

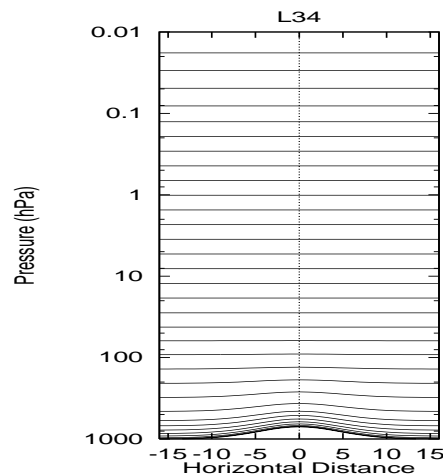
# Kapitel 3

## Das Berliner Klimamodell

Das Berliner Modell der mittleren Atmosphäre (englisch „Climate Middle Atmosphere Model“, CMAM) ist ein globales Zirkulationsmodell, das die Troposphäre, Stratosphäre und Mesosphäre umfasst. Es beruht auf einer Weiterentwicklung des Klimamodells ECHAM1, das am deutschen Klimarechenzentrum Hamburg entwickelt wurde. Dieses wiederum basiert auf dem Wettervorhersagemodell des Europäischen Zentrums für mittelfristige Vorhersage (Englisch: „European Centre for Medium Range Weather Forecast“, ECMWF). Bei dem Modell handelt es sich um ein reines Atmosphärenmodell, das heißt im Gegensatz zu den Klimamodellen, die auch Prozesse in Ozean und Kryosphäre beinhalten, werden diese als klimatologische Randbedingungen in den Modellsimulationen vorgegeben. Die für die vorliegende Arbeit interessante Verteilung von Spurengasen wird wie im Falle von Ozon und CO<sub>2</sub> mit klimatologischen Werten besetzt.

Eine detaillierte Beschreibung und Validierung der alten Konfiguration des Berliner Modells ist in Langematz und Pawson (1997) und Pawson et al. (1998) zu finden, auf die, zusammen mit den Änderungen und Ergänzungen der neuen Konfiguration (Langematz, 2000), im folgenden eingegangen wird.

Beim Berliner CMAM handelt es sich um ein spektrales Modell, das heißt alle prognostischen Variablen werden durch eine endliche Reihe von Kugelflächenfunktionen ausgedrückt. Die Auflösung wird bestimmt von der Anzahl der harmonischen Wellenzahlen, für die in meridionaler Richtung Legendre-Reihen und in zonaler Richtung Fourier-Reihen verwendet werden. Operationell wird das Berliner Modell mit einer horizontalen Auflösung von T21 betrieben, das bedeutet, dass in zonaler Richtung  $M=21$  Wellenzahlen berechnet werden. Die meridionale Auflösung  $N(m)$  ist von der zonalen Wellenzahl  $M$  und von der Art der Beziehung zwischen den Wellen abhängig. Hier wird eine dreieckige Begrenzung (englisch: „Triangular Truncation“) verwendet. Mit jedem Zeitschritt werden die Kugelflächenfunktionen auf ein Gauß'sches Gitter und zurück transformiert, um den physikalischen Parametrisierungen die Variablen im Gitterpunktsraum zur Verfügung zu stellen. Auf einem Gauß'schen Gitter entspricht T21 einer Auflösung von  $5,6^\circ \times 5,6^\circ$ , so dass am Äquator eine Entfernung zwischen zwei Gitterpunkten von 625 km besteht. Ein Ziel dieser Arbeit war es, die horizontale Auflösung im Berliner CMAM auf T42 zu erhöhen, so dass die Auflösung im Gauß'schen Gitter  $2,8^\circ \times 2,8^\circ$  beträgt, was einer



**Abbildung 3.1.** Vertikale Auflösung im Berliner CMAM (Nissen, 1998).

horizontalen Gitterpunktmasche von ca. 300 km in Äquatornähe entspricht. Ein weiteres Ziel dieser Arbeit war es, den Transport von Spurengasen im Modell als Voruntersuchung für die gekoppelten Klima-Chemieläufe zu validieren.

