

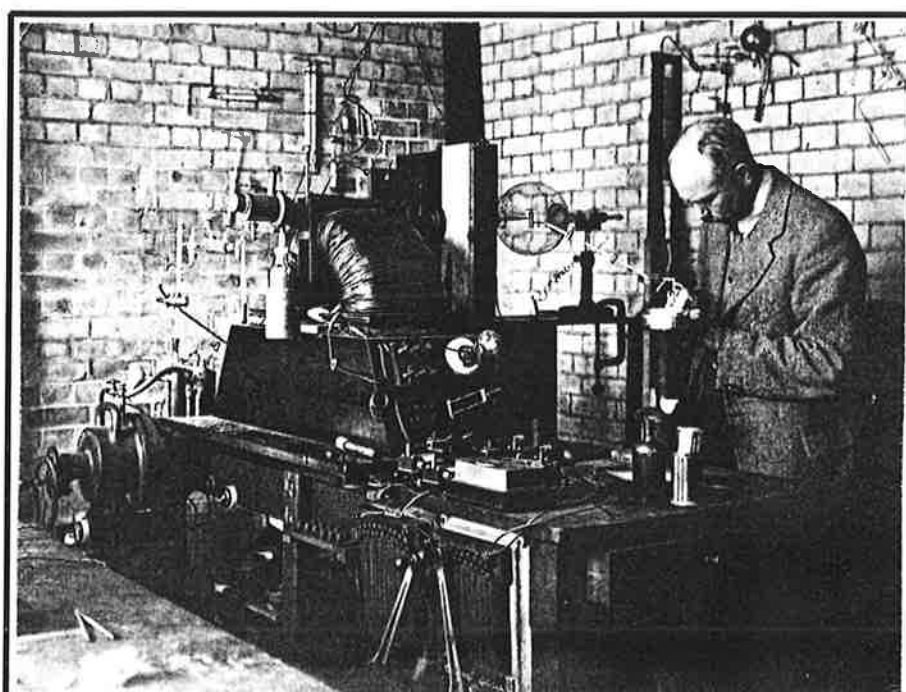


# Max-Planck-Institut für Meteorologie

---

---

## EXAMENSARBEIT Nr. 27



Francis William Aston (1877 - 1945)

### STABILE WASSERISOTOPE IM ALLGEMEINEN ZIRKULATIONSMODELL ECHAM

VON  
GEORG HOFFMANN

HAMBURG, März 1995

Dissertation im Rahmen des Promotionsverfahrens

Autor:

Georg Hoffmann

Max-Planck-Institut  
für Meteorologie

MAX-PLANCK-INSTITUT  
FÜR METEOROLOGIE  
BUNDESSTRASSE 55  
D-20146 Hamburg  
F.R. GERMANY

Tel.: +49-(0)40-4 11 73-0  
Telefax: +49-(0)40-4 11 73-298  
E-Mail: <name> @ dkrz.d400.de

# Stabile Wasserisotope im allgemeinen Zirkulationsmodell ECHAM

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

vorgelegt von

Georg Hoffmann  
aus  
Bochum

Hamburg  
1995

ISSN 0938-5177

Als Dissertation angenommen vom Fachbereich Geowissenschaften  
der Universität Hamburg  
auf Grund der Gutachten von Prof.Klaus Hasselmann  
und Dr.Martin Heimann

Hamburg, den 18.Januar 1995

Prof.Dr.M.Dunst  
Sprecher des Fachbereichs Geowissenschaften

*Im unendlichen Raum zahllose leuchtende Kugeln, um jede von welchen etwan ein Dutzend kleinerer, beleuchteter sich wälzt, die inwendig heiß, mit erstarrter, kalter Rinde überzogen sind, auf der ein Schimmelüberzug lebende und erkennende Wesen erzeugt hat: – dies ist die empirische Wahrheit, das Reale, die Welt.*

Arthur Schopenhauer



## Zusammenfassung

Die Wasserisotope  $^1\text{H}_2\ ^{18}\text{O}$  und  $^1\text{H}^2\text{H}\ ^{16}\text{O}$  ( $\text{D}=\text{Deuterium}=\text{}^2\text{H}$ ) durchlaufen genau wie "normales" Wasser  $^1\text{H}_2\ ^{16}\text{O}$  den globalen Wasserkreislauf: von der Verdampfung aus den Ozeanen, dem Transport in der Atmosphäre, der Kondensation in Wolken, bis hin zum Ausregnen über den Kontinenten und dem anschließenden Rückfluß in den Ozean. Da sie aber isotopisch schwerer sind, also einen geringeren Dampfdruck und eine geringere Diffusivität besitzen, unterliegen diese Isotope Fraktionierungsprozessen. Abhängig von Klimagrößen, wie Temperatur und Feuchte, wird bei jedem Phasenübergang des Wassers die kondensierte Phase an den Isotopen  $^1\text{H}_2\ ^{18}\text{O}$  und  $^1\text{H}^2\text{H}\ ^{16}\text{O}$  angereichert, also isotopisch schwerer, und umgekehrt die Dampfphase isotopisch leichter.

Die Darstellung dieser Isotopenphysik wurde in das allgemeine Zirkulationsmodell ECHAM eingebaut. Ein Vergleich der vom Modell simulierten isotopischen Zusammensetzung des Niederschlags mit weltweiten Messungen der internationale Atomenergiebehörde dient als Test des hydrologischen Kreislaufs, wie er im ECHAM-Modell dargestellt ist. Sowohl die geographische Verteilung als auch der Jahresgang dieses Isotopenverhältnisses sind befriedigend simuliert worden. Ebenso ist die lineare Abhängigkeit des Isotopenverhältnis zur Bodentemperatur (der sogenannte Temperatureffekt) und zur Menge des Niederschlags vom Modell richtig wiedergegeben worden.

Da das Isotopenverhältnis des Niederschlags in einer ganzen Reihen von Paläoindikatoren wie z.B. den Eisbohrkernen Grönlands und der Antarktis gespeichert ist, dienen sie als wichtiges Hilfsmittel in der Paläoklimatologie. Aus der linearen Abhängigkeit von Isotopenverhältnis und Temperatur unter heutigen Bedingungen kann mittels der gemessenen Isotopenverhältnisse im Paläoniederschlag auf entsprechende Temperaturschwankungen geschlossen werden.

Um die Richtigkeit dieser Vorgehensweise zu überprüfen, wurde das ECHAM-Modell unter den rekonstruierten Randbedingungen des letzten glazialen Maximum vor 21.000 Jahren betrieben. Es zeigt sich, daß Zirkulationsänderungen einen starken Einfluß auf die isotopische Zusammensetzung des Niederschlags nehmen. Ein einfacher Zusammenhang zwischen den Änderungen der Klimagrößen, Temperatur und Niederschlag, und den Änderungen des Isotopenverhältnis im Niederschlag besteht in vielen Regionen nicht. Er ist am ehesten noch in polaren Breiten über den Eisschilden gegeben.





# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Ziel der Arbeit . . . . .	1
1.2	Historie der Isotopenmessungen . . . . .	3
1.3	Isotope in der Geophysik und Fraktionierungsprozesse . . . . .	7
<b>2</b>	<b>Das Rayleigh Modell</b>	<b>11</b>
2.1	Offene und geschlossene Systeme . . . . .	11
2.2	Das IAEA Datenmeßnetz . . . . .	15
2.3	Der Deuterium Excess . . . . .	19
<b>3</b>	<b>Das Wasserisotopenmodell</b>	<b>25</b>
3.1	Horizontale und Vertikale Advektion . . . . .	28
3.2	Vertikale Diffusion . . . . .	29
3.2.1	Vegetation . . . . .	31
3.2.2	Verdampfung von nicht vegetationsbedeckten Böden . . . . .	31
3.2.3	Gesamtfluß der Wasserisotope vom Boden . . . . .	32
3.3	Wolken . . . . .	32
3.3.1	Stratiforme Bewölkung . . . . .	35
3.3.2	Konvektive Bewölkung . . . . .	36
3.4	Das Bodenmodell . . . . .	37
<b>4</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>39</b>
4.1	Der Kontrolllauf . . . . .	39
4.1.1	Temperatureffekt I . . . . .	40
4.1.2	Höheneffekt . . . . .	42
4.1.3	Kontinentaleffekt . . . . .	43
4.1.4	Temperatureffekt II . . . . .	46
4.1.5	Mengeneffekt . . . . .	49
4.1.6	Überblick . . . . .	51
4.1.7	Interannuale Variabilität . . . . .	55
4.2	Der Deuteriumüberschuß . . . . .	55
4.3	Das Modellexperiment unter glazialen Randbedingungen . . . . .	62
4.3.1	Globales Muster der $\delta^{18}\text{O}$ Änderungen . . . . .	65
4.3.2	Die Eisschilde Grönlands und der Antarktis . . . . .	69
4.3.3	Europa . . . . .	70
4.3.4	Nordamerika . . . . .	72

4.3.5	Die asiatische Monsun-Region . . . . .	77
4.3.6	Zusammenfassung des LGM-Laufs . . . . .	78
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>83</b>

# Tabellenverzeichnis

1.1	Tabelle der meist gebrauchten Isotope in der Geophysik. . . . .	7
2.1	Vergleich der $\delta^{18}\text{O}$ -Werte des Kondensats aus dem Rayleigh-Modell mit einigen IAEA-Stationen. . . . .	13
2.2	$\delta^{18}\text{O}/T$ Gradient über verschiedene Temperaturbereiche aus dem Rayleigh Modell. . . . .	16
3.1	Spektrale Auflösungen des ECHAM-Modells und die dazugehörige Zeitschrittweite. . . . .	25
4.1	Deuteriumüberschuß über Europa und in polaren Breiten; Modell und Beobachtungen. . . . .	58



# Abbildungsverzeichnis

1.1	Aufnahme Francis Astons mit seinem Massenspektrographen. . . . .	4
1.2	Massenspektrometer nach A.O.Nier. . . . .	5
1.3	Fraktionierungskoeffizient $\alpha$ von $^{18}\text{O}$ und Deuterium . . . . .	8
2.1	$\delta^{18}\text{O}$ des Kondensats und des Dampfes berechnet in einem offenen und einem geschlossenen System. . . . .	12
2.2	Rayleigh-Modell mit variablem und mit festem Fraktionierungskoeffizienten $\alpha$ . . . . .	14
2.3	Sensitivität des Rayleigh-Modells auf verschiedene Verdampfungstemperaturen. . . . .	14
2.4	Alle Stationen des IAEA Meßnetzes zum Zeitpunkt 1992. . . . .	16
2.5	Dansgaardgerade: $\delta^{18}\text{O}$ des Niederschlags aufgetragen gegen die Temperatur für alle IAEA-Stationen bis 1962. . . . .	17
2.6	Höheneffekt: $\delta^{18}\text{O}$ -Wert des Niederschlags aufgetragen gegen die Höhe der Meßstation. . . . .	18
2.7	Mengeneffekt ("Amount effect") auf Wake Island: $\delta^{18}\text{O}$ und $\delta\text{D}$ aufgetragen gegen die Menge des Niederschlags. . . . .	19
2.8	"Global Meteoric Water Line" nach H.Craig. . . . .	20
2.9	Schema zur Erläuterung der unterschiedlichen kinetischen Mechanismen, die den Deuteriumüberschuß beeinflussen. . . . .	22
2.10	Vergleich des Rayleigh-Modells mit und ohne kinetische Effekte. . . . .	23
3.1	Vertikale Auflösung des ECHAM-Zirkulationsmodell. . . . .	26
3.2	Schema des Wasserisotopenmodells innerhalb des ECHAM. . . . .	27
4.1	Einschwingen der Isotopenverhältnisse in der Atmosphäre und im Bodenreservoir im Modell. . . . .	39
4.2	Mittel über 5 Jahre des Kontrollaufs der simulierten $\delta^{18}\text{O}$ -Werte im Niederschlag. . . . .	40
4.3	Globale Verteilung der $\delta^{18}\text{O}$ -Werte beruhend auf IAEA Messungen. . . . .	41
4.4	Temperatur gegen $\delta^{18}\text{O}$ -Wert: Modell und Beobachtungen. . . . .	42
4.5	Höheneffekt im Modell: $\delta^{18}\text{O}$ gegen die Höhe im Modell . . . . .	43
4.6	Beobachteter $\delta\text{D}$ Gradient über Europa für Sommer und Winter. . . . .	44
4.7	Simulierter $\delta\text{D}$ -Gradient über Europa. . . . .	44
4.8	Jahresgang des simulierten $\delta^{18}\text{O}$ für fünf europäische Stationen. . . . .	46
4.9	Saisonaler Temperatureffekt für das Modell und die Beobachtungen. . . . .	47
4.10	Differenz von Januar und Juli $\delta^{18}\text{O}$ -Werten im Modell . . . . .	48

4.11	Mengeneffekt: $\delta^{18}\text{O}$ gegen Niederschlagsmenge ; Modell und Beobachtungen. . . . .	49
4.12	Jahresgang von Temperatur, Niederschlag und $\delta^{18}\text{O}$ in Bombay und Hongkong ; Modell und Beobachtungen . . . . .	50
4.13	Jahresmittel und Jahresgang von Niederschlag, Temperatur und $\delta^{18}\text{O}$ ; Beobachtungen an 8 IAEA Stationen und Modellergebnisse. . . . .	52
4.14	Jahresmittel und Jahresgang von Niederschlag, Temperatur und $\delta^{18}\text{O}$ ; Beobachtungen an 6 IAEA Stationen und Modellergebnisse. . . . .	53
4.15	Standardabweichung der $\delta^{18}\text{O}$ Jahresmittelwerte im Modell. . . . .	54
4.16	“Global meteoric water line”: $\delta\text{D}$ aufgetragen gegen $\delta^{18}\text{O}$ ; Modell und Beobachtungen. . . . .	56
4.17	Globale Verteilung des Deuteriumüberschuß berechnet als Mittel über fünf Jahre Kontrolllauf mit dem ECHAM Modell. . . . .	57
4.18	Thjeoretische Abhängigkeit des Deuteriumüberschuß im Dampf von relativer Feuchte und Temperatur am Verdampfungsort. . . . .	58
4.19	Gemessener Deuteriumüberschuß antarktischen Schnees aufgetragen gegen den $\delta\text{D}$ -Wert. . . . .	59
4.20	Deuteriumüberschuß antarktischen Niederschlags aufgetragen gegen den $\delta\text{D}$ -Wert im ECHAM-Modell. . . . .	60
4.21	Jahresgang des Deuteriumüberschuß an der IAEA Station Wien ; Beobachtungen und Modellergebnisse. . . . .	61
4.22	Jahresgang des Deuteriumüberschuß im ECHAM-Modell: Differenz der Ergebnisse des Sommerhalbjahrs und des Winterhalbjahrs . . . . .	62
4.23	Zonales Mittel von Oberflächentemperatur, Niederschlag und $\delta^{18}\text{O}$ ; Kontrolllauf und LGM-Lauf . . . . .	64
4.24	Differenz des simulierten $\delta^{18}\text{O}$ im Niederschlag zwischen LGM- und Kontrolllauf . . . . .	66
4.25	Differenz der Temperatur und des Niederschlags von LGM-Lauf und Kontrolllauf für das Sommerquartal (Juni-August) . . . . .	67
4.26	Differenz der Temperatur und des Niederschlags von LGM-Lauf und Kontrolllauf für das Winterquartal (Dezember-Februar) . . . . .	67
4.27	Differenz des 850HPa Windes von LGM-Lauf und Kontrolllauf für das Sommerquartal (Juni-August) . . . . .	68
4.28	Differenz des 850HPa Windes von LGM-Lauf und Kontrolllauf für das Winterquartal (Dezember-Februar) . . . . .	68
4.29	Temperatur, Höhe und $\delta^{18}\text{O}$ aus dem Modell für drei Gitterpunkte auf dem grönländischen und dem antarktischen Eisschild . . . . .	69
4.30	Beobachtetes $\delta\text{D}$ in verschiedenen europäischen Grundwasserproben für heutiges und für auf das letzte Glazial datiertes Grundwasser . . . . .	71
4.31	Jahresmittel des $\delta\text{D}$ -Werts im Niederschlag und der Temperatur über Europa für den Kontrolllauf und den LGM- Lauf. . . . .	72
4.32	Temperatur, Niederschlag und $\delta\text{D}$ -Wert im Niederschlag über Europa aus dem Kontrolllauf und dem LGM-Lauf für das Sommerquartal und das Winterquartal . . . . .	73
4.33	$\delta\text{D}$ -Wert im Niederschlag über Nordamerika aus Beobachtungen. . . . .	74
4.34	$\delta\text{D}$ -Wert im Niederschlag über Nordamerika aus dem Kontrolllauf . . . . .	74

4.35	H/D Isotopenverhältnis in der Baumringzellulose von auf das glaziale Maximum datierten Baumüberresten in Nordamerika. . . . .	75
4.36	Differenz der $\delta D$ -Werte im Niederschlag von LGM- und Kontrolllauf über Nordamerika. . . . .	76
4.37	$\delta^{18}O$ im Eisbohrkern des Dunde-Gletschers. . . . .	79
4.38	Jahresgang von $\delta^{18}O$ , Temperatur und Niederschlag in Tibet (entspricht $38^{\circ}N, 96^{\circ}E$ ) für den Kontrolllauf und den LGM-Lauf. . . . .	79
4.39	Dansgaardgerade ( $\delta^{18}O$ gegen Temperatur) und GMWL ( $\delta^{18}O$ gegen $\delta D$ ) aus dem LGM-Lauf. . . . .	80
4.40	Anomalien (LGM-Kontrolllauf) des $\delta^{18}O$ im Niederschlag aufgetragen gegen die Temperaturanomalien und die Niederschlagsanomalien. . .	81





# Kapitel 1

## Einleitung

### 1.1 Ziel der Arbeit

Seit bald mehr als zehn Jahren hat die Debatte um "Climate Change", der antropogenen Änderung des globalen Klimas, den kleinen Kreis der Experten verlassen. Wenn auch seit langem bekannt und bis zum Beginn dieser öffentlichen Debatte wissenschaftlich kaum widersprochen, ist die These von der globalen Erwärmung infolge des atmosphärischen Konzentrationsanstiegs verschiedener strahlungsaktiver Spurengase, an prominentester Stelle das bei der Verbrennung fossiler Brennstoffe freiwerdende Kohlendioxid, Gegenstand heftiger gesellschaftlicher, aber auch wissenschaftlicher Kontroversen geworden. Konferenzen zum Schutz des Erdklimas, wie die in Rio de Janeiro 1992, zeigen, daß, selbst wenn man an deren praktischen Nutzen Zweifel hegt, "Climate Change" zur "Chefsache" geworden ist.

Auf Seiten der Wissenschaft ist eine eindeutige Mehrheit der Klimaforscher überzeugt, Art und Weise der zukünftigen Klimaänderung, ihre Stärke und in zunehmenden Maße sogar ihr regionales Muster vorhersagen zu können. Ihre Überzeugung fußt vor allem auf der angenommenen Richtigkeit von allgemeinen Zirkulationsmodellen der Atmosphäre. Auf einem numerischen Gitter simulieren diese Modelle das globale Klima in einer notwendig vereinfachten, "parametrisierten" Form. Wolken etwa gehören zu den Phänomenen, die einerseits sehr wichtig für die globale Strahlungsbilanz, die vertikale und horizontale Umschichtung latenter Wärme und natürlich den Niederschlag selbst sind, die aber andererseits mit ihrer Ausdehnung von einigen Hundert Metern bis vielleicht ein paar Kilometern nicht wirklich in den immer noch recht groben numerischen Gittern mit einer horizontalen Auflösung von mehr als 100 km dargestellt sein können. Sie wurden eben "parametrisiert", d.h., mit Parametern versehene Gleichungen versuchen den Nettoeffekt von Wolkenensembles auf Bedeckungsgrad, Niederschlag etc. zu erfassen.

Hier aber setzt die Kritik an den Zirkulationsmodellen an. Sind die Parameter, die etwa den hydrologischen Kreislauf beschreiben, nicht auf die optimale Simulation des heutigen Klimas "hingetunt"? Könnte es nicht sein, daß mehrere fehlerhaft gewählte Parametrisierungsansätze in den Modellen sich so gegeneinander wegheben, daß die anerkannt gute Simulation der Grundgrößen Temperatur und Niederschlag die mögliche Fehlerhaftigkeit ihrer Berechnung vertuscht? Was, wenn diese Ansätze

derart auf den Jetzt-Zustand des Klimas fixiert sind, daß sie unter den extrem abweichenden Bedingungen einer Welt mit einem verdoppelten oder gar verdreifachten Kohlendioxidanteil in der Luft versagen? Es geht, kurz gesagt, um die Verifikation der Zirkulationsmodelle sowohl unter heutigen (1), wie unter deutlich veränderten Randbedingungen (2).

Diese Arbeit versucht sich an beiden Fronten (1+2) dieser wissenschaftlichen Diskussion. Wasserisotope ( $^1\text{H}_2\ ^{16}\text{O}$ ,  $^1\text{H}_2\ ^{18}\text{O}$ ,  $^1\text{H}^2\text{H}\ ^{16}\text{O}$ ), chemisch völlig ununterscheidbar, werden beim Durchlaufen des globalen Wasserzyklus Fraktionierungsprozessen unterworfen. Abhängig von Klimavariablen wie Temperatur, Feuchte, der Menge des Niederschlags wird bei jedem Phasenübergang die kondensierte Phase gegenüber der Dampfphase angereichert. Die schließlich an einem Ort gemessene Isotopenzusammensetzung des Regens oder Schnees gibt Aufschluß über die Fraktionierungsgeschichte dieser Wassermasse von ihrer Verdampfung aus dem Ozean bis zum Ausregnen.

Die Darstellung dieser Isotope wurden in das Zirkulationsmodell ECHAM eingebaut. Da die Fraktionierungsphysik theoretisch und aus Laborversuchen sehr genau bekannt ist, mußten für deren Einbau kaum weitere Parametrisierungen in das Modell eingeführt werden. Ihr Einbau und der Vergleich der Simulation mit den zahlreichen Messungen der Isotopenzusammensetzung des Niederschlags stellen daher einen unabhängigen Test des hydrologischen Zyklus' (1), so wie er in diesem Zirkulationsmodell parametrisiert wurde, dar.

Aber auch bei der zweiten Fragestellung, der Glaubwürdigkeit der Modelle unter extrem anderen Randbedingungen (2), sind die Wasserisotope hilfreich. Paläoklimatologen ist es in den letzten Jahrzehnten gelungen, ein immer präziseres Bild des Klimas der Vergangenheit zu zeichnen. Insbesondere das Extremum der letzten Eiszeit vor 21.000 Jahren war dabei Gegenstand des intensiven Bemühens einen stark vom heutigen Klima abweichenden Zustand des Klimasystems zu rekonstruieren. Eine der wichtigsten Hilfsmittel dabei waren die Wasserisotope. Gelang es etwa in Sedimenten oder in den Eisschilden Grönlands oder der Antarktis, die Isotopenzusammensetzung des Niederschlags zur Zeit des letzten Glazials zu messen, so konnte aus der bekannten Physik der Fraktionierungsprozesse auch auf Temperaturen und Niederschlagsmenge zurückgeschlossen werden. Mit der Modellierung der Wasserisotope in einem Atmosphärenmodell bietet sich nun die höchst attraktive Möglichkeit, den argumentativen Kreis zu schließen. Angetrieben von den rekonstruierten Randbedingungen des letzten glazialen Maximums, also vor allem den Meeresoberflächentemperaturen, der durch die riesigen Eisschilde Nordamerikas und Nordeuropas veränderten Orographie, einer anderen solaren Einstrahlung und eines veränderten  $\text{CO}_2$ -Anteils der Atmosphäre, berechnet das Zirkulationsmodell nicht nur ein verändertes Klima, dessen Glaubwürdigkeit nicht einfach zu bemessen ist. Es berechnet darüber hinaus einen Indikator - die Wasserisotope -, der entscheidend half, unser Verständnis vom glazialen Klima zu befördern, unter diesen veränderten Bedingungen selbst. Die Konsistenzprüfung zwischen Klimarekonstruktion und der Simulation des Paläoklimas im Modell ist ein wichtiger argumentativer Baustein, auch den Prognosen für das zukünftige Klima vertrauen zu dürfen.

Diese Einleitung schließt ab mit einem Blick auf die Geschichte der Isotopenphysik in den Geowissenschaften. Sie ist eng verknüpft mit dem jeweiligen Entwick-

lungsstand der Meßinstrumente, der vielleicht Ende der vierziger Jahre ein Niveau erreichte, welches die Untersuchung geologischer Stoffkreisläufe mittels Isotopenmessungen erlaubte. So wird auch deutlich mit welchen Meßgenauigkeiten die Messung der Wasserisotope, die in dieser Arbeit theoretisch behandelt werden, in der Praxis behaftet ist.

In Kapitel 2 werden die wichtigsten Phänomene, die bei den Messungen des Isotopenverhältnisses unterschiedlicher Wasserproben (Niederschlag, Grundwasser, Schnee, Süßwasserseen etc.) beobachtet wurden, vorgestellt. Mit einfachen sogenannten Rayleigh-Modellen, die das Ausregnen einer Dampfmasse und die damit einhergehende Fraktionierung der in ihr enthaltenen Wasserisotope beschreiben, konnten viele dieser beobachteten Effekte erklärt werden. So fand man aber auch heraus, daß einige Prozesse innerhalb des Wasserkreislaufs nicht im isotopischen Gleichgewicht vor sich gehen. Diese Nicht-Gleichgewichts-, oder auch kinetischen Prozesse können studiert werden, indem man das Verhältnis von  $^1\text{H}_2\ ^{18}\text{O}$  und  $^1\text{H}^2\text{H}\ ^{16}\text{O}$ , bzw. den sogenannten Deuteriumüberschuß (Kap.2.3) betrachtet. Dabei werden aber auch die Grenzen der Rayleigh-Modelle deutlich, die nicht in der Lage sind alle Prozesse, die das Isotopenverhältnis im Wasserdampf und im Kondensat bestimmen (interne Wolkenprozesse, Wiederverdampfung vom Erdboden, Mischung von Dampfmassen unterschiedlichen Ursprungs etc.), darzustellen.

Der Einbau der Isotopenphysik in den erheblich komplizierteren und auch vollständigeren Wasserkreislauf des ECHAM Zirkulationsmodells wird im Kapitel 3 beschrieben. In Kapitel 4 werden die Ergebnisse der beiden Modellläufe vorgestellt, des Kontrolllaufs unter heutigen Randbedingungen und des Laufs unter den Randbedingungen des Maximums der letzten Eiszeit. In den ersten beiden Abschnitten (4.1+4.2) werden die Modellergebnisse verglichen mit den Messungen der internationalen Atomenergiebehörde. Dabei wird besonders darauf geachtet, ob Diskrepanzen zwischen modelliertem und beobachtetem Isotopenverhältnis Rückschlüsse auf mögliche Probleme in der Parametrisierung des Wasserkreislaufs im ECHAM erlauben. Die Ergebnisse des Laufs unter glazialen Bedingungen werden im Abschnitt 4.3 mit einer Vielzahl von Messungen verglichen, die es ermöglichten, das Isotopenverhältnis des Paläoniederschlags zu rekonstruieren. Es zeigt sich, wie kompliziert teilweise das Verhältnis von Temperatur-, Niederschlags- und Zirkulationsänderungen zu den Änderungen des Isotopenverhältnisses im Niederschlag sein kann.

Eine Zusammenfassung und ein Ausblick auf denkbare weitere numerische Experimente mit dem Wasserisotopenmodell beschließt in Kapitel 5 diese Arbeit.

## 1.2 Historie der Isotopenmessungen

Von den 92 in der Periodentafel aufgeführten, natürlich vorkommenden Elementen sind mittlerweile über 1000, davon ca. 300 stabile, Isotope nachgewiesen. Isotope (griech. isos=gleich, topos=Ort) sind laut der aus dem Jahr 1913 von Soddy (Soddy 1913) stammenden Definition Nuklide (Kernteilchen), die bei gleicher Kernladungszahl (=Zahl der Protonen) sich in ihren Kerneigenschaften unterscheiden. Zu den Kerneigenschaften zählen in erster Linie die Masse, welche bei fester Protonenzahl durch die Anzahl der Neutronen variieren kann, aber auch der Kernspin (eine Art inneres Drehmoment eines Kernteilchens) oder die Kernform. Die Summe aus Protonen- und Neutronenanzahl bezeichnet man als Massenzahl, die links oben an die Elementbezeichnung angefügt wird (etwa  $^{12}\text{C}$ ). Thomson gelang noch im gleichen Jahr (1913) ein erster Nachweis der Existenz solcher theoretisch postulierter Isotope beim Edelgas Neon. Sein massenspektroskopisches Verfahren nutzt die ungleiche Ablenkung geladener Teilchen nach dem Durchgang durch ein kombiniertes elektrisches und magnetisches Feld. Dieses sogenannte e/m Verfahren (elektrische Ladung e, Masse m) wurde entscheidend durch den Aston'schen Massenspektrograph 1919 weiterentwickelt. Mit ihm konnte die Mehrzahl der bis heute vermessenen Isotope nachgewiesen werden: das zu untersuchende Gasgemisch wird teilweise ionisiert und der so hergestellte Ionenstrahl zuerst durch ein elektrisches Feld aufgespalten und anschließend durch ein magnetisches Feld auf eine Photoplatte fokussiert. Das außergewöhnlich scharfe Linienspektrum erlaubt die Vermessung von Massenunterschieden von 0.1‰ der atomaren Masseneinheit u (1u ist heute definiert als ein zwölftel der Masse von reinem  $^{12}\text{C}$ ).

Die Konzentration eines Isotops im Gasgemisch allerdings ist proportional zur Intensität einer aufgenommenen Spektrallinie und somit erheblich schwieriger zu bestimmen als der Abstand der Linien zueinander. Erstmals nachgewiesen wurde ein vom "normalen" Sauerstoff  $^{18}\text{O}$  abweichendes Isotop  $^{17}\text{O}$  bei einer künstlich erzeugten Kernreaktion ( $^{14}\text{N}(\alpha, p)^{17}\text{O}$ ) von Blackett 1925 (Blackett 1925), also beim Beschuß eines Stickstoffatoms mit einem Heliumkern. Die vollständige isotopische Zusammensetzung natürlichen Sauerstoffs aus  $^{16}\text{O}$ ,  $^{17}\text{O}$  und  $^{18}\text{O}$  wurde wenig später von Giauque und Johnston 1927 analysiert (Giauque and Johnston 1929). Es gelang sogar eine erste, wenn auch noch recht falsche Angabe der Konzentrationsverhältnisse durch die Interpretation des Adsorptionsspektrum atmosphärischen Sauerstoffs:  $^{18}\text{O}/^{17}\text{O}/^{16}\text{O}$  verhalten sich nach (Giauque and Johnston 1929) wie  $\frac{1}{1250}/\frac{1}{10000}/1$ . Aston kam 1932 (s. Abb. 1.1) mittels seines Massenspektrographen den heute allgemein akzeptierten Werten schon recht nahe:  $\frac{1}{536} / \frac{1}{2233} / 1$ . Die isotopische Zusammensetzung atmosphärischen Sauerstoffs, der damals als atomare Masseneinheit diente, ist allerdings räumlichen wie zeitlichen Schwankungen unterworfen, die durch An- oder Abreicherungsprozesse der schwereren Isotope im globalen Stoffkreislauf des Sauerstoffs, etwa der photosynthetischen Umsetzung von  $\text{CO}_2$  in  $\text{O}_2$  durch die Biosphäre, bedingt sind: ein erster Hinweis, warum Isotope bei der Erforschung eben dieser Stoffkreisläufe in den Geowissenschaften haben so wichtig werden können.

Nach der Entdeckung des Wasserstoffisotops  $^2\text{H}$ =Deuterium, bestehend aus einem Proton und einem Neutron, war klar, daß Wasser aus einer recht heterogenen "Isoto-

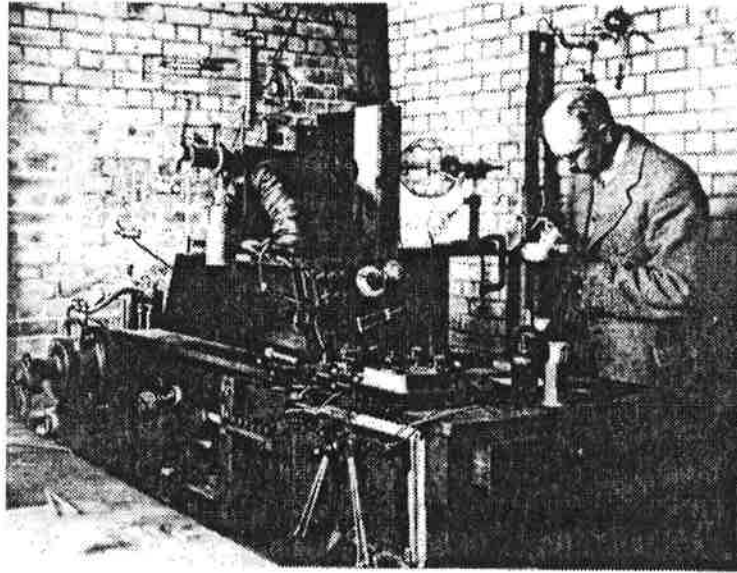


Abbildung 1.1: Francis Aston mit seinem Massenspektrographen in der Universität Cambridge.

pensuppe" zusammengesetzt ist:  $^1\text{H}_2\ ^{16}\text{O}$ ,  $^1\text{H}_2\ ^{18}\text{O}$ ,  $^1\text{H}^2\text{H}\ ^{16}\text{O}$ ,  $^1\text{H}^2\text{H}\ ^{17}\text{O}$ ,  $^1\text{H}^2\text{H}\ ^{18}\text{O}$ , usw. . Von diesen Wasserisotopen sind aber neben dem "normalen" Wasser  $^1\text{H}_2\ ^{16}\text{O}$  nur  $^1\text{H}_2\ ^{18}\text{O}$  und  $^1\text{H}^2\text{H}\ ^{16}\text{O} = ^1\text{HD}\ ^{16}\text{O}$  von Bedeutung. Allein schon mit der hochgenauen Messung von Dichteunterschieden im Wasser gelang es, Änderungen der  $^{18}\text{O}$ -Zusammensetzung von 0.00083 mol % nachzuweisen; das reichte aus, um die natürlichen Schwankungen des Wassers messen zu können. So war bereits Ende der dreißiger Jahre bekannt, daß Frischwasser im Vergleich zu den Ozeanen isotopisch abgereichert bezüglich der schweren Isotope ist (Rankana 1954).

Der endgültige Durchbruch zur Nutzung von Isotopen in den Geowissenschaften aber gelang erst 1947 mit dem Nierschen Massenspektrometer (s.Abb.1.2) (Nier 1947). Mit ihm, bzw. dem auf seinem Konstruktionsprinzip beruhenden Nachfolgern können hochgenau und vergleichsweise unaufwendig Isotopenkonzentrationen gemessen werden. Sein Hauptvorteil liegt darin, daß die Probe zusammen mit einem definierten Standard über ein "Double Inlet"-System abwechselnd in die Ionenquelle eingelassen werden kann. Die ionisierten Teilchen werden durch ein Hochspannungsfeld beschleunigt und im Hochvakuum durch einen Magneten nach ihren  $e/m$  Werten aufgespalten. Der Ionenkollektor mißt nun elektronisch den Teilchenstrom der verschiedenen Isotopen. Durch das häufige Hin- und Herschalten zwischen Standard und Probe bei gleichen Experimentierbedingungen erreichen schon einfache Nier-Massenspektrometer eine Genauigkeit, die beim  $^1\text{H}_2\ ^{18}\text{O}$  bei 0.1‰ und beim  $^1\text{H}^2\text{H}\ ^{16}\text{O}$  bei ca. 1‰ Abweichung vom Standard liegt.

Aus technischen Gründen wird übrigens bei den modernen Meßverfahren weder  $^{18}\text{O}$  noch D im Wasserdampf direkt gemessen. Zur Messung von  $^{18}\text{O}$  wird die Wasserprobe eine genügend lange Zeit bei definierter Temperatur mit Kohlendioxid übergast. Das sich nach einigen Stunden einstellende chemische und isotopische Gleichgewicht erlaubt aus dem wirklich gemessenen Verhältnis von  $^{12}\text{C}^{16}\text{O}^{18}\text{O}$  zu

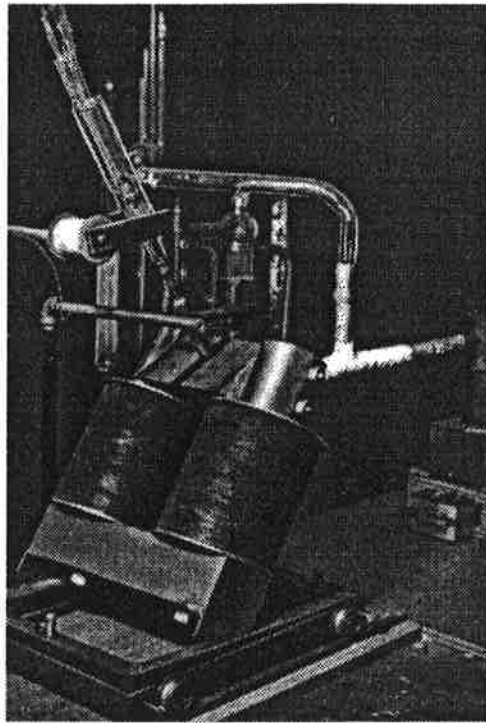


Abbildung 1.2: Nierscher Massenspektrometer, entnommen (Gonfiantini 1981).

CO<sub>2</sub> die Berechnung der Isotopenzusammensetzung des Wassers. Noch ein wenig komplizierter ist die Messung des Deuteriums. Hierbei wird die Wasserprobe über Uran erhitzt, was zur Reduktion des Wassers und zur Freisetzung molekularen Wasserstoffs führt. Dieser kann dann auf seine HD-Zusammensetzung hin untersucht werden. In großen Isotopenlabors, wie dem der Universität Kopenhagen, in dem das Eis der mehrere 1000m langen grönländischen Eisbohrkerne untersucht wird, können in einem völlig automatisierten Verfahren einige Hundert Wasserproben pro Tag analysiert werden.

Da die Abweichung von einem Standard die eigentliche Meßgröße beim Nier-Massenspektrometer ist, wurde die Einführung von isotopischen Standards noch wichtiger. Unter einer Vielzahl von Standards für Wasser setzte sich der 1966 von H.Craig (Craig 1961b) im Auftrage der internationalen Atomenergiebehörde in Wien erstellte V-SMOW (Vienna Standard Mean Ocean Water)-Standard durch. Er repräsentiert eine typische Isotopenzusammensetzung der mit über 98% global größten Wassermenge: des Ozeans. Dieser dient daher zurecht als isotopischer Nullpunkt innerhalb des globalen Wasserzyklus, von dem Abweichungen durch Fraktionierungsprozesse im Niederschlag und Dampf Thema dieser Arbeit sind.

Legt man also den  $\delta$ -Wert einer Wasserprobe als Abweichung vom SMOW-Wert fest:

$$\delta_{Probe} = \left( \frac{R_{Probe}}{R_{SMOW}} - 1 \right) \quad (1.1)$$

wobei  $R_{Probe} = [^{18}\text{O}]/[^{16}\text{O}]$ , bzw.  $[\text{D}]/[^1\text{H}]$  das Isotopenverhältnis der Probe und  $R_{SMOW}$  dasjenige des Standards ist, so liegt der  $\delta$ -Wert einer ozeanischen Wasserprobe nahe bei 0. Üblicherweise wird der  $\delta$ -Wert bei <sup>18</sup>O und D in Promill angegeben.

Die Absolutwerte von V-SMOW sind zu:

$$^{18}\text{O} \quad : \quad R_{SMOW} = (2005.20 \pm 0.45) * 10^{-6} \quad (\text{Baertschi 1976}) \quad (1.2)$$

$$D \quad : \quad R_{SMOW} = (155.76 \pm 0.05) * 10^{-6} \quad (\text{Hagemann et al. 1970}) \quad (1.3)$$

bestimmt worden.

### 1.3 Isotope in der Geophysik und Fraktionierungsprozesse

Wie zuvor schon angedeutet, wuchs die Bedeutung von Isotopen einerseits mit der höheren Genauigkeit der Messungen, andererseits mit einer wachsenden Kenntnis biogeochemischer Stoffkreisläufe. Die an einer chemischen Reaktion oder einem Phasenübergang beteiligten Isotope eines Elements sind meist nicht gleichmäßig in End- und Ausgangsstoffen, bzw. beiden Phasen verteilt. Die stattfindenden An- und Abreicherungen eines Isotops sind Folge sogenannter Trenn- oder Fraktionierungsprozesse. Deren Stärke hängt meistens davon ab, wie sehr sich die Massen der beteiligten Isotope relativ voneinander unterscheiden. Sie ist somit proportional zu  $\frac{\Delta m}{m}$ , wobei  $\Delta m$  die Massendifferenz zwischen den beteiligten Isotopen und  $m$  üblicherweise die Masse des häufiger vorkommenden Isotops bezeichnet. Leichte Isotope mit möglichst großen Massenunterschieden sind es also, die kräftige Isotopieffekte versprechen, leicht zu messen sind und daher in der Tat in den Geowissenschaften am meisten Verwendung finden:

Element	Isotop	Mittleres Vorkommen auf der Erde in %	Halbwertszeit falls radioaktiv
Wasserstoff	$^1\text{H}$	99.984	$t_{1/2}=12.35$ Jahre
	$^2\text{H}$	0.015	
	$^3\text{H}$	$\sim 10^{-14}$	
Kohlenstoff	$^{12}\text{C}$	98.89	$t_{1/2}=5730$ Jahre
	$^{13}\text{C}$	1.11	
	$^{14}\text{C}$	$\sim 10^{-10}$	
Sauerstoff	$^{16}\text{O}$	99.76	
	$^{17}\text{O}$	0.037	
	$^{18}\text{O}$	0.17	

Tabelle 1.1: Tabelle der meist gebrauchten Isotope in der Geophysik.

Ferner hängen Fraktionierungsprozesse noch von den bei einer Reaktion (oder einem Phasenübergang) herrschenden Bedingungen, etwa Druck, Feuchte und meist Temperatur ab. Die in Sedimenten, Eis und vielen anderen Paläoklimaarchiven gespeicherte Isotopenzusammensetzung eines bestimmten Spurenstoffes kann daher wertvolle Informationen über frühere Klimabedingungen geben. Eine notwendige Voraussetzung dafür ist allerdings, daß die Reaktion im chemischen und möglichst auch im isotopischen Gleichgewicht erfolgte.

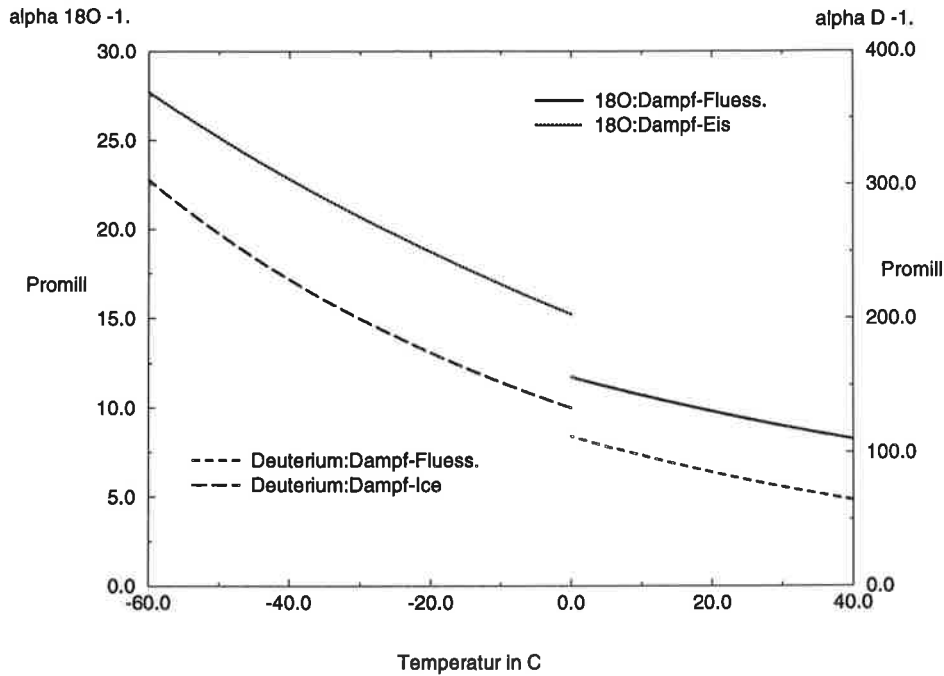


Abbildung 1.3: Temperaturabhängigkeit des Fraktionierungskoeffizienten  $\alpha - 1$  für  $^{18}\text{O}$  (linke Skala) und Deuterium (rechte Skala) in Promill, jeweils für den Übergang Dampf-Flüssigkeit und Dampf- Eis.

Beschreibt man eine chemische Reaktion oder einen Phasenübergang zwischen einem Ausgangsstoff (Phase) A und einem Endstoff (Phase) B mit  $A \rightleftharpoons B$ , so gilt für die Isotopenfraktionierung:

$$R_A = \alpha_{A-B} R_B \quad (1.4)$$

wobei  $R_A, R_B$  die Isotopenzusammensetzung in A bzw. B angeben.  $\alpha_{A-B}$  wird Fraktionierungsfaktor genannt. Bei den uns interessierenden Phasenübergängen des Wassers ( $A=L(\text{iquid})$  bzw.  $A=I(\text{ce})$  und  $B=V(\text{apour})$ ) sind die Fraktionierungsfaktoren  $\alpha$  für  $^1\text{H}_2^{18}\text{O}$  und  $^1\text{H}_2^2\text{H}^{16}\text{O}$ , sowie deren Temperaturabhängigkeit sehr genau gemessen worden (Majoube 1971b, Majoube 1971a).

$$^{18}\text{O} : \ln \alpha_{L-V} = \frac{1.137}{T^2} * 10^3 - \frac{0.4156}{T} - 2.0667 * 10^{-3} \quad (1.5)$$

$$\ln \alpha_{I-V} = \frac{11.839}{T} - 28.224 * 10^{-3} \quad (1.6)$$

$$D : \ln \alpha_{L-V} = \frac{24.844}{T^2} * 10^3 - \frac{76.248}{T} + 52.612 * 10^{-3} \quad (1.7)$$

$$\ln \alpha_{I-V} = \frac{16.288}{T^2} * 10^3 - 93.4 * 10^{-3} \quad (1.8)$$

Dabei sei T der Wert der Temperatur in K hier einheitenlos angegeben.

Je niedriger die Temperatur T ist, um so stärker werden die Wasserisotope fraktioniert, d.h., umso isotopisch schwerer ist das beim Verdampfen zurückbleibende Wasser gegenüber dem abgereicherten Dampf. Der Fraktionierungsfaktor  $\alpha$  ist übrigens identisch mit dem Verhältnis der Partialdrücke des leichteren Isotops p zu dem



des schwereren Isotops  $\hat{p}$ . Somit gilt:

$$\alpha_{L-V} = \frac{R_L}{R_V} = \frac{1 + \delta_L}{1 + \delta_V} = \frac{p}{\hat{p}} \quad (1.9)$$

Abb. 1.3 läßt trotzdem erstaunen. Denn  $\alpha_{L(I)-V}$  in Abb.1.3 entspricht ungefähr der Differenz der  $\delta$ -Werte zwischen flüssiger (fester) Phase und Dampfphase:

$$\alpha_{L-V} - 1 = \frac{R_L}{R_V} - 1 = \frac{1 + \delta_L}{1 + \delta_V} - 1$$

$$\approx \delta_L - \delta_V \quad \text{in Promill} \quad (1.10)$$

$$(1.11)$$

Offensichtlich wird Deuterium erheblich stärker fraktioniert als  $^{18}\text{O}$ , wo doch die einfache Überschlagsrechnung für die relative Stärke der Isotopieeffekte  $\sim \frac{\Delta m}{m}$  bei den Wasserisotopen ergibt:  $^{18}\text{O}$ :  $\frac{\Delta m}{m} = \frac{2}{18}$  und D:  $\frac{\Delta m}{m} = \frac{1}{18}$ .

