

# **Variabilität, Trends und serielles Clustering schwerer Gewitterereignisse im Bezug zu großräumigen atmosphärischen Bedingungen**

Zur Erlangung des akademischen Grades eines  
DOKTORS DER NATURWISSENSCHAFTEN (Dr. rer. nat.)  
von der KIT-Fakultät für Physik des  
Karlsruher Instituts für Technologie (KIT)

genehmigte

DISSERTATION

von

**M. Sc. Markus Augenstein**  
aus Pforzheim

Tag der mündlichen Prüfung: 03.05.2024

Referent: Prof. Dr. Michael Kunz

Korreferent: Prof. Dr. Andreas Fink





## Kurzfassung

Die vorliegende Dissertation beschäftigt sich mit dem Zusammenhang zwischen der Variabilität der Gewitteraktivität und großräumigen atmosphärischen Bedingungen. Das Ziel ist es, den Zusammenhang zwischen (schweren) Gewitterereignissen und großräumigen atmosphärischen Bedingungen in Europa zu untersuchen und den Einfluss auf die Variabilität zu quantifizieren. Dazu werden auf Basis von Blitzdaten (Wolke-Boden, 2001 – 2021) zwei verschiedene Ereignisdatensätze erstellt: (i) Gitterpunkt-basierte Gewittertage und (ii) Blitzcluster, welche anhand der raum-zeitlichen Dichte identifiziert werden. Auf Basis der Blitzcluster wird zusätzlich auch die Identifikation von seriellen Clusterereignissen (zeitlich gehäuftes Auftreten von Gewitteraktivität auf Skalen von mehreren Tagen bis Wochen) vorgenommen.

Trendanalysen für beide Datensätze zeigen, dass die Gewitteraktivität in weiten Teilen des Untersuchungsgebiets, vor allem aber in großen Teilen Nordfrankreichs, abgenommen hat. Für diese Beobachtungen der Veränderung der raum-zeitlichen Ausdehnung der Blitzcluster konnte ein statistischer Zusammenhang mit negativen Phasen der Nordatlantischen Oszillation (NAO) hergestellt werden. Vor allem im westlichen Teil Europas sind bei negativen Werten des NAO-Index die Gewittercluster räumlich weniger ausgedehnt und von kürzerer Dauer im Vergleich zu den übrigen Jahren. Eine außergewöhnliche Häufung negativer jährlicher Werte des NAO-Index vor allem in der Dekade von 2011 bis 2020 kann damit plausibel die Abnahme der Gewitteraktivität im westlichen Teil des Untersuchungsgebiets erklären.

Für verschiedene Wetterregime, anhand derer sich die Strömungskonfigurationen in der mittleren Atmosphäre klassifizieren lassen können, ergeben sich regional verschiedene Änderungen bei der Auftrittshäufigkeit großräumiger Gewittercluster. Besonders das mit einem Höhenhoch über Skandinavien einhergehende Blocking-Regime steht im Zusammenhang mit einer Zunahme der Gewitteraktivität; und insbesondere auch mit einer Zunahme der seriellen Clusterereignisse im gesamten Untersuchungsgebiet. Weiterhin ergibt sich, dass positive Oberflächentemperaturanomalien des Mittelmeers insbesondere bei Blocking-Regimen ein die Gewitterwahrscheinlichkeit verstärkender Faktor ist. Ebenfalls tritt serielles Clustering sehr viel häufiger bei Blocking-Regimen auf, was sich durch die damit verbundene Stationarität der synoptisch-skaligen Wettersysteme erklären lässt.

Klimaprojektionen für das Ende des 21. Jahrhunderts ergeben eine geringfügige Zunahme der Blocking-Regime. Insbesondere in Kombination mit steigenden Meeresoberflächentemperaturen könnte aufgrund der gefundenen Zusammenhänge eine leichte Zunahme der Gewitteraktivität im südlichen Teil Europas stattfinden, allerdings sind dafür auch weitere (lokale) Einflussfaktoren zu beachten.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung und wissenschaftliche Fragestellungen</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Physikalische Grundlagen</b>	<b>7</b>
2.1	Thermodynamische Grundlagen . . . . .	7
2.2	Theorie des gehobenen Luftpakets . . . . .	11
2.3	Konvektionsauslösung . . . . .	19
2.4	Windscherung . . . . .	22
2.5	Gewittersysteme . . . . .	24
2.5.1	Einzelzelle . . . . .	24
2.5.2	Multizelle . . . . .	25
2.5.3	Superzelle . . . . .	28
2.5.4	Mesoskalige konvektive Systeme . . . . .	36
2.6	Extremereignisse in Verbindung mit konvektiven Systemen . . . . .	40
2.7	Großräumige atmosphärische Zirkulation . . . . .	43
2.8	Theorie der Blitzentstehung . . . . .	43
2.8.1	Elektrifizierung der Gewitterwolke . . . . .	46
2.8.2	Blitzentladungen . . . . .	47
2.8.3	Blitzortung . . . . .	49
<b>3</b>	<b>Mathematische und statistische Grundlagen</b>	<b>53</b>
3.1	Theoretische Verteilung zur Beschreibung der Blitzhäufigkeit . . . . .	53
3.2	Clusteralgorithmen . . . . .	54
3.2.1	DBSCAN . . . . .	54
3.2.2	ST-DBSCAN . . . . .	58
3.2.3	HDBSCAN . . . . .	59
3.3	Trendanalyse . . . . .	60
3.4	Chancenverhältnis . . . . .	64
3.5	Bagplot . . . . .	66
<b>4</b>	<b>Datensätze</b>	<b>69</b>
4.1	Blitzdaten . . . . .	69
4.2	Reanalysedaten (ERA5) . . . . .	71

4.3	Telekonnektionsindizes . . . . .	72
4.4	Wetterregime . . . . .	74
<b>5</b>	<b>Erfassung der Gewitteraktivität</b>	<b>81</b>
5.1	Anwendung und Vergleich der Clusteralgorithmen . . . . .	81
5.2	Gewittercluster . . . . .	83
5.2.1	Heuristisches Verfahren zur Dichteparameterfindung . . . . .	83
5.2.2	Bestimmung der Gewittercluster mithilfe von ST-DBSCAN . . . . .	86
5.2.3	Kennzahlen der Gewittercluster . . . . .	88
5.2.4	Von Clustern zu Gitterpunkten . . . . .	92
5.3	Gewittertage . . . . .	93
5.4	Beschreibung serieller Cluster . . . . .	95
<b>6</b>	<b>Klimatologie der Gewitteraktivität</b>	<b>99</b>
6.1	Saisonale Variabilität . . . . .	99
6.2	Betrachtung der Monate Mai bis August . . . . .	102
6.3	Betrachtung von Teilgebieten . . . . .	109
6.4	Jährliche Variabilität . . . . .	111
6.5	Seriellles Clustering . . . . .	115
<b>7</b>	<b>Zeitliche Trends der Gewitteraktivität</b>	<b>119</b>
7.1	Trends der Gewittertage und Blitzdichte . . . . .	119
7.2	Trends der CCE-Aktivität . . . . .	123
7.3	Trends seriellen Clusterings . . . . .	126
<b>8</b>	<b>Telekonnektionen und Gewitteraktivität</b>	<b>129</b>
8.1	Nordatlantische Oszillation . . . . .	129
8.2	Ostatlantisches Muster . . . . .	132
8.3	Skandinavisches Muster . . . . .	133
8.4	Ostatlantisches-Westrussisches Muster . . . . .	135
8.5	Zusammenhang zu negativen Trends der Gewitteraktivität . . . . .	136
8.6	Zusammenfassende Schlussfolgerungen . . . . .	137
<b>9</b>	<b>Wetterregime und Gewitteraktivität</b>	<b>139</b>
9.1	Statistische Beschreibung der Regime . . . . .	139
9.2	Jährliche Variabilität . . . . .	141
9.3	Betrachtungen ausgewählter Regime . . . . .	143
9.3.1	Skandinavischer Block . . . . .	144
9.3.2	Europäischer Block . . . . .	150

9.3.3 Grönländischer Block . . . . .	153
9.3.4 Atlantischer Trog . . . . .	155
9.3.5 Nicht-klassifizierte Strömungskonfigurationen . . . . .	155
9.4 Zeitlicher Verlauf der Regime-Häufigkeiten bei ausgeprägtem seriellen Clustering	157
9.5 Zusammenfassende Schlussfolgerungen . . . . .	158
9.6 Klimatologische Veränderungen . . . . .	158
<b>10 Zusammenfassung, Diskussion und Ausblick</b>	<b>163</b>
<b>Akronymverzeichnis</b>	<b>169</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>173</b>
<b>A Anhang Kapitel 6 Klimatologie der Gewitteraktivität</b>	<b>197</b>
<b>B Anhang Kapitel 8 Telekonnektionen und Gewitteraktivität</b>	<b>205</b>
<b>C Anhang Kapitel 9 Wetterregime und Gewitteraktivität</b>	<b>209</b>
<b>D Danksagung</b>	<b>219</b>



# 1. Einleitung und wissenschaftliche Fragestellungen

Gewitter treten fast auf der gesamten Erde auf und sind ein wichtiger Teil des globalen Energie- und Wasserhaushalts. Gewitter gehen jedoch häufig mit verschiedenen meteorologischen Phänomenen wie Blitzschlag, Starkniederschlag, Sturmböen, Hagel oder Tornados einher, welche ein erhebliches Gefahren- und Schadenspotenzial aufweisen (Allen et al., 2020). In Europa führte beispielsweise im Frühjahr 2016 eine außergewöhnlich lang anhaltende Gewitterserie von insgesamt 15 Tagen zu einer Vielzahl gewitterbedingter Extremereignisse mit hohen Schäden für Bevölkerung und Wirtschaft (Piper et al., 2016). Verantwortlich dafür war eine persistente Hochdrucklage, ein sogenanntes Blocking, in dessen Bereich in einer labil geschichteten Luftmasse immer wieder Gewitter ausgelöst wurden. Aufgrund des geringen Druckgradienten im Block verlagerten sich die Gewitter nur langsam oder blieben annähernd stationär. Daraus resultierten teilweise sehr hohe Niederschlagsakkumulationen auf engstem Raum, die wiederum eine Vielzahl an Sturzfluten auslösten.

Zwei Jahre später im Jahr 2018 gab es eine ähnliche synoptische Konstellation, die diesmal aber fast drei Wochen lang anhielt und zu schweren Schäden in weiten Teilen des westlichen und zentralen Europas führte (Mohr et al., 2020).

Eine der teuersten Naturkatastrophen in Deutschland mit einem Gesamtschaden von über 3,6 Mrd. Euro war das Tief Bernd, bei dem am 27. und 28. Juli 2013 zwei Superzellen mit großem Hagel schwere Verwüstungen in der Mitte und im Süden Deutschlands anrichteten (Kunz et al., 2018).

Laut Hoeppe (2016) haben die versicherten Schäden durch Schwergewitter in den letzten Jahren von allen Naturgefahren am stärksten zugenommen. Eine wichtige Rolle spielen auch Veränderungen in der Vulnerabilität und Exposition der versicherten Objekte sowie weitere sozioökonomische Faktoren (Franzke, 2017).

Gewitter entstehen in Mitteleuropa vor allem in den Sommermonaten, wenn drei Voraussetzungen gegeben sind: (i) eine hohe Feuchtekonzentration in der unteren Atmosphäre, (ii) eine labile vertikale Schichtung der Atmosphäre und (iii) ein die Konvektion auslösender Hebungsmechanismus; beispielsweise freier Auftrieb aufgrund solarer Einstrahlung, positive Vorticityadvektion und daraus resultierende Hebung in mittleren Troposphärenschichten oder Querkirkulationen an Fronten (z. B. Doswell III, 1987; Markowski und Richardson, 2010; Schumacher und Rasmussen, 2020). In orografisch gegliedertem Gelände sind zusätzliche Hebungsmechanismen für die Konvektionsauslösung verantwortlich, beispielsweise Feuchtekonvergenzen infolge von (thermischen) Berg-Talwindzirkulationen oder erzwungene Hebung



bei entsprechenden Anströmungen im Luv der Gebirgszüge. Ein bestimmender Faktor für die Organisationsform der Gewitter ist die vertikale Scherung des Horizontalwinds. Dies kann zu einer Trennung von Auf- und Abwinden in den Gewitterzellen führen, wodurch auch die Intensität der Gewitter zunehmen kann. (Klemp, 1987; Schumacher und Rasmussen, 2020).

Konvektionsförderliche atmosphärische Bedingungen werden auch von synoptisch-skaligen Strömungsmustern bzw. großräumigen atmosphärischen Bedingungen bestimmt (Delden, 2001; Wapler und James, 2015). Großräumige Strömungsmuster auf Skalen von rund tausend Kilometern und Zeiträumen von mehreren Tagen können mittels sogenannter Wetterregime kategorisiert werden (Vautard, 1990; Ferranti et al., 2015). Diese Wetterregime sind für die regionalen Wetterbedingungen (z. B. Windgeschwindigkeit, Temperatur, Sonneneinstrahlung) auf Zeitskalen von mehreren Tagen bis Wochen bestimmend (z. B. Grams et al., 2017; Barton et al., 2022; Mockert et al., 2023). Außerdem kommen großräumigen Strömungskonfigurationen wie atmosphärischem Blocking (Mohr et al., 2019) oder bestimmten Telekonnectionen (Piper und Kunz, 2017; Piper et al., 2019) eine Schlüsselrolle bei der Bildung von Gewittern im Sommer zu. Das Verständnis der zugrundeliegenden Mechanismen ist jedoch noch unzureichend, aber eine wesentliche Voraussetzung für die Abschätzung der zukünftigen Entwicklung der Gewitterhäufigkeit.

Aufgrund der sehr variablen, zum Teil stochastischen Natur der Gewitterbildung und der geringen räumlichen Ausdehnung der einzelnen Gewitterzellen von oft nur wenigen Kilometern ist die flächendeckende Erfassung dieser Ereignisse nur unzureichend möglich. Dies gilt besonders auch für die mit Gewittern einhergehenden Wetterphänomene.

Gewitter können am besten indirekt erfasst werden mittels Fernerkundungsinstrumenten wie Wetterradare und Satelliten (Hayward et al., 2020). Bei Radaren erfolgt die Detektion und Intensitätsbestimmung der Gewitterzellen über das Rückstreusignal an Hydrometeoren, der sogenannten Radarreflektivität (z. B. Handwerker, 2002; Moral et al., 2018). Aufgrund der hohen zeitlichen Auflösung der Radare und der Beobachtung größerer Gebiete wurden in zahlreichen Studien daraus Gewitter- oder Hagelklimatologien abgeleitet (z. B. Wapler, 2013; Puskeiler et al., 2016; Kunz et al., 2020; Fluck et al., 2021). Moderne Wetterradare mit zwei verschiedenen Polarisationsrichtungen erlauben zudem Rückschlüsse auf die Art der Hydrometeore (Kumjian, 2013; Islam und Rico-Ramirez, 2014).

Anhand des Infrarotkanals geostationärer Satelliten ist es möglich, den in die untere Stratosphäre überschießenden Teil der Oberseite des Ambosses von Cumulonimben zu detektieren und für die Lokalisierung von (insbesondere schweren) Gewittern zu nutzen (Bedka, 2011; Scarino et al., 2023). Diese Detektionen wurden beispielsweise zur Erstellung regionaler Hagelstatistiken in Europa, Australien und Südafrika genutzt (Punge et al., 2014; Punge et al., 2017; Punge et al., 2023). Diese Datensätze werden unter anderem als Basis für Hagelrisikomodelle der Versicherungswirtschaft verwendet. Weitere satellitengestützte Methoden zur Lokalisierung von Gewittern ist die Detektion von Eispartikeln im oberen

---

Bereich von Gewitterwolken mittels Mikrowellen (z. B. Bang und Cecil, 2019; Ferraro et al., 2020). Die dafür verwendeten Satelliten bewegen sich jedoch in einer niedrigen Umlaufbahn und erfassen daher einen bestimmten Ort nur selten (z. B. einmal am Tag), so dass eine systematische Erfassung von Gewittern damit nicht möglich ist.

Zur Erfassung der Gewitteraktivität werden auch Blitzdaten verwendet. So werden in Europa Blitze unter anderem durch das EUCLID-Netzwerk (engl. *EUropean Cooperation for LIghtning Detection*, Schulz et al., 2016) anhand der emittierten elektromagnetischen Strahlung geolokalisiert. Zudem wird mittels bestimmter charakteristischer Merkmale eine Klassifikation in z. B. Wolke-Boden- oder Wolke-Wolke-Blitze vorgenommen.

Eine weitere Möglichkeit, die Gewitteraktivität flächendeckend über einen längeren Zeitraum abzuschätzen, ist die Verwendung von Reanalyse- bzw. Klimamolldaten. Allerdings ist die raum-zeitliche Ausdehnung konvektiver Gewittersysteme bei den meisten Modellen (und insbesondere auch bei Klimamodellen) deutlich kleiner als die Auflösung der Modelle selbst, so dass diese parametrisiert werden müssen, was jedoch die Unsicherheit deutlich erhöht. Konvektionsauflösende Modelle sind zwar in der Lage, Gewitter annähernd realistisch abzubilden, der Rechenaufwand ist dabei allerdings erheblich (Clark et al., 2016; Knist et al., 2020).

Daher basieren die meisten Studien zur vergangenen und zukünftigen Gewitteraktivität auf konvektionsrelevanten atmosphärischen Parametern wie beispielsweise der konvektiven verfügbaren Energie (engl. *convective available potential energy*, CAPE) oder der vertikalen Windscherung. Die Modellierung von (schweren) Gewittern anhand der Kombination verschiedener Umgebungsparameter ist allerdings noch Gegenstand aktueller Forschung. (z. B. Brooks, 2013; Tippett et al., 2015; Allen, 2018; Romps, 2019; Raupach et al., 2021; Raupach et al., 2021).

Für die Berechnung robuster und belastbarer Trends der Gewitterhäufigkeit oder der Häufigkeit verschiedener Wetterphänomene wie Hagel oder Starkwindböen werden möglichst lange Zeitreihen benötigt. Darüber hinaus ist eine hohe räumliche und vor allem zeitliche Auflösung und Homogenität der Daten (idealerweise über mehrere Jahrzehnte) sowie eine möglichst große räumliche Abdeckung notwendig. Dies ist vor allem bei Molldaten (Reanalysen oder regionale Klimamodelle) gegeben.

Trendanalysen der für Gewitter relevanten Umweltbedingungen auf der Basis von Reanalysedaten zeigen in weiten Teilen Europas eine Zunahme des Gewitterpotentials in den letzten Jahrzehnten (z. B. Mohr und Kunz, 2013; Sanchez et al., 2017; Rädler et al., 2018; Ghasemifard et al., 2024). Viele Studien projizieren ebenfalls für die Zukunft eine weitere Zunahme der Gewitteraktivität (z. B. Mohr et al., 2015; Púčik et al., 2017; Rädler et al., 2019; Kahraman et al., 2020; Bielec-Bąkowska et al., 2021; Taszarek et al., 2021b). Ein Hauptgrund sowohl für die berechneten Trends in der Vergangenheit als auch für die der Zukunftsprojektionen ist die mit der Temperaturzunahme einhergehende Erhöhung des Sättigungsdampfdrucks gemäß der Clausius-Clapeyron Beziehung (z. B. Martinkova und Kysely, 2020). Dies gilt

zumindest so lange, wie genügend Feuchtigkeit für die Verdunstung zur Verfügung steht. Mit zunehmender Luftfeuchte in den unteren Schichten der Troposphäre steigt auch die für Gewitter zur Verfügung stehende Energie und damit das Gewitterpotential.

Unklar ist jedoch, wie sich die verschiedenen Änderungen der Umgebungsbedingungen auf die Häufigkeit und Intensität von Gewittern auswirken (Raupach et al., 2021). Dem Anstieg der CAPE steht eine leichte Abnahme der Windscherung gegenüber (Brooks, 2013). Unklar ist auch, inwiefern sich in wärmeren Klimaszenarien eine höhere 0 °C-Grenze auf die Gewitterbildung und -entwicklung auswirkt, welchen Einfluss Aerosole auf die Wolkenmikrophysik haben oder ob Änderungen der Eispartikelflüsse in Gewitterwolken für eine Abnahme der Blitzanzahl (Finney et al., 2018) verantwortlich sein könnten. Auch deuten Studien darauf hin, dass der oben erwähnte Zusammenhang zwischen der Abnahme der atmosphärischen Stabilität (mitverursacht durch die Feuchtezunahme) und der Gewitterhäufigkeit nicht-linear ist. So hat eine weitere Zunahme beispielsweise der CAPE nicht unmittelbar auch eine Zunahme der Gewitteraktivität zur Folge (Manzato et al., 2024).

Aufbauend auf den bisherigen, oben diskutierten Erkenntnissen über die Änderung des Gewitterpotentials ist das übergeordnete Ziel dieser Arbeit, den Zusammenhang zwischen der Gewitteraktivität und großskaligen atmosphärischen Prozessen in Europa zu untersuchen und den Einfluss dieser Prozesse auf die jährliche Variabilität der Gewitter sowohl in der Vergangenheit als auch in der Zukunft genauer zu erforschen. Außerdem sollen auf der Basis von direkten Gewittermessungen (Blitzdaten) erstmals Trendanalysen durchgeführt und mögliche Ursachen für (regionale) Änderungen der Gewitterhäufigkeit mit großräumigen atmosphärischen Prozessen und Mechanismen in Zusammenhang gebracht werden.

Weiterhin soll untersucht werden, wie das Auftreten von Gewitterclustern – also größeren, zusammenhängenden Gebieten mit hoher konvektiver Aktivität – auf Skalen von mehreren Tagen bis Wochen (sogenanntes serielles Clustering) mit diesen großskaligen Mechanismen zusammenhängt. So waren insbesondere für die Persistenz der oben genannten schweren Gewittererepisoden in den Jahren 2016 und 2018 (Piper et al., 2019; Mohr et al., 2019) charakteristische großräumige Strömungsmuster ein entscheidender Faktor. Auch kann das zeitlich gehäufte Auftreten von Gewittern ein verstärkender Faktor für die Schwere der eintretenden Schäden sein.

Bisherige Untersuchungen zu Trends bzw. Änderungen der Gewitterhäufigkeit und des konvektiven Potentials betrachteten Gewitter meist als einzelne, voneinander (statistisch) unabhängige Objekte. Das Wissen über den Zusammenhang zwischen großräumigen atmosphärischen Umgebungsbedingungen und der zeitlichen Neigung zur Bildung von Gewitterclustern ist jedoch noch gering. Dies wurde bisher nicht systematisch, sondern ausschließlich anhand einzelner Fallstudien untersucht (z. B. Piper et al., 2016; Mohr et al., 2020).

---

Um diese Fragen zu beantworten, werden basierend auf Blitzdaten des EUCLID-Netzwerks für den Zeitraum von 2001 bis 2021 (Sommerhalbjahr, Schwerpunkt Mai – August) zwei Ereigniskataloge für das westliche und zentrale Europa erstellt: (i) Gitterpunkt-basierte Gewittertage (Wapler, 2013; Piper, 2017) und (ii) räumlich ausgedehnte Gewittercluster (engl. convective clustered event, CCE) in West- und Mitteleuropa. Der CCE-Datensatz wird mit einem im Rahmen dieser Arbeit weiterentwickelten Clusteralgorithmus (ST-DBSCAN) anhand der raum-zeitlichen Blitzdichte generiert. Zusätzlich werden serielle Clusterereignisse auf Basis der CCEs identifiziert.

Mit Hilfe dieser Datensätze wird zunächst eine klimatologische Analyse der Gewitterhäufigkeit in West- und Zentraleuropa durchgeführt. Hierzu werden sowohl hochaufgelöste Gitterpunkt-basierte Trendanalysen als auch Veränderungen der raum-zeitlichen Charakteristiken der detektierten Gewittercluster analysiert. Dafür werden neben Gitterpunkt-basierten Trends beispielsweise auch Änderungen der CCE-Entitäten (z. B. Dauer und räumliche Größe) hinsichtlich (systematischer) Änderungen untersucht.

Weiterhin werden (regionale) Zusammenhänge zwischen großskaligen atmosphärischen Mechanismen (Telekonnektionen, Wetterregime und Meeresoberflächentemperaturen) und der Gewitteraktivität (hier der Gewittertage und CCE) sowie den seriellen Clusterereignissen bestimmt. Zusätzlich werden mögliche Synergieeffekte verschiedener großräumiger Mechanismen auf das Gewittergeschehen untersucht. Auf Basis von Reanalysedaten erfolgt anschließend dann eine Untersuchung, inwieweit das Auftreten bestimmter Wetterregime anhand Modulationen konvektionsrelevanter Stabilitätsparameter der Atmosphäre die detektierten (regionalen) Änderungen der Auftretenswahrscheinlichkeit der Gewitteraktivität erklärt. Weiterhin werden mögliche Zusammenhänge zwischen Trends und Häufungen bestimmter Strömungsmuster diskutiert.

Abschließend werden Klimamodellsimulationen genutzt, um mögliche Veränderungen der Strömungskonfigurationen zu ermitteln. Über die zuvor gewonnen Erkenntnisse soll damit die zukünftige Entwicklung der Gewitterhäufigkeit in Europa abgeschätzt werden.

Daraus ergeben sich die folgenden zentralen Fragestellungen dieser Arbeit:

1. Wie können ausgedehnte Gewitterereignisse anhand ihrer raum-zeitlichen Dichte am besten identifiziert werden?
2. Wo treten serielle Clusterereignisse von Gewittern bevorzugt in Europa auf?
3. Welche (regionalen) Trends der Gewitteraktivität (und insbesondere auch deren raum-zeitlichen Charakteristiken) und des seriellen Clusterings ergeben sich auf Basis der Blitzmessungen in West- und Mitteleuropa?

4. Welchen Einfluss haben großräumige Strömungskonfigurationen wie Telekonnektionen und Wetterregime sowohl auf die Gewitterhäufigkeit als auch auf das Auftreten von seriellen Clusterereignissen und können diese mit den beobachteten Trends in Verbindung gebracht werden?
5. Welche Veränderungen der großräumigen atmosphärischen Bedingungen und damit der Gewitteraktivität sind aufgrund von Klimaprojektionen zu erwarten?

Diese Arbeit entstand im Rahmen des Projekts „Langzeitliche Variabilität und serielles Clustering von schweren Gewittern in einem sich verändernden Klima“ (engl. *Long-term Variability and serial Clustering of Severe Thunderstorms in a changing climate*, VarCluST), welches ein Teilprojekt des Verbundprojekts ClimXtreme (engl. *Climate Change and Extreme Events*) ist. ClimXtreme ist ein vom Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF) gefördertes dreijähriges Projekt mit dem Ziel, einen umfassenden Überblick über meteorologische Extreme in Europa unter dem Einfluss des Klimawandels zu erhalten. Der Schwerpunkt liegt dabei auf dem 20. und 21. Jahrhundert. Wesentliches Ziel war es, das Verständnis der relevanten Kausalmechanismen zu verbessern und diese in Klimamodellen zu validieren, um die Unsicherheit der Zukunftsprojektionen zu verringern.

Zu Beginn dieser Arbeit wird zunächst eine Einführung in die meteorologischen Voraussetzungen für die Entstehung von Konvektion sowie ein Überblick über die verschiedenen Gewittersysteme gegeben (Kap. 2). Außerdem erfolgt ein kurzer Überblick über die Theorie der Blitzentstehung und -ortung. In Kapitel 3 werden die später angewendeten statistischen und mathematischen Methoden vorgestellt. Der dem Großteil dieser Arbeit zu Grunde liegende Datensatz der Blitze wird in Kapitel 4.1 dargestellt, ebenso wie die verwendeten Telekonnektionsindizes, die Wetterregime sowie deren Klimaprojektionen. In einem weiteren Kapitel 5 werden die Ereigniskataloge vorgestellt: dazu gehören die Gitterpunkt-basierten Gewittertage und CCEs. Hier wird auch die Weiterentwicklung des Clusteralgorithmus, die zur Erstellung der CCE notwendig ist, sowie die Anwendung auf den Blitzdatensatz erläutert. Außerdem wird in diesem Kapitel die Methodik zur Identifizierung von seriellen Clusterereignissen behandelt. Anschließend werden in Kapitel 6 die Klimatologie der Gewitteraktivität betrachtet und in Kapitel 7 die Trends diskutiert. Der Zusammenhang zwischen großräumigen atmosphärischen Strömungskonfigurationen und der Gewitteraktivität wird in den folgenden beiden Kapiteln bearbeitet: in Kapitel 8 liegt der Fokus auf Telekonnektionen, in Kapitel 9 auf Wetterregimen.

## 2. Physikalische Grundlagen

Im folgenden Kapitel werden die zum Verständnis von Konvektion und Gewitterbildung notwendigen physikalischen Grundlagen erläutert. Zu Beginn erfolgt eine grundlegende Beschreibung der thermodynamischen Konzepte, insbesondere die der thermischen Konvektion. Darauf aufbauend werden die verschiedenen Gewittersysteme und deren Entstehungsbedingungen diskutiert. Die Analysen der Gewitteraktivität in den folgenden Kapiteln basiert auf Grundlage von Blitzdaten. Daher wird dieses Kapitel mit einer Einführung in die Theorie der Blitzentstehung in Gewittern und einem Überblick über die Techniken zur raum-zeitlichen Ortung und Klassifizierung von Blitzen abgeschlossen.

### 2.1. Thermodynamische Grundlagen

Die Gesetze der Thermodynamik dienen der Beschreibung eines thermodynamischen Systems, welches von der Umgebung abgrenzbar ist und definierte physikalische Eigenschaften besitzt (z. B. Etling, 2008; Holton und Hakim, 2013). Die Beschreibung eines solchen Systems erfolgt mit Hilfe von Zustandsgrößen wie beispielsweise Druck, Temperatur oder Volumen. Der erste Hauptsatz der Thermodynamik beschreibt den Energieerhaltungssatz, nach dem Energie weder erzeugt noch vernichtet, sondern nur in andere Energieformen umgewandelt werden kann.

Die massenspezifische Enthalpie  $h = u + \alpha p$  ist die Summe aus der massenspezifischen inneren Energie  $u$  und dem Produkt aus dem Druck  $p$  und dem massenspezifischen Volumen  $\alpha$ . In Enthalpieform lautet damit der erste Hauptsatz der Thermodynamik

$$dh = \alpha dp + \delta q \quad \text{oder} \quad dT = \frac{1}{c_p} \alpha dp + \frac{1}{c_p} \delta q \quad (2.1)$$

mit der Druckänderung  $dp$ , dem Wärmeaustausch mit der Umgebung  $\delta q$  ( $\delta$  beschreibt hier ein unvollständiges Differential), der Änderung der Temperatur  $dT$  und der spezifischen Wärmekapazität bei konstantem Druck  $c_p$  (z. B. Etling, 2008). In einem adiabatischen System erfolgt kein Energieaustausch mit der Umgebung, damit gilt  $\delta q = 0$ . Der Temperaturbereich der Erdatmosphäre erlaubt die Anwendung der Zustandsgleichung für zur Beschreibung des Luftgemischs ideale Gase  $p = R_d \rho_d T$  mit der Gaskonstanten für trockene Luft  $R_d = 287,05 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$  (Index d, engl. *dry*), der Dichte trockener Luft  $\rho_d$  und der Temperatur  $T$  (Ambaum, 2020).

In Kombination mit dem ersten Hauptsatz (Gl 2.1) ergibt sich (Holton und Hakim, 2013):

$$c_p d \ln T = R_d T d \ln p . \quad (2.2)$$

Wird ein Referenzdruck verwendet, üblicherweise  $p_0 = 1000\text{hPa}$ , ergibt sich mittels Integration die potentielle Temperatur (ebd.):

$$\theta = T \left( \frac{p_0}{p_1} \right)^{R_d/c_p}. \quad (2.3)$$

Die potentielle Temperatur ist gegenüber Vertikalbewegungen invariant und kann daher zum Vergleich der inneren Energie zweier Luftmassen verschiedener Höhen verwendet werden. Anschaulich beschreibt die potentielle Temperatur die Temperatur, welches ein Luftvolumen annähme, wenn es trockenadiabatisch auf das Druckniveau  $p_0 = 1000\text{hPa}$  gebracht würde.

Die Berücksichtigung des Wasserdampfs in der Atmosphäre erfolgt im Falle einer feuchten, ungesättigten Atmosphäre mit Hilfe der so genannten virtuellen Temperatur  $T_v$ :

$$T_v = T \frac{r_v + \frac{R_d}{R_v}}{\frac{R_d}{R_v}(1 + r_v)} \approx T \left( 1 + 0,608 \frac{r_v}{1 + r_v} \right) \approx T(1 + 0,608r_v), \quad (2.4)$$

mit dem Wasserdampf-mischungsverhältnis  $r_v = m_{\text{Wasser}}/m_{\text{Luft}}$  und der Gaskonstante für Wasserdampf  $R_v = 461,51\text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$  (Index v, engl. *vapor*). Die virtuelle Temperatur ist jene Temperatur, die ein trockenes Luftvolumen haben müsste, um dieselbe Dichte wie Feuchte Luft zu haben; sie ist stets größer als die trockene Temperatur. Damit ist es möglich, formal mit den Gesetzmäßigkeiten einer trockenen Atmosphäre zu rechnen. Die virtuelle potentielle Temperatur  $\theta_v$  ist dann:

$$\theta_v = T_v \left( \frac{p_0}{p} \right)^{R_d/c_p}. \quad (2.5)$$

Sollen diabatische Wärmeübergänge in einem Luftvolumen berücksichtigt werden, ist die Berechnung einer Temperaturinvarianten bei Adiabasie komplexer, da die bei Phasenübergängen umgesetzte Energie bei den Betrachtungen zusätzlich berücksichtigt werden muss (Holton und Hakim, 2013).

In der Literatur werden (nicht immer streng getrennt) zwei verschiedene potentielle Temperaturen verwendet: (i) die äquivalentpotentielle Temperatur und (ii) die pseudopotentielle Temperatur. Die äquivalentpotentielle Temperatur beschreibt einen reversiblen, feuchtadiabatischen Prozess, bei dem das kondensierte Wasser vollständig im Luftvolumen enthalten bleibt und daher auch durch Verdunstung wieder zu Wasserdampf werden kann. Die pseudopotentielle Temperatur beschreibt dagegen ein Luftvolumen, welches zunächst so weit angehoben wird, dass der gesamte enthaltene Wasserdampf kondensiert und dem Luftvolumen entzogen wird. Anschließend erfolgt wie bei der potentiellen Temperatur, ein adiabatisches Absinken auf das entsprechende Druckreferenzniveau. Dieser Prozess ist durch das Entfernen des Wasserdampfs irreversibel.

Der Anwendungsfall der äquivalentpotentiellen Temperatur liegt in der Beschreibung von Wolken ohne Niederschlag, wie z. B. flachen Cumuluswolken. Demgegenüber ist die pseudopotentielle Temperatur besser geeignet, um Wolkenprozesse in Kombination mit Niederschlag zu beschreiben, wie z. B. Gewitterwolken (Bryan, 2008).

Bei trockener Luft ist der Zusammenhang zwischen der potentiellen Temperatur und der spezifischen Entropie über die Beziehung

$$ds = c_p \frac{d\theta}{\theta} \quad (2.6)$$

gegeben, welche einen monotonen Zusammenhang zwischen der potentiellen Temperatur und der Entropie beschreibt (Achatz, 2022). Werden nun Phasenübergänge mitberücksichtigt, muss die dabei umgesetzte Energie beachtet werden. Die reversible totale Feuchtentropie  $s_r$  ist daher gegeben durch

$$s_r = (c_p + c_l r_l) \ln T - R_d \ln p_d + \frac{L_v r_v}{T} - R_v r_v \ln e/e_s \quad (2.7)$$

mit der spezifischen Wärmekapazität von flüssigem Wasser  $c_l$  (Index l, engl. *liquid*), dem Mischungsverhältnis von Wasser  $r_l$  und Wasserdampf ( $r_v$ ), dem Partialdruck von trockener Luft  $p_d$ , der relativen Feuchte  $e/e_s$  mit dem Partialdruck des Wasserdampfs  $e$  und dem Sättigungsdampfdruck  $e_s$  sowie der latenten Verdampfungswärme  $L_v$  (Bryan, 2008). Die latente Verdampfungswärme  $L_v$  ist eine Funktion der Temperatur. Nach dem Kirchhoff'schen Gesetz gilt für  $L_v$ :

$$\frac{dL_v}{dT} = c_{p,v} - c_l \quad (2.8)$$

mit der spezifischen Wärme von Wasserdampf bei konstantem Druck  $c_{p,v}$ . Die äquivalentpotentielle Temperatur ist über

$$(c_p + c_l r_l) \ln \theta_{r,e} = s_r + R_d \ln p_0 \quad (2.9)$$

mit der reversiblen totalen Feuchtentropie verknüpft und es folgt daraus

$$\theta_{r,e} = T \left( \frac{p_0}{p_d} \right)^{\frac{R}{c_p} + c_l r_l} (e/e_s)^{-R_v/c_p + c_l r_l} \cdot \exp \left[ \frac{L_v r_v}{(c_p + c_l r_l) T} \right]. \quad (2.10)$$

Die äquivalentpotentielle Temperatur ist ebenfalls gegenüber adiabatischen Vertikalbewegungen invariant.



Die pseudopotentielle Temperatur (Index PS) kann hergeleitet werden aus der Ableitung von Gleichung 2.7:

$$ds_{PS} = (c_p + c_l r_l) d \ln T - R_d d \ln p_d + d \left( \frac{L_v r_v}{T} \right) - R_v d [r_v \ln e / e_s] . \quad (2.11)$$

Die Integration dieser Gleichung ergibt dann eine Gleichung für  $s_{PS}$ :

$$s_{PS} = c_p \ln T + c_l \int_{T_0}^T r_l d \ln T - R_d \ln p_d + \frac{L_v r_v}{T} - R_v r_v \ln e / e_s . \quad (2.12)$$

Eine exakte Berechnung von  $s_{PS}$  ist aufgrund des Integrals herausfordernd und auch die mathematisch exakte Herleitung der pseudopotentiellen Temperatur  $\theta_{PS}$  ist komplex (Bryan, 2008). Daher existieren in der Literatur verschiedene Näherungen (z. B. Betts und Dugan, 1973; Simpson, 1978). Gebräuchlich ist jene von Bolton (1980) mit der Temperatur im Hebungscondensationsniveau  $T_{HKN}$  (siehe Kap. 2.2),

$$\theta_{PS} = T \left( \frac{1000}{p} \right)^{0,2854(1-0,28 \cdot 10^{-3} r)} \cdot \exp \left[ \left( \frac{3,376}{T_{HKN}} - 0,00254 \right) \cdot r (1 + 0,81 \cdot 10^{-3} r) \right] \quad (2.13)$$

welche trotz verschiedener Approximationen eine für die meisten Anwendungen hinreichende Genauigkeit von  $\theta_{PS} \pm 0,3 \text{ K}$  aufweist.

### Vertikale Temperaturschichtung der Atmosphäre

In einer neutral geschichteten Atmosphäre folgt aus dem ersten Hauptsatz in Kombination mit der hydrostatischen Approximation  $\partial p / \partial z = -\rho g$  und der Zustandsgleichung für ideale Gase der trockenadiabatische Temperaturgradient  $\Gamma$  (Etling, 2008):

$$\Gamma = \frac{\partial T}{\partial z} = -\frac{g}{c_p} \quad \text{mit} \quad \theta = \text{konstant} . \quad (2.14)$$

Dieser ist lediglich von  $c_p$  und der Erdbeschleunigung  $g$  abhängig, deren Werte für trockene Luft bekannt sind. In einer trockenadiabatisch geschichteten Atmosphäre nimmt die Temperatur um 0,98 K pro 100 Höhenmeter ab. Ergänzend zum trockenadiabatischen Temperaturgradienten (Gl. 2.14) sei hier der pseudoadiabatische Temperaturgradient mit dem Sättigungsmischungsverhältnis  $r_{v,s}$  angegeben (ohne Herleitung, Holton und Hakim, 2013):

$$\Gamma_{PS} \approx -\Gamma_d \frac{1 + L_v r_{v,s} / R_d T}{1 + L_v^2 r_{v,s} / c_p R_v T^2} . \quad (2.15)$$

Aufgrund der Höhenabhängigkeit von  $T$  und  $r_{v,s}$  ist sowohl  $\Gamma_{PS}$  keine Konstante wie im trockenadiabatischen Fall (Gl. 2.14). Weiterhin ist der Bruch in Gleichung 2.15 (außer bei  $z \rightarrow \infty$ ) stets kleiner Null. Daraus folgt, dass der pseudopotentielle Temperaturgradient dem Betrage nach immer kleiner ist als der Temperaturgradient in ungesättigter Atmosphäre, es gilt also  $\Gamma_d \leq \Gamma_{ps}$ .

## 2.2. Theorie des gehobenen Luftpakets

Unter Konvektion werden im meteorologischen Kontext im Allgemeinen (horizontal) kleinräumige vertikale Luftbewegungen verstanden. Die vertikale Komponente der reibungsfreien Bewegungsgleichung ist nach Markowski und Richardson (2010) durch die Annahme eines horizontal homogenen hydrostatischen Grundzustands und Abweichungen davon ( $p = \bar{p} + p'$  und  $\rho = \bar{\rho} + \rho'$ ) mit

$$\frac{dw}{dt} = \underbrace{-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial z}}_{(1)} - \underbrace{\frac{\rho'}{\rho} g}_{(2)} \quad (2.16)$$

gegeben, wobei  $w$  die Vertikalgeschwindigkeit und  $t$  die Zeit ist. Dabei ist (1) die durch vertikale Störungen hervorgerufene Druckgradientbeschleunigung und (2) die Auftriebsbeschleunigung  $B$ . Betragsmäßig ist Teil (1) der (vertikalen) Komponente der Bewegungsgleichung in der Regel kleiner als (2). Die meteorologischen Implikationen des Ausnahmefalls, wenn (1)  $\approx$  (2), werden später in Kapitel 2.5.3 diskutiert.

Beim Auftrieb  $B$  ist es in den meisten Fällen ausreichend, mit  $\bar{\rho}$  statt  $\rho$  zu rechnen (Markowski und Richardson, 2010). Außerdem soll noch die Reibung von fallenden Hydrometeoren berücksichtigt werden, welche eine nach unten gerichtete Beschleunigung hervorrufen. Dies erfolgt durch  $gr_h$ , mit der Masse der Hydrometeore pro Kilogramm Luft  $r_h$ . Vereinfacht sei hier angenommen, dass die Hydrometeore mit ihrer maximalen Endfallgeschwindigkeit fallen. Der Auftrieb  $B$  kann dann mit

$$B \approx \left[ \frac{T'_v}{\bar{T}_v} - \frac{p'}{\bar{p}} - r_h \right] g = \left[ \frac{\theta'_v}{\bar{\theta}_v} + \left( \frac{R}{c_p} - 1 \right) \frac{p'}{\bar{p}} - r_h \right] g \quad (2.17)$$

angegeben werden. Zum grundlegenden Verständnis des thermischen Auftriebs ist vor allem der erste Term der rechten Seite wichtig. Daher erfolgt im weiteren Verlauf dieses Kapitels eine Approximation des Auftriebs durch  $B \approx \theta' / \bar{\theta}$ , zudem wird für eine bessere Übersicht auf den Index  $v$  für die virtuelle Temperatur verzichtet.  $B$  beschreibt dabei den Quotienten aus der Abweichung  $\theta'$  und dem Grundzustand  $\bar{\theta}$ . Die Abweichung beschreibt dabei ein gegenüber der Umgebung abgegrenztes Luftpaket.

Das physikalische Konzept eines Luftpakets wird zur Beschreibung von Konvektion in der Atmosphäre benutzt (z. B. Holton und Hakim, 2013; Markowski und Richardson, 2010). Dieses Modell, von Bjerknes (1938) eingeführt, beschreibt ein idealisiertes, infinitesimales Luftvolumen, dem makroskopische Eigenschaften wie beispielsweise Temperatur, Dichte, Druck usw. zugeordnet werden. Weiterhin erfolgen Änderungen des Drucks im Luftpaket aufgrund von Druckänderungen der Umgebung instantan, d. h. der Druck ist jederzeit identisch mit dem seiner Umgebung. Außerdem findet zwischen dem Luftpaket und der Umgebung kein Energieaustausch (Adiabasie) oder Masseaustausch statt. Interaktionen mit Hydrometeoren werden vernachlässigt, ebenso tritt Wasser nicht in seiner festen Phase auf. Im Folgenden

soll daher  $\theta'$  als Temperaturdifferenz zwischen einem Luftpaket und seiner Umgebung verstanden werden. Der Auftrieb lässt sich dann zu

$$\frac{dw}{dt} = \frac{\theta_{LP} - \theta_U}{\theta_U} g \quad (2.18)$$

umschreiben. Es soll nun die Bewegung eines Luftpakets beschrieben werden, welches in einer thermisch geschichteten Atmosphäre von seiner Ausgangshöhe  $z_0$  um  $\delta z$  angehoben wird (Etling, 2008). Vereinfacht soll angenommen werden, dass der vertikale Temperaturgradient in der Umgebung von  $z_0$  linear verläuft. Für die potentielle Temperatur  $\theta(z_0 + \delta z)$  ergibt sich dann mit der potentiellen Temperatur  $\theta_0$  in der Ausgangshöhe  $z_0$ :

$$\theta(z_0 + \delta z) \approx \theta_0 + \frac{\partial \theta}{\partial z} \delta z. \quad (2.19)$$

Diese Beziehung eingesetzt in Gleichung 2.18 ergibt für  $\delta z$ :

$$\frac{d^2 \delta z}{dt^2} + \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \theta}{\partial z} \delta z = N^2 \delta z. \quad (2.20)$$

Diese Schwingungsdifferenzialgleichung für die Auslenkung  $\delta z$  eines Luftpakets aus der Ausgangshöhe hat die Lösung

$$\delta z(t) = \delta z_0 \cdot e^{iNt} \quad \text{mit} \quad N = \sqrt{\frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \theta}{\partial z}}. \quad (2.21)$$

$N$  wird als Brunt-Väisälä Frequenz bezeichnet und gibt die Kreisfrequenz der Schwingung eines Luftpakets um seine Ausgangshöhe an.  $N$  kann nun, abhängig von der atmosphärischen Schichtung  $\partial \theta / \partial z$ , drei verschiedene Lösungen für  $\delta z(t)$  aufweisen:

$$(1) \quad \frac{\partial \theta}{\partial z} > 0 \quad \rightarrow \delta z(t) = \delta z_0 \cos(Nt) \quad (2.22)$$

in diesem Fall ist  $N$  reell und das Luftpaket führt eine harmonische Schwingung um die Ausgangshöhe  $\delta z = 0$  aus. Die Amplitude ist durch die Anfangsauslenkung  $\delta z_0$  gegeben. Die Schwingungsperiode beträgt  $\tau = 2\pi/N$  und ist abhängig vom Gradienten der potentiellen Temperatur. Je stabiler die atmosphärische Schichtung ( $\partial \theta / \partial z$  ist positiv und betragsmäßig groß), desto höher ist die Frequenz der Schwingung. Mithilfe dieser Beziehung lassen sich beispielsweise Schwerewellen über und im Lee eines Gebirges erklären (z. B. Wurtele et al., 1996; Etling, 2008; Markowski und Richardson, 2010): Bei Überströmung eines Gebirges werden die Luftpakete angehoben. Wenn die Atmosphäre stabil geschichtet ist (also  $\partial \theta / \partial z > 0$ ) vollführt das Luftpaket näherungsweise eine harmonische Schwingung um die Anfangsauslenkung.

Im trivialen Fall von:

$$(2) \quad \frac{\partial \theta}{\partial z} = 0 \quad \rightarrow \delta z(t) = \delta z_0 \quad (2.23)$$

ist  $N = 0$ , d. h. das Luftpaket verbleibt in der Höhe der Anfangsauslenkung  $\delta z_0$ .

Im letzten Fall (3)

$$(3) \quad \frac{\partial \theta}{\partial z} < 0 \quad \rightarrow \delta z(t) = \delta z_0 e^{|N|t} \quad (2.24)$$

ist  $N$  imaginär. Vereinfacht bedeutet dies, dass das Luftpaket sich immer weiter von seiner Ausgangshöhe  $\delta z = 0$  entfernt und einen positiven Auftrieb erfährt. Dieser Fall gibt das Prinzip der thermischen Konvektion wieder und beschreibt den Auftrieb von Luftpaketen abhängig von der thermischen Schichtung.

Die physikalischen Implikationen der Gleichungen 2.22 bis 2.24 sind prinzipiell auch im pseudoadiabatischen Fall mit  $\theta_{PS}$  gültig, wenn Phasenumwandlungen von gas- zu flüssigförmigen Wasser auftreten (z. B. Holton und Hakim, 2013). Ergänzend zu den Gleichungen 2.22 bis 2.24 ergeben sich weitere thermische Schichtungsstabilitäten gegenüber der thermischen Schichtung eines (adiabatisch gehobenen) Luftpakets mit  $\frac{\partial \theta_{LP}}{\partial z} = 0$ :

1. Von absoluter Stabilität wird gesprochen, wenn  $\partial \theta_{PS} / \partial z > 0$  gilt. Folglich ist auch  $\partial \theta_d / \partial z > 0$ , d. h. der vertikale Temperaturgradient ist kleiner als der pseudoadiabatische Temperaturgradient. Sowohl trocken- als auch feuchtadiabatisch gehobene Luftpakete kühlen sich in einer solchen Umgebung stärker ab als die Umgebung und erfahren keinen weiteren thermisch bedingten Auftrieb (Abb. 2.1 links).
2. Im Falle von  $\partial \theta_d / \partial z < 0$  kühlt sich sowohl das feucht- als auch das trockenadiabatisch gehobene Luftpaket gegenüber der Umgebung langsamer ab, d. h. gemäß Gleichung 2.24 erfährt das Luftpaket eine Auftriebskraft (Abb. 2.1 Mitte). Dieser Zustand wird als absolute Instabilität bezeichnet.
3. Bedingte Instabilität liegt dann vor, wenn  $\partial \theta_d / \partial z < 0$  und zugleich auch  $\partial \theta_{PS} / \partial z > 0$  gilt. Gegenüber trockenadiabatischer Hebung herrscht also Stabilität, gegenüber feuchtadiabatischer Hebung jedoch Labilität vor (Abb. 2.1 rechts). Der Temperaturgradient ist also größer als der pseudoadiabatische, jedoch kleiner als der trockenadiabatische Temperaturgradient.

Zu erwähnen ist in diesem Zusammenhang auch die so genannte potentielle Instabilität. Dies bezeichnet die Labilisierung der atmosphärischen Schichtung aufgrund von Hebung der gesamten Luftschicht, z. B. aufgrund einer Front. Dazu muss eine feucht-warme Luftschicht unter einer trocken-kalten Luftschicht liegen. Wird nun die gesamte Luftschicht angehoben, kommt es in der unteren, feucht-warmen Luftschicht rasch zur Kondensation und zur Freisetzung latenter Wärme, während es in der darüberliegenden, trockenen Schicht erst sehr viel später zu Kondensation kommt. Daher kommt es in der trocken-kalten

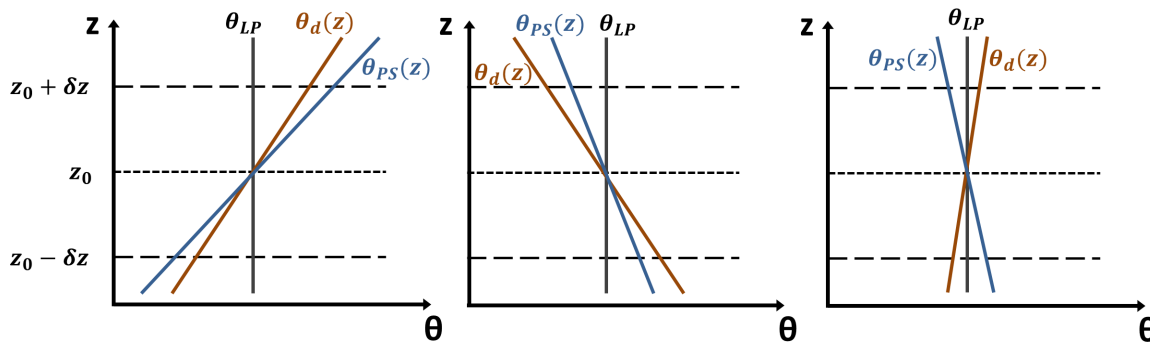


Abb. 2.1.: Unterschiedliche, beispielhafte Vertikalschichtungen der potentiellen Temperatur ( $\partial\theta_d/\partial z$  und  $\partial\theta_{PS}/\partial z$ ) für eine Auslenkung  $\delta z$  aus der Höhenlage  $z_0$ . Weitere Diskussion siehe Text.

Luftschicht im Vergleich zur feucht-warmen Luftschicht zu einer stärkeren Abkühlung und damit zu einer weiteren Abnahme des vertikalen Temperaturgradienten. Ein bekanntes Beispiel dafür ist die Ausbildung einer abgehobenen Mischungsschicht (engl. *elevated mixed layer*, EML; Carlson et al., 1983). Solche Schichten bilden sich bevorzugt im Lee hoher Gebirgszüge. Wird eine solche EML über bodennahe feucht-warme Luftmassen advehiert, kann es zur Entstehung von potentieller Instabilität und oftmals zur Ausbildung (schwerer) Gewitter kommen. Prominente Beispiele sind die Great Plains in den Vereinigten Staaten von Amerika (Lanicci und Warner, 1991): Trockene Luft aus Westen wird von den Rocky Mountains herantransportiert und legt sich über feucht-warme Luft aus dem Golf von Mexiko. In Europa ist als Beispiel die so genannte *Spanish Plume* zu erwähnen. Bei südwestlicher Anströmung bildet sich im Lee der Pyrenäen eine EML, welche sich über feucht-warme Luftmassen aus dem Mittelmeerraum legt (Morris, 1986; Webb und Pike, 1998; Delden, 2001). *Spanish Plumes* stehen auch im Zusammenhang mit der Entwicklung von schweren Gewittern mit Hagelbildung (Carlson et al., 1983; Kunz et al., 2018).

Ausgehend von den bisherigen lokalen Betrachtungen eines Luftpakets hinsichtlich der thermischen Stabilität soll nun anhand der vertikalen Schichtung der Atmosphäre das Potential für hochreichende Konvektion quantifiziert werden. Dazu erfolgt nun nicht mehr nur die Auslenkung eines Luftpakets um  $\delta z$  aus einer Ausgangshöhe  $z$ , sondern die adiabatische Hebung eines (fiktiven) Luftpakets über die gesamte Troposphäre. Aus der Sicht des Prinzips der Energieerhaltung erfolgt bei der adiabatischen Hebung des Luftpakets zunächst eine Umwandlung von thermischer in potentielle Energie (abkühlend), nach Erreichen von Sättigung zusätzlich eine Umwandlung von latenter in thermische Energie (erwärmend) durch Kondensation. Während des gesamten Aufstiegs gilt der Grundsatz der Energieerhaltung, es finden also ausschließlich Energieumwandlungen statt (Chavas und Peters, 2023).

In der Praxis wird die thermische Schichtung der Atmosphäre beispielsweise mithilfe von Radiosondaufstiegen gemessen, welche das Vertikalprofil der Temperatur und Feuchte aufzeichnen. Demgegenüber

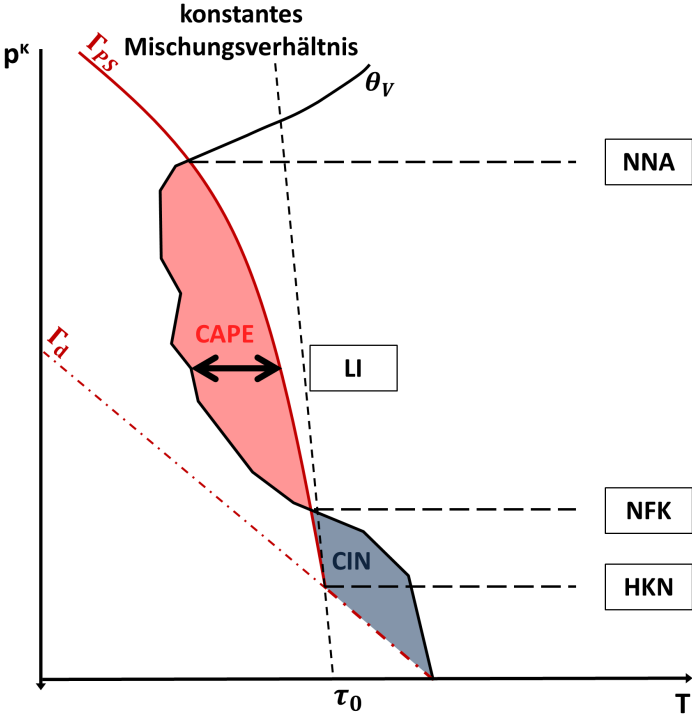


Abb. 2.2.: Schematisches Beispiel eines vertikalen Temperaturprofils (schwarze Linie) und eines adiabatisch gehobenen Luftpakets, welches vom Boden zunächst entlang der Trockenadiabate (rot gestrichelt), ab Sättigung entlang der Pseudoadiabaten (rot durchgezogen) aufsteigt. Wichtige Höhenniveaus (horizontale gestrichelte schwarze Linien, Details siehe Text), die konvektiv verfügbare Energie (CAPE) und die *convective inhibition* (CIN, rot bzw. blau schraffiert) sind entlang des Höhenverlaufs markiert.

wird das Vertikalprofil der Temperatur eines von bodennahen Schichten adiabatisch gehobenen Luftpakets basierend auf den im letzten Kapitel eingeführten Beziehungen berechnet.

Es gelten weiterhin die bereits im vorherigen Kapitel genannten Vereinfachungen (Markowski und Richardson, 2010):

1. Es treten keine Gefrier- oder Sublimationsprozesse auf, d. h. Wasser soll lediglich in der flüssigen oder gasförmigen Phase vorliegen.
2. Interaktionen mit Hydrometeoren (bspw. Reibungsprozesse) sollen vernachlässigt werden.
3. Der Druck des Luftpakets soll jederzeit dem Umgebungsdruck entsprechen, also  $p_U = p_{LP}$  gelten.
4. Der Atmosphärendruck der verschiedenen Höhen ergibt sich aus der hydrostatischen Approximation.

Aufgrund der angenommenen Adiabasie und der oben genannten Vereinfachungen ist der Temperaturverlauf eines gehobenen Luftpakets mit der Höhe lediglich von den Anfangsbedingungen abhängig und erfolgt zunächst entlang der Trockenadiabate (Gl. 2.14), bis Sättigung im Luftpaket vorliegt (Abb. 2.2). Danach erfolgt der Temperaturverlauf gemäß Gleichung 2.15 entlang der Pseudoadiabaten. Die Tempe-

ratur des Luftpakets kann in Beziehung zur Umgebungstemperatur in der Vertikalen gesetzt werden. Verschiedene Höhenniveaus des Luftpakets sind bedeutsam (Abb. 2.2; Markowski und Richardson, 2010):

### Ausgangsniveau

Als Ausgangspunkt für Druck, Temperatur und Feuchte des Luftpakets werden in der Regel die Werte des Ausgangsniveaus verwendet ( $T_{LP} = T_{U,A}$ ;  $p_{LP} = p_{U,A}$ ;  $e_{LP} = e_{U,A}$ ). Dies kann bei ortsbezogenen Vertikalsondierungen der Atmosphäre die niedrigste (erste) Messung sein, die der nächstgelegenen Bodenstation oder durch Mittelung der unteren 50 oder 100 hPa (engl. mixed layer, ML) bestimmt werden.

### Hebungskondensationsniveau

Die Höhe, in der das gehobene Luftpaket Sättigung erreicht, wird als Hebungskondensationsniveau (HKN) bezeichnet. Ab dieser Höhe erfolgt die weitere Änderung der Temperatur in der Vertikalen entlang des pseudoadiabatischen Temperaturgradienten (Gl. 2.15).

### Kumuluskondensationsniveau

Als Kumuluskondensationsniveau (KKN) wird jene Höhe bezeichnet, in der es aufgrund von thermisch bedingter Hebung (im Unterschied zum HKN mit erzwungener Hebung) zur Kondensation kommt. Das KKN erlaubt eine Abschätzung der Wolkenuntergrenze und ist daher z. B. für die Segelfliegerei ein wichtiger Parameter. Weiterhin kann von dieser Höhe die so genannte Auslösetemperatur bestimmt werden. Dazu wird von jener Trockenadiabate, welche durch das KKN verläuft, der Schnittpunkt mit dem Bodenniveau ermittelt. Anhand der so ermittelten Temperatur lässt sich abschätzen, welche Temperatur die bodennahe Luftschicht im Tagesverlauf erreichen sollte, um das Aufsteigen von Thermikblasen zu begünstigen.

### Niveau der freien Konvektion

Das Niveau der freien Konvektion (NFK) markiert den Schnittpunkt der Pseudoadiabaten mit der Temperaturkurve. Wenn ab dieser Höhe  $\theta_{LP} > \theta_U$  gilt, erfährt das Luftpaket gemäß Gleichung 2.18 einen thermisch bedingten positiven Auftrieb und wird dabei solange beschleunigt, wie  $\theta_{LP} > \theta_U$  gilt. Je größer die Temperaturdifferenz, desto stärker ist auch die Auftriebskraft.

### Niveau neutralen Aufstiegs

Im Niveau neutralen Aufstiegs (NNA) schneidet die Pseudoadiabate erneut die Temperaturkurve, es gilt also ab diesem Niveau  $\theta_{LP} < \theta_U$  und das Luftpaket erfährt einen negativen Auftrieb (Gl. 2.18). Dieses Niveau wird spätestens an der Tropopause erreicht. Die Weltorganisation für Meteorologie (engl. *World Meteorological Organization*, WMO) definiert diese Schicht als die Umkehrung des im Allgemeinen vorherrschenden negativen Temperaturgradienten in der Troposphäre ins Positive und den Übergang in die stabil geschichtete Tropopause oder untere Stratosphäre (WMO, 1957). Nach Erreichen des NNA wird die Vertikalbewegung des Luftpakets also verringert. Wenn die positive Vertikalgeschwindigkeit entsprechend groß und die thermisch bremsende Kraft gering ist, kann es vorkommen, dass Luftpakete in die Stratosphäre eindringen (engl. *overshooting tops*, OT) und als solche beispielsweise in Satelliten-

bildern detektiert werden können. Da dazu eine entsprechend große Auftriebsgeschwindigkeit notwendig ist, ist dies ein guter Indikator für besonders schwere konvektive Ereignisse (z. B. Punge und Kunz, 2016; Bedka und Khlopenkov, 2016).

### Quantifizierung des Konvektionspotentials

Das eindimensionale Modell des Luftpakets wird für die Analyse einer Luftmasse hinsichtlich ihres Potentials zur Ausbildung hochreichender Feuchtkonvektion genutzt. Dies beinhaltet eine Analyse der verschiedenen im letzten Kapitel eingeführten Niveaus oder die Ermittlung verschiedener Maßzahlen, welche das Potential eines Atmosphärenzustands hinsichtlich des Potentials für hochreichende Feuchtkonvektion beschreiben.

Die wohl bekannteste Maßzahl ist die konvektiv verfügbare potentielle Energie (engl. *convective available potential energy*, CAPE; Markowski und Richardson, 2010). Berechnet wird diese anhand des Integrals über die Temperaturdifferenz der virtuellen Temperatur des Luftpakets zu seiner Umgebung ausgehend vom NFK bis zum NNA:

$$\text{CAPE} = g \int_{\text{NFK}}^{\text{NNA}} \frac{T_{\text{V,LP}} - T_{\text{V,U}}}{T_{\text{V,U}}} dz. \quad (2.25)$$

Verschiedene Varianten basierend auf unterschiedlich definierten Ausgangsniveaus des Luftpakets sind ebenfalls gebräuchlich. Häufig verwendet werden beispielsweise jenes Niveau mit maximalem CAPE-Wert (*most unstable*, MUCAPE) und jene CAPE eines Luftpakets mit den über die untersten 100 hPa gemittelten (engl. *mixed layer*, MLCAPE) Startwerten für Temperatur und Feuchte (z. B. Brooks et al., 2003; Allen, 2018).

Wird Gleichung 2.18 mit der Vertikalgeschwindigkeit multipliziert und vom NFK bis zum NNA integriert (Markowski und Richardson, 2010), so folgt

$$\int_{w^2(t_{\text{NFK}})}^{w^2(t_{\text{NNA}})} dw^2 = 2g \int_{z(t_{\text{NFK}})}^{z(t_{\text{NNA}})} \frac{T_{\text{V,LP}} - T_{\text{V,U}}}{T_{\text{V,U}}} dz. \quad (2.26)$$

Daraus ergibt sich die thermische Grenzgeschwindigkeit unter der Annahme, dass die Ausgangsgeschwindigkeit des Luftpakets im NFK vernachlässigbar klein ist und daher die Beschleunigung ausschließlich im Bereich NFK bis NNA stattfindet (Markowski und Richardson, 2010):

$$w_{\text{max}} = w(t_{\text{NNA}}) \approx \sqrt{2\text{CAPE}}. \quad (2.27)$$

In Gewittern wird diese Geschwindigkeit am Oberrand der Troposphäre praktisch nie erreicht. Ein maßgeblicher Faktor dabei ist das turbulente Einmischen von trockener Luft in die sich ausbildende Cumuluswolke (engl. *entrainment*). Bei thermisch bedingtem Auftrieb erfolgt die Wolkenbildung durch eine Warmluftblase (Abb. 2.3, rot schraffierte Fläche). Bedingt durch die Verdrängung der Umgebungsluft an



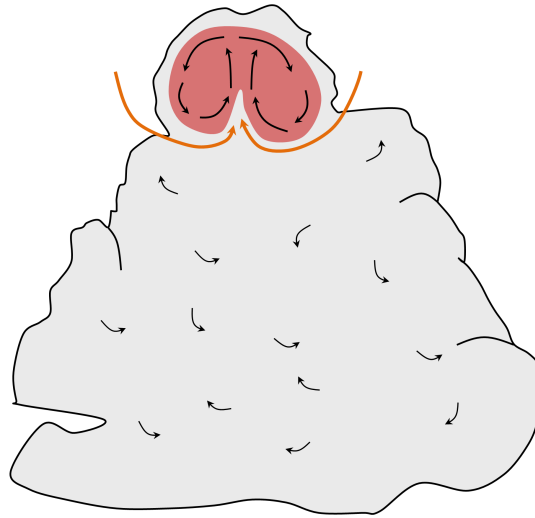


Abb. 2.3.: Konzeptionelles Modell der konvektiven Wolkenbildung durch eine aufsteigende Warmluftblase (rot schraffiert) und der Effekt der turbulenten Einmischung (orangebraune Pfeile) trockener Umgebungsluft (modifiziert nach Trapp, 2013)

der Wolkenoberseite in Kombination mit der nachströmenden Luft an der Unterseite der Warmluftblase bildet sich eine Wirbelströmung aus (schwarze Pfeile über roter Schraffierung). Die warme Luft wird dabei solange durch kältere und trockene Umgebungsluft verdünnt (orangene Pfeile), bis der Auftrieb praktisch verschwindet (Trapp, 2013). Dieser Prozess führt zu einer kontinuierlichen Verringerung des thermischen Auftriebs (und damit auch der CAPE) und reduziert so auch die maximal erreichbare Vertikalgeschwindigkeit. Um diesen Einfluss bei der Berechnung der CAPE zu berücksichtigen, schlagen Peters et al. (2023) die Verwendung der ECAPE vor, welche unter anderem das Maß des *Entrainments* aus der Kombination der Radiosondendaten und des Durchmessers des Aufwinds abzuschätzen versucht. Weitere abbremssende Effekte, wie Reibung durch Hydrometeore und (vertikale) Druckstörungen, haben ebenfalls einen Einfluss auf die maximal erreichbare Vertikalgeschwindigkeit.

Ist die CAPE größer als Null, so ist das Potential zur Konvektionsbildung gegeben. Weitere wesentliche Faktoren der Gewittergenese sind die initiale Konvektionsauslösung (siehe Kap. 2.3) und die Organisationsform des konvektiven Systems (Kap. 2.5). Groenemeijer et al. (2017) zeigen zum Beispiel, dass in Europa lediglich an 60 bis 80 % aller Tage mit hinreichend hohen CAPE- und Scherungswerten auch tatsächlich Gewitter auftreten.

Ein weiterer Faktor ist die thermisch bedingte Sperre (engl. *convective inhibition*, CIN), welche initial von einem Luftpaket überwunden werden muss. Sie ist ebenfalls wie die CAPE ein integrales Stabilitätsmaß:

$$CIN = -g \int_{z_A}^{NNA} \frac{T_{V,LP} - T_{V,U}}{T_{V,U}} dz. \quad (2.28)$$

Diese Energie muss durch eine externe Kraft aufgebracht werden, um das Luftpaket auf das NFK zu heben (siehe Kap. 2.3). Je kleiner die CIN, desto weniger Energie ist dafür nötig und desto größer ist die Wahrscheinlichkeit, dass es zur Ausbildung hochreichender Feuchtkonvektion kommt. Während des Tagesverlaufs kommt es im Allgemeinen zu einer Reduktion der CIN durch Einstrahlung oder bodennahe Feuchtekongruenzen (Markowski und Richardson, 2010).

Für weite Teile Europas ist für Gewitterstürme eine CAPE von rund 200 bis 400 J kg<sup>-1</sup> nötig. Gleichzeitig sollte die CIN nicht weniger als 50 J kg<sup>-1</sup> betragen (Westermayer et al., 2017).

Der *Lifted Index* (LI) ist durch die Differenz zwischen der Umgebungstemperatur und der Temperatur des adiabatisch gehobenen Luftpaketes in 500 hPa (vgl. auch Abb. 2.2) definiert:

$$LI = T_{U,500 \text{ hPa}} - T_{LP,500 \text{ hPa}} \quad (2.29)$$

Der LI ist ein Indikator für den thermischen Auftrieb in der mittleren Atmosphäre und ist, im Gegensatz zur CAPE, ein differentielles Maß der Instabilität. Wenn das Ausgangsniveau des Luftpaketes der Boden ist, wird vom *Surface Lifted Index* (SLI) gesprochen (Galway, 1956). Andererseits wird, ähnlich wie bei der Berechnung der CAPE, häufig über die untersten 100 hPa eine Mittelung vorgenommen und vom *Mixed Layer Lifted Index* (LI<sub>ML</sub>) gesprochen. Werte von LI < 0 zeigen potentielle Instabilität und sind ein guter Indikator für das Auftreten hochreichender Konvektion (z. B. Haklander und Van Delden, 2003; Kunz, 2007; Mohr und Kunz, 2013). Allerdings ist ein (linearer) Zusammenhang zwischen der Gewitterintensität und höheren CAPE-Werten (bzw. niedrigeren LI-Werten) nicht gegeben (z. B. Westermayer et al., 2017; Kunz et al., 2020) wie anhand Gleichung 2.27 vermutet werden könnte. Vor allem für extreme Gewitterintensitäten ist die Organisationsform der Konvektion der bedeutendere Faktor (siehe Kap. 2.5).

## 2.3. Konvektionsauslösung

Bisherige Betrachtungen klammerten die Frage aus, durch welche Mechanismen ein Luftpaket bis zum Erreichen des NFK (oder KKN) aufsteigen kann. Wie bereits in Kapitel 2.2 gezeigt und in Abbildung 2.2 dargestellt, ist in der Regel das Luftpaket bei adiabatischer Hebung in den bodennahen Luftschichten kälter als seine Umgebung und erfährt eine negative Auftriebskraft (Gl.2.18). Zusätzliche (externe) Kräfte sind notwendig, um das Luftpaket auf das NFK anzuheben und thermischen Auftrieb zu initiieren. Wo und wann es zur Konvektionsbildung kommt, hängt ab von der Vertikalbewegung (von der Thermik bis zur synoptischen Skala), mesoskaligen Temperatur- und Feuchtigkeitsinhomogenitäten und der mittleren Schichtung, welche wiederum weitestgehend durch synoptische Prozesse gesteuert wird (Markowski und Richardson, 2010).

### Synoptisch-skalige Mechanismen der Konvektionsbildung

Die Zeitskalen synoptisch-skaliger Hebungsantriebe (Größenordnung: 1 – 10 cm s<sup>-1</sup>) weisen für mesoskalige konvektive Prozesse unzureichende Vertikalgeschwindigkeiten auf (Trapp, 2013). Allerdings kann

durch solche Hebungsprozesse eine Labilisierung der gesamten Luftmasse erfolgen. Vor allem in Kombination mit solarer Einstrahlung und der damit verbundenen Erwärmung bodennaher Schichten ist dies ein oft zu beobachtender konvektionsförderlicher Prozess, welcher beispielsweise stromab eines Trops während des nachmittäglichen Strahlungsmaximums auftritt (Trapp, 2013).

Eine in Europa ebenfalls oft auftretende konvektionsförderliche Konstellation ist folgende: Temperatur- und Feuchteadvektion in der unteren Troposphäre bei gleichzeitiger Advektion von trockener und kalter Luft in der oberen Troposphäre, die zu einer Labilisierung der gesamten Luftschicht führen (Trapp, 2013). Eine zusätzliche Intensivierung der Labilisierung erfolgt, wenn die Advektionsflüsse in einem bodennahen Starkwindband konzentriert erfolgen oder es aufgrund einer abgehobenen Mischungsschicht zu einer deckelnden Inversion kommt (Trapp, 2013). Ein weiter verstärkender Faktor kann in einem solchen Szenario eine hohe Cirrusbewölkung sein. Die solare Einstrahlung ist durch die hohe Bewölkung zunächst reduziert. Beim nachmittäglichen Strahlungsmaximum bilden sich durch Lücken in der Cirrusbewölkung lokal begrenzte, extreme Energiekonzentrationen. Ein Beispiel für ein solches Szenario war der große Tornadoausbruch in Oklahoma am 3. Mai 1999 (Thompson und Edwards, 2000). Weiterhin können Hebungs- und Aufgleitvorgänge an Fronten oder vorgelagerten Konvergenzlinien zur Ausbildung von Konvektion führen (z. B. Koch und Clark, 1999; Ramis et al., 2009).

### Orographisch bedingte Hebung

Ein Zusammenhang zwischen lokalen Maxima der Konvektion und der Orographie in Europa ist in Gewitterklimatologien (siehe auch Kapitel 6) deutlich erkennbar (z. B. Piper und Kunz, 2017; Taszarek et al., 2019). Verschiedene Mechanismen sind dafür ursächlich (Markowski und Richardson, 2010; Trapp, 2013):

1. Das mechanisch bedingte Aufgleiten von Luftmassen an Gebirgszügen kann zur Auslösung von Konvektion über der Aufgleitfläche oder über der höchsten Evaluation des Höhenzugs führen.
2. Dichtegradienten aufgrund der (strahlungsbedingt) wärmeren Gebirgsoberfläche gegenüber der kühleren Umgebungsluft können zu einer baroklinen Zirkulation an der Hangfläche führen. Die Beschreibung dieser Vertikalzirkulation mittels der zeitlichen Ableitung der horizontalen Vorticity  $\zeta = \partial u / \partial z - \partial w / \partial x$

$$\frac{d\zeta}{dt} = -\underbrace{\zeta \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right)}_{(1)} - \underbrace{\frac{\partial B}{\partial x}}_{(2)} \quad (2.30)$$

über einem idealisierten zweidimensionalen (x-z Ebene) Gebirgszug beinhaltet (1) den horizontalen *Stretching*-Term und (2) den baroklinen Generierungsterm (Trapp, 2013). Bei vernachlässigbaren horizontalen Wind ist die barokline Zirkulation an beiden Hängen gleich stark ausgeprägt, aber mit entgegengesetzter Orientierung. Bei zunehmendem Horizontalwind kommt es zur Konvekti-

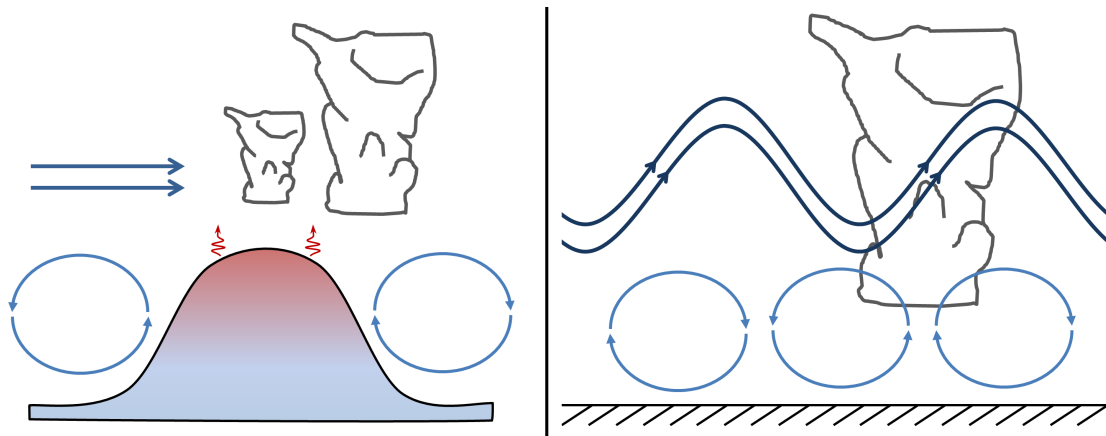


Abb. 2.4.: Konzeptionelles Modell (links) der Konvektionsauslösung im Lee durch die Interaktion von thermisch bedingter Hangzirkulation (blaue Kreise) und dem Horizontalwind an der Spitze des Höhenzugs. Solare Einstrahlung sorgt für die Temperaturunterschiede der Oberfläche (blau-rot schraffiert) und begünstigt thermisch bedingte Hebung (rote Pfeile). Konzeptionelles Modell der Interaktion (rechts) von Schwerewellen (dunkelblau) mit *horizontal convective rolls* (HCR, hellblaue Kreise) in der Grenzschicht (stark modifiziert nach Trapp, 2013).

onsbildung vornehmlich im Lee des Höhenzugs, wenn die Zirkulation mit dem Horizontalwind über dem Gipfel konvergiert (Abb. 2.4 links).

3. Ebenso kann es beim Umströmen von Höhenzügen zu bodennahen Strömungskonvergenzen im Lee und damit zur Initiierung von Vertikalbewegungen kommen. Beispielsweise zeigt Kunz und Puskeiler (2010) dies anhand des Schwarzwalds.

### Hebungsprozesse in der atmosphärischen Grenzschicht

Bodennahe Wirbel mit horizontaler Achse entlang der (synoptischen) Windrichtung (engl. *horizontal convective rolls*, HCR), welche zur optisch sichtbaren Ausprägung von so genannten Wolkenstraßen führen können, sorgen für eine vertikale Durchmischung von Feuchte und Wärme innerhalb der Grenzschicht (Trapp, 2013). Sie entstehen in Bodennähe durch die Kombination von thermischem Auftrieb und vertikaler Windscherung (Kap. 2.4). Vor allem (aber nicht ausschließlich) in Kombination mit Schwerewellen oberhalb der atmosphärischen Grenzschicht kann bei positiver Superposition die Ausbildung hochreichender Feuchtkonvektion ausgelöst werden (Abb. 2.4 rechts).

Als weiterer Faktor kann horizontale Windscherung ebenfalls zur Auslösung hochreichender Konvektion führen, ebenso wie Scherungsinstabilitäten am Rand einer Böenfront oder an Starkwindbändern, welche dann für atmosphärische Wellenbildung ursächlich sind (Plougonven und Zhang, 2014). Bei Multizellen führt die Scherung der ausgeprägten Böenfront durch Interaktion mit der Scherung des bodennahen horizontalen Vorticityfelds der Umgebung zur initialen Hebung (siehe Kapitel 2.5).

### Konvektionsbildung an Fronten

Luftmassengrenzen und damit verbunden starke Horizontal- und Vertikalgradienten der Temperatur und Feuchte sowie mesoskalige Zirkulationen können im Allgemeinen konvektionsförderlich sein (Trapp, 2013).

Vertikalgeschwindigkeiten in den Frontbereichen führt einerseits zu einer Labilisierung der atmosphärischen Schichtung, andererseits aber auch (bei entsprechender Geschwindigkeit) zu einer direkten frontbedingten Hebung einzelner Luftpakete über das NFK (Trapp, 2013). Übersteigt die Verlagerungsgeschwindigkeit der Front die bodennahen Windgeschwindigkeiten, verhält sich die Front wie eine Dichteströmung und der nicht-hydrostatische Druck an der Vorderkante einer solchen Strömungen führt zur Ausbildung von vertikalen Druckgradienten und folglich zu vertikalen Beschleunigungen.

Im Bereich zwischen Landflächen und Wasserflächen kommt es an Strahlungstagen im Tagesverlauf durch die schnellere Erwärmung der Landoberfläche zur Ausbildung der Land-Seewind-Zirkulation. Der hydrostatische Druck über der Landoberfläche ist dabei geringer als über dem Wasser. Bodennah führt dies zu einem horizontalen Druckgradienten und einer landeinwärts gerichteten Strömung. Diese Strömung kann einerseits ähnlich wie die oben erwähnte Dichteströmung an der Grenzfläche selbst, andererseits in Wechselwirkung mit HCR Konvektion auslösen.

### 2.4. Windscherung

Ein maßgeblicher Faktor für die Organisationsform der Konvektion ist die vertikale Windscherung  $\mathbf{S}$ , also die Änderung sowohl der Richtung als auch der Geschwindigkeit des Horizontalwinds mit der Höhe:

$$\mathbf{S} = \frac{\partial \mathbf{v}_h}{\partial z}. \quad (2.31)$$

Zur Analyse der vertikalen Windscherung werden die Komponenten  $u$  und  $v$  des Horizontalwinds in verschiedenen Höhen miteinander verglichen. Anschaulich werden dazu die Vektoren des Horizontalwinds miteinander zu einem so genannten Hodographen verbunden (Abb. 2.5). Die Tangente entlang der Linie ist der Scherungsvektor  $\mathbf{S}$ , senkrecht dazu ist der Vektor der horizontalen Vorticity  $\omega_h$  unter der Annahme von  $w = 0$  (Markowski und Richardson, 2010):

$$\omega_h = \left( -\frac{\partial v}{\partial z}, \frac{\partial u}{\partial z} \right) = \mathbf{k} \times \mathbf{S}, \quad (2.32)$$

mit dem Einheitsvektor in  $z$ -Richtung  $\mathbf{k}$ . Dieser Vektor  $\omega_h$  kann wiederum in einen Anteil parallel (*streamwise*) und senkrecht (*crosswise*) zum sturm-relativen horizontalen Windvektor  $\mathbf{v}_{x\ km} - \mathbf{c}$  aufgespalten werden (Abb. 2.5, hellblaue Pfeile). Kommt es ausschließlich zu einer Geschwindigkeitszunahme des Horizontalwinds mit der Höhe, verbleibt nur der Anteil *crosswise* Vorticity. Kommt es ausschließlich zu einer Richtungsänderung des Horizontalwinds mit der Höhe, ist *crosswise* Vorticity nicht existent. Lediglich der Anteil *streamwise* Vorticity trägt zu  $\omega_h$  bei. Der Anteil *streamwise* Vorticity ist bei der Aus-

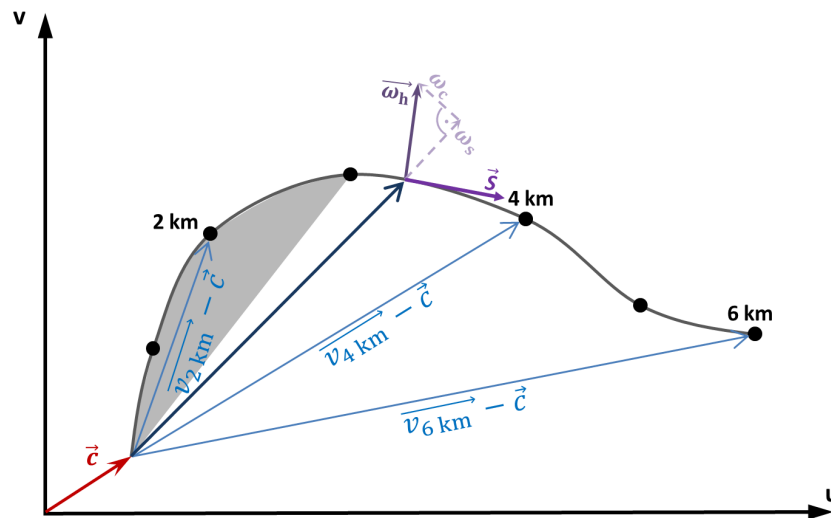


Abb. 2.5.: Hodograph (graue Linie) der sturm-relativen horizontalen Vektoren  $\vec{v}_{2,4,6 \text{ km}} - \vec{c}$  (blau, übersichtshalber nur jene in 2, 4, 6 km Höhe) in verschiedenen Höhen (schwarze Punkte). Der Scherungsvektor  $\vec{S}$  (dunkellila) verläuft tangential zum Hodograph, hier beispielhaft für eine Höhe zwischen 3 und 4 km. Der senkrecht auf dem Scherungsvektor stehende horizontale Vorticityvektor  $\vec{\omega}_h$  kann in einen (relativ zum sturm-relativen Wind) parallelen *streamwise*  $\vec{\omega}_s$  und dazu senkrecht orientierten *crosswise*  $\vec{\omega}_c$  Vorticityanteil aufgespalten werden (helllila). Der rote Pfeil  $\vec{c}$  ist der Bewegungsvektor der Zelle.

bildung eines rotierenden Aufwinds bei Superzellen und der Tornadogenese von erheblicher Bedeutung (Kap. 2.5.3). In der Atmosphäre setzt sich die horizontale Vorticity in aller Regel aus beiden Anteilen zusammen.

