

Lebenszyklen außertropischer Zyklonen im heutigen und zukünftigen Klima

Dissertation

Zur Erlangung des Doktorgrades der Naturwissenschaften im Department
Geowissenschaften der Universität Hamburg

vorgelegt von

Andrea Schneidereit

aus

Ludwigslust

Hamburg

2010

Als Dissertation angenommen vom Department Geowissenschaften der Universität Hamburg

Auf Grund der Gutachten von Prof. Dr. K. Fraedrich
und Prof. Dr. B. Brümmer

Hamburg, November 2010
(Datum der vorläufigen Bescheinigung)

Prof. Dr. Jürgen Oßenbrügge
Leiter des Department Geowissenschaften

Zusammenfassung

In dieser Arbeit werden Lebenszyklen der Tiefdruckgebiete der mittleren Breiten der Nordhemisphäre in verschiedenen Jahreszeiten der Reanalyse des ECMWF, ERA-40, sowie Simulationen des gekoppelten Ozean-Atmosphären-Modells des heutigen und eines möglichen zukünftigen Klimas analysiert.

Die Verteilungen der charakteristischen Größen wie Position, Entstehung und Auflösung weisen in der Simulation des heutigen Klimas (20C) eine gute Übereinstimmung mit ERA-40 auf. In Verbindung mit einer Abnahme der Baroklinität in der unteren Troposphäre nimmt die Gesamtanzahl der Tiefdruckgebiete in einem erwärmten Zustand geringfügig ab. In der oberen Atmosphäre hingegen nimmt die Baroklinität deutlich zu.

Zwei geometrische Parameter erweitern die charakteristischen Größen, mit denen die Lebenszyklen verbunden sind. Mittels der Anpassung einer Gauß-Funktion an das Feld der geopotentiellen Höhe werden die zwei Parameter, Radius und Tiefe, gewonnen. Beide Parameter weisen einen saisonalen Zyklus auf. Im Winter schwankt die mittlere Verteilung des Radius der Lebenszyklen im Bereich zwischen 300 – 500 km, während im Sommer die Schwankungen mit 300 – 400 km geringer sind. In beiden betrachteten Jahreszeiten zeigt sich ein prägnanter Lebenszyklus der Tiefe. Der gesamte Lebenszyklus ist durch eine universelle Funktion der normierten Lebenszeit, $\tilde{a}(1 - \tilde{a})$, darstellbar. Dieses symmetrische Anwachsen und Abklingen der Lebenszyklen zeigt sich ebenfalls in der aus den geometrischen Größen abgeleiteten kinetischen Energie. Die aus den geometrischen Parametern abgeleitete geostrophische Vorticity zeigt gute Übereinstimmungen mit der relativen Vorticity aus Beobachtungsdaten. Im Stabilisierungslauf eines erwärmten Klimas verschieben sich die Radien und Tiefen zu geringeren Werten in beiden Saisons.

Zur Untersuchung der möglichen Intensivierung der Tiefdruckgebiete in einem erwärmten Klima werden vier Größen der Systeme näher analysiert: die zentrale geopotentielle Höhe (z_{1000}), der mittlere horizontale Gradient (∇z), die relative Vorticity (ζ_{850}) und die Tiefe (D). Mittels der Extremwertstatistik zeigt sich ein besonders starker Einfluß der NAO (Nordatlantische Oszillation) auf die Extreme in z_{1000} in ERA-40. Dieser enge Zusammenhang wird von dem Modell nicht in dieser Stärke wiedergegeben. Im untersuchten Winterhalbjahr weisen die Tiefdruckgebiete in einem erwärmten Klima eine Intensivierung auf, die sich unterschiedlich stark in den jeweiligen Größen widerspiegelt. Besonders prägnant ist die Intensivierung in den Extrema in z_{1000} . Diese Intensivierung kann nicht durch eine nordwärtige Verlagerung erklärt werden.

Abstract

Life cycles of extratropical cyclones are analysed in different seasons in reanalysis data of the ECMWF, ERA-40, and in present-day and future simulations of the coupled atmosphere-ocean model ECHAM5/MPI-OM. The extratropical cyclones are detected in the geopotential height of 1000 hPa.

The distributions of the quantities associated with extratropical cyclones in the Northern Hemisphere, like position, cyclongenesis, cyclolysis etc., of the present-day simulation (20C) correspond well with those of extratropical cyclones in ERA-40. In association with a reduction of baroclinicity, determined by the eady growth rate in the lower troposphere, the number of extratropical cyclones decreases in a warmer climate scenario (A1B). In contrast, the upper troposphere shows an increase in baroclinicity.

A Gaussian function is adjusted to the geopotential height field in the vicinity of a cyclone, yielding two geometric properties, radius and depth. Both quantities show a seasonal cycle in the datasets analysed. The radius shows a weak variability within 300 – 500 km during winter and 300 – 400 km in summer. Pronounced maxima of the mean spatial distribution of the depth are located close to the storm tracks. In contrast to the life cycles of the radius, those of the depth are most pronounced. The rescaled life cycle of the depth can be described by a simple universal function, $\tilde{a}(1 - \tilde{a})$, of the rescaled ages $\tilde{a}$. This symmetric growth and decay is also visible in the derived kinetic energy, which is proportional to the squared depth D^2 . The geostrophic vorticity derived from the Gaussian geometric properties correspond to the relative vorticity in the ERA-40 data. During both seasons radius and depth exhibit lower values in a warmer climate scenario than in present-day conditions.

The intensification of extratropical cyclones in a warmer climate is analysed by applying extreme value statistics to four different cyclonic quantities: central geopotential height (z_{1000}), mean horizontal gradient of the geopotential height (∇z), relative vorticity (ζ_{850}) and depth (D). In the ERA-40 data the NAO (North Atlantic Oscillation) has a strong impact on the extremes in z_{1000} ; this is weaker in the present-day simulation. In a warmer climate the extremes in the cyclone quantities reveal higher magnitudes and smaller return periods in general. However, the magnitudes of these intensifications are not homogeneously distributed in the analysed quantities. Moreover, the return periods in z_{1000} show a pronounced shift to lower values, which can not be explained by a northward displacement.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Daten und Methoden	9
2.1	Daten	9
2.2	Verfahren zur Detektion von Tiefdruckgebieten	12
3	Charakteristische Verteilungen der Tiefdruckgebiete	15
3.1	Daten und Methodik	16
3.2	Ergebnisse der Reanalyse	17
3.3	Ergebnisse der Simulation des 20.Jahrhunderts	17
3.4	Ergebnisse eines erwärmten Klima	19
4	Radius und Tiefe - geometrische Modellvorstellung	27
4.1	Bereits existierende Größenbestimmung	27
4.2	Das Gauß-Modell	32
4.3	Ergebnisse der Reanalyse	39
	Mittlere Verteilung der Lebenszyklen	42
	Skalierung der Tiefe und des Alters	46
4.4	Ergebnisse der Simulation des 20. Jahrhunderts	48
4.5	Radius und Tiefe in einem wärmeren Klima (A1B)	53

4.6	Diskussion von Radius und Tiefe bei Tiefdruckgebieten	56
4.7	Ausblick	59
5	Extreme der Tiefdruckgebiete	61
5.1	Daten und Methodik	61
5.2	Ergebnisse aus ERA-40 und 20C	68
5.3	Extreme im wärmeren Klima	75
5.4	Diskussion	80
5.5	Ausblick	82
6	Zusammenfassung und Ausblick	85
	Abbildungsverzeichnis	90
	Tabellenverzeichnis	92
	Literaturverzeichnis	93
A	Anhang	101
A.1	Berechnung der Nordatlantische Oszillation (NAO)	101
A.2	Wavelet Analyse	104
	Wavelet Transformierte	104
A.3	Minimierung von Funktionen	104
A.4	Radius und Tiefe	107
A.5	Extreme der Tiefdruckgebiete	120

1 | Einleitung

Ein wesentliches Charakteristikum der baroklinen Wellen sind die in ihnen eingelagerten Tief- und Hochdruckgebiete, welche den größten Anteil der atmosphärischen Variabilität auf synoptischen Zeitskalen in den mittleren Breiten beschreiben (Trenberth, 1991). Als ein wesentlicher Bestandteil der thermisch indirekten Ferrelzelle, welche sich aufgrund der Temperaturunterschiede zwischen Äquator und den Polen sowie der Erdrotation ergibt, wirken sie der Temperaturdiskontinuität, welche sich in den mittleren Breiten aufbaut, entgegen, indem sie den meridionalen Transport von Feuchte und Wärme zu den Polen gewährleisten. Der massive Einfluss der Tiefdruckgebiete auf das tägliche Leben, durch intensive Winde und Starkniederschläge, betont die Bedeutung der exakten Vorhersage ihrer Zugbahnen, der Intensität und des Verständnisses ihrer Dynamik.

Eine erste Modellvorstellung der Entstehung und weiteren Entwicklung der Tiefdruckgebiete basiert hauptsächlich auf den Arbeiten von J. Bjerknes, T. Bergeron und H. Solberg zu Beginn des 20. Jahrhunderts. Aus Beobachtungen rekonstruieren sie folgendes Bild der Zyklonogenese und des weiteren Lebenszyklus von Tiefdruckgebieten: An einer bereits existierenden Temperaturdiskontinuität (Polarfront) entwickelt sich eine anfänglich kleine Störung (siehe Abbildung 1.1a Stadium I). Diese schwach ausgeprägte Welle wandert gen Osten. Im östlichen Teil strömt warme Luft nordwärts und im westlichen Teil strömt kalte Luft nach Süden. Es kommt zur Ausbildung von Fronten. Die beiden Linien werden als Warmfront oder steuernde Linie und als Kaltfront oder Linie, gekennzeichnet durch Sturmböen, bezeichnet. Der Warmsektor ist der von beiden Linien umschlossene Bereich. Durch das Vordringen der Fronten kommt es zu Vertikalbewegungen und einhergehender Wolken- und Niederschlagsbildung. Die weitere Entwicklung ist durch starken Druckfall im Zentrum, geschlossene Isobaren und einen ausgeprägten Warmsektor (Stadium II), einhergehend mit Frontenniederschlag gekennzeichnet. Während sich das Tiefdruckgebiet weiter gen Osten bewegt, verkleinert sich der Warmsektor. Die Kaltfront beginnt, die Warmfront einzuholen (Stadium III). Das Stadium, in der die Warmfront am Boden von der Kaltfront eingeholt wird, wird als Okklusion bezeichnet (Stadium IV). In dieser Modellvorstellung kann die okkludierte Front an der Ausbildung eines thermischen Rückens festgestellt werden. Dieser Rücken erstreckt sich vom Zentrum des Tiefdruckgebietes bis zum beginnenden Warmsektor (Schultz *et al.*, 1998) (siehe Abbildung 1.1a unterer Teil). Die Grenze zwischen Warm- und Kaltluft ist nach Süden verschoben. Dies ist der Zeitpunkt (Okklusion),

bei dem das Tiefdruckgebiet am intensivsten ist. Der Warmsektor wird in die Höhe gezwungen, so dass sich der effektive Schwerpunkt des Systems erniedrigt und potentielle Energie der Massenschichtung in kinetische Energie der Winde umgewandelt wird (Kraus, 2004). Im weiteren Verlauf beginnt sich das Tiefdruckgebiet aufzulösen. Diese Beschreibung des Lebenszyklus wird auch als Norwegisches Zyklonenmodell bezeichnet.

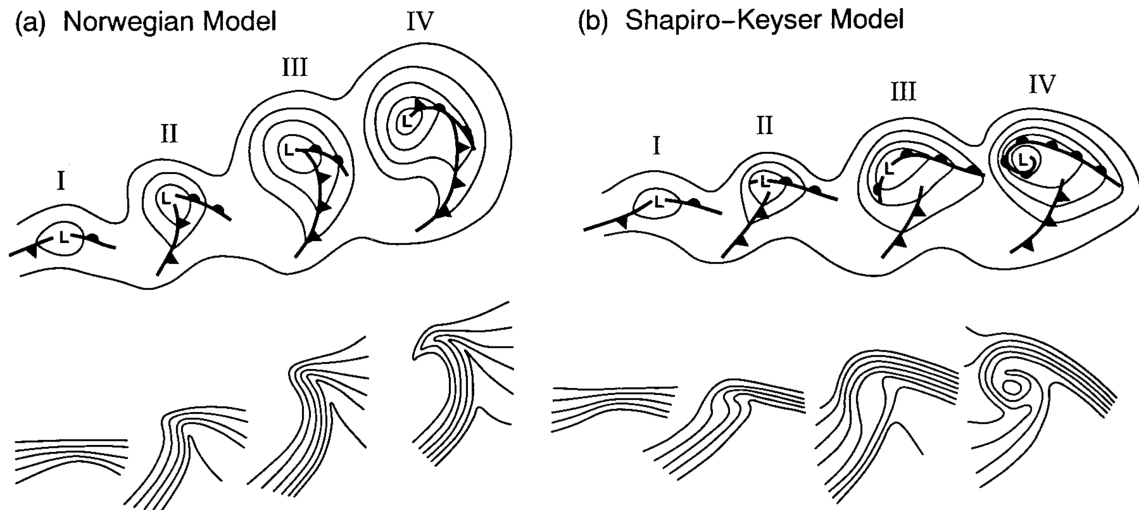


Abbildung 1.1: Konzeptionelle Modelle des Lebenszyklus der Tiefdruckgebiete: a) das Norwegische Modell, b) das Shapiro-Keyser Modell (Quelle: entnommen Schultz *et al.* (1998), wobei die Abbildung des Shapiro-Keyser Modells entnommen wurde aus: Shapiro und Keyser (1990))

Demgegenüber steht eine weitere Modellvorstellung der Entwicklung eines Tiefdruckgebietes: das Shapiro-Keyser Zyklonenmodell (Shapiro und Keyser, 1990). In Analogie zum Norwegischen Zyklonenmodell entwickelt sich ein entstehendes Tiefdruckgebiet an einer baroklinen Zone (Abbildung 1.1b Stadium I). Während des Intensivierungsprozesses bilden sich Fronten aus. Im Gegensatz zum Norwegischen Modell verläuft die Kaltfront im weiteren Stadium (Stadium II) nahezu senkrecht zur Warmfront, welches als *frontal T-bone* bezeichnet wird. Nahe des Zentrums, entlang der Kaltfront, verringert sich der horizontale Temperaturgradient (*fracture*). In der weiteren Entwicklung (Stadium III) bildet das Tiefdruckgebiet eine zurückgeboogene Warmfront aus (*bent back warm front*), welche durch den westwärtigen Transport von Baroklinität entlang der Warmfront hervorgerufen wird. Infolge der zonal orientierten Baroklinität entlang der Warmfront und der weiteren Abschwächung des nördlichen Abschnittes der Kaltfront nimmt die zonale Komponente der Fronten zu. In der weiteren Entwicklungsphase (Stadium IV) biegt sich die Warmfront weiter um das Zentrum des Tiefdruckgebietes und umschließt relativ warme Luft. Diese Phase ist durch eine Seklusion ausgezeichnet, bei der relativ warme Luft oberhalb des Tiefdruckkerns von kalter Luft umschlossen wird.

Beide Modelle spiegeln lediglich zwei Realisierungen einer Vielzahl von Entwicklungsmöglichkeiten wieder (Schultz *et al.*, 1998). Ein entscheidender Faktor, welche Entwicklung ein Tiefdruckgebiet durchläuft, bildet der Grundstrom. Sind Tiefdruckgebiete in einem diffu- enten Grundstrom eingelagert, ähnelt die Struktur der Fronten und die weitere Entwicklung dem

Norwegischen Zyklonenmodell. Hingegen vollziehen Tiefdruckgebiete in einem konfluenten Grundstrom die Entwicklung gemäß dem Shapiro-Keyser Zyklonenmodell (Schultz, 2001). Neben den genannten Entwicklungen können Tiefdruckgebiete in einer Phase sowohl dem norwegischen Zyklonenmodell entsprechen, während sie in einer anderen Lebensphase eher dem Shapiro-Keyser Zyklonenmodell zuzuordnen sind.

Die im obigen Abschnitt beschriebenen Vorstellungen eines Lebenszyklus sind anhand ihrer Zweidimensionalität beschränkt. Eine Möglichkeit, die Dynamik der Tiefdruckgebiete besser zu verstehen, ist die Untersuchung der verschiedenen dreidimensionalen Luftströmungen, welche mit den synoptischen Störungen verbunden sind. Ein erster Schritt in diese Richtung wurde bereits im 19. Jahrhundert unternommen (Referenzen in Wernli und Davies (1997)). Innerhalb der synoptischen Systeme können ausgeprägte Luftströmungen und Luftmassen ermittelt werden. Berechnungen von bodennahen Trajektorien (Shaw, 1903) bestätigen diese Charakteristika und zeigen markante Bänder von Konvergenz und Divergenz. Die Entwicklung von Beobachtungen in den höheren Schichten und der Anwendung von isentropen Analysen erlaubt es, die dreidimensionale Struktur zu erfassen. Unter Berücksichtigung und Erweiterung vorangegangener Arbeiten entwickelt Carlson (1980) das *conveyor belt*-Modell der Tiefdruckgebiete. In dieser Modellvorstellung sind drei Luftströmungen charakteristisch für ein Tiefdruckgebiet. Auf isentropen Stromlinien des Windfeldes erkennbar (Ziv *et al.*, 2010), prägen sie die Struktur des Niederschlags und der Wolken, welche mit einem Tiefdruckgebiet assoziiert werden. Im Folgenden werden die Luftströmungen des *conveyor belt*-Modells als „*warm conveyor belt*“ (WCB), „*cold conveyor belt*“ (CCB) und „*dry air intrusion*“ (DAI) bezeichnet und sind in Abbildung 1.2 schematisch dargestellt. Die Basis dieser dreidimensionalen Modellvorstellung bilden La-

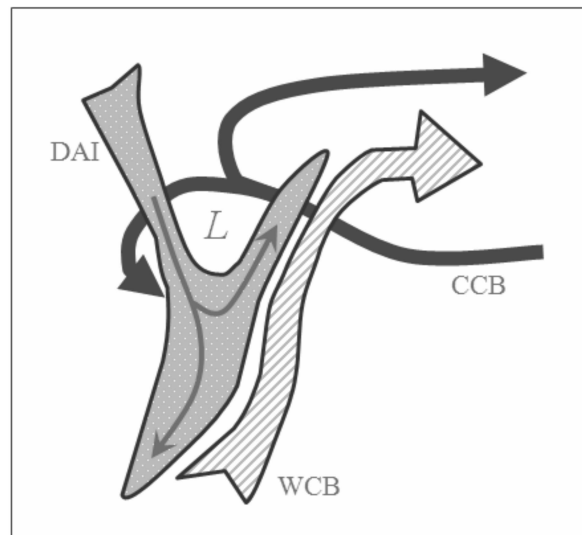


Abbildung 1.2: Schema der Conveyor Belts Quelle: entnommen Ziv *et al.* (2010)

grange Koordinaten, d.h. während sich das System bewegt, werden die Luftströmungen relativ zum Zentrum des Tiefdruckgebietes betrachtet.

Der trockene Luftstrom (DAI) entsteht in der oberen Troposphäre und/oder unteren Stratosphäre und sinkt auf der westlichen Seite des Höhentrog ab. Diese Luftmasse ist trocken

(geringe feuchtpotentielle Temperatur) und besitzt einen hohen Wert in der potentiellen Vorticity (Ziv *et al.*, 2010). Während des Absinkens spaltet sie sich auf, steigt über der Warmfront bzw. okkludierten Front auf und sinkt hinter der Kaltfront ab (Carlson, 1980; Schultz, 2001). Besonders in der konvektiven Destabilisierung als auch während der Zyklogenese, dem Entstehungsbeginn der Tiefdruckgebiete, spielt diese Luftströmung eine wichtige Rolle. Infolge der hohen potentiellen Vorticity wird die Zyklogenese begünstigt, während die geringe feuchtpotentielle Temperatur potentielle Instabilität und Konvektion generiert. In Satellitenbildern, vor allem im infraroten Bereich und im Wasserdampf, ist die DAI nach einsetzender Zyklogenese durch einen sogenannten *dry slot* (trockenes wolkenfreies Gebiet) sichtbar (Browning, 1997). In Abwesenheit eines starken Antriebes aus den unteren Schichten stellt die DAI eine Manifestation des oberen Antriebes während der Zyklogenese dar. Diese Form der Entstehung kann mit einer Anomalie der potentiellen Vorticity assoziiert werden (Browning, 1997).

Ein weiterer charakteristischer Luftstrom ist das *warm conveyor belt*. In diesem Luftstrom strömt warme, feuchte Luft aus den unteren troposphärischen Schichten des Warmsektors vor der Kaltfront polwärts (Harrold, 1973), steigt über der Warmfront auf und dreht sich antizyklonal auf Strahlstromniveau (Schultz, 2001). Innerhalb von zwei Tagen finden diese Vorgänge statt (Eckhardt *et al.*, 2004). In der Horizontalen erstreckt sich das WCB auf einer Länge von ca. 2000 km und erreicht in der Vertikalen eine Mächtigkeit von ca. 3 km (Ziv *et al.*, 2010). Während der frühen Stadien des Lebenszyklus (offene Welle in der oberen Troposphäre) steigt das WCB bis zur oberen Troposphäre und dreht sich antizyklonal. Spätere Phasen zeigen hingegen ein entgegengesetztes Verhalten durch ein um das Tief zyklonal drehendes WCB (Schultz, 2001). Die mit dem Tiefdruckgebiet assoziierte, hochreichende Wolkenbasis, eine zumeist kommaförmige Wolke, entsteht infolge des zyklonal drehenden Anteils des WCB (Schultz, 2001). Vorwiegend im Winter werden Tiefdruckgebiete mit stark ausgeprägten WCBs in der Nordhemisphäre beobachtet (Eckhardt *et al.*, 2004).

Die dritte prägnante Luftströmung ist das *cold conveyor belt*. Diese Luftströmung entstammt den unteren Schichten der Troposphäre des vorgelagerten Hochdruckgebietes und strömt unter der warmen frontalen Zone (siehe Abbildung 1.2) westwärts. Somit trennt die Warmfront die beiden Luftströmungen („cold and warm conveyor belt“) voneinander (Schultz, 2001). Infolge der Änderung der potentiellen Vorticity durch freiwerdende latente Wärme wird innerhalb des CCB unter dem aufsteigenden Ast der WCB potentielle Vorticity (PV) erzeugt. Diese anwachsende PV wird innerhalb dieser Luftströmung westwärts zum Zentrum des Tiefdruckgebietes transportiert (Schultz, 2001). Nördlich des Tiefdruckgebietzentrums spaltet sich das CCB in einen zyklonalen und einen antizyklonalen Teil auf. Verbunden mit Absinken, umkreist der zyklonale Teil das Zentrum des Tiefdruckgebietes entgegen dem Uhrzeigersinn. Bis zur Vermischung mit dem nordöstlichen Teil des WCBs steigt der antizyklonale Teil nordostwärts auf (Ziv *et al.*, 2010).

Diese in der Modellvorstellung dargestellte interne Dynamik der Tiefdruckgebiete ist stark vereinfacht. Aufgrund der Vielfältigkeit der vorhandenen Luftströmungen innerhalb der Tiefdruckgebiete sind deutlich mehr Luftströmungen beteiligt, um sämtliche Trajektorien in den Systemen zu erklären (Schultz, 2001). Ferner impliziert die Untersuchung der Luftströmungen, innerhalb von Tiefdruckgebieten mit isentropen Stromlinien, die Annahme einer stationären Umgebung. Somit sollte das Tiefdruckgebiet weder eine Intensivierung erfahren, noch seine wesentliche Struktur ändern (Schultz, 2001). Trotz dieser Kritikpunkte an der isentropen Analyse und der Modellvorstellung des *conveyor belt*-Modells können wesentliche Punkte des

dynamischen Verhaltens innerhalb der Tiefdruckgebiete erfasst werden.

In den vorangegangenen Abschnitten ist die beobachtete Struktur näher beschrieben worden. Welche Mechanismen hinter den Entstehungsstadien stehen, soll im folgenden Abschnitt näher beschrieben werden. Petterssen und Smebye (1971) stellen zwei verschiedene Mechanismen vor, die Tiefdruckgebiete initiieren und deren weitere Entwicklung fördern. Je nach vorliegendem Mechanismus unterscheiden die Autoren zwei Arten von Tiefdruckgebieten: Typus A und Typus B. Tiefdruckgebiete der Kategorie A entwickeln sich an einer Zone maximaler Baroklinität (Frontalregion) unter einer relativ geradlinigen Strömung in der oberen Troposphäre. In dieser Phase ist in der oberen Troposphäre kein kalter Trog vorhanden. Mit zunehmender Intensivierung kommt es zur Ausbildung eines Höhentrog. Die vertikale Achsenneigung zwischen Tief am Boden und dem Höhentrog verbleibt bis zum Zeitpunkt der maximalen Intensität nahezu unverändert. Der wesentliche Beitrag zur Intensivierung wird durch die thermische Advektion geliefert, wohingegen der Anteil der Vorticityadvektion in der Höhe während der gesamten Entwicklung relativ gering ist. Im Verlauf des Okklusionsprozesses nimmt der anfangs große Betrag der Baroklinität in der unteren Atmosphäre ab. Die Entwicklung dieses Typus entspricht dem klassischen Entwicklungsprozess des Norwegischen Zyklonenmodells (Petterssen und Smebye, 1971). Als Ausgangspunkt wird hierbei angenommen, dass Tiefdruckgebiete dieser Kategorie von den unteren Schichten angetrieben werden (Deveson *et al.*, 2002). Im Allgemeinen sind sie ein Ergebnis der baroklinen Instabilität (Petterssen und Smebye, 1971). Aus der Perspektive der potentiellen Vorticity ähnelt die Generierung der Tiefdruckgebiete des Typus A der gegenseitigen Verstärkung phasenstarrer Rossbywellen auf verschiedenen Höhen (Gray und Dacre, 2006). Die Intensivierung dieses Typus kann als modales Wachstum betrachtet werden.

Tiefdruckgebiete des Typus B beginnen ihre Entwicklung am Boden, wenn sich ein bereits existierender Trog über ein Gebiet mit Warmluftadvektion oder nahezu abwesender Kaltluftadvektion in den unteren Schichten ausbreitet. Der Trog zeichnet sich in diesem Stadium durch starke Vorticityadvektion auf der Vorderseite aus. Während der Intensivierung verringert sich die vertikale Achsenneigung zwischen Höhentrog und Bodentief schnell. Die Achsenneigung ist zum Zeitpunkt der größten Intensität verschwunden, so dass sich die Zentren des Bodentiefs und des Höhentrog überlagern. Im Gegensatz zum Typus A ist der Betrag der Vorticityadvektion in den oberen Schichten zu Beginn groß und nimmt mit zunehmender Intensivierung ab. Indessen ist die thermische Advektion anfänglich gering und nimmt im weiteren Verlauf zu. Während der Zyklonogenese zeichnet sich die untere Atmosphäre durch geringe Baroklinität aus, die jedoch in der weiteren Entwicklung zunimmt. In der auflösenden Phase ähnelt die thermische Struktur einem okkludiertem Tiefdruckgebiet. Demnach wird angenommen, dass der Antrieb der Tiefdruckgebiete des Typus B in der oberen Atmosphäre liegt (Deveson *et al.*, 2002). Bezogen auf die potentielle Vorticity ist die Entwicklung dieser Tiefdruckgebiete verbunden mit einer Überlagerung von Anomalien der potentiellen Vorticity in verschiedenen Höhen. Die Intensivierung dieses Typus kann als nicht modales Wachstum betrachtet werden (Gray und Dacre, 2006).

Neben diesen beiden Entstehungstypen zeichnet sich ein dritter Typus ab. Tiefdruckgebiete dieser Klasse werden als Typus C bezeichnet (Plant *et al.*, 2003). Die beginnende Entwicklung ist von einer bereits existierenden Anomalie der potentiellen Vorticity in den oberen Schichten bestimmt (Plant *et al.*, 2003). In dieser Phase ist eine Unterscheidung zwischen Typus B und Typus C kaum möglich. Jedoch wird die Dynamik im Wesentlichen durch das Wirken freier latenter Wärme in den mittleren Schichten bestimmt. Bei Betrachtung der potentiellen

Vorticity zeigt sich, dass eine bereits in den oberen Schichten vorhandene Anomalie der potentiellen Vorticity so stark ausgeprägt ist, um direkt zur Generierung eines Tiefdruckgebietes zu führen (Gray und Dacre, 2006).

Die Verteilung der einzelnen Typen im Nordatlantik zeigt, dass Tiefdruckgebiete des Typus B sowohl im westlichen als auch im östlichen Atlantik vorherrschen. Zusätzlich ist im östlichen Atlantik ein großer Anteil des Typus C zu erkennen, während Typ A und Typ C im westlichen Atlantik gleichverteilt sind (Dacre und Gray, 2009).

Tiefdruckgebiete mit Einfluss auf Westeuropa entstehen vorwiegend im östlichen Atlantik. Obgleich diese Region im Gegensatz zum westlichen Atlantik durch eine nur schwach barokline Atmosphäre sowie einen geringeren Temperaturgradienten der Meeresoberflächentemperatur gekennzeichnet ist (Dacre und Gray, 2009), weisen gerade diese Tiefdruckgebiete einen sehr geringen Zentraldruck und hohe Vorticitywerte auf. Dies ist ein Indiz, dass es sich hierbei vorwiegend um sekundäre Tiefdruckgebiete handelt, welche an bereits existierenden Fronten von Tiefdruckgebieten entstehen (Dacre und Gray, 2009).

Zielsetzung

Die im obigen Abschnitt beschriebene Mannigfaltigkeit, mit der Tiefdruckgebiete auftreten, verdeutlicht die Komplexität ihrer Lebenszyklen. Neben dem Grundstrom werden die Lebenszyklen der Tiefdruckgebiete durch auftretende Wechselwirkungen mit dem Ozean und dem Eis beeinflusst. Modellstudien zeigen eine gegenseitige Wechselbeziehung zwischen den synoptischen Systemen und der Meereiskonzentration (Kriegsmann und Brümmer, 2007). In Abhängigkeit von der Zuggeschwindigkeit verändert sich die Eiskonzentration und ihre Drift. Infolge ihrer großen Bedeutung für das tägliche Leben stellt das Verständnis ihrer Dynamik eine wesentliche Aufgabe der Meteorologie dar. Ein Vergleich zwischen Bojenmessungen und Wettervorhersagemodellen bei Bedingungen, in denen Tiefdruckgebiete in der Framstraße auftreten, offenbarte Defizite in der Parametrisierung der vertikalen Vermischung (Lammert *et al.*, 2010).

Angesichts des sich erwärmenden Klimas stellt sich die Frage, welche Veränderungen Tiefdruckgebiete durchlaufen. Hinsichtlich der steigenden globalen mittleren Temperatur nimmt der Feuchtegehalt der Atmosphäre um ca. $7\%/^{\circ}\text{C}$ zu (Solomon *et al.*, 2007). Dies verursacht eine Veränderung des hydrologischen Zyklus und hierbei vor allem Niederschlag und seine Extreme. In den mittleren Breiten führen Tiefdruckgebiete einen großen Teil des Niederschlages mit sich. Anhand der Analyse der Veränderungen ihrer Charakteristika ergibt sich potentiell die Möglichkeit, das Verständnis über die Lebenszyklen zu erhöhen.

Eine Vielzahl vorangegangener Studien zeigen als generelles Resultat, dass sich, unabhängig vom verwendeten Detektionsalgorithmus, Tiefdruckgebiete während des 20. Jahrhunderts zu den Polen verlagern (Ulbrich *et al.*, 2009, und Referenzen darin). Dies zeigt sich nicht nur in Reanalysedaten, sondern auch in Beobachtungsdaten an Stationen. Besonders ausgeprägt ist diese Verschiebung auf der Südhalbkugel ersichtlich. Trendanalysen, basierend auf Daten des 20. Jahrhunderts, zeigen je nach betrachteter Region unterschiedliche Resultate. Während in den mittleren Breiten eher eine Abnahme an Tiefdruckgebieten im Winter zu verzeichnen ist (Wang *et al.*, 2006), nimmt die Anzahl an Tiefdruckgebieten in Nordeuropa zu (Trigo, 2006).

In Szenarien eines erwärmten Klimas werden die Signale der polwärtigen Verlagerungen zunehmend deutlicher. Auch die Abnahme der Anzahl an Tiefdruckgebieten ist in den Simu-

lationen auf der hemisphärischen Skala ersichtlich. Die Betrachtung von ausgewählten Regionen hingegen zeigt unterschiedliche Signale. Im nordatlantischen Raum verzeichnet die Region nördlich der britischen Inseln eine Zunahme an intensiven Tiefdruckgebieten (Pinto *et al.*, 2009), während sich südlich dieser Region eine Abnahme zeigt. Diese Veränderungen stehen in starker Abhängigkeit zum simulierten Erwärmungsgrad (Pinto *et al.*, 2009). Die Intensität der Tiefdruckgebiete nimmt je nach Definition in einem erwärmten Klima zu oder ab. Während ein Intensitätsmaß basierend auf der Vorticity auf der Nordhalbkugel keine Veränderungen hinsichtlich der Verteilung aufweist (Bengtsson *et al.*, 2006), nimmt die Intensität basierend auf dem Bodendruck im Zentrum zu. Diese Intensitätszunahme auf der Basis des Bodendruckes in einem erwärmten Klima spiegelt dabei die Veränderungen des Grundstromes wieder (Bengtsson *et al.*, 2006).

Die generelle Abnahme an Tiefdruckgebieten erscheint durch den erhöhten Wasserdampfgehalt verständlich, aufgrund der von den Tiefdruckgebieten mitgeführten erhöhten Wasserdampfmenge. Somit sind weniger Tiefdruckgebiete notwendig, um die Wärme zu den Polen zu transportieren.

Im Vordergrund dieser Arbeit steht der Lebenszyklus der Tiefdruckgebiete. Insbesondere sollen charakteristische Eigenschaften näher untersucht werden. Der Fokus liegt hierbei vorrangig auf der zeitlichen Entwicklung der horizontalen Skala. In einigen linearen Abhandlungen wird angenommen, dass sich die räumliche Skala nicht über die Zeit verändert (Grotjahn *et al.*, 1999). Wetterkarten hingegen vermitteln ein anderes Bild. Auch stellt sich die Frage, ob etwaige Größenänderungen, während der Ausbildung von Sekundärtiefdruckgebieten, auftreten. Im nordatlantischen Raum ist besonders die Region südlich von Grönland und Island ein bevorzugtes Gebiet für die Entwicklung von Sekundärtiefdruckgebieten. Ferner führen in einem wärmeren Klima Tiefdruckgebiete mehr Wasserdampf mit sich. Dies könnte sich ebenfalls auf die horizontale Skala auswirken.

Darüber hinaus soll untersucht werden, ob synoptische Systeme universellen Gesetzmäßigkeiten folgen. Innerhalb turbulenter Strömungen zeigte Kolmogorov (1941), dass die totale kinetische Energie der Wirbel proportional zur Wellenzahl $k^{-5/3}$ ist. Dies gilt in einem Bereich des Spektrums, in dem die Wirbel „frei“ sind und weder von der Viskosität noch von der Erzeugung turbulenter kinetischer Energie beeinflusst werden (Stull, 1988). Die kinetische Energie wird von den großen Wirbeln an die kleinen abgegeben. Diese Theorie impliziert, dass die Turbulenz statistisch selbstähnlich auf verschiedenen Skalen ist. Somit sind für einen bestimmten Bereich (Trägheitsbereich) die Wirbel skaleninvariant. Lässt sich diese Selbstähnlichkeit auch auf die synoptische Skala übertragen? Gilt die Skaleninvarianz auch außerhalb des Trägheitsbereichs?

Im weiteren Fokus stehen Extremereignisse, welche mit den Tiefdruckgebieten assoziiert werden können. Besonders im Hinblick auf die Erwärmung des Klimas stellt sich die Frage, ob Tiefdruckgebiete intensiver und extremer werden. Hierbei gilt das hauptsächliche Augenmerk nicht nur der Änderung der Mittelwerte sondern vielmehr der Änderung der Variabilitäten, da das Vorkommen von Extremereignissen stärker von letztgenanntem abhängig ist (Katz und Brown, 1992). Die Extremwertstatistik stellt bei dieser Untersuchung ein geeignetes Werkzeug dar. Inwieweit die betrachtete Größe, welche mit einem Tiefdruckgebiet verbunden werden kann, Einfluß auf das Ergebnis nimmt, wird unter Miteinbeziehung verschiedener Variablen berücksichtigt.

Zur Beantwortung der vorliegenden Fragestellung werden Reanalysedaten des ECMWF, so-

wie Szenarien des gekoppelten Ozean-Atmosphären Modells ECHAM5/MPI-OM untersucht. Diese Datengrundlage wird in Kapitel 2.1 näher beschrieben. Tiefdruckgebiete werden mittels des Verfahrens von Blender *et al.* (1997) detektiert. Eine detaillierte Beschreibung des verwendeten Algorithmus ist in Kapitel 2.2 zu finden. Eine Erweiterung des Detektionsalgorithmus zur Bestimmung der horizontalen Skala wird in Kapitel 4 beschrieben. Charakteristische Verteilungen, wie z.B. die Häufigkeit, werden in Kapitel 3 vorgestellt. Die Untersuchung der räumlichen Skala (Kapitel 4) und die Extreme der Lebenszyklen (Kapitel 5) bilden den Hauptteil der vorliegenden Arbeit. Abschließend werden die Ergebnisse in einem allgemeinen Kontext diskutiert.

2 | **Daten und Methoden**

Zur Untersuchung der Lebenszyklen der Tiefdruckgebiete werden zwei verschiedene Datensätze verwendet: Zum einen die Reanalysedaten des European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF), welche im Folgenden mit ERA-40 abgekürzt werden, und zum anderen Simulationen des gekoppelten Ozean-Atmosphären-Modells ECHAM5/MPI-OM (ECHAM: European Center Hamburg Atmosphere Model; MPI-OM: Max Planck Institute Ocean Model). Die Reanalysedaten dienen als angenommene beste Darstellung des beobachteten Zustandes der Atmosphäre. Das folgende Kapitel ist in zwei Abschnitte unterteilt. Im ersten Teil werden die verwendeten Daten beschrieben, danach folgt eine Erläuterung des Detektionsalgorithmus der Tiefdruckgebiete.

2.1 **Daten**

Zunächst werden die Daten der Reanalyse des ECMWF beschrieben, gefolgt von einer Schilderung der verwendeten Modelldaten. Die Erfassung des Zustandes der Atmosphäre erfolgt in Analysen, welche aus zwei unterschiedlichen Informationsquellen bestehen. Die erste Informationsquelle sind Beobachtungsdaten. Sie bestehen aus Messungen von Radiosonden, Bojen, Satelliten, Flugzeugen und Landstationen. Charakteristisch für jedes Messverfahren ist der Messfehler, die Messungenauigkeiten sowie globale Verteilung. Am Beispiel der Radiosondenmessungen veranschaulicht sich die global inhomogene Verteilung. Unter anderem infolge der heterogenen Land-Meer-Verteilung ist die südliche Halbkugel durch geringere Radiosondenaufstiege gekennzeichnet, während der europäische Raum ein dicht erschlossenes Datennetz aufweist. Aufgrund der heterogenen Datenverteilung ergibt sich die Bedeutung der zweiten Informationsquelle: die Prognosen eines numerischen Wettervorhersagemodells (NWP). Die Beobachtungsdaten werden mittels eines Datenassimilationsverfahrens auf ein Gitter zu jedem Analysezeitpunkt interpoliert. Dabei werden die einzelnen Fehler der Messungen berücksichtigt. Es existieren eine Reihe von verschiedenen Assimilationsverfahren. Die kurzfristige Prognose zum Zeitpunkt t , welche von der Analyse des Zeitpunktes $t - \Delta t$ initialisiert wurde, bildet zusammen mit den Beobachtungsdaten des gleichen Zeitpunktes die Grundlage für die zu bestimmende Analyse (t). Die Prognose und die Beobachtungsdaten werden anhand ihrer statistischen Fehler miteinander kombiniert (Uppala *et al.*, 2005). Nicht nur die numerischen

Wettervorhersagemodelle haben sich in den letzten Jahrzehnten verändert, sondern auch die Messtechniken. Dies führte zu einer Verbesserung der Generierung einer Analyse.

Reanalysen sind Analysen mit Beobachtungsdaten für einen langen Zeitraum (meist mehrere Jahrzehnte umfassend) und einem invarianten Datenassimilationssystem und Vorhersagemodell. Der wesentliche Vorteil der Reanalysedaten besteht darin, dass es sich hierbei, aufgrund des unveränderlichen Assimilationsverfahrens, um einen relativ homogenen Datensatz handelt. Jedoch besteht infolge der Veränderungen in den Beobachtungsdaten eine gewisse Unsicherheit in den Daten, die es zu berücksichtigen gilt. Anhand der bestehenden Reanalysedaten konnten Probleme innerhalb der Datensätze erkannt und verbessert werden. So wies die erste Generation der Reanalysedaten des ECMWF (kurz: ERA-15) eine zu kalte Globaltemperatur auf (Uppala *et al.*, 2005). Die zweite Generation, ERA-40, zeigt diesen Fehler nicht. Dieser Datensatz umfasst den Zeitraum von September 1957 bis August 2002. Der wesentliche Zweck dieser Daten ist, qualitativ hochwertige, globale Analysen der Atmosphäre, der Landmassen und der Ozeane, unter Einbeziehung der maximal verfügbaren Anzahl an Beobachtungsdaten, zu liefern (Kållberg *et al.*, 2005). Die atmosphärischen Daten liegen in ERA-40 auf 60 Modellniveaus vor. Prognostische Größen am Boden sind in der spektralen Auflösung von T159 gegeben, während diagnostische Größen in einer spektralen Auflösung von T106 vorhanden sind. Die in dieser Arbeit betrachteten Daten liegen auf einem Gaußschen Gitter mit 320×160 Gitterpunkten vor. Amplituden von unrealistischen spektralen Wellen werden durch die Verwendung von T106 anstelle von T159 reduziert (Simmons, 2001). Die zeitliche Auflösung beträgt 6 Stunden. Die Reanalyse des ECMWF bietet eine gute Datengrundlage zur Bestimmung der Tiefdruckgebiete, nicht nur infolge ihrer guten Datenqualität sondern auch durch ihre Verwendung in zahlreichen Arbeiten wie bspw. Bengtsson *et al.* (2006) und Löptien *et al.* (2008). Bei Verwendung der Reanalysedaten ist jedoch zu beachten, dass infolge des über die Jahrzehnte veränderlichen Beobachtungssystems Datensprünge in den Reanalysen auftreten (Bengtsson *et al.*, 2004). Besonders offenbart sich dieser Sprung in der Südhemisphäre, bei der die Bedeutung der Satellitenmessungen erheblich größer ist als in der Nordhemisphäre. Zu Beginn der Reanalyse (1950-1960) ist bspw. die Temperatur im Bereich der Antarktis zu gering (Simmons *et al.*, 2004). Die Analyse der Tiefdruckgebiete in der Nordhemisphäre der mittleren Breiten werden durch den bestehenden Sprung nur beeinflusst. In den letzten Jahren ist eine neue Generation der Reanalyse am ECMWF entstanden: ERA-Interim. Bei Erstellung dieser Arbeit umfasste der Datensatz einen geringeren Zeitraum als ERA-40. Infolgedessen wird ERA-40 verwendet.

Die zweite Datengrundlage zur Analyse von Tiefdruckgebieten und ihrer Lebenszyklen bildet das gekoppelte Ozean-Atmosphären-Modell ECHAM5/MPI-OM. Dieses Modell besteht aus mehreren Modulen. Den atmosphärische Anteil bildet das Modell ECHAM5. Die atmosphärischen Daten liegen in einer spektralen Auflösung von T63 (ca. 1.875°) und einer zeitlichen Auflösung von 6 Stunden vor. Vertikal besitzt das Modell 31 Schichten, mit denen der Zustand der Atmosphäre berechnet wird. Der dynamische Kern basiert auf dem operationellem Vorhersagemodell des ECMWF (Roeckner *et al.*, 2003). Der Ozean wird durch das Modell MPI-OM simuliert, mit einer horizontalen Auflösung von 1.5° . In der Vertikalen liegen 40 Modellniveaus vor. Näheres zum Ozeanmodell, wie Modellgleichungen und Dynamik, sind in Marsland *et al.* (2003) zu finden. Die Kopplung beider Modelle erfolgt mittels der OASIS Software. Bemerkenswert bei dem gekoppelten Modell ist, dass keine Flußkorrekturen benötigt werden.

Das Feld der geopotentiellen Höhe, welches in dieser Arbeit näher untersucht wird, ist auf einem Gaußschen Gitter mit 192×96 Gitterpunkten vorhanden. Zwei prinzipiell verschiedene

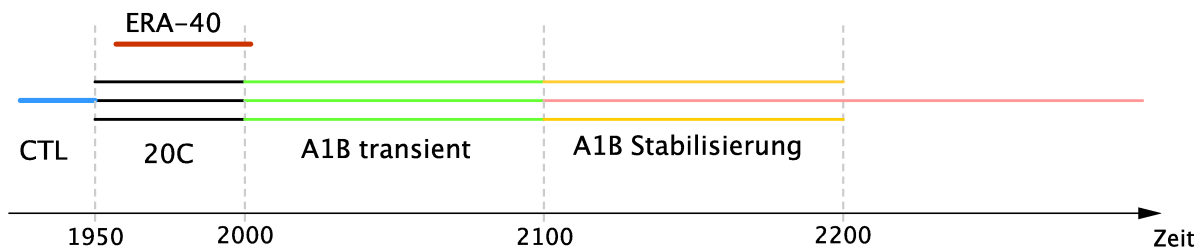


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der zeitlichen Abfolge der verwendeten Datensätze

Simulationen werden in den folgenden Kapiteln näher untersucht. Zum einen eine Simulation des 20. Jahrhunderts. Hierbei handelt es sich um ein Ensemble aus drei Mitgliedern, welches das Klima des 20. Jahrhunderts simuliert. Ausgangspunkt dieser Modellläufe bildet eine Kontrollsimulation, die das vorindustrielle Klima um 1860 beschreibt. Im 2190. Modelljahr der Kontrollsimulation wird das erste Ensemblemitglied der 20C Simulation initiiert. Im Abstand von jeweils 25 Jahren folgen die anderen Mitglieder. Aufgrund der internen Variabilität sind die Anfangsbedingungen der Ensemblemitglieder der 20C Simulation verschieden. Beobachtete anthropogene Antriebe, wie CO_2 , CH_4 , N_2O , FCKWs, O_3 und Sulfate, sind in den Modellrechnungen der 20C Simulation miteinbezogen. Diese transiente Simulation des 20. Jahrhunderts ist mit einem 100jährigen Stabilisierungslauf (beginnend 2001) erweitert. In dieser Stabilisierungssimulation werden die Konzentrationen der Treibhausgase des Jahres 2000 über die folgenden Jahre konstant gehalten. Näheres zur 20C Simulation ist in Roeckner *et al.* (2006a) zu erfahren.

Bei der zweiten untersuchten Simulation handelt es sich um das A1B Szenario, welches ein mögliches zukünftiges Klima darstellt. Initialisiert im Jahr 2000 der 20C Simulationen beschreiben die Ensemblemitglieder des A1B Szenarios, welches Teil der A1 Familie ist, ein zukünftiges Klima, bei dem von einer Balance zwischen nicht-fossilen und fossilen Energiequellen ausgegangen wird. Angetrieben durch anthropogene Einwirkungen hinsichtlich der Treibhausgaskonzentrationen (wie CO_2 , CH_4 , N_2O , FCKWs, O_3 und Sulfate) wird die Erwärmung als eher moderat angenommen im Gegensatz zum A2 Szenario. Die Kohlendioxidkonzentration hat sich im simulierten Jahr 2100 bezüglich des Jahres 2000 nahezu verdoppelt. Dieses transiente Szenario wird nach 100 Jahren (2100) durch eine Stabilisierungssimulation erweitert. Mit Ausnahme des zweiten Ensemblemitgliedes werden innerhalb eines Zeitraumes von 100 Jahren die Treibhausgase konstant auf dem Niveau des Jahres 2100 gehalten. Das zweite Ensemblemitglied zeichnet sich durch einen Stabilisierungslauf aus, welcher 200 Jahre umfasst. Die 20C Simulation sowie das A1B Szenario sind Teil des vierten Sachstandsberichtes (AR 4) des IPCC (Intergovernmental Panel on Climate Change). Eine detaillierte Beschreibung der Szenarien des AR 4 ist in Nakicenovic *et al.* (2000) gegeben. Näheres zum Modell-Setup der A1B Simulation ist in Roeckner *et al.* (2006b) zu erfahren. Zur Veranschaulichung, in welchem Zeitrahmen die Daten vorliegen, dient die Abbildung 2.1.

2.2 Verfahren zur Detektion von Tiefdruckgebieten

Vor der Entwicklung automatischer Detektionsverfahren war der Synoptiker verantwortlich für die Detektion und Verfolgung der Tiefdruckgebiete. Aufgrund der unterschiedlichen Erfahrungswerte der einzelnen Synoptiker konnten die resultierenden Analysekarten Unstimmigkeiten hinsichtlich der Identifikation der Zentren der Tiefdruckgebiete und der Verfolgung beinhalten. Um diesen Nachteilen entgegenzuwirken, sind im Laufe der Zeit eine Vielzahl von automatischen, objektiven Verfahren zur Detektion und Verfolgung von Tiefdruckgebieten entwickelt worden. Dieser Abschnitt beschreibt den in dieser Arbeit verwendeten Algorithmus und zeigt zudem seine Vor- und Nachteile gegenüber anderen Verfahren auf.

Definition der Tiefdruckgebiete: Die Tiefdruckgebiete werden mit dem von Blender *et al.* (1997) entwickelten Detektionsalgorithmus bestimmt. Die von dem Verfahren zu untersuchende Variable ist die geopotentielle Höhe auf 1000 hPa. Anstelle der geopotentiellen Höhe kann ebenso der Bodendruck herangezogen werden. Um als Tiefdruckgebiet identifiziert zu werden, muss zunächst die sogenannte Minimumbedingung erfüllt sein, die besagt, dass ein Minimum in der geopotentiellen Höhe vorliegt, wenn, unabhängig von der geographischen Breite, die acht umgebenden Gitterpunkte höhere Werte aufweisen. Dies erweist sich jedoch als eine nicht hinreichende Annahme, da nicht jedes Minimum mit einem Tiefdruckgebiet assoziiert werden kann. Zur Vermeidung fehlerhafter Detektionen wird eine zusätzliche Bedingung an dieses Minimum gestellt, die mit Hilfe von Schwellenwerten reguliert wird. Diese zusätzliche Annahme stellt der mittlere horizontale Gradient der geopotentiellen Höhe (oder Druck) dar. Diese Größe kann als ein Intensitätsmaß betrachtet werden. Die Berechnung des Gradienten erfolgt über ein Gebiet von ca. $1000 \times 1000 \text{ km}^2$. Die Gradienten werden an jedem Gitterpunkt innerhalb dieser Region berechnet, aufsummiert und die Summe durch die Anzahl der Gitterpunkte dividiert. Überschreitet ein detektiertes Minimum einen zuvor festgelegten Schwellenwert im Gradienten, wird es als Tiefdruckgebiet identifiziert.

Tracking: Ein weiteres zusätzliches, aber nicht notwendiges, Ausschlußkriterium bildet die Lebenszeit, die gleichzeitig eine weitere Funktion des Algorithmus darstellt: die Verfolgung. Nach der Detektion des Tiefdruckgebietes in einem Zeitschritt $t + \Delta t$ wird im vorangegangenen Zeitschritt t nach einem Tiefdruckgebiet in der Nähe gesucht. Die Größe des Suchradius ist dabei abhängig von der räumlichen und zeitlichen Auflösung der Daten. Der maximale Suchradius entspricht dabei einer maximalen Zuggeschwindigkeit von 80km/h.

Der Detektionsalgorithmus von Blender *et al.* (1997) gliedert sich in die Algorithmen von bspw. Lambert (1988), Alpert *et al.* (1990) und Bauer und Genio (2006) ein. Die Detektion der Tiefdruckgebiete ist stark von der Wahl der Variablen, anhand derer nach Tiefdruckgebieten gesucht wird, und von den Daten abhängig (Sinclair, 1994). Ein Gros der Detektionsverfahren untersuchen Vorticity oder Druck bzw. geopotentielle Höhe. Detektionsverfahren basierend auf der Vorticity oder dem Laplace des Druckes sind bspw. jene von Murray und Simmonds (1991), Hodges (1994) und Sinclair (1994). Ein wesentlicher Vorteil liegt in der frühen Detektion der Tiefdruckgebiete. Folglich wird ein früheres Entwicklungsstadium erfasst als bei der Detektion anhand des Druckes (König *et al.*, 1993). Ebenso ist in der Vorticity ein Maximum ersichtlich, wenn ein starker Druckgradient von einer großskaligen Strömung überlagert wird (siehe Sinclair, 1994, Abbildung 1). In diesem Fall wäre eine Detektion über ein Minimum im

Druck oder der geopotentiellen Höhe nicht erfolgreich. Als wesentlicher Nachteil der Detektion in der Vorticity erweist sich die hohe Auflösung von Modelldaten, welche ein Erkennen von Fronten ermöglicht. Dies führt zu einer Beeinträchtigung der Detektion und der Verfolgung der Systeme.

Die Detektion der Tiefdruckgebiete anhand des Druckes ist stark durch große Skalen wie dem Islandtief und einer intensiven Grundströmung beeinflusst (Hoskins und Hodges, 2002). In einer bereits fortgeschrittenen Entwicklungsphase gelingt das Erkennen der Tiefdruckgebiete in den Feldern des Druckes auf Meeresniveau und der geopotentiellen Höhe auf 1000 hPa. Der verwendete Algorithmus kann mit der Einschränkung einer gewissen Mindestintensität offene Systeme (Blender *et al.*, 1997) identifizieren. Als Offene Systeme bzw. Tröge werden Tiefdruckgebiete bezeichnet, welche keine geschlossene Isobare um das Zentrum aufweisen. Ein Verfahren, welches sowohl geopotentielle Höhe als auch Vorticity bei der Detektion berücksichtigt, ist jenes von Murray und Simmonds (1991) und König *et al.* (1993).

Ein Vergleich der unterschiedlichen Verfahren in Bezug auf die Position der Zentren der Tiefdruckgebiete ist schwierig. Das Minimum des Druckes und das Maximum der Vorticity sind lediglich bei axialsymmetrischen Systemen am gleichen Ort. Weisen Tiefdruckgebiete markante Abweichungen auf, sind die Extrema verschoben. Die Genauigkeit, mit der die Position der Zentren der Tiefdruckgebiete bestimmt werden, ist aufgrund der Gitterpunktdarstellung begrenzt bei ungefähr $(1/\sqrt{2})\chi = 0.7\chi$, wobei χ ein Gitterpunktsabstand bezeichnet (Hewson, 1997). Ein Vorteil des Verfahrens von Murray und Simmonds (1991) ist ein zusätzlicher Algorithmus zur Bestimmung einer mittleren Position.

Darstellung: Im Folgenden wird die Darstellung der räumlichen Verteilungen beschrieben. Räumliche Charakteristiken wie Häufigkeit der Tiefdruckgebiete, Häufigkeit der Zyklogenese (Entstehung) und Zyklolyse (Auflösung) beruhen auf Mittel über ein bestimmtes stets gleichgroßes Gebiet (ca. $1000 \times 1000 \text{ km}^2$). Die Normierung begründet sich in den verschiedenen großen Gitterabständen. Nach Norden nehmen die Distanzen zwischen den Gitterpunkten ab, so dass es zu stärkeren Wichtung kommt. Die Normierung der räumlichen Häufigkeiten wird jedoch von einigen Autoren kritisch betrachtet, da dies zu fehlerhaften hohen Zählungen in hohen geographischen Breiten führen kann (Changnon *et al.*, 1995, und Literaturhinweise innerhalb des Artikels). In dieser Arbeit werden die räumlichen Häufigkeiten der Tiefdruckgebiete, der Zyklagenese sowie der Zyklolyse pro $1000 \times 1000 \text{ km}^2$ angegeben.

3 Charakteristische Verteilungen der Tiefdruckgebiete

Welche Änderungen die räumlichen Verteilungen der Tiefdruckgebiete in einem wärmeren Klima erfahren, bildet den wesentlichen Bestandteil dieses Kapitels. Daneben wird ein Vergleich zwischen der Reanalyse und der Simulation des 20. Jahrhunderts vollzogen. Die charakteristischen Verteilungen stehen hierbei im Vordergrund, um Untersuchungen bezüglich der horizontalen Skala bzw. der Extrema ermöglichen zu können.

Vorherige Studien der zweiten Hälfte des 20. Jahrhunderts geben z.T. unterschiedliche Ergebnisse über die räumlichen Verteilungen der Lebenszyklen und der Trends der Tiefdruckgebiete wieder. Während Paciorek *et al.* (2002) keinen nordhemisphärischen Trend der Anzahl an Tiefdruckgebieten erkennt, zeigen Wang *et al.* (2006) einen Trend in den hohen Breiten der Nordhemisphäre. Basierend auf ERA-15 Reanalysedaten zeigen Sickmüller *et al.* (2000) eine Zunahme der Anzahl an Tiefdruckgebieten mit geringem Druck im nordatlantischen Raum, was auf eine nordwärtige Verlagerung zurückzuführen ist. Intensive Tiefdruckgebiete definiert durch einen Zentraldruck geringer als 980 hPa nehmen in der zweiten Hälfte des 20. Jahrhunderts zu (Paciorek *et al.*, 2002). Die räumliche Verteilung der Tiefdruckgebiete zeigt Verschiebungen auf (McCabe *et al.*, 2001). In den hohen Breiten nimmt die Aktivität der Tiefdruckgebiete im Winter zu (Wang *et al.*, 2006; Benestad und Chen, 2006), während die mittleren Breiten über den Ozeanen eine Abnahme verzeichnen (Wang *et al.*, 2006). Neben diesen allgemeinen Verlagerungen ergeben sich regionale Unterschiede. Im Nordpazifik steigt die Anzahl an Tiefdruckgebieten mit starken Vertiefungen während der zweiten Hälfte des 20. Jahrhunderts an (Graham und Diaz, 2001). Dieses Ergebnis wird von Gulev *et al.* (2001) bestätigt und um den atlantischen Raum erweitert. Veränderungen im nordatlantischen Raum zeigen während positiver Phasen des NAO Indizes eine Zunahme an Tiefdruckgebieten mit vertieftem Kerndruck, längeren Lebenszeiten und längeren Zugbahnen (Pinto *et al.*, 2009).

