned}$$

Dabei wird angenommen, daß die in K_x und K_y berücksichtigten Ergebnisse nichtlinearer Effekte (die Unterschiede zwischen der individuellen und klimatologischen Berechnungsart) sich bei Berücksichtigung der Punkte 1. bis 4. bei einer wirklichen individuellen Rechnung mit den Einzelbeobachtungen gegenüber der von BUNKER benutzten Methode nicht verändern.

Die Beträge von τ_{10} sind von November bis März nördlich von etwa 35°N kleiner als die Ergebnisse von BUNKER (Abb.9.3). Von April bis Oktober und insbesondere südlich von etwa 30°N im ganzen Jahr sind die neu berechneten Schubspannungen im zonalen Mittel um bis zu 0.035 Pa größer. Die beiden dominierenden Einflüsse, die sich z.T. kompensieren, sind die Reduktion des Reibungs-Koeffizienten C_D und die durch die Anwendung der aktuelleren Bft-Skala bedingte Erhöhung der Windgeschwindigkeit U . Die Erhöhung von U beträgt im Winter bei 55°N etwa 1.2 m/s , das entspricht etwa 10% des Mittelwertes von U , nach der Reduktion von U auf 10 m bleiben noch etwa 3% übrig. Obwohl U quadratisch in τ eingeht, überwiegt die Reduktion von C_D . Im Passat dagegen beträgt die Erhöhung von U 2 m/s und mehr, das sind fast 30% von U . Selbst nach der Höhenkorrektur überwiegt der Effekt der aktuelleren Bft-Skala, es bleibt eine Erhöhung um etwa 20 bis 25% .

Bei der Neuberechnung der Schubspannung werden ausschließlich meteorologische Gesichtspunkte berücksichtigt. Ein zusätzlicher unabhängiger Zwang (wie die Berücksichtigung des meridionalen ozeanischen Wärmetransportes bei der Parametrisierung der Komponenten des Nettoenergieflusses) wird nicht eingeführt.

9.4. AUS DER SCHUBSPANNUNG ABGELEITETE GRÖSSEN

Der zweite Band des Klimaatlas (ISEMER & HASSE, 1987) enthält folgende Darstellungen der Windschubspannung und daraus abgeleiteter Größen:

1. Die Felder der Schubspannung τ_{10} werden in kombinierter Darstellung aus Einheitsvektoren für die Richtung und übergelegten Isolinien für den

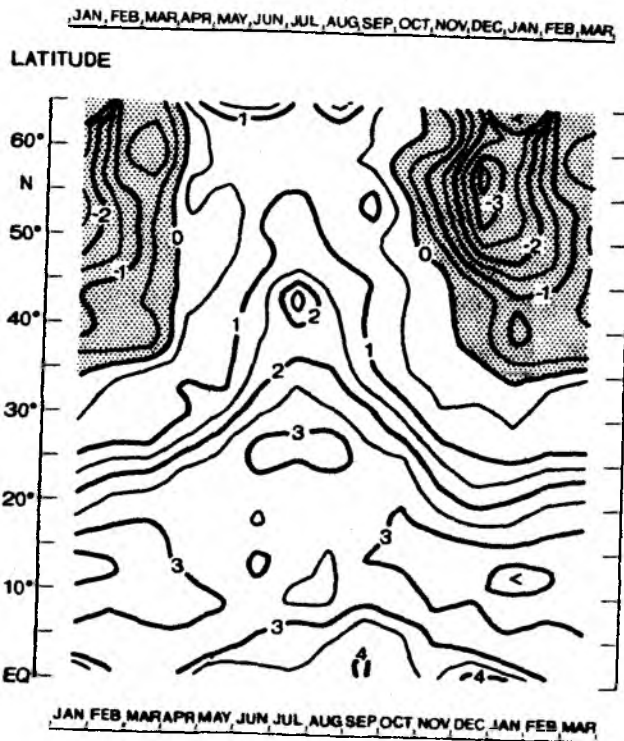
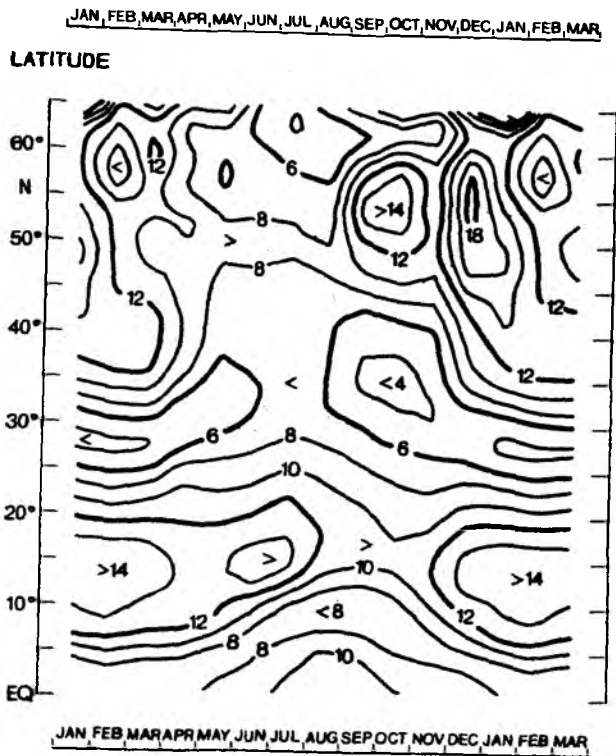


Abb.9.3: Der Jahresgang zentraler Mittelwerte als Funktion der geographischen Breite. Dargestellt ist oben der Betrag des Windschubspannungsvektors τ (met.Opt.) nach der in Abschnitt 9.3 beschriebenen meteorologischen Optimierung und unten die Differenz τ (met.Opt.) - τ (BUNKER), jeweils in [Pa*10²].

Betrag dargestellt. Außerdem sind getrennte Isoliniendarstellungen von $\tilde{\tau}_{ix}$ und $\tilde{\tau}_{iy}$ abgebildet.

2. Ebenfalls als kombinierte Darstellung Einheitsvektoren/Isolinien wird der über die Ekmantiefe integrierte ozeanische Ekmantransport \vec{E} abgebildet. Dessen Komponenten E_x und E_y werden für jeden Gitterpunkt berechnet nach (siehe z.B. DIETRICH et.al, 1975, p 307):

$$(9.5) \quad \begin{aligned} E_x &= \tilde{\tau}_y / (f \cdot \rho_0) \\ E_y &= -\tilde{\tau}_x / (f \cdot \rho_0) \end{aligned}$$

$f = 2\Omega \sin\varphi$ ist der Coriolisparameter. ρ_0 ist die Dichte des Meerwassers und wird für diese Berechnung konstant ($=10^3 \text{ kg/m}^3$) gesetzt, ρ_0 erscheint in (9.5) nur aus Gründen der richtigen physikalischen Einheiten. Die Einheit von \vec{E} nach (9.5) wird $[\text{m}^2/\text{s}]$, wenn $\tilde{\tau}$ in $[\text{N/m}^2]$ eingesetzt wird, das bedeutet, daß bei einem Ekmantransport von $1 \text{ m}^2/\text{s}$ pro Sekunde ein Wasservolumen an dem Gitterpunkt vorbeitransportiert wird, dessen Fläche bei Aufschnitt in Strömungsrichtung gerade 1 m^2 beträgt. Für eine anschaulichere Kartendarstellung wird E_x mit dem Gitterpunktabstand in Nord-Süd Richtung $d\varphi$ ($= 2\pi R/360$) und E_y mit dem Gitterpunktabstand in Ost-West Richtung $d\lambda$ ($= 2\pi R \cos\varphi/360$) multipliziert. $R = 6370 \text{ km}$ ist der Erdradius. Dann resultiert der Ekmantransport in Einheiten eines Volumentransportes $[\text{m}^3/\text{s}]$, dieser muß dann als dasjenige Wasservolumen interpretiert werden, welches pro Sekunde durch die zu dem Gitterpunkt gehörende 1° -Box und integriert über die Ekmantiefe transportiert wird.

3. Die Rotation der Windschubspannung $\text{rot}_z \vec{\tau}$ wird aus den klimatologischen Mittelwerten von $\tilde{\tau}_x$ und $\tilde{\tau}_y$ berechnet (siehe z.B. HANTEL, 1970):

$$(9.6) \quad \text{rot}_z \vec{\tau} = \frac{1}{R \cdot \cos\varphi} \cdot \left(\frac{\partial \tilde{\tau}_y}{\partial \lambda} - \frac{\partial}{\partial \varphi} (\tilde{\tau}_x \cdot \cos\varphi) \right)$$

Dabei wird ein einfaches zentriertes Differenzenverfahren angewendet. Positive Werte bedeuten zyklonale, negative Werte antizyklonale Rotation. Die Jahresmittelwerte von $\text{rot}_z \vec{\zeta}$ werden aus den Jahresmittelwerten von $\vec{\zeta}_x$ und $\vec{\zeta}_y$ berechnet. Die Einheit von $\text{rot}_z \vec{\zeta}$ ist $[\text{N}/\text{m}^3 = \text{Pa}/\text{m}]$, Monatsmittelwerte des Nordatlantik schwanken z.B. im Januar zwischen $0.4 \cdot 10^{-6} \text{ N}/\text{m}^3$ südlich von Grönland bis $-0.25 \cdot 10^{-6} \text{ N}/\text{m}^3$ bei etwa $25^\circ\text{N}/30^\circ\text{W}$.

4. Aus $\text{rot}_z \vec{\zeta}$ läßt sich sowohl die atmosphärische als auch die ozeanographische sogenannte vertikale Ekmangeschwindigkeit W_E an der Obergrenze bzw. Untergrenze der Ekmanschicht berechnen (siehe z.B. GILL, 1982, p 326):

$$(9.7) \quad W_E = \frac{1}{\rho \cdot f} \cdot \text{rot}_z \vec{\zeta}$$

Für die Darstellung im Atlas wird W_E im Ozean nach (9.5) mit $\rho = \rho_w = 10^3 \text{ kg}/\text{m}^3$ als konstantem Wert berechnet, dargestellt werden dann positiv die bei zyklonaler Vorticity nach oben gerichtete Ekmangeschwindigkeit im Ozean ("Ekman suction") und negativ die bei antizyklonaler Vorticity nach unten gerichtete Ekmangeschwindigkeit ("Ekman pumping"). Die Einheit ist $[\text{m}/\text{s}]$, für die unter 3. genannten beiden Januar-Werte von $\text{rot}_z \vec{\zeta}$ beträgt $W_E = 3.8 \cdot 10^{-6} \text{ m}/\text{s}$ bzw. $-4.4 \cdot 10^{-6} \text{ m}/\text{s}$. Auch bei diesem Parameter wird das Jahresmittel aus den Jahresmittelwerten von $\vec{\zeta}$ berechnet, die Region südlich von 5°N bleibt von der Darstellung ausgeschlossen.

5. Aus dem Jahresmittelfeld von $\text{rot}_z \vec{\zeta}$ wird die Meridional Komponente des vertikal integrierten SVERDRUP-Transportes M_y im Nordatlantik berechnet:

$$(9.8) \quad M_y \cdot \frac{\partial f}{\partial y} = - \text{rot}_z \vec{\zeta}$$

Für die Darstellung im Nordatlantik wird $\left(\frac{\partial f}{\partial y}\right)^{-1} \text{rot}_z \vec{\zeta}$ vom Ostrand des Nordatlantiks nach Westen fortschreitend entlang jeden Breitenkreises

integriert. Da die SVERDRUP-Balance (9.8) nicht im Bereich der westlichen Randströme gilt, wird der Bereich jeweils 5° vor der westlichen Berandung von der Integration ausgenommen. Randmeere wie z.B. die Nordsee und der Golf von Mexiko werden ebenfalls nicht berücksichtigt. Die SVERDRUP-Gleichung (9.8) stellt eine stark idealisierte Balance dar, in der Literatur (z.B. LEETMAA et.al, 1976) wird darauf hingewiesen, daß zumindest im langzeitlichen Jahresmittel eine Übereinstimmung zwischen den aus (9.8) berechneten Transporten und Beobachtungen z.B. im Nordatlantik festgestellt wird. Häufig wird dabei das Jahresmittel des nordwärtigen Volumentransportes im Floridaström bei 31°N mit dem südwärtigen SVERDRUP-Transport über diese geographische Breite im mittleren und östlichen Nordatlantik verglichen. Nach RICHARDSON et.al (1969) werden im Floridaström 32 Sv ($1 \text{ Sv} = 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$) nach Norden transportiert. Der aus den BUNKER-Daten berechnete SVERDRUP-Transport beträgt 29 Sv. Der aus der in Abschnitt 9.3. beschriebenen Neuberechnung von \overline{v} berechnete SVERDRUP-Transport beträgt 35 Sv. Damit kann im Rahmen der Genauigkeiten bei beiden Versionen von einer Übereinstimmung zwischen Floridaström- und SVERDRUP-Transport gesprochen werden.