Die vertikale Auflösung des Berliner CMAMs ist von der ehemaligen 19-Flächen-Version des ECHAM1-Modells auf 34 Flächen erweitert worden, so dass sich der obere Rand in 0,0068 hPa, also ca. 83 km Höhe, befindet (Abb. 3.1). Die der Orographie angepassten  $\sigma$ -Flächen gehen mit der Höhe allmählich in ein hybrides Koordinatensystem (Simmons und Strüfing, 1981) über. In der planetarischen Grenzschicht liegt der Abstand der  $\sigma$ -Flächen bei etwa 100 m und wird mit zunehmender Höhe größer. Der Abstand zwischen zwei Flächen entspricht in der mittleren Atmosphäre etwa 3,5 km. Für die oberste Schicht erweitert sich der Flächenabstand auf 6 km, um einen fließenden Übergang zum oberen Rand des Modells zu gewährleisten. Den unteren und oberen Randbereich beibehaltend, verfeinerten Braesicke (1998) und Nissen (1998) die vertikale Auflösung des Modells auf 70 Flächen, deren Abstand vom Erdboden bis 0,1 hPa maximal 1,1 km beträgt. Für die Zwecke dieser Arbeit wurde die Standardversion mit 34 Flächen in der Vertikalen verwendet.

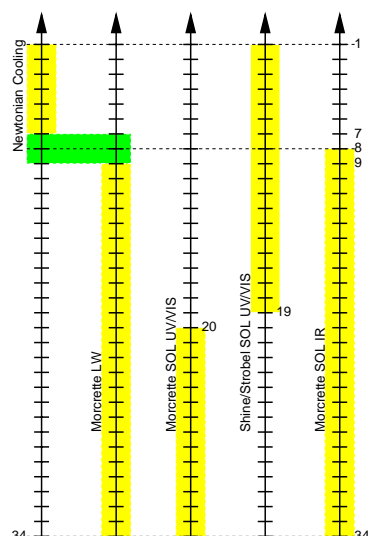
Die prognostischen Variablen werden in einem semi-impliziten Zeitschritt-Verfahren nach Robert (1982) mit einem Zeitschritt von 15 min berechnet. Hier handelt es sich also auch um eine Art Transport, der im Gegensatz zum (extern gelösten) Transport von Spurengasen im spektralen Raum stattfindet. Wenn in den folgenden Kapiteln von Transport die Rede sein wird, so soll damit der Transport von Spurengasen gemeint sein. Alle 4 Stunden werden die Daten ausgelagert, das heißt sie werden archiviert und dann mit Hilfe des Programms „Afterburner“ ausgewertet. Die Ergebnisse werden auf Basis des 4 stündigen Auslagerungsintervalls analysiert.

## Physikalische Parametrisierungen

Die Parametrisierungen in der Troposphäre wurden größtenteils von ECHAM1 übernommen (Roeckner et al., 1992). Eine detaillierte Beschreibung der Parametrisierungen findet sich im Technischen Bericht Nr. 6 Deutsches Klimarechenzentrum (1993). So wurde das fünf Schichten umfassende Bodenmodell, welches den Austausch von Wärme und Feuchte mit dem Erdboden reguliert (Sellers et al., 1986; Blondin, 1989; Dümenil und Todini, 1992), beibehalten. Der turbulente Transport wird mit einem vertikalen Diffusionsansatz für Impuls, Wärme und Feuchte parametrisiert (Louis, 1979). Bei der Parametrisierung der Bewölkung wird zwischen flacher Konvektion (Tiedtke et al., 1988), stratiformer Bewölkung (Roeckner und Schlese, 1985) und hochreichender Cumulus Konvektion (Kuo, 1974) unterschieden. Die hochreichende Konvektion wurde um die Kopplung mit wahlweise dem Konvektionsschema von Betts und Miller (1993) oder dem Massenflussschema nach Tiedtke (1989) erweitert (siehe Nissen, 1998). Die horizontale Diffusion wurde nach Laursen und Eliassen (1989) parametrisiert und dämpft in der T21-Auflösung kleinskalige Wellen mit Wellenzahlen größer als 15 (mehr dazu in Abschnitt 3.1).