Simulationen eines erwärmten Klimas zeigen eine polwärtige Verlagerung der Tiefdruckgebiete (Solomon *et al.*, 2007, Kap. 10), die den Trend der Ergebnisse vorhergehender Studien auf der Basis der Reanalyse bestätigt. In Übereinstimmung mit (Pinto *et al.*, 2009) zeigen (Finnis *et al.*, 2007) eine Abnahme der Anzahl an Tiefdruckgebieten in einem erwärmten Klima (Lambert und Fyfe, 2006). Wohingegen Löptien *et al.* (2008) keine signifikante Abnahme der

Gesamtanzahl der Tiefdruckgebiete in einem erwärmten Klima erkennen. Die Veränderungen der Tiefdruckgebiete stehen in enger Verbindung zum Erwärmungsgrad (Schubert *et al.*, 1998). Auf der regionalen Skala ergeben sich einige Unterschiede zu den eher allgemeineren Resultaten. Lokal begrenzt, verzeichnet der Bereich nördlich der britischen Inseln eine Zunahme an Tiefdruckgebieten (Bengtsson *et al.*, 2006; Pinto *et al.*, 2009). Der Bereich des Mittelmeeres ist besonders im Winter von einer Abnahme an Tiefdruckgebieten betroffen (Löptien *et al.*, 2008). Ein besonderes Interesse gilt der Fragestellung, ob sich Tiefdruckgebiete in einem erwärmten Klima intensivieren. Während Lambert und Fyfe (2006) eine steigende Anzahl an intensiven Systemen, definiert als Tiefdruckgebiete mit einem Kerndruck geringer als 970 hPa, verzeichnet, erkennen Löptien *et al.* (2008) hingegen keine Veränderung der Intensität.

Die unterschiedlichen Ergebnisse können sowohl in der verschiedenen Auflösung der Modelle als auch in den verwendeten Detektionsverfahren begründet sein. In diesem Abschnitt werden die allgemeinen Verteilungen der Tiefdruckgebiete näher betrachtet.

3.1 Daten und Methodik

Datengrundlage bilden die Reanalysedaten des ECMWF und Szenarien des gekoppelten Ozean-Atmosphären Modells ECHAM5/MPI-OM. Beide Datensätze sind in Kapitel 2.1 beschrieben und werden an dieser Stelle nicht näher erläutert. Die Reanalysedaten werden in dem Zeitraum von 1957 bis 2002 untersucht. Die Ergebnisse des 20. Jahrhunderts des Modells ECHAM5/MPI-OM liegen den Daten von 1950 bis 2000 zu Grunde. Zur Analyse eines wärmeren Klimas werden die Ensemblemitglieder des Stabilisierungslaufes des A1B Szenarios von 2150 bis 2200 herangezogen. In der vorliegenden Analyse wird sowohl der Winter (Dezember, Januar und Februar) als auch der Sommer (Juni, Juli und August) untersucht. Die Detektion der Tiefdruckgebiete erfolgt mittels des Algorithmus von Blender *et al.* (1997). Die genaue Funktionsweise des Algorithmus ist in Kapitel 2.2 zu finden. Lediglich Tiefdruckgebiete mit einer Lebensdauer von mindestens zwei Tagen und einem mittleren horizontalen Gradienten der geopotentiellen Höhe von mindestens 50 gpm/1000km werden in der folgenden Untersuchung berücksichtigt. Bereiche, in denen die Orographie 1000 m überschreitet, werden nicht untersucht. In diesem Abschnitt werden die in Kapitel 2.2 beschriebenen Häufigkeiten dargestellt. Neben den mittleren Verteilungen der Häufigkeit des gesamten Lebenszyklus der Tiefdruckgebiete, werden die Häufigkeiten der Zyklogenese und Zyklolyse ebenfalls erfasst. Ergänzend zu den statistischen Verteilungen der Tiefdruckgebiete wird die sogenannte *maximum eady growth rate* berechnet. Unter der Annahme einer quasi-stationären Instabilität einer zonalen Grundströmung auf der β -Ebene ergibt sich die Wachstumsrate der am schnellsten anwachsenden Instabilität als linear proportional zum meridionalen Temperaturgradienten (Lindzen und Farrell, 1980). Diese Variable umfasst den Einfluß des horizontalen und vertikalen Temperaturgradienten auf die Wirbel (Lunkeit *et al.*, 1996). Die *eady growth rate* ist, als Maß der baroklinen Instabilität, definiert durch

$$\sigma_{BI} = 0.31 \frac{f}{N} \frac{\partial |v|}{\partial z} = 0.31 \frac{1}{T} \left(\frac{1}{g\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} \right)^{-1/2} |\nabla T|, \quad (3.1)$$

mit N der Brunt-Väisälä-Frequenz, T der Temperatur, θ der potentiellen Temperatur und v dem horizontalen Geschwindigkeitsvektor. Auf der klimatologischen Skala stehen σ_{BI} und die

Bereiche hoher Aktivität der Tiefdruckgebiete in Verbindung miteinander (Hoskins und Valdes, 1990). Zur Betrachtung der vertikalen Struktur erfolgt die Berechnung der *maximum eady growth rate* für drei verschiedene Schichten, 775 hPa, 500 hPa und 300 hPa. Die Differentiale sind mittels zentrierter Differenzen berechnet.

3.2 Ergebnisse der Reanalyse

Zunächst werden die Verteilungen in ERA-40 beschrieben. Dem folgt eine Gegenüberstellung der Ergebnisse der Modellsimulation der zweiten Hälfte des 20. Jahrhunderts. Abschließend werden Tiefdruckgebiete des erwärmten Klimas mit denen des 20. Jahrhunderts verglichen. Die Zyklonenhäufigkeit (Abbildung 3.1a,b) der Reanalyse zeigt sowohl im Sommer als auch im Winter ausgeprägte Maxima im Nordatlantik und Nordpazifik. Während des Winters reichen diese Maxima weit nach Norden und sind stärker als im Sommer. Ferner zeigt sich im Winter ein sekundäres Maximum im Mittelmeer, welches im Sommer nahezu abwesend ist. Die vermehrte Detektion von Tiefdruckgebieten östlich des Mittelmeeres im Sommer entsteht durch den starken Einfluß des Monsuns in diesem Gebiet. Vorwiegend bilden sich Tiefdruckgebiete (Abbildung 3.2a,b) an den Ostküsten der Kontinente, in Bereichen in denen die Atmosphäre baroklin ist. Orographische angeregte Tiefdruckgebiete sind in den Leerebenen der Gebirge (Rocky Mountains) zu finden. An der Südspitze Grönlands zeigt sich eine weitere Zyklogene-seregion, die sowohl auf orographische Effekte als auch auf barokline Effekte zurückzuführen sind. Im Mittelmeer weisen die Tiefdruckgebiete im Winter als bevorzugte Entstehungsregion den Bereich um Genua auf. Während des Lebenszyklus verlagern sich die Tiefdruckgebiete, welche sich an den Ostküsten der Kontinente bilden, nach Norden und haben vorwiegend ihre Auflösungsphase (Abbildung 3.3a,b) im Nordatlantik nahe Island und im Europäischen Nordmeer und im Nordpazifik im Golf von Alaska. Diese markanten Zyklogene- und Zyklolyse-regionen sind ganzjährig mit jahreszeitlicher Variabilität vorzufinden.

Ein Intensitätsmaß der Tiefdruckgebiete ist der mittlere horizontale Gradient der geopotentiellen Höhe (Abbildung 3.4a,b). Der Gradient ist mit dem Quotienten f / f_0 mit der Referenzbreite 50°N normiert, um nordwärtige Verlagerungen der Tiefdruckgebiete in der Intensität zu berücksichtigen. Ein Vergleich beider Jahreszeiten spiegelt die saisonale Variabilität der Intensität wieder. Im Sommer sind die Tiefdruckgebiete im Mittel weniger intensiv als im Winter. Ferner zeigt sich die Übereinstimmung zwischen den Zentren größter Häufigkeit an Tiefdruckgebieten und Zentren größter Intensität. Die Beziehung zwischen der maximalen *eady growth rate* und den bevorzugten Gebieten der Tiefdruckgebieten wird sehr gut wiedergegeben. Bereiche großer Wachstumsraten (Abbildung 3.7) sind stromaufwärts der Zentren hoher Zyklonenhäufigkeiten gelegen. In den unteren Schichten der Troposphäre sind Wachstumsraten der baroklinen Wellen nahe der Gebirge (Rocky Mountains, Himalaya, Grönland) mit Fehlern behaftet und finden in der Beschreibung keine Berücksichtigung.

3.3 Ergebnisse der Simulation des 20. Jahrhunderts

Infolge der Analyse der Ensemblemitglieder der 20C Simulation des gekoppelten Modells ECHAM5/MPI-OM, soll gezeigt werden, inwieweit das gekoppelte Modell die mittleren Eigenschaften der Lebenszyklen wiedergeben kann. An dieser Stelle sei bemerkt, dass lediglich

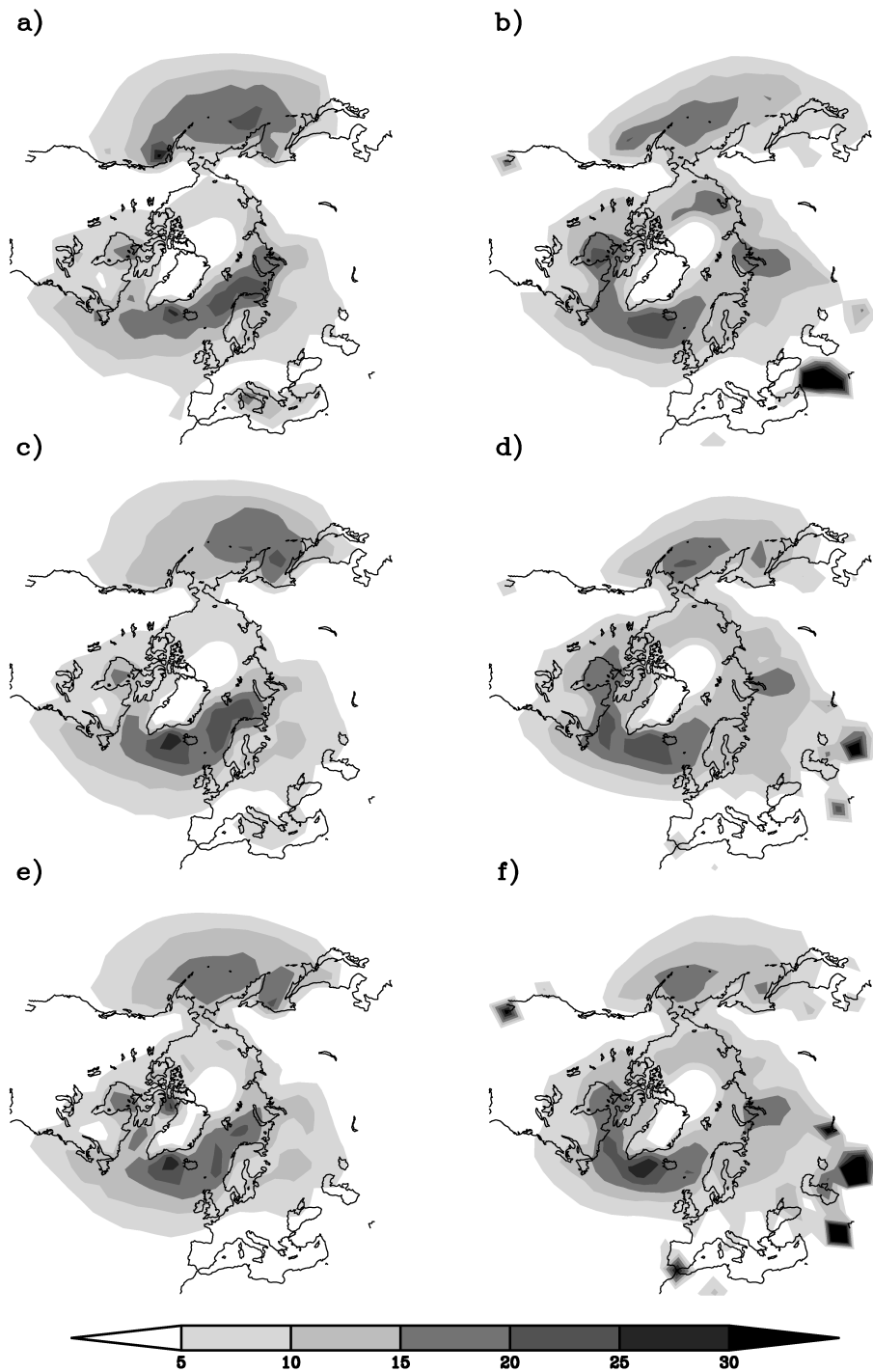


Abbildung 3.1: Häufigkeit der Tiefdruckgebiete $[\% / 1000 \times 1000 \text{ km}^2]$ für DJF (links) und JJA (rechts) in ERA-40 (oben), 20C (mitte) und A1B (unten). Ergebnisse der Simulationen des ECHAM5/MPI-OM basieren auf Ensemblemitteln.

Mittel über alle Ensemblemitglieder gezeigt werden. Die Häufigkeit der Tiefdruckgebiete (Abbildung 3.1c,d) der 20C Simulation gibt die räumliche Verteilung mit geringfügig geringeren Maxima wieder. Die bevorzugten Entstehungs- und Auflösungsgebiete (Abbildung 3.2c,d bzw. Abbildung 3.3c,d) kann das Modell simulieren. Lokal ergeben sich jedoch Unterschiede. Besonders im Pazifik weisen die Zykloneseregionen eine Verlagerung nach Westen auf. Die prägnanten Maxima der Intensität über den beiden Ozeanen werden gut wiedergegeben. Die vertikale Struktur der baroklinen Wachstumsraten weist besonders in den oberen Schichten markante Unterschiede auf. Dort werden die Maxima stärker wiedergegeben, als in der Reanalyse. Ferner erstrecken sich die prägnanten Maxima in 20C weiter nach Osten als in ERA-40. Im Gegensatz dazu steht die untere Schicht. Hier sind besonders die zwei Maxima im Winter stromaufwärts der Zentren hoher Tiefdruckgebietaktivität lokal begrenzter als in ERA-40. Im Sommer ist besonders der arktische Raum durch geringere Werte gekennzeichnet.

3.4 Ergebnisse eines erwärmten Klima

Generell bestätigen die angeführten guten Übereinstimmungen des Modells mit der Reanalyse die Resultate von Bengtsson *et al.* (2006). Das Modell gibt die charakteristischen Verteilungen der Tiefdruckgebiete sehr gut wieder.

Somit können in einem weiteren Schritt die mittleren Verteilungen eines erwärmten Zustandes näher betrachtet werden. Basis der folgenden Ergebnisse bilden die Ensemblemitglieder des Stabilisierungslaufes des A1B Szenarios. Im Vergleich zu 20C weisen die Häufigkeiten der Tiefdruckgebiete eine eindeutige polwärtige Verlagerung in beiden Saisons auf. In Übereinstimmung mit Löptien *et al.* (2008) zeichnet sich markant eine Abnahme der Tiefdruckgebiete im Mittelmeer im Winter ab. Im Sommer zeigt sich besonders über den eurasischen Kontinent eine Zunahme an Tiefdruckgebieten im erwärmten Klima. Hier ist im Besonderen Zentralasien zu nennen, aufgrund der in dieser Jahreszeit häufig vorkommenden Hitzetiefdruckgebiete, welche eine geringe vertikale Erstreckung aufweisen. Das Monsun induzierte Maximum nahe der Arabischen Halbinsel erfährt eine Intensivierung in A1B. Die Zykloneseregionen (siehe Abbildung 3.2e,f) über den beiden ozeanischen Becken verschieben sich im Winter geringfügig im Mittel nach Norden. Markant zeichnen sich im Sommer die Maxima der Zykloneseregionen über den Kontinenten ab. Ein Vergleich mit den Maxima der Zyklolyse (siehe Abbildung 3.3e,f) spiegelt ihre Stationarität wieder. Einhergehend mit einer geringen Abschwächung in der mittleren Verteilung weist die Intensität (siehe Abbildung 3.4e,f) im Pazifik eine prägnante Verlagerung nach Osten auf. Der Sommer ist durch eine Zunahme der Intensität im Nordatlantik und eine Abnahme im Nordpazifik gekennzeichnet. Besonders interessant ist in diesem Zusammenhang der Parameter σ_{BI} . Während in den unteren Schichten der Troposphäre (siehe Abbildung 3.6e,f bzw. Abbildung 3.7e,f) eine Abnahme in beiden betrachteten Jahreszeiten zu verzeichnen ist, nimmt in der oberen Schicht (siehe Abbildung 3.5e,f) die Baroklinität zu.

Zusammenfassend zeigt sich, dass das Modell ECHAM5/MPI-OM die charakteristischen Verteilungen der Tiefdruckgebiete sehr gut wiedergeben kann. Unterschiede zur Reanalyse ERA-40 können in den unterschiedlichen Auflösungen, sowie unterschiedlichen Eisverteilungen begründet sein Bengtsson *et al.* (2006).

In einem wärmeren Klima zeichnen sich die Klimatologien durch polwärtige Verlagerungen aus. In diesem Zusammenhang ist es besonders interessant zu erwähnen, dass in der transien-

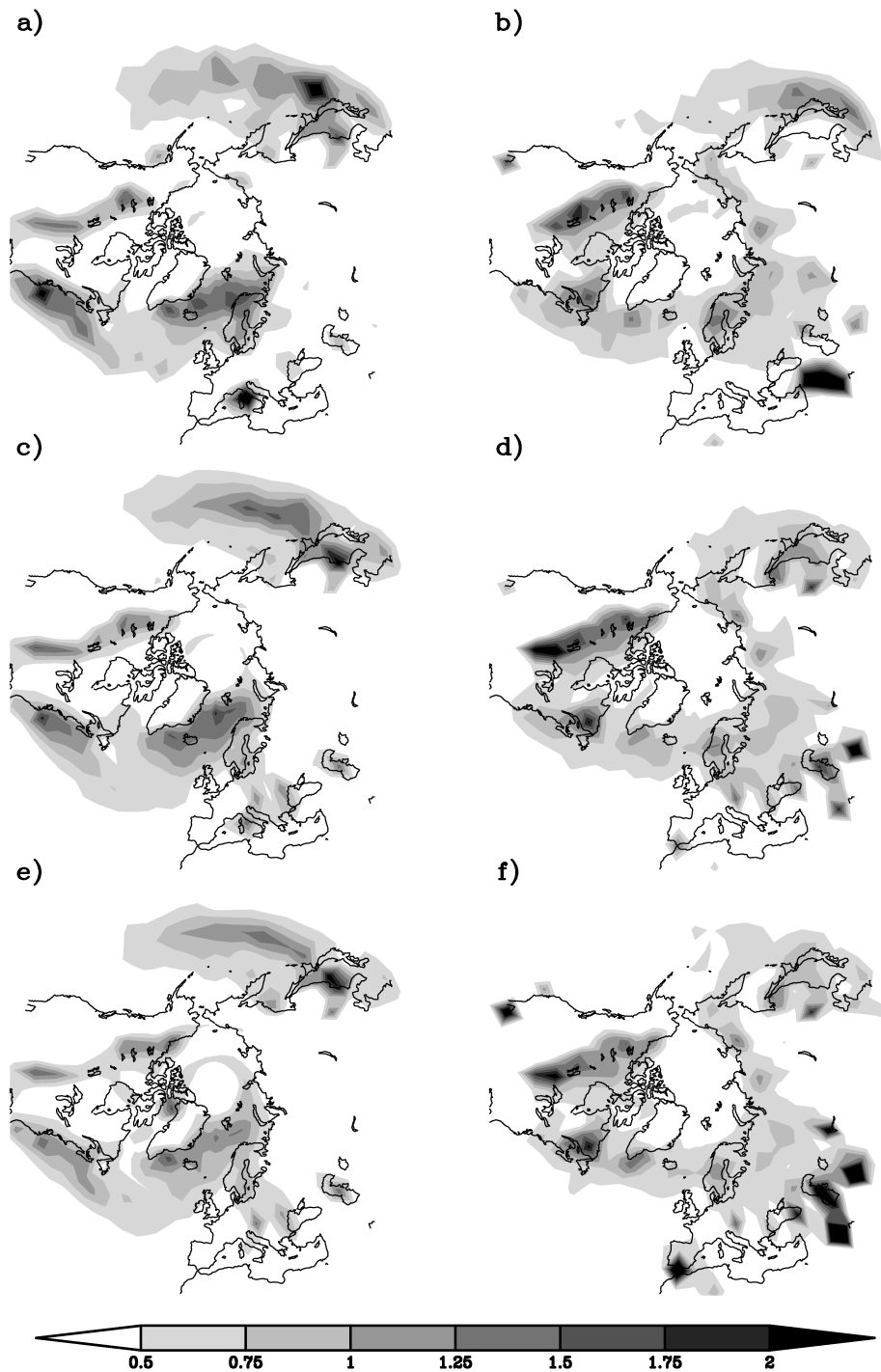


Abbildung 3.2: Häufigkeit der Zyklorgenese der Tiefdruckgebiete [$\% / 1000 \times 1000 \text{ km}^2$] für DJF (links) und JJA (rechts) in ERA-40 (oben), 20C (mitte) und A1B (unten). Ergebnisse der Simulationen des ECHAM5/MPI-OM basieren auf Ensemblemitteln.

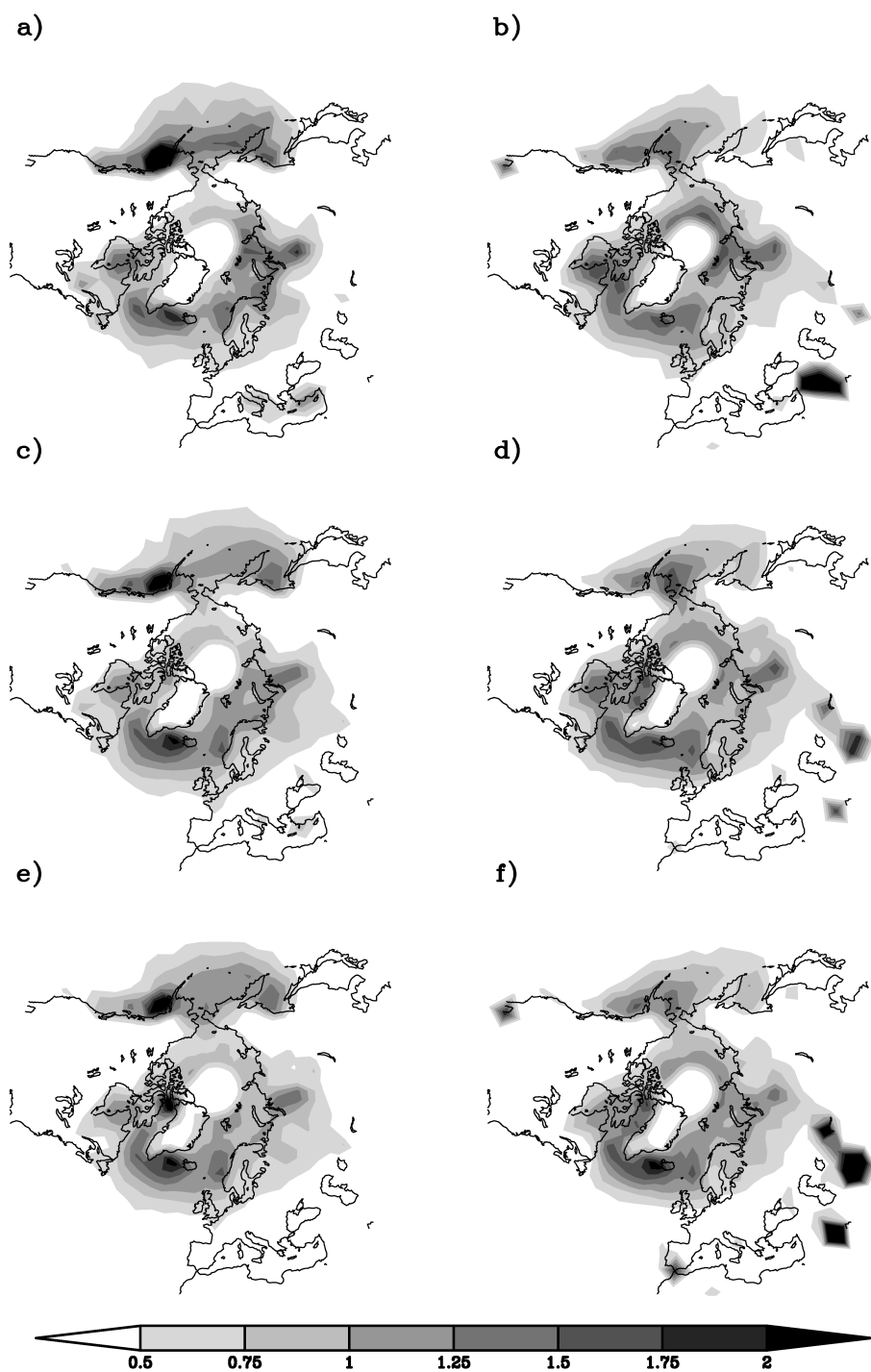


Abbildung 3.3: Häufigkeit der Zyklolyse der Tiefdruckgebiete [%/1000 × 1000km²] für DJF (links) und JJA (rechts) in ERA-40 (oben), 20C (mitte) und A1B (unten). Ergebnisse der Simulationen des ECHAM5/MPI-OM basieren auf Ensemblemitteln.

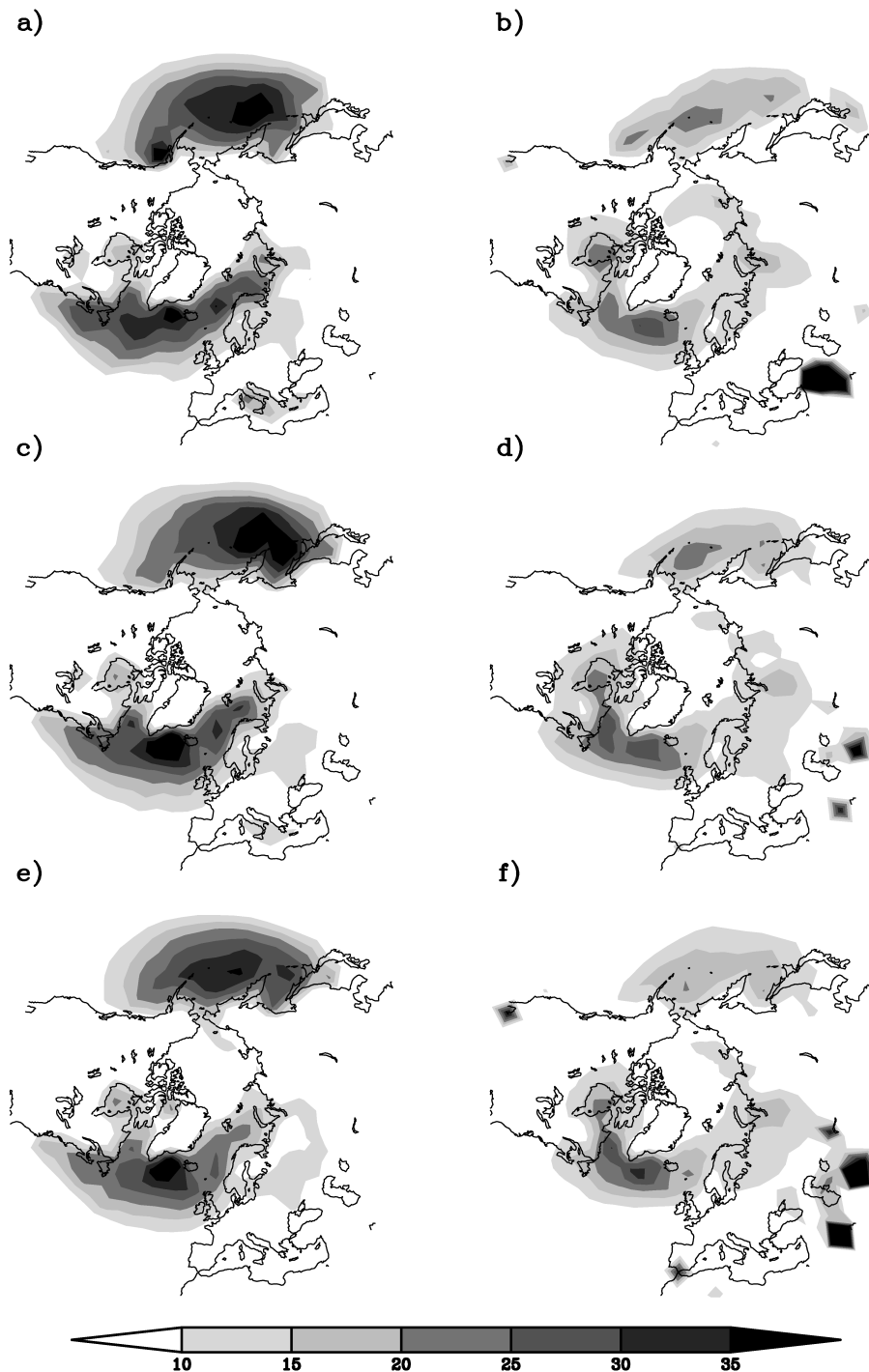


Abbildung 3.4: Mittlere Verteilung des um die Referenzbreite 50°N normierten mittleren horizontalen Gradienten [$\text{gpm}/1000\text{km}$] der Tiefdruckgebiete für DJF (links) und JJA (rechts) in ERA-40 (oben), 20C (mitte) und A1B (unten). Ergebnisse der Simulationen des ECHAM5/MPI-OM basieren auf Ensemblemitteln.

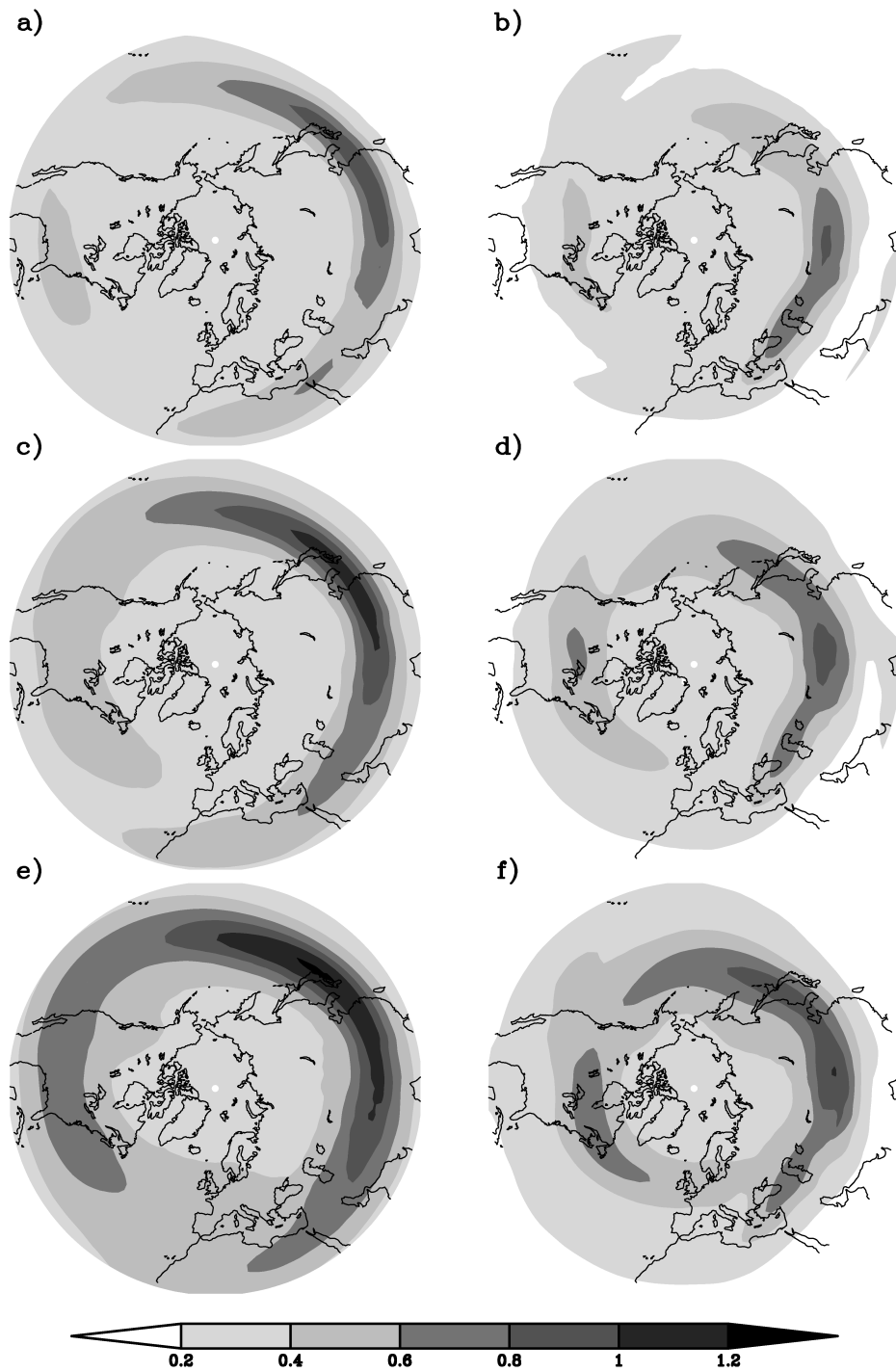


Abbildung 3.5: Eady Growth Rate [s^{-1}] auf 300 hPa für DJF (links) und JJA (rechts) in ERA-40 (oben), 20C (mitte) und A1B (unten). Ergebnisse der Simulationen des ECHAM5/MPI-OM basieren auf Ensemblemitteln.

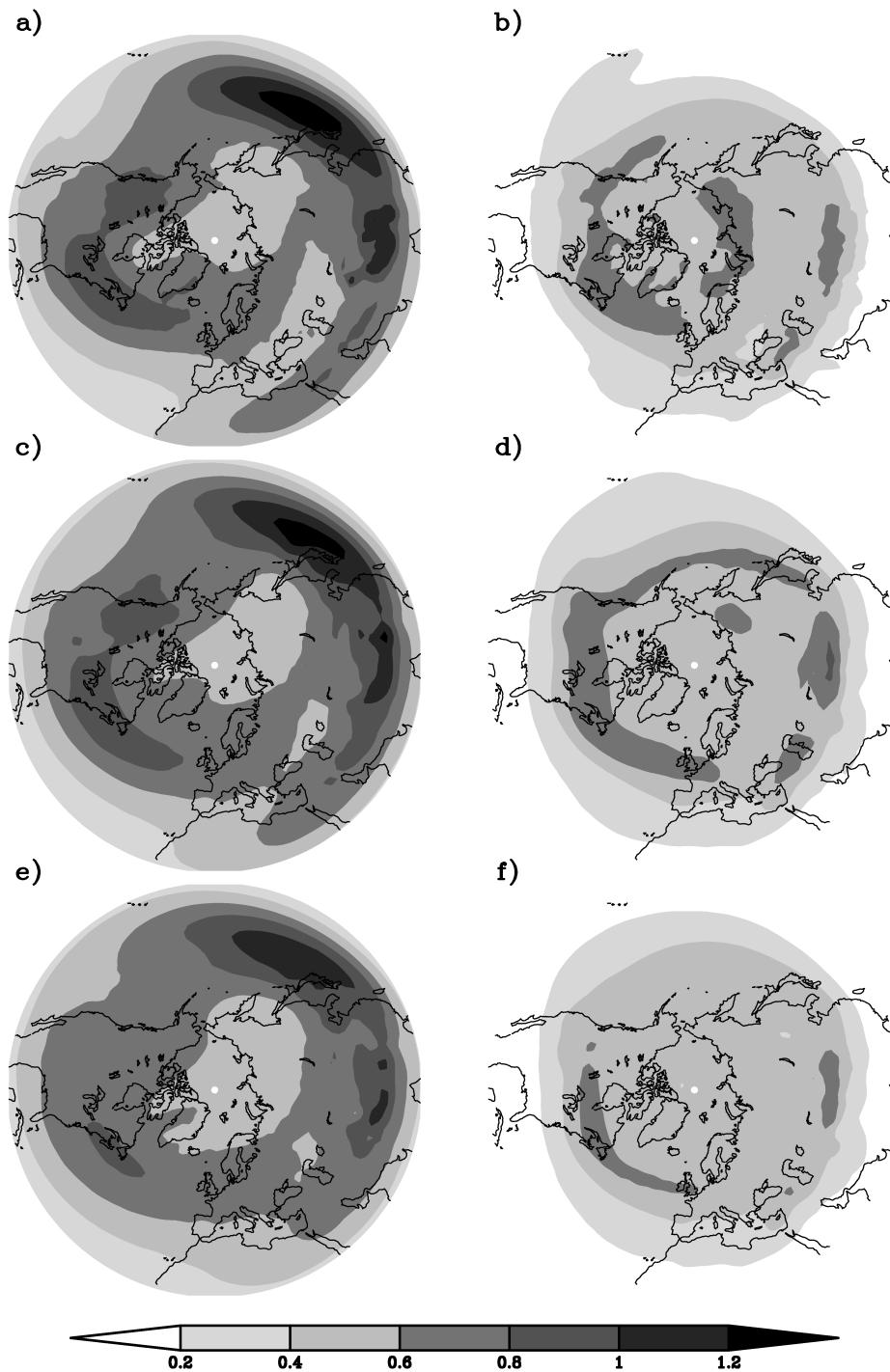


Abbildung 3.6: *Maximum Eady Growth Rate* [s^{-1}] auf 500 hPa, analog zu Abbildung 3.5

ten A1B Simulation der Bereich nördlich der britischen Inseln in Übereinstimmung mit Pinto *et al.* (2009) eine Zunahme der Tiefdruckgebiete (hier nicht gezeigt) aufweist, welche im Stabilisierungslauf abwesend ist. Einhergehend mit der Verlagerung nach Norden nimmt der

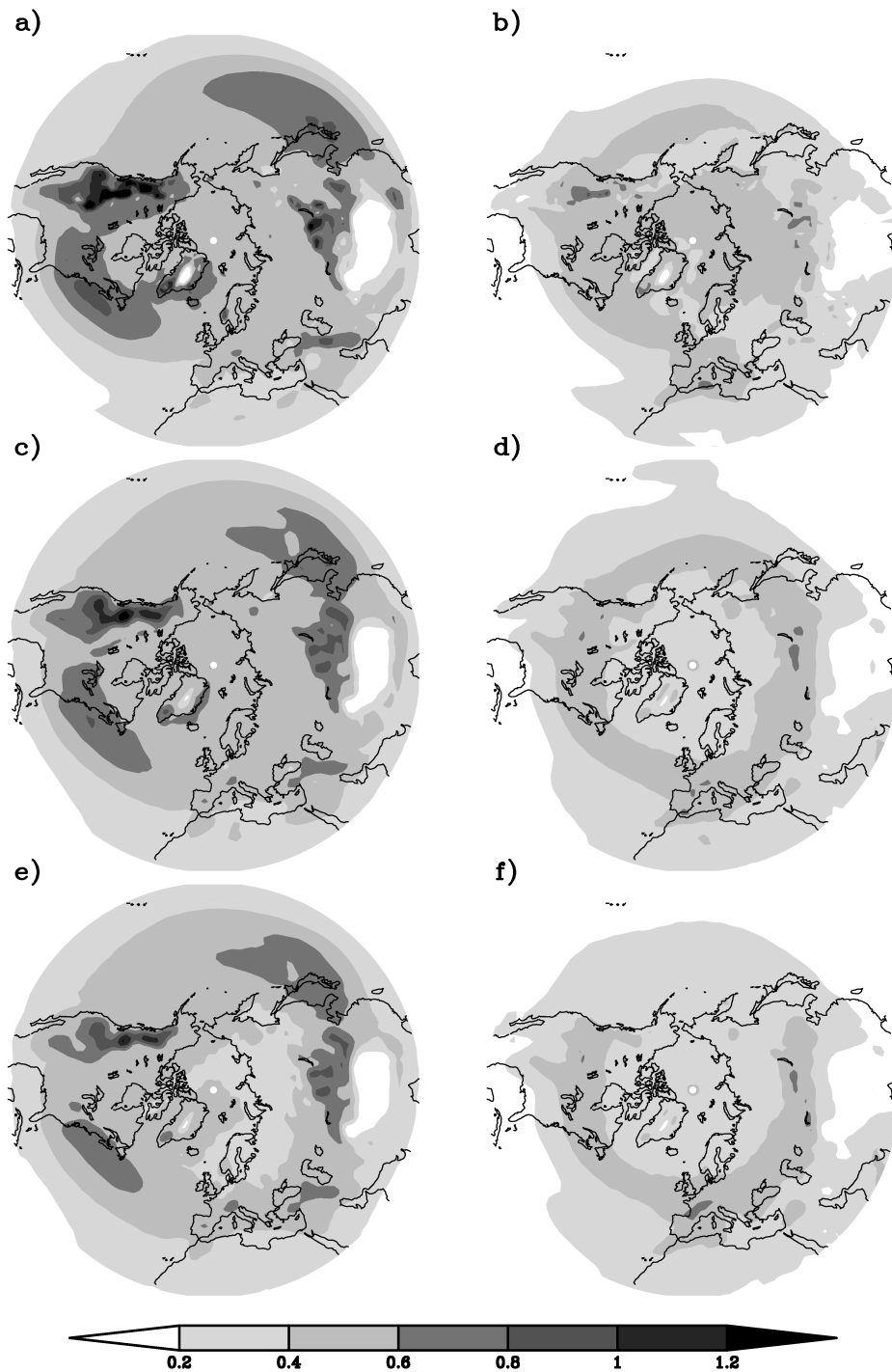


Abbildung 3.7: Maximum Eady Growth Rate [s^{-1}] auf 775 hPa, analog zu Abbildung 3.5

Zirkulationsindex NAM (Northern Annular Mode) zu (Solomon *et al.*, 2007, Kap. 10). Infolge des sinkenden meridionalen Temperaturgradienten in der unteren Troposphäre nimmt die Baroklinität in den unteren Schichten ab. Dies spiegelt sich im klimatologischen Verhalten des

Parameter σ_{BI} wieder. In den oberen Schichten (300 hPa) nimmt σ_{BI} zu.

4 Radius und Tiefe - geometrische Modellvorstellung

Bevor in diesem Kapitel das Gauß-Modell vorgestellt und beschrieben wird, erfolgt eine Übersicht der bereits existierenden Radiusbestimmungen bei Tiefdruckgebieten. Nach der Erläuterung des Gauß-Modells werden räumliche Charakteristika der Tiefdruckgebiete, wie Radius und Tiefe, bestimmt und Ergebnisse präsentiert. Ferner werden etwaige Vor- und Nachteile der Radiusbestimmung diskutiert und Ergebnisse der 20C Simulation sowie eines wärmeren Klimas vorgestellt.

Die Betrachtung eines Tiefdruckgebietes in Analysekarten oder Satellitenbildern (wie bspw. Abbildung 4.1) verdeutlicht die Schwierigkeit, den Einflußbereich eines synoptisch-skaligen Wirbels zu bestimmen. Die subjektive Verfolgung in Satellitenbildern reflektiert die Variation der räumlichen Skala während eines Lebenszyklus. Ausgehend von der geostrophischen Theorie ist zu erwarten, dass sich die räumliche Skala auf eine halbe Wellenlänge der Rossbywellen beschränkt.

In Abhängigkeit von der jeweiligen Fragestellung sind verschiedene Größenbestimmungen sinnvoll. Eine automatische Methode ermöglicht eine objektive Beschreibung und die Analyse einer Vielzahl von Tiefdruckgebieten, welche relevant für statistische Erhebungen sind.

Neben den für ein Tiefdruckgebiet charakteristischen Größen wie Zentraldruck und Vorticity kann eine sinnvolle Definition des Radius Aufschluss über das dynamische Verhalten von Tiefdruckgebieten während ihres Lebenszyklus geben. Überdies kann eine neu definierte Größe eine zusätzliche Verifikation von Vorhersagemodelle liefern.¹

4.1 Bereits existierende Größenbestimmung

Einen ersten Schritt zur Bestimmung der räumlichen Skala eines Tiefdruckgebietes stellt die Arbeit von Williamson (1981) dar. Die Methode basiert auf der Annahme eines nicht axialsymmetrischen Tiefdruckgebietes. Der zweidimensionale Querschnitt des Wirbels wird ellipsenförmig angenommen (siehe Abbildung 4.2). Das Tiefdruckgebiet ist in diesem Modell mathema-

¹Dieses Kapitel schließt den veröffentlichten Artikel von Schneidereit *et al.* (2010) mit ein.

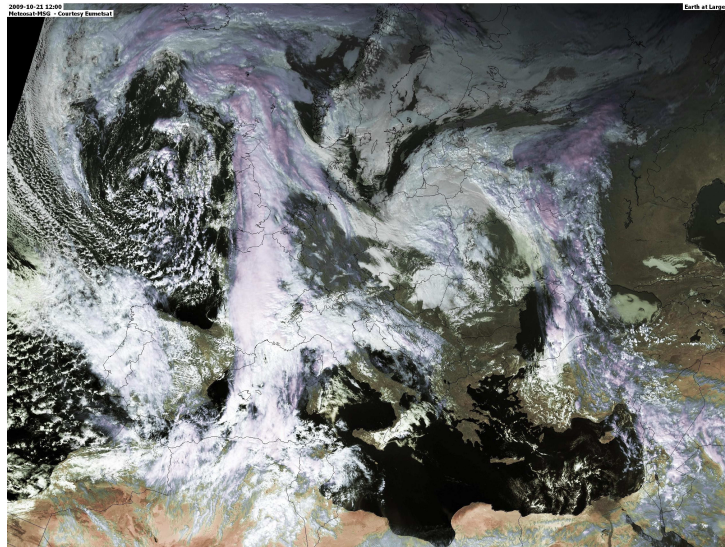


Abbildung 4.1: Satellitenbild 24.10.2009 12:00 Uhr. Quelle: Universität Karlsruhe, Ferdinand Valk - Images Earth at Large, Data courtesy: Eumetsat/NASA <http://www.wetterzentrale.de/topkarten/fssatms1.html>

tisch durch eine Amplitude A (Kerndruck oder zentrale geopotentielle Höhe) und einer radialen Funktion $g(r)$ beschrieben. Diese radiale Funktion wird so gewählt, dass sie am Rand des außertropischen Tiefdruckgebietes (am Radius) verschwindet, während sie im Zentrum 1 ist. Mittels Minimierung der quadrierten Differenzen zwischen beobachtetem Feld und der Funktion werden fünf charakteristische Parameter eines Tiefdruckgebietes gewonnen: Amplitude, Größe, Lage des Zentrums, Exzentrizität und Orientierung der Ellipse im Raum (bestimmt durch α , siehe Abbildung 4.2). Die Amplitude ergibt sich dabei aus dem Wert des Eingangsdatenfeldes im Zentrum (z.B. Kerndruck). Entlang der großen Halbachse bestimmt der Punkt, an dem die Funktion Null wird, den Radius. Somit ergibt sich der Radius als Länge der großen Halbachse der Ellipse. Die Orientierung im horizontalen Feld erfolgt über den Winkel α , der sich zwischen der großen Halbachse und der horizontalen Achse (Breitenkreise) ergibt. Die Länge der kleinen Halbachse wird in Analogie zur großen Halbachse bestimmt. Es gilt die Bedingung, dass die Funktion $g(r)$ am Rand der Ellipse Null sein muss. Die Exzentrizität ergibt sich folglich aufgrund der Kenntnis der großen und kleinen Halbachse.

Vier Definitionen eines charakteristischen Größenmaßes werden von Nielsen und Dole (1992) vorgestellt: die Distanzen zwischen i) dem Zentrum des Tiefdruckgebietes und dem am nächsten gelegenen Hochdruckgebietzentrum, ii) zwei benachbarten Tiefdruckgebietszentren, iii) dem Tiefdruckgebietzentrum und dem nächstliegenden Sattelpunkt des Bodendrucks und die iv) horizontale Fläche, welche durch die letzte geschlossene Isobare umhüllt wird. Die Autoren selbst verwenden die dritte Methode. In Anlehnung an die vierte mögliche Definition des Radius von Nielsen und Dole (1992) bestimmen Wernli und Schwerz (2006) die Fläche eines Tiefdrucksystems über die letzte geschlossene Isobare. Eine weitere Methode basiert auf der Bestimmung der Zirkulation eines Tiefdruckgebietes (Sinclair, 1997). Dieses Maß liefert sowohl die Information über die Intensität (vorticity) als auch über die räumliche Skala von Tiefdruckgebieten.

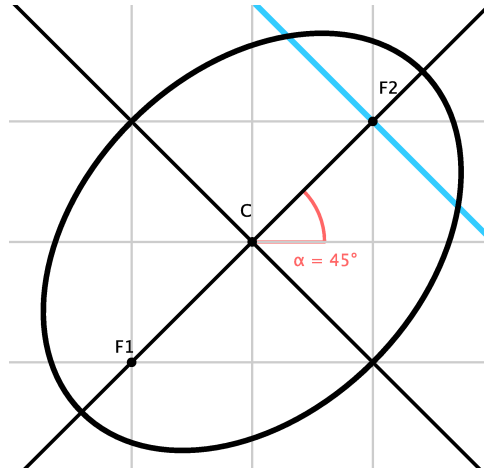


Abbildung 4.2: Ellipse mit Brennpunkten F1,F2; geographisches Gitter (graue Linien)

Die Zirkulation C wird berechnet als Linienintegral über das Geschwindigkeitsfeld $\vec{v}$ einer geschlossenen Kurve S . Aufgrund des Satzes von Stokes (Bronštein *et al.*, 1999) folgt daraus, dass sich die Zirkulation auch über das Integral der Vorticity über die Fläche F definieren lässt (Etling, 2002).

$$C \equiv \oint_S \vec{v} d\vec{s} = \iint_F (\nabla \times \vec{v}) df = \iint_F \zeta df \quad (4.1)$$

Die Fläche eines Tiefdruckgebietes wird bestimmt über die Vorticity. Ausgehend vom Zentrum ($\zeta(r=0) = \max\{\zeta\}$) wird radial nach außen nach den Punkten gesucht, an denen die Vorticity Null ist (Hinweis auf ein geschlossenes System) oder der Gradient der Vorticity sein Vorzeichen ändert (sogenannte offene Systeme). Die Zirkulation wird dann über die Mittelung der Vorticity über die erhaltene Fläche berechnet.

Ferner führen *wavelets*, angepasst an Querschnitte des Bodendruckes eines Tiefdruckgebietes entlang der Längen- und Breitenkreise, zur Bestimmung des Radius (Grotjahn *et al.*, 1999). Die *Mexican Hat wavelet* wird als *mother wavelet* verwendet. Hierbei ist zu bemerken, dass das *wavelet power spectrum* als quadrierter Betrag der Wavelet-Transformierten definiert ist (Torrence und Compo, 1998). Das *wavelet power spectrum* ermöglicht es, die adäquateste Skala und Translation zu finden, welche die Daten bestmöglichst wiedergeben. Die Distanz der zwei Punkte des Nulldurchgangs der *Mexican hat wavelet* bestimmen den Durchmesser. Aus diesem Grund ist in dieser Analyse die Skala der *wavelet*-Funktion direkt mit dem Tiefdruckgebiet verknüpft. (Näheres zur *Wavelet*-Analyse ist in Kapitel A.2 zu finden.)

Jedoch versagt das oben beschriebene Verfahren bei der Anwendung auf einen Trog in einem höheren Niveau (Grotjahn und Castello, 2000). Die zirkulare Mittelung liefert für diese Fragestellung ein geeigneteres Maß. Zunächst wird das Koordinatensystem in den Trog oder das Tiefdruckgebiet verschoben. Als Eingangsdatenfeld dient die geostrophische kinetische Energie auf 300 hPa, welche aus den Anomaliefeldern des Geopotentials gewonnen wird. Im Zentrum der Tiefdruckgebiete geht die geostrophische kinetische Energie gegen Null, während in einem hinreichenden Abstand der Betrag der geostrophischen kinetischen Energie auf einen Hintergrundwert abnimmt. Zwischen Hintergrund- und Zentralwert besitzt die kinetische Energie ein Maximum. Dieses Muster ist sowohl am Boden als auch in den oberen Schichten zu

beobachten (Grotjahn und Castello, 2000). Die geostrophische kinetische Energie wird an jedem Gitterpunkt bestimmt und auf ein neues Koordinatensystem, mit dem Pol im Zentrum des Troges oder des Tiefdruckgebietes, interpoliert. Die Mittelung der geostrophischen kinetischen Energie auf konzentrischen Kreisen entlang der 36 Längenkreise (des neuen Koordinatensystems) ergibt den azimuthalen Verlauf der Energie um das Zentrum. Überschreitet die gemittelte geostrophische Energie einen zuvor festgelegten Schwellenwert erneut, so entspricht die Distanz der gesuchten Skala.

In Analogie zu Sinclair (1997) verwenden Simmonds und Keay (2000) die Vorticity als physikalische Größe zur Bestimmung einer räumlichen Skala. Die Bestimmung erfolgt über die Fläche eines Tiefdruckgebietes, charakterisiert durch den positiven Laplace-Operator des Druckes ($\nabla^2 p > 0$). Ausgehend vom Zentrum ($\max\{\nabla^2 p\}$) wird strahlenförmig nach den Punkten des maximalen (negativen) Gradienten gesucht, an denen die oben genannte Bedingung erfüllt ist. Bei Annahme einer monotonen Krümmung erweist sich diese Methode als erfolgreich. Es kann jedoch vorkommen, dass die Distanz zwischen zwei Tiefdruckgebieten sehr gering ist. In diesem Fall wird die Suche nach dem Umfang weiter fortgesetzt, bis oben genannte Bedingung erfüllt ist. Das bedeutet, dass eine Überschneidung der Radien der einzelnen Tiefdruckgebiete erlaubt ist. Mittels des Umfanges wird die Fläche bestimmt. Unter der Annahme, dass das Tiefdruckgebiet kreisförmig ist, ergibt sich der Radius. Zusätzlich ermittelt diese Methode eine weitere Größe: die Tiefe, D , die sich unter der Annahme eines axialsymmetrischen paraboloiden Wirbels mit dem Radius R in einer ebenen Fläche wie folgt ergibt:

$$D = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 p}{\partial r^2} R^2 = \frac{1}{4} \nabla^2 p R^2 \quad (4.2)$$

dabei ist D die Tiefe. Diese Größe beinhaltet einen neuen Aspekt der Tiefdruckgebiete: die Bedeutsamkeit der Zirkulation in einem Wirbel. Ferner wird D als ein Maß ähnlich dem Druckdefizit (Simmonds, 2000) verstanden. Zur Bestimmung des Radius kann sowohl die erste als auch zweite Ableitung des Druckes verwendet werden (Benestad und Chen, 2006). Dieses Verfahren basiert auf Längs- und Querschnitten durch ein Tiefdruckgebiet. An das Feld des Druckes wird mittels einer Fourier-Approximation eine Funktion angepasst. Die Stellen, an denen die zweite Ableitung der Funktion Null ist, geben den Wendepunkt an. Die minimale Distanz zwischen dem Zentrum und den Wendepunkten definiert den Radius.

Analog zu Simmonds und Keay (2000) und Simmonds (2000) verwenden Rudeva und Gulev (2007) eine Koordinatentransformation, so dass sich der neue Pol im Zentrum des Tiefdruckgebietes befindet. Entlang 36 neuer Längenkreise werden dann die Punkte gesucht, an denen die erste Ableitung des Druckes verschwindet. Ist diese Bedingung innerhalb von 1500 km nicht erfüllt, wird der Radius auf 1500 km gesetzt. Entlang jedes Längenkreises wird die Position des verschwindenden Druckgradienten bestimmt. Mit Hilfe dieser Positionen erfolgt eine Flächenbestimmung durch die Summation der einzelnen Teilflächen. Die Annahme eines kreisförmigen Wirbels ermöglicht die Berechnung eines Radius (effektiver Radius) und gibt die zusätzliche Information über die Asymmetrie eines Tiefdruckgebietes, definiert als das Verhältnis aus kleinstem zu größtem Durchmesser.

Ähnlich wie Rudeva und Gulev (2007) bestimmen Patoux *et al.* (2009) den Radius mittels des Druckgradienten. Entlang acht radial vom Zentrum ausgehender Linien wird der Gradient berechnet. Unterschreitet das Mittel des Gradienten nach Durchlaufen eines Maximums den Schwellenwert von $2.5 \times 10^{-5} \text{ hPa m}^{-1}$, wird die sich ergebende Distanz als Radius über-

<i>Name</i>	<i>Jahr</i>	<i>Form</i>	<i>Methode</i>	<i>Radiusbestimmung</i>
Williamson	1981	Ellipse	Anpassung einer Funktion	Länge der großen Halbachse
Nielsen und Dole	1992			Distanz zwischen Zentrum und Sattelpunkt
Sinclair	1997	Kreis	Ränder definiert durch verschwindende Vorticity oder wechselndes Vorzeichen des Gradienten	Fläche führt zum Radius
Grotjahn, Hodyss und Castello	1999		Anpassung einer Wavelet	Halbe Distanz der Nulldurchgänge
Grotjahn und Castello	2000	Kreis	Azimutales Mittel der geostrophischen kinetischen Energie	zweimaliges Überschreiten eines Schwellwertes
Simmonds und Keay, Simmonds	2000 2000	Kreis	Fläche charakterisiert durch positiven Laplace des Druckes oder Ränder definiert durch maximalen Gradienten	Umfang führt zum Radius, zusätzliche Größe: Tiefe
Benestad und Chen	2006		Anpassung einer Funktion an Längs- und Querschnitten, Nullstellen der zweiten Ableitung	Minimale Distanz zwischen Zentrum und Wendepunkten
Wernli und Schwierz	2006	Kreis	letzte geschlossene Isobare	Fläche führt zum Radius
Rudeva und Gulev	2007	Kreis	Ränder: erste Ableitung des Druckes verschwindet	Fläche: Summe der einzelnen Segmente; zusätzliche Größe Asymmetrie
Patoux, Yuan and Li	2009	Kreis	radialer Druckgradient unterschreitet nach Durchlaufen eines Maximums einen Schwellwert	Distanz zwischen Zentrum und Erreichen des Schwellenwertes

Tabelle 4.1: Zusammenfassung der existierenden Größenbestimmungen

nommen. Dieser Schwellenwert ist so gewählt, dass der Radius die letzte geschlossene Isobare einbezieht, den nächsten Sattelpunkt erreicht und den Großteil der Flüsse (Wärme- und Impulsflüsse) erfasst. Zusätzlich zum Radius wird die Tiefe als Druckdefizit über die Differenz zwischen dem Mittel des Druckes am Radius und dem Zentraldruck bestimmt. Diese Definition der Tiefe ist ähnlich der von Simmonds und Keay (2000).

Die in diesem Abschnitt beschriebenen Verfahren sind in Tab. 4.1 zusammengefasst. Die vorgestellten, bereits existierenden Verfahren lassen sich in drei verschiedene Herangehenswei-

sen klassifizieren:

- Anpassung einer Funktion: Williamson (1981), Grotjahn *et al.* (1999), Benestad und Chen (2006)
- Bestimmung der Fläche eines Tiefdruckgebietes über die Vorticity: Sinclair (1997), Simmonds und Keay (2000), Simmonds (2000); über den Druckgradienten: Rudeva und Gulev (2007); oder über den Druck: Nielsen und Dole (1992, kürzeste Distanz zum Sattelpunkt), Wernli und Schierz (2006, letzte geschlossene Isobare)
- azimutales Mittel der geostrophischen kinetischen Energie: Grotjahn und Castello (2000)

Abhängig von der Fragestellung stellen sich bestimmte Verfahren als geeigneter heraus. Mit Ausnahme von Williamson (1981) wird stets ein Kreis als Form angenommen. Aufgrund der starken Asymmetrie, hervorgerufen durch die Fronten, stellt dies eine erste Approximation dar, mittels derer sich Erkenntnisse über den Lebenszyklus von Tiefdruckgebieten finden lassen.