Eine zur Analyse von atmosphärischen Umgebungsbedingungen für Gewitter oft verwendete Größe ist die Differenz der Windvektoren in verschiedenen Höhen (typischerweise 0-6 km Höhe, engl. *bulk shear*, BS; Weisman und Klemp, 1982). Die BS kann zur Unterscheidung zwischen Superzellen anderen Gewitterarten verwendet werden (z. B. Bunkers, 2002; Bunkers et al., 2006). Außerdem korreliert die BS mit dem Tornadopotentia der Gewitterzellen (Monteverdi et al., 2003). Eine Verbesserung der Funktionalität als Prediktor für schwere Gewitter kann durch die Verwendung der so genannten effektiven BS erreicht werden, bei der anstatt einer festen Schichthöhe diese abhängig von der Gewitterhöhe gewählt wird (Thompson et al., 2007).

Ein weiteres, integrales Maß der Scherung ist die sturm-relative Helizität (engl. *storm relative helicity*, SRH). Die SRH quantifiziert den (integralen) Anteil der Richtungsscherung über die Schichthöhe  $z_h$ :

$$\text{SRH} = \int_0^{z_h} (\mathbf{v} - \mathbf{c}) \cdot \boldsymbol{\omega}_h dz. \quad (2.33)$$

In Abbildung 2.5 ist dies die grau eingefärbte Fläche, welche durch den Hodographen eingeschlossen wird, wenn als Beispiel  $z_h = 3 \text{ km}$  ist. Die SRH ist eine nützliche Größe zur Vorhersage sowohl von Superzellen mit Tornados (Coffer et al., 2019) als auch der Länge von Hagelzügen (Kunz et al., 2020). Je

nach Verlauf des Hodographen ist die Entstehung unterschiedlicher Gewittersysteme möglich. Die verschiedenen Gewittersysteme unterscheiden sich auch hinsichtlich ihrer Lebensdauer, ihrer Ausdehnung und dem Gefahrenpotential.

### 2.5. Gewittersysteme

Ein Gewitter ist definiert als hochreichende Feuchtkonvektion in Verbindung mit Blitzen (American Meteorological Society, 2023a). Ob zusätzlich auch Wetterphänomene wie Starkregen, Graupel, Hagel, Fallwinde oder Tornados auftreten, ist maßgeblich von der Organisationsform des Gewitters abhängig.

#### 2.5.1. Einzelzelle

Einzelzellen sind lokale isolierte Gewittersysteme, deren grundlegender Lebenszyklus in drei Stadien unterteilt werden kann: (i) Wachstums- oder Cumulusstadium, (ii) Reifestadium und (iii) Dissipationsstadium (Markowski und Richardson, 2010; Trapp, 2013). Diese Einteilung geht auf grundlegende Arbeiten von Byers und Braham (1948) zurück und basiert auf den in den verschiedenen Phasen dominierenden dynamischen und mikrophysikalischen Prozessen.

##### Wachstumsstadium

Der Beginn der ersten Phase einer Einzelzelle ist definiert durch das Erreichen des NFK eines Luftpakets. Das Luftpaket ist dabei vollständig gesättigt und es setzt Kondensation durch heterogene Nukleation ein, d. h. kleine Wassertröpfchen beginnen sich an Kondensationskeimen (Aerosole, wie beispielsweise Staub, Salz oder Rußpartikel) zu bilden. Diese wachsen weiter durch Koaleszenz und Koagulation, d. h. durch Kollision und Zusammenfließen mit anderen Tropfen. Daraus entsteht mit der Zeit eine Cumulus-Wolke, deren vertikale Erstreckung im weiteren Verlauf zunimmt und sich zu einem Cumulus congestus entwickelt. Der positive Auftrieb oberhalb des NFK (Gl. 2.18) führt zu einem horizontalen Nachströmen weiterer Luft unterhalb der Wolkenbasis und ein sich zunehmend intensivierender Aufwindschlauch bildet sich aus. Die sich bereits gebildeten Wolkentropfchen werden durch diesen Aufwindschlauch nach oben transportiert und wachsen einerseits durch Nukleation, andererseits mit zunehmender Größe durch Koaleszenz weiter an. Oberhalb der 0 °C-Grenze kommt es zusätzlich zur Diffusion von Wasserdampf an Eiskristallen. Außerdem erfolgt eine Bereifung von Eiskristallen durch unterkühlte Wassertröpfchen (Akreszenz).

##### Reifestadium

Erreicht das Luftpaket das NNA, erfährt es keinen weiteren Auftrieb. Aufgrund der horizontalen Divergenz kommt es an der Wolkenobergrenze zur Ausbildung des als Amboss bezeichneten Eisschirms. Dieser Eisschirm vergrößert sich aufgrund der nachströmenden Luft aus dem Aufwindschlauch. Erreichen die Hydrometeore eine solche Größe, dass die Schwerkraft den Auftrieb betragsmäßig überwiegt, beginnen diese zu Boden zu fallen. Die fallenden Hydrometeore und die anschließende Verduns-

tung sowie das Schmelzen von Eisteilchen führen zu einem Abwind. Dabei wachsen die Tröpfchen auf ihrem Weg nach unten weiter durch Einsammeln anderer Partikel an. Dieser initiale Abwind erfährt ebenfalls durch das turbulente Einmischen von trockener Luft aus der Umgebung und Evaporation des Niederschlags eine zusätzliche negative Beschleunigung. Trifft der relativ zu seiner Umgebung kühlere Abwind (engl. *cold pool*) auf den Boden, bildet sich in Folge horizontaler Divergenz eine horizontal orientierte Böenfront aus, die aufgrund der fehlenden Scherung relativ symmetrisch ist.

### Dissipationsstadium

Aufgrund der Divergenz der Böenfront in bodennahen Luftschichten verringert sich das Einströmen feucht-warmer Luftmassen in den Aufwind der Gewitterzelle, bis diese schließlich ganz davon abgeschnitten ist. Dieser Vorgang leitet das Dissipationsstadium der Einzelzelle ein. Dadurch schwächt sich ebenfalls der Aufwind ab, welcher die Einzelzelle am Leben erhält. Mit der Abschwächung des Aufwinds wird ebenfalls der Vertikaltransport von Hydrometeoren in den oberen Bereich der Troposphäre verringert und damit auch die Initiierung des Abwinds durch fallende Hydrometeore. Im weiteren Fortschreiten des Dissipationsstadiums reduziert sich die Intensität des Abwinds und die bodennahe Böenfront schwächt sich ab.

Die charakteristische Lebensdauer  $\tau$  einer Einzelzelle kann nach Markowski und Richardson (2010) über die mittlere Vertikalgeschwindigkeit des Aufwinds  $\bar{w}$ , die Skalierungshöhe  $H$  (hier die mittlere Höhe der Troposphäre) und die mittlere Fallgeschwindigkeit  $\bar{v}_{NS}$  des Niederschlags durch die Beziehung

$$\tau \approx \frac{H}{\bar{w}} + \frac{H}{\bar{v}_{NS}} \quad (2.34)$$

abgeschätzt werden. Mit  $H \approx 10 \text{ km}$  und  $\bar{w} = \bar{v}_{NS} \approx 5 - 10 \text{ m s}^{-1}$  ergibt sich eine Lebensdauer von 30 bis 60 min, welche so auch real beobachtet wird.

### 2.5.2. Multizelle

Multizellen sind Gewittersysteme, bei denen eine dynamische Interaktion mehrerer Einzelzellen miteinander stattfindet. Diese Zellen befinden sich in unterschiedlichen Entwicklungsstadien. Das entscheidende Kriterium für die Bildung von Multizellen ist eine Scherung des Horizontalwinds. Ohne Scherung breitet sich die Böenfront wie bei Einzelzellen nahezu symmetrisch nach allen Seiten aus (Abb. 2.6 oben). Bei positiver Scherung des Horizontalwinds und der damit induzierten Vorticity der Umgebung kommt es stromab der Zelle zu einer Überlagerung der Vorticity mit der negativen Scherung der Böenfront (Abb. 2.6 unten). Diese Überlagerung kann die dortigen Luftpakete über das NFK anheben und so stromab die Bildung einer weiteren konvektiven Zelle initiieren. Stromauf ist die Vorticity aufgrund der Vorzeichengleichheit von Böenfront und Umgebung kein Ort für die Initiierung von Konvektion. Weiterhin kommt es bei hinreichend großen Scherungswerten des Horizontalwinds zu einer stärker ausgeprägten räumlichen Separierung zwischen Auf- und Abwind bei den einzelnen Zellen. Damit ist das



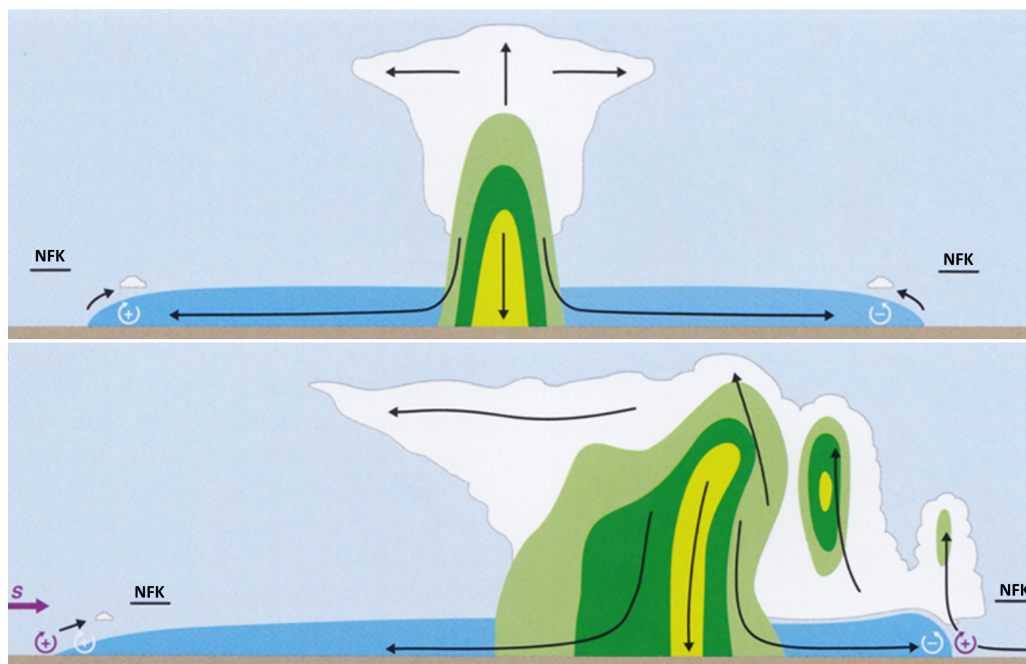


Abb. 2.6.: Zweidimensionales konzeptionelles Modell einer Multizelle (leicht modifiziert nach Markowski und Richardson, 2010). Schwarze Pfeile stehen für Vertikalbewegungen, weiße Konturen zeigen schematisch die Wolkenumrisse, grün und gelb geben den Niederschlag verschiedener Intensitäten an. Blaue Flächen zeigen den kalten Abwind und die resultierende Böenfront. Die kreisförmigen Pfeile zeigen das Vorzeichen der Vorticity des Abwinds (weiß) und der Umgebung (lila). © John Wiley & Sons (genehmigter Nachdruck).

Abschneiden der Warmluftzufuhr im Dissipationsstadium geringer, was für die Persistenz und Intensität der Zellen förderlich ist.

Aufgrund der beschriebenen Dynamik haben Multizellen das Potential mehrere Stunden anzudauern. Die Entwicklung der einzelnen Zellen selbst entspricht im Wesentlichen dem Lebenszyklus einer Einzelzelle (Kap. 2.5.1). Der Lebenszyklus des Gesamtkomplexes ist maßgeblich von der Fähigkeit der Böenfronten der Zellen hinsichtlich der Zellneubildung (wie oben beschrieben) abhängig. Die Entwicklung beginnt mit einer einzelnen Zelle im Cumulusstadium mit einem kräftigen Aufwind und dem vertikalen Transport feucht-warmer Luftmassen. Nach Übergang in das Reifestadium und Ausbildung des Abwinds bildet sich die dem Zellkomplex vorgelagerte Böenfront (blaue Linie in Abb. 2.7 oben). Wie oben beschrieben begünstigt die Überlagerung der Vorticity der Böenfront mit der Vorticity der Umgebung die Zellneubildung durch Hebung von Luftpaketen über das NFK (Zelle 4 in Abb. 2.7 Mitte). Während sich Zelle 4 vom Cumulusstadium zum Reifestadium entwickelt und weiter zur Aufrechterhaltung der Böenfront beiträgt sowie weitere Zellneubildungen (Zelle 5) initiiert, befinden sich die Zellen 2 und 1 bereits im Dissipationsstadium.

Die Propagation des Gesamtkomplexes setzt sich zusammen aus der Advektion der Zellen selbst und der Richtung und Geschwindigkeit der Zellneubildung. Der über die vertikale Erstreckung der Zelle integrierte mittlere Wind bestimmt die Advektion der Zellen. Die Propagation hingegen wird von mehreren Faktoren beeinflusst und kann von der Bewegung der eingelagerten Zellen selbst erheblich abweichen.

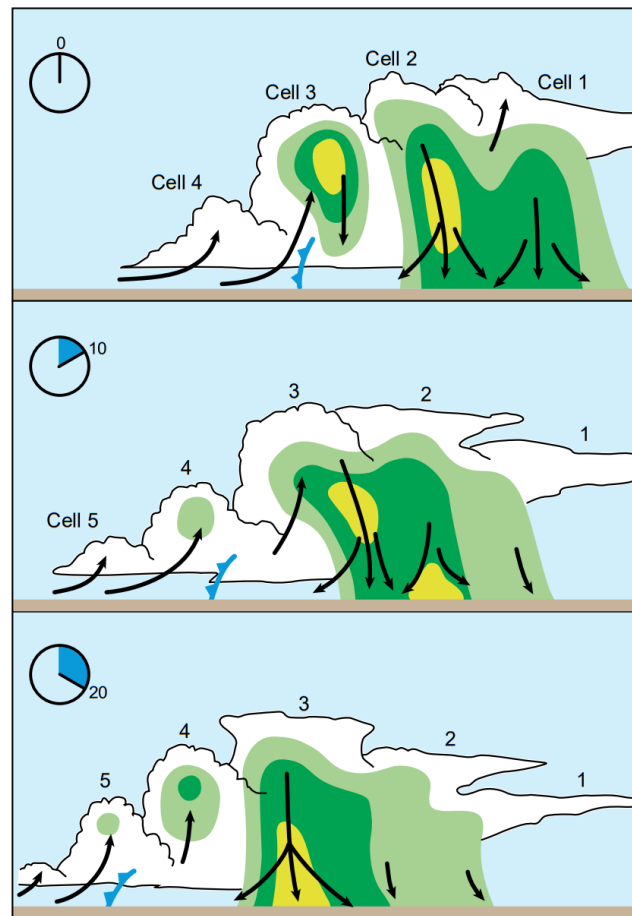


Abb. 2.7.: Zeitliche Entwicklung einer Multizelle (übernommen aus Markowski und Richardson, 2010). Schwarze Pfeile zeigen Vertikalbewegungen an. Niederschlag ist durch die grünen und gelben Bereiche dargestellt. Die blaue Linie (Kaltfront) markiert die bodennahe Böenfront des Abwinds des Zellkomplexes. Links oben zeigt die Uhr die verstrichene Zeit in Minuten. © John Wiley & Sons (genehmigter Nachdruck).

Die Propagation wird durch die Konfiguration des Vertikalprofils des Horizontalwinds beeinflusst. Beispielfhaft zeigt Abb. 2.8 zwei verschiedene Fälle, bei denen jeweils der integrierte mittlere Wind  $\mathbf{v}_Z$  aus südwestlicher Richtung identisch ist, aber der bodennahe Wind aus Nordosten (links) und Südosten (rechts) kommt. Die Konvergenz zwischen Böenfront und bodennahem Windfeld, und damit dem Ort der Zellneubildung, ist an verschiedenen Orten maximal (Abb. 2.8, orange gestrichelt). Der Propagationsvektor  $\mathbf{v}_p$  (türkise Pfeile) der Multizelle ist daher verschieden und damit auch die Bewegung des Gesamtkomplexes  $\mathbf{v}_S$ .

Umgebungsbedingungen wie synoptische Fronten oder orographisch bedingte Konvergenzen können mit der Böenfront interagieren und zu komplexen multizellularen Strukturen führen. Gelegentlich sorgen solche Heterogenitäten sogar zu einer der allgemeinen Strömungsrichtung entgegengesetzten multizellularen Konvektion. Weitere Einflussfaktoren für die Verlagerung der Multizelle sind Variabilitäten der Felder von CAPE und CIN.

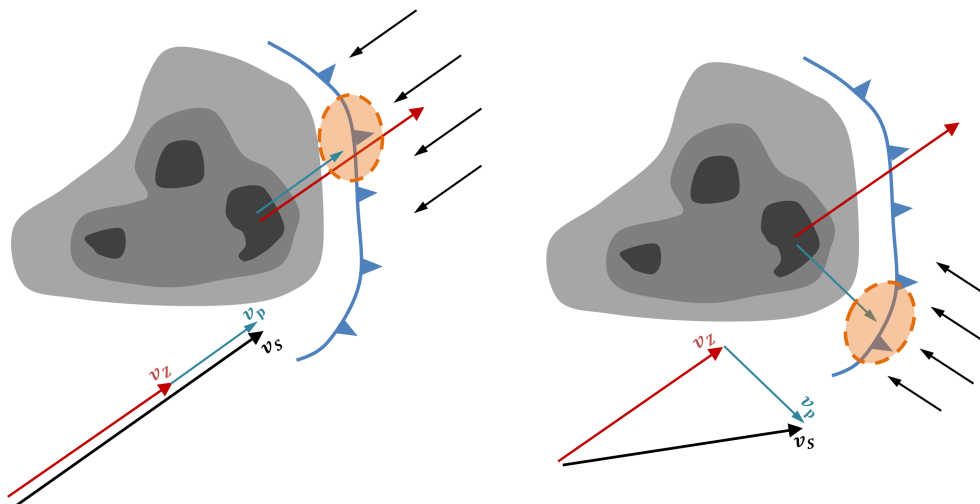


Abb. 2.8.: Advektion und Propagation von Multizellen bei verschiedenen Konfigurationen des bodennahen Windfelds (dünne schwarze Pfeile): links aus Nordost, rechts aus Südwesten. Verschiedene Grautöne markieren unterschiedliche Niederschlagsintensitäten, die blaue Linie mit Dreiecken markiert die Böenfront. Der orange gestrichelte Bereich markiert den Bereich maximaler bodennaher Strömungskonvergenz. Der türkise Pfeil beschreibt die Richtung der Zellneubildung, der rote Pfeil die Verlagerung der Zelle und der schwarze Pfeil die resultierende Verlagerungsrichtung (angelehnt an Houze Jr, 2014).

Aufgrund der längeren Lebensdauer des Gesamtkomplexes und der dynamischen Interaktion der einzelnen Zellen können mögliche Eispartikel längere Trajektorien erreichen und so zu (größeren) Hagelkörnern anwachsen als bei Einzelzellen (Nelson, 1987; Eblen et al., 1990; Lamb und Verlinde, 2011; Punge und Kunz, 2016, z. B.). Weiterhin ist das Potential für Blitzschläge erhöht, da die elektrostatische Aufladung der Wolkentröpfchen durch Eispartikel gegenüber Einzelzellen größer ist.

### 2.5.3. Superzelle

Superzellen sind isolierte konvektive Systeme, bestehend aus einem rotierenden Aufwind (Mesozyklone in mittlerer Höhe) und zwei den Aufwind flankierenden Abwindbereiche, welche mit dem Aufwind interagieren (Davies-Jones, 2015). Die Mesozyklone (typischerweise 3 bis 8 km Breite) ist der markante, die Superzelle definierende Unterschied zu anderen konvektiven Organisationsformen (Lemon und Doswell III, 1979). In Superzellen werden außerdem die höchsten Blitzraten von bis zu 200 Blitzen pro Minute gemessen (Markowski und Richardson, 2010). Weiterhin sind Superzellen verantwortlich für besonders schwere konvektive Wetterphänomene wie großer Hagel und Tornados. Daher bergen Superzellen in Kombination mit ihrer Langlebigkeit das höchste Schadenpotential aller konvektiven Systeme (z. B. Lamb und Verlinde, 2011; Punge und Kunz, 2016).

#### Entstehungsbedingungen

Die atmosphärischen Voraussetzungen zur Bildung sind, wie bei allen konvektiven Ereignissen, moderate CAPE-Werte ( $> 1000 \text{ J kg}^{-1}$ ; extrem hohe Werte sind nicht zwingend notwendig, Markowski und Richardson, 2010) und eine hinreichend große vertikale Windscherung ( $> 15 \text{ ms}^{-1}$ ). Entscheidend, vor

allem im Hinblick zur Abgrenzung von multizellulärer Organisation, ist dabei die Richtungsscherung des Horizontalwinds. Begünstigend für die Entwicklung ist ein ausgeprägtes bodennahes Starkwindband (engl. *low level jet*), durch das die bodennahe Feuchtigkeit in den Aufwindbereich der Zelle advehiert wird (z. B. Johns und Doswell III, 1992).

### Genese der Mesozyklone

Das charakteristische Merkmal der Superzelle ist der rotierende Aufwind. Dieser ist für die Langlebigkeit des Gesamtsystems entscheidend und steht ebenfalls im Zusammenhang mit der Genese von Tornados. Mit Beginn des Reifestadiums und der Formation des Aufwinds setzt der dynamisch komplexe Vorgang der Mesozyklonengenese ein. Theoretisch lässt sich dieser über die vertikale Vorticitygleichung beschreiben (Markowski und Richardson, 2010):

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\mathbf{v} \cdot \nabla \zeta + \omega \cdot \nabla \mathbf{w}, \quad (2.35)$$

mit der dreidimensionalen Vorticity  $\omega = (\xi, \eta, \zeta)$ . Sowohl die Corioliskraft als auch die barokline Erzeugung vertikaler Vorticity sind für die Entwicklung vertikaler Vorticity  $\partial \zeta / \partial t$  vernachlässigbar (Markowski und Richardson, 2010). In Komponentenschreibweise setzt sich die Gleichung

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = \underbrace{-u \frac{\partial \zeta}{\partial x} - v \frac{\partial \zeta}{\partial y} - w \frac{\partial \zeta}{\partial z}}_{(1)} + \underbrace{\xi \frac{\partial w}{\partial x} + \eta \frac{\partial w}{\partial y}}_{(2)} + \underbrace{\zeta \frac{\partial w}{\partial z}}_{(3)} \quad (2.36)$$

aus der (1) Advektion, dem (2) vertikalen Kippen der Vorticity (engl. *Tilting*) und der (3) Dehnung (bzw. Stauchung, engl. *Stretching*) vertikaler Vorticity zusammen. Vereinfachend erfolgt eine Linearisierung (ausreichend für die Abbildung der wesentlichen Prozesse, Markowski und Richardson, 2010) der Größen in einen (höhenabhängigen) Grundzustand und dreidimensionale Störungen, hier als Strichgrößen dargestellt:

$$\begin{aligned} u &= \bar{u}(z) + u' & w &= w' \\ v &= \bar{v}(z) + v' & \zeta &= \zeta' \end{aligned} \quad (2.37)$$

Wenn der Grundzustand des horizontalen Windfelds  $\bar{\mathbf{v}} = \bar{u}(z) + \bar{v}(z)$  ohne Störungen vorliegt, gilt ebenfalls  $\bar{\zeta} = 0$ . Durch die Linearisierung 2.37 folgt aus Gleichung 2.36:

$$\frac{\partial \zeta'}{\partial t} = \underbrace{-\bar{u} \frac{\partial \zeta'}{\partial x} - \bar{v} \frac{\partial \zeta'}{\partial y}}_{\text{Advektion}} + \underbrace{\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \frac{\partial w'}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \frac{\partial w'}{\partial x}}_{\text{Tilting}}. \quad (2.38)$$

Produkte von Strichgrößen entfallen ebenso wie der *Stretching*-Term, der in dieser Betrachtung ein nicht-linearer Effekt ist. Weiterhin soll angenommen werden, dass sich der Aufwind mit der konstanten Ge-

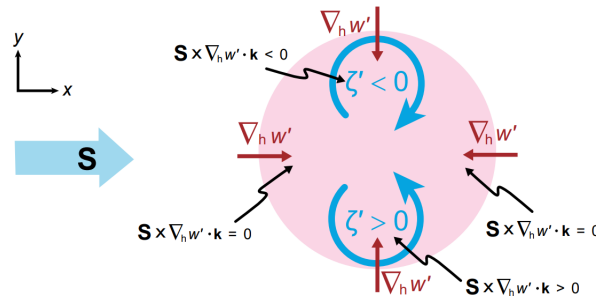


Abb. 2.9.: Entstehung vertikaler Vorticity im Aufwindbereich (rot eingefärbter Kreis) einer Superzelle mittels *Tilting*. Der horizontale Gradient des Vertikalwinds ist jeweils zur Mitte gerichtet (rote Pfeile), Vorticity mit unterschiedlichen Vorzeichen entsteht an den Flanken, an denen das Kreuzprodukt aus Scherung und horizontalem Gradienten des Vertikalwinds nicht Null wird (blaue, kreisförmige Pfeile, Richtung entsprechend des Vorzeichens). Die vertikale Scherung des horizontalen Windfelds (dicker, hellblauer Pfeil) zeigt zur Vereinfachung parallel zur x-Richtung (aus Markowski und Richardson, 2010). © John Wiley & Sons (genehmigter Nachdruck).

schwindigkeit  $\mathbf{c}$  bewegt. Die Betrachtung der Vorticity  $\partial \zeta' / \partial t$  erfolgt nun relativ (Index SR, sturm-relativ) zur horizontalen Bewegung des Aufwinds  $\bar{\mathbf{v}} - \mathbf{c}$ :

$$\left( \frac{\partial \zeta'}{\partial t} \right)_{\text{SR}} = \underbrace{-(\bar{\mathbf{v}} - \mathbf{c}) \cdot \nabla_h \zeta'}_{\text{Advektion}} + \underbrace{\mathbf{S} \times \nabla_h \mathbf{w}' \cdot \mathbf{k}}_{\text{Tilting}}. \quad (2.39)$$

Der Advektionsterm wird erst dann relevant, wenn bereits Vorticity vorliegt, also  $\zeta' \neq 0$ . Der *Tilting*-Term sorgt für eine Umverteilung der horizontalen Vorticity. Der horizontale Gradient des Vertikalwinds zeigt stets in Richtung des stärksten Anstiegs, also zur Mitte des Aufwinds (Abb. 2.9). An der oberen und unteren Flanke ist das Kreuzprodukt aus der vertikalen Scherung des horizontalen Windfelds und dem horizontalen Gradienten des Aufwinds betragsmäßig maximal, an der linken und rechten Flanke jeweils Null. Daraus resultiert ein Paar mit positiver und negativer Vorticity. Die Vorticitymaxima sind zunächst allerdings nicht in Phase mit dem Aufwindbereich, in dessen Mitte sich die höchsten Vertikalgeschwindigkeiten befinden.

Wenn mittels *Tilting* nun das Paar vertikale Vorticity bereits generiert wurde, also  $\zeta'$  vorhanden ist, wird der Advektionsterm in Gleichung 2.39 relevant. Entscheidend dabei ist die Art der Scherung, also ob Richtungs- oder Geschwindigkeitsscherung vorliegt (Abb. 2.5). Abbildung 2.10 veranschaulicht die Extremfälle einer reinen Geschwindigkeitsscherung (links) und reiner Richtungsscherung (rechts). Die roten und blauen Pfeile auf der rechten Seite zeigen jeweils die Orientierung von  $\mathbf{S}$ ,  $(\mathbf{v} - \mathbf{c})$  und  $\omega_h$ . Wichtig ist vor allem die Richtung von  $\omega_h$ . In der linken Abbildung ist  $\omega_h$  parallel zu  $(\mathbf{v} - \mathbf{c})$ , damit liegt *crosswise* Vorticity vor. In der rechten Abbildung ist  $\omega_h$  senkrecht zu  $(\mathbf{v} - \mathbf{c})$  orientiert, es ist ausschließlich *streamwise* Vorticity vorliegend. Der Gradient  $\nabla_h \zeta'$  zeigt in beiden Fällen vom negativen zum positiven Vorticitymaximum. Im Falle von *crosswise* Vorticity ist der sturm-relative Vektor  $(\mathbf{v} - \mathbf{c})$  senkrecht dazu und das Skalarprodukt verschwindet folglich. Es findet dann lediglich eine Advektion in Richtung  $\mathbf{S}$  statt.

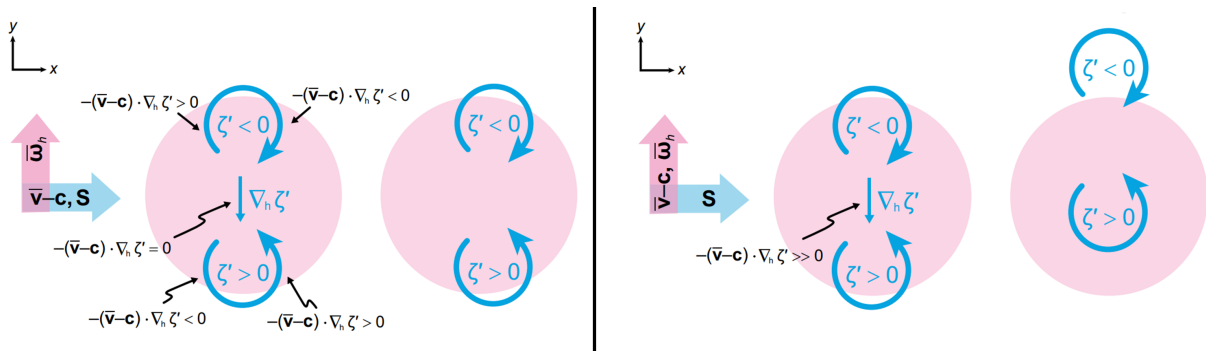


Abb. 2.10.: Wirkung des Advektionsterms im Aufwindbereich (rot eingefärbter Kreis) einer Superzelle bei Vorhandensein von vertikaler Vorticity (blaue, kreisförmige Pfeile) bei reiner *crosswise* (links) und reiner *streamwise* Vorticity. Der horizontale Gradient der vertikalen Vorticity (dünner blauer Pfeil) ist von negativer ( $\zeta' < 0$ ) zu positiver ( $\zeta' > 0$ ) Vorticity gerichtet (aus Markowski und Richardson, 2010). © John Wiley & Sons (genehmigter Nachdruck).

Im Falle von *streamwise* Vorticity ist der sturm-relative Vektor ( $\mathbf{v} - \mathbf{c}$ ) parallel zum Gradienten  $\nabla_h \zeta'$  und das Skalarprodukt wird dem Betrag nach maximal. Daraus erfolgt eine Advektion des positiven Vorticitymaximums in Richtung des Aufwindzentrums und idealerweise sind der Vertikalwind und Vorticity in Phase, d. h. ein für Superzellen notwendiger rotierender Aufwind kann sich ausbilden. Das negative Vorticitymaximum dagegen wird aus dem Aufwind heraus advehiert. Eine weitere Intensivierung der Rotation kann durch den nicht-linearen *Stretching*-Vorgang, also einer Streckung der Luftsäule, erfolgen.

### Struktur der Superzelle

Die charakteristische Struktur der Superzelle besteht aus einem rotierenden Aufwind (der Mesozyklone) und den Abwindbereichen an der vorderen Flanke (engl. *forward flank downdraft*, FFD) und der hinteren Flanke (engl. *rear flank downdraft*, RFD) des Aufwinds. Der stärkste Niederschlag findet sich aufgrund der Strömungsrichtung auf der Vorderseite, wohingegen im Aufwind die Zeitskalen zur Ausbildung von großen Tröpfchen zu gering sind (Abb. 2.11). Auf Radarbildern kann anhand dieser Struktur aus RFD, FFD und der Region mit geringer Reflektivität (engl. *bounded weak echo region*, BWER) ein so genanntes Hakenecho (engl. *hook echo*) zur Identifikation von Superzellen genutzt werden (z. B. Marwitz, 1972; Donaldson, 1990; Markowski, 2002).

Die Stärke des sturm-relativen Winds vor allem in der oberen Troposphäre bestimmt einerseits die Menge und Intensität des produzierten Niederschlags und andererseits die Lage von RFD und FFD relativ zum Aufwindbereich der Zelle. Es ist daher üblich, Superzellen in drei Kategorien einzuteilen (z. B. Moller et al., 1994; Beatty et al., 2008):

1. *Low Precipitation Supercell*: Hohe Scherungswerte führen zu einer starken vertikalen Neigung des Aufwinds und der Ausbildung des FFD weit stromab des Aufwinds. Niederschlag wird weit auf die Vorderseite transportiert und verdunstet auf dem Weg zum Boden zum Teil. Auf Radarbildern ist das *Hook Echo* weniger stark ausgeprägt, da der Niederschlag im Bereich des RFD ebenfalls gering ist oder es dort gar nicht zu Niederschlag kommt. Optisch erscheint dieser Typ als laminarer,

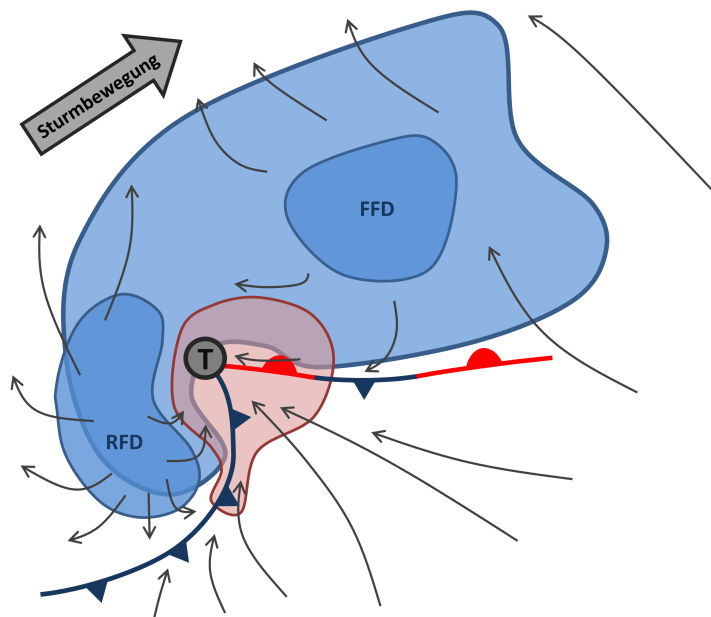


Abb. 2.11.: Horizontalschnitt eines konzeptionellen Modells einer Superzelle (nach Lemon und Doswell III, 1979). Blau eingefärbte Bereiche kennzeichnen starken bzw. extrem starken Niederschlag im Bereich des RFD und FFD. Der rot eingefärbte Bereich markiert den Aufwind mit den bodennahen Frontsystemen. Graue Pfeile skizzieren systeminduzierte Windvektoren und der dicke Pfeil in der linken oberen Ecke die Bewegung des Gesamtkomplexes. Das schwarze T markiert das Zentrum der Mesozyklone.

säulenförmig aufgetürmter Cumulonimbus mit weit stromab ausgelagerten Ambossen. Außerdem werden Tornados bei diesem Superzelltyp seltener beobachtet als bei den anderen beiden Typen (Doswell und Burgess, 1993).

2. *High Precipitation Supercell*: Im Vergleich zum oberen Fall betragsmäßig geringere Scherungswerte sorgen für eine geringere Distanz zwischen Auf- und Abwindbereich. Das *Hook Echo* kann in diesem Fall die Form einer Bohne (engl. *kidney bean shape*) annehmen (z. B. Rasmussen und Straka, 1998; Zhu et al., 2003). Dieser Typ steht im Zusammenhang mit den höchsten Niederschlagsintensitäten und dem Auftreten von großem Hagel. Ebenso ist die Ausbildung eines Tornados wahrscheinlicher (Johns und Doswell III, 1992; Beatty et al., 2008). Diese Superzellen sind schwieriger visuell zu identifizieren, da sie in der Regel in feuchten, wolkenreichen Umgebungen auftreten (Doswell und Burgess, 1993). Ein charakteristisches Merkmal dieses Sturmtyps ist starker Niederschlag um den Aufwindbereich herum, was die Sichtbarkeit der Mesozyklone selbst und mögliche darin eingebettete Tornados erschweren kann (Rotunno, 2013).
3. *Classic Supercell*: Das konzeptionelle Modell der klassischen Superzelle nach Browning (1964) entspricht einer Mischform der beiden oben genannten Sturmtypen. Visuell ist der Aufwind gut sichtbar und im Wesentlichen niederschlagsfrei mit Ausnahme der linken und hinteren Seite des Aufwinds (Blickrichtung stromab). Nach Doswell und Burgess (1993) sind die Reflektivitäten im *Hook Echo* geringer als im Niederschlagskern an der Vorderseite der Superzelle.



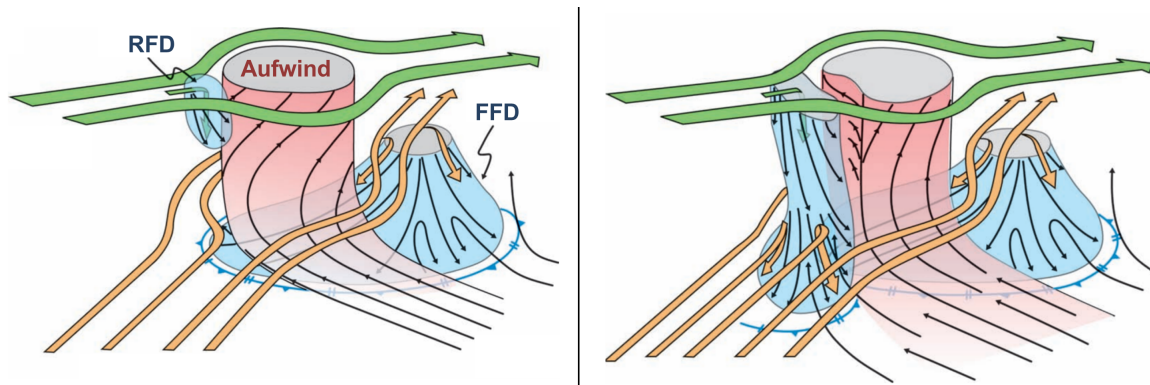


Abb. 2.12.: Von links nach rechts: Konzeptionelle Entwicklungsstadien einer Superzelle. Der Aufwind ist in rot, die beiden Abwinde in blau dargestellt. Die Böenfront am Boden ist durch die dicke blaue Linie markiert. Das Windfeld der Umgebung in 4 km (gelb) und 9 km (grün) Höhe wird durch dicke Pfeile skizziert, die dünnen schwarzen Pfeile zeigen die sturminduzierten Winde relativ zur Superzelle an (aus Markowski und Richardson, 2010 angelehnt an Lemon und Doswell III, 1979). © John Wiley & Sons (genehmigter Nachdruck).

Zu dieser Einteilung sei angemerkt, dass es sich hierbei nicht um Modi, sondern um Archetypen innerhalb eines Spektrums handelt (Rasmussen und Straka, 1998). Weiterhin kann es auch während des Lebenszyklus zu einem Wechsel des Typs kommen (z. B. Bluestein und Woodall, 1990). Wenig bis gar keinen Einfluss auf den sich ausprägenden Superzelltyp hat die Stärke der Labilität (Bluestein und Parks, 1983).

### Lebenszyklus

Ebenso wie Einzelzellen (Kap. 2.5.1) weisen auch Superzellen einen (idealisierten) Lebenszyklus auf. Den Beginn des Wachstums markiert die Ausbildung einer Cumuluswolke mit dem rotierenden Aufwind (Abb. 2.12 links). Die sich entwickelnde Zelle bewegt sich in diesem Stadium meist mit dem mittleren horizontalen Wind (Klemp, 1987). Aufgrund der Scherung wird die Mehrzahl der sich ausbildenden Hydrometeore am oberen Rand der Troposphäre in den Bereich stromab der Zelle advehiert. In diesem Bereich bildet sich auch der Amboss.

Wenn die Hydrometeore durch Nukleation und Koagulation weiter anwachsen und zu Boden fallen, generieren diese dabei den FFD. Die durch den FFD induzierte Böenfront am Boden wiederum konvergiert mit der warmen, feuchten Anströmung. Diese Konvergenz fördert den Auftrieb potentiell instabiler Luftmassen in den Aufwind und erhält so die Konvektion.

Der RFD bildet sich, wenn trockene Luftmassen im mittleren und oberen Bereich der Zelle auf die Rückseite des Aufwinds treffen, was wiederum zu Verdunstungskühlung und negativem Auftrieb führt (Abb. 2.12 rechts). Daraus resultiert dann eine Abwärtsbeschleunigung und die Ausbildung eines Abwindbereichs, welcher in der räumlichen Ausdehnung und Stärke meist geringer ausfällt als der FFD. Einige Arbeiten postulieren einen Einfluss negativer vertikaler Druckstörungen auf der zur Scherung



ausgerichteten Seite des Sturms bei der Initiierung des RFD. Inwiefern der RFD hauptsächlich thermodynamisch oder dynamisch angetrieben wird, ist noch nicht vollständig verstanden (siehe Markowski, 2002 für eine ausführliche Diskussion).

An der durch den FFD verursachten Bodenfront (Abb. 2.11) kann es zur Ausbildung und Intensivierung barokliner *streamwise* Vorticity (engl. *streamwise vorticity current*) aufgrund des horizontalen Dichtegradienten kommen. Via *tilting* wird diese dann in vertikale Vorticity im Aufwindbereich der Superzelle konvertiert (Orf et al., 2017; Schueth et al., 2021; Finley et al., 2023). Dieser systemimmanente Effekt kann ebenfalls zur Langlebigkeit und Intensität der Mesozyklone beitragen. Coffey et al. (2023) zeigen allerdings, dass der maßgebliche Anteil der vertikalen Vorticity der Mesozyklone sich aus der horizontalen Vorticity der Umgebung speist.

Ein weiteres, ausschließlich bei Superzellen beobachtbares Phänomen ist die Teilung der Zelle (engl. *storm splitting*) in eine sich rechts und eine sich links des Scherungsvektors bewegende Zelle (engl. *right/left movers*, Weisman und Klemp, 1986). Ursache dafür ist die vertikale Druckstörung  $-\alpha \partial p_d / \partial z$  und deren Beitrag zu Vertikalbewegungen. Es gilt die Proportionalitätsbeziehung (hier ohne Herleitung, siehe Markowski und Richardson, 2010):

$$-\frac{\partial p_d}{\partial z} \propto \underbrace{\frac{1}{2} \frac{\partial \zeta'^2}{\partial z}}_1 - \underbrace{2 \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{S} \cdot \nabla_h \mathbf{w}'}_2 \quad (2.40)$$

mit einem (1) nicht-linearen und einem (2) linearen Anteil zum Auftrieb. Bei der Beschreibung der Superzellenentwicklung treten Bedingungen auf, bei denen die Annahme von Hydrostasie nicht mehr gerechtfertigt ist. Hier wird vielmehr der Druck im Fluid auch durch Bewegungen des Fluids selbst bestimmt. Die Strichgrößen  $p'$  und  $w'$  zeigen Abweichungen gegenüber einem Grundzustand an, der sich hier auf die Abweichungen der Zelle gegenüber der Umgebung bezieht. Im Gegensatz zu anderen konvektiven Systemen haben bei Superzellen sowohl der lineare als auch nicht-lineare Term dieselbe Größenordnung wie der thermodynamische Auftrieb zur Vertikalbewegung  $\partial w / \partial z$ .

Zum Vorgang des *Storm Splitting* kommt es durch den nicht-linearen Anteil der Druckstörungen, nachdem sich horizontale Vorticity via *Tilting* (2. Term in Gl. 2.39) in ein Paar vertikale Vorticity  $\zeta$  an den Flanken des Aufwinds umgewandelt hat. Nach Gleichung 2.40 steht  $|\zeta|$  unabhängig vom Vorzeichen mit einem Druckminimum in Verbindung. Da  $\zeta$  in den mittleren Höhen am stärksten ist, bildet sich dort auch ein Druckminimum, was wiederum zu einer (betrags- und richtungsmäßig gleichen) nach oben gerichteten Druckgradientkraft unterhalb dieser Vorticitymaxima führt. Diese räumlich voneinander getrennten Druckminima können eine Teilung im frühen Stadium der Superzelle bewirken (Lebensdauer  $< 1$  h).

Die Teilung der Superzelle kann durch Einsetzen des Abwinds und durch fallende Hydrometeore verstärkt werden. Dies ist aber keine zwingende Voraussetzung für den Teilungsprozess. Da vertikale Vorti-

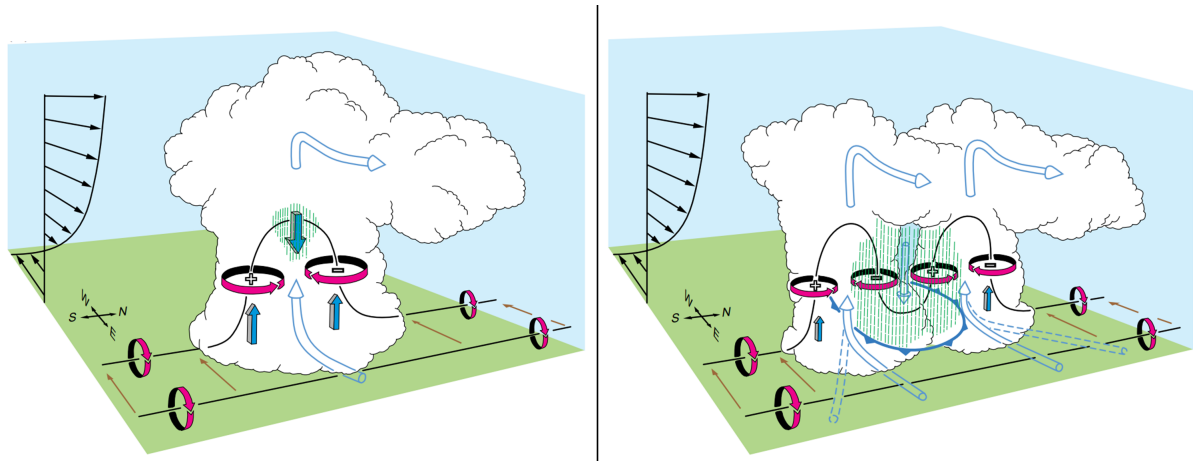


Abb. 2.13.: Der Vorgang des *Storm Splitting* nach *Tilting* der horizontalen Vorticity (kreisförmige Pfeile) zu einem zyklischen (plus) und antizyklischen (minus) vertikalen Vorticitypaar am Randbereich des Aufwinds. Runde blaue Pfeile zeigen die sturm-relative Vertikalbewegung, blaue Pfeile unterhalb des Vorticitypaars zeigen die resultierende (nicht-lineare) induzierte Druckgradientkraft. Daraus entwickeln sich zwei voneinander getrennte Aufwindbereiche (rechts). Niederschlagsinduzierte Abwinde in der Mitte können zur Verstärkung dieses Prozesses beitragen (aus Markowski und Richardson, 2010 angelehnt an Klemp, 1987). © John Wiley & Sons (genehmigter Nachdruck).

city weiterhin durch *Tilting* an den (neuen) Aufwindflanken ( $\nabla_h w$  dort maximal) generiert wird, kommt es außerdem zu einer kontinuierlichen seitlichen Ablenkung jeweils nach links oder rechts relativ zum Scherungsvektor  $\mathbf{S}$ , da der rechtsdrehende bzw. linksdrehende Aufwind fortlaufend auf seiner rechten bzw. linken Flanke durch die nicht-lineare Druckgradientkraft verstärkt wird. Außerdem sind auch mehrere Superzellenteilungen zeitlich hintereinander möglich, solange genug *crosswise* Vorticity vorhanden ist (z. B. Fujita und Grandoso, 1968; Wang et al., 2009; Carbutaru et al., 2013; Zarzycki et al., 2019).

Weiterhin ist zu beobachten und ebenso in Simulationen nachweisbar, dass *Right Mover* gegenüber *Left Mover* eine längere Lebensdauer aufweisen (z. B. Bluestein und Sohl, 1979; Houze Jr et al., 1993; Bluestein und Weisman, 2000). Nach Klemp und Wilhelmson (1978) ist die Verstärkung einer Zelle nach der Teilung von der Windrichtungsänderung mit der Höhe abhängig. Dieser Befund kann über die lineare Druckstörung in Gleichung 2.40 verstanden werden. Die Interaktion aus Scherungsvektor und Aufwind führt durch das Skalarprodukt  $\mathbf{S} \cdot \nabla_h w'$  auf der linken Seite zu einer positiven, auf der rechten Seite zu einer negativen Druckstörung. Die Intensität nimmt mit zunehmender Stärke des Aufwinds ebenfalls zu. Es bedarf eines hinreichend starken Aufwinds, damit der nicht-hydrostatische Anteil zu einer relevanten Größe wird.

Im Falle eines geraden Hodographen (Abb. 2.14 links) gibt es keine Verlagerung der positiven bzw. negativen Druckstörung. Im Falle einer Rechtsdrehung des Winds mit der Höhe (Abb. 2.14 rechts) verlagern sich die positiven bzw. negativen Druckstörungen so, dass es zu einer vertikalen Überlagerung kommt. Auf der rechten Seite ist dabei die negative über der positiven Druckstörung verortet, auf der linken Seite

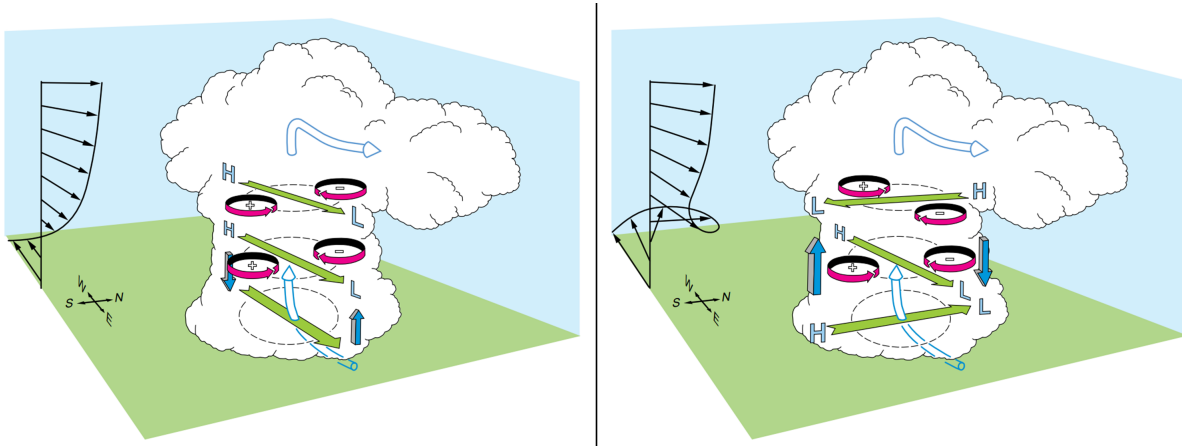


Abb. 2.14.: *Storm Splitting* im Falle eines geraden (links) und eines gekrümmten Hodographen (rechts) ähnlich wie Abbildung 2.13. Die wesentliche Ergänzung ist der lineare Antriebsterm, hier dargestellt durch die grünen horizontalen Pfeile und den Buchstaben H (Hochdruck) und L (Tiefdruck, engl. *low*). Vertikale Druckgradientkräfte sind durch blaue Pfeile dargestellt (aus Markowski und Richardson, 2010 angelehnt an Klemp, 1987). © John Wiley & Sons (genehmigter Nachdruck).

genau umgekehrt, also die positive über der negativen Druckstörung. Die Ursache dafür ist die Scherung  $S$ . Der resultierende Druckgradient (Abb. 2.14, blaue Pfeile) ist folglich im Falle eines gekrümmten Hodographen auf der rechten Seite (in Zugrichtung) nach oben gerichtet, auf der linken Seite hingegen nach unten. Daher kommt es zu einer Verstärkung des Aufwinds auf der rechten Seite, auf der linken Seite zu einer Abschwächung.

Die Hodographen auf der Nordhalbkugel weisen meist eine Scherungskomponente nach rechts auf. Diese statistisch häufigere Rechtsdrehung mit der Höhe erklärt die häufigere Beobachtung von längeren und intensiveren *Right Movern* gegenüber *Left Movern*. Weiterhin treten bei *Left Movern* gegenüber *Right Movern* seltener Tornados oder Hagel auf (Lindsey und Bunkers, 2004).

### 2.5.4. Mesoskalige konvektive Systeme

Mesoskalige konvektive Systeme (MCS) sind definiert als Ensemble aller konvektiver Organisationsformen, welches ein zusammenhängendes Niederschlagsgebiet mit einer horizontalen Ausdehnung von mehr als 100 km in einer oder mehreren Richtungen und einer Dauer von mehreren Stunden aufweisen (z. B. Houze Jr, 2014; Houze Jr, 2018). Aufgrund ihrer räumlichen Ausdehnung sind diese Systeme bei der Identifizierung von großräumigen gewitteraktiven Gebieten mittels Clusteralgorithmen später besonders relevant. Zusätzlich zu den für die Bildung von Konvektion notwendigen Komponenten bedarf es noch eines zusätzlichen Mechanismus, der die Persistenz des MCS bestimmt. Nach Schumacher und Rasmussen (2020) gibt es dafür zwei verschiedene Möglichkeiten: (i) Hebung an der Vorderseite der Böenfront des *Cold Pools* (systeminterner Antrieb) und (ii) Hebung im Zusammenhang mit einem externen (synoptischskaligen) Antrieb in Form einer Front oder großräumiger Hebung. In der Natur treten

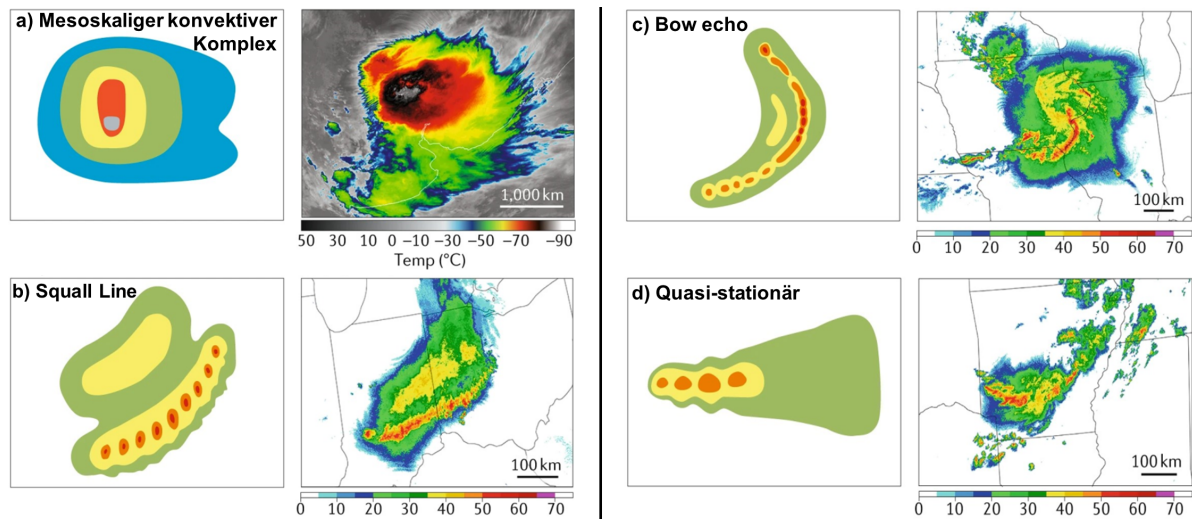


Abb. 2.15.: Schematische Skizzen (jeweils links Seite) und zugehörige real beobachtete Beispiele von (a) Infrarot- oder (b-d) Radarmessungen verschiedener MCS-Formen (aus Schumacher und Rasmussen, 2020). Bei den Radarbildern ist farblich die Radarreflektivität in dBZ angegeben. © Springer Nature BV (genehmigter Nachdruck).

auch Kombinationen beider Mechanismen mit unterschiedlicher Ausprägung auf und können zu verschiedenen Erscheinungsformen führen (Abb. 2.15).

Im Sommerhalbjahr tritt ein Großteil der MCS im Zusammenhang mit zwei verschiedenen großräumigen synoptischen Situationen auf: (i) einer sich schnell verlagernden Kaltfront (von West nach Ost auf der nördlichen Hemisphäre) und (ii) einer quasistationären Ost-West-Front (Laing und Fritsch, 2000).

Bei einer sich schnell verlagernden Kaltfront sorgt ein Trog für entsprechende großräumige Labilisierung der Luftmasse und die Kaltfront für die initiale Hebung der Luftpakete im turbulenten Frontbereich. Feuchte, instabile Luft mit entsprechend hohen CAPE-Werten vor der Kaltfront liefert den für Konvektion notwendigen thermischen Auftrieb. Entlang der Front können so schnell bewegende (lineare) MCS entstehen (Abb. 2.15 b, c; Trier et al., 2014).

Bei einer quasi-stationären Front parallel zur großräumigen Strömung bilden sich bevorzugt MCS der Form d in Abbildung 2.15, bei der es entlang der Front immer wieder zur Auslösung von Konvektion kommt und durch großräumige Hebung das stratiforme Niederschlagsgebiet angrenzend dazu verläuft (Trier et al., 2014; Schumacher und Rasmussen, 2020). Im Allgemeinen durchlaufen die im MCS eingelagerten Zellen die ausgeführten Entwicklungsstadien der Einzelzellen. Das Gesamtsystem besteht also aus einer Kombination aus sich aufbauenden und zerfallenden Zellen innerhalb eines zusätzlichen Gebiets stratiformen Niederschlags.

Meist in Verbindung mit der nachmittäglichen Einstrahlung und Erwärmung der bodennahen Schichten kann sich nach einigen Stunden durch Zusammenfließen der *Cold Pools* ein MCS bilden. Eine nächtliche stabile Grenzschicht begünstigt außerdem die Ausbildung eines *Low Level Jets*, welcher für die

Persistenz des MCS von Bedeutung ist. Daher können MCS auch in der Nacht ohne zusätzlichen Strahlungsantrieb weiter andauern (Morel und Senesi, 2002).

Nach Maddox (1980) werden besonders ausgedehnte MCS mit einer Ausdehnung der Infrarottemperaturfläche  $\leq 32^\circ\text{C}$  (von Satelliten gemessen) von mehr als  $100000\text{ m}^2$  und einer Dauer von über 6 h als mesoskaliger konvektiver Komplex (engl. *mesoscale convective complex*, MCC) bezeichnet. Diese bilden sich bevorzugt im Bereich eines schwachen Kurzwellentrogs, einer quasistationären Frontalzone und einem ausgeprägten *Low Level Jet* in Verbindung mit einer ausgeprägten Warmluftadvektion in der unteren Troposphäre (z. B. Maddox, 1983; Smull und Augustine, 1993; Laing und Fritsch, 2000).

Weiterhin kann es bei einem MCC zur Ausbildung eines mesoskaligen Wirbels (engl. *vortex*) in der mittleren Troposphäre im späten Entwicklungsstadium kommen. Ein solcher Komplex wird *Mesoscale Convective Vortex* (MCV) genannt (Houze Jr, 2004). Der Wirbel bildet sich in der stratiformen Region eines MCC in der Höhe maximaler Konvergenz. Der obere Teil des Aufwinds an der Tropopause erhält durch die Corioliskraft (auf der Nordhalbkugel) eine Ablenkung nach Norden. Skamarock et al. (1994) konnten zeigen, dass die Corioliskraft bei der Ausbildung eines solchen Wirbels eine entscheidende Rolle spielt und daher eine große räumliche Ausdehnung und lange Dauer des MCC notwendig sind. Numerische Simulationen zeigen, dass bei weniger ausgedehnten MCSs die Corioliseffekte zu klein sind, um die Rotationsbildung zu ermöglichen (Skamarock et al., 1994).

### **Gewitterlinien**

Gewitterlinien (engl. *Squall Lines*, Abb. 2.15 b, c), zeichnen sich durch ein schmales, linienförmiges Band mehrerer konvektiver Zellen aus, dem ein größerer Bereich stratiformen Niederschlags folgen kann. Der Zwischenbereich ist oft niederschlagsarm im Vergleich zu den konvektiven und stratiformen Niederschlagsbereichen. Weiterhin finden sich die stärksten Niederschläge und möglicher Hagel nahe der konvektiven Zone, wohingegen kleinere Hydrometeore eher in den rückseitigen, stratiformen Bereich advehiert werden (z. B. Houze Jr et al., 1989). Numerische Simulationen von Weisman et al. (1988) zeigen, dass relativ hohe Scherungswerte von  $15$  bis  $25\text{ ms}^{-1}$  über die untersten rund  $2,5\text{ km}$  der Troposphäre notwendig sind, damit schwere und lang anhaltende Gewitterlinien entstehen können.

Die wesentlichen Elemente einer Gewitterlinie zeigt schematisch der vertikale Querschnitt (Abb. 2.16): feucht-warme Luftmassen (Abb. 2.16, dicker roter Pfeil) gleiten an der Vorderseite der Gewitterlinie auf und es kommt in der Regel zur Ausbildung einer horizontal (in die Bildebene) ausgedehnten Wolkenwand. Aufgrund der hohen vertikalen Scherung ist der Amboss im oberen Bereich weit auf der Vorderseite des Systems ausgelagert. Im unmittelbar daran anschließenden Bereich bildet sich, wie bei zellulärer Konvektion, konvektiver Niederschlag. Die weit rückseitig der Gewitterlinie transportierten Luftmassen bilden mit der Zeit ein horizontal ausgedehntes Gebiet stratiformen Niederschlags aus. Das aus der lang-

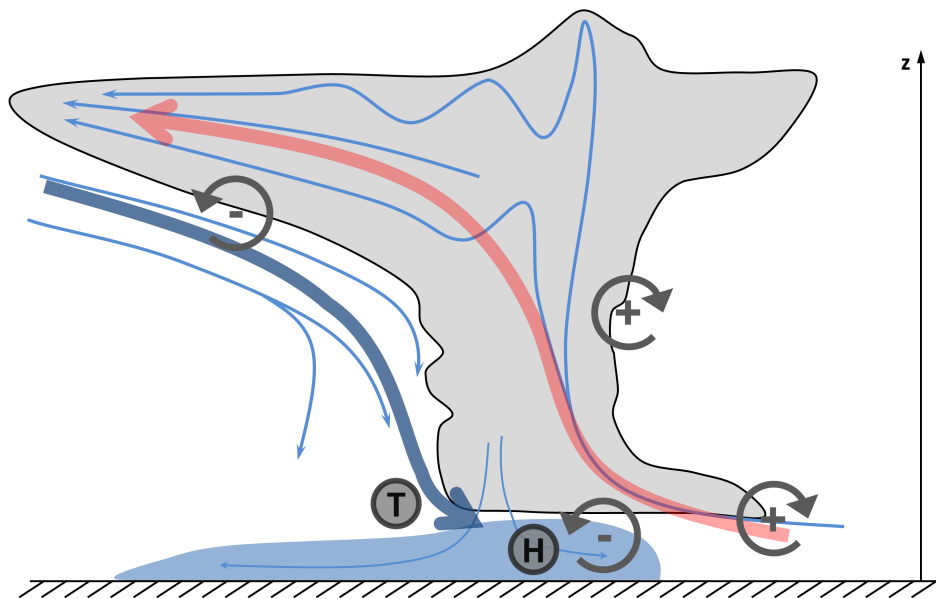


Abb. 2.16.: Konzeptionelles Modell einer Gewitterlinie (angelehnt an Houze Jr et al., 1989 und Markowski und Richardson, 2010). Der wesentliche Luftmassentransport (dicke rote, blaue Pfeile) und feiner aufgelöste Vertikalbewegungen (dünne blaue Pfeile) erfolgt innerhalb (grau eingefärbte Fläche) und außerhalb der Wolke. Kreispfeile mit Vorzeichen zeigen die Vorticity an für die Struktur der Gewitterlinie wichtigen Stellen. Die Positionen des *Cold Pools* (blau schraffierte Fläche) und des Mesohochs bzw. -tiefs (**H,T**) sind unterhalb der Wolke angedeutet.

samen Hebung resultierende Niederschlagsgebiet speist sich zum Teil aus Eispartikeln, welche aus dem konvektiven Gebiet rückseitig advehiert wurden und dort zu Boden fallen (Houze Jr, 1989).

An der Vorderseite kommt es fortwährend zur Zellneubildung, wodurch sich die Gewitterlinie schneller als der mittlere Wind verlagert. Von der Rückseite strömen trockenere und kältere Luftmassen in das System ein (engl. *rear-inflow jet*; Abb. 2.16, dicker blauer Pfeil). Zusammen mit der Abkühlung durch Evaporation des Niederschlags ergibt sich ein Abwind, welcher zur Ausbildung des *Cold Pools* führt. Der *Cold Pool* schiebt sich im weiteren Verlauf unter die vorderseitig liegende Warmluft. Die damit verbundene Hebung sorgt für die Aufrechterhaltung des Gesamtsystems. Ursache für den *rear-inflow jet* ist die Bildung eines Tiefs im Nachlauf (engl. *wake low*). Aufgrund der adiabatischen Erwärmung der absteigenden rückseitigen Strömung entwickelt sich das Tief hydrostatisch. Andererseits bildet sich im Bereich des stärksten Niederschlags im *Cold Pool* ein mesoskaliges Hoch (engl. *mesohigh*) (z. B. Zhang et al., 1989; Haertel und Johnson, 2000).

Für die Persistenz von *Squall Lines* ist hauptsächlich der hinter der konvektiven Linie zusammenfließende *Cold Pool* verantwortlich. Die Intensität und vertikale Struktur werden nach der RKW-Theorie (Rotunno, Klemp und Weisman, Rotunno et al., 1988) hauptsächlich durch die Balance zwischen der Aufwind-induzierten horizontalen Vorticity (Abb. 2.16, kreisförmige Pfeile) und der durch die vertikale

Windscherung über die Höhe des *Cold Pools* erzeugten horizontalen Vorticity bestimmt. Wenn die durch die vertikale Mächtigkeit des *Cold Pools* induzierte Vorticity viel stärker ist als die Vorticity aufgrund der vertikalen Scherung der Umgebung, richtet sich die Gewitterlinie aufgrund der überhandnehmenden positiven Vorticity annähernd senkrecht auf und schwächt damit das Nachströmen von kalter Luft in den *Cold Pool*. Dies führt wiederum zu einer Abschwächung des Gesamtsystems. Ist die scherungsinduzierte Vorticity dagegen viel stärker als die *Cold Pool*-induzierte Vorticity, kippt die Gewitterlinie über den *Cold Pool* und die Ausbildung von intensiven Aufwinden wird unterdrückt.

Um diese Balance zu quantifizieren, leiten RKW aus der horizontalen Vorticity-Gleichung die Beziehung  $C = \Delta u$  her. Ein Maß für die Stärke des *Cold Pools* ist  $C$ ,  $\Delta u$  ist ein Maß für die vertikale Windscherung der Umgebung senkrecht zur Gewitterlinie. Wenn  $C \approx \Delta u$  ist, befindet sich das System nach RKW im optimalen Zustand mit größter Persistenz und Intensität. Auch wenn die RKW-Theorie von verschiedenen numerischen Simulationen bestätigt werden konnte (Weisman und Rotunno, 2004; Bryan et al., 2006; Parker, 2010), gibt es auch Beobachtungen, welche dieser Theorie zu widersprechen scheinen. Stensrud et al. (2005) und Coniglio et al. (2012) weisen darauf hin, dass nicht nur die bodennahe Scherung, sondern die Scherungsvektoren über die gesamte Atmosphäre einen Einfluss auf die Persistenz der Gewitterlinie haben.

Bogenförmige *Squall Lines* (Abb. 2.15 c) werden als *Bow Echo* bezeichnet. Zur Ausbildung kommt es insbesondere bei zunehmender Intensivierung des *Cold Pools* und der damit einhergehenden Intensivierung von *Wake Low* und *Mesohigh*. Der sich dadurch verstärkende horizontale Druckgradient führt zu einer Intensivierung des *Rear-inflow Jet*. Im Radarbild ist der Punkt maximaler Einströmgeschwindigkeit am Scheitelpunkt des Bogens sichtbar (Abb. 2.15 c, rechts). In diesem Bereich finden sich die höchsten Windgeschwindigkeiten in Bodennähe aufgrund der additiven Überlagerung der Böenfront und dem Verlagerungsvektor. An den seitlichen Flanken kann es außerdem aufgrund der Ausbildung vertikaler Vorticity zur Entstehung von schwachen Tornados kommen (z. B. Przybylinski, 1995; Weisman, 2001; Schenkman und Xue, 2016).

### 2.6. Extremereignisse in Verbindung mit konvektiven Systemen

In Verbindung mit Gewittern kommt es häufig zu meteorologischen Extremereignissen wie Starkniederschlägen, Hagel und konvektiven Starkwindböen bis hin zu Tornados. Die räumliche und zeitliche Ausdehnung dieser Ereignisse ist in der Regel sehr begrenzt, trotzdem ist das Schadenpotential sehr hoch. Laut dem Gesamtverband der deutschen Versicherungen waren beispielsweise in Deutschland bei drei der zehn teuersten Naturkatastrophen von 2002 bis 2022 Hagelstürme ursächlich (GDV, 2023).

#### Starkniederschlag

Starkniederschläge können bei allen Gewitterarten auftreten. Eine hohe Niederschlagsakkumulation tritt meistens im Zusammenhang mit quasi-stationären Gewittersystemen an einem Ort auf (Abb. 2.15 e). Die

Niederschlagssumme eines Gewitters ist im Wesentlichen von zwei Faktoren abhängig: (i) der Vertikalgeschwindigkeit im Aufwind und (ii) dem Feuchtigkeitsgehalt der einströmenden Luftmassen. Sind beide Faktoren in ausreichendem Maße gegeben, können sich sehr viele, rasch anwachsende Hydrometeore ausbilden und für extremen Niederschlag sorgen. Weiterhin kann es auch durch serielles Clustering, also einem gehäuften Auftreten von mehreren Gewittern (gleiche oder verschiedene Gewitterarten) in kurzer zeitlicher Abfolge, zu extremen Niederschlagsmengen kommen.

### **Hagel**

Die WMO definiert Hagel als ein Eisstück mit einem minimalen Durchmesser von 5 mm auf jeder Achse (WMO, 2018). Die äußere Form kann sehr unterschiedlich sein, teilweise auch mit säulenartigen Anlagerungen. Auch kann es zu Lufteinschlüssen im Hagelkorn kommen, was die Opazität erhöht. Hagel tritt in weiten Teilen Europas überwiegend in den Sommermonaten auf (Punge und Kunz, 2016).

Er bildet sich überwiegend in organisierten Gewittersystemen, in denen Eiskristalle und unterkühlte Tröpfchen in hinreichend großer Zahl und Konzentration vorliegen müssen. Der Aufwind des Gewitters ist für die Hagelbildung der entscheidende Faktor, da es sonst aufgrund der Schwerkraft zu einem Ausfallen der Partikel kommen würde, bevor diese zu einem Hagelkorn anwachsen können. Daher tritt Hagel bei Einzelzellen in der Regel nicht auf. Grundsätzlich lässt sich der Prozess des Hagelwachstums in zwei Teile aufteilen: (i) Die Bildung eines kleinen Eisteilchens oder gefrorenen Wassertröpfchens, so genannte Hagelembryos (z. B. Heymsfield, 1982; Knight und Knight, 1970), und (ii) das Wachstum der Embryos hauptsächlich durch die Anlagerung unterkühlter flüssiger Wassertröpfchen (Bereifen; Pruppacher und Klett, 2012). Geringer ist das Hagelwachstum durch Diffusion und Deposition aus der Gasphase (z. B. Rasmussen und Heymsfield, 1987).

Unterkühlte Wassertröpfchen sind die Folgen der sehr geringen Konzentration an Eiskeimen (engl. *ice nucleating particles*, INP), die für die Eisbildung bei Temperaturen über  $-38^{\circ}\text{C}$  benötigt werden (z. B. Lamb und Verlinde, 2011; Allen et al., 2020). Zur Bildung großer Hagelkörner ist ebenfalls der Faktor Zeit entscheidend. Förderlich ist eine lange Verweildauer in für Hagelwachstum günstigen Umgebungsbedingungen. Daher sind hohe Vertikalgeschwindigkeiten im Aufwind, aber auch die Breite des Aufwinds, zusammen mit der Windscherung im Bereich der Hagelbildung wichtige Faktoren (z. B. Dennis und Kumjian, 2017).

### **Starkwinde**

Konvektive Starkwindböen treten bei Gewittern aufgrund zweier wesentlicher Ursachen auf: (i) thermisch induzierte Abwinde, welche beim Auftreffen auf den Boden abgelenkt werden (Gilmore und Wicker, 1998), und (ii) Vertikaltransport horizontalen Impulses von hohen Windgeschwindigkeiten aus dem oberen Bereich der Troposphäre zum Boden. Beide Ursachen können auch gleichzeitig zur Amplifizierung der Windgeschwindigkeit führen. Zur negativen Beschleunigung eines Luftpaketes kommt es dann, wenn dieses kälter als seine Umgebung ist (umgekehrt zur Hebung eines Luftpaketes, welches wär-



mer als seine Umgebung ist, Kap. 2.2). Eine zusätzliche negative Beschleunigung kann durch Reibung fallender Hydrometeore, die Druckgradientkraft oder durch latente Wärmeübergänge (Verdunstungs-, Schmelz- oder Sublimationsvorgänge) erfolgen (z. B. Houze Jr, 2014). Trifft ein solcher Fallwind auf den Boden, werden die Luftmassen in der Horizontalen zur Seite abgelenkt, der bei entsprechender Intensität als *Downburst* bezeichnet wird. Weiterhin kann zwischen trockenen und *Downbursts* in Verbindung mit Niederschlag unterschieden werden (Atkins und Wakimoto, 1991). *Downbursts* entstehen auch bei normaler Cumulusbewölkung, allerdings werden sie in der Regel erst in Verbindung mit hochreichender Feuchtkonvektion schadenrelevant. Konvektive Starkwindböen mit Windgeschwindigkeiten über  $30 \text{ ms}^{-1}$  treten überall in Deutschland mit derselben Wahrscheinlichkeit auf (Mohr et al., 2017).

### Tornados

Als Tornado wird eine stark rotierende Luftsäule bezeichnet, die sich vom Boden vertikal zur Wolkenunterkante erstreckt. Meistens ist sie als Wolkensäule sichtbar (American Meteorological Society, 2023b). Tornados mit extrem hohen Windgeschwindigkeiten treten fast ausschließlich im Zusammenhang mit Superzellen auf (Wakimoto und Wilson, 1989). Bei der Entwicklung durchlaufen nach Davies-Jones (2015) diese Superzellentornados drei Phasen: (i) es bildet sich eine Mesozyklone aus (siehe Kap. 2.5.3), (ii) ein kleinräumiger Wirbel entwickelt sich bodennah und wächst im weiteren Verlauf nach oben in Richtung Wolkenbasis, (iii) ein Tornado bildet sich aus der Konvergenz des bodennahen Wirbels. Zwei Mechanismen sind für die initiale Bildung bodennaher Wirbel verantwortlich: (i) vertikale Vorticitymaxima, generiert durch den Abwind, werden in den Aufwindbereich advehiert und (ii) abruptes *Tilting* horizontaler Vorticity in bodennahen Schichten (z. B. Fischer und Dahl, 2022). Für die initiale Bildung ist der erste Mechanismus maßgeblich. Im weiteren Verlauf der Tornadogenese kann eine Überlagerung beider Mechanismen zu weiterer Intensivierung führen. Hat eine initiale Ausbildung lokaler, vertikaler Vorticitymaxima stattgefunden, entwickelt sich ein sich intensivierendes Druckminimum. Bei Tornados sorgt die Reibung am Boden für ein Kräfteungleichgewicht, das zu einer radialen Anströmung führt. So zugeführte Luftpakete tragen durch *Tilting* ihrer horizontalen Vorticity und anschließendem *Stretching* zur Intensivierung des Tornados bei. Damit wird der zweite Mechanismus gegenüber dem ersten für die Aufrechterhaltung und Intensivierung dominierend (Fischer und Dahl, 2022).

Der Vollständigkeit halber seien hier auch Tornados erwähnt, welche nicht im Zusammenhang mit Superzellen auftreten. Bevorzugt können sich diese entlang von vertikalen Luftmassengrenzen bilden, an denen Verwirbelungen an diesem Übergang vertikale Vorticity induzieren (Markowski und Richardson, 2010). Kommt es dann zu thermisch bedingter Hebung, wird die vertikale Vorticity gestreckt und gemäß der Drehimpulserhaltung nimmt die Rotation zu. Ein prominentes Beispiel dafür sind Wasserhosen, welche sich unter Cumuluswolken ausbilden können (z. B. Golden, 1973; Rodríguez et al., 2021). Im Unterschied zu Superzellentornados wirkt eine starke Scherung der Umgebung der Bildung von Tornados entgegen, da dies an der Grenzschicht verwirbelungshemmend wirkt (Markowski und Richardson,

2010). Weiterhin werden Tornados in seltenen Fällen bei tropischen Zyklonen (Edwards, 2012) und bei quasi-linearen konvektiven Systemen beobachtet (Goodnight et al., 2022).

## 2.7. Großräumige atmosphärische Zirkulation

In dieser Arbeit wird untersucht, inwiefern die Gewitteraktivität mit großräumigen Strömungsmustern in Zusammenhang steht. Die großräumige atmosphärische Zirkulation der oberen Troposphäre ist stark mit der jährlichen und dekadischen Variabilität der Wettersituation am Boden gekoppelt und bestimmt diese maßgeblich (z. B. Klein, 1983; Stenseth et al., 2003; McPhaden et al., 2006; Grams et al., 2017). Frühere Arbeiten zeigten außerdem, dass ein Zusammenhang zwischen bestimmten großräumigen Strömungsmustern und Wettersystemen besteht (z. B. Petrow et al., 2009; Lhotka et al., 2020). Zur Beschreibung der großräumigen atmosphärischen Zirkulation existieren grundsätzlich zwei verschiedene Ansätze: (i) Mithilfe der Analyse der zeitlichen Korrelation von Wetterparametern (z. B. Temperatur oder Feuchte) an unterschiedlichen Orten werden jene Regionen identifiziert, bei denen die Korrelation besonders ausgeprägt ist (so genannte Telekonnektionsmuster, Barnston und Livezey, 1987) und (ii) Bestimmung der niederfrequenten Zirkulationsmuster mithilfe einer (rotierten) Hauptkomponentenanalyse, bei der der Betrag der Eigenvektoren der Korrelationsmatrix die beschriebene Variabilität der zugrundeliegenden Daten zeigt. Der zweite Ansatz hat den Vorteil, dass die die Variabilität am besten beschreibende Muster identifiziert werden und nicht Korrelationen entfernter Regionen die Grundlage sind (Barnston und Livezey, 1987).

Zwei verschiedene Maße für die Beschreibung der großräumigen atmosphärischen Zirkulation der oberen Troposphäre kommen in dieser Arbeit zur Anwendung: (i) Telekonnektionsindizes basierend auf den Arbeiten von Barnston und Livezey (1987) und einer räumlichen Betrachtung der mittleren Breiten der gesamten Nordhemisphäre mit einer monatlichen Auflösung und (ii) so genannte Wetterregime über dem Nordatlantik und Europa. Zwei wesentliche Unterschiede zwischen den Telekonnektionsindizes und den Wetterregime sind die zeitlich wesentlich feinere Auflösung der Regime (6 h) und der räumliche Fokus auf Europa und den Nordatlantik. Der Grundgedanke der Regime ist, dass wiederkehrende und quasi-stationäre Zustände der großräumigen Zirkulation kategorisiert werden können (Hannachi et al., 2017). Die subsaisonale Variabilität verschiedener Wetterphänomene wurde bereits anhand der Regime untersucht (Merryfield et al., 2020). Die später verwendeten Datensätze der Telekonnektionsindizes und Wetterregime werden in Kapitel 4.3 bzw. Kapitel 4.4 vorgestellt.

## 2.8. Theorie der Blitzentstehung

Blitzdaten werden in dieser Arbeit zur Lokalisierung von Gewittern genutzt. Blitze sind eine transiente elektrische Entladung mit (extrem) hoher Stromstärke von mehreren zehntausend Ampere über die Luft (Rakov, 2016). Optisch sichtbar ist der aus ionisiertem Gas zusammengesetzte Blitzkanal mit Tem-

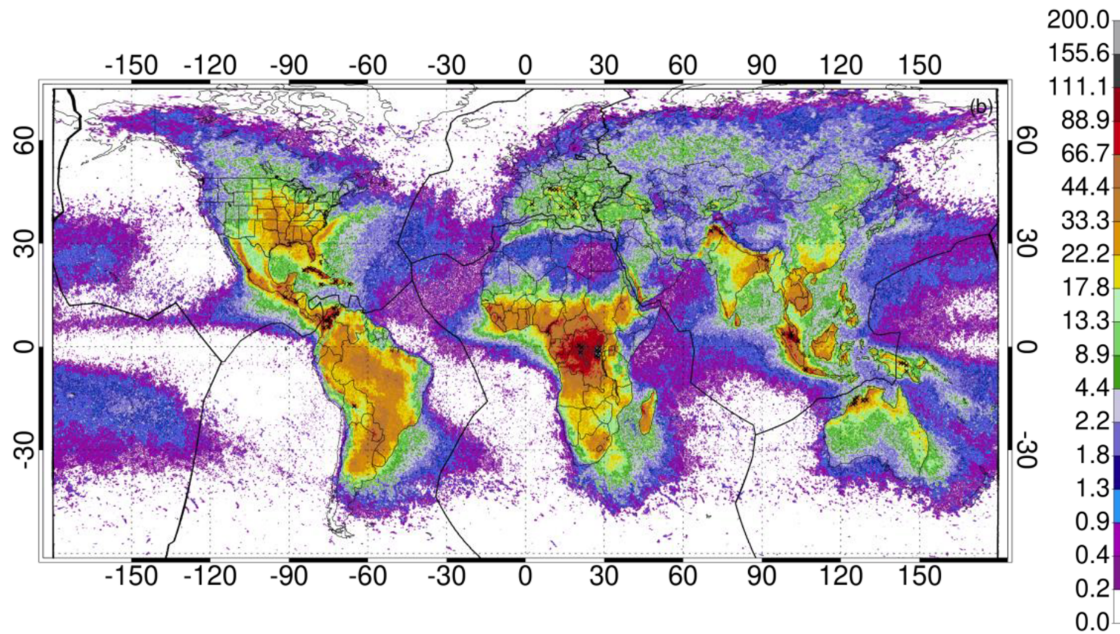


Abb. 2.17.: Globale mittlere jährliche Blitzdichte (pro Tag, basierend auf Satellitenmessungen, 1995 – 2020) mit einer Auflösung von 10 km (nach Peterson et al., 2021). © John Wiley & Sons (genehmigter Nachdruck).

peraturen von über 30000 K. Die Hauptquelle von Blitzen auf der Erde sind Cumulonimbuswolken, welche wiederum durch Konvektion entstehen. Durch das Auftreten von Blitzen wird aus hochreichender Konvektion per Definition ein Gewitter (American Meteorological Society, 2023a). Weitere Quellen von Blitzen sind beispielsweise Vulkane, Sandstürme oder nukleare Explosionen. Voraussetzung sind elektrostatische Aufladungen, welche in Gewittern durch die Vertikalbewegung von Hydrometeoren – in Vulkanen beispielsweise durch den hochreichenden Auswurf von Gesteinspartikeln und Asche – bewerkstelligt wird. Die mikrophysikalischen Mechanismen der Elektrifizierung von Wolken sind noch nicht vollständig geklärt und es existieren mehrere unterschiedliche Theorien dazu (z. B. Williams, 1988; Saunders, 1993). Insgesamt ist die Ausbildung der Ladungsstruktur im Gewitter (siehe Kap. 2.8.1) sowie der Prozess der Blitzentstehung (siehe Kap. 2.8.2) ein komplexer Vorgang, welcher das Zusammenspiel von vielen verschiedenen Einzelprozessen ist. Auch die genauen physikalischen Vorgänge der Blitzentladungen in Gewittern sind bisher nicht vollumfänglich bekannt (Rakov, 2016).