Der Grund dafür ist die gestörte Symmetrie des Wassermoleküls  $^1\text{H}^2\text{H}^{16}\text{O}$ , welche es erlaubt, kinetische Energie in die Rotation des Moleküls zu "stecken", was bei den symmetrisch gebauten Molekülen  $^1\text{H}_2^{16}\text{O}$  und  $^1\text{H}_2^{18}\text{O}$  nicht möglich ist. Bei Gleichgewichtsübergängen fraktioniert Deuterium daher rund achtmal stärker und hat somit ein achtfach geringeren Partialdruck als  $^{18}\text{O}$ .



# Kapitel 2

## Das Rayleigh Modell

### 2.1 Offene und geschlossene Systeme

In dieser Arbeit geht es um die isotopische Zusammensetzung des Wassers in all seinen Zustandsformen im globalen Wasserkreislauf: vom Verdampfen aus dem Ozean, über den Transport als Dampf oder in Wolken als Tröpfchen, über den Regen oder Schnee, das Auffangen und Wiederverdampfen des Niederschlags auf den Kontinenten, bis hin zum Abfließen des aufgefangenen Wassers über Flüsse zurück ins Meer. Schon die ersten Arbeiten dazu (Friedman 1953, Dansgaard 1953) versuchten durch eine einfache Modellierung zu verstehen, warum Frischwasser isotopisch leichter ist als dessen Quelle, der Ozean. Ganz allgemein unterscheidet man bei Isotopieeffekten in der Natur zwischen Systemen, bei denen das Produkt der chemischen Reaktion oder des Phasenübergangs instantan nach der Bildung dem System entzogen wird, und Systemen, bei denen Produkt und Ausgangsstoff in Kontakt bleiben und es somit zu weiterem Isotopenaustausch kommen kann. Im ersten Fall spricht man von einem offenen oder, weil es einer Rayleigh Destillation gleicht, einem Rayleigh-System, im zweiten Fall von einem geschlossenen System. Bezeichnen wir mit  $c$  das flüssige oder feste Kondensat, mit  $v$  den Dampf und mit  $c_i, v_i$  die entsprechenden Isotopenanteile, so gilt für ein offenes System, bei dem immer nur der gerade gebildete Bruchteil des Kondensats sich im isotopischen Gleichgewicht mit dem Dampf befindet:

$$\frac{dc_i}{dc} = \alpha(T) \frac{v_i}{v} \quad \text{mit } dc_i = -dv_i \text{ und } dc = -dv \text{ folgt} \quad \Rightarrow \quad (2.1)$$

$$\frac{dv_i}{v_i} = \alpha(T) \frac{dv}{v} \quad \text{integriert vom Zeitpunkt 0 bis } t \quad \Rightarrow \quad (2.2)$$

$$\ln v_i \Big|_0^t = \bar{\alpha} \ln v \Big|_0^t \quad \bar{\alpha} \text{ ist mittleres } \alpha \text{ über das Intervall } [0, t] \quad \Rightarrow$$

$$\begin{aligned} \frac{v_i(t)}{v_i(0)} &= \left( \frac{v(t)}{v(0)} \right)^{\bar{\alpha}} && \text{mit } R_v = \frac{v_i}{v} \text{ und } f = \frac{v(t)}{v(0)} \quad \Rightarrow \\ R_v(t) &= R_v(0) f^{\bar{\alpha}-1} && (2.3) \end{aligned}$$

Dabei gibt  $(1 - f)$  den Grad des Ausregnens einer anfänglich mit einem Feuchte-mischungsverhältnis  $v(0)$  gestarteten Luftmasse an. Drückt man dieses Resultat in

$\delta$ -Größen aus, so erhält man für  $\delta_v$  und  $\delta_c$ :

$$\delta_v = [(\delta_{v_0} + 1)f^{\alpha-1} - 1] \quad (2.4)$$

$$\delta_c = [\alpha(\delta_{v_0} + 1)f^{\alpha-1} - 1] \quad (2.5)$$

Für ein geschlossenes System soll aber nicht nur instantan, sondern über den ganzen Kondensationsprozeß hinweg isotopisches Gleichgewicht gelten:

$$R_c(t) = \frac{c_i(t)}{c(t)} = \alpha \frac{v_i(t)}{v(t)} = \alpha R_v(t) \quad (2.6)$$

$$c_i(t) + v_i(t) = v_{i_0} \text{ und } c(t) + v(t) = v_0 \quad (2.7)$$

Daraus folgt:

$$\begin{aligned} \frac{c_i(t)}{c(t)} &= \frac{v_{i_0} - v_i(t)}{v_0 - v(t)} \quad \text{mit } c(t) = v_0(1-f) \text{ und } v(t) = v_0 f \\ &= \frac{v_{i_0}}{v_0} \frac{1}{1-f} - \frac{v_i(t)}{v(t)} \frac{1}{f^{-1}-1} \end{aligned} \quad (2.8)$$

Für den  $\delta$ -Wert des Kondensats, bzw. des Dampfes ergibt dies:

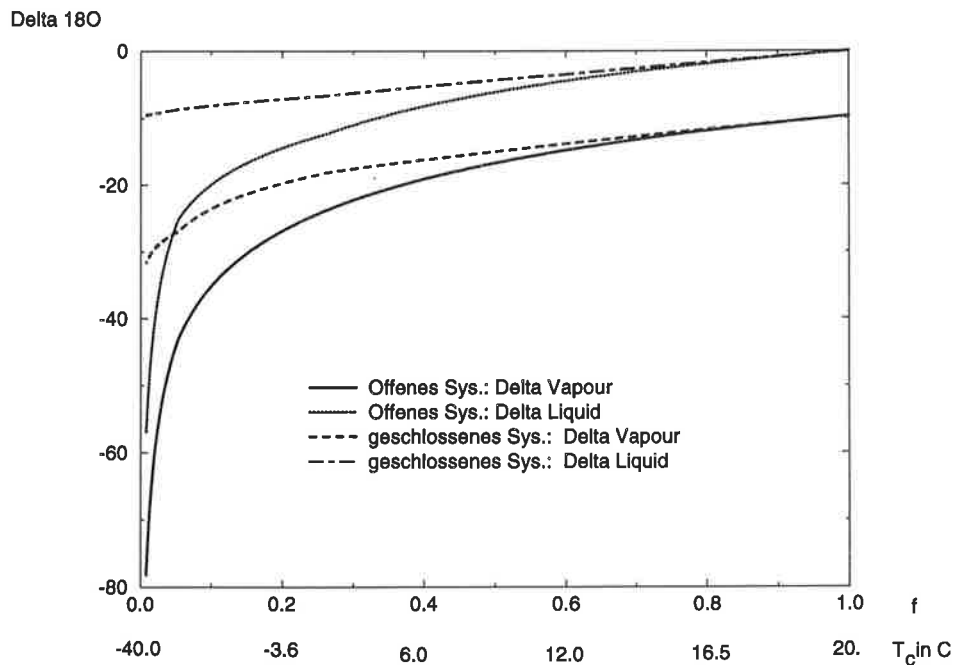


Abbildung 2.1: Vergleich des  $\delta^{18}\text{O}$ -Werts des Dampfes und des daraus gebildeten Kondensats berechnet in einem offenen und in einem geschlossenen Modell.  $f$  gibt dabei den verbleibenden Anteil des Dampfes an, der bei  $T_0=20^\circ\text{C}$  ursprünglich verdampfte. Die Temperaturskala darunter entspricht der dazugehörigen Kondensationstemperatur  $T_c$ . Siehe Gleichung 2.5 und 2.10.

$$\delta_v = (\delta_{v0} + 1) \frac{1}{\alpha} \left[ \frac{1}{\left(\frac{1}{\alpha} - 1\right)f + 1} \right] - 1 \quad (2.9)$$

$$\delta_c = (\delta_{v0} + 1) \left[ \frac{1}{\left(\frac{1}{\alpha} - 1\right)f + 1} \right] - 1 \quad (2.10)$$

Läßt man eine hypothetische Wasserdampfmasse aus Wasser mit der isotopischen Zusammensetzung  $R_{SMOW}$  bei  $T_0=20^\circ\text{C}$  verdampfen, so gilt im Gleichgewicht:  $\delta_{v0} + 1 = \frac{1}{\alpha_0}$ . Kühlt man diese Dampfmasse isobarisch bis auf die Kondensationsstemperatur  $T_c$  ab, so erhält man unter der vereinfachenden Annahme:  $\bar{\alpha} = 1/2(\alpha(T_0 = 20^\circ\text{C}) + \alpha(T_c))$  den  $\delta$ -Wert des Kondensats und des zurückbleibenden Dampfs in Abhängigkeit von der verbleibenden Wasserdampfmasse  $f$  (s. Abb. 2.1), bzw. der Temperatur. Von einem Grad des Ausregnen von ca. 40% an, bzw. einer entsprechenden Abkühlung von ca.  $12^\circ\text{C}$  unterscheiden sich die beiden Kondensationsmodelle (offen, geschlossen) stark.

In der Tat stellt sich der höchst einfache Ansatz des Rayleigh-Modells ( $\delta_c \sim f^{\bar{\alpha}-1}$ ) als ungewöhnlich erfolgreich heraus. Die Wassermasse etwa, die über Europa oder weiter nördlich über Grönland ausregnet, verdampfte vermutlich größtenteils ursprünglich aus dem tropischen oder subtropischen Atlantik bei Temperaturen zwischen  $20^\circ\text{C}$  und  $25^\circ\text{C}$ . Vergleicht man unter diesen Randbedingungen die Resultate  $\delta_c$  des Rayleigh-Modells mit langjährigen Messungen des  $\delta^{18}\text{O}$ -Werts im Niederschlag an einzelnen Stationen, so findet man eine erstaunliche Übereinstimmung (s. Tab. 2.1).

Es ist wichtig festzuhalten, daß nicht die Temperaturabhängigkeit des Fraktionie-

Verdampfungstemperatur	20°C		25°C
Ort	$T$	$\delta$	$\delta$
Stuttgart	9.3	-8.1	-8.1
R-Modell	9.3	-6.2	-8.6
Lista (Norwegen)	7.4	-6.9	-6.9
R-Modell	7.4	-8.9	-11.8
Gronnedal (Grönland)	1.2	-11.3	-11.3
R-Modell	1.2	-14.3	-17.0
Thule (Grönland)	-11.6	-22.7	-22.7
R-Modell	-11.6	-27.1	-29.8
Nord (Grönland)	-17.1	-25.0	-25.0
R-Modell	-17.1	-33.6	-36.3

Tabelle 2.1: Vergleich der  $\delta^{18}\text{O}$ -Werte des Kondensats aus dem Rayleigh Modell bei isobarischer Abkühlung auf  $T$  mit einigen Stationen aus dem IAEA Meßnetz. Natürlich ist die Temperatur an der IAEA Station nicht mit der Kondensationsstemperatur des Wasserdampfs identisch. Es ist lediglich ein qualitativer Vergleich des Abfalls der Delta-Werte bei Abkühlung einer Dampfmasse beabsichtigt.

rungsfaktors  $\alpha$ , sondern der Grad des Ausregnen einer Dampfmasse, der stetig die schwereren Isotope entzogen werden und die deshalb isotopisch immer leichter wird, für die zunehmend negativen  $\delta$ -Werte des Kondensats verantwortlich ist. Hält man

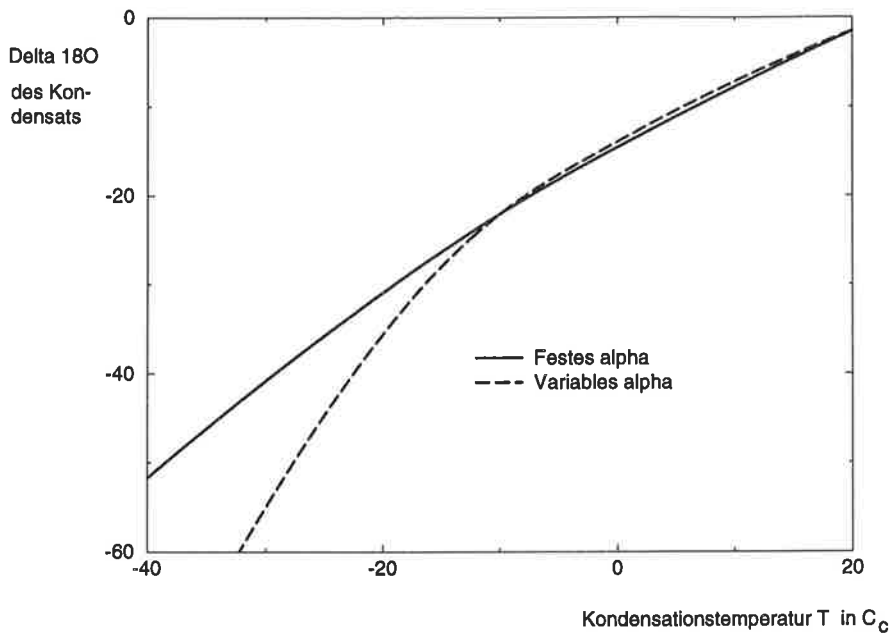


Abbildung 2.2:  $\delta^{18}\text{O}$ -Wert des Kondensats berechnet in einem Rayleigh Modell mit variablem und mit festem  $\alpha$  in Gleichung 2.5. Der Dampf startet bei einer Verdampfungstemperatur  $T_0=20^{\circ}\text{C}$  und wird dann isobarisch abgekühlt auf die Kondensationstemperatur  $T_c$ .

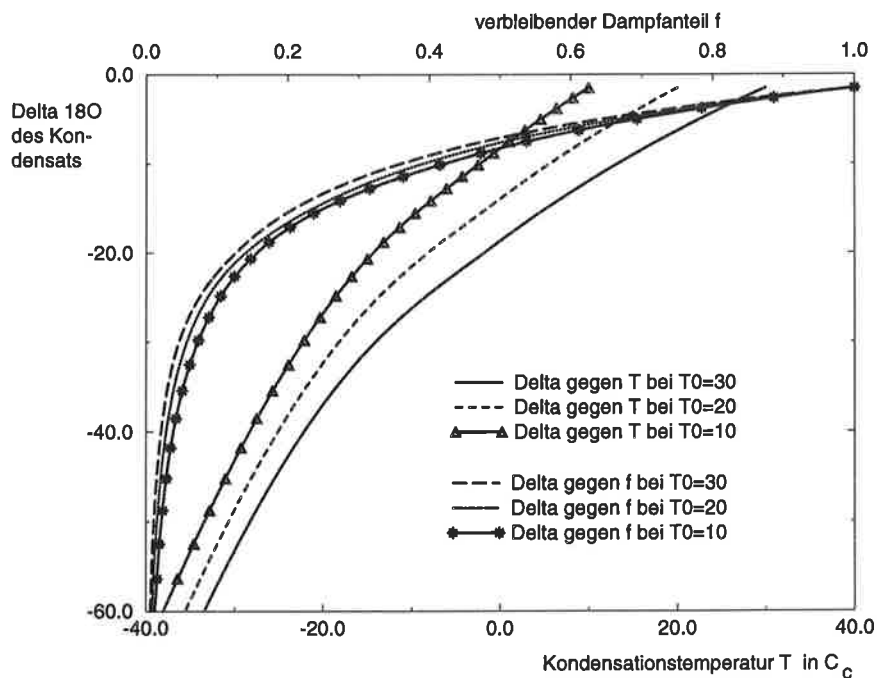


Abbildung 2.3:  $\delta^{18}\text{O}$  des Kondensats berechnet im Rayleigh-Modell für verschiedene Verdampfungstemperaturen  $T_0$  (s. Gleichung 2.5). Dabei wurden die  $\delta^{18}\text{O}$ -Werte einmal gegen den verbleibenden Dampfanteil  $f$  (obere Achse) und einmal gegen die Kondensationstemperatur  $T_c$  (untere Achse) aufgetragen. Die Abkühlung erfolgt isobarisch.

nämlich  $\alpha(T)$  in Gleichung 2.5 fest, so zeigt Abb. 2.2, daß die Temperaturabhängigkeit von  $\alpha$  eher ein Effekt zweiter Ordnung ist. Die Wichtigkeit des Grades des Ausregens unterstreicht auch nochmal Abb.2.3 . Schreibt man im Rayleigh-Modell unterschiedliche Verdampfungstemperaturen  $T_0$  vor, so unterscheiden sich die  $\delta$ -Werte des Kondensats aufgetragen gegen den Grad des Ausregens (obere Skala in Abb.2.3) nur marginal. Hier sorgt einzig die Temperaturabhängigkeit von  $\alpha$  für Unterschiede.  $\delta$  aufgetragen gegen die jeweilige Kondensationstemperatur  $T_c$  (untere Skala in Abb.2.3) macht aber die Bedeutung der Verdampfungstemperatur  $T_0$  klar. Je tiefer  $T_0$  ist, umso stärker muß die Dampfmasse abgekühlt werden, um den gleichen Grad des Ausregens  $1 - f$  zu erreichen wie eine bei höheren Temperaturen verdampfte Wassermasse. Für die Isotope bedeutet dies: Wenn auch der Dampf ursprünglich bei tieferen Temperaturen stärker fraktioniert startet (größeres  $\alpha$ ), so ist doch bei einer Abkühlung bis zu einer festen gemeinsamen Temperatur (z.B.  $T_c=0^\circ\text{C}$ ) der  $\delta$ -Wert des Kondensats umso grösser je niedriger die Verdampfungstemperatur war. Bei den Temperaturen in Abb.2.3 ( $T_0=30^\circ\text{C}, 20^\circ\text{C}, 10^\circ\text{C}$ ) führt die Abkühlung auf  $T_c = 0^\circ\text{C}$  zu einem Unterschied von jeweils ca.  $\Delta \delta^{18}\text{O} \sim 7\text{‰}$ . Unterschiedliche Feuchtequellen mit den entsprechenden Temperaturen können also starken Einfluß auf die  $\delta$ -Werte im Niederschlag haben.

## 2.2 Das IAEA Datenmeßnetz

1961 nahm die Internationale Atomenergiebehörde zusammen mit der W.M.O. (World Meteorological Organization) den Betrieb eines weltweiten Meßnetzes (s.Abb. 2.4) auf, welches seit nun über 30 Jahren den Mittelwert der Isotopenzusammensetzung ( $\delta^{18}\text{O}$ ,  $\delta\text{D}$  und Tritium= $^3\text{H}$ ) des an einem Ort gefallenen Monatsniederschlags ermittelt. Die Analyse der so gewonnen Daten schon zwei Jahre nach der Gründung durch W.Dansgaard 1964 (Dansgaard 1964) legte das Fundament für jede weitere Nutzung der Wasserisotope bei der Erforschung des globalen Wasserzyklus und innerhalb der Paläoklimatologie. Abb.2.5 zeigt aus dieser Arbeit das Jahresmittel des  $\delta^{18}\text{O}$  im Niederschlag aufgetragen gegen das der Oberflächentemperatur an der jeweiligen Meßstation. Eine Erklärung für die offensichtlich hohe Korrelation der beiden Größen ("Temperatureffekt") folgt sofort aus dem bereits vorgestellten Rayleigh-Modell. Der Grad des Ausregens ist bei fester Verdampfungstemperatur im wesentlichen von der Kondensationstemperatur bestimmt, welche zumindest in erster Ordnung linear von der Bodentemperatur abhängt. Quantitativ gilt nach (2.5) unter der Gleichgewichtsbedingung  $\delta_{v_0} = \frac{1}{\alpha_0} - 1$ :

$$\begin{aligned} \frac{d \ln(\delta_c + 1)}{dT} &= \frac{d}{dT}(\ln \alpha - \ln \alpha_0 + (\bar{\alpha} - 1) \ln f) \Rightarrow \\ \frac{d\delta_c}{dT} &= \left( \left( \frac{1}{\alpha} + \frac{1}{2} \ln f \right) \frac{d\alpha}{dT} + \frac{\bar{\alpha} - 1}{f} \frac{df}{dT} \right) * (\delta_c + 1) \end{aligned} \quad (2.11)$$

In Tabelle 2.2 sind für einige Verdampfungstemperaturen  $T_0$  und verschiedene Abkühlungstemperaturen  $\Delta T = -20^\circ\text{C}, -40^\circ\text{C}$  die verschiedenen Werte von  $\frac{d\delta_c}{dT}$  (gemittelt über  $\Delta T$ ) aufgeführt.



Abbildung 2.4: Alle Stationen des IAEA Netzes zum Zeitpunkt 1992 für die zumindest über ein Jahr durchgehende Messungen des  $\delta^{18}\text{O}$ -Werts existieren (entnommen (Rozanski et al. 1993)).

$T_{Evap}$	$\frac{\Delta\delta^{18}\text{O}}{\Delta T}$ bei $T_c = T_0 - 20^\circ\text{C}$	$\frac{\Delta\delta^{18}\text{O}}{\Delta T}$ bei $T_c = T_0 - 40^\circ\text{C}$
0 °C	-0.82 ‰/ °C	-
20°C	-0.62 ‰/ °C	-0.66 ‰/ °C
40°C	-0.44 ‰/ °C	-0.52 ‰/ °C

Tabelle 2.2:  $\delta^{18}\text{O}/T$  Gradient über verschiedene Temperaturbereiche aus dem Rayleigh Modell. Es wird jeweils der mittlere Gradient über den Temperaturbereich  $T_0-T_c$  angegeben (s.Gleichung 2.11).

Das Rayleigh Modell liefert also Werte, die durchaus in der Nähe des beobachteten globalen Gradienten von ca.  $0.7\text{‰}/^\circ\text{C}$  liegen (s.Abb.2.5). Unterhalb von ca.  $-20^\circ\text{C}$  spielen Nicht-Gleichgewichtseffekte eine Rolle, die im folgenden noch erläutert werden. Der Ansatz, eine isolierte Dampfmasse und deren Ausregen zu betrachten, ist später noch erheblich verfeinert worden. So wurden die exakten Bedingungen am Verdampfungsort (neben Temperatur noch die relative Feuchte und die Windgeschwindigkeit), und eine realistischere Beschreibung des Dampftransports und der Bedingungen innerhalb einer Wolke (gleichzeitiges Auftreten von Wasserdampf, Wolkentröpfchen und Eis) berücksichtigt (Johnsen et al. 1989, P. Ciais and J. Jouzel n.d., Rozanski et al. 1982). Die Resultate dieser Modelle sollen ebenfalls später noch diskutiert werden.

Ein weiteres Phänomen, welches Dansgaard "Kontinentaleffekt" nannte, ist der beobachtete, landeinwärts gerichtete Gradient in den  $\delta$ -Werten des Niederschlags: je größer die Distanz zum Ozean ist, umso stärker fraktioniert ist der Niederschlag. Abgeschnitten von weiterer Feuchtenachfuhr vom isotopisch relativ schweren Ozean



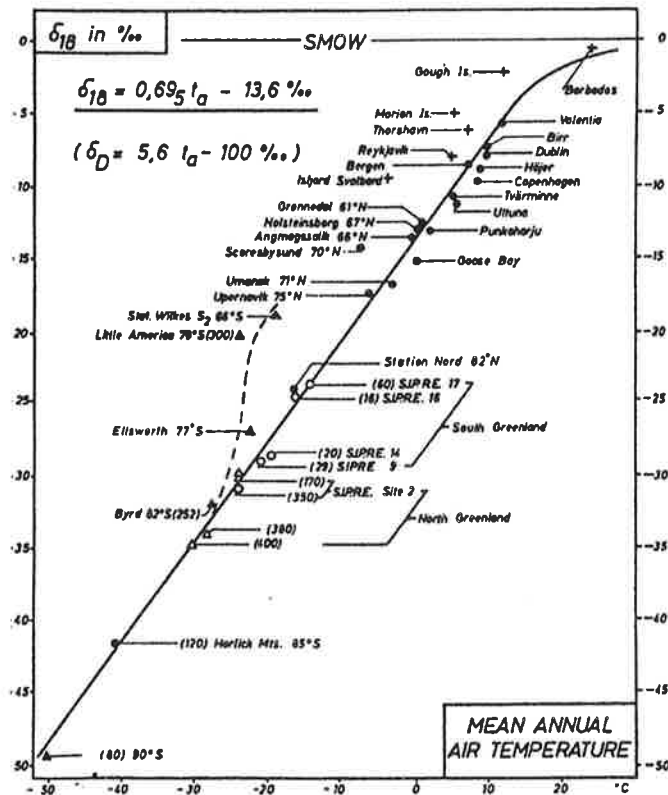


Abbildung 2.5: Dansgaardgerade:  $\delta^{18}\text{O}$  gegen die Jahresmitteltemperatur der IAEA Station. Die Daten beruhen auf den ersten drei Messjahren des IAEA Netzes (bis 1962) und sind (Dansgaard 1964) entnommen.

regnet die Dampfmasse immer vollständiger aus. Das vom Boden über die Pflanzen oder direkt wiederverdampfte Frischwasser aber ist isotopisch bereits abgereichert. Die gemessenen Werte für diesen Kontinentalgradienten hängen stark vom Grad der Wiederverdampfung ab und schwanken zwischen  $-3.3\text{‰}$  und  $-0.8\text{‰}$  pro 1000km landeinwärts (Rozanski et al. 1982, Salati et al. 1979).

Vertikale Anhebung einer Luftmasse an Gebirgszügen führt ebenfalls zu deren Ausregnen und somit zu stark abgereichertem Niederschlag. Über den höhenabhängigen Abkühlungsprozeß hinaus kann orographisch forcierte Konvektion zu einer Entkopplung von Boden- und Kondensationstemperatur führen, weshalb der sogenannte Höheneffekt ("Altitude effect") eine gewisse Eigenständigkeit besitzt. Es wurden Vertikalgradienten des  $\delta^{18}\text{O}$  im Niederschlag zwischen  $-0.16\text{‰}$  und  $-0.4\text{‰}$  pro 100m gemessen (Siegenthaler and Oeschger 1980). Die in Abb. 2.6 gezeigten Gradienten in verschiedenen Tälern der Schweiz haben einen mittleren Gradienten von  $-0.26\text{‰}$  pro 100m. Wegen des starken Ausregnens der angehobenen Luftmasse werden im Lee von Gebirgen meist negativere  $\delta$ -Werte gemessen als auf deren Wetterseite (Friedman and Smith 1970).

Oberhalb von ca.  $15^\circ\text{C}$  (s. Abb. 2.5) bricht die lineare Abhängigkeit zwischen Temperatur und  $\delta^{18}\text{O}$ -Wert zusammen und insbesondere in den Tropen, aber auch während der warmen Jahreszeit in den mittleren Breiten, findet man eine reziproke

Linearität zwischen der Menge des Niederschlags und seiner isotopischen Zusammensetzung. Abb. 2.7 aus Dansgaards Arbeit etwa zeigt über die damals gemessenen 13 Monate hin das antiparallele Verhalten von  $\delta^{18}\text{O}$  (bzw.  $\delta\text{D}$ ) Wert und Niederschlagsmenge. Für diesen sogenannten Mengeneffekt ("Amount Effect" in (Dansgaard 1964)), welcher auf der tropischen Insel Wake Island bei ca.  $-1.6\%$  pro 100mm Niederschlag liegt, gab Dansgaard drei sich möglicherweise ergänzende Erklärungen: die erste führt wieder zurück zum Rayleigh-Modell. Das Ausregnen einer Wasserdampfmasse, welches zuvor bei deren Transport hin zu höheren Breiten in der Horizontale stattgefunden hat, spielt sich in den konvektiv besonders aktiven Regionen in der Vertikale ab. Die Intensität dieses Ausregnens hängt von der Stärke der Konvektion, und somit in den Tropen etwa von der Position der intertropischen Konvergenzzone (ITCZ) ab. Minimale Temperaturdifferenzen an der Meeresoberfläche, die großräumige Zirkulation, aber auch orographische Hindernisse bestimmen ferner das konvektive Ausregnen einer Dampfmasse. Da  $\delta_c \sim f^{\alpha-1}$  im Rayleigh-Modell gilt,  $f$  aber hier weitestgehend entkoppelt von der Bodentemperatur ist, tritt an Stelle der Proportionalität von  $\delta_c$  zur Temperatur oberhalb von ca.  $15^\circ\text{C}$  die zur Stärke der Konvektion und somit zur Gesamtmenge des Niederschlags. Diese Vorstellung wird auch dadurch bestätigt, daß Messungen des zeitlichen Verlaufs der Isotopenzusammensetzung des Regens während eines konvektiven Schauers einen anfangs nur schwach fraktionierten, dann aber mit dem vollständigeren Ausregnen der angehobenen Wasserdampfmasse zum Ende des Schauers einen stark abgereicherten Niederschlag feststellten (Gedzelman and Arnold 1994).

Dieser Mechanismus zur Erklärung des Mengeneffekts ist nun möglicherweise begleitet von zwei weiteren Mechanismen. Das teilweise Verdampfen von Regentrop-

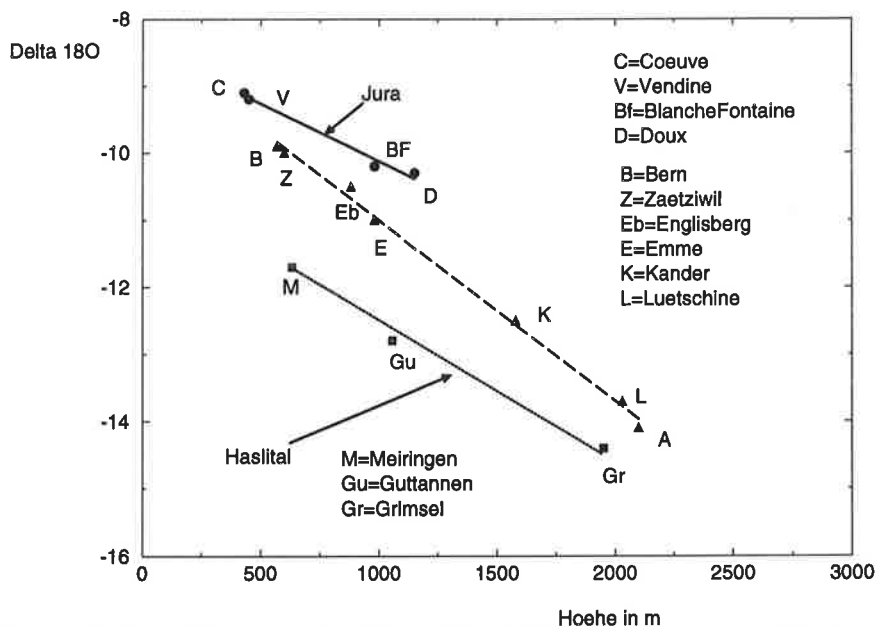


Abbildung 2.6:  $\delta^{18}\text{O}$  gegen die Höhe. Die  $\delta^{18}\text{O}$ -Werte beruhen auf Isotopenmessungen von Bächen, Quellen und dem Niederschlag direkt. Die Steigungen ( $\delta^{18}\text{O}$  gegen die Höhe) variieren zwischen  $0.17\text{-}0.26\%$  pro 100m. Die Daten sind (Siegenthaler and Oeschger 1980) entnommen.

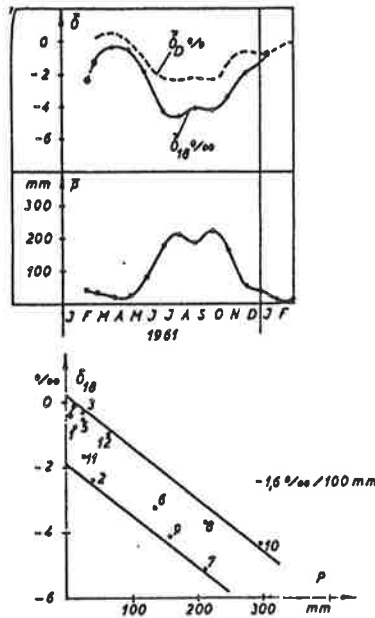


Abbildung 2.7: Mengeneffekt ("Amount effect") auf der tropischen Insel "Wake Island" entnommen (Dansgaard 1964). Das obere Bild zeigt den antiparallelen Verlauf von Niederschlagsmenge und  $\delta^{18}\text{O}$  ( $\delta D$ ) über die ersten 12 Monate der Messungen dort. Das  $\delta^{18}\text{O}$ /Niederschlag Verhältnis liegt bei  $-1.6\text{‰}$  pro 100mm Niederschlag (unteres Bild).

fen unterhalb der Wolkenbasis und somit deren isotopische Anreicherung, sowie der isotopische Austausch dieser Tröpfchen mit dem sie umgebenden Dampf, auch wenn keine Nettoverdampfung stattfindet, ist bei leichten Schauern (geringe Luftfeuchte unterhalb der Wolkenbasis) verstärkt und umgekehrt bei starken Schauern unterdrückt. Sowohl die Verdampfung als auch der isotopische Austausch der Regentropfen tendieren zu einer isotopischen Anreicherung bei geringen Regenfällen und zum Ausbleiben der Anreicherung bei starken Schauern und verstärken somit den Mengeneffekts.

## 2.3 Der Deuterium Excess

Schon zu Beginn der Beschäftigung mit den stabilen Wasserisotopen wurde festgestellt, daß  $^{18}\text{O}$  und D sich relativ zueinander keineswegs so verhalten, wie es ihre Gleichgewichtsfractionierungsfaktoren  $\alpha$  erwarten ließen. Berechnet man mit (2.11) das Verhältnis  $s_c$  von D zu  $^{18}\text{O}$  im Kondensat:

$$s_c = \frac{d\delta D}{d\delta^{18}\text{O}} = \left( \frac{d\delta D}{dT} / \frac{d\delta^{18}\text{O}}{dT} \right) \quad (2.12)$$

so findet man lediglich eine schwache Abhängigkeit dieses Gradienten von der Verdampfungstemperatur  $T_0$ , der Art des Abkühlens (isobarisch-feucht adiabatisch) und der Kondensationstemperatur  $T_c$ . In dem Fall  $T_0=20^\circ\text{C}$  etwa gilt für  $s_c$  über einen weiten Temperaturbereich (bis  $T_c=-20^\circ\text{C}$ )  $s_c=8.0\pm 0.2$ . Bei Messungen verschiedener Frischwasser fand man aber einen positiven Überschuß an Deuterium, der über das zu erwartende Verhältnis von  $\frac{\delta D}{\delta^{18}\text{O}} \sim 8$  hinausgeht (s. Abb. 2.8). H. Craig

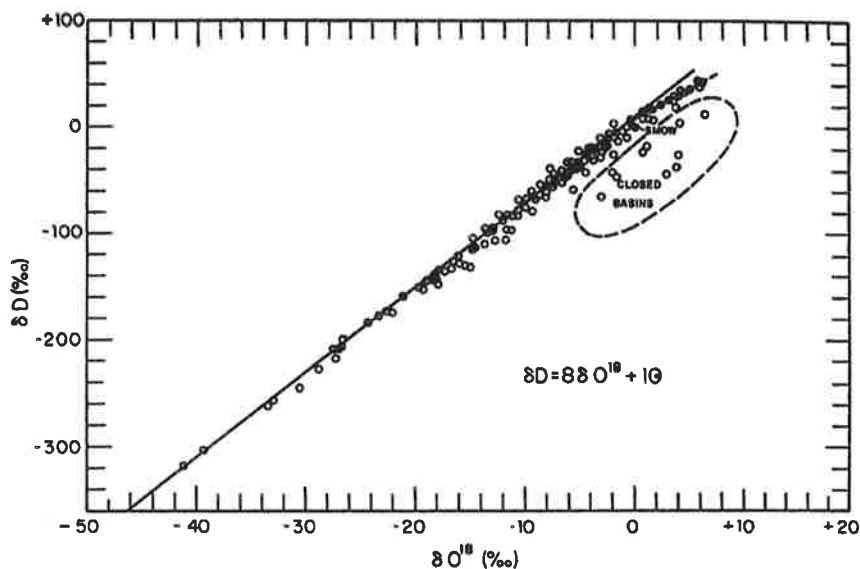


Abbildung 2.8: "Global Meteoric Water Line" nach H. Craig (Craig 1961a).  $\delta^{18}\text{O}$  aufgetragen gegen  $\delta D$  (beide in ‰ Abweichung vom  $R_{SMOW}$ ) gemessen in einer Vielzahl von unterschiedlichen Frischwasserproben (Niederschlag, Seen, Flüsse etc.).

definierte daher die "Global Meteoric Water Line" (GMWL) (Craig 1961a) :

$$\delta D = 8 * \delta^{18}\text{O} + 10\text{‰} \quad (2.13)$$

die einen guten Fit durch die Beobachtungen darstellt und als Maß für Abweichungen vom globalen Mittelwert hilfreich ist.

Was aber ist der Grund für den positiven Deuteriumüberschuß ("Deuterium Excess" definiert in (Dansgaard 1964))?

$$d = \delta D - 8 * \delta^{18}\text{O} \quad (2.14)$$

Nicht alle Prozesse im globalen Wasserzyklus finden im isotopischen Gleichgewicht statt. Nicht-Gleichgewichts- oder kinetische Prozesse finden hauptsächlich in zwei Situationen statt: Verdampfung in eine untersättigte Atmosphäre und Eisbildung bei extrem tiefen Temperaturen. Hier gewinnt die unterschiedliche Reaktionsgeschwindigkeit, bzw. Diffusivität  $D$  der Wasserisotope in Luft an Bedeutung. Es gilt nach (Merlivat 1978):

$$\begin{aligned} \frac{D_{H_2^{18}O}}{D_{H_2^{16}O}} &= 0.9723 \quad \text{und} \\ \frac{D_{HD^{18}O}}{D_{H_2^{16}O}} &= 0.9755 \end{aligned} \quad (2.15)$$

Der wichtigste kinetische Fraktionierungsprozeß findet bei der Verdampfung über dem Ozean statt. Beim diffusiven Eintrag aus einer atmosphärischen Grenzschicht, die gemäß der unterschiedlichen Partialdrücke der Isotope noch im Gleichgewicht mit der entsprechenden ozeanischen Grenzschicht gedacht werden kann, in die freie Atmosphäre werden  $^{18}O$  und Deuterium zusätzlich fraktioniert. Davon ist Deuterium wegen seiner größeren Diffusivität geringer betroffen als  $^{18}O$ , was im globalen Mittel zu dem gemessenen Deuteriumüberschuß von ca. 10‰ führt. Die Stärke der kinetischen Fraktionierung ist dabei proportional zur Untersättigung der Atmosphäre ( $1 - h$ ) ( $h$  relative Feuchte). Im Extremfall einer trockenen Atmosphäre reduziert sich das Verhältnis  $^{18}O/D$  von 1/8 auf 1/6 bis 1/4. Im östlichen Mittelmeer, wo der Winterniederschlag geprägt ist durch kalte, kontinentale (also trockene) Luftmassen, die kurze Zeit über dem warmen Mittelmeer verweilen, um dann auszureggen, sind die weltweit höchsten Deuteriumüberschuß-Werte von  $d=22‰$  als Jahresmittel gemessen worden (Rindsberger 1990, Gat and Carmi 1970).

Der Deuteriumüberschuß transportiert also Informationen über die Bedingungen, die während der Verdampfung einer Wasserdampfmasse geherrscht haben ( $T, h$ ) zu deren Niederschlagsort. Die quantitative Beschreibung der kinetischen Fraktionierung bei der Verdampfung gelang L. Merlivat und J. Jouzel (Merlivat and Jouzel 1979), 1979, und wird auch in dieser Arbeit verwendet:

$$1 + \delta_E = (1 - k) \frac{\frac{1}{\alpha} - h(1 + \delta_{v0})}{1 - h} \quad (2.16)$$

Dabei ist  $\delta_E$  der  $\delta$ -Wert des Verdampfungsflusses,  $\delta_{v0}$  der  $\delta$ -Wert des Dampfes über der Ozeanoberfläche,  $\alpha$  der Gleichgewichtsfraktionierungsfaktor und  $k$  der kinetische Fraktionierungsfaktor. Er ist aus einem molekularen Verdampfungsmodell nach Brutsaert (Brutsaert 1975b, Brutsaert 1975a) bestimmt worden und hängt außer von der Diffusivität der Isotope noch vom Windregime am Verdampfungsort ab:

$$k = \begin{cases} 0.006 & :^{18}O \\ 0.00528 & :D \end{cases} \quad |v_h| < 7m/s \quad (2.17)$$

$$k = \begin{cases} 2.85 * 10^{-5} + 8.2 * 10^{-5} * |v_h| & :^{18}O \\ 2.508 * 10^{-5} + 7.216 * 10^{-5} * |v_h| & :D \end{cases} \quad |v_h| > 7m/s \quad (2.18)$$

Abb. 2.9 stellt diese Zusammenhänge noch einmal graphisch dar. Die Gerade L

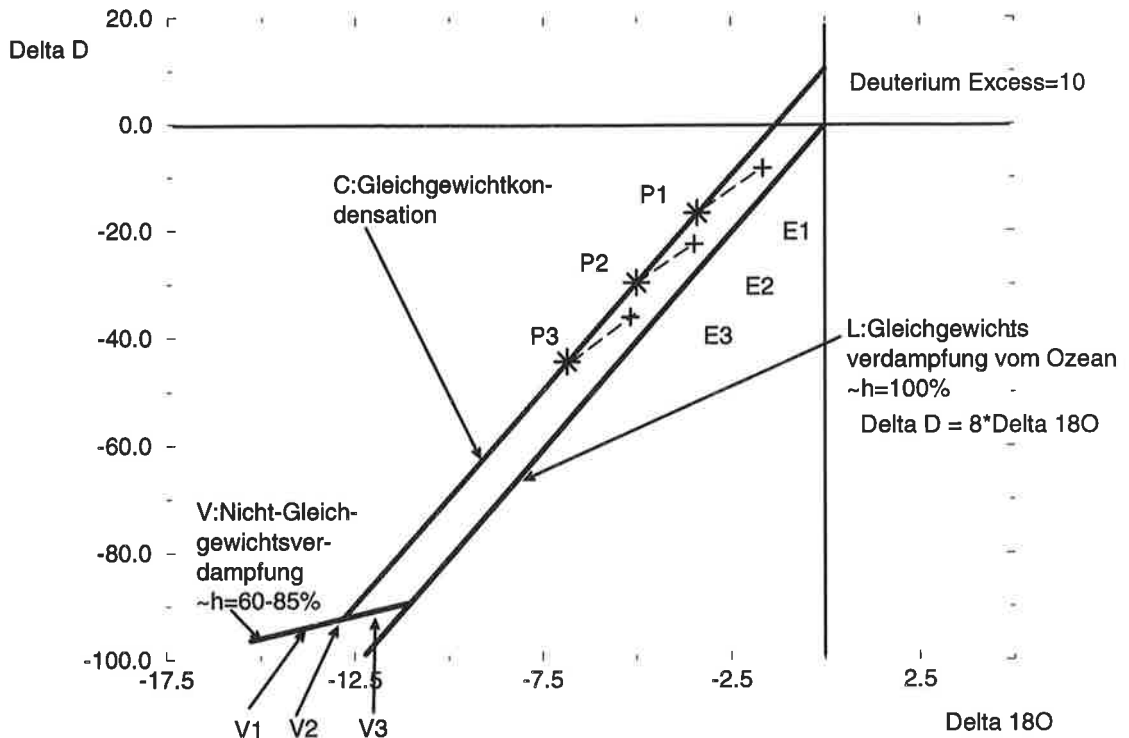


Abbildung 2.9:  $\delta D$  gegen  $\delta^{18}O$ . Bei einer reinen Gleichgewichtssituation ( $h=100\%$ ) bewegt sich der von  $R_{SMOW}$  startende Dampf längs der Geraden L (Steigung  $\sim 8/1$ ). Bei Ungleichgewicht an der Ozean-Atmosphären Grenzfläche flacht die Gerade abhängig von  $h$  auf  $6/1$  bis  $4/1$  ab (Punkte V1-V3). Kondensation ändert den im Mittel daraus resultierenden Deuteriumüberschuß  $d$  nicht (erstes Kondensat P1, dann P2, usw.). Kommt es anschließend zu Verdampfungseffekten kann  $d$  aber noch einmal verringert werden (E1-E3).

im  $\delta^{18}O$ -  $\delta D$  Diagramm repräsentiert dabei isotopische Gleichgewichtsbedingungen bei der Verdampfung ( $h=100\%$ ). Bei unterschiedlichen Luftfeuchten zwischen 60% und 90% hat der dabei entstandene Dampf eine Isotopenzusammensetzung, wie sie an den Punkten V1-V3 auf der Gerade V abgelesen werden kann. Dies entspricht dann einer Steigung im  $\delta^{18}O$ -  $\delta D$ -Diagramm zwischen  $1:4$  und  $1:6$ . Der daraus entstehende Niederschlag behält den positiven  $d$ -Wert der ursprünglichen Dampfmasse bei, da die Kondensation gemäß (2.12) im isotopischen Gleichgewicht erfolgt. So läge der erste Niederschlag etwa bei dem Punkt P1, bei weiterem Ausregnen hätte der Niederschlag die Isotopenzusammensetzung P2 usw.. Lediglich erneute Verdampfungseffekte an den Regentropfen unterhalb der Wolkenbasis würden erneut den Deuteriumüberschuß verändern, diesmal aber spiegelbildlich verkehrt zu niedrigeren  $d$  Werten (Punkte E1-E3).

Ein zweiter kinetischer Fraktionierungseffekt erfolgt beim Phasenübergang Dampf-Eis bei sehr tiefen Temperaturen. Vergleicht man die Meßwerte in Abb.2.5 mit den Resultaten des Rayleigh-Modells (s.Abb. 2.3), so fehlt in den Beobachtungen offensichtlich das berechnete Abknicken bei  $T_c < -20^\circ C$  hin zu einem größeren

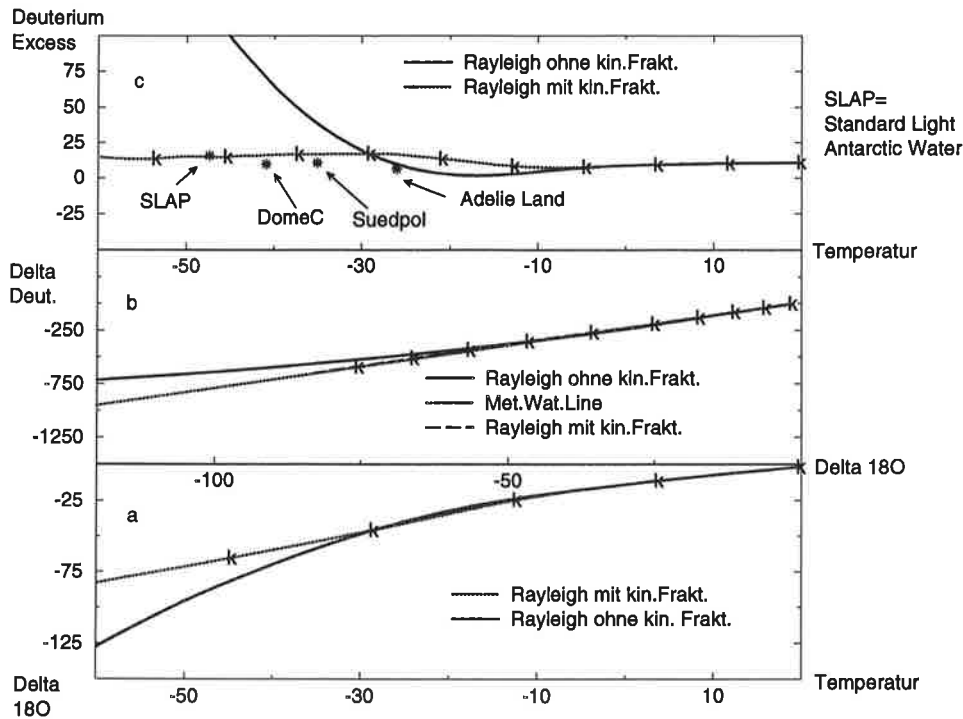


Abbildung 2.10: Das Rayleigh-Modell mit und ohne kinetische Effekte. (a) zeigt die  $\delta^{18}\text{O}$ -Temperatur Relation, (b) die  $\delta D$ - $\delta^{18}\text{O}$  Relation zusammen mit der GMWL:  $\delta D = 8 * \delta^{18}\text{O} + 10$  und (c) den Deuteriumüberschuß  $d$  in Abhängigkeit von der Temperatur. In (c) sind einige Messwerte von  $d$  in Antarktischen Schnee (Jouzel and Merlivat 1984) hinzugefügt.