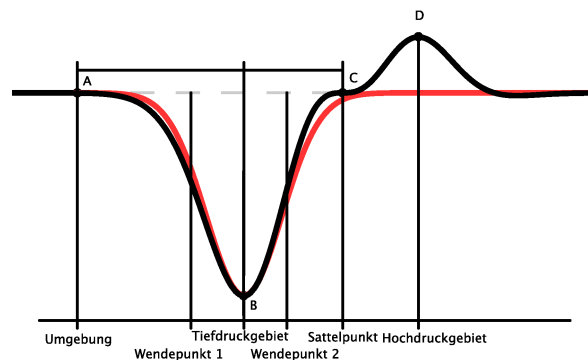


Abbildung 4.3: Querschnitt eines idealisierten Tiefdruckgebietes (schwarz); angepasste Gauß Funktion (rot)

Der Querschnitt entlang eines Breitenkreises durch ein idealisiertes, asymmetrisches Tiefdruckgebiet (schwarzer Kurvenverlauf) ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Der Punkt D markiert ein Hochdruckgebiet in unmittelbarer Nähe. Der Abstand zwischen den Punkten B und C verdeutlicht die dritte Radiusdefinition von Nielsen und Dole (1992). Die Mittelung der Abstände $\overline{AB}$ und $\overline{BC}$ ergibt einen über die Fläche bestimmten Radius. Die geostrophische kinetische Energie erreicht den Maximalwert am Maximum des geostrophischen Windes (isobarenparallel), d. h. am Ort des stärksten Druckgradienten. Diese Position ist durch die Wendepunkte gekennzeichnet. Eine an das idealisierte Tiefdruckgebiet angepasste Funktion ist in rot dargestellt. Ein Vergleich der drei grundsätzlich verschiedenen Definitionen, offenbart die verschiedenen Maße des Radius bei demselben Tiefdruckgebiet.

4.2 Das Gauß-Modell

Das Gauß-Modell wird auf bereits detektierte Tiefdruckgebiete angewandt. Das in Kapitel 2.2 beschriebene Verfahren der Detektion von Tiefdruckgebieten wird zunächst kurz erläutert.

Die Position (Längen- und Breitengrad), die zentrale geopotentielle Höhe und ein Intensitätsmaß (mittlerer horizontaler Gradient der geopotentiellen Höhe) der Tiefdruckgebiete werden mit dem Algorithmus von Blender *et al.* (1997) bestimmt. Das Verfahren basiert auf der Detektion eines Minimums im Feld der geopotentiellen Höhe in 1000 hPa (oder des Bodendruckes). Fehlerhafte Detektionen oder schwach ausgeprägte Tiefdruckgebiete werden durch Schwellenwerte für den mittleren horizontalen Gradienten (∇z) und für die Mindestlebenszeit eliminiert. Die letztgenannte zusätzliche Bedingung der Mindestlebenszeit impliziert eine weitere Eigenschaft des Verfahrens: das Verfolgen (tracking). Das Verfolgen eines Tiefdruckgebietes basiert auf dem Auffinden eines Minimums in der näheren Umgebung. Wird ein Tiefdruckgebiet zum Zeitpunkt t_1 detektiert, so sucht der Algorithmus im vorangegangenen Zeitschritt t_0 ausgehend von der Position zum Zeitpunkt t_1 im näheren Umfeld nach einer bereits detektierten Zyklone. Dabei wird die nähere Umgebung breitenabhängig definiert und entspricht ca. einem Gebiet von 600 km (Sickmüller *et al.*, 2000). Diese Distanz kommt einer maximalen Zuggeschwindigkeit von ca. 80 km/h gleich.

Die Bestimmung des Radius und der Tiefe erfolgt über die Anpassung einer azimuthal symmetrischen Gauß-Funktion an das Feld der geopotentiellen Höhe z im Zentrum eines Tiefdruckgebietes und der näheren Umgebung. Die an das Feld angepasste Gauß-Funktion ist gegeben durch

$$z_G(r) = z_{env} - D \exp\left(\frac{-r^2}{2R^2}\right) \quad (4.3)$$

Dabei entspricht $z_G(r)$ dem azimuthal symmetrischen Verlauf der Gauß-Funktion, z_{env} ist die geopotentielle Höhe im Umfeld der Zyklone, R entspricht dem Radius und D der Tiefe. Der variierende azimuthale Abstand vom Zentrum wird durch die variable Größe r wiedergegeben. Die Tiefe D ist definiert als Differenz der geopotentiellen Höhe im Zentrum und z_{env} . Der Radius R ist in diesem Modell gegeben als Abstand zwischen dem Zentrum und dem Wendepunkt der Gauß-Funktion.

Trotz vorhandener Asymmetrie bei Tiefdruckgebieten erfolgt die Anpassung der Gauß-Funktion unter der Annahme azimuthaler Symmetrie. Die Anpassung einer zweidimensionalen Gauß-Funktion hätte den Nachteil, dass die Funktion komplexer und dadurch die Anpassung erschwert wird. Der Vorteil der zweidimensionalen Darstellung liegt in der höheren Komplexität und dem höheren Informationsgehalt. Dennoch liefern auch eindimensionale Ergebnisse interessante Erkenntnisse über das Verhalten von Tiefdruckgebieten während ihres Lebenszyklus.

Die Anpassung der Gauß-Funktion erfolgt über die Minimierung des Abstandes zwischen der Funktion und den Eingangsdaten im Zentrum des Tiefdruckgebietes und in der Umgebung (Gl. A.8). Die Umgebung wird dabei so gewählt, dass in einem Abstand von ca. 1000×1000 km² die Daten berücksichtigt werden. Das Verfahren zur Minimierung des Abstandes ist im Anhang in Kapitel A.3 beschrieben und soll hier nicht näher betrachtet werden. Die Parameter R und z_{env} werden in diesem Verfahren angepasst. Nachdem die Parameter ermittelt sind, ergibt sich die Tiefe als Differenz zwischen dem Wert im Zentrum des Tiefdruckgebietes und der Umgebung z_{env} .

Zur Validierung des Verfahrens wird ein hypothetischer, axialsymmetrischer Wirbel (siehe Abbildung 4.4) untersucht. Der Radius, durch die Gauß-Funktion als Standardabweichung definiert, bleibt während dieses idealen Lebenszyklus konstant. Der in Abbildung 4.4 dargestellte Lebenszyklus simuliert eine bereits stark ausgeprägte synoptische Störung. Während sich das Tiefdruckgebiet Richtung Großbritannien bewegt, verringert sich die zentrale geopotentielle

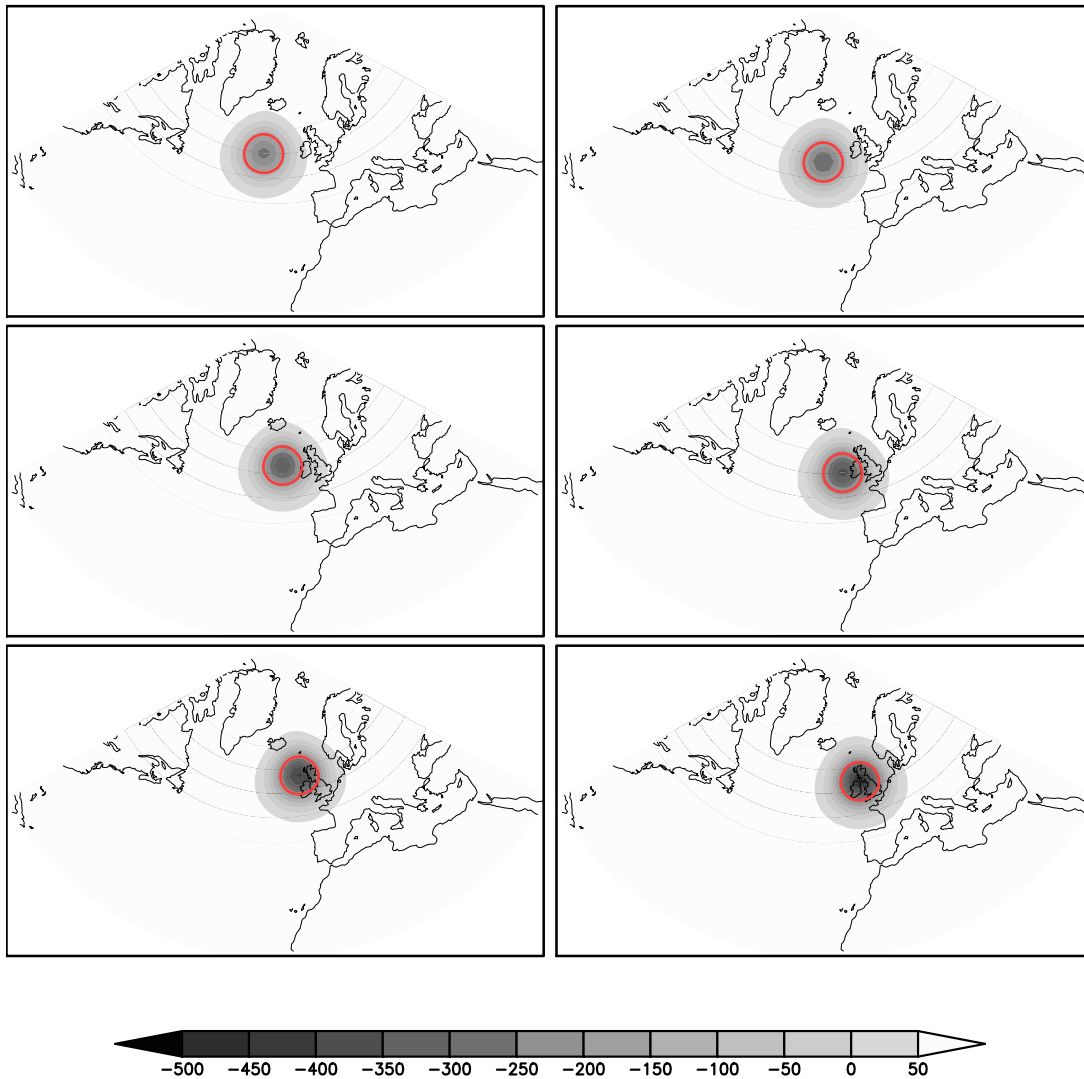


Abbildung 4.4: Lebenszyklus eines axialsymmetrischen Tiefdruckgebietes mit gleichbleibendem Radius (gekennzeichnet durch den roten Kreis). Schattierte Flächen zeigen die geopotentielle Höhe auf 1000 hPa: links 00UTC, rechts 12UTC, oberste Zeile: erster Tag; mittlere Zeile: zweiter Tag; untere Zeile: dritter Tag

Höhe (äquivalent zum Kerndruck). Dargestellt in Abbildung 4.4 sind drei Tage im Intervall von 12 Stunden. Der eingezeichnete rote Kreis markiert den für diesen hypothetischen Fall berechneten, gleichbleibenden Radius.

Querschnitte entlang eines Breitenkreises für die in Abbildung 4.4 angegebenen Zeitpunkte sind in Abbildung 4.5 dargestellt. Hier verdeutlicht sich die zunehmende Verringerung der zentralen geopotentiellen Höhe. Infolge des gleichbleibenden Umgebungswertes z_{env} und der abnehmenden geopotentiellen Höhe vergrößert sich die Tiefe. Die Anwendung des Gauß-Modells auf Beobachtungsdaten ist in Abbildung 4.6a abgebildet. Die grauen Punkte kennzeichnen die Eingangsdaten (geopotentielle Höhe auf 1000 hPa der Reanalyse ERA-40). Die durchgezogene schwarze Linie zeigt die an diese Daten angepasste Gauß-Funktion. Das dargestellte Tiefdruck-

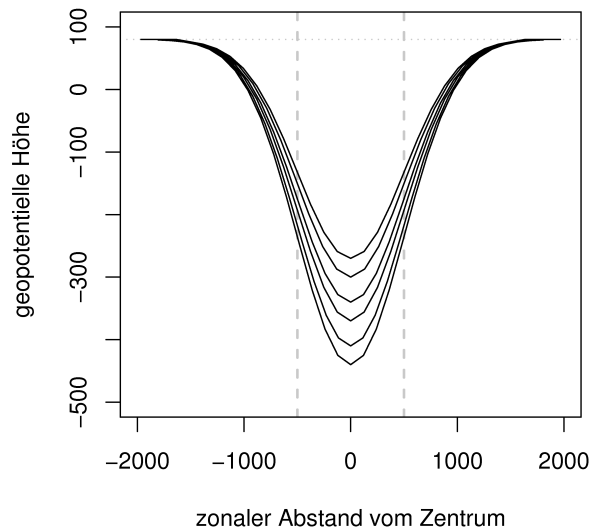


Abbildung 4.5: Querschnitte entlang eines Breitenkreises an den in Abbildung 4.4 angegebenen Zeitpunkten

gebiet befindet sich am Beobachtungszeitpunkt (03.12.1957) nördlich von Neufundland. Bis zu diesem Zeitpunkt hat es sich bis auf -360 gpm vertieft. Der Radius wächst langsam an und liegt zum Beobachtungszeitpunkt bei 465 km. Die Tiefe hingegen zeigt einen deutlicheren Lebenszyklus und liegt bei 318 gpm. Die unterschiedliche Farbgebung der Datenpunkte hebt hervor, welche Daten für die Anpassung verwendet werden. In dunkelgrau gehaltene Punkte werden bei der Anpassung betrachtet, während die helleren nicht verwendet werden. Abbildung 4.6a zeigt, wie stark die Streuung der Umgebungswerte in großer Entfernung vom Zentrum ist.

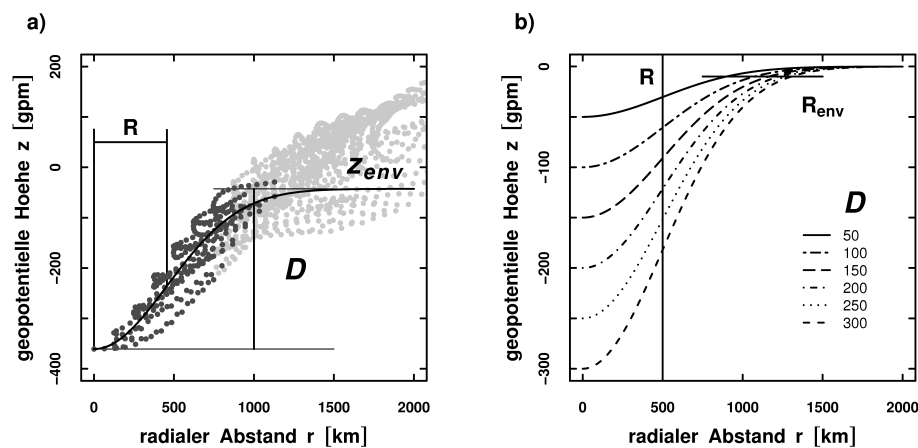


Abbildung 4.6: An ein Tiefdruckgebiet gefittete Gauß-Funktion: gefittete Gauß-Funktion (durchgezogene Linie), Daten der geopotentiellen Höhe im Zentrum und in der näheren Umgebung (hellgraue Punkte); für den Fit verwendete Daten (dunkelgraue Punkte)

Inwieweit sich das Gauß-Modell von den flächenbezogenen Maßen wie jene von Nielsen

und Dole (1992), Simmonds und Keay (2000), oder Rudeva und Gulev (2007) unterscheidet, wird in Abbildung 4.6b deutlich. Während der Gauß-Radius R des axialsymmetrischen Wirbels konstant bleibt (500 km), vergrößert sich der flächenabhängige Radius R_{env} mit zunehmender Vertiefung. R_{env} kann dabei als Schnitt entlang eines verschwindenden Umgebungswertes z_{env} betrachtet werden. Anhand der Abbildung wird deutlich, wie eng der Radius R_{env} mit der Tiefe D der Gauß-Funktion verbunden sind. Der Radius R , bestimmt über die Gauß-Funktion, ist ca. die Hälfte des Radius R_{env} . Zusammenfassend zeigt sich, dass der Radius R nahezu konstant bleibt, während der Radius R_{env} anwächst.

Die in diesem Abschnitt beschriebene Methode ist eng mit der Wavelet-Methode von Grotjahn *et al.* (1999) verbunden. Ein wesentlicher Unterschied liegt in der Symmetrieannahme. Mathematisch lassen sich beide Definitionen über die gewählten Funktionen verbinden. Die *Mexican hat wavelet* ist die negative normalisierte zweite Ableitung der Gauß-Funktion. Das bedeutet, dass bis auf die Skala und die Normalisierung beide als Hermitesche Polynome verschiedener Ordnung betrachtet werden können. Aufgrund der angenommenen Symmetrie ist die abgeleitete Methode auf eine repräsentative Anzahl von Tiefdruckgebieten anwendbar.

Wind

Ein Vorteil des Gauß-Modells ergibt sich über die ableitbaren Größen wie Wind, Vorticity und kinetische Energie. Aufgrund der geostrophischen Balance lassen sich die Komponenten des geostrophischen Windes wie folgt schreiben:

$$u_g = -\frac{g}{f} \frac{\partial z}{\partial y}, \quad v_g = \frac{g}{f} \frac{\partial z}{\partial x} \quad (4.4)$$

mit dem Coriolisparameter $f = 2\Omega \sin(\phi)$ und der geographischen Breite ϕ . Ausgehend von Gl. 4.3 sind die erste und die zweite Ableitung der Gauß-Funktion nach r :

$$\frac{\partial z}{\partial r} = D \frac{r}{R^2} \exp\left(\frac{-r^2}{2R^2}\right) \quad (4.5)$$

$$\frac{\partial^2 z}{\partial r^2} = D \exp\left(\frac{-r^2}{2R^2}\right) \left(\frac{1}{R^2} - \frac{r^2}{R^4}\right) \quad (4.6)$$

Die Definition des Radius als Standardabweichung der Gauß-Funktion beinhaltet, dass der Radius am Wendepunkt der Gauß-Funktion lokalisiert werden kann. Der Wendepunkt zeichnet sich durch den größten Gradienten aus. Durch geostrophische Approximation und Vernachlässigung der Reibung ist zu erwarten, dass sich das Maximum des geostrophischen Windes (erste Ableitung der geopotentiellen Höhe) direkt am Radius befindet. Die Abbildung 4.7a zeigt den für den 1.12.1957 um 00 UTC berechneten geostrophischen Wind. Die Komponenten des geostrophischen Windes sind mithilfe zentrierter Differenzen anhand der Gl. 4.4 aus ERA-40 Daten berechnet. Die Kreise in der Abbildung dienen der Veranschaulichung des Radius der detektierten Tiefdruckgebiete. Zum Beobachtungszeitpunkt werden 7 Tiefdruckgebiete auf der Nordhalbkugel detektiert. Die Maxima des geostrophischen Windes befinden sich an den berechneten Radien. Zusätzlich zeigt sich die Variabilität der Radien der Tiefdruckgebiete. Der Zusammenhang zwischen dem Wind auf 1000 hPa und den Radien ist in Abbildung 4.7b dargestellt. Der Wind ist zum gleichen Zeitpunkt wie Abbildung 4.7a aufgezeigt und basiert auf den Reanalysedaten. Aufgrund der vorhandenen Reibung erreichen die Maxima im Vergleich zum

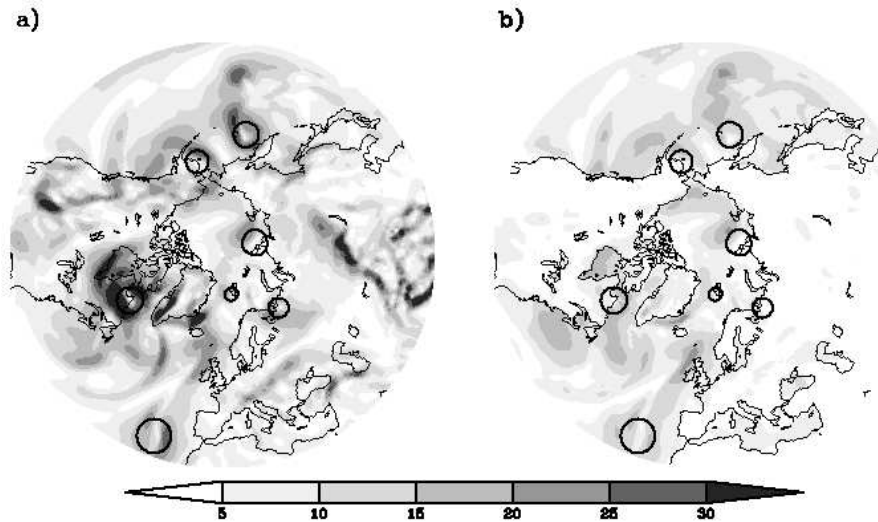


Abbildung 4.7: Basierend auf ERA-40 zeigt a) den geostrophischen Wind [ms^{-1}] auf 1000 hPa; b) die Windgeschwindigkeit [ms^{-1}] auf 1000 hPa; Kreise veranschaulichen die Radien der detektierten Tiefdruckgebiete an

geostrophischen Wind deutlich geringere Werte. Obwohl die Reibung eine wesentliche Rolle spielt, zeichnen sich die Maxima an den Radien ab. Als Beispiel sind die Tiefdruckgebiete, welche sich im Beringmeer befinden, geeignet. Sie weisen am Radius sowohl das Maximum des geostrophischen Windes als auch des Windes auf.

Vorticity

Unter der Annahme geostrophischen Gleichgewichts ergibt sich eine weitere ableitbare Größe aus dem Gauß-Modell: die geostrophische Vorticity im Zentrum der Tiefdruckgebiete. Die geostrophische Vorticity kann wie folgt berechnet werden (p-System) (Etling, 2002):

$$\zeta_G = \frac{1}{f} \nabla^2 \Phi \quad (4.7)$$

Einsetzen der zweiten Ableitung der Gauß-Funktion (Gl. 4.6) unter der Annahme, dass $d\Phi = g dz$ gilt, und die Vorticity im Zentrum ($r = 0$) berechnet wird, ergibt:

$$\zeta_G = \frac{g}{f} \frac{D}{R^2} \quad (4.8)$$

Die Gl. 4.8 zeigt, dass die Vorticity im Zentrum der Tiefdruckgebiete anhand der Gauß-Parameter Radius und Tiefe berechnet werden kann. Die Validierung der mit dem Gauß-Modell bestimmten geostrophischen Vorticity und der geostrophischen Vorticity aus Reanalysedaten ist in Abbildung 4.8 aufgezeigt. Datengrundlage bilden die Tiefdruckgebiete der Reanalyse ERA-40 in einer Auflösung von T63. Berücksichtigt werden sämtliche Tiefdruckgebiete im Nordwinter (DJF). Die Berechnung der geostrophischen Vorticity aus der Reanalyse erfolgt mit Gl. 4.7. Unter Zuhilfenahme von zentrierten Differenzen ergibt sich der Laplace-Operator für die geo-

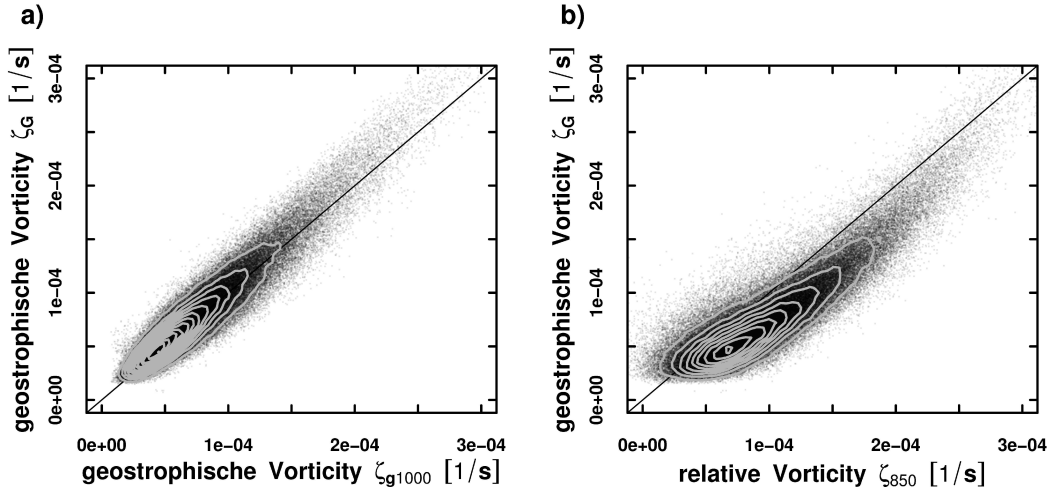


Abbildung 4.8: Scatter Diagramm der Vorticity. ζ_{Gauss} berechnet mithilfe der Gauß-Funktion aufgetragen gegen a) geostrophisch approximierte Vorticity ζ_g auf 1000 hPa und b) relative Vorticity ζ_{850} auf 850 hPa im Zentrum des Tiefdruckgebietes. Die schwarze Linie entspricht der perfekten Korrelation zwischen den Datensätzen.

potentielle Höhe wie folgt:

$$\nabla^2 z = \left(\frac{z_{(lon-1,lat)} + z_{(lon+1,lat)} - 2z_{(lon,lat)}}{dx^2} + \frac{z_{(lon,lat+1)} + z_{(lon,lat-1)} - 2z_{(lon,lat)}}{dy^2} \right) \quad (4.9)$$

Beide geostrophischen Wirbelgrößen sind in Abbildung 4.8a dargestellt. Die Ordinate beschreibt die geostrophische Vorticity im Zentrum der Tiefdruckgebiete, berechnet mittels des Gauß-Modells. Eine perfekte Übereinstimmung beider geostrophischer Wirbelgrößen würde in einer diagonalen Anordnung resultieren. Die Abweichung, wenn auch nur in geringem Maße, der geostrophischen Vorticity des Gauß-Modells ist in der Abbildung klar ersichtlich. Ungeachtet dessen zeigt sich eine relativ gute Übereinstimmung.

Die Validierung der geostrophischen Vorticity des Gauß-Modells mit der relativen Vorticity auf 850 hPa ist in 4.8b dargestellt. Die Abszisse beschreibt die relative Vorticity auf 850 hPa. Ein Großteil der Tiefdruckgebiete weist einen im Vergleich zur relativen Vorticity geringeren geostrophischen Wert auf. Die Datenpunkte sind nach unten verschoben. Dieser Vergleich offenbart als Abweichung von der linearen Korrelation, die Abweichung der relativen Vorticity vom geostrophischen Gleichgewicht. Aufgrund starker Reibungseffekte auf 1000 hPa und der daher bedingten starken Abweichung vom geostrophischen Gleichgewicht wird das 850 hPa-Niveau in einem Vergleich bevorzugt.

Auflösungsabhängigkeit

In welchem Maß der Radius und die Tiefe auflösungsabhängig sind, wird im folgenden Abschnitt beschrieben. Zu diesem Zweck werden die in T106 vorliegenden ERA-40 Daten sowohl in T106 als auch in zwei geringeren Auflösungen analysiert. Die Daten der geopotentiellen Höhe werden auf die geringeren Auflösungen T63 sowie T42 interpoliert. Die Anzahl der detektierten Tiefdruckgebiete ist abhängig von der räumlichen und zeitlichen Auflösung der Daten.

So steigt ihre Anzahl mit wachsender Auflösung (Blender und Schubert, 2000). Ferner sind Charakteristika wie Kerndruck, Vertiefung und Lebenszeit stark durch die räumliche Auflösung beeinflusst (Jung *et al.*, 2006).

Die Verteilung der Radien für Winter (DJF) bzw. Sommer (JJA) der Reanalyse für verschiedene räumliche Auflösungen sind in Abbildung 4.9a bzw. Abbildung 4.9b dargestellt. Besonders kleinskalige Tiefdruckgebiete sind von der Auflösung abhängig. Die Anzahl an Tiefdruckgebieten mit Radien von 100 km bis 350 km ist in der T106 Auflösung deutlich erhöht. Bedingt durch die geringere Auflösung in T42 sind in beiden Saisons die Anzahl an Tiefdruckgebieten mit Radien zwischen 450 und 1000 km größer als bei den höheren Auflösungen. Ein Vergleich zwischen der T63 und T106 Auflösung zeigt im Bereich großer Radien (600 km - 1000 km) sehr geringe Unterschiede. Zusammenfassend zeigt sich eine Verschiebung der Verteilung zu geringeren Radien mit zunehmender Auflösung.

Die Verteilungen der Tiefe in den drei verschiedenen Auflösungen für Winter und Sommer sind in Abbildung 4.9c und d dargestellt. Die Verteilung für den Winter zeigt mit abnehmender Tiefe eine Verbreiterung. Bereiche geringer Tiefe (bis zu 200 gpm) sind mit einer geringeren Anzahl in der groben Auflösung (T42) verbunden. Besonders dieser Bereich ist durch eine starke Variabilität bezüglich der Auflösungen gekennzeichnet. Unterschiede zwischen den Auflösungen verringern sich bei Tiefdruckgebieten mit höheren Tiefen. Für den Sommer ist die Verteilung im Bereich bis zu 100 gpm ähnlich der des Winters: Verringerung der Anzahl mit abnehmender Auflösung. Die grobe Auflösung dominiert im Bereich von 200 gpm bis 400 gpm, d. h. die Anzahl der Tiefdruckgebiete der T42 Auflösung ist deutlich höher als die Anzahl mit entsprechender Tiefe in höheren Auflösungen. Für den Sommer ist in der Verteilung der Tiefe kein entsprechendes Phänomen im Bereich großer Tiefen erkennbar.

Im Allgemeinen ist die Abhängigkeit des Radius und der Tiefe von der Auflösung wahrnehmbar. Je höher die Auflösung, desto höher die Anzahl an detektierten Tiefdruckgebieten mit geringen Radien und geringen Tiefen unabhängig von der Saison.

4.3 Ergebnisse der Reanalyse

Basierend auf den vorangegangenen Betrachtungen werden die Ergebnisse des Gauß-Modells angewandt auf die Reanalysedaten beschrieben. Zunächst werden die Klimatologien des Radius und der Tiefe vorgestellt. Die mittlere Verteilung und das zeitliche Verhalten der beiden Größen folgen. Abschließend wird das zeitliche Verhalten der Lebenszyklen näher untersucht.

Tiefdruckgebiete werden im Feld der geopotentiellen Höhe mittels des Detektionsverfahrens von Blender *et al.* (1997) (siehe Kapitel 2.2) bestimmt. Sämtliche in diesem Abschnitt berücksichtigten Tiefdruckgebiete weisen eine Mindestlebensdauer von zwei Tagen und einen mittleren horizontalen Gradienten der geopotentiellen Höhe von mindestens 50 gpm/1000km auf. Bereiche, in denen die Orographie höher als 500m ist, sind ausgeschlossen. Tiefdruckgebiete werden in der Nordhemisphäre ab ca. 30°N detektiert und in einer Auflösung von 192×96 Gitterpunkten (entspricht einer spektralen Auflösung von T63) bestimmt. Die reduzierte Auflösung wird untersucht, um im späteren Verlauf die Ergebnisse einer Modellsimulation mit denen der Reanalyse zu vergleichen.

Der Zusammenhang der vier charakteristischen Größen Radius, Tiefe, zentrale geopotentielle Höhe und mittlerer Gradient der geopotentiellen Höhe ist in Abbildung 4.10 anhand von

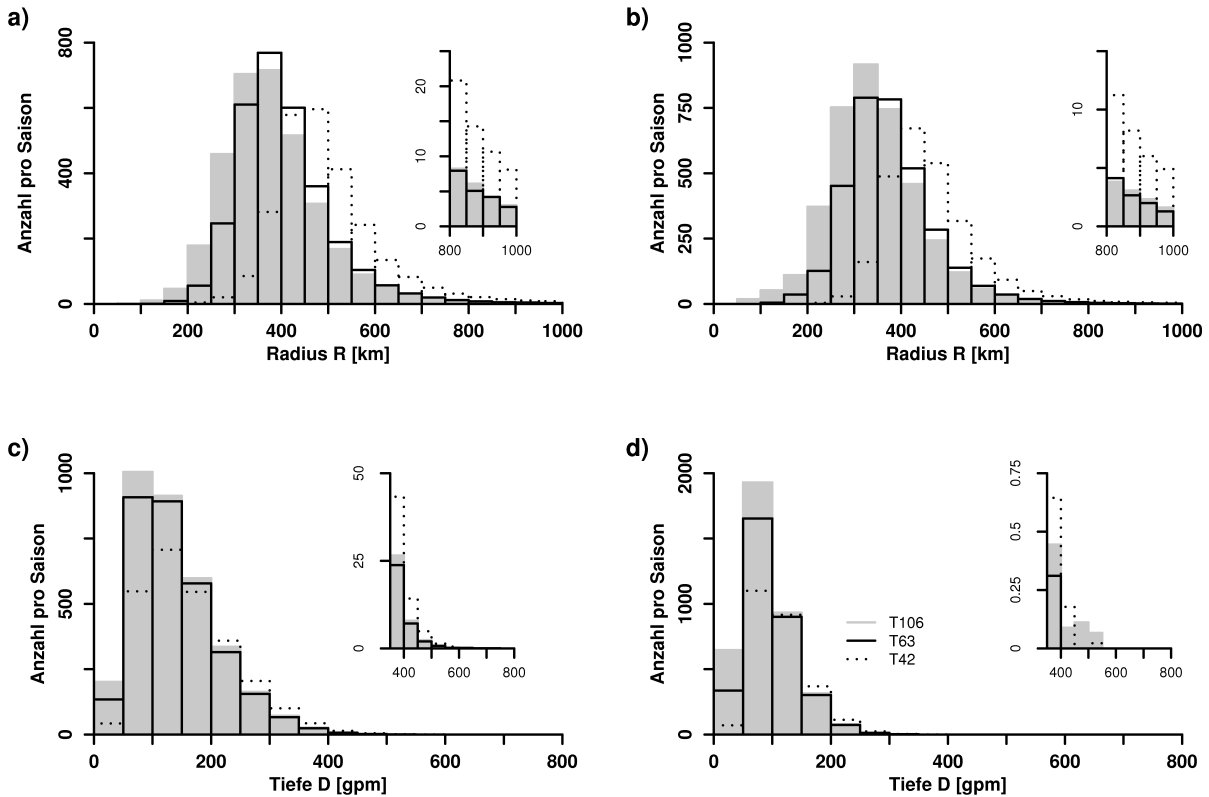


Abbildung 4.9: Auflösungsabhängigkeit des Radius (a,b) und der Tiefe (c,d) für Winter (DJF, a,c) und Sommer (JJA, b,d). Große Wertebereiche sind durch Vergrößerungen innerhalb der jeweiligen Abbildungen hervorgehoben.

Scatterplots dargestellt, die Tiefdruckgebiete der Nordhemisphäre (DJF) in ERA-40 Daten zeigen. Die zusätzlich in den Abbildungen integrierten geschätzten Dichten (graue Linien) helfen bei der Beurteilung der Lage der Häufigkeitszentren.

In Übereinstimmung mit Patoux *et al.* (2009) ist abnehmender Zentraldruck (z_{1000}) mit zunehmender Tiefe (Abbildung 4.10e) und zusätzlich mit zunehmendem Gradienten (Abbildung 4.10f) verbunden. Anhand der Vorstellung eines sich intensivierenden Tiefdruckgebietes lässt sich dieser Zusammenhang folgendermaßen veranschaulichen: Mit abnehmendem Zentraldruck und nahezu gleichbleibendem Umgebungswert nimmt die Tiefe zu. Der Gradient reflektiert ebenfalls dieses Verhalten. Neben der Beziehung zur zentralen geopotentiellen Höhe weist der Gradient (∇z) mit dem Radius einen Zusammenhang dahingehend auf, dass mit wachsendem Gradienten Tiefdruckgebiete gegen einen nahezu konstanten Radius (ca. 380 km) konvergieren (Abbildung 4.10b). Der Scatterplot zwischen Radius und Tiefe (Abbildung 4.10c) weist eine fächerförmige Gestalt auf. Das Häufigkeitsmaximum des Radius liegt (siehe hierzu Abbildung 4.9a) bei ca. 400 km. Tiefdruckgebiete geringer zentraler geopotentieller Höhe (stark vertiefte Tiefdruckgebiete bei ca. -600 gpm) zeigen geringe Radien (Abbildung 4.10a) und gleichzeitig hohe Werte der Tiefe (ca. 500 gpm). Aufgrund des geringen Radius und der gleichzeitig hohen Tiefe folgt ein starker Druckgradient, der ein Kennzeichen sehr ausgeprägter Tiefdruckgebiete ist. Aufgrund der bestehenden Verbindung zwischen Radius, Tiefe und geostrophischer Vortici-

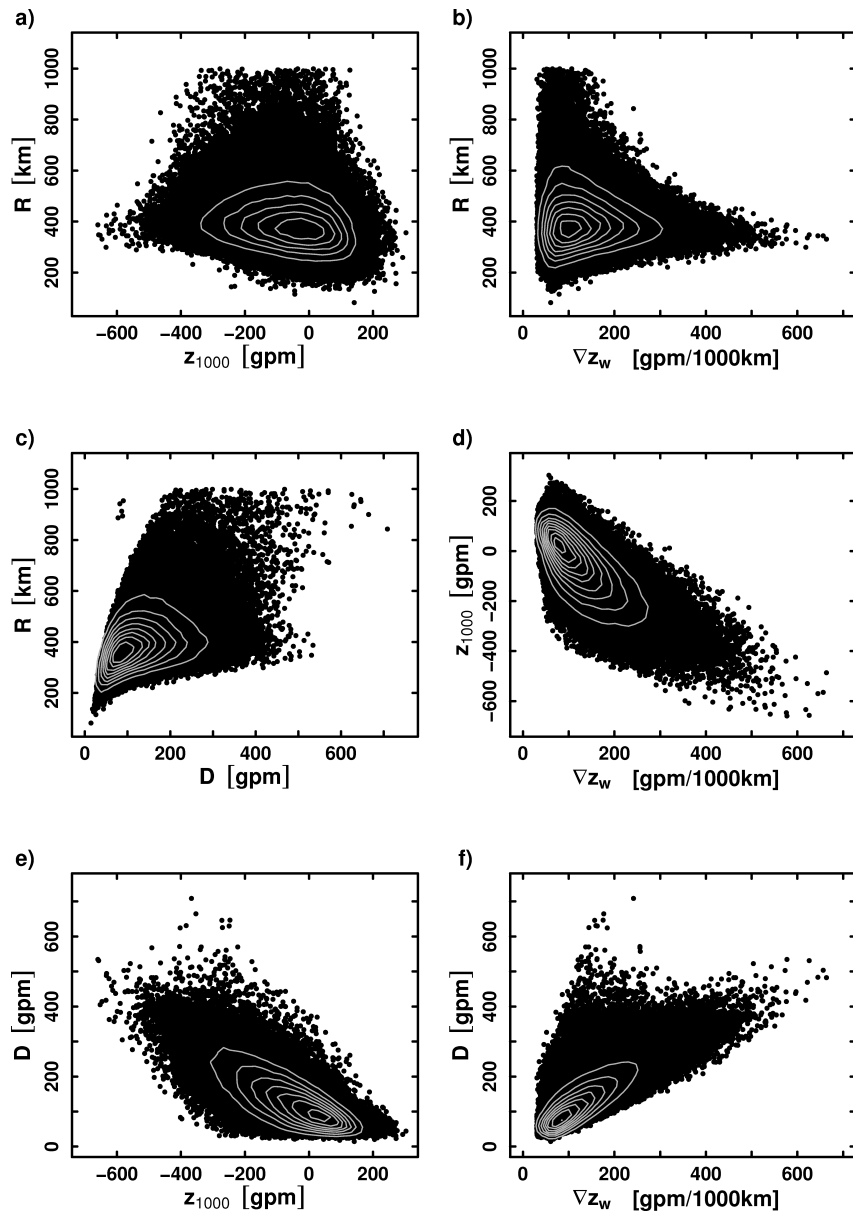


Abbildung 4.10: Scatterplots der nordhemisphärischen Tiefdruckgebiete für ERA-40 (DJF); Radius gegen a) zentrale geopotentielle Höhe, b) mittleren horizontalen Gradienten der geopotentiellen Höhe, c) Tiefe; sowie geopotentielle Höhe d) gegen mittleren Gradienten; Tiefe gegen e) geopotentielle Höhe und f) mittleren Gradienten. Konturlinien repräsentieren die Dichteschätzungen der jeweiligen Größen.

ty (Gl. 4.8) besitzen diese Tiefdruckgebiete hohe Werte der Vorticity. In der Abbildung zeigen sich bestimmte Gebiete, in denen keine Tiefdruckgebiete liegen. Die Beziehungen der einzelnen Größen zueinander sind im Sommer (Abbildung A.3) ähnlich. Aufgrund der geringeren Intensität der Tiefdruckgebiete im Sommer weisen die Scatterplots jedoch geringere Streuungen auf.

Die mittlere nordhemisphärische Verteilung des Radius und der Tiefe für Winter (DJF) und

Sommer (JJA) ist in Abbildung 4.11 dargestellt. Lediglich jene Gitterpunkte gehen in die Mittelwertbildung ein, an denen über den gesamten Zeitraum mindestens 10 Tiefdruckgebiete detektiert werden.

Die klimatologischen Verteilungen des Radius (Abbildung 4.11a, b) sind durch saisonale Schwankungen gekennzeichnet. Ein Flächenmittel über die räumlichen Verteilungen bekräftigt dies. Im Winter liegt der mittlere Radius bei ca. 410 km (Abbildung 4.11a). Deutlich geringer (ca. 375 km) ist der Mittelwert des Radius im Sommer. Sowohl an den Ostküsten der Kontinente, entlang Zonen hoher Baroklinität, als auch östlich von Grönland weisen Tiefdruckgebiete geringe Radien auf. Unabhängig von der Saison weist der Radius im Allgemeinen geringe Wachstumsraten auf. Markant zeigen sich große Radien nahe der Aleuten. Der Vergleich zwischen den Ozeanen und den Kontinenten zeigt, dass ein Großteil des Ozeans durch kleine Radien gekennzeichnet ist. Im Gegensatz zur mittleren Radiusverteilung von Rudeva und Gulev (2007) sind die Storm Tracks (definiert durch die bandpass-gefilterte Varianz der geopotentiellen Höhe auf 500 hPa) im Feld des mittleren Radius (Gauß-Modell) nicht ersichtlich. Während die Zykloneseregion in Rudeva und Gulev (2007) durch große Radien (900 km) charakterisiert ist, weist die hier vorgestellte Radiusdefinition geringe Werte (ca. 350 km) auf. Ursache hierfür liegt in der unterschiedlichen Radiusdefinition. Eine Intensivierung der Tiefdruckgebiete geht im Gauß-Modell nicht notwendigerweise mit einer markanten Zunahme des Radius einher (siehe Abbildung 4.6b).

Wie der Radius zeigt auch die Tiefe Saisonalität (vergleiche Abbildung 4.11c und Abbildung 4.11d). Der Mittelwert der Tiefe im Winter (im Mittel 124 gpm) weist höhere Werte auf als im Sommer (im Mittel 92 gpm). Unabhängig von der Saison zeichnen sich Zentren hoher Werte der Tiefen in den Gebieten hoher Häufigkeit von Tiefdruckgebieten (Hauptaktionszentren der *cyclone tracks*) ab. Diese Maxima befinden sich im Nordatlantik nördlich von Neufundland bis nach Island sowie nahe der Aleuten im Nordpazifik. Ein Vergleich der mittleren Tiefe dieser Definition mit jener von Simmonds und Keay (2002) zeigt eine sehr gute Übereinstimmung, obwohl unterschiedliche Reanalysedaten verwendet werden. Die oben beschriebenen Maxima der Tiefe sind in beiden Definitionen ersichtlich, wodurch eine sehr gute Vergleichbarkeit der beiden Definitionen der Tiefe gewährleistet ist.

Mittlere Verteilung der Lebenszyklen

Der zeitliche Verlauf des Radius und der Tiefe der Tiefdruckgebiete wird im Folgenden näher betrachtet. Die mittlere Verteilung des Radius und der Tiefe aufgetragen gegen das jeweilige Alter sind in Abbildung 4.12a und Abbildung 4.12b aufgezeigt. Tiefdruckgebiete der winterlichen ERA-40 Periode bilden in drei verschiedenen Auflösungen die Datengrundlage. In Übereinstimmung mit Abbildung 4.9a ist die Auflösungsabhängigkeit des Radius ersichtlich. Je geringer die Auflösung desto höher der Mittelwert. Die mittleren Verteilungen zeigen nur geringe Schwankungen. Unterstützt durch die Standardabweichung (siehe Abbildung A.4), ist die höchste Variabilität der Radien in der T106 (320×160 Gitterpunkte) Auflösung erkennbar. Ursache der stärkeren Schwankungen der mittleren Verteilungen ab ca. 8 Tagen ist auf die abnehmende Anzahl an Tiefdruckgebieten zurückzuführen (Simmonds, 2000). Der Verlauf der Radien im Sommer (Abbildung A.5a) unterscheidet sich im Wesentlichen in den geringeren Werten für den mittleren Radius. Entsprechend dem klimatologischen Mittel sind der Mittelwert und die Variabilität im Sommer deutlich verringert (Abbildung A.8a,c,e). Diese Ergebnisse

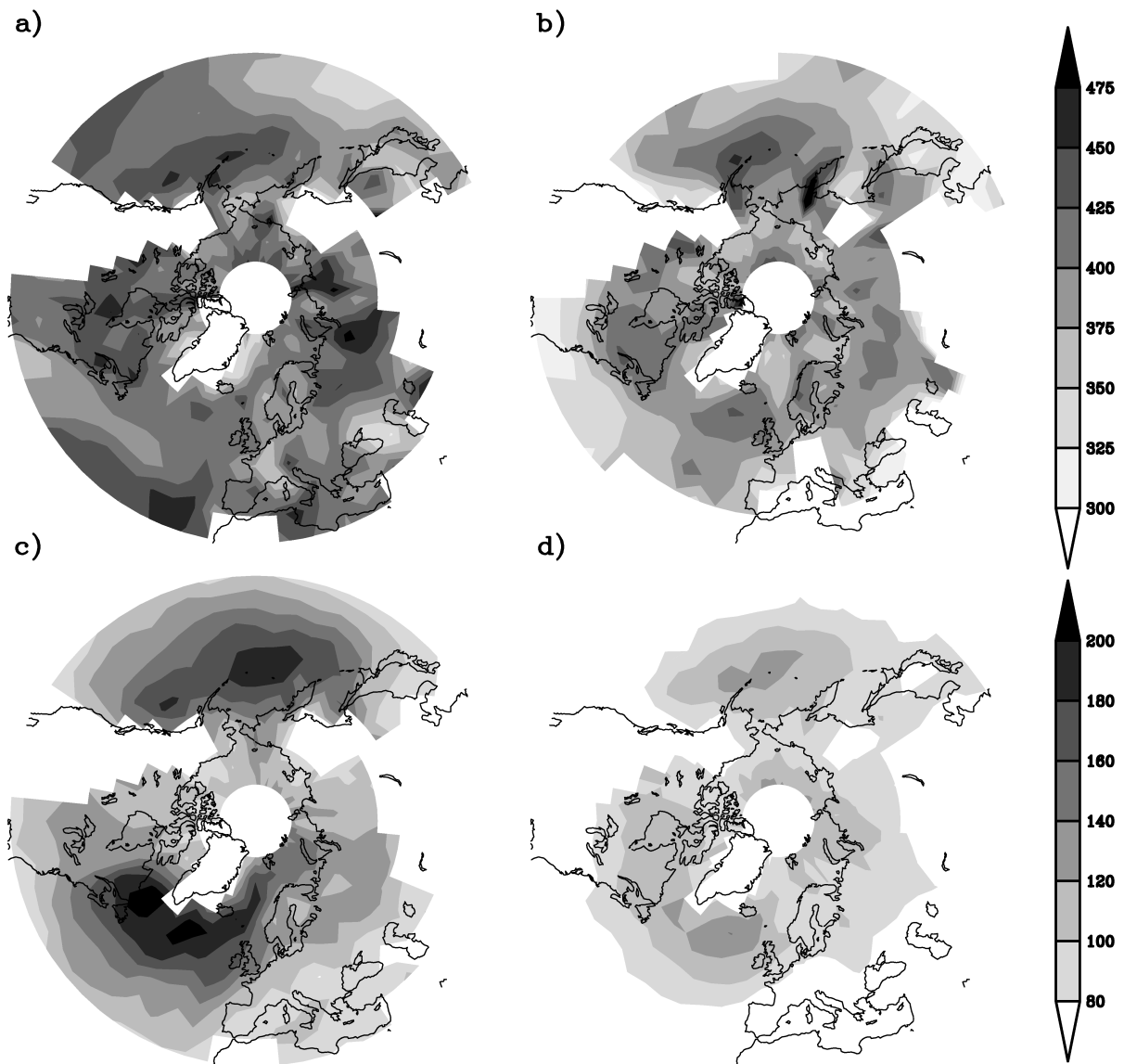


Abbildung 4.11: Räumliche Verteilung der lokalen Mittel des Radius (a,b) und der Tiefe (c,d) für Winter (DJF) (links) und Sommer (JJA) (rechts).

veranschaulichen, dass sich im Sommer vermehrt kleinskalige Tiefdruckgebiete ausbilden. Im Gegensatz zu Grotjahn *et al.* (1999), Grotjahn und Castello (2000) und Wernli und Schwierz (2006) ist eine signifikante Zunahme des Radius unabhängig von der betrachteten Saison nicht zu beobachten.

Das zeitliche Verhalten der Tiefe im Winter zeigt mit zunehmendem Alter anfänglich ein starkes Anwachsen bis zu ca. 2 Tagen (Abbildung 4.12b) und danach ein langsames Abklingen. Das markante Minimum bei 2 Tagen liegt in der verringerten Anzahl begründet. Einschließlich des zweiten Tages wird die vollständige Anzahl der Tiefdruckgebiete in der Mittelwertbildung berücksichtigt. Nach zwei Tagen gehen lediglich Tiefdruckgebiete mit entsprechendem Alter

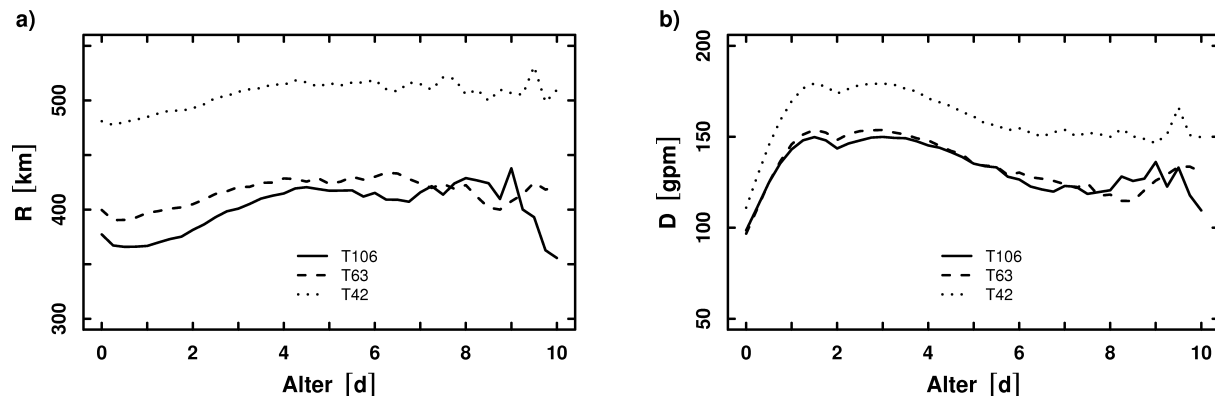


Abbildung 4.12: Mittlere Radius-(a) und Tiefeverteilung (b) aufgetragen gegen das jeweilige Alter bei verschiedene Auflösungen (Gitterpunktsauflösungen welche T42,T63,T106 entsprechen); Datengrundlage ERA-40, 45 DJF.

ein. Die Anzahl der Tiefdruckgebiete sinkt mit zunehmendem Alter ab (siehe im Anhang Abbildung A.9). Das Ergebnis der Abbildung 4.9 unterstützend, ist die Tiefe auflösungsabhängig. Unabhängig von der betrachteten Auflösung zeigt das zeitliche Verhaltens der Tiefe eine starke Streuung (Abbildung A.4b,d,f). Im Sommer weist der zeitliche Verlauf der Tiefe eine geringere Variabilität (Abbildung A.8b,d,f) und geringere Mittelwerte (Abbildung A.5b) auf. Der zeitliche Verlauf entspricht den wesentlichen Charakteristika des Winters. Diese Ergebnisse zeigen, dass Tiefdruckgebiete im Sommer einen höheren Zentral- und Umgebungsdruck aufweisen.

Die Krümmung des zeitlichen Verlaufes der Tiefe offenbart einen Zusammenhang zwischen diesen und dem erreichten Alter der betrachteten Tiefdruckgebiete. Der mittlere Verlauf von Radius und Tiefe in Abhängigkeit von dem erreichten Alter ist in Abbildung 4.13 dargestellt. In Anlehnung an die Arbeiten von Simmonds (2000) und Rudeva und Gulev (2007) werden Tiefdruckgebiete mit einer identischen Lebenszeit in einer Klasse zusammengefasst. Der Datensatz umfasst eine zeitliche Auflösung von 6 Stunden. Tiefdruckgebiete werden erst ab einer Mindestlebenszeit von 2 Tagen berücksichtigt. Demzufolge beinhaltet die erste Klasse jene Tiefdruckgebiete mit einer Lebenszeit von 48 h. Hingegen fasst die zweite Klasse alle Tiefdruckgebiete mit 54 h zusammen, usw. In Abbildung 4.13 sind diese Lebenszyklen der Radien und Tiefen der ERA-40 Periode für Winter und Sommer dargestellt.

Im Winter zeigen die Verteilungen des Radius (Abbildung 4.13a) nur einen schwach ausgeprägten Lebenszyklus und geringe Variabilität. Das absolute Anwachsen der Tiefdruckgebiete ist je nach erreichtem Lebensalter unterschiedlich. Im Winter (Sommer) weisen kurzlebige Tiefdruckgebiete ein Wachstum des Radius von 5% (2%) auf, während der Radius der langlebigen Tiefdruckgebiete um 40% (30%) zunimmt. Im Sommer zeigen die Radien deutlich verringerte Wachstumsraten und Variabilitäten. Die stärkeren Schwankungen der langlebigen Tiefdruckgebiete liegen darin begründet, dass die Anzahl an Tiefdruckgebieten mit zunehmendem Alter stark abnimmt (Abbildung A.9). Im Gegensatz zu anderen Verfahren sind die Lebenszyklen im Radius nur schwer zu eruieren, was eine unmittelbare Folge der verschiedenen Radiusdefinitionen ist. Während andere Verfahren, wie bspw. jene von Simmonds und Keay (2000) und Rudeva und Gulev (2007), bei der Intensivierung der Tiefdruckgebiete ein starkes Anwachsen

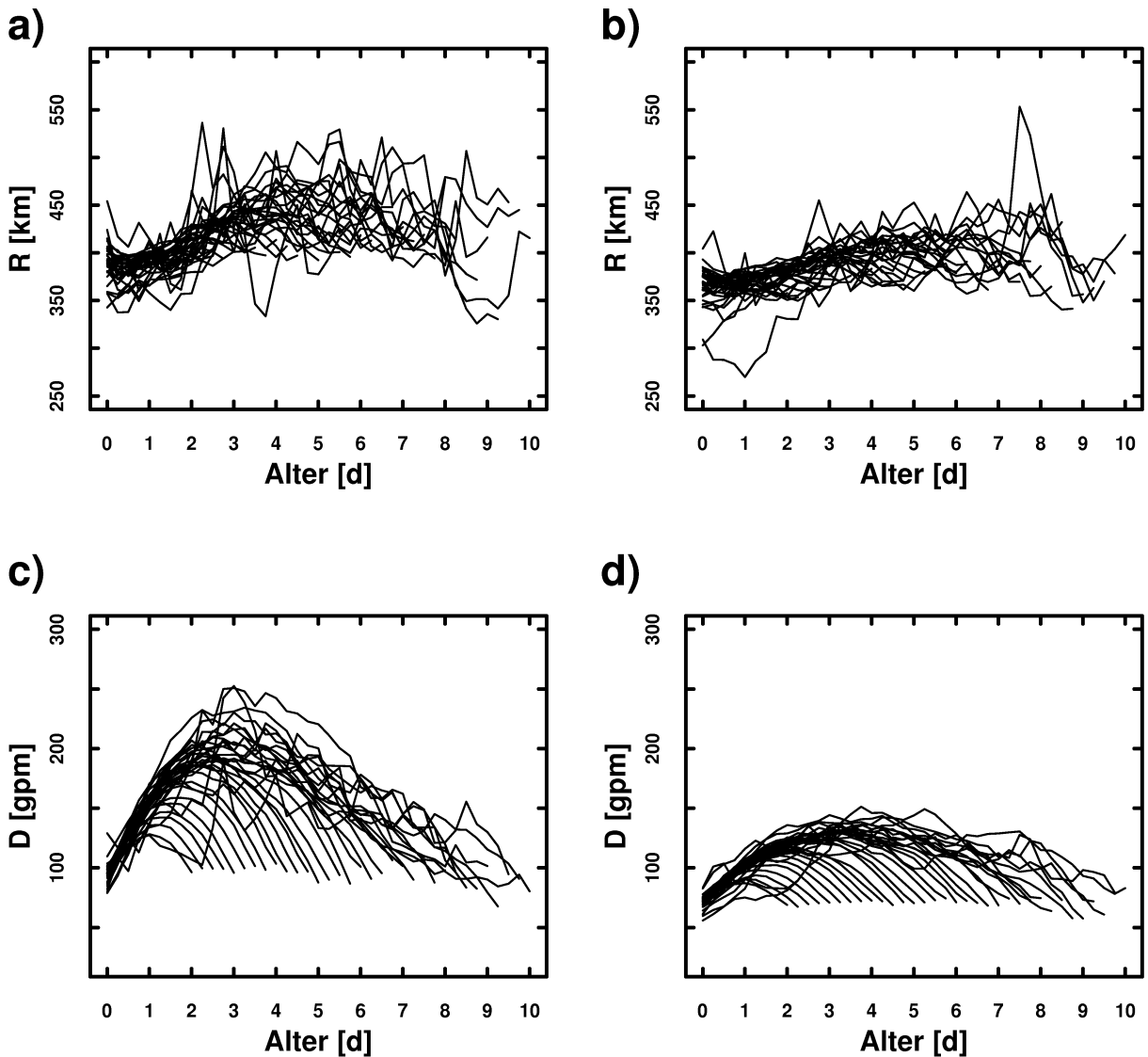


Abbildung 4.13: Zeitliches Verhalten der unterschiedlichen Klassen für Radius (a,b) und Tiefe (c,d) für Winter (links) und Sommer (rechts) der T63 Auflösung in ERA-40.

des Radius ermitteln, reagiert der hier definierte Radius (Gauß-Modell) nur schwach auf ein sich vertiefendes System. Abbildung 4.6b veranschaulicht das Prinzip. Der Radius R_{env} wächst, wohingegen R , definiert durch den Wendepunkt der Funktion, konstant bleibt.