Die Auswirkung der Strahlungsprozesse auf die Temperatur wird durch die Verwendung von Strahlungsmodellen berechnet, die den gesamten Spektralbereich in wenige Intervalle auflösen. Momentan entspricht das im Berliner CMAM verwendete Strahlungsschema dem Strahlungsschema von ECHAM4 mit Modifizierungen des langwelligen Spektralbereich (Langematz, 2000). Dabei werden in verschiedenen Höhen und Spektralbanden unterschiedliche Strahlungsschemata verwendet, die in Abb. 3.2 dargestellt sind (Braesicke, 1998). Im wesentlichen kommen drei Schemata zum Einsatz. Für die wichtigsten Spurengase Kohlendioxid, Ozon, und Wasserdampf sowie für Wolken berechnet das Morcrette-Schema (Morcrette, 1991) im kurz- wie im langwelligen Spektralbereich die Erwärmungsraten. Neu ist die Erweiterung des Morcrette Schemas bis 60 km Höhe und die Berücksichtigung des Voigt-Linienprofils im langwelligen Strahlungstransport (Langematz, 2000). Zusätzlich wird die Absorption solarer Strahlung durch Ozon und molekularen Sauerstoff oberhalb von 70 hPa durch die Strahlungsroutinen von Shine und Rickaby (1989) und Strobel (1978) parametrisiert. Oberhalb von 60 km wird das sogenannte Newtonian Cooling im langwelligen Strahlungsbereich angesetzt. Dabei wird die Temperatur durch lineare Relaxation zu einer Strahlungsgleichgewichtstemperatur hingezogen (Dickinson, 1973), um numerische Instabilitäten am oberen Rand im infraroten Bereich zu vermeiden. Der neue Ansatz, das Newtonian Cooling nur noch oberhalb von 60 km Höhe greifen zu lassen, führte zu einer Verringerung der unrealistischen positiven Temperaturabweichungen in der polaren Stratosphäre im Winter (Langematz, 2000). Die Strahlungsflüsse werden an jedem Gitterpunkt alle 2 Stunden berechnet. Dieser Ansatz erbrachte den besten Kompromiss zwischen der Güte der Modellklimatologie und dem Rechenzeitbedarf (Pawson et al., 1998).

Eine orographische Schwerewellenparametrisierung (englisch: „Gravity Wave Parametrization“, GWP) ist nach Palmer et al. (1986) optional vorhanden, kommt aber in



**Abbildung 3.2.** Strahlungsschema im Berliner CMAM (Braesicke, 1998).

den bisherigen Simulationen nicht zum Einsatz. Pawson et al. (1998) zeigten in ihrer Modellvalidierung, dass das Palmer-Schema unrealistische Nebeneffekte in der Stratosphäre hervorruft. So wird z.B. die Variabilität in der Stratosphäre zu stark gedämpft. Aus diesen Gründen wurde entschieden, das GWP nicht zu verwenden. Statt dessen wird am oberen Rand des Modells ein Reibungsansatz (englisch: „Rayleigh Friction“, RF) gewählt, der durch das Abbremsen der zonalen Grundströmung die numerische Stabilität sichern soll und damit das „Schließen der Jets“ in der Mesosphäre erreicht.

Für die Zwecke dieser Arbeit wurden weitere Änderungen an dem Modellcode vorgenommen, die im folgenden kurz beschrieben werden.

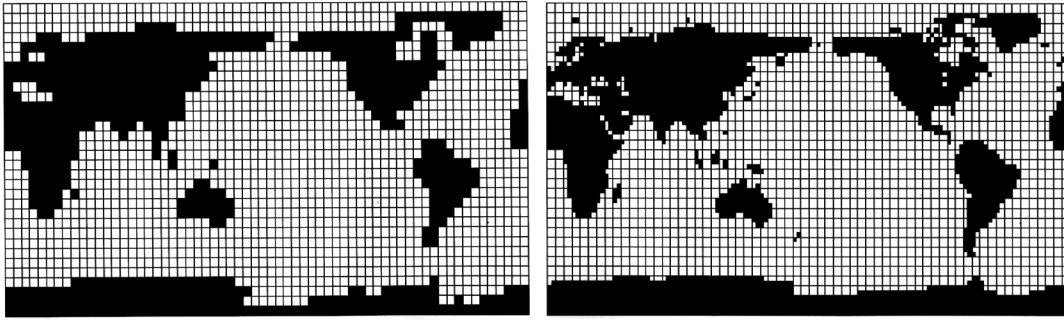
## 3.1 Horizontale Auflösung

Die hier aufgeführten Änderungen bezüglich der T42-Auflösung haben sich vollständig an ECHAM3 (Technischer Report Nr. 6 Deutsches Klimarechenzentrum, 1993) orientiert. Neben den Umstellungen für die Längengrad- und Breitengrad-Schleifenanzahl im Modellcode wurden die Parametrisierung der horizontalen Diffusion an die T42-Auflösung angepasst und kleinere Änderungen bezüglich der Topographie eingeführt.