10. SCHLUSSBETRACHTUNG

Speziell für die Eingabe von atmosphärischen Klimadaten in ozeanographische Modelle sind Mittelwerte auf 10°- oder 5°-Gittern räumlich zu stark geglättet; andererseits erzeugt die direkte Mittelung der Originalschiffsbeobachtungen auf ein hochauflösendes 1°-Gitter oft nicht-signifikante Details. Der in dieser Arbeit aufgezeigte Weg der Datenaufbereitung stellt einen idealen Mittelweg dar: mit dem speziell entwickelten lokalen Polynomverfahren können Klimamittelwerte, die auf räumlich variabel gestalteten Flächen definiert sind, auf ein regelmäßiges 1°-Gitter interpoliert werden. Der verwendete BUNKER-Datensatz eignet sich als Ausgangsbasis für die Interpolation unter anderem deshalb, weil die unregelmäßige, räumlich bereits relativ hoch auflösende Flächeneinteilung (i) hydrographische Strukturen berücksichtigt, (ii) der räumlich variablen Beobachtungsdichte Rechnung trägt und (iii) den unregelmäßigen Küstenverlauf berücksichtigt. Der BUNKER-Datensatz zeichnet sich weiter durch eine hohe Beobachtungsdichte sowie die mit erheblichem Rechenaufwand durchgeführte individuelle Berechnungsmethode bei den turbulenten Flüssen aus.

Die von BUNKER für den Bereich des Nordatlantik verwendeten Parametrisierungen enthalten systematische Fehler, die sich bei der Berechnung des Nettoenergieflusses allerdings zum Teil kompensieren. Eine verbesserte Parametrisierung für den Nordatlantik wird in zwei Schritten erzielt: Zunächst werden Parametrisierungen der Komponenten des Nettoenergieflusses zunächst unabhängig voneinander nach meteorologischen Erkenntnissen optimiert. Diese meteorologisch optimierten Parametrisierungen werden anschließend in kontrollierter Weise mit einer Inversrechnung derart verändert, daß die resultierenden Nettoenergieflüsse eine zusätzliche ozeanographische Zwangsbedingung, gegeben durch den meridionalen ozeanischen Wärmetransport bei 25°N im Nordatlantik, erfüllen. Die durch die ozeanographische Zwangsbedingung nötigen Änderungen in den ausgewählten Parametern bedeuten nicht, daß die vorher im Rahmen der meteorologischen Optimierung erzielten Erkenntnisse ungültig sind. Vielmehr wird aus der

Vielzahl der im Rahmen der systematischen Unsicherheiten liegenden Lösungen diejenige ausgesucht, die einen nordwärtigen ozeanischen Wärmetransport von 1 PW bei 25°N im Nordatlantik ergibt. Dabei wird die spezielle Lösung sowohl durch die Wahl der variierten Parameter als auch durch deren Unsicherheiten mitbestimmt.

Prinzipiell sind umfangreichere Inversrechnungen möglich. Es könnten zum Beispiel weitere unabhängige Zwangsbedingungen eingeführt werden oder die Variation der Parameter breiten- und jahreszeitenabhängig angesetzt werden. Darauf wird hier verzichtet, weil bereits aus der vorgestellten Inversrechnung Parametrisierungen für die Energieflüsse resultieren, die auch in anderen Breitenkreisen (für die kein Zwang ausgeübt wird, z.B. am Äquator und bei 36°N) ozeanische Wärmetransporte ergeben, welche mit unabhängigen ozeanographischen Ergebnissen in sehr guter Übereinstimmung sind.

Die wichtigsten Ergebnisse der meteorologisch motivierten Untersuchungen an den Parametrisierungen werden wie folgt zusammengefaßt:

(1) Die Anwendung einer verbesserten Beaufort-Äquivalentskala führt zu systematischen Änderungen der klimatologischen Windgeschwindigkeiten und in den turbulenten Energieflüssen; im Nordatlantik resultiert alleine daraus eine Änderung des transäquatorialen ozeanischen Wärmetransport von 1.15 PW.

(2) Die Verwendung der BERLIAND-BUDYKO Parametrisierung für die kurzwellige Einstrahlung führt in maritimen Atmosphären zu systematischen Fehlern, die in den Sommermonaten bei großen Wolkenbedeckungsraten bis zu 60 W/m² betragen. Außerdem wird die Amplitude des Jahresganges besonders in mittleren und subtropischen Breiten unterschätzt. Es wird eine Neuberechnung nach der Methode von REED (1977) durchgeführt.

(3) Die Reduktion der von BUNKER verwendeten Transport-Koeffizienten entsprechend den Meßergebnissen auf dem offenen Ozean aus den letzten 15 Jahren beträgt 13% bei C_E , 17% bei C_H und 21% bei C_D . Die Berücksichtigung des vertikalen Feuchtegradienten bei der Berechnung der Stabilitätsabhängigkeit ist nur südlich von etwa 35°N effektiv.

(4) Systematische Fehler bei Temperaturmessungen auf Handelsschiffen täuschen im klimatologischen Mittel zu stabile Verhältnisse in der maritimen Grenzschicht vor, d.h. sowohl die Differenzen $T_1 - T_w$ als auch $T_d - T_w$ sind dem Betrage nach größer als sie auf Handelsschiffen gemessen werden. Eine hypothetische systematische Änderung beider Größen um 0.2°C verändert das Nordatlantikmittel des Nettoenergieflusses um 10 W/m^2 und erzeugt eine Änderung des ozeanischen Wärmetransportes am Äquator, die gleich dem von BUNKER berechneten Wert selbst ist.

Diese Arbeit hat gezeigt, daß erhebliche systematische Fehler in häufig benutzten Parametrisierungen der Wechselwirkungen zwischen Ozean und Atmosphäre enthalten sind. Bedenkt man die zentrale Rolle, die die Wechselwirkungen für das globale Klimasystem spielen, so erscheint es wünschenswert, eine Neuberechnung der Klimatologie des gesamten Weltozeans unter Berücksichtigung der unter (1) bis (4) genannten meteorologisch motivierten Erkenntnisse durchzuführen. Die aus der Inversrechnung resultierenden Parametrisierungen, die zusätzlich eine ozeanographische Zwangsbedingung enthalten, besitzen speziell Gültigkeit für den Nordatlantik, eine Überprüfung für den gesamten Weltozean ist ebenfalls wünschenswert. Es besteht dabei dann die Möglichkeit, weitere unabhängige Zwangsbedingungen zur Variation der Parametrisierungen zu benutzen.

DANKSAGUNG

Meinem Doktorvater, Herrn Professor Dr. Lutz Hasse, danke ich für viele Diskussionen und für die Betreuung dieser Dissertation.

Ich danke Herrn Professor Dr. Jürgen Willebrand für anregende Gespräche über Probleme der Inversrechnung. Eine Reihe von richtungsweisenden Kommentaren erhielt ich dankenswerter Weise von Dr. Fred Dobson vom "Bedford Institute of Oceanography" in Halifax, Kanada, sowie von Dr. Heinz Fechner.

Ich danke weiter Professor Henry Stommel und Roger Goldsmith vom "Woods Hole Oceanographic Institution" in Woods Hole, USA, für die freundliche Unterstützung bei der Übernahme des Original-Bunker-Datensatzes.

Gisela Kobold fertigte die Bilder in dieser Arbeit und in dem separat veröffentlichten Atlas. Ich möchte mich bei ihr für die exzellente Ausführung dieser umfangreichen graphischen Arbeiten besonders bedanken. Weiter gilt mein Dank Doris Michaelis, Helga Weber, Elisabeth Rudolph und Ute Hargens, die u.a. bei der Datenaufbereitung und beim Anfertigen von Computerplots sehr behilflich waren.

Abschließend sei der Deutschen Forschungsgemeinschaft gedankt, die diese Arbeit im Rahmen des Sonderforschungsbereiches 133 "Warmwassersphäre des Atlantik" finanziell unterstützt hat.

LITERATURVERZEICHNIS

- AAGAARD, K. & P. GREISMANN, 1975: Towards new mass and heat budgets for the Arctic Ocean.
J. Geophys. Res., 80, 3821-3827
- ANDERSON, R. J. & S. D. SMITH, 1980: Evaporation coefficient for the sea surface from eddy flux measurements.
J. Geophys. Res., 86, 449-456
- ASHBURN, E. V., 1963: The radiative heat budget at the ocean-atmosphere interface.
Deep Sea Res., 10, 597-606
- BARNETT, T. P., 1977: The principle time and space scales of the Pacific trade wind fields.
J. Atm. Sciences, 34, 221-236
- BERGTHORSSON, P. & B. R. DÖÖS, 1955: Numerical weather map analysis.
Tellus, 7, 329-340
- BERNHARDT, F. & H. PHILLIPS, 1958: Die räumliche und zeitliche Verteilung der Einstrahlung, der Ausstrahlung und der Strahlungsbilanz im Meeresniveau.
Abhandl. Met. Hydr. Dienst, DDR, 45, 227 pp
- BLANC, T. V., 1983: An error analysis of profile flux, stability, and roughness length measurements made in the marine atmospheric surface layer.
Bound. Layer Met., 26, 243-267
- BRYAN, K., 1983: Poleward heat transport by the ocean.
Rev. Geophys. Space Phys., 21, 1131 - 1137
- BUDYKO, M. I., 1958: The heat balance of the earth's surface.
Leningrad
Translated by N. A. Stepanova
U.S. Dep. Commerce, 255 pp
- BUDYKO, M. I., 1963: Atlas of heat balance of the earth.
Academy of Sciences, Moscow, 69pp
- BUDYKO, M. I., 1964: Guide to the atlas of the heat balance of the earth.
Translation by I. A. Donehoo
U.S. Weather Bureau, WB/T-106, Washington, USA

- BUDYKO, M.I., 1974: Climate and life.
International Geophys. Series, Vol. 18
Academic Press, pp 508
- BUDYKO, M.I. et.al, 1978: Heat balance of the Earth.
Gidrometeoizdat, Leningrad (in Russian)
- BUDYKO, M.I., 1982: The earth's climate: past and future.
Int.Geoph.Series, No.29,
Academic Press, London, 304 pp
- BULLIG, H.J., 1954: Atlas der Monatswerte von Wassertemperatur, Wind
und Bewölkung auf dem Seeweg Europa-Südamerika.
DWD, Einzelver.Seewetteramt, Nr.5
- BUNKER, A.F., 1975: Energy exchange at the surface of the western
North Atlantic Ocean.
Techn.Rep., WHOI-75-3, Woods Hole Oceanographic Institution
- BUNKER, A.F., 1976: Computations of surface energy flux and annual
air-sea interaction cycles of the North Atlantic Ocean.
Mon.Wea.Rev., 104, 1122 - 1140
- BUNKER, A.F., 1980: Trends of variables and energy fluxes over the
Atlantic Ocean from 1948 to 1972.
Mon.Wea.Rev., 108, 720-732
- BUNKER, A.F. & L.V.WORTHINGTON, 1976: Energy exchange charts of the
North Atlantic Ocean.
Bull.Amer.Met.Soc., 57, 670 -678
- BUNKER, A.F. & R.A. GOLDSMITH, 1979: Archived time series of
Atlantic Ocean meteorological variables and surface
fluxes.
Techn.Rep., WHOI-79-3
Woods Hole Oceanographic Institution
- BUNKER, A.F., H.CHARNOCK & R.GOLDSMITH, 1982: A note on the heat
balance of the Mediterranean and Red Seas.
J.Mar.Research, 40, (supplement) 73 - 84
- CARISSIMO, B.C., A.H.OORT, & T.H.VONDER HAAR, 1985: Estimating the
meridional energy transport in the atmosphere and ocean.
J.Phys.Ocean., 15, 82-91

- COAKLEY, J.A. & F.P. BRETHERTON, 1982: Cloud cover from high resolution scanner data: detecting and allowing for partially filled fields of view.
J.Geoph.Res., 87, 4917-4932
- CRESSMANN, G.P., 1959: An operational objective analysis system.
Mon.Wea.Rev., 87, 367-374
- DEARDORFF, J.W., 1968: Dependence of air sea transfer coefficients on bulk stability.
J.Geoph.Res., 73, 2549-2557
- DHI, 1967: Monatskarten für den nordatlantischen Ozean, 4.Auflage
Nr.2420
Deutsches Hydrographisches Institut, Hamburg
- DIETRICH, G.K., K.KALLE, W. KRAUSS, & G.SIEDLER, 1975:
Allgemeine Meereskunde.
Gebr.Bornträger, Berlin, 597 pp
- DIETRICH, G.K., 1950: Ober systematische Fehler in den beobachteten Wasser- und Lufttemperaturen auf dem Meere und über ihre Auswirkung auf die Bestimmung des Wärmeumsatzes zwischen Ozean und Atmosphäre.
Deut.Hydr.Zeit., 3, 314-324
- DOBSON, F.W. & S.D. SMITH, 1985: Estimation of solar radiation at sea. in "The Ocean Surface", Eds. Y.Toba & H.Mitsuyasu, 525-533
Reidel Verlag, Boston
- DOBSON, F.W., 1981: Review of and recommendations on reference height for an averaging time of surface wind measurements at sea.
WMO Com. on Marine Met. report series, No.3
WMO, Geneva, Switzerland, 64pp
- DUNCKEL, M.L., L.HASSE, L.KROGERMEYER, D.SCHRIEVER & J.WUCKNITZ, 1974:
Turbulent fluxes of momentum, heat and water vapour in the atmospheric surface layer at sea during ATEX.
Bound.Lay.Met., 6, 81-106
- ELSASSER, W.M., 1942: Heat transfer by infrared radiation in the atmosphere.
Harvard Met.Studies, 6, 197 pp