Die Lebenszyklen der Tiefe (Abbildung 4.13c,d) sind ausgeprägt. Im Winter (Abbildung 4.13c) zeigt sich ein markanterer Verlauf als im Sommer (Abbildung 4.13d). Ursachen für die stärkere Ausprägung liegen in den intensiveren Systemen im Winter. Im Winter (Sommer) beträgt das absolute Wachstum der Tiefe während des Lebenszyklus der kurzlebigen Tiefdruckgebiete ca. 30% (20%) und der langlebigen ca. 150% (110%). Das Wachstum zu Beginn der Lebenszyklen ist dabei unabhängig von der Klasse, d.h. unabhängig vom erreichten Alter. Dies zeigt sich in der Bündelung der Kurven in Abbildung 4.13c,d. Im Vergleich zum Winter weisen

die Lebenszyklen im Sommer eine verringerte Variabilität und ein schwächeres Wachstum (20-80 gpm im Vergleich zu 40-160 gpm) auf. Der Vergleich des Lebenszyklus der Tiefe mit dem des Radius von Simmonds (2000) und Rudeva und Gulev (2007) weist deutliche Ähnlichkeiten auf. Ein detaillierter Lebenszyklus ist in den erwähnten Arbeiten klar zu erkennen.

Skalierung der Tiefe und des Alters

Der im vorangegangenen Abschnitt beschriebene Kurvenverlauf lässt einen engen Zusammenhang zwischen dem Lebenszyklus der Tiefe und dem erreichten Alter vermuten. In Anlehnung an Rudeva und Gulev (2007) werden die Daten zusammengefasst (*data collapse*). Dies erfordert eine angemessene Skalierung der Tiefe und des Alters der Lebenszyklen. Das Alter der Tiefdruckgebiete wird mittels folgender Gleichung skaliert:

$$\tilde{a}(c) = \frac{a}{\hat{a}(c)} \quad (4.10)$$

mit c als Kennzeichen für die Klasse, welche alle detektierten Tiefdruckgebiete eines erreichten Alters $\hat{a}(c)$ beinhaltet. Die Tiefe wird mittels einer, während des Lebenszyklus erreichten, maximalen Tiefe $\hat{D}(c, a)$ skaliert. Dieser Maximalwert der Tiefe ergibt sich aus dem Maximalwert einer an jede Klasse angepassten Funktion. Die einzelnen Lebenszyklen gehen in die Mittelwertbildung der Klassen und in die Maximalwertbestimmung ein. Folgende Funktion wird an die Daten angepasst:

$$D^* = A(a^* - B)^2 + C \quad (4.11)$$

mit D^* der angepassten Funktion der mittleren Tiefen, a^* dem Alter und A, B, C den Konstanten. Die Anpassung dieser nicht-linearen Funktion erfolgt mithilfe der Methode der kleinsten Quadrate. Die Konstanten werden jeweils für jede Klasse neu bestimmt.

Die Verwendung der Maxima der mittleren Lebenszyklen der einzelnen Klassen zeigt mit dem Unterschied einer erhöhten Streuung der skalierten Größen analoge Ergebnisse. Die Einbeziehung des maximalen Medians der einzelnen Klassen weist gleichermaßen eine erhöhte Streuung auf. Die Verwendung des Maximums einer angepassten Funktion scheint deswegen sinnvoll.

Die Tiefe ist mit folgender Beziehung skaliert:

$$\tilde{D} = \frac{D_{mean}(c, a) - D_{min}(c)}{\hat{D}_{fit}(c, a) - D_{min}(c)} \quad (4.12)$$

Die Größe $D_{mean}(c, a)$ beschreibt die mittleren Verteilungen der Tiefe der einzelnen Klassen, welche in Abbildung 4.13c,d dargestellt sind. D_{min} ist das Minimum von D_{mean} , welches meist in der Entstehungsphase der Lebenszyklen (Zyklogenese) zu finden ist. $\hat{D}_{fit}$ ist der Maximalwert einer an die Daten angepassten Funktion D^* (siehe oben). Die skalierten Tiefen und Alter ($\tilde{D}$, $\tilde{a}$) sind in Abbildung 4.14 für Winter und Sommer der Reanalysedaten dargestellt. Lediglich Klassen bis zu einem erreichten Alter von 8 Tagen sind abgebildet. Der Grund dieser Beschränkung liegt in der geringen Anzahl an Tiefdruckgebieten mit einem erreichten Alter von mehr als 8 Tagen (siehe hierzu Abbildung A.9). Darüber hinaus weisen langlebige Tiefdruckgebiete mehrere Maxima im Lebenszyklus auf. Dies deutet auf eine Reintensivierung der Tiefdruckgebiete hin. Infolge des in der Skalierung verwendeten Maximalwertes in Gl. 4.12 ergeben sich

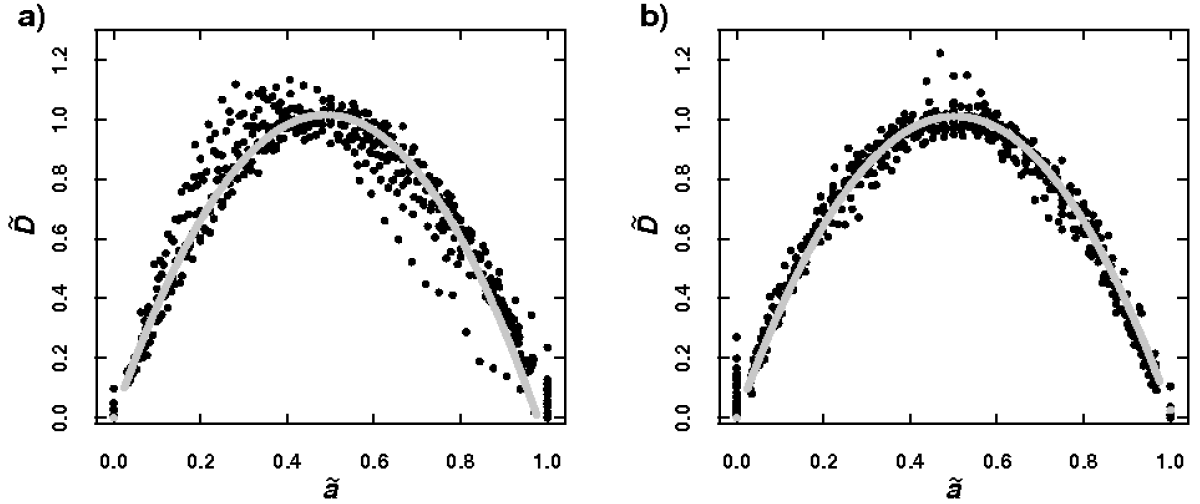


Abbildung 4.14: Skalierte Tiefe der Tiefdruckgebiete (schwarze Punkte) der Reanalysedaten für DJF (links) und JJA (rechts) in einer T63 Auflösung und die an die skalierte Größe angepasste Parabel (graue Punkte).

maximal skalierte Tiefen $\tilde{D}$ größer als 1 und Minimalwerte nahe Null (bei Zyklonenese und Zyklolyse).

Der Lebenszyklus der skalierten Tiefen ist mit einer einfachen Parabel darstellbar. Zur Veranschaulichung wird an die skalierten Tiefen eine Parabel der Gestalt gefittet:

$$\tilde{D} = A\tilde{a}(B - \tilde{a}) \quad (4.13)$$

mit den gefitteten Konstanten $A \simeq 4$ und $B \simeq 1$. Folglich ist die skalierte Tiefe proportional zu $\tilde{a}(1 - \tilde{a})$. Die Parabel ist mittels der Methode der kleinsten Quadrate an die skalierten Tiefen angepasst. Im Sommer (Abbildung 4.14b) zeigen Tiefdruckgebiete eine ausgeprägte Symmetrie zwischen Wachstum und Abklingen. Unabhängig von der betrachteten Saison zeigt sich diese Symmetrie bei kurzlebigen Tiefdruckgebieten. Die Abweichung von der Parabelform (Abbildung 4.14a) im Winter wird durch langlebige, intensive Tiefdruckgebiete hervorgerufen, die innerhalb der ersten drei Tage rapide anwachsen. Die Beschreibung des Lebenszyklus der Tiefe anhand einer einfachen universellen Funktion (nach Rudeva und Gulev (2007)) ist konsistent mit dem Ergebnis des skalierten Radius von Rudeva und Gulev (2007).

Aufgrund der Proportionalität zwischen Tiefe und zentraler kinetischer Energie (Gl. 4.14):

$$E_{kin} = \pi \left(\frac{g}{f} \right)^2 D^2 \quad (4.14)$$

erweist sich auch die kinetische Energie als skalierbar. In Abbildung 4.15 ist die in Analogie zur Tiefe skalierte kinetische Energie abgebildet. Die Skalierung erfolgt mit einem Maximalwert, gewonnen aus einer an die einzelnen Klassen angepassten Funktion. Analog zur Tiefe sind lediglich Tiefdruckgebiete, die eine Lebensdauer von höchstens 8 Tagen aufweisen, in der Abbildung dargestellt. Die Abweichung von der Parabelform zeigt sich besonders ausgeprägt im Winter, während der Sommer durch ein symmetrisches Anwachsen und Auflösen charakterisiert ist (Parabel). Langlebige Tiefdruckgebiete sind für die Abweichung verantwortlich.

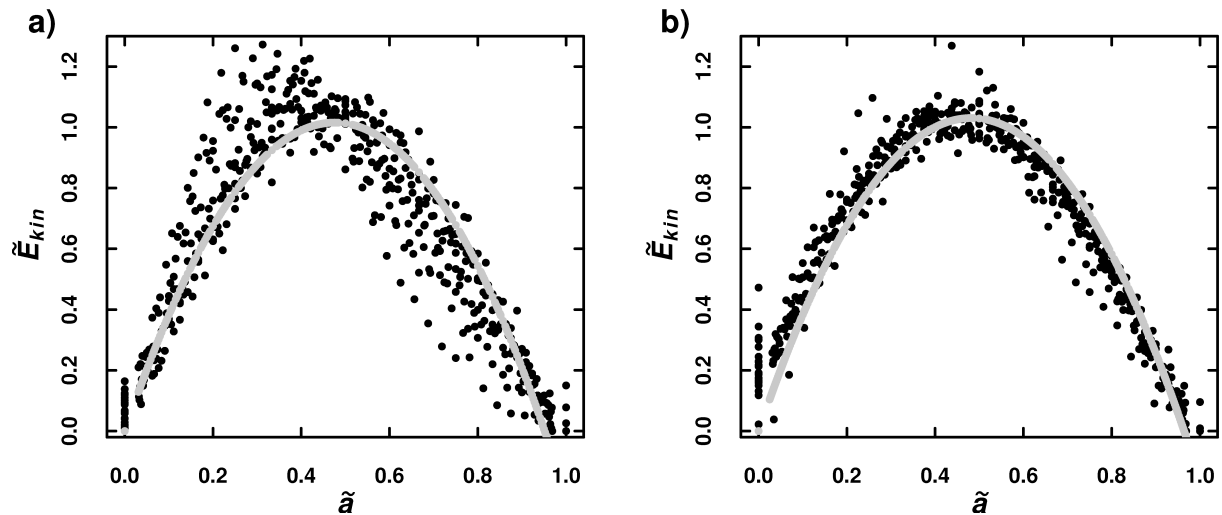


Abbildung 4.15: Skalierte zentrale kinetische Energie, $\tilde{E}_{kin}$, (schwarze Punkte) der ERA-40 Daten für DJF (links) und JJA (rechts) in der T63 Auflösung und die an die skalierte Größe angepasste Parabel (grau Punkte).

4.4 Ergebnisse der Simulation des 20. Jahrhunderts

Dieser Abschnitt beschäftigt sich mit der Fragestellung, ob das Modell ECHAM5/MPI-OM in der Lage ist, die beobachteten geometrischen Eigenschaften der Tiefdruckgebiete wiederzugeben. Die in diesem Zusammenhang stattfindende Validierung des Modells ist wichtig im Hinblick auf eine weitere Untersuchung von Radius und Tiefe in einem wärmeren Klima. Die charakteristischen Verteilungen des Radius und der Tiefe stehen dabei im Vordergrund dieses Abschnittes.

Die hier vorgestellten Ergebnisse basieren auf Ensemblemitteln der drei Mitglieder der Simulation des 20. Jahrhunderts. Der Zeitraum von 01.12.1950 bis 31.08.2000 liegt den Ergebnissen zugrunde. Die Betrachtung von 50 anstelle von 43 Saisons (der mit ERA-40 Daten überschneidende Zeitraum) zeigt keine wesentliche Änderung der Ergebnisse. Die Modelldaten liegen in einer räumlichen Auflösung von T63 (ca. 1.875°) und einer zeitlichen Auflösung von 6 Stunden vor. Zur Vereinfachung wird im Folgenden die Abkürzung 20C für die Simulation des 20. Jahrhunderts verwendet. Nähere Angaben über die Simulation sind in Kapitel 2 zu finden. Die Parameter des Detektionsverfahrens sind wie im vorangegangenen Abschnitt 4.3 gewählt.

Die charakteristischen Größen gegeneinander aufgetragen, vermitteln einen ersten Eindruck, ob das Modell diese Zusammenhänge darstellt. Analog zur Abbildung 4.10 sind die verschiedenen Größen der 20C Simulation in Scatterplots (siehe Anhang Abbildung A.14) dargestellt. Die Abbildung beinhaltet alle in den drei Ensemblemitgliedern detektierten Tiefdruckgebiete. Die Gegenüberstellung der Größen der sommerlichen Tiefdruckgebiete erfolgt in Abbildung A.15 (Anhang). Die Betrachtung der Gesamtheit der einzelnen Ensemblemitglieder erhöht die Streuung der einzelnen Variablen. Dies zeigt ein Vergleich von Abbildung A.14 mit der Abbildung A.16 (Scatterplot eines Ensemblemitgliedes). Ein Vergleich zwischen den Daten von ERA-40 und 20C weist eine sehr gute Übereinstimmung auf. Die wesentlichen Merkmale der

gegenübergestellten Eigenschaften werden von dem Modell wiedergegeben.

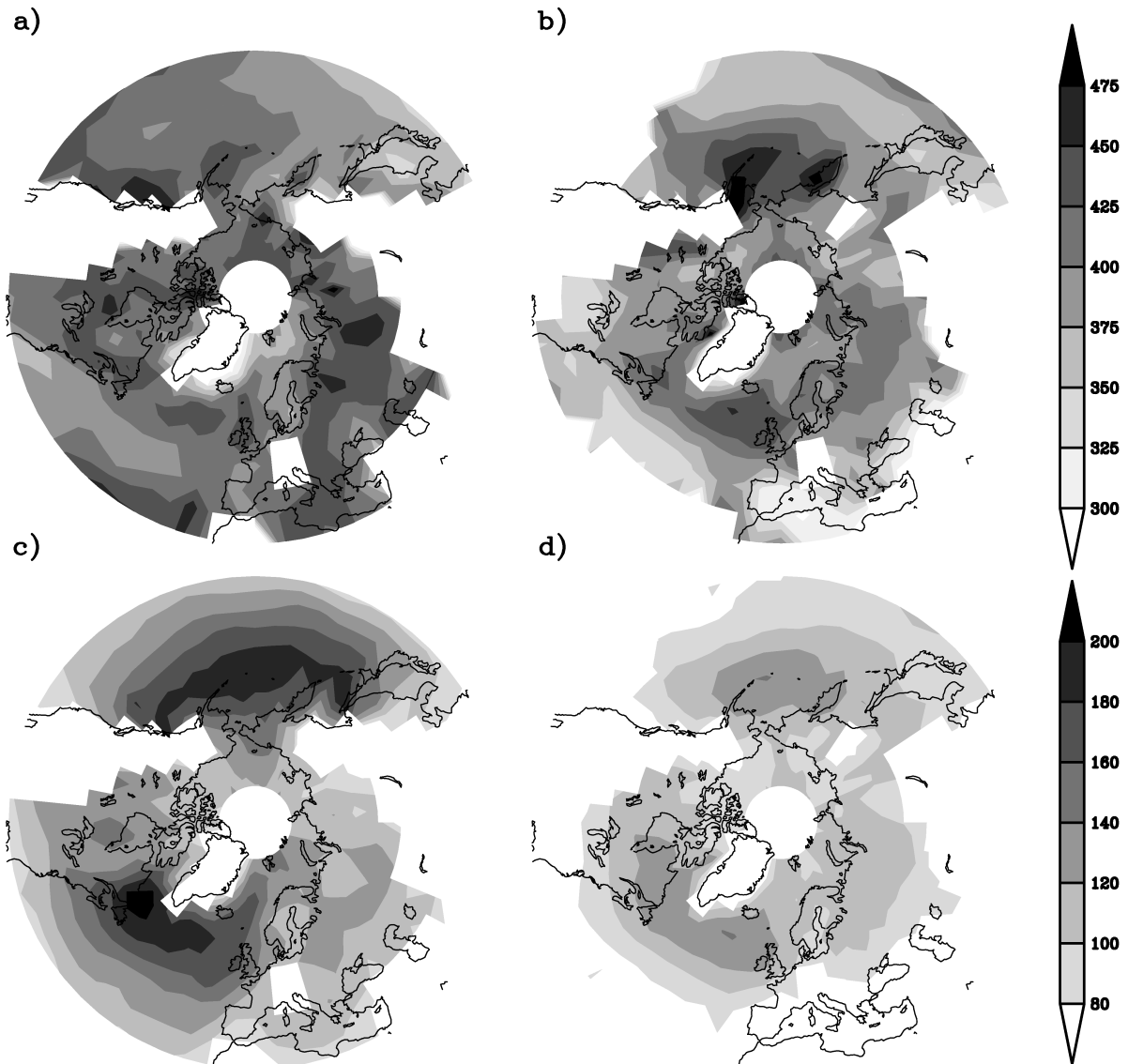


Abbildung 4.16: Räumliche Verteilung der lokalen Mittel des Radius (a,b) und der Tiefe (c,d) für Winter (DJF) (links) und Sommer (JJA) (rechts) für die 20C Simulation (Mittel der drei Ensemblemitglieder).

Die mittlere nordhemisphärische Verteilung des Radius und der Tiefe sind in den ERA-40 Daten durch prägnante Muster gekennzeichnet. Abbildung 4.16 stellt die über die drei Ensemblemitglieder gemittelten mittleren Radius- und Tiefeverteilungen für Winter und Sommer dar. Im Allgemeinen sind in der Abbildung 4.16 die elementaren Charakteristika von Radius und Tiefe wiedergegeben. Die in der Reanalyse gezeigte Saisonalität des Radius und der Tiefe lässt sich ebenso im Modell erkennen. Die Mittelung des Radius über die gesamte Nordhemisphäre ist im Winter (401 km) deutlich höher als im Sommer (381 km). Bevorzugte Bereiche der

Zyklognese an den Ostküsten der Kontinente und der Bereich östlich von Grönland sind, im Einklang mit den ERA-40 Daten, durch kleine Radien, unabhängig von der Saison, gekennzeichnet. Nahe der Aleuten zeigen sich große Radien, jedoch im Vergleich zur Reanalyse mit verringertem Betrag. Trotz dieser Übereinstimmungen weisen die mittleren Verteilungen einige Diskrepanzen auf. Unabhängig von der Saison sind im südlichen Analysegebiet (bis ca. 40° N) größere Bereiche kleiner Radien zu finden. Über den Kontinenten sind Tiefdruckgebiete durch größere Radien in der 20C Simulation gekennzeichnet.

Prägnante Maxima großer Tiefen sind im Winter und Sommer in 20C und ERA-40 über Bereichen erhöhter Häufigkeit an Tiefdruckgebieten erkennbar. Ein wesentlicher Unterschied besteht im Betrag. Bereiche großer Tiefen sind deutlich größer in 20C als in ERA-40.

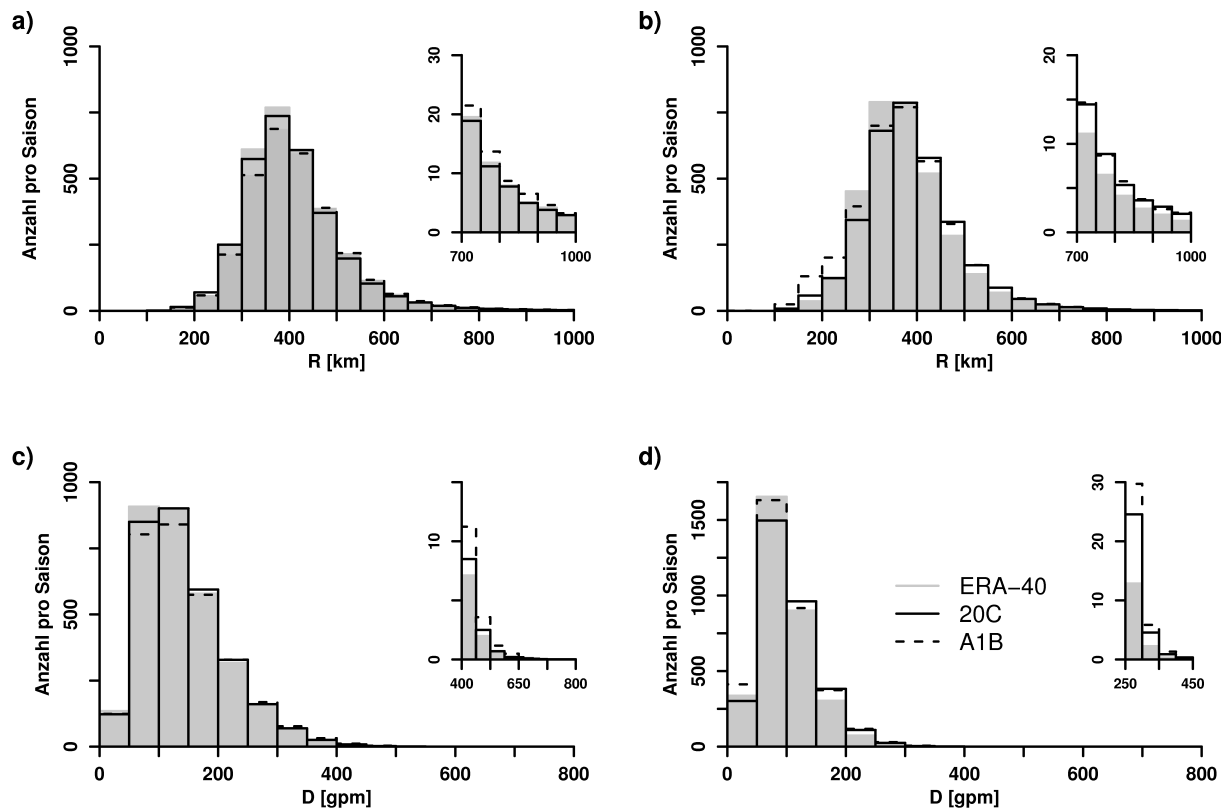


Abbildung 4.17: Histogramm des Radius (a,b) und der Tiefe (c,d) für Winter (links) und Sommer (rechts) in ERA-40 (grau schattiert), 20C (schwarze Linien), A1B (schwarz gestrichelt). Die eingehenden Daten liegen in der T63 Auflösung vor. Große Wertebereiche sind durch Vergrößerungen innerhalb der jeweiligen Abbildungen hervorgehoben.

In welchem Maß die Verteilungen des Radius und der Tiefe für ERA-40 und 20C im Winter und Sommer übereinstimmen, ist anhand von Histogrammen in Abbildung 4.17 dargestellt. (Zur Vermeidung mehrfacher Abbildungen ist das Ensemblemittel des wärmeren Klimas ebenfalls in der Abbildung enthalten. Im folgenden Abschnitt wird der Vergleich zwischen 20C und A1B näher beschrieben und soll an dieser Stelle vorerst unbeachtet bleiben). Trotz einiger Diskrepanzen zwischen Modell und Reanalyse ist das Modell in der Lage, die wesentlichen Merkmale

wiedergeben. Die Häufigkeitsverteilung des Radius der 20C Simulation (Abbildung 4.17a,b) korrespondiert mit der Verteilung von ERA-40, obwohl einige Unterschiede vorliegen. Während sich im Winter beide Verteilungen ähneln, treten im Sommer vermehrt große Radien auf.

Die Verteilung der Tiefe für Winter und Sommer ist in 4.17c,d dargestellt. Geringe Tiefen (bis zu 100 gpm) werden sowohl im Winter als auch im Sommer von dem Modell unterschätzt. Hingegen zeigt sich im Winter eine gute Übereinstimmung großer Tiefen. Im Sommer werden große Tiefen von dem Modell überschätzt, was das Ergebnis der mittleren Verteilung (siehe Abbildung 4.16) unterstützt.

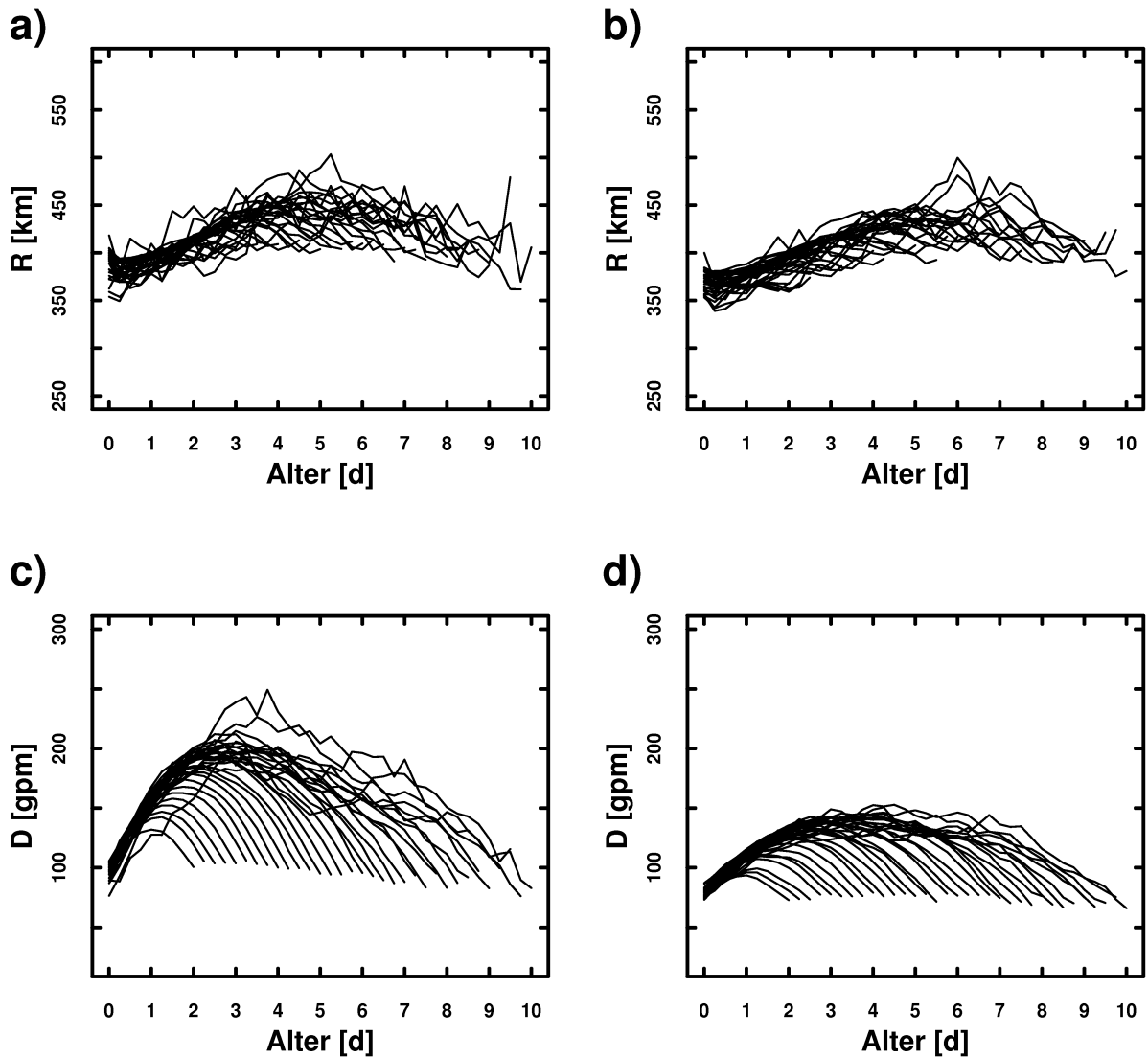


Abbildung 4.18: Zeitliches Verhalten der unterschiedlichen Klassen für Radius (a,b) und Tiefe (c,d) für Winter (links) und Sommer (rechts) der Ensemblemittel der 20C Simulation.

Weitere Charakteristika des Radius und der Tiefe offenbaren sich in den Lebenszyklen in Abhängigkeit von dem erreichten Alter (Abbildung 4.18). Die Lebenszyklen im Radius weisen

in 20C sowohl im Winter als auch im Sommer die charakteristische Bündelung (siehe Abbildung 4.13) auf, welche besonders im Sommer ausgeprägt ist. Wie in der Reanalyse zeigt der Radius in 20C nur einen schwach ausgeprägten Lebenszyklus und geringe Variabilität auf. Dies wird verdeutlicht, wenn der mittlere Radius (ohne Einteilung in Klassen) betrachtet wird (Abbildung A.17). Infolge der Berücksichtigung aller in den Ensemblemitgliedern detektierten Tiefdruckgebiete ist die Variabilität der Lebenszyklen beim Radius deutlich geringer als in der Reanalyse. Die Wachstumsraten des Radius der kurzlebigen Tiefdruckgebiete belaufen sich im Winter (Sommer) auf ca. 4% (3%). Langlebige Tiefdruckgebiete zeigen Wachstumsraten im Radius im Winter (Sommer) von ca. 25% (21%).

Die Lebenszyklen der Tiefe (Abbildung 4.18c,d) weisen in Übereinstimmung mit der Reanalyse einen sehr ausgeprägten Verlauf auf. Wie in ERA-40 sind die Lebenszyklen der Tiefe im Winter prägnanter als im Sommer. Unabhängig von der erreichten Lebensdauer sind die absoluten Wachstumsraten der Tiefe mit denen der Reanalyse vergleichbar. Auch die deutliche Bündelung der einzelnen Kurven zu Beginn der Lebensphase ist im Konsens zu den Ergebnissen aus ERA-40 Daten. Ferner werden die saisonalen Eigenschaften der Tiefe von dem Modell wiedergegeben. Ein Unterschied zwischen ERA-40 und 20C besteht in den Kurven selbst. Aufgrund der erhöhten Anzahl an Tiefdruckgebieten, indem die drei Ensemblemitglieder berücksichtigt werden, ist die Variabilität der einzelnen Kurvenverläufe in 20C deutlich geringer. Dies zeigt sich besonders in einem Vergleich der Kurvenverläufe der langlebigen Tiefdruckgebiete.

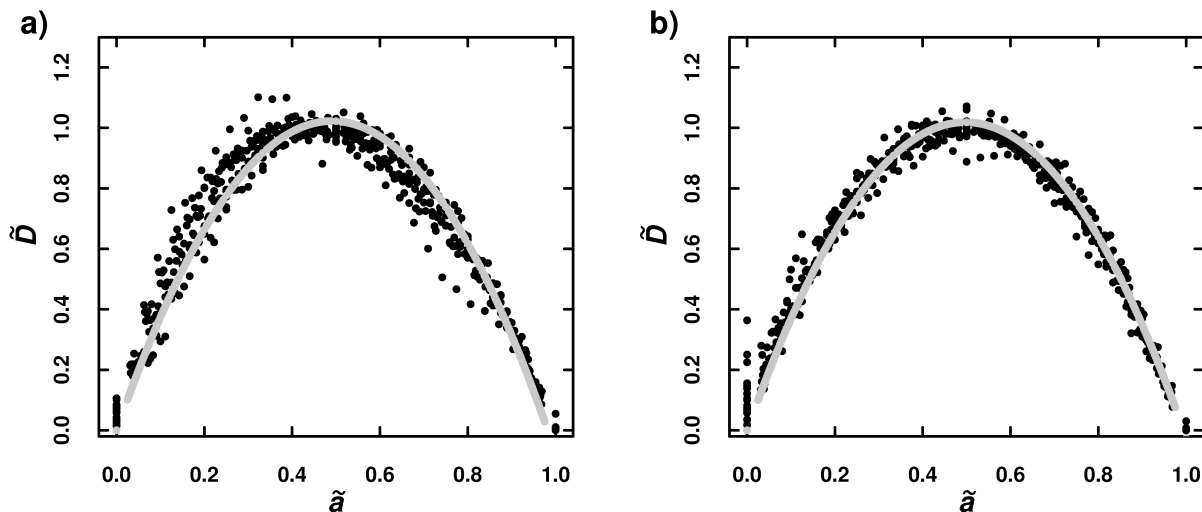


Abbildung 4.19: Skalierte Tiefe der Tiefdruckgebiete (schwarze Punkte) der 20C Simulation für DJF (links) und JJA (rechts). An die skalierte Größe angepasste Parabel (graue Punkte). (Tiefdruckgebiete aller Ensemblemitglieder werden berücksichtigt.)

Die Tiefdruckgebiete der Reanalyse zeigen, dass die skalierten Lebenszyklen der Tiefe durch eine universelle Funktion beschrieben werden können. Es legt den Schluss nahe, dass dieses Verhalten ebenfalls von dem Modell wiedergegeben wird (Abbildung 4.18c,d). Die nach Gl. 4.10 und Gl. 4.12 skalierten Alter und Tiefen sind in Abbildung 4.19 dargestellt. Wie in Abbildung 4.14 werden lediglich Tiefdruckgebiete berücksichtigt, deren Lebensalter 8 Tage nicht

überschreitet. Auffallend zeigt sich die gute Wiedergabe des Lebenszyklus durch die angepasste Parabel sowohl im Winter als auch im Sommer. Die Abweichung von der symmetrischen Form sind im Modell geringer als in der Reanalyse. Grund hierfür könnte die höhere Anzahl an Tiefdruckgebieten in 20C sein.

Zusammenfassend zeigt sich, dass das Modell die geometrischen Größen Radius und Tiefe in ihren wesentlichen Merkmalen sehr gut wiedergeben kann. Aufgrund der Abhängigkeit des Zentraldruckes, der Vertiefung und der Lebenszeit von der Auflösung (Jung *et al.*, 2006) können die leichten Abweichungen in den räumlichen und statistischen Verteilungen infolge der geringeren Auflösung in 20C entstehen. Des Weiteren bekräftigt das Modell das symmetrische Anwachsen und Abklingen des skalierten Lebenszyklus der Tiefe in beiden Saisons. Die Vergrößerung der Anzahl an analysierten Tiefdruckgebieten liefert besonders im Winter eine symmetrischen Verlauf.

4.5 Radius und Tiefe in einem wärmeren Klima (A1B)

Der Einfluß der Erwärmung des Klimas auf die geometrischen Größen, soll in diesem Abschnitt näher untersucht werden. Eine Untersuchung der außertropischen Tiefdruckgebiete im Nordatlantik entlang der Ostküste von Nordamerika im Herbst zeigt eine Änderung der Größe in einem wärmeren Klima (Jiang und Perrie, 2007). Basierend auf maximalen Windgeschwindigkeiten um ein Tiefdruckgebiet finden die Autoren eine Tendenz zur Zunahme der Fläche im wärmeren Klima. Aufgrund der bestehenden Verbindung zwischen maximaler Windgeschwindigkeit und Radius ist eine Änderung zu erwarten. Der vorherige Abschnitt verdeutlicht, dass das Modell in der Lage ist, die Tiefdruckgebiete in ihren geometrischen Eigenschaften abzubilden.

Die in diesem Abschnitt gezeigten Ergebnisse beruhen auf dem Mittel der drei Ensemblemitglieder des Stabilisierungslaufes der A1B Simulation. Die zugrundeliegenden Daten beginnen im Modelljahr 2150 und enden 2200. Wie in der 20C Simulation liegen die Modelldaten in einer räumlichen Auflösung von T63 (ca. 1.875°) und einer zeitlichen Auflösung von 6 Stunden vor. Im Folgenden wird lediglich die Abkürzung A1B für den Stabilisierungslauf der A1B Simulation verwendet. Details zur Beschreibung der Simulation sind im Kapitel 2 zu finden. Das Detektionsverfahren wird mit den wie die Abschnitt 4.3 beschriebenen Einstellungen auf die geopotentielle Höhe auf 1000 hPa angewendet.

Die klimatologischen Mittel des Radius und der Tiefe geben einen ersten Eindruck von möglichen Änderungen. Die mittleren Verteilungen des Radius und der Tiefe für Winter und Sommer der A1B Simulation sind in der Abbildung 4.20 dargestellt. Die wesentlichen Merkmale der klimatologischen Verteilung des Radius bleiben in A1B bestehen. Das südliche Analysegebiet ist durch eine Verringerung des Radius in beiden Saisons gekennzeichnet, während sich die nördlichen Regionen (ab ca. 60°N) durch eine Vergrößerung des Radius auszeichnen. Besonders markant treten hierbei die Änderungen nahe Island und der Aleuten hervor. Die Vergrößerung des mittleren Radius in diesen Gebieten beläuft sich auf ca. 25 bis 50 km.

Neben dem Radius zeigen auch die klimatologischen Verteilungen der Tiefe in A1B die Hauptmerkmale wie in der 20C Simulation. Hauptaktionszentren der Tiefdruckgebiete sind durch große Tiefen charakterisiert. Ein wesentlicher Unterschied ist der Betrag, der in A1B sowohl im Sommer als auch im Winter erhöht ist. Wieder heben sich hier die Bereiche nahe Islands und der Aleuten hervor.

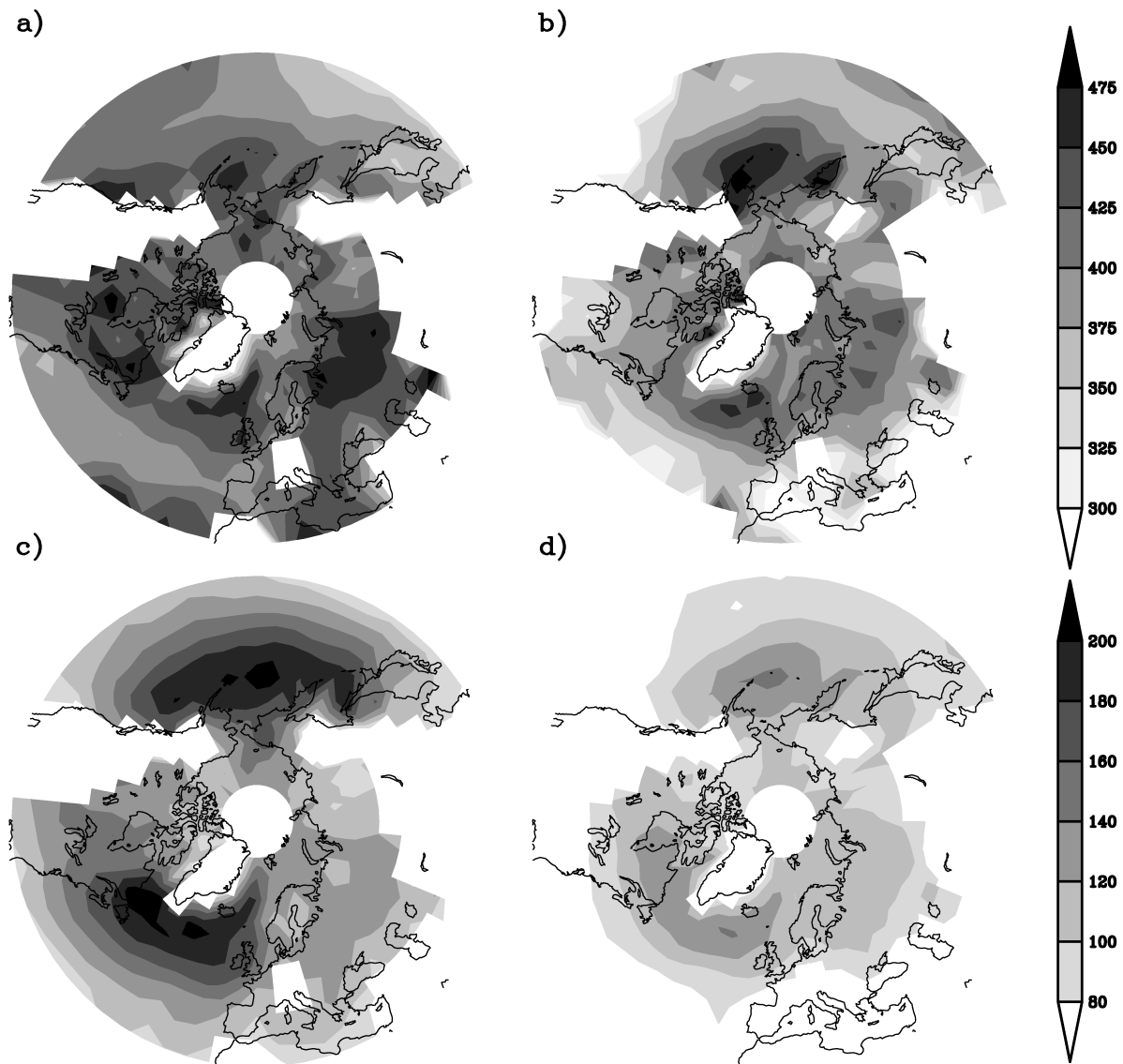


Abbildung 4.20: Mittlere räumliche Verteilung des Radius (a,b) in [km] und der Tiefe (c,d) in [gpm] für Winter (DJF) (links) und Sommer (JJA) (rechts) für A1B (Mittel der drei Ensemblemitglieder).

Aufschluss über mögliche Änderungen liefert ebenso die statistische Verteilung. Hierfür stellt das Histogramm (Abbildung 4.17) eine geeignete Abbildung dar. In A1B steigt im Winter die Anzahl an Tiefdruckgebieten mit einem kleinen Radius (bis zu 400 km), während die Anzahl an Tiefdruckgebieten mit einem großen Radius leicht ansteigt. Im Allgemeinen erfährt die Verteilung des Radius im Sommer eine Verbreiterung, was hauptsächlich durch eine Zunahme an Tiefdruckgebieten mit einem geringen Radius hervorgerufen wird.

In A1B im Winter nimmt die Anzahl an Tiefdruckgebieten mit geringen Tiefen ab, während die Anzahl an Tiefdruckgebieten mit großen Tiefen zunimmt. Die Verteilung verbreitert

sich und zeigt gerade in Wertebereichen mit häufigem Auftreten eine Abnahme. Im Sommer zeichnet sich eine Zunahme an Tiefdruckgebieten mit geringen Tiefen ab. Unabhängig von der Saison zeigt sich eine Zunahme an Tiefdruckgebieten mit großen Tiefen, d. h. mit einem großen Druckdefizit.

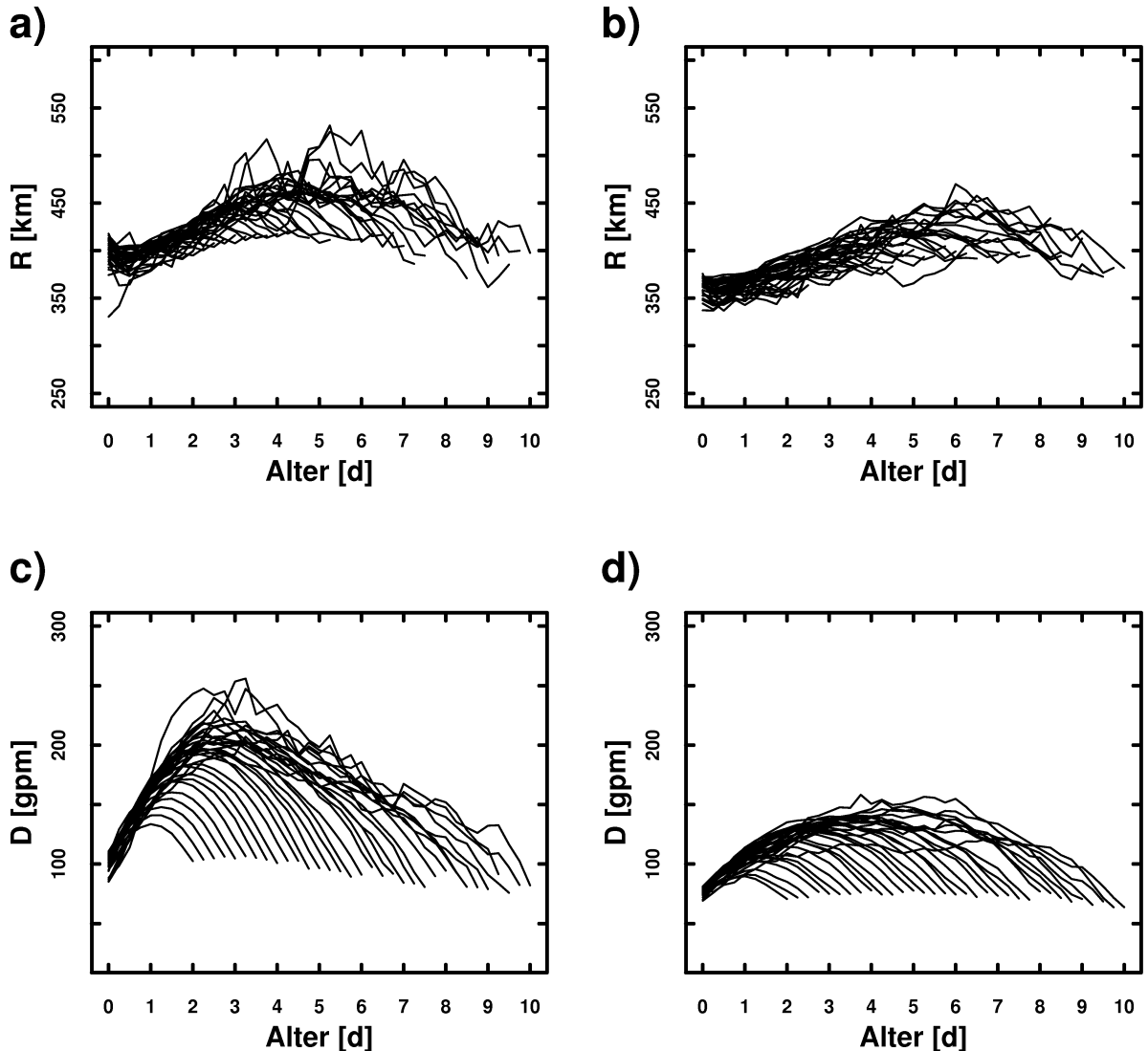


Abbildung 4.21: Zeitliches Verhalten der unterschiedlichen Klassen für Radius (a,b) und Tiefe (c,d) für Winter (links) und Sommer (rechts) der Ensemblemittel des Stabilisierungslaufes der A1B Simulation.

Eine zusätzlich zu überprüfende Eigenschaft stellen die Lebenszyklen des Radius und der Tiefe dar, welche in Abbildung 4.21a,b und Abbildung 4.21c,d aufgezeigt sind. Entsprechend zur 20C Simulation weisen die Lebenszyklen des Radius eine geringe Variabilität und eine starke Bündelung auf. Die Lebenszyklen im Winter beginnen in A1B mit gering erhöhten Radien, während im Sommer die Kurven zu geringeren Radien verschoben ist. Trotz der hohen Anzahl

an betrachteten Tiefdruckgebieten ist die Variabilität in A1B geringfügig erhöht, so dass die Lebenszyklen in einem breiteren Band liegen. Die absoluten Wachstumsraten des Radius ähneln in A1B denen der 20C Simulation. Kurzlebige Tiefdruckgebiete weisen geringere Wachstumsraten auf als langlebige.

Die Lebenszyklen der Tiefe zeigen wie in 20C ein prägnantes Anwachsen und Abklingen. Ebenso zeigt sich in A1B wie in 20C die Bündelung zu Beginn der einzelnen Lebenszyklen. Im Winter erreichen die einzelnen Lebenszyklen der Tiefe geringfügig höhere Wertebereiche in A1B, während im Sommer eine leichte Verringerung feststellbar ist. Die absoluten Wachstumsraten der Tiefe neigen in A1B zu einer geringfügigen Erhöhung im Vergleich zu 20C.

Die Lebenszyklen der Tiefe zeigen in A1B ein in Abhängigkeit von dem Alter symmetrisches Verhalten. Ob das symmetrische Verhalten durch die universelle Funktion beschrieben werden kann, wird anhand der skalierten Tiefe und des skalierten Alters untersucht. Hierfür werden die Lebenszyklen entsprechend der Gl. 4.10 und Gl. 4.12 skaliert. Die Abbildung 4.22 stellt die skalierten Größen für Winter und Sommer der A1B Simulation dar. Wie in den Abbildungen der skalierten Tiefe zuvor, werden lediglich die Lebenszyklen der Tiefdruckgebiete in die Abbildung einbezogen, die ein Alter von maximal 8 Tagen aufweisen. Im Sommer ist die Parabelform eine gute Beschreibung des Verlaufs der skalierten Tiefe. Hingegen zeigt der Winter eine stärkere Abweichung von dem symmetrischen Verhalten als in 20C. In der Intensivierungsphase weist die Zunahme der skalierten Tiefe ein stärkeres Wachstum auf als im späteren Abklingprozess. Im Gegensatz zu 20C ist die Abweichung von der Parabelform deutlich systematischer. Tiefdruckgebiete mit einem erreichten Alter von mindestens 6 Tagen verschieben die Verteilung. Diese langlebigen Tiefdruckgebiete erreichen zu einem früheren skalierten Zeitpunkt ihren Maximalwert. Die Auflösungsphase ist im Vergleich zu kurzlebigen Tiefdruckgebieten verlängert. In 20C sind ebenfalls langlebige Tiefdruckgebiete im Winter verantwortlich für die Abweichung von der Parabelform. Dennoch erscheint in A1B der zugrundeliegende Prozess für diese Abweichung (Baroklinität) bereits in einem früheren Stadium einzusetzen.

4.6 Diskussion von Radius und Tiefe bei Tiefdruckgebieten

Die Anpassung einer Gauß-Funktion an das Feld der geopotentiellen Höhe um Tiefdruckgebietzentren bildet die Basis einer geometrischen Analyse der synoptischen Systeme. Das Gauß-Modell erweitert die Detektion und Verfolgung im Verfahren von Blender *et al.* (1997). Zwei Parameter werden gewonnen: der Radius, definiert als Standardabweichung der Gauß-Funktion und lokalisiert am Wendepunkt der Funktion, und die Tiefe, definiert als Druckdefizit zwischen Zentrum und Umgebung. Die Verfolgung der einzelnen Systeme ermöglicht die Analyse der Lebenszyklen in Radius und Tiefe. Das Gauß-Modell wird auf drei verschiedene Datensätze angewandt. Die Reanalyse des ECMWF (ERA-40) und Simulationen des gekoppelten Ozean-Atmosphären Modells ECHAM5/MPI-OM für das 20. Jahrhundert und dem wärmeren Klimaszenario A1B.

Infolge der Saisonalität des Radius variieren die Beträge zwischen Winter (von ca. 300 km bis 500 km) und Sommer (von ca. 300 km bis 400 km). Im Gegensatz zu vorhergehenden Studien (Nielsen und Dole, 1992; Grotjahn *et al.*, 1999; Simmonds und Keay, 2000; Simmonds, 2000; Rudeva und Gulev, 2007) zeigen die vorgestellten Ergebnisse kein markantes Anwachsen des Radius während der Lebenszyklen. Ursache dieses markanten Unterschiedes liegt in der De-

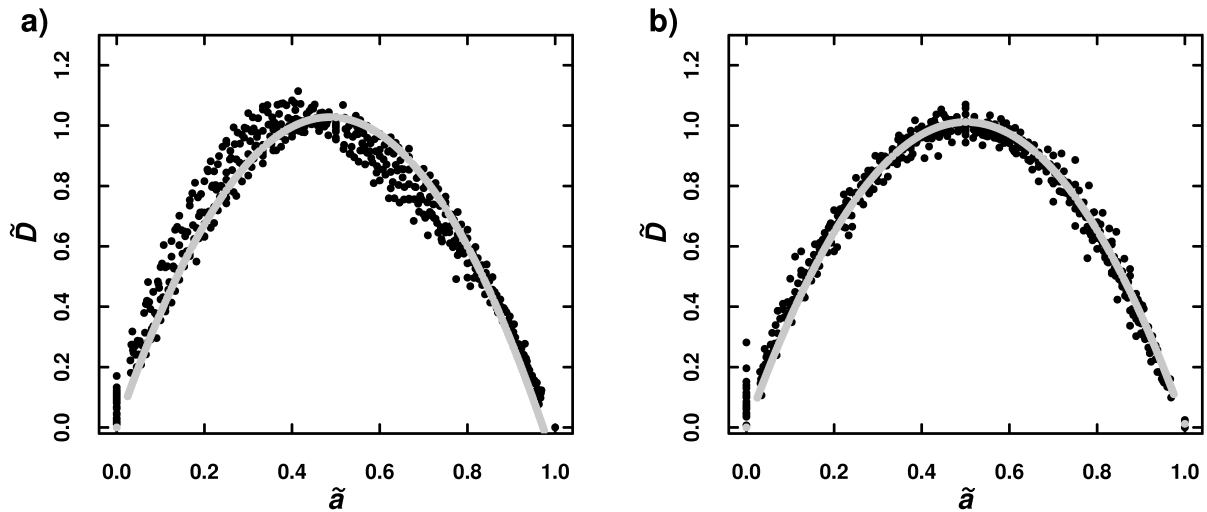


Abbildung 4.22: Skalierte Tiefe der Tiefdruckgebiete (schwarze Punkte) der A1B Simulation für DJF (links) und JJA (rechts). An die skalierte Größe angepasste Parabel (graue Punkte). (Tiefdruckgebiete aller Ensemblemitglieder werden berücksichtigt.)

finition. Der in früheren Arbeiten als „Kante“, in Gestalt der Fläche, definierte Radius reagiert bei Vertiefung des Systems. Aus diesem Grund steht die Tiefe des Gauß-Modells in enger Beziehung zu den Radien in den anderen Arbeiten. Im Vergleich zum Radius zeigt die Tiefe einen ausgeprägten Lebenszyklus bei Betrachtung von Tiefdruckgebieten mit einem erreichten Alter von 2 bis 10 Tagen. Die Definition des Radius, als Position des maximalen geostrophischen Windes ist ursächlich für die Ähnlichkeit der vorgestellten Ergebnisse mit denen von Grotjahn und Castello (2000), die in 450 bis 650 km Entfernung vom Zentrum das Maximum der geostrophischen kinetischen Energie lokalisieren. Die in der vorliegenden Arbeit gezeigten Ergebnisse bestätigen Annahmen vieler linearer Studien, dass sich entwickelnde Tiefdruckgebiete nicht in ihrer Größe verändern (Grotjahn *et al.*, 1999).

Die Auflösungsabhängigkeit des Gauß-Modells ist anhand verschiedener Auflösungen (T106, T63, T42) der Reanalyse untersucht. Es zeigt sich, dass je höher die Auflösung, desto i) geringer sind die Radien unabhängig von der Saison, ii) größer die Anzahl an nicht stark vertieften und weniger intensiven Tiefdruckgebieten (hauptsächlich im Sommer).

Die kleinsten Radien mit ähnlichen Werten im Sommer und Winter zeichnen sich über den Zykloneseregionen der Ozeane ab. Die größten Radien erscheinen im Winter über den Zyklolyseeregionen und den Kontinenten. Markante Maxima der Tiefe sind nahe der Maxima der Zyklonenhäufigkeit zu verzeichnen, während die geringsten Tiefen über den Zykloneseregionen und den Kontinenten zu finden sind.

Die Radien der Tiefdruckgebiete der 20C Simulation stimmen im Winter mit denen der Reanalyse gut überein, während im Sommer gering erhöhte Radien in 20C erfasst werden. Unabhängig von der Saison zeigen die Verteilungen der Tiefen in 20C eine geringfügige Unterschätzung der „flachen“ und eine leichte Überschätzung der tiefen Systeme. Diese insuffiziente Wiedergabe des Modells von kleinskaligen Systemen ist in der groben Auflösung begründet.

In einem wärmeren Klima nimmt die Häufigkeit von kleinen Radien im Sommer zu. Ein

leichter Anstieg tiefer Tiefdruckgebiete ist unabhängig von der Saison erkennbar. Beide Verteilungen, sowohl die des Radius als auch die der Tiefe, deuten eine Verschiebung der geometrischen Größen in A1B an.

Die geographischen Verteilungen lassen eine Verbindung zu den Lebenszyklen erkennen. Die Lebenszyklen der Radien weisen ein schwaches Wachstum auf, wenngleich Tiefdruckgebiete im Winter wesentlich größere Radien erreichen als im Sommer. Andererseits sind markante Lebenszyklen in der Tiefe zu verzeichnen. Dies eröffnet die Möglichkeit die verschiedenen Klassen der Tiefe zusammenzufassen, wenn die Tiefe und das Alter der Tiefdruckgebiete mittels ihrer Maximalwerte skaliert werden (Vergleich mit Rudeva und Gulev, 2007, zeigt eine ähnliche Analyse der Lebenszyklen im Radius). Die skalierten Lebenszyklen der Tiefe können durch eine einfache universelle Funktion, $\tilde{a}(1 - \tilde{a})$, beschrieben werden, wenn $\tilde{a}$ die skalierten Lebensschritte der Tiefdruckgebiete sind. Gerade im Sommer findet diese einfache Funktion ihre Bestätigung. Die Abweichungen im Winter werden hauptsächlich durch Tiefdruckgebiete mit einem erreichten Alter größer als 6 Tage hervorgerufen.

Das Gauß-Modell der geometrischen Größen der Tiefdruckgebiete veranschaulicht einen dynamischen Aspekt der Lebenszyklen der Tiefdruckgebiete. Radien, definiert als Wendepunkte der Gauß-Funktion, verzeichnen schwache Lebenszyklen unabhängig vom erreichten Alter. Vielmehr zeigt sich eine Bündelung der Lebenszyklen entlang eines engen Bandes mit einer Breite von ca. 100 km. Demgegenüber steht der Lebenszyklus der Tiefe mit wohldefiniertem Anwachsen und Abklingen und der Skalierbarkeit. Die Diskrepanz zwischen den Lebenszyklen des Radius und der Tiefe unterstreicht die Unterschiedlichkeit der Wachstumsmechanismen der beiden Größen. Das symmetrische Verhalten der skalierten Tiefe ist merklich verschieden von einem exponentiellen Wachstum. Gleichmaßen wird dies von der Skalierbarkeit der kinetischen Energie unterstützt, wenn auch die Abweichung von der universellen Funktion im Winter wesentlich deutlicher hervorsticht.