### 3.1.1 Horizontale Diffusion

Die horizontale Diffusionsparametrisierung beinhaltet eine verstärkte Skalenselektivität nach Laursen und Eliassen (1989), die im Berliner Modell und ECHAM3 zum Einsatz kommt.

Der zeitliche Beitrag zu der spektralen Tendenz einer prognostischen Variable  $X$  ist gegeben durch:  $-k_X L_n X_n^m$ . Mit dem neuen Zeitschritt  $\Delta t$  wird der Diffusionsbeitrag im



**Abbildung 3.3.** Land-Seeverteilung im Berliner Modell: Links: T21-Modell, rechts: T42-Modell (Technischer Report Nr. 6 Deutsches Klimarechenzentrum, 1993).

semi-impliziten Zeitschrittschema dann zu

$$X_n^m(t + \Delta t) = X_n^m(t - \Delta t) \cdot \{1 + 2\Delta t k_X L_n\}^{-1}. \quad (3.1)$$

Dabei ist  $m$  die horizontale Wellenzahl,  $n$  die totale Wellenzahl,  $k_X$  der Diffusionskoeffizient und  $L_n$  der selektierte Skalar.  $L_n$  wird so gewählt, dass kurze Wellen selektiv und großskalige Wellen gar nicht gedämpft werden:

$$L_n = \begin{cases} (n - n_*)^\alpha, & \text{für } (n > n_*) \\ 0 & , \text{für } (n \leq n_*), \end{cases}$$

wobei  $\alpha = 2$  für T21 und  $\alpha = 4$  für T42-Auflösung. Bei beiden Auflösungen wird eine cut-off Wellenzahl von  $n_* = 15$  gewählt, das heißt Wellenzahlen  $\geq 16$  werden gedämpft. Der Diffusionskoeffizient variiert mit den verschiedenen prognostischen Variablen und mit den Vertikalschichten. In den unteren Schichten wird das gleiche  $k_X$  genutzt. Die obersten sechs Schichten werden stärker gedämpft (siehe Technischer Report Nr. 6 Deutsches Klimarechenzentrum, 1993). Im T42-Modell beträgt die Dämpfungszeit  $1/(k_X L_n)$  für die Vorticity 0,30 d, für die Divergenz 0,06 d und für Temperatur, Feuchte und Wolkenwasser 0,76 d. Die Diffusionskoeffizienten wurden so gewählt, dass der Anstieg der mittleren kinetischen Energie, der mit zunehmender Wellenzahl negativ ist, nahe an den Beobachtungen liegt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde nicht weiter mit dem Diffusionskoeffizienten experimentiert, da diese im ECHAM Modell klimatologisch getestet wurden (Roeckner et al., 1992).

### 3.1.2 Topographie

Die Erhöhung der Auflösung, die durch die T42-Modellversion erreicht wird, ist deutlich in der neuen Land-See Verteilung zu erkennen (Abb. 3.3). Hier fallen vor allem die Unterschiede zwischen T21 und T42 an den Küstengrenzen der Kontinente sowie größerer Inselgruppen wie z.B. der Karibik, Java, Sumatra oder Großbritannien auf. Weitere Änderungen am T21-Modell bzw. Ergänzungen für T42 waren die Einführung einer neuen Waldverteilung und Orographie, die zu einer Verbesserung der troposphärischen Zirkulation geführt haben. So wurde in der früheren Vegetationsverteilung des Berliner Mo-

dells Wald im Bereich von 20° N–45° S unrealistisch vorgegeben. Die hier verwendete Vegetation und die Orographie werden auch in ECHAM4 verwendet und wurden vom Deutschen Klima Rechen Zentrum (DKRZ) Hamburg gestellt (persönliche Mitteilungen Schlese, 1998).

Ein weiterer Eingriff wurde bei der Rauigkeitslänge nötig. Über Land wird die Rauigkeitslänge  $z_0$  geographisch bestimmt. Über der eisfreien See wird die Charnock Konstante  $C_{Char}$  nach der Charnock-Formel berechnet (Charnock, 1955):

$$z_0 = C_{char} \frac{u_*^2}{g}, \quad (3.2)$$

$u_*$  ist der vom Bodenimpulsfluss abgeleitete Skalierungsparameter, und  $z_0$  hat ein Minimum von  $1,5 \cdot 10^{-5}$  m. Die Charnock Konstante wird in T21 auf 0,018 und für höhere Auflösungen auf 0,032 gesetzt. Über Meereis wird ein konstanter Wert von  $z_0 = 0,001$  m verwendet. Diese Änderungen wurden in Übereinstimmung mit ECHAM3 vorgenommen (Technischer Report Nr. 6 Deutsches Klimarechenzentrum, 1993).