$\left(\frac{\Delta\delta^{18}\text{O}}{\Delta T}\right)$  Gradienten:

$$\text{Rayleigh-Modell: } \frac{\Delta\delta^{18}\text{O}}{\Delta T} = -1.87\text{‰}/^\circ\text{C} \text{ bei } T=-40^\circ\text{C}$$

$$\text{Beobachtungen: } \frac{\Delta\delta^{18}\text{O}}{\Delta T} = -0.75\text{‰}/^\circ\text{C} \text{ bei } T=-40^\circ\text{C}$$

Ähnliches gilt für das  $\delta^{18}\text{O}$ - $\delta D$ -Verhältnis, welches in den Beobachtungen auch bei tiefen Temperaturen nah der GMWL bleibt, während das Rayleigh-Modell ein Abflachen zu  $\frac{\delta D}{\delta^{18}\text{O}} \sim 6$  berechnet. Die Eiskristallbildung erfolgt bei  $T_c < -20^\circ\text{C}$  stark diffusiv, was im Experiment sogar zu einer Abreicherung (!) der schweren Isotope in den Eiskristallen im Verhältnis zu der sie bildenden Feuchte führte. Für so tiefe Temperaturen wurde daher ein effektiver Fraktionierungskoeffizient  $\alpha_{eff}$  vorgeschlagen (Jouzel and Merlivat 1984), der dieses Phänomen berücksichtigt:

$$\begin{aligned} (1 + \delta_{Ice}) &= \alpha_{eff}(1 + \delta_v) & \text{mit } \alpha_{eff} < 1 \\ \alpha_{eff} &= \alpha_{kin} * \alpha_{eq} \\ \alpha_{kin} &= \frac{S}{\alpha_{eq} \frac{D}{\hat{D}}(S-1) + 1} \end{aligned} \quad (2.19)$$

wobei  $S$  die Übersättigung der Feuchte über dem Eisdampfdruck und  $\hat{D}$  die Diffusivität von  $^2\text{H}$  bzw  $^{18}\text{O}$  bezeichnet. Da die Übersättigung nur schwer direkt zu bestimmen ist, wurden in (Jouzel and Merlivat 1984) verschiedene temperaturabhängige

Ansätze probiert. Für die Abb.2.10 wurde die Gleichung 2.3 numerisch integriert und dabei für  $S$  die folgende Funktion gewählt:

$$S = 0.99 - 0.009 * T \quad (2.20)$$

Die mit  $k$  indizierten Funktionen in Abb.2.10 zeigen die Lösung für das kinetische Effekte berücksichtigende Rayleigh-Modell. Sowohl das Abknicken der  $\delta^{18}\text{O}$ -Temperatur Beziehung (a), als auch das Abflachen der  $\delta D$ - $\delta^{18}\text{O}$  Geraden (b), die sich sonst von der GMWL bei tiefen Temperaturen entfernen würde, ist durch den kinetischen Ansatz 2.19 verhindert worden. Daß beide Relationen ( $\delta^{18}\text{O}$ -T,  $\delta^{18}\text{O}$ - $\delta D$ ) global so hochkorreliert eine Gerade beschreiben (s.Abb.2.5 und 2.8), ist also eben nicht das Produkt eines gemeinsamen Gleichgewichtsmechanismus. Vielmehr ist das zufällige Zusammenspiel von Gleichgewichts- und Nicht-Gleichgewichtsprozessen hierfür verantwortlich. Abb.2.10 (c) zeigt z.B., daß bei niedrigen Temperaturen auch bei kinetischer Fraktionierung ein leichter Anstieg des Deuteriumüberschuß  $d$  stattfindet, der durch Messungen der Isotopen-Zusammensetzung antarktischen Schnees bestätigt wurde. Es sind dabei Überschuß-Werte bis  $+18\text{‰}$  gemessen worden (c).



# Kapitel 3

## Das Wasserisotopenmodell

Um die Art und Weise, in der die Wasserisotope in das ECHAM-Zirkulationsmodell eingebaut wurde, möglichst vollständig zu beschreiben, ist es notwendig, das ECHAM allgemein vorzustellen und dann insbesondere die Details des Wasserkreislaufs zu erläutern. Eine umfassende Beschreibung des Modells bietet (Modellbetreuungsgruppe 1992).

Das ECHAM wurde von der Universität Hamburg und dem Max-Planck-Institut für Meteorologie aus dem Wettervorhersagemodell des europäischen Zentrums in Reading (ECMWF) fortentwickelt, um Klimafragestellungen bearbeiten zu können. Es handelt sich um ein spektrales Modell, d.h., daß die Grundgrößen  $u, v$  - also die zonale bzw. meridionale Komponente des Windes - der Bodendruck  $p_s$  und die Temperatur  $T$  als Reihenentwicklungen von Kugelflächenfunktionen dargestellt werden. Das Abschneiden bei einer bestimmten Wellenzahl (letzter Term in der Reihenentwicklung) kann nach verschiedenen Schemata durchgeführt werden. Standardmäßig wird das ECHAM in folgenden räumlichen bzw. zeitlichen Auflösungen betrieben:

Räumliche Auflösung T="Triangular truncation"	Zeitschritt in Minuten
T21	⇔ 40
T42	⇔ 24
T63	⇔ 15

Tabelle 3.1: Übliche spektrale Auflösungen des ECHAM-Modells und die dazugehörige Zeitschrittweite. "Triangular Truncation" bezeichnet dabei ein Abschneideverfahren, bei dem die Summationsgrenzen der Kugelflächenfunktionen in einer entsprechenden Darstellung ein Dreieck bilden.

Innerhalb dieser Arbeit wurden die Auflösungen T21 und T42 verwendet. Das Gauß'sche Gitter des Modells, auf dem alle subskaligen Prozesse, wie der turbulente und konvektive Transport oder die Einstrahlung berechnet werden, entspricht dabei im Falle der T21- Version einer Gradauflösung von ca.  $5.6^\circ \times 5.6^\circ$  (T42  $\Leftrightarrow 2.8^\circ \times 2.8^\circ$ ). Die vertikale Auflösung besteht aus 19 Schichten vom Boden bis zu einem obersten

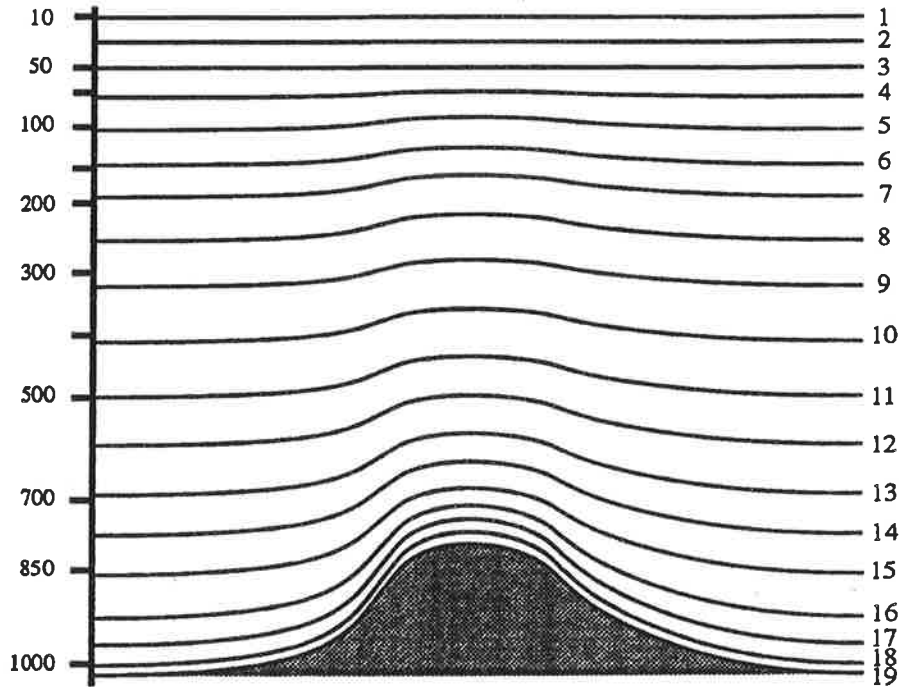


Abbildung 3.1: Vertikale Auflösung des ECHAM-Zirkulationsmodell, entnommen (Modellbetreuungsgruppe 1992). In dem Hybridkoordinatensystem gehen die Modellevel von einem  $\sigma$ -System am Boden (Level 19) zu einem System mit festen Druckkoordinaten über. Linke Skala: Druck in Hpa; rechte Skala: Modellevel.

Level von 10Hpa (s.Abb.3.1). Es handelt sich dabei um ein Hybridkoordinatensystem, welches von den üblichen  $\sigma = \frac{p}{p_s}$ -Koordinaten in Bodennähe übergeht in ein System mit festen Druckniveaus, um den Einfluß der Orographie in der Höhe zu dämpfen.

Das Zeitschrittschema im Modell ist ein sogenanntes "Leapfrog" Schema, d.h., daß von der diskreten Zeitebene  $n-1$  ausgehend bei einem Zeitschritt  $\Delta t$  zum Zeitpunkt  $n$  der vorläufige Wert des Feldes zum Zeitpunkt  $n+1$  berechnet wird. Für das Feuchtemischungsverhältnis  $q_v$  bzw. das Wolkenwasser  $q_l$  gilt somit:

$$q_{v/l}^{n+1*} = q_{v/l}^{n-1} + 2\Delta t \Delta q_{v/l}^n \quad (3.1)$$

Die nachfolgende Anwendung eines Zeitfilters verhindert, daß die daraus entstandenen zwei Zeitebenen  $n-1, n+1, \dots$  und  $n, n+2, \dots$  numerisch auseinanderlaufen. Im folgenden wird in der Notation der Einfachheit halber auf die Unterscheidung zwischen dem endgültigen, zeitgefilterten  $q_{v/l}^{n+1}$  und dem vorläufigen Wert  $q_{v/l}^{n+1*}$  verzichtet. Die vollständigen Gleichungen für  $q_v, q_l$  und die entsprechenden Wassertragergrößen ( $x_v, x_l$  ebenfalls als Mischungsverhältnis:  $[\text{kg}_{Iso}]/[\text{kg}_{Luft}]$ ) lauten:

$$\frac{\partial q_{v/l}}{\partial t} = Adv_H(q_{v/l}) + Adv_V(q_{v/l}) + P_{q_{v/l}}$$

$$= -\vec{v}_h \vec{\nabla}_h q_{v/l} - \dot{\eta} \frac{\partial q_{v/l}}{\partial \eta} + P_{q_{v/l}} \quad (3.2)$$

Dabei ist  $Adv_H(q_{v/l})$  die horizontale Advektion ( $= -\vec{v}_h \vec{\nabla}_h q_{v/l} = -\begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \partial_x \\ \partial_y \end{pmatrix} q_{v/l}$ ) und  $Adv_V$  die vertikale Advektion.  $P_{q_{v/l}}$  umfaßt den turbulenten vertikalen Fluß ebenso wie alle Quell- und Senkenterme, die mit Kondensation, Verdampfung und Niederschlagsbildung verbunden sind. Das Koordinatensystem sei wie üblich mit  $x$  ( $\dot{x} = u$ ),  $y$  ( $\dot{y} = v$ ) und der Vertikalkoordinate  $\eta$  bezeichnet.

Die für den Wasserkreislauf daher wichtigen Punkte sind:

1. horizontale und vertikale Advektion.
2. vertikale Diffusion.
3. Wolken.
4. Bodenprozesse.

Schematisch sind diese Prozesse und die einzelnen Fraktionierungsschritte in Abb.3.2 dargestellt. Die Komplexität des Wasserkreislaufs in einem Zirkulationsmodell übersteigt somit bei weitem das, was in einem Rayleigh Modell berücksichtigt werden kann.

### 3.1 Horizontale und Vertikale Advektion

Da es sich in anderen Arbeiten (Joussaume et al. 1984, Jouzel et al. 1987) als außerordentlich wichtig herausgestellt hat, welches Advektionsschema für Wasserdampf und -tracer verwandt wird, sei das im ECHAM benutzte, semi-Lagrange'sche Schema nach Williamson und Rasch (Williamson and Rasch 1989) zumindest skizziert. Zwar ist die Advektion mit keinerlei Fraktionierung zwischen den verschiedenen Wasserisotopen verbunden, jedoch scheint der Grad, in dem das Advektionsschema diffusiv wirkt, bei der Simulation der  $\delta$ -Werte insbesondere über den Eisschilden Grönlands und der Antarktis wichtig zu sein.

Vernachlässigt man alle nicht advektiven Terme, so schreibt sich 3.2 in zeitlich diskretisierter Form:

$$q_{v/l}^{n+1} = q_{v/l}^{n-1} + 2\Delta(\vec{v}_h \vec{\nabla}_h q_{v/l})^n + 2\Delta t \left( \dot{\eta} \frac{\partial q_{v/l}}{\partial \eta} \right)^n \quad (3.3)$$

Statt in dieser Eulerschen Schreibweise wird diese Gleichung nun Semi-Lagrange formuliert. Die Grundidee dahinter besteht darin, einem Luftpaket über einen Advektionszeitschritt zu folgen und so von einem interpolierten, da im Normalfall nicht auf dem Gauß'schen Gitter befindlichen Mischungsverhältnis des Ausgangspunkts  $\vec{x}_D^{n-1}$  auf das des Ankunfts punkts  $\vec{x}_A^{n+1}$  zu schließen:

$$q_{v/l}(\vec{x}_A)^{n+1} = q_{v/l}(\vec{x}_D)^{n-1} \quad (3.4)$$

Der Ankunfts punkt  $\vec{x}_A$  wird dabei auf einen Gauß'schen Gitterpunkt gelegt. Somit stellt sich jetzt die Lösung der Advektionsgleichung neu dar. In einem ersten Schritt

ist der Ausgangspunkt eines Luftpakets  $\vec{x}_D$  im Einklang mit dem Windfeld zum Zeitpunkt  $n$  zu bestimmen:

$$\vec{x}_D^{n-1} = \vec{x}_A^{n+1} - 2\Delta t \vec{u}(\vec{x}_*)^n \quad (3.5)$$

wobei  $\vec{x}_*$  den Mittelpunkt der Trajektorie zwischen  $\vec{x}_A$  und  $\vec{x}_D$  bezeichnet, welcher iterativ bestimmt wird.

$${}^{k+1}\vec{x}_* = \vec{x}_x^{n+1} - \Delta t \vec{u}({}^k\vec{x}_*)^n \quad (3.6)$$

$k$  bezeichnet die Anzahl der Iterationen.

In einem zweiten Schritt muß das Feuchtefeld  $q^{n-1}$  von dem Gauß'schen Gitterpunkt auf den Punkt  $\vec{x}_D$  interpoliert werden. Die Qualität des Advektionsschema hängt nun ganz wesentlich von den Eigenschaften dieser Interpolation ab. Aus einer Vielzahl von verschiedenen Möglichkeiten hat sich für das Feuchtefeld (und somit natürlich auch für alle Tracerfelder) eine Hermite-kubische Interpolation und für das Geschwindigkeitsfeld, welches auf den Trajektorienmittelpunkt interpoliert werden

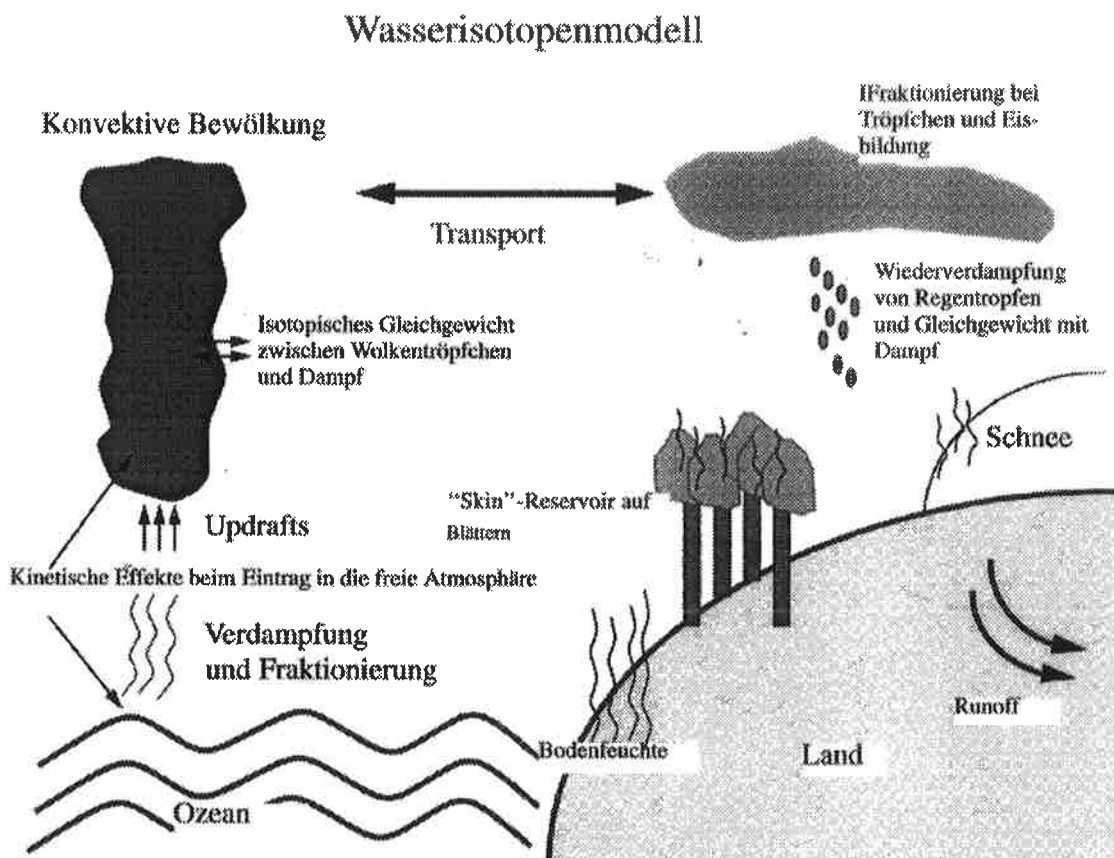


Abbildung 3.2: Schema des Wasserisotopenmodells innerhalb des ECHAM. Die Transportprozesse werden im Abschnitt 1) horizontale und vertikale Advektion, die Verdampfung aus dem Ozean (mit der kinetischen Fraktionierung dort) und über Land im Abschnitt 2) vertikale Diffusion und alle wolkeninternen Prozesse im Abschnitt 3) besprochen. In Abschnitt 4) Bodenprozesse wird abschließend die Berechnung des "Runoffs" erläutert.

mußte, eine Lagrange-kubische Interpolation bewährt. Sowohl die Stabilität und die Genauigkeit der Lösung, die Eigenschaft, daß eine Störung im Tracerfeld nur stromabwärts transportiert wird und eine Lösung der Gleichung stabil ist gegen eine Änderung des Tracerfeldes weit davon entfernt, als auch, daß eine gegebene Form der Anfangsverteilung erhalten bleibt, ist erfolgreich mit dem hier verwandten Semi-Lagrangeschen Advektionsschema getestet worden (Rasch and Williamson 1990, Williamson and Rasch 1989). Allerdings ist die Anwendung eines Korrekturverfahrens ("Massenfixer"), das die selten auftretenden negativen Mischungsverhältnisse korrigiert, sowie die Erhaltung der globalen Masse garantiert, notwendig geworden.

## 3.2 Vertikale Diffusion

Der turbulente vertikale Austausch von Impuls, trocken statischer Energie, Feuchte, Wolkenwasser und den Wasserisotopen wird im ECHAM mittels einer Diffusionsgleichung mit variablen Koeffizienten beschrieben. Für das Wolkenwasser  $q_l$  etwa gilt:

$$\frac{\partial q_l}{\partial t} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (\rho K_z \frac{\partial q_l}{\partial z}) \quad (3.7)$$

mit  $\rho$  als Luftdichte und  $K_z$  als Austauschkoeffizient. An Stelle von  $q_v$  kann hier natürlich auch  $q_l$ ,  $x_v$  oder  $x_l$  gesetzt werden, der Austauschkoeffizient bleibt derselbe. Abhängig von Stabilitätskriterien reicht dieser Austausch teilweise über die Grenzschicht hinaus bis zu einem oberen Drucklevel  $p_{top}$ . Die obere und die untere Randbedingung für 3.7 lauten nun:

$$\begin{aligned} \rho K_z \frac{\partial q_l}{\partial z} &= 0 \quad \text{für } p = p_{top} \\ \text{und } \rho K_z \frac{\partial q_l}{\partial z} &= J_{q_l} = \rho C_h |\vec{v}_h| (q_l(z) - q_{l_{surf}}) \quad \text{für } p = p_{surf} \end{aligned} \quad (3.8)$$

$J_{q_l}$  ist der Oberflächenfluß,  $C_h$  ist der von der Stabilität der Luftschichtung abhängige "Drag Coefficient" und  $|\vec{v}_h|$  der Betrag des horizontalen Windvektors. Bezüglich dieser unteren Randbedingung des Oberflächenfluß  $J$  unterscheiden sich  $q_l$ ,  $q_v$ ,  $x_l$  und  $x_v$ .

Als untere Randbedingung für das Wolkenwasser gilt  $q_{l_{surf}} = 0$  und entsprechend für die Wasserisotope  $x_{l_{surf}} = 0$ . Bei der Feuchte  $q_v$  hängt der Randfluß  $J_{q_v}$  zuerst einmal von der Art der Oberfläche ab. Über dem Ozean gilt:

$$\text{Ozean: } J_{q_v}(z) = \rho C_v |\vec{v}_h| (q_v(z) - q_{v_{surf}}) \quad (3.9)$$

wobei  $q_v(z)$  die spezifische Feuchte in der Höhe  $z$ ,  $q_{v_{surf}}$  das Sättigungsverhältnis  $q_{sat}(T_s, p_s)$  ist, welches von der Oberflächentemperatur und dem Bodendruck bestimmt ist. Für die Wasserisotope muß, wie bereits erklärt, ein kinetischer und ein Gleichgewichtsfractionierungsanteil berücksichtigt werden:

$$J_{x_v} = \rho C_v |\vec{v}_h| (1 - k) (x_v(z) - \underbrace{\alpha(T_s)^{-1} \beta R_{oce} q_{sat}}_{=x_{sat}}) \quad (3.10)$$

Denn für die Gleichgewichtssituation an der Meeresoberfläche gilt gemäß 1.9:

$$\frac{x_{sat}}{q_{sat}} = \frac{1}{\alpha(T_s)} \beta R_{Oce} \quad (3.11)$$

$\alpha(T_s)$  ist der Gleichgewichtsfractionierungsfaktor aus 1.5–1.8,  $R_{Oce}$  ist das isotopische Massenverhältnis des Ozeanwassers (angegeben in  $[kg_{iso}]/[kg_{Wasser}]$ ), entspricht somit dem  $R_{SMOW}$ -Wert:

$$R_{Oce} = C_{Iso} * R_{SMOW} \quad (3.12)$$

mit  $C_{18O} = 20/18$  und  $C_{HDO} = 2*19/18$  (der Faktor 2 rührt daher, daß bei Messungen das Isotopenverhältnis D/H bestimmt wird und nicht  $^1H^2H\ ^{16}O / ^1H_2\ ^{16}O$ , s.auch Gleichung 1.1) . Schwankungen in den Isotopenoberflächenwerten, die das Resultat eines variierenden Frischwasserflusses P-E (P=Niederschlag, E=Verdampfung) sind und somit in Größenordnung und geographischer Verteilung parallel zu den Salzkonzentrationsschwankungen an der Meeresoberfläche laufen, werden vernachlässigt. Die ungefähre Differenz zwischen Oberflächenwasser des Pazifik und des Atlantik beträgt lediglich ca. 0.5‰ und zwischen tropischen und polarem Wasser ca. 1-1.5‰ (Ferronsky and Brezgunov 1984). Der Faktor  $\beta$  berücksichtigt eine leichte Anreicherung der schweren Isotope durch Verdampfung in der oberen Wasserschicht und ist nach (Koster et al. 1988) zu  $\beta=4‰$  für Deuterium und 0.5‰ für  $^{18}O$  festgelegt. Der kinetische Fraktionierungsfaktor  $k$  hängt vom Windregime ab und ist bereits in 2.18 eingeführt worden.

Die Landoberfläche ist im Modell in vier verschiedene Oberflächentypen unterteilt, die jeweils einen Bruchteil  $C$  bedecken:

1.  $C_{sn}$  schneebedeckt.
2.  $(1 - C_{sn})C_l$  bedeckt mit Wasser in einem "Skin-reservoir", welches etwa nach Regenschauern von Blättern aufgefangen wird.
3.  $(1 - C_{sn})(1 - C_l)C_v$  bedeckt mit Vegetation.
4.  $(1 - C_{sn})(1 - C_l)(1 - C_v)$  nicht vegetationsbedeckter "blanker" Boden.

Die Verdampfung von schneebedeckten Flächen und aus dem Skinreservoir erfolgt mit der potentiellen Verdampfungsrate. Erst wenn letzteres leer ist, erfolgt auch Verdampfung über die Vegetation und vom blanken Boden aus:

$$\begin{array}{l} \text{Vegetation:} \\ J_{qv}(Veg) = \rho C_h | \vec{v}_h | E(1 - C_{sn})(1 - C_l)C_v(q_v - q_{sat}) \end{array} \quad (3.13)$$

wobei E ein Faktor ist, der den Widerstand der Pflanzenstomata gegen eine potentielle Verdampfungsrate parametrisiert.

$$\begin{array}{l} \text{Nicht-Vegetationsbedeckter Anteil:} \\ J_{qv}(-Veg) = \rho C_h | \vec{v}_h | (1 - C_{sn})(1 - C_l)(1 - C_v)(q_v - hq_{sat}) \end{array} \quad (3.14)$$

Die relative Feuchte  $h$  am Boden ist in Abhängigkeit von der Bodenfeuchte berechnet. Der Gesamtfluß vom Erdboden setzt sich somit additiv aus vier Flüssen zusammen:

$$\begin{aligned}
 J_{q_v} &= J_{q_v}(Snow) + J_{q_v}(Skin) + J_{q_v}(Veg) + J_{q_v}(-Veg) \\
 &= \rho C_h | \vec{v}_h | [ \{ C_{sn} + (1 - C_{sn}) C_l \} \{ q_v - q_{sat} \} \\
 &\quad + (1 - C_{sn})(1 - C_l)(1 - C_v) \{ q_v - h q_{sat} \} \\
 &\quad + (1 - C_{sn})(1 - C_l) C_v E \{ q_v - q_{sat} \} ] \quad (3.15)
 \end{aligned}$$

Inwieweit ist nun die Verdampfung aus diesen unterschiedlichen Oberflächenreservoirs mit einer Fraktionierung der Wasserisotope verbunden ?

### 3.2.1 Vegetation

White et al. (White 1989, White et al. 1985) zeigen, daß der von Bäumen über die Blätter transpierte Wasserdampf keine Änderung in der Isotopenzusammensetzung verglichen mit dem Wasser, welches von den Pflanzen über die Wurzeln aufgenommen wird, erfährt. Denn obwohl eine starke Verdampfungsfraktionierung das Wasser in den Blättern gegenüber dem im Xylem (der Wasserführenden Schicht der Rinde) anreichert (um ca. 80‰ im  $\delta D$ -Wert), wird im Tagesgang schon nach weniger als einer Stunde ein Gleichgewichtszustand erreicht, bei dem die verglichen mit der Wassermenge in der Pflanze ca. 10-50 mal größere Wassermenge, die durch die Blätter transpiert wird, isotopisch annähernd unverändert in die Atmosphäre freigesetzt wird. Das eigentliche Problem bei der Bestimmung der Isotopenzusammensetzung des von der Pflanze transpirierten Wasserdampfs besteht also nicht in physiologischen Prozessen in der Pflanze, sondern darin, wie das Wasser, das durch die Wurzeln aufgenommen wird, zusammengesetzt ist. Das Wasser im Xylem kann als eine Mischung aus dem isotopisch praktisch konstanten Grundwasser und dem recht variablen Oberflächenwasser verstanden werden. In Abhängigkeit vom Pflanzentypus und somit von unterschiedlichen Wurzeltiefen, sowie von der Bodenbeschaffenheit (feucht-trocken) schwankte der Anteil des Grundwassers am Wasser im Stamm zwischen 0% und 64% bei den in (White 1989, White et al. 1985) untersuchten Bäumen.

Das ECHAM erlaubt leider noch keine Berücksichtigung unterschiedlicher wasserführender Bodenschichten. Es existiert lediglich ein Bodenreservoir  $w_s$ , das bis zu einem global einheitlichen Maximalwert von 20cm mit Regenwasser gefüllt werden kann. Der Isotopenwert des transpirierten Wasserdampfs ist im Modell gleich dem dieses Bodenreservoirs  $R_{Soil}$  angenommen:

$$J_{x_v}(Veg) = R_{Soil} * J_{q_v}(Veg) \quad (3.16)$$

Möglicherweise wird mit einem solchen Ansatz, der das isotopisch träge, langsame Grundwasser vernachlässigt, die Variabilität des über die Vegetation wiederverdampften Wassers überschätzt.

### 3.2.2 Verdampfung von nicht vegetationsbedeckten Böden

Offene ruhende und fließende Gewässer sind hinsichtlich ihrer Fraktionierung der Wasserisotope häufig untersucht worden (Gat 1981b, Gonfiantini 1986, Fritz 1981), hingegen ist es erheblich schwieriger Isotopieeffekte bei der Verdampfung von blanken Böden zu quantifizieren. Mindestens zwei teilweise gegenläufige Effekte müssen in Betracht gezogen werden: Fraktionierung bei der Wiederverdampfung von Regen und Selektion.

Im ersten Fall führt der geringere Dampfdruck der schwereren Isotope genau wie bei der Verdampfung von freien Wasserflächen zu einer Anreicherung der Bodenfeuchte (H. Förstel and H. Hützen and J. Hoube 1993). Von Selektion eines Isotopensignals spricht man (Gat and Tzur 1967), wenn auf Grund von Bodenprozessen ein bestimmter Teil des jahreszeitlichen Niederschlags bevorzugt zur Bildung des Grundwassers, welches dann natürlich nicht mehr den gleichen Isotopenwert besitzt wie der Jahresmittelniederschlag, herangezogen wird. So könnte ein eher dicht abschließender Boden mit hoher Vegetationsdichte, welche den Sommerniederschlag erheblich stärker wiederverdampft, dafür sorgen, daß das Grundwasser hauptsächlich vom Winterniederschlag bestimmt ist; das würde dann zu negativeren  $\delta$ -Werten als der Jahresmittelwert im Grundwasser führen. Hingegen wäre ein im Sommer sehr porös gewordener Boden, der Niederschläge sehr tief ins Erdreich eindringen ließe, genau für das Gegenteil verantwortlich.

Das Gleichgewicht von Fraktionierung und Selektion hängt somit von der Saisonalität des Niederschlags und der Temperatur, der Bodenbeschaffenheit, und von der Art und Dichte der Vegetationsbedeckung ab, um nur die wichtigsten Faktoren zu nennen. Dieses Gleichgewicht bestimmt letztlich, ob das Grundwasser isotopisch leichter, schwerer oder gleich schwer im Verhältnis zum Jahresniederschlag ist. Alle drei Fälle sind beobachtet worden (Gat 1981a). Leider können wiederum viele der hier aufgeführten Effekte noch nicht adäquat im ECHAM berücksichtigt werden (keine verschiedenen Bodentypen, sehr einfache Berechnung der Drainage von Wasser). Aus Einfachheitsgründen wurde daher wiederum ohne Berücksichtigung einer Fraktionierung angesetzt:

$$J_{x_v}(-Veg) = R_{Soil} * J_{q_v}(-Veg) \quad (3.17)$$

### 3.2.3 Gesamtfluß der Wasserisotope vom Boden

Ganz ähnlich wurde mit den beiden verbleibenden Verdampfungsflüssen verfahren: der Verdampfung von Schnee bedeckten Flächen - sicherlich ein recht kleiner Anteil - und der Verdampfung aus dem Skinreservoir. Letzterer sollte zwar theoretisch, da es sich um eine frei verdampfende Wasserfläche, eben dem auf den Blättern aufgefangenen Regen, handelt, mit einer Fraktionierung verbunden sein, jedoch kann dieser Effekt sicher vernachlässigt werden. Dieses extrem schnell austauschende Reservoir verdampft praktisch in jedem Zeitschritt des Modells vollständig, so daß keine kondensierte Phase übrig bleibt, gegenüber der fraktioniert werden könnte. Daher gilt also insgesamt für den Verdampfungsfluß der Wasserisotope vom Boden:

$$J_{x_v} = J_{x_v}(Snow) + J_{x_v}(Skin) + J_{x_v}(Veg) + J_{x_v}(-Veg)$$



$$\begin{aligned} &= R_{Snow} * J_{qv}(Snow) + R_{Skin} * J_{qv}(Skin) \\ &\quad + R_{Soil} * J_{qv}(Veg) + R_{Soil} * J_{qv}(\neg Veg) \end{aligned} \tag{3.18}$$

### 3.3 Wolken

Der englische Apotheker Luke Howard führte bereits 1803 eine erste grobe Klassifizierung verschiedener Wolkentypen auf Grund ihrer äußeren Erscheinungsform ein, die auch heute noch üblich ist: Cumulus (relativ schmale, hochreichende Wolkentürme), Stratus (flache, ausgedehnte Wolkenbänder), Cirrus (hohe, faserige Eiskwolken) und Nimbus (Regenwolken). In den meisten Zirkulationsmodellen wird eine eher die internen Prozesse berücksichtigende Unterscheidung getroffen: Konvektive Wolken, die mit teilweise starken Vertikalbewegungen verbunden und durch eine feucht-adiabatische Instabilität hervorgerufen sind, und stratiforme Wolken, wie sie etwa bei langsamen Anhebungsprozessen beim Aufeinandertreffen unterschiedlicher Luftmassen entstehen. Im ersten Fall hätten wir es mit Cumulus Wolken zu tun. Deren typische Längenskala trägt etwa 3km, typische gemessene Vertikalwindgeschwindigkeiten sind einige m/s. Die Größenverteilung der Wolkenröpfchen (Tröpfchenspektrum) hängt ganz wesentlich vom Vorhandensein von Kondensationskernen ab. Deshalb unterscheidet sich auch das Tröpfchenspektrum von Wolken über Land, wo eine hohe Konzentration von Aerosolen für ein relativ schmales Spektrum bei kleinen Tröpfchenradien um ca.  $15\mu\text{m}$  sorgt, sehr von dem von Wolken über dem freien Ozean (breites Spektrum mit einem Peak bei einem Tröpfchenradius um ca.  $30\mu\text{m}$  (Rogers and Yau 1989)). Wegen der großen Vertikalgeschwindigkeiten und der damit verbundenen starken Kondensation kann das Tröpfchenspektrum von Cumulus Wolken als im Vergleich zu stratiformen Wolken zu größeren Tröpfchenradien verschoben angenommen werden. Globale Messungen, die diese Annahme bestätigen und quantifizieren würden, fehlen jedoch. Stratiforme Wolkenbedeckung unterscheidet sich von Cumulus Wolken in einer ganzen Reihe von Punkten. Innerhalb der nur wenige hundert Meter dicken Stratus-Wolken sind nur geringe Vertikalgeschwindigkeiten ( $\sim 30\text{cm/s}$ ) gemessen worden. Die häufig von einer Inversionsschicht am weiteren Aufstieg gehinderten Wolken bedecken teilweise riesige Gebiete ( $10^6\text{ km}^2$ ) und verbleiben dort auch erheblich länger als Cumulus Bewölkung, die teilweise nur wenige Stunden andauert. Beispiele für Stratus Bewölkung sind die ausgedehnten Wolkenbänder extratropischer Zyklonen.

Aus Sicht der Modellierung der Wasserisotope sind die oben aufgeführten Unterschiede in der Mikrostruktur und Dynamik von Wolken bedeutsam. Die Fraktionierung, die innerhalb der Wolken bei der Kondensation stattfindet, kann in zweierlei Weise vor sich gehen: Entweder der Phasenübergang erfolgt hinreichend langsam und somit im isotopischen Gleichgewicht (geschlossenes System s.Kap.2) oder er erfolgt so schnell, daß immer nur der zuletzt kondensierte Bruchteil im isotopischen Gleichgewicht gebildet und dann instantan dem System entzogen wird. Die Kondensation von Wolkenröpfchen erfolgt isotopisch unter der Annahme eines geschlossenen Systems:

$$\frac{x_l}{x_v} = \alpha \frac{q_l}{q_v} \quad (3.19)$$

Ein Rayleigh System liegt bei der Kondensation von Eis aus der Gasphase vor. Bei den extrem geringen Diffusionskonstanten  $D$  der Moleküle HDO und  $^1\text{H}_2\text{ }^{18}\text{O}$  in Eis (W. Kuhn and M. Thürkauf 1958) von  $D \sim 10^{-14}\text{ m}^2\text{ s}^{-1}$  ist die Annahme,

daß immer nur der aktuell gebildete Anteil Eis isotopisch im Gleichgewicht mit dem ihn formierenden Dampf ist und so dann dem System entzogen wird, sicher gerechtfertigt. Daher also:

$$\frac{dx_i}{x_v} = \alpha \frac{dq_i}{q_v} \quad (3.20)$$

$$\Leftrightarrow x_i(t) = x_v(t_0) \left(1 - \left(\frac{q_v(t)}{q_v(t_0)}\right)^{\alpha_{eff}}\right) \quad (3.21)$$

$\alpha_{eff}$  ist der effektive Fraktionierungskoeffizient aus 2.19, wobei für die Übersättigung  $S$  über den Eiskristallen im Vergleich zu 2.20 aus dem Rayleigh-Modell der Ansatz gemacht wird:

$$S = 1. - 0.003 * T \quad (T \text{ in } ^\circ\text{C}) \quad (3.22)$$

Da der Zeitschritt im Modell bereits sehr klein ist, gilt hier ferner:  $\bar{\alpha}_{eff} \approx \alpha_{eff}(t_0)$

Stewart (1975) (Stewart 1975) zeigte, daß ebenfalls die Verdampfung von fallenden Wassertropfen durch eine untersättigte Atmosphäre zu einer kinetischen Fraktionierung führt. In Laborexperimenten untersuchte er die Verdampfungsraten und die isotopische Anreicherung frei durch eine "Laboratmosphäre" mit vorgegebener Feuchte fallender Wassertröpfchen. Das vom ihm zur Interpretation seiner Messungen angewandte "Micro Eddy" Model der Verdampfung (Sverdrup 1951) liefert einen zu 2.19 ganz ähnlichen Ausdruck für die kinetische Fraktionierung, bei dem der Grad des Nicht-Gleichgewichts hier durch die relative Feuchte  $h$  beschrieben wird:

$$\alpha_{eff} = \alpha_{kin} * \alpha_{eq} = \frac{h * \alpha_{eq}}{1 - \alpha_{eq} * \left(\frac{D}{D}\right)^n (1 - h)} \quad (3.23)$$

Der schwach vom Tröpfchenradius abhängige Parameter  $n$  wurde in unserem Modell konstant zu  $n=0.58$  gewählt.

$\alpha_{eff}$  beschreibt somit das Isotopenverhältnis zwischen einem Wassertropfen ( $R_{drop}$ ) und dem ihn umgebenden Dampf  $R_{vap}$ :

$$\frac{R_{drop}}{R_{vap}} = \alpha_{eff} \quad (3.24)$$

Dieses Verhältnis stellt sich aber keineswegs instantan ein. Vielmehr hängt die Zeit, in der ein Tropfen sich dem durch  $\alpha_{eff}$  definierten isotopischen (Nicht-)Gleichgewicht bis auf  $1/e$  genähert hat, der sogenannten "Adjustment Time"  $t_a$ , selbst wieder von der relativen Feuchte, der Temperatur, der Diffusivität der Wassermoleküle und dem Radius des Wassertröpfchens ab. Typische gemessene Zeiten bei einer Umgebungsfeuchte von  $h=100\%$ ,  $T=22^\circ\text{C}$  und einem Tröpfchenradius von 1.44 mm lagen bei 150s, können aber bei größeren Tröpfchen leicht einige Minuten erreichen. Dies sind Zeiten, in denen die Tröpfchen in der Atmosphäre zwischen 1-2km fallen (Gedzelman and Arnold 1994) und daher schon wieder eine andere isotopische Umgebung "sehen", zu der sie ins Gleichgewicht streben. Im Zirkulationsmodell können diese subskaligen Prozesse nicht vollständig berücksichtigt werden.

Die unvollständige Re-equilibrierung unterhalb der Wolkenbasis wird (Jouzel et al. 1987) folgend berücksichtigt, indem nur ein Teil der Regentropfen ins isotopische Gleichgewicht ( $\alpha_{eff}$ ) gebracht wird. Typischerweise ist der mittlere Tröpfchenradius eines durchschnittlichen stratiformen Niederschlags ( $1.2\text{mm h}^{-1}$ ) mit  $0.5\text{ mm}$  erheblich kleiner als der eines konvektiven Niederschlags ( $33\text{mm h}^{-1}$ ) mit  $1.3\text{mm}$  (Gedzelman and Arnold 1994). Obwohl diese Daten nicht auf wirklich globalen Statistiken basieren, nehmen wir an, daß stratiformer Niederschlag mit seinem im Mittel kleineren Fallgeschwindigkeiten vollständiger ins Gleichgewicht kommt (zu 95%) als konvektiver Niederschlag (zu 45%). Innerhalb der Wolken geht  $\alpha_{eff}$  in  $\alpha_{eq}$  über und das Gleichgewicht wird immer als vollständig angenommen. Schnee oder Eis reequilibriert wegen der sehr geringen Austauschraten überhaupt nicht.

Die in 3.23 benutzte relative Feuchte  $h$  unterhalb der Wolkenbasis ist nicht notwendig identisch mit der relativen Feuchte der gesamten Gitterbox  $\bar{h}$ . Die Wolken bedecken nur einen Bruchteil der jeweiligen Gitterbox. Die relative Feuchte unterhalb dieser Wolken mag daher besonders während eines starken Schauers erheblich höher sein als ihr Boxmittelwert. An Stelle dieses Mittelwerts wird daher in 3.23 eine effektive Feuchte, die zwischen Boxmittelwert und vollständiger Sättigung liegt, benutzt:

$$h_{eff} = p * \bar{h} + (1 - p) * 1 \quad (3.25)$$

Für stratiformen Niederschlag ist  $p_{st} = 0.05$  und für konvektiven Niederschlag  $p_{ko} = 0.25$  im Modell angenommen, da die Luft unterhalb nicht konvektiver Wolken fast vollständig gesättigt ist.

### 3.3.1 Stratiforme Bewölkung

Überschreitet die Feuchte in einer Gitterbox ihren Sättigungswert, so findet die Kondensation von Wolkentröpfchen statt. Einem Ansatz von Sundquist (1978) (Sundquist 1978) folgend wird die Modellbox in einen wolkenbedeckten Anteil  $b$  und einen wolkenfreien Anteil  $1 - b$  unterteilt. Faßt man alle anderen Tendenzen subskaliger oder advektiver Transportprozesse in einem Term  $R$  zusammen, so ergibt sich für die Feuchte  $q_v$  und das Wolkenwasser  $q_l$  folgende Gleichungen:

$$\begin{aligned} \frac{\partial q_v}{\partial t} &= R(q_v) - C + E \\ \frac{\partial q_l}{\partial t} &= R(q_l) + C - P \end{aligned} \quad (3.26)$$

Dabei bezeichnet  $C$  die Kondensation bzw. Verdampfung von Wolkenwasser,  $E$  die Verdampfung von Regentropfen und  $P$  die Bildung von Regen oder Schnee durch Konversion des Wolkenwassers. Mit der Indizierung durch  $c$  für wolkeninterne und  $o$  für wolkenexterne Prozesse wird aus 3.26:

$$\begin{aligned} \frac{\partial q_v}{\partial t} &= R(q_v) - bC_c - (1 - b)C_o + (1 - b)E_o \\ \frac{\partial q_l}{\partial t} &= R(q_l) + bC_c + (1 - b)C_o - bP_c \end{aligned} \quad (3.27)$$

Die vollständigen Gleichungen für die Wasserisotope bei stratiformer Bewölkung lauten analog dazu:

$$\begin{aligned}\frac{\partial x_v}{\partial t} &= R(x_v) - C^x + E^x - \Delta^x \\ \frac{\partial x_l}{\partial t} &= R(x_l) + C^x - P^x + \Delta_l^x \\ \text{und } \Delta^x &= \Delta_l^x + \Delta_p^x\end{aligned}\quad (3.28)$$

In ihrer nach wolkeninternen und -externen Prozessen aufgespaltenen Form:

$$\begin{aligned}\frac{\partial x_v}{\partial t} &= R(x_v) - bC_c^x - (1-b)C_o^x + (1-b)E_o^x - \Delta^x \\ \frac{\partial x_l}{\partial t} &= R(x_l) + bC_c^x + (1-b)C_o^x - bP_c^x + \Delta_l^x\end{aligned}\quad (3.29)$$

Das Kondensat wird temperaturabhängig in einen flüssigen Anteil  $f_l(T)$  und einen Eisanteil  $(1-f_l(T))$  unterteilt, gemäß der von Rockel (Rockel et al. 1991) stammenden Formel:

$$\begin{aligned}f_l(T) &= 0.0059 + 0.9941 * e^{-[0.003102*(T-273.15)^2]} \\ \Rightarrow C_c^x &= \underbrace{f_l * C_c^x}_{C_{ci}^x} + \underbrace{(1-f_l) * C_c^x}_{C_{cl}^x}\end{aligned}\quad (3.30)$$

$C_{cl}^x$ ,  $C_{ci}^x$  und der Verdampfungsanteil des Regens  $E_o^x$  werden dann entsprechend 3.19 bzw. 3.21 berechnet. Die Autokonversion von Wolkenröpfchen zu Regen, bzw. von Eiskristallen zu Schnee  $P_c^x$  ist mit keiner Fraktionierung verbunden. Das über die Boxränder advehierte Wolkenwasser  $C_o$ , bzw.  $C_o^x$  im wolkenfreien Teil der Gitterbox verdampft vollständig. Nach all diesen Prozessen wird zuerst das Wolkenwasser und der Regen innerhalb der Wolke mit dem sie umgebenden Dampf vollständig ins Gleichgewicht gebracht ( $\Rightarrow \Delta_l^x$  und  $\Delta_p^x$ ) und dann 95% des Regens (s. dazu oben) gemäß 3.24, 3.23 und 3.25 ( $\Rightarrow \Delta_p^x$ ) unterhalb der Wolke.