In hochaufgelösten Analysen des ECMWF mit einer spektralen Auflösung von T512 zeichnen sich Wirbel auf allen Skalen bis annähernd 20 km (begrenzt durch die Auflösung) ab (Jung *et al.*, 2006). Demzufolge entstehen Tiefdruckgebiete nicht nur infolge barokliner Instabilität sondern auch durch nicht lineare Kaskadenprozesse. Das zeigt, dass die mittlere Größe der Tiefdruckgebiete abhängig von der betrachteten Auflösung ist (Jung *et al.*, 2006). Anhand dieser Kenntnisse ist die Bestimmung eines mittleren Radius in Daten in Gitterpunktdarstellung beschränkt. Schwierigkeiten entstehen aufgrund der nicht befriedigenden Auflösung, um alle synoptischen Systeme hinreichend zu beschreiben. Entstehende Probleme durch Daten mit Gitterpunktauflösung können vermieden werden, indem integrale Methoden wie jene von Grotjahn *et al.* (1999) und Benestad und Chen (2006) angewandt werden.

Das vorgestellte Gauß-Modell beinhaltet die Annahme eines azimuthal symmetrischen Wirbels. Die vorhandene Asymmetrie der synoptischen Systeme ergibt zusätzliche Charakteristika, welche angesichts der Eindimensionalität nicht erfasst werden. Vergleiche der verschiedenen Radien sind erschwert durch die unterschiedliche Komplexität der Definitionen und der Abhängigkeit des Radius von der Auflösung.

4.7 Ausblick

Die Zusammenführung der Tiefen erweist sich als ein hilfreiches Mittel zur näheren Analyse der Lebenszyklen. Die hier vorgestellten Ergebnisse zeigen, dass das dynamische Verhalten der Tiefdruckgebiete unabhängig vom Gaußschen Radius R ist. Die Dynamik der Systeme erscheint skalierbar und selbstähnlich in der Zeit. Die durch barokline Dynamik hervorgerufene zeitliche Entwicklung ist in Lagranger Perspektive selbst skalierbar. Dies scheint sich besonders in den kurzlebigen Tiefdruckgebieten wiederzuspiegeln. Das Anwachsen und Abklingen wird durch eine einfache Funktion beschreibbar. Die kinetische Energie weist bereits bei Tiefdruckgebieten älter als 6 Tage eine Abweichung von der Parabelform auf. Die skalierten Lebenszyklen sind durch ein schnelles Anwachsen charakterisiert und enden nach Erreichen des Maximalwertes durch ein sukzessives Abklingen. Inwieweit die Methode der Bestimmung der Tiefdruckgebiete in die Ergebnisse hineinspielt, ist noch nicht geklärt und könnte Gegenstand nachfolgender Analysen sein. Die Detektion von Tiefdruckgebieten im Feld der Vorticity führt, im Vergleich zur Detektion im Feld der geopotentiellen Höhe oder des Druckes, zu einem Erkennen der Systeme in einem früheren Stadium ihres Lebens (Mailier *et al.*, 2006). Der hier beschriebene skalierte Lebenszyklus mit der Parabelform als Charakteristikum ist lediglich für den Detektionszeitraum erlangt.

Die skalierte Tiefe der A1B Simulation weist bereits bei Tiefdruckgebieten eines erreichten Alters von 6 Tagen eine starke Abweichung von der Parabelform auf. Andere Mechanismen können in der Intensivierungsphase eine Rolle spielen, was sich in der Abweichung von der symmetrischen Form äußert.

5 | Extreme der Tiefdruckgebiete

Inwieweit eine Klimaerwärmung zur Änderung der Tiefdruckgebiete im Bereich Nordatlantik/Europa führt, soll im Folgenden näher untersucht werden. Eine Möglichkeit der Beantwortung dieser Fragestellung bietet die Extremwertstatistik, welche auf Tiefdruckgebiete angewandt wird. Des Weiteren soll untersucht werden, wie sich extreme Tiefdruckgebiete unter dem Einfluss der NAO verhalten. Dieses Kapitel ist wie folgt strukturiert: Zunächst werden die Daten (Näheres siehe Kapitel 2) kurz erläutert und das statistische Verfahren im Detail vorgestellt. Die Extremwertstatistik angewandt auf verschiedene Datensätze bildet den Mittelteil des Kapitels. Folgende Datensätze werden untersucht: die Reanalyse des ECMWF, ein Ensemblemitglied der 20C Simulation, sowie jeweils ein Ensemblemitglied der Stabilisierungsläufe der 20C Simulation und des A1B Szenarios. Die Diskussion der Ergebnisse bildet den Abschluß dieses Kapitels.²

5.1 Daten und Methodik

Inwieweit ein Tiefdruckgebiet als ein Extremereignis definiert werden kann, ist von besonderer Bedeutung, da mehrere Faktoren dabei eine Rolle spielen. So zeigt sich, dass Tiefdruckgebiete bezüglich verschiedener Größen als extrem betrachtet werden können. Leckebusch *et al.* (2006) untersuchten in Modellsimulationen die obersten 5% der Verteilung von Windgeschwindigkeiten über Europa und stellten eine Änderung in einem wärmeren Klima fest. Neben dem Windfeld eignen sich weitere Größen, wie Druck im Zentrum (Zentraldruck) und Menge des mitgeführten Niederschlages, um Tiefdruckgebiete als extrem zu klassifizieren. Die zugrundeliegende Fragestellung ist ausschlaggebend, welche Tiefdruckgebiete als Extremereignis betrachtet werden. In dieser Analyse werden vier Größen betrachtet: die zentrale geopotentielle Höhe (korrespondiert mit dem Zentraldruck) auf 1000 hPa, der mittlere Gradient der geopotentiellen Höhe auf 1000 hPa, die relative Vorticity auf 850 hPa, sowie die Tiefe auf 1000 hPa (in Kapitel 4 definierte Größe).

²Dieses Kapitel schließt den eingereichten Artikel von Sienz *et al.* (2010) mit ein.

Daten: Folgende Datensätze werden zur Untersuchung der Tiefdruckgebiete herangezogen: die Reanalyse des ECMWF (Reanalyse des ECMWF (ERA-40)), ein Ensemblemitglied der transiente Simulation des 20. Jahrhunderts (20C) Simulation, sowie jeweils ein Ensemblemitglied der Stabilisierungssimulationen Stabilisierungslauf des 20. Jahrhunderts (20CS) und A1BS. Die Stabilisierungsläufe sind am Ende mit einem S gekennzeichnet. Die Modellsimulationen sind mit dem gekoppelten Ozean-Atmosphären Modell ECHAM5/MPI-OM erstellt worden. Um die Vergleichbarkeit von Reanalyse und Simulation (Modelldaten) zu gewährleisten, werden die Reanalysedaten, welche zunächst in einer spektralen Auflösung von T106 vorliegen, auf ein Gitter von $\sim 1.875^\circ \times 1.875^\circ$ interpoliert. Das entspricht der spektralen Auflösung T63, mit der die Modellsimulationen betrieben wurden. Die betrachteten Daten haben eine zeitliche Auflösung von 6 Stunden. Infolge der geringeren Auflösung wird die Anzahl der detektierten, also erfassten Tiefdruckgebiete reduziert und charakteristische Größen wie Zentraldruck, Lebenszeit und zurückgelegte Distanz beeinflusst (Jung *et al.*, 2006).

Aufgrund der ausgeprägten Eigenschaften der Tiefdruckgebiete während des Winters, werden Winterhalbjahre von Oktober bis März (ONDJFM) betrachtet. Der Analysezeitraum der beiden Datensätze der zweiten Hälfte des 20. Jahrhunderts (ERA-40, 20C) beginnt 01.10.1957 und endet 31.03.2000. Jeweils 95 Winterhalbjahre der Stabilisierungsläufe, welche durch konstant gehaltene Treibhausgaskonzentrationen gekennzeichnet sind, gehen in die Analyse ein. Der betrachtete Zeitraum von 20CS, dem Stabilisierungslauf der 20C Simulation, beginnt am 01.10.2005 und endet 31.03.2100. Der Analysezeitraum des Stabilisierungslaufs des wärmeren Klimas, A1BS, startet am 01.10.2205.

Die Lebenszyklen der Tiefdruckgebiete werden mit dem Verfahren von Blender *et al.* (1997) bestimmt, das in Kapitel 2.2 beschrieben ist. Als Dateneingangsfeld dient die geopotentielle Höhe auf einem Druckniveau von 1000 hPa. Die Detektionsparameter werden so gewählt, dass Tiefdruckgebiete eine Mindestlebensdauer von zwei Tagen und einen mittleren horizontalen Gradienten von mindestens 30 gpm/1000km aufweisen müssen, um detektiert zu werden. Mit Ausnahme von Regionen mit einer Orographie höher als 1000 m, werden Tiefdruckgebiete in der gesamten Nordhemisphäre detektiert. Da sich die Analyse auf den Nordatlantik und den europäischen Raum ($80^\circ\text{W} - 40^\circ\text{O}$, $30^\circ\text{N} - 80^\circ\text{N}$) beschränkt, werden nur Tiefdruckgebiete betrachtet, die in diesem Raum entstehen, d. h. ihre erste Detektion in diesem Bereich aufweisen. Die Festlegung der Parameter des Detektionsalgorithmus ermöglicht eine relativ große Anzahl an Tiefdruckgebieten.

Mit Hilfe des Detektionsverfahrens kann der zeitliche Verlauf von zentraler geopotentieller Höhe (z_{1000}), sowie des mittleren horizontalen Gradienten der geopotentiellen Höhe (∇z) während des Lebenszyklus eines Tiefdruckgebietes erfasst werden. Die in Kapitel 4 eingeführte Größe, die Tiefe D , wird als dritte zu untersuchende Größe verwendet. Zur Analyse des Windfeldes wird die ζ_{850} betrachtet.

In die Extremwertstatistik gehen nur die Extrema, also die Minima (im Fall von z_{1000}) oder Maxima (im Fall von ∇z , ζ_{850} und D) während der Lebenszyklen der detektierten Tiefdruckgebiete, ein. Zur Vereinfachung der Analyse wird das Vorzeichen von z_{1000} geändert, so dass nur Maxima in den Lebenszyklen der einzelnen Parameter untersucht werden. Mit Hilfe der Extrema werden jeweils für den entsprechenden Datensatz Zeitreihen erstellt. Liegen zum selben Zeitpunkt zwei Extrema in derselben Größe vor, so wird ein Extremum zufällig ausgewählt. Ein Vorteil dieser Zusammenstellung der Zeitreihen liegt darin begründet, dass ein Tiefdruckgebiet einmalig berücksichtigt wird. Eine Gewichtung zu intensiven, ausgeprägten Tiefdruckgebieten

kann so vermieden werden. Die einzelnen Komponenten der Zeitreihe, d. h. die Extrema der Lebenszyklen der Tiefdruckgebiete, werden als unabhängig voneinander betrachtet.

Zur Untersuchung des NAO Einflusses auf die Extreme wird der NAO Index mittels der Analyse der Empirischen-Orthogonalfunktion (EOF) bestimmt (siehe A.1 zur Beschreibung der Analyse der EOF). Als Eingangsdatensatz dienen Monatsmittel des Bodendruckes (MSLP).

Methodik: Auf die im obigen Abschnitt beschriebenen Zeitreihen der Tiefdruckgebiete wird die Extremwertstatistik angewandt. Die Untersuchung konzentriert sich auf das Ende der Verteilungen, die „Extrema“. In Abhängigkeit von dem jeweiligen Verfahren, mit dem diese bestimmt werden, zeigt sich, dass die Extremwerte entweder eine Verteilung innerhalb der Familie der allgemeinen Extremwertverteilung (GEV - generalized extreme value distribution) oder der Familie der allgemeinen Pareto-Verteilung (GPD - generalized Pareto distribution) aufweisen. Werden die Daten in bestimmte zeitliche Intervalle (z.B. jährliche Intervalle) unterteilt und nur die Maxima innerhalb der Intervalle (*block maxima*) verwendet, so zeigt sich, dass die GEV ein geeignetes statistisches Modell ist, um die Verteilung der *block maxima* abzuschätzen. Die Wahl der geeigneten Länge der Intervalle ist kritisch. Werden die zeitlichen Intervalle zu kurz gewählt, kann dies zu einem Fehler in der Abschätzung der Parameter der GEV führen. Hingegen zeigen zu groß gewählte Intervalle eine starke Varianz (Coles, 2001). Meist werden jährliche Intervalle betrachtet, was für diese Arbeit eine relativ lange, ungeeignete Periode ist.

Ist eine vollständige Zeitserie vorhanden, so ist das Verfahren *peaks over threshold* geeignet, Extrema zu bestimmen. Dabei gehen die Daten in die Statistik ein, welche einen bestimmten Schwellenwert u überschreiten. Ausgehend von einer unabhängigen und identisch verteilten Zufallsvariable X zeigt sich, dass die Verteilung der Werte y , definiert durch $y = X - u$, innerhalb der Familie der allgemeinen Pareto-Verteilung liegt (Coles, 2001). Die Verteilungsfunktion der y unter der Bedingung $X > u$ ist gegeben durch:

$$H(y) = 1 - \left(1 + \frac{\xi y}{\tilde{\sigma}}\right)^{-\frac{1}{\xi}} \quad (5.1)$$

mit $y > 0$, $(1 + \xi y/\tilde{\sigma}) > 0$ und $\xi \neq 0$, wobei

$$\tilde{\sigma} = \sigma + \xi(u - \mu) \quad (5.2)$$

Für $\xi \rightarrow 0$ unter der Bedingung $y > 0$ ist die Verteilungsfunktion gegeben durch

$$H(y) = 1 - \exp\left(-\frac{y}{\tilde{\sigma}}\right) \quad (5.3)$$

mit ξ dem Formparameter, $\tilde{\sigma}$ dem Skalenparameter und μ dem Lageparameter. Die Parameter der GPD sind einmalig durch die Parameter der assoziierten GEV der *block maxima* bestimmt. Es zeigt sich, dass der Formparameter ξ in Gl. 5.1 identisch zum Formparameter der entsprechenden GEV ist. Der Skalenparameter $\tilde{\sigma}$ der GPD ist durch Gl. 5.2 mit dem Skalenparameter σ der GEV verbunden (siehe hierzu Coles, 2001).

Die Bestimmung des Schwellenwertes u kann in Analogie zur Bestimmung der Größe der Intervalle bei den *block maxima* betrachtet werden, da eine Balance zwischen Varianz und Fehler vorliegen soll. Eine Methode zur Bestimmung des Schwellenwertes basiert auf dem sog.

mean residual life plot, während eine weitere Methode die GPD für einen Bereich an Schwellenwerten bestimmt und die Parameter in Abhängigkeit des Schwellenwertes darstellt. Letztere Methode veranschaulicht die Stabilität der abgeschätzten Parameter. Im Folgenden werden beide Methoden kurz vorgestellt. Die Abbildung des mittleren Exzesses (*mean residual life plot*) zeigt die Empirische-Mittlere-Exzessfunktion aufgetragen gegen den Schwellenwert. Dabei werden folgende Punktpaare aufgetragen (Coles, 2001):

$$\left(u, \frac{1}{n_u} \sum_{i=1}^{n_u} (x_i - u) \right) \quad \text{für } u < x_{\max} \quad (5.4)$$

mit n_u der Anzahl der X , welche den Schwellenwert überschreiten. Oberhalb eines geeigneten Schwellenwertes u ist der Kurvenverlauf des *mean residual life plot* annähernd linear mit wachsendem u . Konfidenzintervalle können der Abbildung zusätzlich hinzugefügt werden. Es existieren drei mögliche Typen der allgemeinen Pareto-Verteilung: Typ I mit $\xi = 0$ ist unbegrenzt (Gumbel-Verteilung), Typ II mit $\xi > 0$ und keiner oberen Grenze (Fréchet Verteilung) und Typ III mit $\xi < 0$ und einer oberen Grenze (negative Weibull-Verteilung).

Die Bestimmung des Schwellenwertes lediglich mittels des *mean residual life plot* ist schwierig, da die Interpretation dieser Abbildung nicht trivial ist. Das zweite Verfahren liefert eine zusätzliche Aussage über den zu verwendenden Schwellenwert. Es zeigt sich, dass oberhalb eines Schwellenwertes u_0 die Parameter ξ und σ^* , mit $\sigma^* = \sigma_u + \xi u$, konstant sind unter der Annahme, dass u_0 ein geeigneter Schwellenwert für die Daten ist (Coles, 2001). Das bedeutet, dass die abgeschätzten Parameter ab dem Schwellenwert u_0 stabil sind. Werden die Parameter gegen den Schwellenwert aufgetragen (Konfidenzintervalle sind ebenfalls in dieser Abbildung enthalten), kann der kleinste Schwellenwert u_0 , für den die Abschätzungen annähernd konstant sind, ermittelt werden.

Nachdem der Schwellenwert u bestimmt ist, können die Parameter der GPD durch die Maximum-Likelihood-Methode abgeschätzt werden. Die Interpretation der an die Extrema gefitteten GPD erfolgt meist über Quantile und Wiederkehrwerte (*return level*). Die Verteilungsfunktion für alle Werte x , die den Schwellenwert überschreiten, ist gegeben durch (Coles, 2001):

$$Pr(X > x | X > u) = \left[1 + \xi \left(\frac{x - u}{\sigma} \right) \right]^{-1/\xi} \quad (5.5)$$

Daraus folgt,

$$Pr(X > u) = \zeta_u \left[1 + \xi \left(\frac{x - u}{\sigma} \right) \right]^{-1/\xi} \quad (5.6)$$

mit $\zeta_u = Pr(X > u)$. Der Wert x_m , welcher den Schwellenwert einmal alle m Beobachtungen überschreitet, ergibt sich dann als Lösung der Gleichung:

$$\zeta - u \left[1 + \xi \left(\frac{x_m - u}{\sigma} \right) \right]^{-1/\xi} = \frac{1}{m} \quad (5.7)$$

Durch geschicktes Umformulieren, ergibt sich der Wiederkehrwert unter der Voraussetzung, dass m ausreichend groß genug ist, um die Bedingung $x_m > u$ zu erfüllen, zu:

$$x_m = u + \frac{\sigma}{\xi} [(m\zeta_u)^\xi - 1] \quad \text{für } \xi \neq 0 \quad (5.8)$$

$$x_m = u + \sigma \log(m\zeta_u) \quad \text{für } \xi = 0 \quad (5.9)$$

Zur Veranschaulichung der Ergebnisse werden meist Wiederkehrwerte auf einer längeren Zeitskala betrachtet. Der N -te Wiederkehrwert z_N ist gegeben durch (Coles, 2001):

$$z_N = u + \frac{\tilde{\sigma}}{\xi} \left[\left(N n_y \frac{k}{n} \right)^\xi - 1 \right] \quad \text{für } \xi \neq 0 \quad (5.10)$$

und

$$z_N = u + \tilde{\sigma} \log \left(N n_y \frac{k}{n} \right) \quad \text{für } \xi = 0 \quad (5.11)$$

mit n_y der Anzahl der Tiefdruckgebiete pro betrachtetem Zeitraum (hier 6 Monate), k der Anzahl der Daten, welche den Schwellenwert u überschreiten und n der Anzahl der Beobachtungsdaten. Der Quotient k/n beschreibt die Wahrscheinlichkeit der Überschreitung des Schwellenwertes. Wird z_N logarithmisch aufgetragen, wird deutlich, welche Verteilung der Extrema vorliegt. Entspricht die Linie im *return level plot* einer Geraden, so liegt eine Gumbel-Verteilung vor. Zeigt die Abbildung hingegen eine konkav gekrümmte Kurve, handelt es sich um die Fréchet-Verteilung. Bei einer konvex gekrümmten Kurve spricht man von der (negativen) Weibull-Verteilung.

Die Untersuchung des Trends in den Daten der Reanalyse sowie der transienten 20C Simulation erfolgt, indem Kovariate in die Parameter der GPD eingeführt werden. Der Skalenparameter $\tilde{\sigma}$ ist gegeben durch

$$\tilde{\sigma}(t) = \alpha_0 + \alpha_1 t \quad (5.12)$$

Analog zur Trendbestimmung wird der Einfluss der NAO bestimmt. Für diese Untersuchung stellt sich der zeitlich abhängige Skalenparameter wie folgt dar:

$$\tilde{\sigma}(t) = \beta_0 + \beta_1 \text{NAO}(t) \quad (5.13)$$

Indem α_0 und α_1 anstelle von $\tilde{\sigma}$ abgeschätzt werden müssen, um den linearen Trend in das Modell einzubinden, erhöht sich die Anzahl der abzuschätzenden Parameter. Analog zum Skalenparameter kann der Formparameter ebenfalls zeitlich abhängig in die GPD eingeführt werden. Im Folgenden werden geschätzte Parameter mit dem Symbol $\hat{\cdot}$ gekennzeichnet. Ferner wird zur Vereinfachung der Skalenparameter lediglich als σ (ohne die Tilde) geschrieben.

Verschiedene statistische Modelle können erstellt werden, indem die Parameter zeitabhängig sowie zeitunabhängig betrachtet werden. Als stationäres Modell wird im Folgenden die GPD bezeichnet, welche keine zeitlich variierenden Parameter aufweist.

Die linearen Modelle, welche Gl. 5.12 oder Gl. 5.13 beinhalten, können auf Signifikanz bezüglich der stationären GPD (zeitlich nicht variierende Parameter) überprüft werden. Hierfür wird der Log-Likelihood-Ratio-Test (LLR-Test) verwendet. Das für den LLR-Test und den t-Test verwendete Signifikanzniveau liegt bei $\alpha = 0.05$. Ein Maß zur Beurteilung, inwieweit ein statistisches Modell am Besten geeignet ist, um die Beobachtungsdaten zu repräsentieren, ist das Akaike Informationskriterium (AIC, (Akaike, 1974))

$$AIC = -2 \log(\mathcal{L}(\hat{\theta}|y)) + 2K \frac{n}{n-K-1} \quad (5.14)$$

mit $\mathcal{L}(\hat{\theta}|y)$ der maximierten Likelihoodfunktion, K der Anzahl abzuschätzender Parameter und $n/(n-K-1)$ einem Faktor. Diese Definition ist eine Erweiterung der ursprünglichen Definition von Akaike für einen geringen Stichprobenumfang. AIC ist eine Abschätzung der zu

erwartenden, relativen Distanz zwischen der angepassten Funktion (Modell) und dem unbekannten, „wahren“ Mechanismus, welcher die beobachteten Daten erzeugt (Burnham und Anderson, 2002). Stehen eine Vielzahl von Modellen zur Verfügung, so zeichnet sich das beste Modell durch das Minimum im AIC (AIC_{min}) aus. Akaike Differenzen Δ_i können berechnet werden, um die Modelle zu klassifizieren und miteinander zu vergleichen:

$$\Delta_i = AIC_i - AIC_{min}, \quad (5.15)$$

mit i als Kennzeichen des Modells. Je größer Δ_i ist, desto weniger wahrscheinlich ist es, dass das gefittete Modell das beste Modell ist, um die Daten wiederzugeben.

Eine weiteres Maß zur Interpretation der Modelle stellen die Akaike Gewichte (*Akaike weights*) ω_i dar. Sie sind definiert als

$$\omega_i = \frac{\exp(-0.5\Delta_i)}{\sum_{r=1}^R \exp(-0.5\Delta_r)}. \quad (5.16)$$

Hier gibt ω_i die Wahrscheinlichkeit wieder, dass das Modell i der Modelle R das beste statistische Modell für die vorliegenden Daten ist. Das beste Modell ist gekennzeichnet durch $\Delta_{min} = 0$, was zur Folge hat, dass $\exp(-0.5\Delta_{min}) \equiv 1$ ist.

Folgende Wertebereiche sind definiert (nach Burnham und Anderson, 2002)

Δ_i	Niveau der empirischen Fürsprache für das Modell
0 – 2	erheblich
4 – 7	deutlich geringer
> 10	im Wesentlichen nicht

Tabelle 5.1: Wertebereiche der Akaike Differenzen Δ_i und deren Einordnung

Zur Überprüfung auf einen signifikanten Unterschied der Parameter der verschiedenen Datensätze werden die Daten zusammengefügt und eine zeitliche Stufenfunktion eingeführt. Die Stufenfunktion besitzt beim ersten (zweiten) Datensatz den Wert -1 (1). Aufgrund der Abhängigkeit des Skalenparameters von dem gewählten Schwellenwert wird der größere Schwellenwert betrachtet und die GPD an die resultierenden Daten angepasst. Diese verschiedenen Modelle (stationäres Modell, Trend und NAO Modell) werden mittels des LLR-Tests und des AIC verglichen und getestet. Das beste Modell kann dann verwendet werden, um die *Return Level Plots* zu erhalten.

Bevor näher auf die Extrema eingegangen wird, werden zunächst die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen (oder auch Dichtefunktionen) der einzelnen Größen der verschiedenen Datensätzen betrachtet. Bei den in Abbildung 5.1 dargestellten Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen ($\widehat{pdf}$) handelt es sich um nicht-parametrische Kerndichteschätzungen mit dem Gauß-Kern als Kernfunktion. Die Bandbreiten zur Abschätzung der $\widehat{pdf}$ sind festgelegt auf $h_{z_{1000}} = 30$ (bei z_{1000}), $h_{\nabla z} = 20$ (bei ∇z), $h_D = 25$ (bei D), sowie $h_{\zeta_{850}} = 1.5 \cdot 10^{-05}$ (bei ζ_{850}). Sämtliche Maxima der Lebenszyklen sind in der Abbildung enthalten. Zur Bestimmung eines signifikanten Unterschiedes der Mittelwerte wird der t-Test verwendet. Im Allgemeinen gilt, dass, unabhängig vom betrachteten Datensatz, die Verteilungen innerhalb der Größen in den wesentlichen Charakteristiken gut übereinstimmen. Mit Ausnahme von z_{1000} sind die verbleibenden Verteilungen

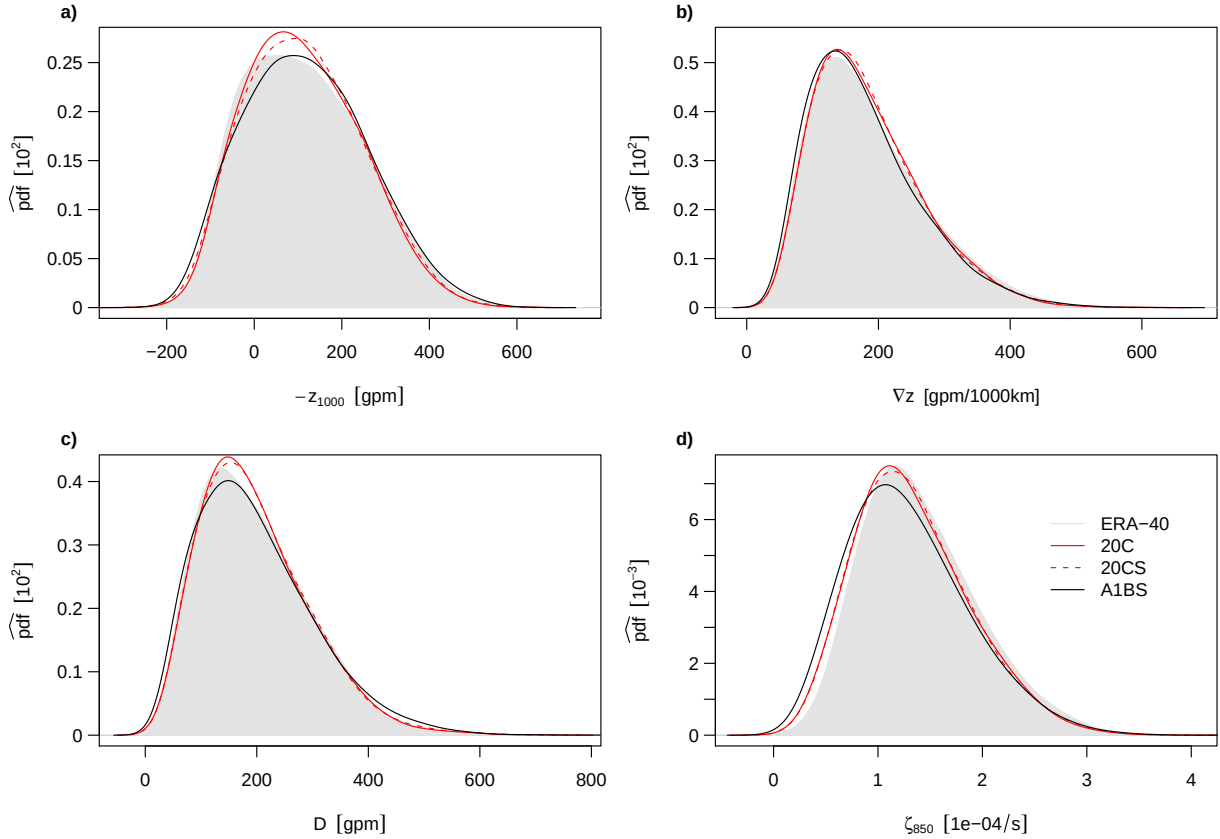


Abbildung 5.1: Geschätzte Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Extreme der Lebenszyklen der Tiefdruckgebiete in den Größen (a) z_{1000} , (b) ∇z , (c) D und (d) ζ_{850} für ERA-40 (grau schattiert), 20C (rote durchgezogene Linie), 20CS (rote gestrichelte Linie) sowie A1BS (schwarze durchgezogene Linie) für das Winterhalbjahr (Oktober-März).

rechtsschief. Infolge der Multiplikation der geopotentiellen Höhe mit -1 ist die Verteilung gespiegelt. Die beobachtete rechtsschiefe Verteilung ist unter Betrachtung von z_{1000} anstelle von $-z_{1000}$ eine linksschiefe Verteilung. Die $\widehat{pdf}$ von z_{1000} kommt der Normalverteilung sehr nahe. Mit Ausnahme der $\widehat{pdf}$ der ζ_{850} stimmen die $\widehat{pdf}$ der übrigen Größen (z_{1000} , ∇z , D) gut überein. Unterschiede zwischen den Verteilungen sind gering. Der verwendete t-Test bestätigt die oben benannten Eigenschaften. Die Unterschiede zwischen den Verteilungen von 20C und 20CS sind eher geringfügig. Ein Vergleich der Stabilisierungsläufe zeigt hingegen Änderungen in den Verteilungen. Die Verteilungen von z_{1000} und D weisen an den Enden eine Verschiebung zu höheren Werten in A1BS auf. Hingegen zeigen die Verteilungen von ∇z und ζ_{850} eine Verschiebung zu geringeren Werten in A1BS. Verglichen mit 20CS ist der Mittelwert der $\widehat{pdf}$ von z_{1000} signifikant höher in A1BS, während der Mittelwert der Verteilung der Tiefe D keine Änderungen aufweist. Die Mittelwerte der $\widehat{pdf}$ von ∇z und ζ_{850} sind signifikant reduziert in A1BS. Auf Grundlage der abgeschätzten Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen ist zusammenfassend zu bemerken, dass im Klimaszenario A1BS Tiefdruckgebiete im Mittel einen tieferen maximalen Kerndruck, eine geringere zentrale relative Vorticity und einen geringeren mittleren

horizontalen Gradienten aufweisen.

5.2 Ergebnisse aus ERA-40 und 20C

Der folgende Abschnitt behandelt die Extrema der Reanalyse und ein Ensemblemitglied für den entsprechenden Zeitraum ECHAM5/MPI-OM Simulation. Des Weiteren wird der Einfluss der NAO auf die Extreme betrachtet. Die Interpretation der Extrema erfolgt mittels Wiederkehrperioden, berechnet anhand der erhaltenen GPD.

Wiederkehrperioden der extremen Tiefdruckgebiete: Die Wiederkehrperioden der vier betrachteten Größen der Reanalyse und der 20C Simulation sind in Abbildung 5.2¹ dargestellt. Deutlich zeichnet sich in den Wiederkehrperioden der zentralen geopotentiellen Höhe, des mittleren Gradienten, sowie der relativen Vorticity eine Verlagerung zwischen 20C (rot) und ERA-40 (blau) ab. Im Vergleich zu ERA-40 sind in 20C, für ähnliche Wertebereiche, längere Wiederkehrperioden in den drei Größen ersichtlich, deren Verteilungen vom Typ Weibull sind. Die Tiefe zeigt hingegen keine Verschiebung der Verteilung. Bei kürzeren Wiederkehrperioden ist kein Unterschied zwischen den beiden Datensätzen feststellbar. Ab Perioden von ca. 10 Saisons existiert ein geringer Unterschied (Verteilungen innerhalb der Konfidenzintervalle). Die GPD der Tiefe weist zunächst auf eine Verteilung vom Typ Weibull hin. Dennoch scheint eine Verteilung vom Typ Gumbel auch denkbar ($\xi = -0.003$ bei 20C). Die Verschiebung der Verteilungen zwischen ERA-40 und 20C kann durch unterschiedliche Parameter hervorgerufen werden, da diese die Verteilungen bestimmen. Die nähere Betrachtung der Parameter der GPD in z_{1000} zeigt, dass die geschätzten Skalen- und Formparameter zwischen ERA-40 und 20C sehr ähnliche Werte aufweisen (siehe Tab. 5.2). Im Gegensatz dazu zeigen die Parameter der Verteilungen der anderen Größen Unterschiede auf. Die Untersuchung, inwieweit die Verteilungen signifikant verschieden sind, erfolgt mittels kombinierter Schätzungen. Zu diesem Zweck werden die Datensätze durch eine Stufenfunktion (wie in Kapitel 5.1 beschrieben) vereinigt. Verschiedene statistische Modelle können anhand des kombinierten Datensatzes erstellt werden. Das erste Modell ist durch einen Form- und einen Skalenparameter für den vereinigten Datensatz gekennzeichnet (stationäres Modell), was bedeutet, dass für die Extrema in ERA-40 und 20C eine GPD ermittelt wird. Das zweite ($\sigma(t)$ -) und dritte ($\xi(t)$ -) Modell ist dadurch charakterisiert, dass ein Parameter über den gesamten Zeitraum festgehalten wird, während der andere Parameter der GPD sich mit der Zeit (entsprechend der Stufenfunktion) ändern darf (variabler Parameter gekennzeichnet durch die Abhängigkeit (t)). Das letzte Modell ($\sigma(t)$ - $\xi(t)$ Modell) beschreibt ein statistisches Modell, in dem sich beide Parameter mit der Zeit (mit der Stufenfunktion) verändern können. Mittels des LLR-Tests und des AIC_{min} kann dann entschieden werden, inwieweit die Unterschiede zwischen den beiden, ERA-40 und 20C, signifikant sind. Der LLR-Test zeigt keine signifikanten Unterschiede zwischen den Parametern der beiden Datensätze. Mit Ausnahme der Vorticity bevorzugt das AIC_{min} die stationären Modelle. Obwohl das AIC_{min} des stationären Modells der relativen Vorticity sehr nahe am Minimum liegt, es aber nicht erreicht, kann dennoch das stationäre Modell verwendet werden.

¹Infolge der vom Betrag her geringen Wertebereiche der relativen Vorticity, wird ζ_{850} in der nachfolgenden Analyse mit $24 \cdot 60 \cdot 60$ multipliziert, um die Untersuchung zu vereinfachen. Deshalb ergeben sich in der Abbildung der Wiederkehrperioden die hohen Werte.

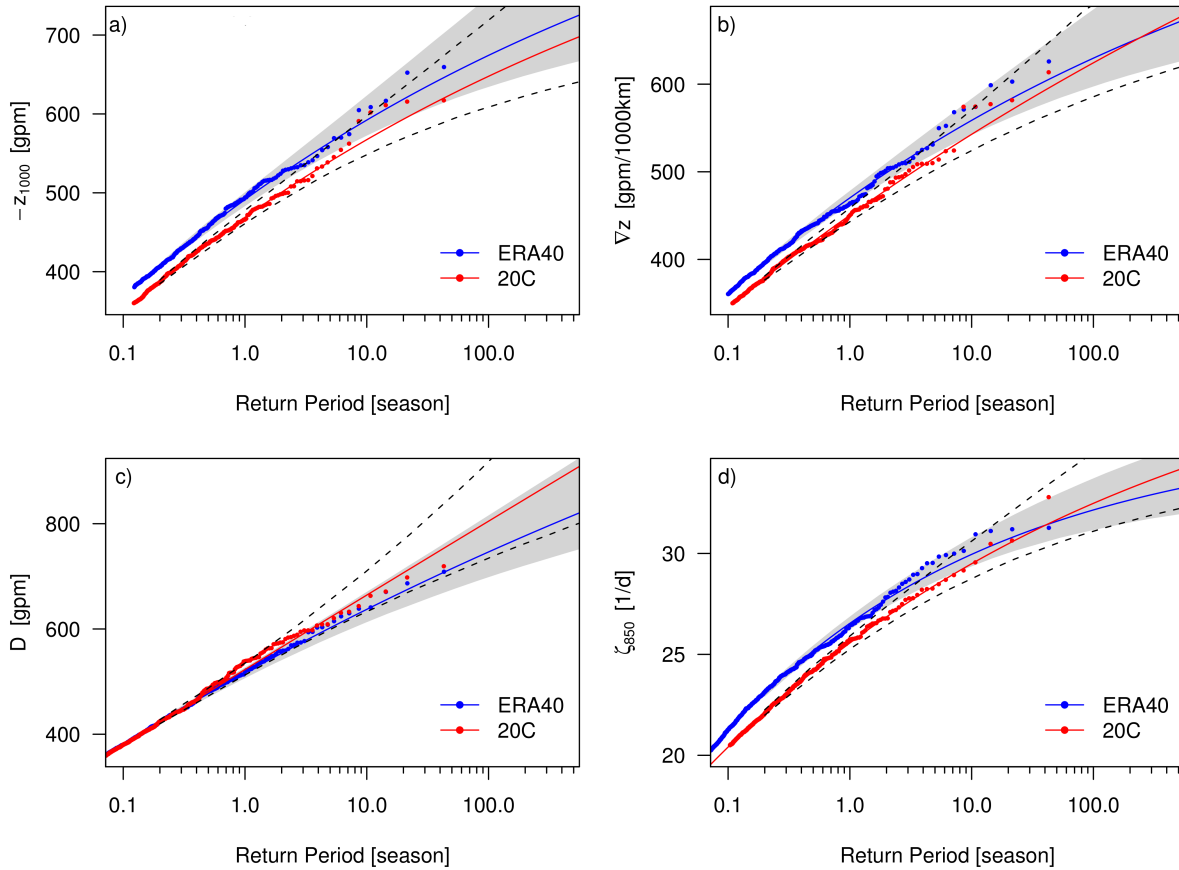


Abbildung 5.2: *Return Level Plots* für ERA-40 (blau) und 20C (rot) in den Größen (a) zentrale geopotentielle Höhe, (b) mittlerer Gradient, (c) Tiefe und (d) relative Vorticity

Zusammenfassend zeigt sich, dass die Verschiebung der Wiederkehrperioden der Größen z_{1000} , ∇z und ζ_{850} in 20C bezüglich ERA-40 durch die Verlagerung des Ortsparameters der Verteilung entstanden ist. Das bedeutet, dass bei gleichem Schwellenwert u in ERA-40 mehr Tiefdruckgebiete diesen gemeinsamen Schwellenwert überschreiten als in 20C. Dies könnte eine Folge der geringen Auflösung in 20C sein. Die höhere gerechnete Auflösung in ERA-40 wirkt sich ebenfalls auf die Tiefdruckgebiete des Datensatzes aus, wenn der Datensatz auf eine geringere Auflösung interpoliert wurde (Jung *et al.*, 2006).

NAO und die extremen Tiefdruckgebiete: Der folgende Abschnitt konzentriert sich auf die Untersuchung der extremen Tiefdruckgebiete unter dem Einfluss der NAO. Hierfür wird die in Kapitel 5.1 beschriebene Methode, die Einbeziehung von Kovariaten, verwendet. Der NAO Index ist auf monatlicher Basis berechnet. Der LLR-Test sowie die Akaike Differenzen und *Akaike weights* helfen bei der Beurteilung des statistischen Modells im Vergleich zum stationären Modell. Sowohl der LLR-Test als auch die Akaike Differenzen Δ_i (hierfür siehe Tab. 5.3) zeigen für die Reanalyse, dass das statistische Modell für z_{1000} , ζ_{850} und ∇z verbessert wird, wenn die NAO in das statistische Modell einbezogen wird. Am stärksten ist dieser Zusammenhang bei z_{1000} ersichtlich. Mit geringerem Nachweis zeigen die statistischen Modelle des mittleren Gra-

ERA-40	u	$\hat{\sigma}$	$\hat{\xi}$	20C	u	$\hat{\sigma}$	$\hat{\xi}$
z_{1000}	380	58.39 (4.33)	-0.089 (0.052)		360	56.8 (4.17)	-0.088 (0.051)
∇z	360	53.31 (3.42)	-0.095 (0.043)		350	48 (3.33)	-0.054 (0.048)
D	320	64.38 (2.66)	-0.046 (0.029)		350	62.23 (3.51)	-0.003 (0.042)
ζ_{850}	20	3.08 (0.16)	-0.191 (0.033)		20.5	2.55 (0.17)	-0.118 (0.045)

Tabelle 5.2: Geschätzte Parameter $\hat{\sigma}$ und $\hat{\xi}$ und die ermittelten Schwellenwerte u für ERA-40 (links) und 20C (rechts). In Klammern: Standardabweichung der geschätzten Parameter.

ERA-40	Δ_{stat}	Δ_{NAO}	20C	Δ_{stat}	Δ_{NAO}
z_{1000}	6.5 (0.037)	0.0 (0.943)		0.0 (0.415)	0.4 (0.342)
∇z	1.7 (0.237)	0.0 (0.628)		0.9 (0.335)	0.0 (0.522)
D	0.0 (0.554)	1.7 (0.243)		1.8 (0.251)	0.0 (0.608)
ζ_{850}	1.9 (0.255)	0.0 (0.651)		0.0 (0.528)	1.3 (0.273)

Tabelle 5.3: Akaike Differenzen und *Akaike weights* (in Klammern) für das stationäre Modell (Δ_{stat}) und das NAO Modell (Δ_{NAO})

dienten und der relativen Vorticity eine Verbesserung unter Einbeziehung der NAO. Das beste statistische Modell für die Tiefe ist das stationäre. Diese Ergebnisse stehen im Einklang mit den Ergebnissen von Pinto *et al.* (2009). Die Autoren fanden höhere Intensitäten ($\nabla^2 p$) und geringeren Zentraldruck der Tiefdruckgebiete während positiver NAO Phasen (auf täglicher Basis). Es zeigt sich, dass ebenfalls der Gradient ∇z unter dem Einfluss der NAO steht.

Der LLR-Test für 20C zeigt eine Verbesserung des statistischen Modells unter Einbeziehung der NAO für die Tiefe D . Die Akaike Differenzen bestätigen das Ergebnis für die Tiefe und zeigen zusätzlich, dass die NAO das statistische Modell des Gradienten verbessert. Erwähnenswert ist, dass das beste statistische Modell für z_{1000} das stationäre und nicht das Modell unter Einbeziehung der NAO ist.

Mit Ausnahme des mittleren Gradienten zeigen sich zwischen den statistischen Modellen von ERA-40 und 20C einige signifikante Unterschiede. Dies deutet nicht notwendigerweise darauf hin, dass das Modell die Dynamik nicht in der Form wie ERA-40 wiedergibt. Vielmehr zeigt die zeitliche Entwicklung der NAO in ERA-40 eine dekadische Periodizität (Abbildung A.18), welche in 20C nicht abgebildet wird.

Die räumlichen Verteilungen der Extrema bezüglich der zentralen geopotentiellen Höhe für verschiedene NAO Indizes der ERA-40 und 20C Daten sind in Abbildung 5.3 dargestellt. Tiefdruckgebiete, die bei Erreichen ihres Maximalwertes in Monaten mit NAO Indizes oberhalb einer positiven sowie unterhalb einer negativen Standardabweichung sind, werden in den Abbildungen berücksichtigt (Tab. A.3 und Tab. A.4 zeigen die Absolutanzahl der berücksichtigten Tiefdruckgebiete der verschiedenen NAO-Phasen für die drei untersuchten Größen.) Tiefdruckgebiete, welche bezüglich z_{1000} extrem sind, erlangen während positiver NAO Phasen ihren Maximalwert südöstlich von Grönland. Hingegen zeichnen sich die Tiefdruckgebiete während

negativer NAO Phasen durch Erreichen des Maximalwertes zwischen Neufundland und Grönland aus. Diese Verschiebung der Aktionszentren ist in 20C ebenfalls ersichtlich, wohingegen negative NAO Phasen durch zwei Maxima in den räumlichen Dichteschätzungen (zwischen Neufundland und Grönland, sowie zwischen Grönland und Island) gekennzeichnet sind. Diese Unterschiede zwischen den räumlichen Maxima der Dichteschätzungen in positiven und negativen NAO Phasen sind ebenso in den anderen Größen (∇z - siehe Abbildung A.20; D - siehe Abbildung A.21; ζ_{850} - siehe Abbildung A.19) ersichtlich. Während negativer NAO Phasen sind Extrema südwestlicher orientiert als gegenüber positiven Phasen. Dies reflektiert erneut, dass während positiver NAO Phasen die Tiefdruckgebiete eine SW-NO-Orientierung besitzen, während negative NAO Phasen durch zonale Komponenten der Zugbahnen geprägt sind. Des

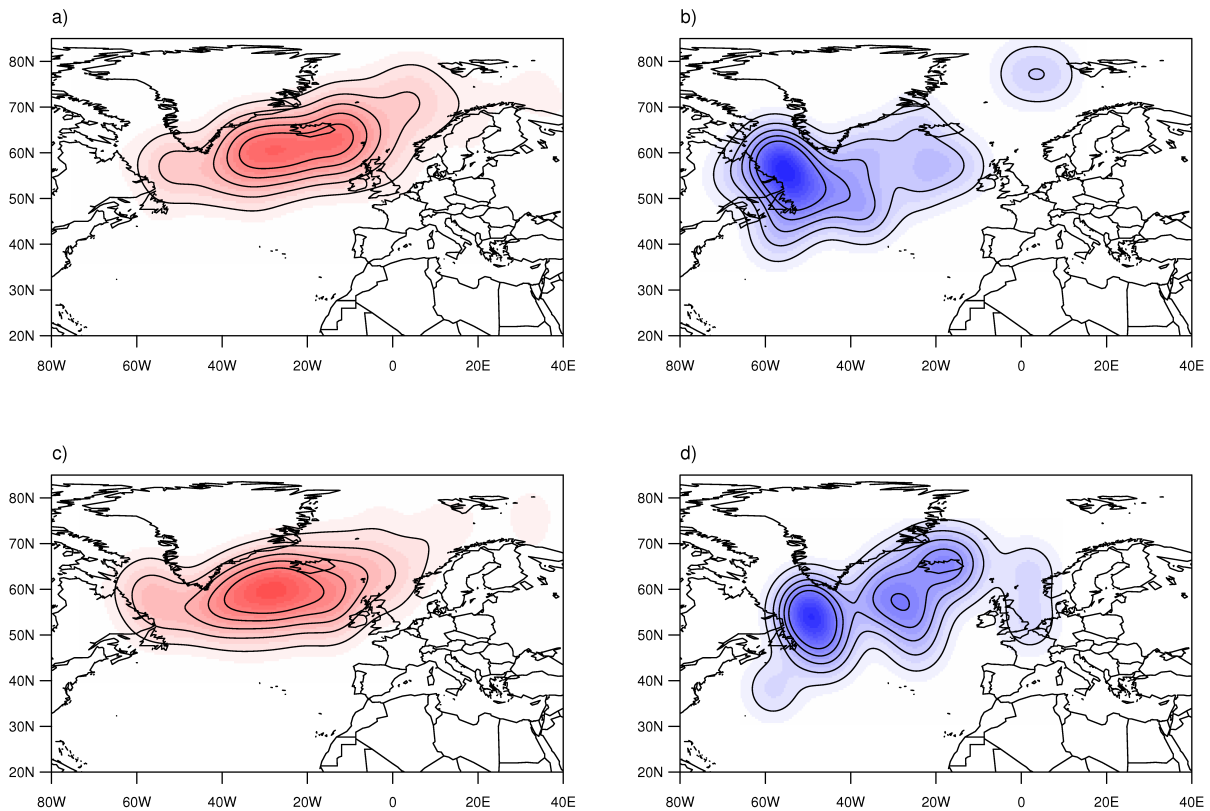


Abbildung 5.3: Räumliche Dichteschätzungen bei Erreichen der Extremwerte bezüglich z_{1000} unter positiver (links) und negativer (rechts) NAO in ERA-40 (oben, a,b) und 20C (unten, c,d). Nur die Tiefdruckgebiete werden berücksichtigt, bei denen der Betrag der NAO oberhalb einer Standardabweichung ist.

Weiteren zeigt sich unter Berücksichtigung der Anzahl der Tiefdruckgebiete während der unterschiedlichen NAO Phasen, dass vermehrt Extrema im Verlauf der positiven NAO auftreten. Dies bekräftigt die oben genannten Ergebnisse bezüglich der statistischen Modelle der Größen z_{1000} , ∇z und ζ_{850} für ERA-40.

Lebenszyklen und räumliche Verteilung der Extrema: Die mittleren Lebenszyklen der vier Größen, zentriert um den während des jeweiligen Lebenszyklus erreichten Extremwert, sowie

das 95%-Quantil und 5%-Quantil sind in Abbildung 5.4 dargestellt. Des Weiteren enthält die Abbildung die, bezüglich z_{1000} in den jeweiligen Datensätzen, fünf intensivsten Tiefdruckgebiete. Die Betrachtung der Mittelwerte zeigt, dass die mittleren Lebenszyklen in z_{1000} , ∇z , D und ζ_{850} in ERA-40 und 20C gut übereinstimmen. Es zeigt sich, dass ein Tiefdruckgebiet, welches bezüglich z_{1000} extrem sein kann, nicht zwangsweise oberhalb des 95%-Quantil in den anderen Größen liegen muss. Die extremsten Tiefdruckgebiete bezüglich der jeweiligen Größen zeigen eine gute Übereinstimmung.

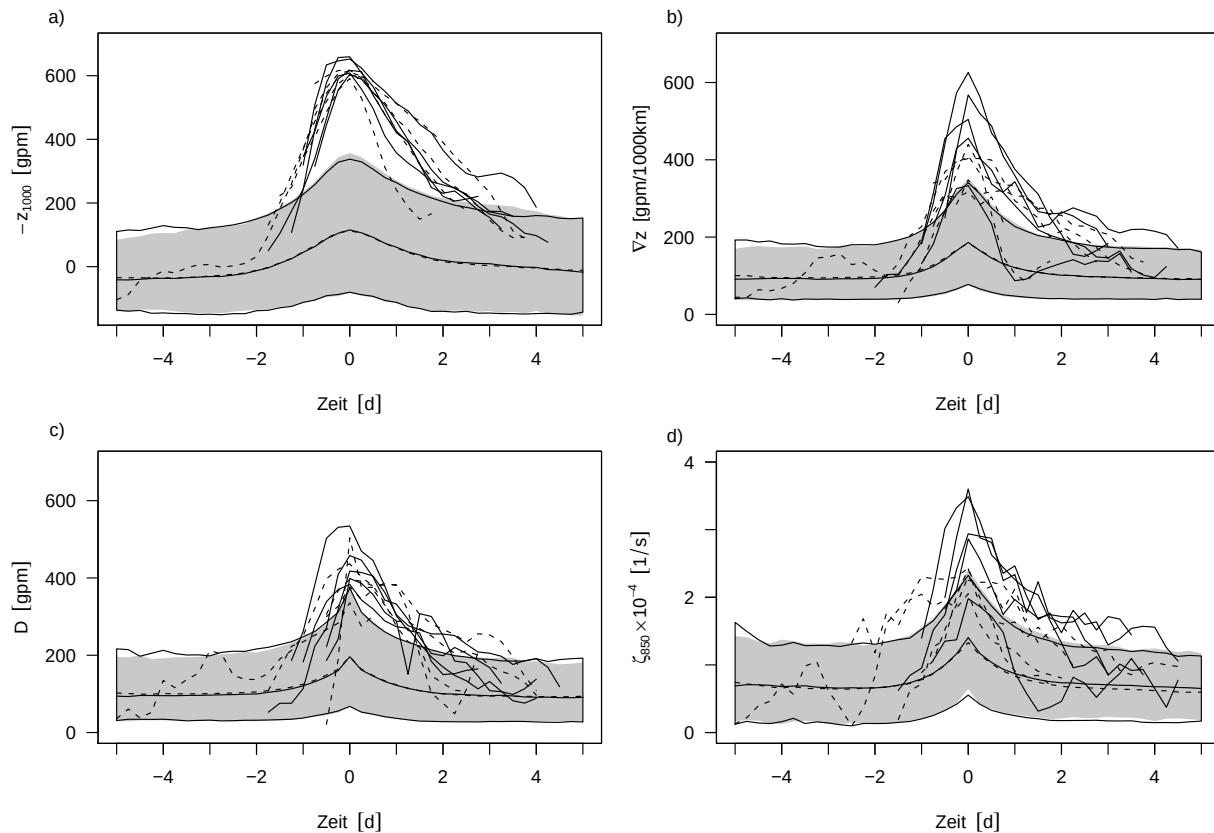


Abbildung 5.4: Mittlere Lebenszyklen der Extrema in z_{1000} , ∇z , D und ζ_{850} , sowie das 95% und das 5% Quantil in ERA-40 (durchgezogene Linie und schattierte Fläche) und 20C-1 (gestrichelte Linie). Zusätzlich die bezüglich z_{1000} fünf intensivsten Tiefdruckgebiete in ERA-40 (durchgezogene Linie) und 20C-1 (gestrichelte Linie)

Die bevorzugte Zykloneseregion der Tiefdruckgebiete, welche sich bzgl. z_{1000} als extrem klassifizieren lassen, befinden sich im westlichen Nordatlantik (südlich Neufundlands an der Ostküste Amerikas). Ein weiteres Maximum ist nahe Island erkennbar. Dies ist in Abbildung 5.5 anhand der räumlichen Dichteschätzungen der Zykloneseregion bzw. Zyklolyse der ERA-40 und 20C Tiefdruckgebiete ersichtlich. Nahe der Südspitze Grönlands zeigt sich eine bevorzugte Zyklolyse-region der Tiefdruckgebiete. Die Zykloneseregionen der Tiefdruckgebiete, welche bzgl. ∇z , D und ζ_{850} extrem sind (siehe Abbildung A.23, Abbildung A.24 und Abbildung A.25), sind stärker an der Ostküste Nordamerikas konzentriert. Die Dichteschätzungen der vier Größen

während der Auflösungsphase weisen ein Maximum zwischen Grönland und Island auf. Dies zeichnet sich sowohl in ERA-40 als auch in 20C ab.

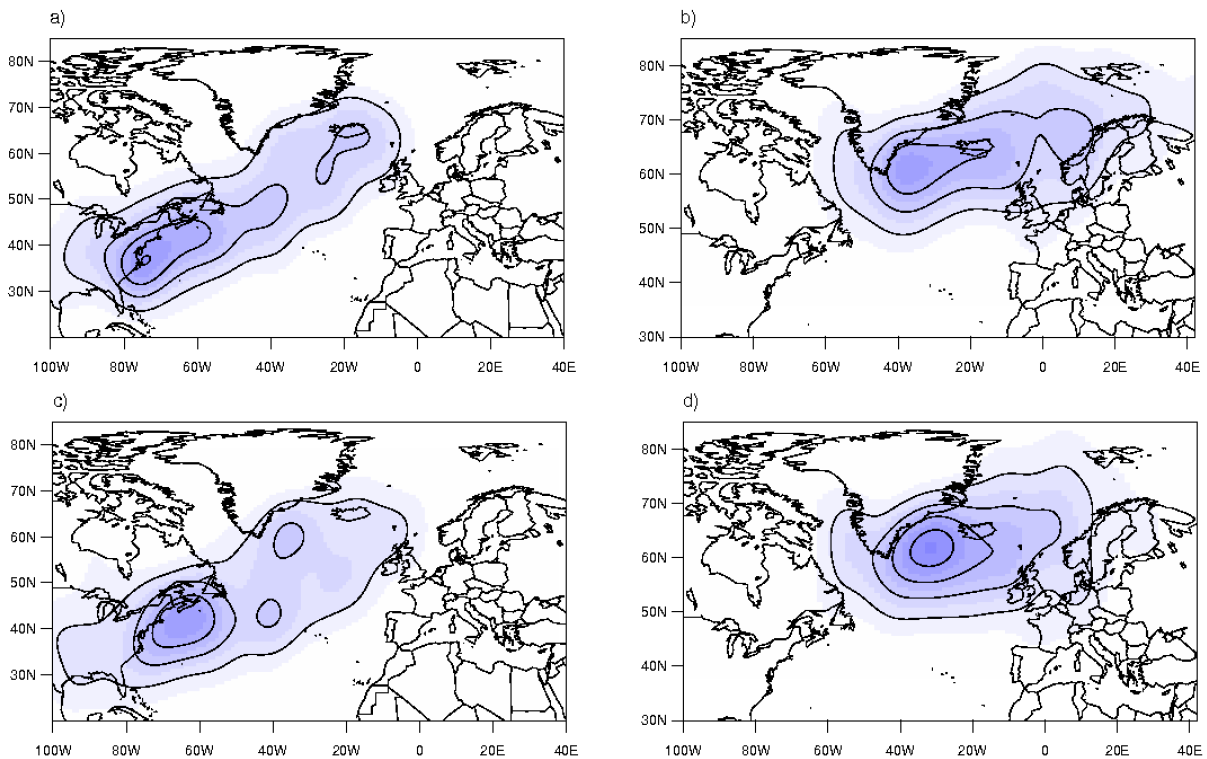


Abbildung 5.5: Räumliche Dichteschätzungen der Zyklorgenese- (links) und Zyklolyse- (rechts) der extremen Tiefdruckgebiete bzgl. z_{1000} in ERA-40 (oben) und 20C (unten)

Die räumliche Verteilung der Extrema sind durch Dichteschätzungen in Abbildung 5.6 dargestellt. Die Abbildungen zeigen die Dichteschätzungen der Größen z_{1000} und ζ_{850} für ERA-40 und 20C. Dichteschätzungen der Extrema der Größen ∇z und D sind in Abbildung A.22 für ERA-40 und 20C abgebildet. Nur die Tiefdruckgebiete werden berücksichtigt, deren Maximalwerte die Schwellenwerte des jeweiligen Datensatzes (siehe hierzu Tab. 5.2) in den jeweiligen Größen überschreiten. Der Vergleich zwischen ERA-40 und 20C zeigt, dass die räumlichen Zentren der Dichteschätzungen, d. h. räumliche Maxima, an denen vermehrt Tiefdruckgebiete ihren Extremwert erreichen, gut übereinstimmen. Infolge der geringeren Auflösung in 20C ist die räumliche Variabilität geringer. Werden hingegen die Dichteschätzungen der Extrema von z_{1000} und ζ_{850} gegenübergestellt, zeigt sich eine Verlagerung des Maximums der Dichteschätzung. Die Vorticity zeigt im westlichen Nordatlantik den Maximalwert, während die geopotentielle Höhe östlich der Südspitze Grönlands den Maximalwert erreicht. Die Anzahl der betrachteten Tiefdruckgebiete variiert von Abbildung 5.6a zu Abbildung 5.6c. Tiefdruckgebiete, welche bezgl. z_{1000} als nicht extrem klassifiziert sind, d. h. in z_{1000} wird der Schwellenwert nicht überschritten, sind in der Abbildung 5.6a nicht enthalten. Diese Tiefdruckgebiete können aber bezgl. der relativen Vorticity extrem sein und werden demzufolge in der Abbildung 5.6c berücksichtigt.