## 3.2 Transport von Spurengasen

Der Transport von Spurengasen wird nicht im spektralen Raum des Modells gerechnet, sondern davon losgelöst in einem Transportmodul, das interaktiv mit dem dynamischen Kern des Modells (für die Chemie auch mit der Strahlung) gekoppelt ist. Da das Transportmodul rechenzeitaufwendig ist, wird für das Modul nicht der modellinterne Zeitschritt verwendet, vielmehr werden die Spurengase mit zeitlich geringer aufgelösten Winden advehiert. Das hier verwendete semi-Lagrange'sche Advektionsschema (Böttcher, 1996) wurde zunächst für ein mechanistisches Modell entwickelt und später von Braesicke (1998) in das Berliner GCM implementiert. Die ersten Untersuchungen zum Transportschema wurden von Braesicke (1998) für die Tropen durchgeführt.

### 3.2.1 Das semi-Lagrange'sche Advektionsschema

Das semi-Lagrange'sche (SL) Advektionsschema mit modifizierten exponentiellen Splines (Böttcher, 1996), das im Berliner Modell mit leichten Modifizierungen verwendet wird, soll im folgenden kurz beschrieben werden. Zuerst wird die allgemeine Transportgleichung eines passiven Spurengases hergeleitet.

Die passive Advektion eines quellfreien Tracers in einer Dimension lässt sich mathematisch durch

$$\frac{Dq}{Dt} = \frac{\partial q}{\partial t} + \frac{dx}{dt} \frac{\partial q}{\partial x} = 0 \quad (3.3)$$

$$\text{mit } \frac{dx}{dt} = u(x, t) \quad (3.4)$$

ausdrücken. Die Geschwindigkeit  $u(x, t)$  ist eine gegebene Funktion. Die Gleichung (3.3) beschreibt die Erhaltung des Skalars  $q$  bei passiver Advektion, das bedeutet, dass der Skalar  $q$  bei dem Zeitschrittintervall  $\Delta t$  und der Verschiebung  $\alpha$  des Partikels zwischen Startpunkt und Endpunkt der Trajektorie erhalten bleiben muss:

$$q(x, t + \Delta t) = q(x - \alpha, t). \quad (3.5)$$

Der Endpunkt wird hierbei auf einem regulären Gitter gewählt. Diese Methode wird als semi-Lagrange bezeichnet. Um die Verschiebung  $\alpha$  zu berechnen, wird iterativ nach dem Drei-Zeit-Schichten Verfahren (englisch „Three Time Level Scheme“) vorgegangen. Zuerst wird die Verschiebung im Zentrum der Trajektorie abgeschätzt:

$$\frac{\alpha}{2} = x(t + \Delta t) - \left(\frac{\Delta t}{2}\right) u(x, t + \Delta t) + \frac{(\Delta t/2)^2}{2} \frac{Du(x, t + \Delta t)}{Dt}. \quad (3.6)$$

Im zweiten Schritt wird die Geschwindigkeit zum Zeitschritt  $t + \Delta t/2$  berechnet:

$$u\left(x, t + \frac{\Delta t}{2}\right) = \frac{3u(x, t) - u(x, t - \Delta t)}{2}. \quad (3.7)$$

Die Geschwindigkeit an den zentralen Punkten der Trajektorie wird nun durch Interpolation bestimmt. Zuletzt wird die totale Verschiebung der Trajektorie berechnet:

$$\alpha = x(t + \Delta t) - u\left(x - \frac{\alpha}{2}, t + \frac{\Delta t}{2}\right) \Delta t. \quad (3.8)$$

Nun kann die neue Verteilung von  $q(t + \Delta t)$  wiederum durch die Interpolation von  $q(t)$  abgeschätzt werden.