Grundsätzlich ist zwischen der Erdoberfläche und der Ionosphäre (> 80 km Höhe) eine Potentialdifferenz vorherrschend, woraus ein konstanter Strom von atmosphärischen Ionen von ungefähr  $2 \text{ pA m}^{-2}$  in Richtung der negativ geladenen Erdoberfläche resultiert (Rycroft et al., 2008). Dieser Stromfluss wird hauptsächlich durch negative Ladungsflüsse aus Gewittern durch Blitze in Balance gehalten (z. B. Wilson, 1921; Bering III et al., 1998; Wallace und Hobbs, 2006). Im Durchschnitt existieren jederzeit über 2000 Gewitter auf der Erde (Rakov, 2016). Die meisten Blitze treten in tropischen Regionen auf. In den gemäßigten Breiten ist die Häufigkeit von der Jahreszeit abhängig (Abb. 2.17).

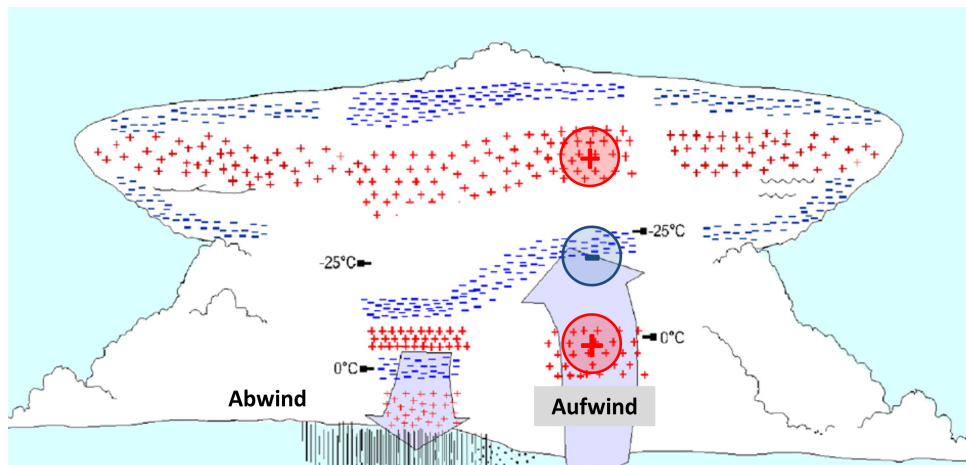


Abb. 2.18.: Darstellung der groben (rote und blauer Kreis) und feinen (Plus- und Minuszeichen) Ladungsstruktur einer Gewitterwolke. (leicht modifiziert nach Stolzenburg et al., 1998 und Dwyer und Uman, 2014). © Elsevier (genehmigter Nachdruck).

Aus physikalischer Sicht kann ein Gewitter als ein elektrostatischer Generator betrachtet werden (Rakov, 2016). Der Aufwind ist dabei das Haupttransportmittel der Ladungsträger und – in Kombination mit weiteren mikropysikalischen Prozessen – für die generelle Anordnung der Ladungen in der Cumulonimbuswolke (Abb. 2.18) verantwortlich. Die Grobstruktur der Ladungen innerhalb der Cumulonimbuswolke ist ein vertikaler Tripol (farbige Kreise in rot und blau): positive Ladungen im unteren und oberen Bereich mit einer negativ geladenen Schicht in der Mitte (Rakov, 2016). Das Hauptzentrum der negativen Ladung befindet sich in einem Temperaturbereich von  $-10^{\circ}\text{C}$  bis  $-25^{\circ}\text{C}$ , unabhängig von der Höhe über dem Boden, wo die Wolke sowohl Eis als auch unterkühltes Wasser enthält (Krehbiel et al., 1979; Byrne et al., 1983). Das aus dieser Struktur resultierende elektrische Feld wurde bei zahlreichen Feldbeobachtungen gemessen (Rakov, 2016); allerdings sei angemerkt, dass in manchen Gewittersystemen auch eine von diesem konzeptionellen Tripolmodell abweichende Ladungsstruktur gefunden wurde (Rust et al., 2005). Wie auf Abbildung 2.18 zu sehen ist, sind im Allgemeinen die Ladungsregionen in der Gewitterwolke vertikal geschichtet. Weiterhin finden sich meist weniger stark ausgeprägte Schichten negativer Ladung am oberen Rand der Wolke und positiver Ladung am unteren Rand des Abwinds. Die obere Schicht ist auf die höhere Leitfähigkeit der klaren Luft (insbesondere in der Stratosphäre) außerhalb der Wolke zurückzuführen (Rakov, 2016). Die horizontale Ausdehnung ist dabei meist viel größer als die vertikale Ausdehnung (Stolzenburg und Marshall, 2008).

Der Ladungstransport von der Wolke zum Boden durch Blitze führt zu Änderungen des elektrostatischen Felds am Boden und kann zur räumlichen und zeitlichen Lokalisierung von Blitzen genutzt werden (siehe Kap. 2.8.3).

### 2.8.1. Elektrifizierung der Gewitterwolke

Grundsätzlich bedarf jeder Elektrifizierungsprozess in Gewittern zweier wesentlicher Mechanismen: (i) eines kleinräumigen, mikrophysikalischen Prozesses, welcher zur Aufladung einzelner Hydrometeore führt und (ii) eines makrophysikalischen Prozesses, welcher diese geladenen Hydrometeore voneinander räumlich separiert.

#### Graupel-Eis-Kollisionsmechanismus

Wenn aufgrund des Aufwinds und dem vertikalen Transport von Feuchte sich im oberen Bereich der Wolke Graupelpartikel gebildet haben und diese zu fallen beginnen, kann es zur Ladungsseparierung kommen. Dabei fallen die Graupelpartikel durch eine Suspension hexagonaler Eiskristalle und unterkühlter Wassertröpfchen. Experimente von Jayaratne et al. (1983) zeigten, dass bei Kollision der Graupelpartikel mit Eiskristallen eine Ladungstrennung stattfinden kann, dessen Vorzeichen von der Temperatur abhängig ist. Bei Temperaturen über  $-20^{\circ}\text{C}$  wird der Graupelpartikel positiv und der Eiskristall negativ geladen. Bei Temperaturen unter  $-20^{\circ}\text{C}$  hingegen sind die Vorzeichen umgekehrt. Eine vertikale Separierung der verschieden geladenen Teilchen erfolgt dann aufgrund von Gravitation. Die experimentell bestimmte Grenztemperatur von  $-20^{\circ}\text{C}$  legt nahe, dass dies eine Erklärung für die beobachtete negative Zwischenschicht zwischen  $-10$  und  $-25^{\circ}\text{C}$  der allgemeinen Tripolstruktur sein könnte.

#### Konvektionsmechanismus

Bei diesem Mechanismus erfolgt der Transport bodennaher positiv geladener Partikel durch den Aufwind in den oberen Bereich der Troposphäre. Negative Ladungen am oberen Rand der Wolke, welche durch kosmische Strahlung hervorgerufen werden, übertragen sich auf die Wolkenpartikel. Beim Einsetzen des Abwinds sorgen diese räumlich separiert vom positiv geladenen Aufwind für einen Transport negativer Ladung in den unteren Bereich der Wolke. Der dann negativ geladene untere Randbereich sorgt wiederum für die Konzentration positiver Ladung unterhalb der Wolke. Diese positiven Ladungen werden dann wieder durch den Aufwind innerhalb der Wolke nach oben transportiert. Diese Rückkopplungsschleife sorgt für die Ladungstrennung im gesamten Cumulonimbus (Rakov, 2016).

In der Literatur existieren weitere Theorien der möglichen Elektrifizierung von Gewitterwolken. Beispielsweise seien zwei weitere angeführt. Wenn Hydrometeore zu Regentropfen heranwachsen, kann es zum Zerplatzen dieser Tropfen kommen, wodurch eine Ladungstrennung zwischen den kleinen, tendenziell negativ geladenen Tröpfchen und den größeren, tendenziell positiv geladenen Resttropfen entsteht (Lenard, 1892). Weiterhin wurde beobachtet, dass durch die Vertikalbewegung durch die Wolke verschieden große Tropfen in unterschiedlichem Maße Ionen aus der Umgebung aufnehmen und es dabei zu einer Ladungstrennung aufgrund der Größe kommt. Fallende Tropfen nehmen dabei mehr negative Ladungen auf (Wilson, 1924).

Welcher Prozess bei welchem Gewittersystem (Kap. 2.5) dominiert, ist nicht geklärt. Ebenso denkbar ist, dass Wechselwirkungen zur Verstärkung bzw. Abschwächung von bestimmten Mechanismen der Ladungstrennung führen. Darüber hinaus sorgen auch die Blitze selbst innerhalb der Gewitter für eine

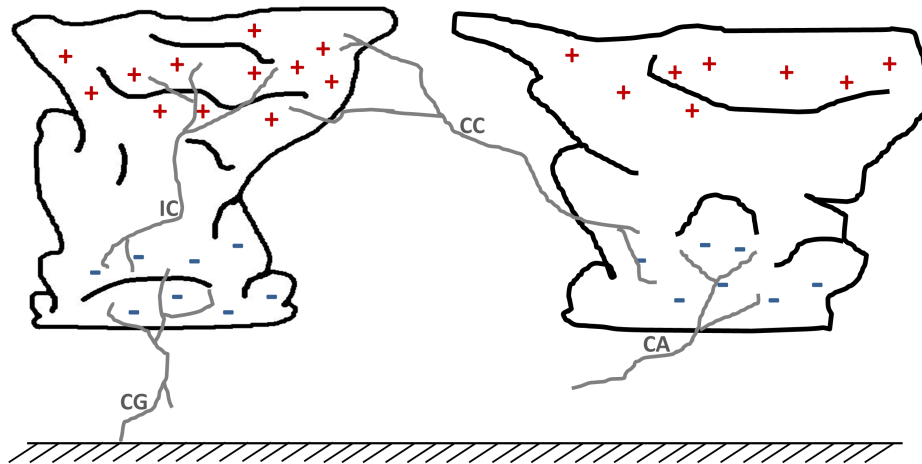


Abb. 2.19.: Verschiedene Blitztypen (*intracloud*, IC; *cloud-to-cloud*, CC; *cloud-to-air*, CA und *cloud-to-ground*, CG; graue Linien) in Cumulonimbuswolken (schwarze Konturen) ausgelöst durch positive (rot) und negative (blau) Ladungen (angelehnt an Rakov, 2016).

#### Neuordnung der Ladungsstruktur.

Auch wenn die grundsätzliche Tripol-Struktur von Gewittern durch Feldmessungen bestätigt werden konnte, ist die Frage nach der initialen Entstehung (engl. *initial breakdown*) der Blitze selbst bisher nicht vollständig beantwortet. Dwyer und Uman (2014) stellen dazu als Grundproblem fest, dass selbst bei jahrzehntelangen Messungen des elektrischen Felds direkt im Inneren von Gewitterwolken keine elektrischen Feldstärken gemessen wurden, die groß genug wären, um Blitze (nach derzeitigem Verständnis) zu initiieren.

### 2.8.2. Blitzentladungen

In Cumulonimben gibt es vier verschiedene Blitztypen (Abb. 2.19): (i) innerhalb von Wolken (engl. *intracloud*, IC), (ii) von Wolke zu Wolke (engl. *cloud-to-cloud*, CC), (iii) von Wolke zur Luft (engl. *cloud-to-air*, CA) und (iv) von Wolke zu Boden (engl. *cloud-to-ground*, CG). CGs haben ungefähr einen Anteil von 25 % am gesamten Blitzaufkommen (Rakov, 2016). Von diesen 25 % der CGs sind 19 % positive Blitzentladungen (Poelman et al., 2014). Ein positiver CG bedeutet, es findet effektiv ein Transportfluss positiver Ladungen von der Wolke zum Boden statt. Dies kann einerseits durch einen Fluss (positiver) Ionen von der Wolke zum Boden oder andererseits durch einen Blitz mit einem Elektronenfluss vom Erdboden zur Wolke realisiert werden.

Der weit überwiegende Anteil (mehr als 80 %) aller CGs sind abwärts gerichtete negativ geladene Blitze, bei denen ein Transport von Elektronen aus der Wolke zum Boden stattfindet. Seltener treten aufwärts gerichtete negative oder positive Blitze auf. Ein Blitz besteht aus mehreren einzelnen Teilentladungen. Bei einer negativen Entladung entsteht ein leitfähiger Blitzkanal durch Stoßionisation der Luftmoleküle

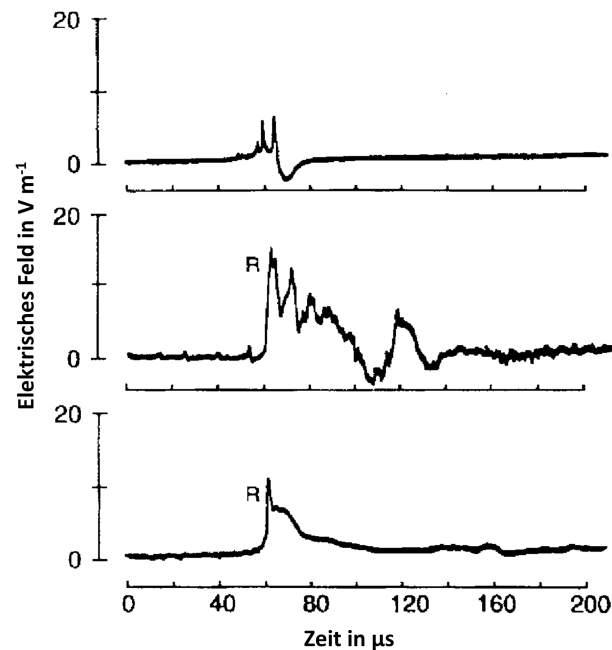


Abb. 2.20.: Drei unterschiedliche Messungen elektrischer Feldimpulse von Teilentladungen eines Wolke-Boden Blitzes in 60 km Entfernung: (oben) *Initial Breakdown* innerhalb der Wolke, (Mitte) erste Hauptentladung und (unten) sekundäre Entladungen. © 1998 IEEE, genehmigter Nachdruck aus Cummins et al., 1998b: The US National Lightning Detection Network and applications of cloud-to-ground lightning data by electric power utilities, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, November 1998.

zwischen der negativ geladenen Wolkenbasis und dem Boden (Rakov, 2016). Da sich der Blitzkanal optisch in Zeitabschnitten von wenigen Millisekunden nacheinander aufbaut, wird die erste Teilentladung des Blitzes im Englischen als *Stepped Leader* bezeichnet. Der Blitzkanal initiiert, bevor der Kontakt zum Boden hergestellt ist, so genannte Fangentladungen, welche die negative Ladung des Blitzkanals neutralisieren. Häufig sind die Startpunkte der Fangentladungen einzelne spitze, exponierte Lokalitäten wie beispielsweise Windräder, Fernsehantennen, Masten oder Kirchtürme. Dies hat seine Ursache darin, dass die elektrische Feldstärke an konvex gekrümmten Oberflächen oder an exponiert hervorstehenden geerdeten Objekten hoch ist und schließlich den elektrischen Durchschlagswert der Luft übersteigt (Rakov, 2016).

### Charakterisierung der Bliztypen

Bei den verschiedenen Prozessen der Blitzentstehung werden elektromagnetische Felder über einen breiten Frequenzbereich emittiert. Anhand charakteristischer Signaturen der einzelnen Teilentladungen kann eine Klassifikation des Blitzes vorgenommen werden. Beispielsweise ist die gemessene maximale Feldstärke beim *Initial Breakdown* im Vergleich zur Hauptentladung geringer und der Puls deutlich kürzer (vgl. Abb. 2.20 oben, Mitte und unten). Ebenso ist auch die Amplitude der Hauptentladung im Vergleich zu Sekundärentladungen stärker ausgeprägt und weist im zeitlichen Verlauf mehrere Pulse auf.

Es existieren verschiedene Modelle zur Beschreibung der durch die Hauptentladung generierten elektromagnetischen Felder in verschiedenen Entfernungen zum Entstehungsort. Nach Thottappillil und Uman (1993) kann die vertikale elektrische Feldstärke  $E$  im Fernfeld durch ein einfaches Modell eines elektrischen Leiters mit der folgenden Gleichung beschrieben werden:

$$E(t) = -\frac{\mu_0 v I(t - D/c)}{2\pi D} \quad (2.41)$$

mit der Zeit  $t$ , der Permeabilität des freien Raums  $\mu_0$ , der (als konstant angenommen, aufwärtsgerichteten) Geschwindigkeit des Blitzes  $v$ , Stromstärke im Blitzkanal  $I$ , der Lichtgeschwindigkeit  $c$  und der horizontalen Distanz  $D$  zum Ort der Hauptentladung. Ist der Einschlagsort (siehe Kap. 2.8.3) und die Geschwindigkeit  $v$  bekannt, kann mithilfe von Gleichung 2.41 auf die maximale Stromstärke des Blitzes geschlossen werden. Cummins et al. (1998b) nennt als Beispiel, dass bei einer Distanz von 100 km, einer angenommenen Geschwindigkeit des Blitzes von  $v = 1,4 \times 10^8 \text{ ms}^{-1}$  und einer gemessenen maximalen elektrischen Feldstärke von  $8 \text{ Vm}^{-1}$  eine Stromstärke von ungefähr 27 kA errechnet wird.

Aufgrund der charakteristischen Merkmale der Blitzentladungen kann eine Klassifizierung der Blitze vorgenommen werden (CC, CG). Beispielsweise weist nach Rakov (2016) in der Regel eine negative CG-Hauptentladung drei bis fünf Pulse mit einer typischen Länge von 30 bis 90  $\mu\text{s}$  auf.

Es sei angemerkt, dass das einfache Modell (Gl. 2.41) nur unter der Annahme einer homogenen, flachen und (perfekt) leitfähigen Oberfläche gültig ist. In der Realität sind landschaftliche Inhomogenitäten, wie Bebauung, Gebirge und Gewässer und damit verbundene Dämpfungen der Feldstärke, zu berücksichtigen. Solche Anpassungen werden beim europäischen Blitzortungssystem EUCLID (Kap. 4.1) bei den einzelnen Sensoren vorgenommen (z. B. Schulz et al., 2016).

### 2.8.3. Blitzortung

Raum-zeitliche Ortungsverfahren von Blitzen basieren in der Regel auf Messsystemen im hochfrequenten Bereich, welcher in drei Unter-Bereiche aufgeteilt werden kann: (i) von 30 bis 300 MHz (*very-high-frequency*, VHF), (ii) 30 bis 300 kHz (*low-frequency*, LF) und (iii) 3 bis 30 kHz (*very-low-frequency*, VLF). Mit Hilfe der beiden Techniken *magnetic direction finding* (MDF) und *time of arrival* (TOA) kann eine raum-zeitliche Lokalisierung von Blitzen vorgenommen werden (Cummins et al., 1998a).

#### **Magnetic Direction Finding**

Elektromagnetische Strahlung, welche durch den Blitzschlag emittiert wird, kann mithilfe einer elektrisch leitfähigen Leiterschleife gemessen werden. Nach dem Faraday'schen Gesetz entsteht mittels elek-



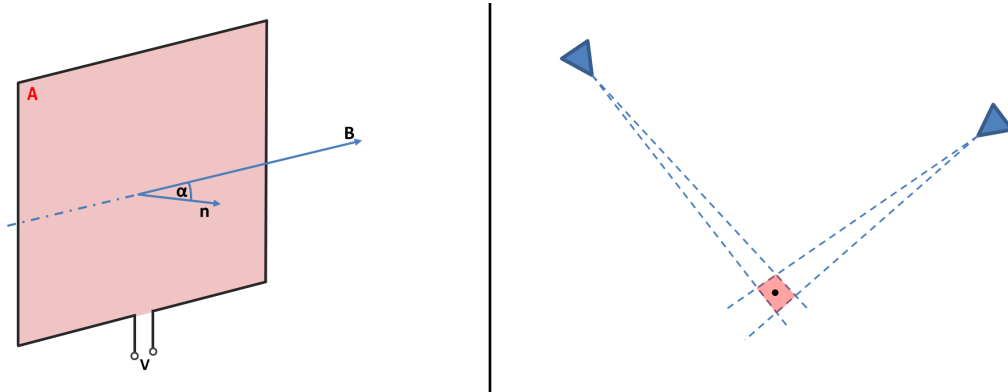


Abb. 2.21.: Messprinzip (links) einer Leitschleifenantenne nach Rakov (2016): Das eintreffende Magnetfeld (blauer Pfeil, **B**) und die Abweichung (Winkel  $\alpha$ ) zur Normalen (blauer Pfeil, **n**) der Fläche (rote Schraffierung) einer Leitschleife (schwarzes Rechteck) und (rechts) Ortung eines Blitzeinschlagsorts (schwarzer Punkt) mittels Kreuzpeilung anhand zweier MDF-Antennen. Aufgrund der zufälligen Fehler bei der Winkelmessung (gestrichelte Linien) ergibt sich das Gebiet des wahrscheinlichen Blitzeinschlagsorts (rote Schraffierung, modifiziert nach Holle und López, 1993).

trischer Induktion ein elektrischer Strom. Dieser ist abhängig von dem Auftreffwinkel des magnetischen Felds auf die Leitschleife:

$$V = A \frac{dB}{dt} \cos(\alpha) \quad (2.42)$$

mit der Fläche der Leiterantenne  $A$ , der magnetischen Flussdichte **B** und dem Winkel  $\alpha$  zwischen dem Vektor der magnetischen Flussdichte und der Flächennormalen  $n$  (Abb. 2.21).

Die gemessene Spannung  $V$  ist proportional zum Magnetfeld des Blitzes multipliziert mit dem Kosinus des Winkels zwischen der Ebene der Schleife und der Ausbreitungsrichtung des ankommenden Felds. Durch zwei orthogonal angeordnete Leitschleifen ist es möglich, eine Ortung des Emittenten (hier des Blitzes) der elektromagnetischen Strahlung vorzunehmen (Abb. 2.21). Die Richtung eines Blitzes kann daher aus dem Verhältnis der Signale der beiden orthogonalen Schleifen bestimmt werden. Die Peilungselektronik ist dabei so konzipiert, dass sie nur jene Feldwellenformen registriert, welche charakteristisch für Blitze sind.

### **Time of Arrival**

Blitze können ebenfalls basierend auf der Bestimmung von Unterschieden in den Ankunftszeiten des elektrischen Impulses an den Sensoren geortet werden (engl. *time of arrival*, TOA). Jede Station in einem Netzwerk aus räumlich voneinander getrennten Messstationen detektiert den elektrischen Impuls, der von einem Blitz emittiert wird, und ordnet ihm den Zeitpunkt des Eintreffens seiner Spitzenamplitude zu. Die Antennenstationen sollten auf einen zuverlässigen Zeitstandard synchronisiert sein. Eine paarweise durchgeführte Auswertung der Stationssignale in einer zentralen Recheneinheit ermittelt dann den Ort des Blitzes. Bei einer gegebenen Ankunftszeitdifferenz zweier Stationen kann die Signalquelle auf

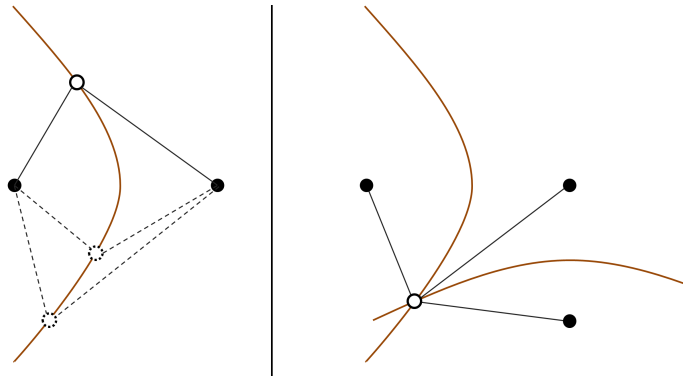


Abb. 2.22.: Ortsbestimmung nach der TOA-Methode: (links) Aus der Ankunftszeitdifferenz zwischen zwei Sensoren (schwarze Punkte) liegen mögliche Blitzorte (schwarz gestrichelte Kreise) auf einer Hyperbel (braun). Bei drei Sensoren (rechts) ist der reale Einschlagsort durch den Schnittpunkt der Hyperbeln gegeben (modifiziert nach Holle und López, 1993).

einer Hyperbel zwischen den beiden Stationen liegen, welche als Brennpunkte die beiden Stationen hat (Abb. 2.22 links). Mittels eines dritten Sensors lässt sich der Einschlagsort aus dem Schnittpunkt zweier Hyperbeln bestimmen (Abb. 2.22 rechts). Zur eindeutigen Ortsbestimmung sind allerdings mindestens vier Sensoren nötig, da es mit drei Sensoren bei bestimmten Konstellationen zu zwei Schnittpunkten der Hyperbeln als mögliche Blitzeinschlagsorte kommen.

Ein wichtiger Faktor ist die Dämpfung des elektromagnetischen Felds mit zunehmender Distanz zwischen Sensor und Einschlagsort. Betreiber von Blitzortungssystemen sind daran interessiert, eine hinreichend gute Abdeckung des Messgebiets durch eine möglichst geringe Anzahl an Sensoren zu erreichen. Beim österreichischen Netzwerk (Austrian Lightning Detection and Information System, ALDIS), welches ein Teil von EUCLID ist, liegt die maximale Distanz zwischen zwei Sensoren bei 120 km (Schulz et al., 2005).

Eine Unterscheidung zwischen verschiedenen Blitztypen (Abb. 2.19) erfolgt anhand der Wellenstruktur (Rakov, 2013). Beispielsweise sind CG-Signale in der Regel stärker als IC-Signale. Die Messung der Amplitudenspitze und Vergleich mit einem (geeigneten) Schwellenwert kann zur Klassifizierung genutzt werden (Mehranzami et al., 2018). Weiterhin ist die initiale Polarität von CC-Impulsen meist entgegengesetzt zu derjenigen bei negativen CG (Rakov, 2013).



### 3. Mathematische und statistische Grundlagen

Dieses Kapitel gibt einen Überblick über die in dieser Arbeit verwendeten mathematischen und statistischen Methoden. Als Erstes werden die zur Beschreibung der Wahrscheinlichkeitsverteilung von Tagesblitzsummen verwendete Gammaverteilung eingeführt. Zentraler Bestandteil der vorliegenden Arbeit zur Erfassung der Gewitteraktivität sind die hier vorgestellten Clusteralgorithmen. Zur statistischen Beschreibung so erhaltenen Blitzcluster werden unter anderem die hier vorgestellten Bagplots verwendet. Die zur Untersuchung von systematischen Änderungen der Gewitterhäufigkeit verwendeten Methoden der Trendanalyse werden anschließend eingeführt. Abschließend erfolgt die Vorstellung des Chancenverhältnisses, welches zur Analyse des Zusammenhangs zwischen der Gewitterhäufigkeit und großräumigen atmosphärischen Strömungsmustern zur Anwendung kommt.

#### 3.1. Theoretische Verteilung zur Beschreibung der Blitzhäufigkeit

Die Wahrscheinlichkeitsverteilung von CGs pro (Gewitter-)Tag kann näherungsweise mit einer Gamma-verteilung beschrieben werden. Durch die Analyse regionaler Unterschiede der Wahrscheinlichkeitsverteilungen können dann Rückschlüsse über die Verschiedenheit der den Blitzen ursächlichen Gewitterarten gezogen werden. Die Gammaverteilung ist für die Modellierung (extrem) rechtsschiefer Datensätze sehr gut geeignet und wird durch den Formparameter  $\alpha$ , den Skalierungsparameter  $\beta$  und der Gammafunktion  $\Gamma$  beschrieben (Wilks, 2011):

$$f(x) = \frac{\left(\frac{x}{\beta}\right)^{\alpha-1} e^{(-x/\beta)}}{\beta \Gamma(\alpha)} . \quad (3.1)$$

Dabei beschreibt im Kontext dieser Arbeit  $f(x)$  die (theoretische) Häufigkeit der CG-Tagessummen. Die Abschätzung der Parameterwerte für  $\alpha$  und  $\beta$  erfolgt hier durch die Maximierung der Likelihood-Funktion (z. B. Pawitan, 2001):

$$L(\theta) = \prod_{i=1}^n f(x_i|\theta) \quad (3.2)$$

mit den  $x_i$   $n$  Beobachtungen der Variable  $X$  und der Dichtefunktion  $f(\cdot|\theta)$  der parametrischen Funktion. Die Implementierung der Anpassung an die Blitzverteilungen erfolgte in der Programmiersprache R mithilfe des Packages „fitdistrplus“ (Delignette-Muller und Dutang, 2015).

Zur Analyse der Variabilität der Tagesblitzsummen wird die Varianz als Maß für die Streuung innerhalb der Verteilung  $X$  genutzt. Diese ist definiert als der Quotient aus  $\alpha$  und dem Quadrat des Skalierungsparameters  $\beta$ :

$$\text{Var}(X) = \frac{\alpha}{\beta^2}. \quad (3.3)$$

## 3.2. Clusteralgorithmen

Auf Basis der in Kapitel 4.1 vorgestellten Blitzdaten sollen Gebiete mit hoher Gewitteraktivität (Blitzcluster) identifiziert werden. Die Blitzcluster sollen aus der vorliegenden dreidimensionalen Punktwolke (Längen- und Breitengrad und Zeit) der Blitze anhand der raum-zeitlichen Dichte identifiziert werden und hinsichtlich ihres raum-zeitlichen Verhaltens analysiert werden.

In diesem Kapitel werden die drei in dieser Arbeit verwendeten Clusteralgorithmen vorgestellt. Der DBSCAN-Algorithmus (engl. *Density Based Spatial Clustering Application with Noise*; Ester et al., 1996) wurde für rein zweidimensionale, räumliche Datensätze entwickelt. Der ST-DBSCAN-Algorithmus (engl. *Spatial Temporal Density-Based Spatial Clustering of Applications with Noise*; Barrant und Kut, 2007) ist im Wesentlichen eine Erweiterung des DBSCAN in die zeitliche Dimension. Ebenfalls eine Weiterentwicklung des DBSCAN ist der HDBSCAN-Algorithmus (engl. *Hierarchical Density-Based Spatial Clustering of Applications with Noise*; Campello et al., 2013), allerdings mit einer anderen Dichtedefinition.

Der grundlegende DBSCAN-Algorithmus wird hier ausführlich als Erstes vorgestellt. Bei der Anwendung auf die Blitzdaten werden aufgrund der verschiedenen Dichtedefinitionen des ST-DBSCAN- und HDBSCAN-Algorithmus' unterschiedliche Cluster identifiziert. In Kapitel 5.1 werden diese Unterschiede und deren Auswirkungen auf die Identifikation der Cluster bei der Anwendung auf den Blitzdatensatz diskutiert.

### 3.2.1. DBSCAN

Der dichtebasierte Clusteralgorithmus DBSCAN identifiziert ganz allgemein in einer Punktwolke Cluster beliebiger Form anhand der räumlichen (zweidimensionalen) Punktdichte. Punkte in Gebieten geringer Dichte werden vom Algorithmus als Rauschen klassifiziert. Anhand zweier vorzugebender Parameter,  $\text{minPts}$  und  $\epsilon$ , erfolgt eine Prüfung der Umgebung jedes Punktes hinsichtlich seiner Dichte, also ob innerhalb der Umgebung  $\epsilon$  mindestens  $\text{minPts}$  vorhanden sind. Heuristiken zur Ermittlung sinnvoller Werte für diese beiden Parameter werden später erläutert. Die Umgebung (Index  $N$ , engl. *neighborhood*) eines Punktes  $p$  zu den ihm umgebenden Punkten  $q$  aus der Gesamtmenge der Punktwolke  $P$  wird als  $\epsilon$ -Umgebung (schwarze Kreise in Abb. 3.1links) bezeichnet und ist folgendermaßen definiert:

$$N_\epsilon(p) = \{q \in P \mid \text{dist}(q, p) \leq \epsilon\}. \quad (3.4)$$

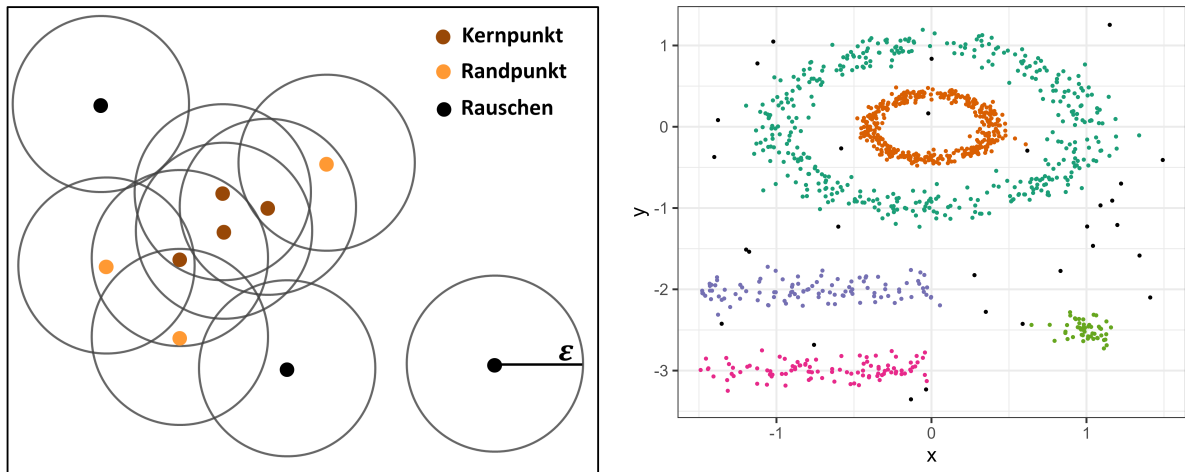


Abb. 3.1.: Beispiel für die Funktionsweise von DBSCAN (links) mit farblich kategorisierten Punkten ( $minPts = 4$ ) und ihrer  $\epsilon$ -Umgebung und (rechts) die Anwendung des Algorithmus mit den Parametern  $\epsilon = 0,15$  und  $minPts = 4$  auf den *multishapes*-Datensatz von Kassambara und Mundt (2017) mit 1100 Punkten. Die verschiedenen Farben zeigen die Punkte verschiedener identifizierter Cluster.

Um einen Punkt  $p$  als dicht im Sinne des Algorithmus zu kategorisieren, muss dann gelten, dass  $q \geq minPts$ . Das heißt innerhalb von  $N_\epsilon(p)$  müssen mindestens  $minPts$  andere Punkte vorhanden sein. Anhand von Bedingung 3.4 erfolgt also eine Kategorisierung der Punkte in zu Clustern zugehörig (hell und dunkelbraune Punkte in Abb. 3.1 links) oder nicht zugehörig (schwarze Punkte). Ein gängiges Abstandsmaß für die  $dist(q, p)$ -Funktion ist die euklidische Distanz in zwei Dimensionen ( $x$ - und  $y$ -Richtung):

$$dist(q, p) = \sqrt{(x_p - x_q)^2 + (y_p - y_q)^2}. \quad (3.5)$$

Die Zugehörigkeit einzelner Punkte zu unterschiedlichen Clustern ist über die räumliche Beziehung der Punkte untereinander definiert. Punkte sind einander zugehörig, wenn sie untereinander dichte-erreichbar sind. Mathematisch ist ein Punkt  $p$  direkt dichte-erreichbar von Punkt  $q$ , wenn die Bedingungen

$$q \in N_\epsilon(p) \text{ und} \quad (3.6a)$$

$$|N_\epsilon(p)| \geq minPts \quad (3.6b)$$

gleichzeitig erfüllt sind. Dabei wird die Unterteilung in “direkt“ dichte-erreichbar (Kernpunkte) und “nicht direkt“ dichte-erreichbar (Randpunkte) vorgenommen (dunkel- und hellbraune Punkte in Abb. 3.1 links).

Kernpunkte eines Clusters sind durch miteinander verbundene Punkte definiert, welche untereinander direkt dichte-erreichbar sind, also  $p_1, \dots, p_n$ , für die gilt:  $p_i$  ist durch  $p_j$ , mit  $j = 1 \dots n, j \neq i$  direkt erreichbar (dunkelbraune Punkte in Abb. 3.1, links). Ein Punkt kann ebenso durch mehrere Punkte direkt dichte-erreichbar sein.

Punkte, bei denen lediglich die Beziehung 3.6a, nicht jedoch 3.6b erfüllt ist, sind dichte-erreichbar. Das sind Punkte, welche innerhalb der  $\epsilon$ -Umgebung benachbarter Punkte sind. Für deren Nachbarpunkte gilt dann  $|N_\epsilon(p)| \geq \text{minPts}$ , aber nicht für die Punkte selbst. Dichte-erreichbare Punkte sind anschaulich die Randpunkte des Clusters (hellbraune Punkte in Abb. 3.1, links) und gelten mit den Kernpunkte als dichte-verbunden.

Ein Cluster  $C_n$  ist eine nicht leere Teilmenge der Punktwolke  $P$ , welche folgende Bedingungen erfüllt:

$$\forall p, q : p \in C \text{ und } q \text{ dichte-erreichbar und} \quad (3.7a)$$

$$\forall p, q \in C : q \text{ dichte-verbunden mit } p. \quad (3.7b)$$

Folglich gelten alle Punkte  $p$ , welche zu keinem Cluster zugehörig sind, als Rauschen:

$$p \in P | p \notin C_n. \quad (3.8)$$

Zusammengefasst teilt der DBSCAN-Algorithmus also alle Punkte in drei Kategorien ein:

1. Kernpunkte: Als solche gelten Punkte, die  $\text{minPts}$  oder mehr Punkte innerhalb von  $\epsilon$  aufweisen.
2. Randpunkte: Punkte, die lediglich dafür sorgen, dass andere Punkte als Kernpunkte eingestuft werden aber nicht selbst das Kriterium von mindestens  $\text{minPts}$  in  $\epsilon$  erfüllen, werden als (lediglich) dichte-erreichbar eingestuft. Anschaulich handelt es sich hierbei um die Randpunkte eines Clusters.
3. Rauschen: Punkte, bei denen innerhalb von  $\epsilon$  nicht mindestens  $\text{minPts}$  vorhanden sind.

Der Algorithmus ist exakt bezüglich der Kern- und Rauschpunkte, allerdings nicht exakt bezüglich der Randpunkte, da in speziellen Konstellationen Randpunkte von zwei verschiedenen Clustern dichte-erreichbar sein können. Ein solcher Randpunkt ist bei zwei verschiedenen Kernpunkten  $p$  innerhalb von  $N_\epsilon(p)$  vorliegend, sodass diese als dicht gelten, beide Kernpunkte selbst jedoch nicht dichte-verbunden sind; es sind also die Beziehungen 3.6 nicht gleichzeitig erfüllt. Mit Ausnahme der Randpunkte ist dieser Algorithmus deshalb deterministisch.

Randpunkte werden durch DBSCAN dem ersten identifizierten Cluster zugewiesen. Diese Tatsache gilt es im folgenden Spezialfall zu bedenken: Für jedes Cluster wäre nach den obigen Definitionen eine Mindestgröße von wenigstens  $\text{minPts}$  zu erwarten. Allerdings ist (nachvollziehbar) festgelegt, dass Punkte nicht zwei verschiedenen Clustern zugewiesen werden können. Daher ist es möglich, dass auch Cluster mit weniger als  $\text{minPts}$  identifiziert werden. Im Kontext dieser Arbeit werden diese als Rauschen kategorisiert. In Kapitel 5 wird auf diesen Umstand noch einmal Bezug genommen.

Der Algorithmus ist aufgrund seiner lokalen Dichtedefinition in der Lage, Cluster beliebiger Größe und Form zu identifizieren (siehe Abb. 3.1 rechts). DBSCAN benötigt im Vergleich zu anderen etablierten Clusteralgorithmen, wie beispielsweise k-Means (MacQueen, 1967), keine Kenntnisse über die Anzahl

der zu identifizierenden Cluster. Ein weiterer Vorteil ist die relative Einfachheit der Dichtedefinition. Eine Anwendung zur Identifizierung der Gewitteraktivität aufgrund einer hohen raum-zeitliche Dichte ist intuitiv. Ein Nachteil kann unter Umständen die globale Dichtedefinition sein, wenn die Dichte der einzelnen Cluster selbst einer hohen Variabilität unterliegt. Speziell dafür existieren in der Literatur verschiedene Erweiterungen des dichte-basierten Clusterings wie beispielsweise HDBSCAN (Campello et al., 2013; McInnes et al., 2017) oder OPTICS (Ankerst et al., 1999). Ein wesentlicher Nachteil ist allerdings dann die Schwierigkeit der meteorologischen Interpretierbarkeit und die Vergleichbarkeit aufgrund der variierenden Dichtedefinitionen der einzelnen Cluster. Alle genannten Clusteralgorithmen wurden im Rahmen dieser Arbeit hinsichtlich ihrer Anwendbarkeit auf die Blitzdaten getestet. Die so erhaltenen Cluster sowie die Implikation auf die Clusterinterpretation werden ausführlich in Kapitel 5.1 diskutiert.

### Heuristiken für die Wahl der Dichteparameter

Für das Verständnis der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Heuristiken für die Wahl geeigneter Dichteparameter für den ST-DBSCAN-Algorithmus (siehe Kap. 3.2.2) ist zunächst auch die Betrachtung der Heuristiken für die Parameterfindung des DBSCAN hilfreich. Die Wahl geeigneter Parameter  $\epsilon$  und  $minPts$  für den DBSCAN-Algorithmus kann einerseits aus den statistischen Zusammenhängen der Punkte selbst oder aus dem entsprechenden Anwendungsfall erfolgen.

Um aus den statistischen Zusammenhängen der Punkte auf statistischem Wege geeignete Werte für die Parameter  $\epsilon$  und  $minPts$  zu ermitteln, schlagen Ester et al. (1996) die Verwendung der folgenden Methode vor:

1. Ziehung einer (hinreichend großen) Stichprobe aus der Punktwolke.
2. Für jeden Punkt  $p_i$  wird die Distanz  $d_i$  zum nächsten  $p_j$ -ten (mit  $j \neq i$ ) Punkt berechnet.
3. Die ermittelten Distanzen  $d_i$  werden in aufsteigender Reihenfolge sortiert.
4. Die Funktion  $kNN$  (engl. *Nearest Neighbour*) bildet die Entfernung  $d_i$  eines jeden Punkts  $p_i$  zu seinem  $k$ -ten Nachbarn auf die positiven reellen Zahlen  $\mathbb{R}^+$  ab.
5. Das optisch anhand des Graphen der Funktion identifizierte so genannte “Knie“ ist der optimale Wert für  $\epsilon$  (Abb. 3.2, gestrichelte orangene Linie).

Der Verlauf des Graphen der  $kNN$ -Funktion bildet jedoch nicht immer ein eindeutiges “Knie“ aus. Ester et al. (1996) empfehlen daher, verschiedene Werte für  $k$  zu testen und dann anhand des gewünschten Verhältnisses von Punkten in Clustern zu Rauschen und dem optisch bestimmten Knie des Graphen der  $kNN$ -Funktion einen geeigneten Grenzwert für  $\epsilon$  festzulegen. Abschließend ist noch anzumerken, dass der DBSCAN-Algorithmus von quadratischer Komplexität ist ( $O(n^2)$ ). Auf diesen Umstand wird in Kapitel 5.2.1 nochmals Bezug genommen.



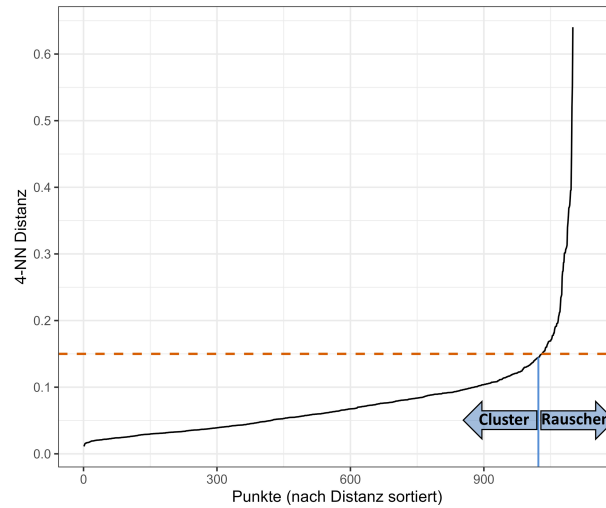


Abb. 3.2.: Die  $k$ NN-Distanz (Erklärung siehe Text) der 1100 Punkte des *multishapes*-Datensatzes von Kassambara und Mundt (2017). Die gestrichelte orangene Linie markiert den optimalen Grenzwert im so genannten Knie des Graphen der  $k$ NN-Funktion.

### 3.2.2. ST-DBSCAN

Der Algorithmus ST-DBSCAN basiert auf dem DBSCAN-Algorithmus und erlaubt die Anwendung auf Punktwolken  $P$  mit einer zusätzlichen zeitlichen Dimension (Birant und Kut, 2007). Dies ermöglicht zusätzlich die Berücksichtigung der Auftrittszeit der Blitze. Aufgrund der zusätzlichen Dimension bedarf es einer Erweiterung der ausschließlich räumlichen Dichtedefinition des DBSCAN um eine zeitliche Dimension. Die  $\epsilon$ -Umgebung eines Punktes  $p$  erweitert sich somit um einen weiteren Parameter:

$$N_{\epsilon}(p) = \{q \in P \mid \text{dist}_{\text{Raum}}(q, p) \leq \epsilon_{\text{Raum}} \wedge \text{dist}_{\text{Zeit}}(q, p) \leq \epsilon_{\text{Zeit}}\}. \quad (3.9)$$

Die räumliche Distanzfunktion  $\text{dist}_{\text{Raum}}$  ist mit der Distanzfunktion des DBSCAN identisch, während die zeitliche (Index: t, engl. *time*) Distanzfunktion  $\text{dist}_{\text{Zeit}}$  den Zeitunterschied zwischen den Punkten  $q$  und  $p$  wieder gibt:

$$\text{dist}_{\text{Zeit}}(q, p) = q_t - p_t. \quad (3.10)$$

Für die Implementierung des Algorithmus in einem Computerprogramm ist die Frage nach der benötigten Rechenzeit bedeutsam. Der Algorithmus ist von der Ordnung  $O(n^2)$ . Damit nimmt auch die Rechenzeit quadratisch mit der Menge der Punktwolke  $P$  zu. Durch die zeitliche Ordnung der Blitzdaten erfolgt de facto eine solche Indexierung und eine Reduktion der Komplexität. In Kapitel 5.2 wird die Anwendung des Clusteralgorithmus ST-DBSCAN auf die raum-zeitlichen Blitzdaten (Mai - August) eines jeden Jahres erläutert. Die maximale Anzahl wurde im Jahr 2015 registriert und betrug über 5 Millionen. Eine direkte Anwendung des Clusteralgorithmus ohne zusätzliche Aufbereitung der Daten ist aufgrund

der quadratischen Ordnung des Algorithmus selbst auf Hochleistungsrechnern nicht möglich. Wie mit diesem Problem in dieser Arbeit umgegangen wird, wird ebenfalls in Kapitel 5.2 erläutert.

### Heuristiken für die Wahl der Dichteparameter

Birant und Kut (2007) schlagen für die Ermittlung optimaler Parameter des ST-DBSCAN die Berechnung der  $k$ NN-Distanz (analog zu DBSCAN) vor. Eine Herausforderung ist allerdings die zusätzliche zeitliche Dimension, welche die Berechnung einer eindimensionalen Distanz pro Punkt  $k$ NN-Distanz unmöglich macht. In der Literatur gibt es hierfür verschiedene Ansätze.

Für die Identifizierung von Blitzclustern wählten Hutchins et al. (2014) beispielsweise die Kombination aus  $\text{minPts} = 2$ ,  $\epsilon_{\text{Raum}} = 0,12^\circ$  und  $\epsilon_{\text{Zeit}} = 18 \text{ min}$ . Pérez-Invernón et al. (2021) hingegen schlagen eine kürzere Zeitspanne von  $\epsilon_{\text{Zeit}} = 15 \text{ min}$  vor als Hutchins et al. (2014) damit einzelne, isolierte Gewitter besser voneinander getrennt werden. Galanaki et al. (2018) wählen zur Identifizierung von einzelnen Gewittern die Parameterkombination  $\text{minPts} = 2$ ,  $\epsilon_{\text{Raum}} = 0,1^\circ$  (ca. 11 km) und  $\epsilon_{\text{Zeit}} = 16 \text{ min}$  und orientieren sich an der Anzahl der identifizierten Cluster in Abhängigkeit von Kombinationen der  $\epsilon$ -Parameter. Ein ähnliches Vorgehen wird auch von Shi et al. (2022) vorgeschlagen. Die Parameter werden dahingehend optimiert, dass das Verhältnis von geclusterten zu nicht-geclusterten Blitzen maximal wird. Die gewählten Parameter sind dann:  $\text{minPts} = 2$ ,  $\epsilon_{\text{Raum}} = 0,1^\circ$  (ca. 11 km) und  $\epsilon_{\text{Zeit}} = 16 \text{ min}$  (Shi et al., 2022). Da sich für die in dieser Arbeit gewünschte Identifikation von großräumigen Gewitterereignissen keine der oben genannten anwendungsspezifischen Parameterwerte statistisch begründbar sind, wird in Kapitel 5.2.1 eine neue Heuristik zur Ermittlung optimaler Parameterwerte für den ST-DBSCAN entwickelt.

### 3.2.3. HDBSCAN

An dieser Stelle liegt der Fokus vor allem auf den Unterschieden zum DBSCAN und ST-DBSCAN, da nach der Anwendung der verschiedenen Clusteralgorithmen auf den Blitzdatensatz sich der ST-DBSCAN-Algorithmus als der geeignetste Algorithmus erwies (siehe Kap. 5.1). Für eine ausführliche Darstellung des HDBSCAN sei auf die entsprechende Literatur von Campello et al. (2013) verwiesen.

Zur Veranschaulichung der Funktionsweise des HDBSCAN soll nun eine eindimensionale Verteilung von Punkten und die zugehörige Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion betrachtet werden (Abb. 3.3 links): Die höchsten Werte der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion korrespondieren mit den dichtesten Regionen. (Lokale) Tiefpunkte separieren die dichten Regionen von Gebieten mit geringerer Dichte. Je nach Wahl des Grenzwertes (horizontale rote Linien) ergeben sich dann Cluster (verschiedenfarbige Punkte) unterschiedlicher Größe. Beispielsweise würde im obersten Fall in Abbildung 3.3 links der DBSCAN-Algorithmus alle fünf Punkte der Punktgruppe aufgrund der punktbezogenen Dichtedefinitheit als Cluster identifizieren und nicht nur die drei rot gefärbten Punkte.

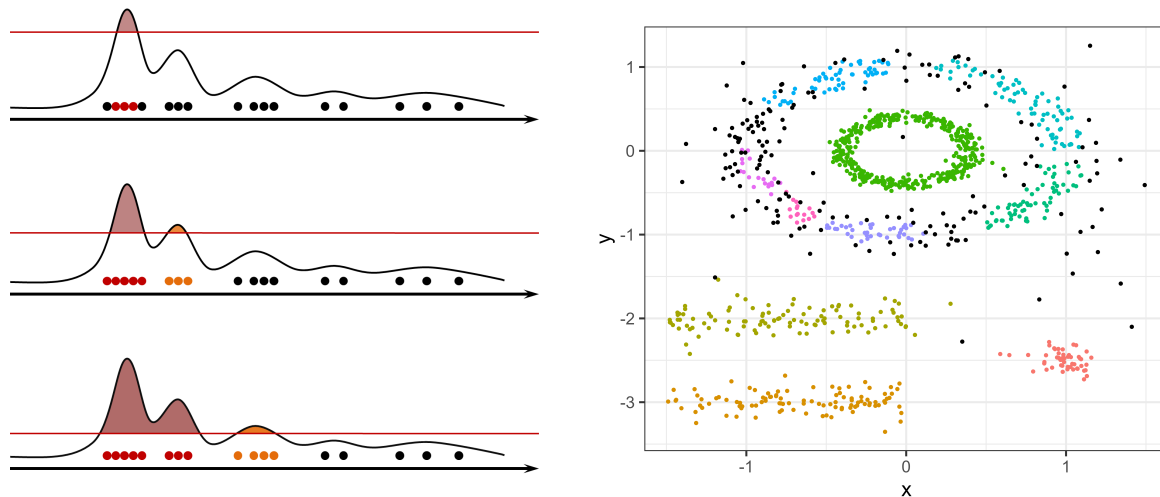


Abb. 3.3.: (links) Die schematische Funktionsweise des HDBSCAN in einer Dimension für drei verschiedene Clustergrenzwerte: Punkte und die daraus resultierende Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (schwarze Kurve) führen bei verschiedenen Grenzwerten (rote Linien) zu unterschiedlichen Clustern (farbige Flächen, verschiedenfarbige Punkte). Die Anwendung des Algorithmus (rechts) mit dem Parameter  $minPts = 10$  auf den *multishapes*-Datensatz von Kassambara und Mundt (2017) mit 1100 Punkten. Die verschiedenen Farben zeigen die Punkte verschiedener identifizierter Cluster.

Auf einen zweidimensionalen Datensatz angewendet (Abb. 3.3 rechts, identisch mit dem Datensatz in Abb. 3.1 rechts) werden durch die Applikation des HDBSCAN Cluster unterschiedlicher Dichte identifiziert. Die unterschiedliche Dichte ist rein optisch feststellbar etwa bei dem Vergleich der beiden Cluster in der linken unteren Ecke mit dem kreisförmigen Cluster um den Punkt (0|0). Bei der weniger dichten, kreisförmigen Punktwolke, welches vom DBSCAN als ein zusammenhängendes Cluster erfasst wird (vgl. Abb. 3.1 rechts, grüne Punkte), werden vom HDBSCAN-Algorithmus darin eingelagerte Cluster lokaler Dichtemaxima identifiziert. Diese Anwendungsbeispiele verdeutlichen den zentralen Unterschied der beiden Algorithmen: Während beim DBSCAN und ST-DBSCAN die Dichte lokal über eine bestimmte Anzahl Punkte innerhalb der  $\epsilon$ -Umgebung eines jeden Punktes definiert ist, identifiziert der HDBSCAN Cluster aufgrund von Dichtefluktuationen zwischen Cluster und Umgebung.

### 3.3. Trendanalyse

Um der Frage nach Änderungen der Gewitterhäufigkeit innerhalb des Untersuchungszeitraums nachzugehen, wird die (jährliche) Anzahl der Gewittertage (siehe Kap. 5.3) und die Anzahl der mithilfe des Clusteralgorithmus ST-DBSCAN identifizierten Gewittercluster (siehe Kap. 5.2) hinsichtlich zeitlicher Trends untersucht. Allgemein soll anhand der Messpunkte  $f(t_i) = y_i$  zu verschiedenen Zeitpunkten  $t_i$  (hier beispielsweise der Jahressummen der Gewittertage an den Gitterpunkten) die allgemeine Form anhand einer Gerade  $f(x) = \hat{\alpha} + \hat{\beta}x$  approximiert werden. Der Schätzer  $\hat{\beta}$  beschreibt bei der Gewitterhäufigkeit die Änderungsrate pro Zeiteinheit (bspw. pro Jahr). Die Lösung für die beiden Schätzer  $\hat{\alpha}$  und  $\hat{\beta}$  ergibt

sich durch die Minimierung der Residuen. Ausgehend von der Differenz zwischen der Approximationsgeraden  $r_i$  und den Messwerten zu einem Zeitpunkt  $t_i$ , also  $(t_1, y_1) \dots (t_n, y_n)$ ,

$$r_1 = \hat{\alpha} + \hat{\beta} + x_1 - y_1 \quad \dots \quad r_i = \hat{\alpha} + \hat{\beta} + x_n - y_n, \quad (3.11)$$

erfolgt die Minimierung der Summe der Fehlerquadrate (kQ, Abdi et al., 2007) zur Ermittlung der Schätzer  $\hat{\alpha}$  und  $\hat{\beta}$ :

$$\min \sum_{i=1}^n r_i^2. \quad (3.12)$$

Die Approximationsgerade verläuft dabei stets durch den Punkt  $(\bar{x}, \bar{y})$ .

Drei wichtige Voraussetzungen zur Anwendung der Methode kQ bei kleinen Stichproben sind allerdings zu berücksichtigen (siehe auch z. B. Lumley et al., 2002 für eine vertiefende Diskussion): (i) eine Normalverteilung der Residuen und (ii) keine Multikorrelarität, d. h. es sollte keine (Auto-)Korrelation der Messpunkte  $x_i$  und  $x_j$  vorliegen. Weiterhin sollten in der Messreihe (iii) keine Ausreißer vorhanden sein. Diese Voraussetzungen (i-iii) der parametrischen Statistik, wozu auch die hier vorgestellte kQ-Methode gehört, sind allerdings bei der zu analysierenden Zeitreihe der Gewitterhäufigkeit nicht (immer) gegeben. Bei Nichterfüllung (z. B. auch bei schiefen Verteilungen der Stichprobe oder einem geringen Stichprobenumfang) sind nichtparametrische statistische Verfahren zu bevorzugen (siehe z. B. Nahm, 2016 für eine vertiefende Diskussion). Der Unterschied zwischen parametrischer und nicht-parametrischer statistischer Analyse besteht darin, dass bei letzterem nicht die Zahlenwerte einer Messreihe, sondern die Rangfolge der Messgrößen bzw. der Vorzeichen verwendet werden (Hollander et al., 2013). Nicht-parametrische Verfahren haben im Allgemeinen eine geringere Teststärke, haben aber dafür bei Verletzung der Modelannahmen (i-iii) eine größere Robustheit (Gao, 2010).

Eine Möglichkeit der nicht-parametrischen Statistik zur Schätzung der Steigung  $\hat{\beta}$  stellt der Theil-Sen-Schätzer (TS) dar. Der TS ermittelt  $\hat{\beta}$  anhand des Medians der Steigungen aller Punktpaare  $(t_i, y_i)$  (Theil, 1950; Sen, 1968):

$$\hat{\beta}_{TS}(t, y) = \text{med}_{i \neq j} \frac{y_j - y_i}{t_j - t_i}. \quad (3.13)$$

Bei der Ermittlung von  $\hat{\beta}_{TS}(t, y)$  werden Duplikate in  $y_n$  ausgeschlossen. Der kritische Wert (engl. *breakdown value*) ist ein Maß für die Robustheit eines Schätzers gegenüber Ausreißern (Rousseeuw und Hubert, 2011; Hubert und Debruyne, 2009). Zur Erhöhung des *breakdown values* schlug Siegel (1982) als Schätzer der Änderungsrate  $\hat{\beta}$  (engl. *repeated median estimator*, RM) folgende Erweiterung des TS

vor: zunächst wird die Mediansteigung pro  $x_i$  berechnet und aus diesen  $n$  Werten wiederum der Median berechnet:

$$\hat{\beta}_{RM}(t, y) = \text{med}_i \text{med}_{j \neq i} \frac{y_j - y_i}{t_j - t_i}. \quad (3.14)$$

Zur Berechnung von Trends der Gewitteraktivität wird später  $\hat{\beta}_{RM}(t, y)$  verwendet. Auch in Fällen, in denen die Voraussetzungen zur Verwendung der parameterischen kQ-Methode erfüllt sind, liefert der RM-Schätzer ebenfalls noch gute Schätzwerte (Wilcox, 2010).

#### Signifikanztest

Die Überprüfung der Signifikanz des Trends erfolgt mittels des nicht-parametrischen robusten Mann-Kendall Tests (MKT; Mann, 1945, Kendall, 1975). Die Nullhypothese  $H_0$  besagt, dass kein monotoner Trend vorliegt, also die Datenpunkte der Zeitreihe zufällig und gleichverteilt sind. Demgegenüber wird auf die mögliche Alternativhypothese getestet, dass ein positiver oder negativer Trend in der Zeitreihe vorliegt.

Zunächst wird auf die Zeitreihe  $y_1 \dots y_n$  die Signumfunktion angewendet

$$S \equiv \text{sgn}(y_i - y_j) = \begin{cases} 1, & y_i - y_j > 0, \\ 0, & y_i - y_j = 0, \\ -1, & y_i - y_j < 0 \end{cases} \quad (3.15)$$

welche eine positive oder negative Änderung zwischen den Messwerten zu den Zeitpunkten  $i$  und  $j$  angibt. Von dieser Menge wird dann der Erwartungswert

$$E(S) = \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=i+1}^n \text{sgn}(y_i - y_j) \quad (3.16)$$

bestimmt. Je häufiger also die Differenzen der Messwertpaare verschiedene Vorzeichen haben, desto stärker kommt es nach Gleichung 3.16 zu einer Abweichung des Mittelwerts von 0. Die Varianz wird mit der Anzahl an Messwerten  $y_i$  mit identischen Werten  $p$  und der jeweilige Anzahl identischer Werte  $q$  jener  $p$ -ten Gruppe mit

$$\text{VAR}(S) = \frac{1}{18} \left( n(n-1)(2n+5) - \sum_{k=1}^p q_k(q_k-1)(2q_k+5) \right) \quad (3.17)$$

berechnet. Die Teststatistik ist dann gegeben durch:

$$Z_{MK} = \begin{cases} \frac{E(S)-1}{\sqrt{VAR(S)}}, & E(S) > 0, \\ 0, & E(S) = 0, \\ \frac{E(S)+1}{\sqrt{VAR(S)}}, & E(S) < 0, \end{cases} \quad (3.18)$$

und für eine Zeitreihenlänge von  $n > 8$  näherungsweise normalverteilt.

Mit der Angabe des Signifikanzniveaus (in dieser Arbeit mit  $p = 0,05$ ) wird berechnet, ob die Alternativhypothese  $H_a$  akzeptiert wird: Wenn  $|Z_{MK}| \geq Z_{1-\alpha/2}$  über- oder unterschritten wird ( $Z_{1-\alpha/2}$  ist das 2,5-te Quantil der Standardnormalverteilung  $N(0, 1)$ ; zweiseitiger Test), dann wird  $H_0$  verworfen und es wird die Existenz eines nicht zufällig gemessenen Trends in der Zeitreihe angenommen.

Statistische Tests sind grundsätzlich für zwei verschiedene Fehlerarten anfällig: (i) fälschliche Ablehnung der Nullhypothese  $H_0$  (Fehler 1. Art). Bei einem zu hoch gewählten statistischen Signifikanzniveau  $\alpha$  führt dies zu falsch positiven Fehlern, also in diesem Beispiel wird fälschlich das Vorhandensein eines Trends angenommen. (ii) Eine falsche Annahme der Nullhypothese  $H_0$  (Fehler 2. Art). Dieser Fehler bedeutet eine (zu) geringe Teststärke, welche zu falsch negativen Fehlern führt. In diesem Beispiel würde also ein eigentlich vorhandener Trend als solcher nicht erkannt werden.

Wie Tiao et al. (1990) und Hamed und Rao (1998) zeigen, ist der MKT sensitiv gegenüber Autokorrelationen in der Zeitreihe  $Y$  und damit verbunden mit einer Zunahme der Fehler 1. Art (z. B. auch Blain, 2013; Hardison et al., 2019). Eine Möglichkeit ist daher, die Zeitreihe hinsichtlich eines autoregressiven Lag-1-Prozesses (AR(1); also einer Korrelation zwischen Werten einer Zeitreihe, die eine bestimmte Zeitperiode auseinander liegen) zu bereinigen (engl. *pre whitening*):

$$y_{t, PW} = y_t - AR(1)(y_{t-1}). \quad (3.19)$$

Allerdings erfolgt durch das *pre-whitening*-Verfahren eine Erhöhung der Anzahl an Fehlern 2. Art, da eine solche Reduktion der Zahlenwerte auch eine Reduktion der Teststärke zur Folge hat. Dies ist insbesondere dann der Fall, wenn durch die Existenz eines (real existierenden) Trends, ob positiv oder negativ, eine Über- bzw. Unterschätzung von AR(1) erfolgt. Yue et al. (2002) schlagen daher einen vierstufigen Prozess vor:

1. Bestimmung des  $\hat{\beta}$ -Schätzers mittels Theil-Sen-Verfahren aus den unbearbeiteten Originaldaten.
2. Entfernung des Trends aus der Zeitreihe  $y_i$

$$y_{t, detr} = y_t - \hat{\beta}t. \quad (3.20)$$

3. Entfernung von AR(1) von  $y_{t, \text{detr}}$  mittels *pre-whitening* (Gl. 3.19).
4. Hinzufügung des Trends zu  $y_{t, \text{PW, detr}}$  (engl. *trend-free pre-whitening*):

$$y_{t, \text{TFPW}} = y_{t, \text{PW, detr}} + \hat{\beta}t. \quad (3.21)$$

Final wird dann aus der *trend-free pre-whitening* (TFPW) Zeitreihe  $y_{t, \text{TFPW}}$  mittels MKT hinsichtlich Signifikanz getestet. Das TFPW erhöht die Teststärke (Reduktion Fehler 2. Art), allerdings auf Kosten einer Zunahme der Fehler 1. Art.

Es sei an dieser Stelle angemerkt, dass zur Ermittlung der Signifikanz von Trends der Gewitteraktivität (Kap. 7) der MKT sowohl mit als auch ohne TFPW getestet worden ist. Die Auswirkungen auf die wesentlichen meteorologischen Schlussfolgerungen waren vernachlässigbar. In der Regel erfolgt die Interpretation von Änderungen der Gewitteraktivität für größere Gebiete, welche sich aus einer größeren Menge aus Gitterpunkten zusammensetzen. Der Effekt des TFPW wirkt sich zwar auf die Signifikanzberechnung einzelner Gitterpunkten aus, ohne jedoch Aussagen für bestimmte Regionen im Ganzen wesentlich zu beeinflussen. Sämtliche Abbildungen mit Trendberechnungen mit Signifikanzangaben sind daher Signifikanzen, welche sich aus der MKT-Berechnung mit TFPW ergaben. Die Berechnungen erfolgten mithilfe der R-packages „RobustLinearReg“ (Hurtado, 2020) und „modifiedmk“ (Patakamuri und O’Brien, 2021).

#### 3.4. Chancenverhältnis

Die Frage, ob bei bestimmten großräumigen Strömungskonfigurationen die Auftrittswahrscheinlichkeit von Gewittern erhöht oder reduziert ist, wird mithilfe des Chancenverhältnisses (engl. *odds ratio*, OR) untersucht. Das OR ist ein statistischer Parameter, der den Grad der Korrelation zwischen zwei binären Variablen beschreibt. Das OR ist der Quotient aus der bedingten Wahrscheinlichkeit (hier der relativen Häufigkeit) des Auftretens eines Ereignisses (Gewittertag oder Gewittercluster) bei einer bestimmten Strömungskonfiguration (hier als Beispiel ein bestimmtes Wetterregime) und aller übrigen Tage ohne jene Strömungskonfiguration:

$$OR = \frac{\frac{P(GT|WR)}{1-P(GT|WR)}}{\frac{P(GT|(1-WR))}{1-P(GT|(1-WR))}} = \frac{P(GT|WR)}{1-P(GT|WR)} \cdot \frac{1-P(GT|(1-WR))}{P(GT|(1-WR))}. \quad (3.22)$$

Das OR wird dann wie folgt interpretiert:

OR>1: während des Regimes ist die Gewitteraktivität erhöht. OR<1: während des Regimes ist die Gewitteraktivität reduziert.

Tab. 3.1.: Wertepaare des Chancenverhältnisses (OR) und YulesQ.

OR	0,25	0,33	0,5	1	2	3	4
YulesQ	-0,6	-0,5	-0,33	0	0,33	0,5	0,6

Bei der Berechnung des OR kann es vorkommen, dass die relative Häufigkeit den Wert 0 annimmt. Daher kommt die so genannte Haldane-Anscombe Korrektur zur Anwendung, bei der ein konstanter Wert von 0,5 zu allen relativen Häufigkeiten addiert wird (Anscombe, 1956; Haldane, 1956).

Der mögliche Wertebereich des OR ist  $[0, \infty]$ . Um das OR auf das Intervall  $[-1, 1]$  zu normieren, schlägt Yule (1912) die folgende Transformation vor:

$$\text{YulesQ} = \frac{\text{OR} - 1}{\text{OR} + 1}. \quad (3.23)$$

YulesQ kommt in dieser Arbeit dann zur Anwendung, wenn ein solcher normierter Wertebereich vorteilhaft ist. Bei der Interpretation gilt es die transformierten Werte zu beachten (Tab. 3.1).

YulesQ > 0: während des Regimes ist die Gewitteraktivität erhöht. YulesQ < 0: während des Regimes ist die Gewitteraktivität reduziert.

### Signifikanztest

Zur Ermittlung der Signifikanz des Zusammenhangs zwischen der Gewitteraktivität und beispielsweise eines Wetterregimes wurde der exakte Test nach Fisher (1992) verwendet. Dieser Test ist gegenüber dem  $\chi^2$ -Test zu bevorzugen, wenn mehr als 20 % der Zellen der Kontingenztabelle weniger als fünf Ereignisse aufweisen (Kim, 2017).

Fishers exakter Test bildet Kombinationen der Häufigkeiten in der Kontingenztabelle. Für diese Kombinationen werden die Wahrscheinlichkeiten berechnet und addiert. Diese Wahrscheinlichkeiten folgen einer hypergeometrischen Verteilung (Fisher, 1992):

$$P = \frac{\binom{a+b}{a} \binom{c+d}{c}}{\binom{n}{a+c}} = \frac{(a+b)!(c+d)!(a+c)!(b+d)}{n!a!b!c!d!}. \quad (3.24)$$

Tab. 3.2.: Beispiel einer 2 x 2 Kontingenztabelle zum Auftreten von Gewittertagen bei einem Wetterregime.

	WRx	kein WRx
GT	a	b
kein GT	c	d



Die Variablen  $a$  bis  $d$  ergeben sich aus Kontingenztabelle 3.2. Die Formulierung der Nullhypothese  $H_0$  lautet: Die Häufigkeit der Gewittertage ist bei einem bestimmten Wetterregime gleich. Die Alternativhypothese  $H_1$  lautet: Die Häufigkeit der Gewittertage ist bei dem Wetterregime unterschiedlich. Die Ablehnung der Nullhypothese erfolgt dann bei Unterschreitung des gewählten Signifikanzniveaus (hier  $P \leq \alpha = 0.05$ ). Als exakt wird der Test bezeichnet, weil keine Approximation der Verteilung (wie beispielsweise beim  $\chi^2$ -Test) verwendet wird, sondern die Signifikanz aus den Daten der Kontingenztabelle direkt berechnet wird.

### 3.5. Bagplot

Zur gleichzeitigen Analyse der Größe und Dauer der mithilfe des ST-DBSCAN-Algorithmus identifizierten Gewittercluster kommen so genannte Bagplots zur Anwendung. Ein Bagplot ist die bivariate Verallgemeinerung des eindimensionalen Boxplots, welcher Lage, Verteilung, Korrelation, Schiefe und Ausläufer eindimensionaler Daten visualisiert (Rousseeuw et al., 1999) (Abb. 3.4 links). Das Äquivalent des Medians in einer Dimension ist der so genannte Tiefenmedian (engl. *depth median*). Das Polygon, welches 50 % der Datenpunkte um den Schwerpunkt herum enthält, entspricht dem Interquartilsbereich (engl. *bag*, Rousseeuw et al., 1999). Eine weiteres umhüllendes Polygon entspricht den *whiskers* des eindimensionalen Boxplots (engl. *fence*, Rousseeuw et al., 1999).

Das Konzept bei der Konstruktion eines Bagplots ist die Berechnung der sogenannten *Tukey depth*  $D(\theta, Z_n)$  eines Punktes  $\theta \in \mathbb{R}^2$  im Verhältnis zu einer bivariaten Punktwolke  $Z = z_1, \dots, z_n$  (vgl. auch Abb. 3.4 rechts; Tukey, 1975):

$$D(\theta, Z) = \inf_{\mathbf{v} \in \mathbb{R}^2, \|\mathbf{v}\|=1} \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n 1 \left\{ \mathbf{v}^T (Z_i - \theta) \leq 0 \right\}. \quad (3.25)$$

Dabei ist  $\mathbf{v}^T$  der Vektor senkrecht zur Begrenzung der Halbraumfläche (siehe Abb. 3.4 rechts),  $n$  die Anzahl der Punkte der Punktwolke  $Z$  und  $1 \{ \cdot \}$  ist eine Funktion, welche den Wert 1 liefert, wenn das Argument erfüllt ist (also ein Punkt in der Halbraumfläche liegt). In Abbildung 3.4 rechts ist  $D(\theta, Z) = 0,5$ . Die *Halfspace location depth* ( $\text{ldepth}(\theta, Z)$ ) ist dabei durch die kleinste Anzahl  $z_i$  definiert, die in einer Halbebene mit Begrenzungslinie durch den Punkt  $\theta$  liegt. Anschaulich wird dies berechnet durch eine sukzessive Rotation der Halbebene um  $180^\circ$  (Rousseeuw et al., 1999). Der *Depth median*  $\mathbf{T}$  ist definiert als der Punkt  $\theta$  mit dem größten  $\text{ldepth}(\theta, Z)$ . Gibt es mehrere Punkte  $\theta$ , die diese Bedingung erfüllen, ist  $\mathbf{T}$  als der Flächenschwerpunkt in der Region mit  $\max \text{ldepth}(\theta, Z)$  (Rousseeuw et al., 1999).

Eine Region  $D_k$  ist die Menge aller Punkte  $\theta$  mit  $\text{ldepth}(\theta, Z_n) \leq k$ . Diese Regionen sind konvexe Polygone und die Konstruktion der beiden Polygone des Bagplots erfolgt durch die folgenden Schritte:

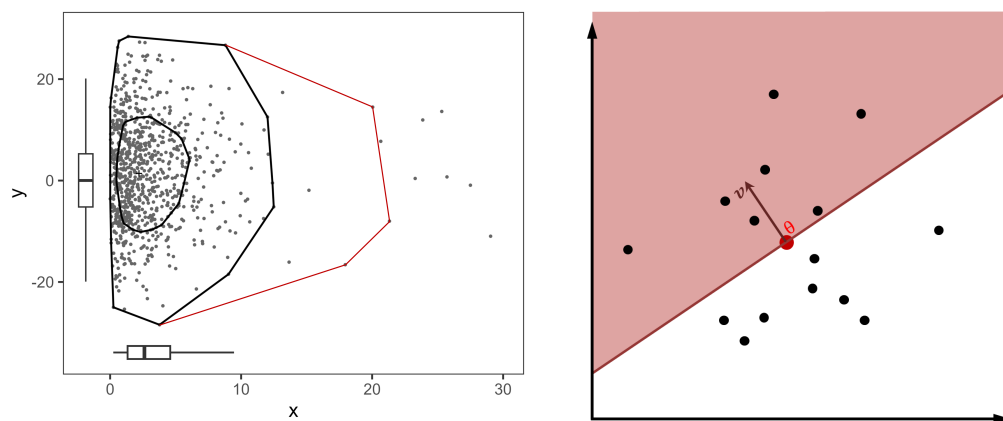


Abb. 3.4.: Beispiel (links) eines Bagplots für eine zufällig generierte Punktwolke (x-Richtung: Gammaverteilung; y-Richtung: Normalverteilung). In x- und y-Richtung gibt jeweils zusätzlich ein Boxplot Auskunft über die jeweilige Verteilung in dieser Dimension. Die rote Linie zeigt die Erweiterung des äußeren Polygons bei Verdoppelung des Faktors (siehe Text). Beispiel (rechts) zur Berechnung der *Tukey Depth* eines Punktes  $\theta$  in einer Punktwolke  $Z$ .

1.  $\#D_k$  seien alle Punkte in  $D_k$ . Der Wert  $k$  wird bestimmt durch die Bedingung:  $D_k \geq [n/2] < D_{k-1}$  (also die Hälfte aller Punkte der Punktwolke um den *Depth median*). Alle Punkte  $\#D_k$  markieren dann das innere Polygon, das so genannte *bag* des Bagplots (Rousseeuw et al., 1999).
2. Das äußere Polygon, der so genannte *fence*, wird durch dasselbe Prinzip bestimmt, allerdings wird  $k$  um den Faktor 3 vergrößert (Rousseeuw et al., 1999). Anmerkung: In der Arbeit wird auch manchmal der Faktor 6 verwendet um optisch eine bessere Unterscheidung zwischen verschiedenen Bagplots innerhalb einer Abbildung zu erhalten (vgl. Abb. 3.4 links, rote Linie).

Punkte außerhalb des *fence* werden als Aureißer bezeichnet. Zur Anwendung kommt die Implementierung von Marwick (2016) in der Programmiersprache R.



## 4. Datensätze

Zur Identifikation der Gewitteraktivität werden Blitzdaten genutzt, die hier als Erstes vorgestellt werden. Die Analysen des Zusammenhangs der Gewitteraktivität und großräumiger atmosphärischer Strömungskonfigurationen basieren auf Reanalysedaten, Telekonnektionsindizes und Wetterregimen. Die detaillierte Betrachtung der genannten Datensätze wird in diesem Kapitel vorgenommen.

### 4.1. Blitzdaten

Mehrere nationale Blitzortungsnetzwerke haben sich 2001 zum europäischen Blitzortungssystem (engl. *European Cooperation for Lightning Detection*, EUCLID) zusammengeschlossen (Schulz und Diendorfer, 2002). EUCLID, dessen Daten hier verwendet werden, geolokalisiert Blitzschläge durch eine Kombination der TOA- und MDF-Techniken (Kap. 2.8.3; z. B. Poelman et al., 2013; Pohjola und Mäkelä, 2013; Paul et al., 2019; Poelman und Schulz, 2020). Da alle Sensoren im gleichen Frequenzbereich (LF) arbeiten, ist aufgrund der höheren Redundanz durch die Kombination der verschiedenen Netzwerke im Vergleich zu den einzelnen Netzwerken die raum-zeitliche Lokalisierung verbessert (Schulz und Diendorfer, 2002). Ebenso erfolgt die Berücksichtigung lokaler Sensorstandortbedingungen durch individuell kalibrierte Sensoren (z. B. Schulz et al., 2005; Schulz et al., 2016). Die Daten des EUCLID-Messnetzes geben Auskunft über den Ort, den Zeitpunkt, den Blitztyp (bspw. Wolke-Boden, vgl. Kap. 2.8), die maximale Stromstärke und die Polarität (Schulz et al., 2016). Seit 2001 gab es im EUCLID-Messnetz verschiedene Verbesserungen sowohl der Sensoren selbst als auch des Klassifikations- und Ortungsalgorithmus (Schulz et al., 2016; Kohlmann et al., 2017).

Die wichtigsten Leistungsparameter eines Blitzortungssystems sind die Detektionseffizienz (engl. *detection efficiency*, DE), Ortungsgenauigkeit (engl. *location accuracy*, LA) und die Abschätzung der maximalen Stromstärke der Blitze (engl. *peak current estimate*, Diendorfer, 2010). Da die Blitze in dieser Arbeit zur raum-zeitliche Lokalisierung von Gewitterclustern genutzt werden, ist sowohl die Stromstärke als auch die Polarisierung der einzelnen Blitze von untergeordneter Bedeutung.

Zur Validierung der Leistungsparameter DE und LA werden Messgeräte zur Blitzdetektion auf einem Sendemasten genutzt. Da der genaue Ort des Masten bekannt ist, kann dann die DE und LA anhand der Differenzen zu den vom Messnetz detektierten Blitzen berechnet werden. Weiterhin werden zur Bestimmung der Leistungsparameter zeitlich hochauflösende Kameras zur Validierung des Einschlagsortes

und -zeitpunkts verwendet. In verschiedenen Regionen von EUCLID erfolgte die Anwendung beider Möglichkeiten (z. B. Romero et al., 2011; Poelman et al., 2012; Poelman et al., 2013; Azadifar et al., 2016; Schulz et al., 2016; Kohlmann et al., 2017). Des Weiteren werden zur Überprüfung der Netzwerkperformance auch verschiedene Blitzortungssysteme unterschiedlicher Systeme miteinander verglichen (Poelman und Schulz, 2020).

Zur Beantwortung der Forschungsfragen dieser Arbeit ist vor allem auch die zeitliche Homogenität der Daten über den gesamten Zeitraum von 21 Jahren von Bedeutung. Die Auswirkungen der Verbesserungen der Messapparatur auf die Leistungsparameter DE und LA werden daher im Folgenden näher diskutiert. Wie Schulz et al. (2016) anhand von Messungen am Gaisbergturm nahe Salzburg in Österreich zeigen, ergab sich eine Verbesserung der LA von über 300 m im Jahr 2005 auf unter 100 m im Jahr 2016. Da ortsgenaue Vergleichsdaten nur an wenigen ausgewählten Orten (bspw. dem oben erwähnten Messmasten) gemessen werden, wird als eine weitere Möglichkeit die halbe Hauptachse der Konfidenzellipse der Ortung pro Blitzschlag zu berechnet. Diese ist ein Maß, welches eng mit der tatsächlichen Ortungsgenauigkeit zusammenhängt (Diendorfer et al., 2014). Wie die Abnahme des Medians der großen Halbachse im Zeitraum von 2005 bis 2014 zeigt, konnte eine Verbesserung der Ortslokalisierung erreicht werden. Dies trifft beinahe für den gesamten Kartenausschnitt zu (vgl. Abb. 4.1 mit dem verwendeten Ausschnitt, Abb. 6.1). Die Verbesserung der LA im Untersuchungszeitraum ist aus zwei Gründen von vernachlässigbarer Auswirkung auf die zur Analyse der Gewitteraktivität abgeleiteten Datensätze (Kap. 5): (i) das der LA zugrunde liegende stochastische Fehlverhalten und (ii) der (maximalen) Größenordnung von  $10^2$  m (vgl. Abb. 4.1) der LA.

Änderungen der DE hingegen könnten die meteorologischen Schlussfolgerungen in erheblichem Maße beeinflussen. Zeitlich und örtlich begrenzte Variationen der DE sind aufgrund von Ausfällen einzelner Sensoren in verschiedenen Regionen dokumentiert. Beispielsweise gab es einen temporären Sensorausfall in Ungarn und in Polen im Jahr 2014 (Schulz et al., 2016). Der temporäre Sensorausfall 2014 hat auch negative Auswirkungen auf die LA. So sind die Werte der LA in Abbildung 4.1 in der rechten gegenüber der linken Abbildung im südöstlichen Teil Polens, im östlichen Grenzgebiet Ungarns und im Nordosten der Slowakei erkennbar erhöht. Diese temporären Sensorausfälle betreffen vor allem Blitze mit schwachem Spitzenstrom, also vorrangig CC-Blitze. Die Veränderung der DE zeigt sich auch in zeitlichen Veränderungen der Gesamtzahl detektierter CC-Blitze (Abb. 4.2). Insbesondere die deutliche Zunahme des CC/CG-Verhältnisses von 2010 zu 2012 und nochmals von 2014 zu 2016 ist deutlich erkennbar. Ebenso wurde im Jahr 2015 der Klassifikationsalgorithmus geändert. Vor allem vormals als CG klassifizierte Blitze mit geringer Stromstärke ( $< 10$  kA) werden ab diesem Jahr nahezu ausschließlich als CC-Blitz kategorisiert (vgl. die Anzahl der CG mit und ohne schwach positiven CG von 2015 zu 2016). Auf die höhere Wahrscheinlichkeit einer Missklassifikation schwach positiver Blitze weisen ebenso Wacker und Orville (1999a) und Wacker und Orville (1999b) hin.