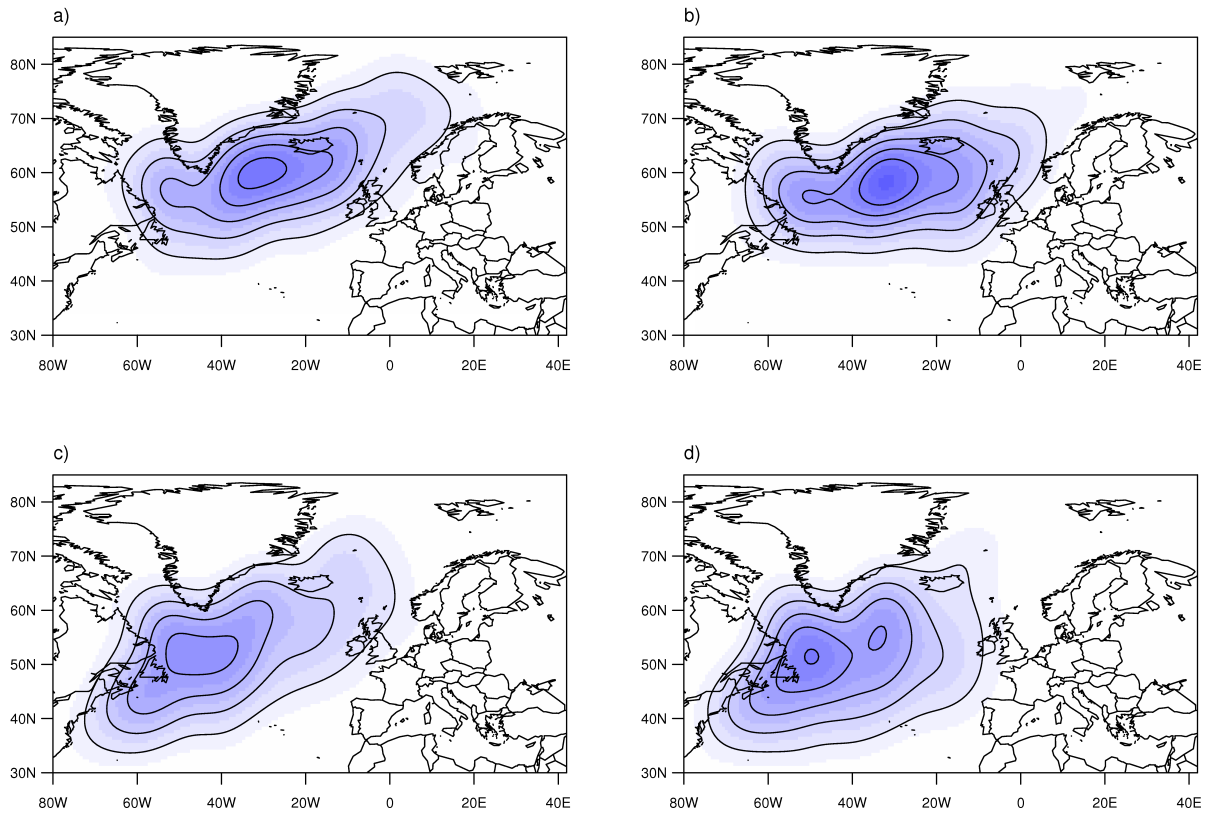


Abbildung 5.6: Räumliche Dichteschätzungen der Extrema in z_{1000} (oben) und ζ_{850} (unten) in ERA-40 (links) und 20C(rechts)

Räumliche Dichteschätzungen in z_{1000} und ζ_{850} der gemeinsamen extremen Tiefdruckgebiete sind in Abbildung 5.7a bzw. Abbildung 5.7b für ERA-40 dargestellt. Lediglich 191 Tiefdruckgebiete überschreiten in den beiden Größen die jeweiligen Schwellenwerte. Beide Dichteschätzungen zeigen die Maximalwerte östlich der Südspitze Grönlands. Der Verlauf der Lebenszyklen, zentriert um den Maximalwert in z_{1000} und ζ_{850} , ist normiert und in Abbildung 5.7c veranschaulicht. Die Größen sind mittels ihrer Standardabweichung durch $(x - \bar{x})/\sigma_x$ normiert, mit x als der Variablen, $\bar{x}$ als deren Mittelwert und σ_x als deren Standardabweichung. Der Kurvenverlauf verdeutlicht das unterschiedliche Anwachsen und Abklingen der Lebenszyklen in z_{1000} und ζ_{850} . Der Abklingprozess der zentralen geopotentiellen Höhe verläuft langsamer als der der relativen Vorticity. Die berechnete Kreuzkorrelationsfunktion der beiden Größen der übereinstimmenden Tiefdruckgebiete ist in Abbildung 5.7d dargestellt. Die Kreuzkorrelationsfunktion suggeriert einen zeitlichen Versatz zwischen der relativen Vorticity und der geopotentiellen Höhe von ca. 6 Stunden. In Übereinstimmung mit Bengtsson *et al.* (2009) erreicht die Vorticity den Maximalwert vor der geopotentiellen Höhe. Unter Betrachtung der geostrophischen Anpassung würde das Massenfeld das Windfeld führen, wenn die betrachtete Skala größer als der Rossby-Deformationsradius ist. Bemerkenswert ist hierbei, dass in diesem Fall genau das Gegenteil beobachtet wird.

Im folgenden Abschnitt werden die Extrema der Stabilisierungsläufe 20CS und A1BS näher

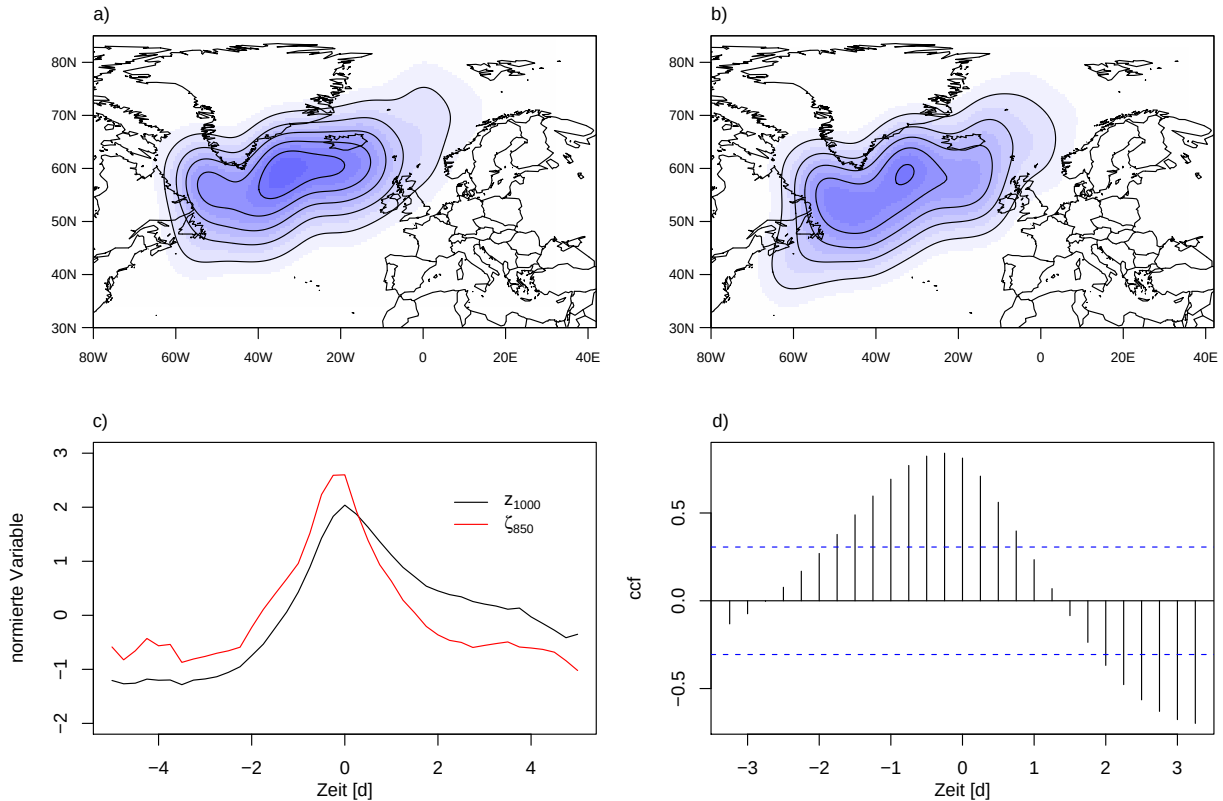


Abbildung 5.7: Dichteschätzungen für übereinstimmende extreme Tiefdruckgebiete (a) in z_{1000} und (b) in ζ_{850} ; (c) mittlere Lebenszyklen in den normierten Größen z_{1000} (schwarz) und ζ_{850} (rot), (d) Kreuzkorrelationsfunktion der Lebenszyklen in z_{1000} und ζ_{850} (in den Abbildungen a - d werden nur die Tiefdruckgebiete betrachtet, welche in beiden Größen den Schwellenwert überschreiten (ERA-40)).

untersucht. Wie im vorangegangenen Abschnitt werden zunächst die Wiederkehrperioden der beiden Datensätze untersucht. Es folgen die Untersuchungen der Lebenszyklen und der räumlichen Verteilungen.

5.3 Extreme im wärmeren Klima

Der Stabilisierungslauf des 20. Jahrhunderts wird anstelle der transienten 20C Simulation verwendet, um eine bessere Vergleichbarkeit bezüglich des Stabilisierungslaufes des A1B Szenarios zu gewährleisten. Der A1BS Stabilisierungslauf wird analysiert, um möglichst geringere Trends innerhalb der Größen der Tiefdruckgebiete sicherzustellen. Der Vergleich der Parameter der Verteilungen von 20C und 20CS zeigt vom Betrage her größere Werte in 20CS. Die Wiederkehrperioden von 20CS liegen innerhalb der Konfidenzintervalle von 20C. Eine mögliche Ursache der Unterschiede zwischen den Verteilungen kann eine Folge der unterschiedlichen Größe des Stichprobenumfangs (Anzahl der betrachteten Tiefdruckgebiete) sein.

In Abbildung 5.8 sind die Wiederkehrperioden in z_{1000} , ∇z , D und ζ_{850} für 20CS und A1BS

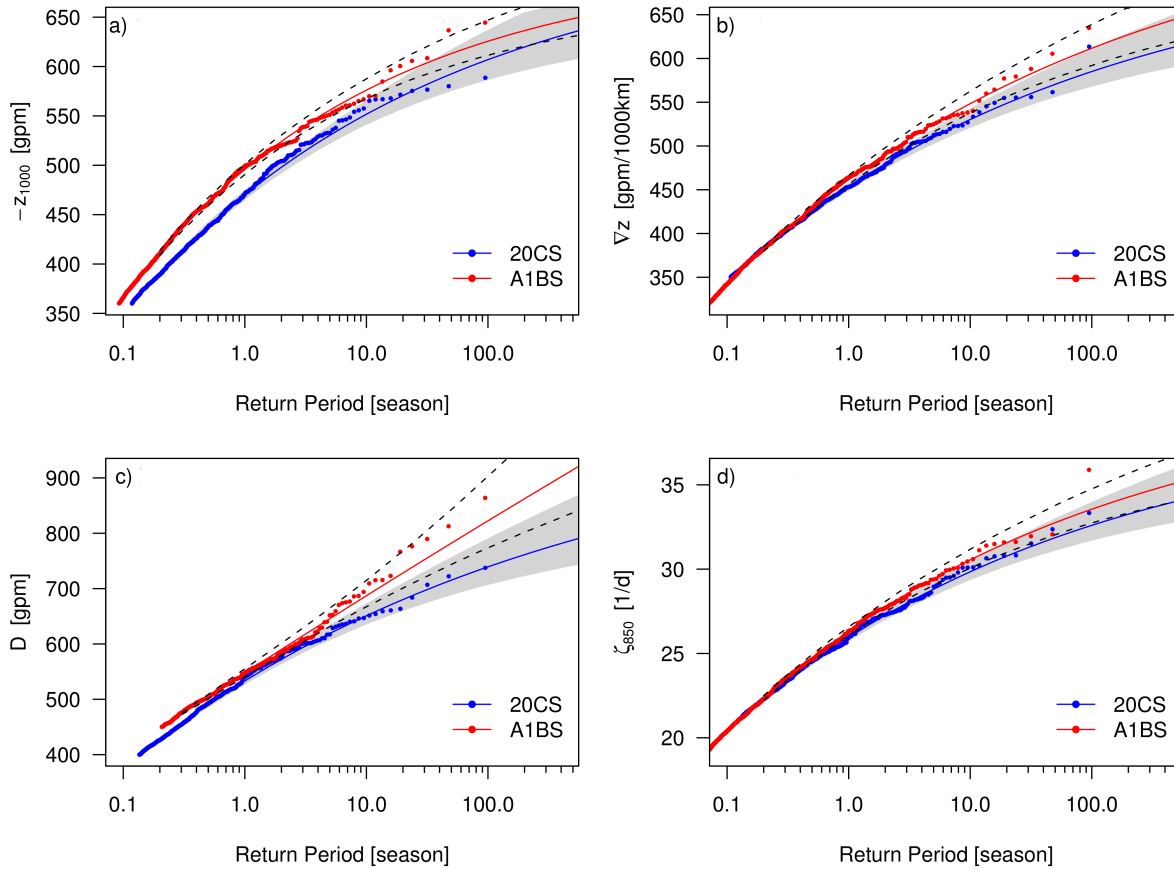


Abbildung 5.8: Wie Abbildung 5.2 nur für 20CS (blau) und A1BS (rot) in den Größen (a) zentrale geopotentielle Höhe, (b) mittlerer Gradient, (c) Tiefe und (d) relative Vorticity.

20CS	u	$\hat{\sigma}$	$\hat{\xi}$	A1BS	u	$\hat{\sigma}$	$\hat{\xi}$
z_{1000}	360	61.37 (2.98)	-0.169 (0.034)	360	72.43 (2.8)	-0.21 (0.024)	
$\bar{V}_z$	350	54.33 (2.37)	-0.146 (0.028)	300	66.27 (2.04)	-0.138 (0.02)	
D	400	75.31 (4)	-0.124 (0.038)	450	62.75 (4.04)	-0.013 (0.044)	
ζ_{850}	21	2.75 (0.13)	-0.151 (0.031)	19	3.26 (0.11)	-0.149 (0.02)	

Tabelle 5.4: Geschätzte Parameter $\hat{\sigma}$ und $\hat{\xi}$ der Verteilungen und die berechneten Schwellenwerte u für 20CS (links) und A1BS (rechts). In Klammern: Standardabweichung der geschätzten Parameter.

abgebildet. Mit Ausnahme der zentralen geopotentiellen Höhe entsprechen die Wiederkehrperioden von A1BS denen von 20CS. Bezüglich z_{1000} sind bis zu einem Zeitraum von ca. 10 Saisons die Wiederkehrperioden in A1BS kürzer als in 20CS. Die Tendenz zu vermehrt stärkeren Tiefdruckgebieten in A1BS ist auch in den Größen $\bar{V}_z$ und ζ_{850} zu erkennen, wobei sich in diesen Größen die Konfidenzintervalle überschneiden und deshalb die Unsicherheit zunimmt. In der

Größe D ist ein klarer Versatz in den Grenzen des Intervalls kleiner als 1 Saison und größer als 10 Saisons zu erkennen. Des Weiteren zeigt sich in D eine markante Verlagerung von einer Verteilung des Typs Weibull hin zum Typus Gumbel (Gerade) in A1BS. Es zeigt sich jedoch, dass die Änderungen der Wiederkehrperioden nicht signifikant für ∇z , ζ_{850} und D sind.

Die Parameter der GPD Verteilung zeigen ähnliche Formparameter $\hat{\xi}$ in z_{1000} , ∇z und ζ_{850} für 20CS und A1BS. Der Skalenparameter $\hat{\sigma}$ nimmt für diese Größen in A1BS zu. Im Gegensatz zu diesen Ergebnissen nehmen die Beträge der Skalen- und der Formparameter der GPD der Tiefe in A1BS ab. LLR-Tests und Akaike Differenzen sowie *Akaike weights* geben mehr Auskunft über die Unterschiede zwischen den Verteilungen. Zur Untersuchung werden die Datensätze vereinigt. Anhand einer Stufenfunktion kann die Variation der Parameter untersucht werden. Zwei verschiedene LLR-Tests werden ausgeführt. Der erste Test, LLR-Test1, vergleicht das stationäre Modell (gleiche Parameter für A1BS und 20CS) mit dem $\sigma(t)$ - und dem $\xi(t)$ -Modell. (Diese statistischen Modelle sind in Abschnitt 5.1 näher beschrieben.) Der zweite Test, LLR-Test2, vergleicht das $\sigma(t) - \xi(t)$ -Modell mit allen niedrig-dimensionalen Modellen (Vergleich mit dem $\sigma(t)$ -Modell, dem $\xi(t)$ -Modell und dem stationären Modell). Der LLR-Test1 begünstigt das $\sigma(t)$ -Modell für z_{1000} , ∇z und ζ_{850} gegenüber dem stationären Modell. Der LLR-Test2 zeigt, dass eine Änderung des Skalenparameters ausreicht, um die Veränderungen in A1BS zu beschreiben. Das Akaike Minimum AIC_{min} wird mit dem $\sigma(t)$ -Modell für die drei Größen erreicht. Das, im Vergleich zu den gegebenen Modellen, beste statistische Modell für die Tiefe wird durch das $\sigma(t) - \xi(t)$ -Modell erreicht.

20CS-A1BS	<i>stat.</i>	$\sigma(t)$	$\xi(t)$	$\sigma(t); \xi(t)$
z_{1000}	7.7 (0.013)	0 (0.603)	6.1 (0.028)	1.1 (0.356)
∇z	5.4 (0.038)	0 (0.573)	2.4 (0.171)	1.9 (0.218)
D	1 (0.268)	1.7 (0.185)	2.8 (0.11)	0 (0.437)
ζ_{850}	18.6 (0)	0 (0.726)	9 (0.008)	2 (0.266)

Tabelle 5.5: Akaike Differenzen und *Akaike weights* (in Klammern) der statistischen Modelle für 20CS und A1BS

NAO und die extremen Tiefdruckgebiete: In beiden Datensätzen, 20CS und A1BS, besitzt die NAO einen Einfluss auf die Extrema in z_{1000} . Im Vergleich zu 20CS verringert sich dieser Einfluss in A1BS. Dies ist ein Hinweis darauf, dass in A1BS zusätzliche Parameter die Extrema in z_{1000} beeinflussen. In beiden Datensätzen zeigen die Extrema der Tiefe keinen Zusammenhang mit der NAO. Die NAO beeinflusst die Verteilung des Gradienten lediglich in 20CS, während die Verteilung der Extrema der relativen Vorticity nur in A1BS einen Zusammenhang mit der NAO aufweist.

Die räumlichen Dichteschätzungen der Extrema der vier Größen z_{1000} , ∇z , D und ζ_{850} unter positiver und negativer NAO Phase (jeweils Monate oberhalb bzw. unterhalb einer Standardabweichung der NAO-Zeitreihe) für 20CS und A1BS sind im Anhang (siehe hierzu Abbildung A.26, Abbildung A.28, Abbildung A.29 und Abbildung A.27) dargestellt. Im Gegensatz zu 20C weisen die Maxima der Tiefdruckgebiete bzgl. z_{1000} während negativer NAO Phasen in 20CS eine eher zonale Komponente auf. Im Vergleich zu 20CS sind die Maxima der Dichteschätz-

zungen in A1BS über dem Atlantik nach Westen verschoben. Das in 20CS nahe der britischen Inseln gelegene Maximum ist über den zentralen Nordatlantik verlagert. Dichteschätzungen der Extrema bzgl. z_{1000} sind während positiver NAO Phasen in A1BS und 20Cs ähnlich denen in ERA-40 und 20C. In der Vorticity sind im wärmeren Klima (A1BS) kaum Unterschiede in den Dichteschätzungen, verglichen mit 20CS, zu verzeichnen. Die Dichteschätzungen der Extrema bzgl. des Gradienten weisen eine erhöhte räumliche Variabilität in Verbindung mit einer Verlagerung des Maximums nach Süden auf. In Analogie zum Gradienten zeigt die Tiefe eine Erhöhung der räumlichen Variabilität während negativer NAO Phasen.

Lebenszyklen und räumliche Verteilung der Extrema: Analog zur Abbildung 5.4 sind die mitt-

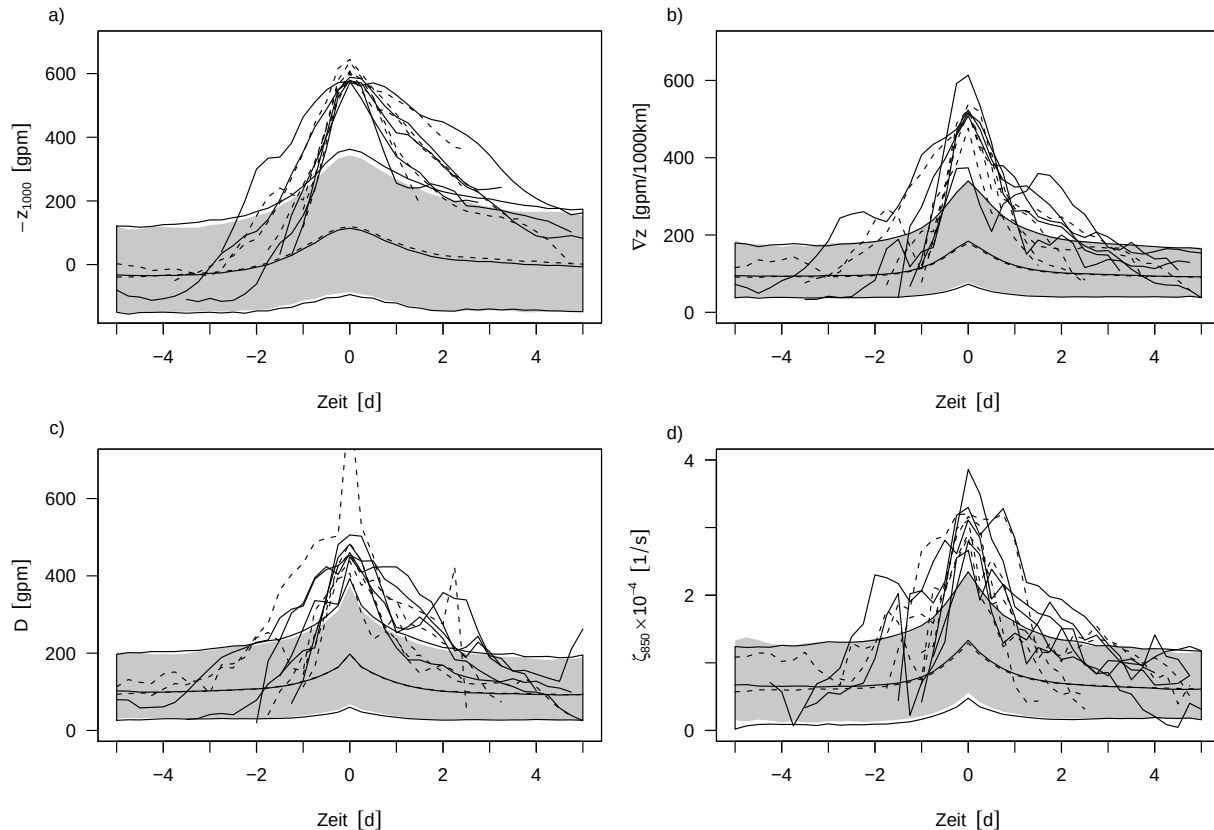


Abbildung 5.9: Mittlere Lebenszyklen der Extrema in z_{1000} , ∇z , D und ζ_{850} , sowie das 95%- und das 5%-Quantil in 20CS (durchgezogene Linie und schattierte Fläche) und A1BS (gestrichelte Linie). Zusätzlich die fünf bzgl. z_{1000} intensivsten Tiefdruckgebiete in 20CS (durchgezogene Linie) und A1BS (gestrichelte Linie)

leren Lebenszyklen der vier Größen, deren 95%- und 5%-Quantile, sowie die bezüglich z_{1000} intensivsten Tiefdruckgebiete in Abbildung 5.9 dargestellt. Sowohl der mittlere Lebenszyklus als auch die Quantile in z_{1000} zeigen eine Vertiefung der Tiefdruckgebiete und eine zunehmende Variabilität in A1BS. Dies wird durch die fünf individuellen Lebenszyklen bestätigt. Werden hingegen die anderen Variablen betrachtet, zeigt sich eine Abschwächung der Tiefdruckgebiete. Dies ist durch verringerte mittlere Verteilungen des Gradienten und der relativen Vorticity in A1BS ersichtlich. Der mittlere Lebenszyklus der Tiefe bleibt unverändert.

Die räumlichen Dichteschätzungen der Zyklogenese und Zyklolyse der extremen Tiefdruckgebiete der vier Größen z_{1000} , ∇z , D und ζ_{850} sind in Abbildung A.31, Abbildung A.32, Abbildung A.33 und Abbildung A.34 dargestellt. Der Vergleich zwischen 20C und 20CS zeigt für alle vier Größen eine gute Übereinstimmung. Die bevorzugte Entstehungsregion der Extrema bzgl. der vier Größen ist in 20CS und A1BS die Ostküste Nordamerikas. Mit Ausnahme der Zyklolyse der Extrema in der Tiefe zeigt sich, dass die räumliche Variabilität sowohl in der Dichteschätzung der Zyklogeneseregionen als auch der Zyklolyseeregionen der anderen Größen in A1BS erhöht sind. Die Tiefdruckgebiete, welche bzgl. der Tiefe als extrem klassiert werden, lösen sich in A1BS vermehrt in der Region zwischen Island und den Britischen Inseln auf.

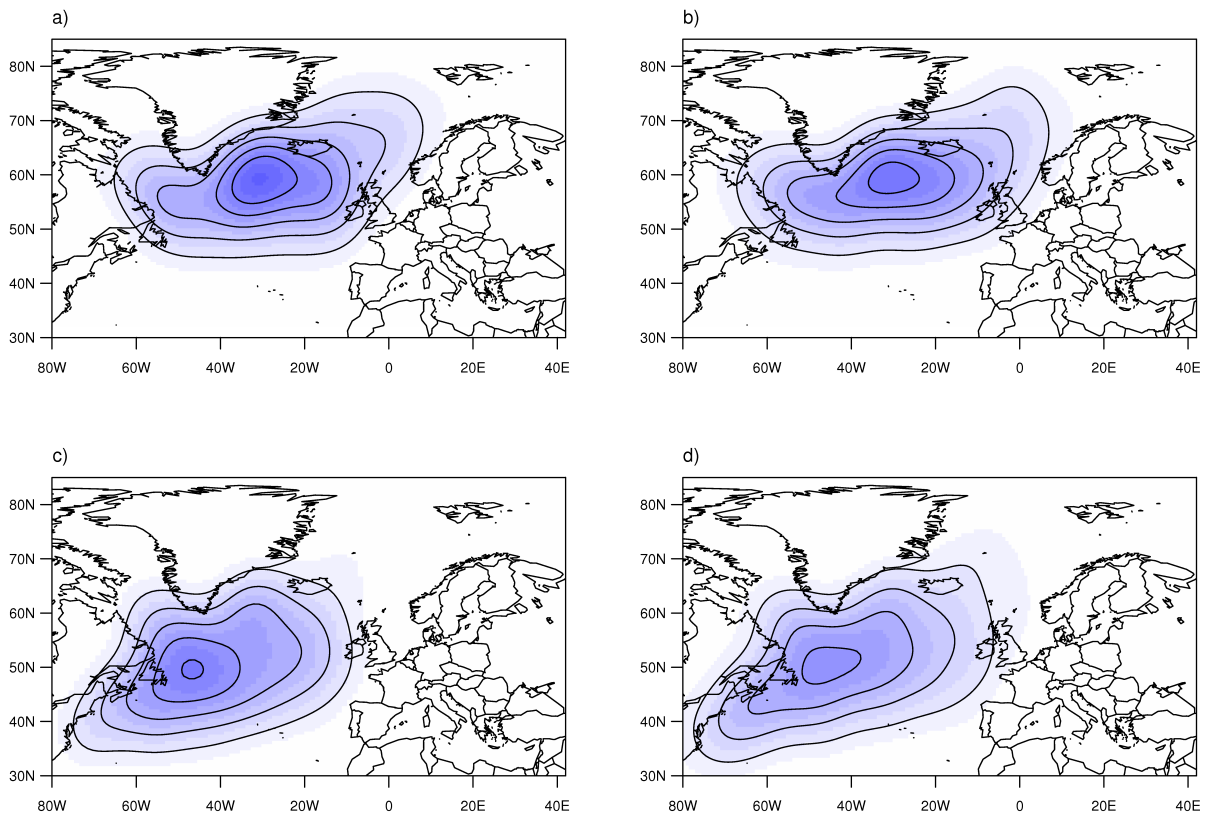


Abbildung 5.10: Räumliche Dichteschätzungen der Extrema in z_{1000} (oben) und ζ_{850} (unten) in 20CS (links) und A1BS (rechts).

Räumliche Dichteschätzungen in 20CS und A1BS der Extrema in z_{1000} und ζ_{850} sind in Abbildung 5.10 dargestellt. Ein Vergleich der Dichteschätzungen in z_{1000} legt dar, dass die Intensivierung der Tiefdruckgebiete in der geopotentiellen Höhe keine Folge einer nordwärtigen Verlagerung der Tiefdruckgebiete ist. In den anderen drei Größen (∇z , D und ζ_{850}) ist der beeinflusste Bereich in A1BS vergrößert (für ∇z und D siehe Abbildung A.30), d. h. die räumliche Variabilität vergrößert sich. Jedoch geht dies mit keiner nordwärtigen Verschiebung einher.

5.4 Diskussion

Vier Größen der Tiefdruckgebiete werden mittels Extremwertstatistik näher analysiert: die zentrale geopotentielle Höhe z_{1000} , der mittlere horizontale Gradient ∇z , die Tiefe D , sowie die relative Vorticity im Zentrum des Tiefdruckgebietes auf 850 hPa ζ_{850} . Die Tiefdruckgebiete werden im Winterhalbjahr (ONDJFM) in vier Datensätzen analysiert: die Reanalyse des ECM-WF (ERA-40), ein Ensemblemitglied der ECHAM5/MPI-OM Simulation des 20. Jahrhunderts (20C), jeweils ein Ensemblemitglied der Stabilisierungssimulation des 20. Jahrhunderts (20CS) und der Stabilisierungssimulation eines moderat erwärmten Klimas (A1BS). In der Analyse werden lediglich die Tiefdruckgebiete berücksichtigt, die im Nordatlantik während des Lebenszyklus ihren Maximalwert in den vier Größen erreichen. Zusätzlich wird der Einfluss der NAO auf die Extrema mittels Kovariaten untersucht.

Ein Vergleich zwischen ERA-40 und 20C zeigt, dass das Modell die Lebenszyklen, die räumlichen Verteilungen, sowie die statistischen Verteilungen der Tiefdruckgebiete gut wiedergibt. Anhand der statistischen Analyse zeigt sich, dass sowohl in ERA-40 als auch in 20C die Verteilungen der Extrema in z_{1000} , ∇z und ζ_{850} einer negativen Weibull-Verteilung entsprechen. Infolge der oberen Grenze dieser Verteilung zeigt sich, dass Tiefdruckgebiete nicht unbegrenzt intensiv werden können und in der Natur eine obere Schranke existiert. Die individuellen Lebenszyklen in beiden Datensätzen veranschaulichen, dass Tiefdruckgebiete, welche den Schwellenwert in einer Größe passieren, in den anderen Variablen den oberen 5% der Verteilung angehören. Eine weitere Gemeinsamkeit der ERA-40 und 20C Tiefdruckgebiete liegt in der räumlichen Verteilung der Extrema. Übereinstimmend zeigen sich Zyklogenese- und Zyklolyseregionen sowie die räumliche Verteilung bei Erreichen des Maximalwertes in den betrachteten charakteristischen Größen der Tiefdruckgebiete. Ferner wird der räumliche Versatz zwischen Extrema in z_{1000} und ζ_{850} sowohl von ERA-40 als auch 20C wiedergegeben. Die räumliche Verteilung der Extrema der Lebenszyklen unter verschiedenen NAO Phasen in 20C ist konform zu denen in ERA-40, wenn auch die Verteilung Unterschiede in der räumlichen Variabilität aufweist.

Eine markante Abweichung zu ERA-40 zeigt die statistische Verteilung der Extrema der Tiefe. Während in ERA-40 eine Verteilung vom Typus negative Weibull festgestellt wird, zeigt sich in 20C eine Gumbel Verteilung. Die Gumbel Verteilung besitzt im Gegensatz zur negativen Weibull Verteilung keine obere Schranke. Darüber hinaus weisen die Wiederkehrperioden der untersuchten Variablen der Tiefdruckgebiete der 20C Simulation eine Verschiebung zu längeren Perioden auf. Infolge einer geringeren Auflösung in 20C lässt sich diese Verschiebung anhand des selteneren Überschreitens der Schwellenwerte erklären. Der NAO Einfluss auf die Extrema der Tiefdruckgebiete stellt sich im Modell im Vergleich zur Reanalyse verschieden dar. Besonders in der zentralen geopotentiellen Höhe zeigen die statistischen Modelle ein unterschiedliches Verhalten unter Einbeziehung des NAO Index. Obgleich in ERA-40 die NAO das statistische Modell in z_{1000} signifikant verbessert, gilt dieses nicht für 20C. Ursachen hierfür sind nicht allein in der Dynamik des Modells zu suchen.

Die Untersuchung der Extrema in 20CS und A1BS zeigt eine Intensivierung der Tiefdruckgebiete im wärmeren Klima. Dies manifestiert sich besonders in den Wiederkehrperioden, die für die vier analysierten Größen kürzere Wiederkehrperioden zeigen. Die Verschiebung der Wiederkehrperioden ist jedoch in jeder Größe unterschiedlich stark ausgeprägt. Insbesondere z_{1000} und D heben sich hier hervor, während Änderungen in den Größen ∇z und ζ_{850} moderat

und weniger deutlich sind. Es zeigt sich, dass Änderungen der Wiederkehrperioden in z_{1000} mit einem deutlichen Anstieg der Wahrscheinlichkeit des Überschreitens des Schwellenwertes einhergehen. Änderungen in der Tiefe beruhen hauptsächlich auf den Änderungen der Parameter der GPD. Die Analyse der zunehmenden Vertiefung der Tiefdruckgebiete (z_{1000}) zeigen keinen Zusammenhang mit einer nordwärtigen Verlagerung der Tiefdruckgebiete.

Eine wichtige Arbeit, die Tiefdruckgebiete mittels der Extremwertstatistik analysiert, stellt jene von Della-Marta und Pinto (2009) dar. In Gegensatz zu der hier vorgestellten Analyse werden nicht die Stabilisierungsläufe eines wärmeren Klimas untersucht, sondern die transiente Simulation. Anders als in Della-Marta und Pinto (2009) wird im A1BS ein Anstieg der Wiederkehrwerte in z_{1000} bis zu 10 Saisons verzeichnet. Lediglich die Ergebnisse der Vorticity stimmen überein, wenn sich überschneidende Konfidenzintervalle als nicht signifikante Änderungen betrachtet werden. Eine Ursache der beobachteten Unterschiede zwischen den beiden Analysen könnte darin begründet sein, dass verschiedene Zeiten der Simulationen untersucht und verschiedene Verfahren zur Detektion von Tiefdruckgebieten verwendet werden. Ein weiterer Unterschied besteht darin, dass in dieser Analyse die Parameter der GPD näher untersucht werden. Mit Ausnahme der Tiefe zeigen die anderen untersuchten Größen eine Zunahme des Skalenparameters in A1BS. Im Hinblick auf die Vorticity und den Gradienten zeigt dies, dass eine signifikante Änderung der Parameter nicht notwendigerweise in einer signifikanten Änderung der Wiederkehrperioden resultiert.

Verschiedene verwendete Verfahren zur Bestimmung der Tiefdruckgebiete, verschiedene Definitionen, ab welchem Wert ein Tiefdruckgebiet als extremer betrachtet werden kann, und verschiedene Herangehensweisen der Statistik über die Tiefdruckgebiete gestalten einen Vergleich als schwierig. Ulbrich *et al.* (2009) bemerkten, dass in Analysen der Nordhemisphäre in wärmeren Klimaten die etwaige Zu- oder Abnahme an extremen Tiefdruckgebieten in Abhängigkeit von der jeweiligen verwendeten Definitionen der „Extrema“ steht. Werden extreme Tiefdruckgebiete als hohe Werte des Laplace des Bodendruckes (99% Perzentil) definiert, ist eine Abnahme von extremen Tiefdruckgebieten in einem wärmeren Klima zu verzeichnen. Hingegen ist eine Zunahme an Extrema im nordatlantischen Raum ersichtlich, wenn sich die Definition auf geringe Werte des Zentraldruckes bezieht (Ulbrich *et al.*, 2009). Darüber hinaus spielt die betrachtete Region eine weitere wesentliche Rolle. Die Analyse von Della-Marta und Pinto (2009) verdeutlicht, dass unter Verringerung des Analysegebietes die Ergebnisse variieren. Die Autoren zeigen in einem wärmeren Klima eine Verringerung der Wiederkehrperioden in der Vorticity in einem Gebiet, welches die Britischen Inseln, die Nordsee und das westliche Europa umfasst.

Trotz der beschriebenen Diskrepanzen zu anderen Arbeiten zeichnen sich dennoch einige Gemeinsamkeiten ab. Extrema der Tiefdruckgebiete stehen unter dem Einfluss der NAO. In Übereinstimmung mit den hier vorgestellten Ergebnissen zeigen Pinto *et al.* (2009) in Reanalysen des NCEP/NCAR (National Meteorological Center/National Center for Atmospheric Research) einen Einfluss der NAO auf die Anzahl der extremen Tiefdruckgebiete, mit vermehrt auftretenden extremen Tiefdruckgebieten während positiver NAO Phasen. Basierend auf einer nordhemisphärischen Analyse zeigt sich eine abnehmende Anzahl an Tiefdruckgebieten in einem wärmeren Klima, wohingegen ein Anstieg an intensiven Systemen zu verzeichnen ist (Lambert und Fyfe, 2006). Die Abnahme der Anzahl an Tiefdruckgebieten in Szenarien eines wärmeren Klimas wird durch einige Studien unterstützt (Bengtsson *et al.*, 2006; Finnis *et al.*, 2007; Löptien *et al.*, 2008; Pinto *et al.*, 2009). Nordhemisphärische Analysen der Tief-

druckgebiete zeigen, dass ein wesentlicher Unterschied zwischen den transienten Szenarien und den Stabilisierungssimulationen im Nordatlantik besteht. Als Gemeinsamkeit zeichnet sich eine nordwärtige Verlagerung der Tiefdruckgebiete im wärmeren Klima ab. Hier ist zu bemerken, dass alle Tiefdruckgebiete zu jedem Detektionszeitpunkt (nicht nur die Extremwerte der einzelnen Lebenszyklen) berücksichtigt werden. Verglichen mit der Simulation des 20. Jahrhunderts ist im transienten A1B Szenario eine deutliche Zunahme der Häufigkeit der Tiefdruckgebiete nahe der Britischen Inseln ersichtlich (Ulbrich *et al.*, 2009, und Zitate innerhalb). Diese markante Zunahme zeigt sich nicht im Stabilisierungslauf (siehe Kapitel 3). Eine Analyse der extremen Tiefdruckgebiete (Pinto *et al.*, 2009) zeigt ebenfalls eine Erhöhung der Häufigkeit in dieser Region.

Konsistent mit den hier angeführten Ergebnissen zeigen Löptien *et al.* (2008) eine Verstärkung der zeitlichen Vertiefung von Tiefdruckgebieten. Dies geht jedoch mit keiner signifikanten Veränderung der Intensität einher. Die Größe „Intensität“ definieren die Autoren als minimalsten Bodendruck eines Tiefdruckgebietes während des Lebenszyklus. Bengtsson *et al.* (2009) zeigen eine Abnahme des Zentraldruckes der bzgl. ζ_{850} 100 intensivsten Tiefdruckgebiete in der Nordhemisphäre im A1B Szenario.

In der Betrachtung der gesamten „extremen“ Lebenszyklen (Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion) zeigt sich ein verändertes Bild der Tiefdruckgebiete im A1BS Szenario. Eine Intensivierung offenbart sich lediglich in der Größe z_{1000} , während die Tiefe keine Änderungen zeigt und der Gradient und die Vorticity eine Abschwächung aufweisen. Dies legt den wesentlichen Vorteil der verwendeten Extremwertstatistik dar. Ferner gehen die Tiefdruckgebiete einmalig in die Analyse ein, so dass eine stärkere Wichtung auf besonders ausgeprägte oder langlebige Tiefdruckgebiete vermieden werden kann.

5.5 Ausblick

Der Vergleich der Arbeit von Della-Marta und Pinto (2009) mit den vorgestellten Ergebnissen offenbart die geringen Gemeinsamkeiten. Die vorgestellte Analyse, angewandt auf Tiefdruckgebiete, welche im Feld der Vorticity detektiert werden, könnte zur besseren Beurteilung der Ergebnisse beitragen. Zusätzlich könnten die verschiedenen Detektionsverfahren miteinander verglichen werden. Ferner kann näher untersucht werden, worin die Unterschiede der lokalen Maxima der charakteristischen Größen der Tiefdruckgebiete begründet sind. Ein zeitlicher Versatz zwischen der normierten zentralen geopotentiellen Höhe und der relativen Vorticity als auch des mittleren Gradienten ist feststellbar. Die Tiefe scheint eine besondere Größe darzustellen, so dass nur Mutmaßungen darüber aufgestellt werden können, weshalb sich die Tiefe von den anderen Größen unterscheidet.

Eine weitere interessante Analyse ist die mögliche Verbindung der extremen Tiefdruckgebiete im Nordatlantik zu anderen Moden, bspw. zu ENSO (El Niño/Southern Oscillation) oder zum stratosphärischen Polarwirbel.

Die Frage bleibt bestehen, welche Rahmenbedingungen zur Ausbildung eines extremen Tiefdruckgebietes im Nordatlantik führen und wie sich diese Bedingungen in A1B ändern. Aufgrund eines erhöhten Temperaturgradienten in den unteren Schichten im zentralen Nordatlantik steigt die Baroklinität in diesem Bereich (Bengtsson *et al.*, 2006). Diese Region zeichnet sich ebenfalls durch eine östliche Verlagerung des polaren Strahlstroms nach Europa und einen An-

stieg der Baroklinität in der oberen Troposphäre (Pinto *et al.*, 2007) aus.

Die Untersuchung des Niederschlages der Tiefdruckgebiete ermöglicht es, einen neuen Aspekt in die Analyse einzubringen. Die 100 bezgl. des Niederschlages (Gebietsmittel) intensivsten Tiefdruckgebiete weisen keine Abnahme des Zentraldruckes in A1B auf (Bengtsson *et al.*, 2009). Die Extremwertstatistik stellt eine geeignete Methode dar, den Niederschlag als eine weitere Größe in die Analyse einzubeziehen. Der in Kapitel 4 vorgestellte Gaußsche Radius zeigt sich als Flächenmaß zur Erfassung des von einem Tiefdruckgebiet mitgeführten Niederschlages als nicht geeignet, da der meiste Niederschlag in Verbindung mit den langgezogenen Fronten auftritt. Die Flächenbestimmung von Moseley *et al.* (2010) könnte hierfür ein geeigneteres Maß darstellen. Inwieweit ein Tiefdruckgebiet als extrem betrachtet wird, ist, wie die Analyse zeigt, abhängig von der jeweiligen Fragestellung und der betrachteten Größe. Deshalb erscheint die Betrachtung von mehreren Größen sinnvoll.

6

Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit untersucht die Eigenschaften der Lebenszyklen der Tiefdruckgebiete der mittleren Breiten in verschiedenen Datensätzen. Datengrundlage bilden die Reanalyse des ECMWF, ERA-40, sowie Modellrechnungen des gekoppelten Ozean-Atmosphären Modells ECHAM5/MPI-OM.

Die Validierung der Klimatologien zwischen Reanalyse und 20C Simulation zeigte eine gute Übereinstimmung der charakteristischen Verteilungen der Tiefdruckgebiete. Neben den klimatologischen Verteilungen zeigen sowohl die Lebenszyklen der geometrischen Größen Radius und Tiefe (Kapitel 4) als auch die Extreme von vier Größen, welche mit den Tiefdruckgebieten assoziiert werden können, realistische Verteilungen in der Simulation im Vergleich zur der Reanalyse. Weitergehende Untersuchungen in Simulationen eines erwärmten Klimas. Das Ergebnis der nordwärtigen Verschiebung der Tiefdruckgebiete, welche sich in dem erwärmten Klima zeigt, bestätigt Untersuchungen vorhergehender Studien. In Übereinstimmung mit vorangegangenen Untersuchungen nimmt die Baroklinität in der unteren Atmosphäre der mittleren Breiten in einem erwärmten Klima, in Verbindung mit einer Zunahme in der oberen Troposphäre, ab.

Ein wesentlicher Bestandteil der vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung der räumlichen Skala der Tiefdruckgebiete, welche mittels einer an das Datenfeld angepassten Gauß-Funktion bestimmt wird. Zwei Parameter werden gewonnen und erweitern die charakteristischen Größen der Tiefdruckgebiete, mittels deren die Lebenszyklen analysiert werden. Diese zusätzlichen geometrischen Parameter, Radius und Tiefe, werden in den drei Datensätzen näher untersucht (siehe Kapitel 4). Sowohl Radius als auch die Tiefe zeigen einen saisonalen Zyklus. Im Gegensatz zum Radius weist die Tiefe einen sehr ausgeprägten Lebenszyklus im Sommer und Winter auf. Nach geeigneter Reskalierung von Alter und Tiefe folgen die Lebenszyklen einer einfachen Funktion. Dieses Resultat zeigt, dass der Lebenszyklus der atmosphärischen Wirbel der synoptischen Skala skalierbar in der Lagrangeschen Betrachtungsweise ist. Neben der Tiefe weist die von den gewonnenen Parametern abgeleitete kinetische Energie diese Skalierbarkeit auf. Besonders gut lassen sich kurzlebige und schwache Tiefdruckgebiete mit dieser einfachen Funktion beschreiben. Die Robustheit dieses Ergebnisses spiegelt sich in Analysen des Radius von Rudeva und Gulev (2007) wieder.

Ein zweiter wesentlicher Aspekt der vorliegenden Arbeit bildet die Analyse der Extremereignisse der Tiefdruckgebiete. Hierfür sind die Lebenszyklen in vier verschiedenen Größen mit

Hilfe der Extremwertstatistik untersucht worden. Die Untersuchung beschränkt sich auf den nordatlantischen Raum, definiert als Gebiet $80^{\circ}\text{W} - 40^{\circ}\text{O}$, $30^{\circ} - 80^{\circ}\text{N}$. Ein besonderes Charakteristikum ist, dass die Lebenszyklen der Tiefdruckgebiete jeweils einmal in der Analyse berücksichtigt werden und somit eine Wichtung hinsichtlich besonders intensiver Tiefdruckgebiete vermieden werden kann. In einem erwärmten Klima zeigt sich eine Intensivierung der Tiefdruckgebiete in den vier Größen, zentrale geopotentielle Höhe, Tiefe, relative Vorticity sowie mittlerer horizontaler Gradient der geopotentiellen Höhe. Lediglich die Stärke des Intensivierungsgrades, erkennbar an den kürzeren Wiederkehrperioden, ist in den jeweiligen Größen unterschiedlich stark ausgeprägt. Während die Änderungen der relativen Vorticity und des mittleren horizontalen Gradienten eher moderat ausfallen, zeigen die Tiefe und die zentrale geopotentielle Höhe stärkere Verschiebungen hin zu kürzeren Wiederkehrperioden. Die Intensivierung in der zentralen geopotentiellen Höhe und der Tiefe kann nicht durch eine nordwärtige Verlagerung der Extrema erklärt werden.

Die in Kapitel 1 beschriebenen unterschiedlichen Antriebsmechanismen von verschiedenen Bereichen der Atmosphäre könnten beim Lebenszyklus der Tiefe, durch z. B. Ausbildung von Sekundärtiefdruckgebieten, eine wesentliche Rolle spielen.

An dieser Stelle ist zu bemerken, dass die in Kapitel 1 beschriebenen verschiedenen Typen der Tiefdruckgebiete in den Ergebnissen keine Berücksichtigung finden. Eine Klassifizierung der Tiefdruckgebiete nach den differenzierten Antriebsmechanismen erscheint sinnvoll. In diesem Zusammenhang wäre eine Untersuchung hinsichtlich der unterschiedlichen Typen der Tiefdruckgebiete, Typ A, Typ B und Typ C (siehe Kapitel 1) interessant. Ferner stellt sich die Frage, ob der Radius, obgleich diese Größe wenig Variabilität in den verschiedenen Jahreszeiten aufweist, sensitiv auf die Unterteilung reagiert.

Die Tiefdruckgebiete sind in dem Niveau von 1000 hPa der geopotentiellen Höhe analysiert. Eine Weiterentwicklung des geometrischen Modells auf höhere Schichten, bspw. 500 hPa und 300 hPa, könnte nähere Einblicke in die dreidimensionale Struktur der Lebenszyklen liefern. Das in Kapitel 1 vorgestellte *conveyor belt* Modell könnte näher untersucht werden.

Neben den in Kapitel 5 vorgestellten offenen Fragestellungen, scheint, wie bei den geometrischen Größen, eine Einteilung hinsichtlich der verschiedenen Typen der Tiefdruckgebiete sinnvoll. Ob die extremen intensiven Tiefdruckgebiete in eine bestimmte Klasse einzuordnen sind oder ob sie auf alle drei Typen gleichverteilt sind, könnte einen wesentlichen Aspekt der Lebenszyklen aufzeigen.

Ein weiterer zu untersuchender Gegenstand ist die Darstellung der internen Dynamik der Tiefdruckgebiete in Modellen. Ein Tiefdruckgebiet, welches in Kapitel 5 als extrem eingestuft werden konnte, bildet die Grundlage der Fallstudie. CAPE (*convective available potential energy*) dient nicht nur zur Bestimmung der konvektiven Verhältnisse innerhalb der Troposphäre sondern wird in vielen Modellen zur Parametrisierung des konvektiven Niederschlages verwendet. Die maximal mögliche vertikale Geschwindigkeit, w , ergibt sich als $\sqrt{2\text{CAPE}}$. Nähere Angaben zur Berechnung von CAPE sind in Riemann-Campe *et al.* (2010) zu erfahren. Ein wesentlicher Punkt zeigt sich in dem Vergleich des totalen Niederschlages mit den Maximalwerten von CAPE. Zum Zeitpunkt des Maximums von CAPE treten besonders an der okkludierten Front und entlang der Kaltfront starke Niederschläge auf. Der postfrontale Niederschlag westlich von Irland ist mit hohen CAPE Werten verbunden. Gerade entlang der Kaltfront ist jedoch nahezu kein CAPE noch konvektiver Niederschlag vorhanden.

Diese konvektiven Prozesse, die wesentlich in den Lebenszyklus der einzelnen Tiefdruck-

gebiete hineinspielen, stellen einen weiteren zu untersuchenden Prozess dar. Es stellt sich weiterhin die Frage inwieweit diese Prozesse sich in einem erwärmten Klima durch einen erhöhten Wasserdampfgehalt verändern.

Abkürzungsverzeichnis

ECMWF European Centre for Medium-Range Weather Forecasts

ERA-40 Reanalyse des ECMWF

20C transiente Simulation des 20. Jahrhunderts

20CS Stabilisierungslauf des 20. Jahrhunderts

NAO Nordatlantische Oszillation

EOF Empirische-Orthogonalfunktion

Abbildungsverzeichnis

1.1	Modelle der Tiefdruckgebiete: Norwegisches Modell und Shapiro-Keyser Modell . . .	2
1.2	Schema der Conveyor Belts	3
2.1	Schematische Darstellung der zeitlichen Abfolge der verwendeten Datensätze . . .	11
3.1	Häufigkeit der Tiefdruckgebiete in ERA-40, 20C, A1B	18
3.2	Häufigkeit der Zyklogenese der Tiefdruckgebiete in ERA-40, 20C, A1B	20
3.3	Häufigkeit der Zyklolyse der Tiefdruckgebiete in ERA-40, 20C, A1B	21
3.4	Mittlere Verteilung des normierten mittleren horizontalen Gradienten der Tiefdruck- gebiete in ERA-40, 20C, A1B	22
3.5	Eady Growth Rate auf 300 hPa in ERA-40, 20C und A1BS	23
3.6	Eady Growth Rate auf 500 hPa in ERA-40, 20C und A1BS	24
3.7	Eady Growth Rate auf 775 hPa in ERA-40, 20C und A1BS	25
4.1	Satellitenbild	28
4.2	Schema des Verfahrens von Williamson (1981)	29
4.3	Querschnitt einer Idealzyklone	32
4.4	Test an axialsymmetrischem Tiefdruckgebiet	34
4.5	Querschnitte entlang Breitenkreis bei axialsymmetrischem Tiefdruckgebiet	35
4.6	Gauß-Modell der Tiefdruckgebiete	35
4.7	Geostrophischer und beobachteter Wind	37
4.8	Vergleich mit der Vorticity	38
4.9	Auflösungsabhängigkeit des Radius und der Tiefe	40
4.10	Scatterplots charakteristischer Größen in ERA-40 (DJF)	41
4.11	Klimatologien des Radius und der Tiefe in ERA-40 (DJF, JJA)	43
4.12	Zeitlicher Verlauf des mittleren Radius und Tiefe in ERA-40 (DJF)	44
4.13	Zeitlicher Verlauf der einzelnen Lebenszyklen in Radius und Tiefe in ERA-40 (DJF, JJA)	45
4.14	Reskalierte Tiefe in ERA-40 (DJF, JJA; T63)	47
4.15	Skalierte zentrale kinetische Energie in ERA-40 (DJF, JJA; T63)	48
4.16	Klimatologien des Radius und der Tiefe in 20C (DJF, JJA)	49
4.17	Verteilungen des Radius und der Tiefe in ERA-40, 20C, A1B (DJF, JJA)	50

4.18	Zeitlicher Verlauf der einzelnen Lebenszyklen in Radius und Tiefe in 20C (DJF, JJA)	51
4.19	Reskalierte Tiefe in 20C (DJF, JJA)	52
4.20	Klimatologien des Radius und der Tiefe in A1B (DJF, JJA)	54
4.21	Zeitlicher Verlauf der einzelnen Lebenszyklen in Radius und Tiefe in A1B (DJF, JJA)	55
4.22	Reskalierte Tiefe in A1B (DJF, JJA)	57
5.1	Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen ERA-40, 20C, 20CS, A1BS	67
5.2	<i>Return Level Plots</i> (ERA-40, 20C)	69
5.3	Dichteschätzungen der Extrema in z_{1000} unter NAO^+ und NAO^- (ERA-40, 20C)	71
5.4	Mittlere Lebenszyklen der Extrema in z_{1000} , ∇z , D und ζ_{850}	72
5.5	Zyklogenese- und Zyklolyseeregionen der Extrema in z_{1000} (ERA-40, 20C)	73
5.6	Räumliche Dichteschätzungen der Extrema in z_{1000} und ζ_{850} (ERA-40, 20C)	74
5.7	Vergleich der Extrema in z_{1000} und ζ_{850} (ERA-40)	75
5.8	<i>Return Level Plots</i> (20CS, A1BS)	76
5.9	Mittlere Lebenszyklen der Extrema in z_{1000} , ∇z , D und ζ_{850} (20CS, A1BS)	78
5.10	Räumliche Dichteschätzungen der Extrema in z_{1000} und ζ_{850} (20CS, A1BS)	79
A.1	Empirische-Orthogonalfunktion (EOF)	102
A.2	Prinzip der Optimierung	105
A.3	Scatterplots charakteristischer Größen in ERA-40 (JJA)	107
A.4	Zeitlicher Verlauf des mittleren Radius und der Tiefe in ERA-40 (DJF)	108
A.5	Zeitlicher Verlauf des mittleren Radius und der Tiefe in ERA-40 (JJA)	109
A.6	Zeitlicher Verlauf der einzelnen Lebenszyklen in z_{1000} und ∇z in ERA-40 (DJF)	110
A.7	Zeitlicher Verlauf der einzelnen Lebenszyklen in R und D in ERA-40 (DJF)	111
A.8	Zeitlicher Verlauf des mittleren Radius und der Tiefe in ERA-40 (JJA)	112
A.9	Anzahl der Tiefdruckgebiete in ERA-40 in T42, T63, T106 (DJF, JJA)	113
A.10	Zeitlicher Verlauf der einzelnen Lebenszyklen in 20C-2 (DJF, JJA)	113
A.11	Zeitlicher Verlauf der einzelnen Lebenszyklen in 20C-3 (DJF, JJA)	114
A.12	Reskalierte Tiefe in 20C-2 (DJF, JJA)	115
A.13	Reskalierte Tiefe in 20C-3 (DJF, JJA)	115
A.14	Scatterplots charakteristischer Größen in 20C (DJF)	116
A.15	Scatterplots charakteristischer Größen in 20C (JJA)	117
A.16	Scatterplots charakteristischer Größen in 20C-1 (DJF)	118
A.17	Zeitlicher Verlauf des mittleren Radius und der Tiefe in 20C (DJF)	119
A.18	NAO Index in ERA-40, 20C-1	120
A.19	Dichteschätzungen der Extrema in ζ_{850} unter NAO^+ und NAO^- (ERA-40, 20C)	121
A.20	Dichteschätzungen der Extrema in ∇z unter NAO^+ und NAO^- (ERA-40, 20C)	122
A.21	Dichteschätzungen der Extrema in D unter NAO^+ und NAO^- (ERA-40, 20C)	122
A.22	Dichteschätzungen der Extrema in ∇z und D (ERA-40, 20C)	123
A.23	Zyklogenese- und Zyklolyseeregionen der Extrema in ∇z (ERA-40, 20C)	123
A.24	Zyklogenese- und Zyklolyseeregionen der Extrema in D (ERA-40, 20C)	124
A.25	Zyklogenese- und Zyklolyseeregionen der Extrema in ζ_{850} (ERA-40, 20C)	124
A.26	Dichteschätzungen der Extrema in z_{1000} unter NAO^+ und NAO^- (20CS, A1BS)	125
A.27	Dichteschätzungen der Extrema in ζ_{850} unter NAO^+ und NAO^- (20CS, A1BS)	126
A.28	Dichteschätzungen der Extrema in ∇z unter NAO^+ und NAO^- (20CS, A1BS)	126

A.29 Dichteschätzungen der Extrema in D unter NAO^+ und NAO^- (20CS, A1BS) . . .	127
A.30 Dichteschätzungen der Extrema in ∇z und D (20CS, A1BS)	127
A.31 Zyklagenese- und Zyklolyseregionen der Extrema in z_{1000} (20CS, A1BS)	128
A.32 Zyklagenese- und Zyklolyseregionen der Extrema in ∇z (20CS, A1BS)	128
A.33 Zyklagenese- und Zyklolyseregionen der Extrema in D (20CS, A1BS)	129
A.34 Zyklagenese- und Zyklolyseregionen der Extrema in ζ_{850} (20CS, A1BS)	129

Tabellenverzeichnis

4.1 Zusammenfassung der existieren Größenbestimmungen	31
5.1 Einordnung der Akaike Differenzen	66
5.2 Parameter $\hat{\sigma}$ und $\hat{\xi}$ in ERA-40 und 20C	70
5.3 Akaike Differenzen und <i>Akaike weights</i> in ERA-40 und 20C	70
5.4 Parameter $\hat{\sigma}$ und $\hat{\xi}$ in 20CS und A1BS	76
5.5 Akaike Differenzen und <i>Akaike weights</i> in 20CS und A1BS	77
A.1 Anzahl der Tiefdruckgebiete in ERA-40 und 20C (DJF)	109
A.2 Anzahl der extremen Tiefdruckgebiete	120
A.3 Anzahl der Extrema in z_{1000} und ∇z	120
A.4 Anzahl der Extrema in D und ζ_{850}	121

Literaturverzeichnis

- Akaike, H. (1974): A new look at the statistical model identification. *IEEE Transactions on Automatic Control*, **19**, 716 – 723.
- Alpert, P., B. U. Neeman und Y. Shay-El (1990): Climatological analysis of Mediterranean cyclones using ECMWF data. *Tellus*, **42 A**, 65 – 77.
- Bauer, M. und A. D. D. Genio (2006): Composite analysis of winter cyclones in a GCM: Influence on a climatological humidity. *Journal of Climate*, **19**, 1652 – 1672.
- Benestad, R. E. und D. Chen (2006): The use of a calculus-based cyclone identification method for generating storm statistics. *Tellus*, **58 A**, 473–486.
- Bengtsson, L., K. I. Hodges und S. Hagemann (2004): Sensitivity of the era40 reanalysis to the observing system: determination of the global atmospheric circulation from reduced observations. *Tellus*, **56A**, 456 – 471.
- Bengtsson, L., K. I. Hodges und N. Keenlyside (2009): Will extratropical storms intensify in a warmer climate? *Journal of Climate*, **22**, 2276–2301.
- Bengtsson, L., K. I. Hodges und E. Roeckner (2006): Storm tracks and climate change. *Journal of Climate*, **19**, 3518 – 3543.
- Blender, R., K. Fraedrich und F. Lunkeit (1997): Identification of cyclone-track regimes in the North Atlantic. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **123**, 727 – 741.
- Blender, R. und M. Schubert (2000): Cyclone tracking in different spatial and temporal resolutions. *Monthly Weather Review*, **128**, 377 – 384.
- Blessing, S., K. Fraedrich, M. Junge, T. Kunz und F. Lunkeit (2005): Daily North Atlantic Oscillation (NAO) index: statistics and its stratospheric polar vortex dependence. *Meteorologische Zeitschrift*, **14**, 763 – 769.
- Bronštein, I. N., K. A. Semendjaev, G. Musiol und H. Mühlig (1999): *Taschenbuch der Mathematik*, Vol. 4. Verlag Harri Deutsch, 1152 pp.