### 3.3.2 Konvektive Bewölkung

Die Beschreibung von Ensembles horizontal kleinskaliger konvektiver Wolken, von denen jede einzelne weit unterhalb der Auflösung des Modells ist, erfolgt im ECHAM mit einem sogenannten "bulk" Ansatz. In Abhängigkeit etwa von der großskaligen Feuchtekonvergenz wird der mittlere Effekt der Wolkenensemble beschrieben werden. Hierbei wird unterschieden zwischen dem eigentlichen "Updraft" Teil des Ensembles, der getrieben von feuchtadiabatischer Instabilität die vertikale Aufwärtsbewegung beinhaltet, und dem sie kompensierenden "Downdraft" Teil. Die vollständigen Gleichungen dieses Massenflußschemas (Tiedtke 1989) für die Feuchte  $q_v$  lauten:

$$\begin{aligned}\frac{\partial q_v}{\partial t} &= R(q_v) - \frac{1}{\rho} [M_u \hat{q}_u + M_d \hat{q}_d - (M_u + M_d) q_v] \\ &- (c_u - e_d - e_l - e_p)\end{aligned}\quad (3.31)$$

$\hat{q}_u, \hat{q}_d$  bezeichnen die über alle “Updrafts” und “Downdrafts” gemittelte Feuchte,  $M_u, M_d$  die Massenflüsse der Aufstieg- und Absinkbewegungen und  $c_u, e_d, e_l, e_p$  die dabei möglichen Phasenübergänge:  $c_u$  ist der beim Aufstieg zu Wolkenwasser kondensierende Teil der Feuchte,  $e_d$  der bei der Absinkbewegung wiederverdampfte Niederschlag,  $e_l$  das aus dem “Updraft” herausgemischte Wolkenwasser, welches dann vollständig verdampft und  $e_p$  der Teil des Niederschlags, der unterhalb der Wolkenbasis abhängig vom Grad der Sättigung teilweise verdampft. Das Wolkenwasser konvektiver Wolken ist, ohne weiter Details darlegen zu wollen, eine diagnostische Größe, die nach einem Modellzeitschritt wieder verschwunden ist und nicht wie bei der stratiformen Bewölkung prognostisch behandelt wird. Es wird aber benötigt, um so den Niederschlag  $P$  über die Umbildung von Tröpfchen und Eiskristallen beschreiben zu können:

$$P = \int_0^{z_{top}} (G_P - e_d - e_p) \rho dz \quad (3.32)$$

Hierbei gibt  $G_p$  die Umwandlung des Wolkenwassers in Regentropfen und  $z_{top}$  den oberen Rand der konvektiven Wolke an. Parallel hierzu, lauten die Gleichungen für die Wasserisotope:

$$\begin{aligned} \frac{\partial x_v}{\partial t} &= R(x_v) - \frac{1}{\rho} [M_u \hat{x}_u + M_d \hat{x}_d - (M_u + M_d) x_v] \\ &\quad - (c_v^x - e_d^x - e_l^x - e_p^x + \Delta_P) \\ P_x &= \int_0^{z_{top}} (G_P^x - e_d^x - e_p^x + \Delta_P) \rho dz \end{aligned} \quad (3.33)$$

Alle Prozesse, die mit der Dynamik der “updrafts” und “downdraft” zu tun haben, werden völlig parallel zur Feuchte behandelt. Die Kondensation  $c_u^x$  erfolgt wieder gemäß 3.19 und 3.21, ebenso wie die durch Verdampfung erfolgende Anreicherung der Regens  $e_d^x$  bzw  $e_p^x$ . Unterhalb der Wolkenbasis wird mit dem Term  $\Delta_P$  45 % des Niederschlags gemäß 3.24, 3.23 und 3.25 ins isotopische Gleichgewicht mit dem Dampf gebracht.

### 3.4 Das Bodenmodell

Das Bodenmodell des ECHAM bilanziert nicht nur Niederschlag und Verdampfung in den drei bereits erwähnten Wasserreservoirs  $sn$  (Schnee),  $wl$  (Skinreservoir) und  $ws$  (Bodenfeuchte), sondern versucht auch zu einer realistischeren Kalkulation der Bodenfeuchte zu gelangen, indem “Runoff” und Infiltrationsprozesse berücksichtigt werden.

Abhängig von der Bodenfeuchte und der aus einem Satellitendatensatz ermittelten Variabilität der Orographie innerhalb des betreffenden Gitterpunktes (eine Art “Schräge” der Orographie) läuft ein gewisser Teil des Niederschlags ab und dringt nicht in den Boden ein. Diese Wassermenge entspricht somit dem Teil des Regens, der sehr schnell über Flüsse dem Ozean zurückgeführt wird. Dabei gilt, anschaulich sofort klar: 1) je feuchter der Boden bereits vor dem Regen ist, umso mehr Wasser kann nicht in den Boden eindringen und fließt sofort ab; 2) je steiler die Orographie ist umso weniger Wasser kann vom Boden gehalten werden.

Die Infiltration in tiefere Bodenschichten, die dann aus Bilanzgründen dem "Runoff" zugeschlagen wird, geht im Gegensatz zum eigentlichen "Runoff" auch dann vonstatten, wenn kein Niederschlag gefallen ist. Mit einer konstanten Infiltrationsrate wird das Bodenfeuchtereservoir in jedem Zeitschritt entleert, die sich nur im Falle extremer Trockenheit stufenweise verringert.

Bei all diesen Bodenprozessen ist bislang keine Fraktionierung, etwa durch diffusive Trennung der Isotope bei der Drainage, beobachtet worden. So wurden die Wasserisotope vollständig parallel zur Feuchte in das Modell eingebaut, also mit den Bodenreservoirs  $sn^x$ ,  $wl^x$ ,  $ws^x$  und einem "Runoff"  $R^x$ .





# Kapitel 4

## Ergebnisse

### 4.1 Der Kontrolllauf

Das ECHAM-Modell wurde für den Kontrolllauf über 5 1/2 Jahre integriert. Als untere Randbedingung wurden dabei klimatologische Ozeanoberflächentemperaturen vorgegeben. Die Atmosphäre wurde mit einem  $\delta$ -Wert im Dampf von  $\delta^{18}\text{O}_{Ini} = -80\text{‰}$  ( $\delta D_{Ini} = -600\text{‰}$ ) gestartet, während die Bodenfeuchtereservoirs gemäß der Dansgaard Geraden (s. Abb. 2.5)  $\delta^{18}\text{O}_{Boden} = -0.69 \frac{\text{‰}}{\text{°C}} T - 13.6\text{‰}$  ( $\delta D_{Boden} = 5.6 \frac{\text{‰}}{\text{°C}} T - 100\text{‰}$ ) initialisiert wurden, um das Einschwingen dieser relativ

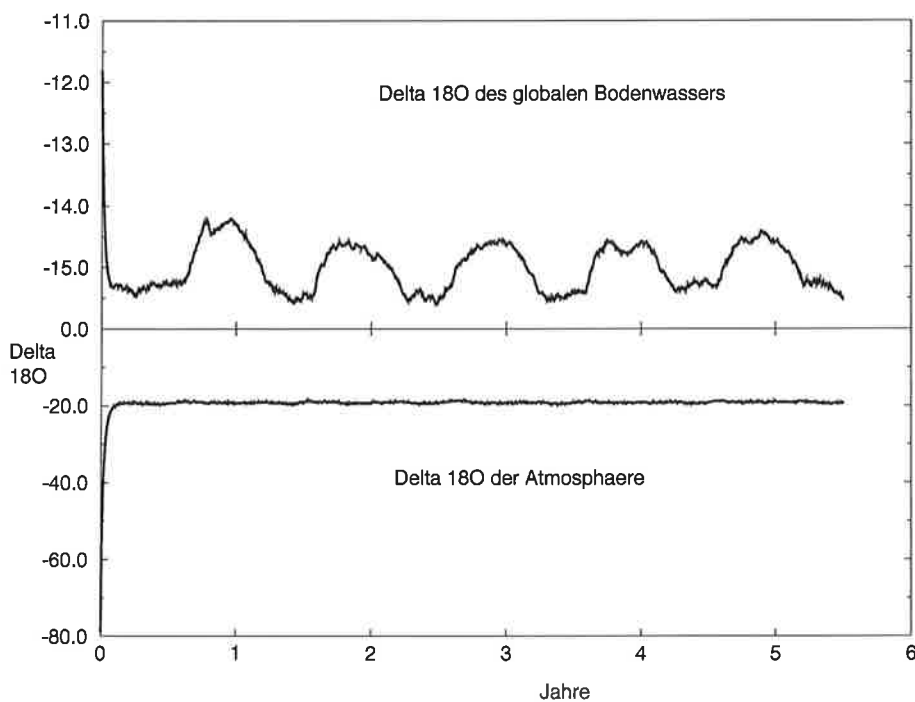


Abbildung 4.1: Einschwingen der Atmosphäre  $\delta^{18}\text{O}_{Atm}$  und des Bodenwasserreservoirs  $\delta^{18}\text{O}_{Boden}$ . Dazu wurde das Isotopenverhältnis der gesamten Modellatmosphäre und aller Bodenfeuchtereservoirs für den gesamten Kontrolllauf bestimmt.

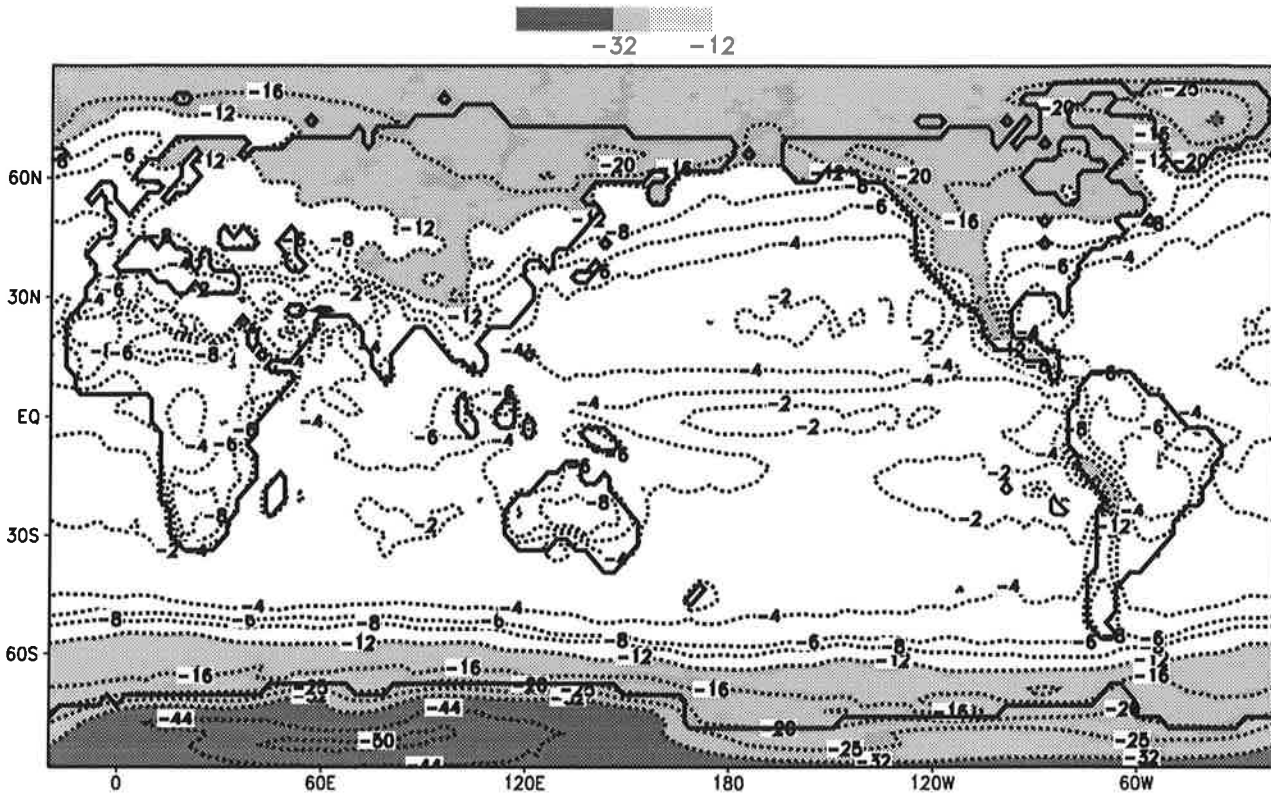


Abbildung 4.2: Mittel über 5 Jahre des Kontrollaufs der simulierten  $\delta^{18}\text{O}$ -Werte im Niederschlag. Angaben in ‰ Abweichung von  $R_{SMOW}$ .

langsam einschwingenden Bodenreservoirs zu erleichtern. Die Atmosphäre erreicht schon nach 1-2 Monaten ihren Gleichgewichtswert von ca.  $-19\text{‰}$  (s. Abb. 4.1). Da die Landverteilung auf der Erde nicht symmetrisch ist, wird das Gleichgewicht der stabilen Isotope im Boden (global gemittelt) von einem Jahresgang überlagert, der im Nordsommer Wasser von ca.  $-14.5\text{‰}$  und im Nordwinter ein um ca.  $1\text{‰}$  stärker fraktioniertes Wasser aufweist. Für die folgende Analyse werden die Werte der letzten fünf Jahre herangezogen. Abb. 4.2 zeigt das Mittel über fünf Jahre des  $\delta^{18}\text{O}$ -Werts im Niederschlag und Abb. 4.3 im Vergleich dazu, die im wesentlichen auf den in 2.4 abgebildeten Stationen fußenden Beobachtungen (IAEA 1992). Bei letzterer Abbildung ist mehr Wert auf die großskaligen Strukturen gelegt worden, als darauf, an wirklich jeder Stelle die vorliegenden Stationswerte korrekt zu erfassen. Abb. 4.3 darf daher nicht allzu "wörtlich" genommen werden. Diese beiden Abbildungen sollen im folgenden die Stichworte liefern, um die die isotopische Zusammensetzung des Niederschlags bestimmenden Effekte und deren Simulation zu diskutieren.

#### 4.1.1 Temperatureffekt I

Bei Abb. 4.2 fällt zunächst die zonale Struktur mit einem starken Gradienten hin zu negativeren  $\delta^{18}\text{O}$ -Werten nördlich und südlich des  $50^{\circ}$ sten Breitengrades auf. Zwischen  $50^{\circ}\text{N}$  und  $50^{\circ}\text{S}$  sorgt über dem Ozean die stetige Feuchtezufuhr dafür, daß die zu höheren Breiten transportierten Dampfmassen nicht zu sehr ausregnen und somit der Niederschlag nicht stark fraktioniert ist. Der  $\delta^{18}\text{O}$ -Wert variiert dort zwi-

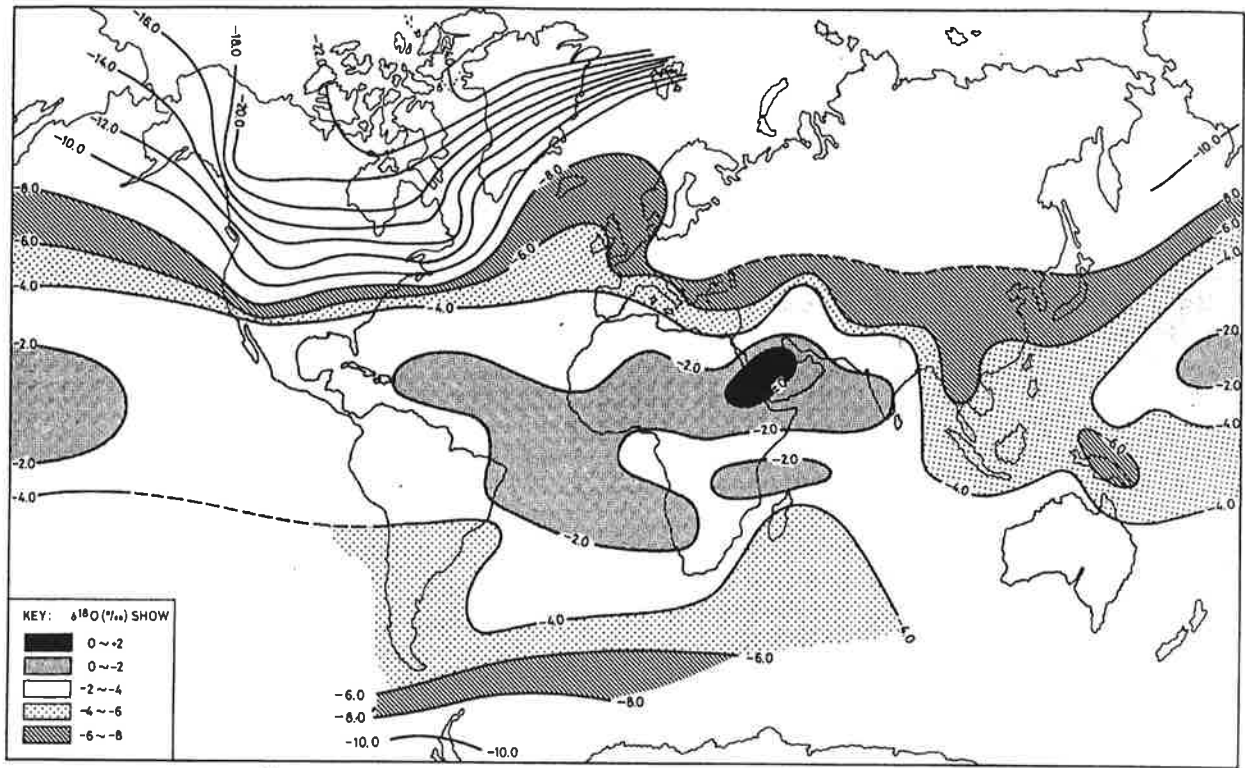


Abbildung 4.3: Langjähriges Mittel der  $\delta^{18}\text{O}$ -Werte im Niederschlag beruhend auf IAEA Messungen (nach (Yurtsever and Gat 1981)).

schen  $-1\text{‰}$  und  $-4\text{‰}$ , was auch von den Beobachtungen bestätigt wird. Die relativ warmen Oberflächentemperaturen des Golfstroms verformen den zonalen Gradienten des  $\delta^{18}\text{O}$  im Nordatlantik (in Abb.4.2 und 4.3) und bringen ein "warmes", d.h. schwach fraktioniertes Isotopensignal hoch in den Norden. So berechnet das Modell etwa für Reykjavik, Island ( $64.1\text{N}$ ), einen  $\delta^{18}\text{O}$ -Wert  $-8.9\text{‰}$  (Beobachtungen  $-7.7\text{‰}$ ), ein Wert wie er weit südlicher in Westeuropa z.B. in Stuttgart ( $48^\circ\text{N}$ ) ( $\delta^{18}\text{O} = -8.3\text{‰}$  im Modell und  $\delta^{18}\text{O} = -8.1\text{‰}$  in den Beobachtungen) wiederzufinden ist. Abb.4.4 zeigt die  $\delta^{18}\text{O}$ -Temperatur Beziehung, also den Temperatureffekt (s. Abb.2.5), von den Modellergebnissen und zum Vergleich von den Beobachtungen. Letztere basieren (im Gegensatz zu Abb.2.5) auf den vollständigen Messungen der IAEA bis 1992 (IAEA 1992).

Unterhalb von einer Jahresmitteltemperatur von  $15^\circ\text{C}$  ist die Isotopenzusammensetzung des Niederschlags im Modell wie in den Beobachtungen hoch korreliert zur Temperatur ( $r_{\text{Modell}} = 0.98$ ,  $r_{\text{Beob}} = 0.96$ ). Allerdings ist die simulierte Steigung des Temperatureffekts um ca. 10% zu flach verglichen mit den Messungen ( $s_{\text{Mod}} = 0.55 \frac{\text{‰}}{^\circ\text{C}}$ ,  $s_{\text{Beob}} = 0.61 \frac{\text{‰}}{^\circ\text{C}}$ ). Hierfür ist möglicherweise die immer noch grobe orographische Auflösung des T42-Modells verantwortlich. In einer vorhergehenden Simulation in der noch größeren T21-Auflösung jedenfalls trat dieses Problem noch deutlicher hervor ( $s_{T21} = 0.52 \frac{\text{‰}}{^\circ\text{C}}$  s. (Hoffmann and Heimann 1993)).

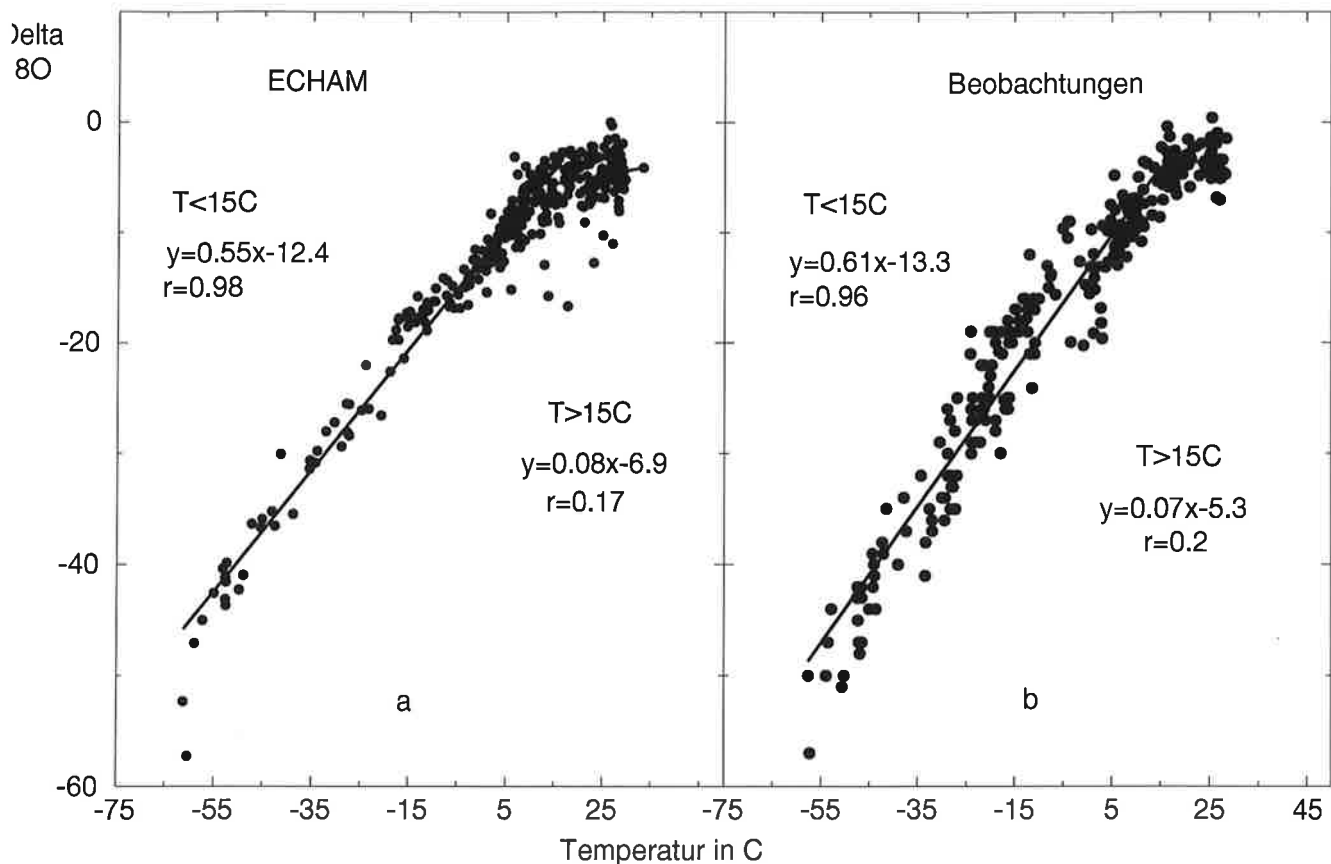


Abbildung 4.4: Temperatur aufgetragen gegen den  $\delta^{18}\text{O}$  Wert für das Modell (a) und für die Beobachtungen (IAEA 1992) (b). Es wurden alle IAEA Stationen entsprechenden Gitterpunkte aus dem Modell herangezogen. Die lineare Regression wurde in (a+b) getrennt für Temperaturen unterhalb und oberhalb von 15°C durchgeführt (Ergebnis s. Abbildung).  $\delta^{18}\text{O}$  in ‰.

#### 4.1.2 Höheneffekt

Über den Kontinenten erkennt man in Abb.4.2 an den stark abgereicherten Isotopenwerten sofort die großen Gebirgszüge wieder: die Rocky Mountains, die Anden oder der Himalaya. Der in Kap.2.1 bereits erläuterte Höheneffekt sorgt über das Anheben und starke Ausregnen von Luftmassen an diesen orographischen Hindernissen für die recht negativen  $\delta^{18}\text{O}$ -Werte. In Abb.4.5 sind die  $\delta^{18}\text{O}$ -Werte über Land aus Abb.4.2 gegen die Höhe des jeweiligen Gitterpunktes im Modell aufgetragen, um abschätzen zu können, ob der "altitude effect" in seiner Stärke richtig im Modell simuliert wurde. Da noch eine ganze Reihe anderer Faktoren die Isotopenzusammensetzung des Niederschlags bestimmen, ist die Korrelation zwischen Höhe und  $\delta^{18}\text{O}$ -Wert natürlich ausgesprochen gering. Schließt man Grönland und die Antarktis aus der Betrachtung aus - hier sorgt die starke Höhenabhängigkeit der Temperatur für die Fraktionierung - so ergibt sich ein schwacher Höhen- $\delta^{18}\text{O}$  Gradient von  $-0.13\text{‰}$  pro 100m Anstieg. Dieser Wert liegt recht gut in der Nähe der im Kap.2.2 bereits angeführten beobachteten Gradienten von  $-0.16\text{‰}$  bis  $-0.4\text{‰}$  pro 100m Anstieg.

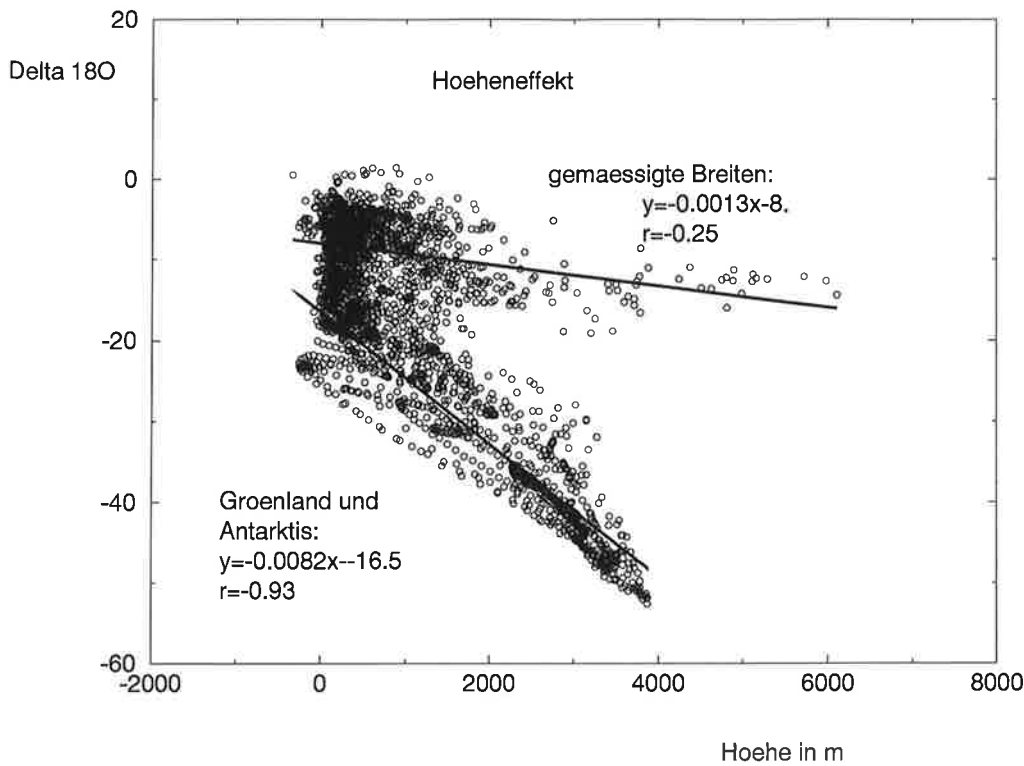


Abbildung 4.5:  $\delta^{18}\text{O}$  aufgetragen gegen die Höhe des entsprechenden Gitterpunktes im Modell. Die Regressionen wurden einmal für alle Punkte in der Antarktis und Grönland, sowie für alle übrigen Landpunkte berechnet.

### 4.1.3 Kontinentaleffekt

Abb.4.2, bzw. 4.3 weist auch einen deutlichen Land-See Kontrast in den  $\delta$ -Werten auf. Der in Kap.2 bereits erwähnte Kontinentaleffekt, also das Ausregnen der von der ozeanischen Feuchtezufuhr abgeschnittenen, landeinwärts transportierten Luftmassen, ist für einen negativen Isotopengradienten zum Kontinentinneren hin verantwortlich. Die allgemeine Zirkulation gibt daher die Ausformung des Isotopengradienten vom Verdampfungs- zum Niederschlagsort vor: 1) über Europa mit den vorherrschenden Westwinden ostwärts; 2) vom Golf von Mexiko nordwestlich nach Nordamerika hinein; 3) im Amazonasbecken mit den Passatwinden westwärts; 4) mit dem nordostasiatischen Monsun vom Chinesischen Meer westwärts. Um diese Gradienten quantitativ richtig zu simulieren, bedarf es nicht nur - wie in (Rozanski et al. 1982) und (Salati et al. 1979) gezeigt - des richtigen Temperaturgradienten zum Landesinneren hin. Vielmehr sind die Menge des vom Erdboden wiederverdampften Wassers und dessen Isotopenzusammensetzung dafür von entscheidender Bedeutung.

So zeigt Abb.4.6 aus (Rozanski et al. 1982) den  $\delta^{18}\text{O}$ -Gradienten über Europa, und zwar aufgeteilt nach dem Niederschlag des Sommer- (a) und des Winterhalbjahrs (b), ermittelt an 10 europäischen Stationen von Valentia (Irland) im Westen bis Krakau im Osten. Aufgrund des saisonalen Temperatureffekts (s.auch Temperatureffekt II) ist der Sommerniederschlag schwächer fraktioniert als der Winterniederschlag (höhere Temperaturen, geringeres Ausregnen, höherer  $\delta$ -Wert). Darüberhinaus erscheint der Isotopengradient ins Kontinentinnere im Sommer erheblich abgeschwächt verglichen mit dem im Winter. Im Sommer ist der Anteil des wiederver-

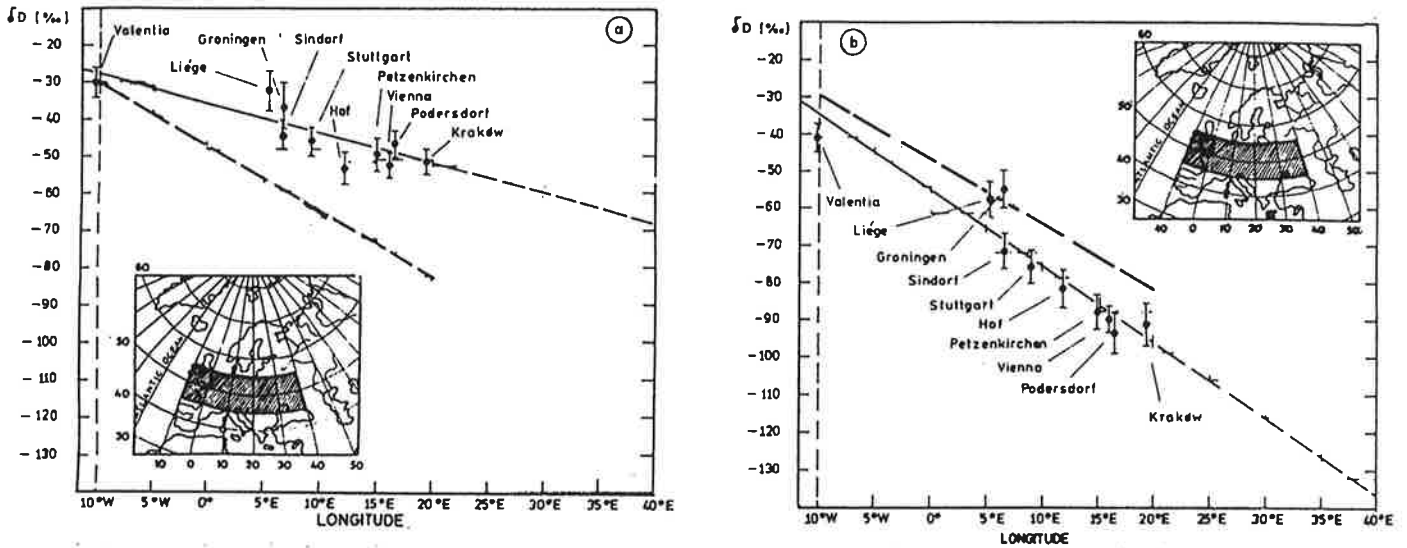


Abbildung 4.6:  $\delta D$ -Gradient über Europa basierend auf den angegebenen IAEA-Stationen für das Sommer- (a) und das Winterhalbjahr (b). Der Kontinentalgradient beträgt im Sommer  $0.8 \text{ ‰/°}$  und im Winter  $2.0 \text{ ‰/°}$ . Die untere Gerade in (a) (bzw. obere in b) gibt den mittleren  $\delta D$ -Wert des Grundwassers auf dem entsprechenden Laengenkreis an, entnommen (Rozanski et al. 1982). Der Gradient beträgt  $1.8 \text{ ‰/°}$ .

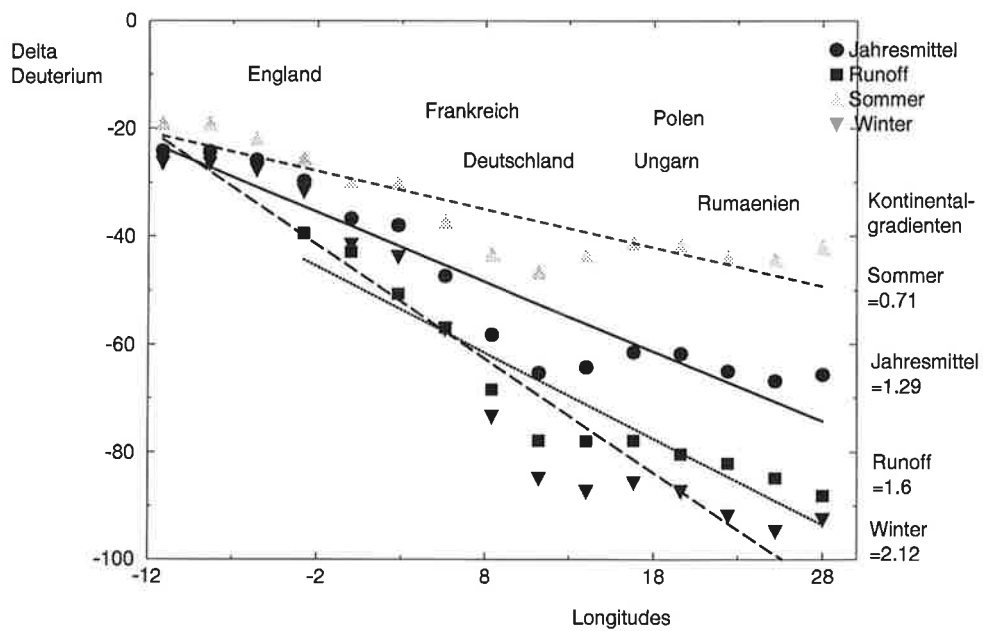


Abbildung 4.7: Simulierter  $\delta D$ -Gradient im Niederschlag über Europa für das Jahresmittel, das Sommer- und Winterhalbjahr, sowie den "Runoff". Die Modellergebnisse wurden gemittelt von  $45^\circ N$  bis  $55^\circ N$ . Die jeweiligen Kontinentalgradienten ( $\text{‰/°}$ ) sind miteingetragen.

dampften Wassers am Niederschlag höher als im Winter. Insbesondere die Vegetation, über die in Europa ein Großteil des Wassers wiederverdampft, fraktioniert den aufgenommenen Niederschlag nicht weiter (s.Kap.3), sondern reflektiert das mit dem Regen erhaltenen Isotopensignal unverändert zurück in die Atmosphäre. Je höher der Grad des wiederverdampften Wassers am Niederschlag ist, umso schwächer regnet der den Niederschlag bildende Dampf aus und umso geringer ist somit die Fraktionierung.

Abb.4.7 zeigt die meridional von 45-55°N gemittelten  $\delta^{18}\text{O}$ -Werte des Niederschlags über Europa aus dem Kontrolllauf. Der Kontinentalgradient ist im Jahresmittel und auch saisonal gut reproduziert (s.Abb.4.7). Um ein ähnliches Ergebnis in einem Modell vom Rayleigh Typ (Rozanski et al. 1982) (wie es in Kap.2 beschrieben wurde), in dem also die genaue Route des Ausregens einer Dampfmasse (Höhe, Temperatur etc.) vorgeschrieben wird, erzielen zu können, mußten auch die Wiederverdampfungsraten über Land vorgeschrieben werden. Genauer betrachtet sind diese Raten, die direkt in einem solchen räumlichen Maßstab nicht zu bestimmen sind, das eigentliche Resultat des Rayleigh-Modells. Ist man von dessen Richtigkeit überzeugt, so sind die Verdampfungsraten der einzig freie Parameter, um die Isotopenwerte über Europa zu simulieren. Im ECHAM Modell aber wird das "Recycling", also die Wiederverdampfung, über das Bodenwasserreservoir vollständig prognostisch berechnet. Die Simulation der Isotopengradienten über Europa ist also umgekehrt ein starkes Argument dafür, daß mit der Parametrisierung der Regenbildung, der Bodenhydrologie und insbesondere des aufgefangenen Regens wesentliche Aspekte des hydrologischen Zyklus' zumindest über Europa richtig erfaßt wurden.

In Abb.4.6 (a+b) ist aber außerdem noch eine Regressionsgerade durch  $\delta$ -Messungen verschiedener Grundwasser (leider ohne Angabe der Originalmessungen und deren Schwankungsbreite) in Europa miteingetragen (untere Gerade in a, obere in b). Offensichtlich ist die isotopische Zusammenstellung des Grundwassers stärker vom Winter- als vom Sommerniederschlag beeinflusst. Da in Europa Winter- und Sommerniederschlag zu annähernd gleichen Teilen den Jahresmittelniederschlag bilden, ist der Grund für dieses vorherrschende Wintersignal im Grundwasser nicht trivial. Rozanski et al. (Rozanski et al. 1982) geben als mögliche Ursache an, daß ein erheblich größerer Teil des Sommerniederschlags wiederverdampft und daher nicht zur Bildung des Grundwassers herangezogen werden kann. Das Modell gibt diesen Effekt realistisch wieder (s.Abb.4.7). Obwohl der  $\delta$ -Wert des Jahresniederschlags im Modell in der Tat ziemlich genau das Mittel von Winter- und Sommerniederschlag bildet, liegt der  $\delta$ -Wert des "Runoffs", der im Modell auch den Niederschlag repräsentiert, der vom Bodenfeuchtereservoir zur Grundwasserbildung abfließt, erheblich näher am  $\delta$ -Wert des Winterniederschlags. Auf diese Weise ermöglichen die Wasserisotope eine Validierung von Größen der Bodenhydrologie, wie Infiltrations- und Wiederverdampfungsraten, die direkt nicht zu bestimmen sind.

Diese Zusammenhänge stellt Abb.4.8 noch einmal von einer anderen Seite dar. Für fünf europäische IAEA Stationen zeigt sie den monatlichen Mittelwert des  $\delta^{18}\text{O}$  und der Temperatur über einen Beobachtungszeitraum von mindestens 10 Jahren und die entsprechenden Modellresultate. Der zunehmend stärkere Temperaturjahresgang (b+d) von der europäischen Atlantikküste (Valentia) bis Moskau, in den Beobachtungen wie im Modell, ist kennzeichnend für das zunehmend kontinentale

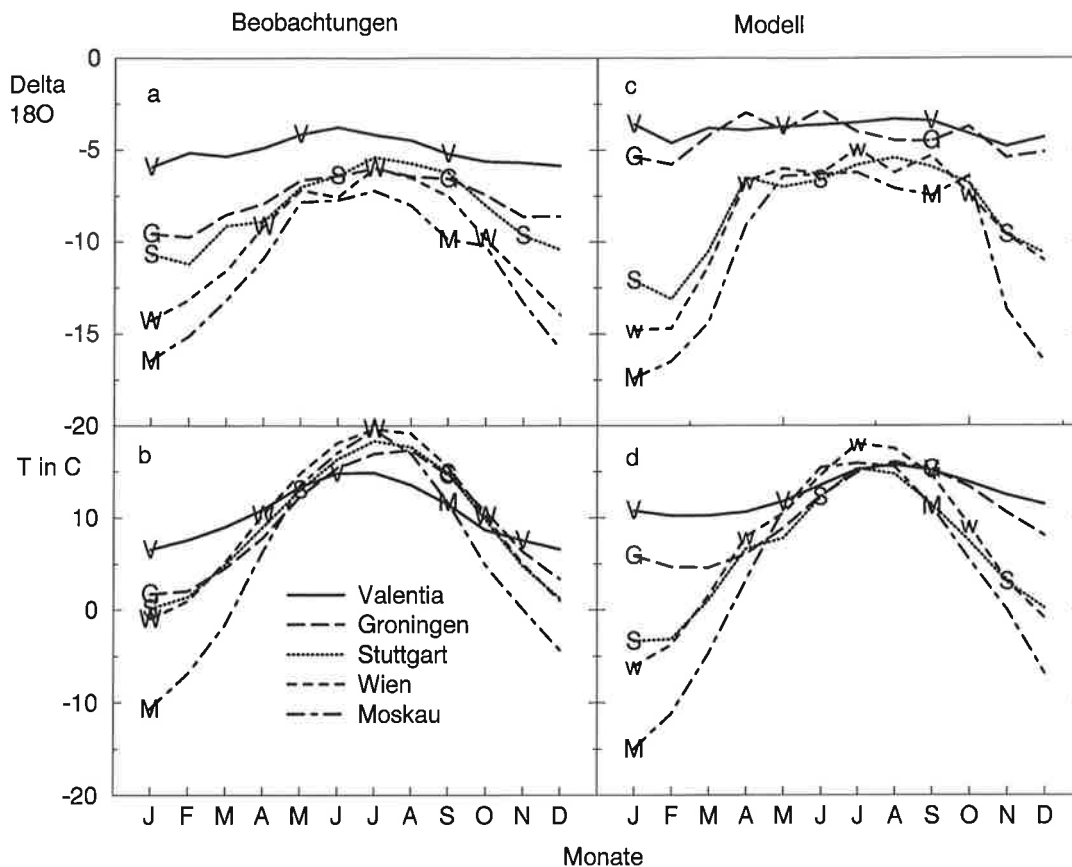


Abbildung 4.8:  $\delta^{18}\text{O}$  (in ‰) und Temperatur (in  $^{\circ}\text{C}$ ) von 5 IAEA Stationen (a+b) und den entsprechenden Modellgitterpunkten (c+d) (Mittel über fünf Jahre Kontrolllauf).

Klima mit extrem kalten Wintern und heißen Sommern. So ist in den Sommermonaten der Temperaturgradient der Jahresmitteltemperaturen für diese fünf Stationen invertiert: Moskau und Wien verzeichnen die wärmsten Sommer, Valentia die kühlest. Die Isotopenwerte (a), eben nicht einfach den Temperaturen folgend, sind weiterhin durch das Ausregnen atlantischer Luftmassen von West nach Ost nach zunehmend negativen Werten geordnet. Das Modell reproduziert dieses jahreszeitliche Verhalten zufriedenstellend. Einzig der Gitterpunkt, der die Station Groningen enthält, weist einen zu schwachen Jahresgang auf, bzw. steht zu stark unter maritimem Einfluß. Im bereits erwähnten T21-Lauf erstreckte sich dieser Einfluß noch erheblich weiter nach Osten (Hoffmann and Heimann 1993).

#### 4.1.4 Temperatureffekt II

Die erste  $\delta^{18}\text{O}$ -Temperatur Beziehung (s.Abb.4.4) könnte man als geographischen Temperatureffekt bezeichnen. Der dabei erfaßte Temperaturbereich von  $\sim 60^{\circ}\text{C}$  ergibt sich aus der geographischen Verteilung der Meßstationen. Die  $\delta^{18}\text{O}$ -Werte repräsentieren ein langjähriges Mittel über die Isotopenzusammensetzung des Regens, der eventuell aus Dampfmassen von interannual recht unterschiedlichem Ursprung ausregnete. Im Jahresgang erhöht sich diese Variabilität natürlich noch



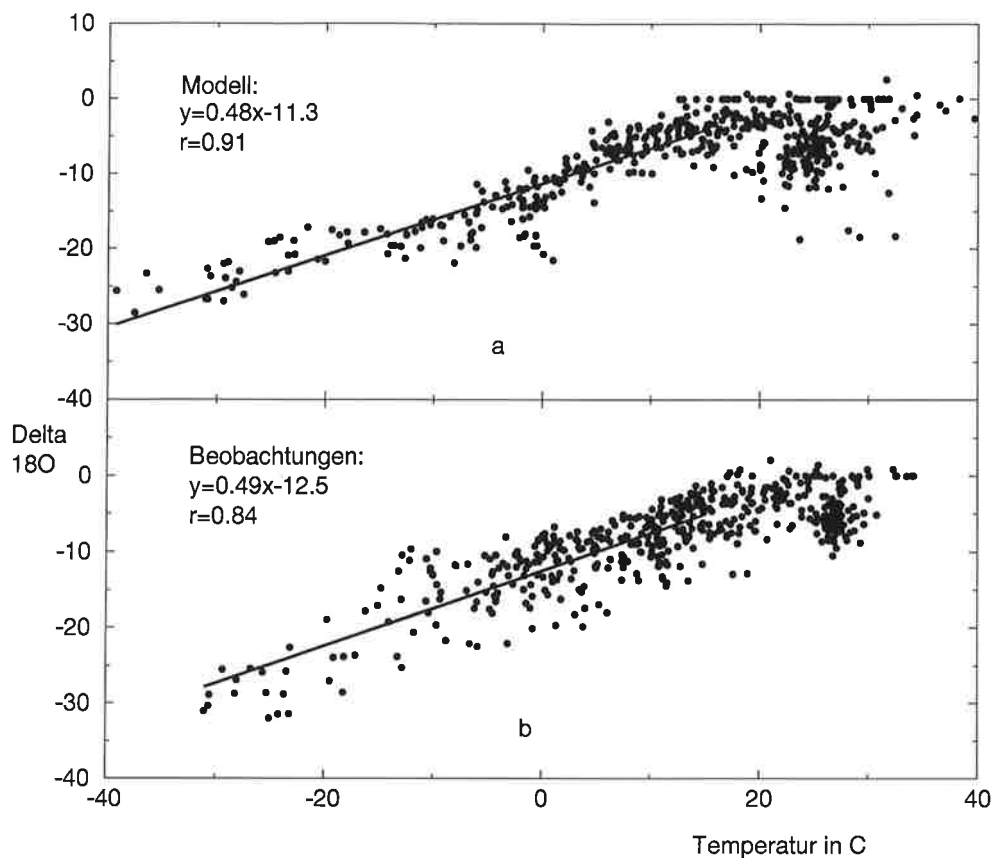


Abbildung 4.9: Saisonaler "Temperatureffekt": monatliches Mittel des  $\delta^{18}\text{O}$ -Werts (in ‰) gegen das der Temperatur für 25 IAEA Stationen (IAEA 1992) und die entsprechenden Modellergebnisse aus dem fünfjährigen Kontrolllauf. Die Regressionen wurden für  $T < 15^\circ\text{C}$  berechnet.

mehr. Eine Station in den mittleren Breiten kann im Sommer von tropischen oder subtropischen Luftmassen beeinflusst sein, im Winter aber von polaren. Das Ausregnen dieser Luftmassen erfolgt längs völlig unterschiedlicher Pfade, so daß einzelne Niederschläge innerhalb eines Monats in ihrem  $\delta^{18}\text{O}$ -Wert eine weit höhere Schwankungsbreite aufweisen können als etwa der Jahresgang. Mit dem saisonalen Temperatureffekt sei jetzt aber die  $\delta^{18}\text{O}$ -T Beziehung an einer Meßstation im Jahresgang gemeint, wie sie Abb.4.9 für 25 Stationen zeigt. Die Übereinstimmung zwischen Modell (b) und Beobachtung (a) mit einer Steigung von  $0.48\frac{\text{‰}}{^\circ\text{C}}$  und  $0.49\frac{\text{‰}}{^\circ\text{C}}$  ist sehr gut. Daß im Modell die Korrelation der beiden Größen unterhalb von  $15^\circ\text{C}$  sogar noch höher ist als bei den Meßwerten, mag an den klimatologischen, fest vorgegebenen Meeresoberflächentemperaturen liegen, die

einen großen Teil natürlicher Variabilität unterdrücken.