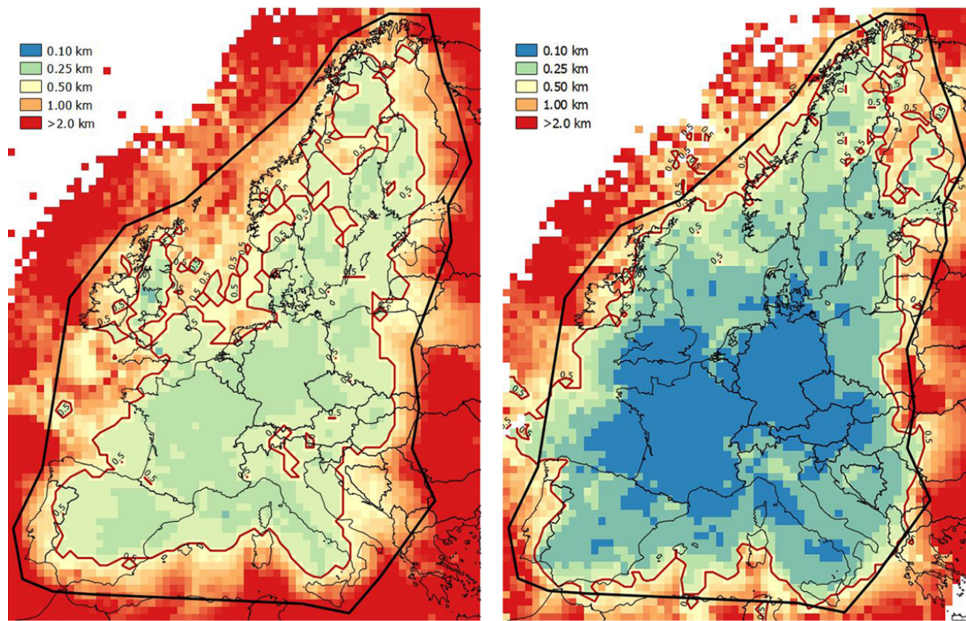


Abb. 4.1.: Median der großen Hauptachse (ein Maß, das mit der tatsächlichen Ortungsgenauigkeit korreliert, Poelman et al., 2014) für das gesamte EUCLID-Netz im Zeitraum (links) von 2005 bis 2014 und (rechts) im Jahr 2014. Das schwarze Polygon zeigt jene Region, in der die LA von anderen Arbeiten als hinreichend genau für weitere Analysen angesehen wurde (Poelman et al., 2014; Poelman et al., 2016). Die rote Linie gibt die 500 m-Konturlinie des Medians der großen Hauptachse an (Schulz et al., 2016). Nachdruck mit freundlicher Genehmigung des Autors.

Auf Empfehlung des Netzbetreibers (Siemens AG, 2023; persönliche Kommunikation) wurden daher zur Sicherstellung größtmöglicher zeitlicher Homogenität im gesamten Datensatz schwach positive CGs ( $< 10$  kA) nicht berücksichtigt.

Die späteren Analysen basieren auf den CG-Daten von Mai bis August (MJJA) der Jahre 2001 bis 2021. Wie in Kapitel 6.1 noch ausführlicher begründet wird, sind durch die Verwendung dieser Periode die saisonale Schwankungen der Gewitteraktivität gegenüber der Verwendung des gesamten Sommerhalbjahres geringer, was eine statistische Auswertung unabhängiger vom saisonalen Faktor erlaubt.

## 4.2. Reanalysedaten (ERA5)

Zur Analyse der Konvektionspotentials werden ERA5-Reanalysedaten verwendet (Hersbach et al., 2020). ERA5 ist die fünfte Generation atmosphärischer Reanalysen des europäischen Zentrums für mittelfristige Wettervorhersage (engl. *European Centre for Medium-Range Weather Forecasts*, ECMWF). ERA5 wird vom *Copernicus Climate Change Service* des ECMWF erstellt und basiert auf dem Datenassimilationsverfahren des *Integrated Forecasting System* (Hersbach et al., 2020). Es werden Daten des Zeitraums von 1979 bis 2021 mit einer horizontalen Auflösung von  $0,25^\circ$  auf 137 vertikalen Ebenen verwendet.

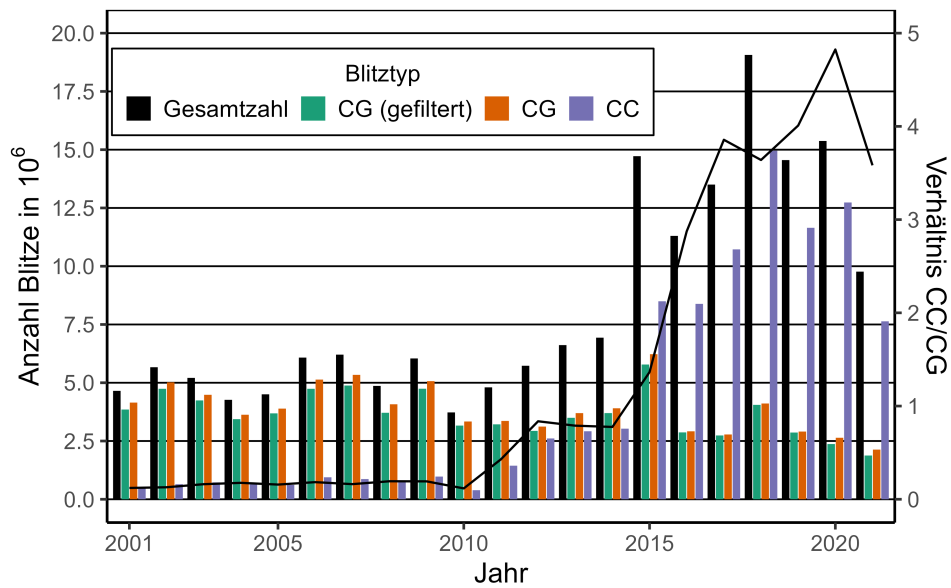


Abb. 4.2.: Anzahl der Blitze im gesamten Untersuchungsgebiet pro Jahr (Mai - August) unterschiedlicher Kategorien und das Verhältnis von CC zu CG Blitzen (schwarze Linie). Gefilterte CG bezeichnet hier die Summe an CGs ohne schwach positive CGs.

Die Berechnung der verwendeten Parameter (konvektiv verfügbare Energie, CAPE; *convective inhibition*, CIN; 0 °C-Grenze; Vertikalgeschwindigkeit in 500 hPa; *surface lifted index*, SLI; *bulk shear*, BS) basierend auf ERA5-Daten wurde von Punge et al. (2023) durchgeführt und von Shi (2021) auf dem europäischen Kontinent verwendet. Weiterhin soll der Einfluss von Meeresoberflächentemperaturen auf die Gewitterhäufigkeit untersucht werden. Dazu werden die täglichen Anomalien der MJJA-Periode des Mittelmeers (42,3° N, 6,3° O; 2001 – 2020) berechnet. Außerdem wurde ein Ort in der Biskaya gewählt (42,3° N, 6,3° O), jedoch ist die Korrelation der Zeitreihen beider Orte sehr hoch (Spearman-Rangkorrelationskoeffizient: 0,91,  $p = 0,05$ ). Daher kommen ausschließlich die Anomalien des Mittelmeers zur Anwendung.

### 4.3. Telekonnektionsindizes

Zur Analyse des Zusammenhangs zwischen der Gewitteraktivität im Untersuchungsgebiet und großräumiger Strömungsmuster werden verschiedene Telekonnektionsindizes verwendet, welche vom US-amerikanischen Wetterdienst bzw. dessen Abteilung für Klimaforschung (*National Weather Service, Climate Prediction Center*) unter dem Dach der *National Oceanic and Atmospheric Administration* (NOAA) bereitgestellt werden. Die Telekonnektionsindizes als monatliche Werte werden auf Grundlage von NCEP-NCAR1-Reanalysedaten (Kalnay et al., 2018) nach der Methodik von Barnston und Livezey (1987) ermittelt (CPC, 2023). Die Berechnung der Telekonnektionsindizes wird anhand der folgenden Schritte durchgeführt (CPC, 2023):

1. Für jeden Kalendermonat werden die führenden zehn (nicht-rotierten) Empirischen Orthogonalen Funktionen (engl. empirical orthogonal function, EOFs) aus den standardisierten Anomaliefeldern (20°N bis 90°N) des 500 hPa Geopotentials des Monats selbst und des jeweils vorangegangenen und nachfolgenden Monats bestimmt. Die Standardisierung erfolgt auf das Mittel des Zeitraums 1950 bis 2000.
2. Anschließend wird eine Varimax Rotation (Kaiser, 1958) auf diese zehn EOFs angewendet und jene Kombination der Modi ermittelt, welche die größte räumliche Varianz des beobachteten standardisierten 500 hPa-Anomaliefeldes in diesem Monat erklärt.

Eine Untersuchung aller zwölf Monatsgruppen der Rotationsmodi ergibt zehn dominante Telekonnektionsmuster, von denen acht in jedem der zwölf Kalendermonate auftreten (CPC, 2023). In dieser Arbeit wird der Zusammenhang zwischen der Gewitteraktivität und den führenden Moden (Nordatlantische Oszillation (engl. *North Atlantic Oscillation*, NAO; Ostatlantisches Muster, engl. *East Atlantic Pattern*, EA); Skandinavisches Muster, engl. *Scandinavian Pattern*, SCAND; Ostatlantisches-Westrussisches Muster, engl. *East Atlantic Westrussia Pattern*, EAWR). Die positiven Phasen der verschiedenen Telekonnektionsindizes zeichnen sich im Sommer im europäischen Raum durch die folgenden Geopotentialanomalien aus (Abb. 4.3):

- Bei positivem **NAO**-Index erstreckt sich eine positive Anomalie über das nördliche Europa (Abb. 4.3). Eine negative Anomalie befindet sich über Grönland und Nordkanada. In dieser Phase sind in Europa die Westwinde stärker ausgeprägt, wenngleich diese Zunahme im Sommer geringer ausgeprägt ist als im Winter (Craig und Allan, 2022).
- In Phasen positiver **EA** befindet sich ein langgezogenes Band mit ausgeprägten positiven Anomalien in den Subtropen und dem Mittelmeer um den 30. nördlichen Breitengrad. Ein negatives Aktionszentrum mit – im Vergleich zum positiven Anomalieband – schwächerer Intensität und deutlich geringerer Ausdehnung befindet sich westlich von Irland. Nach Hall und Hanna (2018) zeigt die positive Phase eine negative Korrelation zur Temperatur in Nordwesteuropa.
- Positive **SCAND**-Phasen sind definiert durch drei Aktionszentren: einer positiven Anomalie über Skandinavien, zwei schwächeren negativen Anomalien im Osten Russlands und einem länglichen Band über dem subtropischen Atlantik, über Spanien und der Mittelmeerregion. Damit assoziiert sind nördliche Windanomalien in Osteuropa (Craig und Allan, 2022).
- In der positiven Phase von **EAWR** befinden sich schwächere negative Anomalien über dem Zentralatlantik und dem Uralgebirge in Russland. Dies führt in Zentraleuropa zu nördlichen Windanomalien im Sommerhalbjahr (Craig und Allan, 2022).



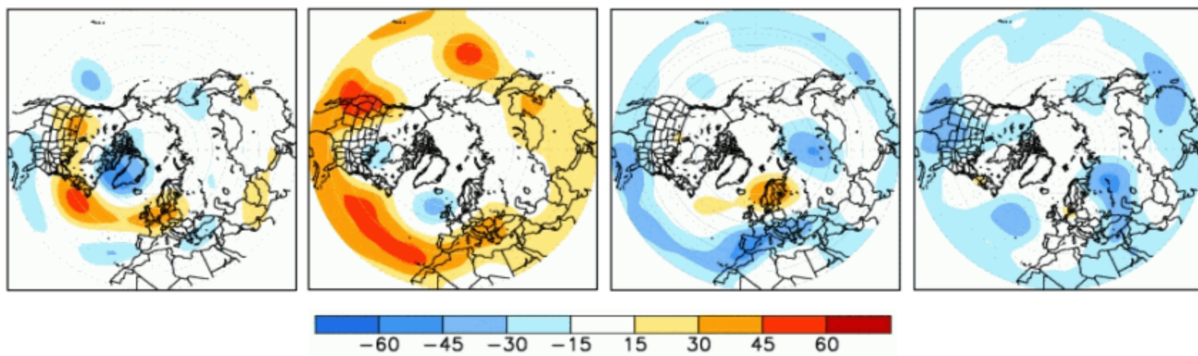


Abb. 4.3.: Ladungsfelder der positiven Phase der in dieser Arbeit analysierten Telekonnectionsmuster im Juli für die gesamte nördliche Halbkugel, wobei die Werte die prozentuale Korrelation mit der Zeitreihe der jeweiligen Hauptkomponente angeben (von links nach rechts: NAO, EA, SCAND, EAWR; leicht modifiziert nach CPC, 2023). Nachdruck gemäß den Vorgaben der National Oceanic and Atmospheric Administration.

#### 4.4. Wetterregime

Zur Beschreibung der Variabilität des Wetters mit einer im Vergleich zu den Telekonnectionsindizes räumlich und zeitlich feineren Auflösung werden Wetterregime aus dem nordatlantisch-europäischen Raum herangezogen. Die sub-saisonale Variabilität auf einer räumlichen Skala von 1000 km und einem Zeitraum von mehr als 5 Tagen kann durch eine (relativ) kleine Anzahl von Zuständen – so genannte Wetterregime – beschrieben werden (Vautard, 1990; Ferranti et al., 2015). Diese wiederkehrenden, quasi-stationären Zustände der großräumigen Zirkulation sind bestimmend für die (regionalen) Wetterbedingungen am Boden (z. B. Windgeschwindigkeit, Temperatur, Sonneneinstrahlung) über mehrere Tage (z. B. Grams et al., 2017).

Ganzjährige Wetterregime für die Region des Nordatlantiks und Europa (80° W - 40° E; 30 - 90° N) mit einer zeitlichen Auflösung von 6 h werden nach dem Ansatz von Grams et al. (2017) identifiziert und, wie in Hauser et al. (2023) beschrieben, für ERA5-Daten angepasst. Im Gegensatz zu den Telekonnectionen, welche die saisonal variierenden Muster der EOF für jeden Kalendermonat verwenden, wird für die Definition der Wetterregime ein ganzjährig konstantes EOF-Muster verwendet (Grams et al., 2017). Die 500 hPa-Anomalien der Geopotentialfelder (Z500) wurden gegenüber einem 90-tägigen gleitenden Durchschnitt der Klimatologie von 1979 bis 2019 berechnet (Grams et al., 2017). Zusätzlich erfolgt die Anwendung eines 10-tägigen Tiefpassfilters (Duchon, 1979), welcher hochfrequente Fluktuationen eliminiert (Grams et al., 2017). Nach einer Normalisierung der Anomalien für eine ganzjährige Definition wird für den erweiterten Phasenraum der sieben führenden empirischen orthogonalen Funktionen (beschreiben 74,4 % der Variabilität) ein k-means-Cluster durchgeführt (Hauser et al., 2023). Ein Wetterregime wird dann als das Cluster-Mittel eines von sieben Clustern definiert, was sich als optimale Anzahl für die ganzjährige Definition erwiesen hat (Grams et al., 2017).

Die sieben Wetterregime lassen sich in drei zyklonale Regimetypen (Zonales Regime, ZO; Skandinavischer Trog, ScTr; Atlantischer Trog, AT) und vier antizyklonale Regimetypen (Atlantischer Rücken, AR; Europäischer Block, EuBL; Skandinavischer Block, ScBL; Grönländischer Block, GL) aufteilen (Hauser et al., 2023). Eine quantitative Aussage über die Ähnlichkeit eines Strömungszustands zu den genannten sieben Wetterregimen erlaubt der Wetterregime-Index ( $I_{WR}$ , Michel und Rivière, 2011; Grams et al., 2017):

$$I_{WR}(t) = \frac{P_{WR}(t) - \overline{P_{WR}}}{\sqrt{\frac{1}{NT} \sum_{t=1}^{NT} (P_{WR}(t) - \overline{P_{WR}})^2}} \quad (4.1)$$

mit der Gesamtzahl an Zeitschritten der Klimatologie NT, dem klimatologischen Mittel  $\overline{P_{WR}}$  der Projektion

$$P_{WR}(t) = \frac{\sum_{(\lambda, \varphi) \in NH} \phi^L(t, \lambda, \varphi) \phi_{WR}^L(\lambda, \varphi) \cos \varphi}{\sum_{(\lambda, \varphi) \in NH} \cos \varphi}, \quad (4.2)$$

mit der niederfrequenten Anomalie des Geopotentials in 500 hPa  $\phi^L(t, \lambda, \varphi)$ , der geopotentiellen Höhe, welche ein Wetterregime definiert,  $\phi_{WR}^L$ , und dem Breiten- und Längengrad  $(\lambda, \varphi)$  der nördlichen Hemisphäre (NH). Nach Grams et al. (2017) werden die Lebenszyklen eines Wetterregimes aus dem zeitlichen Verlauf von  $I_{WR}$  abgeleitet:

Ein Lebenszyklus ist definiert durch mehr als fünf aufeinanderfolgende Tage mit  $I_{WR} > 1$  und dem Maximalwert  $I_{WR}$  des Wetterregimes in diesem Zeitraum. Dazu sei angemerkt, dass aus dieser Definition des Lebenszyklus allerdings nicht folgt, dass die Mindestlänge eines Lebenszyklus fünf Tage beträgt. Dazu folgendes Beispiel: An mehr als fünf Tagen gilt für zwei verschiedene Wetterregime (bspw. EuBL und ScBL)  $I_{EuBL} > I_{ScBL} > 1$ . Am sechsten Tag weist aber das Regime mit dem höheren Maximalwert (hier EuBL) einen Regimeindex von kleiner eins auf, während der Regimeindex von ScBL noch größer als eins ist, also  $I_{EuBL} > 1 > I_{ScBL}$ . Dieser Tag würde nach der obigen Definition den ersten Tag des Lebenszyklus eines ScBL-Regimes markieren.

Als Veranschaulichung der Definition des Lebenszyklus eines Wetterregimes zeigt Abbildung 4.4 den zeitlichen Verlauf aller  $I_{WR}$  der Wetterregime vom 17. Mai bis zum 2. Juli 2016. Der Lebenszyklus von ScBL umfasst den Zeitraum vom 24. Mai, 06:00 UTC bis zum 4. Juni, 00:00 UTC. Im gesamten Zeitraum ist der  $I_{EuBL}$  ebenfalls größer als eins, allerdings ist  $I_{ScBL, \max} > I_{EuBL, \max}$ , weshalb dieser Zeitraum als ScBL-Lebenszyklus gewertet wird. Am Ende kommt es zu einem Wechsel auf GL, dessen Lebenszyklus bis zum 15. Juni, 06:00 UTC, aktiv ist.

In diesem Zeitraum gilt ebenfalls  $I_{AR} > 1$ , allerdings ist  $I_{GL, \max} > I_{AR, \max}$ , weshalb der gesamte Zeitraum als GL-Lebenszyklus kategorisiert wird. Bis zum 26. Juni, 00:00 Uhr hat kein Wetterregime einen aktiven Lebenszyklus. Danach hat bis zum 1. Juli, 18:00 Uhr ScTr einen aktiven Lebenszyklus. Kurze Zeiträume, an denen verschiedene Regime das Kriterium  $I_{WR} > 1$  zwar erfüllen, allerdings nicht über

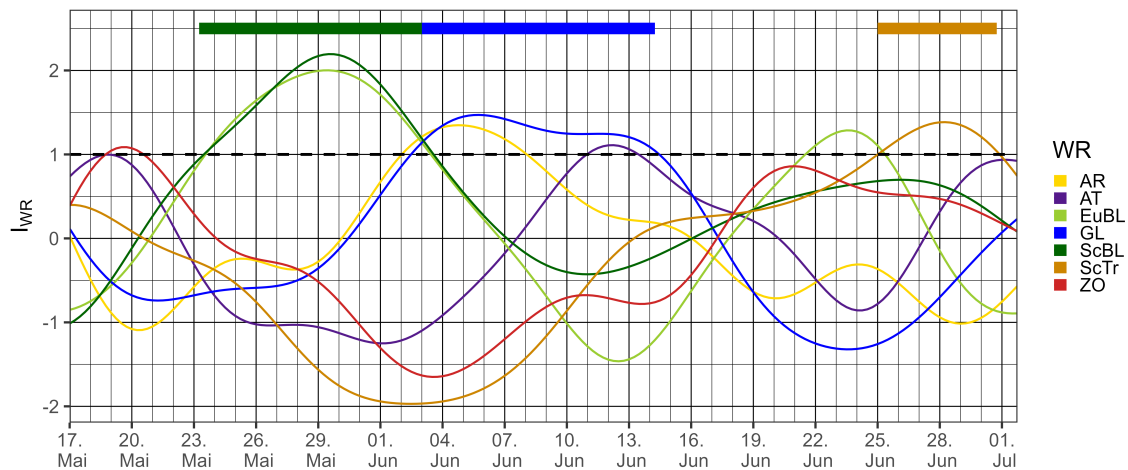


Abb. 4.4.: Der Wetterregimeindex ( $I_{WR}$ ) für alle sieben Wetterregime vom 17. Mai bis zum 1. Juli 2016. Die farbigen Markierungen oben zeigen jeweils das Wetterregime mit aktivem Lebenszyklus.

einen Zeitraum von mindestens fünf Tagen hintereinander (ZO um den 20. Mai, EuBL um den 21. Juni, AT um den 12. Juni), werden nicht als aktiver Lebenszyklus eines Regimes eingestuft.

Wie oben erwähnt lassen sich die sieben Wetterregime in zwei Kategorien zusammenfassen: Drei der sieben Wetterregime sind zyklonal (AT, ZO, ScTr), da die Strömung durch eine dominante, negative Anomalie bestimmt wird. Bei den Regimen ZO und ScTr wird diese negative Anomalie von positiven Anomalien über Europa bzw. dem Nordatlantik flankiert. Vier Regime zeichnen sich durch eine blockierende Strömung aus (AR, EuBL, ScBL, GL), deren dominantes Merkmal eine positive Anomalie ist, jeweils flankiert von schwächeren negativen Anomalien. Strömungsmuster, welche keinem Wetterregime zugeordnet werden können, werden als nicht-klassifizierbar bezeichnet (noReg).

Genauer sind nach Grams et al. (2017) die Wetterregime durch folgende dominierende Strömungskonfiguration charakterisiert (Abb. 4.5):

- Der **Atlantische Trog (AT)** zeichnet sich durch eine einzige dominante, negative Z500-Anomalie östlich von Irland aus. Die Strömung in der oberen Troposphäre ist geradlinig westlich zwischen  $40^\circ$  und  $50^\circ$  N über den gesamten Nordatlantik und West- und Zentraleuropa.
- Das **Zonale Regime (ZO)** wird von einer negativen Z500-Anomalie um Island und Südgrönland bestimmt. Aufgrund eines moderat ausgeprägten Rückens über Zentraleuropa ist die westliche Strömung dort blockiert. Im Vergleich zu AT ist die negative Anomalie in Richtung Nordpol verschoben mit einem Maximum über dem südlichen Grönland. Im östlichen Nordatlantik ist eine westliche Höhenströmung vorherrschend, die über dem Nordatlantik in eine südwestliche Strömung über der Nordsee und Skandinavien übergeht.

- Während eines **Skandinavischen Trogs (ScTr)** liegt die negative Z500-Anomalie im Vergleich zu ZO weiter östlich. Weiterhin zeichnet sich dieses Regime durch ein in West-Ost-Richtung gestreckten Rücken in der Mitte zwischen dem amerikanischen und europäischen Kontinent aus. Der Jetstream ist im Vergleich zu den anderen zonalen Regimen nach Norden verschoben. Über West- und Zentraleuropa sind nordwestliche Strömungen bestimmend.
- Wie bei den anderen blockierenden Regimen ist das bestimmende Merkmal des **Atlantischen Rückens (AR)** eine starke, positive Z500-Anomalie, mit einem Maximum südwestlich von Island. Im Osten über Finnland und dem westlichen Russland ist dagegen ein Trog vorherrschend. Die im klimatologischen Mittel normalerweise vorherrschende westliche Strömung wird blockiert und über dem westlichen Atlantik nach Norden um den Rücken abgelenkt und sorgt dann für nordwestliche Strömungen über Nord- und Westeuropa.
- Während eines **Europäischen Blocks (EuBL)** liegt eine positive Z500-Anomalie über der Nordsee vor. Dieser Rücken sorgt für nordwestliche Strömungen in Skandinavien und eine nördliche Strömung über Osteuropa. In West- und Zentraleuropa ist die im klimatologischen Mittel vorherrschende westliche Strömung vom Atlantik unterbrochen.
- Der **Skandinavische Block (ScBL)** sorgt für eine weiter östlich gelegene Blockierung der westlichen Strömung und einem Maximum der Z500-Anomalie über Skandinavien. Flankiert ist dieser dominierende Rücken von einer schwächer ausgeprägten negativen Anomalie im östlichen Nordatlantik. Der Rücken über Skandinavien sorgt für eine Aufspaltung der westlichen Strömung in einen Zweig polwärts um den Rücken herum und eine westliche Strömung über dem Mittelmeerraum. In West- und Zentraleuropa sorgt dieses Regime für südwestliche Strömungen in der oberen Troposphäre.
- Das Regime **Grönländischer Block (GL)** zeichnet sich durch die am weitesten westlich gelegene Z500-Anomalie aus und sorgt für nördliche Strömungen über Skandinavien und der Nordsee. Weiterhin erstreckt sich eine schwache, zonal ausgerichtete, negative Anomalie vom östlichen Nordatlantik bis nach Nordeuropa. Über West- und Zentraleuropa ist durchgehend eine westliche Strömung bestimmend.

### Wetterregime in Klimasimulationen

Zur Untersuchung der Frage, welche Änderungen der Häufigkeit oder Dauer von Wetterregimen auf der klimatischen Skala zu erwarten sind, werden Klimasimulationen des *Community Earth System Model* (CESM, Hurrell et al., 2013) verwendet. Die atmosphärischen Felder haben eine horizontale Auflösung von 1° und in der Vertikalen 30 Ebenen. Die zeitliche Auflösung beträgt 6 Stunden. Zwei verschiedene Datensätze wurden von Fischer (2021) auf Basis des CESM *Large Ensemble* (CESM-LE, Kay et al., 2015) Projekts generiert:

(i) eine Periode, welche die Jahre 1990 bis 1999 (Ende des 20. Jahrhunderts,  $D_{e20}$ ) umfasst und eine Periode (ii), welche die Jahre 2091 bis 2100 (Ende des 21. Jahrhunderts,  $D_{e21}$ ) abdeckt. Beide Datensätze bestehen aus 35 Ensemblemitgliedern mit einer Länge von jeweils 10 Jahren. Sowohl für die Periode am Ende des 20. als auch am Ende des 21. Jahrhunderts bedeutet dies eine Gesamtzahl von 350 simulierten historischen bzw. zukünftigen Jahren. Die Idee hinter diesen Datensätzen ist es, dekadische Schwankungen durch den umfangreichen Datensatz von 350 Jahren möglichst umfassend abzubilden. Statistische Auswertungen von möglichen Änderungen hinsichtlich der Dauer und Häufigkeit der Wetterregime wären dann nahezu vollständig auf klimatische Änderungen zurückzuführen. Als repräsentativer Konzentrationspfad wird das 8.5 Szenario verwendet (engl. *representative concentration pathway*, RCP 8,5).

Die Anomalien des 500 hPa-Geopotentialfeldes werden jeweils für beide Perioden relativ zum klimatologischen Mittel der jeweiligen Periode berechnet. Durch die Verwendung des relativen klimatologischen Mittels bei der Berechnung der 500 hPa-Anomalien wird bei den Betrachtungen der Fokus auf die Auswirkungen des Klimawandels auf die Variabilität der Strömungsmuster gelegt.

Zur Untersuchung der Frage, ob die Geopotentialfelder bei den historischen Simulationen die real aufgetretenden Felder gut repräsentiert, vergleicht Fischer (2021) die Klimatologien von Reanalysedaten (ERA-Interim) der Periode 1979 bis 2018. Abgesehen von einem geringen Bias hin zum Auftreten von mehr zonalen Strömungsmustern repräsentiert die Klimatologie der historischen Simulationen jene Klimatologie der Reanalysedaten gut (Fischer, 2021).

Weiterhin wurde bei beiden Perioden eine geringfügige Anpassung des Grenzwertes des Projektionsindex  $I_{WR}$  (Gl. 4.1) für den Lebenszyklus eines Wetterregimes vorgenommen. Eine Reduktion des Grenzwertes von 1 auf 0,98 gleicht die Raten der nicht-klassifizierten Strömungsmuster beider Perioden zu der Rate der Reanalysedaten an (Fischer, 2021).

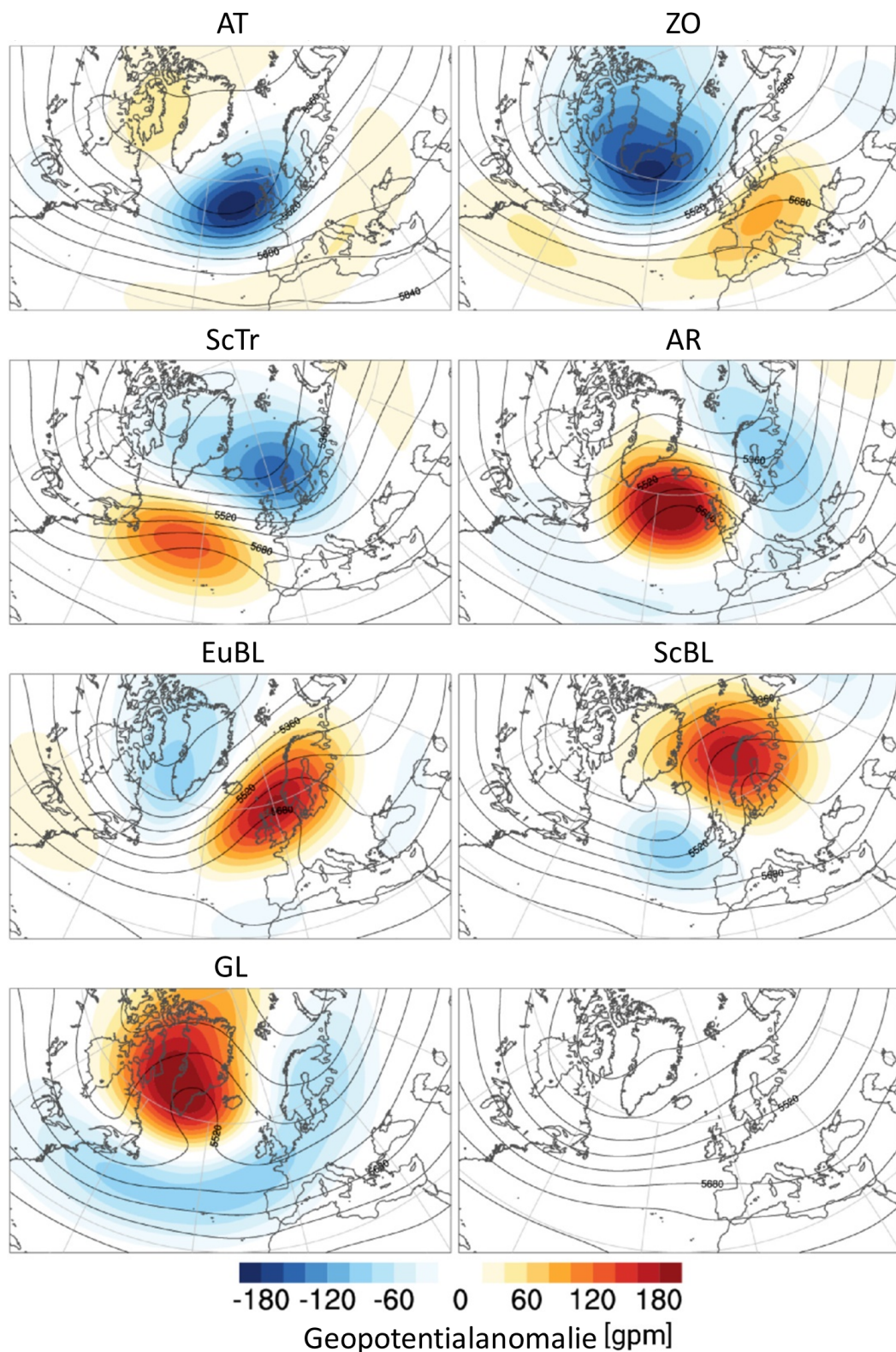


Abb. 4.5.: Mittlere 500 hPa-Geopotentialhöhe in gpm (Konturen) und entsprechende Anomalien in gpm (Schattierung) der sieben ganzjährigen Wetterregime inklusive der mittleren 500 hPa-Geopotentialhöhe aller sonstigen, nicht kategorisierbaren Strömungskonfigurationen (nach Büeler et al., 2021). © John Wiley & Sons (genehmigter Nachdruck).





## 5. Erfassung der Gewitteraktivität

Die raum-zeitliche Homogenität des Blitzdatensatzes über den Zeitraum von 21 Jahren ermöglicht eine gleichmäßige Erfassung der Gewitteraktivität im Untersuchungsgebiet. Weiterhin erfolgt auf dieser Grundlage die Identifikation von Gewitterclustern mithilfe des im vorherigen Kapitel vorgestellten ST-DBSCAN-Algorithmus. In diesem Kapitel werden verschiedene aus den Blitzdaten abgeleitete Datensätze vorgestellt, anhand derer im Weiteren statistische Analysen hinsichtlich des Zusammenhangs zwischen der Gewitteraktivität und großskaligen atmosphärischen Strömungsmustern vorgenommen werden.

### 5.1. Anwendung und Vergleich der Clusteralgorithmen

Die Verwendung eines dichtebasierten Clusteralgorithmus' bei der raum-zeitlichen Erfassung von Gebieten mit hoher Gewitteraktivität soll anhand eines Beispieltags (Abb. 5.1, 18.07.2018) erläutert werden. In den frühen Morgenstunden traten Blitze über der Ostsee, über dem Norden Spaniens und der Biskaya auf. Im weiteren Tagesverlauf verlagerte sich die Gewitteraktivität weiter nach Osten und Norden und dehnte sich auch über den Süden Frankreichs aus. Davon räumlich getrennt kam es in der Nacht im Dreiländereck zwischen Frankreich, Schweiz und Italien erneut zu Gewittern. Im Nordosten des Untersuchungsgebiets, über Polen, traten ebenfalls kleinräumige Gewitter auf, ebenso wie über Kroatien und Slowenien am Nachmittag.

Die Anwendung des DBSCAN-Algorithmus' (mit  $minPts = 40$  und  $\epsilon_{Raum} = 50$  km) ergibt fünf verschiedene Cluster: Je ein Cluster umfasst jeweils die Blitze über der Ostsee, Polen, Kroatien und dem Dreiländereck von Frankreich, Schweiz und Italien. Ein räumlich weit ausgedehntes Cluster findet sich über dem Norden und Süden Spaniens. Zu beachten ist die mangelnde zeitliche Differenzierung in Polen, welche in der Abbildung rechts oben deutlich erkennbar ist.

Der HDBSCAN erfasst beispielsweise im oben erwähnten Spanien-Frankreich Cluster des DBSCAN-Algorithmus kleinräumige Cluster mit extrem hoher räumlicher Dichte. Zusätzlich werden aufgrund ihrer Isoliertheit die Cluster des DBSCAN in Polen und über der Ostsee zusammengefasst. Der ST-DBSCAN (mit  $minPts = 40$ ,  $\epsilon_{Raum} = 50$  km und  $\epsilon_{Zeit} = 20$  min) ist in der Lage, aufgrund der Berücksichtigung der zeitlichen Dimension das Cluster des DBSCAN über Polen größtenteils als Rauschen zu identifizieren. Ebenso werden raum-zeitliche Strukturen im Spanien-Frankreich Cluster (DBSCAN: grüngelb) feiner aufgelöst (ST-DBSCAN: türkis, grün, gelb) aufgrund der raum-zeitlich definierten  $\epsilon$ -Umgebung.



Bei der Anwendung des DBSCAN würde sich zusätzlich die Frage nach der zeitlichen Aufteilung des Blitzdatensatzes stellen. Auf die Blitze jedes Zeitschritts würde dann der Algorithmus angewendet werden. Der HDBSCAN (Abb. 5.1 links unten) hat den Nachteil, dass aufgrund der variierenden Dichtedefinitionen die meteorologische Interpretierbarkeit erschwert wird. Voneinander isoliert auftretende Blitze in einer sonst gewitterarmen Umgebung werden als gewitteraktives Cluster erfasst, während in einem Gebiet mit raum-zeitlich gehäuftem Blitzauftreten die Gebiete mit höchster Intensität geclustert werden. Für die Erfassung von interpretierbaren und zeitlich konsistenten Gewitterclustern ist daher, trotz der leichten Nachteile, ein Algorithmus mit global einheitlich definierter (raum-zeitlicher) Dichte (ST-DBSCAN) am geeignetsten.

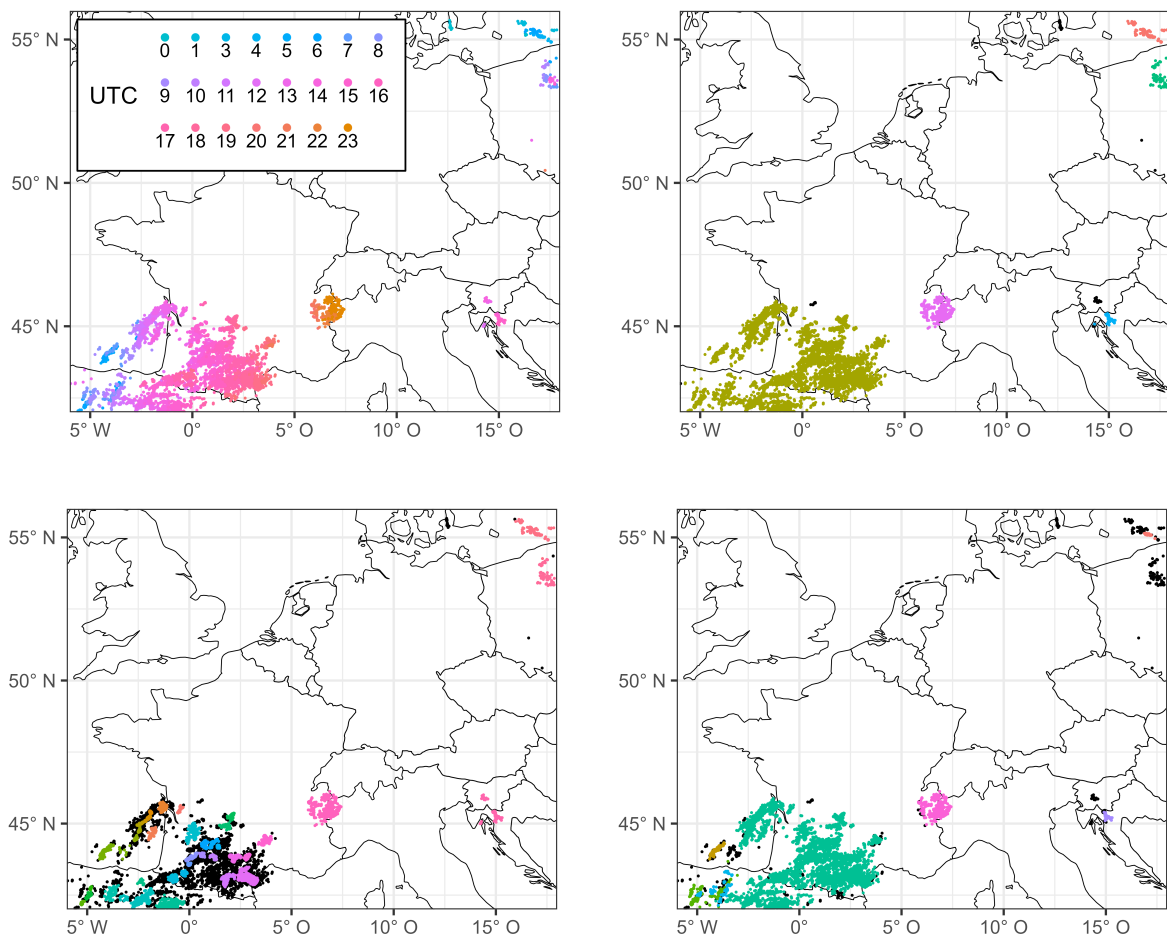


Abb. 5.1.: Alle von EUCLID lokalisierten Blitze am 18. Juli 2018. Die Farben (oben links) geben Auskunft über den Auftrittszeitpunkt des jeweiligen Blitzes mit stündlicher Auflösung. Durch die Anwendung verschiedener Clusteralgorithmen (DBSCAN, oben rechts; HDBSCAN, unten links; ST-DBSCAN unten rechts) auf das Blitzaufkommen werden unterschiedliche (verschiedene Farben) Cluster identifiziert. Schwarze Punkte markieren als Rauschen klassifizierte Blitze.

## 5.2. Gewittercluster

Gewittercluster sollen primär räumlich ausgedehnte konvektive Gebiete umfassen, bei denen außerdem ein enger zeitlicher Zusammenhang besteht. Gleichzeitig soll aber trotzdem eine gute Separierung einzelner Gebiete erzielt werden und kleine, lokal isoliert auftretende Gewitterzellen mit geringem Blitzumfang sollen nicht im finalen Datensatz enthalten sein. Die wesentliche Herausforderung bei der Anwendung des ST-DBSCAN-Algorithmus ist es, diese Ziele durch die Wahl geeigneter Parameter zu verwirklichen. Als erster Schritt wird dazu die Geolokalisierung der einzelnen Blitze (Längen- und Breitengrad) in kartesische Koordinaten überführt.

### 5.2.1. Heuristisches Verfahren zur Dichteparameterfindung

Wie am Ende von Kapitel 3.2.2 diskutiert, existiert für den dreidimensionalen Clusteralgorithmus ST-DBSCAN keine Methodik, anhand derer sich aus der raum-zeitlichen Beziehung der Punkte zueinander (statistisch) geeignete Parameter bestimmen lassen. Daher wird im Rahmen dieser Arbeit eine neue Heuristik zur Ermittlung geeigneter Werte für die Parameter  $\epsilon_{\text{Raum}}$ ,  $\epsilon_{\text{Zeit}}$  und  $\text{minPts}$  entwickelt. Das prinzipielle Vorgehen ist eine Weiterentwicklung der  $k$ NN-Methode und wird zunächst ohne eine zeitliche Dimension vorgestellt. Der Parameter  $\epsilon_{\text{Raum}}$  wird um diskrete Werte (Index  $x$ ) sukzessive erhöht. Dabei wird für jedes  $\epsilon_x$  der Prozentsatz an Punkten ermittelt, deren  $\epsilon$ -Umgebung mindestens  $\text{minPts}$  (hier im folgenden Beispiel vier) einschließen (Abb. 5.2 links). Im Beispiel enthalten die  $\epsilon$ -Umgebungen der schwarzen Punkte selbst beim größten hier gewählten Parameter  $\epsilon_4$  weniger als vier Punkte. Durch Auftragen des prozentualen Anteils an Punkten aus der Punktwolke pro  $\epsilon_x$ -Umgebung erfolgt dann die Ermittlung der Verteilung (Abb. 5.2 rechts), welche der Umkehrfunktion der  $k$ NN-Distanzfunktion ähnelt. Ein geeigneter Parameter ergibt sich dann in dem Bereich, in dem eine Variation der  $\epsilon$ -Umgebung nur noch wenig Einfluss auf die (prozentuale) Menge an Punkten der Punktwolke hat (in diesem Beispiel zwischen  $\epsilon_3$  und  $\epsilon_4$ , analog zur  $k$ NN-Distanzmethode; Kap. 3.2).

Der ST-DBSCAN-Algorithmus benötigt zusätzlich noch den  $\epsilon$ -Parameter für die zeitliche Dimension. Daher müssen insgesamt drei Parameter quantifiziert werden:  $\text{minPts}$ ,  $\epsilon_{\text{Raum}}$  und  $\epsilon_{\text{Zeit}}$ . Analog zum oben genannten zweidimensionalen Fall erfolgt eine gleichzeitige Variation der beiden Parameter  $\epsilon_{\text{Raum}}$  und  $\epsilon_{\text{Zeit}}$ . Für jede Parameterkombination von  $\epsilon_{x_1} \dots \epsilon_{x_N}$  und  $\epsilon_{t_1} \dots \epsilon_{t_N}$  (Index  $x$ : Raum, Index  $t$ : Zeit) wird der (prozentuale) Anteil der Punkte ermittelt, deren (nun raum-zeitliche)  $\epsilon$ -Umgebung mindestens  $\text{minPts}$  enthalten. Daraus ergibt sich eine dreidimensionale Verteilung. Aus dem Graphen kann dann (für einen festen Wert für  $\text{minPts}$ , analog zum  $k$  der  $k$ NN-Distanzmethode) eine geeignete Parameterkombination für  $\epsilon_{\text{Raum}}$  und  $\epsilon_{\text{Zeit}}$  ermittelt werden.

Wie auch bei der  $k$ NN-Distanzmethode sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass durch dieses Vorgehen kein fester, eindeutiger Zahlenwert ermittelt wird, sondern eigentlich ein Wertebereich, welcher sich

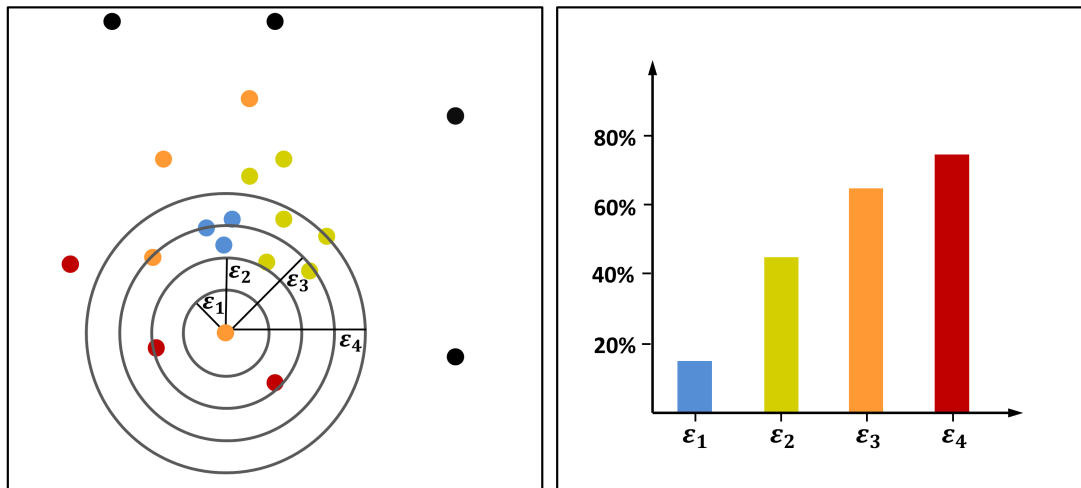


Abb. 5.2.: Zweidimensionales Anschauungsbeispiel der Methodik zur Ermittlung geeigneter Dichteparameter für den ST-DBSCAN-Clusteralgorithmus: (links) Die verschiedenen Farben der Punktwolke zeigen jene Punkte, welche für verschieden große  $\epsilon$ -Umgebungen (an einem Punkt beispielhaft durch Kreise dargestellt) die Mindestzahl an  $minPts$  (hier 4) vorweisen. Schwarze Punkte erfüllen für keinen  $\epsilon$ -Parameter die erforderliche Anzahl von 4 Punkten. (rechts) Die prozentuale Anzahl an Punkten der Punktwolke ist über die verschiedenen  $\epsilon$ -Umgebungen aufgetragen.

als optimal geeignet hinsichtlich der Trennung von Rauschen und Clusterpunkten erweist. Der Wertebereich ist dort verortet, wo Änderungen der Parameterdefinition wenig Einfluss auf die Verteilung haben (analog zum „Knie“ in der  $kNN$ -Distanzabbildung 3.2).

Zusammengefasst ist das Vorgehen wie folgt:

1. Ziehen einer Blitzstichprobe (hier 750 CGs pro Jahr, also insgesamt 21 Jahre  $\times$  750 = 15 750). Die Stichprobengröße wurde so gewählt, dass sie statistisch möglichst konsistent zur Grundgesamtheit ist und eine Variation der Stichprobengröße vernachlässigbaren Einfluss auf die resultierende Verteilung hat.
2. Festlegung eines Wertes für  $minPts$ , und für jeden Punkt der Stichprobe alle Parameterkombinationen hinsichtlich der Erfüllung des Dichtekriteriums prüfen (Mindestens  $minPts$  in der  $\epsilon$ -Umgebung, definiert durch  $\epsilon_{Raum}$  und  $\epsilon_{Zeit}$ ).
3. Für alle Kombinationen von  $\epsilon_{Raum}$  und  $\epsilon_{Zeit}$  den Prozentsatz der als dicht eingestuft Punkte ermitteln und als Abbildung darstellen.
4. Wertebereiche mit einem hohen Gradienten sind für die Parameterwahl nicht geeignet. Geringe Änderungen der Parameterwerte haben in diesen Bereichen einen großen Einfluss auf die Anzahl dichter Punkte. Parameterwerte am Randbereich großer Veränderungen des Gradienten sind geeignete Wertebereiche (entsprechend dem Knie bei der  $kNN$ -Distanzmethodik, Kap. 5.2.1). Später wird auf diese Bereiche sprachlich mit der Terminologie 'inverses Knie' referenziert.

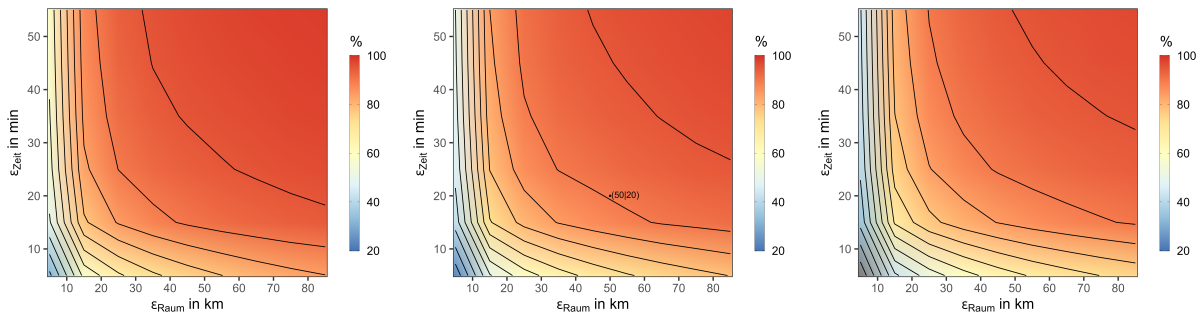


Abb. 5.3.: Prozentualer Anteil an Punkten, welche innerhalb der  $\epsilon$ -Umgebungen die Mindestzahl (30, links; 40, Mitte; 50, rechts) an  $\text{minPts}$  aufweisen. In der mittleren Abbildung ist die gewählte Parameterkombination durch einen Punkt markiert. Die schwarzen Linien verbinden die Parameterkombinationen mit gleichem prozentualen Anteil.

Abbildung 5.3 zeigt den Prozentsatz der als dicht klassifizierten Blitzschläge mit unterschiedlicher Anzahl an  $\text{minPts}$  innerhalb der raum-zeitlichen  $\epsilon$ -Umgebung. Die Abbildungen haben im Vergleich zu Abbildung 5.2 rechts eine zusätzliche (hier farbliche) Dimension. Die Ergebnisse erweisen sich hinsichtlich der Variation der Stichprobengröße als robust. Generell zeigt sich bei allen Abbildungen 5.3 ein ausgeprägtes inverses Knie der Verteilung. Dieses verschiebt sich mit zunehmender Größe von  $\text{minPts}$  zu größeren raum- und zeitlichen  $\epsilon$ -Werten. Weiterhin ist erkennbar, dass bei Werten von  $\epsilon_{\text{Raum}} < 30$  km Änderungen von  $\epsilon_{\text{Zeit}}$  wenig Einfluss auf den Gradienten haben. Im umgekehrten Fall, also kleinen Werten von  $\epsilon_{\text{Zeit}} < 20$  min, haben Änderungen von  $\epsilon_{\text{Raum}}$  einen größeren Einfluss auf den Gradienten. Diese Tatsache ist unabhängig von  $\text{minPts}$  beobachtbar. Durch diese Methodik ist es möglich, einen Wertebereich  $\mathbb{W}$  für sinnvolle Parameter  $\epsilon_{\text{Raum}}$  und  $\epsilon_{\text{Zeit}}$  anzugeben. Es zeigt sich ebenfalls eine geringe Abhängigkeit von  $\text{minPts}$ , d. h.  $\mathbb{W}$  ist relativ unabhängig von der geforderten Mindestzahl an CGs:  $\mathbb{W}_{\epsilon_{\text{Raum}}} = [20, 80] \wedge \mathbb{W}_{\epsilon_{\text{Zeit}}} = [15, 25]$ .

Die final gewählten Parameter wurden anhand visueller Beurteilung der durch verschiedene Parameterkombinationen des Wertebereichs gebildeten Cluster festgelegt. Beispielhaft für den 18.07.2018 sind die Auswirkungen auf die Clustergrößen durch den Vergleich der Minimal- und Maximalkombination der Parameterwerte des Wertebereichs visuell ersichtlich (Abb. 5.4). So ergibt sich bei der Parameterkombination  $\text{minPts} = 30$ ,  $\epsilon_{\text{Raum}} = 20$  km und  $\epsilon_{\text{Zeit}} = 15$  min (links) eine wesentlich höhere Anzahl an Clustern im Vergleich zur Parameterkombination  $\text{minPts} = 50$ ,  $\epsilon_{\text{Raum}} = 80$  km und  $\epsilon_{\text{Zeit}} = 25$  min (rechts). Zu beachten ist auch, dass durch größere Werte nicht automatisch auch generell größere Cluster identifiziert werden.

Die in dieser Arbeit für den Clusteralgorithmus ST-DBSCAN verwendete Parameterkombination ist (Abb. 5.3 Mitte, Punkt):  $\epsilon_{\text{Raum}} = 50$  km,  $\epsilon_{\text{Zeit}} = 20$  min und  $\text{minPts} = 40$ .

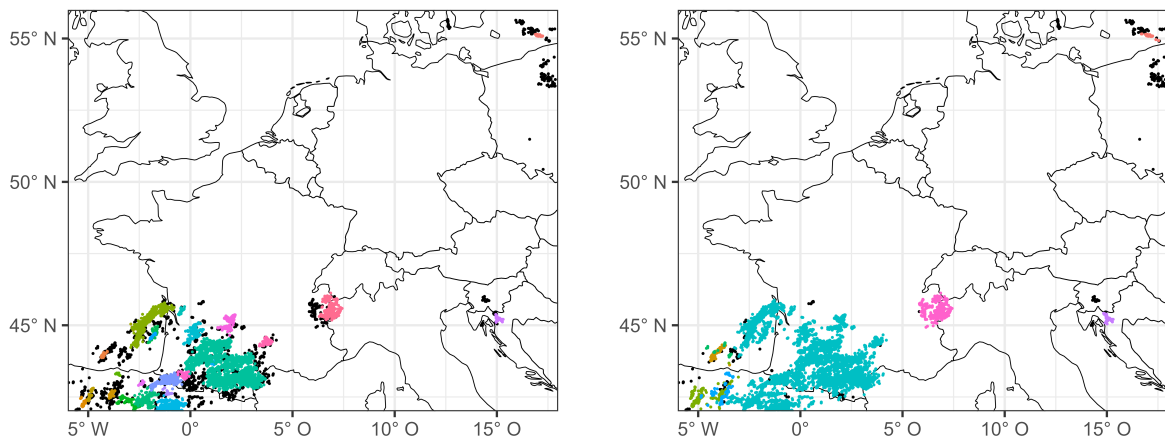


Abb. 5.4.: Die Anwendung des ST-DBSCAN-Algorithmus auf das Blitzaufkommen am 18.07.2018 mit verschiedenen Parameterwerten (links:  $\minPts = 30$ ,  $\epsilon_{\text{Raum}} = 20 \text{ km}$  und  $\epsilon_{\text{Zeit}} = 15 \text{ min}$ ; rechts:  $\minPts = 50$ ,  $\epsilon_{\text{Raum}} = 80 \text{ km}$  und  $\epsilon_{\text{Zeit}} = 25 \text{ min}$ ) identifizierte Cluster (verschiedene Farben). Schwarze Punkte markieren Blitze, welche aufgrund ihrer Umgebung als Rauschen eingestuft werden.

### 5.2.2. Bestimmung der Gewittercluster mithilfe von ST-DBSCAN

Bei der Anwendung des ST-DBSCAN-Algorithmus auf alle Blitze eines Sommerhalbjahrs ist eine Herausforderung die Größe des Datensatzes mit beispielsweise über fünf Millionen CGs im Jahr 2015. Um die Rechenzeit zu reduzieren, wird bei den meisten Implementierungen zunächst eine räumliche und zeitliche Distanzmatrix der Punkte erstellt. In der  $2 \times 2$  Matrix werden vor dem Clustering die Distanzen sämtlicher Punkte zueinander gespeichert. Die Identifizierung der einzelnen Cluster durch den Algorithmus wird so erheblich beschleunigt. Allerdings nimmt der dafür benötigte Speicherplatz mit der Anzahl der Punkte quadratisch zu. Die Berechnung und gleichzeitige Speicherung aller räumlichen und zeitlichen Distanzen der Blitze eines Sommerhalbjahres untereinander ist aufgrund des Rechenbedarfs und dem benötigten Speicherplatz praktisch nicht durchführbar. Daher wurde hier eine neue Methode entwickelt, die eine Anwendung des Algorithmus auf den gesamten Blitzdatensatz ermöglicht.

Zunächst werden die Blitze hinsichtlich ihres zeitlichen Auftretens geordnet. Die Grundidee ist es dabei, den Datensatz abschnittsweise in zeitliche Teilstücke zu zerlegen. Auf die einzelnen Teilstücke kann dann der ST-DBSCAN-Algorithmus angewendet werden. In einem weiteren Schritt werden die identifizierten Cluster auf mögliche Überschneidungen geprüft und ggf. zusammengefügt (*Merge-Algorithmus*). Im Folgenden wird ein detaillierter Überblick über diesen Prozess gegeben: Die erste Anwendung des ST-DBSCAN erfolgt auf die (zeitlich) erste Blitzteilmenge (hier 18000 Blitze; Abb. 5.5 links, schwarzer Balken oben). Der Zeitpunkt des ersten und letzten Blitzes,  $t_{\text{Start}}$  und  $t_{\text{Ende}}$ , innerhalb dieser Menge wird gespeichert (schwarze Rauten an den Enden des schwarzen Balkens). Ebenso werden für alle in der Teilmenge identifizierten Cluster der jeweils erste und letzte Blitz erfasst.

Für jedes identifizierte Cluster werden nun vom *Merge*-Algorithmus die in Abbildung 5.5 rechts abgebildeten Bedingungen abgeprüft. Eine wesentliche Herausforderung sind dabei Cluster, welche sich zeitlich über mehrere Blitzteilmengen (Index für die Teilmenge:  $n$ ) erstrecken. Dabei ergeben sich folgende Konstellationen:

- Im ersten Fall ① ist sowohl der erste als auch der letzte Blitz des Clusters innerhalb der Blitzteilmenge (innerhalb der Rauten des schwarzen Balkens). Bei diesem trivialen Fall bedarf es keiner weiteren Bearbeitung durch den *Merge*-Algorithmus.
- Im zweiten Fall ② ist das Cluster ebenfalls vollständig innerhalb der Blitzteilmenge, allerdings ist ein Teil des Clusters auch innerhalb von  $t_{\text{Ende}} - \epsilon_{\text{Zeit}}$ . Das Cluster könnte also in diesem Fall lediglich durch die (technisch bedingte) Unterteilung des Blitzdatensatzes zu Ende sein. Eigentlich könnte das Cluster noch weitere, zeitlich später auftretende Blitze beinhalten, da sich die zeitliche  $\epsilon$ -Umgebung des ersten Blitzes der nachfolgenden Teilmenge bis zu  $t_{\text{Start } n+1} = t_{\text{Ende } n} - \epsilon_{\text{Zeit}}$  erstrecken würde.

Im Falle von ② wird das Cluster geteilt (a und b). Der spätere Teil b wird dann durch den ST-DBSCAN in der zeitlich darauffolgenden Teilmenge (schwarzgrauer Balken) identifiziert. Der *Merge*-Algorithmus verknüpft dann Teil a mit Teil b zum Gesamtcluster.

- Der dritte Fall ③ unterscheidet sich von ② dadurch, dass das Cluster innerhalb von  $t_{\text{Ende}} - \epsilon_{\text{Zeit}}$  liegt, d. h. dieses Cluster wird vollständig beim Clustering der nachfolgenden Teilmenge final gespeichert.
- Die Fälle ④ und ⑤ treten erst beim Clustering von nachfolgenden Teilmengen auf, wenn sich Cluster über mehrere Teilmengen hinweg erstrecken. Bei ④ muss der in der aktuell geclusterten Teilmenge mit dem Cluster in der vorherigen Teilmenge verknüpft werden. Auch bei ⑤ ist dies der Fall, allerdings ist hier die zeitliche Erstreckung des Clusters sogar über mehrere Teilmengen andauernd.

Abschließend ist noch folgender wichtiger Punkt anzumerken: die zeitliche Dauer der Blitzteilmenge ( $t_{\text{Start}}$  bis  $t_{\text{Ende}}$ ) kann bei hoher Blitzaktivität wenige Stunden, bei geringer Blitzaktivität mehrere Wochen umfassen. Die Teilmengendauer sollte (erfahrungsgemäß) mindestens den vierfachen zeitlichen Umfang von  $\epsilon_{\text{Zeit}}$  betragen. Anderenfalls wird die Ausführung der Kombination aus *Merge*- und ST-DBSCAN-Algorithmus sehr häufig nötig und damit der Clusterprozess insgesamt langsam. Der Grund dafür ist, dass die nachfolgende Teilmenge immer von  $t_{\text{Ende } n+1} - \epsilon_{\text{Zeit}}$  startet. Ist nun  $t_{\text{Start } n+1} - t_{\text{Ende } n+1} \leq 4\epsilon_{\text{Zeit}}$ , ist auch die Differenz zwischen dem Startpunkt der Teilmenge  $t_{\text{Ende } n+1}$  und dem Startpunkt der vorherigen Teilmenge  $t_{\text{Ende } n}$  gering (Abb. 5.5 rechts, linke schwarze bzw. dunkelgraue Rauten). Entsprechend oft muss dann auch der *Merge*-Algorithmus zur Anwendung kommen.

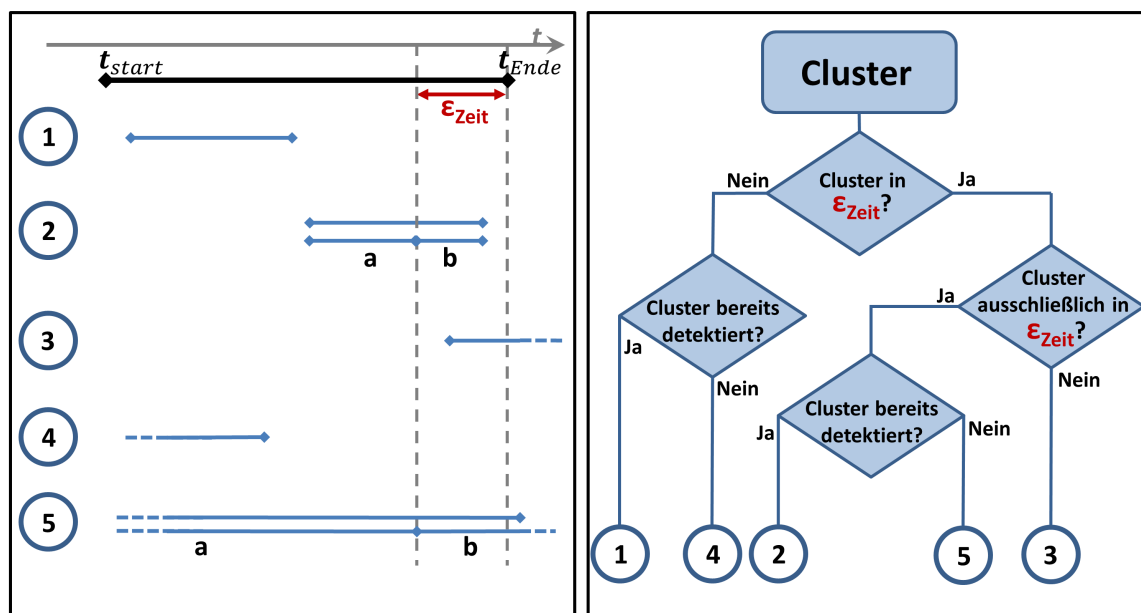


Abb. 5.5.: Konzept des auf zeitliche Abschnitte angewendeten ST-DBSCAN-Algorithmus mit anschließender Zusammenführung der identifizierten Cluster. Mögliche Konstellationen (links) der zeitlichen Dimension der Cluster (horizontale, hellblaue Linien) in den zeitlich geordneten Blitzdaten (hellgrauer Pfeil) und Flussdiagramm (rechts) des *Merge*-Algorithmus beim Zusammenführen der Cluster. Weitere Erläuterungen im Text.

### 5.2.3. Kennzahlen der Gewittercluster

Durch die Anwendung des ST-DBSCAN- und *Merge*-Algorithmus auf die Blitzteilmengen der Jahre 2001 bis 2021 werden in der MJJA-Periode insgesamt 46 768 Gewittercluster identifiziert. Grundlegende Eigenschaften der einzelnen CCEs sind die Gesamtzahl der Blitze und die Dauer. Die Größe, und daraus abgeleitet auch die raum-zeitliche Blitzdichte (definiert als Einschläge pro Quadratkilometer und Minute), oder die Orientierung eines Clusters sind weniger intuitiv zu ermitteln. Die Bestimmung dieser Größen wird daher im Folgenden ausführlicher diskutiert.

#### Raum-zeitliche Charakterisierung der Cluster

Die räumliche Erstreckung der Cluster wird definiert durch ein die Blitzorte umhüllendes Polygon. Dabei kommt ein Algorithmus zum Einsatz, welcher auf dem  $\alpha$ -shapes Ansatz basiert (Edelsbrunner et al., 1983). Die äußeren Punkte der Punktwolke eines Clusters werden durch einen Polygon verbunden (Abb. 5.6 oben). Bei Polygonen, deren Innenwinkel stets kleiner als  $180^\circ$  sind, liegen keine „Einbuchtungen“ vor. Solche Polygone werden als konvex, anderenfalls als konkav bezeichnet. Zur Erstellung der die Punktwolken umhüllenden Polygone ist eine Balance aus möglichst genauer Lokalisierung der Blitze und geringstmöglicher Zahl an „Einbuchtungen“ wünschenswert. Die Anzahl der „Einbuchtungen“ wird bestimmt durch einen Tuningparameter, welcher die so genannte Konkavität festlegt. Anschaulich moduliert der Tuningparameter die Stärke eines die Punkte umspannenden Gummizugs.

Kleine Werte für die Konkavität bedeuten eine hohe Zahl der umhüllenden Punkte und damit eine kleinere Fläche des Polygons (Abb. 5.6 oben links), wohingegen höhere Werte für die Konkavität eine größere Fläche des Polygons (Abb. 5.6 oben rechts) zur Folge hat. Ein geeigneter Wert für den Tuningparameter optimiert das Gleichgewicht zwischen räumlicher Ausdehnung des Clusters und akkurater Lokalisierung der enthaltenen Blitze. Zur Ermittlung eines optimalen Werts für den Tuningparameter wird das Verhältnis der Polygonfläche basierend auf der Variation des Parameters und jener Polygonfläche niedrigstmöglicher Konkavität berechnet. Wie in Abbildung 5.6 oben ersichtlich, ist das so berechnete Flächenverhältnis auch von der Größe des Polygons abhängig. Dieses Optimierungsproblem wird in Abbildung 5.6 unten verdeutlicht, welches den Mittelwert des Flächenverhältnisses aller identifizierten Cluster aller Jahre einschließlich des 75. und 25. Perzentils als Streuung zeigt. Das mittlere Flächenverhältnis nimmt mit zunehmender Konkavität stark zu, bis es einen Wert von etwa 2,2 erreicht. Das 75. Perzentil zeigt diesen starken Anstieg bis zu einem Wert von etwa 2,4. Für das 25. Perzentil geschieht dies bei etwas niedrigeren Werten um 2. Danach nimmt die Steigung für beide Perzentile und den Mittelwert ab. Der in dieser Arbeit gewählte Wert für den Tuningparameter ist durch die vertikale gepunktete Linie bei 2,5 in Abbildung 5.6 dargestellt. Hier kommt es bei einer sukzessiven Erhöhung des Tuningparameters zu einer Änderung des Vorzeichens der Änderungsrate des 75. Perzentils von positiv zu negativ. Abschließend bleibt zu bemerken, dass ringförmige Cluster (wie beispielsweise in Abbildung 3.1 rechts) oder ähnliche Sonderformen in dem Clusterdatensatz selten vorliegen. Die so erhaltenen Polygone der Gewittercluster werden im Folgenden als *convective clustered event* (CCE) bezeichnet.

Sowohl die Größe als auch die Dauer der CCEs weisen eine rechtsschiefe Verteilung auf (Abb. 5.7). Um die CCEs aus Abbildung 5.6 in der Gesamtstatistik einzuordnen, sind im Folgenden die Größe und Dauer der CCEs in der mittleren Abbildung 5.6 oben (von Norden nach Süden) angegeben. Für diese CCE ergeben sich eine Dauer von 11,3; 3,4; 6,8 und 1,8 h und für die Größe 246; 713; 6620 35 671 und 4 690 km<sup>2</sup>.

Mit zunehmender Größe nimmt die Anzahl der CCEs exponentiell ab. Dagegen steigt die Wahrscheinlichkeitsdichte der CCEs für Werte von weniger als einer Stunde zunächst stark an und erreicht ein Maximum bei etwa 1,25 h (Abb. 5.7 rechts). Danach erfolgt ein ähnlicher Rückgang der Wahrscheinlichkeitsdichte wie bei der CCE-Dauer mit zunehmender Größe. Diese Verteilung mit zunächst starkem Anstieg und anschließend geringerer Abnahme hat seinen Grund in der Definition der Dichteparameter  $minPts$ ,  $\epsilon_{Raum}$  und  $\epsilon_{Zeit}$  in Kombination mit dem Aufkommen von kurzlebigen, isolierten Gewitterzellen. Allerdings muss auch gleichzeitig die Blitzzahl mindestens  $minPts = 40$  betragen. Die Anzahl an solchen isolierten Einzelzellen mit mindestens 40 Blitzen ist seltener als größere Blitzcluster, welche durchaus auch mehrere Gewitterzellen umfassen können.



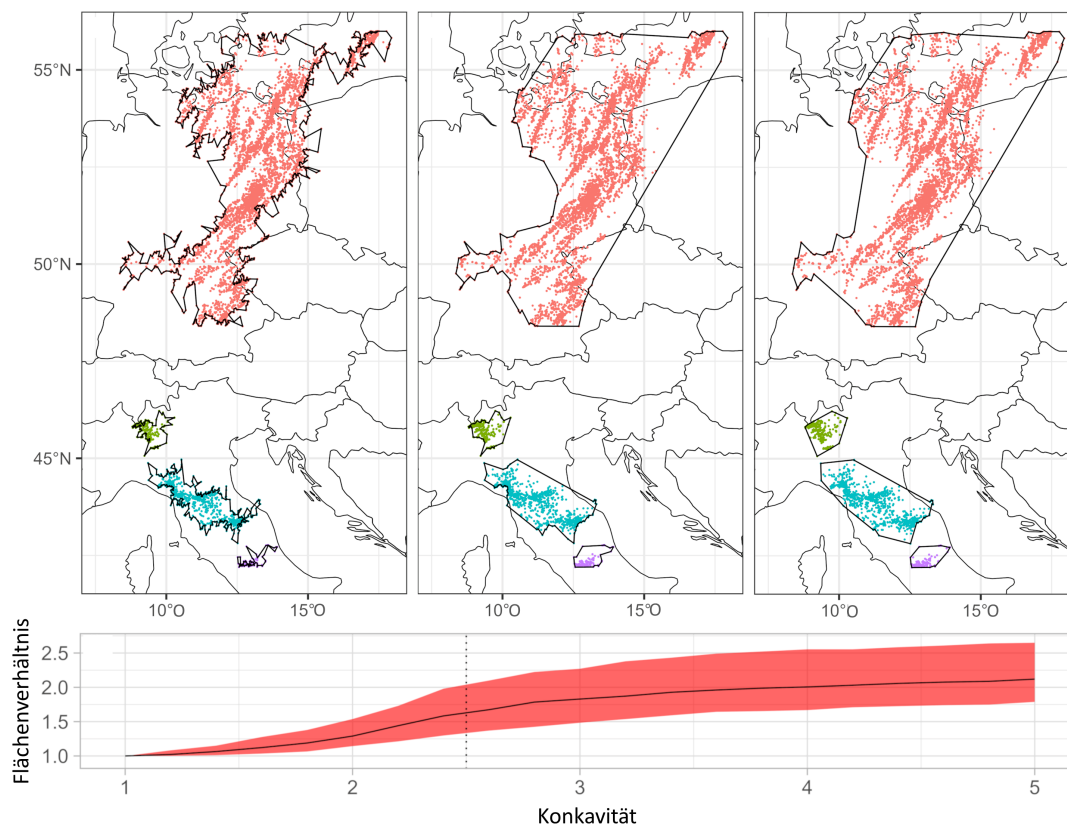


Abb. 5.6.: (Oben von links nach rechts) Beispiele für umhüllende Polygone der Cluster unterschiedlicher Größen an unterschiedlichen Tagen mit verschiedenen Werten (1; 2,5; 5) für die Konkavität. (unten) Verhältnis der Polygonflächen aller identifizierten Cluster zu der Fläche mit einem Wert des Tuningparameters von 1. Die rote Schraffur markiert die Fläche zwischen 25. und 75. Perzentil, und die vertikal gepunktete Linie zeigt den in dieser Arbeit verwendeten Wert von 2,5 an.

Die Korrelation zwischen der Gesamtzahl der CGs und der Fläche beträgt 0,87 und ist damit etwas höher als die Korrelation zwischen der Anzahl der Blitze und der Dauer mit 0,75 (beide signifikant,  $p = 0,05$ ). Im Gegensatz dazu ist die Korrelation zwischen der Gesamtzahl der CGs und der Blitzdichte fast Null, was durch die große Variation von Gewitterclustern mit unterschiedlichen Blitzdichten innerhalb der CCEs selbst erklärbar ist (vgl. auch die CCEs aus Abbildung 5.6). Im weiteren Verlauf der Arbeit werden vom CCE-Datensatz primär große, zusammenhängende Gebiete mit Gewitteraktivität analysiert. Dafür wird das obere 90. Perzentil (bezogen auf die Blitzzahl) der CCE verwendet ( $CCE_{p90}$ ). Dies entspricht ungefähr einer Flächengröße von 20000 km<sup>2</sup> und einer Dauer von 6 h. Weiterhin werden in einigen Untersuchungen auch die alle übrigen Perzentile (0 – 90. Perzentil) betrachtet ( $CCE_{p0-90}$ ).

### Orientierung

Zur Beschreibung der räumlichen Orientierung der CCEs wurden zwei verschiedene Ansätze getestet: (i) Definition mittels der Eigenvektoren der Kovarianzmatrix einer Hauptkomponentenanalyse (Bro und Smilde, 2014) der räumlichen Punktwolke des CCEs und (ii) über die Verbindung des (gemittelten) Orts

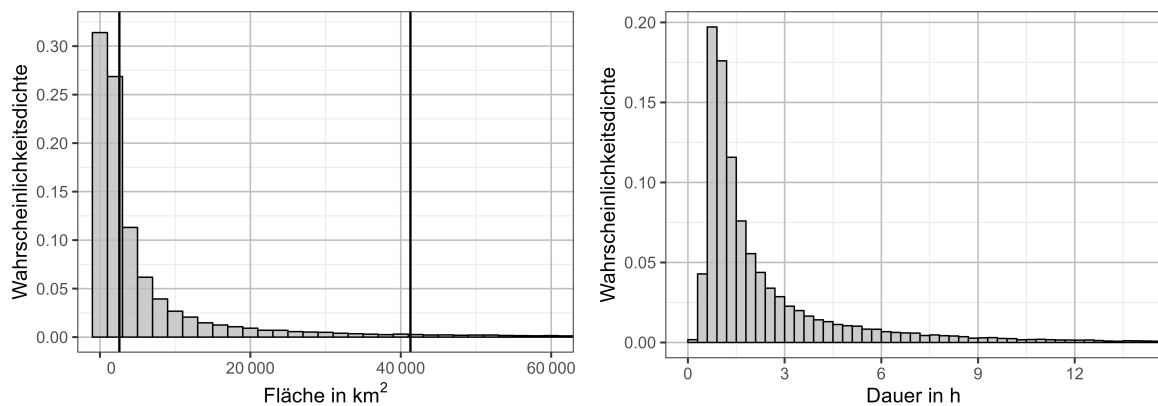


Abb. 5.7.: Histogramme der (links) Flächengröße und (rechts) Dauer aller CCE. Zur besseren Einordnung zeigen die vertikalen schwarzen Linien (links) die Größe des Nationalterritoriums von Luxemburg (links) und der Schweiz (rechts).

der ersten und letzten 5 % der Blitze (gerundet) eines CCE (Abb. 5.8 links). Der längere Vektor dient dann zur Beschreibung der Orientierung.

Im Falle von Definition (i) ist eine Bestimmung der Orientierung lediglich in einem Halbraum von 0 bis  $180^\circ$  möglich. So ist beispielsweise nicht zwischen einer Ost-West oder West-Ost Orientierung differenzierbar. Die Differenz zwischen beiden berechneten Orientierungen beträgt in über 2/3 der Fälle weniger als  $30^\circ$ . Die Frage nach dem zeitlichen Start- und Endpunkt ist für die weiteren Betrachtungen der besser zu interpretierende Ansatz. Daher wird im weiteren Verlauf der Arbeit Definition (ii) via zeitlichem Start- und Endpunkt des CCE zur Beschreibung der Orientierung verwendet.

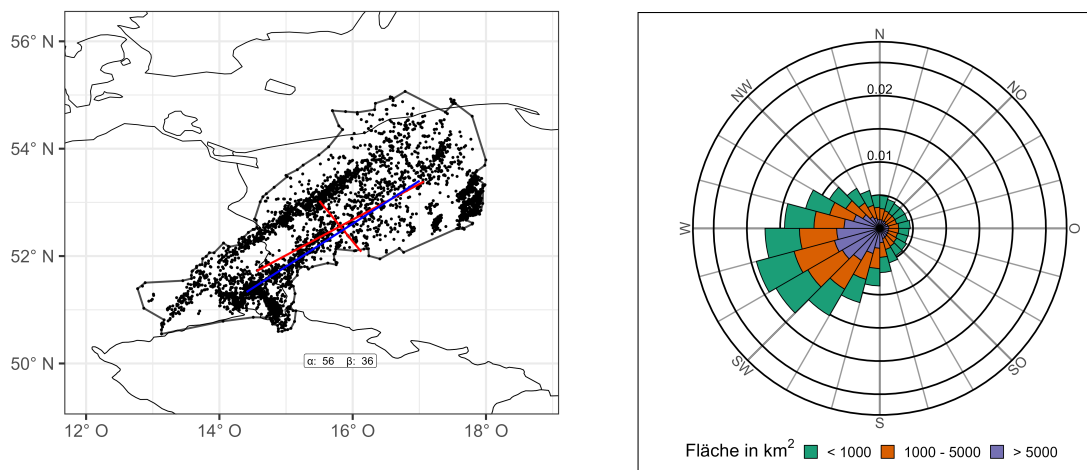


Abb. 5.8.: (Links) Beispiel der Bestimmung der Orientierung eines über Ostdeutschland und Polen gelegenen CCE anhand der Eigenvektoren der Kovarianzmatrix (rote Gerade) mittels Hauptkomponentenanalyse und mittels zeitlicher Start- und Endgebiete (blaue Gerade, Definition siehe Text). Die Orientierungswinkel  $\alpha$  (Eigenvektor) und  $\beta$  (zeitlicher Start und Ende) sind angegeben. (Rechts) Histogramm (in Polarkoordinaten) der CCE-Orientierung im gesamten Untersuchungsgebiet. Die verschiedenen Farben markieren unterschiedliche CCE-Größen.

Der größte Anteil der CCEs weist eine ost-südost-westnordwest Orientierung auf (Abb. 5.8 rechts). Die Anzahl der CCEs mit zunehmend nördlicher bzw. südlicher Orientierung ist gleichmäßig abnehmend. Im gesamten Raum von Südostsüd bis Nordwestnord (im Uhrzeigersinn) weist die Verteilung der Anzahl der CCE ein nahezu gleichmäßiges Minimum auf. Die Verteilung der räumlichen Orientierung ist für alle drei Größenklassen praktisch identisch. Diese Verteilung mit einem Schwerpunkt in Westsüdwest-Orientierung entspricht auch der Verteilung der Orientierung von Hagelzugbahnen basierend auf Radar-messungen (Fluck et al., 2021) und auf der bevorzugten Ausbreitungsrichtung von MCS basierend auf Satellitenmessungen (Morel und Senesi, 2002).

### 5.2.4. Von Clustern zu Gitterpunkten

Für die systematische Auswertung der raum-zeitlichen CCE-Häufigkeit erfolgt die Projektion der CCE-Polygone auf ein raum-zeitliches Gitter. Für jedes Polygon wird überprüft, welche Mittelpunkte der jeweiligen Gitterzellen von diesem umschlossen werden (Abb. 5.9). Würde lediglich das Überlappen einer Gitterzelle durch das Polygon ausreichen, würde es zu einer systematischen Überschätzung der CCE-Fläche kommen. Durch die oben beschriebene Methode der Mittelpunktüberprüfung kommt es sowohl zu Über- als auch zu Unterschätzungen der Polygongröße.

Bei der Entscheidung der räumlichen Auflösung muss abgewogen werden zwischen einer praktikablen Mindestgröße und der Anzahl an CCE, welche aufgrund ihrer Form und Größe keinen Gitterpunkt umschließen. Abbildung 5.9 zeigt die (interpolierte) Anzahl der durchs Gitter fallenden CCE bei sukzessiver Erhöhung der Gittergröße. Ab einer Gitterweite zwischen 15 und 20 km ist ein (nahezu) linearer Anstieg entfallenden CCE zu beobachten. Außerdem hat bei einer Größe von 20 km die überwiegende Zahl der keinen Gitterpunkt umschließenden CCEs eine Blitzzahl nahe der Mindestanzahl von 40 (Abb. 5.9 unten rechts). Daher erfolgt die Entscheidung für eine Gitterweite von 20 km.

Zeitlich erfolgt die Abgrenzung durch den jeweiligen (zeitlichen) Start- und Endzeitpunkt des CCE (Kap. 5.2.3). Die zeitliche Auflösung orientiert sich an der Auflösung der Wetterregime (Kap. 4.4; meteorologische Hauptzeiten, 00, 06, 12, 18 UTC). Mehr als 90 % aller CCE sind kürzer als 6 h und werden dem darauffolgenden Zeitschritt zugeordnet. Beispielsweise ein CCE von 13:50 UTC bis 17:50 UTC würde auf dem 18 UTC-Zeitschritt gespeichert werden. Sind CCE länger als 6 Stunden, werden diese in beiden Zeitschritten auf dem Gitter gespeichert. Die 2 % der CCE mit einer Dauer > 12 h werden bei drei Zeitschritten abgespeichert. Die Auswirkungen dieser multiplen Speicherungen von CCE mit langer Dauer auf klimatologische Betrachtungen sind zu vernachlässigen, da die Berechnungen immer nur einen Zeitschritt pro Tag beinhalten, also mehr als 24 h dazwischen liegen. Lediglich 0,31 % der CCE haben eine Dauer von mehr als einem Tag.