- ENNENGA, U., 1985: Objektive Analyse aktueller Wind- und Druckfelder über dem Nordatlantik.
Bericht Inst.f.Meereskunde, Kiel, 142, 103 pp
- ESBENSEN, K. & V.KUSHNIR, 1981: The heat budget of the global oceans: an atlas based on estimates from marine surface observations.
Climatic Res. Inst. Rep. No.29, 27pp, 188 figs.
Oregon State University
- FECHNER, H., 1978: darstellung meteorologischer Felder mit endlichem Definitionsgebiet durch Reihen orthogonaler Funktionen.
Bericht Inst.f.Meereskunde, Kiel, 44, 105 pp
- FRANCEY, R.J. & J.R.GARRAT, 1978: Eddy flux measurements over the ocean and related transfer coefficients.
Bound.Lay.Met., 14, 153-166
- FRIEHE, C.A. & K.F.SCHMITT, 1976: Parameterisation of air-sea interface fluxes of sensible heat and moisture by bulk aerodynamic formulae.
J.Phys.Ocean., 6, 801-809
- FRITSCH, J.M., 1971: Objective analysis of a two-dimensional data field by the cubic spline technique.
Mon.Wea.Rev., 99, 379-386
- FU, L.L., 1981: The general circulation and meridional heat transport of the subtropical South Atlantic determined by inverse methods.
J.Phys.Ocean., 11, 1171-1193
- FUNG, I.Y., D.E.HARRISON & A.A.LACIS, 1984: On the variability of the Net Longwave Radiation at the ocean surface.
Rev. Geoph. Space Phys., 22, 177-193
- GANDIN, L.S., 1963: Objective analysis of meteorological fields.
Hydromet. Press, Leningrad
- GILL, A.E., 1982: Atmosphere-ocean dynamics.
Internat.Geoph.Series, No.30, 662 pp
Academic Press, New York
- GLAHN, H.R. & J.E.McDONELL, 1971: Comments on "Objective analysis of a two-dimensional data field by the cubic spline technique."
Mon.Wea.Rev., 99, 977-978

- GODSHALL, F.A., W.R.SEGUIN & P.SABOL, 1976: Analysis of ship surface meteorological data obtained during GATE intercomparison periods.
NOAA Techn.Rep., EDS 17
- GOLDENBERG, H.W. & J.J.O'BRIEN, 1981: Time and space variability of tropical Pacific wind stress.
Mon.Wea.Rev., 109, 1190-1207
- GOLDSMITH, R.A. & A.F.BUNKER, 1979: WHOI collection of climatology and air-sea interaction data.
Techn.Rep., WHOI-79-70, Woods Hole Oceanographic Institution
- GRAHAM, A.E., 1982: Winds estimated by the voluntary observing fleet compared with instrumental measurements at fixed platforms.
Meteorol.Mag., 111, 312-327
- GUSTAVSSON, N., 1981: A review of methods for objective analysis. in Bengtsson, L. et al (Eds.): Dynamic meteorology: data assimilation methods.
Springer Verlag, Heidelberg, N.Y., Tokio
- HAHN, C.J., S.G.WARREN, J.LONDON, R.M.CHERVIN & R.JENNE, 1982: Atlas of simultaneous occurrence of different cloud types over the ocean.
NCAR Technical note, NCAR/TN-201, Boulder, USA
- HALL, M.M. & H.L.BRYDEN, 1982: Direct estimates and mechanisms of ocean heat transport.
Deep Sea Research, 29, 339 - 359
- HAN, Y.J. & S.W.LEE, 1983: An analysis of monthly mean wind stress over the global ocean.
Mon.Wea.Rev., 111, 1554-1566
- HANSON, K.J., 1976: A new estimate of solar irradiance at the earth's surface on zonal and global scales.
J.Geoph.Res., 81, 4435 - 4443
- HANTEL, M., 1970: Monthly charts of surface wind stress curl over the Indian Ocean.
Mon.Wea.Rev., 98, 765-773
- HASSE, L. & H.-J. ISEMER, 1986: Annual migration of the North Atlantic zero heat flux line.
Naturwissenschaften, 73, 550-551

- HASSE, L., M. GRONEWALD, J. WUCKNITZ, M. DUNCKEL & D. SCHRIEVER, 1978:
Profile derived turbulent fluxes in the surface layer under
disturbed and undisturbed conditions during GATE.
METEOR Forschungserg., Reihe B, 13, 24-40
- HASTENRATH, S. & P. J. LAMB, 1977: Climatic Atlas of the tropical
Atlantic and eastern Pacific Oceans.
University of Wisconsin Press, Madison, 105pp
- HASTENRATH, S. & P. J. LAMB, 1978: Heat budget atlas of the tropical
Atlantic and eastern Pacific Oceans.
Univ. of Wisc. Press, Madison, 104pp
- HASTENRATH, S., 1982: On meridional heat transports in the world
ocean.
J. Phys. Ocean., 12, 922 - 927
- HELLERMANN, S. & M. ROSENSTEIN, 1983: Wind stress over the World Ocean
with error estimates.
J. Phys. Ocean., 13, 1093-1104
- HELLERMANN, S., 1967: An updated estimate of the wind stress on the
World Ocean.
Mon. Wea. Rev., 95, 607-626
- HENNESSEY, J. P., 1977: Some aspects of wind power statistics.
J. Appl. Met., 16, 119-128
- HIDAKA, K., 1958: Computations of the wind stresses over the oceans.
Records Ocean. Work in Japan, 14, 77-123
- HÖFLICH, O., H. H. MEISSNER & L. H. HOFFMANN, 1975: Beschreibung eines
EDV-Programmes zur Überprüfung maritim-meteorologischer
Beobachtungen von Handelsschiffen.
DWD, Einzelver. Seewetteramt, Hamburg, Sonderheft 2, 40 pp
- HOLLAND, J. Z., 1972: Comparative evaluation of some BOMEX measurements
of sea surface evaporation, energy flux and stress.
J. Phys. Ocean., 2, 476-486
- HSIUNG, J., 1983: Large scale sea-air energy fluxes and global sea
surface temperature fluctuations.
Ph.D. thesis, MIT, 240 pp
- HSIUNG, J., 1985: Estimates of global oceanic meridional heat transport.
J. Phys. Ocean., 15, 1405-1413

- ISEMER, H.-J. & L. HASSE, 1985: The BUNKER climate atlas of the North Atlantic Ocean.
Vol. 1: observations, 218 pp
Springer Verlag, Heidelberg, New York, Tokyo
- ISEMER, H.-J. & L. HASSE, 1987: The BUNKER climate atlas of the North Atlantic Ocean.
Vol. 2: air-sea interactions, 252 pp
Springer Verlag, Heidelberg, New York, Tokyo
- JAMES, R.W. & P.T. FOX, 1973: Comparative sea surface temperature measurements.
WMO Report on Mar. Science Affaires, No.5, (WMO-336)
- JUSTUS, C.G., et.al, 1978: Methods for estimating wind speed frequency distributions.
J. Appl. Met., 17, 350-353
- KAISER, J.A. & R.H. HILL, 1976: The influence of small cloud covers on the global irradiance at sea.
J. Geoph. Res., 81, 395-398
- KASTEN, F. & G. CZEPLAK, 1980: Solar and terrestrial radiation dependent on the amount and type of cloud.
Sol. Energy, 24, 177-189
- KAUFELD, L., 1981: The development of a new Beaufort equivalent scale.
Meteorol. Rdsch., 34, 17 - 23
- KÜPPEN, W., 1898: Neuere Bestimmungen über das Verhältnis zwischen Windgeschwindigkeit und Beaufortskala.
Archiv Deutsche Seewarte, 5,
- KRAUS, E.B., 1972: Atmosphere-ocean interaction.
Oxford Univ. Press, London, 217 pp
- KREYSZIG, E., 1979: Statistische Methoden und ihre Anwendungen.
VandenHoeck & Ruprecht, Göttingen, 451 pp
- KROGERMEYER, L., 1976: Vertical transports of momentum, sensible and latent heat from profiles at the tropical Atlantic during ATEX.
METEOR-Forschungserg., Reihe B, 11, 51-77
- KROGERMEYER, L., M. GRÖNEWALD & M. DUNCKEL, 1978: The influence of sea waves on the wind profile.
Bound. Lay. Met., 14, 403-414

- LARGE, W.G. & S.POND, 1981: Open ocean momentum flux measurements in moderate to strong winds.
J.Phys.Ocean., 11, 324-336
- LARGE, W.G. & S.POND, 1982: Sensible and latent heat flux measurements over the ocean.
J.Phys.Ocean., 12, 464-482
- LEETMAA, A.P. & A.F. BUNKER, 1978: Updated charts of the mean annual wind stress, convergences in the Ekman layers, and Sverdrup transports in the North Atlantic Ocean.
J.Mar.Res., 36, 311-322
- LEETMAA, A.P., P.NIILER, & H.STOMMEL, 1976: Does the Sverdrup relation account for the mid-atlantic circulation?
J.Mar.Res., 35, 1-10
- LIST, R.J., 1971: Smithsonian Meteorological Tables.
Smithsonian Institution, Washington, USA, 527 pp
- LIU, W.T., K.B.KATSAROS & J.A.BUSINGER, 1979: Bulk parameterization of air-sea exchanges of heat and water vapour including molecular constraints.
J.Atmos.Sci., 36, 1722 - 1735
- MANIER, G. & B.DIETZER, 1979: Untersuchungen über den Einfluß der Topographie der Erdoberfläche auf den Zusammenhang zwischen den Häufigkeitsverteilungen von Bodenwind und geostrophischem Wind.
Meteorol.Rdsch., 32, 35-44
- MARKGRAF, P., 1962: Einige Methoden und Probleme aus dem Bereich der Maritimen Klimatologie.
DWD, Einzelver.Seewetteramt, Nr.33, 48 pp
- MATEER, C.L., 1963: On the relationship between global radiation and cloudiness at ocean station P.
Arch.Met.Geoph.Bioklim, B12, 482-490
- MENKE, W., 1984: Geophysical data analysis: discrete inverse theory.
Academic Press, Orlando, USA, 257 pp
- MUNK, W.H., 1950: On the wind driven ocean circulation.
J.Meteorol., 7, 79-93
- PANOFSKY, H.A., 1949: Objective weather map analysis.
J.Meteorol., 6, 386-392

- PARKER, D.E., 1985: A comparison of bucket and non-bucket measurements of sea surface temperature.
Met.Off.,Bracknell,Great Britain
Memorandum 157 (unpublished document)
- PAYNE, R.E., 1972: Albedo of the sea surface.
J.Atmos.Science, 29, 959-970
- QUAYLE, R.G., 1984: Comparisons between ship and buoy climatologies.
Mariners Weather Log, 28, 137 - 140
- QUAYLE,R.G., 1980: Climatic comparisons of estimated and measured wind from ships.
J.Appl.Met.,19, 142 - 156
- QUINN,W.H. & W.V.BURT, 1968: Incoming solar radiation over the tropical Pacific.
Nature, 217, 149-150
- RAMAGE, C.S., 1982: Observations of surface wind speed in the ocean climate data set.
Trop.Ocean-Atmos.Newsletters, 13, 2-4
- REED,R.K., 1977: On estimating insolation over the ocean.
J.Phys.Ocean., 7, 482 - 485
- REED,R.K., 1982: Comparison of measured and estimated insolation over the eastern Pacific Ocean.
J.Appl.Meteor., 21, 339 - 341
- RICHARDSON, W.S., W.S.SCHMITZ & P.NIILER, 1969: The velocity structure of the Florida Current from the Florida Straits to Cape Fear.
Deep-Sea Res., 16, Suppl.,225-231
- ROBINSON, M.K., R.A. BAUER & E.H. SCHROEDER, 1979: Atlas of the North Atlantic-Indian Ocean monthly mean temperatures and mean salinities of the surface layers.
U.S. Naval Ocean.Off., Publ.No.18, Washington D.C., USA
- ROLL, H.U., 1965: Physics of the marine atmosphere.
Int.Geoph.Series, No.7, 426 pp
- ROMMICH, D. & C.WUNSCH, 1985: Two transatlantic sections: meridional circulation and heat flux in the subtropical North Atlantic Ocean.
Deep Sea Res.,32, 619-664