Einen geographischen Eindruck von der Saisonalität der  $\delta^{18}\text{O}$ -Werte gibt Abb.4.10, in der die Differenz zwischen den  $\delta^{18}\text{O}$ -Werten der fünf simulierten Januare und der entsprechenden Julis dargestellt ist. Über weiten Teilen des Ozeans überschreitet die Jan.-Jul. Differenz  $\Delta_{JJ}\delta^{18}\text{O}$  wegen der reduzierten Temperatur-saisonalität einerseits und der steten Feuchtezufuhr andererseits einen Wert von  $2\text{‰}$  nicht. Den stärksten Jahresgang findet man im Inneren Asiens, Nordamerikas und der Antarktis mit Werten bis zu  $\Delta_{JJ}\delta^{18}\text{O} \approx \pm 15\text{‰}$ . Die beiden "Ausreißer" über

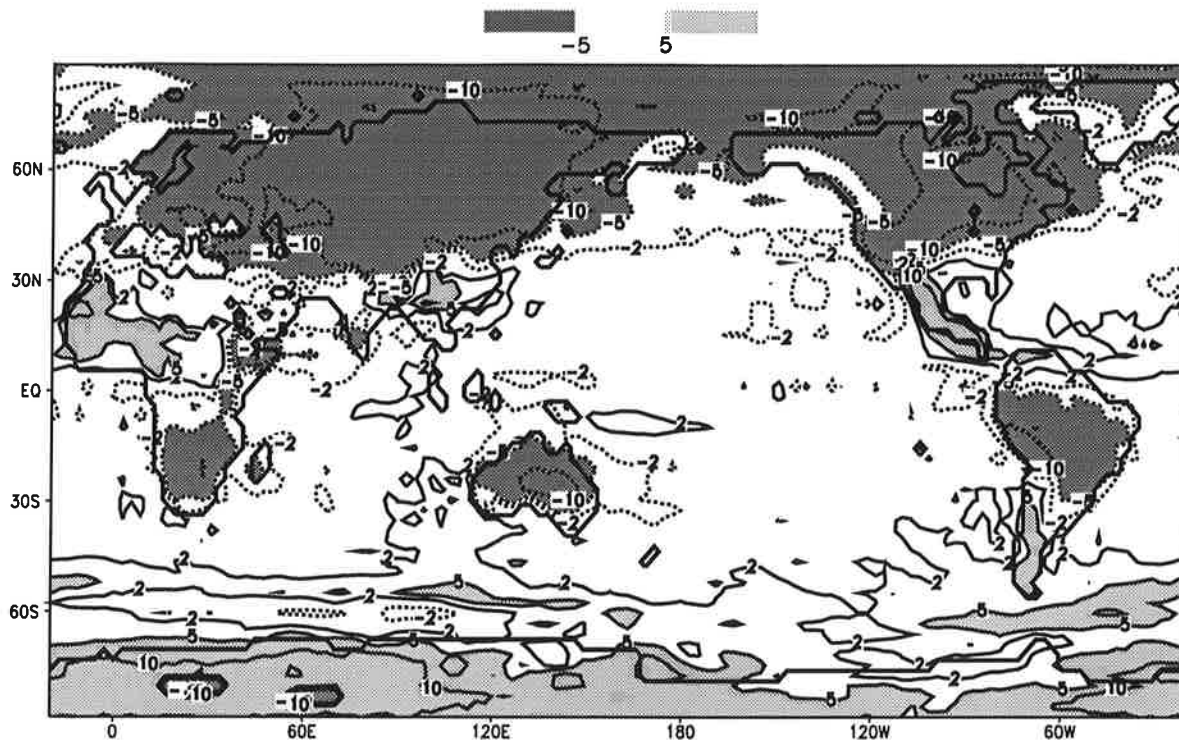


Abbildung 4.10: Jahresgang im simulierten  $\delta^{18}\text{O}$ : Mittel über die Differenz von Januar und Juli  $\delta^{18}\text{O}$ -Werten des fünfjährigen Kontrolllaufs (in ‰).

der Ostantarktis mit einem "Nordsignal" von  $\Delta_{JJ}\delta^{18}\text{O} \leq -10\text{‰}$  beruhen einfach darauf, daß es über dem extrem trockenen Eisschild in den fünf Julis des Kontrolllaufs nicht geschneit hat. Wenn also die leichte Schattierung in Abb.4.10 für das Südsignal (kalter Juli, negatives  $\delta^{18}\text{O}_{\text{July}}$ , positives  $\Delta_{JJ}\delta^{18}\text{O} > 5\text{‰}$ ) und die dunkle Schattierung (negative  $\Delta_{JJ}\delta^{18}\text{O} < -5\text{‰}$ ) für das Nordsignal steht, so scheinen in den niederen Breiten ( $30^\circ\text{N} - 30^\circ\text{S}$ ) Nord- und Südhemisphäre zumindest über Land die Seiten vertauscht zu haben. Das afrikanische und südostasiatische Monsungebiet, sowie Lateinamerika zeigen einen deutlichen Südhemisphären-Jahresgang, das südliche Afrika, fast ganz Australien und das Amazonasgebiet einen Nordjahresgang. Wie ist das zu erklären? Ein Blick zurück auf die  $\delta^{18}\text{O}$ -Jahresmittelwerte (Abb.4.2) gibt bereits einen Hinweis. In den Inneren Tropen zeichnen sich Gebiete mit einem besonders starken Niederschlag durch deutlich negativere  $\delta^{18}\text{O}$ -Werte aus. So kann man beispielsweise die Aufstiegsgebiete über dem warmen Westpazifik sowie die intertropische Konvergenzzone (ITCZ) mit ihren Niederschlägen deutlich an den  $\delta^{18}\text{O}$ -Werten zwischen  $-4\text{‰}$  und  $-6\text{‰}$ , über Indonesien sogar bis  $-8\text{‰}$  erkennen. Hierfür ist der in Kap.2 bereits erwähnte Mengeneffekt verantwortlich. Fällt die Regenzeit in die Sommerjahreshälfte, wie das in den oben genannten Monsungebieten, aber auch im südlichen Afrika und im Amazonas der Fall ist, so führt der Mengeneffekt zu einem abgereicherten Niederschlag im Sommer und somit, entgegen dem was der Temperatureffekt erwarten läßt, zu einer Antikorrelation von Temperatur und  $\delta^{18}\text{O}$ .

### 4.1.5 Mengeneffekt

Abb.4.11 zeigt für 7 IAEA Stationen auf tropischen Inseln und 6 Stationen im Einflußbereich des indischen und des ostasiatischen Monsuns, sowie den entsprechenden Modellgitterpunkten die monatlichen  $\delta^{18}\text{O}$ -Werte und den Niederschlag. Aus theoretischen Gründen erwartet man für die tropischen Stationen die am wenigsten verrauschte Relation von  $\delta^{18}\text{O}$  und Niederschlag: die Isotopenzusammensetzung des Dampfes über dem tropischen Ozean liegt sehr stabil bei ca.  $-13\text{‰}$ . Zirkulationsänderungen können nicht wesentlich davon abweichenden Dampf, wie er sich über den Kontinenten durch das starke Ausregnen ergibt, herantransportieren. Außerdem gibt es nur geringe saisonale Schwankungen in den Meeresoberflächentemperaturen. Die wichtigste Größe, die daher den  $\delta^{18}\text{O}$ -Wert beeinflusst ist die Stärke der Konvektion und somit die Menge des Niederschlags. In der Tat ist hier die Korrelation in den Beobachtungen relativ hoch ( $r_{obs}=-0.91$ ), fällt aber für das Modell deutlich schwächer aus ( $r_{Mod}=-0.82$ ). Außerdem ist der Mengeneffekt über dem freien Ozean im Modell anscheinend zu schwach ausgefallen mit ca.  $-1\text{‰}$   $\delta^{18}\text{O}$ -Änderung pro 100mm Niederschlag im Vergleich zu den beobachteten ca.  $-1.8\text{‰}$ . Abgesehen davon, daß ein Simulationszeitraum von lediglich 5 Jahren für eine gute Repräsentation der ITCZ als eher knapp gilt, könnte dieser Unterschied zwischen Modell und Beobachtungen auf eine Schwäche der Konvektionsparametrisierung, nämlich

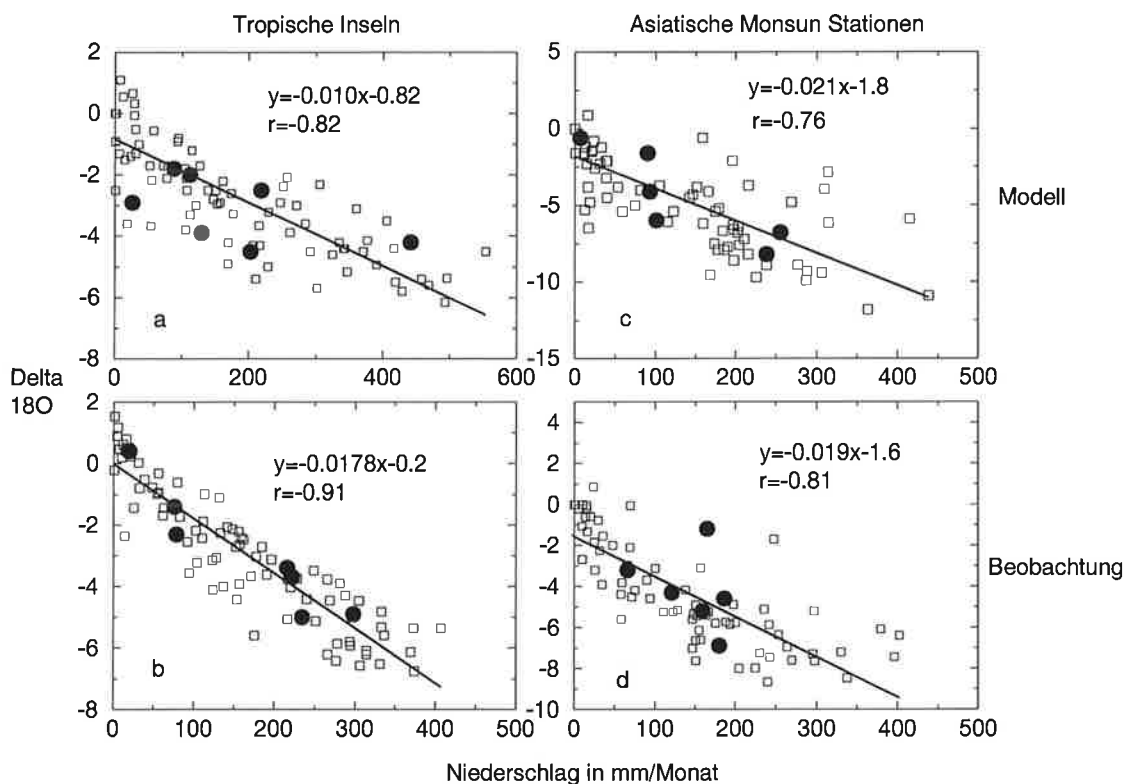


Abbildung 4.11: Mengeneffekt auf tropischen Inseln und im asiatischen Monsungebiet: Monatliche Mittel (Kästchen) und langjähriges Mittel (Punkte);  $\delta^{18}\text{O}$  (in ‰) aufgetragen gegen den Niederschlag (mm/Monat) von 7 tropischen Inselmeßstationen (b) und 6 Stationen im asiatischen Monsungebiet (d) und die entsprechenden Modellergebnisse (a:Inseln ; c:Monsun).

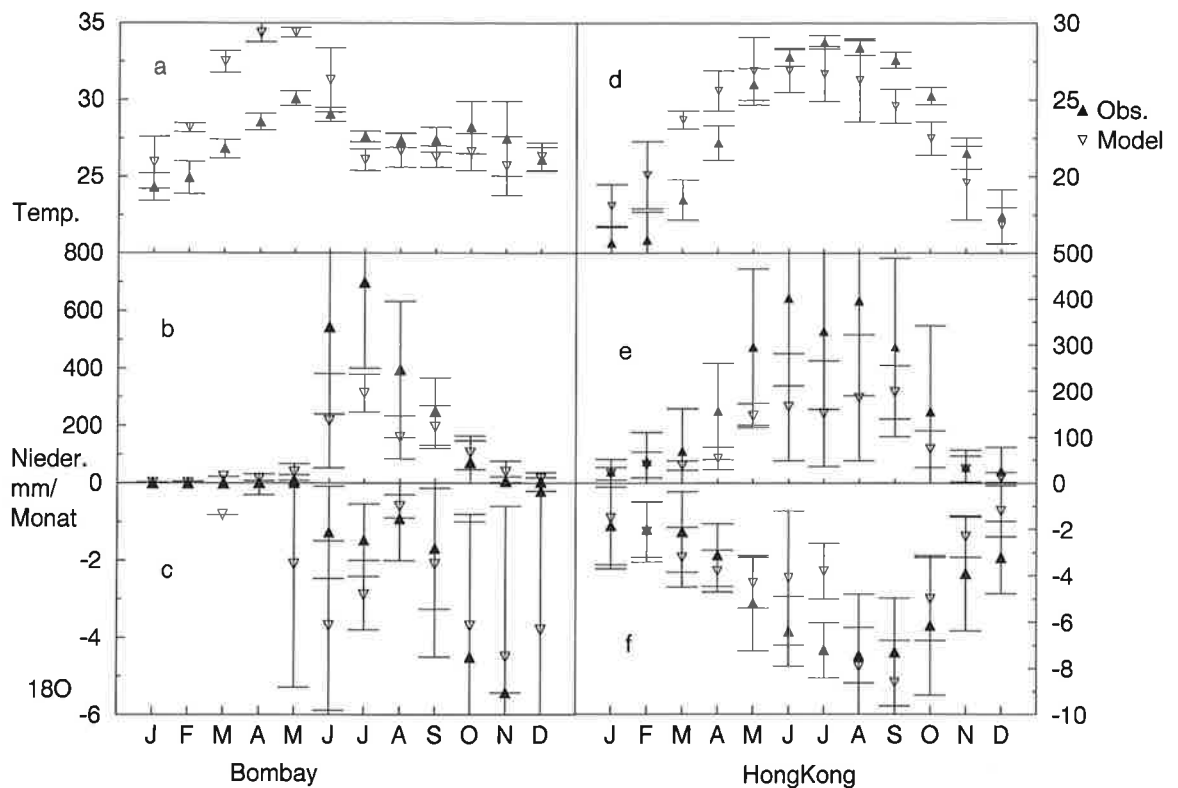


Abbildung 4.12: Jahresgang von Temperatur (in °C; a+d), Niederschlag (in mm/Monat; b+e) und  $\delta^{18}\text{O}$  (in ‰, c+f) für die IAEA Stationen Bombay (linke Spalte) und HongKong (rechte Spalte) und die entsprechenden Modell-ergebnisse.

auf nicht hoch genug reichende Konvektion im ECHAM, zurückzuführen sein. Der vertikale  $\delta^{18}\text{O}$ - Gradient im Dampf ist sehr steil. So wurden Differenzen zwischen dem  $\delta D$ -Wert des Dampfes in 500m und dem in 5.5 km von 300-400‰ (Taylor 1972) gemessen, was einer Differenz von ca. 40-50‰ im  $\delta^{18}\text{O}$  entspricht. Eine nicht hoch genug reichende Konvektion zöge diesen stark abgereicherten Dampf nicht zur Bildung des Niederschlags heran.

In den Monsungebieten stimmen Modell und Beobachtungen besser überein ( $\sim 2\%$  per 100mm Niederschlag). Die  $\delta^{18}\text{O}$ -Niederschlagsbeziehung ist erheblich verrauschter als bei den Inselstationen, da Zirkulationsänderungen hier eine größere Rolle spielen. So können während des Umschlags vom sommerlichen Südwest-Monsun zum trockenem Wintermonsun stark abgereicherte Dampfmassen vom Kontinentinneren herantransportiert werden, die die Isotopenzusammensetzung beeinflussen würden.

Dies kann im Detail an Abb.4.12 abgelesen werden, welche Temperatur, Niederschlag und  $\delta^{18}\text{O}$  für zwei Stationen - Bombay und HongKong - zeigt. An beiden Gitterpunkten unterschätzt das Modell die Stärke des Monsun-Niederschlags. Ein wichtiger Grund hierfür sind sicherlich die hinter beiden Stationen steil aufragenden Gebirge, die einen starken orographisch forcierten Niederschlag erzwingen. Diese schmalen Gebirgszüge sind nicht ausreichend im T42-Modell aufgelöst. Ein weiteres Manko des Modells sind die mit über 10°C zu warm eingeschätzten Temperatu-

ren im Frühling und Frühsommer in Bombay. Nach der mehrmonatigen Trockenzeit fällt offensichtlich die Kühlung der bodennahen Schichten durch den latenten Wärmefluß bei der Verdampfung aus dem Bodenfeuchtereservoirs weg: ein Problem des zu schwachen Sommermonsuns einerseits und der Beschreibung der Bodenprozesse im Modell, die offensichtlich ein zu starkes Austrocknen des Bodens erlauben, andererseits.

Nichtsdestotrotz ist der offensichtlich vom Mengeneffekt dominierte Jahresgang des  $\delta^{18}\text{O}$ -Werts zufriedenstellend simuliert. So findet man in Hongkong besonders deutlich die für tropische und subtropische Gebiete mit einer ausgeprägten Regen- und Trockenzeit typische Antikorrelation von  $\delta^{18}\text{O}$  und Temperatur.

Am  $\delta^{18}\text{O}$ -Jahresgang in Bombay kann man die Wichtigkeit von Zirkulationsänderungen für die Isotope ablesen. Nach einer sechsmonatigen Trockenzeit (Dez.-Mai) fällt der Beginn des Monsuns in den Beobachtungen immer in den Juni (b). Über die folgenden drei Monate (c) folgt dann der  $\delta^{18}\text{O}$ -Wert exakt dem, was der Mengeneffekt erwarten läßt: der Monat mit dem stärksten Niederschlag (July) weist den abgereichertsten Regen auf; es folgen entsprechend nach der Niederschlagsmenge geordnet Juni und August. Ab September aber werden die  $\delta^{18}\text{O}$ -Werte immer negativer, obwohl die Regenzeit ihrem Ende zu geht. Die Kondensationstemperaturen sollten ebenfalls keine Rolle spielen, da Bombay mit einer Jahresmitteltemperatur von  $> 25^\circ\text{C}$  weit jenseits der für Stationen, an denen der Temperatureffekt eine Rolle spielt, liegt. Mit dem Einsetzen des trockenen Nordost-Monsuns wird abreicherter Dampf aus dem Kontinentinneren zur Küste nach Bombay transportiert und mit zur Niederschlagsbildung herangezogen. Über die Monate Sep.-Nov. dreht die Windrichtung zunehmend von Südwest (Sommermonsun) nach Nordost. Damit verbunden ist ein zunehmend stärker fraktionierter Niederschlag.

Das Modell gibt diesen Zirkulationseffekt zufriedenstellend wieder (c). Über die Monate August-November berechnet es bei abnehmendem Niederschlag entgegen dem Mengeneffekt zunehmend negativere  $\delta^{18}\text{O}$ -Werte. Die zu stark fraktionierten Niederschläge im Mai und Juni deuten möglicherweise auf einen zu schwach einsetzenden Südwest-Monsun hin, der die Beteiligung kontinentaler Luftmassen an der Niederschlagsbildung und somit die zu negativen  $\delta^{18}\text{O}$ -Werte gestattet.

#### 4.1.6 Überblick

Die Abbildungen 4.13 und 4.14 sollen noch einmal einen Überblick über alle bisher angesprochenen Effekte geben. Für verschiedene Regionen sind in ihr der  $\delta^{18}\text{O}$ -Jahresmittelwert, sowie  $\delta^{18}\text{O}$ -, Temperatur- und Niederschlagsjahresgang (Differenz aus Januar und Juli Wert) der IAEA Station und des entsprechenden Modellgitterpunktes aufgezeichnet. Dabei werden besonders die Regionen genauer betrachtet, die von einem Übergang zwischen eindeutig vom Temperatureffekt beherrschten Stationen zu welchen, die vom Mengeneffekt dominiert werden, geprägt sind. Falls eine eindeutige Zuordnung möglich ist, werden Stationen mit dominierendem Temperatureffekt mit einem T ( $\Delta T, \Delta\delta$  gleiches Vorzeichen,  $|\Delta P|$  meist  $< 100\text{mm/Monat}$ ) und Stationen mit dominierendem Mengeneffekt mit einem P gekennzeichnet ( $\Delta P, \Delta\delta$  entgegengesetztes Vorzeichen,  $|\Delta P|$  meist  $> 150\text{mm/Monat}$ ,  $|\Delta T|$  meist  $< 5^\circ\text{C}$ ). So werden besonders Probleme in der Modellierung der Wasserisotope

deutlich, wenn nämlich die eventuell unterschiedliche Charakterisierung des  $\delta^{18}\text{O}$ -Jahresganges ( $T \leftrightarrow P$ ) auf qualitative Unterschiede zwischen Modell und Beobachtung aufmerksam macht.

In Nordamerika (s.Abb.4.13 links) werden die größten temperaturbestimmten  $\delta^{18}\text{O}$ -Jahresgänge gemessen, die das Modell ein wenig zu schwach wiedergibt (nicht "kontinental" genug).

Die Mittelamerikanischen Stationen (s.Abb.4.13 Mitte) San Salvador und Vera Cruz sind eindeutig vom Mengeneffekt bestimmt. Der erheblich zu hohe Niederschlag in San Salvador ( $\sim 500$  mm) führt zu einem entsprechend überhöhten  $\Delta\delta^{18}\text{O}$ . Die im mexikanischen Hochland ( $\sim 1500$ m) gelegene Station Chihuahua ist in den Beobachtungen nicht eindeutig einem der beiden Regimes zuzuordnen. Das Modell simuliert dort aber einen viel zu großen  $\delta^{18}\text{O}$ -Jahresgang ( $\sim 8\text{‰}$ ). Möglicherweise überschätzt das Modell über Land, wie hoch die orographisch forcierte Konvektion reicht. So wäre die hohe Korrelation zwischen konvektivem Niederschlag und  $\delta^{18}\text{O}$  und der extreme  $\Delta\delta^{18}\text{O}$  Jahresgang an dieser Station zu erklären.

Das Amazonasgebiet (s.Abb.4.13 rechts) ist vom Mengeneffekt dominiert. Der etwas zu starke Jahresgang des  $\delta^{18}\text{O}$  ( $\Delta\delta^{18}\text{O}_{\text{Brasilien}} = -6\text{‰}$  statt  $-2.3\text{‰}$ ) resul-

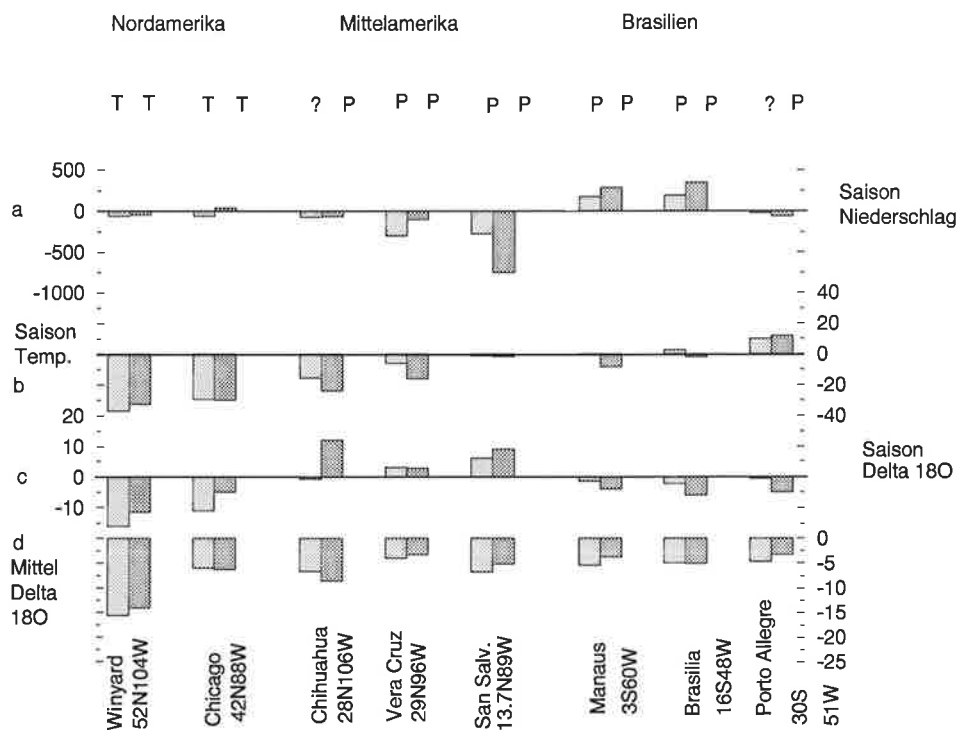


Abbildung 4.13: Jahresmittel und Jahresgang an 8 IAEA Stationen: Differenz von Januar und Juli Werten von Niederschlag (mm/Monat; a), Temperatur ( $^{\circ}\text{C}$ ; b) und  $\delta^{18}\text{O}$  ( $\text{‰}$ ; c), sowie das Jahresmittel des  $\delta^{18}\text{O}$  ( $\text{‰}$ ; d) für 8 IAEA Stationen (hell schattiert) und den entsprechenden Modellgitterpunkten (dunkel schattiert). Charakterisierung der Stationen: T=Temperatureffekt, P=Mengeneffekt, ?=nicht eindeutig zu entscheiden.

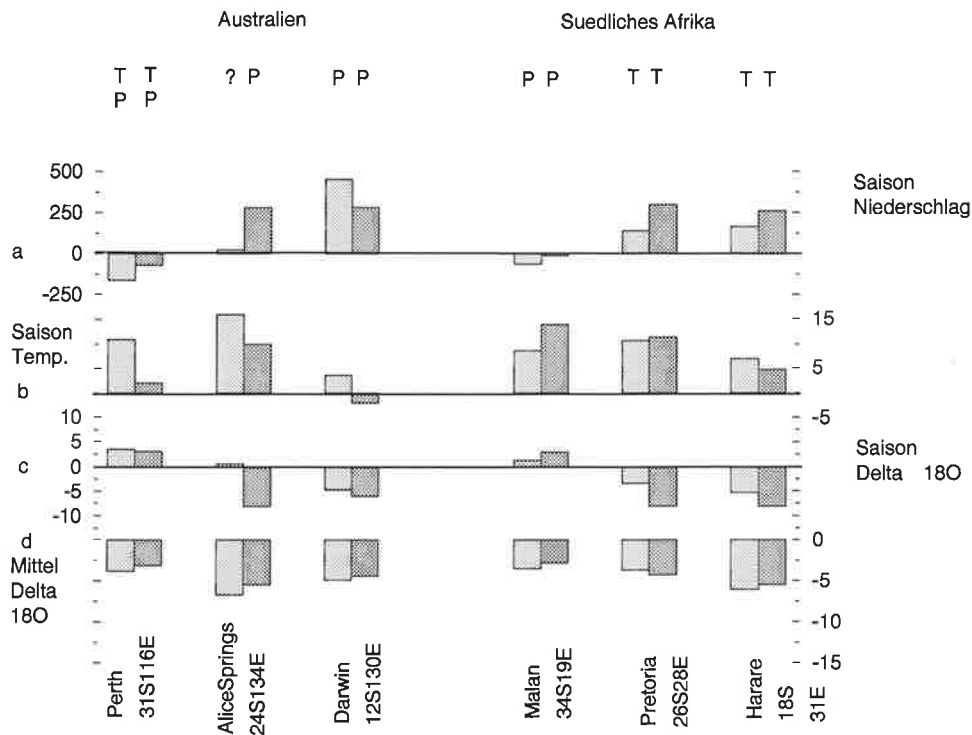


Abbildung 4.14: Jahresmittel und Jahresgang von Niederschlag, Temperatur und  $\delta^{18}\text{O}$  für sechs weitere Stationen: Bezeichnung analog zu 4.13.

tiert aus einem entsprechendem Problem im modellierten Niederschlag: erheblich zu trockene Südhemisphärenwinter führen zu einem überschätzten Jahresgang im Niederschlag (Manaus und Brasilia). Porto Alegre, recht weit im Süden Brasiliens gelegen ( $30^{\circ}\text{S}$ ), weist wie Chihuahua einen viel zu starken  $\delta^{18}\text{O}$ -Jahresgang auf ( $\Delta\delta^{18}\text{O} = -5\text{‰}$ ). Auch hier überschätzt das Modell möglicherweise die Höhe der Konvektion in einer Übergangsregion zwischen Mengeneffekt und Temperatureffekt ( $\Delta T_{\text{Porto Alegre}} = +12^{\circ}\text{C}$  im Modell).

Ganz ähnlich lassen sich die australischen Stationen einordnen (s. Abb. 4.14 links). Von Perth ( $31^{\circ}\text{S}$ ), eher vom Temperatureffekt beeinflusst (der Hauptniederschlag fällt im Südwinter, daher unterstützt der Mengeneffekt möglicherweise noch den Temperatureffekt), zum eindeutig vom Mengeneffekt dominierten tropischen Darwin ( $12^{\circ}\text{S}$ ) hin gibt es eine Übergangszone. Alice Springs, in der Wüste in der Mitte des Kontinents gelegen, befindet sich in dieser Übergangszone (kaum Jahresgang im  $\delta^{18}\text{O}$  in den Beobachtungen). Das ECHAM überschätzt aber die Ausdehnung des australischen Monsuns weit über den Norden des Kontinents hinaus und dehnt mit dem Niederschlags-Jahresgang (in Alice Springs  $\Delta P = 280\text{mm}$ ) die vom Mengeneffekt dominierte Zone über fast ganz Australien aus.

Im südlichen Afrika (s. Abb. 4.14 rechts) stimmen Modell und Beobachtung qualitativ an allen drei Stationen gut überein. Der zu starke Niederschlag im Südsommer sorgt für einen etwas zu starken  $\delta^{18}\text{O}$ -Jahresgang (Pretoria).

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß gerade in den Übergangsgebieten zwischen Temperatur- und Mengen-Regime die Isotope sensitiv auf Probleme in der

Modellierung des Wasserkreislaufs reagieren. Es zeigen sich dabei zwei Arten von Modellproblemen:

1. Die Differenz zwischen Modell und Beobachtungen im  $\delta^{18}\text{O}$ - Wert erklärt sich offensichtlich aus der fehlerhaften Modellklimatologie. (Ausdehnung des australischen Monsungebiets:Alice Springs; zu trockenen Südwinter im Amazonas und südlich davon:Manaus,Brasilia).
2. Eine solche Differenz läßt sich nicht auf die Klimatologie des Modells zurückführen. Da Dampf in der Höhe stark abgereichert ist, spielt die Höhe konvektiver Niederschlagsereignisse in den Tropen und Subtropen eine entscheidende Rolle bei der isotopischen Zusammensetzung des Niederschlags. Der zu schwache Mengeneffekt über dem tropischen Ozean (s.Abb.4.11) deutet daher möglicherweise auf eine nicht hoch genug reichende Konvektion über See hin. Über Land hingegen ist das genaue Gegenteil der Fall: ein zu großer Jahresgang in einigen Regionen im  $\delta^{18}\text{O}$  (Chihuahua, Porto Allegre), der schon bei geringer Niederschlagsmenge zu negative Werte erreicht (zu starker Mengeneffekt), ist ein Indiz für zu hoch reichende Konvektion. Für diese Annahme spricht auch der zu negative  $\delta^{18}\text{O}$ -Jahresmittelwert in der West Sahara oder Mittelamerika (s.Abb.4.2), also trockenen Klimaten, in denen der gesamte Jahresniederschlag in einigen starken Schauern fällt. Obwohl Beobachtungsdaten

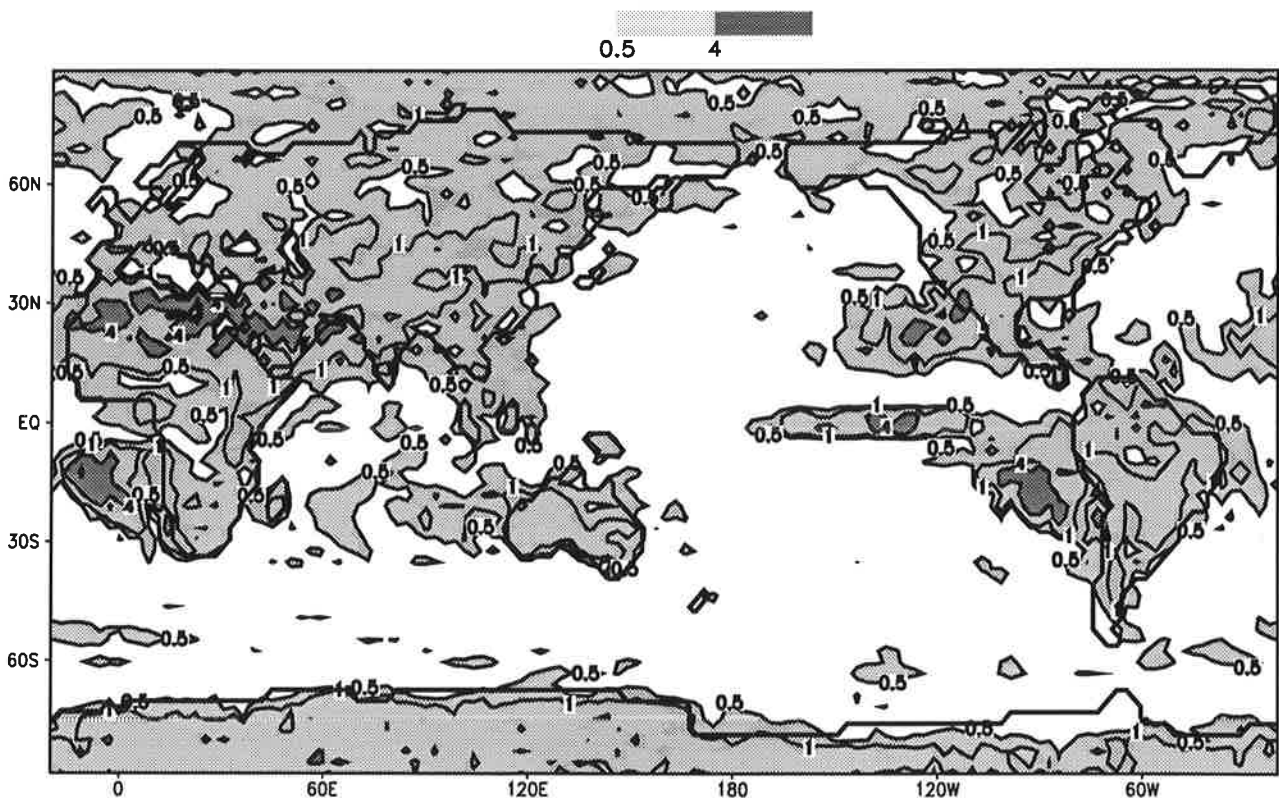


Abbildung 4.15: Standardabweichung der simulierten  $\delta^{18}\text{O}$  Jahresmittelwerte aus dem fünfjährigen Kontrolllauf



in diesen Regionen rar sind, ist der Jahresmittelwert hier sicherlich um ca. 4-5‰ zu negativ. Die These der Sensitivität des  $\delta^{18}\text{O}$  auf die Höhe der Konvektion muß allerdings in weiterführenden Arbeiten noch geklärt werden.

#### 4.1.7 Interannuale Variabilität

Da die Meeresoberflächentemperaturen interannual konstant bleiben, ist das vorherrschende Muster in Abb.4.15, in dem die Standardabweichung  $\sigma_{18\text{O}}$  der fünf simulierten Jahre zu sehen ist, der Land-See Kontrast. Über dem Ozean überschreitet  $\sigma_{18\text{O}}$  selten die 0.5‰ Marke. Nur in den Regionen mit extrem geringen Niederschlägen, wie in den subtropischen Hochdruckgebieten (vor Afrika und vor Nord- und Südamerika nördlich und südlich des Äquators), in denen wenige Niederschlagsereignisse den  $\delta^{18}\text{O}$ -Wert bestimmen, ist die Standardabweichung größer als 4‰. Ähnliches gilt auch für Wüstengebiete wie die Sahara und Saudi-Arabien. Für das im folgenden diskutierte Modellexperiment, dem Lauf unter glazialen Randbedingungen, ist es wichtig zu wissen, wann eine simulierte  $\delta^{18}\text{O}$ -Änderung als groß einzuschätzen ist. Eine  $2\sigma_{18\text{O}}$ -Abweichung (entspricht einem 95%’tigem Signifikanzniveau) liegt über Land also ungefähr bei 2‰ und über dem Ozean bei weniger als 1‰ Abweichung des  $\delta^{18}\text{O}$ -Werts.

## 4.2 Der Deuteriumüberschuß

Mit der isotopischen Zusammensetzung des Niederschlags,  $\delta^{18}\text{O}$  und  $\delta\text{D}$ , wurden bisher Größen betrachtet, die in erster Ordnung von den Eigenschaften des Wasserkreislaufs und nicht von Details ihrer Parametrisierung abhängen. In ersten Sensitivitätsläufen (hier nicht gezeigt) mit dem ECHAM-Modell, hatte sich beispielsweise die genaue Form der Funktion 3.25, mit der eine effektive Feuchte unterhalb der Wolkenbasis bestimmt wird, als für die erste Ordnungsgrößen  $\delta^{18}\text{O}$  und  $\delta\text{D}$  unwichtig herausgestellt. Im Gegensatz dazu hängt der Deuteriumüberschuß,  $d = \delta\text{D} - 8\delta^{18}\text{O}$ , ganz wesentlich als Größe zweiter Ordnung, von der Parametrisierung der kinetischen Fraktionierungsprozesse ab, bei denen eine Trennung von Deuterium und  $^{18}\text{O}$  relativ zueinander auf Grund ihrer unterschiedlichen Diffusivität vorgenommen wird.

Die "Global Meteoric Water Line" (s. Abb. 2.8) gibt das mittlere Verhältnis von  $\delta\text{D}$  zu  $\delta^{18}\text{O}$  im Frischwasser an. Als wichtigster Prozeß, der für den globalen Überschuß an Deuterium über das Gleichgewichtsverhältnis von  $\delta^{18}\text{O}/\delta\text{D} = 1/8$  hinaus von  $d \sim 10\%$  verantwortlich ist, war in Kap. 2 die Nicht-Gleichgewichtsverdampfung an der Ozean-Atmosphären Grenzschicht beschrieben worden. Abb. 4.16 (b) zeigt das Verhältnis von  $\delta\text{D}$  zu  $\delta^{18}\text{O}$  an allen IAEA Stationen bis 1992 (IAEA 1992), an

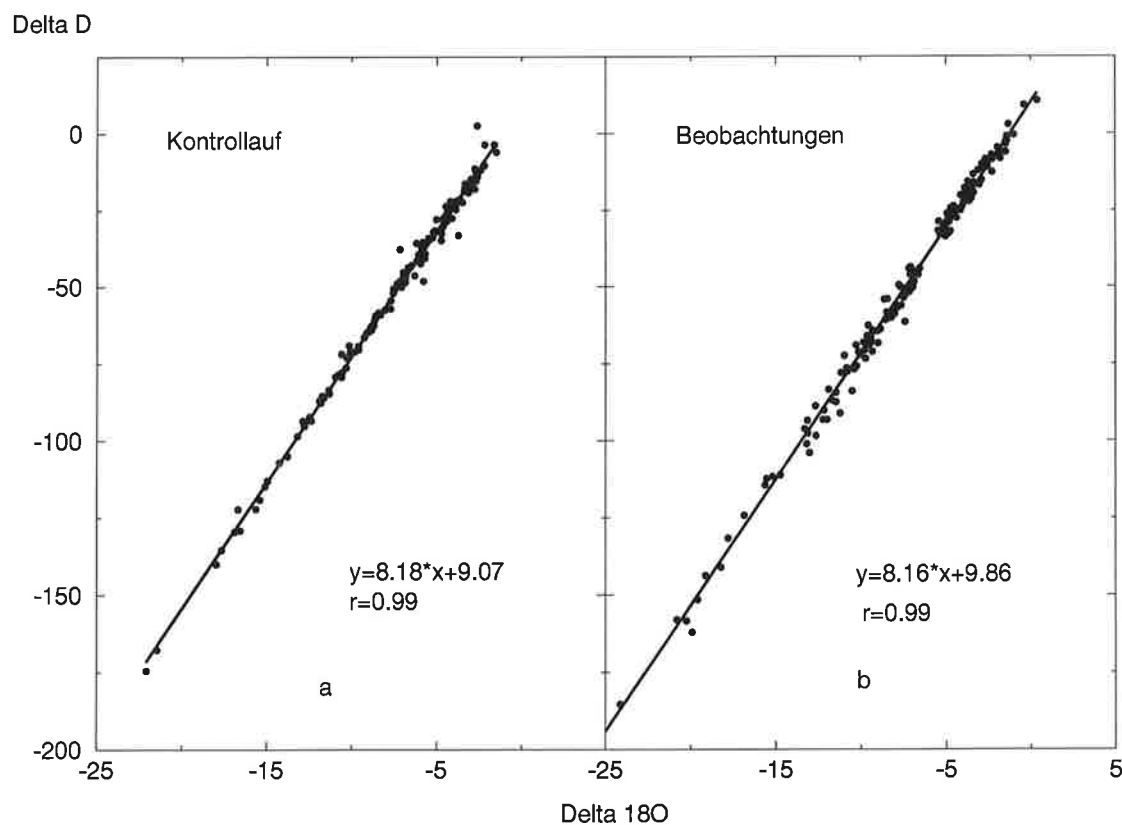


Abbildung 4.16: "Global meteoric water line":  $\delta\text{D}$  aufgetragen gegen  $\delta^{18}\text{O}$  einmal für die IAEA Stationen (IAEA 1992) (b) und für die entsprechenden Modellergebnisse (Mittel über fünf Jahre Kontrolllauf) (a).

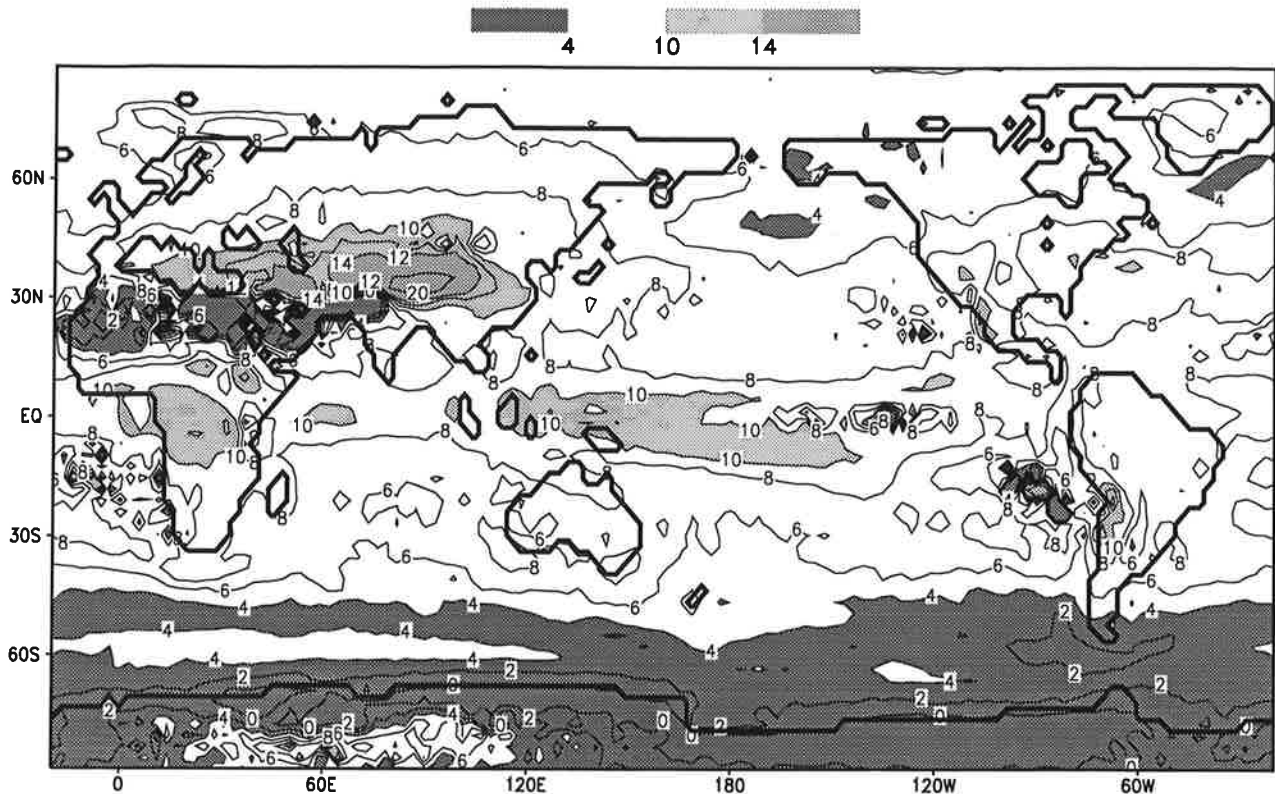


Abbildung 4.17: Der Deuteriumüberschuß  $d = \delta D - 8 \cdot \delta^{18}O$  berechnet als Mittel über fünf Jahre Kontrollauf mit dem ECHAM-Modell. Die dunkel schraffierten Bereiche bezeichnen Gebiete mit geringem Deuteriumüberschuß ( $< 4\text{‰}$ ), die heller schraffierten Bereiche (abgestuft) die Gebiete mit relativ großem Deuteriumüberschuß ( $> 10\text{‰}$  bzw.  $> 14\text{‰}$ ).

denen gleichzeitig  $^{18}O$  und Deuterium Messungen durchgeführt wurden. Die Steigung der Regressionsgeraden durch die Meßwerte beträgt  $s_{D/^{18}O} = 8.18$ , der Schnitt mit der  $y = \delta D$ -Achse liegt bei 9.86. Die Übereinstimmung der Regressionsgerade durch die Modellergebnisse (s. Abb. 4.16(b)) mit diesen Beobachtungen ist befriedigend, wenn auch bei fast gleicher Steigung der Regressionsgeraden (im Modell:  $s_{D/^{18}O} = 8.16$ ) der Schnitt mit der  $y = \delta D$ -Achse mit 9.07 etwas zu niedrig liegt.

Abb. 4.17 zeigt die geographische Verteilung, der im Modell berechneten Überschuß-Werte. Die Gebiete mit sehr geringem Jahresniederschlag und daraus folgend hoher Variabilität in den  $\delta^{18}O$ -Werten (s. Abb. 4.15), beispielsweise in den subtropischen Hochdruckgebieten, machen sich auch bei den Deuteriumüberschuß-Werten mit ihren unrealistisch großen räumlichen Schwankungen bemerkbar.