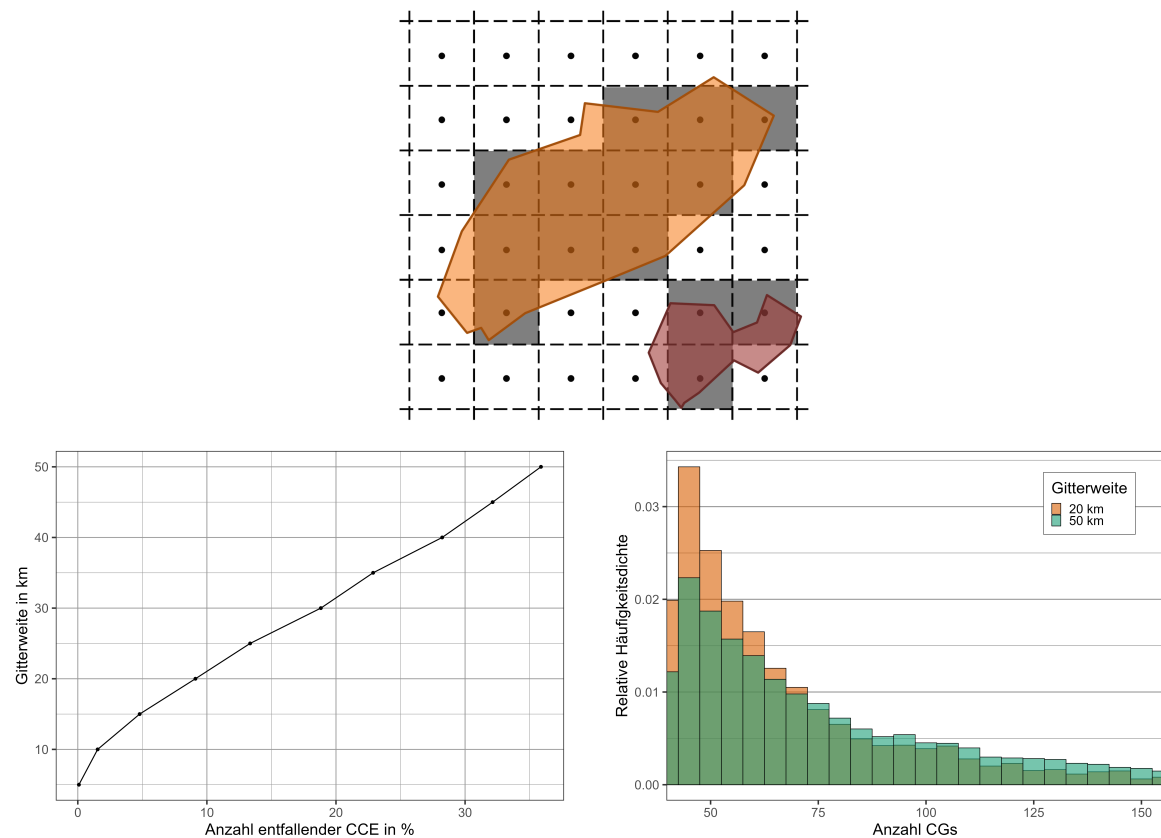


Abb. 5.9.: (Oben) Beispiel der räumlichen Projektion zweier CCE-Polygone auf ein Gitter. Grau schraffierte Zellen markieren das Auftreten eines CCE. (links unten) Prozentualer Anteil der entfallenden CCE pro Gitterweite und (rechts unten) die Verteilung entfallender CCE (nach Blitzanzahl).

Die Anzahl der von CCEs umschlossenen Gitterpunkte ist mit etwas mehr als 1,2 Millionen beim 18 UTC-Zeitschritt am größten (Abb. 5.10). 32 % weniger Gitterpunkte sind beim 06 UTC-Zeitschritt zu verzeichnen. Die allgemeine zeitliche Verteilung mit einem Maximum beim 18 UTC- und einem Minimum beim 06 UTC-Zeitschritt entspricht auch dem Tagesgang der mittleren Blitzzahl in Europa mit einem Maximum am Nachmittag und einem Minimum um ca. 05 UTC (z. B. Wapler, 2013; Poelman et al., 2016). Für die Gitterpunkt-basierten Auswertungen der CCE wird bei den Untersuchungen großräumiger Strömungsmuster der 18 UTC-Zeitschritt verwendet (in Kap. 8 und Kap. 9). Dadurch ist die Stichprobe maximal groß. Außerdem werden mögliche Einflüsse des Tagesgangs auf die Ergebnisse eliminiert, wenn beispielsweise die Lebenszyklen der Regime im Tagesverlauf enden. Die klimatologischen Auswertungen (Kap. 6) und Trendanalysen (Kap. 7) erfolgen, mit Ausnahme des seriellen Clusterings, mit allen Zeitschritten.

### 5.3. Gewittertage

Zur Beschreibung der Gewitteraktivität werden in der Literatur oft so genannte Gewittertage verwendet (z. B. Wapler, 2013; Piper und Kunz, 2017). Ein Gewittertag ist dabei als ein Tag mit einer bestimmten

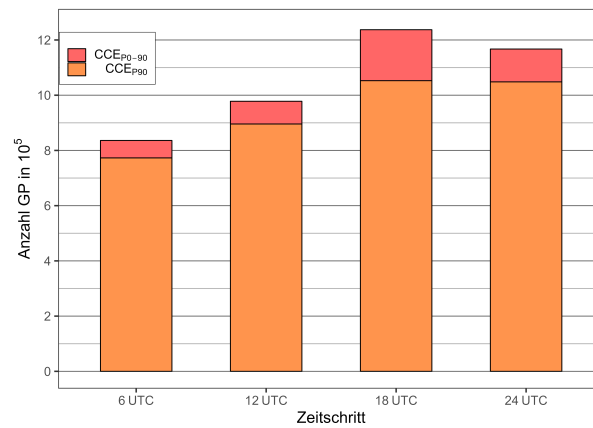


Abb. 5.10.: Gesamtzahl der pro Zeitschritt von den beiden verschiedenen anhand der Perzentile aufgeteilten Teilmengen der CCE umschlossenen Gitterpunkte.

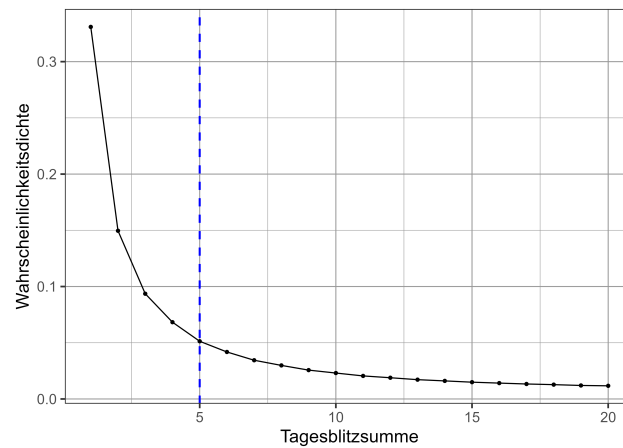


Abb. 5.11.: Empirische Wahrscheinlichkeitsdichte der Gitterpunkte mit mindestens einem Blitz und gewähltem Grenzwert für einen GT.

Mindestzahl an Blitzen innerhalb einer Gitterzelle definiert. Piper und Kunz (2017) nutzen zur Bestimmung eines geeigneten Grenzwerts folgende Methodik: für jede Gitterzelle (unter Ausschluss der Tage ohne Blitze) wird die empirische Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der Tagesblitzsummen berechnet. Anschließend erfolgt eine Mittelung über alle Gitterzellen (Abb. 5.11). Ein geeigneter Schwellenwert wird, wie bei der *k*NN-Methode, oberhalb des Bereichs der stärksten Abnahme der Wahrscheinlichkeitsdichte gesetzt (blaue, vertikale Linie). Ein Gewittertag wird also wie folgt definiert: 5 CGs auf einer Fläche von  $10 \times 10 \text{ km}^2$ . Auf den hier vorliegenden Datensatz angewendet ergibt sich ein nahezu identisches Ergebnis wie in Piper und Kunz (2017).

Der Vorteil von Gewittertagen gegenüber CCE ist die hochaufgelöste räumliche Lokalisierung der Gewitteraktivität. Der Nachteil ist, dass aufgrund der Gitterpunkt-basierten binären Definition (Gewittertag ja/nein) die Gitterpunkt-übergreifende, raum-zeitliche Beziehung der Blitze untereinander nicht berücksich-

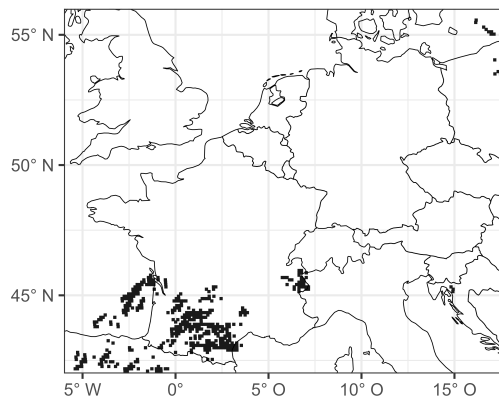


Abb. 5.12.: Als Gewittertag identifizierte Gitterpunkte am 18.07.2018.

sichtigt wird. Die räumliche und zeitliche Ausdehnung eines gewitteraktiven Gebiets kann daher anhand der Gitterpunkt-basierten Gewittertage nicht beschrieben werden (vgl. Abb. 5.12 mit Abb. 5.1).

#### 5.4. Beschreibung serieller Cluster

Um der Frage nachzugehen, ob zwischen bestimmten Wetterregimen und der Persistenz (serielles Clustering) der Gewitteraktivität ein Zusammenhang besteht, muss eine geeignete Methodik zur Erfassung von seriellem Clustering gewählt werden. Drei wesentliche Punkte sind bei einer geeigneten Definition eines seriellen Clusterereignisses zu beachten:

1. Die Gewitterhäufigkeit weist in verschiedenen Regionen große klimatologische Unterschiede auf (siehe Kap. 6). Feste Grenzwerte für serielles Clustering (wie beispielsweise mindestens fünf aufeinanderfolgende Tage mit Gewitteraktivität) würde in verschiedenen Regionen unterschiedliche Auftretenswahrscheinlichkeiten widerspiegeln. Während in Regionen mit klimatologisch hohem Gewitteraufkommen (wie beispielsweise den südlichen Alpenhängen, vgl. Abb. 6.4) fünf aufeinander folgende Tage mit Gewitteraktivität durchaus ein häufig auftretendes Phänomen ist, wäre dies in Regionen mit wenig Gewitterauftreten (wie beispielsweise dem Atlantik) ein extrem seltenes Ereignis.
2. Die Gewitteraktivität sollte möglichst in Zusammenhang mit dem momentan dominierenden Wetterregime stehen. Rein lokal bedingte Gewitterursachen, welche in keinem Zusammenhang zur großräumigen synoptischen Strömungskonfiguration stehen, können für die statistische Analyse hinderlich sein. Größere zusammenhängende konvektive Cluster haben eine höhere Wahrscheinlichkeit, nicht ausschließlich lokale Ursachen zu haben. Daher werden  $CCE_{p90}$  und keine Gewittertage für die Persistenzanalyse verwendet.
3. Wie bereits von Piper (2017) diskutiert, sollten Persistenzanalysen auch den Umstand berücksichtigen, dass ein serielles Cluster nicht lückenlos sein muss. D. h. es können auch durchaus Tage mit

keinem Gewitter in einer Clusterperiode enthalten sein. Daher sollten auch ereignisfreie Tage in einem seriellen Cluster zulässig sein.

Um diese drei Punkte zu berücksichtigen, wird die zeitliche Entwicklung der dichotomen Variable ( $CCE_{p90}$  ja/nein) pro Gitterpunkt in eine neue Zeitreihe überführt (Abb. 5.13). Gewitterereignisse (rote Sterne) werden über einen Zeitraum von fünf Tagen vor und nach dem Ereignis ausgedehnt (rote Balken). Der Zeitraum von fünf Tagen orientiert sich am Median der Dauer der Wetterregime, welcher bei ca. acht liegt (Kap. 9.1).

Da die Regime über einen Wert von  $I_{WR} > 1$  definiert sind (siehe Kap. 4.4), werden durch die zwei zusätzlichen Tage – einer zu Beginn und einer am Ende eines Lebenszyklus – das Auf- bzw. Abbauen des jeweiligen Wetterregimes berücksichtigt. Anschließend erfolgt dann die Summierung der roten Balken pro Tag (Zahlen über dem Zeitstrahl). Der maximale Wert pro Tag kann elf betragen. Zusätzlich werden pro Gitterpunkt auch die jeweiligen benachbarten Gitterpunkte bei der Betrachtung hinzugezogen, um zusätzlich auch eine (geringe) räumliche Variabilität zuzulassen. D. h. auch wenn ein  $CCE_{p90}$  lediglich bei benachbarten Gitterpunkten auftritt, wird dies für den jeweiligen Gitterpunkt selbst als Gewitteraufkommen gewertet.

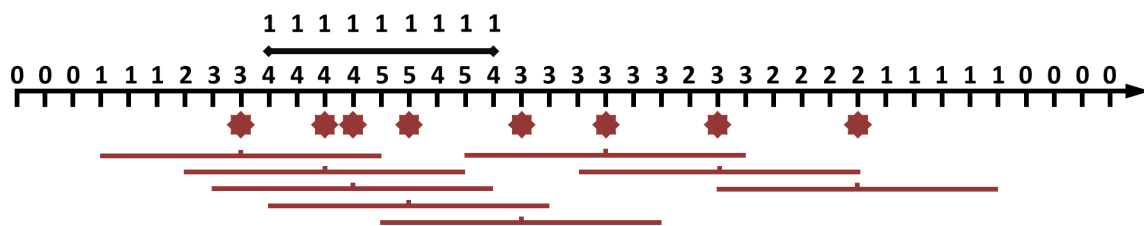


Abb. 5.13.: Methodik und Beispiel für die Erstellung einer neuen Zeitreihe zur Erfassung serieller Clusterereignisse. Erläuterung siehe Text.

In Kapitel 9 wird der Zusammenhang zwischen serielllem Clustering und den verschiedenen Wetterregimen diskutiert. Um verschiedene Regionen mit unterschiedlicher klimatologischer Häufigkeit von serielllem Clustering vergleichbar machen zu können, wird folgende Methodik gewählt:

An einem Gitterpunkt liegt zu einem bestimmten Zeitschritt seriellles Clustering vor, wenn das obere 90. Perzentil der (wie oben beschriebenen) neu erzeugten Zeitreihe des jeweiligen Gitterpunkts überschritten wird. Daraus ergibt sich dann eine dichotome Zeitreihe mit täglicher Auflösung pro Gitterpunkt. Der Wert eins in dieser dichotomen Zeitreihe markiert dann die Zugehörigkeit zu einer Clusterperiode (Abb. 5.13, schwarzer Balken oben). Die Summe der Tage der im Beispiel dargestellten Clusterperiode beträgt zehn und liegt damit zwei Tage über der Gesamtzahl der  $CCE_{p90}$ -Ereignisse.

Die räumliche Verteilung der Werte des 90. Perzentils sind im Allgemeinen mit der Klimatologie des durchschnittlichen Wertes der Zeitreihe des seriellen Clusterings identisch (vgl. Abb. 5.14 links

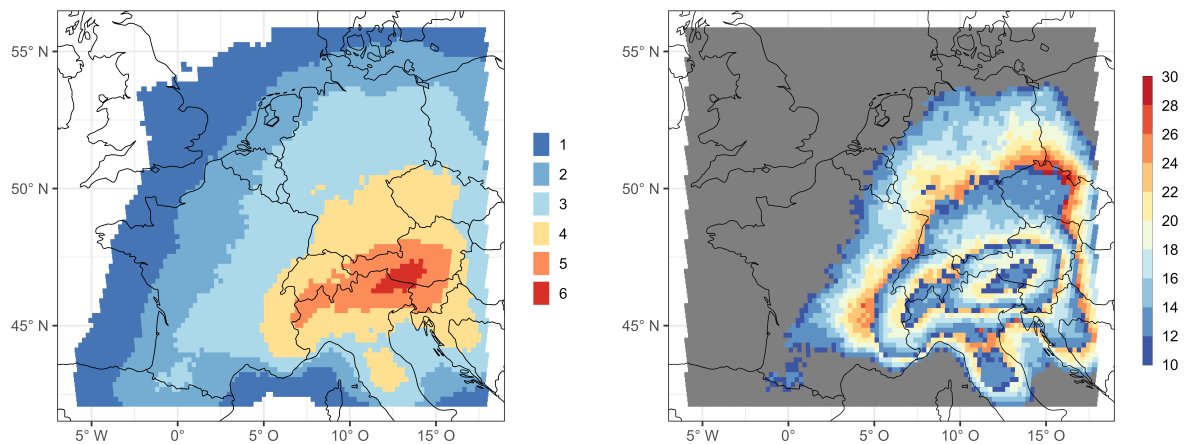


Abb. 5.14.: Der Wert (links) des 90. Perzentils der Zeitreihe für seriell Clusterung von  $CCE_{p90}$  pro Gitterpunkt (Definition siehe Kap. 5.4) und die durchschnittliche jährliche Anzahl an seriellen Clusterereignissen pro Gitterpunkt. Gebiete, in denen das 90. Perzentil weniger als 3 beträgt, werden von der Berechnung ausgeschlossen (grauer Bereich).

mit Abb. 6.12 links). Die räumliche Verteilung der mittleren Summe der Clusterperiodentage im Jahr weist definitionsgemäß zwischen den diskreten Grenzwertschritten jeweils einen Gradienten auf (Abb. 5.14 rechts).

Dies bedeutet, dass die Anzahl serieller Clusterperiodentage von Regionen mit kleinerem Grenzwert zu Regionen mit höherem Grenzwert zunimmt. Bei der Interpretation der Ergebnisse (vor allem in Kapitel 9, wo die Stichprobengröße aufgrund der Anzahl der Tage mit einem bestimmten Wetterregime stark variiert) muss dies berücksichtigt werden. Sollte diese sprunghafte räumliche Varianz der Stichprobengröße einen (wesentlichen) Einfluss auf das Ergebnis haben, wird entsprechend darauf Bezug genommen. Gebiete, in denen das 90. Perzentil weniger als 3 beträgt (also praktisch nie mehr als 3  $CCE_{p90}$  in 11 Tagen auftreten), werden von der Berechnung ausgeschlossen (Abb. 5.14 rechts, dunkelblaue Farbtöne; links grauer Bereich).





## 6. Klimatologie der Gewitteraktivität

Zunächst erfolgt in diesem Kapitel eine Darstellung der saisonalen Variabilität der Gewitteraktivität im gesamten Sommerhalbjahr. Anschließend liegt der Fokus auf der klimatologischen Betrachtung von schweren Gewitterereignissen wie Gewittertagen mit hoher Blitzzahl und CCEs mit großer räumlicher Erstreckung. Zum Schluss wird die jährliche Variabilität der Gewitteraktivität diskutiert und das Kapitel mit der klimatologischen Betrachtung der Häufigkeit von seriellem Clustering abgeschlossen (Kap. 5.4).

### 6.1. Saisonale Variabilität

Die saisonale Variabilität der Gewitteraktivität zeigt sich sowohl in den Unterschieden der durchschnittlichen Monatssummen der GT pro Gitterpunkt als auch durch räumliche Verschiebungen des Gewitterauftretens. Im April sind im überwiegenden Teil des Untersuchungsgebiets praktisch keine GT zu verzeichnen (Abb. 6.2 oben links). Ausnahmen größerer, zusammenhängender Gebiete mit mittlerer Gewitteraktivität bilden die Pyrenäen, die französische Küstenregion des Mittelmeers, die Südhänge der Alpen im Norden Italiens, die italienische Westseite und der südliche Teil des Apenningebirges sowie die Westküste des Balkans und insbesondere höheren Lagen des Požega Gebirges. Ursache für diese relative Häufung der GT gegenüber nördlicher gelegenen Gebirgszügen ist die dort bereits im Frühling die Konvektionsauslösung begünstigende höhere solare Einstrahlung (z. B. Galanaki et al., 2018). Mit Ausnahme dieser Gebirgszüge tritt aber praktisch im gesamten Untersuchungsgebiet im Durchschnitt weniger als ein Gewittertag im April auf. Lediglich an 7 Gitterpunkten treten im Mittel ein oder mehr GTs im April auf (Abb. 6.2 oben links).

Im September ist ein räumlicher Zusammenhang der Gewitterhäufigkeit zur Mittelmeerregion zu beobachten (vgl. auch z. B. Taszarek et al., 2019; Manzato et al., 2022). Allerdings sind die höchsten Werte der mittleren Zahl an GT pro Jahr, im Gegensatz zum April, direkt über dem Meer oder unmittelbar an der Küstenlinie. Die höchsten Werte finden sich über der nördlichen Adria sowie an der Küste um und südlich von Genua mit mehr als drei GT pro Jahr. An der küstennahen französischen Region Côte d’Azur treten ebenfalls im Mittel bis zu zwei GT auf. Diese Häufung der GT in der Mittelmeerregion hat allerdings eine andere Ursache als die obenerwähnte strahlungsbedingte Häufung im April.

Die im Vergleich zu Landmassen sehr viel höhere Wärmekapazität des Meereswassers führt dazu, dass sich die Meeresoberfläche im Vergleich zur Landoberfläche im Sommer zwar langsamer erwärmt, die Temperaturen im Herbst dann aber deutlich höher sind gegenüber den umgebenden Landoberflächen.

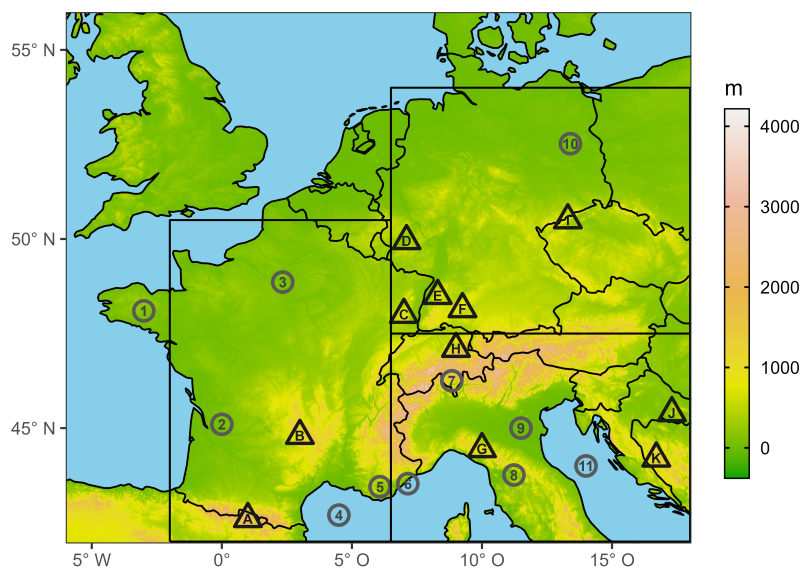


Abb. 6.1.: Topographie des Untersuchungsgebiets. Regionen (Kreise) und Gebirgszüge (Dreiecke), auf die in den nachfolgenden Kapiteln Bezug genommen wird: 1 Bretagne, 2 Gironde, 3 Paris, 4 westliches Mittelmeer, 5 Côte d'Azur, 6 Nizza, 7 Tessin, 8 Florenz, 9 Poebene, 10 Berlin, 11 Adria; A Pyrenäen, B Zentralmassiv, C Vogesen, D Eifel, E Schwarzwald, F Schwäbische Alb, G Apennin, H Sämtis, I Erzgebirge, J Požega Gebirge, K Dinarisches Gebirge.

In der Folge herrscht im Herbst häufig eine labile Schichtung im Bereich des Mittelmeers vor, die zusammen mit der höheren Luftfeuchtigkeit aufgrund von Verdunstung die Gewitterneigung erhöht (Kotroni und Lagouvardos, 2016; Galanaki et al., 2018). Eine zusätzliche Labilisierung der Atmosphäre erfolgt außerdem durch die Advektion kühlerer europäischer Kontinentalluftmassen aus dem Norden über die meeresoberflächennahen warmen Luftschichten bei entsprechenden Strömungskonfigurationen (Price und Federmesser, 2006).

Bedingt durch orographische Hebung zeigt sich ein weiteres Maximum der GT über den Pyrenäen. Nördlich des 46° Breitengrades, also etwa auf Höhe der Alpen, bildet sich im Mittel im September so gut wie keine Gewitter.

Während der Monate Mai bis August treten im Vergleich zu den Monaten April und September insgesamt weniger große regionale Schwankungen auf. Im Mai treten insbesondere im Vergleich zum April auch nördlich der Alpen Gewitter auf. Allerdings ist in diesem Monat über dem Alpenhauptkamm praktisch keine Gewitteraktivität zu beobachten. Weiterhin treten im Mai entlang der Nordseeküste fast keine GT auf. Sowohl über der Nordsee als auch entlang der Küste kommt es nahezu ausschließlich in den Sommermonaten Juni bis August zu Gewittern.

Die absolut höchsten Werte der mittleren Anzahl der GT sind im Juli und August (mittlere Abbildungen) im Norden Italiens und an der Alpensüdseite zu verzeichnen. Hervortretend ist dabei insbesondere das Tessin und die angrenzenden Regionen im Norden Italiens mit teilweise im Mittel mehr als sechs GTs.

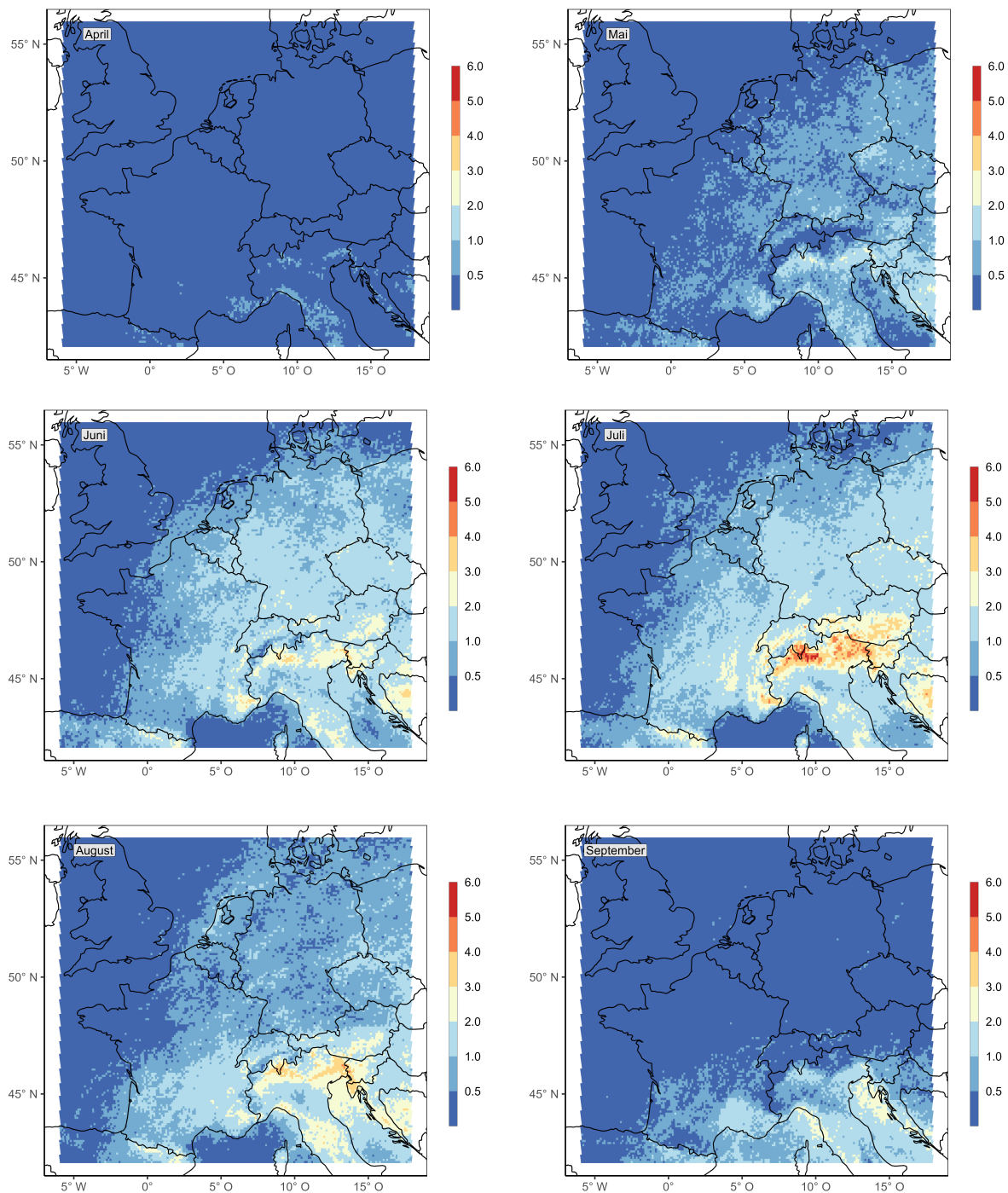


Abb. 6.2.: Monatliche mittlere Anzahl an Gewittertagen pro Gitterpunkt der Monate April (oben links), Mai (oben rechts), Juni (Mitte links), Juli (Mitte rechts), August (unten links) und September (unten rechts). Die Skalen sind aufgrund der schiefen Verteilung der Gewittertage nicht linear.

In Deutschland und Tschechien treten die höchsten Werte im Juni und im Juli auf; verglichen mit dem dritten Sommermonat August finden sich hier (mit Ausnahme des norddeutschen Flachlands und der Küstenregionen) flächendeckend Werte um zwei GTs.

Im August ist zum Norden hin bereits eine leichte Abnahme der GT-Anzahl zu verzeichnen. Erwähnenswert sind lokal leicht erhöhte GT-Werte entlang der niederländischen und deutschen Nordseeküste. Dies könnte im Zusammenhang mit den in diesem Monat höchsten Meeresoberflächentemperaturen der Nordsee (Lane und Prandle, 1996) und der bereits saisonal bedingten Abnahme der Bodentemperaturen in Kombination mit Land-Seewind-Zirkulationen stehen.

Die saisonale Variabilität äußert sich auch in der Häufigkeit der *convective clustered events* (CCEs). So treten im April im Mittel lediglich 170 und im September 320 CCEs auf (nicht dargestellt). Im Gegensatz dazu werden von Mai bis August im Mittel 540 CCE pro Monat registriert mit der höchsten Zahl von im Mittel 610 CCE im Juli.

Der Einfluss auf die Charakteristiken Fläche und Dauer der CCE zeigt sich deutlich im April. Dort treten gegenüber den Monaten Mai bis August sowohl kürzere als auch räumlich kleinere CCE auf (Abb. 6.3). Im September ist die zweidimensionale Verteilung hingegen hinsichtlich der Dauer, nicht jedoch hinsichtlich der Fläche mit den Verteilungen der übrigen Monate vergleichbar. Grund hierfür ist sehr wahrscheinlich der räumliche Schwerpunkt der Gewitterhäufigkeit im Großraum der nördlichen Adria und der italienisch-slowenischen Grenzregion. Dieser überschneidet sich teilweise mit dem Schwerpunkt der Auftrittshäufigkeit von CCEs mit großer räumlicher Erstreckung ( $CCE_{p90}$ ), welcher ebenfalls in diesem Gebiet liegt (Abb. 6.6 rechts). Allerdings bilden sich die Gewitter im September wie oben erwähnt aufgrund der relativ zur Landoberfläche wärmeren Meeresoberfläche und der damit einhergehenden Labilisierung vorzugsweise über dem Meer. Die Bildung von großen, Meer- und Landoberfläche übergreifenden CCE ist daher weniger wahrscheinlich.

Im Mai treten im Vergleich zu den Monaten Juni, Juli und August weniger CCE mit extremer Fläche und Dauer auf. Im Gegensatz zu den Verteilungen im April und September ist die Verteilung jedoch näher an den Verteilungen der Sommermonate. (Abb. 6.3).

### 6.2. Betrachtung der Monate Mai bis August

Aufgrund der hohen Anzahl an Gewittern, der Ähnlichkeit der räumlichen Verteilungen der GT (vgl. Abb. 6.1) und der Ähnlichkeit der Bagplots der CCE (Abb. 6.3) in den Monaten Mai bis August (MJJA) erfolgt in diesem Kapitel eine detaillierte Analyse der Klimatologie für diese Monate aggregiert.

Die mittlere jährliche Zahl der GT und CG weist eine hohe räumliche Variabilität auf (Abb. 6.4). Beide Größen zeigen auf der kontinentalen Skala einen Gradient von der Küste (bspw. Bretagne mit weniger als einem GT und weniger als 20 CG) zum Landesinneren (bspw. Tessin mit über 12 GT und über 500 CG). Seine Ursache hat dieser Gradient vor allem in der mit der Entfernung zur Küste ansteigenden atmosphä-

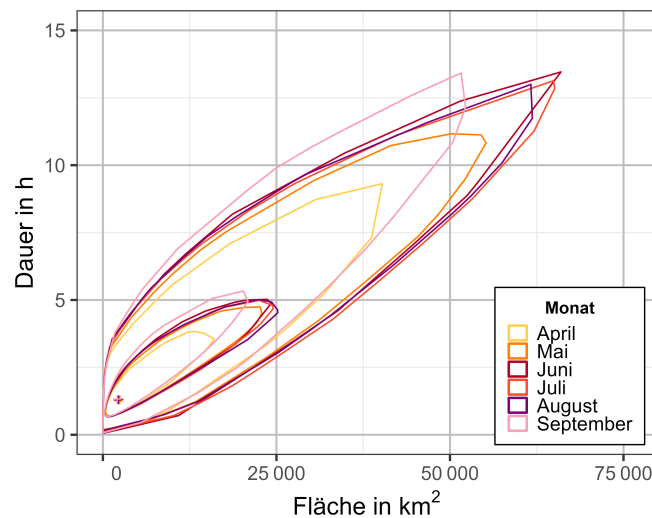


Abb. 6.3.: Bagplots der zweidimensionalen Verteilungen von Dauer und Fläche der CCE der verschiedenen Monate. April und September, welche im Folgenden nicht im Datensatz enthalten sein werden, sind transparent dargestellt.

rischen Instabilität im klimatologischen Mittel (Mohr und Kunz, 2013). Lokal begrenzte Gebiete mit im Vergleich zur Umgebung höheren GT-Werten finden sich in enger räumlicher Beziehung zur Orographie (vgl. Abb. 6.1) und damit verbundenen Auslösemechanismen für Konvektion (Kap. 2.3).

Ein Vergleich der Blitzdichte mit der Häufigkeit der GT (Abb. 6.4 links und rechts) zeigt eine große Übereinstimmung der Hotspots sowohl was ihre Lage als auch ihre Anzahl betrifft. Ursache hierfür ist eine relativ hohe Korrelation der Blitzdichte mit der Anzahl der GT (Spearman-Korrelation:  $r = 0,73$ ;  $p < 0,05$ ). Eine geringere Übereinstimmung zeigt sich dagegen über der Adria und dem westlichen Mittelmeer, wo die Anzahl der GT und die Blitzdichte divergieren. Auch weist hier der Median der CG pro GT höhere Werte auf (Abb. 6.5 links). Über der Adria und der Westküste Italiens lassen sich im Vergleich zur Umgebung ebenso höhere Varianzwerte der angepassten theoretischen Gammaverteilung pro Gitterpunkt (Kap. 3.1) beobachten (Abb. 6.5 rechts). Ein Grund dafür sind wahrscheinlich die eher stationären und einzelnen isolierten Gewittersysteme, welche bevorzugt über dem Mittelmeer auftreten (Kotroni und Lagouvardos, 2016).

Die höchste Anzahl an GT findet sich an den südlichen Alpenhängen mit lokalen Maxima um Nizza, im Tessin und im Dreiländereck von Österreich, Italien und Slowenien. Diese Häufung hat seine Ursache in der Orographie in Kombination mit feuchten südlichen Luftströmungen (Manzato et al., 2022). Im Gegensatz dazu sind die höchsten Erhebungen der Alpen lokale Minima der Gewitteraktivität, wie auch Manzato et al. (2022) und Analysen basierend auf OTs (Punge et al., 2017) zeigen. Ein räumlich auf einen Gitterpunkt begrenztes Maxima in der Schweiz (nahe der Grenze zu Österreich, siehe Abb. 6.1 H)

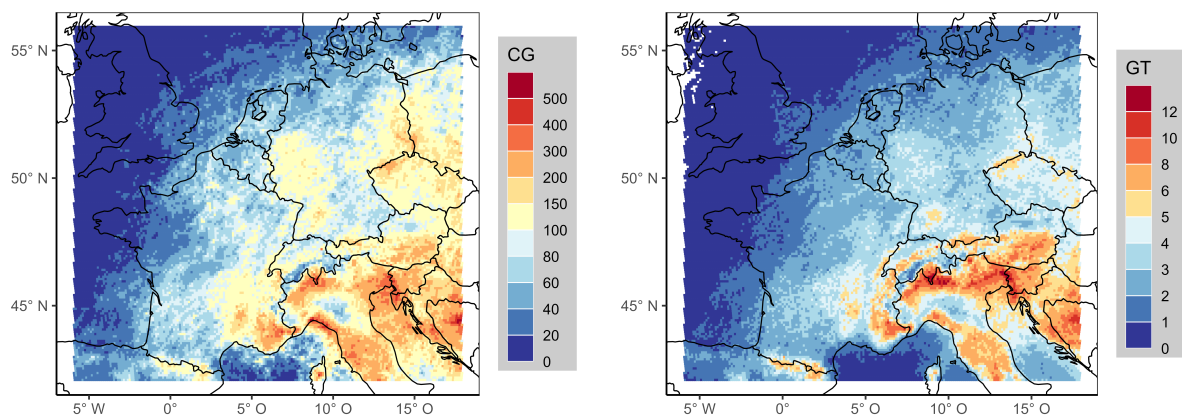


Abb. 6.4.: Mittlere jährliche Anzahl an (links) CG und (rechts) GT pro Gitterpunkt ( $10 \times 10 \text{ km}^2$ ). Beide Skalen, sowohl die CG-Dichte als auch die GT, sind aufgrund der schiefen Verteilung nicht linear.

ist der Berg Säntis mit einem exponierten Sendemasten auf dem Gipfel, welcher für eine sehr hohe Blitzhäufigkeit bekannt ist (Manoochehrnia et al., 2008).

Orographische Erhebungen können über verschiedene Faktoren, wie beispielsweise durch Feuchteflusskonvergenzen aufgrund der Ablenkung der Strömung in den unteren Atmosphärenschichten, die Entstehung von Gewittern begünstigen (siehe auch Kap. 2.3). Mittelgebirge zeichnen sich daher als lokal begrenzte Hotspots mit erhöhtem Aufkommen der GT aus. Das zeigt sich beispielsweise deutlich ausgeprägt über der Eifel und dem Erzgebirge in Deutschland sowie dem Zentralmassiv in Frankreich. Deutlich erkennbar ist auch ein Hotspot im Südwesten Deutschlands, der seine Ursache vermutlich in Strömungskonvergenzen und Schwerewellen stromab des Schwarzwalds und der Schwäbischen Alb hat (Kunz und Puskeiler, 2010). Das Maximum entlang der spanisch-französischen Grenze im Zusammenhang mit den Pyrenäen mit bis zu 8 GT und jährlichen Blitzzahlen von bis zu 200 pro Gitterpunkt ist durch orographische Strömungsmodifikationen in Kombination mit einer Land-Seewind Zirkulation bestimmt (Callado und Pascual, 2005).

Auch auf der italienischen Halbinsel zeigt sich der Zusammenhang der Gewitteraktivität und der Orographie in Kombination mit der Advektion feucht-warmer mediterraner Luftmassen: Während in der Poebene in Norditalien Werte von etwa 3 GT zu beobachten sind, steigt die Zahl über dem Apennin auf mehr als 8. In der Region um Florenz mit weniger ausgeprägter Orographie ist ein lokales Minimum von etwa 4 GT erkennbar. Östlich der Adria findet sich ein Hotspot in den Dinarischen Alpen. Dafür ursächlich ist eine Kombination aus warmen und feuchten Luftmassen aus dem Mittelmeerraum und orografischer Hebung. Kotroni und Lagouvardos (2016) zeigen, dass eine positive Korrelation zwischen der Gesamtzahl der Blitzeinschläge und der Meeresoberflächentemperatur des umgebenden Mittelmeers vorliegt. Ein weiteres Maximum in einer Region mit im Vergleich zu den nördlicheren und westlichen Ländern Europas generell höheren Anzahl von GT (mindestens mehr als 5) auf dem Balkan findet sich

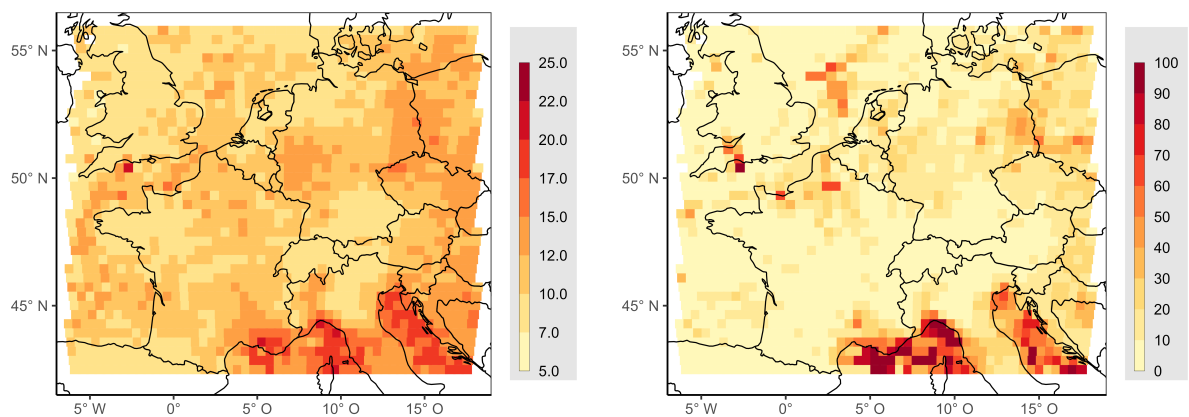


Abb. 6.5.: (links) Median der CG pro GT und (rechts) die Varianz, welche anhand der theoretischen Gammaverteilung der CG pro GT berechnet wurde (siehe Kap. 3.1). Zur Vergrößerung der Stichprobe, auf der die Anpassung an die theoretische Gammaverteilung erfolgte, wurden jeweils 4 x 4 Gitterpunkte zusammengefasst.

in Bosnien und Herzegowina und den Dinarischen Alpen. Ein weiterer, die Konvektion begünstigender Faktor, sind synoptische Bedingungen mit südwestlichen Strömungen, welche für die Advektion relativ warmer und feuchter Luftmassen über der Adria sorgen (Strajnar et al., 2019). In dieser Region treten ebenfalls mit die höchsten konvektiven Niederschlagssummen in Europa auf (Dietzsch et al., 2017).

Ein weniger ausgeprägtes weiteres Maximum in den Požegan-Bergen in Kroatien findet sich über einer kleinen Gebirgsregion mit dem höchsten Berg Psunj mit bis zu 10 mittleren jährlichen GT. Das Minimum über dem westlichen Teil des Mittelmeers mit teilweise im Mittel weniger als einem GT ist teilweise darauf zurückzuführen, dass hier lediglich die Monate Mai bis August betrachtet werden. Das saisonale Maximum in dieser Region liegt zum Herbst hin im September und Oktober (Kotroni und Lagouvardos, 2016; Piper und Kunz, 2017; Galanaki et al., 2018).

Im Allgemeinen ist die hier vorgestellte Klimatologie der Gewitteraktivität weitestgehend in Übereinstimmung mit anderen Studien (Wapler, 2013; Anderson und Klugmann, 2014; Poelman et al., 2016; Piper und Kunz, 2017; Taszarek et al., 2019; Enno et al., 2020; Manzato et al., 2022, z. B.). Geringfügige Unterschiede ergeben sich hauptsächlich aufgrund unterschiedlicher betrachteter Zeiträume, Definitionen der Gewittertage oder aufgrund unterschiedlicher Datenquellen, die zur Analyse der Gewitteraktivität genutzt wurden. Der zugrunde liegende Blitzdatensatz der hier vorgestellten Klimatologie ist im Vergleich zu den oben genannten Studien der zeitlich umfangreichste Datensatz direkter Gewittermessungen und bildet das Gewitterauftreten der ersten beiden Dekaden des 21. Jahrhunderts sehr robust ab.

Der bei den GT vorherrschende Gradient von der Küste zum Landesinneren aufgrund der Zunahme der atmosphärischen Instabilität lässt sich ebenso bei der mittleren jährlichen Anzahl der CCE beobachten (Abb. 6.6). In absoluten Zahlen treten  $CCE_{p90}$  im gesamten Gebiet deutlich häufiger auf als die unteren 90 % der CCE. Beispielsweise finden sich im Hotspot über dem Erzgebirge fünfmal mehr  $CCE_{p90}$  pro



Gitterpunkt gegenüber den restlichen CCE. Im Vergleich zur Klimatologie der GT (Abb. 6.4 rechts) gilt es zu bedenken, dass die absoluten Zahlenwerte nicht direkt miteinander vergleichbar sind. So könnte beispielsweise die Vermutung naheliegen, dass die Summe der beiden CCE der Anzahl an GT entsprechen könnte.

An dieser Stelle sei auf die verschiedenen Definitionen der Gewittererfassung verwiesen. Beispielsweise gibt es innerhalb der CCE-Polygone durchaus Gebiete, in denen keine Blitzaktivität beobachtet wird, also folglich auch kein Gewittertag auftritt. Weiterhin ist die Gitterweite der CCEs doppelt so groß wie die Gitterweite der GT (20 km gegenüber 10 km).

Auffälligstes Merkmal der  $CCE_{p90}$ , neben dem oben genannten Gradienten, ist die Ausprägung zweier Häufigkeitsschwerpunkte: Einer im Dreiländereck Italien, Österreich und Slovenien und ein weiterer über dem Bundesland Bayern und dem Westteil Tschechiens als ein zusammenhängendes Gebiet mit Werten über im Mittel sieben  $CCE_{p90}$  pro Jahr mit einem Maximum über dem südlichen Rand des Erzgebirges. Der südliche Hotspot ist direkt in Übereinstimmung mit dem ebenfalls in dieser Region verorteten Hotspot der GT. Der nördliche Hotspot im Erzgebirge hat den selben maximalen Zahlenwert wie der Hotspot im Dreiländereck mit 10  $CCE_{p90}$  pro Jahr. Das Erzgebirge stellt bei den GT ebenfalls einen lokal begrenzten Hotspot dar, der allerdings in absoluten Zahlen um den Faktor zwei geringer ist. Eine Betrachtung der Klimatologie der unteren 90 % der CCE zeigt, dass im Dreiländereck ebenfalls erhöhte Werte der Auftretswahrscheinlichkeit zu beobachten sind. Für die hohen Werte bei den GT sind also die Kombination aus der höchsten gemessenen Häufigkeit der  $CCE_{p90}$  und zusätzlich der unteren 90 % der CCE ursächlich.

Weiterhin ist bei den unteren 90 % der CCE ein Zusammenhang sowohl zu den Mittelgebirgen als auch zu den Hochgebirgen (vorrangig der Pyrenäen und Alpen) erkennbar. Wie auch schon bei den GT treten über dem Alpenhauptkamm sehr selten CCE auf; dieser Bereich ist als ein zusammenhängendes Gebiet von der französisch-italienischen Grenze über die Schweiz und Österreich sichtbar. An den südlichen Hängen finden sich, ebenfalls ähnlich zu den GT, hohe Werte der CCE-Häufigkeit mit darin eingelagerten lokal begrenzten Maxima im Tessin, bei Nizza und im nordöstlichen Teil Italiens bis zur Grenze Österreichs im Norden und Sloveniens im Osten. Weiterhin findet sich jeweils ein Hotspot im Požega Gebirge und im südlichen Teil Italiens im Appenin. Auch diese Ausprägungen finden sich bei den Klimatologien der GT und CG-Dichte.

Eine mittlere Anzahl von mehr als drei  $CCE_{p90}$  pro Jahr (mit Ausnahme der Adria) treten ausschließlich über dem Festland auf. Ein Zusammenhang zur Orographie ist lediglich bei den Alpen, nicht jedoch zu den Mittelgebirgen erkennbar. Hochalpine Regionen sind bei den  $CCE_{p90}$  ebenfalls als ein Minimum und als schmales Band, am stärksten ausgeprägt über dem südlichen Teil der Schweiz und Westösterreich, zu erkennen.

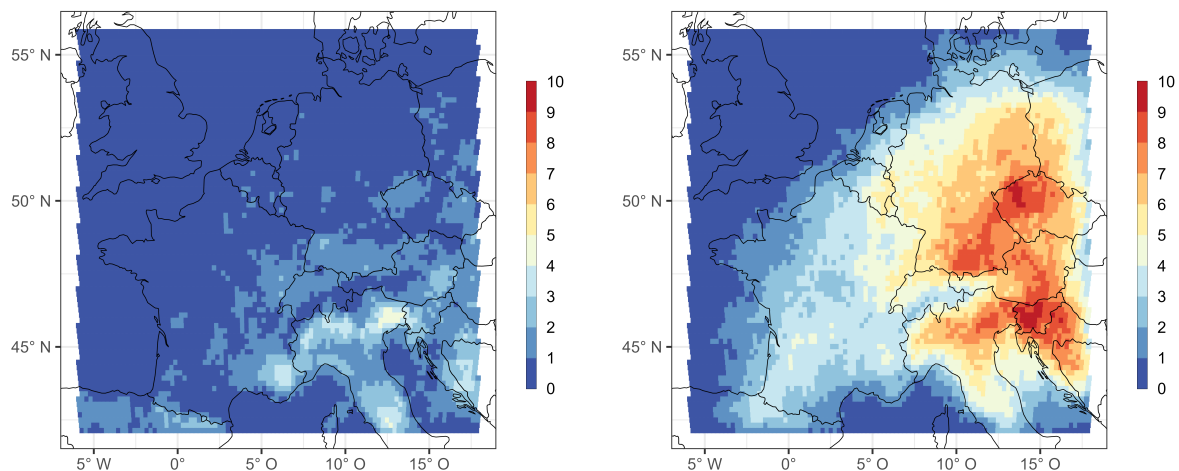


Abb. 6.6.: Mittlere Anzahl an CCE pro Jahr pro Gitterpunkt (links) der unteren 90 Quantile und (rechts) des obersten 90. Quantils.

Die Randbereiche des Untersuchungsgebiets und dabei insbesondere die östliche Seite weisen eine Abnahme der Häufigkeit der  $CCE_{p90}$  auf, welche aus der Konstruktion der CCE im Allgemeinen resultiert. CCE, welche sich eigentlich weiter nach Osten erstrecken würden, sind durch die Begrenzung der Daten abgeschnitten. Daher sind diese Ereignisse, welche sich eigentlich über das Untersuchungsgebiet hinaus erstrecken würden, im Randbereich kleiner als in der Realität. Je größer die CCE, desto größer ist auch dieser Effekt. Dies ist die Ursache für die deutlich sichtbare Abnahme der Auftretswahrscheinlichkeit der  $CCE_{p90}$  am östlichen Rand, was bei den unteren 90 % der CCE nicht so deutlich hervortritt. Dieses Phänomen ist rein technisch bedingt und hat keine meteorologischen Implikationen.

Eine Einordnung der Klimatologie der  $CCE_{p90}$  in die Literatur ist eine Herausforderung, da klimatologische Analysen bisher meistens für voneinander unabhängig betrachtete Gitterpunkte erfolgten. Analysen, welche die räumliche Ausdehnung der Gewitteraktivität berücksichtigen, wurden in Europa bisher selten vorgenommen. Für eine solche Analyse ermittelten Morel und Senesi (2002) die Auftretshäufigkeit von MCS basierend auf Satellitenmessungen. Auch wenn sich zu dieser Arbeit der Zeitraum (1993 – 1997 gegenüber 2001 – 2021), die Datengrundlage (Blitze gegenüber Satellitenbildern) und auch die Definition der Basisgrößen (räumlich ausgedehnte Blitzcluster,  $CCE_{p90}$  gegenüber ausgedehnten Flächen  $1000 \text{ km}^2$  mit Wolkenoberflächentemperaturen  $< -45^\circ\text{C}$ ) unterscheiden, so bilden doch beide Datensätze die Häufigkeit von großräumigen, zusammenhängenden Gebieten mit Gewitteraktivität ab (Abb. 6.7).

Die Analysen von Morel und Senesi (2002) zeigen übereinstimmend mit der Klimatologie der  $CCE_{p90}$  (Abb. 6.6 rechts) die wesentlichen Charakterisierungen der (räumlich ausgedehnten) Gewitteraktivität: (i) einen Gradienten von den Küstenregionen ins Landesinnere und (ii) ein west-östliches Band mit erhöhten Werten entlang der südlichen Alpenhänge mit einem Maximum im Dreiländereck Italien, Österreich und Slowenien.

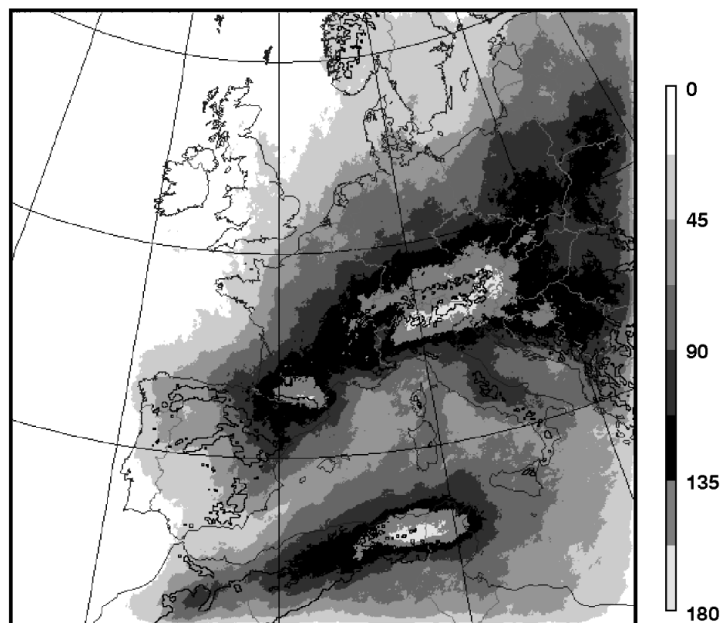


Abb. 6.7.: MCS-Häufigkeit über jedem Gitterpunkt auf der Grundlage der aus Satellitendaten ermittelten Wolktoberflächentemperaturen (1993 – 1997, nach Morel und Senesi, 2002). © John Wiley & Sons (genehmigter Nachdruck)

Allerdings finden sich auch drei (wesentliche) Unterschiede: (i) Bei der Klimatologie der  $CCE_{p90}$  findet sich keine Häufung über den Pyrenäen, (ii) ein Minimum über dem Alpenhauptkamm findet sich ausschließlich bei der Klimatologie der  $CCE_{p90}$  und (iii) ein weiteres Maximum im Nordwesten Tschechiens ist lediglich bei der Klimatologie der  $CCE_{p90}$  zu finden. Vermutlich ist (i) die fehlende Häufung über den Pyrenäen der  $CCE_{p90}$  aufgrund der Nähe zur Grenze des Untersuchungsgebiets erklärbar (vgl. Erklärung zum östlichen Randbereich des Kartenausschnitts im vorherigen Absatz). Das nur in den Blitzdaten sichtbare (ii) Minimum über dem Gebirgszug der Alpen tritt vermutlich in Satellitendaten nicht auf, da der Eisschirm, welcher sich aufgrund der hochreichenden Konvektion am Oberrand der Troposphäre ausbildet (Kap. 2.5), sich auch unabhängig des Gebirgszugs sowohl in nördliche als auch südliche Richtung ausbreiten kann. Da Blitze vornehmlich in der Nähe des Aufwindbereichs auftreten (Kap. 2.8.1), ist eine Trennung der Gewittercluster in nördlich und südlich des Gebirgszugs gelegene CCE wahrscheinlicher als bei den MCS. Bei MCS umfassen die Wolken auch Gebiete ohne konvektive Aktivität (bspw. auch Regionen mit stratiformen Niederschlag, Kap. 2.5). Die Ursache für das Maximum über dem Erzgebirge der  $CCE_{p90}$  könnte ebenfalls in der unterschiedlichen Datengrundlage begründet sein. Das lokale Maximum der Blitzhäufigkeit (Abb. 6.4 links) führt ebenfalls zu einer Häufung der  $CCE_{p90}$ , allerdings sind aufgrund der nördlicheren Lage die Ausbildung großer, zusammenhängender Eisschirm weniger wahrscheinlich.

### 6.3. Betrachtung von Teilgebieten

Es soll nun der Frage nachgegangen werden, ob und wie sich die CCE in verschiedenen Regionen unterscheiden. Dazu wird eine Aufteilung des Untersuchungsgebiets in kleinere Teilgebiete vorgenommen. Das Ziel ist es dann, für jedes Teilgebiet eine statistische Beschreibung der dort auftretenden CCEs durchführen und dafür auch später Trendanalysen (Kap.7.2) durchzuführen. Die Aufteilung erfolgt anhand der folgenden Kriterien:

1. Das Gebiet mit dem klimatologisch häufigsten Gewitteraufkommen soll möglichst umfassend abgedeckt sein. Der Atlantik, die Britischen Inseln und die Nord- und Ostsee können also ausgeschlossen werden (vgl. Kap. 6.2).
2. Das Gewitteraufkommen nördlich und südlich der Alpen soll getrennt voneinander analysiert werden, da durch den Alpenhauptkamm eine räumliche Separierung des Auftretens der  $CCE_{p90}$  zu beobachten ist.
3. Die Gebiete sollen eine geometrisch einfache Form haben (Rechtecke) und die Größen näherungsweise gleich sein, damit ein Vergleich der Regionen untereinander möglich ist.
4. Die jeweilige Länge und Breite der Rechtecke soll sich aus räumlichen Ähnlichkeiten des Gewitteraufkommens ergeben.

Insbesondere aufgrund des letztgenannten Punkts wurden räumliche Korrelationsanalysen für die  $CCE_{p90}$  durchgeführt. Dafür wurden jeweils alle Gitterpunkte nacheinander als Referenzpunkt festgelegt und zu dieser Referenz jeweils die Korrelationen aller anderen  $CCE_{p90}$ -Gitterpunkte berechnet. Im Folgenden werden daher – auch vorgreifend auf die darauf basierende Festlegung der Teilgebiete – die Ergebnisse für drei (exemplarische) Referenzgitterpunkte diskutiert. Zwecks besserer Übersicht wird eine Zusammenfügung der drei unterschiedlichen zweidimensionalen Ergebnismatrizen vorgenommen. Dabei wird pro Gitterpunkt der jeweils höchste Wert für die finale zweidimensionale Ergebnismatrix übernommen (Abb. 6.8).

Die allgemeine Form der Verteilungen der Korrelationen an den drei Orten unterscheiden sich erheblich voneinander. Das Gebiet mit Korrelationswerten von über 0,5 des an der Grenze zwischen Deutschland und Tschechien liegenden Referenzpunkts erstreckt sich über weite Teile Ost- und Mitteldeutschlands bis hin zur Westgrenze Polens und dem nordwestlichen Teil Tschechiens. Dieses Gebiet weist eine ovale Form auf mit im Vergleich zu denen in Italien und Frankreich gelegenen Punkten geringer Exzentrizität. Die Ost-West Erstreckung ist dabei etwas ausgeprägter als die Nord-Süd Erstreckung.

Der Referenzpunkt in Frankreich weist ebenfalls eine ovale Form auf, allerdings mit einer größeren Exzentrizität und einer Hauptachse, welche von Südwesten nach Nordosten weist. Diese Form hat ihre Ursache in der Hauptzugbahn (siehe Abb. 6.9) der dort auftretenden Gewitterzüge, welche ebenfalls eine Südwest-Nordost Richtung aufweisen. Das Gebiet mit Korrelationswerten über 0,5 umfasst weite Teile

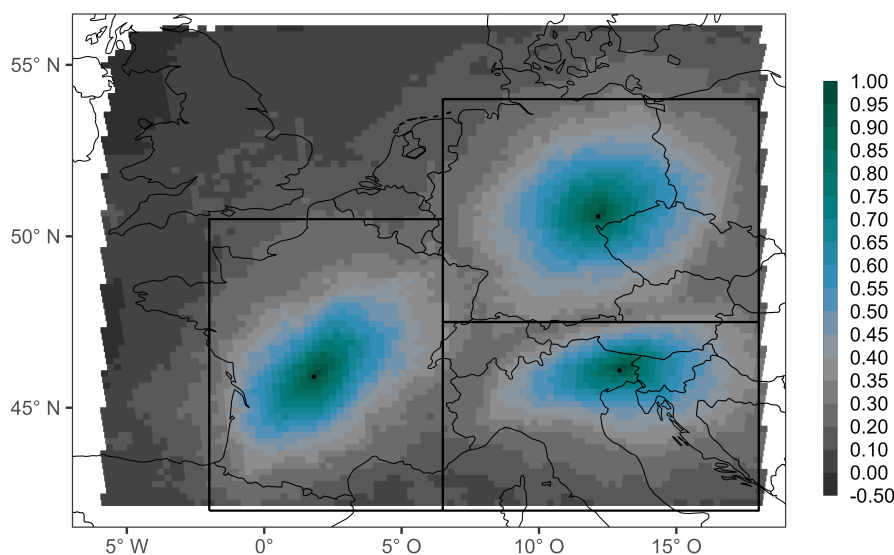


Abb. 6.8.: Spearman-Korrelationskoeffizient der  $CCE_{p90}$  bezogen auf drei verschiedenen Referenzpunkte (schwarze Punkte). An jedem Gitterpunkt wird jeweils der maximale Wert der überlappenden Korrelationswerte der Punkte angegeben. Die Skala ist zwecks besserer Auflösung der höheren Korrelationswerte im negativen Bereich nicht linear. Die schwarzen Boxen zeigen drei Teilgebiete, deren Gewitteraktivität voneinander getrennt untersucht wird.

Südfrankreichs und erstreckt sich im Süden bis an die Grenzen der Pyrenäen und im Norden bis in den Großraum Paris. Im Westen grenzt es an die Küste der Biskaya.

In Italien ist der Einfluss der Alpen auf die Korrelation am deutlichsten erkennbar an dem nach Norden hin stärkeren Gradienten. Wie bereits im Kapitel 6.2 erläutert, ist über dem Alpenhauptkamm selten Gewitteraktivität zu beobachten. Insbesondere bei den  $CCE_{p90}$  fungiert dieser als Grenze zwischen der nördlich und südlich der Alpen auftretenden Gewitteraktivität. Die Fläche mit Korrelationswerten über 0,5 weist eine stark exzentrische Ovalform auf, deren Hauptachse eine Orientierung von nahezu West-Ost aufweist. Erfolgt dieselbe Berechnung der Korrelationen an Punkten nahe der Referenzpunkte, so ergeben sich den oben erläuterten Befunden zufolge ähnliche Ergebnisse (nicht gezeigt). Daher können die räumlichen Korrelationsmuster als robust angenommen werden.

Aufgrund der oben diskutierten Formen der Gebiete mit hoher Korrelation (hier die Gebiete über 0,5) bei den drei Referenzpunkten in Frankreich, Deutschland und Italien und den oben aufgezählten Anforderungen zur Aufteilung in Teilgebiete wurde eine Aufteilung durchgeführt wie in Abbildung 6.8 durch schwarze Boxen gekennzeichnet. Randgebiete mit klimatologisch geringer Gewitteraktivität (vgl. Abb. 6.5) sind dabei nicht enthalten. Das westliche Gebiet (W-Region), welches hauptsächlich Frankreich umfasst, zeichnet sich durch eine größere Nord-Süd Erstreckung aus, was vor allem durch die Lage

der in senkrechte Richtung gekippten Hauptachse der ovalen Form der Fläche mit Korrelationskoeffizienten größer als 0,5 Rechnung trägt.

Das Teilgebiet mit dem Hauptanteil Deutschland und Tschechien (NO-Region) ist nahezu quadratisch, was wiederum seine Ursache in der im Vergleich zu Frankreich runderen Form der Fläche mit Korrelationswerten größer als 0,5 hat. Die südliche Begrenzung läuft entlang des Alpenhauptkamms, welcher eine natürliche Barriere der Gewitteraktivität darstellt.

Das südöstliche Gebiet (SO-Region) weist eine größere Ersteckung in Ost-West als in Nord-Süd Richtung auf, wiederum bedingt durch die Form der Fläche mit Korrelationswerten größer als 0,5. Die Größe der Regionen haben eine Abweichung von ca. 5 % voneinander. Lediglich die Verzerrung der Flächen durch die Projektion der Kugeloberfläche der Erde in zwei Dimensionen lässt die Größen unterschiedlich wirken.

Die diskutierten unterschiedlichen Charakteristika der Flächen mit Korrelationswerten größer 0,5 haben ihre Ursache zum größten Teil in den unterschiedlichen Orientierungen der CCE (Abb. 6.9):

- In der **W-Region** weisen die CCEs eine Orientierung hauptsächlich in Ostsüdost-Westnordwest Richtung auf (Median: 239°). CCEs mit einer östlichen Komponente in der Zugrichtung sind äußerst selten (24 %). Vor allem CCEs mit einer Größe von mehr als 5000 km<sup>2</sup> weisen praktisch immer eine westliche Zugrichtung auf.
- Die Verteilung der Orientierungen der CCEs in der **NO-Region** ist jener der W-Region ähnlich. Lediglich das Maximum der Orientierungen ist etwas mehr in Richtung Osten verschoben (Median: 247°).
- Das Maximum der Verteilungen der Orientierungen der CCEs verläuft in der **SO-Region** nahezu in Ost-West Richtung (Median: 271°). Orientierungen mit zunehmender nördlicher bzw. südlicher Komponente (im östlichen Halbraum) sind nahezu symmetrisch. Ebenso ist der Anteil aus östlichen Richtungen gegenüber den anderen beiden Regionen etwas erhöht (33 %). Die Ost-West Orientierung ist sehr wahrscheinlich auch der Grund für die oben diskutierte Ost-West Orientierung der Fläche mit Korrelationswerten von mehr als 0,5.

Die zweidimensionale Verteilung der Größe und Dauer der CCEs unterscheidet sich in den verschiedenen Regionen nahezu ausschließlich in der Dauer und nicht in der Größe. Eine mögliche Ursache für die längere Dauer der CCEs in der O-Region könnten die dort statistisch häufiger auftretenden stationären und länger andauernden Gewitter über dem Mittelmeer sein (Kotroni und Lagouvardos, 2016).

## 6.4. Jährliche Variabilität

Die bisherigen klimatologischen Betrachtungen sollen nun noch um die Darstellung der jährlichen Variabilität erweitert werden. Die jährliche Zahl der GT weist in allen Regionen eine erhebliche jährliche

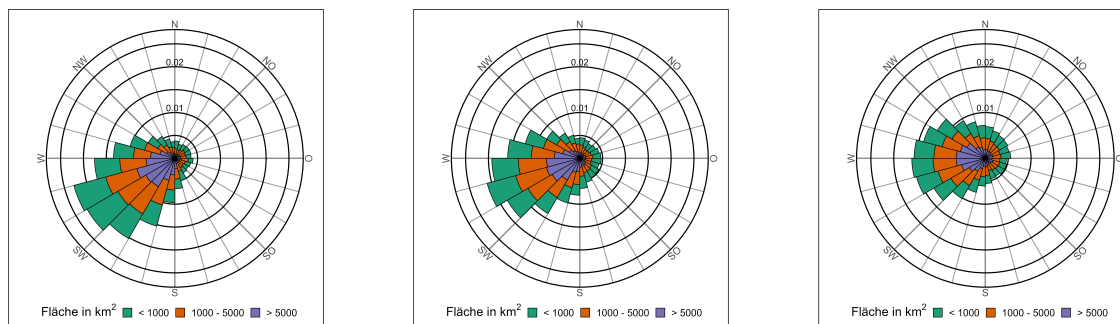


Abb. 6.9.: Histogramm (in Polarkoordinaten) der CCE-Orientierung in den verschiedenen Teilgebieten (siehe auch Abb. 6.8, W, rechts; NO, Mitte; SO, links). Die verschiedenen Farben markieren unterschiedliche CCE-Größen.

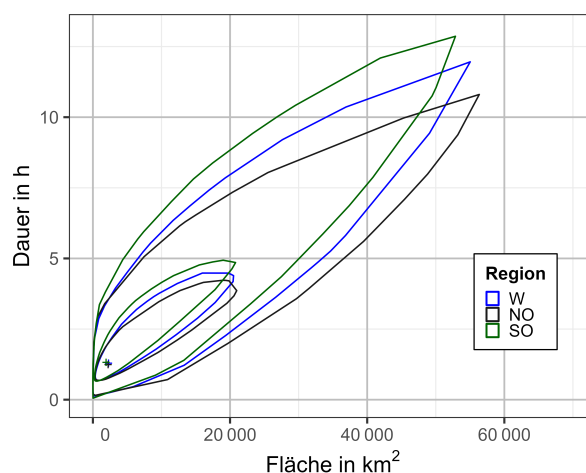


Abb. 6.10.: Bagplots aller CCE in den verschiedenen Subregionen.

Variabilität auf (Abb. 6.11). Generell ist zu beobachten, dass die prozentuale Abweichung der Gewitterhäufigkeit in den einzelnen Jahren in größeren, zusammenhängenden Gebieten erfolgt, was einen Zusammenhang zu synoptischen Antrieben vermuten lässt. Beispielhaft werden im Folgenden die prozentualen Anomalien der Häufigkeit der GT bzw. der  $CCE_{p90}$  für die Jahre diskutiert, die besonders stark von den anderen Jahren abweichen (2001, 2009 und 2021, alle übrigen jährlichen Anomalien finden sich in Anhang A).

Im **Jahr 2001** sind größere zusammenhängende Gebiete mit positiven prozentualen Abweichungen von der mittleren jährlichen GT-Häufigkeit vorrangig im nordwestlichen Teil zu beobachten (Abb. 6.11 oben links). Vor allem der westliche Teil Großbritanniens tritt mit hohen Werten am oberen Ende der Skala hervor. Dabei gilt es zu beachten, dass in diesem Bereich die mittlere jährliche Zahl an GT mit weniger als einem Tag (vgl. Abb. 6.4 rechts) die klimatisch niedrigsten Werte aufweist, d.h. Abweichungen von mehr als 300 % entsprechen dann 3 Gewittertagen im Jahr. Über dem Norden Frankreichs mit den höchsten Werten im Großraum Paris ist ebenfalls eine deutliche positive Anomalie der GT-Häufigkeit zu beobachten. Dem gegenüber steht eine teilweise über die Hälfte geringere GT-Häufigkeit in weiten

Teilen Deutschlands, dem Norden Polens, Österreichs, Sloveniens, Kroatiens und der Adria. Im Norden Italiens ist hingegen eine leichte positive Anomalie im Vergleich zur mittleren jährlichen Gesamtzahl zu beobachten.

Bei den Anomalien der  $CCE_{p90}$ -Häufigkeit finden sich in einem zusammenhängenden Gebiet an der spanisch-französischen Grenze und entlang der französischen Atlantikküste (mit Ausnahme der Bretagne) bis zur Normandie Werte von  $-100\%$ . Dies bedeutet, dass in diesem Jahr keine  $CCE_{p90}$  aufgetreten sind. Im nördlichen Teil Baden-Württembergs und Bayerns und in weiten Teilen Sachsen-Anhalts sowie in weiten Teilen Polens sind negative Werte in diesem Jahr zu beobachten. Bis zu einer Verdreifachung der  $CCE_{p90}$ -Häufigkeit ist im Südosten Frankreichs und in Italien ebenso wie an der Nordseeküste Deutschlands zu verzeichnen.

Im **Jahr 2009** (Abb. 6.11 Mitte rechts) sind im nordwestlichen Teil des Untersuchungsgebiets, vorrangig über der Nordsee und dem Ärmelkanal, kleinräumige, voneinander räumlich separierte Gebiete mit hohen Werten zu verzeichnen. Weiterhin befindet sich ein größeres, zusammenhängendes Gebiet positiver Abweichungen mit lokal eingelagerten Extremwerten ( $> 300\%$ ) über weiten Teilen Frankreichs, der Schweiz, dem Süden Deutschlands, Tschechiens und dem Süden und der Mitte Polens.

In diesem Jahr überwiegen bei den  $CCE_{p90}$ -Anomalien positive Werte. Mit Ausnahme des Südosten verzeichnet dieses Jahr nahezu in ganz Frankreich positive Werte. Auch in der Schweiz, Österreich und der Süden und Osten Deutschlands treten Werte von bis  $+ 300\%$  auf. Entlang der Mittelmeerküste Frankreichs und Westitaliens finden sich negative Anomalien der  $CCE_{p90}$ -Häufigkeit.

Die geringste Gesamtzahl an CG (vgl. Abb. 4.2)) wurde im **Jahr 2021** beobachtet. Dies zeigt sich am deutlichsten an der geringen Gewitterhäufigkeit im südöstlichen Teil, namentlich in Italien, der Adria, Slovenien, Kroatien und Bosnien und Herzegowina. Größere Gebiete weisen hier eine um zwei Drittel niedrigere GT-Häufigkeit auf gegenüber dem klimatologischen Mittel. Dieses Gebiet mit einer reduzierten GT-Häufigkeit überlappt außerdem auch mit jenen Gebieten mit relativ hohen klimatologischen Werten (vgl. Abb. 6.4 rechts). Mit Ausnahme von kleinen Gebieten im Nordosten Österreichs und im Osten Tschechiens und im Norden Spaniens gibt es praktisch über dem gesamten europäischen Festland ausschließlich negative Werte der prozentualen GT-Häufigkeit in diesem Jahr.

Ebenso treten in diesem Jahr über nahezu dem gesamten Festland praktisch keine  $CCE_{p90}$  auf ( $- 100\%$ ). Lediglich im Norden Deutschlands, dem Norden und Süden Polens, im Südwesten Frankreichs und einem kleinen Teil im Nordosten Italiens sind Werte um  $0\%$  zu beobachten.

Die oben diskutierten Beispielsjahre der prozentualen Abweichungen der jährlichen Häufigkeit der GT zeigen allerdings ebenfalls ein grundsätzliches Problem auf: Bedingt durch die hohe räumliche Auflösung weisen einzelne Gitterpunkte in zusammenhängenden Gebieten teils stark abweichende Anomalien auf. Dies erschwert die statistische Auswertung und Änderungen sind oftmals statistisch nicht signifikant.



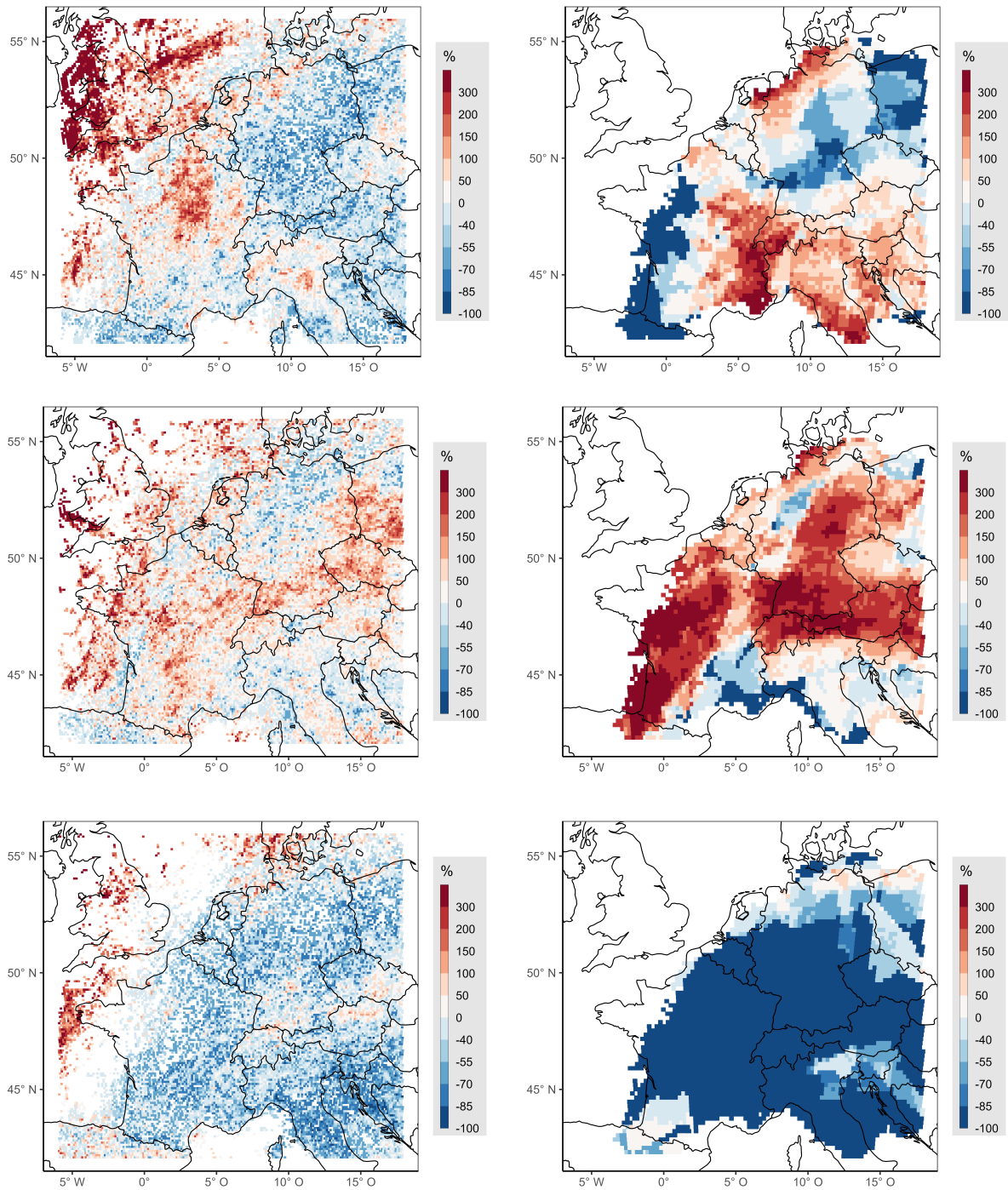


Abb. 6.11.: Jährliche prozentuale Abweichungen von (links) der mittleren jährlichen Anzahl an Gewittertagen pro Gitterpunkt und (rechts) der mittleren jährlichen Anzahl an CCE<sub>p90</sub> der Jahre (von oben nach unten) 2001, 2009, 2021. Gebiete mit einer CCE<sub>p90</sub>-Häufigkeit von im Durchschnitt weniger als zwei CCE<sub>p90</sub> pro Jahr sind von der Berechnung der Anomalie ausgenommen. Die positiven (roten) Farbschattierungen umfassen einen größeren Wertebereich als die negativen (blauen) Farbschattierungen.

Im Jahr 2021 sind in dem oben genannten südöstlichen Gebiet um die nördliche Adria mit stark negativer Anomalie einzelne Gitterpunkte enthalten, die keine außergewöhnliche Abweichung aufweisen (erscheinen als weiße Punkte). Bei den  $CCE_{p90}$ -Anomalien finden sich im Allgemeinen in größeren, zusammenhängenden Gebieten weniger eingelagerte Gitterpunkte mit abweichenden Werten. Vielmehr sind Gebiete mit positiven bzw. negativen Anomalien – im Gegensatz zu den Anomalien der GT-Häufigkeit – in der Regel räumlich voneinander klarer getrennt.

Später in der Arbeit wird untersucht, ob großräumige atmosphärische Strömungskonfigurationen für eine solche ungewöhnliche Reduktion der jährlichen GT-Häufigkeit ursächlich sein könnten. Wie in Kapitel 6.2 gezeigt, wird der Großteil der GT-Häufigkeit durch das Auftreten der  $CCE_{p90}$  bestimmt. Durch die exklusive Betrachtung großer, zusammenhängender Gebiete ist einerseits eine statistische Auswertung der Auftrittswahrscheinlichkeit deutlicher, zum anderen ist der meteorologische Zusammenhang zu großräumigen Strömungskonfigurationen wahrscheinlicher als bei räumlich separiert auftretenden kleinräumigen CCEs.

## 6.5. Serielles Clustering

Die bisherigen Betrachtungen der Gewitteraktivität haben den zeitlichen Aspekt außer Acht gelassen. Daher wird nun die klimatologische Verteilung serieller Clusterereignisse von  $CCE_{p90}$  (Definition siehe Kap. 5.4) vorgestellt.

Die Analyse der räumlichen Verteilung von zeitlich gehäuftem Auftreten von Gewittern in einer Region erfolgt pro Gitterpunkt anhand des durchschnittlichen Werts pro Tag und Jahr der für serielles Clustering neu generierten Zeitreihe (Kap. 5.4). Insgesamt ist die räumliche Verteilung jener Verteilung der mittleren Anzahl an  $CCE_{p90}$  pro Jahr (Abb. 6.6) ähnlich. So ist auch beim seriellen Clustering ein deutlich ausgeprägter Gradient der Gewitteraktivität vom Meer und den Küstengebieten ins Landesinnere zu beobachten (Abb. 6.12 links). Das Maximum liegt mit einem Wert von 2,5 entlang der südlichen Alpenhänge im Nordosten Italiens und dem Dreiländereck Italien, Österreich und Slowenien. Die Auflösung ist definitionsgemäß geringer als bei der Verteilung der mittleren Anzahl an  $CCE_{p90}$ , da für die Erstellung der neuen Zeitreihe auch die jeweils angrenzenden Gitterpunkte bei der Berechnung mitberücksichtigt werden (siehe Kap. 5.4). Wie bereits bei der Häufigkeit der  $CCE_{p90}$  diskutiert, unterliegen auch beim seriellen Clustering die Randbereiche einer technisch bedingten Abnahme, welche keine meteorologische Implikation hat.

Um die bei der Erstellung der Zeitreihe des seriellen Clusterings zugrundeliegende räumliche Verteilung der mittleren Anzahl der  $CCE_{p90}$  zu berücksichtigen, erfolgte die Berechnung der relativen Klimatologie. Dazu wurde pro Gitterpunkt der durchschnittliche Wert pro Tag und Jahr der für serielles Clustering neu generierten Zeitreihe durch die mittlere Anzahl an  $CCE_{p90}$  pro Jahr geteilt. Die räumliche Verteilung (Abb. 6.12 rechts) ermöglicht aufgrund der Berücksichtigung der  $CCE_{p90}$ -Häufigkeit die Vergleichbar-

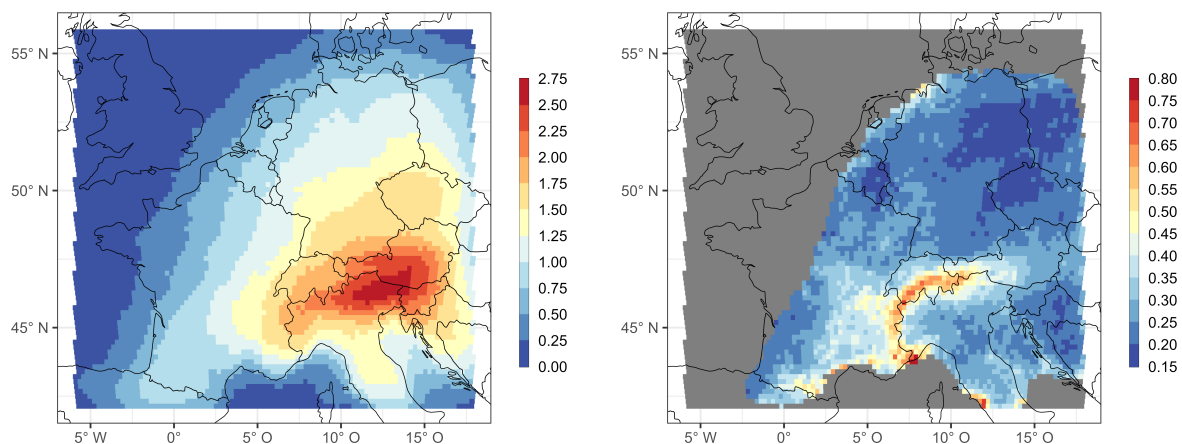


Abb. 6.12.: Durchschnittlicher Wert der Zeitreihe (links) des seriellen Clusterings pro Tag (siehe Definition in Kap. 5.4) und durchschnittlicher Wert des seriellen Clusterings pro Tag (rechts), allerdings normiert auf die mittlere Anzahl der  $CCE_{p90}$  pro Gitterpunkt. Lediglich Gebiete mit einem durchschnittlichen Wert von mehr als 1,2 pro Tag sind dargestellt (vgl. links, ungefähr dritter blauer Farbton).

keit der Gitterpunkte untereinander und kann als indirektes Maß für die bedingte Wahrscheinlichkeit von serielllem Clustering bei  $CCE_{p90}$ -Auftreten interpretiert werden. Dabei tritt wie schon bei den GT pro Gitterpunkt (Abb. 6.4 rechts) der Alpenhauptkamm deutlich als ein bogenförmiges Band hervor mit Werten größer als 0,45 entlang der französisch-italienischen Grenze, der südlichen Schweiz und dem westlichen Teil der österreichisch-italienischen Grenze. Die höchsten Werte sind in diesem Band an der Mittelmeerküste zu finden. Ebenso sind die Werte im Südosten Frankreichs über dem Zentralmassiv und entlang der Pyrenäen gegenüber dem übrigen Kontinent (mit Ausnahme der Alpenregion) etwas erhöht. Wenn es über der Gebirgskette der Alpen also zu großräumiger Gewitteraktivität kommt, dann meist in naher zeitlicher Abfolge.