- Browning, K. A. (1997): The dry intrusion perspective of extra-tropical cyclone development. *Meteorological Applications*, **4**, 317 – 324.
- Burnham, K. P. und D. R. Anderson (2002): *Model selection and multimodel inference: a practical information-theoretical approach*. Springer-Verlag, London, 496 pp.
- Carlson, T. N. (1980): Airflow through midlatitude cyclones and the comma cloud pattern. *Monthly Weather Review*, **108**, 1498 – 1509.
- Changnon, D., J. J. Noel und L. H. Maze (1995): Determining cyclone frequencies using equal-area circles. *Monthly Weather Review*, **123**, 2285 – 2294.
- Coles, S. (2001): *An introduction to statistical modeling of extreme values*. Springer-Verlag London, iSBN 1852334592.
- Dacre, H. F. und S. L. Gray (2009): The spatial distribution and evolution characteristics of North Atlantic cyclones. *Monthly Weather Review*, **137**, 99 – 115.
- Della-Marta, P. M. und J. G. Pinto (2009): Statistical uncertainty of changes in winter storms the North Atlantic and Europe in an ensemble of transient climate simulations. *Geophysical Research Letters*, **36**, L14703.
- Deveson, A. C. L., K. A. Browning und T. D. Hewson (2002): A classification of FASTEX cyclones using height-attributable quasi-geostrophic vertical-motion diagnostic. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **128**, 93 – 117.
- Eckhardt, S., A. Stohl, H. Wernli, P. James, C. Forster und N. Spichtinger (2004): A 15-year climatology of warm conveyor belts. *Journal of Climate*, **17**, 218 – 237.
- Etling, D. (2002): *Theoretische Meteorologie - Eine Einführung*, Vol. 2. Springer, 354 pp.
- Finnis, J., M. M. Holland, M. C. Serreze und J. J. Cassano (2007): Response of Northern Hemisphere extratropical cyclone activity and associated precipitation to climate change, as represented by the Community Climate System Model. *Journal of Geophysical Research*, **112**, G04S42.
- Graham, N. E. und H. F. Diaz (2001): Evidence for intensification of north pacific winter cyclones since 1948. *Bulletin of the American Meteorological Society*, **82**, 1869 – 1893.
- Gray, S. L. und H. F. Dacre (2006): Classifying dynamical forcing mechanisms using a climatology of extratropical cyclones. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **132**, 1119–1137.
- Grotjahn, R. und C. Castello (2000): A study of frontal cyclone surface and 300-hpa geostrophic kinetic energy distribution and scale change. *Monthly Weather Review*, **128**, 2865 – 2874.
- Grotjahn, R., D. Hodyss und C. Castello (1999): Do frontal cyclones change size? observed widths of north pacific lows. *Monthly Weather Review*, **127**, 1089 – 1095.
- Gulev, S. K., O. Zolina und S. Grigoriev (2001): Extratropical cyclone variability in the northern hemisphere winter from the NCEP/NCAR reanalysis data. *Climate Dynamics*, **17**, 795 – 809.

- Harrold, T. W. (1973): Mechanisms influencing the distribution of precipitation within baroclinic disturbances. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **99**, 232 – 251.
- Hewson, T. D. (1997): Objective identification of frontal wave cyclones. *Meteorological Applications*, **4**, 311 – 315.
- Hodges, K. I. (1994): A general method for tracking analysis and its application to meteorological data. *Monthly Weather Review*, **122**, 2573 – 2586.
- Hoskins, B. J. und K. I. Hodges (2002): New perspectives on the Northern Hemisphere winter storm tracks. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **59**, 1041 – 1061.
- Hoskins, B. J. und P. J. Valdes (1990): On the existence of storm-tracks. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **47**, 1854 – 1864.
- Hurrell, J. W. (1995): Decadal trends in the North Atlantic Oscillation: regional temperatures and precipitation. *Science*, **269**, 676 – 679.
- Jiang, J. und W. Perrie (2007): The impacts of climate change on autumn North Atlantic midlatitude cyclones. *Journal of Climate*, **20**, 1174 – 1187.
- Jung, T., S. K. Gulev, I. Rudeva und V. Soloviov (2006): Sensitivity of extratropical cyclone characteristics to horizontal resolution in the ECMWF model. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **132**, 1839 – 1857.
- Kållberg, P., P. Berrisford, B. Hoskins, A. Simmons, S. Uppala, S. Lamy-Thépaut und R. Hine (2005): ERA-40 project report series. 19. ERA-40 Atlas. ECMWF, workshop on Re-analysis, Reading, United Kingdom, ECMWF.
- Katz, R. W. und B. G. Brown (1992): Extreme events in a changing climate: Variability is more important than averages. *Climatic Change*, **21**, 289 – 302.
- Kolmogorov, A. N. (1941): Energy dissipation in locally isotropic turbulence. *Doklady AN SSSR*, pp. 19 – 21.
- König, W., R. Sausen und F. Sielmann (1993): Objective identification of cyclones in GCM simulations. *Journal of Climate*, **6**, 2217 – 2213.
- Kraus, H. (2004): *Die Atmosphäre der Erde: Eine Einführung in die Meteorologie*. Springer-Verlag, 422 pp.
- Kriegsmann, A. und B. Brümmer (2007): Impact on cyclones on the sea ice in the central arctic - sensitivity studies with a coupled sea ice ocean model. In *DACH Tagung - DACH2007_A_00252*.
- Lambert, S. (1988): A cyclone climatology of the Canadian Climate Centre General Circulation Model. *Journal of Climate*, **1**, 109 – 115.
- Lambert, S. J. und J. C. Fyfe (2006): Changes in winter cyclone frequencies and strengths simulated in enhanced greenhouse warming experiments: results from the models participating in the IPCC diagnostic exercise. *Climate Dynamics*, **26**, 713 – 728.

- Lammert, A., B. Brümmer, M. Haller, G. Müller und H. Schyberg (2010): Comparison of three weather prediction models with buoy and aircraft measurements under cyclone conditions in Fram Strait. *Tellus*, **62A**, 361 – 376.
- Lau, K. und H. Weng (1995): Climate signal detection using wavelet transform: How to make a time series sing. *Bulletin of the American Meteorological Society*, **76**, 2391–2402.
- Leckebusch, G. C., B. Koffi, U. Ulbrich, J. G. Pinto, T. Spanghel und S. Zacharias (2006): Analysis of frequency and intensity of European winter storm events from a multi-model perspective, at synoptic and regional scales. *Climate Research*, **31**, 59 – 74.
- Lindzen, R. S. und B. Farrell (1980): A simple approximate result for the maximum growth rate of baroclinic instabilities. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **37**, 1648 – 1654.
- Löptien, U., O. Zolina, S. Gulev, M. Latif und V. Soloviev (2008): Cyclone life cycle characteristics over the Northern Hemisphere in coupled GCMs. *Climate Dynamics*, **31**, 507–532.
- Lunkeit, F., M. Ponater, R. Sausen, M. Sogalla, U. Ulbrich und M. Windelbrand (1996): Cyclone activity in a warmer climate. *Contribution to Atmospheric Physics*, **69**, 393 – 407.
- Mailier, P. J., D. B. Stephenson, C. A. T. Ferro und K. I. Hodges (2006): Serial clustering of extratropical cyclones. *Monthly Weather Review*, **134**, 2224 – 2240.
- Marsland, S. J., H. Haak, J. H. Jungclauss, M. Latif und F. Röske (2003): The Max-Planck-Institute global ocean/sea ice model with orthogonal curvilinear coordinates. *Ocean Modelling*, **5**, 91 – 127.
- McCabe, G. J., M. P. Clark und M. C. Serreze (2001): Trends in Northern Hemisphere surface cyclone frequency and intensity. *Journal of Climate*, **14**, 2763 – 2768.
- Moseley, C., H. Göttel und D. Jacob (2010): Cyclone activity in the North Atlantic and its role for the European water budget. *Tellus A*, **submitted**.
- Murray, R. J. und I. Simmonds (1991): A numerical scheme for tracking cyclone centres from digital data. Part I: development and operation of the scheme. *Australian Meteorological Magazine*, **39**, 155 – 166.
- Nakicenovic, N., J. Alcamo, G. Davis und B. de Vries et al. (2000): *Special Report on Emissions Scenarios, Edited by N. Nakicenovic und R. Swart*. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 612 pp., ISBN 0521804930.
- Nielsen, J. W. und R. M. Dole (1992): A survey of extratropical cyclone characteristics during GALE. *Monthly Weather Review*, **120**, 1156 – 1167.
- Paciorek, C. J., J. S. Risbey, V. Ventura und R. D. Rosen (2002): Multiple indices of Northern Hemisphere cyclone activity, winters 1949–99. *Journal of Climate*, **15**, 1573 – 1590.
- Patoux, J., X. Yuan und C. Li (2009): Satellite-based midlatitude cyclone statistics over the Southern Ocean: 1. Scatterometer-derived pressure fields and storm tracking. *Journal of Geophysical Research*, **114**, D04105.

- Petterssen, S. und S. J. Smebye (1971): On the development of extratropical cyclones. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **97**, 457 – 482.
- Pinto, J. G., U. Ulbrich, G. C. Leckebusch, T. Spanghel, M. Reyers und S. Zacharias (2007): Changes in storm track and cyclone activity in three SRES ensemble experiments with the ECHAM5/MPI-OM1 GCM. *Climate Dynamics*, **29**, 195 – 210.
- Pinto, J. G., S. Zacharias, A. H. Fink, G. C. Leckebusch und U. Ulbrich (2009): Factors contributing to the development of extreme North Atlantic cyclones and their relationship with the NAO. *Climate Dynamics*, **32**, 711–737.
- Plant, R. S., G. C. Craig und S. L. Gray (2003): On the threefold classification of extratropical cyclogenesis. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **129**, 2989 – 3012.
- Press, W. H., S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling und B. P. Flannery (1992): *Numerical recipes in FORTRAN. The art of scientific computing*. Cambridge University Press.
- Riemann-Campe, K., R. Blender und K. Fraedrich (2010): Global memory analysis in observed and simulated CAPE and CIN. *International Journal of Climatology*, **in press**, doi:10.1002/joc.2148.
- Roeckner, E., G. Bäuml, L. Bonaventura, R. Brokopf, M. Esch, M. Giorgetta, S. Hagemann, I. Kirchner, L. Kornblüeh, E. Manzini, A. Rhodin, U. Schlese, U. Schulzweida und A. Tompkins (2003): *The atmospheric general circulation model ECHAM5. Part I: Model description*. Tech. Rep. 349, MPI.
- Roeckner, E., M. Lautenschlager und H. Schneider (2006a): IPCC-AR4 MPI-ECHAM5_T63L31 MPI-OM_GR1.5L40_20C3M run no.1: atmosphere 6 hour values MPImet/MaD Germany. doi:10.1594/WDCC/EH5-T63L31_OM-GR1.5L40_20C_1_6H.
- Roeckner, E., M. Lautenschlager und H. Schneider (2006b): IPCC-AR4 MPI-ECHAM5_T63L31 MPI-OM_GR1.5L40 SRESA1B run no.1: atmosphere 6 hour values MPImet/MaD Germany. doi:10.1594/WDCC/EH5-T63L31_OM-GR1.5L40_A1B_1_6H.
- Rudeva, I. und S. K. Gulev (2007): Climatology of cyclone size characteristics and their changes during the cyclone life cycle. *Monthly Weather Review*, **135**, 2568 – 2587.
- Schneider, A., R. Blender und K. Fraedrich (2010): A radius-depth model for midlatitude cyclones in reanalysis data and simulations. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **136**, 50 – 60.
- Schubert, M., J. Perlwitz, R. Blender, K. Fraedrich und F. Lunkeit (1998): North atlantic cyclones in co₂-induced warm climate simulations: frequency, intensity, and tracks. *Climate Dynamics*, **14**, 827 – 837.
- Schultz, D. M. (2001): Reexamining the cold conveyor belt. *Monthly Weather Review*, **129**, 2205 – 2225.

- Schultz, D. M., D. Keyser und L. F. Bosart (1998): The effect of large-scale flow on low-level frontal structure and evolution in midlatitude cyclones. *Monthly Weather Review*, **126**, 1767 – 1791.
- Shapiro, M. A. und D. Keyser (1990): Fronts, jet streams and the tropopause. In *Extratropical cyclones. The Erik Palmén Memorial Volume*, ed. by C. W. Newton und E. O. Holopainen, pp. 167 – 191, Amer. Meteor. Soc.
- Shaw, W. N. (1903): The meteorological aspects of the storm of February 26-27, 1903. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **29**, 233 – 258.
- Sickmüller, M., R. Blender und K. Fraedrich (2000): Observed winter cyclone tracks in the Northern Hemisphere in re-analysed ECMWF data. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **126**, 591 – 620.
- Sienz, F., A. Schneidereit, R. Blender, K. Fraedrich und F. Lunkeit (2010): Extreme value statistics for North Atlantic cyclones. *Tellus*, submitted.
- Simmonds, I. (2000): Size changes over the life of sea level cyclones in the NCEP reanalysis. *Monthly Weather Review*, **128**, 4118 – 4125.
- Simmonds, I. und K. Keay (2000): Mean Southern Hemisphere Extratropical Cyclone Behavior in the 40-Year NCEP-NCAR Reanalysis. *Journal of Climate*, **13**, 873–885.
- Simmonds, I. und K. Keay (2002): Surface fluxes of momentum and mechanical energy over the North Pacific and North Atlantic Oceans. *Meteorology and Atmospheric Physics*, **80**, 1–18.
- Simmons, A. J. (2001): Development of the ERA-40 data assimilation system. ERA-40 Project Report Series 3, pp. 11 – 30, ECMWF, workshop on Re-analysis, Reading, United Kingdom, ECMWF, URL http://www.ecmwf.int/publications/library/ecpublications/proceedings/ERA40-reanalysis_workshop/index.html.
- Simmons, A. J., P. D. Jones, V. da Costa Bechtold, A. C. M. Beljaars und et al. (2004): Comparison of trends and low-frequency variability in cru, era-40, and ncep/ncar analyses of surface air temperature. *Journal of Geophysical Research*, **109**, D24115.
- Sinclair, M. R. (1994): An objective cyclone climatology for the Southern Hemisphere. *Monthly Weather Review*, **122**, 2239 – 2256.
- Sinclair, M. R. (1997): Objective identification of cyclones and their circulation intensity, and climatology. *Weather and Forecasting*, **12**, 595 – 612.
- Solomon, S., D. Qin, M. Manning, M. Marquis, K. Averyt, M. M. B. Tignor, J. H. L. Miller und Z. Chen, eds. (2007): *Climate Change 2007: The physical basis*. Cambridge University Press.
- Stull, R. B. (1988): *An introduction to boundary layer meteorology*. Kluwer Academic Publishers.

- Torrence, C. und G. P. Compo (1998): A Practical Guide to Wavelet Analysis. *Bulletin of the American Meteorological Society*, vol. 79, Issue 1, pp.61-78, **79**, 61–78.
- Trenberth, K. E. (1991): Storm tracks in the Southern Hemisphere. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **48**, 2159 – 2178.
- Trigo, I. F. (2006): Climatology and interannual variability of storm-tracks in the Euro-Atlantic sector: a comparison between ERA-40 and NCEP/NCAR reanalyses. *Climate Dynamics*, **26**, 127 – 143.
- Ulrich, U., G. C. Leckebusch und J. G. Pinto (2009): Extra-tropical cyclones in the present and future climate: a review. *Theoretical and Applied Climatology*, **96**, 117 – 131.
- Uppala, S. M., P.W.Kallberg, A. J. Simmons und U. A. et al. (2005): The ERA-40 re-analysis. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **131**, 2961 – 3012.
- von Storch, H. und F. W. Zwiers (2002): *Statistical Analysis in Climate Research*. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 484 pp., ISBN 0521012309.
- Wang, X. L., V. R. Swail und F. W. Zwiers (2006): Climatology and changes of the extratropical cyclone activity: comparison of ERA-40 with NCEP/NCAR reanalysis for 1958-2001. *Journal of Climate*, **19**, 3145 – 3166.
- Wernli, H. und H. C. Davies (1997): A Lagrangian-based analysis of extratropical cyclones. I: The method and some applications. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **123**, 467 – 489.
- Wernli, H. und C. Schierz (2006): Surface cyclones in the ERA-40 dataset (1958-2001). Part i: novel identification method and global climatology. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **63**, 2486 – 2507.
- Wilks, D. S. (1995): *Statistical methods in the atmospheric sciences, second edition, International Geophysics Series*, Vol. 59. Academic Press, 627 pp., ISBN-10: 0127519653. ISBN-13: 978-0127519654.
- Williamson, D. L. (1981): Storm track representation and verification. *Tellus*, **33**, 513–+.
- Ziv, B., H. Saaroni, M. Romem, E. Heifetz, N. Harnik und A. Baharad (2010): Analysis of conveyor belts in winter mediterranean cyclones. *Theoretical and Applied Climatology*, **99**, 441 – 455.

Wesentliche Teile der Promotion sind in begutachteten Journalen publiziert. Das Kapitel 4 sowie das Kapitel 5 beinhalten die zweite und vierte der erwähnten Veröffentlichungen.

- Sienz, F., I. Bordi, K. Fraedrich und A. Schneidereit, Extreme dry and wet events in Iceland: observations, simulations and scenarios, *Meteorologische Zeitschrift*, 16, 9 - 16, 2007.
- Schneidereit, A., R. Blender und K. Fraedrich, A Radius-depth model for midlatitude cyclones in reanalysis data and simulations, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 136, 50 - 60, 2010.
- I. Fischer-Bruns, J. Feichter, S. Kloster und A. Schneidereit, How present aerosol pollution from North America impacts North Atlantic climate, *Tellus A*, 62, 579 - 589, 2010.
- Sienz, F., A. Schneidereit, R. Blender, K. Fraedrich und F. Lunkeit, Extremes of North Atlantic cyclones, *Tellus A*, 62, 347 - 360, 2010.

A | Anhang

A.1 Berechnung der NAO

Die Nordatlantische Oszillation erklärt einen Großteil der Variabilität des nordatlantischen Klimasystems auf interannualer und mehrere Dekaden umfassende Zeitskala (Hurrell, 1995). Deshalb ist die Untersuchung des Einflusses der NAO auf die Verteilung der Tiefdruckgebiete von besonderem Interesse. In diesem Abschnitt wird die Berechnung des NAO Index näher erläutert. Es existieren mehrere Verfahren zur Bestimmung des NAO Index. Der stationsbasierte NAO Index stellt eine Möglichkeit dar. Hierbei wird der Index über die Differenz des normalisierten Bodendruckes der Stationen Lissabon (Portugal) und Reykjavík (Island) berechnet.

Der in dieser Arbeit verwendete NAO Index wird mittels der EOF Analyse berechnet. Als Eingangsdatensatz werden Monatsmittel des Bodendruckes in dem nordatlantisch/europäischen Bereich $[80^\circ\text{W} - 30^\circ\text{O}; 20^\circ\text{N} - 80^\circ\text{N}]$ (entsprechend Blessing *et al.*, 2005)] verwendet.

Die EOF Analyse bestimmt eine Satz von Eigenfunktionen $\vec{e}$ und Eigenwerten λ , welche die Kovarianzmatrix $[S]$ der Datenmatrix $[X]$ charakterisieren (von Storch und Zwiers, 2002). Die Eigenwerte und Eigenfunktionen entsprechen Abschätzungen, da nur eine endliche Anzahl an Beobachtungszeitpunkten verfügbar ist. Die $N \times K$ Datenmatrix $[X]$ besteht aus einer finiten Auswahl aus N Beobachtungen $\{\vec{x}_1, \vec{x}_2, \dots, \vec{x}_N\}$. K entspricht hierbei der Anzahl der Variablen bzw. den Gitterpunkte. Das Gitterpunktsfeld im ersten Zeitschritt ($t = 1$) wird durch den Zeilenvektor $\vec{x}_1$ dargestellt. Die Kovarianzmatrix $[S]$ wird wie folgt bestimmt (nach Wilks, 1995):

$$[S] = \frac{1}{N-1} [X']^T [X'] = \begin{bmatrix} s_{1,1} & s_{1,2} & \dots & s_{1,K} \\ s_{2,1} & s_{2,2} & \dots & s_{2,K} \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ s_{N,1} & s_{N,2} & \dots & s_{N,K} \end{bmatrix} \quad (\text{A.1})$$

mit

$$[X'] = [X] - \frac{1}{N} [1][X] \quad (\text{A.2})$$

Die Matrix $[1]$ ist eine $N \times N$ Matrix, deren Elemente gleich 1 sind. Die symmetrische $K \times K$ Kovarianzmatrix $[S]$, auch als Dispersionsmatrix oder Streuungsmatrix bezeichnet (Wilks, 1995), gibt in der Hauptdiagonalen die Varianzen, in den anderen Komponente die Kovarianzen

wieder. Die Eigenwerte λ und die Eigenvektoren $\vec{e}$ von $[S]$ werden mittels folgender Gleichung (Wilks, 1995) bestimmt:

$$([S] - \lambda[I]) \vec{e} = 0 \quad (\text{A.3})$$

mit $[I]$ der Einheitsmatrix. Mit Ausnahme der Hauptdiagonalen, deren Elemente 1 sind, sind die restlichen Komponenten gleich Null. Das Bestimmen der Eigenwerte erfolgt über das Lösen des Eigenwertproblems, indem folgende Determinante berechnet wird.

$$\det([S] - \lambda[I]) = 0 \quad (\text{A.4})$$

Durch die in Gl. A.3 eingesetzten Eigenwerte werden die zugehörigen Eigenfunktionen bestimmt. Die orthogonalen Funktionen entsprechen den berechneten Eigenfunktionen $\vec{e}$. Die erste empirische orthogonale Funktion beschreibt ein Muster, welches einen Hauptteil der Varianz der Matrix X beschreibt.

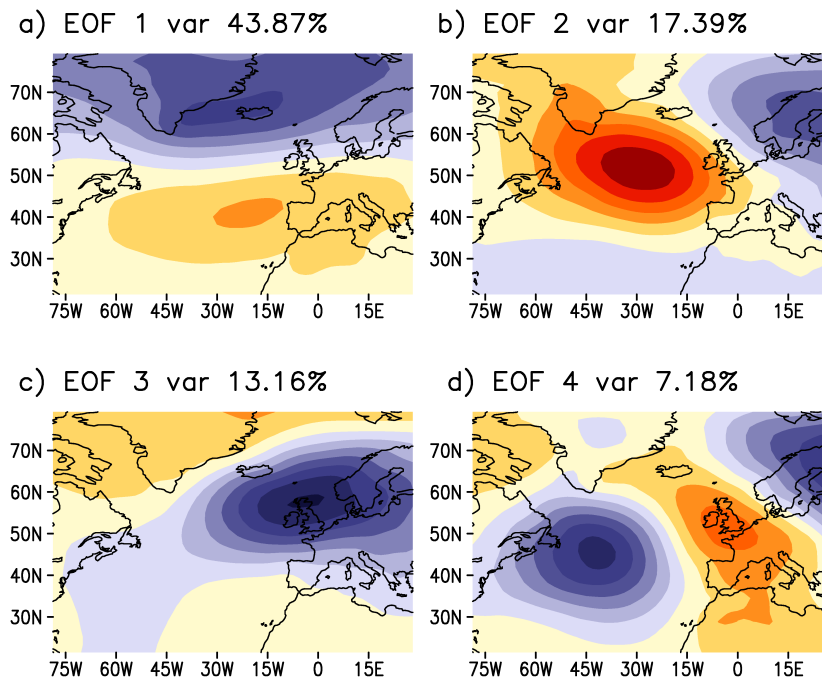


Abbildung A.1: Die ersten vier EOF des Bodendruckes und die erklärte Varianz in ERA-40 basierend auf den Winterhalbjahren (ONDJFM)

Die physikalische Erklärung der einzelnen Eigenfunktionen (räumliche Muster) ist schwierig bei Eigenfunktionen höherer Ordnung, da die Eigenfunktionen orthogonal sind und Prozesse bspw. in der Atmosphäre nicht zwangsweise orthogonale Muster ausweisen müssen (von Storch und Zwiers, 2002). Meist ist die führende EOF mit einem bekannten physikalischen Prozess assoziiert. Die Abbildung A.1 zeigt die ersten vier EOF des ERA-40 Winterzeitraums (ONDJFM) basierend auf monatlichen Feldern des Bodendruckes. In diesem Beispiel, die Berechnung der NAO, wird durch die Selektion der Gitterpunkte im nordatlantisch/europäischen Raum vorab entschieden, dass die erste Eigenfunktion das Druckmuster der NAO wiedergibt. Dies liegt darin

begründet, dass der größte Anteil der Variabilität in diesem Gebiet durch die NAO wiedergegeben wird. In Abbildung A.1a ist die NAO klar zu erkennen, während die Interpretation der zweiten, dritten und vierten EOF schwieriger ist. Allein die ersten vier EOF erklären ca. 80% der Variabilität im nordatlantischen Raum.

A.2 Wavelet Analyse

Wavelet Transformierte

Die *Wavelet* Transformierte spaltet ein Signal $s(t)$ hinsichtlich seiner elementaren Basisfunktionen auf (Lau und Weng, 1995). Die Basisfunktionen sind im Raum sowie in der Wellenzahl festgelegt. Deshalb können *Wavelet* Transformierte eine gute Beschreibung eines spezifischen Datenabschnitts um einen singulären Punkt sein.

Die *daughter Wavelets* $\psi_{b,a}(t)$ werden von der *mother Wavelet* $\psi(t)$ durch Streckung (dilation) und Translation abgeleitet.

$$\psi_{b,a}(t) = \frac{1}{a^{1/2}} \psi\left(\frac{t-b}{a}\right) \quad (\text{A.5})$$

mit b der Position (Translation) und $a(> 0)$ der Scala (dilation) der *Wavelet*. Die *Wavelet* Transformierte eines Signals $s(t)$ wird dann bezüglich ihrer zu analysierenden *Wavelet* $\psi(t)$ als Faltung definiert.

$$W(b,a) = \frac{1}{\sqrt{|a|}} \int \psi^*\left(\frac{t-b}{a}\right) s(t) dt \quad (\text{A.6})$$

Dabei entspricht ψ^* der komplex konjugierten. Die Funktion oder das Signal $s(t)$ kann durch die wavelet Koeffizienten rekonstruiert werden. Das *Wavelet power spectrum* kann als $|W_n(s)|^2$ definiert werden.

A.3 Minimierung von Funktionen

Die Optimierung der angepassten Gauß-Funktion erfolgt über die Minimierung des Abstandes zwischen der berechneten Gauß-Funktion und den Daten mit Hilfe einiger Routinen, welche aus Press *et al.* (1992) entnommen wurden. Folgende Routinen wurden verwendet:

- subroutine powell
- subroutine linmin
- subroutine mnbrak
- subroutine brent
- function f1dim

In einem ersten Schritt benötigt das Optimierungsverfahren Anfangswerte für den Umgebungswert z_{env} und den Radius R (Standardabweichung der Gauß-Funktion). Zunächst wird die geopotentielle Höhe über die Fläche von ca. $1000 \times 1000 \text{ km}^2$ gemittelt. Dieser Wert dient als erste Schätzung oder Anfangswert des Parameters z_{env} . Im nächsten Schritt wird über die Differenz zwischen der zentralen geopotentiellen Höhe und z_{env} eine erste Schätzung der Tiefe D berechnet. Die Schätzung der Tiefe ist notwendig, um einen Anfangswert für den Radius R zu bestimmen. Der Radius R ist mit der Tiefe folgendermaßen verbunden

$$R = \left(\frac{D}{a}\right)^{\frac{1}{b}} \quad (\text{A.7})$$

Mithilfe dieser einfachen Gleichung wird eine erste Schätzung des Radius bestimmt. Die Anfangswerte für Radius und Umgebungswert gehen in die Berechnung der Gaußfunktion ein. Im weiteren Verfahren gilt es nun den Abstand zwischen den Daten an den Gitterpunkten $z(i, j)$ und der berechneten Gauß-Funktion $z_G(r(i, j))$ zu minimieren.

$$\min(D) = \min \left(\sum_{i,j} (z(i, j) - z_G(r(i, j)))^2 \right) \quad (\text{A.8})$$

Würde es sich bei der betrachteten Funktion um eine lineare Funktion handeln, so könnten die zu suchenden Parameter berechnet werden, indem die partielle Ableitung von D nach den Parametern z_{rad} und z_{env} berechnet werden würde. Die partiellen Ableitungen werden Null gesetzt, so dass sich ein Gleichungssystem mit zwei Unbekannten ergeben würde. Dieses könnte im nächsten Schritt gelöst werden. Das Ergebnis wäre der Wert für die Parameter, bei denen die lineare Funktion optimal zu den Daten passt. In dem hier vorliegenden Fall handelt es sich um eine nichtlineare Funktion, so dass iterative numerische Algorithmen verwendet werden sollten.

Das hier verwendete Verfahren ähnelt dem Gradientenverfahren (Nullstellensuche) mit dem Unterschied, dass die Ableitung der zu minimierenden Funktion nicht benötigt wird. Der Vorteil des Gradientenverfahrens ergibt sich durch die schnellere Berechnung, jedoch wird das Auffinden des Minimums durch die zu wissende Ableitung der Funktion erschwert. Graphisch kann sich die Optimierung wie folgt vorgestellt werden (Abbildung A.2):

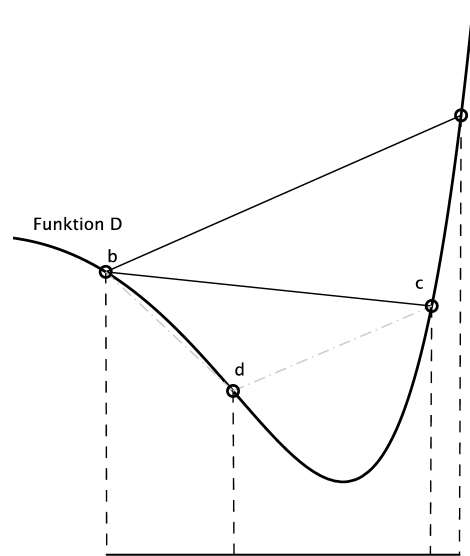


Abbildung A.2: Prinzip der Optimierung: Kurvenverlauf zeigt den theoretischen Verlauf von D; die Punkte a,b,c,d geben die für bestimmte gesetzte Parameter berechnete Funktion D wieder

Die Abbildung A.2 zeigt eine theoretische Verteilung von der zu minimierenden Funktion D. Der Anfangspunkt (in diesem Beispiel sein angenommen der Punkt a sei der Anfangspunkt) gibt die Differenz zwischen den Daten und der Gauß-Funktion mit den anfänglich geschätzten Parametern z_{env} und R wieder. Ausgehend von diesem Punkt werden die Parameter so gewählt,

dass das zu suchende Minimum von den Tripelpunkten a,b,c eingeschlossen wird. Unter der Annahme, dass eine Parabel an das Minimum gefittet werden kann, dienen diese Stellen als Punkte für den Parabelanpassung (Methode: inverse parabolic interpolation). Mithilfe der Parabel wird die Funktion im Minimum der Parabel untersucht. Dadurch wird ein neuer Punkt (hier: d) bestimmt, welcher das tatsächliche Minimum der Funktion einschließt. Dieser neue Punkt (d) ersetzt einen vorgehende Punkt (a), welcher weiter vom Minimum entfernt liegt. Somit konvergiert das Verfahren iterative zum Minimum. Bis auf einen bestimmten Toleranzbereich, welcher von der Genauigkeit des Rechners abhängt, kann sich dem Minimum mit diesem Verfahren angenähert werden.

A.4 Radius und Tiefe

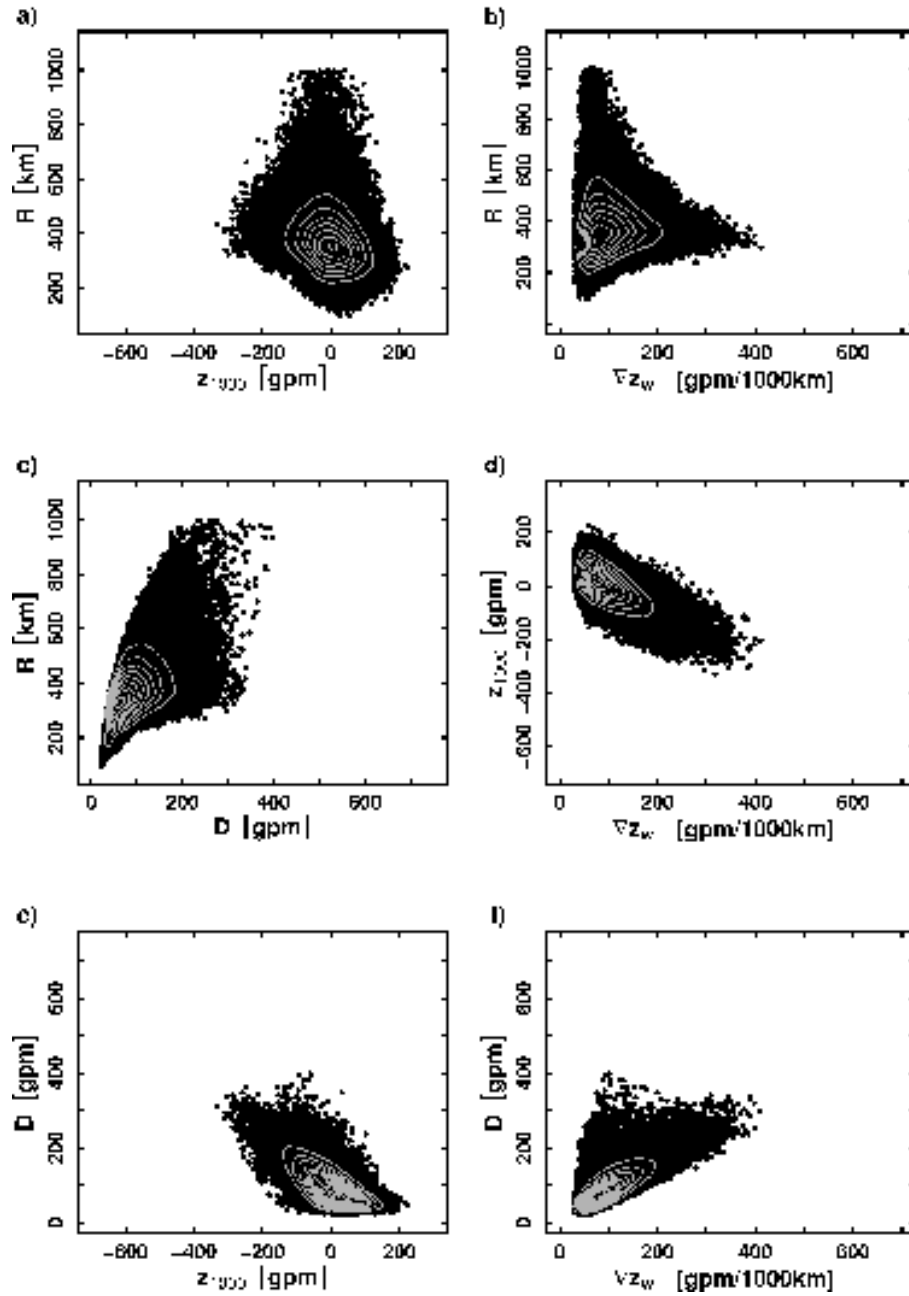


Abbildung A.3: Scatterplot der nordhemisphärischen Tiefdruckgebiete für ERA-40 (JJA, T63); Radius gegen a) zentrale geopotentielle Höhe, b) mittlerer horizontaler Gradient der geopotentiellen Höhe, c) Tiefe, sowie geopotentielle Höhe d) gegen mittleren Gradienten, Tiefe gegen e) geopotentielle Höhe und f) mittleren Gradienten.

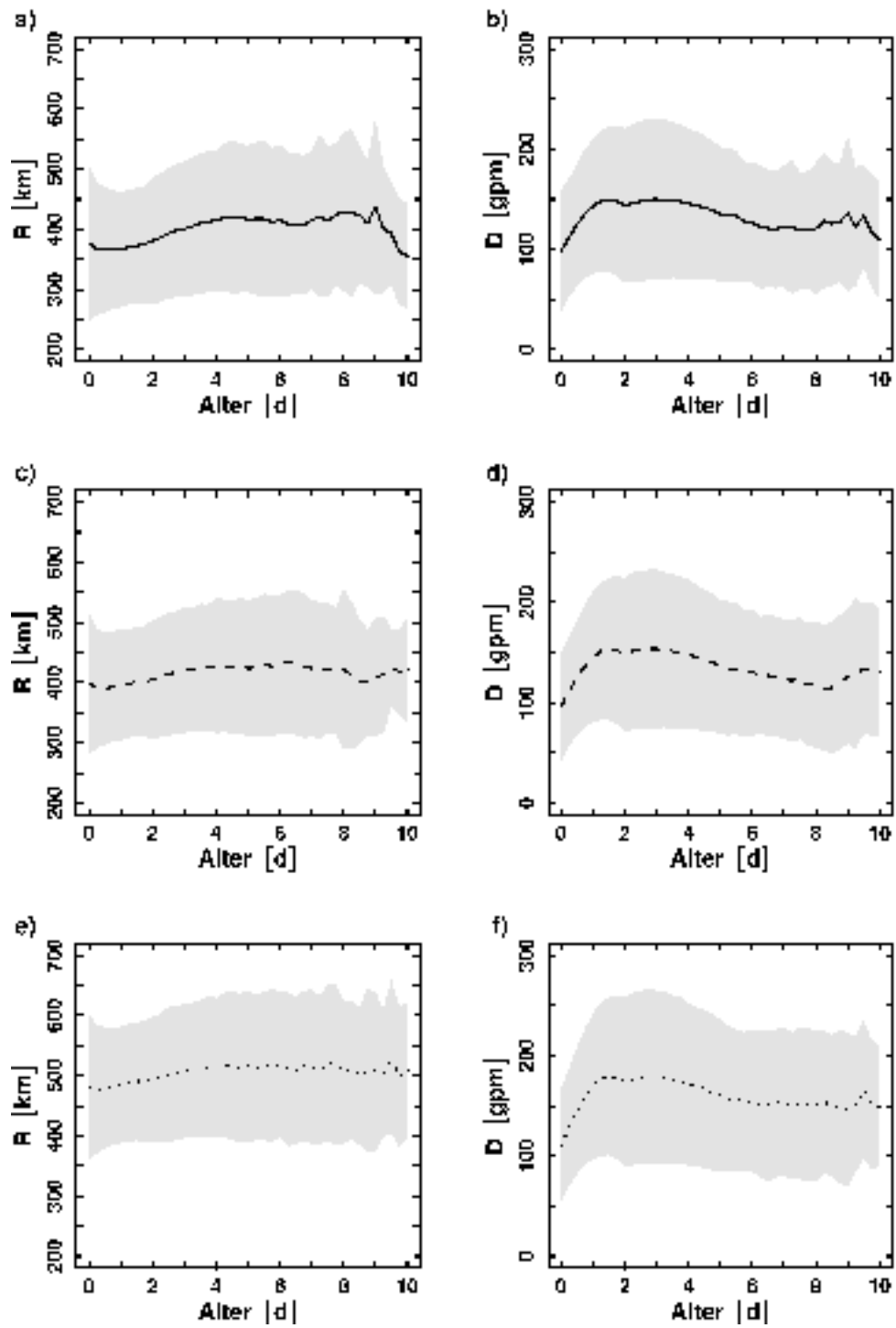


Abbildung A.4: Mittlere Verteilung des Radius (links) und der Tiefen (rechts) aufgetragen gegen das jeweilige Alter, sowie den Standardabweichungen bei verschiedenen Auflösungen (T106 (oben), T63 (mitte), T42 (unten)) für 45 DJF.

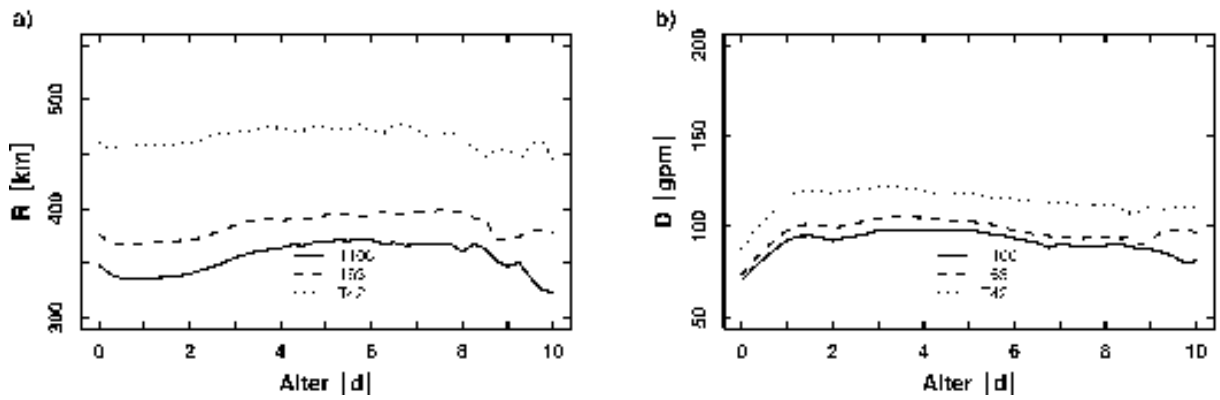


Abbildung A.5: Mittlere Verteilung des Radius (a) und der Tiefe (b) aufgetragen gegen das jeweilige Alter bei verschiedene Auflösungen in ERA-40 JJA (Gitterpunktsauflösungen welche T42,T63,T106 entsprechen).

DJF 43	NH	NA	NP
<i>ERA-40</i>	8943	3150	3660
<i>20C-1</i>	8853	3219	3644
<i>20C-2</i>	8905	3300	3581
<i>20C-3</i>	8935	3219	3629

Tabelle A.1: Anzahl der Tiefdruckgebiete in ERA-40 und 20C (alle Ensemblemitgliedern) für DJF.

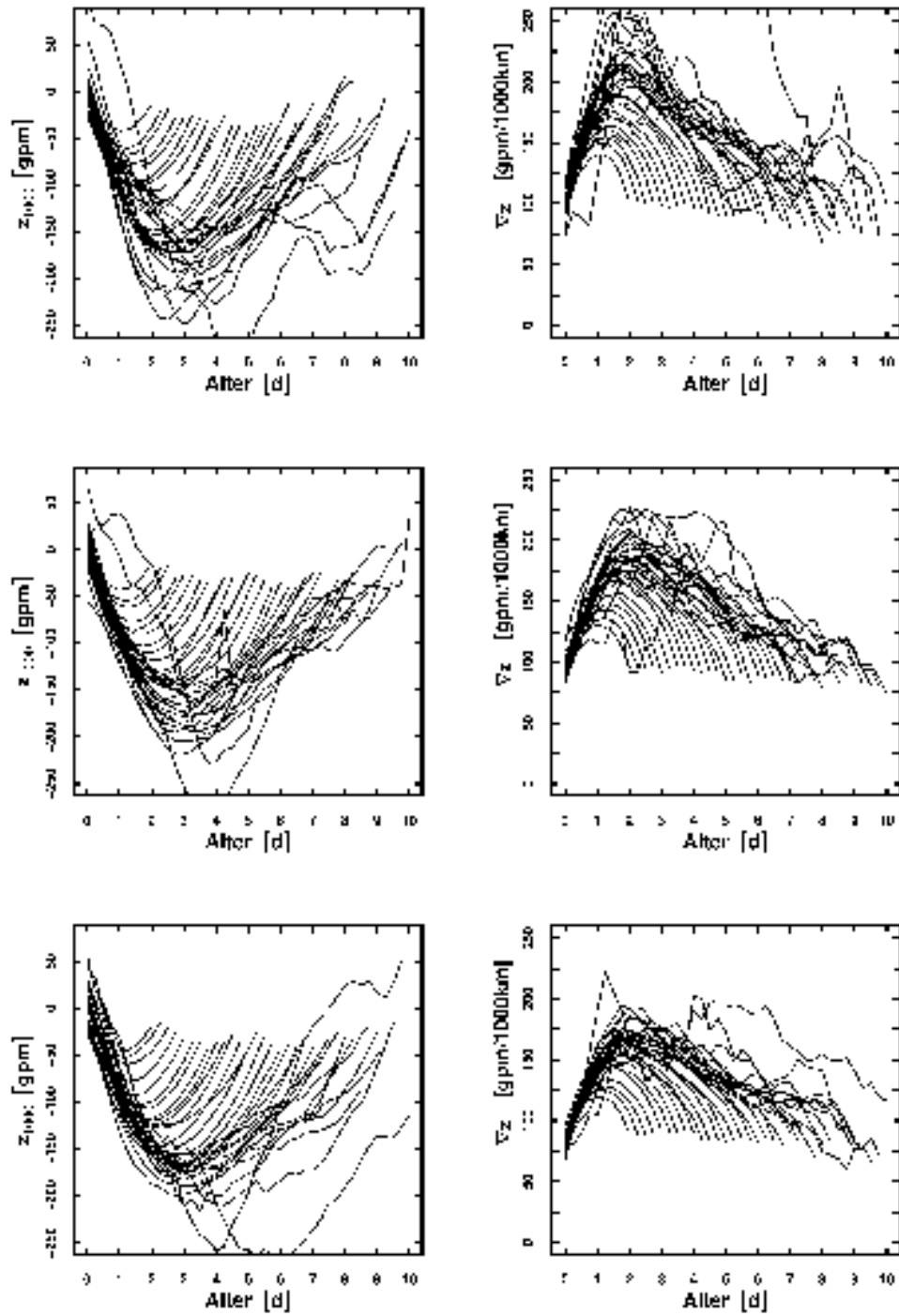


Abbildung A.6: Lebenszyklen der Tiefdruckgebiete in den Größen z_{1000} (links) und ∇z (rechts) der ERA-40 der 45 DJF für verschiedene Gitterpunktsauflösungen entsprechend T106 (oben), T63 (mitte), T42 (unten).

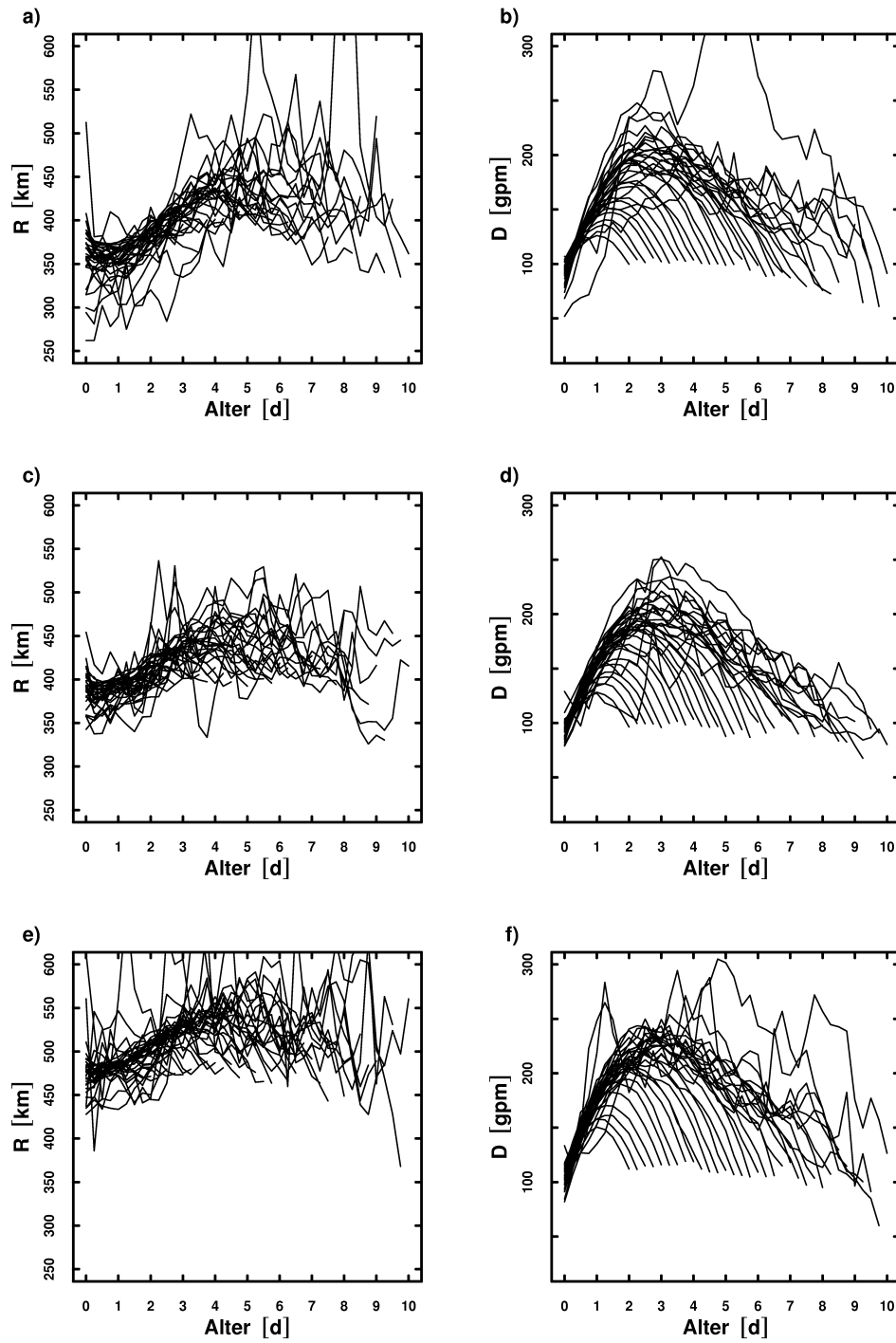


Abbildung A.7: Lebenszyklen der Tiefdruckgebiete in den Größen R (links) und D (rechts) der ERA-40 der 45 DJF für verschiedene Auflösungen: Gitterpunktauflösungen entsprechend T106 (oben), T63 (mitte), T42 (unten).

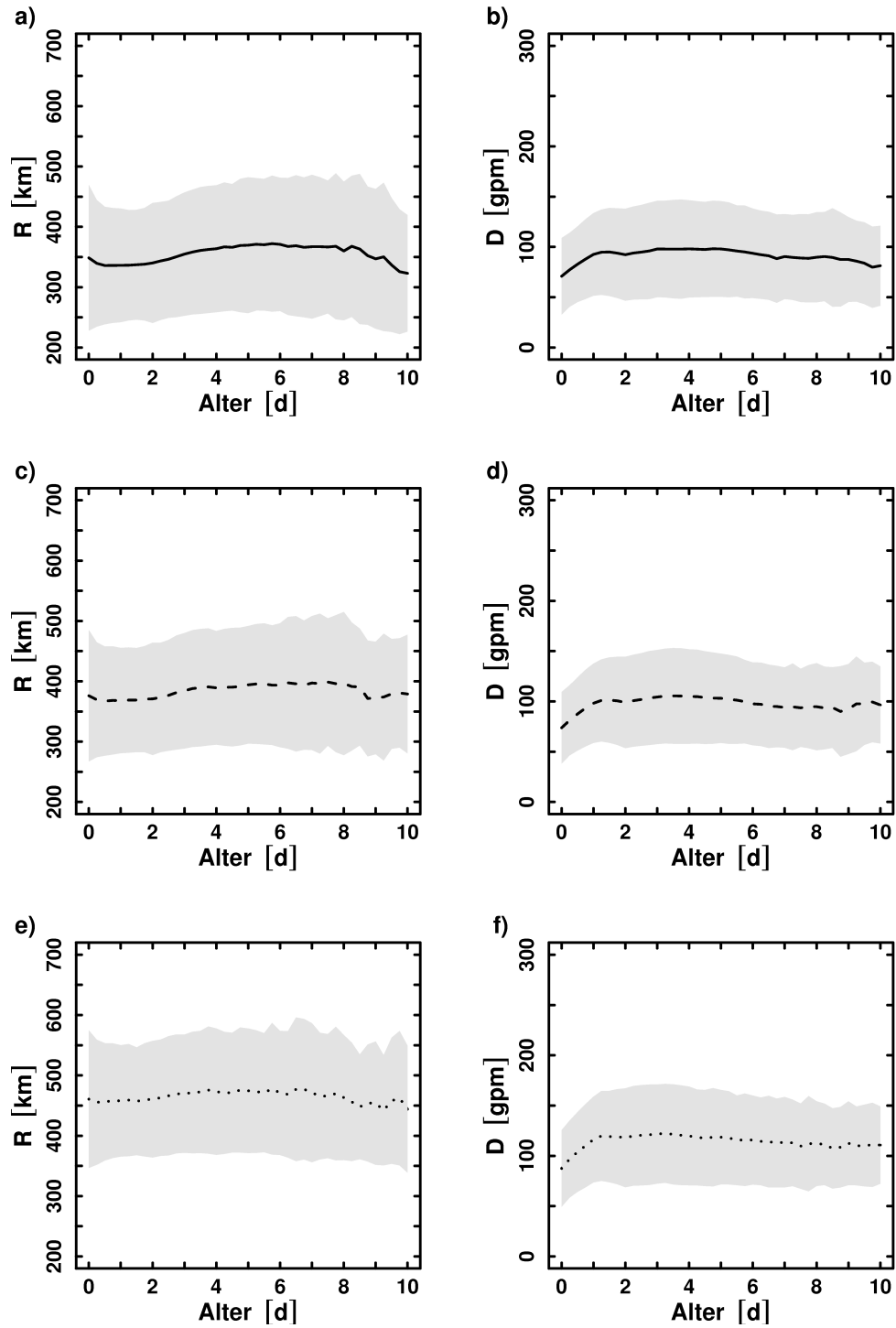


Abbildung A.8: Mittlerer Radius (links) und Tiefenverteilung (rechts) aufgetragen gegen das jeweilige Alter mit Standardabweichungen bei verschiedenen Auflösungen (T106 (oben), T63 (mitte), T42 (unten)) für 45 JJA.

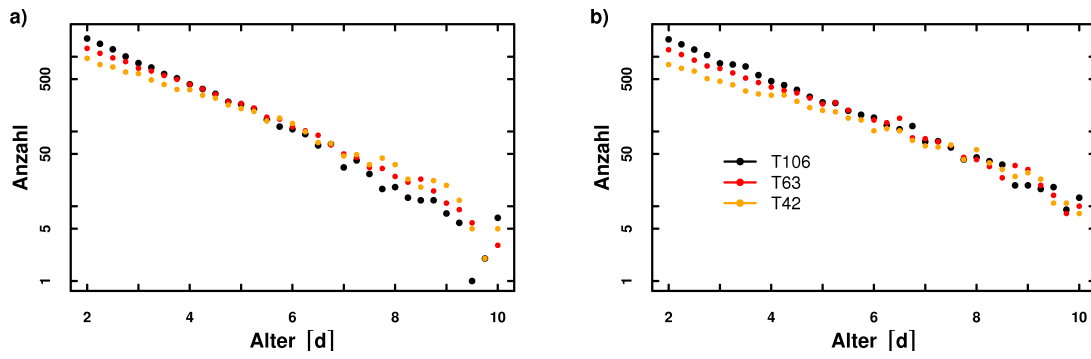


Abbildung A.9: Logarithmische Auftragung der Anzahl der Tiefdruckgebiete gegen das erreichte Alter für verschiedene Auflösungen der ERA-40 Periode für Winter (a) und Sommer (b).