Die Qualität der semi-Lagrange'schen Methode hängt entscheidend von dieser letzten Interpolation ab. Böttcher (1996) testete und verglich verschiedene Interpolationsverfahren miteinander. Dabei entwickelte der Autor eine Methode, die auf kubischen und geglätteten Splines basiert, die sogenannten exponentiellen Splines zusammen mit der Idee der monotonen Interpolation. Eine detaillierte Beschreibung findet sich in Böttcher (1996). Entscheidend für die Transportuntersuchungen in dieser Arbeit ist die numerische Diffusivität des SL-Transports, die vom Autor in Abhängigkeit von der zeitlichen Auflösung getestet wurde. Ein mögliches Testverfahren ist die Erhaltung von Maxima und Minima im Spurengastransport. Der SL-Transport wies dabei ein sehr gutes Abschneiden gegenüber herkömmlichen Transportalgorithmen auf.

Braesicke (1998) implementierte das Transportschema in das 3-dimensionale Berliner GCM. Es wurde dabei folgendermaßen vorgegangen: Wegen des Rechenzeitaufwands wird der Vertikaltransport vom Horizontaltransport entkoppelt und auf einem äquidistanten Gitter von 2,4 km Abstand gerechnet. Zuerst wird in der horizontalen Ebene der Transport mit den oben beschriebenen exponentiellen Splines durchgeführt. Danach wird die vertikale Verschiebung des Spurengases mit Hilfe des Vertikalwindes  $w$  berechnet, der aus der Divergenz des Horizontalwindes abgeleitet wird. Mit Hilfe dieser „angenähernten“ Vertikalgeschwindigkeit  $w$  wird der Tracer in der vertikalen Ebene advehiert und

durch lineare Interpolation für den Endpunkt bestimmt. Die vertikale Diffusion, die in der Troposphäre eine Rolle spielt, sowie die physikalisch gegebene horizontale Diffusion werden vernachlässigt. Die vorhandene numerische Diffusion trägt dem genügend Rechnung. Nach mehreren Testläufen wurde ein optimaler Transportzeitschritt, der nach Rechenaufwand und der Güte des Spurengastransportes abgewogen wurde, mit  $\Delta t = 4 \text{ h}$  festgelegt. Dieser Zeitschritt wurde für diese Arbeit übernommen.

Da eine Validierung des Transportalgorithmus in den Extratropen des Berliner Modells bisher nicht stattgefunden hat, aber dringend notwendig für die geplante Kopplung mit einem interaktiven Chemiemodell ist, wird in dieser Arbeit eine detaillierte Untersuchung von Transportprozessen in der winterlichen Stratosphäre durchgeführt.

### 3.2.2 Modifizierungen

Für die Zwecke dieser Arbeit musste das SL-Transportschema leicht verändert werden. Auf Grund numerischer Fehler, die sich bei längeren Testsimulationen zeigten und schachbrettartige Muster im Tracerfeld erzeugten, musste der Glättungsparameter des Verfahrens mit modifizierten exponentiellen Splines (Böttcher, 1996) konditioniert werden. Für die Lösung der exponentiellen Splingleichung variierte dieser Glättungsparameter zwischen 0,0 und 5,0 und wurde hier konstant auf den Initialwert 0,55 festgesetzt (Böttcher, 1996). Das Transportschema verwendet ein konditioniertes quasi-monotones Verfahren. Somit handelt es sich nicht mehr um die Originalversion des Böttcher Schemas mit modifizierten exponentiellen Splines.

Die Optimierung des Codes, das Auslagern der Spurengasverteilung einmal pro Tag, sowie der Einbau und die Testphase eines Algorithmus zur Massenerhaltung wurden vorgenommen (persönliche Mitteilungen, Mieth, 2001) und hier in dieser Arbeit verwendet.