Weiterhin sind im Südosten Frankreichs die Werte gegenüber dem übrigen Teil Europas höher ( $> 0,3$ ), was ebenfalls auf eine erhöhte zeitliche Häufung der großräumigen Gewitteraktivität schließen lässt. Auf dem übrigen Kontinent, insbesondere über den Mittelgebirgen, sind die Werte überwiegend unter dem Wert von 0,3 mit lediglich geringer Varianz.

Ein Vergleich der beiden Bereiche mit den höchsten Werten der jährlichen  $CCE_{p90}$ -Häufigkeit (Abb. 6.6 rechts, Norden Tschechiens, Dreiländereck Italien, Österreich und Slovenien) zeigt, dass beim seriellen Clustering geringere Werte in der nördlichen Region zu verzeichnen sind, weshalb in dieser Region bei den Absolutwerten auch keine Maxima dort auftreten (Abb. 6.12 links). Daraus folgt, dass zwar die  $CCE_{p90}$ -Häufigkeit in beiden Regionen gleich ist, jedoch seriellles Clustering dieser  $CCE_{p90}$  im südlichen Bereich häufiger auftritt. In der nördlichen Region treten großräumige Gewitterereignisse also zeitlich tendenziell separierter auf als in der Region südlich der Alpen.

An der Nordseeküste Deutschlands und den Niederlanden sind ebenso leicht erhöhte Werte zu finden, ebenso im Süden an der westlichen Mittelmeerküste Italiens. Der Grund hierfür ist wiederum in der Definition des seriellen Clusterings begründet: Durch die Berücksichtigung der angrenzenden Gitterpunkte wird an den Gitterpunkten in Küstennähe auch das serielle Clustering von den angrenzenden Gitterpunkten über dem Meer berücksichtigt. Über den Meeren ist allerdings die Stichprobe klein und somit sind Extremwerte der auf die Anzahl der  $CCE_{p90}$ -Häufigkeit normierte Klimatologie dort möglich (und deshalb dort auch nicht dargestellt; Abb. 6.12 rechts, grau schraffiert).



## 7. Zeitliche Trends der Gewitteraktivität

Der vorliegende Zeitraum von 2001 bis 2021 ermöglicht eine Betrachtung von zeitlichen Trends der Gewitteraktivität auf Basis von direkten Messungen der Blitzdaten für das westliche und zentrale Europa. Zunächst wird für die Blitzdichte und die Gewittertage eine hoch aufgelöste, Gitterpunkt-basierte Betrachtung der Gewitteraktivität vorgenommen. Sowohl für das gesamte Untersuchungsgebiet als auch für die in Kapitel 6.2 vorgestellten Teilgebiete werden die zeitlichen Änderungen verschiedener Charakteristiken der CCEs diskutiert. Am Ende des Kapitels erfolgt abschließend die zeitliche Entwicklung des Auftretens von seriellem Clustering von großräumigen Gewitterereignissen.

### 7.1. Trends der Gewittertage und Blitzdichte

Die klimatologischen Betrachtungen der Gewitteraktivität in Kapitel 6 motiviert die Untersuchung diese auf zeitliche Trends zu untersuchen. Um die Vergleichbarkeit der Gitterpunkte zu gewährleisten, werden hier relative Trends diskutiert. Relativ bedeutet dabei, dass die berechneten Trends ins Verhältnis zur mittleren jährlichen Anzahl an GT bzw. CG gesetzt werden. Dies ermöglicht die Vergleichbarkeit der Gitterpunkte unabhängig von der zugrunde liegenden Klimatologie. Gitterpunkte, an denen in sechs oder mehr Jahren kein GT auftritt (Abb. 6.4 links), sind dabei von der Berechnung ausgenommen, da dort die Trendberechnung nicht sinnvoll ist. Daher sind für große Teile des Nordatlantiks, des Mittelmeers und der Nordsee Großbritannien keine Trends angegeben.

Am auffälligsten ist ein großes zusammenhängendes Gebiet mit signifikant negativen Werten sowohl bei dem Trend der GT als auch bei dem Trend der Anzahl der Blitze pro Gitterpunkt von bis zu  $-7\%$  in Zentralfrankreich (Abb. 7.1). Das Gebiet erstreckt sich von östlich der Gironde in Frankreich bis zu den Grenzen Belgiens und bis zu den Vogesen, mit weiteren kleineren Ausdehnungen nach Luxemburg und Westdeutschland. Bei den Gitterpunkten mit den maximalen Rückgängen in Zentralfrankreich bedeutet eine prozentuale Verringerung von  $-7\%$  pro Jahrzehnt in konkreten Zahlen für die absolute Anzahl an Blitzen einen Rückgang von etwa 85 Blitzen im Jahr 2001 auf 70 im Jahr 2021 pro Gitterpunkt. Im Gegensatz dazu findet sich am südwestlichen Rand des Untersuchungsgebiets in Nordspanien ein kleineres zusammenhängendes Gebiet mit positiven Trends, welche jedoch nur vereinzelt signifikant sind. Darüber hinaus weisen einige Gitterpunkte an den Küstengebieten des Mittelmeers, in Norddeutschland, in Teilen Polens, an der Ostsee und in einigen kleinen Gebieten auf dem Balkan positive Trends auf. Die meisten dieser Trends sind jedoch statistisch nicht signifikant.

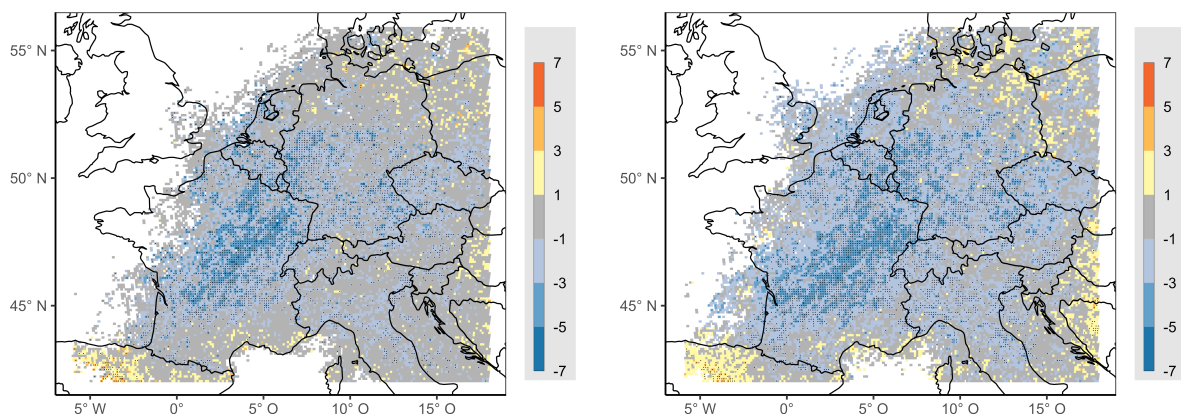


Abb. 7.1.: Relative Trends der (links) Gewittertage (GT) und (rechts) Blitze pro Jahrzehnt. Schwarze Punkte zeigen die Ergebnisse eines TFPW Mann-Kendall-Signifikanztests ( $p = 0,05$ ). Gitterpunkte mit sechs oder mehr Jahren ohne Gewittertage sind ausgeschlossen und entsprechend transparent. Gitterpunkte mit geringem oder keinem Trend sind in Grau dargestellt.

In dem oben erwähnten Gebiet mit Schwerpunkt Frankreich mit dem stärksten Negativtrend bei den Gewittertagen ist der Trend bei den CG in Bezug auf die Trendstärke und die statistische Signifikanz noch ausgeprägter. Dieser Befund steht im Zusammenhang mit einem Rückgang der Tage mit extremen CGs pro Gewittertag. Außerdem hat dieses Gebiet negativer Trends in südwest-nordöstlicher Richtung eine größere Ausdehnung. Dies deutet auch auf eine Abnahme der räumlichen Ausdehnung intensiver Blitzcluster hin und wird daher in Abschnitt 7.2 vertiefend diskutiert.

Viele bisherige Studien über die Gewitteraktivität und damit verbundenen Extremereignissen in Europa zeigen im Allgemeinen eine Zunahme von konvektionsbegünstigenden atmosphärischen Umgebungsbedingungen in den letzten Dekaden in Europa (z. B. Ye et al., 2017; Taszarek et al., 2021a; Taszarek et al., 2021b; Battaglioli et al., 2023). Der Befund einer abnehmenden Gewitteraktivität in einigen Regionen Europa ist angesichts dieser Studien daher unerwartet.

Diese Diskrepanz motiviert daher eine genauere Betrachtung der Trendentwicklung hinsichtlich der Entwicklung der Größe, Ausdehnung und Intensität der Gewitteraktivität. An dieser Stelle ist zu erwähnen, dass die der Trendberechnungen zu Grunde liegenden Zeitreihen bei den genannten Studien deutlich länger sind als der in dieser Arbeit betrachtete Zeitraum. Erwähnenswert ist auch, dass Taszarek et al. (2021b) für die im letzten Absatz erwähnte Region mit signifikant negativen Trends in Frankreich ebenfalls einen (wenn auch nicht signifikanten) negativen Trend (Taszarek et al., 2021b, Abb. 6 a) berechnen. Insgesamt weisen 37 % aller Gitterpunkte der CG-Anzahl und 59 % aller GT vernachlässigbare Trends von weniger als  $\pm 1\%$  (Abb. 7.1, in grau) auf. Dies bedeutet eine geringe systematische Veränderung der Gewitteraktivität an diesen Gitterpunkten. Vielmehr zeigt sich hier eine hohe jährliche Variabilität der Gewitteraktivität, aus der sich keine Trends ergeben (vgl. auch Abb. 6.11). Dieser Befund gilt für weite Teile Polens und Ostdeutschlands ebenso wie für die Tschechische Republik, Österreich, die Schweiz,

Italien und die im Untersuchungsgebiet liegenden Balkanländer. Einzelne isolierte Gitterpunkte mit oft sogar signifikanten Trends in diesen Ländern sind sehr wahrscheinlich auf das gehäufte Auftreten (oder Nichtauftreten) einzelner schwerer Gewitter zu Beginn (oder am Ende) der Zeitreihe zurückzuführen, ohne jedoch eine regional ausgeprägte Tendenz der Gewitteraktivität zu repräsentieren.

Die um 22 % höhere Zahl der Gitterpunkte mit weniger als  $\pm 1\%$  bei den Trends der CG gegenüber den GT-Trends ist darauf zurückzuführen, dass durch die Definition der Gewittertage Ausreißer (ein Tag mit beispielsweise 100 Blitzen fließt mit derselben Gewichtung in die Statistik der GT ein wie ein Tag mit 5 Blitzen) zu einer deutlichen Abnahme der Gitterpunkte mit höheren Trendwerten führen (vgl. auch Kap. 5.3). Bei der Trendberechnung mittels parametrischer linearer Regression (Gl. 3.11) sind die Trends tendenziell betragsmäßig größer (nicht gezeigt). So beträgt der Median der Änderungsrate der CG für  $\text{med}\hat{\beta}_{\text{TS}} = -1.15$  und für  $\text{med}\hat{\beta}_{\text{kQ}} = -1.63$ ; bei GT-Änderungen sind  $\text{med}\hat{\beta}_{\text{ts}} = -0.67$  und  $\text{med}\hat{\beta}_{\text{kQ}} = -1.02$ .

Das Verhältnis von positiven zu negativen Trends beträgt bei der Gesamtzahl der CG 0,16 und bei den GT 0,12. Der höhere Wert bei den CG-Trends ist aufgrund der schiefen Verteilung der Blitze pro Gewittertag (vgl. 5.12 links) erwartbar. Extremwerte der Blitze pro Tag fließen trotzdem als einzelner GT in die Statistik ein, wohingegen bei den CG-Trends ein einzelner Tag mit einer hohen Blitzanzahl unter Umständen eine Blitzsumme aufweisen kann, die der Gesamtsumme sehr vieler GT-Blitzsummen entspricht.

Die höheren Änderungsraten der CG-Trends gegenüber den GT-Trends und die höhere Anzahl an Gitterpunkten mit nicht vernachlässigbaren Trends motiviert zwei sich daraus ergebende Fragen zu beantworten:

1. Gibt es Änderungen bei der mittleren Anzahl an Blitzen pro Gewittertag?
2. Welche Trends pro Gitterpunkt ergeben sich bei der Betrachtung extremerer Blitzhäufungen pro Gewittertag?

Zur Beantwortung dieser Fragen wird der Trend der mittleren Blitzzahl pro Gewittertag und Jahr und Gewittertage mit einem doppelten Schwellenwert für die Definition eines GT von zehn Blitzen pro Tag hinsichtlich eines Trends untersucht. Durch die Verdoppelung des Schwellenwerts auf zehn Blitze reduziert sich die absolute Anzahl der GT und damit der den Trends zugrunde liegenden Jahressummen an GT pro Gitterpunkt. Sichtbar wird diese Tatsache u. a. auch durch die gegenüber den Trends mit fünf Blitzen pro Tag größere Fläche an Gitterpunkten ohne Trendberechnung (Abb. 7.2 links). Die Verdoppelung des Schwellenwerts auf zehn Blitze pro Tag ergibt an vielen Gitterpunkten eine Erhöhung des Betrags der überwiegend negativen Trends vor allem in Frankreich ( $\text{med}\hat{\beta}_{\text{ts}} = -1.11$  gegenüber  $\text{med}\hat{\beta}_{\text{ts}} = -0.67$  bei einem Schwellenwert von fünf Blitzen pro Gewittertag). Die Verteilung der Gitterpunkte mit negativen Trends bleibt hinsichtlich der räumlichen Verteilung nahezu identisch (vgl. Abb. 7.1 links). Der Anteil der Gitterpunkte mit vernachlässigbaren Trends verringert sich auf 48 %.



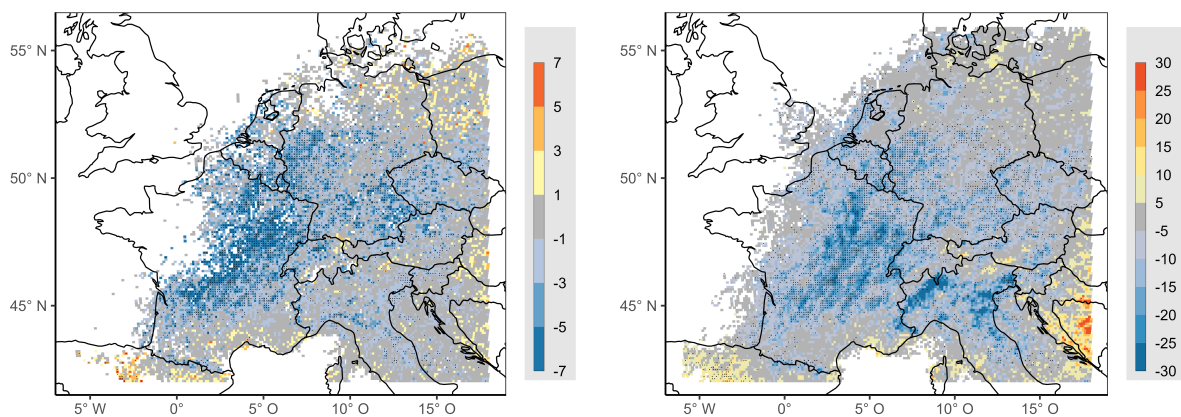


Abb. 7.2.: Relative Trends (links) der Gewittertage mit auf zehn Blitze pro Gitterpunkt verdoppeltem Schwellenwert der Definition eines GT und (rechts) der mittleren Anzahl an Blitzen pro Gewittertag pro Jahrzehnt. Schwarze Punkte zeigen die Ergebnisse eines TFPW Mann-Kendall-Signifikanztests ( $p = 0,05$ ). Gitterpunkte mit sechs oder mehr Jahren ohne Gewittertage sind ausgeschlossen und entsprechend transparent. Gitterpunkte mit geringem oder keinem Trend sind in grau dargestellt.

Auch der Trend der mittleren Zahl an Blitzen pro Gewittertag weist eine ähnliche räumliche Verteilung auf wie die Trends der Gewittertage beider Schwellenwerte. Auffälligste Unterschiede sind nicht signifikante negative Trends am Südrand der Alpen im Nordwesten Italiens und der Poebene und nicht signifikante positive Trends auf dem Balkan am Rand des Untersuchungsgebiets. Aufgrund der Nichtsignifikanz und der Tatsache, dass sowohl bei den Gewittertagen als auch bei der mittleren Anzahl an Blitzen pro Gewittertag fast keine räumlich zusammenhängenden Trends (positiv/negativ) in diesen Regionen zu verzeichnen sind, liegen diesen Beobachtungen aller Wahrscheinlichkeit nach keine systematische meteorologische Ursache zugrunde.

Zusammengefasst ist also das auffälligste Merkmal der Trendanalysen ein zusammenhängendes Gebiet mit negativen Trends, welches sich von östlich der Gironde in Frankreich bis zu den Grenzen Belgiens und bis zu den Vogesen mit weiteren Ausdehnungen nach Luxemburg und Westdeutschland erstreckt. Die Hauptachse einer gedachten umhüllenden Ellipse hat dabei eine südwestlich-nordöstliche Orientierung. Wie bereits im Rahmen der Klimatologie diskutiert (Kapitel 6.2, Betrachtung von Teilgebieten), ist die Hauptorientierungsrichtung der CCE ähnlich (vgl. auch 6.8, westlicher Referenzpunkt). Ebenso zeigt sich nicht nur eine Abnahme von Gewittertagen, sondern auch vor allem von Gewittertagen mit hoher Blitzintensität. Um der Frage nach Änderungen der Gewitterarten nachzugehen, soll daher nun eine vertiefende Analyse dieser Beobachtungen anhand von zeitlichen Änderungen der räumlichen und zeitlichen Charakteristiken der CCE erfolgen.

## 7.2. Trends der CCE-Aktivität

Die zweidimensionalen jährlichen Verteilungen der CCE zeigen eine Tendenz zum Auftreten von kleineren, räumlich voneinander isolierten CCEs (Abb. 7.3 links), insbesondere bei Betrachtung des inneren Polygons des *bagplots*. Analog zur Box und den *whiskers* eines eindimensionalen *boxplots* visualisieren das innere und äußere Polygon des *bagplots* zweidimensionale Daten, hier die Dauer und Fläche der CCE. In den Jahren zu Beginn des Jahrhunderts (blaue Farben) treten mehr größere Cluster auf als in den Jahren nach 2010. So liegt beispielsweise das 90. Quantil der Größe aus dem Jahr 2021 bei 22900 km<sup>2</sup>, was eine Verringerung um etwa 31 % im Vergleich zu 33000 km<sup>2</sup> aus dem Jahr 2001 bedeutet.

Es zeigt sich auch eine hohe jährliche Variabilität der zweidimensionalen Verteilung der Dauer und Größe (siehe Abb. 7.3 links). Dies wird noch deutlicher, wenn man die Extremwerte der CCE-Verteilungen mit langer Dauer und großer Größe betrachtet, die durch die äußere konvexe Hülle des *bagplots* (siehe Kap. 3.5) angezeigt werden.

Die Gesamtzahl der CG pro Jahr weist einen signifikanten ( $p = 0,05$ ) negativen Trend von ca. –0,9 Millionen Einschlägen pro Jahrzehnt auf. Das Minimum lag im Jahr 2021 (2,3 Millionen, Abb. 7.3 rechts), die höchste Zahl an Blitzschlägen wurde im Jahr 2015 (6,4 Millionen) verzeichnet. Der Jahresmittelwert liegt bei 4,2 Millionen CG mit einer Standardabweichung von 1,04 Millionen. Am auffälligsten ist die Zunahme von kleinen Clustern ( $< 1000 \text{ km}^2$ , Abb. 7.3 rechts), während die Zahl der mittleren ( $1000 - 5000 \text{ km}^2$ ) und größeren Cluster ( $> 5000 \text{ km}^2$ ) abgenommen hat. Ebenso hat sich das Verhältnis von kleinen zu großen Clustern in diesem Zeitraum fast verdoppelt (46 % pro Jahrzehnt, signifikant mit  $p = 0,05$ ). Die Anzahl der detektierten CCEs zeigt jedoch nur eine schwache, nicht signifikante Korrelation mit der Gesamtzahl der Blitze pro Jahr ( $r = 0,3$ ,  $p = 0,065$ ) und wird noch schwächer, wenn die Korrelation ohne die Jahre 2020 und 2021 mit weit unterdurchschnittlichen Blitzzahlen berechnet wird (nicht gezeigt).

Diese Beobachtung einer Zunahme der Anzahl kleinerer Cluster und einer Abnahme der Anzahl größerer Cluster – sowie die Berücksichtigung der Verteilung gemäß den *Bagplots* von Abb. 7.3 links – ist ein Hinweis auf eine Zunahme von kleinräumiger Gewitteraktivität. Dieser Befund einer veränderten Charakteristik von Gewittern auf der Mesoskala ist vermutlich auch ein Grund für die in Abbildung 7.1 dargestellten negativen Trends bei den GTs und der Blitzdichte sowie dem abnehmenden Trend bei der Gesamtzahl der Blitze. (Abb. 7.3 rechts).

Um dieser Beobachtung vertiefend nachzugehen, erfolgt nun eine räumlich differenzierte Betrachtung der zweidimensionalen Verteilung der Dauer und Größe der CCE. Dazu werden, analog zu Abbildung 7.3, *bagplots* für jede der in Kapitel 6.2 motivierten Teilgebiete erstellt. Eindeutige Schlussfolgerungen sind hier aufgrund der hohen jährlichen Variabilität schwierig. Deshalb wird in diesem Absatz die Terminologie „Tendenz“ verwendet um sich sprachlich von dem Begriff „Trend“ der vorherigen

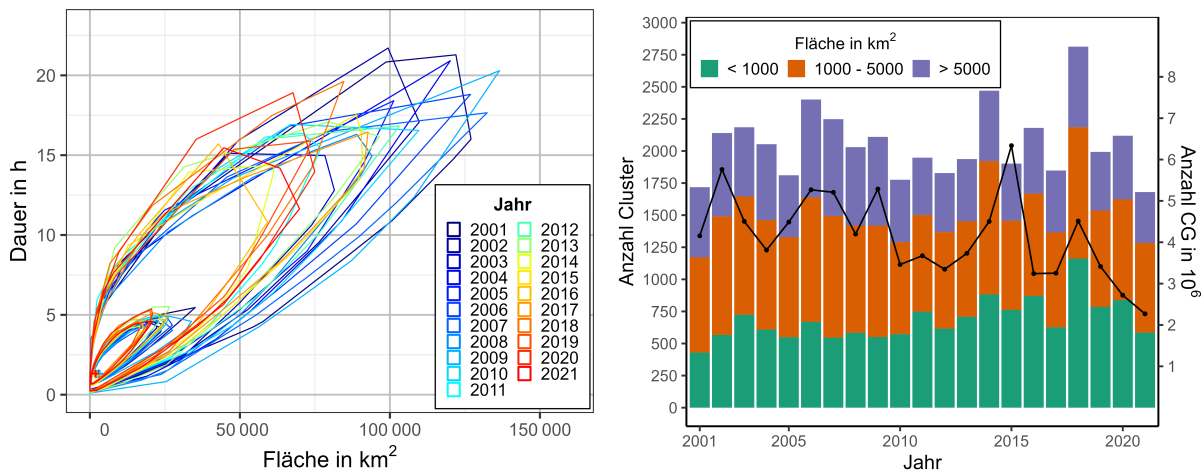


Abb. 7.3.: Bagplots (links) der Fläche und Dauer der CCE aller Jahre und (rechts) die Anzahl der CCEs aufgeteilt in drei verschiedene Flächengrößenklassen und die Gesamtzahl von Blitzeinschlägen pro Jahr in schwarz.

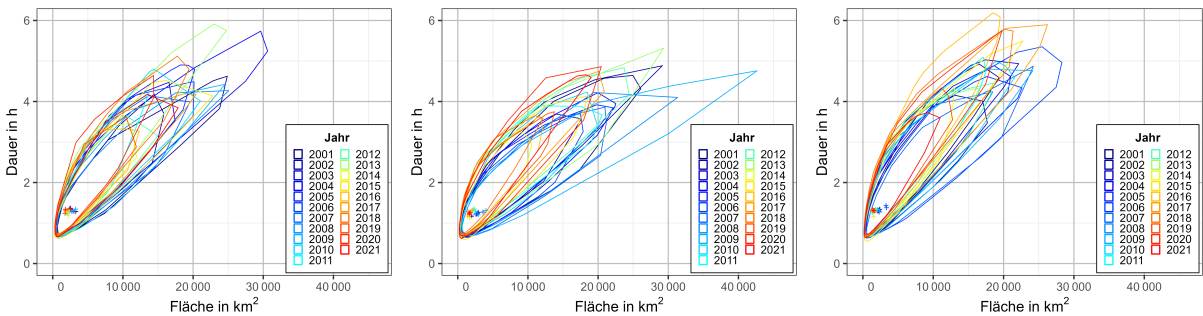


Abb. 7.4.: Bagplots der Fläche und Dauer der CCE aller Jahre in der (links) westlichen, (Mitte) nordöstlichen und (rechts) südöstlichen Region. Anmerkung: Die äußeren Polygone der bagplots unterliegen aufgrund der regionalen Teilstichproben einer extrem hohen Variabilität. Daher sind lediglich die inneren Polygone der verschiedenen Jahre dargestellt (vgl. mit Abb. 7.3, inneres Polygon).

Absätze abzugrenzen, wo die Schlussfolgerungen bezüglich der zeitlichen Entwicklung klarer sind. Es zeigt sich, dass die räumliche Ausdehnung in allen Regionen tendenziell abnimmt (Abb. 7.4). Die stärkste Abnahme ist dabei in der nordöstlichen Region ersichtlich. Bei der westlichen Region ist zusätzlich auch eine Tendenz hin zu CCEs mit kürzerer Dauer zu beobachten. Zusammenfassend ist festzuhalten, dass sowohl die Dauer als auch die Größe der CCE negative Tendenzen aufweisen. Auch wenn sich diesbezüglich Unterschiede in den Teilgebieten ausmachen lassen, ist die Feststellung richtig, dass im gesamten Untersuchungsgebiet ein Rückgang großen CCEs mit langer Dauer zu verzeichnen ist. Weiter untermauert wird diese Aussage in Kombination mit den Befunden der Gitterpunkt-basierten Analysen im nächsten Kapitel.

### Trends der CCE Aktivität pro Gitterpunkt

An 60 % der Gitterpunkte sind für die CCE<sub>P0-90</sub> vernachlässigbare Trends zu verzeichnen (Abb. 7.5), bei den CCE<sub>P90</sub> sind es lediglich 35 %. Ebenso weisen bei den CCE<sub>P90</sub> 10 % Prozent der Gitterpunkte einen

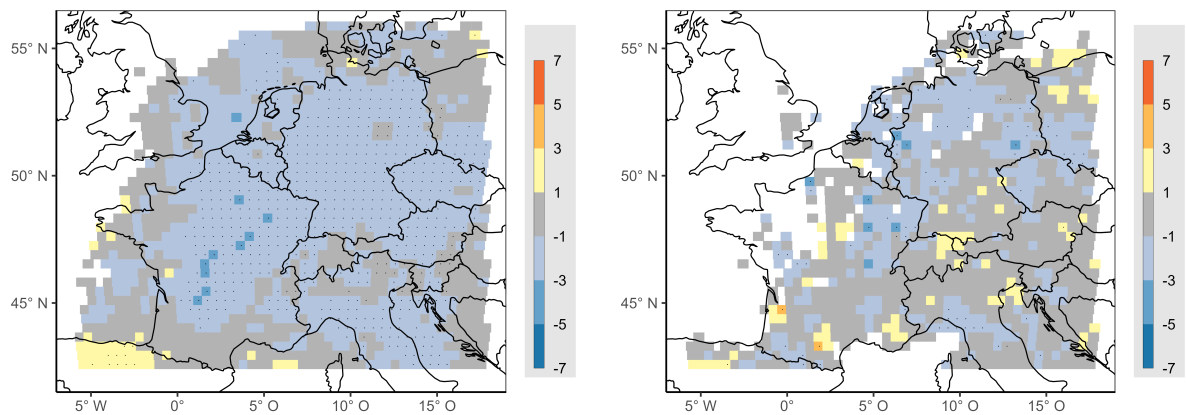


Abb. 7.5.: Trends (links) des obersten 90. Quantils der CCE und (rechts) der übrigen Quantile pro Jahrzehnt. Um die Stichprobe für Trendberechnungen zu vergrößern, wurden jeweils 2 x 2 Gitterpunkte zusammengefasst. Schwarze Punkte zeigen die Ergebnisse eines TFW Mann-Kendall-Signifikanztests ( $p = 0,05$ ).

signifikanten Trend auf, während dies bei den  $CCE_{p0-90}$  lediglich 1 % Prozent sind. Die Unterschiede in der Anzahl der geringen Trends und der Gitterpunkte mit Signifikanz sind auch auf die unterschiedlichen Stichprobengrößen zurückzuführen.

Ein großes, zusammenhängendes Gebiet mit signifikant negativen Trends erstreckt sich bei den  $CCE_{p90}$  über weite Teile Frankreichs, nahezu ganz Deutschland, Tschechien und Österreich. Über dem Norden Spaniens (soweit im Kartenausschnitt) befindet sich ein zusammenhängendes Gebiet mit signifikant positiven Trends. Weiterhin findet sich über Italien und der Adria ein Gebiet mit signifikant negativen Trends. Betragsmäßig weisen (mit Ausnahme von neun Gitterpunkten) sowohl die positiven als auch die negativen Trends einen Wertebereich von  $[1, 3]$  auf.

Bei den Trends der  $CCE_{p0-90}$  ist im Gegensatz zu den Trends der  $CCE_{p90}$  die Verteilung räumlich heterogener. In Frankreich beispielsweise gibt es Gitterpunkte mit unmittelbar nebeneinander liegenden positiven und negativen Trends. Größere, zusammenhängende Gebiete mit signifikant positiven Gebieten sind im gesamten Untersuchungsgebiet nicht zu verzeichnen. Gebiete mit relativ geringer räumlicher Erstreckung mit signifikant negativen Trends finden sich lediglich an der westlichen Mittelmeerküste Italiens. Im Norden Deutschlands ist zwar ein größeres zusammenhängendes Gebiet mit negativen Trends zu beobachten, allerdings sind die Trends nur an wenigen Gitterpunkten auch signifikant.

Zusammengefasst findet sich in weiten Teilen des Untersuchungsgebiets eine Abnahme vor allem von großen, zusammenhängenden Gewittergebieten. Weiterhin ist eine Abnahme der (mesoskaligen) Ausdehnung gewitteraktiver Gebiete sowohl bei der Gesamtbetrachtung als auch in den einzelnen Teilregionen zu beobachten. Die beobachteten negativen Trends bei den Gewittertagen haben sehr wahrscheinlich ihre Ursache (auch) in der Abnahme der Häufigkeit von (mesoskaligen) Gewittergebieten.

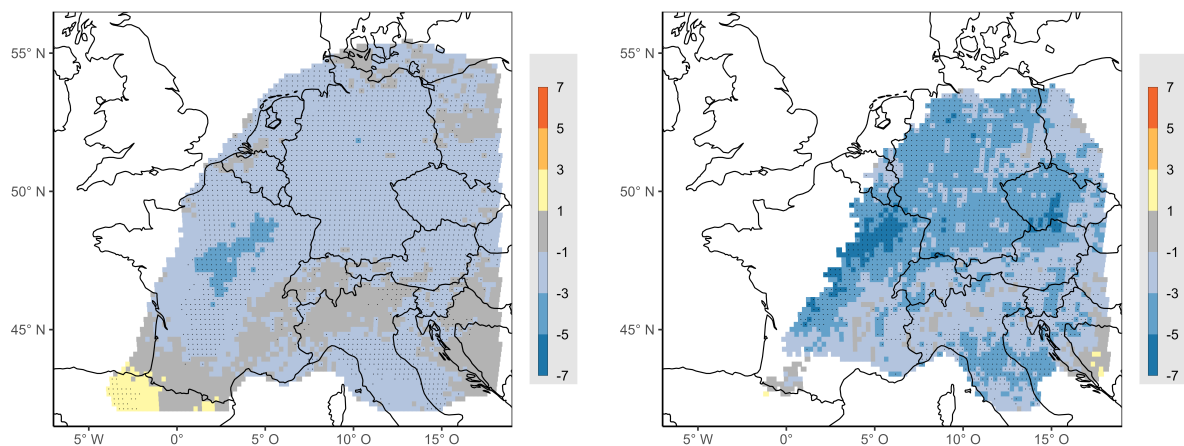


Abb. 7.6.: Trends (links) der jährlichen Durchschnittswerte der neu generierten Zeitreihe seriellen Clusterings und (rechts) der jährlichen Anzahl serieller Clusterereignisse pro Jahrzehnt. Schwarze Punkte zeigen die Ergebnisse eines TFPW Mann-Kendall-Signifikanztests ( $p = 0,05$ ). Gebiete, in denen der Durchschnittswert der Zeitreihe seriellen Clusterings (links) unter 0,5 liegt, wurden von der Berechnung ausgeschlossen (vgl. 6.12 links) ebenso wie Gebiete, in denen das 90te Perzentil zur Definition eines seriellen Clusterereignisses unter 3 liegt (vgl. 6.12 links).

### 7.3. Trends seriellen Clusterings

Der Befund negativer Trends vor allem bei Gewitterclustern mit großer räumlicher Ausdehnung wirft die Frage auf, ob sich auch für das zeitlich gehäufte Auftreten negative Trends beobachten lassen. Die Änderung des seriellen Clusterings von Gewitterereignisse mit großer räumlicher Ausdehnung im Untersuchungsgebiet wird anhand der beiden Datensätze für seriell Clusterung untersucht:

1. Die jährlichen Durchschnittswerte der neu generierten Zeitreihe seriellen Clusterings (siehe Definition in Kap. 5.4, Abb. 7.6 links).
2. Die jährliche Anzahl an Tagen mit einem seriellen Clusterereignis (das 90te Perzentil der generierten Zeitreihe seriellen Clusterings wird überschritten, siehe auch Kap. 5.4, Abb. 7.6 rechts).

Die Trends der jährlichen Durchschnittswerte der Zeitreihe seriellen Clusterings pro Dekade weisen überwiegend negative Werte zwischen  $-1$  und  $-3$  auf (Abb. 7.6 links; 68% der Gitterpunkte). Lediglich im Nordwesten Spaniens gibt es eine kleine Region mit signifikant positiven Werten (5% der Gitterpunkte).

Größere zusammenhängende Gebiete mit geringen Werten ( $[-1, 1]$ ) finden sich (i) im Südwesten Frankreichs entlang der Grenze zu Spanien, (ii) im Norden Italiens und großen Teilen der Schweiz und im Südosten Frankreichs in der Alpenregion, (iii) im Südosten des Untersuchungsgebiets nahezu über ganz Kroatien und Bosnien und Herzegowina und (iv) im Norden Polens.

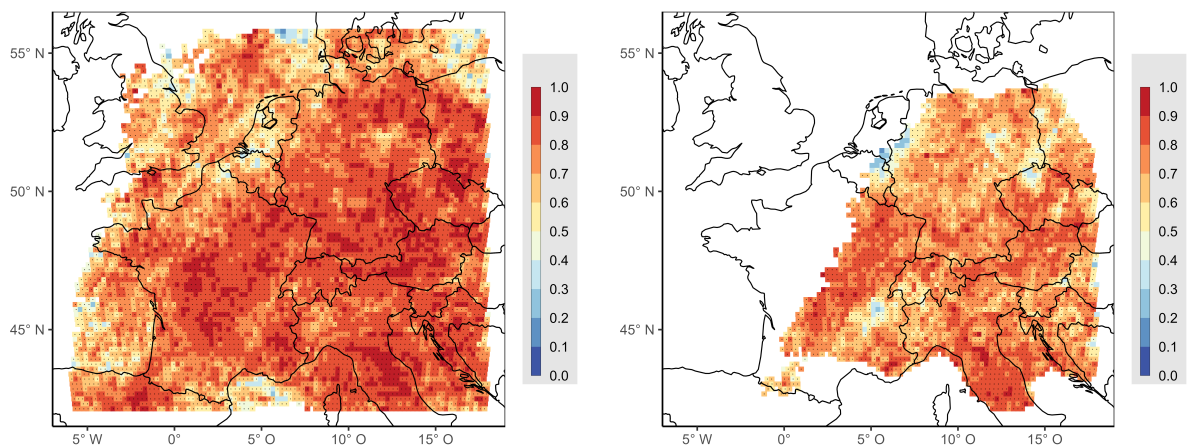


Abb. 7.7.: Spearman-Rangkorrelationskoeffizient zwischen (links) den jährlichen Durchschnittswerten der neu generierten Zeitreihe seriellen Clusterings und der jährlichen Anzahl an  $CCE_{p90}$  und (rechts) der jährlichen Anzahl serieller Clusterereignisse und der jährlichen Anzahl an  $CCE_{p90}$ . Schwarze Punkte zeigen die Ergebnisse des Signifikanztests ( $p = 0,05$ ). Gebiete, in denen in mehr als sieben Jahren kein  $CCE_{p90}$  auftritt, wurden von der Berechnung ausgeschlossen. Zusätzlich sind (links) Gebiete, in denen das 90. Perzentil zur Definition eines seriellen Clusterereignisses unter 3 liegt (vgl. 6.12 links), ausgeschlossen.

Ebenso ist die jährliche Anzahl der seriellen Clusterereignisse praktisch im gesamten Untersuchungsgebiet rückläufig (99% der Gitterpunkte haben negative Werte). Signifikant positive Trends treten nicht auf. Ebenso sind die Werte hier im Vergleich zum Trend der jährlichen Durchschnittswerte der Zeitreihe seriellen Clusterings niedriger. Der Durchschnitt der Trends gemittelt über das Untersuchungsgebiet beträgt bei der Zeitreihe seriellen Clusterings  $-1,36$  und bei der jährlichen Anzahl der seriellen Clusterereignisse  $-2,92$ . Die oben genannten Gebiete (i bis iv) mit geringen Trendwerten sind – soweit in beiden Untersuchungsgebieten enthalten – bei dem Trend der jährlichen Anzahl der seriellen Clusterereignisse ebenfalls Gebiete mit geringeren Trendwerten im Vergleich zur Umgebung. Daraus kann geschlossen werden, dass stärker ausgeprägte serielle Cluster auch einen etwas stärkeren Rückgang aufweisen als weniger stark ausgeprägte serielle Cluster.

Die Korrelation zwischen den jährlichen Durchschnittswerten der neu generierten Zeitreihe seriellen Clusterings und der jährlichen Anzahl an  $CCE_{p90}$  weist im gesamten Untersuchungsgebiet an über zwei Dritteln der Gitterpunkte einen Spearman-Korrelationskoeffizient von über 0,75 auf (Abb. 7.7 links). Signifikante Werte von weniger als 0,5 treten nahezu ausschließlich in Gebieten mit klimatologisch geringer Gewitteraktivität auf, beispielsweise an den Küstengebieten und über den Meeresgebieten. Die räumliche Verteilung der Werte des Korrelationskoeffizienten zwischen der jährlichen Anzahl der  $CCE_{p90}$  und der Zeitreihe seriellen Clusterings bzw. der jährlichen Anzahl der seriellen Clusterereignisse ist ähnlich, allerdings sind die Werte bei Letzterem im Allgemeinen etwas niedriger (vgl. Abb. 7.7 links und rechts). So beträgt der Durchschnitt des Korrelationskoeffizienten links 0,78 und rechts 0,73.

Zusammenfassend ist festzustellen, dass der Rückgang der jährlichen Anzahl der großräumigen Gewitterereignisse gleichzeitig auch ein Rückgang des zeitlichen Clusterings der großräumigen Gewitterereignisse im Untersuchungsgebiet bedeutet. Außerdem ist nahezu im gesamten Untersuchungsgebiet ein Rückgang von seriellen Clusterereignissen zu verzeichnen. Die hohen Korrelationswerte (Abb. 7.7 links und rechts) zwischen der jährlichen CCE-Anzahl und der Anzahl seriellen Clusterereignissen zeigt, dass es keine Divergenz zwischen diesen Größen gibt, es also nicht etwa zwar weniger großräumige Gewitterereignisse, aber dafür diese häufiger zeitlich eng aufeinanderfolgend auftreten.

## 8. Telekonnektionen und Gewitteraktivität

Verschiedene frühere Studien konnten Zusammenhänge zwischen Telekonnektionen und der Gewitteraktivität in unterschiedlichen Regionen der Welt herstellen (z. B. Price und Federmesser, 2006; Allen et al., 2015; Tippett et al., 2015). Piper und Kunz (2017) und Piper et al. (2019) beispielsweise stellten für West- und Zentraleuropa einen Zusammenhang zwischen Blitzanomalien und verschiedenen Telekonnektionen her. In diesem Kapitel wird deshalb eine Analyse möglicher Zusammenhänge zwischen der (regionalen) Gewitteraktivität und den führenden Telekonnektionsmoden (Nordatlantische Oszillation, NAO; Ostatlantisches Muster, EA; Skandinavisches Muster, SCAND; Ostatlantisches-Westrussisches Muster, EAWR; siehe Kap. 4.3) durchgeführt. Außerdem werden mögliche Zusammenhänge zu den im vorherigen Kapitel vorgestellten negativen Trends der Gewitterhäufigkeit diskutiert.

### 8.1. Nordatlantische Oszillation

Die Nordatlantische Oszillation (NAO) ist für die subsaisonale Variabilität des Wettergeschehens in Europa bedeutsam (z. B. Trigo et al., 2002; Cattiaux et al., 2010; Yao und Luo, 2014). Viele Studien konzentrieren sich dabei vor allem auf das Winterhalbjahr, in dem der Zusammenhang zu verschiedenen meteorologischen Variablen im Vergleich zum Sommerhalbjahr deutlicher ausgeprägt ist (z. B. Folland et al., 2009; Hanna und Cropper, 2017). Für die Untersuchung eines Zusammenhangs zur Gewitteraktivität werden zwei Vergleichsstichproben der MJJA-Periode gebildet (Monatssummen der Gewittertage bei  $NAO < 1$ ,  $NAO_-$  und alle übrigen Monate) und mittels Chancenverhältnis bzw. Yules  $Q$  analysiert (Kap. 3.4). Selbiges wird auch bei Monaten mit  $NAO > 1$  ( $NAO_+$ ) durchgeführt. Diese Werte (1 und  $-1$ ) motivieren sich aus der Standardabweichung der NAO-Werte und wurden auch von Piper und Kunz (2017) verwendet. Diese kommen ebenso bei den übrigen Telekonnektionsindizes zur Anwendung, mit Ausnahme der EA (Erklärung siehe dort).

Bei  $NAO_-$  finden sich im Westen hauptsächlich negative Werte (Abb. 8.1 links). Der Mittelwert von Yules  $Q$  im Westen ( $< 6^\circ O$ ) beträgt  $-0,08$  und verringert sich auf  $-0,32$  wenn ausschließlich Gitterpunkte mit signifikanten Yules  $Q$ -Werten für die Berechnung verwendet werden. Häufigkeitsschwerpunkte von signifikant negativen Gebieten sind vor allem der Großraum Paris, die Pyrenäen und der Alpenraum im Südosten Frankreichs entlang der westlichen Seite der Grenze zu Italien. Zusammenhängende Regionen mit signifikant positiven Werten für Yules  $Q$  finden sich entlang der österreichisch-italienischen Grenze über den Alpen, über Polen und der Ostsee. Bei der Berechnung des Mittelwerts im Osten ( $> 5^\circ O$ ) er-



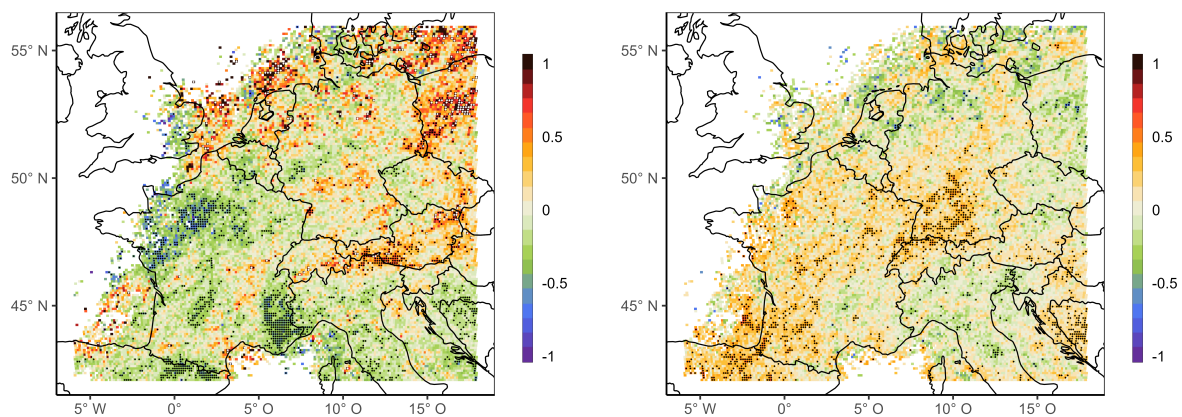


Abb. 8.1.: Yules $Q$  bei Monaten mit (links)  $NAO < 1$  und (rechts)  $NAO > 1$ . Gitterpunkte mit mehr als sechs Jahren ohne Gewittertag sind von der Berechnung ausgenommen. Die Punkte markieren statistische Signifikanz ( $p = 0,05$ ).

geben sich Werte von 0,06, bei ausschließlicher Verwendung von signifikanten Werten von Yules $Q$  0,26. Das entspricht einer Erhöhung der Auftretenswahrscheinlichkeit von GTs von ca. 75 %.

Gebiete mit einer signifikanten Erhöhung des Auftretens von Gewittertagen bei  $NAO_+$  finden sich schwerpunktmäßig im Norden Spaniens und Südwesten Frankreichs (Abb. 8.1 rechts). Der Mittelwert von Yules $Q$  im Westen ( $< 6^\circ O$ ) beträgt 0,08 und erhöht sich auf 0,35 wenn ausschließlich Gitterpunkte signifikanter Yules $Q$ -Werte in die Berechnung einfließen. Dies entspricht im Mittel einer Verdoppelung der GT Häufigkeit bei  $NAO_+$ .

Eine weitere Region mit einem gehäuften Auftreten von signifikant positiven Werten findet sich entlang der Schweizer Nordgrenze zu Deutschland und Frankreich sowie in Süddeutschland, Kroatien und Bosnien und Herzegowina. Gebiete vergleichbarer Größe mit signifikant negativen Werten finden sich nicht. Ein kleinere Region mit signifikant negativen Werten findet sich entlang der italienisch-slowenischen Grenze.

Die vor allem im Westen reduzierte Auftretenswahrscheinlichkeit von GTs bei  $NAO_-$  und die erhöhte Auftretenswahrscheinlichkeit von GTs bei  $NAO_+$  scheint widersprüchlich zu den Ergebnissen von Piper und Kunz (2017), wo negative NAO-Werte im Allgemeinen im Zusammenhang mit einer Erhöhung und positive NAO-Werte mit einer Abnahme der Auftretenswahrscheinlichkeit von GTs verbunden sind (ebd., Abb. 12). Piper und Kunz (2017) zeigen aber auch, dass es eine erhöhte Wahrscheinlichkeit in weiten Teilen des Untersuchungsgebiets für das Auftreten eines Gewitterproxys (auf Reanalysedaten basierend) bei positiven NAO-Werten besteht, was wiederum in guter Übereinstimmung zu den hier gezeigten Ergebnissen ist (Piper, 2017; Abb. 8.15). Vertiefende Analysen zeigten, dass vermutlich saisonale Effekte die wahrscheinliche Ursache für die von Piper und Kunz (2017) gefundenen Ergebnisse bezüglich der GT-Häufigkeit sind.

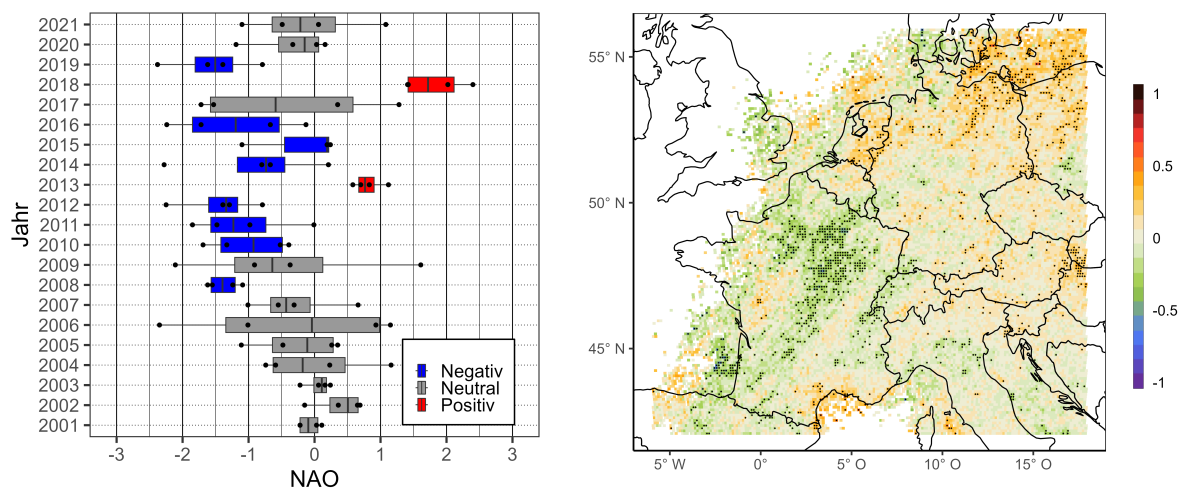


Abb. 8.2.: (Links) Monatliche Werte (MJJA) des NAO-Index pro Jahr (schwarze Punkte) mit jährlichen Boxplots. Die Farben geben dabei jeweils die jährliche Klassifikation in  $J_{NAO+}$  (rot) oder  $J_{NAO-}$  (blau) bzw. nicht klassifiziert an (grau). (Rechts) Chancenverhältnis der jährlichen Summe der Gewittertage zwischen  $J_{NAO-}$  (Definition siehe Text) und den übrigen Jahren. Schwarze Punkte zeigen Signifikanz ( $p = 0,05$ ).

Es sollen nun ergänzend zu der bisherigen Betrachtung der monatlichen Summen der GT Jahressummen (der in dieser Arbeit verwendeten MJJA-Periode) miteinander verglichen werden. Zwei Ziele sollen damit erreicht werden: (i) eine nahezu vollständige Entfernung möglicher saisonaler Einflüsse auf das Ergebnis und (ii) eine bessere Vergleichbarkeit der niederfrequenten Variabilität.

Dafür werden Jahre mit einer außergewöhnlichen Häufung von negativen oder positiven NAO-Werten ( $J_{NAO-}$  oder  $J_{NAO+}$ ) mittels Yules $Q$  auf Zusammenhänge untersucht.

$J_{NAO-}$  bzw.  $J_{NAO+}$  sind als solche Jahre definiert, in denen der Mittelwert der NAO größer als 0,5 ( $J_{NAO+}$ ) bzw. kleiner als  $-0,5$  ( $J_{NAO-}$ ) ist. Gleichzeitig darf in einem solchen Jahr kein Monat den Wert von  $-0,75$  unterschreiten, oder um als  $J_{NAO-}$  klassifiziert zu werden kein Monat den Wert von 0,75 überschreiten (Abb. 8.2 links). Dadurch wird im Vergleich zu den oben dargestellten Analysen auf monatlicher Basis die Trennschärfe zwischen einzelnen Monaten schwächer, gleichzeitig aber der Einfluss saisonaler Faktoren nahezu eliminiert.

Im gesamten Untersuchungszeitraum finden sich in der zweiten Dekade (2011 – 2020) viermal so viele (8 gegenüber 2) als  $J_{NAO+}$  oder  $J_{NAO-}$  klassifizierte Jahre gegenüber der ersten Dekade (2001 – 2010). In der Dekade 2011 bis 2020 sind außerdem mehr als die Hälfte der Jahre insgesamt als  $J_{NAO-}$  klassifiziert. Eine Analyse für den Zeitraum 1950 bis 2021 zeigt, dass eine solche Häufung der als  $J_{NAO-}$  eingestuft Jahre in einer Dekade für die Periode MJJA bisher noch nicht aufgetreten ist (nicht gezeigt).

Für Yules $Q$  ergeben sich zwei größere Gebiete mit signifikant positiven oder negativen Werten (Abb. 8.2 rechts): (i) positive Werte finden sich im Nordosten des Untersuchungsgebiets über der Ostsee, dem Nordosten Deutschlands mit Werten von über 0,5 (entspricht einer Verdoppelung der Auftretens-

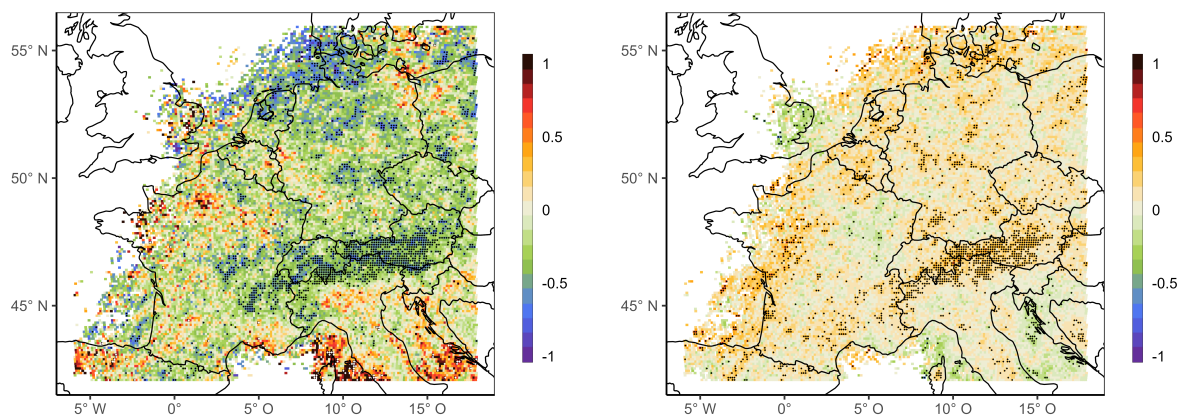


Abb. 8.3.: Wie Abbildung 8.1, allerdings für das Ostatlantische Muster.

wahrscheinlichkeit) und Polens; (ii) negative Werte (bis zu  $-0,5$ , was einer Halbierung der Auftretenswahrscheinlichkeit entspricht) finden sich in Teilen Frankreichs, welche sich von der nördlichen Flanke des Zentralmassivs bis zur belgischen Grenze im Norden und um den Großraum Paris erstrecken.

Gebiete mit einer Häufung von signifikanten Werten für  $Yules Q$ , die jedoch eine geringere Ausdehnung als die oben genannten Gebiete aufweisen, befinden sich über der Biskaya (negativ) und im Dreiländereck Österreich, Slowakei und Ungarn (positiv). Insgesamt wird die Signifikanz jedoch an weniger als 7 % der Gitterpunkte erreicht.

## 8.2. Ostatlantisches Muster

Das ostatlantische Muster (EA) ist das zweite Variabilitätsmuster, das im Zusammenhang mit der Gewitteraktivität untersucht wurde. Das EA steht im Zusammenhang mit der Variabilität verschiedener meteorologischer Parameter in Europa (z. B. Krichak und Alpert, 2005; Mikhailova und Yurovsky, 2016; West et al., 2021; Rodrigo, 2021). Wie auch schon bei den Untersuchungen mit der NAO wird hier ausschließlich die MJJA-Periode verwendet. Bei der EA enthält der Wertebereich im Untersuchungszeitraum deutlich mehr positive als negative Werte (Abb. B.1). Beispielsweise beträgt das 25. Quantil für das EA 0,04, bei der NAO dagegen  $-1,2$ . Daher wird der Grenzwert, anders als bei der NAO und analog zu Piper et al. (2019), auf  $\pm 0,5$  gesetzt.

Generell ist die Auftretenswahrscheinlichkeit von GT für Monate mit einem EA-Index  $< -0,5$  (EA<sub>-</sub>) reduziert (Abb. 8.3). So beträgt  $Yules Q$  über das gesamte Gebiet gemittelt  $-0,13$ ; wird nur über signifikante Gitterpunkte gemittelt, verringert sich der Wert auf  $-0,43$ . Dies entspricht einer Reduktion der Auftretenswahrscheinlichkeit von GTs um mehr als 60 %. Im gesamten Alpenraum entlang der italienisch-schweizerischen und italienisch-österreichischen Grenze finden sich zusammenhängende Gebiete mit signifikant negativen Werten. Häufungen signifikant positiver Werte finden sich fast ausschließlich über dem Mittelmeer und der Adria.

Im Gegensatz dazu ist die Auftretenswahrscheinlichkeit für Monate mit einem EA-Index  $> 0,5$  (EA<sub>+</sub>) nahezu im gesamten Untersuchungsgebiet erhöht (im Mittel: Yules $Q = 0,07$  bzw. bei signifikanten Gitterpunkten, Yules $Q = 0,24$ ). Bei den signifikanten Gitterpunkten entspricht dies einer Erhöhung der Auftretenswahrscheinlichkeit von GT um ca. 65 % bei signifikanten Werten. Wie auch schon bei EA<sub>-</sub> finden sich im gesamten Alpenraum häufig signifikant positive Werte. Allerdings treten auch im übrigen Untersuchungsgebiet kleinere, zusammenhängende Gebiete mit signifikanten Gitterpunkten auf. Insgesamt weisen 9 % aller Gitterpunkte Signifikanz auf. Insgesamt sind diese Befunde sowohl bei EA<sub>-</sub> als auch bei EA<sub>+</sub> in guter Übereinstimmung mit früheren Arbeiten (Piper et al., 2019, Abb. 6).

Phasen mit positiven EA-Werten sind mit einem langgestreckten Band positiver Geopotentialanomalien im Mittelmeerraum und negativer Geopotentialanomalien nördlich der Britischen Inseln verbunden (Abb. 4.3 Mitte links). Aus dieser Konstellation resultiert in weiten Teilen Mitteleuropas die Advektion feucht-warmer Luftmassen aus subtropischen Regionen durch Tiefdruckgebiete an der Ostflanke des Trops und damit einer mittleren Erhöhung der äquivalentpotentiellen Temperatur in 850 hPa. Die erhöhte GT-Häufigkeit bei EA<sub>+</sub> mit Schwerpunkt an der Alpensüdflanke hat ihre Ursache in der dortigen orographischen Hebung, welche die Gewitterbildung zusätzlich begünstigt.

Bei negativem EA ist die Strömungskonfiguration in der mittleren Troposphäre entgegengesetzt zur Strömungskonfiguration bei positivem EA und führt zur Advektion kälterer Luftmassen aus Nordwesteuropa. Zusätzlich ist über weiten Teilen Europas synoptisch-skaliges Absinken vorherrschend (Piper et al., 2019). Diese konvektionshemmenden Bedingungen erklären die Reduktion der Auftretenswahrscheinlichkeit in weiten Teilen des Untersuchungsgebiets bei EA<sub>-</sub>. Die beiden kleineren Gebiete mit erhöhter Auftretenswahrscheinlichkeit der GT über dem Mittelmeer und der Adria resultieren vermutlich daraus, dass die beiden oben genannten, eigentlich konvektionshemmenden Faktoren, über der Meeresoberfläche sogar konvektionsförderlich sein können. Der Grund dafür ist, dass die advehierte kältere Luftschicht über der durch die relativ höhere Meeresoberflächentemperatur erwärmten Luftschicht zu Instabilität führen kann.

Untersuchungen der Korrelation zwischen EA und der Gewitteraktivität auf Basis von Jahressummen (analog zur NAO) ist aufgrund der Stichprobengröße nicht sinnvoll (lediglich fünf Jahre würden nach den im vorherigen Kapitel genannten Kriterien als positiv eingestuft werden und keines als negativ).

### 8.3. Skandinavisches Muster

Auch das Skandinavische Muster SCAND steht in Zusammenhang mit Modulationen des Europäischen Klimas (z. B. Bueh und Nakamura, 2007; Wang und Tan, 2020). Die Untersuchung des Zusammenhangs zur Gewitterhäufigkeit erfolgt mit der selben Methodik und denselben Grenzwerten wie bei der NAO. Der Grenzwert beträgt bei dem SCAND wie bei der NAO  $\pm 1$ .

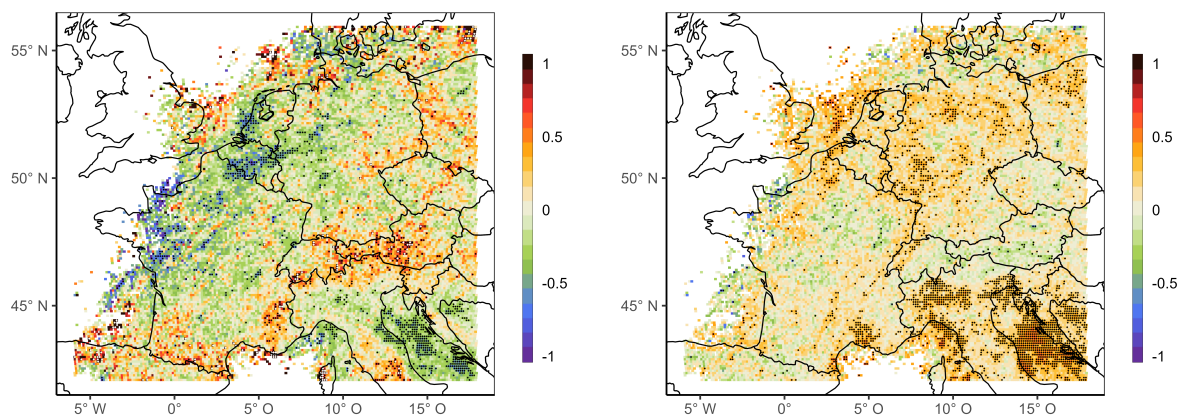


Abb. 8.4.: Wie Abbildung 8.1, allerdings für das Skandinavische Muster.

Dabei ergibt sich bei SCAND<sub>-</sub> eine räumlich heterogene Verteilung positiver und negativer Werte des YulesQ (Abb. 8.4 links). Werden nur Werte über 45° N betrachtet, so sind lediglich 8 % der Gitterpunkte auch signifikant. Bei SCAND<sub>+</sub> findet sich aber eine Zunahme der GT-Häufigkeit nahezu im gesamten Untersuchungsgebiet (88 % aller Gitterpunkte > 0, Abb. 8.4 rechts). Vor allem im Südosten über Italien, dem Balkan und der Adria finden sich große, zusammenhängende Gebiete mit signifikant positiven Werten.

Bei Betrachtung der Anomalien des Geopotentials bei positiven SCAND-Anomalien zeigt sich im südlichen Teil des Untersuchungsgebiets von Spanien über dem Mittelmeerraum und dem Balkan eine ausgeprägte Zone negativer Geopotentialanomalien (Abb. 4.3) und eine positive Anomalie über Skandinavien. Bei SCAND<sub>+</sub> findet sich also über dem östlichen Mitteleuropa häufig ein Rücken, welcher an der Westflanke für südwestliche Strömungen und damit verbunden für konvektionsbegünstigende thermodynamische Bedingungen sorgt. Über Deutschland ist dieser Effekt am größten und sorgt dort auch für eine mittlere positive Anomalie der äquivalentpotentiellen Temperatur (Piper et al., 2019). Im Gegensatz dazu ist über Westeuropa das Potential für das Auftreten von Trögen erhöht, welche für großräumige Hebung sorgen.

Die Strömung in der mittleren Troposphäre bei SCAND<sub>+</sub> ist der dem später untersuchten Wetterregime Skandinavischer Block (siehe Kap. 9.3.1) ähnlich. Auch Mohr et al. (2019) konnten zeigen, dass ein über Skandinavien gelegenes blockierendes Hochdrucksystem im Zusammenhang mit einer Zunahme der Gewitteraktivität über Deutschland steht.

Der beobachtete Rückgang der GT-Häufigkeit mit Schwerpunkt über den Benelux-Staaten (oftmals auch signifikant) kann im Zusammenhang mit der im Falle von SCAND<sub>-</sub> vorhandenen westlichen Flanke eines Trogs über Skandinavien stehen. Dort häufig auftretende Tiefdruckgebiete sorgen dann für die Advektion relativ kühler Luftmassen vom nördlichen Teil der Nordsee über die Benelux-Staaten.



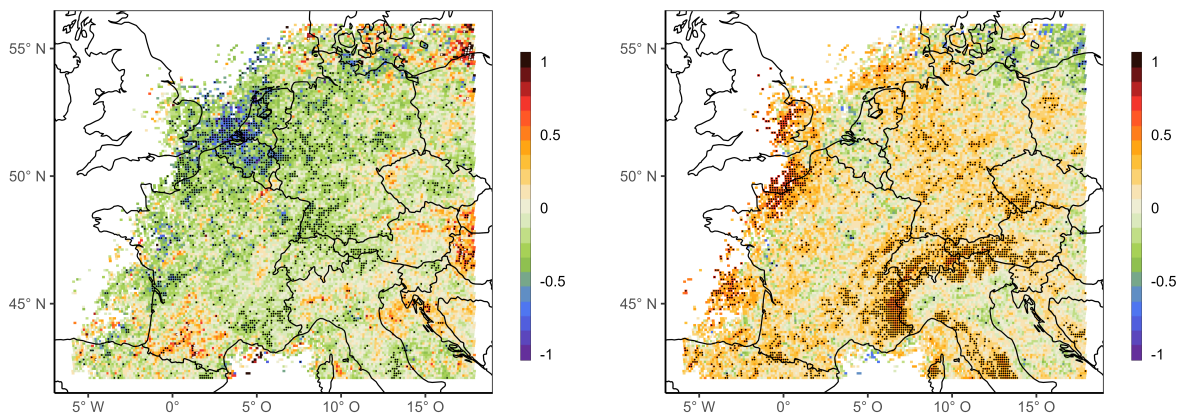


Abb. 8.5.: Wie Abbildung 8.1, allerdings für das Ostatlantische-Westrussische Muster.

#### 8.4. Ostatlantisches-Westrussisches Muster

Ebenso wie die NAO und das EA steht auch das Ostatlantische-Westrussische Muster (EAWR) mit Niederschlags- und Temperaturanomalien (z. B. Krichak und Alpert, 2005; Liu et al., 2014; Lim, 2015) in Verbindung. Die Untersuchung des Zusammenhangs zur Gewitterhäufigkeit erfolgt hier mit der gleichen Methodik und den selben Grenzwerten wie bei der NAO. Negative Werte des EAWR von unter  $-1$  ( $\text{EAWR}_-$ ) sind in weiten Teilen des Untersuchungsgebiets mit einer Reduktion, positive Werte von über  $1$  ( $\text{EAWR}_+$ ) mit einer Zunahme (Abb. 8.5) der Auftretenswahrscheinlichkeit der GT verbunden. So beträgt der Mittelwert aller Gitterpunkte bei  $\text{EAWR}_-$   $0,1$  (nur signifikante Gitterpunkte  $0,36$ ) und bei  $\text{EAWR}_+$   $-0,11$  (nur signifikante Gitterpunkte  $-0,36$ ). Die durchschnittlichen Werte von Yules $Q$  an allen Gitterpunkten mit Signifikanz entspricht bei  $\text{EAWR}_-$  einer Halbierung bzw. einer Verdoppelung der Auftretenswahrscheinlichkeit von GT bei  $\text{EAWR}_+$ . Gebiete mit einer hohen Anzahl von Gitterpunkten mit signifikant negativen Werten von Yules $Q$  finden sich bei  $\text{EAWR}_-$  über den Benelux-Ländern, während bei  $\text{EAWR}_+$  signifikant positive Werte entlang der südlichen Alpenhänge auftreten.

Die Geopotentialanomalien des EAWR sind denen des SCAND ähnlich, allerdings ist das Band negativer Geopotentialanomalien weiter nach Süden verschoben (Abb. 4.3). Die bei  $\text{EAWR}_+$  beobachtete signifikante Erhöhung der GT-Aktivität an den Südhängen der Alpen kann dabei im Zusammenhang mit einem im Vergleich zum klimatologischen Durchschnitt höheren Anteil meridionaler Strömungskonfigurationen stehen. Diese sorgen für den Transport subtropischer Luftmassen Richtung Norden und für konvektionsbegünstigende Umgebungsbedingungen an der orographisch bedingten Staulage.

Werden die selben Kriterien wie auch schon bei der NAO auf die jährlichen Verteilungen des EAWR-Index angewendet (Mittelwert  $\pm 0,5$  und Maximal- und Minimalwert  $\pm 0,75$ ), folgen daraus sechs negativ klassifizierte Jahre ( $J_{\text{EAWR}_-}$ , Abb. 8.6 links). Wie auch schon bei der monatlichen Auswertung ergeben sich (mit Ausnahme des Mittelmeerraumes) überwiegend negative Werte von Yules $Q$  (Mittelwert:  $-0,04$ , Abb. 8.6 rechts). Größere zusammenhängende Gebiete mit signifikant negativen Werten finden sich vor

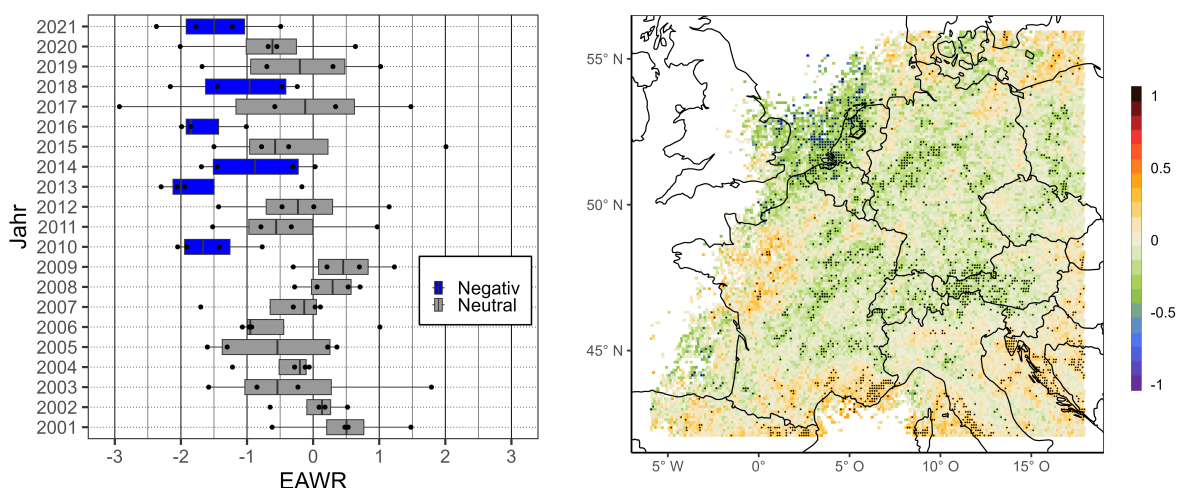


Abb. 8.6.: Wie Abbildung 8.2, aber für das Ostatlantische-Westrussische Muster.

der belgischen und niederländischen Küste und im Westen Österreichs. Der Mittelwert aller Gitterpunkte mit signifikanten Werten nördlich von  $45^\circ \text{N}$  beträgt  $-0,27$ , was einer Reduktion der Auftretenswahrscheinlichkeit von über 40 % entspricht.

### 8.5. Zusammenhang zu negativen Trends der Gewitteraktivität

Wie bereits in Kapitel 8.1 diskutiert, findet sich in  $J_{\text{NAO-}}$  ein größeres, zusammenhängendes Gebiet mit einer reduzierten GT-Häufigkeit in Frankreich. Auch bei  $J_{\text{EAWR-}}$  finden sich in dieser Region negative Werte für  $\text{Yules}Q$ , wenn auch bei weniger Gitterpunkten signifikante Werte für  $\text{Yules}Q$  auftreten. Außerdem treten als negativ klassifizierte Jahre der NAO und des EAWR (Abb. 8.2 links, Abb. 8.6 links) nahezu ausschließlich im Zeitraum 2011 bis 2021 auf (85 %).

Da das im Kapitel 7.1 (Abb. 7.1 links) gezeigte zusammenhängende Gebiet mit signifikant negativen Trends ebenfalls im Nordosten Frankreichs liegt, überlappt es sich zu großen Teilen mit dem Gebiet mit signifikant negativen Werten von  $\text{Yules}Q$  für  $J_{\text{NAO-}}$  und  $J_{\text{EAWR-}}$ . Der beobachtete Trend der Gewitterhäufigkeit in dieser Region könnte durch die Häufung von  $J_{\text{NAO-}}$  und  $J_{\text{EAWR-}}$  in der 2010er-Dekade bedingt sein.

Möglicherweise sind auch die im Nordosten gehäuft auftretenden positiven (aber meist nicht signifikanten) Trends auf die Häufung von  $J_{\text{NAO-}}$  zurückzuführen. Dasselbe könnte auch für die positiven Trends gelten, die im Südosten über dem Balkan berechnet wurden und der Häufung der  $J_{\text{EAWR-}}$  in der 2010er-Dekade.

Zur weiteren Untersuchung der Ursachen für die negativen Werte für  $\text{Yules}Q$  bei  $J_{\text{NAO-}}$  werden die Charakteristiken der in den verschiedenen Jahren aufgetretenen CCE mit Hilfe von Bagplots miteinander verglichen (Abb. 8.7). In  $J_{\text{NAO-}}$  treten gegenüber den übrigen Jahren CCE mit kürzerer Dauer und Aus-

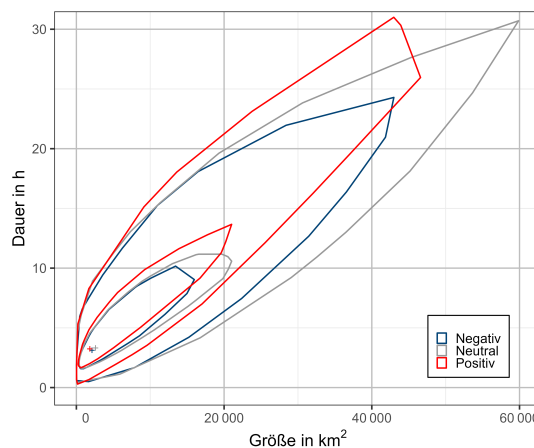


Abb. 8.7.: Wie Abb. 6.3, allerdings für die Westliche Region und aufgeteilt in  $J_{NAO-}$ ,  $J_{NAO+}$  und alle übrigen Jahre.

dehnung auf. So ist das 80. Quantil der Dauer bei den  $J_{NAO-}$  mit 7,4 h um ca. eine Stunde kürzer als bei den neutralen Jahren (8,3 h) und fast zwei Stunden kleiner als bei  $J_{NAO+}$  (9 h).

Dies könnte im Zusammenhang mit einer geringeren Zahl an Tagen mit südwestlichen Strömungen in der 2010er-Dekade in Frankreich stehen. Dadurch bedingt ist die Wahrscheinlichkeit der Advektion einer *elevated mixed layer* von Spanien über Frankreich verringert, welche die Ausbildung schwerer Gewitter begünstigt (siehe Kap. 2.2, Carlson et al., 1983; Kunz et al., 2018).

## 8.6. Zusammenfassende Schlussfolgerungen

In weiten Teilen West- und Mitteleuropas ist eine Korrelation zwischen der Gewitteraktivität und starken positiven und negativen Anomalien der verschiedenen Telekonnektionen messbar. Die gefundenen Änderungen in der Auftretenswahrscheinlichkeit der GT stimmen gut mit den Anomalien des von Piper et al. (2019) entwickelten Gewitterproxys der verschiedenen Telekonnektionsindizes überein.

Ein guter Indikator für eine meteorologisch bedingte Kausalität zwischen den Anomalien der verschiedenen Telekonnektionsindizes und der GT-Häufigkeit wäre (idealerweise pro Gitterpunkt) eine hohe Differenz von Yules  $Q$  zwischen Monaten  $\geq \pm 1$  (also bspw. an Gitterpunkten mit hohen positiven Yules  $Q$ -Werten bei  $NAO+$  finden sich bei  $NAO-$  hohe negative Werte für Yules  $Q$ ). Dies wäre eine Bestätigung dafür, dass umgekehrte Strömungsverhältnisse, die durch gegenteilige Werte der Telekonnektionsindizes beschrieben werden, auch einen gegenläufigen Einfluss auf die Gewitteraktivität in einer Region haben. Eine solche ist besonders beim EA (vgl. Abb. 8.3) deutlich erkennbar. Hier wäre vor allem der Alpenraum als Beispiel zu nennen. Bei der NAO ist dies zwar in manchen Regionen der Fall (bspw. im Norden Frankreichs und dem Balkan), allerdings in manchen Regionen Deutschlands auch nicht. Auch bei SCAND und EAWR gibt es beides: sowohl Regionen mit umgekehrten Vorzeichen als auch Regionen mit gleichen Vorzeichen der Gewitterhäufigkeit bei Monaten mit positiven bzw. negativen Anomalien der Telekonnektionsindizes.



Weiterhin ist auch eine Signifikanz der Ergebnisse bei der großen Mehrzahl der Gitterpunkte bei allen Telekonnektionsindizes nicht gegeben. Dies zeigt bei vielen Gitterpunkten, dass eine statistisch eindeutige Aussage nicht möglich ist. Neben meteorologischen Ursachen kann dies auch methodisch bedingt sein.

Im nächsten Kapitel werden Wetterregime mit täglicher Auflösung analysiert. Dies hat den Vorteil, dass keine Monatssummen verwendet werden müssen, sondern auch für die Gewitteraktivität ein Datensatz mit täglicher Auflösung verwendet werden kann. Außerdem ist das für die Definition der Wetterregime verwendete Gebiet gegenüber dem der Telekonnektionen kleiner. Telekonnektionsmuster werden über ein relativ großes Gebiet definiert (20° bis 90° N, siehe Kap. 4.3). Vor allem die führenden Moden (NAO, EA, SCAND, EAWR) sind so bei der Wiedergabe der Variabilität der großräumigen Strömungsmuster bezogen auf das Untersuchungsgebiet unpräziser als beispielsweise die im nächsten Kapitel verwendeten Wetterregime.

Auch wurde bisher auf die Verwendung von Monatssummen der GTs zurückgegriffen. Insbesondere in Regionen mit klimatologisch seltenem Auftreten von Gewitteraktivität werden Monatssummen sehr stark von einzelnen Gewittern bestimmt. Analog zu den hier vorgestellten Analysen basierend auf Monatssummen von Gewittertagen wurden dieselben Untersuchungen auch auf Basis von Monatssummen von  $CCE_{p90}$  durchgeführt.  $CCE_{p90}$  treten allerdings seltener auf als GT, das heißt der zuvor erwähnte Nachteil ist noch schwerwiegender. Die großen räumlichen Heterogenitäten der Verteilungen von Yules  $Q$  sind ein Indikator dafür, dass eine sinnvolle Interpretation der berechneten Korrelationen schwieriger ist im Vergleich zu Monatssummen der GT (Abb. B.2 – B.5). Die tägliche Auflösung der Wetterregime ermöglicht die Verwendung der ebenfalls als tägliche Größe vorliegenden  $CCE_{p90}$ , welche aufgrund der großen räumlichen Ausdehnung gegenüber den GTs eine bessere (regionale) Korrelation zu großräumigen atmosphärischen Bedingungen aufweisen sollten.

## 9. Wetterregime und Gewitteraktivität

In diesem Kapitel erfolgt die Untersuchung des Zusammenhangs von ausgewählten Strömungskonfigurationen – beschrieben durch Wetterregime (WR) – und dem Auftreten von räumlich ausgedehnter Gewitteraktivität ( $CCE_{p90}$ ). Verschiedene Arbeiten konnten zeigen, dass WR für die Modulation und Persistenz von Wetterzuständen verantwortlich sind (z. B. Grams et al., 2017; Büeler et al., 2021; Mockert et al., 2023)

Als Erstes wird zunächst eine statistische Beschreibung der Häufigkeit und Dauer der Regime in der MJJA-Periode vorgenommen. Als Nächstes wird ein Überblick über die jährliche Variabilität der Regimehäufigkeit in Kombination mit der Gewitteraktivität gegeben. Detaillierte Untersuchungen des Zusammenhangs zur Gewitteraktivität bei den am häufigsten auftretenden Regime werden im Anschluss vorgestellt. Abgerundet wird das Kapitel mit einer Übersicht über die projizierten Änderungen der Regimehäufigkeit auf der klimatologischen Skala.

### 9.1. Statistische Beschreibung der Regime

Für die korrekte Interpretation der später vorgestellten Ergebnisse ist es wichtig, die Häufigkeiten der einzelnen Wetterregime zu kennen. Daher erfolgt zunächst eine statistische Beschreibung der Regimehäufigkeiten, sowohl für die gesamte MJJA-Periode als auch getrennt für die einzelnen Monate, unter anderem um mögliche saisonale Einflüsse bewerten zu können.

Im Untersuchungszeitraum von 2001 bis 2021 weichen die relativen Häufigkeiten der Wetterregime gegenüber dem gesamten vorliegenden Zeitraum der Wetterregimedaten ab (1979–2021, Abb. C.1).

Die verschiedenen Regime unterscheiden sich bzgl. der Auftrittshäufigkeit voneinander (Abb. 9.1). So beträgt die Differenz der relativen Auftrittshäufigkeit zwischen dem am häufigsten auftretenden Skandinavischen Block (ScBL, 21 %, dunkelgrün) und dem am seltensten auftretenden Atlantischen Rücken (AR, rot) und dem Zonalen Regime (ZO, 4,5 %, gelb) mehr als 15 %. Außerdem tritt im Zeitraum 2001 bis 2021 das Wetterregime ScBL gegenüber dem gesamten Zeitraum 7 % häufiger auf. Im Juli und August beträgt in beiden Fällen die Abweichung vom gesamten Zeitraum ca. 10 %.