- SAUNDERS, P.M., 1967: On the uncertainty of wind stress curl calculation.
J.Mar.Res., 34, 155-160
- SAUR, J.F.T., 1963: A study of the quality of seawater temperature reported in the logs of ships' weather observations.
J.Appl.Met., 2, 417 - 425
- SCHMETZ, J., 1983: On the parameterisation of the radiative properties of broken clouds.
Tellus, 36A, 417-432
- SCHMIDT, H., 1980: Zur Extrapolation empirischer Verteilungen der Windgeschwindigkeit für Standorte im Flachland und auf freier See.
Meteorol.Rdsch., 33, 129-137
- SECKEL G.R. & F.H.BEAUDRY, 1973: The radiation from the sun and sky over the North Pacific Ocean.
Trans.Amer.Geoph.Union, 54, 1114
- SELLERS, W.D., 1969: Physical climatology.
The University of Chicago Press, USA, 272 pp
- SHAPIRO, R., 1970: Smoothing, filtering and boundary effects.
Rev.Geoph.Space Phys., 8, 359 - 387
- SHENK, W.E. & V.V. SALOMONSON, 1972: A simulation study exploring the effect of sensor spatial resolution on estimates of cloud cover from satellites.
J.Appl.Met., 11, 214-220
- SIMPSON, G.C., 1906: The velocity equivalents of the Beaufort scale.
Rep.Dir.of Met.Office, 180, London
- SIMPSON, J.J. & C.PAULSON, 1979: Mid ocean observations of atmospheric radiation.
Q.J.R.Met.Soc., 105, 487-502
- SMITH, S.D. & E.G.BANKS, 1975: Variation of the sea surface drag coefficient with wind speed.
Q.J.R.Met.Soc., 101, 655-673
- SMITH, S.D., 1980: Wind stress and heat flux over the ocean in gale force winds.
J.Phys.Ocean., 10, 709-726

- SMITH, S.D. & F.W. DOBSON, 1984: The heat budget at Ocean Weather Ship Bravo.
Atmosphere-Ocean, 22, 1 - 22
- STOER, J., 1979: Einführung in die numerische Mathematik 1.
Springer Verlag, Heidelberg, N.Y., Tokio, 291 pp
- TABATA, S., 1964: Insolation in relation to cloud amount and sun's altitude.
Studies on Oceanography, 202-210
Univ. of Washington Press, USA
- TABATA, S., 1973: A simple but accurate formula for the saturation vapour pressure over liquid water.
J. Appl. Met., 12, 1410-1411
- TABATA, S., 1978: Comparison of observations of sea surface temperatures at ocean station P and NOAA buoy stations and those made by merchant ships travelling in their vicinities, in the North Pacific Ocean.
J. Appl. Met., 17, 374 - 385
- TALLEY, L.D., 1984: Meridional heat transport in the Pacific Ocean.
J. Phys. Ocean., 14, 231 - 241
- TAYLOR, P.K., 1985: TOGA surface fluxes of sensible and latent heat by in situ measurements and microwave radiometry.
WMO/TD, No.81, WCP-107
- VERPLOEGH, G., 1967: Observation and analysis of the surface wind over the ocean.
Kon. Ned. Met. Inst.: Medd. en Verh., 89, 67pp
- VONDER HAAR, T.H. & A.H. OORT, 1973: New estimates of annual poleward energy transport by northern hemisphere oceans.
J. Phys. Oceanogr., 3, 169 - 172
- WALDEN, H., 1965: Die Windgeschwindigkeitsäquivalente der Beaufortgrade nach Beobachtungen deutscher Bordwetterwarten.
DWD, Einzelver. Seewetteramt, 47,
- WALDEN, H., 1966: Zur Messung der Wassertemperatur auf Handelsschiffen.
Deut. Hydr. Zeit., 19, 21 - 28

- WALDEN, H., 1969: Probleme bei der Festlegung von Äquivalentwerten zwischen gemessenen Windgeschwindigkeiten und geschätzten Beaufort-Stufen.
DWD, Einzelver. Seewetteramt, 65, 31 pp
- WARREN, S.G., C.J. HAHN & J. LONDON, 1985: Simultaneous occurrence of different cloud types.
J. Clim. Appl. Met., 24, 658-667
- WCRP, 1984: World Climate Research Programme
G/WCRP plan, ISCU/WMO, 79pp
- WEARE, B.C. & P.T. STRUBB, 1981: The significance of sampling biases on calculating monthly mean oceanic surface heat fluxes.
Tellus, 33, 211 - 224
- WILKINSON, J.H., 1969: Rundungsfehler.
Springer Verlag, Heidelberg, N.Y., Tokio, 208 pp
- WOODS, J.D. & W. BARKMANN, 1986: A lagrangian mixed layer model of 18° water formation.
Nature, 319, 574-576
- World Meteorological Organization, 1970: Reports on marine science affairs. Rep.No.3: The Beaufort scale of wind force.
WMO, Geneva, Switzerland, 22pp
- World Meteorological Organization, 1977: Guide to marine meteorological services.
Report No. 471
- WUNSCH, C., 1980: Meridional heat flux of the North Atlantic Ocean.
Proc. Nat. Acad. Science, 77, 5043-5047
- WUNSCH, C., 1984: An eclectic Atlantic Ocean circulation model. Part 1: The meridional flux of heat.
J. Phys. Ocean., 14, 1712-1733
- WYRTKI, K. & G. MEYERS, 1976: The trade wind field over the Pacific Ocean.
J. Appl. Meteor., 15, 698-704

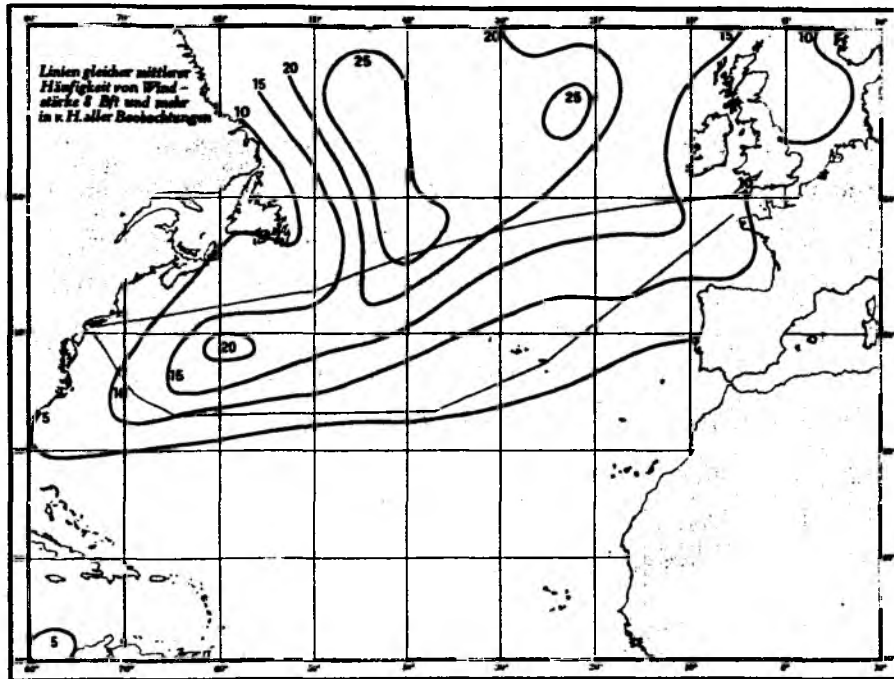
Anhang 1

Tabelle A1: Die im Originaldatensatz von BUNKER enthaltenen klimatologischen Parameter. Sie sind für jedes Gerrymander im Nordatlantik und jeden Kalendermonat angegeben.

Nr.	Parameter	Dimension
1	Marsden Sqaure Nummer	
2	Monat	
3	Anzahl Einzelbeobachtungen	
4	Lufttemperatur T_l	$^{\circ}\text{C}$
5	Standardabweichung T_l	$^{\circ}\text{C}$
6	Minimum von T_l	$^{\circ}\text{C}$
7	Maximum von T_l	$^{\circ}\text{C}$
8	Taupunktstemperatur T_d	$^{\circ}\text{C}$
9	Standardabweichung T_d	$^{\circ}\text{C}$
10	Minimum von T_d	$^{\circ}\text{C}$
11	Maximum von T_d	$^{\circ}\text{C}$
12	Wasseroberflächentemperatur T_w	$^{\circ}\text{C}$
13	Standardabweichung T_w	$^{\circ}\text{C}$
14	Minimum von T_w	$^{\circ}\text{C}$
15	Maximum von T_w	$^{\circ}\text{C}$
16	Differenz $T_l - T_w$	$^{\circ}\text{C}$
17	Standardabweichung $T_l - T_w$	$^{\circ}\text{C}$
18	Minimum von $T_l - T_w$	$^{\circ}\text{C}$
19	Maximum von $T_l - T_w$	$^{\circ}\text{C}$
20	Gesamt wolkenbedeckung	1/8
21	Bedeckung durch niedrige Wolken	1/8
22	Mischungsverhältnis	g/kg
23	Sättigungsmischungsverhältnis bei T_w	g/kg
24	Bodenluftdruck p	hPa
25	Standardabweichung p	hPa
26	Minimum von p	hPa
27	Windgeschwindigkeit U	m/s
28	Standardabweichung U	m/s
29	Maximum von U	m/s
30	Ost-West Komponente des Windes U_x	cm/s
31	Standardabweichung U_x	cm/s
32	Nord-Süd Komponente des Windes U_y	cm/s
33	Standardabweichung U_y	cm/s
34	Mittlere Windrichtung	
35	Niederschlagshäufigkeit	%
36	Eisbedeckung	%
37	kurzwellige Nettostrahlung BUDYKO	W/m ²
38	langwellige Nettostrahlung BUDYKO	W/m ²
39	Gesamtstrahlungsbilanz	W/m ²

Nr.	Parameter	Dimension
40	latenter Wärmefluß BUDYKO	W/m ²
41	sensibler Wärmefluß BUDYKO	W/m ²
42	Nettoenergiefluß BUDYKO	W/m ²
43	latenter Wärmefluß individuell	W/m ²
44	sensibler Wärmefluß individuell	W/m ²
45	Nettoenergiefluß, BUDYKO+individuell	W/m ²
46	Ost-West Komponente des Windstresses	Pa
47	Nord-Süd Komponente des Windstresses	Pa
48	mittlerer Bulk-Koeffizient C _E	
49	"transport ratio"	
50	Luftdichte	kg/m ³
51	Nettoenergiefluß BUDYKO	W
52	Nettoenergiefluß individuell	W

Anhang 2



Sturmhäufigkeit

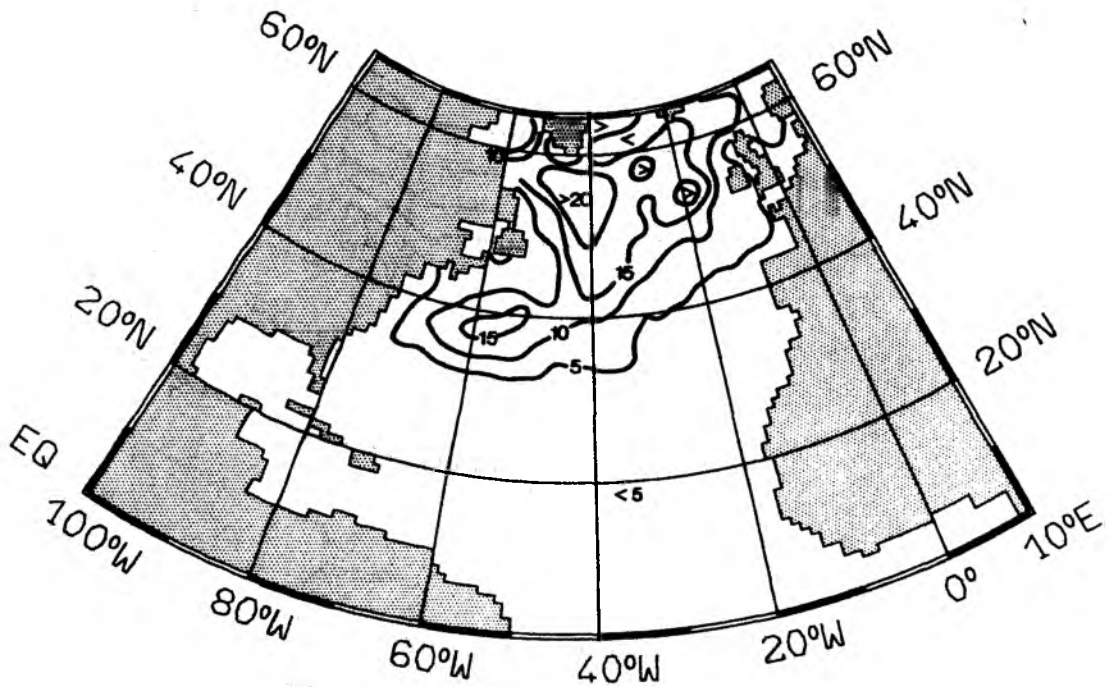


Abb. A1: Vergleich der Sturmhäufigkeiten im Nordatlantik [% der Beobachtungen] für den Monat Januar. Oben: zitiert aus DHI (1967). Unten: berechnet aus Mittelwert und Standardabweichung aus dem BUNKER Datensatz mit Hilfe der Weibull-Verteilung (siehe Kapitel 4).