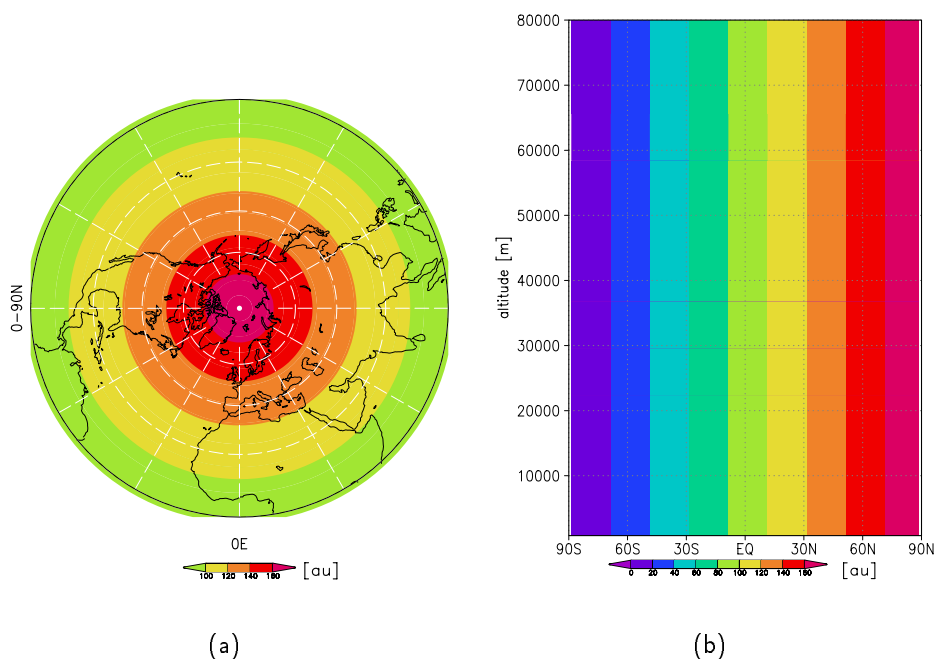
#### Modifizierung für die Simulationen mit Chemie

Weitere Änderungen wurden für die Kopplung mit dem interaktiven Chemiemodell CHEM (Steil et al., 1998) nötig. Die Ergebnisse dieser Arbeit flossen auch in die Entwicklung des Berliner CMAM-CHEM ein. Auf die Probleme, die während der Kopplung mit der Chemie entstanden, wird größtenteils im nächsten Kapitel eingegangen.

Nach einer intensiven Testphase wurden folgende Änderungen für die Chemieläufe durchgeführt: Die Transportberechnung wurde von einem vormals äquidistanten Gitter auf das Modellgitter (Hybridgitter) verlagert. Der Transport in der Vertikalen erfolgt quasi-monoton. Die lineare Interpolation des Vertikaltransportes wurde auf Spline Interpolation umgestellt, die Anbindung der vertikalen Diffusion geändert, und die Berechnung des Vertikalwindes an MA-ECHAM4-CHEM angepasst. Der Transportzeitschritt musste auf ein Vielfaches des Chemiezeitschrittes ( $\Delta t_{chem} = 45 \text{ min}$ ) umgestellt werden und wurde auf  $\Delta t_{trans} = 3 \text{ h}$  festgesetzt.

Auf Grund dieser für die geplanten Chemie-Atmosphärenläufe tiefgreifenden Änderung des Transportschemas bezüglich der Vertikalen wurde von einer Untersuchung des Vertikaltransportes des SL-Advektionsschemas in dieser Arbeit abgesehen und der Schwerpunkt auf spezifische, horizontale Transportprozesse von Spurengasen in der Stratosphäre





**Abbildung 3.4.** Initialisierungsfeld des passiven Tracers in arbitrary units (au): (a): polarstereographische Projektion von 0–90° N; (b): vertikaler Meridianschnitt.

gelegt. Der SL Transport-Algorithmus in der horizontalen Ebene der vor kurzem durchgeführten Chemieläufe ist identisch zu dem in dieser Arbeit verwendeten. Somit kann diese Arbeit als eine Art Vorstudie zur Güte des SL-Transportschemas der zukünftigen Klima-Chemieläufe angesehen werden.

### 3.2.3 Der passive idealisierte Tracer

Für die Transportsimulationen wurde ein passiver idealisierter Tracer vorgegeben, der einheitslos („arbitrary units“, au) angegeben ist. Die Initialverteilung ist in Abb. 3.4 dargestellt. Der Tracer wird homogen in der Vertikalen verteilt, das heißt auf einem Breitengrad ist in der gesamten Modelldomäne ein und das gleiche Vertikalprofil vorgegeben. Vom Süd- bis zum Nordpol wurde ebenso eine homogen zonal verteilte Tracerkonzentration gewählt, die von 0 au bis 180 au von 90° S bis 90° N zunimmt. Die hier vorgestellte Anfangsverteilung hat keine Quellen und Senken und wird jeden Modellwinter aufs neue initialisiert.

## 3.3 Modellsimulationen

In dieser Arbeit wurden verschiedene Modellsimulationen durchgeführt. Die Modellexperimente unterscheiden sich in den zuvor aufgeführten Parametern – horizontale Auflösung

**Tabelle 3.1.** Übersicht der ausgewerteten Modellexperimente. Abkürzungen: T: Truncation; SLT: semi-Lagrange'scher Transport.