Die relative Häufigkeit der einzelnen Wetterregime variiert auch zwischen den Untersuchungsmonaten. Die Größe der Variation ist allerdings zwischen den einzelnen WR sehr unterschiedlich. Eine Differenz zwischen der maximalen und minimalen relativen Häufigkeit pro Monat von mehr als 10 Prozentpunkten weist nur das ScBL-Regime auf. Die relative Häufigkeit der nicht-klassifizierten Regime (noReg) liegt in der MJJA-Periode bei ungefähr 30 %, mit einem Maximalwert von 35 % im Mai und einem Minimalwert

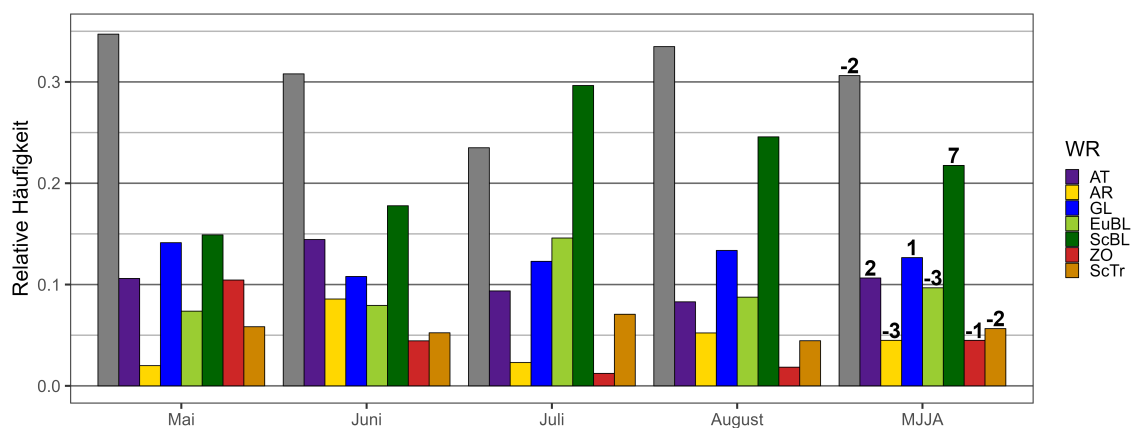


Abb. 9.1.: Relative Häufigkeit der Wetterregime im Zeitraum der Blitzdaten von 2001 bis 2021. Für die MJJA-Periode geben die Zahlen die prozentuale Differenz zum Zeitraum 1979 bis 2021 an (vgl. Abb. C.1).

von 24 % im Juli. Mit Ausnahme des Monats Juli, bei dem mit 30 % am häufigsten das ScBL-Regime auftritt, ist die relative Häufigkeit der noReg stets deutlich größer als die aller WR. Dass in einem Monat nicht die noReg den größten Wert der relativen Häufigkeiten markieren, ist allerdings eine Besonderheit des Untersuchungszeitraums (vgl. Abb. C.1). Diese ungewöhnliche Häufung der ScBL-Regime vor allem im Juli (und etwas weniger auch im August) zeigt sich auch in der um 7 % erhöhten relativen Häufigkeit der gesamten MJJA-Periode im Vergleich zur Periode 1979 bis 2021. Vergleichbar große Abweichungen finden sich bei den übrigen Regimen nicht.

Für die nachfolgenden Analysen des Zusammenhangs zwischen Wetterregimen und Gewitterhäufigkeit sind vor allem unterschiedlichen Stichprobenumfänge zu berücksichtigen, die sich aus den Differenzen der (relativen) Häufigkeit der WR ergeben. Auch wenn aufgrund der MJJA-Periode die saisonale Variabilität durch den Ausschluss der Monate April und September (Kap. 6.1) gering gehalten wird, ist ein saisonaler Einfluss bei den Regimen ScBL und ZO nicht auszuschließen (siehe Abb. 9.1, vgl. relative Häufigkeit der Regime in den einzelnen Monaten). Um den saisonalen Faktor (nahezu) zu eliminieren, wäre eine monatliche Betrachtung besser, was jedoch aufgrund der dann geringen Stichprobenumfänge nicht sinnvoll ist (z. B. ergäbe sich für das ZO-Regime im Juli ein Stichprobenumfang von lediglich 8 Tagen). Da auch bei den anderen Regimen die monatlichen Werte nur eine geringe Variabilität aufweisen, ist eine statistische Auswertung für den gesamten Zeitraum aufgrund der sich so ergebenden größeren Stichproben sinnvoll. Bei der Interpretation der Ergebnisse wird auf den Aspekt des saisonalen Einflusses bei den beiden Regimen ScBL und ZO hingewiesen.

Die Dauer der einzelnen Regime variiert ebenso wie die relative Häufigkeit. Der Mittelwert der Dauer aller Regime beträgt 7,5, der Median 7 Tage. Der Mittelwert der Dauer aller zonalen bzw. aller blockierenden Regime ist praktisch identisch (7,6 gegenüber 7,5 Tagen). Den höchsten Mittelwert der Dauer

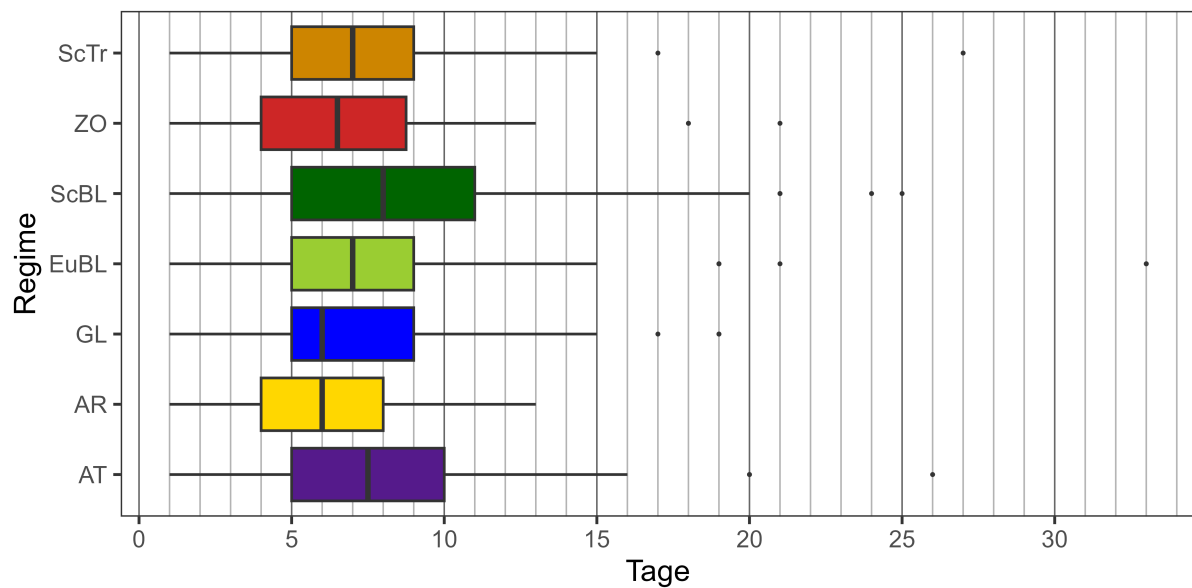


Abb. 9.2.: Verteilungen der Dauer der Lebenszyklen der einzelnen Wetterregime für den Zeitraum 2001 bis 2021.

weist das ScBL-Regime mit 8,5 Tagen auf, den niedrigsten das AR-Regime mit 6,2 Tagen. Alle Verteilungen der Regimelängen sind rechtsschief (Abb. 9.2). Den höchsten Wert für das 75. Perzentil hat ebenfalls das ScBL-Regime mit 11, den niedrigsten das AR-Regime mit 8 Tagen.

Für die in den folgenden Kapiteln vorgenommene Betrachtung der statistischen Zusammenhänge zur Gewitterhäufigkeit und des Auftretens von seriellem Clustering wird darauf später Bezug genommen.

## 9.2. Jährliche Variabilität

Nachdem im vorherigen Kapitel ein Überblick über die Häufigkeitsverteilung und Dauer der Regime gegeben wurde, soll das Gewitteraufkommen bei den einzelnen WR betrachtet werden.

Um den Zusammenhang zwischen Wetterregimen und der Auftretenshäufigkeit räumlich ausgedehnter Gewitteraktivität (hier  $CCE_{p90}$ , siehe Kap.5.2.4) zu quantifizieren, erfolgt die Analyse in diesem und im nächsten Kapitel in zwei Schritten. Da die Anzahl der pro Jahr auftretenden WR und zusätzlich auch die  $CCE_{p90}$ -Häufigkeit in Zusammenhang mit den WR eine hohe Variabilität aufweist, erfolgt zunächst eine Betrachtung der jährlichen Schwankungen der  $CCE_{p90}$ -Häufigkeit im Zusammenhang mit dem Auftreten der Wetterregime akkumuliert für das gesamte Untersuchungsgebiet.

Im nächsten Kapitel erfolgt dann die Untersuchung der Modulation der  $CCE_{p90}$ -Häufigkeit durch die verschiedenen Wetterregime pro Gitterpunkt, was eine regionale Differenzierung erlaubt. Gitterpunkte, die zwischen 12 und 18 UTC von einem großräumigen Gewittercluster ( $CCE_{p90}$ ) eingehüllt waren, werden im Folgenden als  $CCE_{T90}GP$  bezeichnet.

Tab. 9.1.: Absolute und relative Anzahl an Gitterpunkten mit CCE<sub>P90</sub>-Auftreten im Jahr 2009 bei unterschiedlichen Wetterregimen.

Wetterregime	noReg	AT	AR	GL	EuBL	ScBL	ZO	ScTr
Gesamtzahl	7 185	10 708	0	17 292	0	19 802	8 339	0
Relativ	0,9 %	1,3 %	0	2,1 %	0	2,4 %	1,0 %	0

Tab. 9.2.: Durchschnittliche, relativ zur Gesamtzahl der Gitterpunkten Anzahl an Gitterpunkten aller Jahre mit CCE<sub>P90</sub>-Auftreten bei unterschiedlichen Wetterregimen.

Wetterregime	noReg	AT	AR	GL	EuBL	ScBL	ZO	ScTr
Durchschnitt	1,4 %	0,5 %	0,3 %	0,8 %	0,8 %	1,4 %	0,3 %	0,4 %

Die Anzahl der CCE<sub>T90</sub>GP variiert von Jahr zu Jahr zum Teil erheblich (Abb. 9.3). Der jeweils oberste Wert der Kurven gibt dabei die Prozentzahl der CCE<sub>T90</sub>GP im Verhältnis zur Gesamtzahl der Gitterpunkte an. Zum besseren Verständnis der dargestellten Größe wird hier beispielhaft das Jahr mit dem höchsten Wert (2009) näher betrachtet ( $6693 \cdot 123 \text{ Tage}_{\text{MJJA}} = 823\,239$  Gitterpunkte pro Jahr,  $823\,239 \cdot 21 \text{ Jahre} = 17\,288\,019$  Gitterpunkte gesamt, siehe Kap. 5.2.4). Im Jahr 2009 gab es insgesamt 63 326 CCE<sub>T90</sub>GP, was 7,8 % aller Gitterpunkte entspricht. Diese Zahl setzt sich aus den betroffenen Gitterpunkten bei verschiedenen Wetterregimen zusammen (Tab. 9.1).

Insgesamt nimmt die Gesamtzahl der CCE<sub>T90</sub>GP signifikant ab ( $\hat{\beta}_{\text{TS}} = -0,15$ ,  $p = 0,05$ ) was etwa einem Prozent pro Dekade entspricht. Dieses Ergebnis steht im Einklang mit den Beobachtungen zur Veränderung der Gewitteraktivität (Kap. 7). Die relative Anzahl der CCE<sub>T90</sub>GP weist bei allen Regimen und auch bei noReg einen negativen Trend auf, der – mit Ausnahme des noReg – auch signifikant ist.

Insgesamt ist eine hohe jährliche Variabilität der Auftrittshäufigkeit der großräumigen Gewitterereignisse bei allen Wetterregimen und auch bei noReg zu beobachten. Im Durchschnitt treten die meisten CCE<sub>T90</sub>GP bei nicht-klassifizierten Strömungsmustern auf. Von allen Regimen weist das ScBL-Regime die meisten CCE<sub>T90</sub>GP auf (Tab. 9.2). Dabei gilt es natürlich zu beachten, dass nicht-klassifizierte Strömungsmuster ungefähr 50 % häufiger auftreten als das ScBL-Regime (vgl. Abb. 9.1, MJJA-Periode).

Um die Auftrittshäufigkeit der CCE<sub>T90</sub>GP mit der WR-Häufigkeit ins Verhältnis zu setzen, erfolgt die Einführung einer neuen Kennzahl,  $Q_{\text{CCE}_{\text{T90}}\text{GP}}$ , welche pro Jahr berechnet wird:

$$Q_{\text{CCE}_{\text{T90}}\text{GP}} = \frac{\text{CCE}_{\text{T90}}\text{GP}_{\text{WR}} / \text{CCE}_{\text{T90}}\text{GP}_{\text{Ges}}}{T_{\text{WR}} / T_{\text{Jahr}}} \quad (9.1)$$

mit der Gesamtzahl an CCE<sub>T90</sub>GP während eines Wetterregimes CCE<sub>T90</sub>GP<sub>WR</sub>, der Gesamtzahl der CCE<sub>T90</sub>GP CCE<sub>T90</sub>GP<sub>Ges</sub>, der Anzahl an Tagen eines Wetterregimes  $T_{\text{WR}}$  und der Gesamtzahl an Tagen eines Jahres  $T_{\text{Jahr}}$ . Ein Wert von eins gibt an, dass die Anzahl an aufgetretenen CCE<sub>T90</sub>GP während eines WR genau der aufgrund der Häufigkeit des WR klimatologisch erwartbaren Anzahl an CCE<sub>T90</sub>GP auch

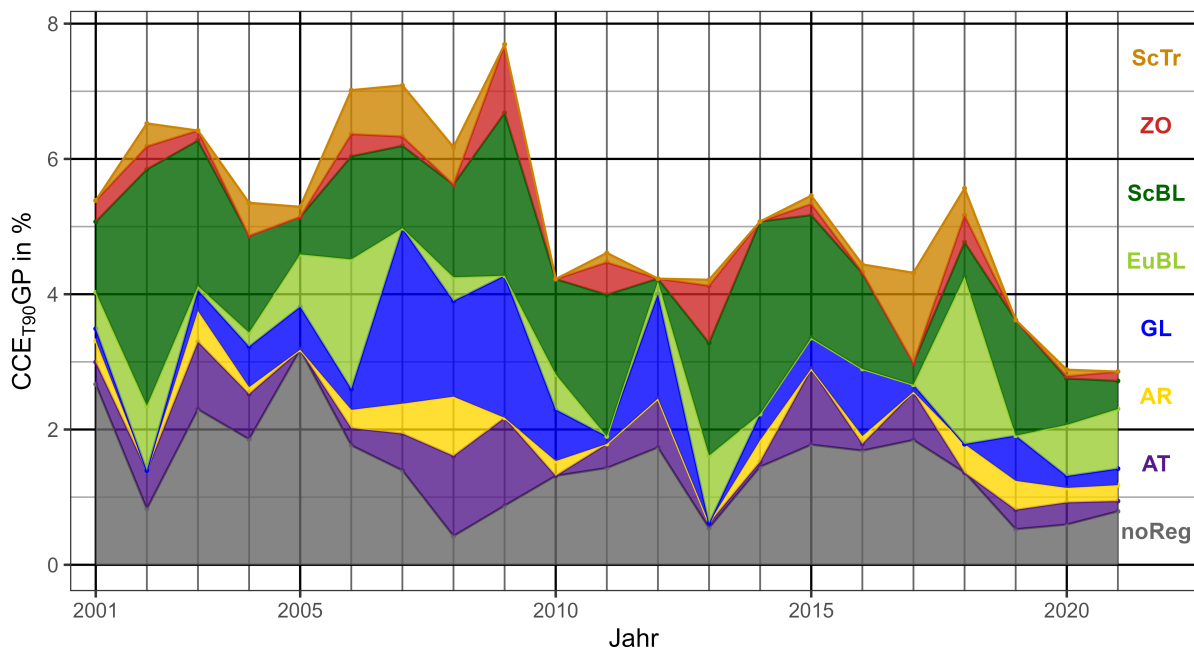


Abb. 9.3.: Anzahl der Gitterpunkte, welche pro Wetterregime und Jahr von einem  $CCE_{p90}$  betroffen waren im Verhältnis zur Gesamtzahl der Gitterpunkte. Die verschiedenen Farben markieren die unterschiedlichen Wetterregime (siehe Abkürzungen rechts).

tatsächlich aufgetreten sind. Werte von über eins zeigen Regime an, bei denen mehr  $CCE_{T90}GP$  vorliegen als aufgrund der Anzahl an Tagen erwartbar wäre. Werte unter eins zeigen das Gegenteil an, das heißt es treten weniger  $CCE_{T90}GP$  auf als aufgrund der Anzahl Tage zu erwarten wäre.

Das ScBL-Regime weist von allen Regimen den höchsten Median von  $CCE_{T90}GP_{WR}$  auf (1,3, Abb. 9.4). Das Einzige weitere Regime mit einem positiven Mittelwert ist das EuBL-Regime mit 1,1. Während noReg ist der Durchschnitt von  $CCE_{T90}GP_{WR}$  mit 0,9 nahe eins, allerdings ist dabei auch die Spannweite mit 1,5 am größten. Ein Grund dafür ist vermutlich, dass die Strömungskonfigurationen, welche keinem Wetterregime zugeordnet werden können, auch außergewöhnliche Konfigurationen beinhalten. Diese können sowohl extrem gewitterförderlich oder auch extrem gewitterhinderlich sein. Regime mit einem negativen Median von  $CCE_{T90}GP_{WR}$  sind (von kleinstem zum größten): ScTr, AR, GL und AT.

### 9.3. Betrachtungen ausgewählter Regime

Im nächsten Schritt erfolgt nun eine Analyse des Zusammenhangs zwischen dem Auftreten von großräumigen Gewitterereignissen und den Wetterregimen pro Gitterpunkt. Mögliche Ursachen sowohl der Variabilität der  $CCE_{T90}GP$ -Häufigkeit zwischen den Regimen als auch der jährlichen Variabilität  $CCE_{T90}GP$ -Häufigkeit der einzelnen Regime können von Region zu Region verschieden sein. Daher erfolgt eine vertiefende Diskussion und Interpretation der hier vorgestellten Ergebnisse über mögliche

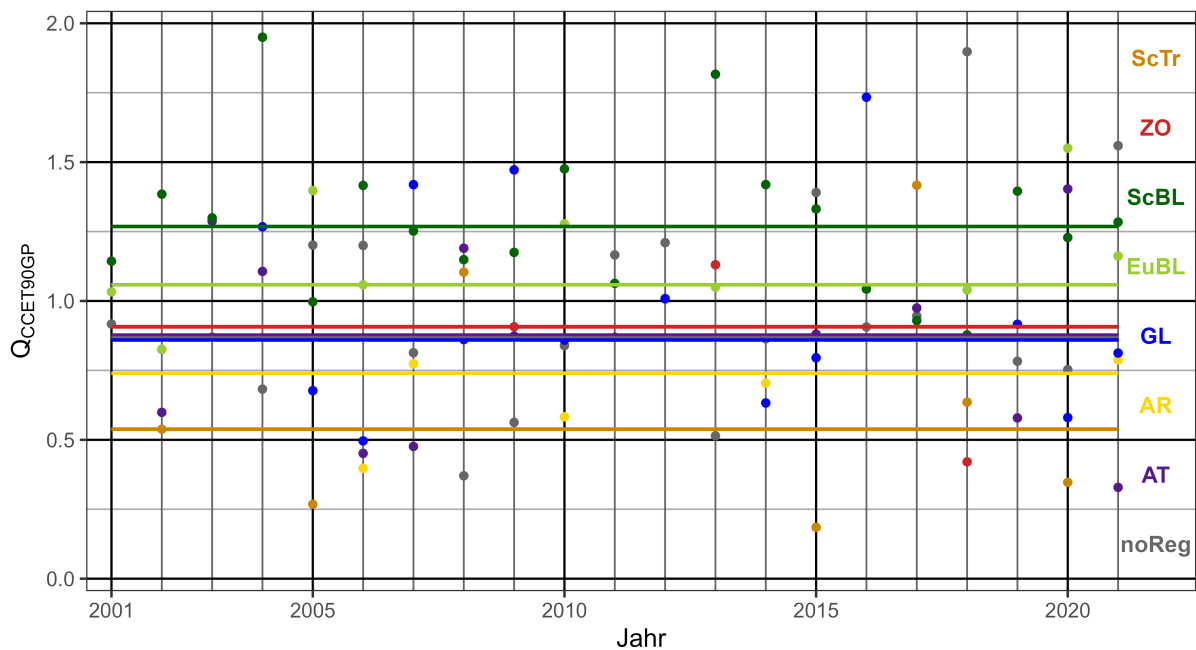


Abb. 9.4.: Jährlicher Wert der  $Q_{CCE_{T90GP}}$  (Definition siehe Text) für alle Wetterregime, welche mehr als 10 Tage eines Jahres aufgetreten sind. Die horizontalen Linien markieren den Median aller Jahre.

meteorologische Zusammenhänge im nächsten Kapitel. Dort wird der Zusammenhang zwischen dem Regimeauftreten und der Gewitterhäufigkeit pro Gitterpunkt untersucht.

Betrachtet wird hier – wie auch schon bei den Telekonnectionsanalysen – das Chancenverhältnis (Kap. 3.4, Gl. 3.22). Als Basisgröße wird die Zeitreihe der dichotomen Variable  $CCE_{p90}$  in der Form ja/nein pro Gitterpunkt verwendet. Diese wird in zwei Teilstichproben geteilt: (i) Alle Tage, bei der ein WR einen aktiven Lebenszyklus hat (Kap. 4.4), und (ii) alle übrigen Tage. Pro Teilstichprobe wird dann jeweils der Quotient aus der Summe der  $CCE_{p90}$  und der Summe der Tage ohne  $CCE_{p90}$  gebildet und zueinander ins Verhältnis gesetzt (OR, Gl. 3.22). Ausgewertet wird nicht das Chancenverhältnis selbst, sondern das daraus abgeleitete Yules  $Q$  (Gl. 3.23).

Des Weiteren werden auch zur Untersuchung des Zusammenhangs zwischen seriellem Clustering und den Wetterregimen zwei Teilproben erstellt: (i) Alle Tage, an denen ein WR einen aktiven Lebenszyklus hat (Kap. 4.4), und (ii) alle übrigen Tage. Pro Teilstichprobe wird dann jeweils der Quotient aus der Summe der Tage mit seriellem Clustering und der Summe der Tage ohne seriellem Clustering gebildet und zueinander ins Verhältnis gesetzt.

### 9.3.1. Skandinavischer Block

Wie im vorherigen Kapitel gezeigt, weist das ScBL-Regime durchschnittlich den höchsten  $Q_{CCE_{T90GP}}$ -Wert auf. Dies zeigt sich auch durch eine Erhöhung der Auftretenswahrscheinlichkeit für CCEs beim ScBL-Regime praktisch im gesamten Untersuchungsgebiet (95 % aller Gitterpunkte  $> 0$ , Abb. 9.5 links).

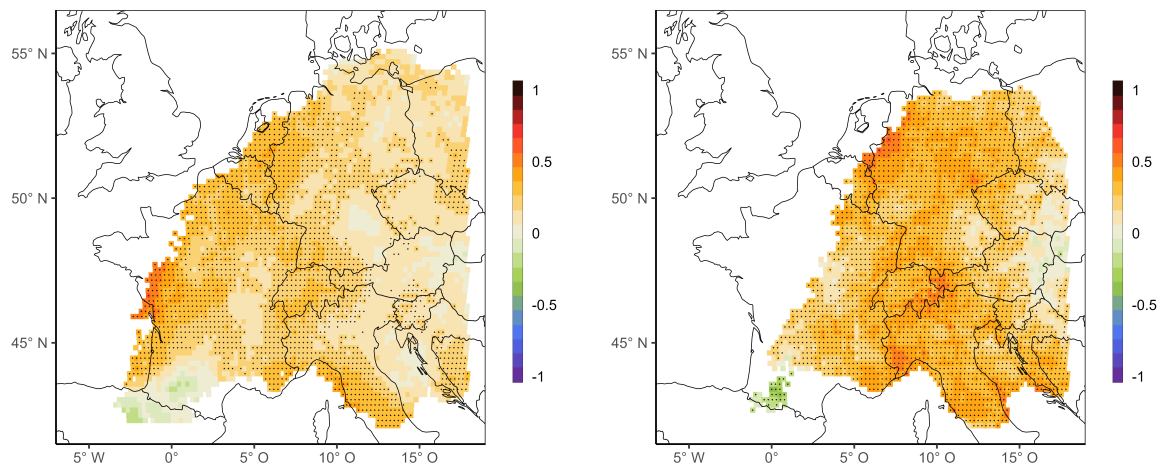


Abb. 9.5.: Yules $Q$  bei einem Skandinavischen Block von (links) CCE $p_{90}$  und (rechts) von seriellen Clusterereignissen (Definition siehe Kap. 5.4). Gitterpunkte mit im Durchschnitt weniger als zwei CCE $p_{90}$  pro Jahr sind von der Berechnung von Yules $Q$  ausgenommen. Ebenso sind Gitterpunkte, bei denen das 90te Perzentil der Zeitreihe seriellen Clusterings (siehe Kap. 5.4) weniger als drei beträgt, von der Berechnung von Yules $Q$  ausgenommen. Schwarze Punkte markieren statistische Signifikanz ( $p = 0,05$ ).

Negative Werte von Yules $Q$  finden sich im Nordosten Spaniens und im Südwesten Frankreichs nahe den Pyrenäen. Bei mehr als 5 % der Gitterpunkte beträgt Yules $Q$  mehr als 0,33, was einer Verdoppelung der Auftretenswahrscheinlichkeit für CCEs bei ScBL bedeutet.

Außerdem ist Yules $Q$  bei fast der Hälfte der Gitterpunkte (46%) signifikant. Die zusammenhängenden Gebiete mit signifikanter Erhöhung liegen tendenziell im westlichen Teil des Untersuchungsgebiets. Mehr als zwei Drittel (69 %) aller Gitterpunkte mit signifikanten Werten von Yules $Q$  liegen westlich des 10. Längengrads. Dieser Anteil erhöht sich auf 75 %, wenn die Gitterpunkte südlich des 45. Breitengrads (d. h. vor allem ohne den Mittelmeerraum) ausgeschlossen werden. Der Mittelwert von Yules $Q$  aller Gitterpunkte mit Signifikanz beträgt 0,23. Dies entspricht im Mittel etwa dem 1,6-fachen der klimatologischen Auftretenswahrscheinlichkeit von CCEs beim ScBL-Regime.

Die Auftretenswahrscheinlichkeit von seriellen Clusterereignissen (Tage, an denen die Werte der neu generierten Zeitreihe für seriell Clusterung das 90. Perzentil überschreiten, Kap. 5.4) ist wie bei den CCEs nahezu im gesamten Untersuchungsgebiet erhöht. Mehr als 97 % aller Gitterpunkte weisen einen Wert von Yules $Q > 0$  auf (Abb. 9.5 rechts), mehr als 32 % aller Gitterpunkte sogar einen Wert von Yules $Q > 0,33$ , was einer Verdoppelung der Auftretenswahrscheinlichkeit gegenüber der Klimatologie entspricht (Tab. 3.1). Bei 91 % Prozent aller Gitterpunkte mit positiven Werten des Chancenverhältnisses ist diese Erhöhung auch signifikant. Im Vergleich zur Auftretenswahrscheinlichkeit von CCEs ist die Anzahl der Gitterpunkte mit signifikanten Werten des Chancenverhältnisses im östlichen Teil des Untersuchungsgebiets bei den seriellen Clusterereignissen geringer. Ein vergleichsweise kleinräumiges Gebiet



im Südwesten Frankreichs zeigt eine signifikante Reduktion der seriellen Clusterereignisse auf. Für alle Gitterpunkte mit signifikantem Chancenverhältnis in diesem Gebiet beträgt der Mittelwert für  $YulesQ$   $-0,26$  was einer Reduktion der Auftretenswahrscheinlichkeit um etwa ein Drittel entspricht.

Bei der Interpretation dieses Ergebnisses gilt es folgendes zu bedenken: Für die Berechnung von  $YulesQ$  wurde jeweils der gesamte Zeitraum (MJJA) aller Jahre herangezogen. Das ScBL-Regime tritt im Untersuchungszeitraum im Juli am häufigsten auf (Abb. 9.1). Gleichzeitig ist dieser Monat auch klimatologisch der Monat mit der höchsten Gewitterhäufigkeit (Abb. 6.2). Wird ein anderer Zeitraum verwendet (z. B. JJA), sind die positiven Werte für  $YulesQ$  geringfügig geringer (nicht gezeigt), allerdings ist durch die geringere Zahl Anzahl an Monaten auch der Stichprobenumfang geringer. Sowohl bei der Auftretenswahrscheinlichkeit der CCE als auch der seriellen Clusterereignisse ist ein geringer Einfluss der Klimatologie vorhanden.

Eine statistische Zunahme der Gewitteraktivität bei einem atmosphärischen Block über der Ostsee wurde bereits von Mohr et al. (2019) nachgewiesen. Die Lage des blockierenden Höhenhochs mit der statistisch höchsten Zunahme der Gewitteraktivität entspricht in etwa auch der Lage des ScBL-Regimes (vgl. Abb. 4.5 mit Abb. 4 aus Mohr et al., 2019).

Zur vertiefenden Analyse der Gewitterhäufigkeit wurde die mittlere Abweichung für verschiedene für Konvektion relevante Parameter aus ERA5 berechnet, die während der ScBL-Regime vorherrschten (Referenzperiode: 1979 — 2021, JJA; Kap. 4.2). Eine signifikante Abnahme des SLI gegenüber dem Mittel zeigt sich nahezu im gesamten Untersuchungsgebiet (Abb. 9.6 links) mit Werten von über  $-1,5$  K im Norden Deutschlands und um  $-0,5$  K auf der italienischen Halbinsel, an den südlichen Alpenhängen im Norden Italiens und an der Französischen Mittelmeerküste.

Auf der spanischen Halbinsel sind schwach positive Anomalien zu verzeichnen, welche mit den negativen Werten von  $YulesQ$  korrespondieren. Ein ähnliches räumliches Muster ergibt sich auch für die mittlere Abweichung der CAPE (Abb. C.5 links oben). Die mittlere Abnahme des SLI bzw. die positiven CAPE-Anomalien resultieren in erster Linie aus der Advektion feucht-warmer Luftmassen aus dem Mittelmeerraum oder dem Atlantik. So zeigen beispielsweise Graf et al. (2011) und Trefalt et al. (2018) für gewitterspezifische Extremereignisse (Hagel und Tornados in Zentraleuropa und der Schweiz) basierend auf Rückwärtstrajektorien, dass die für die Entstehung ursächlichen Luftmassen auch vom Mittelmeer stammen.

Weiterhin sorgen Strömungsmuster, die warme Luftmassen in niedriger Höhe aus südwestlichen Regionen von Spanien bis Frankreich advehieren, insbesondere in Verbindung mit einer EML (Kap. 2.2) für gewitterträchtige atmosphärische Bedingungen (z. B. Morris, 1986; Delden, 2001; Kunz et al., 2018). Die geringeren (und in der Anzahl weniger signifikanten) Werte für  $YulesQ$  sind vermutlich bedingt durch einen Rücken in diesem Gebiet während des vorherrschenden ScBL-Regime (Abb. 4.5).

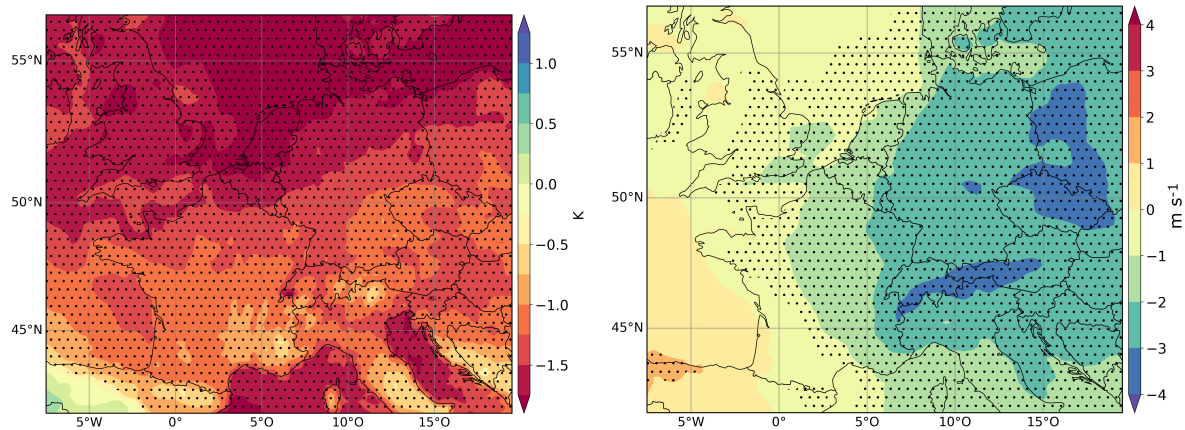


Abb. 9.6.: Mittlere Abweichungen des (links) SLI und (rechts) der BS während des ScBL-Regimes (1979 — 2021, JJA). Schwarze Punkte zeigen Signifikanz ( $p = 0,05$ ). Anmerkung: beim SLI werden positive Werte blau, negative Werte rot dargestellt. Negative Werte zeigen eine höhere Instabilität und damit eine höhere Gewitterneigung an.

Die statistisch etwas stärkere Zunahme von seriellem Clustering gegenüber den  $CCE_{p90}$  könnte seine Ursache in der im Vergleich zu den anderen Regimen längeren Persistenz des ScBL-Regimes haben. Dadurch kann es zu höheren und länger anhaltenden Akkumulationen der feucht-warmen Luftmassen im Untersuchungsgebiet kommen, was wiederum auch die Wahrscheinlichkeit für über mehrere Tage anhaltende Gewitteraktivität erhöht.

In weiten Teilen des Untersuchungsgebiets ist die mittlere Abweichung der vertikalen Windscherung (BS, Kap. 2.4) negativ mit einem West-Ost-Gradienten über dem Kontinent. Vor der französischen Atlantikküste sind Werte um  $0 \text{ ms}^{-1}$  zu verzeichnen, in Polen Werte von über  $-3 \text{ ms}^{-1}$ . Da, wie in Kapitel 2.4 erläutert, hohe Werte der BS die Entstehung organisierter Gewitter begünstigen, kann davon ausgegangen werden, dass auch die Gewitterstärke und Blitzintensität zunehmen (z. B. Brooks et al., 2003; Kunz et al., 2020). Daher wurde das Verhältnis von  $CCE_{p0-90}$  zu  $CCE_{p90}$  während des ScBL-Regime hinsichtlich möglicher Veränderungen untersucht, indem für jeden Gitterpunkt die prozentuale Abweichung vom klimatischen Mittel berechnet wurde:

$$\frac{CCE_{p0-90,WR}/CCE_{p90,WR}}{CCE_{p0-90,Gesamt}/CCE_{p90,Gesamt}} - 1. \quad (9.2)$$

Negative Werte bedeuten ein erhöhtes Aufkommen von  $CCE_{p0-90}$  gegenüber  $CCE_{p90}$  im Vergleich zum klimatologischen Mittel.

Im gesamten Gebiet gibt es rund doppelt so viele Gitterpunkte mit negativen gegenüber positiven Werten (Verhältnis positiv zu negativ 0,48). Größere, unzusammenhängende Gebiete mit negativen Werten treten entlang der Alpen und über weiten Teilen Italiens auf (soweit im Untersuchungsgebiet). In diesem Gebiet (rechteckiger Kartenausschnitt:  $5^\circ \text{ O} - 15^\circ \text{ O}$  und  $< 47,5^\circ \text{ N}$ ) beträgt die durchschnittliche Zahl  $-22$ .

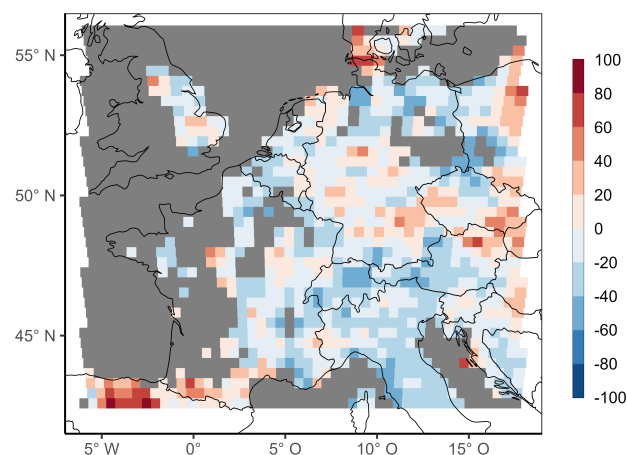


Abb. 9.7.: Anomalien des Verhältnisses von  $CCE_{p0-90}$  zu  $CCE_{p90}$  beim ScBL-Regime. Gitterpunkte mit weniger als 20  $CCE_{p0-90}$  wurden von der Berechnung ausgeschlossen (grau).

Im Norden Spaniens ist das Verhältnis hingegen positiv, mit Werten von mehr als 100 %. Auch über Polen und in der Region des Dreiländerecks Österreich, Tschechien und Ungarn finden sich zusammenhängende Gebiete mit positiven Werten. Über Deutschland und Frankreich (mit Ausnahme der südwestlichen Region der Alpen und des Mittelmeers) treten sowohl positive, als auch negative Werte räumlich dicht aneinander auf. Es sei hier angemerkt, dass weite Teile Frankreichs und auch Gebiete in Deutschland aufgrund der geringen Anzahl an  $CCE_{p0-90}$  von der Berechnung ausgenommen sind.

Zusammenfassend kann die beobachtete Zunahme der  $CCE_{p0-90}$  gegenüber  $CCE_{p90}$  möglicherweise auf eine verringerte Wahrscheinlichkeit des Auftretens von kleinräumigen Gewitterzellen mit geringerem Organisationsgrad auf die im Mittel in weiten Teilen reduzierte BS zurückgeführt werden. Es gilt dabei aber zu beachten, dass große CCE zwar sehr wahrscheinlich, aber nicht zwingend aus organisierter Konvektion, wie Supercellen oder MCS resultieren (siehe Diskussion in Kap. 5.2.3).

Im Herbst besteht eine positive Korrelation zwischen der Anzahl der Blitzeinschläge und der Meeresoberflächentemperatur (Kotroni und Lagouvardos, 2016). Im Folgenden wird daher untersucht, ob höhere Oberflächentemperaturen des Mittelmeers die Auftretenswahrscheinlichkeit von  $CCE_{p90}$  beim ScBL-Regime zusätzlich verstärken. Dazu werden tägliche Anomalien gegenüber der mittleren Oberflächentemperatur der MJJA-Periode des Mittelmeers (Ort:  $42,3^\circ$  N,  $6,3^\circ$  O, Zeitraum: 2001 – 2020, ERA5, Kap. 4.2) verwendet.

Die bisherige Stichprobe des ScBL-Regimes wird in Tage mit hohen positiven bzw. niedrigen negativen Oberflächentemperaturanomalien aufgeteilt. Die Definition für hohe positive (bzw. niedrige negative) Temperaturanomalien orientiert sich an der Verteilung der Anomalien. Das 33. Quantil beträgt  $-1,38^\circ$  C, das 66. Quantil  $1,57^\circ$  C. Daraus motiviert sich der gewählte Grenzwert von  $\pm 1,5^\circ$  C. Für die Wahl der Grenzwerte wurde zusätzlich in Betracht gezogen, dass die jeweiligen Teilstichproben der Regime für

eine statistische Evaluation noch hinreichend groß sein müssen. Daher werden keine Extremwerte für diese Auswertung verwendet.

Erhöhte Temperaturen des Mittelmeers führen im gesamten Untersuchungsgebiet zu einer erhöhten Auftretenswahrscheinlichkeit der  $CCE_{p90}$  (Abb. 9.8 links). Bei mehr als der Hälfte der Gitterpunkte ist diese Erhöhung auch signifikant (53 %). Bei negativen Temperaturanomalien ist hingegen eine Reduktion der Auftretenswahrscheinlichkeit der  $CCE_{p90}$  nahezu im gesamten Untersuchungsgebiet zu verzeichnen (bei 99 % der Gitterpunkte, Abb. 9.8 rechts). Dabei sind beinahe zwei Drittel signifikant (65 %). Die räumliche Verteilung der Gebiete mit besonders hohen bzw. besonders niedrigen Werten in beiden Abbildungen sind ähnlich. Werden beispielsweise pro Gitterpunkt zu den negativen Werten für Yules $Q$  (Abb. 9.8 rechts) die positiven Werten addiert (Abb. 9.8 links) und dann das räumliche Mittel gebildet, liegt dieses mit  $-0,1$  nahe 0. Daraus folgt ein inverses Verhalten der Auftretenswahrscheinlichkeit von  $CCE_{p90}$  zu positiven bzw. negativen Anomalien der Oberflächentemperatur des Mittelmeers beim ScBL-Regime pro Gitterpunkt.

Die Alpenregion und insbesondere die südlichen Alpenhänge sind Regionen mit besonders hohen bzw. besonders niedrigen Werten für Yules $Q$ . Die Kombination hoher Meeresoberflächentemperaturen und südwestlicher Strömungen bei ScBL führt zu einer Akkumulation feucht-warmer Luftmassen an der Alpensüdseite. Daraus ergibt sich dort auch eine erhöhte Gewitterneigung und damit die statistisch ermittelte Zunahme (bzw. Abnahme bei negativen Temperaturanomalien) der Auftretenswahrscheinlichkeit von  $CCE_{p90}$ .

Richtung Nordosten ist eine Abnahme von positiven Yules $Q$ -Werten (bzw. eine Zunahme der negativen Werte) zu beobachten. Im äußersten Nordosten Deutschlands sind sogar geringe (nicht signifikante) positive Werte bei negativen Oberflächentemperaturanomalien zu verzeichnen. Diese Reduktion ist vermutlich auf die zunehmende Distanz zum Mittelmeer zurückzuführen. Der im letzten Abschnitt diskutierte Zusammenhang zwischen dem Transport feucht-warmer Luftmassen resultierend aus der Kombination aus hohen Meeresoberflächentemperaturen und südwestlichen Strömungsmustern im Untersuchungsgebiet verliert Richtung Nordosten zunehmend an Einfluss. Damit verringert sich auch der statistisch messbare Effekt (betragsmäßig geringere Werte für Yules $Q$  und keine Signifikanz). Im Nordwesten des Untersuchungsgebiets, wo die räumliche Differenz zum Mittelmeer ähnlich groß ist, ist keine Verringerung der statistisch messbaren Effekte zu beobachten. Der Grund dafür ist vermutlich folgender: Der Spearman-Korrelationskoeffizient zwischen Oberflächentemperaturanomalien der Biskaya und dem Mittelmeer beträgt 0,91 (signifikant  $p=0,05$ ). Die selben statistischen Untersuchungen wurden ebenfalls mit Oberflächentemperaturenanomalien in der Biskaya vorgenommen. Dabei ergaben sich sehr ähnliche Ergebnisse (nicht gezeigt). Bei südwestlichen Strömungskonfigurationen ist daher nicht nur das Mittelmeer, sondern auch der östliche Teil des Atlantiks ein Ursprungsort von den nach Norden advehierten feucht-warmer Luftmassen.

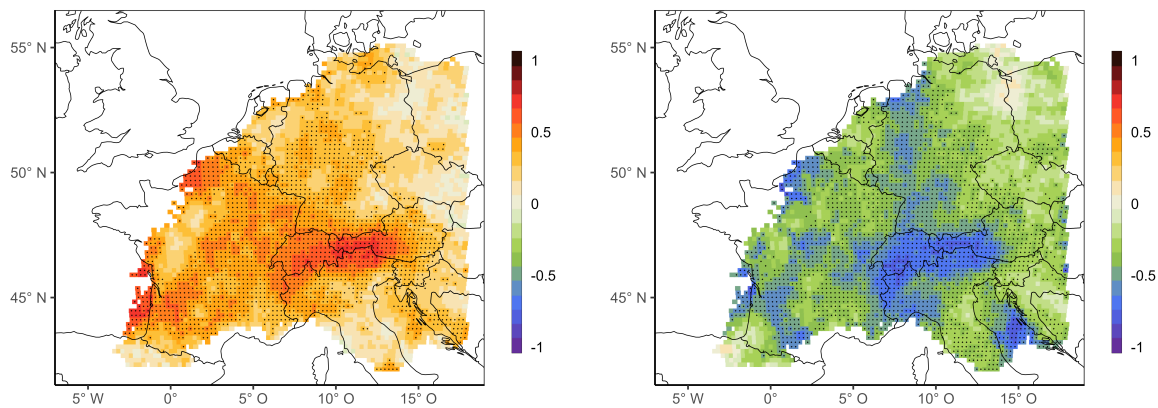


Abb. 9.8.: Yules $Q$  bei Oberflächentemperaturanomalien des Mittelmeers (2001 – 2020) bei ScBL (links)  $\geq 1,5$  K und (rechts)  $\leq 1,5$  K. Schwarze Punkte markieren statistische Signifikanz ( $p = 0,05$ ).

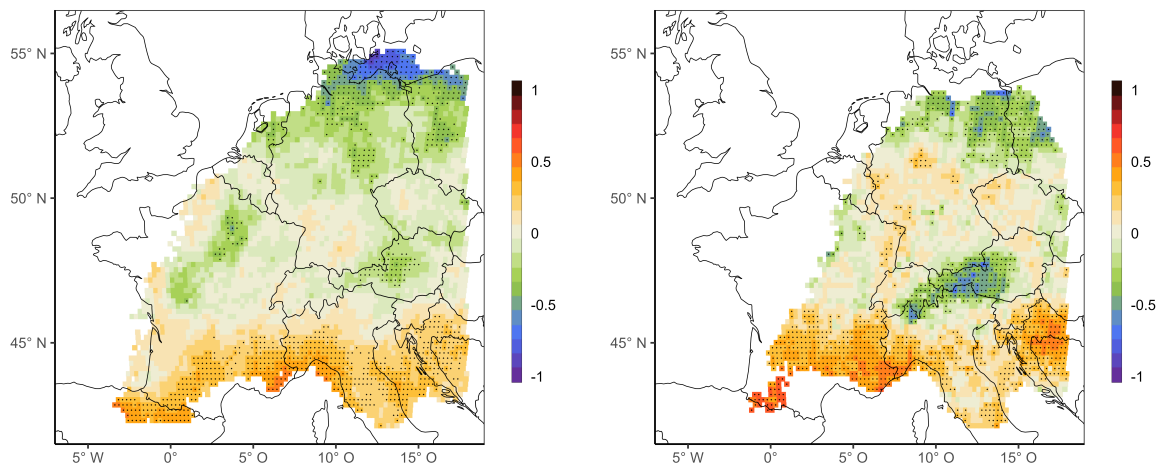


Abb. 9.9.: Wie Abbildung 9.5, allerdings für das EuBL-Regime

### 9.3.2. Europäischer Block

Die räumliche Verteilung von Yules $Q$  der CCE $_{p90}$  zeigt beim EuBL-Regime im Norden Deutschlands, Polens und zum Teil in den Niederlanden negative Werte. Der Betrag nimmt dabei im Allgemeinen zu den Küsten zu und weist über der Ostsee (soweit im Untersuchungsgebiet) negative Werte bis zu -1 auf. Dies bedeutet, dass dort im gesamten Untersuchungszeitraum während EuBL keine CCE $_{p90}$  aufgetreten sind.

Im Gegensatz dazu ist im gesamten südlichen Bereich ( $< 45^\circ$  N) eine Erhöhung der Auftretenswahrscheinlichkeit von CCE $_{p90}$  zu beobachten (Abb. 9.9 links). Durchschnittlich beträgt Yules $Q$  südlich des 45. Breitengrades 0,24, was ungefähr der Erhöhung der Auftretenswahrscheinlichkeit um einen Faktor von 1,65 gegenüber der Klimatologie entspricht. Weiterhin weisen in diesem Bereich mehr als 60 % aller Werte von Yules $Q$  Signifikanz auf.

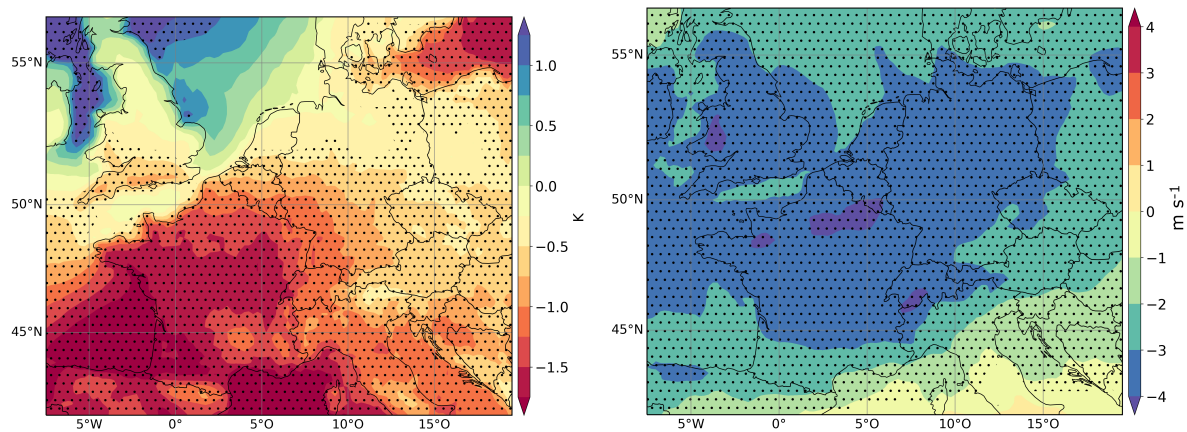


Abb. 9.10.: Wie Abb. 9.6, aber für das EuBL-Regime.

Die Gebiete mit negativen Werten im Norden und positiven Werten von  $YulesQ$  im Süden sind beim seriellen Clustering ähnlich zur räumlichen Verteilung der  $CCE_{p90}$ -Häufigkeit. Ebenso ist hier auch die Verteilung der Signifikanz ähnlich (Abb. 9.9 rechts). So beträgt südlich des 45° Breitengrades  $YulesQ$  im Durchschnitt 0,26 und ist damit etwas höher als bei der CCE-Häufigkeit. Ebenso ist auch der Prozentsatz der Gitterpunkte mit signifikanten Chancenverhältnissen mit 67 % geringfügig höher.

In einem in Ost-West-Richtung ovalförmig gestreckten Gebiet mit Schwerpunkt über Österreich, Südostdeutschland, dem Südosten der Schweiz und dem Norden Italiens treten signifikant negative Werte für  $YulesQ$  auf. Auch bei der CCE-Häufigkeit treten hauptsächlich über Österreich signifikant negative Werte auf, allerdings weist das Gebiet gegenüber dem Gebiet bei seriellem Clustering eine wesentlich geringere Ausdehnung nach Südwesten auf. Außerdem sind die Werte niedriger. Diese liegen für  $YulesQ$  bei der CCE-Häufigkeit in diesem Gebiet deutlich über  $-0,5$ , wohingegen bei der Häufigkeit seriellen Clusterings die Minimalwerte von  $YulesQ$  an einigen Gitterpunkten unter  $-0,5$  liegen. Dies entspricht einer Reduktion der Auftretenswahrscheinlichkeit um ungefähr zwei Drittel.

In der Mitte des Untersuchungsgebiets (46. bis 50. Breitengrad), mit Ausnahme des oben erwähnten Gebiets der Alpen, unterscheiden sich die Werte der  $CCE_{p90}$ -Häufigkeit und des seriellen Clusterings für  $YulesQ$  häufiger, allerdings finden sich sonst in diesem Gebiet keine zusammenhängenden Gebiete mit signifikanten Abweichungen.

Die mittleren Abweichungen des SLI über Frankreich, den Benelux-Ländern und dem Südwesten Deutschlands weisen einen Gradienten mit südwest-nordöstlicher Orientierung auf (Abb. 9.10). Minimalwerte finden sich über dem Land im Südwesten Frankreichs mit einer signifikanten mittleren Anomalie von unter  $-2,5$  K. Über Italien finden sich überwiegend negative Werte um  $-1$  K, über Österreich, dem Balkan und Tschechien nur geringe negative Werte. Die grobe Verteilung der  $CCE_{p90}$  mit einer Zunahme der Auftretenswahrscheinlichkeit im südlichen Teil und einer Abnahme im nördlichen Teil des Untersuchungsgebiets spiegelt sich auch bei der Verteilung der mittleren Abweichungen des SLI wider.

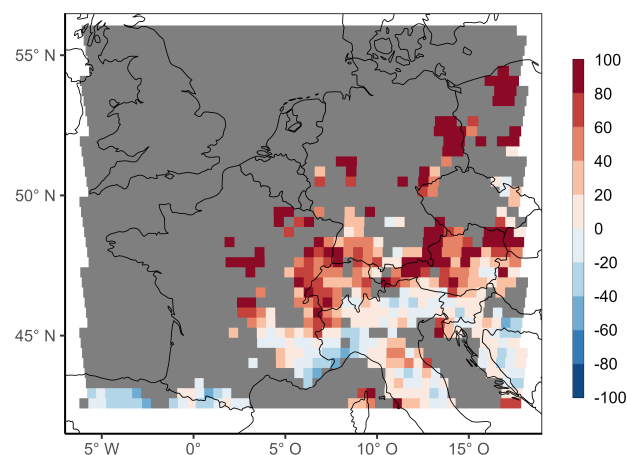


Abb. 9.11.: Wie Abb. 9.7, aber für das EuBL-Regime.

Ausnahmen bilden kleinere Gebiete mit negativen Werten der Auftretenswahrscheinlichkeit im nördlichen Teil Frankreichs und die relativ deutliche Reduktion über der Ostsee. Allerdings könnte hier auch die Berechnung des SLI über der Meeresoberfläche ursächlich sein. Die mittlere Abweichung der CAPE (Abb. C.6 links oben) ist in diesem Gebiet um  $0 \text{ Jkg}^{-1}$  bzw. leicht negativ.

Ebenso wie beim ScBL-Regime sind in weiten Teilen des Untersuchungsgebiets signifikante negative Abweichungen der BS zu verzeichnen (Abb. 9.10 rechts). Die niedrigsten Werte von mehr als  $-4 \text{ ms}^{-1}$  finden sich hauptsächlich im Nordosten Frankreichs. Richtung Süden ist im Allgemeinen eine Zunahme zu beobachten. Über nahezu dem gesamten Mittelmeer ist die mittlere Abweichung nahe null.

Die Abweichungen des Verhältnisses von  $\text{CCE}_{\text{p0-90}}$  zu  $\text{CCE}_{\text{p90}}$  ist im südlichen Bereich mit den höchsten Werten für Yules $Q$  ( $< 45^\circ \text{ N}$ ) leicht negativ (Mittelwert:  $-1,35$ ), allerdings in der Mitte des Untersuchungsgebiets stark positiv (Abb. 9.11). Bei der Interpretation ist allerdings zu beachten, dass die Anzahl der  $\text{CCE}_{\text{p0-90}}$ , welche der Berechnung zu Grunde liegen, sehr viel kleiner ist (besonders nördlich von  $45^\circ \text{ N}$ ) als beim ScBL-Regime. In der Abbildung zeigt sich dies durch die große Menge an grauen Gitterpunkten (78 %). Die dargestellten Werte sind daher im Vergleich zur selben Auswertung beim ScBL-Regime weniger aussagekräftig.

Wie beim ScBL-Regime soll auch beim EuBL-Regime der Zusammenhang zu positiven oder negativen Oberflächentemperaturanomalien des Mittelmeers (Definition siehe vorheriges Kapitel) untersucht werden. Die Anzahl der Gitterpunkte mit signifikanten Yules $Q$ -Werten ist mit 684 deutlich geringer gegenüber 2075 Gitterpunkte beim ScBL-Regime (positiven Anomalien), was auf einen insgesamt geringeren Einfluss der Meeresoberflächentemperatur schließen lässt (Abb. 9.12). Größere Gebiete negativer bzw. positiver Werte von Yules $Q$  finden sich vor allem im Südwesten Frankreichs und in einem halbmondförmigen Band entlang der Alpen. Eine mögliche Erklärung dafür könnte folgende sein: Wie bereits im vorherigen Kapitel diskutiert, korrelieren die Oberflächentemperaturen des Mittelmeers sehr stark mit denen



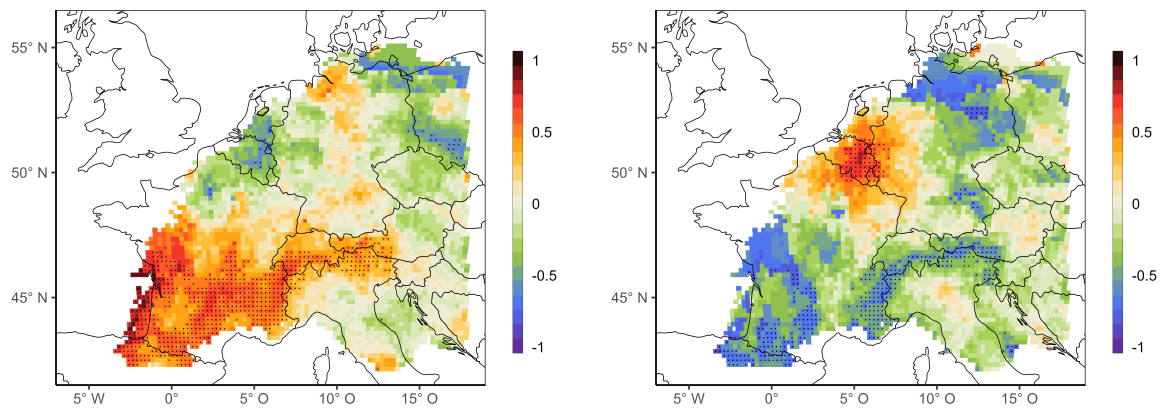


Abb. 9.12.: Wie Abb. 9.8, aber für das EuBL-Regime.

über der Biskaya. Beim EuBL-Regime finden sich über Frankreich westliche bis nordwestliche Komponenten in der großräummigen Strömung und führen daher zu einer Advektion feucht-warmer Luftmassen in das südwestliche Frankreich. Je weiter nördlich, desto kälter die Meeresoberflächentemperaturen und desto geringer der durch die Advektion feucht-warmer Luftmassen Konvektion begünstigende Effekt. Wie Graf et al. (2011) für Tornadoereignisse in Zentraleuropa mittels Rückwärtstrajektorien zeigen, haben die dafür notwendigen gewitterbegünstigenden Luftmassen in einigen Fällen ihren Ursprung über dem Atlantik. Über der italienischen Halbinsel und über dem Balkan sowie generell die Gebiete nördlich der Alpen finden sich wenig Gitterpunkte mit signifikanten Yules $Q$ -Werten.

### 9.3.3. Grönländischer Block

Beim GL-Regime ist der prozentuale Anteil der Gitterpunkte mit positiven und negativen Werten von Yules $Q$  ungefähr ausgeglichen (57 % bzw. 43 %). Weiterhin ist der absolute Wert bei über 78 % der Gitterpunkte kleiner als 0,15. Bei den beiden bisher betrachteten Wetterregimen ist dies beim ScBL-Regime lediglich bei 42 %, beim EuBL-Regime bei 53 % der Gitterpunkte der Fall. Lediglich bei 8 % der Gitterpunkte sind die Werte signifikant. Daraus lässt sich schließen, dass der Zusammenhang zwischen der Auftretenswahrscheinlichkeit von CCE und dem GL-Regime gering ist. Ein größeres zusammenhängendes Gebiet mit vor allem signifikant negativen Werten von Yules $Q$  findet sich an der Westküste Italiens bis zum südlichen Rand des Untersuchungsgebiets. Weitere Gebiete mit signifikant positiven Werten (allerdings mit räumlich geringerer Ausdehnung) treten im Südwesten Frankreichs, im Osten Österreichs und im äußersten Westen Ungarns auf. Ein etwas größeres Gebiet erstreckt sich vom Nordosten Frankreichs über den Süden Belgiens, Luxemburgs bis nach Westdeutschland.

Im Gegensatz zu den oben diskutierten blockierenden Regimen zeigt sich in weiten Teilen des Untersuchungsgebiets ein deutlicher Unterschied zwischen der Auftretenswahrscheinlichkeit von CCEs und seriellem Clustering. 82 % der Gitterpunkte weisen Werte von über 0 auf (Abb. 9.13). Weiterhin weisen über 50 % der positiven Gitterpunkte auch signifikante Yules $Q$ -Werte auf. Signifikant negative Werte für



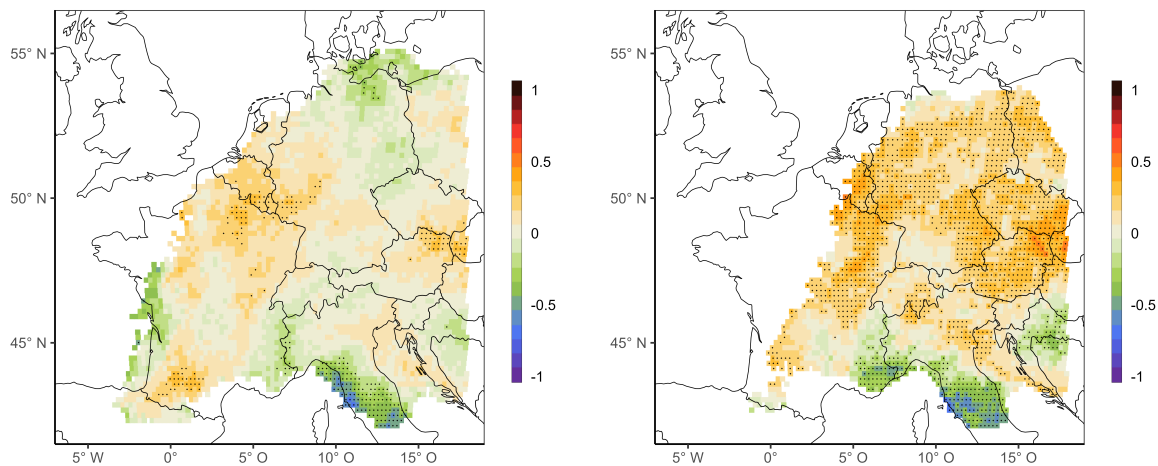


Abb. 9.13.: Wie Abbildung 9.5, aber für das GL-Regime.

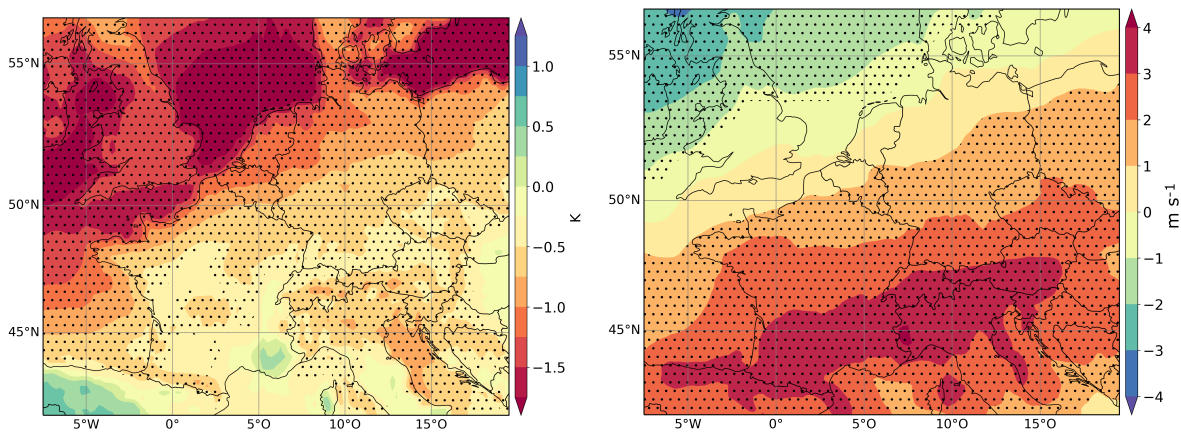


Abb. 9.14.: Wie Abb. 9.6, aber für das GL-Regime.

Yules $Q$  finden sich nahezu ausschließlich im Mittelmeerraum, an der Westküste Italiens und im Südosten Frankreichs.

Die mittleren Abweichungen des SLI zeigen über dem Kontinent in weiten Teilen des Untersuchungsgebiets eine leicht erhöhte instabile Schichtung, allerdings nicht überall signifikant (z. B. im Süden Frankreichs, Abb. 9.14 links). Nach Norden Richtung Nord- und Ostseeküste ist eine leichte Abnahme zu beobachten. Die in weiten Teilen des Untersuchungsgebiets erhöhten Werte von Yules $Q$  (zumeist nicht signifikant) stehen damit vermutlich im Zusammenhang. Die signifikant negativen Werte entlang der Westküste Italiens haben hier kein korrespondierendes Muster positiver Werte des SLI. Eine mögliche Ursache könnte in der im Vergleich zu den vorherigen Wetterregimen geringeren Stichprobengröße liegen.

Die BS ist mit Ausnahme des nordwestlichen Untersuchungsgebiets positiv und weist die höchsten Werte (über  $4 \text{ ms}^{-1}$ ) entlang eines Bands vom Süden Frankreichs über das nördliche Italien bis nach Slowenien auf (Abb.9.14). Die mittleren Anomalien sind über dem Kontinent meistens auch signifikant.

Die Analyse des Verhältnisses von  $\text{CCE}_{\text{P0-90}}$  und  $\text{CCE}_{\text{P90}}$  ist aufgrund der Stichprobengröße wenig aussagekräftig, ebenso wie die beim ScBL- und EuBL-Regime durchgeführte Untersuchung zur Oberflächentemperatur des Mittelmeers (die entsprechenden Abbildungen finden sich in Anhang C).

#### 9.3.4. Atlantischer Trog

Beim AT-Regime ist die räumliche Verteilung von  $\text{Yules}Q$  nahezu konträr zu jener Verteilung beim EuBL-Regime. Am nördlichen Rand des Untersuchungsgebiets erstreckt sich ein Gebiet mit signifikant positiven Werten von  $\text{Yules}Q$  von den Niederlanden über die deutschen Küstengebiete bis an die Grenze Polens und dem Gebiet über der Ostsee. Ungefähr zwischen  $50^\circ$  und  $46^\circ$  N befinden sich praktisch keine Gitterpunkte mit signifikanten Werten von  $\text{Yules}Q$  (weniger als 6 %). Südlich von  $45^\circ$  N weisen mehr als 67 % der Gitterpunkte signifikante  $\text{Yules}Q$ -Werte auf. Im Mittel beträgt hier  $\text{Yules}Q -0,33$ , was einer Halbierung der Auftretenswahrscheinlichkeit der CCEs entspricht.

Bei der Häufigkeit seriellen Clusterings ist die räumliche Verteilung ähnlich zu der Verteilung bei der Auftretenswahrscheinlichkeit von CCEs, allerdings ist der prozentuale Anteil an Gitterpunkten mit Signifikanz höher (26 % zu 46 %). Im Vergleich zu den anderen genannten Regimen ist beim seriellen Clustering der Einfluss der definitionsbedingt starken räumlichen Unterschiede der Stichprobengröße deutlich sichtbar anhand des scharfen Gradienten entlang der nördlichen Grenze des Gebiets in Bayern und Tschechiens mit signifikant negativen Werten (vgl. 5.14 rechts). Eine meteorologische Schlussfolgerung ist daraus nicht abzuleiten.

Wie schon beim GL-Regime, ist auch beim AT-Regime die Stichprobengröße nicht ausreichend für eine vertiefende Analyse des Verhältnisses von  $\text{CCE}_{\text{P0-90}}$  zu  $\text{CCE}_{\text{P90}}$  und für den Zusammenhang zur Oberflächentemperatur des Mittelmeers (die entsprechenden Abbildungen finden sich in Anhang C).

#### 9.3.5. Nicht-klassifizierte Strömungskonfigurationen

Die Werte von  $\text{Yules}Q$  sind bei den nicht-klassifizierten Strömungskonfigurationen (noReg) bei 83 % aller Gitterpunkte zwischen  $\pm 0,15$  und lediglich 15 % weisen signifikante Werte auf, der Mittelwert aller Gitterpunkte beträgt  $-0,07$ . Größere zusammenhängende Gebiete mit signifikant negativen Werten finden sich im Westen Frankreichs (Abb. 9.16 links). Ebenso treten signifikant negative Werte in einem Gebiet auf, welches die Schweiz, den Süden Deutschlands, Teile Österreichs und den Norden Italiens umfasst. Auch auf dem Balkan finden sich signifikant negative Werte. Allerdings sind diese signifikant negativen Werte betragsmäßig gering. Insgesamt ist bei noReg kaum ein Einfluss auf die Auftretenswahrscheinlichkeit von  $\text{CCE}_{\text{P90}}$  feststellbar. Die Ursache dafür liegt darin begründet, dass in dieser Stichprobe alle Tage mit nicht-klassifizierten Strömungskonfigurationen, also sowohl gewitterbe-

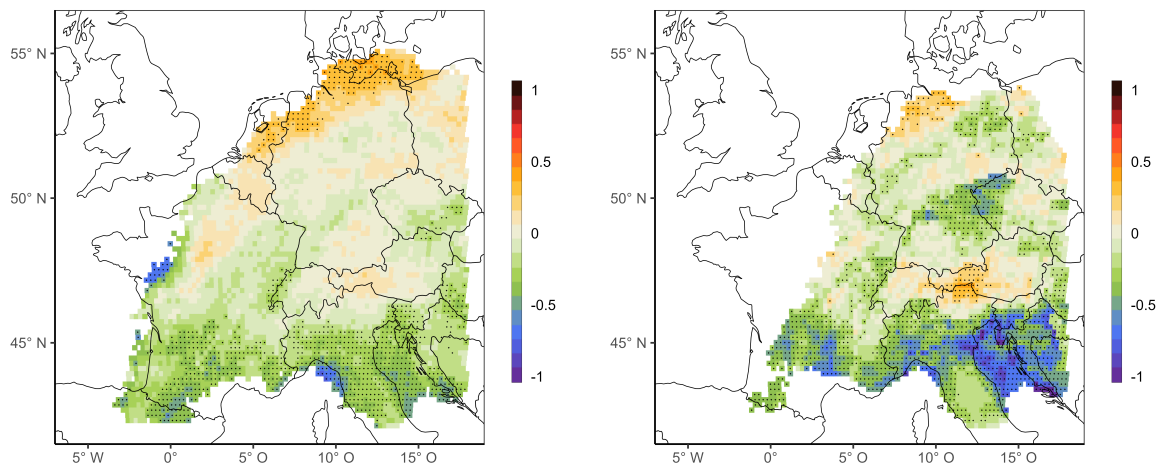


Abb. 9.15.: Wie Abbildung 9.5, allerdings für das AT-Regime

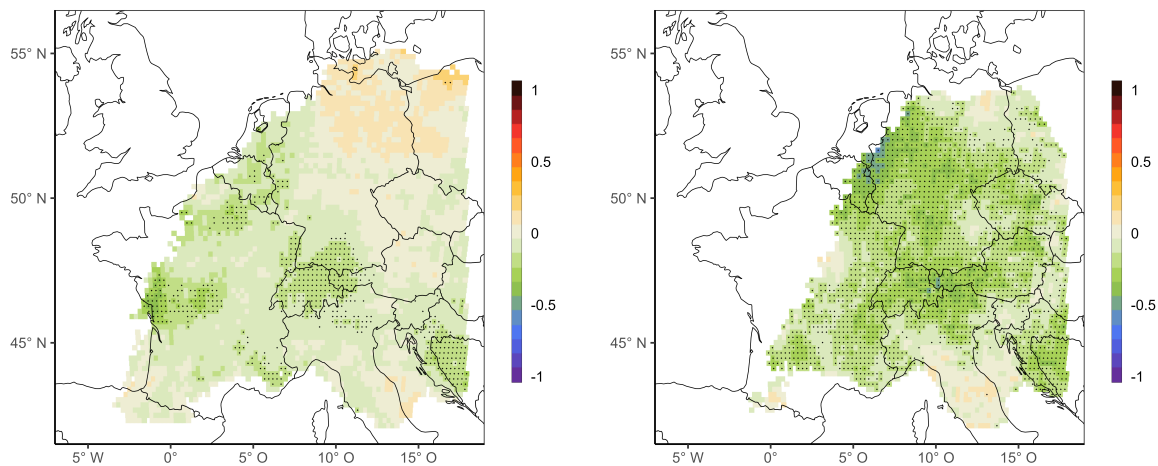


Abb. 9.16.: Wie Abbildung 9.5, aber für alle nicht-klassifizierten Strömungskonfigurationen.

günstigende, als auch konvektionshemmende Konfigurationen enthalten sind. Daher ist im Mittel keine positive oder negative Auswirkung auf die Auftretenswahrscheinlichkeit von  $CCE_{p90}$  erkennbar.

Der auffälligste Unterschied zwischen der Auftretenswahrscheinlichkeit der CCE und derjenigen des seriellen Clusterings ist die deutliche Zunahme der Gitterpunkte mit niedrigeren negativen Werten insbesondere mit Signifikanz (Abb. 9.16 rechts). So liegen lediglich 34 % der Gitterpunkte zwischen  $\pm 0,15$ , der Anteil an signifikante Werten beträgt 72 %. Weiterhin weisen 95 % der Gitterpunkte negative Werte für Yules  $Q$  auf. Im Mittel beträgt Yules  $Q$  bei allen Gitterpunkten  $-0,19$ , was einer Reduktion um rund ein Drittel entspricht. Das Auftreten von serielllem Clustering wird durch systematisch organisierte Strömungszustände begünstigt. Folglich ist beim Gegenteil davon, also der Menge aller nicht-klassifizierten Strömungskonfigurationen, die Auftretenswahrscheinlichkeit von serielllem Clustering in weiten Teilen signifikant negativ.

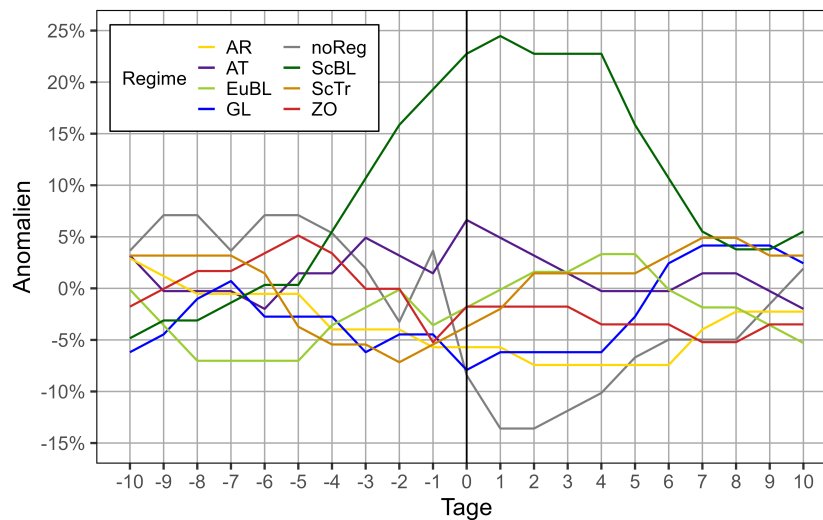


Abb. 9.17.: Anomalien der Auftrittshäufigkeit der verschiedenen Regime gegenüber der klimatologischen Häufigkeit zehn Tage vor und nach außergewöhnlichem seriellen Clustering (Definition siehe Text).

#### 9.4. Zeitlicher Verlauf der Regime-Häufigkeiten bei ausgeprägtem seriellen Clustering

In diesem Kapitel soll der zeitliche Verlauf der WR-Häufigkeiten vor und nach außergewöhnlich seltener serieller Clusterereignisse analysiert werden. Dazu wird die Region mit den absolut höchsten Werten der Zeitreihe seriellen Clusterings ausgewählt und die jeweiligen Zeitreihen der Gitterpunkte zusammengefasst (Dreiländereck Österreich, Italien und Sloweniens: 12–14° N, 45–47° O; vgl. auch Abb. 6.12 links). Um seltene Ereignisse mit einer außergewöhnlichen zeitlichen Häufung von CCEs zu untersuchen, wird der Grenzwert von bisher sechs (siehe Abb. 5.14 links) auf acht erhöht. Dieser Wert tritt durchschnittlich lediglich zwei Mal pro Jahr auf.

Anschließend werden pro Ereignis zehn Tage vor und nach dem jeweiligen Tag und pro Zeitschritt die Anomalie zur saisonalen Auftrittshäufigkeit für jedes Wetterregimes berechnet.

Das ScBL-Regime ist das einzige Regime, welches eine positive Anomalie aufweist (Abb. 9.17). Sieben Tage vor dem Extremereignis beginnt sich bereits die Anomalie im Vergleich zur Variabilität (zumeist Werte von  $\pm 5\%$ ) der übrigen Regimen abzuzeichnen. Bevor sich ein extremes seriell Clusterereignis bildet, ist die Auftrittshäufigkeit vom ScBL-Regime bereits erhöht. An dem Tag des Überschreitens des hier festgelegten Grenzwerts für seriell Clusterings von 8 (vertikale schwarze Gerade) und an den folgenden vier Tagen ist die Häufigkeit des ScBL-Regimes gegenüber dem klimatologischen Mittel um über 20 % erhöht. Gleichzeitig geht die Anomalie für noReg auf unter  $-10\%$  zurück. Außerdem weisen am Tag 0 alle Regime eine negative Anomalie auf, mit Ausnahme des AT-Regimes. Der graduelle Anstieg der ScBL-Anomalie ist auf das sukzessive Aufbauen des atmosphärischen Blocks zurückzuführen. Dies äußert sich mathematisch durch den Anstieg des Wetterregime-Index ( $I_{WR}$ , Gl. 4.1) des ScBL-Regimes.

### 9.5. Zusammenfassende Schlussfolgerungen

Die übrigen Regime (AR, ScTr, ZO) weisen eine zu geringe Stichprobengröße (vgl. auch Abb. 9.3) für weitere statistische Auswertungen auf (die entsprechenden Abbildungen finden sich in Anhang C). Daraus abgeleitete statistisch belastbare Schlussfolgerungen sind daher nur begrenzt möglich.

Beispielsweise könnte der beobachtete Rückgang der  $CCE_{p90}$  über den Benelux-Ländern, dem Norden Deutschlands und über Polen mit der beim AR-Regime vorherrschenden nördlichen Strömung erklärt werden (Abb. C.2). In dieser Region zeigt auch die mittlere Abweichung des SLI positive Werte, also das Vorhandensein einer im Mittel konvektionshemmenden Schichtung der Atmosphäre. Allerdings ist mit dem AR-Regime eine teilweise signifikante Erhöhung der  $CCE_{p90}$  im Süden Frankreichs zu beobachten, was zu den Ergebnissen (Mohr et al., 2019, Abb. 5 links) widersprüchlich erscheint. Die Ursache dafür kann in dem geringen Stichprobenumfang oder auch den zu Grunde liegenden unterschiedlichen Datensätze ( $CCE_{p90}$  gegenüber Gewittertage, 2001 – 2014) begründet sein. Daher werden die Ergebnisse dieser Regime (AR, ScTr, ZO) hier nicht näher analysiert.

Von allen Regimen zeigt das ScBL-Regime den deutlichsten Zusammenhang zur  $CCE_{p90}$ -Häufigkeit mit einem Anstieg nahezu im gesamten Untersuchungsgebiet. Auch beim EuBL-Regime ist der Anstieg der Gewitterhäufigkeit auf den südlichen Teil West- und Zentraleuropas beschränkt. Bei beiden Regimen sind erhöhte Meeresoberflächentemperaturen ein zusätzlich verstärkender Faktor.

Ein beinahe gegenteiliges Muster der Auftretenshäufigkeit von  $CCE_{p90}$  zeigt sich beim AT-Regime. Bei diesem ist eine signifikante Abnahme der Gewitterhäufigkeit im südlichen Bereich zu verzeichnen. Bei allen genannten Regimen gelten alle Aussagen auch für die Auftretenswahrscheinlichkeit von serielltem Clustering. Beim GL-Regime ist der Einfluss auf die Auftretenswahrscheinlichkeit insgesamt gering, allerdings ist das serielle Clustering nahezu im gesamten Untersuchungsgebiet erhöht.

Im Mittel beträgt Yules $Q$  bei den blockierenden Regimen (ScBL, EuBL, GL und AR) bei serielltem Clustering rund 0,04, was einer um 7,5 % höheren Auftretenswahrscheinlichkeit entspricht. Bei den zonalen Regimen (AT, ScTr, ZO) ist Yules $Q$  = 0,16, was einer Reduktion der Auftretenswahrscheinlichkeit um mehr als 25 % entspricht. Werden nur signifikante Yules $Q$ -Werte verwendet, verdoppelt sich die Auftretenswahrscheinlichkeit bei den blockierenden Regimen auf 15 %, während diese bei den zonalen Regimen auf unter 50 % sinkt.

### 9.6. Klimatologische Veränderungen

Um die im vorherigen Kapitel analysierten Zusammenhänge zwischen großräumiger Gewitteraktivität und verschiedenen Wetterregimen abzurunden, erfolgt nun abschließend die Untersuchung möglicher Änderungen in zukünftigen Klimaszenarien (*Community Earth System Model Large Ensemble*, CESM-LE, RCP 8,5, siehe Kap. 4.4).

Die Untersuchung von Änderungen bei der Auftrittshäufigkeit und der Dauer der verschiedenen Wetterregime auf der klimatologischen Skala erfolgt durch den Vergleich der simulierten historischen (1990–1999,  $D_{e20}$ ) mit einer zukünftigen Dekade (2091–2099,  $D_{e21}$ , siehe Kap. 4.4). Beide Dekaden enthalten jeweils 35 Projektionsszenarien (*ensemble members*), jedes mit einer Länge von 10 Jahren, so dass jeweils 350 Jahre das historische Klima ( $D_{e20}$ ) und 350 Jahre die Klimabedingungen am Ende des Jahrhunderts ( $D_{e21}$ ) repräsentieren und auch dekadische Schwankungen abbilden.

Analysiert werden im Folgenden zwei Aspekte: (i) Änderungen der Auftrittswahrscheinlichkeit der Wetterregime jeweils für die einzelnen Monate und für die gesamte MJJA-Periode und (ii) Änderungen der WR-Dauer.

### Änderungen der Auftrittswahrscheinlichkeit

Für die  $D_{e21}$ -Periode wird eine Zunahme der als Wetterregime klassifizierten Strömungskonfigurationen in allen Monaten – und damit auch für die gesamte MJJA-Periode – projiziert (Abb. 9.18 und Abb. 9.19). Die größte Reduktion ergibt sich für die Monate Juni und August ( $-3,8\%$  bzw.  $-3,7\%$ , entspricht etwas mehr als einem zusätzlichen Tag mit WR-Auftreten im Monat), die geringste Reduktion für den Mai ( $-0,6\%$ ). Für die gesamte Periode wird die größte Zunahme bei den drei Blocking-Regimen (ScBL:  $+0,8\%$ , EuBL:  $+0,8\%$ , AR:  $+1,4\%$ ) projiziert. Bei den übrigen Regimen sind die zu erwartenden Änderungen gering ( $<|0,3|\%$ ). Von den Blocking-Regimen weist das ScBL-Regime als einziges Regime in allen einzelnen Monaten eine positive Änderungsrate auf. Mit Ausnahme des Monats Juli ist dies auch beim AR-Regime der Fall. Die höchste Änderung in einem Monat weist das EuBL-Regime im August mit  $+3,3\%$  auf. Das bisher nicht erwähnte Blocking-Regime GL weist eine Abnahme von  $-2,4\%$  im Mai auf, in den übrigen Monaten eine geringe Zunahme ( $+0,4$  bzw.  $0,5\%$ ), woraus insgesamt eine Reduktion für den gesamten Zeitraum von  $0,3\%$  folgt.

Die zonalen Regime (AT, ZO, ScTr) zeigen für die gesamte MJJA-Periode praktisch keine Veränderungen. Für das AT-Regime wird dabei eine Zunahme von  $+2,5\%$  im Juli durch eine Reduktion in allen übrigen Monaten ausgeglichen. Beim ScTr-Regime weisen die ersten beiden Monate Mai und Juni eine Zunahme von  $0,7\%$  auf, der Monat August eine Reduktion von  $2,0\%$ . Beim ZO-Regime ist in allen Monaten die Auftrittshäufigkeit praktisch unverändert.

### Änderungen der Dauer der Lebenszyklen

Die Betrachtung der Änderungen bei der WR-Dauer erfolgt für die gesamte MJJA-Periode, damit auch monatsübergreifende WR-Lebenszyklen zugelassen werden. Mit Ausnahme der ZO- und AR-Regime sind die Mediane der Verteilungen der WR-Persistenz der  $D_{e20}$ - und  $D_{e21}$ -Periode miteinander identisch (Abb. 9.20). Bei allen Regimen ist das untere Interquartil (linke Seite des Boxplots) beider Perioden identisch und liegt, mit Ausnahme des ZO-Regimes (4 Tage), bei 5 Tagen. Die Änderungen bei der Persistenz der Regime sind in Zukunft im Allgemeinen gering. Eine leichte Zunahme von längerer Persistenz ist beim ScBL-, GL- und AT-Regime zu erwarten, wohingegen eine leichte Verringerung beim ScTr-Regime projiziert wird.