Anhang 3

In den folgenden Abbildungen sind der Nettoenergiefluß und dessen Komponenten im Nordatlantik jeweils für Januar, Juli und das Jahr dargestellt. Die dabei benutzten Parametrisierungen basieren auf der meteorologischen Optimierung (siehe Kapitel 5 und 6), sie enthalten nicht den ozeanographisch bedingten Zwang durch den ozeanischen Wärmetransport. Für die langwellige Nettostrahlung sind neben den Ergebnissen nach EFI-MOVA zum Vergleich auch solche basierend auf der ELSASSER-Methode angegeben. Durchgehend ist ein Energiegewinn für den Ozean positiv dargestellt, ein Energieverlust negativ. Alle Angaben in W/m^2 .

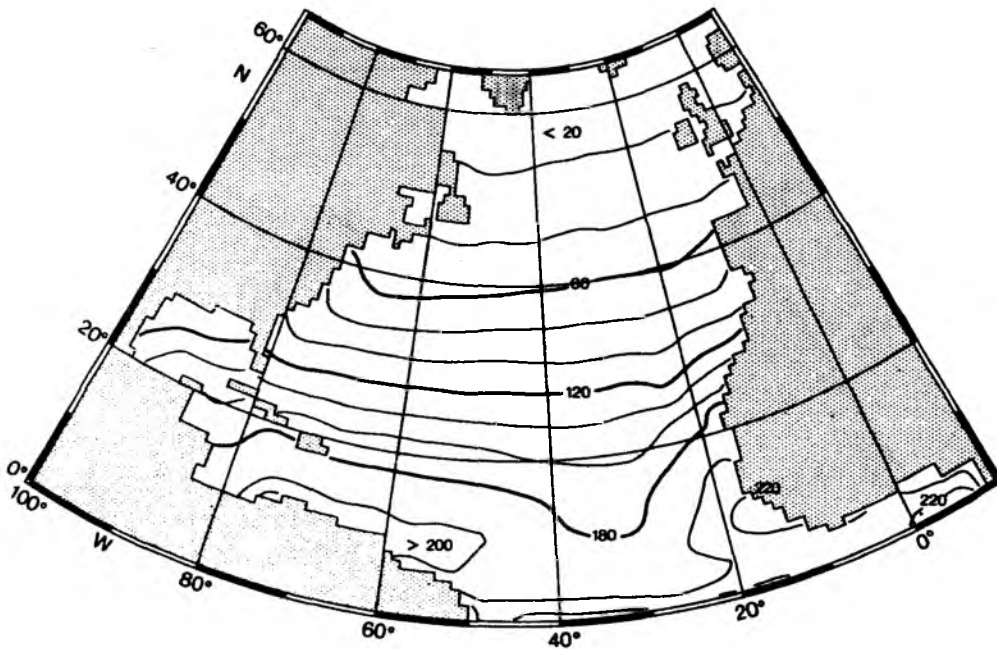


Abb.A2: Kurzwellige Nettostrahlung, Januar

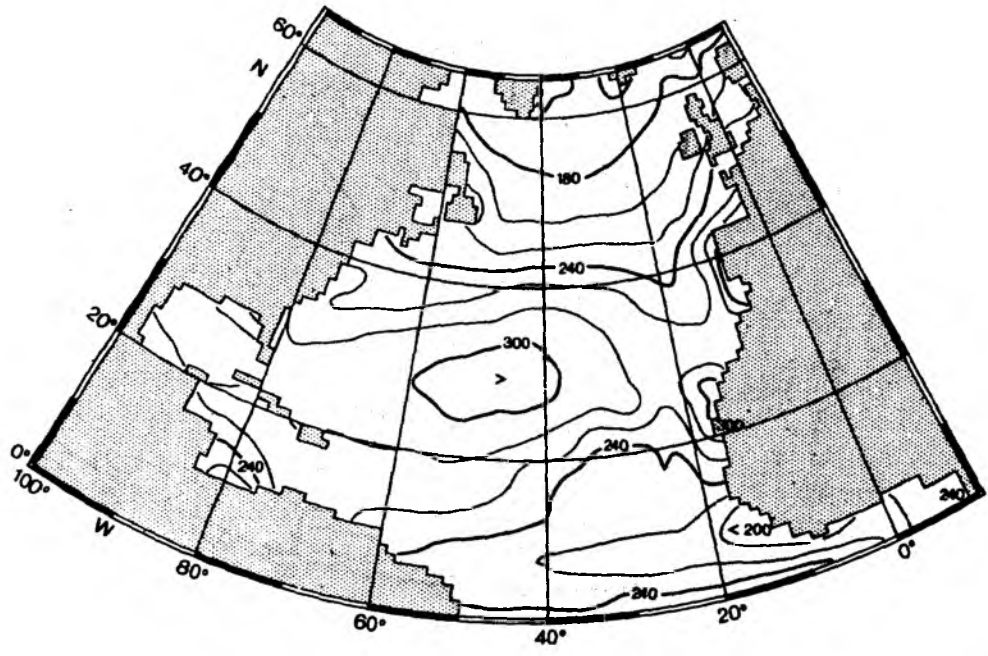


Abb.A3: Kurzweilige Nettostrahlung, Juli