In Europa liegen die berechneten Werte zwischen 6 und 8 ‰, was verglichen mit den Beobachtungen ein wenig zu gering ist, wie Tabelle 4.1 zeigt. In den Stationswerten von Valentia bis Moskau ist kein klarer Gradient wie bei den  $\delta^{18}O$ -Werten (Kontinentaleffekt) zu erkennen. Der negative  $d$ -Wert in Moskau etwa könnte darauf hindeuten, daß ein relevanter Anteil des Jahresniederschlages dort aus anderen Feuchtequellen als bei den westeuropäischen Stationen stammt. Abb. 4.18 zeigt die

Station	Deuteriumüberschuß Beobachtung (IAEA)	Deuteriumüberschuß Modell (Kontrolllauf)
Valentia 52N 10W	7.1	5.5
Groningen 53N 7E	11.6	6.4
Stuttgart 49N 9E	5.7	7.6
Wien 48N 16E	8.0	7.1
Moskau 56N 38E	-3.3	7.3
Gronnedal 61N 48W	2.8	5.6
Reykjavik 64N 22W	6.8	4.8
Isfjord 78N 14E	7.7	5.4
HalleyBay 76S 27W	7.5	0.18
ArgentineIslands 65S 64W	1.8	0.3

Tabelle 4.1: Deuteriumüberschuß über Europa und in polaren Breiten: die Beobachtungen beruhen auf den IAEA-Daten bis 1992 (IAEA 1992) und die Modelldaten auf dem fünfjährigen Kontrolllauf.

mit einem Rayleigh-Modell, welches die kinetischen Effekte, wie in Kap.2 (Formel 2.18) geschildert, berücksichtigt, berechnete Abhängigkeit des Deuteriumüberschuß von Feuchte und Temperatur. Bei gleichbleibender Temperatur, so wurde schon in Abb.2.9 gezeigt, verdunstet mit sich verringernder relativer Feuchte  $h$  das Wasser zunehmend in einer Nicht-Gleichgewichtssituation; der Überschuß-Wert des Dampfes wird größer und durch nachfolgende Kondensationsprozesse meist nicht mehr verändert. Hält man aber die relative Feuchte fest, so zeigt Abb.4.18, nimmt mit kälteren Verdampfungstemperaturen der Deuteriumüberschuß ab; die Verdamp-

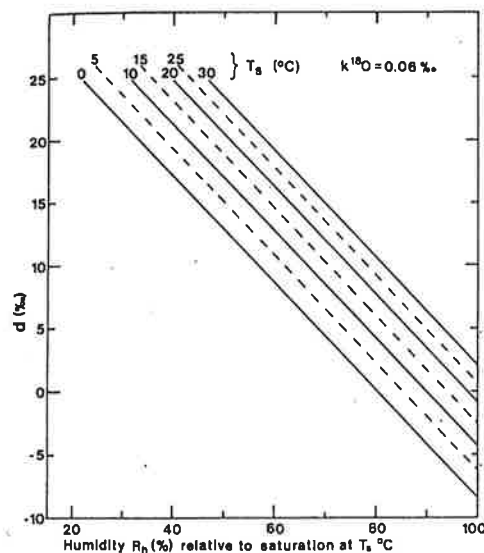


Abbildung 4.18: Abhängigkeit des Deuteriumüberschuß im Dampf von relativer Feuchte und Temperatur am Verdampfungsort berechnet mit einem Rayleigh-Modell (aus (Johnsen et al. 1989), s.auch Gleichung 2.16).

fung erfolgt vermehrt im isotopischen Gleichgewicht  $\delta^{18}\text{O}/\delta\text{D}=1/8$ . Eine solche relativ kalte Feuchtequelle könnte also für den negativen  $d$ -Wert in Moskau mitverantwortlich sein. Der gleiche Effekt wird auch an den niedrigen  $d$ -Werten um die Antarktis (zwischen  $d=0-2\text{‰}$ , s. Abb. 4.17) und, etwas schwächer im Nordatlantik, deutlich. Der Beitrag lokaler Verdampfung am Niederschlag um die Antarktis erscheint daher relativ groß. In Studien mit Rayleigh-Modellen (Petit et al. 1991, P. Ciais and J. Jouzel n.d.) war ein Anteil lokaler Verdampfung (d.h. südlich von  $60^\circ$  verdampftem Wasser) am Niederschlag von bis zu 30% mit den niedrigen gemessenen Überschuß-Werten an der antarktischen Küste vereinbar. Tabelle 4.1 zeigt, daß das ECHAM-Modell qualitative durchaus richtig diese relativ niedrigen  $d$ -Werte in hohen Breiten berechnet.

Sehr niedrige oder sogar negative Deuteriumüberschuß-Werte wie z.B. in Moskau können aber auch durch Verdampfungseffekte unterhalb der Wolkenbasis entstehen (Stewart 1975) (s. Abb. 2.9, Punkte E1-E3). Fallen die Regentropfen durch besonders trockene Luft, ist dieser Effekt einer nicht im Gleichgewicht stattfindenden Verdampfung maximal (s. Gleichung 3.25). In Abb. 4.17 sind die niedrigen Überschuß-Werte ( $0-4\text{‰}$ ) von der Sahara über Arabien bis Nordindien möglicherweise dadurch verursacht. Das in Abb. 4.17 direkt nördlich davon liegende Gebiet

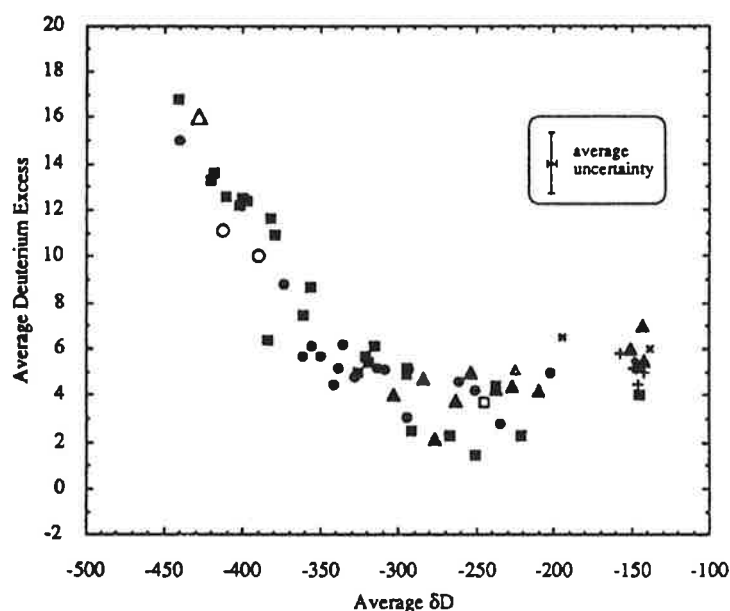


Abbildung 4.19: Deuteriumüberschuß im antarktischen Schnee aufgetragen gegen den  $\delta\text{D}$ -Wert dieses Schnees aus einer Reihe von Meßkampagnen, die entlang von Schnitten durch die Antarktis von der Küste zur Spitze des ostantarktischen Eisschildes unternommen wurden (von Dumont d'Urville bis Dome C, von Casey nach Vostok, von Myrni nach Vostok), und von Einzelmessungen (McMurdo Station, Plateau Station, Südpol, Byrd, Filchner Station, James Ross Island, Ross Ice shelf), entnommen (Petit et al. 1991).

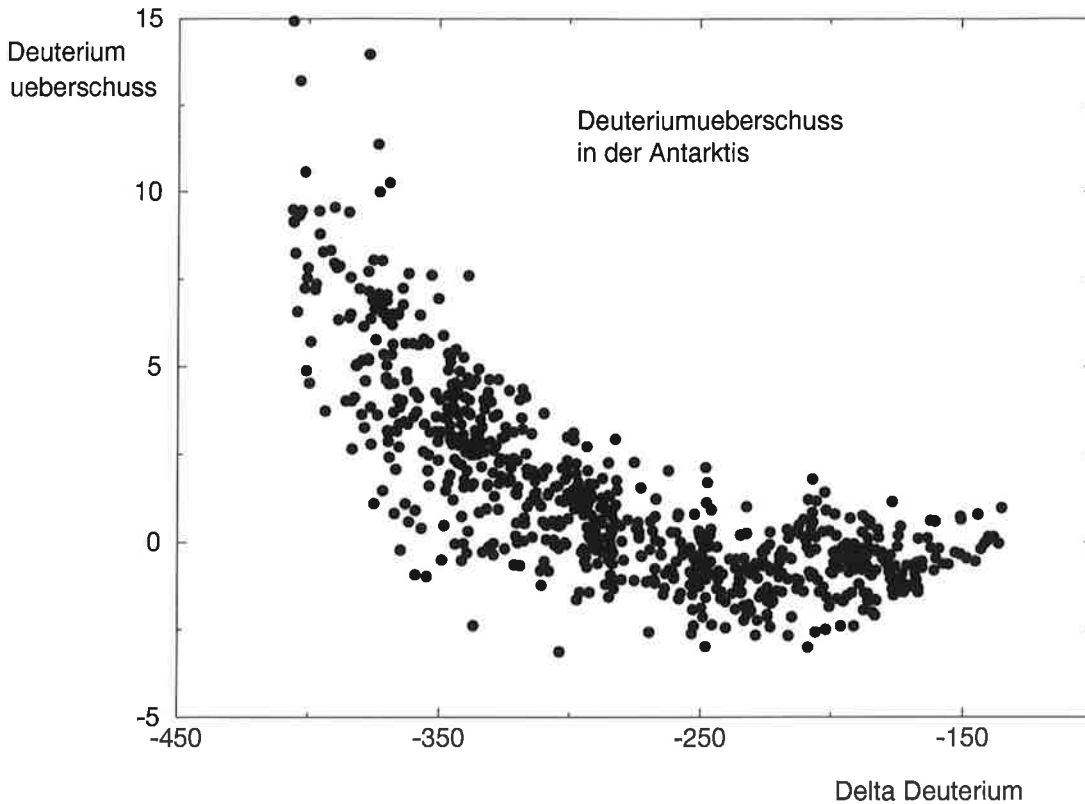


Abbildung 4.20: Deuteriumüberschuß antarktischen Niederschlags aufgetragen gegen den  $\delta D$ -Wert im ECHAM-Modell. Es werden die Ergebnisse (5 Jahresmittel des Kontrollaufs) aller Gitterpunkte aus der Antarktis dargestellt.

(östliches Mittelmeer, Kaspisches Meers, Himalaya) mit besonders hohen  $d$ -Werten (10-24‰) deutet darauf hin, daß der den Regen bildende Dampf unter den Bedingungen extremem isotopischen Ungleichgewichts verdampfte. Das wäre etwa dann der Fall, wenn die Verdampfung wie im Mittelmeer, schwarzen Meer und kaspischen Meer in sehr trockenen, kontinentale Luft hinein erfolgte. Hier sind in der Tat global die höchsten Überschuß-Werte beobachtet worden (Bet-Dagan (Israel, 32N 35E):  $d= 18.4$ , Kabul (Afghanistan, 35N 69E):  $d= 17.2$ ). Ob allerdings diese sehr großen  $d$ -Werte sich wirklich soweit wie im Modell nach Osten (mit einem Maximum über dem Himalaya) erstrecken, kann mangels Beobachtungen nicht entschieden werden.

Außer dem Verdampfungseffekt an Regentropfen unterhalb der Wolkenbasis ist noch ein zweiter kinetischer Fraktionierungsprozeß, der lokal, also bei der Kondensation oder danach, wirkte, ins Modell eingebaut worden: die stark diffusive Bildung von Eiskristallen bei niedrigen Temperaturen (s.Abb.2.10 und die Diskussion dort). Dessen Auswirkung ist in dem Anstieg der  $d$ -Werte über dem ostantarktischen Eisschild (s.Abb.4.17) zu sehen. Der Wasserdampf, der hier den Schnee bildet, ist oberhalb von ca. 2000m immer weniger aus Anteilen zusammengesetzt, die in hohen Breiten (südlich von 60°S) verdampften (lokale Verdampfung bei den niedrigen Temperaturen dort führt zu relativ kleinen  $d$ -Werten). Zusätzlich zeigen Rayleigh-Modelle (Johnsen et al. 1989, Petit et al. 1991, P. Ciais and J. Jouzel n.d.), daß der kinetische Fraktionierungsprozess unterhalb von -40°C zu einem Anstieg der Überschuß-Werte führt. Abbildung 4.19 zeigt den in einer Reihe von Meßkampagnen

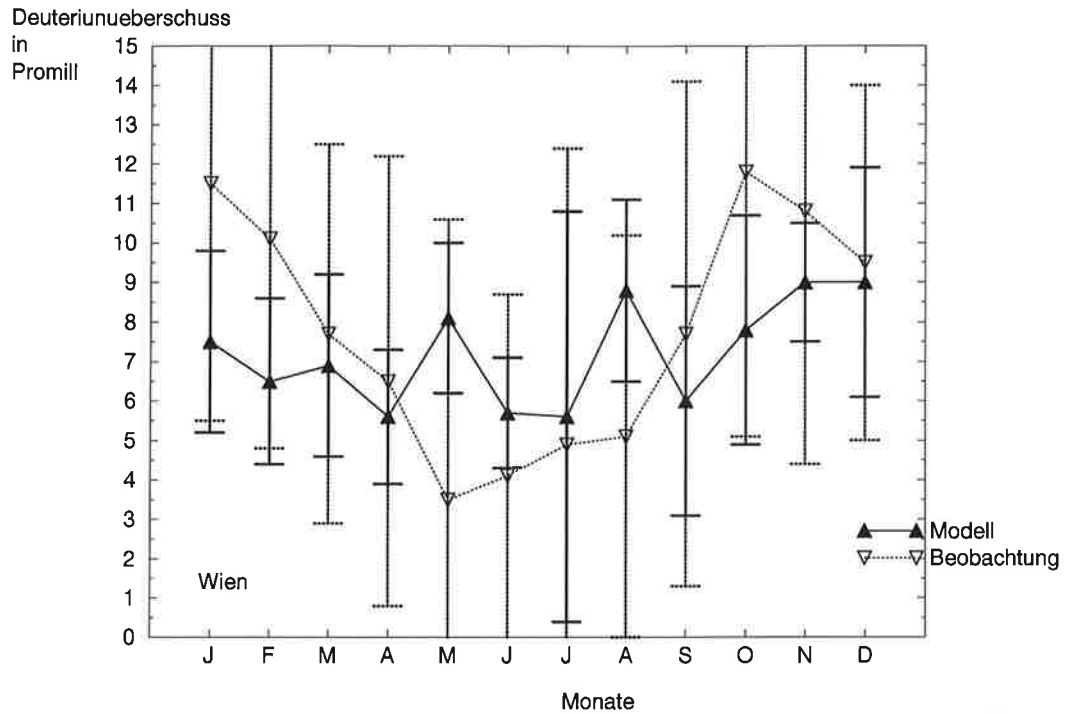


Abbildung 4.21: Jahresgang des Deuteriumüberschusses an der IAEA Station Wien und die entsprechenden Modellergebnisse. Die Beobachtungen beruhen auf 28 Jahren ununterbrochener Messungen (IAEA 1992), die Modellergebnisse auf den 5 Jahren des Kontrolllaufs mit dem ECHAM-Modell.

bestimmten  $d$ -Wert antarktischen Schnees aufgetragen gegen den entsprechenden  $\delta D$ -Wert, der hier als Ersatz für eine Temperaturskala genommen werden kann. Der Schnee wurde gesammelt entlang von Schnitten, die von der Küste zur Spitze des Eisschildes bei Vostok führen.

Von den relativ kleinen  $d$ -Werten in Küstennähe (im  $\delta D$ -Bereich von  $-150$  –  $-350$ ‰ liegt der  $d$ -Wert bei ca.  $6$ ‰) steigt der  $d$ -Wert dann bei sehr kalten Temperaturen (also niedrigen  $\delta D$ -Werten zwischen  $-350$  –  $-500$ ‰) auf einen Überschuss von  $d=19$ ‰ an. Abb.4.20 zeigt, daß dieser Effekt im Prinzip im Modell richtig berücksichtigt ist (Anstieg auf  $d=15$ ‰), daß aber die Variabilität überschätzt ist. Der Anstieg des Deuteriumüberschusses bis zu einem Wert von ca.  $d=18$ ‰ verläuft in der Natur relativ kontinuierlich (s.Abb.4.19). Ein weiteres Problem besteht darin, daß die simulierten  $d$ -Werte in der Westantarktis (im Modell zwischen  $0$ – $2$ ‰, s.Abb.4.17) deutlich unter dem beobachteten Überschuss ( $d=6$ ‰ in der Westantarktis an der Station Byrd) liegen. Ein weiteres "Tuning" der Funktion  $S$  (s.Gleichung 3.22), die die Übersättigung des Dampfes über Eiskristallen beschreibt, könnte hier wahrscheinlich helfen.

Insgesamt beschreibt das Modell viele Eigenschaften des Deuteriumüberschusses richtig. Allerdings sind die Beobachtungsdaten selbst nicht vollständig verstanden. So kann nicht ausgeschlossen werden, daß Fraktionierungseffekte bei der Verdampfung über Land das Verhältnis von  $\delta D$  zu  $\delta^{18}O$  mitbeeinflussen würden.

Die enorme Variabilität in den überschuss-Werten wird deutlich, wenn man sich den Jahresgang der  $d$ -Werte anschaut. Der Jahresgang ergibt sich aus zwei Gründen: 1) der Verdampfungseffekt an Regentropfen (s.oben) ist im Sommer stärker als im

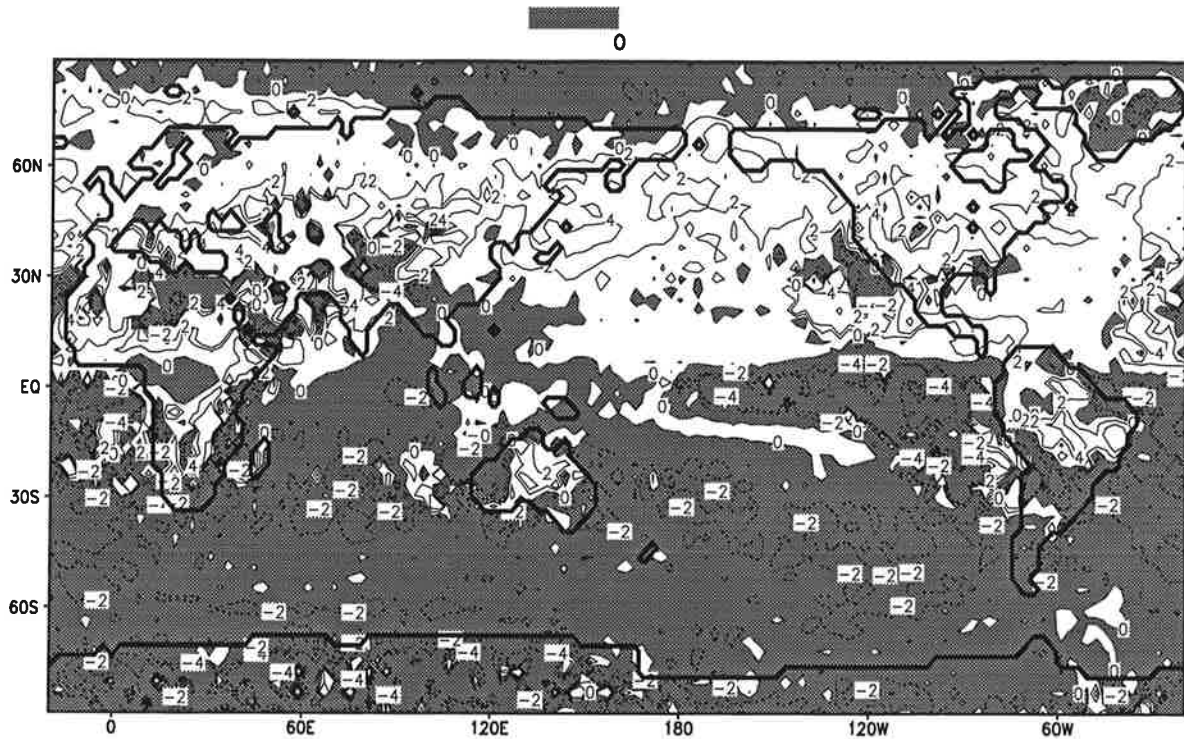


Abbildung 4.22: Jahresgang des Deuteriumüberschuß im ECHAM-Modell. Dazu wurden die Modellergebnissen (Monatsmittel des fünfjährigen Kontrollaufs) des (Nord)Sommerhalbjahr (gemittelt von April-September) von denen des Winterhalbjahrs (gemittelt von Oktober-März) subtrahiert.

Winter und 2) ist die relative Feuchte in den wichtigen subtropischen Verdampfungsgebieten im Sommer größer. Beides führt zu eher niedrigen  $d$ -Werten im Sommer und relativ hohen Werten im Winter. Für viele Stationen in hohen und mittleren Breiten ist in der Tat ein solcher Jahresgang dokumentiert, der aber von einer hohen Variabilität überlagert ist.

Abb.4.21 zeigt den Deuteriumüberschuß für Wien aus den fast dreißig Jahre andauernden Beobachtungen und die entsprechenden Modellresultate aus dem Kontrolllauf. Im Sommer liegen die Beobachtungen zwischen  $d=4$  und  $6\%$  und steigen im Winter auf Werte zwischen  $8$  und  $12\%$  an. Das Modell unterschätzt die beobachtete Variabilität ganz erheblich und es zeigt auch so gut wie keinen Jahresgang. Es bedarf sicherlich weitergehender Arbeiten, um bei den bereits eingebauten kinetischen Fraktionierungsprozessen diejenigen herauszufinden, auf die der Deuteriumüberschuß-Jahresgang besonders sensitiv reagiert, und um die Wichtigkeit bisher nicht berücksichtigter Prozesse (z.B. Fraktionierung bei Verdampfung von Böden) abzuschätzen.

Daß im Modell zumindest ansatzweise ein Jahresgang in den  $d$ -Werten simuliert wird, zeigt Abb.4.22, in der die  $d$ -Werte des Modells, die über das (Nord)Sommerhalbjahr gemittelt wurden, von denen des (Nord)Winterhalbjahres abgezogen wurden. Der nicht schattierte Bereich kennzeichnet die positiven  $\Delta_{\text{Winter-Sommer}}$   $d$ -Werte und somit den Bereich, wo durch die sich ändernde relative Feuchte in den Verdampfungsgebieten und eventuell auch durch lokale Verdampfungseffekte an den Regentropfen der (Nord)Winter einen größeren Deuteriumüber-



schuß aufweist als der (Nord)Sommer.

Es ist sicherlich ermutigend, auch diese Größe zweiter Ordnung, den Deuteriumüberschuß, sowohl in seiner geographischen Verteilung als auch ansatzweise im Jahresgang im ECHAM-Modell richtig wiedergeben zu können. Allerdings ist der Deuteriumüberschuß in stärkerer Weise von Parametrisierungen abhängig als die Größen erster Ordnung  $\delta D$  und  $\delta^{18}O$ . Somit ist er nur bedingt als unabhängiger Test des hydrologischen Zyklus des Zirkulationsmodells anzusehen.

## 4.3 Das Modellexperiment unter glazialen Randbedingungen

Das ECHAM-Modell wurde zusammen mit dem eingebauten Wasserisotopenmodul unter den Randbedingungen des Höhepunkts der letzten Eiszeit (in folgenden kurz:LGM =Last Glacial Maximum) vor 21.000 Jahren über insgesamt 5 1/2 Jahre integriert. Diese Randbedingungen sind in den letzten Jahrzehnten aus einer Vielzahl sehr unterschiedlicher Informationen rekonstruiert und von der PMIP-Gruppe (Paleo Modeling Intercomparison Project) zu einem einheitlichen Szenario zusammengestellt worden. Das Hauptziel dieser Gruppe ist es, verschiedene Zirkulationsmodelle unter möglichst identischen Paläorandbedingungen (6.000,21.000,115.000 Jahre vor unserer Zeit) laufen zu lassen, um eventuell unterschiedliche Resultate dieser Zirkulationsmodelle ausschließlich auf deren unterschiedliche Parametrisierungsansätze zurückführen zu können. Zu den wichtigsten vorgenommenen Änderungen der Randbedingungen zählen:

1. Eine neue Modellorographie, die von A.M. Tushingham und W.R.Peltier erstellt wurde (Tushingham and Peltier 1991). Der um ca. 120m gesenkte (Fairbanks 1989) Meeresspiegel führt zu einer neuen Land-See Verteilung. So ist Indonesien beispielsweise mit dem asiatischen Festland verbunden. Die Wassermasse, die dieser 120m Meeresspiegeländerung entspricht, ist in den riesigen Eisschilden, insbesondere der Nordhemisphäre, gespeichert: dem Laurentidischen- und dem Fennoskandischen Eisschild, sowie kleineren wie dem Kordilleren Eisschild und einem über einem Teil Nordsibiriens. Auch der antarktische Eisschild hat sich im Vergleich zu heute vergrößert.
2. Veränderte Meeresoberflächentemperaturen und eine geänderte Seisverteilung (CLIMAP:81 1981). Zwischen den von der CLIMAP-Gruppe rekonstruierten August- und den Februartemperaturen wurde eine sinusförmige Interpolation vorgenommen.
3. Im Vergleich zu heute leicht veränderte solare Einstrahlungsbedingungen.(Berger 1978)
4. Ein auf 200ppm reduzierter  $CO_2$  Gehalt der Luft (Raynaud et al. 1993).
5. Landoberflächeneigenschaften, wie die Albedo oder die Vegetationsdichte, wurden nur dort verändert, wo dies die hinzugekommenen Eisschilde erzwangen. Sie wurden von der PMIP-Gruppe als Teil der Modellparametrisierung verstanden, weshalb etwa die aus Pollendaten gesicherten Vegetationsänderungen in Europa, wo Tundra sich bis Spanien und Süditalien erstreckte, nicht in die glazialen Randbedingungen für das ECHAM-Modell eingebaut wurden.

Da das in den Eisschilden gespeicherte Wasser isotopisch sehr leicht ist - für den Laurentidischen Eisschild wird eine mittlere Isotopenzusammensetzung von  $\delta^{18}O = -30\%$  geschätzt (Hillaire-Marcel and Causse 1989, Mix 1987) -muß umgekehrt das ozeanische Wasser isotopisch schwerer gewesen sein. Für das LGM-Experiment wurde

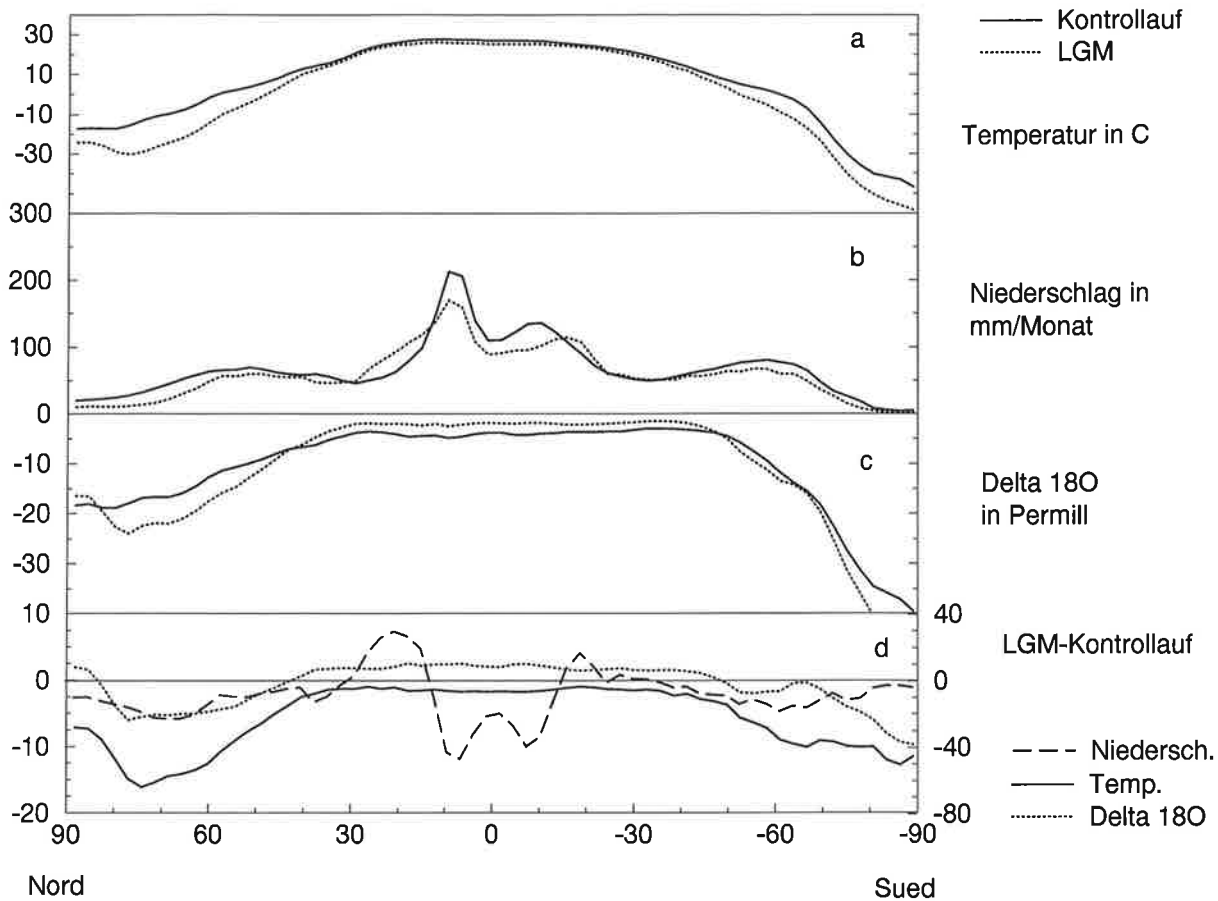


Abbildung 4.23: Zonales Mittel von Oberflächentemperatur (a, in °C), Niederschlag (b in mm/Monat) und  $\delta^{18}\text{O}$  (c, in ‰) vom Kontrolllauf und vom LGM-Lauf. In (d) sind die jeweiligen Anomalien (LGM-Kontrolllauf) aufgetragen (für den Niederschlag gilt die rechte Skala).

daher ein im Vergleich zum heutigen  $R_{SMOW}$ -Wert um  $1.6\text{‰}$  isotopisch schwererer Ozean angenommen. Dieser Wert wurde in (Duplessy et al. 1980) durch die Analyse der isotopischen Zusammensetzung von Foraminiferen-Gehäusen bestimmt. Der veränderte  $\delta\text{D}$ -Wert ist nicht so ohne weiteres direkt zu gewinnen. Da aber die Eisschilde Grönlands und der Antarktis ein  $\delta^{18}\text{O}/\delta\text{D}$ -Verhältnis aufweisen, welches der GMWL folgt, also  $1/8$  beträgt, wird in dieser Arbeit ein  $\delta\text{D}$ -Wert des glazialen Ozeans von  $\delta\text{D}_{\text{Ocean}} = 8 * \delta^{18}\text{O}_{\text{Ocean}} = 10.8\text{‰}$  angenommen. Es werden im folgenden die Ergebnisse der letzten 4 Modelljahre analysiert.

Abb.4.23 zeigt das zonale Mittel von Temperatur, Niederschlag und  $\delta^{18}\text{O}$  für den Kontrolllauf und den Lauf unter LGM-Bedingungen. Die Erniedrigung der Oberflächentemperatur (a) ist in erster Linie durch die vorgegebenen CLIMAP Meerestemperaturen bestimmt. Sie fällt in den Tropen und Subtropen eher gering ( $1\text{--}2^\circ\text{C}$ ) aus und ist maximal dort, wo die Verschiebung der Polarfront zum Äquator hin einerseits und andererseits die kontinentalen Eisschilde ( $55^\circ\text{N}\text{--}75^\circ\text{N}$ ) für eine Abkühlung von zonal  $-10\text{--}-15^\circ\text{C}$  sorgen. Das ECHAM-Modell reagiert auf dieses Forcing mit einer starken Erniedrigung des Niederschlags von global ca.  $15\%$  (b). Dies ist deutlich mehr als in einem früheren LGM-Experiment mit ei-

ner älteren Version des ECHAM (Lautenschlager and Herterich 1990), in dem eine 13%’tige Reduktion des Niederschlags über Land global fast völlig durch einen Anstieg gleicher Größenordnung über dem Ozean kompensiert wurde. Insbesondere die Hadley-Zelle scheint im neuen LGM-Lauf deutlich schwächer ausgeprägt als im Kontrolllauf, während es in den Subtropen zu stärkeren Niederschlägen kommt. Die Wasserisotope verhalten sich unter dem veränderten Temperatur-, Niederschlags-, und Zirkulationsforcing nicht einheitlich, etwa den niedrigeren Temperaturen folgend. Die  $\delta^{18}\text{O}$ -Werte sind in den Tropen und Subtropen ( $40^\circ\text{N}$ – $40^\circ\text{S}$ ) um ca. 3‰ erhöht, und reagieren erst in höheren Breiten, wie es der Temperatureffekt erwarten ließe, mit einer Absenkung von zonal maximal -7‰. Was sind die Gründe für diesen steileren zonalen  $\delta^{18}\text{O}$ -Gradienten und insbesondere den höheren  $\delta^{18}\text{O}$ -Werten in den gemäßigten Breiten?

1. Der Isotopenkreislauf beginnt im Ozean auf einem 1.6‰ höheren Isotopenniveau.
2. In dem vom Mengeneffekt dominierten Regionen führt der geringere Niederschlag zu höheren  $\delta^{18}\text{O}$ -Werten.
3. Niedrigere Verdampfungstemperaturen führen bei gleich bleibender Kondensationstemperatur zu höheren  $\delta^{18}\text{O}$ -Werten (s. Abb. 2.3 und die Diskussion dort).

Der ebenfalls isotopisch schwerere Niederschlag nördlich von  $80^\circ\text{N}$  (c) erscheint hingegen ausgesprochen unrealistisch. Obwohl nördlich der Eisschilde die Temperaturdifferenz zum Kontrolllauf wieder geringer wird (a) (die Einstrahlungsänderungen zu heute sind an den Polen fast gleich null), könnte eine solche positive  $\delta^{18}\text{O}$ -Anomalie nur mit lokalen oder zumindest erheblich weiter nördlich verschobenen Feuchtequellen zu erklären sein (s. Punkt 3 zuvor). Dies ist aber bei der ausgedehnteren Seeisverteilung unter LGM-Bedingungen sehr unwahrscheinlich.

Um die berechneten  $\delta^{18}\text{O}$  oder  $\delta\text{D}$ -Änderungen bewerten zu können, bedarf es Meßdaten, die einen Rückschluß auf die isotopische Zusammensetzung des Paläoniederschlags gestatten. Solche Indikatoren, die das Isotopensignal im Niederschlag speichern, sind beispielsweise: die Kalkgehäuse von Landschnecken (Goodfriend 1991) und von Süßwassermollusken (Covich and Stuiver 1974), anorganische Kalksedimente in Süßwasserseen, (Stuiver 1970, Eicher and Siegenthaler 1976, Gasse et al. 1991) flüssige Einschlüsse in Tropfsteinen (Harmon and Schwarz 1981, Harmon et al. 1981), Zellulose von abgestorbenen Bäumen (Yapp and Epstein 1977), tropische Korallen (Cole and Fairbanks 1990) und auch direkt Paläogrundwasser (Sonntag et al. 1978). Die höchste zeitliche Auflösung aber bieten sicherlich die Eiskerne Grönlands (Johnsen et al. 1992) und der Antarktis (Lorius et al. 1985), sowie einiger Gletscher (Grootes et al. 1989, Thompson et al. 1989), die die isotopische Zusammensetzung des dort gefallenen Schnees über einen Zeitbereich bis teilweise zur letzten Zwischeneiszeit (115.000 Jahre vor unserer Zeit) in sich gespeichert haben. Viele dieser Klimaindikatoren haben ihre jeweils eigenen Schwierigkeiten, sei es, daß die Datierung problematisch ist oder daß es nicht ausgeschlossen werden kann, daß es nach dem Einbau des Wasserisotops in die eigentlich später gemessene Verbindung - also etwa die Baumringzellulose - über die Jahrtausende hinweg zu Zersetzungsprozessen kommt, die aufs neue die Wasserisotope fraktionieren und so das

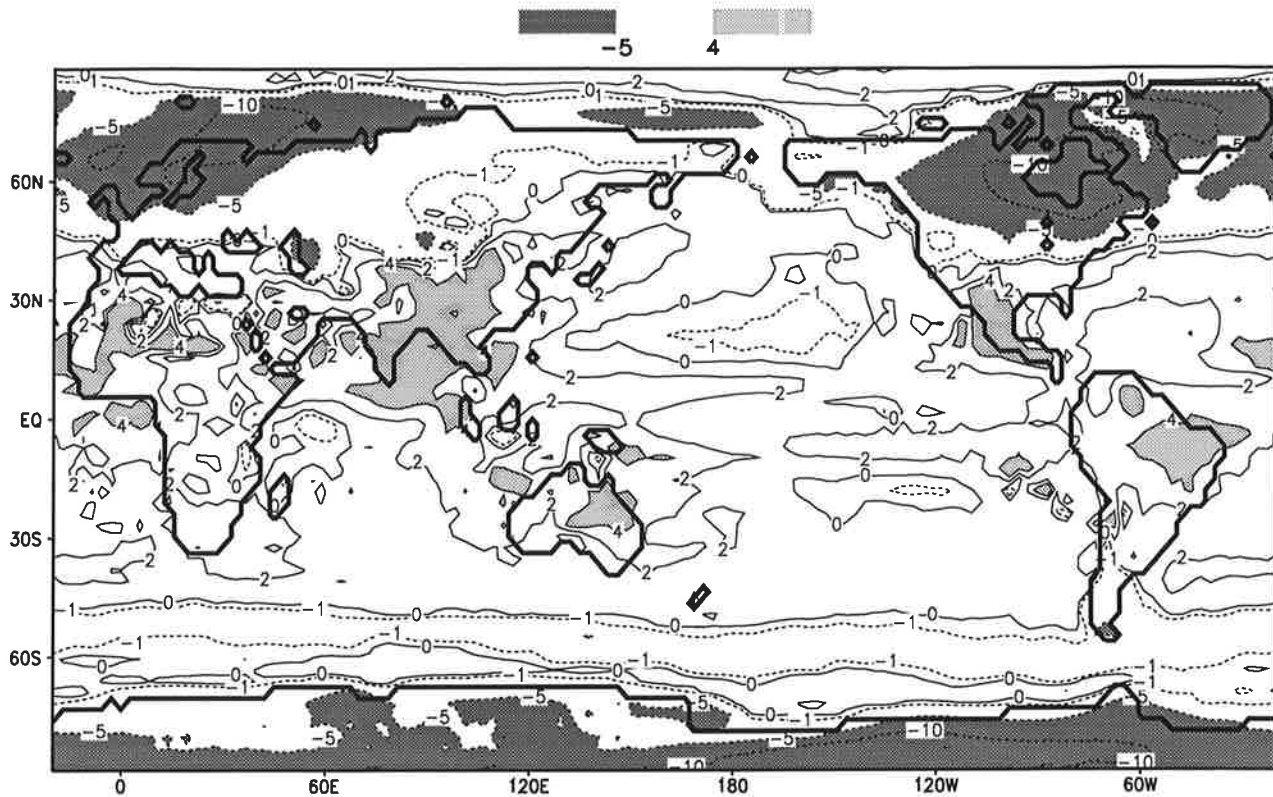


Abbildung 4.24: Differenz des simulierten  $\delta^{18}\text{O}$  zwischen LGM- und Kontrolllauf. Dunkel schattierter Bereich:  $<-5\text{‰}$ , hell schattierter Bereich:  $>4\text{‰}$ .

ursprüngliche Isotopensignal verfälschen. Die Analyse der regionalen  $\delta^{18}\text{O}$ - oder  $\delta\text{D}$ -Änderungen konzentriert sich daher, nach einem kurzen Blick auf das globale Muster der  $\delta^{18}\text{O}$ -Änderungen, auf vier Regionen, in denen entweder bereits eine Reihe unterschiedlicher Proxyindikatoren untersucht worden sind oder demnächst untersucht werden sollen:

1. Die Eisschilde Grönlands und der Antarktis.
2. Westeuropa.
3. Nordamerika.
4. Die asiatische Monsunregion.

### 4.3.1 Globales Muster der $\delta^{18}\text{O}$ Änderungen

Abb.4.24 zeigt die Änderungen (LGM-Kontrolllauf) des  $\delta^{18}\text{O}$ -Werts im Jahresmittel. Die stärksten negativen Abweichungen vom heutigen Wert findet man über den Eisschilden mit  $\Delta_{LGM-Kon.} \delta^{18}\text{O} \approx -10\text{‰}$  (Westantarktis, Laurentidischer- und Fennoskandischer Eisschild). Vom  $40^{\circ}$ 'sten Breitenkreis hin zum Äquator herrschen positive Anomalien vor, die größten im Bereich des asiatischen und afrikanischen

Monsuns ( $\Delta_{LGM-Kon.} \delta^{18}O = 2-5\text{‰}$ ), im Amazonasbecken ( $>4\text{‰}$ ), sowie im Pazifik im Bereich der westpazifischen Warmwasserregion und der ITCZ. Negative Anomalien findet man in den gemäßigten Breiten nur im subtropischen Nord- und Südpazifik, sowie im indischen Ozean (bis  $-2\text{‰}$ ). Die Änderungen in Nordafrika und Saudi-Arabien sind wegen der seltenen Niederschläge und der damit verbundenen hohen Variabilität der  $\delta^{18}O$ -Werte (s. Abb. 4.15) nur schwer zuzuordnen.

Wie korrespondieren diese Änderungen mit den simulierten Temperatur-, Niederschlags- und Zirkulationsänderungen? Abb. 4.25 und 4.26 zeigen die berechneten Niederschlags- und Temperaturänderungen (LGM-Kontrolllauf) für das Sommer- (JJA) bzw. für das Winterquartal (DJF). Die gezeigten Änderungen der 2M-Temperatur sind über dem Ozean annähernd identisch mit den vorgeschriebenen CLIMAP-Temperaturänderungen. Entsprechend sind Änderungen in der bodennahen Zirkulation (850hPa Wind) in Abb. 4.27 (Sommer) und Abb. 4.28 (Winter) zu sehen.

Den Temperaturänderungen folgte der  $\delta^{18}O$ -Wert am ehesten in den höheren Breiten nahe der Eisschilde, wo die stärkste Abkühlung zu verzeichnen ist (s. Abb. 4.25 und 4.26). In der Antarktis etwa ist in beiden Jahreszeiten die Abkühlung in der Westantarktis stärker, was sich auch in den dort größeren  $\delta^{18}O$ -Änderungen ( $<-10\text{‰}$ ) widerspiegelt (s. Abb. 4.24). Das vorherrschende Muster in den Niederschlagsänderungen ist der starke Rückgang um bis zu -300mm pro Monat im Westpazifik und längs der tropischen Konvergenzzone. Diese Gebiete mit einer Reduktion des Niederschlags sind umgeben von Gebieten mit positiven Niederschlagsänderungen (30-50mm/Monat) im subtropischen Pazifik und im Indischen Ozean. Offensichtlich reagiert die Feuchtekonvergenz im Modell sehr sensitiv auf die vorgeschriebenen Änderungen der Meeresoberflächentemperaturen, also wärmeren Subtropen bei gleichzeitiger Abkühlung der Tropen.

Das beschriebene Muster der  $\delta^{18}O$ -Änderungen im Indischen Ozean und im Pazifik läßt sich über den Mengeneffekt auf die Niederschlagsänderungen dort zurückführen. Da diese Änderungen über dem Ozean stattfinden, lassen sie sich nur schwer direkt evaluieren. Die Niederschlagsreduktion im Amazonas- und im Kongobecken jedoch ( $>-100\text{mm/Monat}$  im Winter) stimmen sehr gut mit der beobachteten Verkleinerung und dem Rückzug des Regenwaldes auf die Gebiete stärksten Niederschlags überein (Bradley 1985).

### 4.3.2 Die Eisschilde Grönlands und der Antarktis

Abb. 4.29 zeigt den  $\delta^{18}O$ -Wert des Schnees, die Orographie (Höhe in m) und die Temperatur für das Modell und die Beobachtungen an drei Punkten auf den Eisschilden an denen Eiskerne gezogen wurden. Das Modell tendiert im Kontrolllauf dazu, die isotopische Abreicherung des Schnees bei gleichzeitig zu niedrigen Temperaturen über dem Eis zu unterschätzen. Trotzdem ist die Simulation des  $\delta^{18}O$ -Werts unter heutigen Bedingungen sicher befriedigend. Die stärkste Abweichung von den Beobachtungen findet man in Grönland, wo der Schnee um ca.  $4\text{‰}$  zu schwach fraktioniert ist.

Unter LGM-Bedingungen berechnet das Modell an allen Punkten einen verglichen mit den auf 21.000 Jahren vor heute datierten Isotopenwerten der Eiskerne

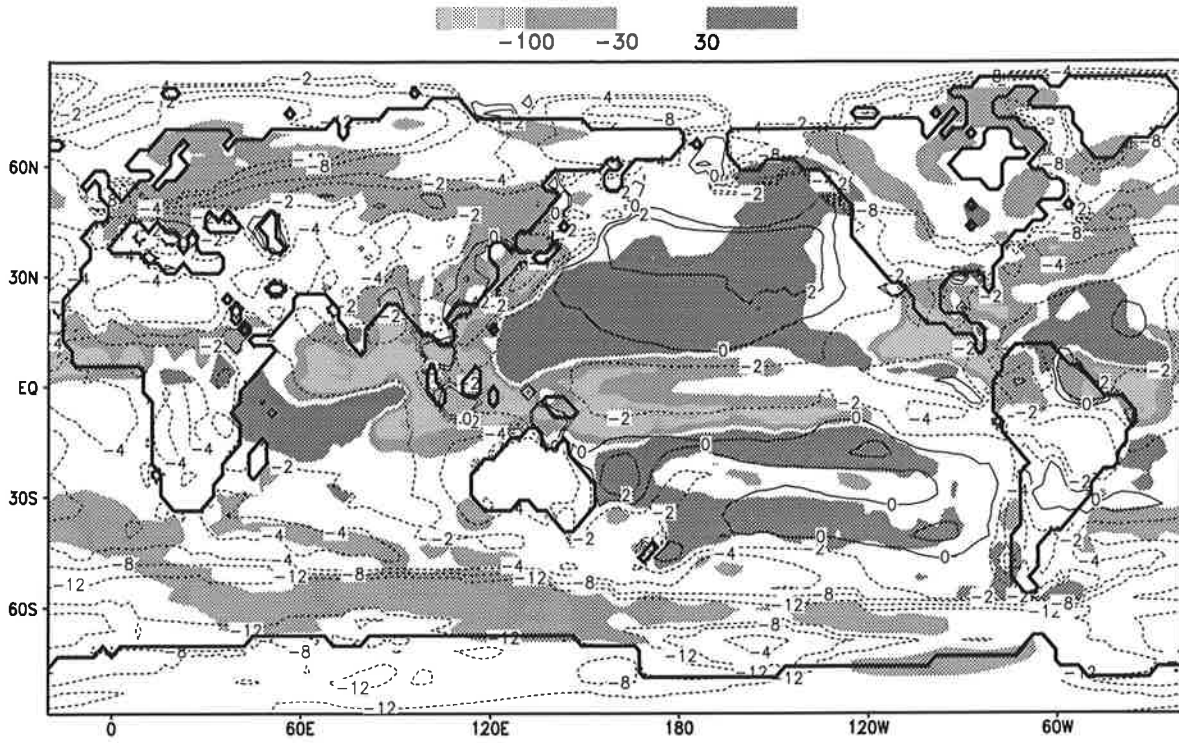


Abbildung 4.25: Differenz der gemittelten (JJA) Sommertemperaturen (Isolinien, °C) und des Sommerniederschlags (Schattierung, mm/Monat) von LGM- und Kontrolllauf.