Name des Experimentes	T	SLT	Rechenzeit pro Modellmonat (in h)	Auswertbare Modelljahre bzw. -winter
Kontrolllauf	21	nein	5	20 Jahre
kk34401	21	ja	6	10 Jahre (SLT: Oktober-Mai)
kk34j_tr	21	ja	6	6 Winter: Januar-Mai
kk344201	42	nein	21	10 Jahre
kk344201_tr	42	ja	23	10 Winter: Oktober-Mai

T21/T42 und interaktiv gekoppelter SL-Transport von Spurengasen. Tabelle 3.1 fasst die durchgeführten Experimente mit ihren charakteristischen Merkmalen zusammen. Allen Modellexperimenten wird ein Name zugeordnet, der im weiteren Verlauf der Arbeit verwendet wird. Der Kontrolllauf der T21-Auflösung umfasst bisher 20 Modelljahre und ist in Langematz (2000) zum Teil ausgewertet worden. Er wird ausschließlich zum Vergleich mit den T42-Simulationen herangezogen und stellt nicht ein Ergebnis dieser Arbeit dar. Die anderen Modellexperimente in der Tabelle wurden selbstständig durchgeführt.

Ein Ziel dieser Arbeit war einerseits, die horizontale Auflösung des Modells von T21 auf T42 zu erhöhen, andererseits sollte der SL-Transport von Spurengasen im Modell unter Einfluss der horizontalen Auflösung untersucht werden. Für diese Zwecke wurden 10 Modelljahre von T21-Simulationen mit SL-Transport eines inerten Tracers von Oktober-Mai gerechnet. Damit der bisherige T21-Kontrolllauf auf ein statistisch signifikanteres Niveau angehoben wird, wurde auf das Jahr 22 des Kontrolllaufs aufgesetzt und 10 weitere Jahre integriert (kk34401), so dass der neue T21-Kontrolllauf 30 Jahre umfasst. Aus den ersten 20 Jahren des Kontrolllaufs wurden 6 dynamisch interessante Winter, die z.B. ein Major Warming aufweisen, herausgegriffen und mit SLT-Schema von Januar bis Mai simuliert (kk34j\_tr). Diese Kurzexperimente werden zum Teil in Kapitel 5 ausgewertet. Für die T42-Simulation stehen Daten aus 10 Modelljahren zur Verfügung (kk344201). Da zum Zeitpunkt der Simulationsdurchführung das interaktive SLT-Schema nicht funktionsfähig war, musste der Modelllauf zunächst ohne Transport gestartet werden. Die effektive Rechenzeit überstieg die angegebene theoretische Rechenzeit (siehe Tabelle 3.1) wesentlich (der 12 Modelljahre umfassende T42-Lauf benötigte etwa 1 Jahr). Daher wurden die Simulationen ohne den online Transport gestartet. Nach Lösung der Probleme wurden 10 Winterensemble angesetzt (kk344201\_tr), die auf die Initialfelder von kk344201 aufsetzten. Für diese Zwecke wurden jeden Monat die „History Files“<sup>1</sup> aufgehoben, so dass der Transport für einen beliebigen Zeitraum nachgerechnet werden konnte. Für die Untersuchung der Transportprozesse im T42-Modell wurde der Zeitraum Oktober-Mai ausgesucht, also der Zeitraum, in dem Formation, Dauer und Zusammenbruch des Po-

<sup>1</sup>Archivierte Dateien zu einem beliebigen Zeitschritt, auf denen eine Modellsimulation später wieder aufgesetzt werden kann.

larwirbels während des Nordwinters stattfinden.

Die hier aufgeführten Modellsimulationen wurden auf dem Vektorrechner „Cray J 932“ am Konrad-Zuse Institut Berlin (ZIB) durchgeführt und durch dieses unterstützt. Da der Modellcode des Berliner Modells noch nicht für andere Computerplattformen umgeschrieben wurde, mussten die Modellsimulationen auf dem Vektorrechner der Cray J 932 erfolgen. Daher konnten für eine T42-Klimatologie nur 10 Jahre bzw. Winter für den Modelltransport integriert werden. Aus denselben computertechnischen Gründen können die zur Zeit durchgeführten Klima-Chemie-Atmosphärenläufe nur mit T21-Auflösung integriert werden.