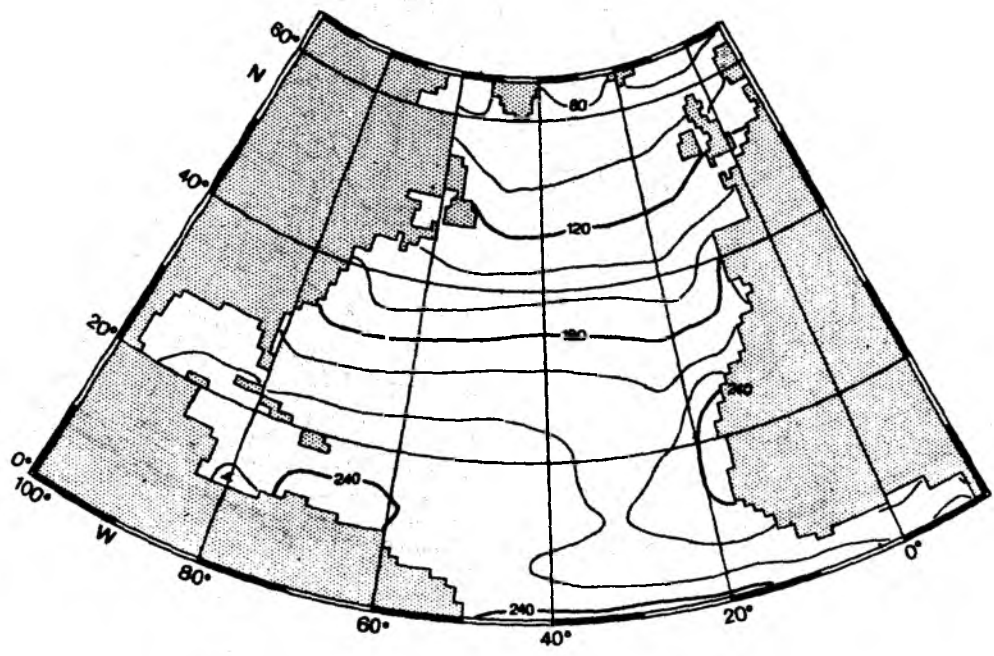


Abb.A4: Kurzweilige Nettostrahlung, Jahr

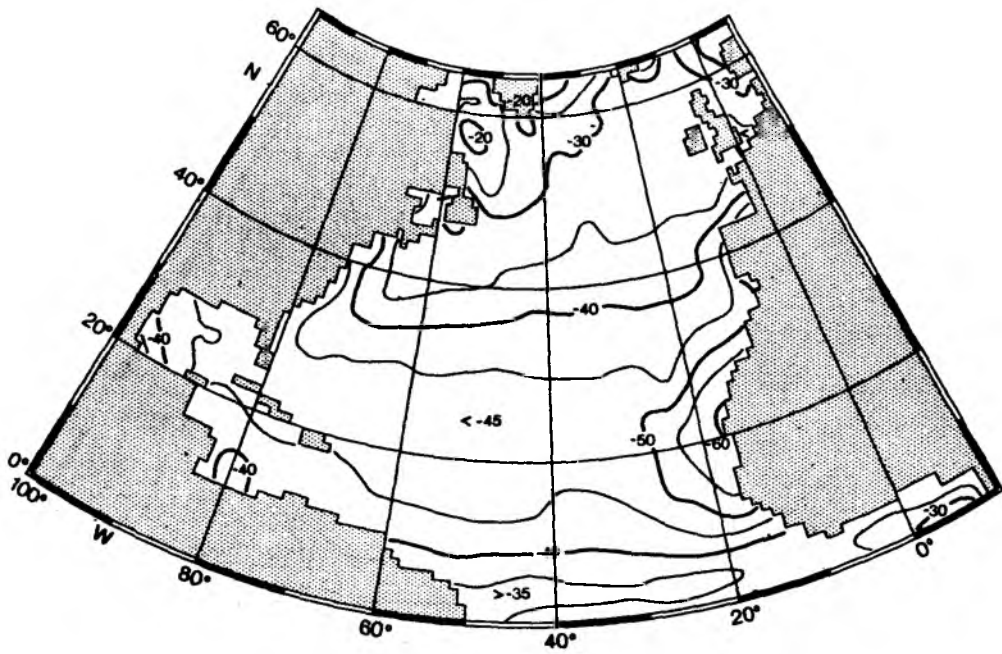


Abb.A5: Langwellige Nettostrahlung nach EFIMOVA, Januar

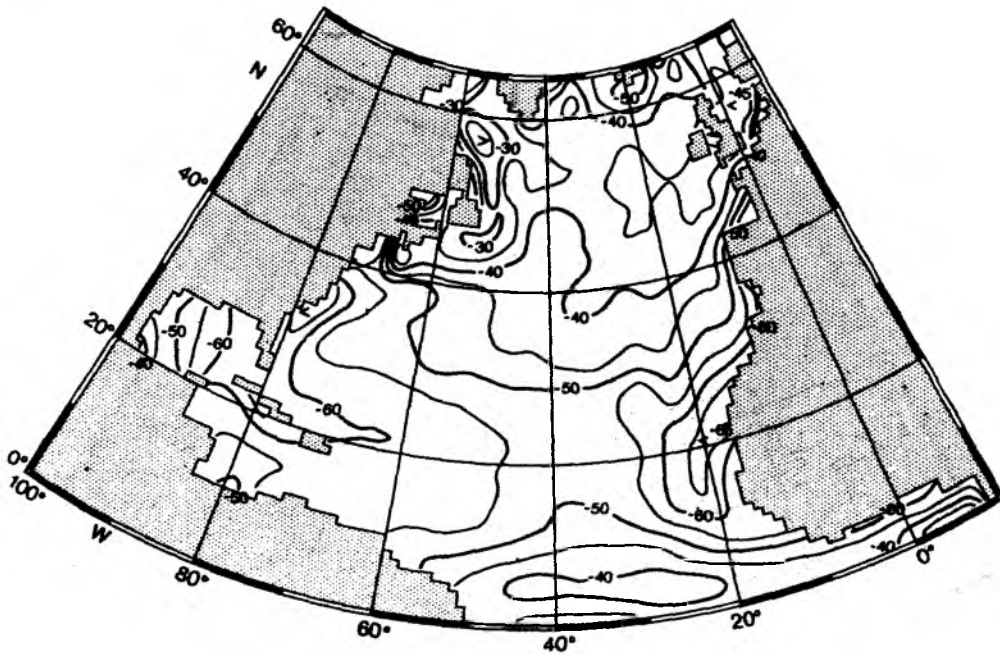


Abb.A6: Langwellige Nettostrahlung nach ELSASSER, Januar

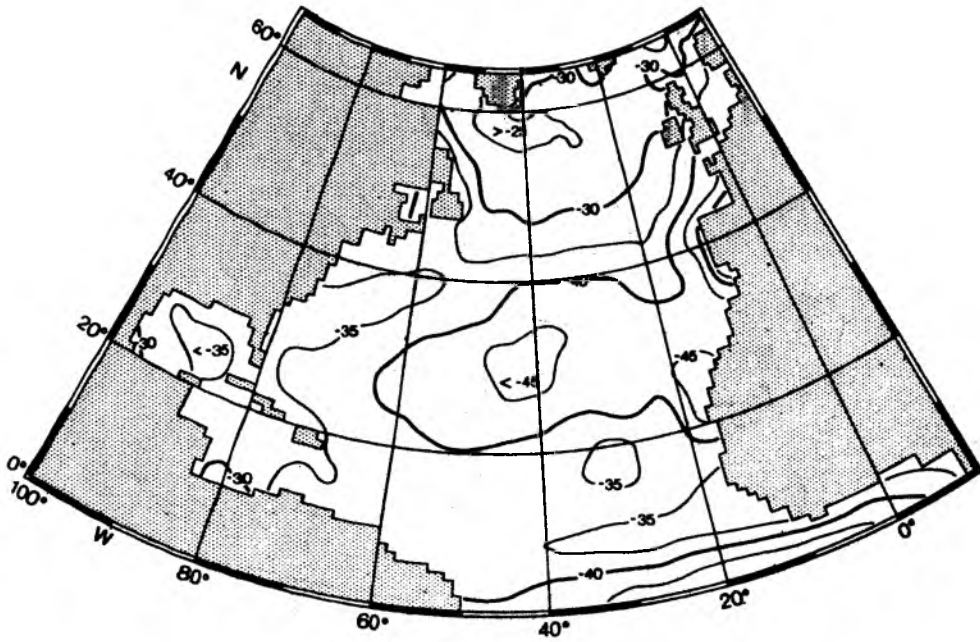


Abb.A7: Langwellige Nettostrahlung nach EFIMOVA, Juli

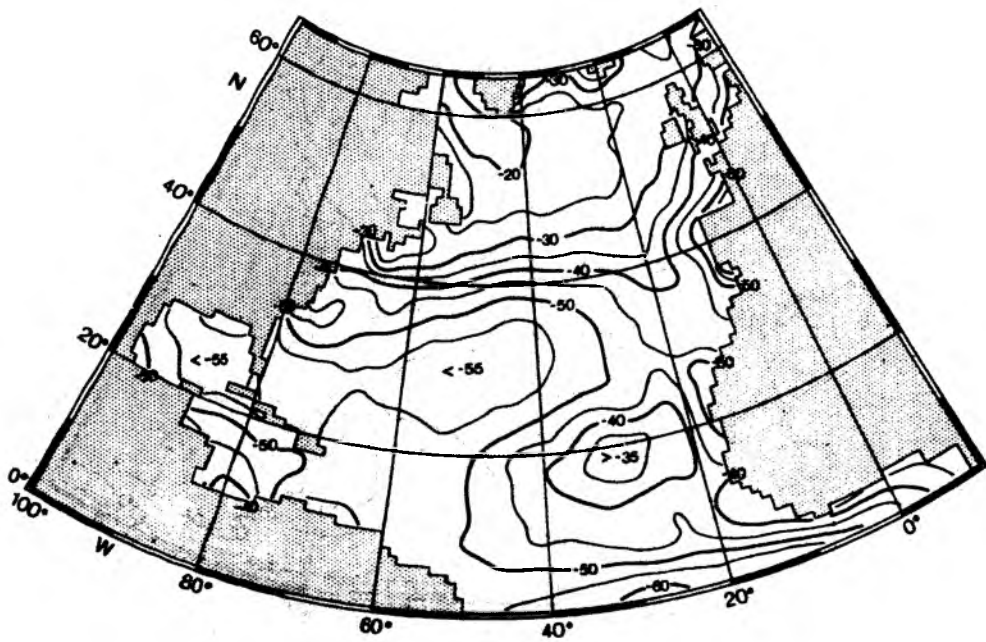


Abb.A8: Langwellige Nettostrahlung nach ELSASSER, Juli

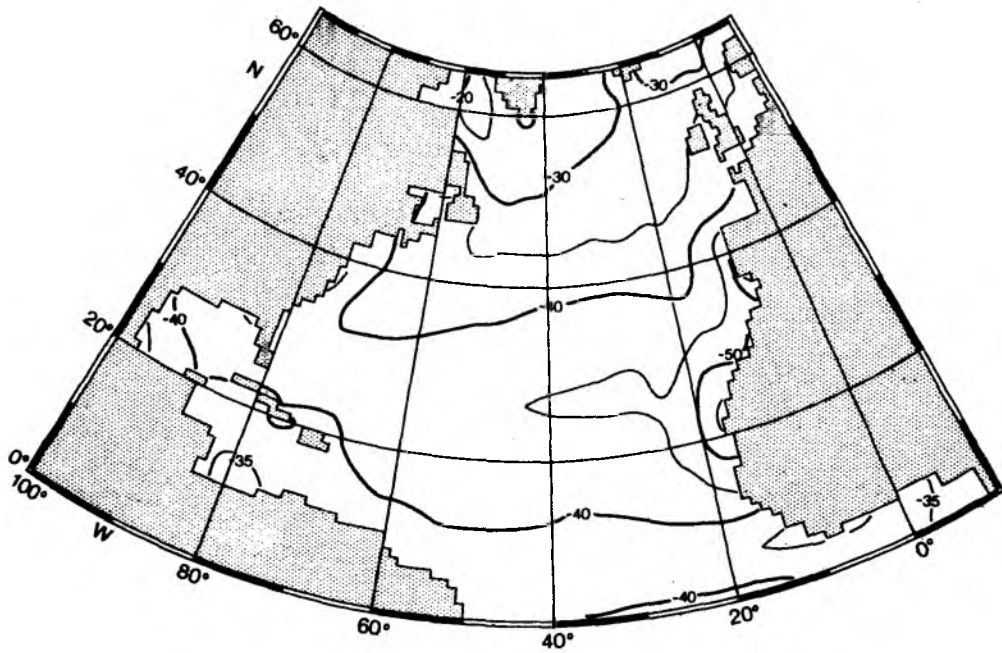


Abb.A9: Langwellige Nettostrahlung nach EFIMOVA, Jahr

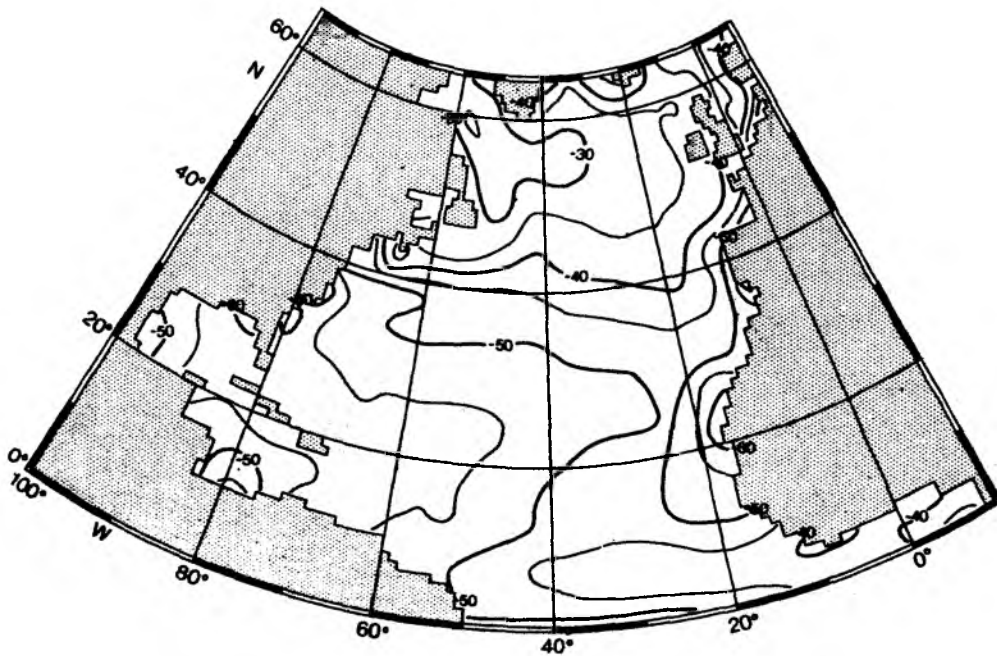


Abb.A10: Langwellige Nettostrahlung nach ELSASSER, Jahr

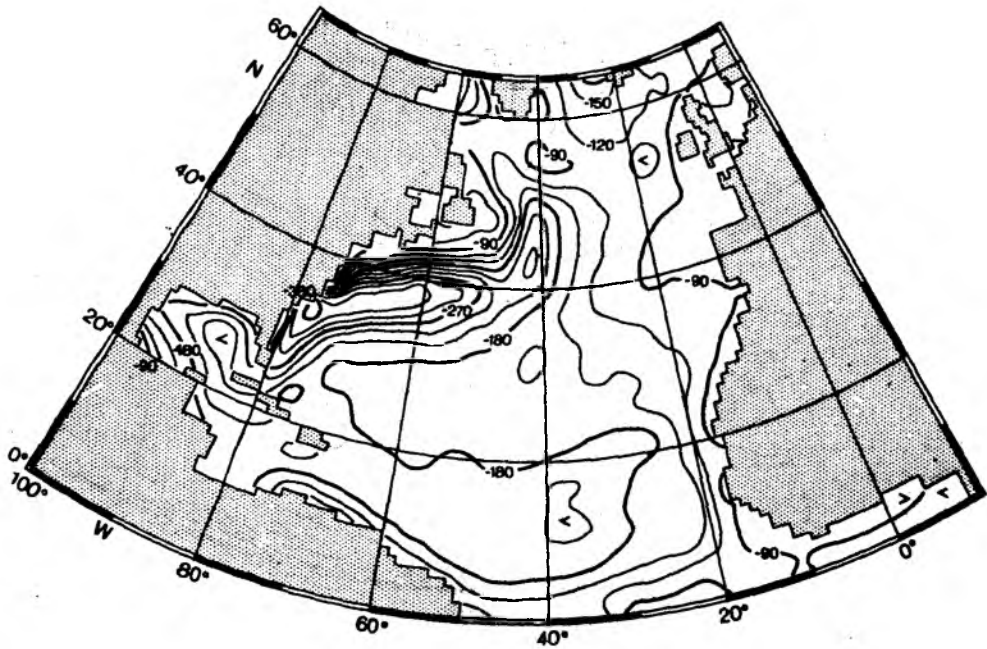


Abb.A11: latenter Wärmefluß, Januar

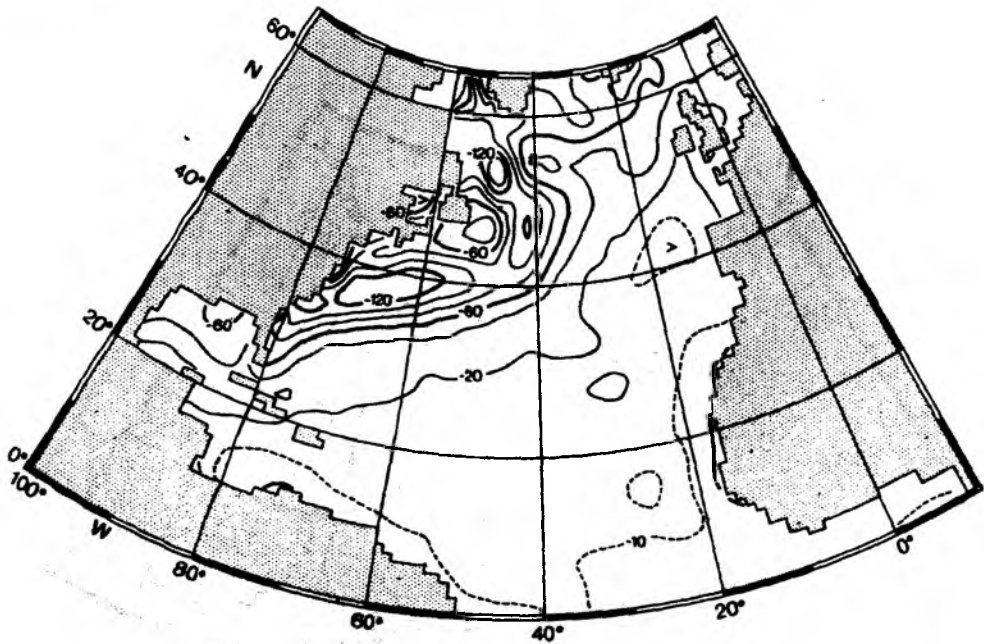