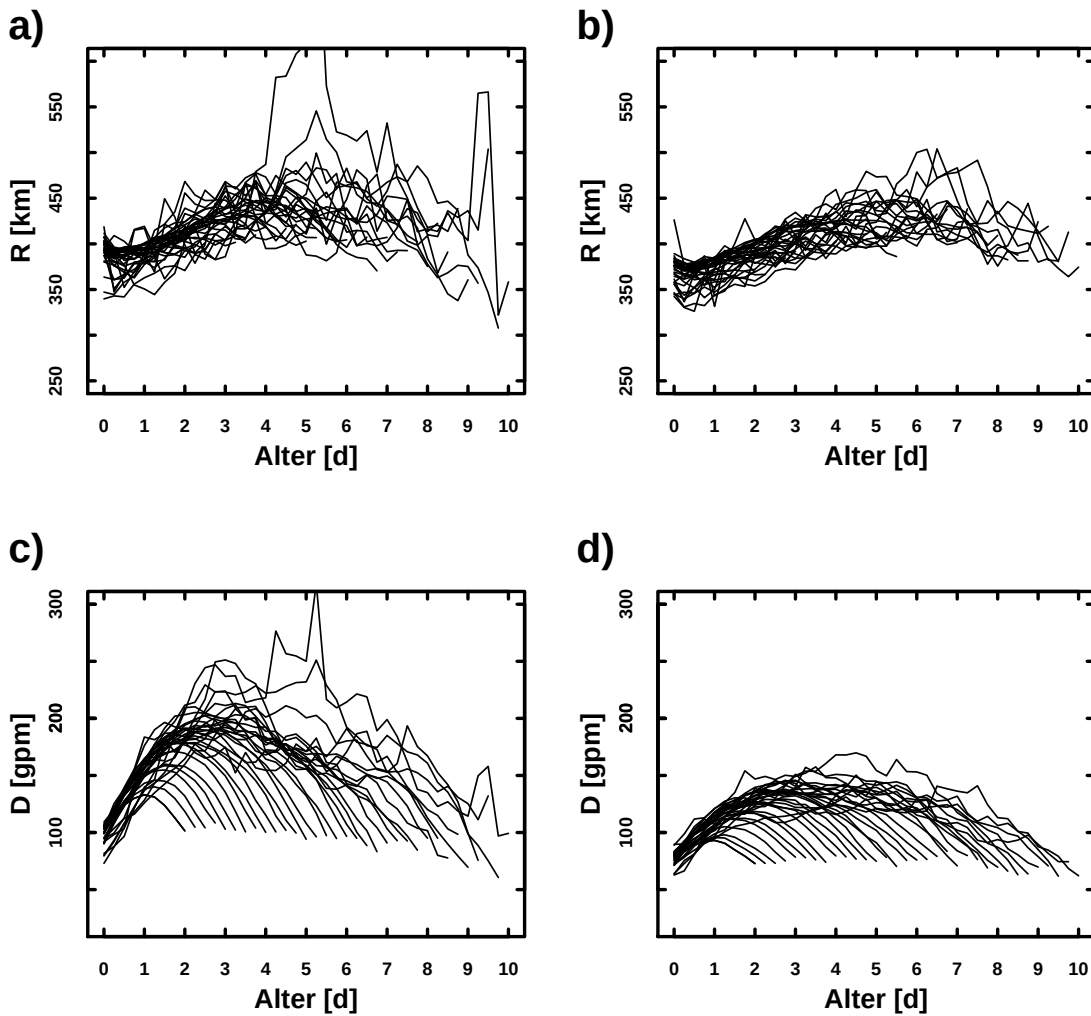


Abbildung A.10: Zeitliches Verhalten der einzelnen Klassen für Radius (a,b) und Tiefe (c,d) für Winter (links) und Sommer (rechts) der 20C-2 Simulation.

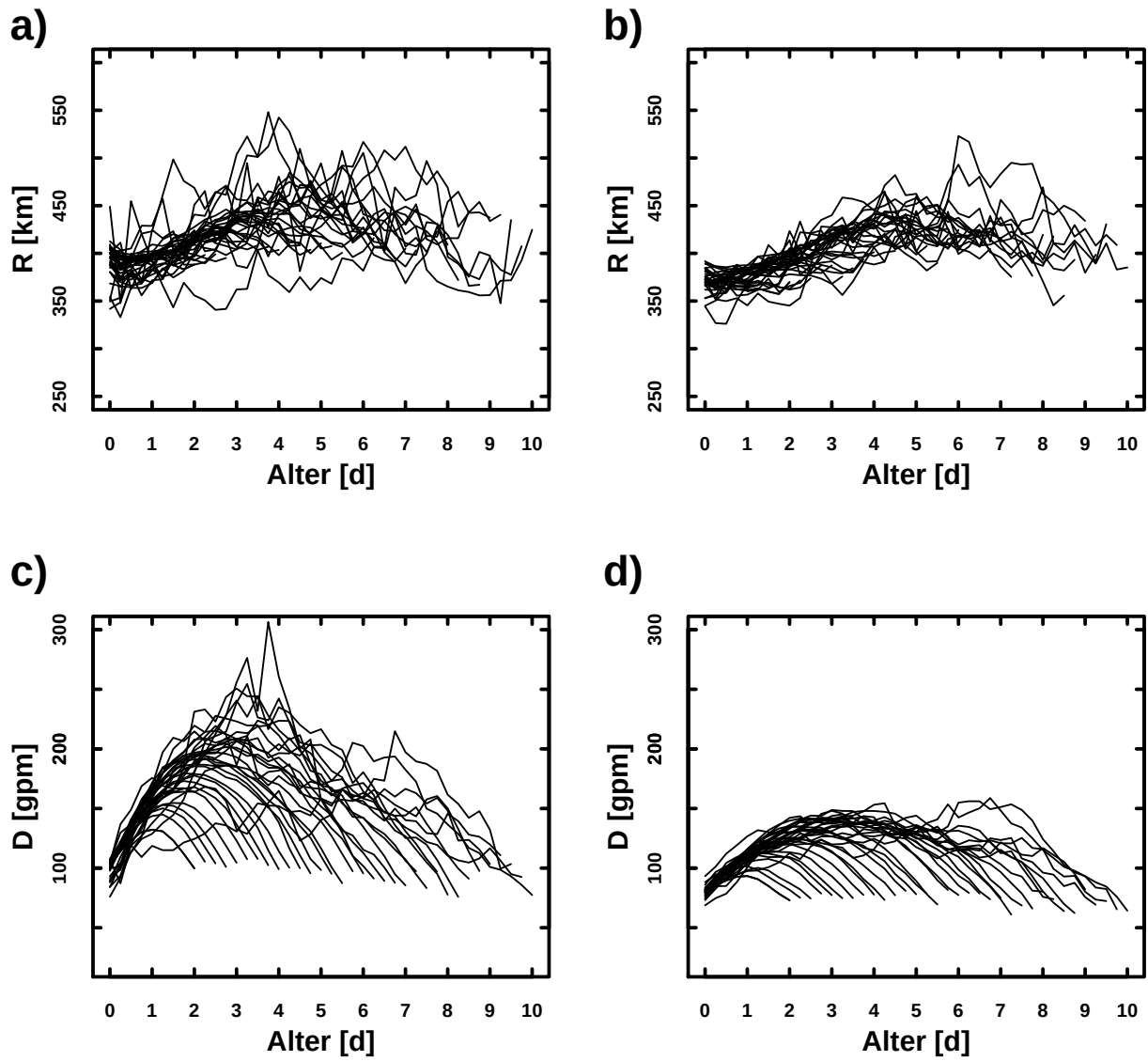


Abbildung A.11: Zeitliches Verhalten der einzelnen Klassen für Radius (a,b) und Tiefe (c,d) für Winter (links) und Sommer (rechts) der 20C-3 Simulation.

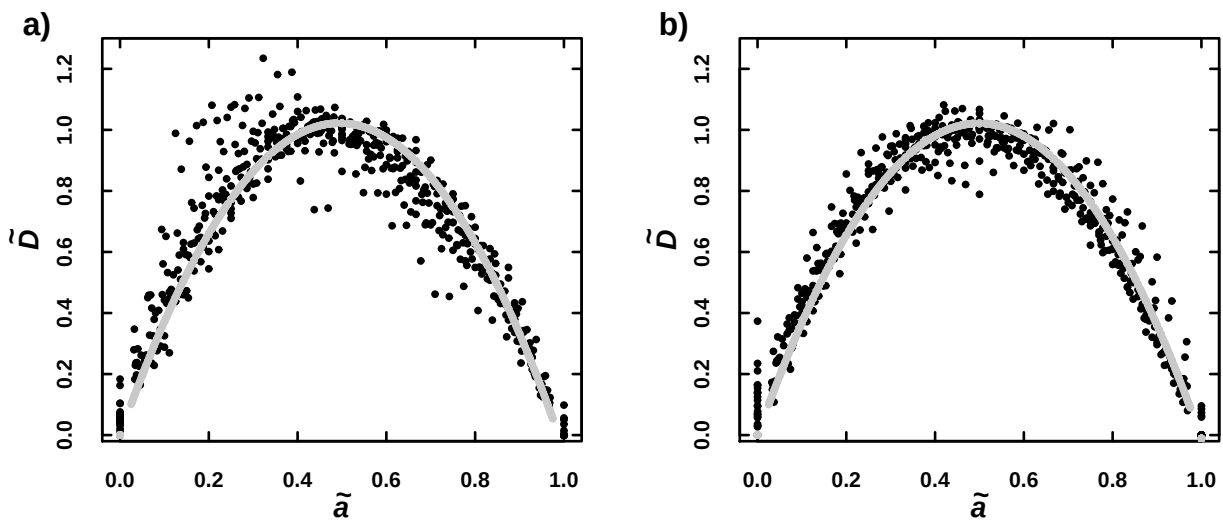


Abbildung A.12: Reskalierte Tiefe der Tiefdruckgebiete (schwarze Punkte) der Re-Analysedaten ERA-40 für DJF (links) und JJA (rechts) in einer Auflösung entsprechend zu T63. An die reskalierten Größen angepasste Parabel (graue Punkte).

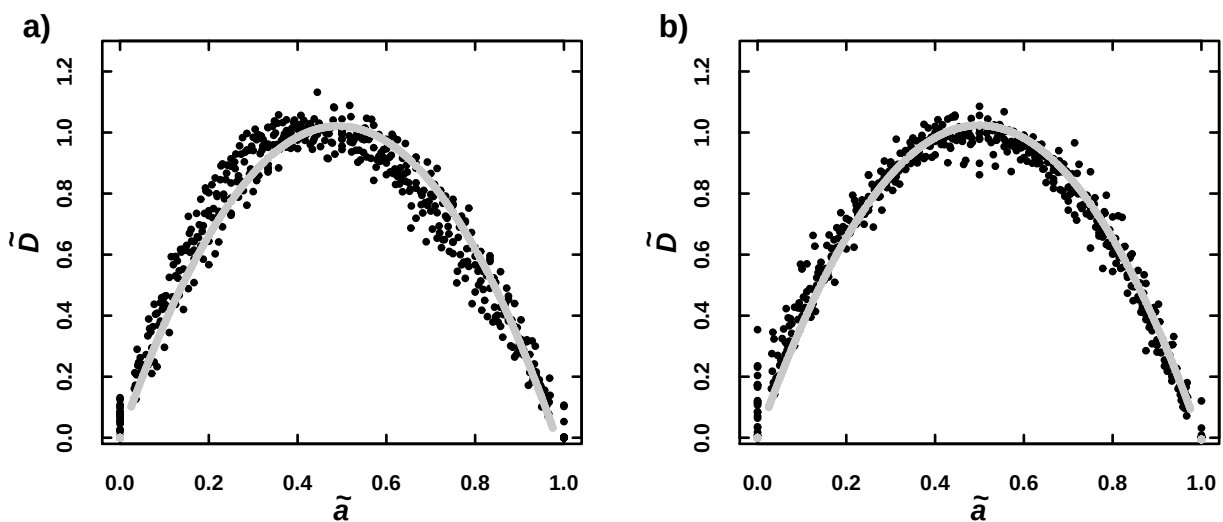


Abbildung A.13: Reskalierte Tiefe der Tiefdruckgebiete (schwarze Punkte) der Re-Analysedaten ERA-40 für DJF (links) und JJA (rechts) in einer Auflösung entsprechend zu T63. An die reskalierten Größen angepasste Parabel (graue Punkte).

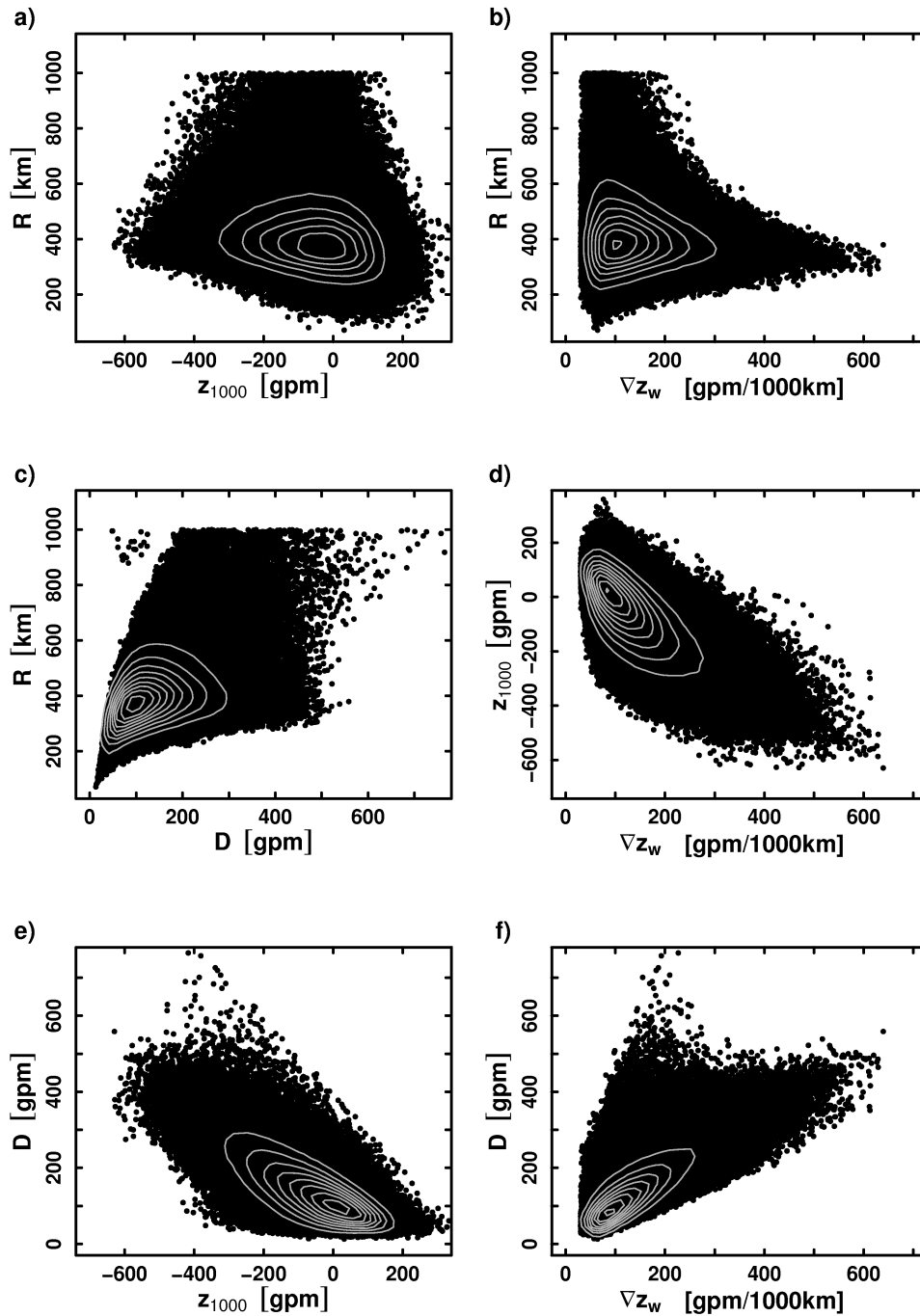


Abbildung A.14: Scatterplot der nordhemisphärischen Tiefdruckgebiete für 20C (DJF); Radius gegen a) zentrale geopotentielle Höhe, b) mittlerer horizontaler Gradient der geopotentiellen Höhe, c) Tiefe, sowie geopotentielle Höhe d) gegen mittleren Gradienten, Tiefe gegen e) geopotentielle Höhe und f) mittleren Gradienten.

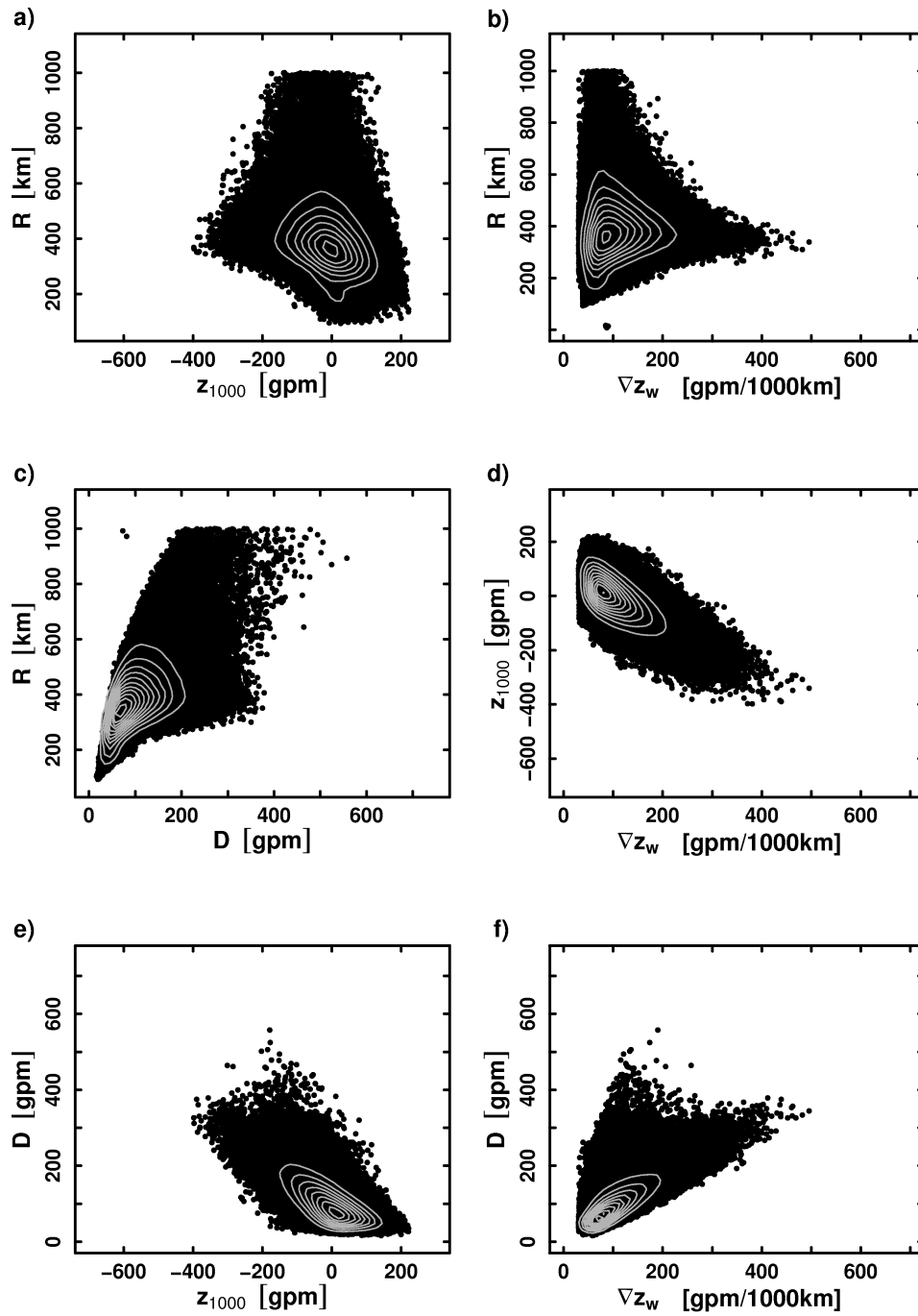


Abbildung A.15: Scatterplot der nordhemisphärischen Tiefdruckgebiete für 20C (JJA); Radius gegen a) zentrale geopotentielle Höhe, b) mittlerer horizontaler Gradient der geopotentiellen Höhe, c) Tiefe, sowie geopotentielle Höhe d) gegen mittleren Gradienten, Tiefe gegen e) geopotentielle Höhe und f) mittleren Gradienten.

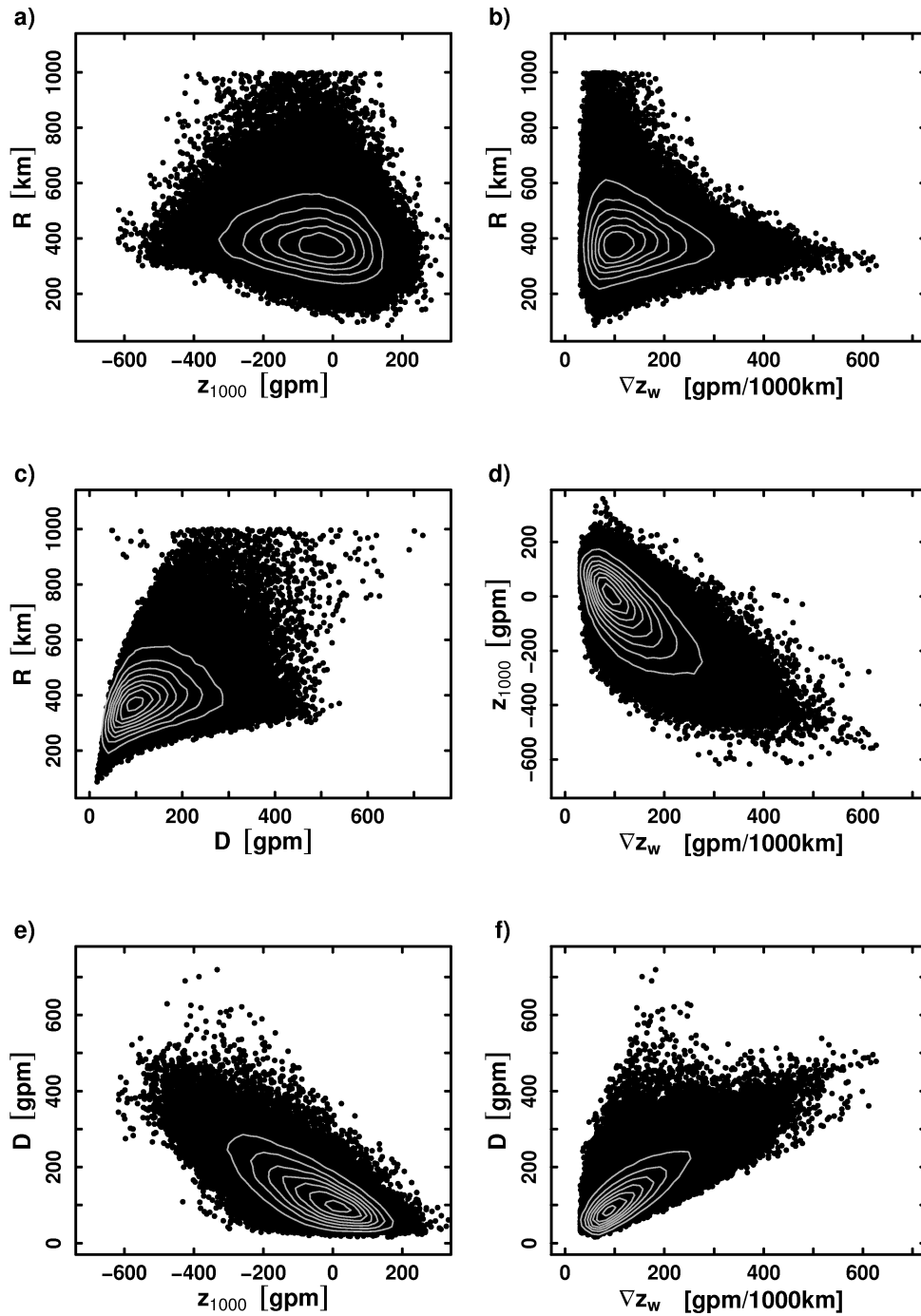


Abbildung A.16: Scatterplot der nordhemisphärischen Tiefdruckgebiete für 20C-1 (DJF); Radius gegen a) zentrale geopotentielle Höhe, b) mittlerer horizontaler Gradient der geopotentiellen Höhe, c) Tiefe, sowie geopotentielle Höhe d) gegen mittleren Gradienten, Tiefe gegen e) geopotentielle Höhe und f) mittleren Gradienten.

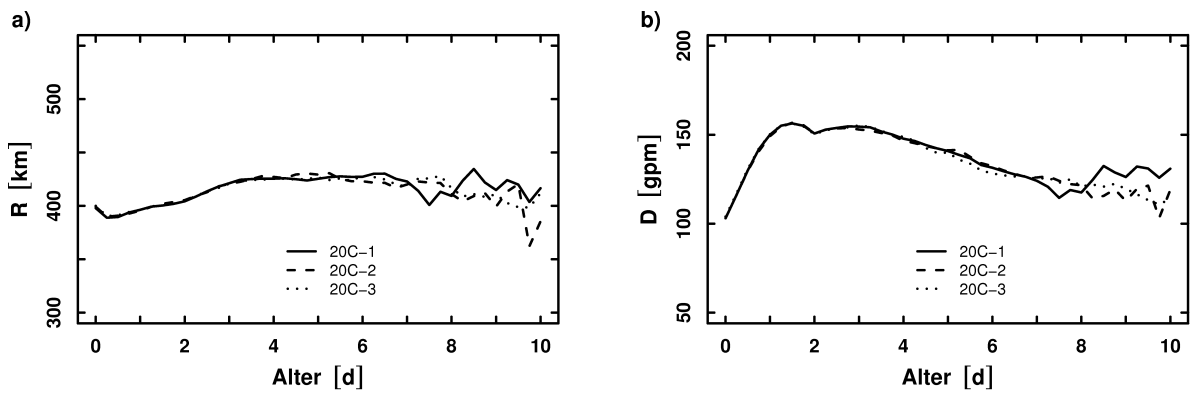


Abbildung A.17: Mittlere Radius- (a) und Tiefeverteilung (b) aufgetragen gegen das jeweilige Alter der verschiedenen Ensemblemitglieder der 20C Simulation.

A.5 Extreme der Tiefdruckgebiete

	all	z_{1000}	∇z	D	ζ_{850}
ERA-40	9775	349	431	1145	653
20C	9570	351	395	700	414
20CS	20834	806	888	701	779
A1BS	19824	1027	1842	457	1457

Tabelle A.2: Gesamtanzahl der betrachteten Tiefdruckgebiete, sowie Anzahl in der Extremen Tiefdruckgebiete in jeweiligen Datensätzen und Größen.

ERA-40 und 20C

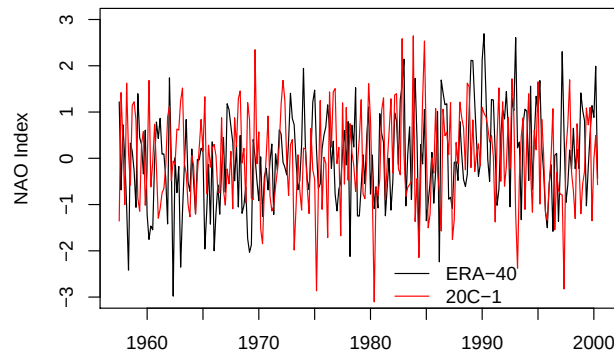


Abbildung A.18: Monatlicher NAO Index der Monate Oktober bis März für ERA-40 und 20C-1 für den Zeitraum von 1957 bis 2000.

z_{1000}	all	NAO +	NAO -	∇z	all	NAO +	NAO -
ERA-40	349	153	23		431	143	51
20C	351	127	20		395	97	42
20CS	806	259	58		888	188	87
A1BS	1027	307	68		1842	384	214

Tabelle A.3: Gesamtanzahl der Extrema in z_{1000} und ∇z , sowie Anzahl der Extrema während positiver und negativer NAO in ERA-40, 20C, 20CS und A1BS.

D	all	NAO +	NAO -	ζ_{850}	all	NAO +	NAO -
ERA-40	1145	265	192		653	174	107
20C	700	162	84		414	89	66
20CS	701	136	74		779	155	103
A1BS	457	106	64		1457	276	200

Tabelle A.4: Gesamtanzahl der Extrema in D und ζ_{850} , sowie Anzahl der Extrema während positiver und negativer NAO in ERA-40, 20C, 20CS und A1BS.

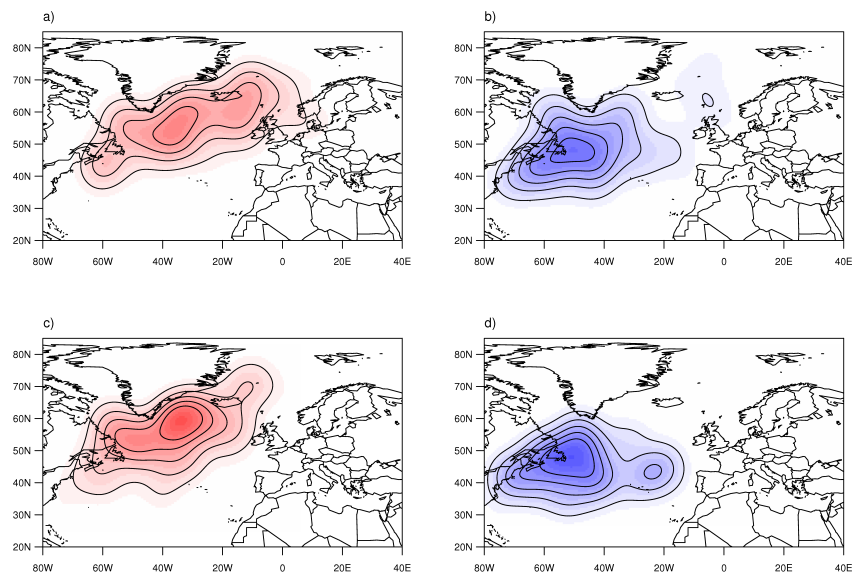


Abbildung A.19: Räumliche Dichteschätzungen bei Erreichen der Extremwerte bezüglich ζ_{850} unter positiver (links) und negativer (rechts) NAO in ERA-40 (oben, a,b) und 20C (unten, c,d). Nur die Tiefdruckgebiete werden berücksichtigt, bei denen der Betrag der NAO oberhalb einer Standardabweichung ist.

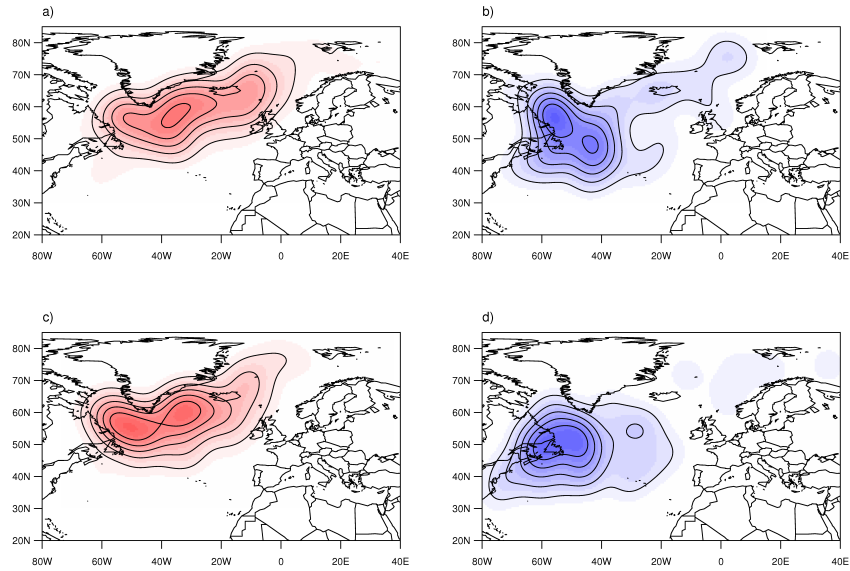


Abbildung A.20: Räumliche Dichteschätzungen bei Erreichen der Extremwerte bezüglich V_z unter positiver (links) und negativer (rechts) NAO in ERA-40 (oben, a,b) und 20C (unten, c,d). Nur die Tiefdruckgebiete werden berücksichtigt, bei denen der Betrag der NAO oberhalb einer Standardabweichung ist.

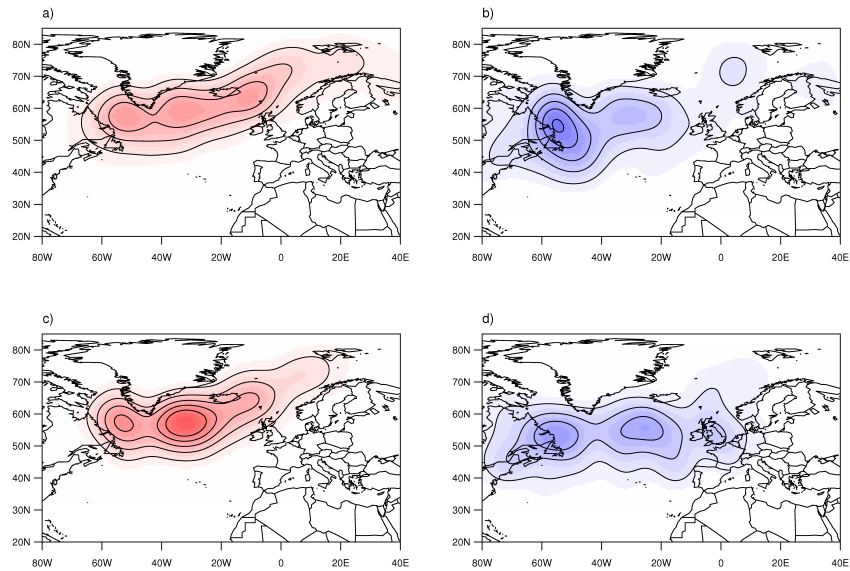


Abbildung A.21: Räumliche Dichteschätzungen bei Erreichen der Extremwerte bezüglich D unter positiver (links) und negativer (rechts) NAO in ERA-40 (oben, a,b) und 20C (unten, c,d). Nur die Tiefdruckgebiete werden berücksichtigt, bei denen der Betrag der NAO oberhalb einer Standardabweichung ist.

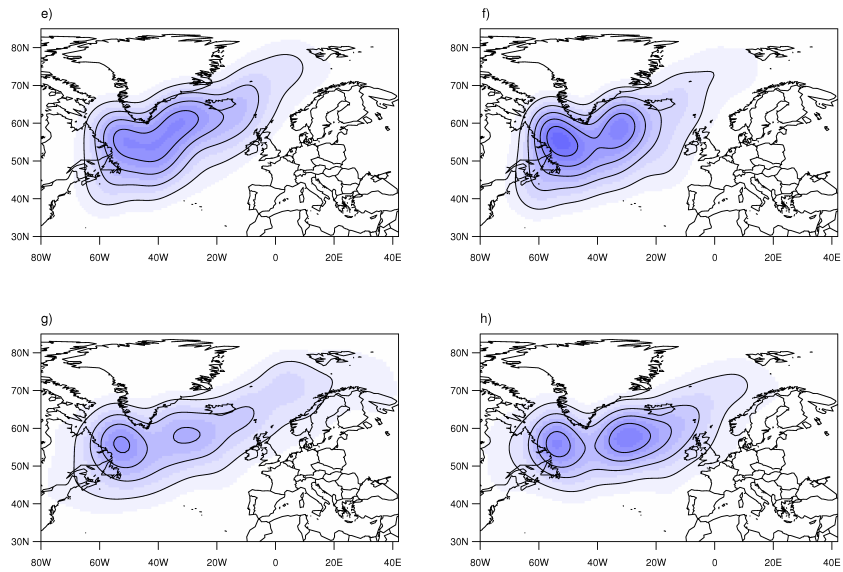


Abbildung A.22: Räumliche Dichteschätzungen der Extrema in ∇z (oben) und D (unten) in ERA-40 (links) und 20C (rechts).

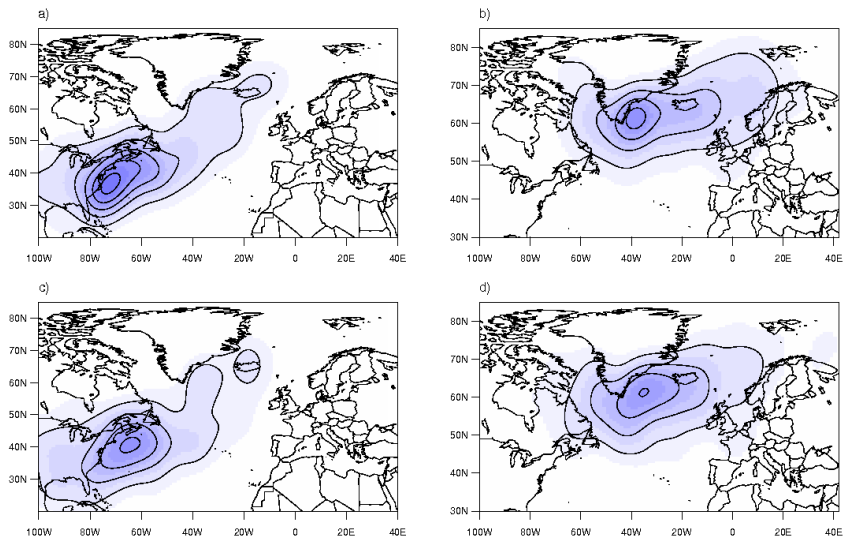


Abbildung A.23: Räumliche Dichteschätzungen der Zyklogenese- (links) und Zyklolyseregionen (rechts) der extremen Tiefdruckgebiete bzgl. ∇z in ERA-40 (oben) und 20C (unten).

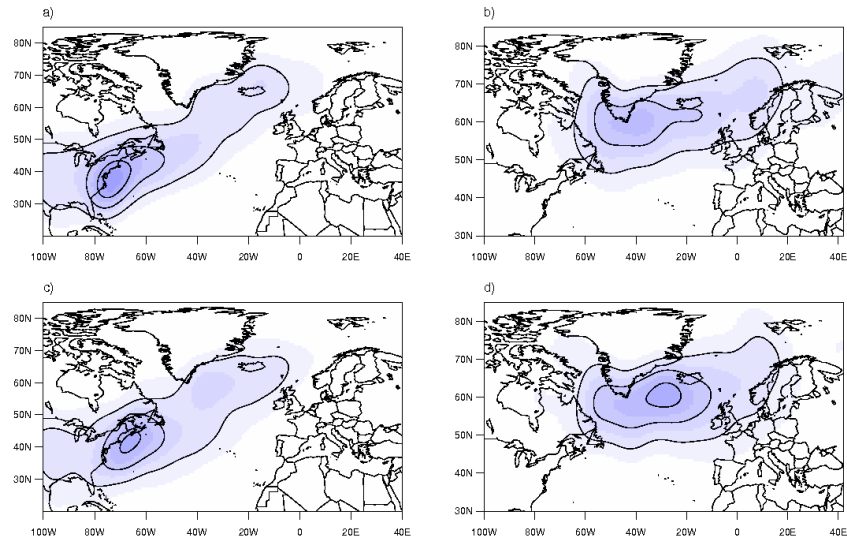


Abbildung A.24: Räumliche Dichteschätzungen der Zyklogenesen- (links) und Zyklolyseregionen (rechts) der extremen Tiefdruckgebiete bzgl. D in ERA-40 (oben) und 20C (unten).

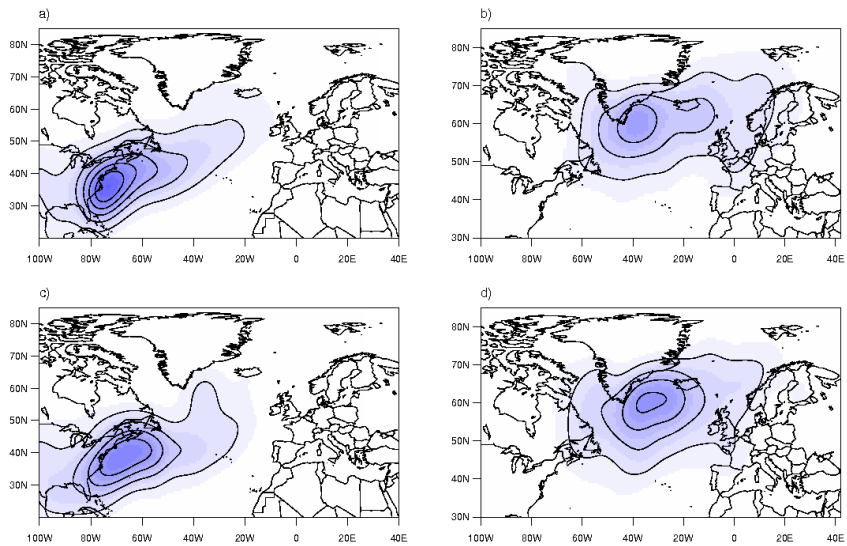


Abbildung A.25: Räumliche Dichteschätzungen der Zyklogenesen- (links) und Zyklolyseregionen (rechts) der extremen Tiefdruckgebiete bzgl. ζ_{850} in ERA-40 (oben) und 20C (unten).

20CS und A1BS

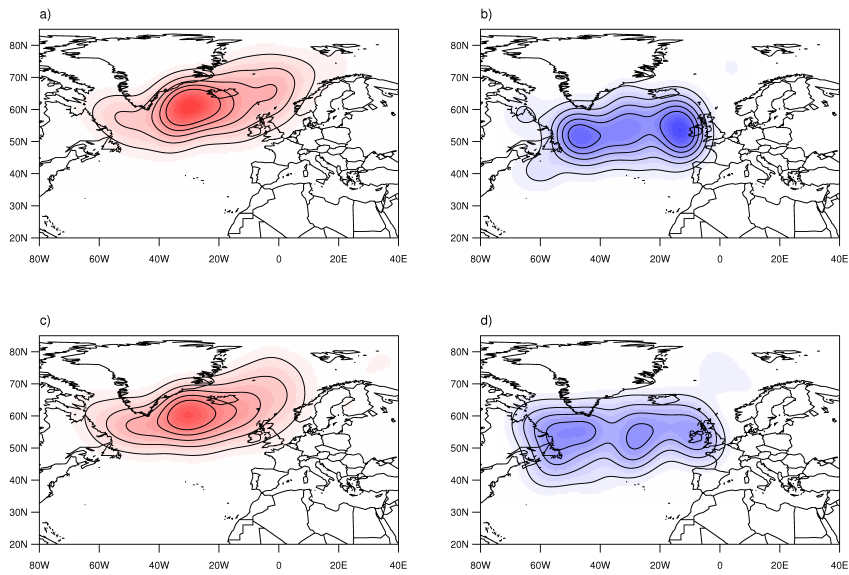


Abbildung A.26: Räumliche Dichteschätzungen bei Erreichen der Extremwerte bezüglich z_{1000} unter positiver (links) und negativer (rechts) NAO in 20CS (oben, a,b) und A1BS (unten, c,d). Nur die Tiefdruckgebiete werden berücksichtigt, bei denen der Betrag der NAO oberhalb einer Standardabweichung ist.

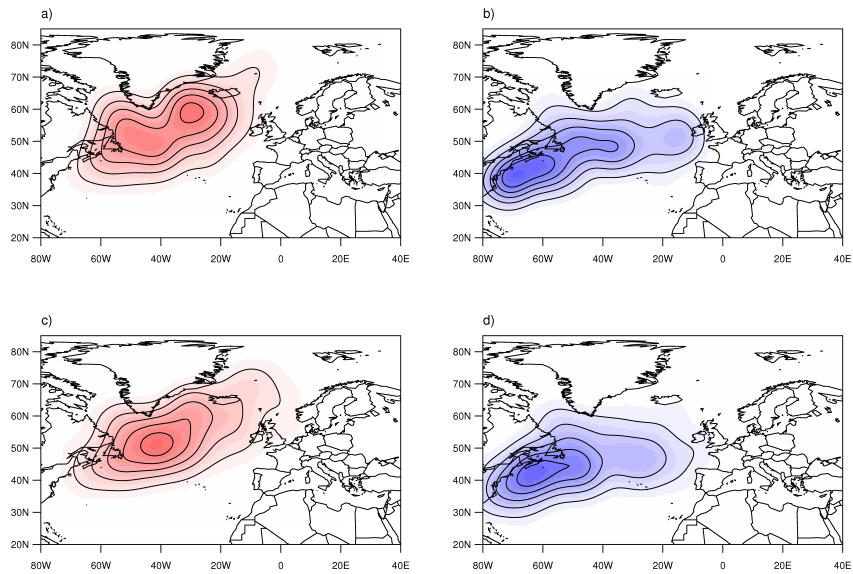


Abbildung A.27: Räumliche Dichteschätzungen bei Erreichen der Extremwerte bezüglich ζ_{850} unter positiver (links) und negativer (rechts) NAO in 20CS (oben, a,b) und A1BS (unten, c,d). Nur die Tiefdruckgebiete werden berücksichtigt, bei denen der Betrag der NAO oberhalb einer Standardabweichung ist.

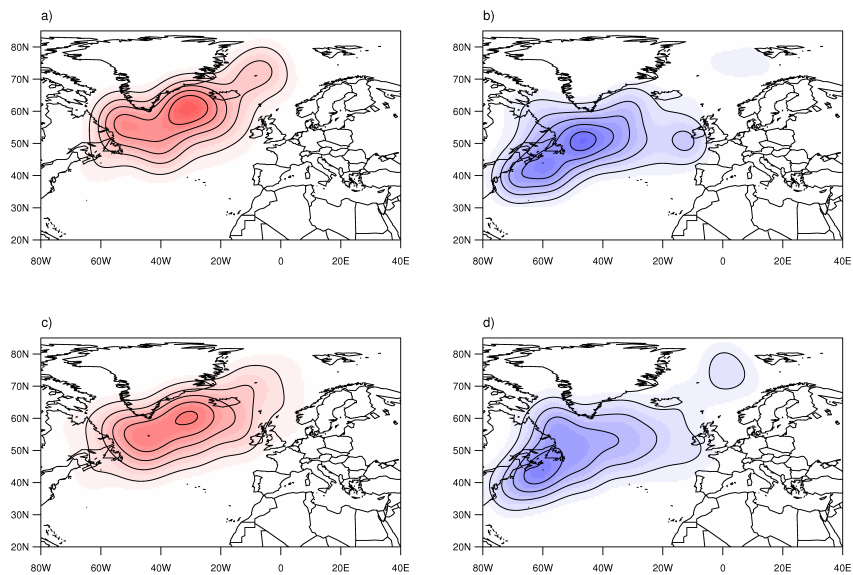


Abbildung A.28: Räumliche Dichteschätzungen bei Erreichen der Extremwerte bezüglich ∇z unter positiver (links) und negativer (rechts) NAO in 20CS (oben, a,b) und A1BS (unten, c,d). Nur die Tiefdruckgebiete werden berücksichtigt, bei denen der Betrag der NAO oberhalb einer Standardabweichung ist.

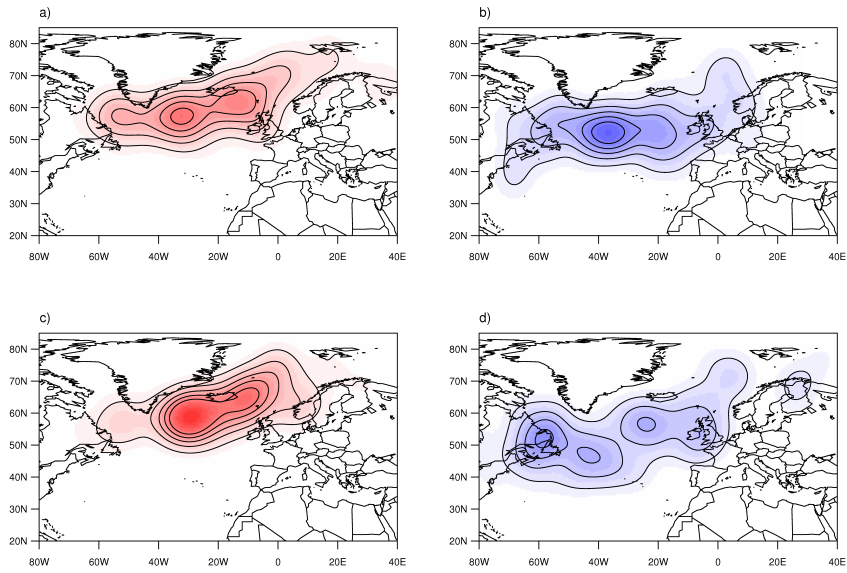


Abbildung A.29: Räumliche Dichteschätzungen bei Erreichen der Extremwerte bezüglich D unter positiver (links) und negativer (rechts) NAO in 20CS (oben, a,b) und A1BS (unten, c,d). Nur die Tiefdruckgebiete werden berücksichtigt, bei denen der Betrag der NAO oberhalb einer Standardabweichung ist.

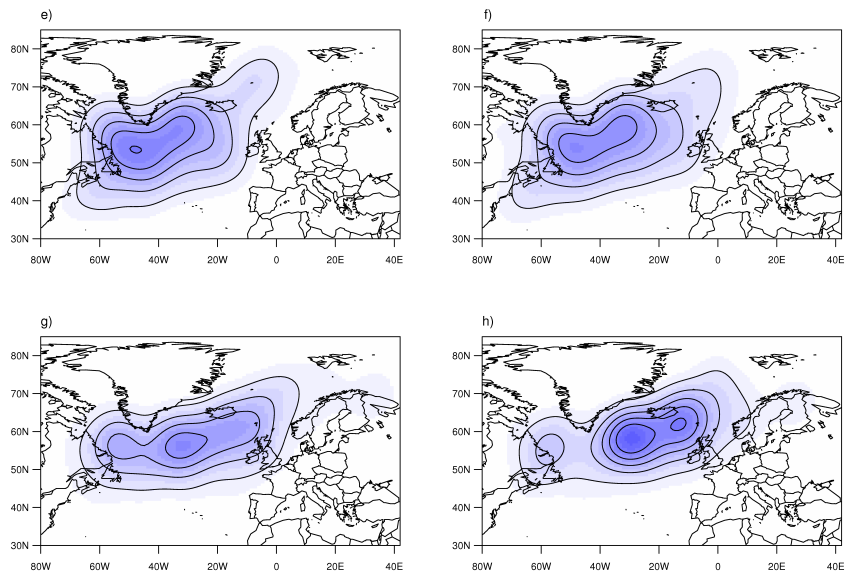


Abbildung A.30: Räumliche Dichteschätzungen der Extrema in V_z (oben) und D (unten) in 20CS (links) und A1BS (rechts).

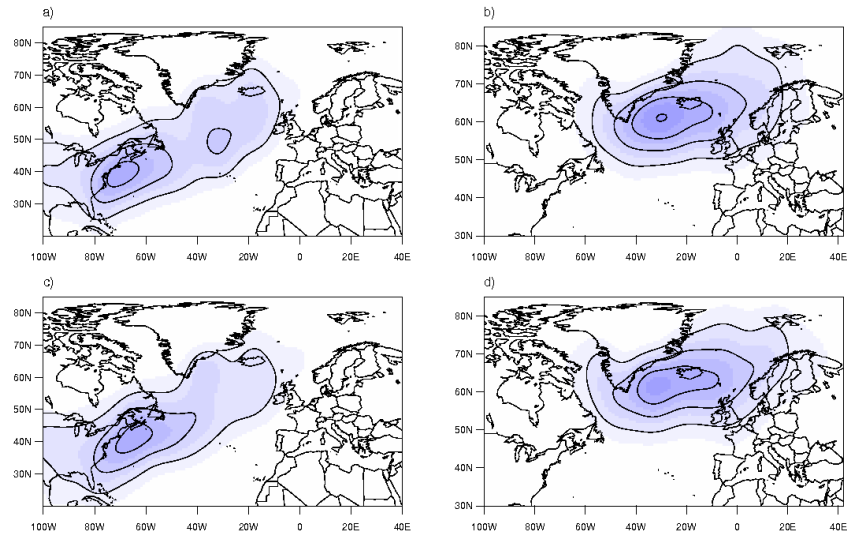


Abbildung A.31: Räumliche Dichteschätzungen der Zyklorgenese- (links) und Zyklolyseregionen (rechts) der extremen Tiefdruckgebiete bzgl. z_{1000} in 20CS (oben) und A1BS (unten).

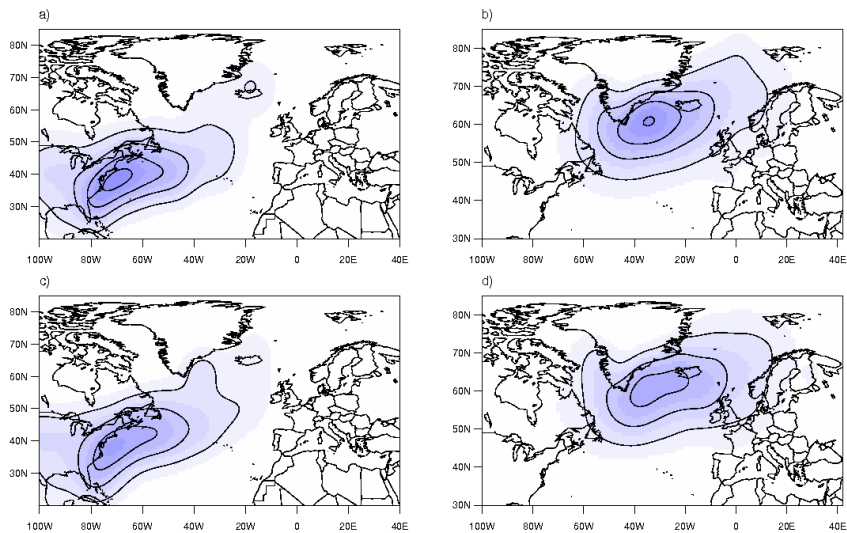


Abbildung A.32: Räumliche Dichteschätzungen der Zyklorgenese- (links) und Zyklolyseregionen (rechts) der extremen Tiefdruckgebiete bzgl. ∇z in 20CS (oben) und A1BS (unten).

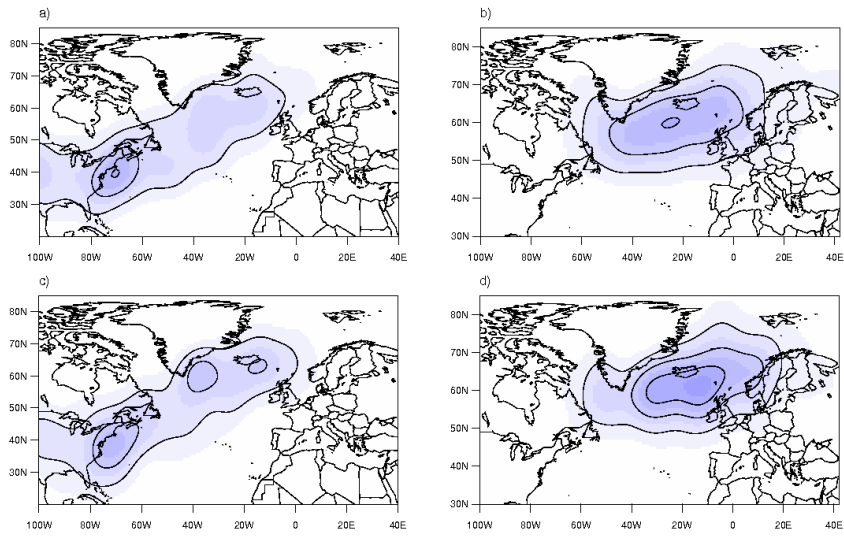


Abbildung A.33: Räumliche Dichteschätzungen der Zyklogenese- (links) und Zyklolyseregionen (rechts) der extremen Tiefdruckgebiete bzgl. D in 20CS (oben) und A1BS (unten).

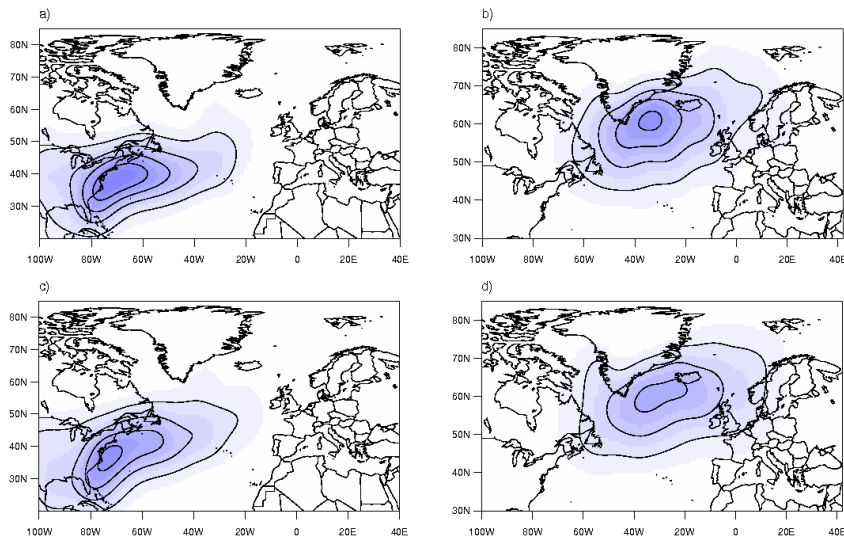


Abbildung A.34: Räumliche Dichteschätzungen der Zyklogenese- (links) und Zyklolyseregionen (rechts) der extremen Tiefdruckgebiete bzgl. ζ_{850} in 20CS (oben) und A1BS (unten).

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei Herrn Fraedrich für die Möglichkeit bedanken, in seiner Abteilung theoretische Meteorologie an der Universität Hamburg meine Doktorarbeit zu schreiben. Neben Herrn Fraedrich möchte ich mich bei Richard Blender für die Betreuung bedanken. Außerdem möchte ich mich bei Frank Lunkeit für ein stets offenes Ohr bedanken. Vielen Dank geht an die Administratoren der Abteilung, hier im Besonderen an Frank Sielmann. Gleichfalls möchte ich mich bei Silke Schubert und Frau Behr bedanken. Vielen Dank der gesamten Abteilung für die interessante Zeit.

Weiterhin möchte ich mich bei Herrn Peters und Herrn Becker bedanken, dass Sie mir die Möglichkeit gegeben haben, neben der Arbeit am IAP meine Doktorarbeit fertigzustellen. Zusätzlich bedanke ich mich für die Unterstützung im Rahmen des SFB-512. Ich bedanke mich bei dem DKRZ und ECMWF für die Bereitstellung der Daten.

Frank Sienz und Oliver Bothe seien für ihre Unterstützung und Diskussionsbereitschaft gedankt. Vielen Dank ebenso an Christian Wetzel, Ingo Lange, Michael Haller, Arne Kriegsmann, Malte Uphoff, Rasmus Fischer und Walter Sauf.

Besonders möchte ich mich bei Kathrin Riemann-Campe, Kerstin Haberkorn, Eileen Dahms und Xiuhua Zhu für ihre große Unterstützung bedanken. Ihr seid genial, Mädels!

Großen Dank geht an Alfred Schneidereit und Brigitte Schneidereit, an Christopher und Annett Ohm, an Jan und Hannes. Insbesondere möchte ich mich bei Jens Kieser bedanken.

Neben den hier erwähnten möchte ich allen danken, die mich unterstützt haben. Vielen Dank!