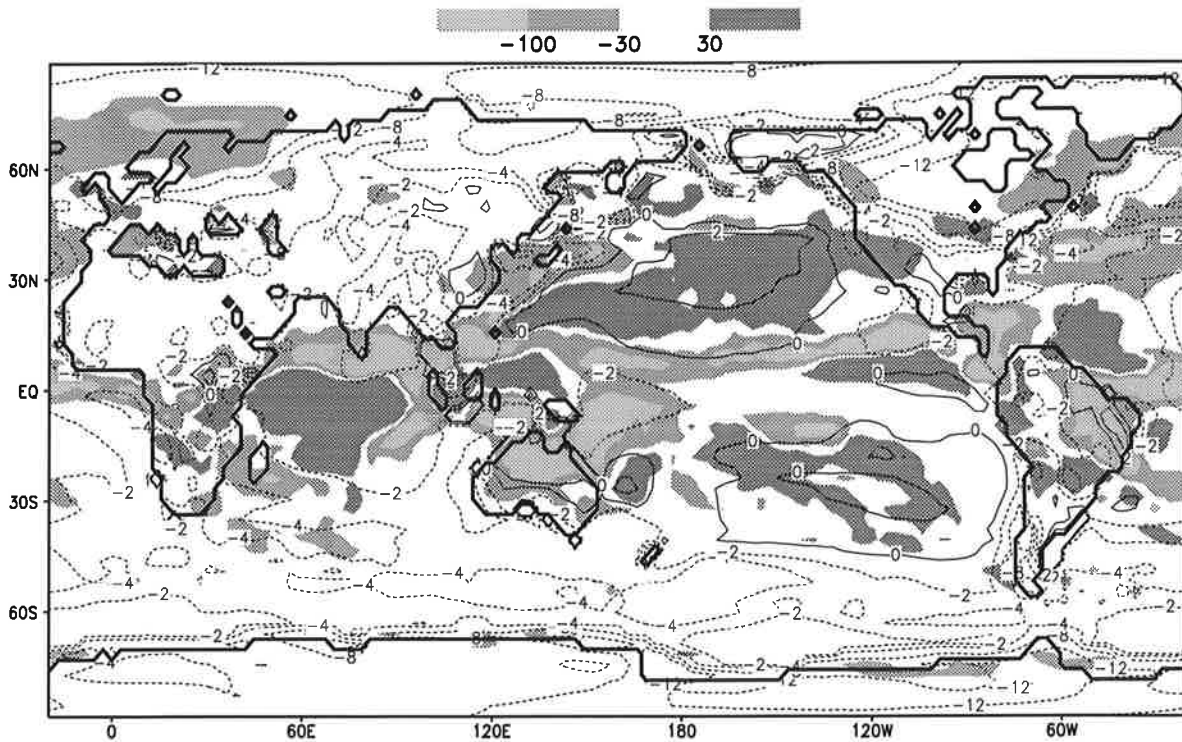


Abbildung 4.26: Differenz der gemittelten (DJF) Wintertemperaturen (Isolinien, °C) und des Winterniederschlags (Schattierung, mm/Monat) von LGM- und Kontrolllauf.

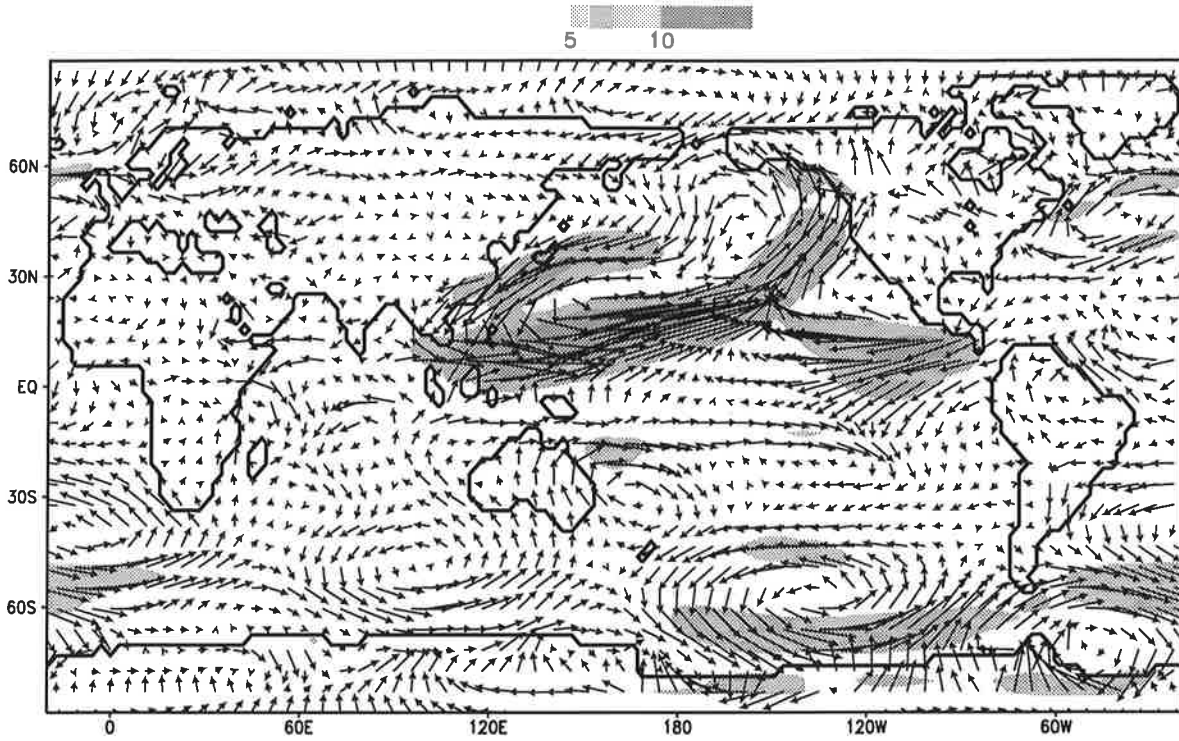


Abbildung 4.27: Differenz des 850HPa Windes von LGM-Lauf und Kontrolllauf für das Sommerquartal (Juni-August)

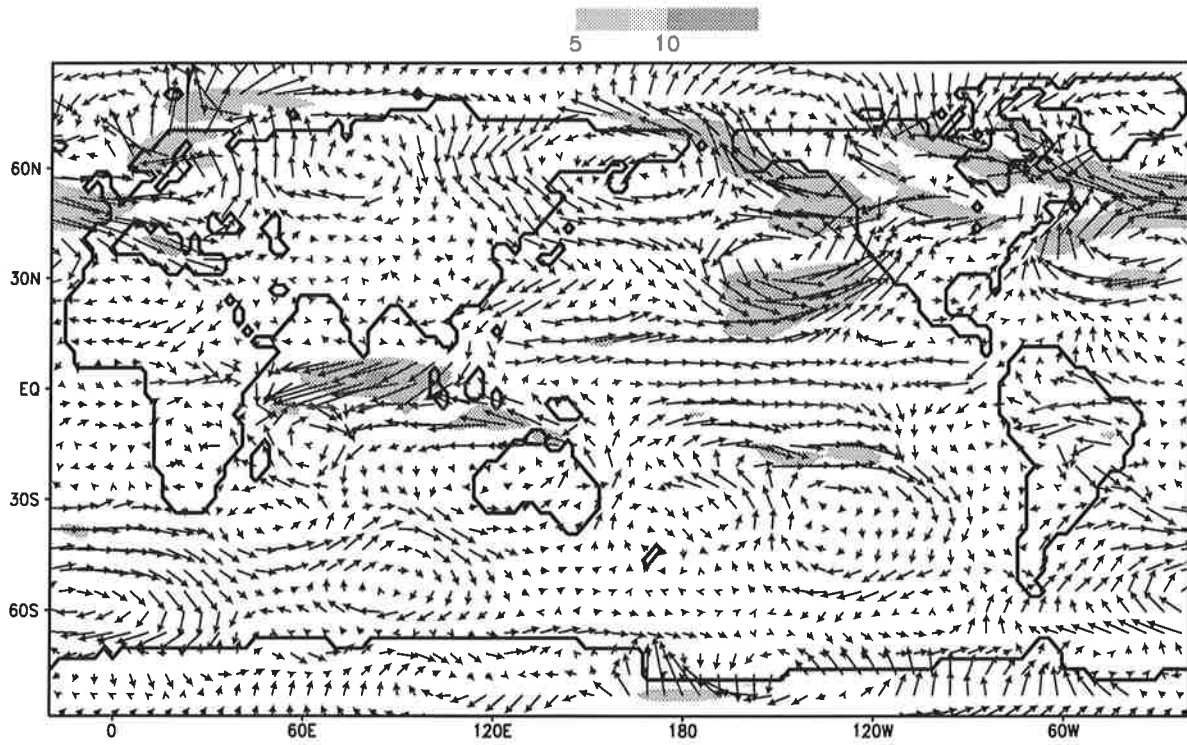


Abbildung 4.28: Differenz des 850HPa Windes von LGM-Lauf und Kontrolllauf für das Winterquartal (Dezember-Februar)



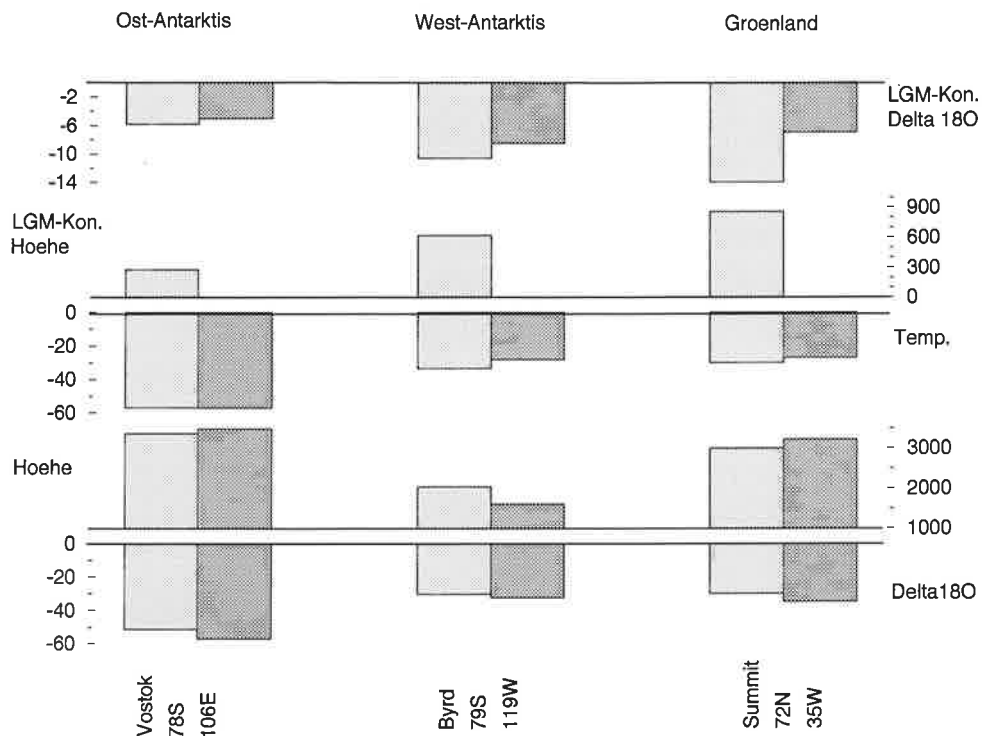


Abbildung 4.29: Vergleich von Modell (helle Schattierung) und Beobachtung (dunkle Schattierung) für einzelne Stationen auf den Eisschilden Grönlands und der Antarktis. Von unten nach oben: 1)  $\delta^{18}\text{O}$  unter heutigen Bedingungen, 2) Höhe, 3) Temperatur, 4) Höhendifferenz LGM-Kontrolllauf (nur für das Modell), 5) Differenz LGM-Kontrolllauf des  $\delta^{18}\text{O}$ .

zu niedrigen  $\delta$ -Wert. Während die Abweichungen in der Antarktis eher gering sind (Vostok:  $\Delta_{Mod-Beob}\delta^{18}\text{O} = -0.8\text{‰}$ ; Byrd:  $\Delta_{Mod-Beob}\delta^{18}\text{O} = -2.1\text{‰}$ ) ist die Differenz zu den Beobachtungen in Summit (Grönland) immens ( $-14\text{‰}$  verglichen mit  $-7\text{‰}$ ). Eine entscheidende Größe für die  $\delta^{18}\text{O}$  Änderungen beim LGM-Lauf ist die ebenfalls in Abb.4.29 eingetragene, vorgeschriebene Höhenänderung der Eisschilde von ca. 300m in Vostok bis ca. 800m in Grönland.

Diese hier verwandte, relativ neue Rekonstruktion der Orographie der glazialen Eisschilde zeichnet sich verglichen mit älteren Rekonstruktionen (CLIMAP:81 1981) durch eine Umverlagerung von Eismasse vom größten, dem Laurentidischen Eisschild, auf die anderen Eisschilde aus. Ersterer wurde um ca. 1km in seiner Höhe reduziert, die anderen Eisschilde entsprechend erhöht. Addiert man zu den in Abb.4.2 gezeigten  $\delta^{18}\text{O}$ -Mittelwerten unter heutigen Bedingungen im Bereich des Laurentidischen Eisschildes die Anomalien aus Abb.4.24 hinzu, so gelangt man zu einer Isotopenzusammensetzung des Niederschlags dort von  $-25\text{‰}$ –  $30\text{‰}$ , also verglichen mit der oben genannten Abschätzung der mittleren(!) Isotopenzusammensetzung des gesamten Schildes ( $\sim 30\text{‰}$ ) eher zu schwach fraktioniert. Der Niederschlag während des glazialen Maximums sollte eher stärker fraktioniert sein als die berechneten  $-30\text{‰}$ , da beim Wachsen des Eisschildes zuerst weniger stark fraktioniertes Wasser in ihm akkumuliert wurde. Zumindest aus Sicht der hier mo-

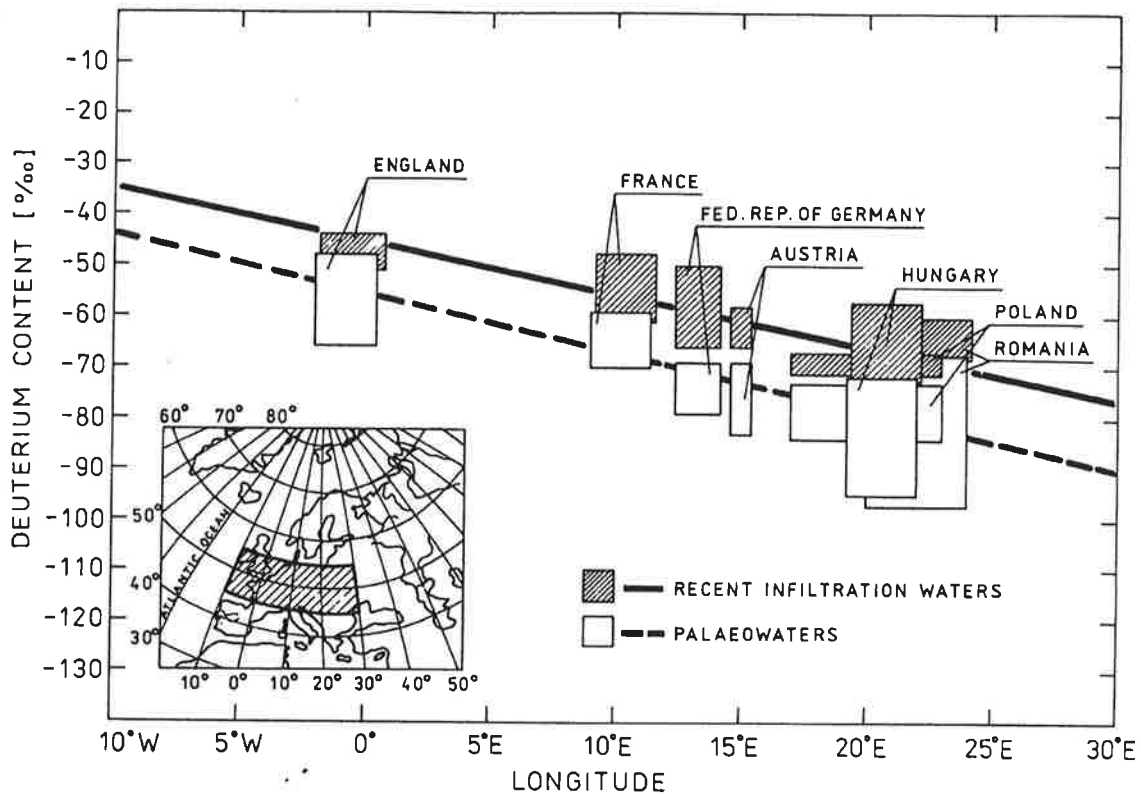


Abbildung 4.30:  $\delta D$  in verschiedenen europäischen Grundwasserproben, und zwar für heutiges (obere durchgezogene Linie) und für auf das letzte Glazial datiertes Grundwasser (untere gestrichelte Linie), entnommen (Rozanski 1985).

dellierten Wasserisotope ergibt sich somit, daß die vorgeschriebene Erhöhung der Eisschilde in der Antarktis und besonders in Grönland zu groß ausgefallen zu sein scheinen und die Höhe des Laurentidischen Eisschildes eher unterschätzt wurde. Diese qualitativen Aussagen hängen, von möglichen Modelldefiziten noch abgesehen, natürlich auch von der Richtigkeit der übrigen vorgeschriebenen Randbedingungen, also insbesondere der Meeresoberflächentemperaturen, ab, die starken Einfluß auf die isotopische Zusammensetzung des Niederschlags nehmen können (s.Kap.2).

### 4.3.3 Europa

Abb.4.30 zeigt den  $\delta D$ -Wert im Grundwasser aus einer Vielzahl von in Westeuropa genommenen Proben, und zwar für heutiges Grundwasser und Grundwasser, welches mittels der  $^{14}C$ -Methode auf den letzten Abschnitt des Pleistozäns einschließlich des LGM datiert wurde. Die von K.Rozanski (Rozanski 1985) zusammengefaßten Daten stammen aus 15 verschiedenen Veröffentlichungen mit jeweils einer Reihe von Einzelmessungen, deren Schwankungsbreite in Abb.4.30 durch die eingezeichneten Rechtecke mit angegeben ist. Aus der parallelen Verschiebung der isotopischen Zusammensetzung des Grundwassers in Europa kann geschlossen werden, daß die Richtung des Kontinentalgradienten im  $\delta D$ -Wert sich unter LGM-Bedingungen nicht

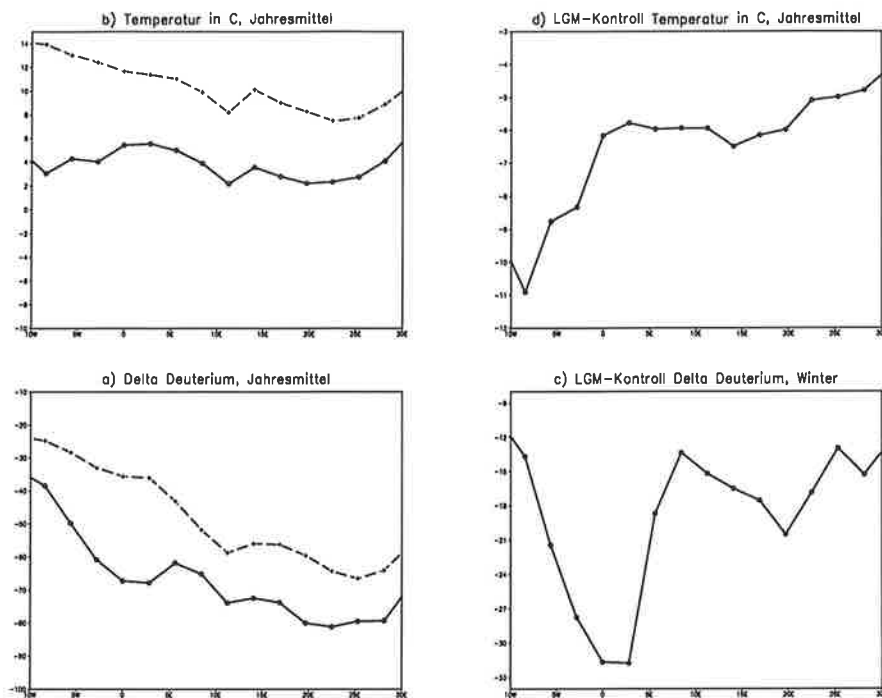


Abbildung 4.31: Jahresmittel des  $\delta D$ -Werts im Niederschlag (a, in ‰) und der Temperatur (b, in °C) über Europa: meridional gemittelt von 45°N bis 55°N für den Kontrolllauf (punktierte Linie mit Kreuzchen) und den LGM-Lauf (durchgezogene Linie mit Punkten). (c) zeigt für  $\delta D$  und (d) für die Temperatur die entsprechende Differenz (LGM-Kontrolllauf)

geändert hat. Der Hauptniederschlag scheint weiter mit den Westwinden vom Atlantik herantransportiert zu werden; die Luftmassen regnen von Westen nach Osten hin aus.

Der Unterschied zwischen heutigem  $\delta D$ -Wert und dem Paläowert  $\Delta_{LGM-H\ddot{u}ute} \delta D$  beträgt ca. -12‰. Berücksichtigt man noch den höheren  $\delta D$ -Wert des Ozeans und wendet dann den saisonalen Temperaturgradienten über Europa auf  $\Delta_{LGM-H\ddot{u}ute} \delta D$  an, so kommt K. Rozanski (Rozanski 1985) auf eine Abkühlung über Westeuropa von  $\sim -7^\circ\text{C}$  zur Zeit des letzten Glazials.

Abb. 4.31 zeigt, daß diese Folgerung vom Modell bestätigt wird. In (b) ist die über Westeuropa simulierte Temperatur, meridional gemittelt von 45°N bis 55°N, für den Kontrolllauf und den LGM-Lauf und in (a) die entsprechend ermittelten  $\delta D$ -Werte aufgetragen. Die mittlere Temperaturanomalie liegt zwischen  $-6$ – $-8^\circ\text{C}$  (d), die mittlere Änderung des  $\delta D$ -Werts nach einer extremen Abweichung zwischen 5°W und 5°E, die durch den bis in den Süden Englands reichenden Eisschild verursacht ist, liegt zwischen  $-12$ ‰ und  $-18$ ‰ (c), also durchaus im Bereich der in Abb. 4.30 eingetragenen Schwankungsbreite. Auch die Annahme der weiterhin vorherrschenden Westwinde unter LGM-Bedingungen ist im Sommerquartal durch das Modell bestätigt (s. Abb. 4.27). Im Winter allerdings scheint in Folge der Verschiebung der Polarfront zum Äquator hin der Hauptzufluß maritimer Luft nach Europa südwärts

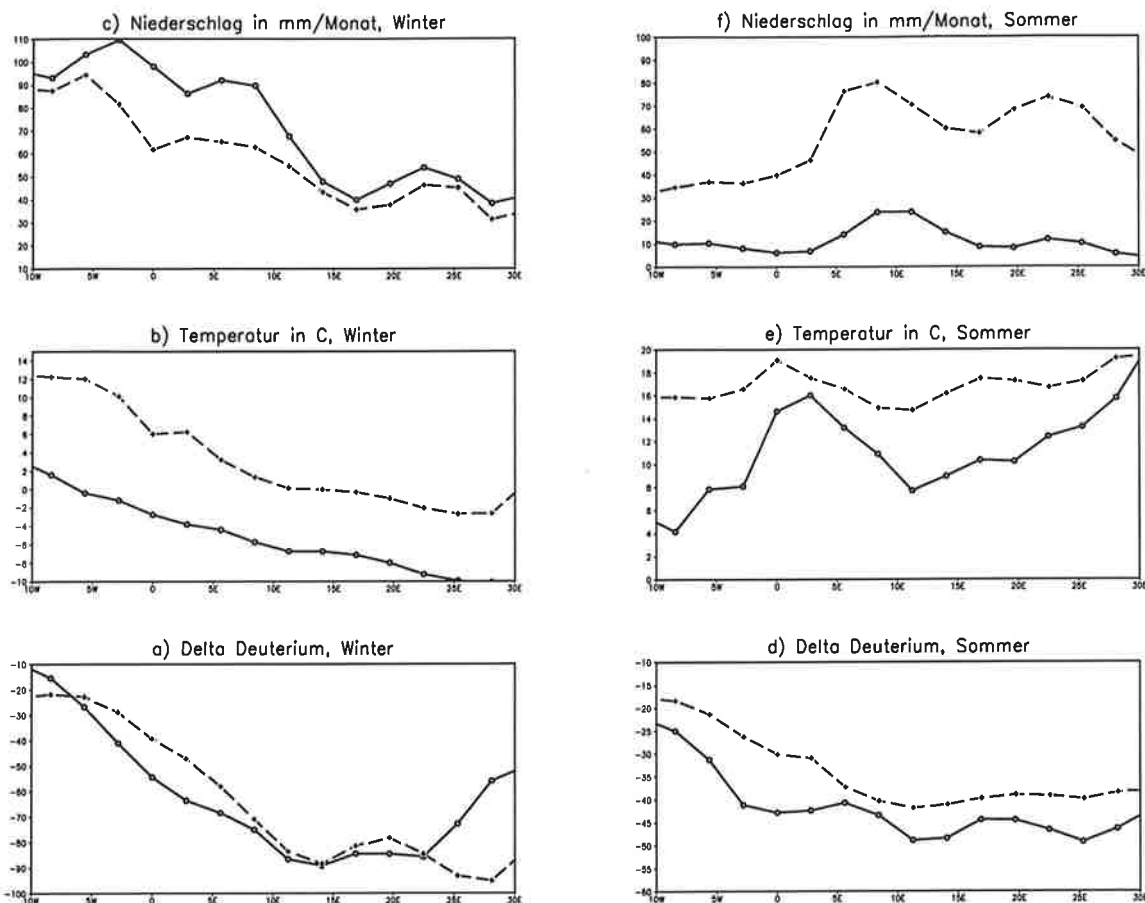


Abbildung 4.32: Temperatur (b+e), Niederschlag (c+f) und  $\delta D$ -Wert (a+d) im Niederschlag über Europa aus dem Kontrolllauf (punktierte Linie mit Kreuzchen) und dem LGM-Lauf (durchgezogene Linie mit Punkten) für das Sommerquartal d,e,f (Juni-August) und das Winterquartal a,b,c (Dezember-Februar). Die Modellergebnisse wurde dazu meridional gemittelt von 45°N bis 55°N.

nach Spanien verschoben.

Schaut man genauer hin, so stellt sich jedoch heraus, daß diese erfreuliche Übereinstimmung von Meßdaten und deren Interpretation mittels der Modellergebnissen aus den "falschen Gründen" besteht. In Abb.4.32 ist der  $\delta D$ -Wert (a+d), die Temperatur (b+e) und der Niederschlag (c+f) für Kontroll- und LGM-Lauf jahreszeitlich aufgespalten für Winter und Sommer eingetragen. Insbesondere im Winter ist die Differenz zwischen  $\delta D_{Kon.}$  und  $\delta D_{LGM}$  (a) geringer als im Jahresmittel und als man es von der Temperaturdifferenz von ca. -8 – -9°C erwarten würde. Die starke Änderung des  $\delta D$ -Werts im Jahresmittel geht weniger auf ein durch Temperaturerniedrigung verursachtes stärkeres Ausregnen als auf eine starke Verschiebung des jahreszeitlichen Niederschlags zurück. Während der Niederschlag im Winter unter LGM-Bedingungen sogar noch leicht zugenommen hat, ist er im Sommer auf 1/4 bis 1/5 seines Werts im Kontrolllauf zurückgegangen (f). Der Anteil des jahreszeitlich bedingt stärker fraktionierten Winterniederschlags am Jahresmittel hat sich somit erheblich erhöht. Die Änderung des  $\delta D$ -Werts (LGM-Kontrol. im Jahresmittel) ist

also im Modell zum größten Teil durch diese Verschiebung des Jahresmittels hin zum Winterniederschlag verursacht.

#### 4.3.4 Nordamerika

Da Abb.4.3 lediglich die Information der IAEA-Stationen (Abb.2.4) zu einem nicht an jeder Stelle korrekten Isolinien-Bild zusammensetzt, sei für Nordamerika ein detaillierteres Bild der Isotopenzusammensetzung des Jahresniederschlags ( $\delta D$ ) nachgetragen, welches auf erheblich mehr Informationen ( $\delta D$  von Seen, Flüssen etc.) aufbaut. Abb.4.34 zeigt das Modellergebnis ( $\delta D$  über 5 Jahre), welches recht gut mit Abb.4.33 übereinstimmt. So ergibt sich die Asymmetrie zwischen dem westlichen Teil Nordamerikas und dem östlichen Teil (die Westküste weist auf einen Breitengrad um bis zu 60‰ niedrigere  $\delta D$ -Werte auf) aus den unterschiedlichen Luftmassen, die an der Niederschlagsbildung beteiligt sind. Der Hauptniederschlag fällt im Westen während des Winters, wo die Tiefausläufer des Aleutentiefs kalte (abgereicherte) Luft aus nordwestlicher Richtung herantransportieren. Die Probleme in der Simulation der Wasserisotope im mexikanischen Hochland (ca. 60‰ zu stark fraktionierter Regen) wurden bereits im Kap.3 diskutiert. Die einzelnen  $\delta D$ -Werte an den Punkten in Abb.4.33 bezeichnen den Isotopenwert, der sich aus Messungen des H/D Isotopenverhältnis in der Ringzellulose verschiedener Baumüberreste, die auf die letzten 1000 Jahre datiert wurden, ergibt. Offensichtlich speichern die Bäume in ihrer Zellulose recht genau das Jahresmittel des Isotopenverhältnis im Niederschlags.

Abb.4.35 zeigt dagegen Ergebnisse von  $\delta D$  Messungen an Baumüberresten, die mit der  $^{14}C$  Methode auf das letzte glaziale Maximum datiert worden sind. Zum Vergleich sind die Isolinien des heutigen  $\delta D$ -Werts aus Abb.4.33 dem unterlegt. Außerdem ist der ungefähre Verlauf der Begrenzung des Laurentidischen Eisschildes mit eingezeichnet. Alle so analysierten Baumringe weisen eine deutliche positive Abweichung von den heutigen  $\delta D$ -Werten auf. Wendete man also die  $\delta D$ -T Beziehung auf diese Anomalien an, so ergäbe dies eine kräftige Erwärmung in direkter Nähe des Eisschildes, was sehr unwahrscheinlich ist.

Das Modell bestätigt qualitativ im östlichen Teil Nordamerikas diese Ergebnisse (s. Abb.4.36). Direkt an der südlichen Begrenzung des Eisschildes treten bereits trotz einer Abkühlung von ca.  $-6^{\circ}C$  dort (s. Abb.4.25 und 4.26) positive  $\delta D$ -Anomalien auf. Neben den drei zuvor bereits genannten Gründen für höhere Isotopenwerte unter LGM- Bedingungen (höherer  $\delta D$ -Ozeanwert, tiefere Verdampfungstemperaturen, Mengeneffekt) wird in (Yapp and Epstein 1977) noch darauf aufmerksam gemacht, daß möglicherweise katabatische Winde zu relativ warmen Temperaturen auch in der Nähe der Eisschilde führen können. Dies setzt wohl voraus, daß die Temperatur auf dem Plateau des Eisschildes oberhalb der Temperatur liegt, die man von einem trockenadiabatischen Aufstieg einer Luftmasse von der Ebene vor dem Eisschild erwarten würde. Denn nur dann führte ein katabatischer Wind durch die adiabatische Erwärmung der absinkenden Luft zu wärmeren Temperaturen in der Ebene. Dafür spräche in den Paläobeobachtungsdaten ein verglichen mit deren Ausdehnung etwa in Europa relativ dünner Streifen Tundra um den Laurentidischen Eisschild und die Nähe von Vegetation (Pewe 1983). Sie läßt zumindest auf eine nicht so starke Abkühlung wie in Europa schließen. Im Modell sind solche katabatischen Winde



Abbildung 4.33:  $\delta D$ -Wert im Niederschlag über Nordamerika aus Beobachtungen. Die Punkte geben die Fundstellen von auf die letzten 1000 Jahre datierten Baumüberresten an. Das H/D Isotopenverhältnis in deren Baumringzellulose steht als Zahl neben diesen Punkten; entnommen (Yapp and Epstein 1977).

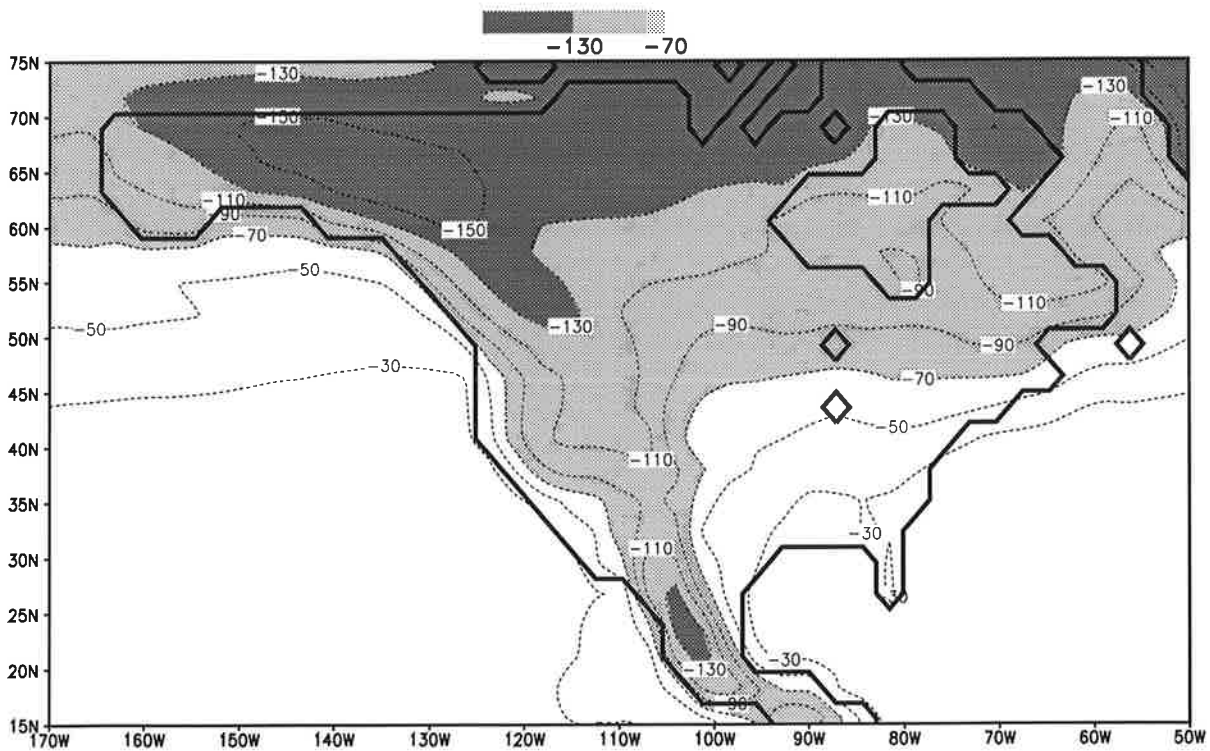


Abbildung 4.34:  $\delta D$ -Wert im Niederschlag über Nordamerika als Mittel aus dem fünfjährigen Kontrolllauf.

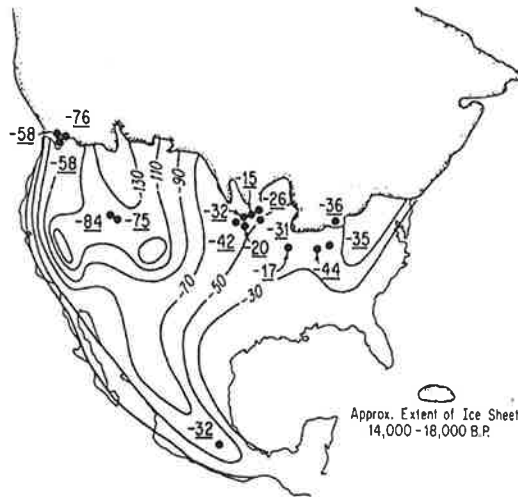


Abbildung 4.35: H/D Isotopenverhältnis in der Baumringzellulose von auf das glaziale Maximum datierten Baumüberresten in Nordamerika. Zum Vergleich sind die heutigen  $\delta D$ -Werte im Niederschlag unterlegt worden (entnommen (Yapp and Epstein 1977)).

wegen der zu geringen vertikalen Auflösung nur schlecht dargestellt.

Im Westen erstreckt sich der Bereich negativer  $\delta D$ -Anomalien (s. Abb. 4.36(a)) im Widerspruch zu den Beobachtungen (s. Abb. 4.35) von der Eiskante bis ca.  $35^\circ N$ . Mit dafür verantwortlich sind die positiven Niederschlagsanomalien im Winter ( $>30\text{mm/Monat}$ , s. Abb. 4.26), die den  $\delta D$ -Mittelwert zum negativeren Wintersignal hin verschieben. Diese winterliche Niederschlagsanomalie kann in einem größeren Zusammenhang betrachtet werden. Die positiven Temperaturanomalien im Nordpazifik und die entgegengesetzt negativen Anomalien nördlich davon, bedeuten einen größeren meridionalen Temperaturgradienten zum Pol hin. Damit einher geht eine Verstärkung des Aleutentiefs (zu erkennen schon an den Windanomalien in Abb. 4.28), welches vermehrt relativ warme Luft nach Alaska (siehe positive Temperaturanomalien in Abb. 4.26) transportiert und dessen Ausläufer stärkeren Niederschlag an die nordamerikanische Westküste bringen. Ein solches Muster (Verstärkung des Aleutentiefs, positive Temperaturanomalien in Alaska, mehr Niederschlag an der Westküste) ist auf interannualer Zeitskala etwa nach El Nino Ereignissen beobachtet worden (Horel and Wallace 1981, Ropelewski and Holpert 1989). Aber auch aus Paläodaten findet dieses Szenario Bestätigung. So sind anomal hohe Wasserstände von Süßwasserseen in der Great Basin Region im Westen der USA beschrieben worden (Street-Perrot and Harrison 1985). Ein erhöhter Staub- und Loessanteil in auf das LGM datierten Böden in Alaska deutet außerdem auf eine Intensivierung und eine höhere Persistenz des Aleutentiefs hin (Hopkins 1982). Daß die Temperaturen im Bereich der Alaska-Bering Landverbindung zumindest nicht kälter waren als heute wird durch Knochenfunde von Mammuts, Bisonen und Elchen (Guthrie 1982) bestätigt, die von ihnen nachziehenden Menschen bejagt wurden (Morlan and Clinq-Mars 1982).

Ein zweiter Datensatz, der ebenfalls weite Teile Nordamerikas abdeckt, analysiert

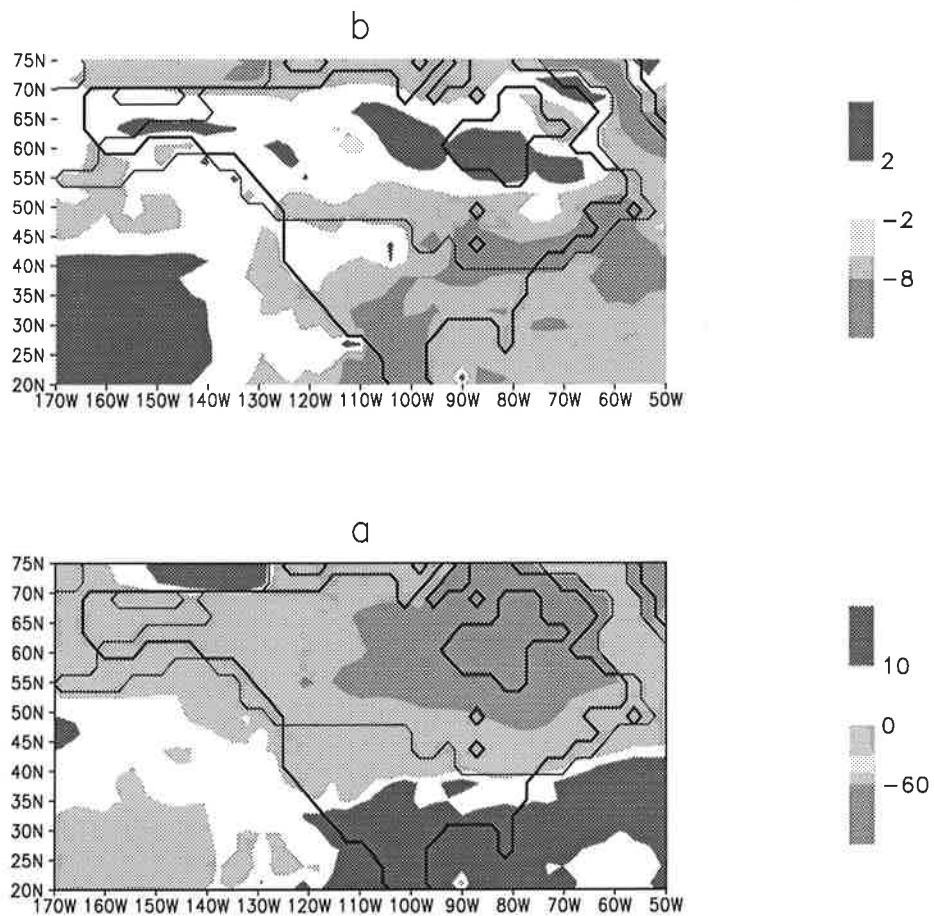


Abbildung 4.36: Differenz der  $\delta D$ -Werte im Niederschlag von LGM-Lauf und Kontrolllauf (a) über Nordamerika. Die im LGM-Lauf vorgeschriebene Begrenzung des Laurentidischen Eisschildes ist als dünne Linie mit eingezeichnet. (b) zeigt die Differenz zwischen simulierter Temperaturänderung  $\Delta T_{Modell}$  (LGM-Kontrolllauf) und der von den  $\delta^{18}O$ -Werten her erwarteten Temperaturänderung  $\Delta T_{\delta^{18}O}$  (s.Text).

die isotopische Zusammensetzung flüssiger Einschlüsse in Stalagmiten und Stalagtiten (Harmon and Schwarz 1981). Die  $\delta D$ -Werte dieser Wassereinschlüsse bei denen davon ausgegangen wird, daß ihre Isotopenzusammensetzung der des Jahresniederschlags entspricht, sind überall im nicht-eisbedeckten Teil Nordamerikas negativer als heute (zwischen  $-7 - -31\text{‰}$ ). Somit ist noch kein einheitliches Bild auf Seiten der Beobachtungsdaten gegeben.

Zu welchen falschen Schlüssen eine naive Anwendung der  $\delta^{18}O$ -Temperatur Beziehung führen kann, unterstreicht noch einmal Abb.4.34(b) für Nordamerika. Wendet man auf die errechneten  $\delta^{18}O$ -Anomalien die geographische  $\delta^{18}O$ -Temperatur-Relation von  $0.55 \frac{\text{‰}}{\text{°C}}$  an, so läßt sich eine "Isotopentemperatur":  $\Delta T_{\delta^{18}O} = \Delta \delta^{18}O * \frac{1}{0.55} \frac{\text{°C}}{\text{‰}}$  definieren. Abb.4.36 zeigt die Differenz zwischen der simulierten Temperaturänderung und der isotopisch bestimmten Temperaturänderung  $\Delta T_{Modell} - \Delta T_{\delta^{18}O}$ . Der nicht schattierte Bereich gibt mit einer Toleranz von  $\pm 2\text{°C}$  diejenigen Regionen an, in denen die Anwendung der Temperatur- $\delta^{18}O$  Beziehung zu "richtigen" Ergebnissen führt. Fast überall südlich des Laurentidischen Eisschildes geben die Isotope zwischen 2 und  $10\text{°C}$  zu warme Temperaturen an. Nur auf



der Spitze des Eisschildes ist es umgekehrt. Hier ist das Ausregnen besonders stark und somit die Temperatur, die von den Isotopen angegeben wird, um mehr als 2°C kühler als die Modelltemperatur.

#### 4.3.5 Die asiatische Monsun-Region

Das Modell simuliert eine eindeutig abgeschwächte Monsunzirkulation im Sommer. So sind in Abb.4.27 die Windanomalien auf dem 850hPa Niveau in der arabischen See und vor der Küste Somalias entgegen die Nordost-Richtung des Monsuns gerichtet. Ebenso ist der ostasiatische Monsun über dem chinesischen Meer abgeschwächt durch die südwestlich gerichteten Anomalien. Der Niederschlag nimmt daher erwartungsgemäß über Ostindien und China stark ab (bis 200mm pro Monat, s.Abb.4.25). Eine solche Abschwächung der Monsunzirkulation wird von einer Vielzahl unterschiedlicher Paläoindikatoren bestätigt. So weist eine Analyse des kontinentalen Staub- und Pollenanteils, sowie des Anteils foraminiferischen Planktons in maritimen Bohrkernen (Sirocko et al. 1991, Prell and van Campo 1986) in der arabischen See auf deutlich abgeschwächte Monsunwinde und ein daher geringeres Upwelling vor der Saudiarabischen Küste hin. Die Rekonstruktion des Oberflächen-salzgehalts im Golf von Bengalen (Duplessy 1982) wurde interpretiert als Beleg für einen verringerten Frischwassereintrag von Ganges und Bramaputra und somit für verringerte Monsunniederschläge über dem Himalaya. Niedrigere Wasserstände von Inlandsseen in ganz China (Fang 1991) und der Loessanteil terrestrischer Bodenproben, die in Zentralchina gesammelt wurden (An et al. 1991), deuten auf geringere Monsunniederschläge und schwächere Winde dort hin.

Im Winter tritt genau die gegenteilige Situation im Modell ein. Der Nordostmonsun erscheint über der arabischen See, dem Golf von Bengalen und dem chinesischen Meer deutlich verstärkt. Ein solches Szenario eines abgeschwächten Sommer- und verstärkten Wintermonsuns ist in einem ähnlichen LGM-Lauf mit dem CCM1 (Climate Community Model)-Zirkulationsmodell ebenfalls gefunden worden (Kutzbach and Guetter 1986, Prell and Kutzbach 1987). Das asiatische Festland kühlt, so die Erklärung der Autoren dort, stärker unter LGM-Bedingungen als der es umgebende Ozean ab (im ECHAM zwischen 2-4°C in Ostasien). Dafür sind neben dem geringeren  $CO_2$  Gehalt der Atmosphäre und durch die Eisschilde verursachten Zirkulationseffekten auch Rückkopplungsprozesse über Land verantwortlich. So halten sich Schneebedeckungsanomalien in Sibirien und im tibetanischen Hochland im Jahresgang unter LGM-Bedingungen erheblich länger (hier nicht gezeigt) und sorgen so über ihre Albedo- und hydrologische (Speicherung latenter Wärme) Rückkopplung für weitere Abkühlung. Die wichtige Rolle solcher Schneebedeckungsanomalien für die Intensität des Monsuns - zumindest auf interannualer Zeitskala - ist mit dem ECHAM bereits nachgewiesen worden (Barnett et al. 1989). Im Sommer wird nämlich durch die Abkühlung über dem Festland das asiatische Tiefdruckgebiet und somit der Druckgradient zum Ozean abgeschwächt; im Winter passiert genau das Gegenteil (Verstärkung des Festland-Hochs, stärkerer Druckgradient, stärkerer Wintermonsun).

Die Wasserisotope (s.Abb.4.24) zeigen hier die größten positiven Anomalien (>4‰). Neben der Wichtigkeit des Mengeneffekts in der Monsunregion ist dafür

möglicherweise auch die abgeschwächte Zirkulation selbst verantwortlich. Die Wasserdampfmassen dringen nicht mehr so tief nach Asien ein und so verkürzt sich der Abstand zwischen Verdampfungs- und Niederschlagort; die Luft regnet weniger vollständig aus.

Es sind zwar bereits eine ganze Reihe von Projekten, die Isotopenmessungen an hochauflösenden terrestrischen Bohrkernen im Monsungebiet durchführen wollen (Bradley 1993), begonnen worden, bislang liegen allerdings nur wenige Messungen vor, die Aufschluß über die isotopische Zusammensetzung des Monsunniederschlags unter LGM Bedingungen gäben. Abb.4.37 zeigt den  $\delta^{18}\text{O}$ -Wert eines Eiskerns, der dem Dunde Gletscher (Quinghai-Tibet-Region,  $38^\circ\text{N}, 96^\circ\text{E}$ ) entnommen ist. Er zeigt einen um ca.  $2\text{‰}$  negativeren  $\delta^{18}\text{O}$ -Wert. Das Modell berechnet allerdings, wie für das ganze vom Monsunniederschlag beeinflusste Gebiet einen höheren  $\delta^{18}\text{O}$ -Wert ( $1\text{--}2\text{‰}$ , s. Abb.4.38). Ob diese Differenz an der verglichen mit dem Dunde-Gletscher um ca. 500 m zu niedrigen Modellorographie liegt oder durch Unsicherheiten in den CLIMAP-Meeresoberflächentemperaturen erklärt werden kann, ist nicht klar.