Abb.A12: sensibler Wärmefluß, Januar

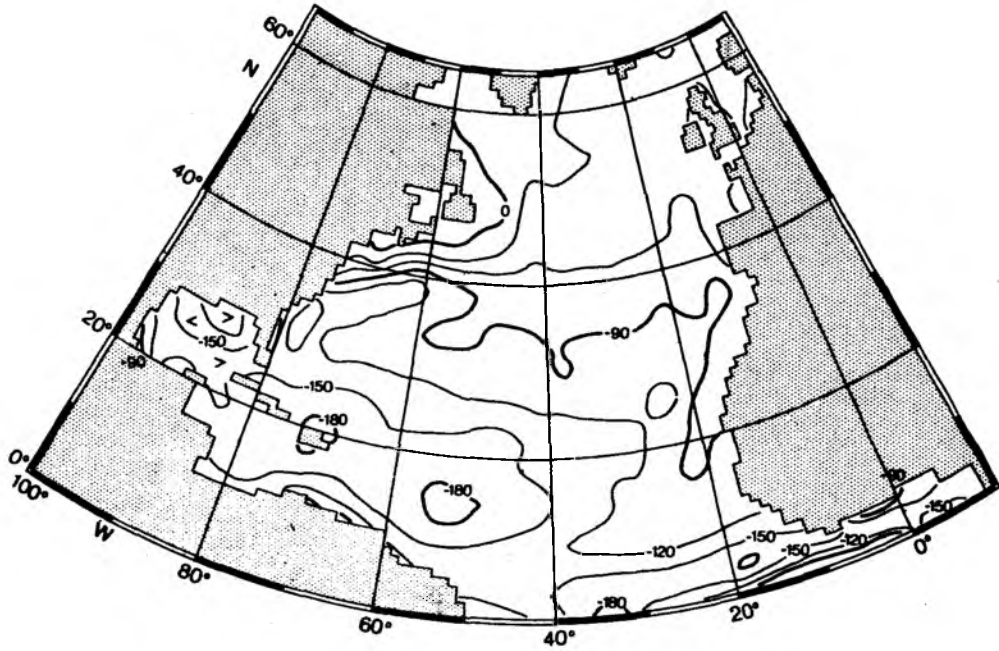


Abb.A13: latenter Wärmefluß, Juli

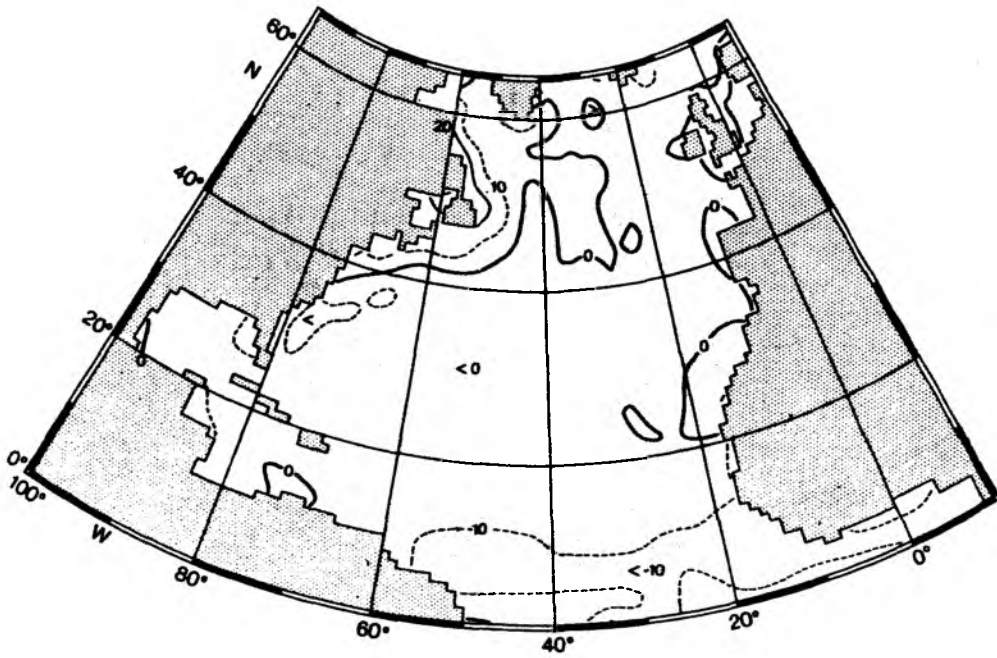


Abb.A14: sensibler Wärmefluß, Juli

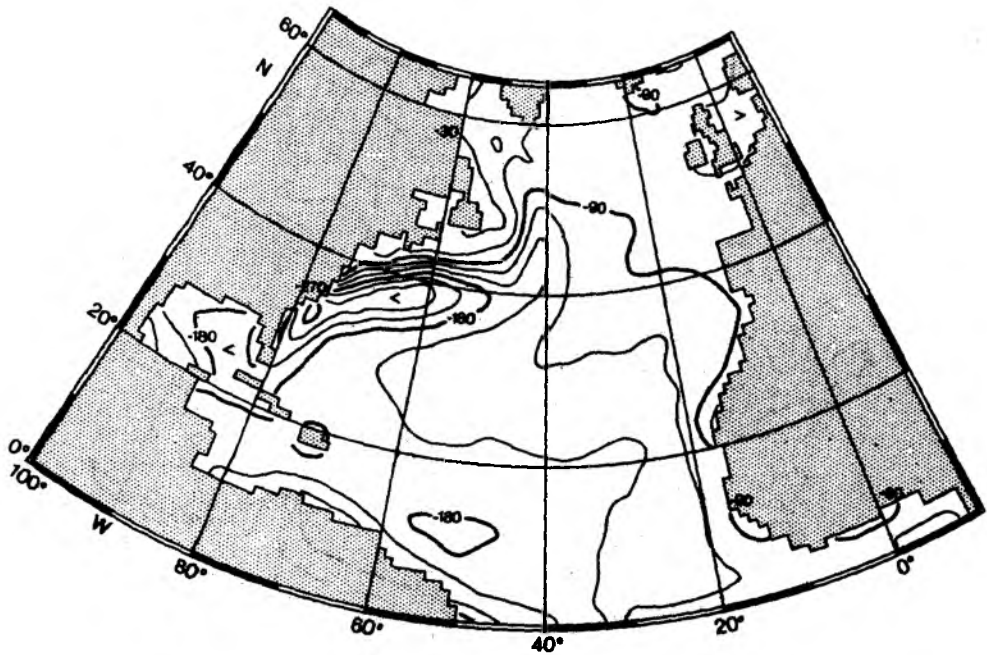


Abb.A15: latenter Wärmefluß, Jahr

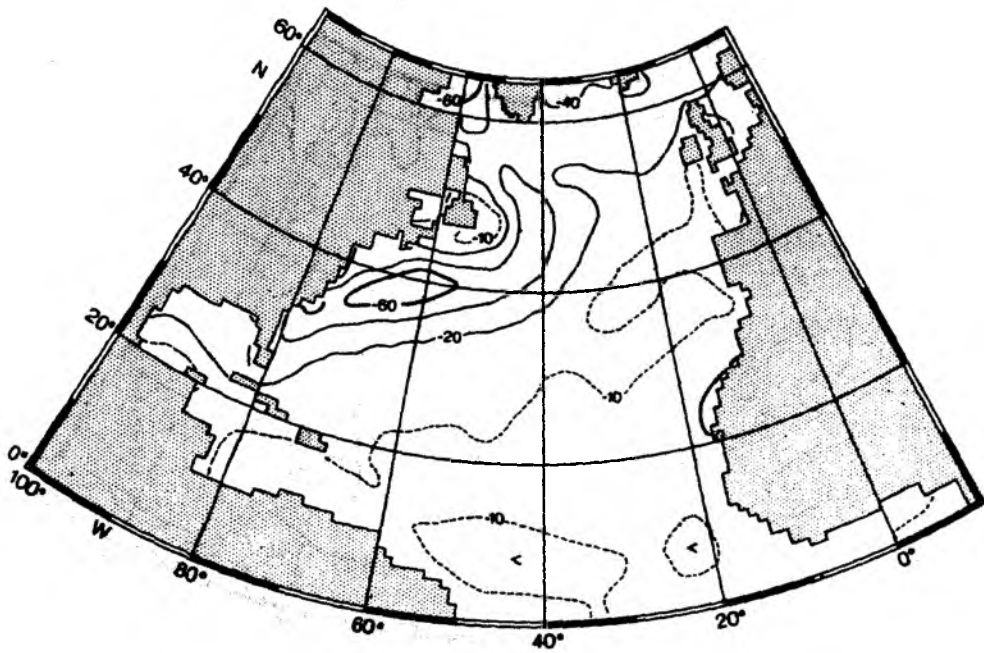


Abb.A16: sensibler Wärmefluß, Jahr

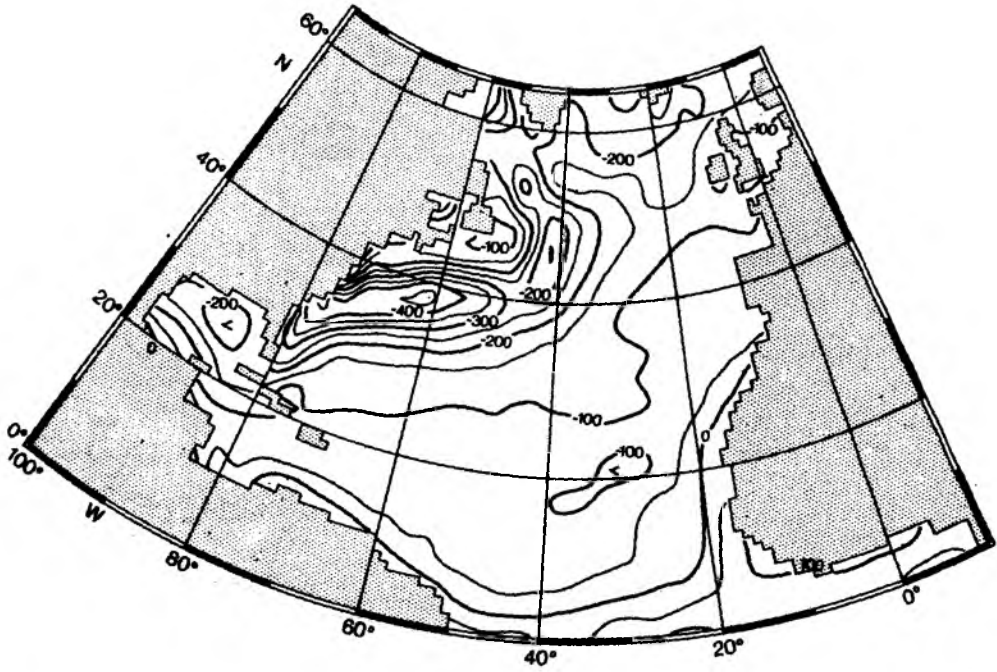


Abb.A17: Nettoenergiefluß, Januar

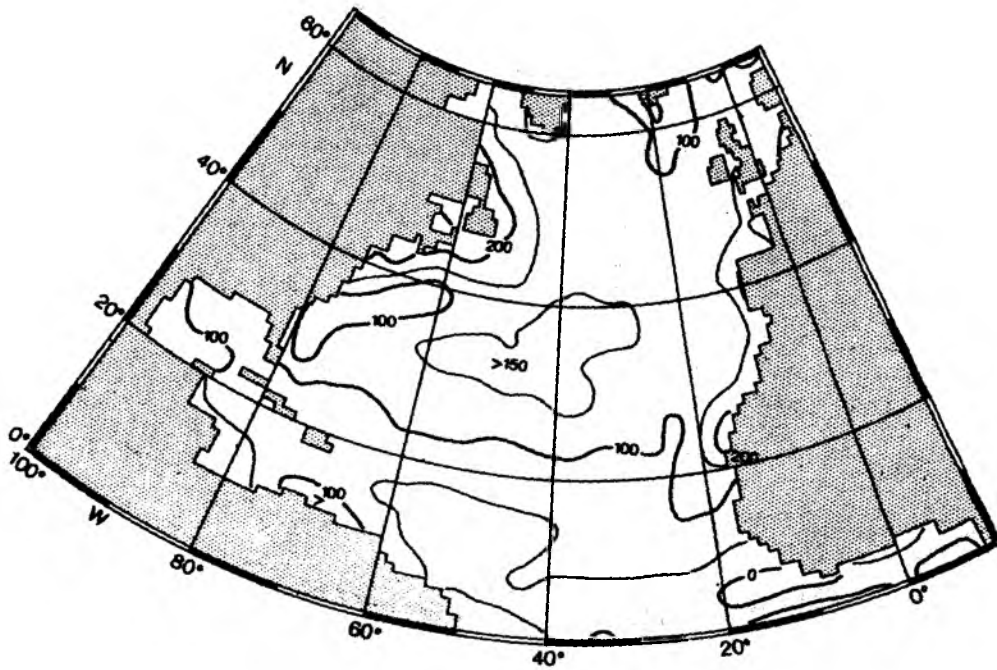


Abb.A18: Nettoenergiefluß, Juli

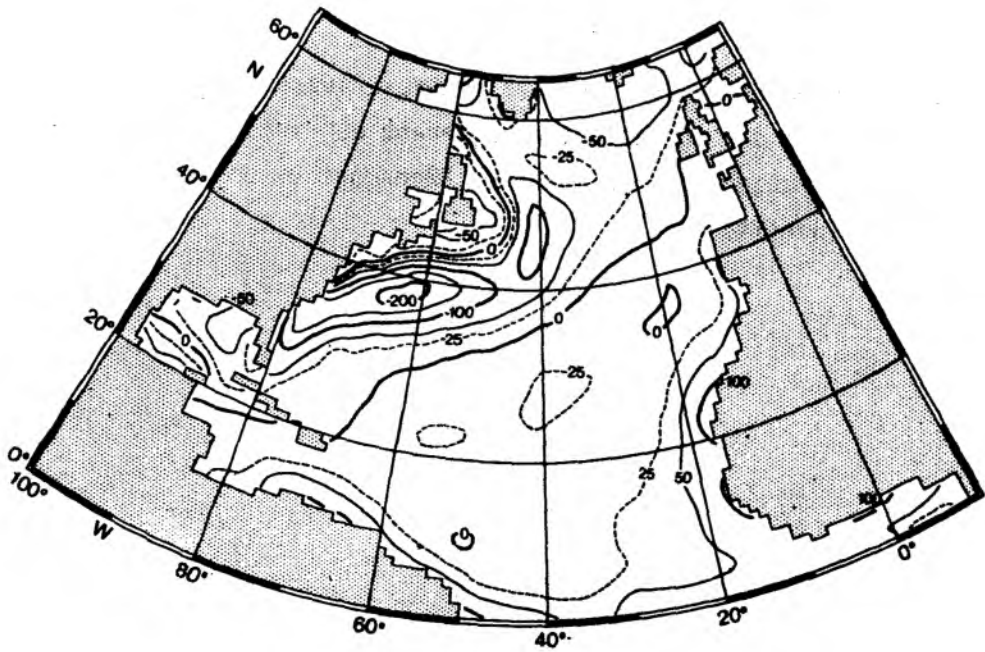


Abb.A19: Nettoenergiefluß, Jahr

Anhang 4

Es folgen Jahresmittelkarten des Nettoenergieflusses an der Ozeanoberfläche [W/m^2] für den Nordatlantik basierend auf verschiedenen Parametrisierungsrechnungen. Die angegebenen Rechnungsnummern sind mit denen in Kapitel 7 identisch.

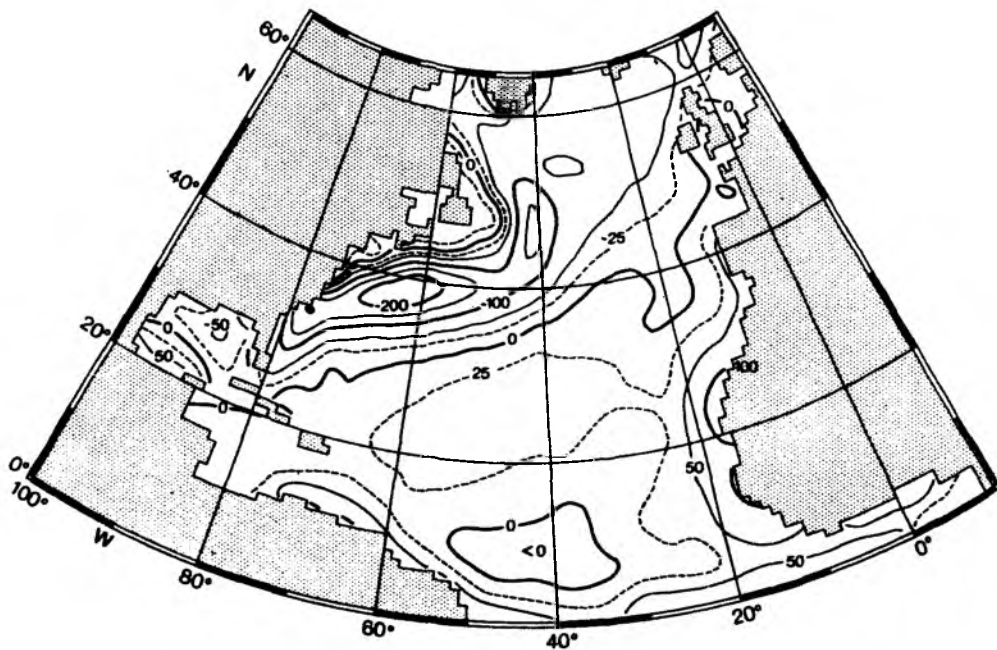


Abb.A20: Nettoenergiefluß nach BUNKER (1976, Rechnung 1), Jahr

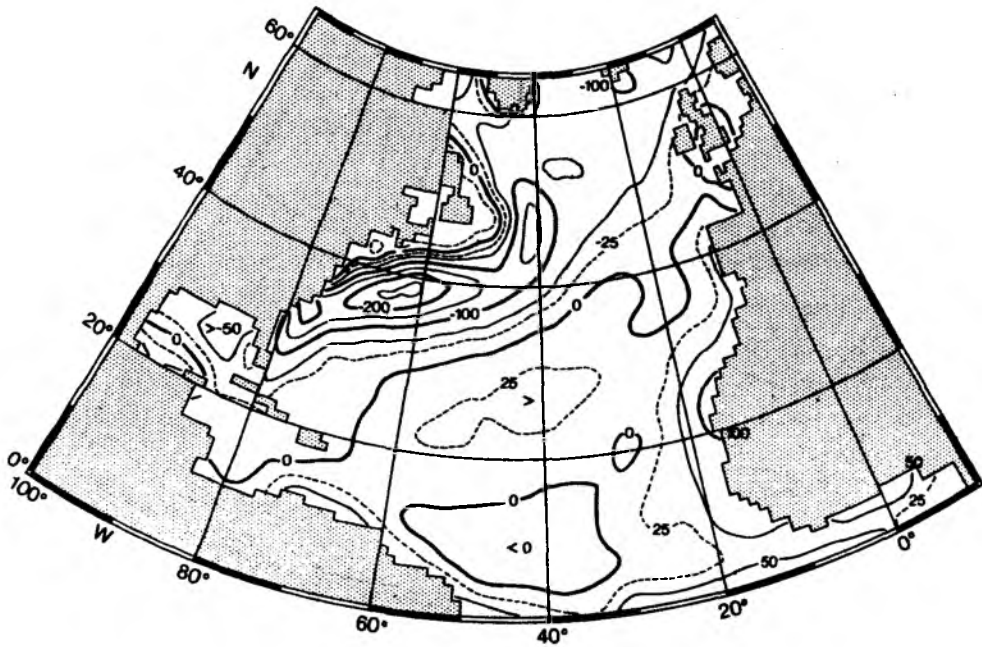


Abb.A21: Nettoenergiefluß, Jahr: Parametrisierung wie in Rechnung 1, aber mit der ELSASSER-Parametrisierung für IR (Zeitreiendatensatzversion).

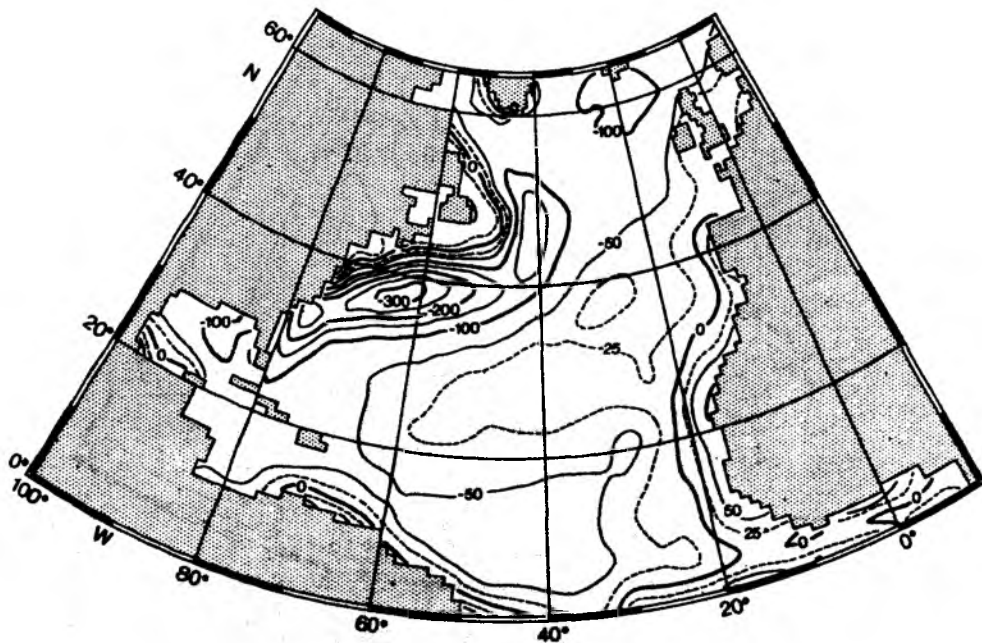


Abb.A22: Nettoenergiefluß, Jahr: Parametrisierungen nach BUDYKO für Q_a , LE und H und nach ELSASSER für IR. Diese Parametrisierung wurde von BUNKER et.al (1982) für das Mittelmeer verwendet (Rechnung 4).

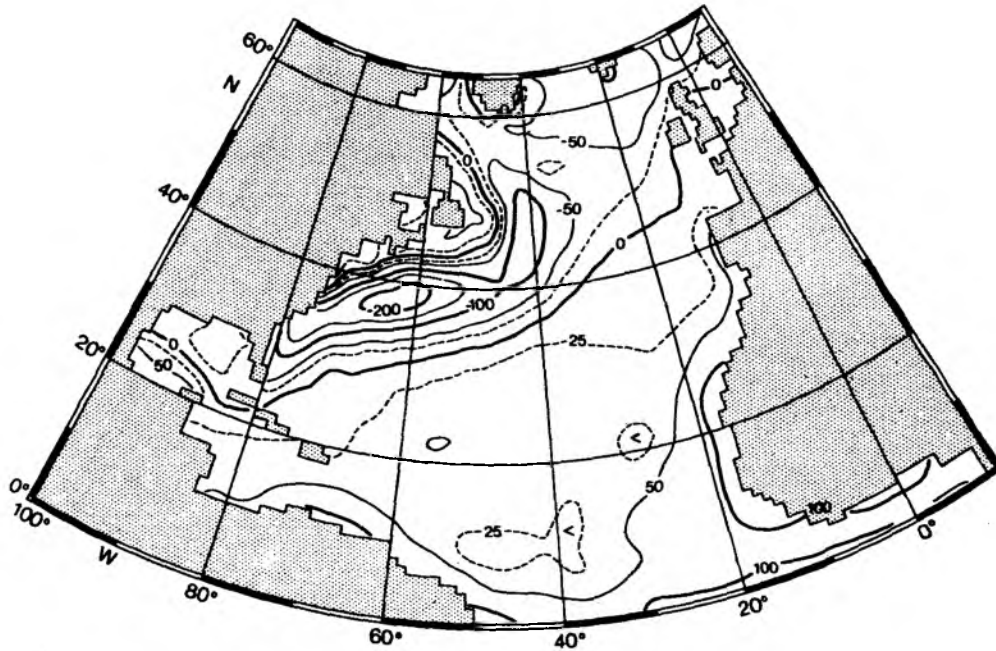


Abb.A23: Nettoenergiefluß, Jahr: Parametrisierung nach REED (1977) für Q_a , sonst wie bei BUNKER (1976, Rechnung 5).

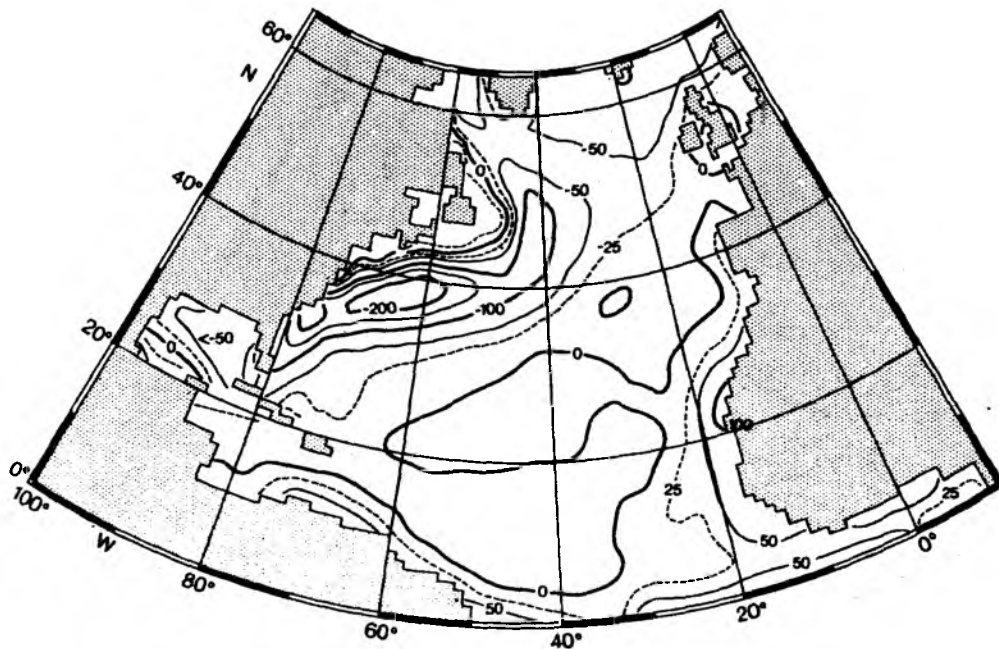


Abb.A24: Nettoenergiefluß, Jahr: berechnet mit den Parametrisierungen, die aus der Inversrechnung resultieren (Rechnung 11).