Abb.4.38 zeigt für den entsprechenden Gitterpunkt den Niederschlag, Temperatur und  $\delta^{18}\text{O}$  aus dem Kontrolllauf und dem LGM-Lauf. Obwohl offensichtlich der Jahresgang des  $\delta^{18}\text{O}$  vom Temperatureffekt bestimmt ist (b+c), und zwar unter heutigen wie unter LGM-Bedingungen, führt im Modell die Abkühlung um ca.  $\Delta_{LGM-Kon.} \sim -2^\circ\text{C}$  nicht zu einer entsprechenden Erniedrigung des  $\delta^{18}\text{O}$ -Werts. Ein vom Temperatureffekt dominierter  $\delta^{18}\text{O}$  Jahresgang gilt eigentlich als gutes Indiz dafür, die  $\delta^{18}\text{O}$ -T Beziehung auch auf anderen Zeitskalen anwenden zu dürfen. Doch ohne eine Vielzahl von räumlich verteilten Isotopenmessungen des Paäoniederschlags, die es erlauben, das Ausregnen der Wasserdampfmassen unter veränderten Klimabedingungen großräumig zu rekonstruieren, ist zumindest aus Sicht des Modells ein solcher Schluß nicht zulässig.

#### 4.3.6 Zusammenfassung des LGM-Laufs

Trotz all dieser Zirkulationsänderungen hat sich auf globalem Maßstab wenig an der  $\delta^{18}\text{O}$ -Temperatur und an der GMWL geändert (s. Abb.4.39). Wegen der niedrigeren Temperaturen unter LGM-Bedingungen macht sich die Tatsache stärker als im Kontrolllauf (s. Abb.4.4) bemerkbar, daß in diesem Temperaturbereich trotz der kinetischen Effekte bei der Eiskristallbildung (s. Abb.2.10 und die Diskussion dort) etwas stärkere Fraktionierung als im Bereich zwischen  $-20^\circ\text{C}$  und  $15^\circ\text{C}$  stattfindet. Daher liegen für  $T < -40^\circ\text{C}$  mehr Punkte unterhalb der globalen Geraden von  $\delta^{18}\text{O} = 0.57 \frac{\text{‰}}{^\circ\text{C}} T - 10.6\text{‰}$ .

Das  $\delta\text{D}$ - $\delta^{18}\text{O}$ -Verhältnis ist annähernd unverändert geblieben (Steigung der Regressionsgeraden in Abb.4.39 = 8.04). Lediglich der Schnitt mit der  $y = \delta\text{D}$ -Achse hat sich ein wenig zu einem niedrigeren Wert (8.5 anstatt 9.05 im Kontrolllauf, s. Abb.4.16) verschoben. Die Beobachtungen der Änderung des Deuteriumüberschuß ergeben ein widersprüchliches Bild. Während in den Kaltphasen des letzten Glazials der Deuteriumüberschuß in grönländischen Eisbohrkernen den gleichen Wert wie heute hat (ca.  $d = 8\text{‰}$ ), sind die Warmphasen, also diejenigen Zeiträume, in denen etwa der  $\delta^{18}\text{O}$ -Wert im Dye3-Eisbohrkern  $> -33.5\text{‰}$  (Johnsen et al. 1989) ist, durch einen um ca.  $4\text{‰}$  niedrigeren  $d$ -Wert gekennzeichnet. Umgekehrt zeigt der Bohr-

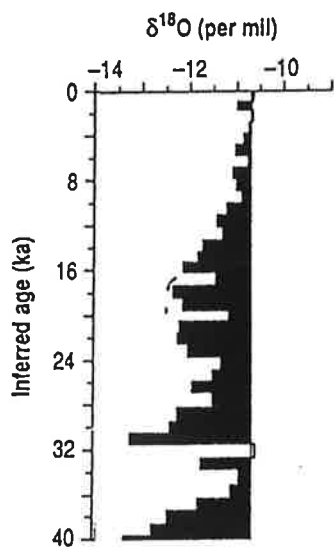


Abbildung 4.37:  $\delta^{18}\text{O}$  im Eisbohrkern des Dunde-Gletschers (Quinghai-Tibet- Region,  $38^\circ\text{N}, 96^\circ\text{E}$ ), entnommen (Thompson et al. 1989). Die linke Skala gibt in 1000 Jahresschritten die Zeit vor heute an.

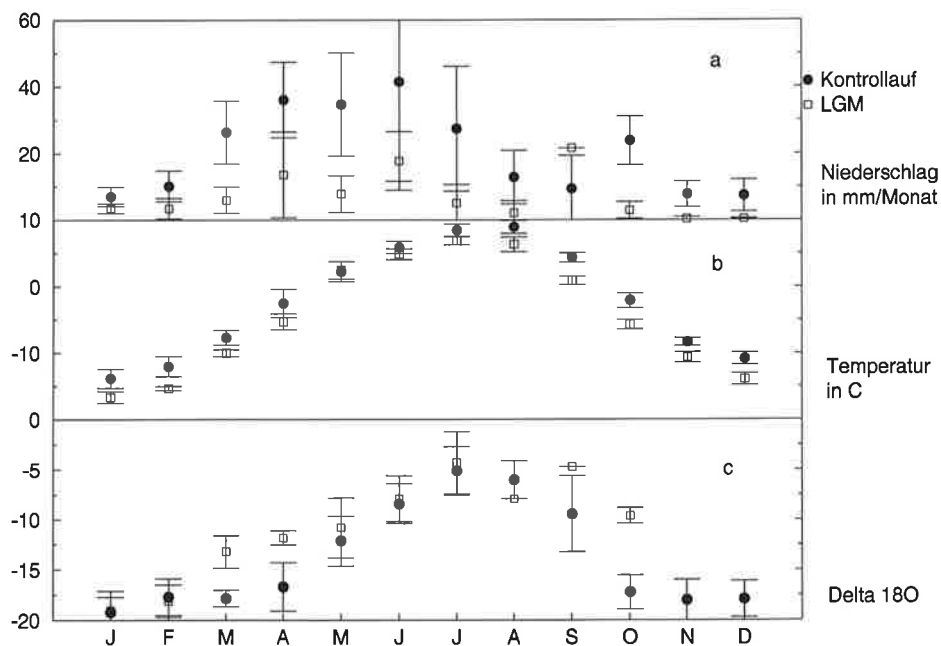


Abbildung 4.38: Jahresgang von  $\delta^{18}\text{O}$ (c) (in ‰), Temperatur (b) (in °C) und Niederschlag (a) (in mm/Monat) in Tibet (Dunde-Gletscher ; Quinghai-Tibet-Region,  $38^\circ\text{N}, 96^\circ\text{E}$ ) für den Kontrolllauf und den LGM-Lauf.

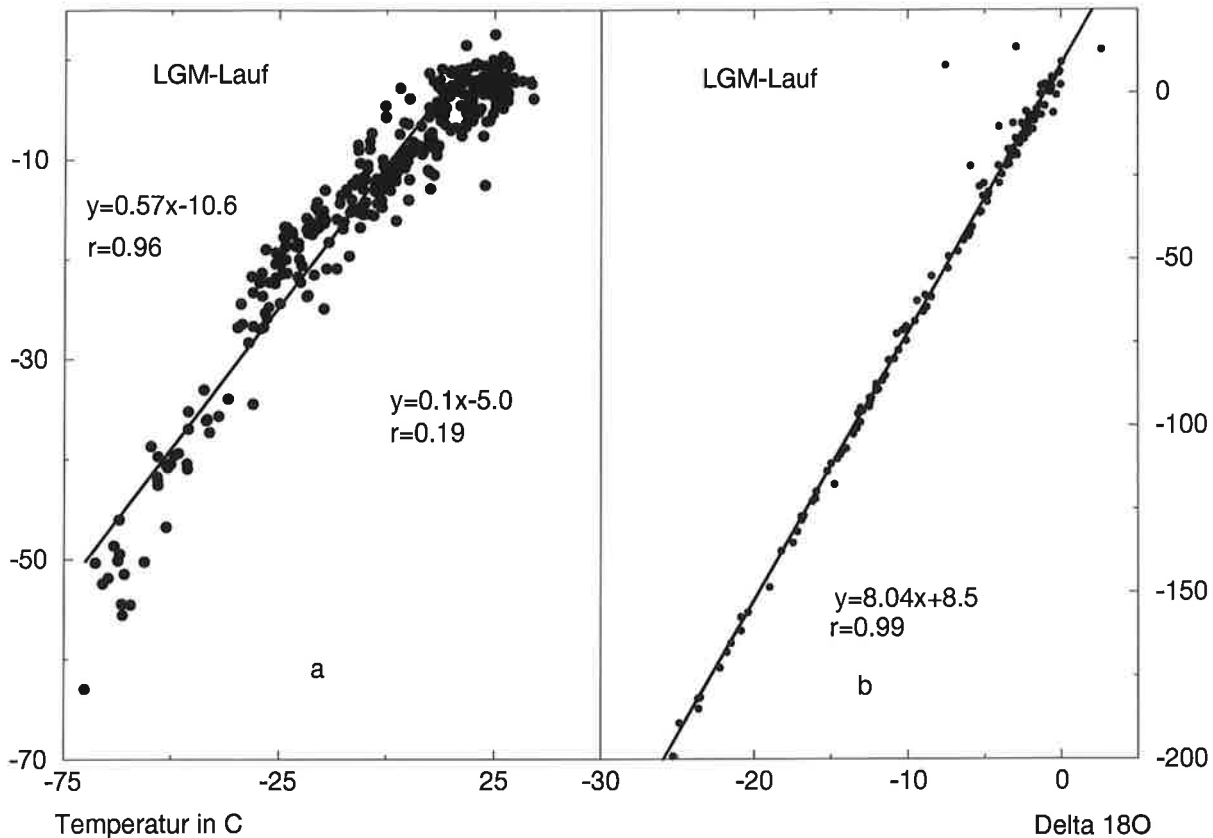


Abbildung 4.39:  $\delta^{18}\text{O}$  aufgetragen gegen die Temperatur (a) und  $\delta^{18}\text{O}$  aufgetragen gegen  $\delta\text{D}$  (b) aus dem vierjährigen LGM-Lauf. Es wurden die Resultate der gleichen Gitterpunkte extrahiert wie in Abb.4.4 bzw. in Abb.4.16.

kern von Dome C in der Antarktis beim Übergang zum letzten Glazial einen um 4‰ geringeren Überschuß-Wert. Trotz Bemühungen diese Meßdaten durch Änderung der relativen Feuchte und Temperatur in den Verdampfungsgebieten (Jouzel et al. 1982, Petit et al. 1991) oder durch eine veränderte Seisverteilung zu erklären, muß man die Deuteriumüberschuß-Schwankungen in den Eiskernen als bislang noch nicht richtig verstanden bezeichnen. Das ECHAM-Modell jedenfalls berechnet weder für den grönländischen noch für den antarktischen Eisschild systematische Änderungen.

Aus dem im wesentlichen unveränderten Temperatureffekt läßt sich nicht schließen, daß die Temperaturanomalien (LGM-Heute) sich ähnlich auch in den  $\delta^{18}\text{O}$ -Anomalien widerspiegeln. Abb.4.40 zeigt die  $\delta^{18}\text{O}$ -Anomalien aufgetragen gegen die berechneten Temperaturanomalien (a) und die entsprechenden Niederschlagsanomalien (b). Obwohl die Steigung der  $\delta^{18}\text{O}$ -Temperatur Beziehung mit  $0.51\text{‰}/\text{°C}$  sehr wohl in dem zu erwartenden Bereich zwischen saisonalem ( $0.48\text{‰}/\text{°C}$ , s. Abb.4.9) und geographischem Temperatureffekt ( $0.55\text{‰}/\text{°C}$ ) liegt, ist die Beziehung doch erheblich verrauschter. Würde man in dieser Modellwelt eine relativ starke  $\delta^{18}\text{O}$ -Änderung von beispielsweise  $-5\text{‰}$  messen (s. Abb.4.40(a)), so wäre das vereinbar mit Temperaturänderungen zwischen ca.  $-5\text{°C}$  und  $-20\text{°C}$ . Ähnliches gilt für den Mengeneffekt und den Rückschluß auf Niederschlagsanomalien. Schließt man in

Abb.4.40(b) relativ geringe Niederschlagsänderungen von  $\pm 30\text{mm}$  pro Monat aus, so liegt die Steigung der Regressionsgeraden mit  $1.2\%$  pro  $100\text{mm}$  durchaus im Bereich des Mengeneffekt unter heutigen Bedingungen (zwischen  $-1\%$  und  $-2.1\%$  pro  $100\text{mm}$ , s.Abb.4.11). Aber auch hier ist die Korrelation  $\delta^{18}\text{O}$ -Niederschlag ( $r=-0.72$ ) bei den Anomalien (LGM-Heute) auf Grund von Zirkulationsänderungen kleiner als die entsprechende Korrelation unter festen Randbedingungen (wie etwa in Abb.4.11).

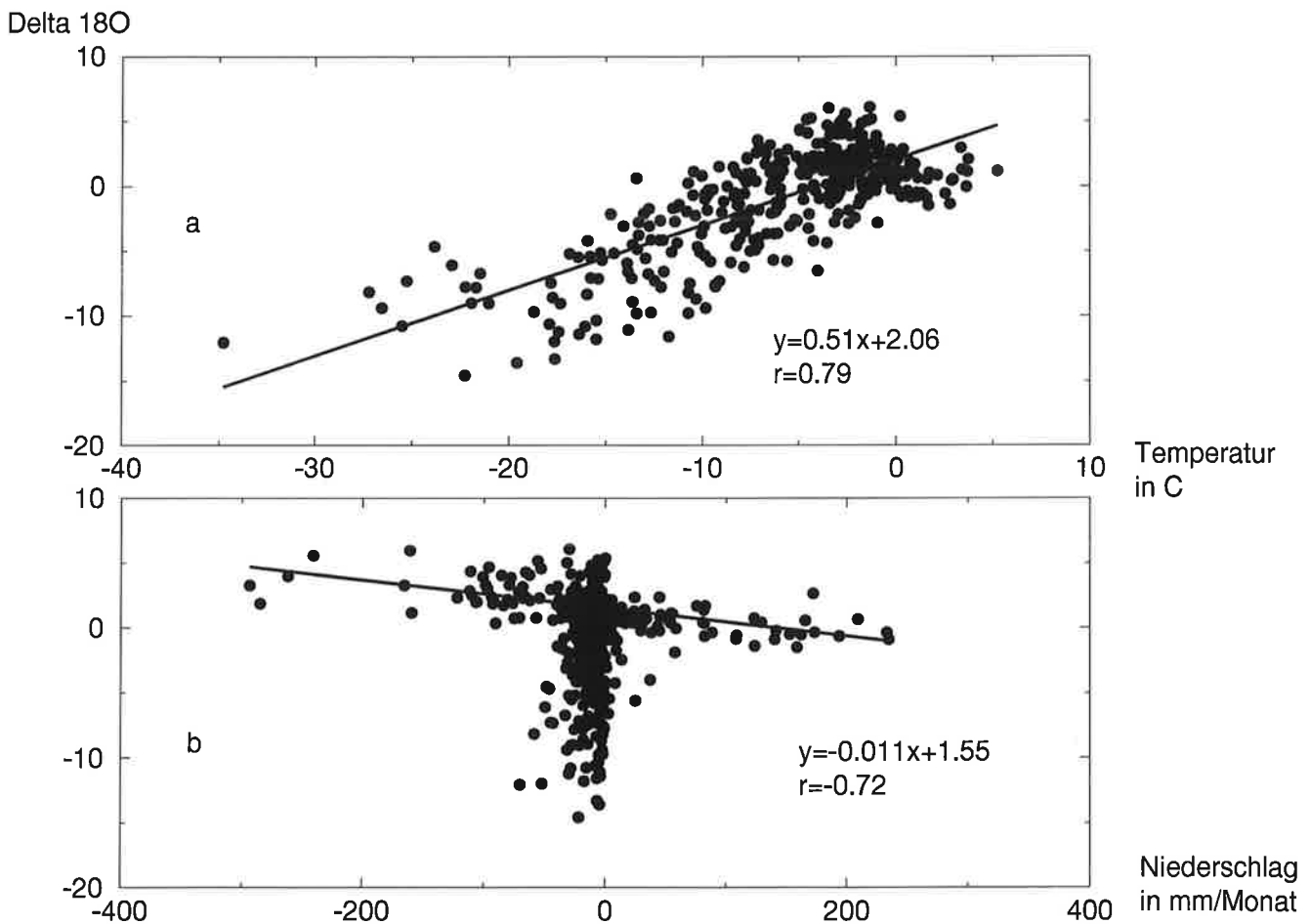


Abbildung 4.40: Anomalien (LGM-Kontrolllauf) des  $\delta^{18}\text{O}$  im Niederschlag aufgetragen gegen die Temperaturanomalien (a) und die Niederschlagsanomalien (b).



# Kapitel 5

## Zusammenfassung und Ausblick

Was hat diese Untersuchung im Hinblick auf die beiden Hauptfragestellungen, der Validierung des Wasserkreislaufs des ECHAM- Modells unter heutigen und unter extrem abweichenden, glazialen Randbedingungen geleistet? Welche zukünftigen Schritte sollten unternommen werden?

Der Einbau der Wasserisotope in das Modell erfolgte gemäß der sehr gut bekannten Physik der Wasserisotope  $^1\text{H}_2\text{ }^{18}\text{O}$  und  $^1\text{H}^2\text{H }^{16}\text{O}$ . Die Darstellung der subskaligen, nicht direkt darstellbaren Prozesse - also etwa die kinetische Fraktionierung bei Eisbildung - hat sich in ersten Sensitivitätsläufen mit dem Modell (hier nicht gezeigt), sowie in einem anderen Zirkulationsmodell, in dem die Wasserisotope eingebaut wurden (Jouzel et al. 1991), als nicht entscheidend für die Simulation der isotopischen Zusammensetzung des Wassers herausgestellt. Die Parametrisierung dieser Prozesse beeinflusst eher Größen zweiter Ordnung, z.B. den Deuteriumüberschuß. Der  $\delta^{18}\text{O}$  ( $\delta\text{D}$ )-Wert im Niederschlag (Größen erster Ordnung) sind in erster Linie ein Maß dafür, wie im Modell der großskalige Feuchtetransport und das Ausregnen simulierter Wasserdampfmassen funktioniert.

Der Test des Wasserkreislaufs des ECHAM unter heutigen Bedingungen kann man als weitestgehend erfolgreich bezeichnen. Sowohl die geographische Verteilung der simulierten  $\delta^{18}\text{O}$ -Werte, als auch deren Jahresgang stimmen gut mit den Beobachtungen überein. Sollte dies an einzelnen Stationen nicht der Fall gewesen sein, so konnte die jeweilige Differenz zwischen simuliertem und beobachtetem  $\delta^{18}\text{O}$ -Wert meist schlüssig auf regionale Probleme des ECHAM- Wasserkreislaufs zurückgeführt werden. Beispielsweise hatte die Ausdehnung eines vom Mengeneffekt dominierten Jahresgangs über fast ganz Australien ihre Ursache in der viel zu großen Ausweitung des australischen Monsuns, wie sie auch in (E. Roeckner and K. Arpe and L. Bengtsson and S. Brinkop and L. Dümenil and M. Esch and E. Kirk and M. Ponater and B. Rockel and R. Sausen and U. Schlese and S. Schubert and M. Windelband 1992) dokumentiert ist.

Um die Wasserisotope als Werkzeug zur Validierung des Wasserkreislaufs über eher pauschale Aussagen hinaus noch spezifischer verwenden zu können, sollten zukünftige Arbeiten mit dem Wasserisotopenmodell auf folgende Punkte konzentriert werden:

1. Die freien Parameter bei der Darstellung der Wasserisotope müssen syste-

matisch in Sensitivitätsstudien auf ihre Wichtigkeit für die  $\delta^{18}\text{O}(\delta\text{D})$ -Werte untersucht werden.

2. Der Mengeneffekt fällt in den Tropen über dem Ozean etwas zu schwach, über Land eher zu stark aus. Die Hypothese, dies könne an einer zu niedrigen, bzw. über Land an zu hoch reichender Konvektion liegen, müßte im Detail geprüft werden. Bestätigte sich diese Hypothese, so wäre eine Optimierung der Konvektionsparametrisierung ("Tuning") mittels der Wasserisotope denkbar.
3. Auf kürzerer Zeitskala als dem von der IAEA vorgegebenen 1-Monatstakt sind Messungen der isotopischen Zusammensetzung einzelner Regenfälle beim Durchzug von Zyklonen gemessen worden (Lawrence et al. 1982, Gedzelman and Lawrence 1982). Die innerhalb eines Januars beobachtete Variabilität (von  $\delta\text{D}=-177\text{‰}$  bis  $-30\text{‰}$ ) war immens groß. Sie konnte durch die Analyse der Fronthöhe am jeweiligen Niederschlagsort und der Zugbahnen einzelner Luftmassen an Hand von Wetterkarten interpretiert werden. Die Modellergebnisse sollten auf dieser kürzeren Zeitskala mit den allerdings spärlichen Beobachtungen verglichen werden. Um einzelne Wettersituationen besser darstellen zu können, ist es möglicherweise notwendig, das Modell in einer höheren Auflösung (T106) zu betreiben.
4. In einer durch anthropogene Treibhausgase erwärmten Welt ist auch mit einer globalen Veränderung der isotopischen Zusammensetzung des Niederschlags, allein schon auf Grund des Temperatureffekts, zu rechnen. Ob diese Verschiebung durch weitere Prozesse, wie Änderungen im Feuchtetransport oder in der relativen Feuchte bei der Verdampfung noch verstärkt werden, müßte in einem Modellauf unter den Bedingungen eines doppelten oder verdreifachten  $\text{CO}_2$  Gehalts in der Luft untersucht werden. Es könnte so geklärt werden, ob die Wasserisotope als Indikatoren von Klimaänderungen sensitiver reagieren als etwa die Temperatur selbst.

In einem Modellexperiment wurde das Modell unter den Bedingungen des Maximums der letzten Eiszeit betrieben. Das Wasserisotopenmodell reagierte auf die globale Abkühlung keineswegs einheitlich, sondern mit einem steileren zonalen  $\delta^{18}\text{O}$ -Gradienten als unter heutigen Bedingungen, d.h., mit höheren  $\delta^{18}\text{O}$ -Werten in den Tropen und Subtropen, niedrigeren in hohen Breiten. Es zeigte sich, daß die Wasserisotope sehr sensitiv auf die vorgeschriebenen Randbedingungen reagieren. Beispielsweise führte im Modell die Änderung der Orographie der Eisschilde mit einer Erhöhung des antarktischen und insbesondere des grönländischen Eisschildes dort zu zu stark abgereichertem Niederschlag, der nicht im Einklang mit den Messungen aus den Eisbohrkernen zu bringen war.

Aus Sicht des Modells erscheint eine einfache Interpretation der Meßdaten (kleineres  $\delta^{18}\text{O} \Rightarrow$  niedrigere Temperaturen) in vielen Gebieten nicht zulässig, auch wenn diese Gebiete unter heutigen Bedingungen eindeutig vom Temperatureffekt dominiert sind. Eine korrekte Interpretation muß Zirkulationsänderungen wie z.B. eine Verschiebung des Anteils des Winter- und Sommerniederschlags am Jahresmittel mit ins Kalkül ziehen.



In jüngster Zeit sind in der Paläoklimaforschung die schnellen Klimaschwankungen im Bereich des Nordatlantik, wie sie für das letzte Glazial die Isotopenzusammensetzung grönländischer Eiskerne dokumentieren in den Mittelpunkt wissenschaftlichen Interesses gerückt (W. Dansgaard and S.J. Johnsen and H.B. Clausen and D. Dahl-Jehnsen and N.S. Gundestrup and C.U. Hammer and C.S. Hvidberg and J.P. Steffensen and A.E. Sveinbjörnsdottir and J. Jouzel and G. Bond 1993). Jeder dieser sogenannten Dansgaard-Oeschger-Ereignisse folgt einem ähnlichen "Sägezahnmuster": nach einer kontinuierlichen Abkühlung über 10.-15.000 Jahre kommt es zu einer abrupten Erwärmung (im Summit-GRIB-Eiskern von ca.  $\Delta\delta^{18}\text{O}=5\text{-}6\text{‰}$  also ca.  $8^{\circ}\text{C}$ ) innerhalb weniger Dekaden. Marine Bohrkerne zeigen, daß diese Erwärmung eingeleitet wird durch einen gewaltigen Eintrag von Eisbergen (sog. "Heinrich-Ereignissen"), deren Schmelzwasser den gesamten Nordatlantik bedeckte (Bond et al. 1993).

Hier eröffnet sich ein weiteres Betätigungsfeld für das Wasserisotopenmodell. Noch unabhängig von der Fragestellung, was die eigentliche Ursache dieser schnellen Schwankungen ist (interne Dynamik des Laurentidischen Eisschildes, externes Strahlungsforcing), kann mit dem Modell der Einfluß untersucht werden, der eine solche hypothetische nordatlantische Frischwasserlinse auf die isotopische Zusammensetzung des Dampfs aus dem Nordatlantik und dann auch auf den Niederschlag über dem Grönländischen Eisschild hat. So wäre ein Teil der 5-6‰ Erhöhung, die bei den Dansgaard-Oeschger-Ereignissen gefunden wurde, eventuell nicht durch eine entsprechende Erwärmung über Grönland, sondern durch die mögliche Änderung der Feuchtequellen und deren isotopischer Zusammensetzung erklärbar (eine Frischwasserlinse, wie sie oben in folge eines Heinrich-Ereignisses vermutet wurde, wäre natürlich isotopisch aus stark abgereichertem Wasser zusammengesetzt). Eine solche wichtige Rolle der Feuchtequellen für die Erklärung der Variabilität des  $\delta^{18}\text{O}$  in den Eisbohrkernen wurde bereits im Zusammenhang mit dem "Jüngeren Dryas" vermutet (Fairbanks 1989). Mit dem Wasserisotopenmodell können solche Hypothesen detailliert getestet und die einzelnen Faktoren, die den  $\delta^{18}\text{O}$ -Wert des Niederschlags über Grönland beeinflussen, wie die isotopische Zusammensetzung des atlantischen Oberflächenwassers oder die veränderten Verdampfungstemperaturen, separiert werden.



# Literatur

- An, Z., Kukla, G., Porter, S. and Jo, X. (1991), 'Magnetic susceptibility evidence of monsoon variation on the loess plateau of central China during the last 130,000 years', *Quat.Res.* **36**, 29–36.
- Baertschi, P. (1976), 'Absolute  $^{18}\text{O}$  content of Standard Mean Ocean Water', *Sci.Lett.* **31**, 341.
- Barnett, T., Dümenil, L., Schlese, U. and Latif, M. (1989), 'The effect of Eurasian snow cover on regional and global climate variations', *Journal of Atmospheric Sciences* **46**, 661–685.
- Berger, A. (1978), 'Long-term variations of daily insolation and quaternary climatic changes', *Journ. of Atmos.Sci.* **35**, 2362–2367.
- Blackett, P. (1925), 'Ejection of protons from nitrogen nuclei photographed by the Wilson method', *Proc. R.Soc., Ser. A.* **107**, 349.
- Bond, G., Broecker, W., Johnsen, S., McManus, J., Labeyrie, L., Jouzel, J. and Bonani, G. (1993), 'Correlations between climate records from North Atlantic sediments and Greenland ice', *Nature* **365**, 143–146.
- Bradley, R. (1985), *Quaternary Paleoclimatology: Methods of Paleoclimatic Reconstruction*, Allen and Unwin. Boston, Mass.
- Bradley, R. (1993), High resolution record of past climate from Monsoon Asia: the last 2000 Year and beyond, Technical Report 93-1, Pages Workshop, Bärenplatz 2, CH-3011 Bern, Switzerland.
- Brutsaert, W. (1975a), 'The roughness length for water vapor, sensible heat and other scalars', *J.Atmos.Sci* **32**, 2028–2031.
- Brutsaert, W. (1975b), 'Theory for local evaporation (or heat transfer) from rough and smooth surfaces at ground level', *Water Resour.Res.* **11**, 543–550.
- CLIMAP:81 (1981), 'Climate:Long-range investigation, mapping and prediction (CLIMAP) project members, seasonal reconstruction of the earth's surface at the last glacial maximum', Map.Chart.Ser., MC-36, Geol.Soc.of Am., Boulder.
- Cole, J. and Fairbanks, R. (1990), 'The southern oscillation recorded on the oxygen isotopes of corals from Taraw atoll', *Paleoceanography* **5**, 669–683.

- Covich, A. and Stuiver, M. (1974), 'Changes in oxygen 18 as a measure of long-term fluctuations in tropical lake levels and molluscan populations', *Limnology and Oceanography* pp. 682-691.
- Craig, H. (1961a), 'Isotopic variations in meteoric waters', *Science* **133**, 1702-1703.
- Craig, H. (1961b), 'Standard for reporting concentrations of deuterium and oxygen-18 in natural water', *Science* **133**, 1833-1834.
- Dansgaard, W. (1953), 'The abundance of  $^{18}\text{O}$  in meteoric water and water vapour', *Tellus* **5**, 461-469.
- Dansgaard, W. (1964), 'Stable isotopes in precipitation', *Tellus* **16**, 436-468.
- Duplessy, J. (1982), 'Glacial to interglacial contrasts in the northern Indian Ocean', *Nature* **295**, 494-498.
- Duplessy, J., Moyes, J. and Pajol, C. (1980), 'Deep water formation in the North Atlantic ocean during the last ice age', *Nature* **286**, 479-482.
- E. Roeckner and K. Arpe and L. Bengtsson and S. Brinkop and L. Dümenil and M. Esch and E. Kirk and M. Ponater and B. Rockel and R. Sausen and U. Schlese and S. Schubert and M. Windelband (1992), Simulation of the present-day climate with the ECHAM Model: impact of model physics and resolution, Technical Report 93, Max-Planck-Institut für Meteorologie, Bundesstr. 55 D-20146 Hamburg.
- Eicher, U. and Siegenthaler, U. (1976), 'Palynological and oxygen isotope investigations on late-glacial sediment cores from Swiss lakes', *Boreas* **5**, 109-117.
- Fairbanks, R. (1989), 'A 17,000 year glacio-eustatic sea level record: influence of glacial melting rates on the Younger Dryas event and deep-ocean circulation', *Nature* **342**, 637-642.
- Fang, J. (1991), 'Lake evolution during the past 30,000 years in China and its implications for environmental change', *Quat.Res.* **36**, 37-60.
- Ferronsky, V. and Brezgunov, V. (1984), Stable Isotopes and Ocean Mixing, in 'Handbook of environmental Isotope Geochemistry', P.Fritz and J.Ch.Fontes, pp. 1-26.
- Friedman, I. (1953), 'Deuterium content of natural water and other substances', *Cosmochim.Acta* **4**, 89-103.
- Friedman, I. and Smith, G. (1970), 'Deuterium content of snow cores from Sierra Nevada area', *Science* **169**, 467-470.
- Fritz, P. (1981), River Waters, in 'Stable Isotope Hydrology', International Atomic Energy Agency, Vienna, pp. 177-199.

- Gasse, F., Arnold, M., Fontes, J., Fort, M., Gibert, E., Huc, A., Li, B., Liu, Q., Melieres, F., van Campo, E., Wang, F. and Zhan, Q. (1991), 'A 13000 year climate record from western Tibet', *Nature* **353**, 742–745.
- Gat, J. (1981*a*), Groundwater, in 'Stable Isotope Hydrology', International Atomic Energy Agency, Vienna, pp. 223–240.
- Gat, J. (1981*b*), Rivers, in 'Stable Isotope Hydrology', International Atomic Energy Agency, Vienna, pp. 203–219.
- Gat, J. and Carmi, I. (1970), 'Evolution of the isotopic composition of atmospheric waters in the Mediterranean Sea area', *Journal of Geophys. Res.* **75**, 3039.
- Gat, J. and Tzur, Y. (1967), Modification of the isotopic composition of rainwater by processes which occur before groundwater recharge, in 'Isotopes in Hydrology', International Atomic Energy Agency, Vienna, p. 49.
- Gedzelman, S. and Arnold, R. (1994), 'Modeling the isotopic composition of precipitation', *Journal of Geophys. Res.* **99**, 10455–10471.
- Gedzelman, S. and Lawrence, J. (1982), 'The isotopic composition of cyclonic precipitation', *Journal of Appl. Met.* **21**, 1385–1404.
- Giauque, W. and Johnston, H. (1929), 'An isotope of oxygen, mass 18', *J. Am. Chem. Soc.* **51**, 1436.
- Gonfiantini, R. (1981), The  $\delta$ -notation and the mass-spectrometric measurement techniques, in 'Stable Isotope Hydrology', International Atomic Energy Agency, Vienna, pp. 35–84.
- Gonfiantini, R. (1986), Environmental Isotopes in Lake Studies, in 'Handbook of environmental Isotope Geochemistry', P. Fritz and J.Ch. Fontes, pp. 113–163.
- Goodfriend, G. (1991), 'Holocene trends in  $^{18}\text{O}$  in land snail shells from the Negev desert and their implications for changes in rainfall source areas', *Quat. Res.* **35**, 417–426.
- Grootes, P., Stuiver, M., Thompson, L. and Mosley-Thompson, L. (1989), 'Oxygen isotope changes in tropical ice, Quelcaya, Peru', *Journal of Geophys. Res.* **94**, 1187–1194.
- Guthrie, R. (1982), Mammals of the Mammoth Steppe as paleoenvironmental indicators, in 'Paleoecology of Beringia', D.M. Hopkins and J.V. Matthews and C.E. Schweger and S.B. Young, Academic Press, New York, pp. 307–326.
- H. Förstel and H. Hützen and J. Hoube (1993), Influence of environmental parameters on the fractionation of oxygen isotopes in the local ecosystem, in 'Isotope techniques in the study of the past and current environmental changes in the hydrosphere and the atmosphere', International Atomic Energy Agency, Vienna.

- Hagemann, R., Hief, G. and Roth, E. (1970), 'Absolute isotopic scale for deuterium analysis of natural waters. Absolute D/H ratio for SMOW', *Tellus* **22**, 712.
- Harmon, R. and Schwarz, H. (1981), 'Changes of  $^2\text{H}$  and  $^{18}\text{O}$  enrichment of meteoric water and pleistocene glaciation', *Nature* **290**, 125–128.
- Harmon, R., Schwarz, H. and O'Neill, J. (1981), 'D/H ratios in speleothem fluid inclusions. A guide to variations in the isotopic composition of meteoric precipitation?', *Earth Planet.Sci.Lett.* **42**, 254–266.
- Hillaire-Marcel, C. and Causse, C. (1989), 'The late pleistocene Laurentide glacier. Th/U dating of major fluctuations and  $\delta^{18}\text{O}$  of the ice', *Quat.Res.* **32**, 125–138.
- Hoffmann, G. and Heimann, M. (1993), Water tracers in the ECHAM GCM, in 'Isotope techniques in the study of the past and current environmental changes in the hydrosphere and the atmosphere', I.A.E.A.
- Hopkins, D. (1982), Aspects of the paleogeography of Beringia during the late pleistocene, in 'Paleoecology of Beringia', D.M. Hopkins and J.V. Matthews and C.E. Schweger and S.B. Young, Academic Press, New York, pp. 3–28.
- Horel, J. and Wallace, J. (1981), 'Planetary-scale atmospheric phenomena associated with the southern oscillation', *Mon. Wea.Rev.* **109**, 813–829.
- IAEA (1992), Statistical Treatment of Data on environmental isotopes in precipitation, Technical report, I.A.E.A.
- Johnsen, S., Clausen, H., Dansgaard, W. and Fuhrer, N. (1992), 'Irregular glacial interstadials recorded in a new Greenland ice core', *Nature* **359**, 311–313.
- Johnsen, S., Dansgaard, W. and White, J. (1989), 'The origin of Arctic precipitation under present and glacial conditions', *Tellus* **41B**, 452–468.
- Joussaume, J., Sadourny, R. and Jouzel, J. (1984), 'A general circulation model of water isotope cycles in the atmosphere', *Nature* **311**, 24–29.
- Jouzel, J., Koster, R., Suozzo, R., Russell, G., White, J. and Broecker, W. (1991), 'Simulations of the HDO and  $^1\text{H}_2$   $^{18}\text{O}$  atmospheric cycles using the NASA GISS GCM: Sensitivity experiments for present day conditions', *Journal of Geophys.Res.* **96**, 7495–7507.
- Jouzel, J. and Merlivat, L. (1984), 'Deuterium and Oxygen 18 in Precipitation, Modelling of the isotopic effects during snow formation', *Journal of Geophys.Res.* **89**, 11749–11757.
- Jouzel, J., Merlivat, L. and Lorius, C. (1982), 'Deuterium excess in an East Antarctic ice core suggests higher relative humidity at the oceanic surface during the last glacial maximum', *Nature* **299**, 688–691.

- Jouzel, J., Russell, G., Suozzo, R., Koster, R., White, J. and Broecker, W. (1987), 'Simulations of the HDO and  $^1\text{H}_2$   $^{18}\text{O}$  atmospheric cycles using the NASA GISS General Circulation Model: The seasonal cycle for present day conditions', *Journal of Geophys. Res.* **92**, 14739–14760.
- Koster, R., Eagleson, P. and Broecker, W. (1988), Tracer Water Transport and Sub-grid Precipitation Variation within Atmospheric General Circulation Models, PhD thesis, MIT.
- Kutzbach, J. and Guetter, P. (1986), 'The influence of changing orbital parameters and surface boundary conditions on climate simulations for the past 180,000 years', *Journal of Atmospheric Sciences* **43**(16), 1726–1759.
- Lautenschlager, M. and Herterich, K. (1990), 'Atmospheric response to ice age conditions: Climatology near the earth surface', *J. Geophys. Res.* **95**(D13), 11547–22557.
- Lawrence, J., Gedzelman, S., White, J., Smiley, D. and Lazarov, P. (1982), 'Storm trajectories in eastern US. D/H isotopic composition of precipitation', *638–640* **296**, Nature.
- Lorius, C., Jouzel, J., Ritz, C., Merlivat, L., Barkov, N., Korotkevich, Y. and Kotlyakov, V. (1985), 'A 150,000 year climatic record from Antarctic ice', *Nature* **316**, 591–596.
- Majoube, M. (1971a), 'Fractionnement en oxygen 18 entre la glace et la vapeur d'eau', *J. Chim. Phys.* **68**, 625–636.
- Majoube, M. (1971b), 'Fractionnement en oxygen 18 et en deuterium entre l'eau et sa vapeur', *J. Chim. Phys.* **10**, 1423–1436.
- Merlivat, L. (1978), 'Molecular diffusivities of  $^1\text{H}_2$   $^{16}\text{O}$ ,  $^1\text{H}^2\text{H}^{16}\text{O}$ ,  $^1\text{H}_2$   $^{18}\text{O}$  in gases', *J. Chem. Phys.* **69**, 2864.
- Merlivat, L. and Jouzel, J. (1979), 'Global climatic interpretation of the deuterium–oxygen 18 relationship for precipitation', *Journal of Geophys. Res.* **84**, 5029–5033.
- Mix, A. (1987), The oxygen-isotope record of glaciation, in 'North America and adjacent oceans during the last glaciation', W.F. Ruddiman and H.E. Wright, pp. 111–135.
- Modellbetreuungsgruppe (1992), The ECHAM3 atmospheric general circulation model, Technical Report 6, Deutsches Klimarechenzentrum, Bundesstr. 55 D-20146 Hamburg.
- Morlan, R. and Clinq-Mars, J. (1982), Ancient Beringians: Human occupation in the late pleistocene of Alaska and Yukon territory, in 'Paleoecology of Beringia', Hopkins D.M. and Matthews J.V. and Schweger C.E. and Young S.B., Academic Press, New York, pp. 353–381.

- Nier, A. (1947), 'A mass spectrometer for isotope and gas analysis', *Rev.Sci.Instrum.* **18**, 398.
- P. Ciais and J. Jouzel (n.d.), Deuterium and Oxygen 18 in precipitation: A new isotopic Model including Mixed Cloud Processes, submitted to *J. Geophys. Res.*
- Petit, J., White, J., Young, N., Jouzel, J. and Korotkevitch, Y. (1991), 'Deuterium excess in recent antarctic snow', *Journal of Geophys.Res.* **96**, 5113-5122.
- Pewe, T. (1983), The periglacial environment in North America during Wisconsin time, *in* 'Late quaternary environments of the United States', H.E. Wright, Univ.of Minn.Press, Minneapolis, pp. 157-189.
- Prell, W. and Kutzbach, J. (1987), 'Monsoon variability over the apst 150,000 years', *Journal of Geophys. Res.* **92**(D7), 8411-8425.
- Prell, W. and van Campo, E. (1986), 'Coherent response of Arabian Sea upwelling and pollen transport to late quaternary monsoonal winds', *Nature* **323**, 526-528.
- Rankana, K. (1954), *Isotope Geology*, Pergamon Press.
- Rasch, P. and Williamson, D. (1990), 'Computational aspects of moisture transport in global models of the atmosphere', *Q. J. R. Meteorol. Soc.* **116**, 1071-1090.
- Raynaud, D., Jouzel, J., Barnola, J., Chappellaz, J., Delmas, R. and Lorius, C. (1993), 'The ice record of greenhouse gases', *Science* **259**, 926-934.
- Rindsberger, M. (1990), 'Patterns of the isotopic composition of precipitation in time and space: data from the Israeli storm water collection program', *Tellus* **42B**, 263-271.
- Rockel, B., Raschke, E. and Weyres, B. (1991), 'A parametrization of broad band radiative transfer properties of water, ice and mixed clouds', *Beitr.Phys.Atmosph.* **64**, 1-12.
- Rogers, R. and Yau, M. (1989), *A short course in cloud physics*, Pergamon Press.
- Ropelewski, C. and Holpert, M. (1989), 'Precipitation patterns associated with the high index phase of the southern oscillation', *Journal of Climate* pp. 268-284.
- Rozanski, K. (1985), 'Deuterium and 18O in European groundwater - links to atmospheric circulation in the past', *Chem.Geol.* **52**, 349-363.
- Rozanski, K., Araguas-Argaras, L. and Gonfiantini, R. (1993), Isotopic Pattern in Modern Global Precipitation, *in* 'Climate Change in Continental Isotopic Records', Geophysical Monograph Series, pp. 1-36.
- Rozanski, K., Sonntag, C. and Münnich, K. (1982), 'Factors controlling stable isotope composition of european precipitation', *Tellus* **34**, 142-150.



- Salati, E., Dall'Olio, A., Matsui, E. and Gat, J. (1979), 'Recycling of water in the Amazone Basin: an isotopic study', *Water Resour.Res.* **15**, 1250–1257.
- Siegenthaler, U. and Oeschger, H. (1980), 'Correlation of  $\delta^{18}\text{O}$  in precipitation with temperature and altitude', *Nature* **285**, 314–317.
- Sirocko, F., Sarntheim, M., Lange, H. and Erlenkeuser, H. (1991), 'Atmospheric summer circulation and coastal upwelling in the arabian sea during the holocene and the last glaciation', *Quat.Res.* **36**, 72–93.
- Soddy, F. (1913), 'The radioelements and the periodic law', *Chem. News* **107**, 97.
- Sonntag, C., Klitzsch, E., Löhert, P., El-Shazly, E., Münnich, K., Junghans, C., Thorweike, U., Weistroffer, K. and Swailem, F. (1978), Paleoclimatic information from deuterium and oxygen-18 in carbon 14 dated north Saharian groundwater, in 'Isotope hydrology II', I.A.E.A., pp. 569–581.
- Stewart, M. (1975), 'Stable isotope fractionation due to evaporation and isotopic exchange of falling waterdrops: applications to atmospheric processes and evaporation of lakes', *Journal of Geophys.Res.* **80**, 1133–1146.
- Street-Perrot, F. and Harrison, S. (1985), Lake levels and climate reconstruction, in 'Paleoclimate analysis and modeling', Hecht A.D., pp. 291–340.
- Stuiver, M. (1970), 'Oxygen and carbon isotope ratios of fresh water carbonates as climatic indicators', *Journal of Geophys.Res.* **75**, 5247–5257.
- Sundquist, H. (1978), 'A parametrisation scheme for non-convective condensation including prediction of cloud water content', *Quat.J.Roy.Meteor.Soc.* **104**, 677–690.
- Sverdrup, H. (1951), Evaporation from the oceans, in 'Compendium of Meteorology', American Met.Soc., p. 1077.
- Taylor, C. (1972), The vertical variations of isotopic concentrations of tropospheric water vapour over continental Europe and their relationship to tropospheric structure, Technical Report INS-R-107, Inst.Nuclear Sciences, Lower Hutt, New Zealand.
- Thompson, L., Mosley-Thompson, L., Davis, M., Bolzan, J., Dai, J., Yao, T., Gundestrup, N., Wu, X., Klein, L. and Xie, Z. (1989), 'Holocene-late pleistocene climatic ice core records from Quinghai-Tebetian Plateau', *Science* **246**, 474–477.
- Tiedtke, M. (1989), 'A comprehensive massflux scheme for cumulus parameterization in large scale models', *Mon. Wea.Rev.* **117**, 1779–1800.
- Tushingham, A. and Peltier, W. (1991), 'ICE-3G: a new global model of late pleistocene deglaciation based upon geophysical predictions of past-glacial relative sea-level change', *Journ. of Geophys.Res.* **96**, 4497–4523.

- W. Dansgaard and S.J. Johnsen and H.B. Clausen and D. Dahl-Jehnsen and N.S. Gundestrup and C.U. Hammer and C.S. Hvidberg and J.P. Steffensen and A.E. Sveinbjörnsdottir and J. Jouzel and G. Bond (1993), 'Evidence for general instability of past climate from a 250-kyr ice-core record', *Nature* **364**, 218–220.
- W. Kuhn and M. Thürkauf (1958), 'Isotopentrennung beim Gefrieren von Wasser und Diffusionskonstante von D und  $^{18}\text{O}$  im Eis', *Helv.Chim.Acta* pp. 938–971.
- White, J. (1989), Stable hydrogen isotope ratios in plants: a review of current theory and some potential applications, in 'Stable isotopes in ecological research', Springer Verlag New York, pp. 142–162.
- White, J., Cook, E., Lawrence, J. and Broecker, W. (1985), 'The D/H ratios of sap trees: Implications for water sources and tree ring D/H ratios', *Geochimica and Cosmochimica Acta* pp. 237–246.
- Williamson, D. and Rasch, P. (1989), 'Two-dimensional semi-Lagrangian transport with shape preserving interpolation', *Monthly Weather Review* **117**, 102–129.
- Yapp, C. and Epstein, S. (1977), 'Climatic implications of D/H ratios of meteoric water over North America (9500–22000BP) as inferred from ancient wood cellulose C-H hydrogen', *Earth Planet.Sci.Lett.* **34**, 330–350.
- Yurtsever, Y. and Gat, J. (1981), Atmospheric Waters, in 'Stable Isotope Hydrology', International Atomic Energy Agency, Vienna, pp. 103–142.

## Danksagung

Herrn Martin Heimann danke ich für die Überlassung des Themas und allzeitige Diskussionsbereitschaft. Ich habe von ihm gelernt, planvoll an eine wissenschaftliche Arbeit heranzugehen und sich nicht entmutigen zu lassen.

Herrn Klaus Hasselmann danke ich dafür, daß ich an einem Institut habe arbeiten können, welches nichtmals in erster Linie wegen seiner perfekten technischen Ausstattung, sondern eher wegen seiner wissenschaftlich anregenden und offenen Atmosphäre als hervorragend bezeichnet werden muß. Dies ist sicherlich ganz wesentlich sein Verdienst.

Den folgenden Personen bin ich zu Dank verpflichtet, weil sie teilweise bis zur intellektuellen Selbstverleugnung immer wieder meine Fragen beantwortet haben und/oder meine schlechte Laune in den schwereren Zeiten während der Erstellung dieser Arbeit über sich haben ergehen lassen: Katherina Six, Ernst Maier-Reimer, Jörg Kaduk, Ulrich Schlese, Norbert Noreiks, Christoph Heinze, Frau Carola Kauhs, Johann Feichter, Veronika Gayler, Jin-Song v.Storch und den anderen Mitarbeitern des Max-Planck-Instituts für Meteorologie und des Deutschen Klimarechenzentrums.