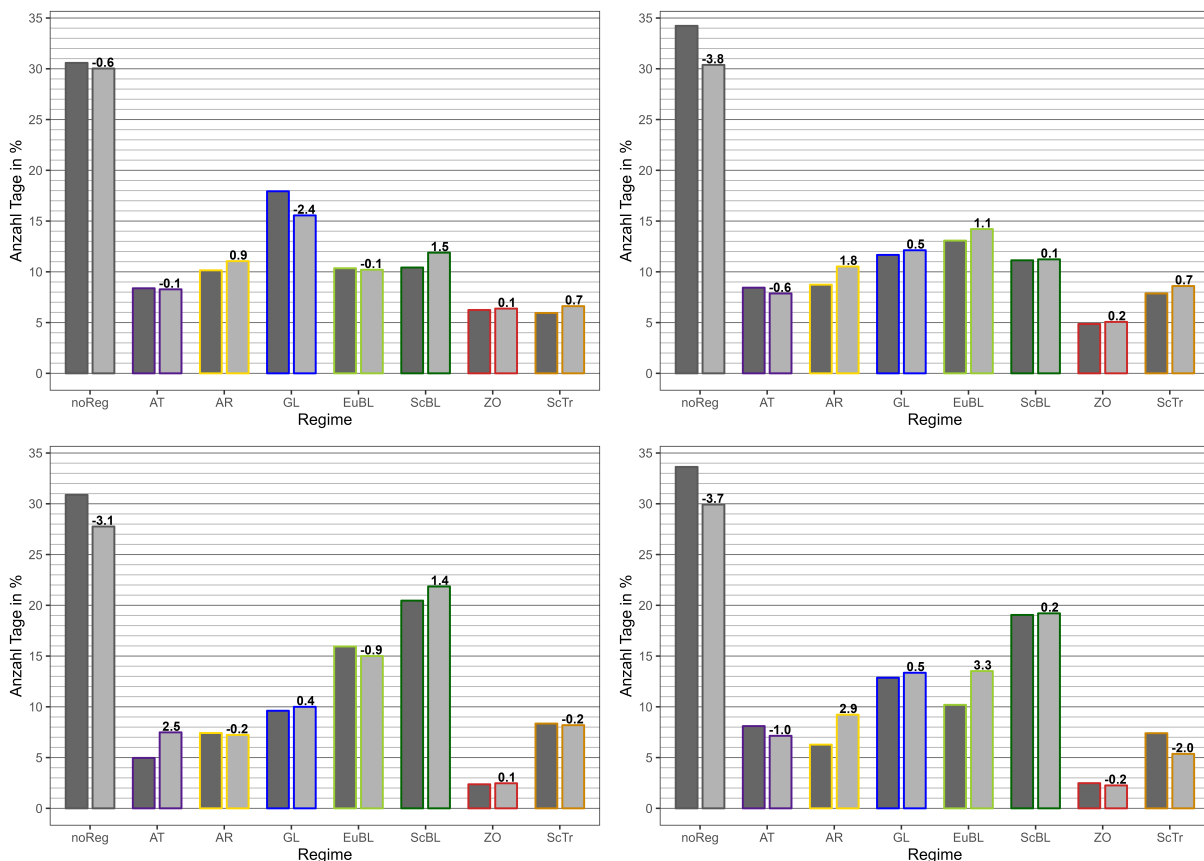


Abb. 9.18.: Häufigkeit der Wetterregime in den Monaten Mai (links oben), Juni (rechts oben), Juli (links unten) und August (rechts unten) der  $D_{e20}$ - (dunkelgrau) und  $D_{e21}$ -Periode (hellgrau). Die Zahlen geben die Differenz zwischen der historischen und zukünftigen Periode in Prozent an.

Abschließend sollen die Verteilungen der WR-Dauer der  $D_{e20}$ -Periode mit den Verteilungen des Untersuchungszeitraums (2001 – 2021) verglichen und kurz diskutiert werden (vgl. Abb. 9.20 und Abb. 9.2). Das zonale Regime weist im Untersuchungszeitraum 2001 bis 2021 etwas längere Persistenzen auf und die Verteilung der Persistenz der ScBL-Regime zeigt etwas höhere Werte im Vergleich zur  $D_{e20}$ -Periode an. Die Verteilung des ScBL-Regimes im Untersuchungszeitraum entspricht damit jener Verteilung der zukünftigen  $D_{e21}$ -Periode. Außerdem sind im Untersuchungszeitraum beim AR-Regime häufiger Persistenzen längerer Dauer zu beobachten im Vergleich zur  $D_{e20}$ -Periode.

Am Ende des 21. Jahrhunderts ist, basierend auf den hier vorgestellten Klimaprojektionen, in der MJJA-Periode ein zusätzlicher als WR klassifizierter Tag zu erwarten. Diese Zunahme resultiert vor allem von einer Zunahme der beiden blockierenden EuBL- und ScBL-Regime. Ausgehend von den Betrachtungen der Zusammenhänge zur Gewitteraktivität (Kap. 9.3.1 und 9.3.2), kann dies zu einer Zunahme der Gewitteraktivität vor allem im südlichen Bereich in der Nähe des Mittelmeers führen. Ein weiterer, verstärkender Faktor kann dabei auch die erwartete Zunahme der Oberflächentemperaturen des Mittelmeers

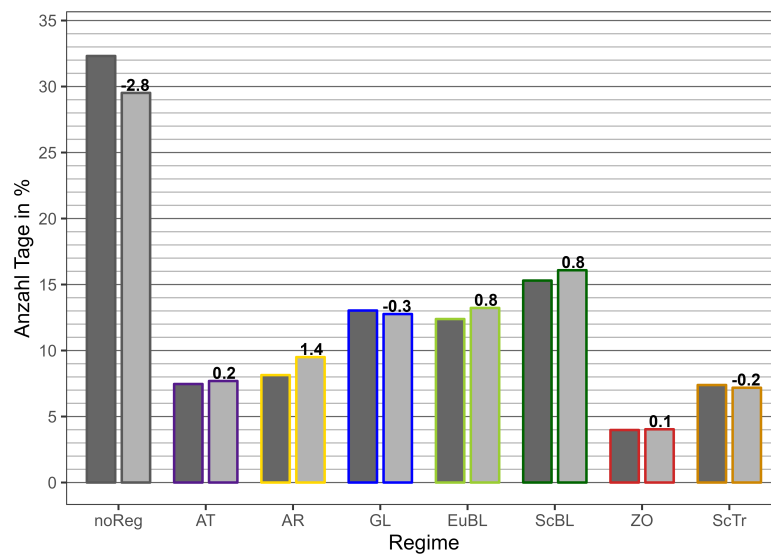


Abb. 9.19.: Häufigkeit der Wetterregime akkumuliert für alle Monate (MJJA) der D<sub>e20</sub>- (1990 – 1999, dunkelgrau) und D<sub>e21</sub>-Periode (2091 – 2100, hellgrau). Die Zahlen geben die Differenz zwischen der historischen und zukünftigen Periode in Prozent an.

in zukünftigen Klimaszenarien (z. B. Giorgi und Lionello, 2008; Lionello und Scarascia, 2018) in Kombination mit den beiden Regimen sein (vgl. Abb. 9.8 und 9.12).

Verschiedene Studien projizierten für zukünftige Klimaszenarien einen Anstieg der Gewitterhäufigkeit oder damit verbundenen Extremereignissen wie beispielsweise Hagel in Europa (z. B. Púčik et al., 2017; Rädler et al., 2019; Kahraman et al., 2020; Tazarek et al., 2021b), . Wesentlich ist dabei ein Anstieg der thermischen Instabilität und der Luftfeuchte; andere Studien verweisen aber auch auf einen gleichzeitigen Anstieg der CIN (z. B. Kahraman et al., 2022). Manzato et al. (2024) beispielsweise zeigen, dass der Zusammenhang zwischen CAPE und Blitzhäufigkeit nicht linear ist. Eine projizierte Zunahme der CAPE muss daher nicht zwangsläufig auch eine Zunahme der Gewitterhäufigkeit bedeuten. Außerdem spielen hier neben thermodynamischen Bedingungen weitere Faktoren eine wichtige Rolle wie beispielsweise der erwartete Anstieg der Schmelzschichthöhe und die Abnahme der vertikalen Windscherung (und damit auch der Organisation der Gewitter). Das Zusammenspiel all dieser Einflussfaktoren auf die Gewitterbildung und damit auch die Abschätzung der zukünftigen Entwicklung der Gewitteraktivität oder damit verbundener Extremereignisse ist daher Gegenstand aktueller Diskussionen (z. B. Allen, 2018; Raupach et al., 2021; Mallinson et al., 2024).

Die Änderungen sowohl der Auftrittshäufigkeiten als auch der Dauer der einzelnen WR sind auf der klimatologischen Skala relativ gering. Änderungen der großräumigen Strömungsdynamik auf die Gewitteraktivität sind daher vermutlich gegenüber den oben genannten Änderungen, sowohl der (lokalen) dynamischen als auch der thermodynamischen Einflussfaktoren auf die Gewitter, der geringere Faktor (siehe auch z. B. Ghasemifard et al., 2024).



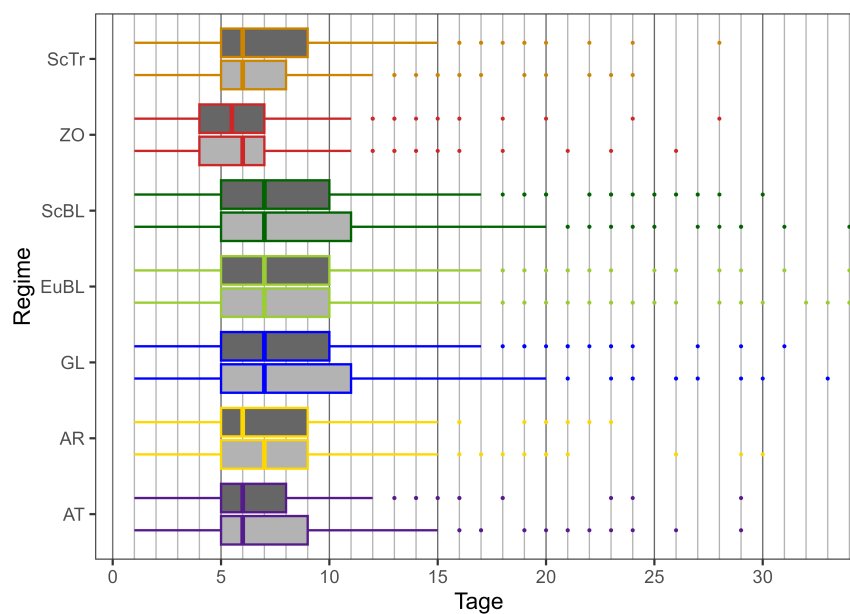


Abb. 9.20.: Häufigkeit der Wetterregime akkumuliert für alle Monate (MJJA) der D<sub>e20</sub>- (1990–1999, dunkelgrau) und D<sub>e21</sub>-Periode (2091–2100, hellgrau). Die Zahlen geben die Differenz zwischen der historischen und zukünftigen Periode in Prozent an.

## 10. Zusammenfassung, Diskussion und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde untersucht, wie sich die Gewitteraktivität im westlichen und zentralen Europa zwischen 2001 und 2021 geändert hat und welchen Einfluss großräumige atmosphärische Strömungsmuster auf die regionale Verteilung der Gewitterhäufigkeit haben. Flächendeckende Trendanalysen für Europa oder Deutschland stützten sich bisher vor allem auf atmosphärische Konvektionsparameter, da direkte Messungen der Gewitteraktivität nicht über einen ausreichend langen Zeitraum oder als räumlich und zeitlich homogener Datensatz vorlagen.

Die Grundlage für die Analyse der Gewitteraktivität in dieser Arbeit bildeten Detektionen von Wolke-Boden-Blitzen (CG) des EUCLID-Netzwerks (engl. *EUropean Cooperation for Lightning Detection*; Schulz et al., 2016). Auf Basis von CG-Blitzen wurden zwei Ereigniskataloge erstellt: (i) Gitterpunkt-basierte Gewittertage (GTs) und (ii) ein Datensatz von Gewitterclustern (*convective clustered events*, CCEs) basierend auf der raum-zeitlichen Dichte der Blitze. Letzterer wurde mit Hilfe des ST-DBSCAN-Algorithmus identifiziert, der im Rahmen dieser Arbeit für die Anwendung auf Blitzdaten weiterentwickelt wurde. Die Auswahl der dazu notwendigen Parameter erfolgte durch eine objektive statistische Auswertung der raum-zeitlichen Beziehungen der Blitze untereinander.

Diese Ereigniskataloge ermöglichten eine detaillierte Analyse der Gewitterklimatologie im westlichen und zentralen Europa. Dabei zeigte sich, dass die Mehrzahl aller Gewittertage vor allem durch große, zusammenhängende Gebiete mit konvektiver Aktivität (CCE) in Verbindung stehen. Das auffälligste Merkmal der klimatologischen Häufigkeit großer zusammenhängender Gebiete konvektiver Aktivität (90. Perzentil der CCE,  $CCE_{P90}$ ) ist die Ausbildung zweier Schwerpunkte nördlich und südlich der Alpen, wobei die konvektiven Gebiete südlich der Alpen tendenziell sowohl größer als auch länger andauernd sind als die konvektiven Gebiete im Westen über Frankreich oder Norddeutschland.

Aufbauend auf den klimatologischen Betrachtungen wurde die jährliche Variabilität der Gewitteraktivität für das gesamte Untersuchungsgebiet analysiert. Dabei zeigte sich praktisch überall eine sehr hohe jährliche Variabilität sowohl der Gewittertage als auch der  $CCE_{P90}$ . Klimatologische Betrachtungen des seriellen Clusterings ergaben eine hohe räumliche Korrelation mit der Gewitterhäufigkeit selbst. Entlang des Alpenhauptkamms ist die Korrelation zwischen serielltem Clustering und der Gewitterhäufigkeit deutlich höher als im übrigen Europa. Wenn es also entlang des Alpenhauptkamms zu Gewittern kommt, dann treten diese vor allem auch in enger zeitlicher Häufung auf.

Insgesamt ist seit 2001 eine Abnahme der Gesamtzahl der CGs zu beobachten. Gitterpunkt-basierte Trendanalysen der Gewittertage ergaben einen großen zusammenhängenden Bereich mit signifikant negativen Werten von bis zu  $-7\%$  pro Dekade mit Schwerpunkt im Nordosten Frankreichs. Darüber hinaus zeigte sich, dass dieser abnehmende Trend von Tagen mit besonders hoher Blitzzahl sogar noch geringer ist; dies lässt vermuten, dass die Abnahme besonders blitzintensiver Gewitter noch stärker ausfällt. In den übrigen Regionen ergaben sich betragsmäßig kleinere und in der Regel nicht-signifikante Trends.

Außerdem zeigen Trendanalysen der CCEs eine Zunahme von räumlich kleineren und kürzer andauernden CCEs bei gleichzeitiger Abnahme von sehr großen und lange andauernden CCEs. Aufgrund dieser Befunde lässt sich eine Abnahme großer zusammenhängender blitzintensiver Gebiete mit Schwerpunkt in Nordwestfrankreich postulieren – gegenüber einer (leichten) Zunahme kleinerer Ereignisse.

Sowohl der Befund negativer Trends in weiten Teilen des Untersuchungsgebiets als auch die festgestellte hohe jährliche Variabilität gaben Anlass, den Zusammenhang zwischen (regionaler) Gewitteraktivität und den vorherrschenden großräumigen atmosphärischen Strömungsmustern und Bedingungen zu analysieren. Insbesondere auch mögliche Veränderungen im Zusammenhang mit den gefundenen negativen Trends der Gewitteraktivität wurden dabei untersucht.

Dazu wurden im nächsten Schritt die führenden Moden der Telekonnektionsindizes mit einer monatlichen Auflösung herangezogen. Im Zusammenhang mit negativen Anomalien der Nordatlantischen Oszillation (NAO) wurde eine Abnahme der Auftretenshäufigkeit von Gewittertagen im westlichen Teil des Untersuchungsgebiets festgestellt, während positive Anomalien dort im Allgemeinen eher mit einer Zunahme der Gewitteraktivität verbunden sind.

Eine vertiefende Betrachtung der NAO zeigte, dass vor allem in der zweiten Dekade (2011 – 2020) eine ungewöhnliche Häufung von Jahren mit überwiegend negativen Werten des NAO-Index (Mai – August) auftraten. Die Gebiete mit reduzierter Gewitterhäufigkeit bei negativen NAO-Werten sind zum großen Teil deckungsgleich mit dem Gebiet der oben genannten signifikanten negativen Trends. Dieser gefundene statistische Zusammenhang zur NAO ist vermutlich ein (wesentlicher) Faktor für die oben beschriebenen negativen Trends der Gewittertage in West- und Mitteleuropa. Darüber hinaus treten im westlichen Teilgebiet (das größtenteils Frankreich umfasst) in Jahren mit negativen NAO-Werten häufiger räumlich kleinere CCE mit kürzerer Lebensdauer auf als in Jahren mit positiven oder neutralen Werten.

Die negativen Anomalien des Ostatlantisch-Westrussischen Musters, die ebenfalls im Zeitraum 2011 – 2020 gehäuft auftraten, könnten ebenfalls ein kausaler Faktor für die negativen Trends mit Schwerpunkt in Frankreich sein, allerdings ist hier das statistische Signal geringer und die räumliche Ausdehnung signifikant negativer Werte der Korrelation ist kleiner.

Bei den übrigen Telekonnektionsindizes zeigten sich bei positiven bzw. negativen Anomalien zum Teil ebenfalls deutliche (regional unterschiedliche) Veränderungen der Gewitterhäufigkeit. Als Beispiel sei hier die signifikante Reduktion der Gewitterhäufigkeit (vor allem im Alpenraum) bei negativen Anoma-

---

lien des Ostatlantischen Musters (EA) erwähnt, während bei positiven EA-Anomalien genau das Gegenteil zu beobachten ist; nämlich eine signifikante Zunahme im Alpenraum. Des Weiteren ist bei Monaten mit positiven Werten des Skandinavischen Musters (SCAND) in weiten Teilen des Untersuchungsgebiets eine Zunahme der Gewitterhäufigkeit zu beobachten.

Der Einfluss der Wetterregime auf die (regionale) Gewitteraktivität wurde auf Basis der  $CCE_{p90}$  analysiert. Dabei ergab sich im Zusammenhang mit dem Skandinavischen Block (ScBL) im gesamten Untersuchungsgebiet ein erheblicher Anstieg (in einigen Regionen sogar mehr als eine Verdoppelung der Auftrittswahrscheinlichkeit) sowohl der  $CCE_{p90}$  als auch der seriellen Clusterereignisse. Auch bei einem Europäischen Block (EuBL) ergibt sich eine signifikante Erhöhung der Gewitterhäufigkeit; allerdings auf den südlichen Teil des Untersuchungsgebiets beschränkt. Beide genannten Regime haben gemein, dass höhere Meeresoberflächentemperaturen mit einer zusätzlichen Verstärkung der beschriebenen statistischen Signale einhergehen.

Bei den anderen Regimen zeigten sich in verschiedenen (kleineren) Regionen ebenfalls Signale, allerdings schwächer als bei den oben genannten.

Im Allgemeinen ist das Auftreten von serielllem Clustering in sehr vielen Regionen bei den meisten Blocking-Regimen begünstigt. Auch wenn dies generell ebenso für die Gewitteraktivität gilt, ist die Erhöhung der Auftretenswahrscheinlichkeit für serielle Cluster betragsmäßig höher und insbesondere auch in größeren Gebieten signifikant.

Die durchgeführten Analysen auf Basis eines Ensembles von Klimaprojektionen (*Community Earth System Model Large-Ensemble*, CESM-LE, RCP 8,5) ergaben geringe zu erwartende Änderungen der Häufigkeit und der Länge der Lebenszyklen der Wetterregime. Allenfalls bei den blockierenden Regimen EuBL und ScBL ist eine geringfügige Zunahme zu erwarten. In Kombination mit den zu erwartenden höheren Meeresoberflächentemperaturen des Mittelmeers und auch des Atlantiks kann eine leichte Zunahme der Gewitterhäufigkeit als Folge der veränderten großskaligen atmosphärischen Bedingungen vor allem im südlichen Bereich des Untersuchungsgebiets resultieren.

Die ermittelte Klimatologie der Gewitteraktivität ist im Einklang mit früheren Arbeiten (Wapler, 2013; Anderson und Klugmann, 2014; Poelman et al., 2016; Piper und Kunz, 2017; Taszarek et al., 2019; Enno et al., 2020; Manzato et al., 2022), ebenso auch die räumliche Verteilung der CCE (Morel und Senesi, 2002).

Taszarek et al. (2021b) berechneten auf Grundlage von Reanalysedaten für das oben genannte Gebiet in Frankreich ebenfalls einen (wenn auch nicht signifikant) negativen Trend (Zeitraum: 1979–2019). Dagegen ermittelten eine Vielzahl weiterer Studien eine Zunahme des Gewitterpotentials in Europa in den letzten Dekaden (z. B. Mohr und Kunz, 2013; Sanchez et al., 2017; Rädler et al., 2018; Ghasemifard et al., 2024).

Die hier gefundenen überwiegend negativen Trends der Gewitteraktivität sind daher überraschend. Wie in dieser Arbeit gezeigt werden konnte, besteht eine Korrelation zwischen negativen NAO-Werten und geringerer Gewitteraktivität. Strömungsanalysen der mittleren Atmosphäre zeigten ein geringeres Auftreten konvektionsförderlicher Strömungsmuster in Jahren mit negativen NAO-Werten (keine südwestliche Anströmung feucht-warmer Luftmassen) (Folland et al., 2009). Die oben genannte Abnahme der CCE-Entitäten Größe und Dauer bei negativen NAO-Werten könnte auch ein Hinweis darauf sein, dass sich dabei die Art der auftretenden Gewittersysteme und/oder deren mesoskalige Organisation verändert. Das gehäufte Auftreten von Jahren mit negativen NAO-Werten in der vergangenen Dekade könnte daher diesen Rückgang plausibel erklären. Außerdem umfassen die oben genannten Studien in der Regel deutlich längere Zeiträume als die hier analysierten 21 Jahre.

Insgesamt sind die Ergebnisse der Analyse des Zusammenhangs zwischen der Gewitteraktivität und Telekonnektionen im Einklang mit früheren Studien, welche allerdings einen kleineren Zeitraum umfassten (2001 – 2014; Piper und Kunz, 2017; Piper et al., 2019). Aufgrund des größeren Zeitraums sind die hier getroffenen Schlussfolgerungen daher im Vergleich robuster.

Da eine positive Anomalie des SCAND mit einem über Skandinavien verorteten, die westliche Strömung in mittleren Höhen blockierenden, Rücken in Zusammenhang steht, ist dieser Befund in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Mohr et al. (2019), die ebenfalls einen Zusammenhang zwischen dort verorteten Blocking und einer Erhöhung der Gewitteraktivität in weiten Teilen Europas feststellen konnten. In dieses Bild fügen sich auch hier dargestellten Befunde bzgl. des ScBL-Regimes ein.

Verschiedene Studien projizieren für zukünftige Klimaszenarien in Europa eine Zunahme der Gewitterhäufigkeit oder der damit verbundenen Extremereignisse wie z. B. Starkregen oder Hagel. (z. B. Púčik et al., 2017; Rädler et al., 2019; Kahraman et al., 2020; Taszarek et al., 2021b). Hauptsächlichste Ursache dafür ist ein Anstieg der thermischen Instabilität und der Feuchte. Allerdings verweisen andere Studien auch auf einen gleichzeitigen Anstieg der CIN hin (z. B. Kahraman et al., 2022). Des Weiteren zeigen Manzato et al. (2024) beispielsweise, dass der Zusammenhang zwischen der atmosphärischen Stabilität und der Blitzhäufigkeit nicht linear ist. Außerdem wird die Gewitterhäufigkeit und -intensität auch durch Änderungen der 0 °C-Höhe oder Änderungen der vertikalen Scherung des horizontalen Winds bestimmt. Alle diese Einflussfaktoren auf die Gewitteraktivität und insbesondere auch das Zusammenspiel dieser ist Gegenstand aktueller Forschung und hat auch Auswirkungen auf entsprechende Zukunftsprojektionen (z. B. Allen, 2018; Raupach et al., 2021; Mallinson et al., 2024). Änderungen der Gewitteraktivität aufgrund der hier dargestellten projizierten (geringfügigen) Änderungen der Auftrittshäufigkeiten der Wetterregime sind für die zukünftige Gewitterentwicklung wahrscheinlich von geringerer Bedeutung als die im vorherigen Abschnitt genannten Punkte [siehe auch z. B.](Ghasemifard et al., 2024).

Um der Frage nachzugehen, ob die oben erwähnte Tendenz hin zu mehr Auftreten von kleineren CCEs auf Änderungen der Organisationsformen der einzelnen Gewitter zurückzuführen ist, könnte in zukünfti-

---

gen Arbeiten die mittels ST-DBSCAN identifizierten CCEs vertiefend analysiert werden. Dafür könnten zwei Ansätze sinnvoll sein: (i) eine enger gefasste Definition der Dichte, um eine höhere Auflösung der enthaltenen raum-zeitlichen Blitzstruktur zu gewinnen und/oder (ii) die Kombination mit Radar- oder weiteren Fernerkundungsdaten, wie *overshooting tops* (OT). So kann möglicherweise eine genauere Klassifizierung der in den CCE aufgetretenen Gewittersysteme vorgenommen werden.

Außerdem könnten in naher Zukunft dann auch über ausreichend lange Zeiträume vorliegende Datensätze von Radaren oder OT-Daten für Trendanalysen verwendet werden, um die hier gefundenen Ergebnisse zu validieren.

Für die hier vorgestellten Ergebnisse wurde die gleiche Regimeklassifikation für die Vergangenheit und die Zukunft verwendet, um die Veränderungen der Häufigkeit und Dauer von Witterungsregimen auf der klimatologischen Skala zu untersuchen. Weitere Untersuchungen könnten der Frage nachgehen, ob Veränderungen der zukünftigen großräumigen Strömungskonfigurationen auch eine neue Wetterregimeklassifikation sinnvoll machen würde. Außerdem könnten, um die Robustheit der Aussagen über zukünftige Änderungen der großräumigen Strömungsdynamik zu erhöhen, auch weitere Klimaszenarien (ergänzend zu dem hier verwendeten RCP 8,5-Szenario) ausgewertet werden.



## Akronymverzeichnis

<b>DBSCAN</b>	<i>Density Based Spatial Clustering Application with Noise</i> .....	54
<b>AR</b>	Atlantischer Rücken .....	75
<b>AT</b>	Atlantischer Trog .....	75
<b>BS</b>	<i>Bulk shear</i> .....	23
<b>BWER</b>	<i>Boundary Weak Echo Region</i> .....	31
<b>CA</b>	Wolke-Luft Blitz ( <i>Cloud-to-air</i> ) .....	47
<b>CAPE</b>	Konvektiv verfügbare Energie ( <i>Convective Available Potential Energy</i> ) .....	3
<b>CC</b>	Wolke-Wolke Blitz ( <i>Cloud-to-cloud</i> ) .....	47
<b>CCE</b>	<i>Convective Clustered Event</i> .....	iv
<b>CCE<sub>P0-90</sub></b>	0. bis 90. Perzentil der <i>Convective Clustered Events</i> .....	90
<b>CCE<sub>P90</sub></b>	das 90. Perzentil der <i>Convective Clustered Events</i> .....	90
<b>CCE<sub>T90</sub>GP</b>	Gitterpunkte des 90. Perzentils der <i>Convective Clustered Events</i> .....	141
<b>CESM</b>	<i>Community Earth System Model</i> .....	77
<b>CESM-LE</b>	<i>Community Earth System Model Large-Ensemble</i> .....	77
<b>CG</b>	Wolke-Boden Blitz ( <i>Cloud-to-ground</i> ) .....	47
<b>CIN</b>	<i>Convective Inhibition</i> .....	15
<b>D<sub>e20</sub></b>	Dekade am Ende des 20. Jahrhunderts .....	78
<b>D<sub>e21</sub></b>	Dekade am Ende des 21. Jahrhunderts .....	78
<b>DE</b>	Detektionseffizienz ( <i>Detection Efficiency</i> ) .....	69
<b>EA</b>	Ostatlantisches Muster ( <i>East Atlantic Pattern</i> ) .....	73
<b>EA<sub>+</sub></b>	Monate mit positiven EA-Werten ( $> 0,5$ ) .....	133



<b>EA</b> Monate mit negativen EA-Werten ( $< -0,5$ ) .....	132
<b>EAWR</b> Ostatlantisches-Westrussisches Muster ( <i>East Atlantic West Russia Pattern</i> ) .....	73
<b>EAWR<sub>+</sub></b> Monate mit positiven EAWR-Werten ( $> 1$ ) .....	135
<b>EAWR<sub>-</sub></b> Monate mit negativen EAWR-Werten ( $< -1$ ) .....	135
<b>ECMWF</b> <i>European Centre for Medium-Range Weather Forecasts</i> .....	71
<b>EML</b> <i>Elevated Mixed Layer</i> .....	14
<b>EOF</b> Empirische Orthogonale Funktion .....	73
<b>ERA5</b> 5. Generation der Reanalysedaten des ECMWF .....	71
<b>EuBL</b> Europäischer Block .....	75
<b>EUCLID</b> <i>EUropean Cooperation for Lightning Detection</i> .....	3
<b>FFD</b> <i>Forward Flank Downdraft</i> .....	31
<b>GL</b> Grönländischer Block .....	75
<b>GT</b> Gewittertage .....	94
<b>HCR</b> <i>Horizontal Convective Rolls</i> .....	21
<b>HDBSCAN</b> <i>Hierarchical Density-Based Spatial Clustering of Applications with Noise</i> .....	54
<b>HKN</b> Hebungskondensationsniveau .....	16
<b>I<sub>WR</sub></b> Wetterregime-Index .....	75
<b>IC</b> <i>Intracloud</i> .....	47
<b>KKN</b> Kumuluskondensationsniveau .....	16
<b>kQ</b> Methode der kleinsten Fehlerquadrate .....	61
<b>LA</b> <i>Location Accuracy</i> .....	69
<b>LF</b> <i>Low-frequency</i> .....	49
<b>LI</b> <i>Lifted Index</i> .....	19
<b>MCC</b> <i>Mesoscale Convective Complex</i> .....	38
<b>MCS</b> <i>Mesoscale Convective Sytem</i> .....	36

<b>MCV</b> <i>Mesoscale Convective Vortex</i> .....	38
<b>MDF</b> <i>Magnetic Direction Finding</i> .....	49
<b>MJJA</b> Untersuchungszeitraum: Mai, Juni, Juli, August .....	71
<b>MKT</b> Mann-Kendall Test .....	62
<b>MUCAPE</b> <i>Most unstable Convective Available Potential Energy</i> .....	17
<b>NAO</b> Nordatlantische Oszillation .....	i
<b>NAO<sub>+</sub></b> Monate mit positiven NAO-Werten ( $> 1$ ) .....	129
<b>NAO<sub>-</sub></b> Monate mit negativen NAO-Werten ( $< -1$ ) .....	129
<b>NFK</b> Niveau der Freien Konvektion .....	16
<b>NNA</b> Niveau Neutralen Aufstiegs .....	16
<b>noReg</b> Strömungskonfigurationen, die keinem Regime zuzuordnen sind .....	76
<b>OR</b> <i>Odds Ratio</i> .....	64
<b>OT</b> <i>Overshooting Tops</i> .....	16
<b>RCP 8,5</b> Repräsentativer Konzentrationspfad 8,5 ( <i>Representative Concentration Pathway 8,5</i> ) .....	78
<b>RFD</b> <i>Rear Flank Downdraft</i> .....	31
<b>RKW</b> Rotunno-Klemp-Weisman .....	39
<b>RM</b> <i>Repeated Mean Estimator</i> .....	61
<b>SCAND</b> Skandinavisches Muster ( <i>Scandinavian Pattern</i> ) .....	73
<b>SCAND<sub>+</sub></b> Monate mit positiven SCAND-Werten ( $> 1$ ) .....	134
<b>SCAND<sub>-</sub></b> Monate mit negativen SCAND-Werten ( $< -1$ ) .....	134
<b>ScBL</b> Skandinavischer Block ( <i>Scandinavian Blocking</i> ) .....	75
<b>ScTr</b> Skandinavischer Trog ( <i>Scandinavian Trough</i> ) .....	75
<b>SLI</b> <i>Surface Lifted Index</i> .....	19
<b>SRH</b> <i>Storm Relative Helicity</i> .....	23
<b>ST-DBSCAN</b> <i>Spatio-temporal Density Based Spatial Clustering Application with Noise</i> .....	iv

<b>TFPW</b> <i>trend-free pre-whitening</i> .....	64
<b>TOA</b> <i>Time of Arrival</i> .....	49
<b>TS</b> Theil-Sen Schätzer .....	61
<b>VHF</b> <i>very-high-frequency</i> .....	49
<b>VLF</b> <i>very-low-frequency</i> .....	49
<b>WMO</b> <i>World Meteorological Organization</i> .....	16
<b>WR</b> Wetterregime .....	139
<b>Z500</b> 500 hPa-Geopotentialanomalie .....	74
<b>ZO</b> Zonales Regime ( <i>Zonal Regime</i> ) .....	75

## Literaturverzeichnis

- Abdi, H. et al. (2007). The method of least squares. *Encyclopedia of measurement and statistics* 1:530–532.
- Achatz, U. (2022). „Atmosphärendynamik“. Berlin [u.a.], Deutschland: Springer-Verlag Berlin, Heidelberg.
- Allen, J. T., Tippet, M. K. und Sobel, A. H. (2015). Influence of the El Niño/Southern Oscillation on tornado and hail frequency in the United States. *Nat. Geosci.* 8(4):278–283.
- Allen, J. T. (2018). Climate change and severe thunderstorms. *Oxford research encyclopedia of climate science*.
- Allen, J. T., Giammanco, I. M., Kumjian, M. R., Punge, H.-J., Zhang, Q., Groenemeijer, P., Kunz, M. und Ortega, K. (2020). Understanding hail in the earth system. *Rev. Geophys.* 58(1):e2019RG000665.
- Ambaum, M. H. (2020). *Thermal physics of the atmosphere*. Zweite Ausgabe. Bd. 1. London [u.a.], Großbritannien: Elsevier.
- American Meteorological Society (2023a). Thunderstorm. <http://glossary.ametsoc.org/wiki/thunderstorm>. Zugriff am: 09.11.2023.
- (2023b). Tornado. <http://glossary.ametsoc.org/wiki/Tornado>. Zugriff am: 09.11.2023.
- Anderson, G. und Klugmann, D. (2014). A European lightning density analysis using 5 years of ATDnet data. *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.* 14(4):815–829.
- Ankerst, M., Breunig, M. M., Kriegel, H.-P. und Sander, J. (1999). OPTICS: Ordering points to identify the clustering structure. *ACM Sigmod record* 28(2):49–60.
- Anscombe, F. J. (1956). On estimating binomial response relations. *Biometrika* 43(3/4):461–464.
- Atkins, N. T. und Wakimoto, R. M. (1991). Wet microburst activity over the southeastern United States: Implications for forecasting. *Wea. Forecasting* 6(4):470–482.
- Azadifar, M., Rachidi, F., Rubinstein, M., Paolone, M., Diendorfer, G., Pichler, H., Schulz, W., Pavanello, D. und Romero, C. (2016). Evaluation of the performance characteristics of the European Lightning

- Detection Network EUCLID in the Alps region for upward negative flashes using direct measurements at the instrumented Säntis Tower. *J. Geophys. Res. Atmos.* 121(2):595–606.
- Bang, S. D. und Cecil, D. J. (2019). Constructing a multifrequency passive microwave hail retrieval and climatology in the GPM domain. *J. Appl. Meteor. Climatol.* 58(9):1889–1904.
- Barnston, A. G. und Livezey, R. E. (1987). Classification, seasonality and persistence of low-frequency atmospheric circulation patterns. *Mon. Wea. Rev.* 115(6):1083–1126.
- Barton, Y., Rivoire, P., Koh, J., Kopp, J., Martius, O. et al. (2022). On the temporal clustering of European extreme precipitation events and its relationship to persistent and transient large-scale atmospheric drivers. *Weather Clim. Extremes* 38:100518.
- Battaglioli, F., Groenemeijer, P., Púčik, T., Taszarek, M., Ulbrich, U. und Rust, H. (2023). Modeled Multidecadal Trends of Lightning and (Very) Large Hail in Europe and North America (1950–2021). *J. Appl. Meteor. Climatol.* 62(11):1627–1653.
- Beatty, K., Rasmussen, E. N. und Straka, J. M. (2008). The supercell spectrum. Part I: A review of research related to supercell precipitation morphology. *E-Journal of Severe Storms Meteorology* 3(4):1–21.
- Bedka, K. M. (2011). Overshooting cloud top detections using MSG SEVIRI Infrared brightness temperatures and their relationship to severe weather over Europe. *Atmos. Res.* 99:175–189.
- Bedka, K. M. und Khlopenkov, K. (2016). A probabilistic multispectral pattern recognition method for detection of overshooting cloud tops using passive satellite imager observations. *J. Appl. Meteor. Climatol.* 55(9):1983–2005.
- Bering III, E. A., Few, A. A. und Benbrook, J. R. (1998). The global electric circuit. *Physics today* 51(10):24–30.
- Betts, A. K. und Dugan, F. J. (1973). Empirical formula for saturation pseudoadiabats and saturation equivalent potential temperature. *J. Appl. Meteor. Climatol.* 12(4):731–732.
- Bielec-Bąkowska, Z., Taszarek, M. und Kolendowicz, L. (2021). „Change of Thunderstorms and Tornadoes“. *Climate Change in Poland: Past, Present, Future*. Hrsg. von M. Falarz. Cham: Springer International Publishing:421–441.
- Birant, D. und Kut, A. (2007). ST-DBSCAN: An algorithm for clustering spatial-temporal data. *Data & knowledge engineering* 60(1):208–221.

- Bjerknes, J. (1938). Saturated-adiabatic ascent of air through dry-adiabatically descending environment. *Q. J. R. Meteor. Soc.* 64:325–330.
- Blain, G. C. (2013). The Mann-Kendall test: the need to consider the interaction between serial correlation and trend. *Acta Scientiarum. Agronomy* 35:393–402.
- Bluestein, H. B. und Sohl, C. J. (1979). Some observations of a splitting severe thunderstorm. *Mon. Wea. Rev.* 107(7):861–873.
- Bluestein, H. B. und Parks, C. R. (1983). A synoptic and photographic climatology of low-precipitation severe thunderstorms in the southern plains. *Mon. Wea. Rev.* 111(10):2034–2046.
- Bluestein, H. B. und Woodall, G. R. (1990). Doppler-radar analysis of a low-precipitation severe storm. *Mon. Wea. Rev.* 118(8):1640–1665.
- Bluestein, H. B. und Weisman, M. L. (2000). The interaction of numerically simulated supercells initiated along lines. *Mon. Wea. Rev.* 128(9):3128–3149.
- Bolton, D. (1980). The computation of equivalent potential temperature. *Mon. Wea. Rev.* 108(7):1046–1053.
- Bro, R. und Smilde, A. K. (2014). Principal component analysis. *Analytical methods* 6(9):2812–2831.
- Brooks, H. E., Lee, J. W. und Craven, J. P. (2003). The spatial distribution of severe thunderstorm and tornado environments from global reanalysis data. *Atmos. Res.* 67:73–94.
- Brooks, H. E. (2013). Severe thunderstorms and climate change. *Atmos. Res.* 123:129–138.
- Browning, K. A. (1964). Airflow and precipitation trajectories within severe local storms which travel to the right of the winds. *J. Atmos. Sci.* 21(6):634–639.
- Bryan, G. H., Knievel, J. C. und Parker, M. D. (2006). A multimodel assessment of RKW theory’s relevance to squall-line characteristics. *Mon. Wea. Rev.* 134(10):2772–2792.
- Bryan, G. H. (2008). On the computation of pseudoadiabatic entropy and equivalent potential temperature. *Mon. Wea. Rev.* 136(12):5239–5245.
- Bueh, C. und Nakamura, H. (2007). Scandinavian pattern and its climatic impact. *Q. J. R. Meteor. Soc.* 133(629):2117–2131.
- Büeler, D., Ferranti, L., Magnusson, L., Quinting, J. F. und Grams, C. M. (2021). Year-round sub-seasonal forecast skill for Atlantic–European weather regimes. *Q. J. R. Meteor. Soc.* 147(741):4283–4309.

- Bunkers, M. J. (2002). Vertical wind shear associated with left-moving supercells. *Wea. Forecasting* 17(4):845–855.
- Bunkers, M. J., Johnson, J. S., Czepyha, L. J., Grzywacz, J. M., Klimowski, B. A. und Hjelmfelt, M. R. (2006). An observational examination of long-lived supercells. Part II: Environmental conditions and forecasting. *Wea. Forecasting* 21(5):689–714.
- Byers, H. R. und Braham, R. R. (1948). Thunderstorm structure and circulation. *J. Atmos. Sci.* 5(3):71–86.
- Byrne, G., Few, A. und Weber, M. (1983). Altitude, thickness and charge concentration of charged regions of four thunderstorms during TRIP 1981 based upon in situ balloon electric field measurements. *Geophys. Res. Lett.* 10(1):39–42.
- Callado, A. und Pascual, R. (2005). Diagnosis and modelling of a summer convective storm over Mediterranean Pyrenees. *Advances in Geosciences* 2:273–277.
- Campello, R. J., Moulavi, D. und Sander, J. (2013). Density-based clustering based on hierarchical density estimates. In *Advances in Knowledge Discovery and Data Mining. PAKDD 2013. Lecture Notes in Computer Science*. Springer-Verlag Berlin, Heidelberg. Berlin [u.a]:. S.160–172.
- Carbunaru, D., Stefan, S., Sasu, M. und Stefanescu, V. (2013). Analysis of convective thunderstorm split cells in south-eastern Romania. *Int. J. Atmos. Sci.* 2013.
- Carlson, T., Benjamin, S., Forbes, G. und Li, Y. (1983). Elevated mixed layers in the regional severe storm environment: Conceptual model and case studies. *Mon. Wea. Rev.* 111(7):1453–1474.
- Cattiaux, J., Vautard, R., Cassou, C., Yiou, P., Masson-Delmotte, V. und Codron, F. (2010). Winter 2010 in Europe: A cold extreme in a warming climate. *Geophys. Res. Lett.* 37(20).
- Chavas, D. R. und Peters, J. (2023). Static energy deserves greater emphasis in the meteorology community. *Bull. Amer. Meteor. Soc.* 104(10):E1918–E1927.
- Clark, P., Roberts, N., Lean, H., Ballard, S. P. und Charlton-Perez, C. (2016). Convection-permitting models: a step-change in rainfall forecasting. *Meteor. Appl.* 23(2):165–181.
- Coffer, B. E., Parker, M. D., Thompson, R. L., Smith, B. T. und Jewell, R. E. (2019). Using near-ground storm relative helicity in supercell tornado forecasting. *Wea. Forecasting* 34(5):1417–1435.
- Coffer, B. E., Parker, M. D., Peters, J. M. und Wade, A. R. (2023). Supercell low-level mesocyclones: Origins of inflow and vorticity. *Mon. Wea. Rev.* 151(9):2205–2232.

- Coniglio, M. C., Corfidi, S. F. und Kain, J. S. (2012). Views on applying RKW theory: An illustration using the 8 May 2009 derecho-producing convective system. *Mon. Wea. Rev.* 140(3):1023–1043.
- CPC (2023). Teleconnection Index Calculation Procedures. <https://www.cpc.ncep.noaa.gov/data/teledoc/teleindcalc.shtml>. Zugriff am: 30.12.2023.
- Craig, P. M. und Allan, R. P. (2022). The role of teleconnection patterns in the variability and trends of growing season indices across Europe. *Int. J. Climatol.* 42(2):1072–1091.
- Cummins, K. L., Murphy, M. J., Bardo, E. A., Hiscox, W. L., Pyle, R. B. und Pifer, A. E. (1998a). A combined TOA/MDF technology upgrade of the US National Lightning Detection Network. *J. Geophys. Res. Atmos.* 103(D8):9035–9044.
- Cummins, K. L., Krider, E. P. und Malone, M. D. (1998b). The US National Lightning Detection Network/sup TM/and applications of cloud-to-ground lightning data by electric power utilities. *IEEE transactions on electromagnetic compatibility* 40(4):465–480.
- Davies-Jones, R. (2015). A review of supercell and tornado dynamics. *Atmos. Res.* 158:274–291.
- Delden, A. van (2001). The synoptic setting of thunderstorms in western Europe. *Atmos. Res.* 56(1-4):89–110.
- Delignette-Muller, M. L. und Dutang, C. (2015). fitdistrplus: An R package for fitting distributions. *Journal of statistical software* 64:1–34.
- Dennis, E. J. und Kumjian, M. R. (2017). The impact of vertical wind shear on hail growth in simulated supercells. *J. Atmos. Sci.* 74(3):641–663.
- Diendorfer, G. (2010). LLS performance validation using lightning to towers. *Impulse* 1(7.5):11.
- Diendorfer, G., Pichler, H. und Schulz, W. (2014). Euclid located strokes to the gaisberg tower – accuracy of location and its assigned confidence ellipse. *International Lightning Detection Conference ILDC*. Tucson, USA.
- Dietzsch, F., Andersson, A., Ziese, M., Schröder, M., Raykova, K., Schamm, K. und Becker, A. (2017). A global ETCCDI-based precipitation climatology from satellite and rain gauge measurements. *Climate* 5(1):9.
- Donaldson, R. J. (1990). Foundations of severe storm detection by radar. *Radar in Meteorology: Battan Memorial and 40th Anniversary Radar Meteorology Conference*. A. Met. Soc. Boston, USA.
- Doswell III, C. A. (1987). The distinction between large-scale and mesoscale contribution to severe convection: A case study example. *Wea. Forecasting* 2(1):3–16.



- Doswell, C. A. und Burgess, D. W. (1993). Tornadoes and tornadic storms: A review of conceptual models. *Geophysical Monograph-American Geophysical Union* 79:161–161.
- Duchon, C. E. (1979). Lanczos filtering in one and two dimensions. *J. Appl. Meteor. Climatol.* 18(8):1016–1022.
- Dwyer, J. R. und Uman, M. A. (2014). The physics of lightning. *Physics Reports* 534(4):147–241.
- Eblen, L. H., Ladd, J. W. und Hicks, T. M. (1990). Severe thunderstorm forecasting: an operational review. *NOAA technical memorandum NWS SR*( 130).
- Edelsbrunner, H., Kirkpatrick, D. und Seidel, R. (1983). On the shape of a set of points in the plane. *IEEE Transactions on information theory* 29(4):551–559.
- Edwards, R. (2012). Tropical cyclone tornadoes: A review of knowledge in research and prediction. *E-Journal of Severe Storms Meteorology* 7(6):1–61.
- Enno, S.-E., Sugier, J., Alber, R. und Seltzer, M. (2020). Lightning flash density in Europe based on 10 years of ATDnet data. *Atmos. Res.* 235:104769.
- Ester, M., Kriegel, H.-P., Sander, J., Xu, X. et al. (1996). A density-based algorithm for discovering clusters in large spatial databases with noise. *kdd*. Bd. 96:226–231.
- Etling, D. (2008). *Theoretische Meteorologie: Eine Einführung*. Berlin [u.a.], Deutschland: Springer-Verlag Berlin, Heidelberg.
- Ferranti, L., Corti, S. und Janousek, M. (2015). Flow-dependent verification of the ECMWF ensemble over the Euro-Atlantic sector. *Q. J. R. Meteor. Soc.* 141(688):916–924.
- Ferraro, R. R., Cecil, D. und Laviola, S. (2020). Hailfall Detection. *Satellite Precipitation Measurement* 2:861–879.
- Finley, C. A., Elmore, M., Orf, L. und Lee, B. D. (2023). Impact of the Streamwise Vorticity Current on Low-Level Mesocyclone Development in a Simulated Supercell. *Geophys. Res. Lett.* 50(1):e2022–GL100005.
- Finney, D. L., Doherty, R. M., Wild, O., Stevenson, D. S., MacKenzie, I. A. und Blyth, A. M. (2018). A projected decrease in lightning under climate change. *Nat. Clim. Chang.* 8(3):210–213.
- Fischer, J. und Dahl, J. M. (2022). Transition of near-ground vorticity dynamics during tornadogenesis. *J. Atmos. Sci.* 79(2):467–483.

- Fischer, L. J. (2021). *Assessing the potential to strengthen the resilience of the Swiss hydropower sector based on understanding the role of weather regimes in a changing climate*. Dissertation. Universität Zürich: ETH Zürich.
- Fisher, R. A. (1992). *Statistical methods for research workers*. New York [u.a.], USA: Springer-Verlag New York.
- Fluck, E., Kunz, M., Geissbuehler, P. und Ritz, S. P. (2021). Radar-based assessment of hail frequency in Europe. *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.* 21(2):683–701.
- Folland, C. K., Knight, J., Linderholm, H. W., Fereday, D., Ineson, S. und Hurrell, J. W. (2009). The summer North Atlantic Oscillation: past, present, and future. *J. Climate* 22(5):1082–1103.
- Franzke, C. L. (2017). Impacts of a changing climate on economic damages and insurance. *Economics of Disasters and Climate Change* 1(1):95–110.
- Fujita, T. und Grandoso, H. (1968). Split of a thunderstorm into anticyclonic and cyclonic storms and their motion as determined from numerical model experiments. *J. Atmos. Sci.* 25(3):416–439.
- Galanaki, E., Lagouvardos, K., Kotroni, V., Flaounas, E. und Argiriou, A. (2018). Thunderstorm climatology in the Mediterranean using cloud-to-ground lightning observations. *Atmos. Res.* 207:136–144.
- Galway, J. G. (1956). The lifted index as a predictor of latent instability. *Bull. Amer. Meteor. Soc.* 37(10):528–529.
- Gao, X. (2010). Nonparametric statistics. *Encyclopedia of research design*:916–921.
- GDV (2023). Serviceteil zum Naturgefahrenreport 2022. [www.gdv.de/resource/blob/105836/117679ac1f31d229d86a1c424fe0aab8/download-serviceteil-naturgefahrenreport-2022-data.pdf](http://www.gdv.de/resource/blob/105836/117679ac1f31d229d86a1c424fe0aab8/download-serviceteil-naturgefahrenreport-2022-data.pdf). Zugriff am: 26.03.20240.
- Ghasemifard, H., Groenemeijer, P., Battaglioli, F. und Púčik, T. (2024). Do changing circulation types raise the frequency of summertime thunderstorms and large hail in Europe? *Environmental Research: Climate* 3(1):015008.
- Gilmore, M. S. und Wicker, L. J. (1998). The influence of midtropospheric dryness on supercell morphology and evolution. *Mon. Wea. Rev.* 126(4):943–958.
- Giorgi, F. und Lionello, P. (2008). Climate change projections for the Mediterranean region. *Glob. Planet. Change* 63(2-3):90–104.
- Golden, J. H. (1973). Some statistical aspects of waterspout formation. *Weatherwise* 26(3):108–117.

- Goodnight, J. S., Chehak, D. A. und Trapp, R. J. (2022). Quantification of QLCS Tornadogenesis, Associated Characteristics, and Environments across a Large Sample. *Wea. Forecasting* 37(11):2087–2105.
- Graf, M. A., Sprenger, M. und Moore, R. W. (2011). Central European tornado environments as viewed from a potential vorticity and Lagrangian perspective. *Atmos. Res.* 101(1-2):31–45.
- Grams, C. M., Beerli, R., Pfenninger, S., Staffell, I. und Wernli, H. (2017). Balancing Europe’s wind-power output through spatial deployment informed by weather regimes. *Nat. Clim. Chang.* 7(8):557–562.
- Groenemeijer, P., Púčik, T., Holzer, A. M., Antonescu, B., Riemann-Campe, K., Schultz, D. M., Kühne, T., Feuerstein, B., Brooks, H. E., Doswell, C. A. et al. (2017). Severe convective storms in Europe: Ten years of research and education at the European Severe Storms Laboratory. *Bull. Amer. Meteor. Soc.* 98(12):2641–2651.
- Haertel, P. T. und Johnson, R. H. (2000). The linear dynamics of squall line mesohighs and wake lows. *J. Atmos. Sci.* 57(1):93–107.
- Haklander, A. J. und Van Delden, A. (2003). Thunderstorm predictors and their forecast skill for the Netherlands. *Atmos. Res.* 67:273–299.
- Haldane, J. (1956). The estimation and significance of the logarithm of a ratio of frequencies. *Annals of human genetics* 20(4):309–311.
- Hall, R. J. und Hanna, E. (2018). North Atlantic circulation indices: links with summer and winter UK temperature and precipitation and implications for seasonal forecasting. *Int. J. Climatol.* 38:e660–e677.
- Hamed, K. H. und Rao, A. R. (1998). A modified Mann-Kendall trend test for autocorrelated data. *J. Hydrol.* 204(1-4):182–196.
- Handwerker, J. (2002). Cell tracking with TRACE3D — A new algorithm. *Atmos. Res.* 61(1):15–34.
- Hanna, E. und Cropper, T. E. (2017). North Atlantic Oscillation. *Oxford Research Encyclopedia of Climate Science*. Oxford, Großbritannien: Climate Science.
- Hannachi, A., Straus, D. M., Franzke, C. L., Corti, S. und Woollings, T. (2017). Low-frequency non-linearity and regime behavior in the Northern Hemisphere extratropical atmosphere. *Rev. Geophys.* 55(1):199–234.

- Hardison, S., Perretti, C. T., DePiper, G. S. und Beet, A. (2019). A simulation study of trend detection methods for integrated ecosystem assessment. *ICES Journal of Marine Science* 76(7):2060–2069.
- Hauser, S., Teubler, F., Riemer, M., Knippertz, P. und Grams, C. M. (2023). Towards a holistic understanding of blocked regime dynamics through a combination of complementary diagnostic perspectives. *Weather Clim. Dyn.* 4(2):399–425.
- Hayward, L., Whitworth, M., Pepin, N. und Dorling, S. (2020). A comprehensive review of datasets and methodologies employed to produce thunderstorm climatologies. *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.* 20(9):2463–2482.
- Hersbach, H., Bell, B., Berrisford, P., Hirahara, S., Horányi, A., Muñoz-Sabater, J., Nicolas, J., Peubey, C., Radu, R., Schepers, D. et al. (2020). The ERA5 global reanalysis. *Q. J. R. Meteor. Soc.* 146(730):1999–2049.
- Heymsfield, A. J. (1982). A comparative study of the rates of development of potential graupel and hail embryos in high plains storms. *J. Atmos. Sci.* 39(12):2867–2897.
- Hoeppe, P. (2016). Trends in weather related disasters—Consequences for insurers and society. *Weather Clim. Extremes* 11:70–79.
- Hollander, M., Wolfe, D. A. und Chicken, E. (2013). *Nonparametric statistical methods*. Hoboken, New Jersey, USA: John Wiley & Sons, Inc.
- Holle, R. H. und López, R. E. (1993). Overview of real-time lightning detection systems and their meteorological uses. *NOAA Technical Memorandum, ERL NSSL-102*:43–67.
- Holton, J. R. und Hakim, G. J. (2013). *An introduction to dynamic meteorology*. 5. Ed. Oxford [u.a.], Großbritannien: Academic Press.
- Houze Jr, R. A., Rutledge, S. A., Biggerstaff, M. und Smull, B. (1989). Interpretation of Doppler weather radar displays of midlatitude mesoscale convective systems. *Bull. Amer. Meteor. Soc.* 70(6):608–619.
- Houze Jr, R. A. (1989). Observed structure of mesoscale convective systems and implications for large-scale heating. *Q. J. R. Meteor. Soc.* 115(487):425–461.
- Houze Jr, R. A., Schmid, W., Fovell, R. und Schiesser, H. (1993). Hailstorms in Switzerland: Left movers, right movers, and false hooks. *Mon. Wea. Rev.* 121(12):3345–3370.
- Houze Jr, R. A. (2004). Mesoscale convective systems. *Rev. Geophys.* 42(4).
- (2014). *Cloud dynamics*. New York, USA: Elsevier Science.

- Houze Jr, R. A. (2018). 100 years of research on mesoscale convective systems. *Meteorological Monographs* 59:17–1.
- Hubert, M. und Debruyne, M. (2009). Breakdown value. *Wiley Interdisciplinary Reviews: Computational Statistics* 1(3):296–302.
- Hurrell, J. W., Holland, M. M., Gent, P. R., Ghan, S., Kay, J. E., Kushner, P. J., Lamarque, J.-F., Large, W. G., Lawrence, D., Lindsay, K. et al. (2013). The community earth system model: a framework for collaborative research. *Bull. Amer. Meteor. Soc.* 94(9):1339–1360.
- Hurtado, S. I. (2020). RobustLinearReg: Robust Linear Regressions. <https://CRAN.R-project.org/package=RobustLinearReg>. Zugriff am: 30.12.2023.
- Hutchins, M. L., Holzworth, R. H. und Brundell, J. B. (2014). Diurnal variation of the global electric circuit from clustered thunderstorms. *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 119(1):620–629.
- Islam, T. und Rico-Ramirez, M. A. (2014). An overview of the remote sensing of precipitation with polarimetric radar. *Progress in Physical Geography* 38(1):55–78.
- Jayaratne, E., Saunders, C. und Hallett, J. (1983). Laboratory studies of the charging of soft-hail during ice crystal interactions. *Q. J. R. Meteor. Soc.* 109(461):609–630.
- Johns, R. H. und Doswell III, C. A. (1992). Severe local storms forecasting. *Wea. Forecasting* 7(4):588–612.
- Kahraman, A., Ural, D. und Önoğlu, B. (2020). Future changes in Euro-Mediterranean daytime severe thunderstorm environments based on an RCP8.5 Med-CORDEX simulation. *Atmosphere* 11(8):822.
- Kahraman, A., Kendon, E. J., Fowler, H. J. und Wilkinson, J. M. (2022). Contrasting future lightning stories across Europe. *Environmental Research Letters* 17(11):114023.
- Kaiser, H. F. (1958). The varimax criterion for analytic rotation in factor analysis. *Psychometrika* 23(3):187–200.
- Kalnay, E., Kanamitsu, M., Kistler, R., Collins, W., Deaven, D., Gandin, L., Iredell, M., Saha, S., White, G., Woollen, J. et al. (2018). The NCEP/NCAR 40-year reanalysis project. *Renewable energy*. Routledge:Vol1\_146–Vol1\_194.
- Kassambara, A. und Mundt, F. (2017). Package ‘factoextra’: Extract and visualize the results of multivariate data analyses. <https://cran.r-project.org/web/packages/factoextra/index.html>. Zugriff am: 26.03.2023.

- Kay, J. E., Deser, C., Phillips, A., Mai, A., Hannay, C., Strand, G., Arblaster, J. M., Bates, S., Danabasoglu, G., Edwards, J. et al. (2015). The Community Earth System Model (CESM) large ensemble project: A community resource for studying climate change in the presence of internal climate variability. *Bull. Amer. Meteor. Soc.* 96(8):1333–1349.
- Kendall, M. G. (1975). *Rank correlation methods*. London, Großbritannien: Charles Griffin.
- Kim, H.-Y. (2017). Statistical notes for clinical researchers: Chi-squared test and Fisher’s exact test. *Restorative dentistry & endodontics* 42(2):152–155.
- Klein, W. H. (1983). Objective specification of monthly mean surface temperature from mean 700 mb heights in winter. *Mon. Wea. Rev.* 111(4):674–691.
- Klemp, J. B. und Wilhelmson, R. B. (1978). Simulations of right-and left-moving storms produced through storm splitting. *J. Atmos. Sci.* 35(6):1097–1110.
- Klemp, J. B. (1987). Dynamics of tornadic thunderstorms. *Annu. Rev. Fluid. Mech.* 19(1):369–402.
- Knight, C. A. und Knight, N. C. (1970). Hailstone embryos. *J. Atmos. Sci.* 27(4):659–666.
- Knist, S., Goergen, K. und Simmer, C. (2020). Evaluation and projected changes of precipitation statistics in convection-permitting WRF climate simulations over Central Europe. *Clim. Dyn.* 55(1):325–341.
- Koch, S. E. und Clark, W. L. (1999). A nonclassical cold front observed during COPS-91: Frontal structure and the process of severe storm initiation. *J. Atmos. Sci.* 56(16):2862–2890.
- Kohlmann, H., Schulz, W. und Pedeboy, S. (2017). Evaluation of EUCLID IC/CG classification performance based on ground-truth data. *2017 international symposium on lightning protection (XIV SIPDA)*. IEEE:35–41.
- Kotroni, V. und Lagouvardos, K. (2016). Lightning in the Mediterranean and its relation with sea-surface temperature. *Environmental Research Letters* 11(3):034006.
- Krehbiel, P. R., Brook, M. und McCrory, R. A. (1979). An analysis of the charge structure of lightning discharges to ground. *Journal of Geophysical Research: Oceans* 84(C5):2432–2456.
- Krichak, S. O. und Alpert, P. (2005). Decadal trends in the east Atlantic–west Russia pattern and Mediterranean precipitation. *Int. J. Climatol.* 25(2):183–192.
- Kumjian, M. R. (2013). Principles and Applications of Dual-Polarization Weather Radar. Part I: Description of the Polarimetric Radar Variables. *Journal of Operational Meteorology* 1.

- Kunz, M. (2007). The skill of convective parameters and indices to predict isolated and severe thunderstorms. *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.* 7(2):327–342.
- Kunz, M. und Puskeiler, M. (2010). High-resolution assessment of the hail hazard over complex terrain from radar and insurance data. *Meteor. Z.* 19(5):427.
- Kunz, M., Blahak, U., Handwerker, J., Schmidberger, M., Punge, H.-J., Mohr, S., Fluck, E. und Bedka, K. M. (2018). The severe hailstorm in southwest Germany on 28 July 2013: Characteristics, impacts and meteorological conditions. *Q. J. R. Meteor. Soc.* 144(710):231–250.
- Kunz, M., Wandel, J., Fluck, E., Baumstark, S., Mohr, S. und Schemm, S. (2020). Ambient conditions prevailing during hail events in central Europe. *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.* 20(6):1867–1887.
- Laing, A. G. und Fritsch, J. M. (2000). The large-scale environments of the global populations of mesoscale convective complexes. *Mon. Wea. Rev.* 128(8):2756–2776.
- Lamb, D. und Verlinde, J. (2011). *Physics and chemistry of clouds*. London, Großbritannien: Cambridge University Press.
- Lane, A. und Prandle, D. (1996). Inter-annual variability in the temperature of the North Sea. *Continental Shelf Research* 16(11):1489–1507.
- Lanicci, J. M. und Warner, T. T. (1991). A synoptic climatology of the elevated mixed-layer inversion over the southern Great Plains in spring. Part I: Structure, dynamics, and seasonal evolution. *Wea. Forecasting* 6(2):181–197.
- Lemon, L. R. und Doswell III, C. A. (1979). Severe thunderstorm evolution and mesocyclone structure as related to tornadogenesis. *Mon. Wea. Rev.* 107(9):1184–1197.
- Lenard, P. (1892). Ueber die electricität der wasserfälle. *Annalen der Physik* 282(8):584–636.
- Lhotka, O., Trnka, M., Kyselý, J., Markonis, Y., Balek, J. und Možný, M. (2020). Atmospheric circulation as a factor contributing to increasing drought severity in central Europe. *J. Geophys. Res. Atmos.* 125(18):e2019JD032269.
- Lim, Y.-K. (2015). The East Atlantic/West Russia (EA/WR) teleconnection in the North Atlantic: climate impact and relation to Rossby wave propagation. *Clim. Dyn.* 44:3211–3222.
- Lindsey, D. T. und Bunkers, M. (2004). On the motion and interaction between left-and right-moving supercells on 4 May 2003. *22nd Conference on Severe Local Storms*. Bd. 12. Amer. Met. Soc.
- Lionello, P. und Scarascia, L. (2018). The relation between climate change in the Mediterranean region and global warming. *Regional Environmental Change* 18:1481–1493.

- Liu, Y., Wang, L., Zhou, W. und Chen, W. (2014). Three Eurasian teleconnection patterns: Spatial structures, temporal variability, and associated winter climate anomalies. *Clim. Dyn.* 42:2817–2839.
- Lumley, T., Diehr, P., Emerson, S. und Chen, L. (2002). The importance of the normality assumption in large public health data sets. *Annual review of public health* 23(1):151–169.
- MacQueen, J. (1967). Some methods for classification and analysis of multivariate observations. *Proceedings of the fifth Berkeley symposium on mathematical statistics and probability*. Bd. 1. 14. University of California. Oakland, USA:281–297.
- Maddox, R. A. (1980). Mesoscale convective complexes. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*:1374–1387.
- (1983). Large-scale meteorological conditions associated with midlatitude, mesoscale convective complexes. *Mon. Wea. Rev.* 111(7):1475–1493.
- Mallinson, H., Lasher-Trapp, S., Trapp, J., Woods, M. und Orendorf, S. (2024). Hailfall in a Possible Future Climate Using a Pseudo–Global Warming Approach: Hail Characteristics and Mesoscale Influences. *J. Climate* 37(2):527–549.
- Mann, H. B. (1945). Nonparametric tests against trend. *Econometrica: Journal of the econometric society* 13(3):245–259.
- Manoochehrnia, P., Schulz, W., Rachidi, F. und Rubinstein, M. (2008). Lightning statistics in the regions of Saentis and St. Chrischona towers in Switzerland. *29th International Conference on Lightning Protection (ICLP)*. Bd. 1. ICLP. Lausanne, Schweiz:2–3.
- Manzato, A., Serafin, S., Miglietta, M. M., Kirshbaum, D. und Schulz, W. (2022). A pan-Alpine climatology of lightning and convective initiation. *Mon. Wea. Rev.* 150(9):2213–2230.
- Manzato, A., Fasano, G., Cicogna, A., Sioni, F. und Pucillo, A. (2024). Are the relationships between environmental parameters and storm observations climate-change invariant? *Proceedings of the 4-th edition of the European Hail Workshop*. Karlsruher Institut für Technologie. Karlsruhe:110.
- Markowski, P. (2002). Hook echoes and rear-flank downdrafts: A review. *Mon. Wea. Rev.* 130(4):852–876.
- Markowski, P. und Richardson, Y. (2010). *Mesoscale meteorology in midlatitudes*. Chichester, Großbritannien: John Wiley & Sons.
- Martinkova, M. und Kysely, J. (2020). Overview of observed Clausius-Clapeyron scaling of extreme precipitation in midlatitudes. *Atmosphere* 11(8):786.



- Marwick, B. (2016). Basic bagplot for ggplot2 (R). <https://gist.github.com/benmarwick/00772ccea2dd0b0f1745>. Zugriff am: 2024-01-21.
- Marwitz, J. D. (1972). The structure and motion of severe hailstorms. Part I: Supercell storms. *J. Appl. Meteor. Climatol.* 11(1):166–179.
- McInnes, L., Healy, J. und Astels, S. (2017). HDBSCAN: Hierarchical density based clustering. *Journal Open Source Software* 2(11):205.
- McPhaden, M. J., Zebiak, S. E. und Glantz, M. H. (2006). ENSO as an integrating concept in earth science. *Science* 314(5806):1740–1745.
- Mehranzamin, K., Davarpanah, M., Abdul-Malek, Z. und Afrouzi, H. N. (2018). Discriminating cloud to ground lightning flashes based on wavelet analysis of electric field signals. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 181:127–140.
- Merryfield, W. J., Baehr, J., Batté, L., Becker, E. J., Butler, A. H., Coelho, C. A., Danabasoglu, G., Dirmeyer, P. A., Doblas-Reyes, F. J., Domeisen, D. I. et al. (2020). Current and emerging developments in subseasonal to decadal prediction. *Bull. Amer. Meteor. Soc.* 101(6):E869–E896.
- Michel, C. und Rivière, G. (2011). The link between Rossby wave breakings and weather regime transitions. *J. Atmos. Sci.* 68(8):1730–1748.
- Mikhailova, N. und Yurovsky, A. (2016). The East Atlantic oscillation: mechanism and impact on the European climate in winter. *Physical Oceanography* (4):25–33.
- Mockert, F., Grams, C. M., Brown, T. und Neumann, F. (2023). Meteorological conditions during periods of low wind speed and insolation in Germany: The role of weather regimes. *Meteor. Appl.* 30(4):e2141.
- Mohr, S. und Kunz, M. (2013). Recent trends and variabilities of convective parameters relevant for hail events in Germany and Europe. *Atmos. Res.* 123:211–228.
- Mohr, S., Kunz, M. und Keuler, K. (2015). Development and application of a logistic model to estimate the past and future hail potential in Germany. *J. Geophys. Res. Atmos.* 120(9):3939–3956.
- Mohr, S., Kunz, M., Richter, A. und Ruck, B. (2017). Statistical characteristics of convective wind gusts in Germany. *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.* 17(6):957–969.
- Mohr, S., Wandel, J., Lenggenhager, S. und Martius, O. (2019). Relationship between atmospheric blocking and warm-season thunderstorms over western and central Europe. *Q. J. R. Meteor. Soc.* 145(724):3040–3056.

- Mohr, S., Wilhelm, J., Wandel, J., Kunz, M., Portmann, R., Punge, H.-J., Schmidberger, M., Quinting, J. F. und Grams, C. M. (2020). The role of large-scale dynamics in an exceptional sequence of severe thunderstorms in Europe May–June 2018. *Weather Clim. Dyn.* 1(2):325–348.
- Moller, A. R., Doswell, C. A., Foster, M. P. und Woodall, G. R. (1994). The operational recognition of supercell thunderstorm environments and storm structures. *Wea. Forecasting* 9(3):327–347.
- Monteverdi, J. P., Doswell, C. A. und Lipari, G. S. (2003). Shear parameter thresholds for forecasting tornadic thunderstorms in northern and central California. *Wea. Forecasting* 18(2):357–370.
- Moral, A. del, Rigo, T. und Llasat, M. C. (2018). A radar-based centroid tracking algorithm for severe weather surveillance: Identifying split/merge processes in convective systems. *Atmos. Res.* 213:110–120.
- Morel, C. und Senesi, S. (2002). A climatology of mesoscale convective systems over Europe using satellite infrared imagery. II: Characteristics of European mesoscale convective systems. *Q. J. R. Meteor. Soc.* 128(584):1973–1995.
- Morris, R. (1986). The Spanish plume-testing the forecasters nerve. *Meteorol. Mag.* 115(1372):349–357.
- Nahm, F. S. (2016). Nonparametric statistical tests for the continuous data: the basic concept and the practical use. *Korean journal of anesthesiology* 69(1):8–14.
- Nelson, S. P. (1987). The hybrid multicellular–supercellular storm—An efficient hail producer. Part II. General characteristics and implications for hail growth. *J. Atmos. Sci.* 44(15):2060–2073.
- Orf, L., Wilhelmson, R., Lee, B., Finley, C. und Houston, A. (2017). Evolution of a long-track violent tornado within a simulated supercell. *Bull. Amer. Meteor. Soc.* 98(1):45–68.
- Parker, M. D. (2010). Relationship between system slope and updraft intensity in squall lines. *Mon. Wea. Rev.* 138(9):3572–3578.
- Patakamuri, S. K. und O’Brien, N. (2021). modifiedmk: Modified Versions of Mann Kendall and Spearman’s Rho Trend Tests. <https://CRAN.R-project.org/package=modifiedmk>. Zugriff am: 26.03.2023.
- Paul, C., Heidler, F. H. und Schulz, W. (2019). Performance of the European lightning detection network Euclid in case of various types of current pulses from upward lightning measured at the Peissenberg Tower. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 62(1):116–123.
- Pawitan, Y. (2001). *In all likelihood: statistical modelling and inference using likelihood*. Oxford, Großbritannien: Oxford University Press.

- Pérez-Invernón, F. J., Huntrieser, H., Soler, S., Gordillo-Vázquez, F. J., Pineda, N., Navarro-González, J., Reglero, V., Montanyà, J., Van Der Velde, O. und Koutsias, N. (2021). Lightning-ignited wildfires and long continuing current lightning in the Mediterranean Basin: preferential meteorological conditions. *Atmospheric Chemistry and Physics* 21(23):17529–17557.
- Peters, J. M., Chavas, D. R., Su, C.-Y., Morrison, H. und Coffer, B. E. (2023). An analytic formula for entraining CAPE in mid-latitude storm environments. *J. Atmos. Sci.* 21(9):2165–2186.
- Peterson, M., Mach, D. und Buechler, D. (2021). A global LIS/OTD climatology of lightning flash extent density. *J. Geophys. Res. Atmos.* 126(8):e2020JD033885.
- Petrow, T., Zimmer, J. und Merz, B. (2009). Changes in the flood hazard in Germany through changing frequency and persistence of circulation patterns. *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.* 9(4):1409–1423.
- Piper, D., Kunz, M., Ehmele, F., Mohr, S., Mühr, B., Kron, A. und Daniell, J. (2016). Exceptional sequence of severe thunderstorms and related flash floods in May and June 2016 in Germany–Part 1: Meteorological background. *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.* 16(12):2835–2850.
- Piper, D. und Kunz, M. (2017). Spatiotemporal variability of lightning activity in Europe and the relation to the North Atlantic Oscillation teleconnection pattern. *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.* 17(8):1319–1336.
- Piper, D. (2017). *Untersuchung der Gewitteraktivität und der relevanten großräumigen Steuerungsmechanismen über Mittel- und Westeuropa*. Dissertation. KIT Scientific Publishing, Karlsruhe.
- Piper, D., Kunz, M., Allen, J. T. und Mohr, S. (2019). Investigation of the temporal variability of thunderstorms in central and western Europe and the relation to large-scale flow and teleconnection patterns. *Q. J. R. Meteor. Soc.* 145(725):3644–3666.
- Plougonven, R. und Zhang, F. (2014). Internal gravity waves from atmospheric jets and fronts. *Rev. Geophys.* 52(1):33–76.
- Poelman, D., Schulz, W. und Vergeiner, C. (2012). Performance characteristics of three distinct lightning detection networks covering Belgium. *22nd International Lightning Detection Conference*. ILDC. Broomfield, Colorado, USA:2–3.
- Poelman, D., Schulz, W. und Vergeiner, C. (2013). Performance characteristics of distinct lightning detection networks covering Belgium. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 30(5):942–951.
- Poelman, D., Schulz, W., Diendorfer, G. und Bernardi, M. (2014). European cloud-to-ground lightning characteristics. *2014 International Conference on Lightning Protection (ICLP)*. IEEE. Shanghai, China:24–29.

- Poelman, D., Schulz, W., Diendorfer, G. und Bernardi, M. (2016). The European lightning location system EUCLID–part 2: observations. *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.* 16(2):607–616.
- Poelman, D. und Schulz, W. (2020). Comparing lightning observations of the ground-based European lightning location system EUCLID and the space-based Lightning Imaging Sensor (LIS) on the International Space Station (ISS). *Atmospheric Measurement Techniques* 13(6):2965–2977.
- Pohjola, H. und Mäkelä, A. (2013). The comparison of GLD360 and EUCLID lightning location systems in Europe. *Atmos. Res.* 123:117–128.
- Price, C. und Federmesser, B. (2006). Lightning-rainfall relationships in Mediterranean winter thunderstorms. *Geophys. Res. Lett.* 33(7).
- Pruppacher, H. R. und Klett, J. D. (2012). *Microphysics of clouds and precipitation: Reprinted 1980*. Luxemburg: Springer Science & Business Media.
- Przybylinski, R. W. (1995). The bow echo: Observations, numerical simulations, and severe weather detection methods. *Wea. Forecasting* 10(2):203–218.
- Púčik, T., Groenemeijer, P., Rädler, A. T., Tijssen, L., Nikulin, G., Prein, A. F., Meijgaard, E. van, Fealy, R., Jacob, D. und Teichmann, C. (2017). Future changes in European severe convection environments in a regional climate model ensemble. *J. Climate* 30(17):6771–6794.
- Punge, H.-J., Werner, A., Bedka, K. und Kunz, M. (2014). A new physically based stochastic event catalogue for hail in Europe. *Nat. hazards* 73:1625–1645.
- Punge, H.-J. und Kunz, M. (2016). Hail observations and hailstorm characteristics in Europe: A review. *Atmos. Res.* 176:159–184.
- Punge, H.-J., Bedka, K., Kunz, M. und Reinbold, A. (2017). Hail frequency estimation across Europe based on a combination of overshooting top detections and the ERA-INTERIM reanalysis. *Atmos. Res.* 198:34–43.
- Punge, H.-J., Bedka, K. M., Kunz, M., Bang, S. D. und Itterly, K. F. (2023). Characteristics of hail hazard in South Africa based on satellite detection of convective storms. *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.* 23(4):1549–1576.
- Puskeiler, M., Kunz, M. und Schmidberger, M. (2016). Hail statistics for Germany derived from single-polarization radar data. *Atmos. Res.* 178:459–470.

- Rädler, A. T., Groenemeijer, P., Faust, E. und Sausen, R. (2018). Detecting severe weather trends using an additive regressive convective hazard model (AR-CHaMo). *J. Appl. Meteor. Climatol.* 57(3):569–587.
- Rädler, A. T., Groenemeijer, P. H., Faust, E., Sausen, R. und Púčik, T. (2019). Frequency of severe thunderstorms across Europe expected to increase in the 21st century due to rising instability. *npj Climate and Atmospheric Science* 2(1):30.
- Rakov, V. (2013). Electromagnetic methods of lightning detection. *Surveys in Geophysics* 34:731–753.
- Rakov, V. (2016). *Fundamentals of lightning*. Cambridge, Großbritannien: Cambridge University Press.
- Ramis, C., Romero, R. und Homar, V. (2009). The severe thunderstorm of 4 October 2007 in Mallorca: an observational study. *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.* 9(4):1237–1245.
- Rasmussen, E. N. und Straka, J. M. (1998). Variations in supercell morphology. Part I: Observations of the role of upper-level storm-relative flow. *Mon. Wea. Rev.* 126(9):2406–2421.
- Rasmussen, R. M. und Heymsfield, A. J. (1987). Melting and shedding of graupel and hail. Part II: Sensitivity study. *J. Atmos. Sci.* 44(19):2764–2782.
- Raupach, T. H., Martius, O., Allen, J. T., Kunz, M., Lasher-Trapp, S., Mohr, S., Rasmussen, K. L., Trapp, R. J. und Zhang, Q. (2021). The effects of climate change on hailstorms. *Nature reviews earth & environment* 2(3):213–226.
- Rodrigo, F. S. (2021). Exploring combined influences of seasonal East Atlantic (EA) and North Atlantic Oscillation (NAO) on the temperature-precipitation relationship in the Iberian Peninsula. *Geosciences* 11(5):211.
- Rodríguez, O., Bech, J., Arús, J., Castán, S., Figuerola, F. und Rigo, T. (2021). An overview of tornado and waterspout events in Catalonia (2000–2019). *Atmos. Res.* 250:105415.
- Romero, C., Paolone, M., Rachidi, F., Rubinstein, M., Rubinstein, A., Diendorfer, G., Schulz, W., Bernardi, M. und Nucci, C. A. (2011). Preliminary comparison of data from the Säntis Tower and the EUCLID lightning location system. *2011 international symposium on lightning protection*. IEEE:140–145.
- Romps, D. M. (2019). Evaluating the future of lightning in cloud-resolving models. *Geophys. Res. Lett.* 46(24):14863–14871.
- Rotunno, R., Klemp, J. B. und Weisman, M. L. (1988). A theory for strong, long-lived squall lines. *J. Atmos. Sci.* 45(3):463–485.

- Rotunno, R. (2013). The fluid dynamics of tornadoes. *Annu. Rev. Fluid. Mech.* 45:59–84.
- Rousseeuw, P. J., Ruts, I. und Tukey, J. W. (1999). The bagplot: a bivariate boxplot. *The American Statistician* 53(4):382–387.
- Rousseeuw, P. J. und Hubert, M. (2011). Robust statistics for outlier detection. *Wiley interdisciplinary reviews: Data mining and knowledge discovery* 1(1):73–79.
- Rust, W. D., MacGorman, D. R., Bruning, E. C., Weiss, S. A., Krehbiel, P. R., Thomas, R. J., Rison, W., Hamlin, T. und Harlin, J. (2005). Inverted-polarity electrical structures in thunderstorms in the Severe Thunderstorm Electrification and Precipitation Study (STEPS). *Atmos. Res.* 76(1-4):247–271.
- Rycroft, M. J., Harrison, R. G., Nicoll, K. A. und Mareev, E. A. (2008). „An Overview of Earth’s Global Electric Circuit and Atmospheric Conductivity“. *Planetary Atmospheric Electricity*. Hrsg. von F. Leblanc, K. L. Aplin, Y. Yair, R. G. Harrison, J. P. Lebreton und M. Blanc. New York, USA: Springer New York:83–105.
- Sanchez, J., Merino, A., Melcón, P., García-Ortega, E., Fernández-González, S., Berthet, C. und Dessens, J. (2017). Are meteorological conditions favoring hail precipitation change in Southern Europe? Analysis of the period 1948–2015. *Atmos. Res.* 198:1–10.
- Saunders, C. (1993). A review of thunderstorm electrification processes. *J. Appl. Meteor. Climatol.* 32(4):642–655.
- Scarino, B., Itterly, K., Bedka, K., Homeyer, C. R., Allen, J., Bang, S. und Cecil, D. (2023). Deriving Severe Hail Likelihood from Satellite Observations and Model Reanalysis Parameters Using a Deep Neural Network. *Artificial Intelligence for the Earth Systems* 2(4):220042.
- Schenkman, A. D. und Xue, M. (2016). Bow-echo mesovortices: A review. *Atmos. Res.* 170:1–13.
- Schueth, A., Weiss, C. und Dahl, J. M. (2021). Comparing observations and simulations of the streamwise vorticity current and the forward-flank convergence boundary in a supercell storm. *Mon. Wea. Rev.* 149(6):1651–1671.
- Schulz, W. und Diendorfer, G. (2002). EUCLID network performance and data analysis. *Proceedings of the 17th International Lightning Detection Conference*. ILDC. Tucson, USA.
- Schulz, W., Cummins, K., Diendorfer, G. und Dorninger, M. (2005). Cloud-to-ground lightning in Austria: A 10-year study using data from a lightning location system. *J. Geophys. Res. Atmos.* 110(D9).

- Schulz, W., Diendorfer, G., Pedebay, S. und Poelman, D. R. (2016). The European lightning location system EUCLID–Part 1: Performance analysis and validation. *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.* 16(2):595–605.
- Schumacher, R. S. und Rasmussen, K. L. (2020). The formation, character and changing nature of mesoscale convective systems. *Nature Reviews Earth & Environment* 1(6):300–314.
- Sen, P. K. (1968). Estimates of the regression coefficient based on Kendall’s tau. *Journal of the American statistical association* 63(324):1379–1389.
- Shi, L. (2021). *Convective environments favoring satellite-recorded severe thunderstorms and their long-term variability*. Masterarbeit. Karlsruher Institut für Technologie, Karlsruhe.
- Shi, M., Zhang, W., Fan, P., Chen, Q., Liu, Z., Li, Q. und Liu, X. (2022). Modelling deep convective activity using lightning clusters and machine learning. *Int. J. Climatol.* 42(2):952–973.
- Siegel, A. F. (1982). Robust regression using repeated medians. *Biometrika* 69(1):242–244.
- Simpson, R. (1978). On the computation of equivalent potential temperature. *Mon. Wea. Rev.* 106(1):124–130.
- Skamarock, W. C., Weisman, M. L. und Klemp, J. B. (1994). Three-dimensional evolution of simulated long-lived squall lines. *J. Atmos. Sci.* 51(17):2563–2584.
- Smull, B. F. und Augustine, J. A. (1993). Multiscale analysis of a mature mesoscale convective complex. *Mon. Wea. Rev.* 121(1):103–132.
- Stenseth, N. C., Ottersen, G., Hurrell, J. W., Mysterud, A., Lima, M., Chan, K.-S., Yoccoz, N. G. und Ådlandsvik, B. (2003). Studying climate effects on ecology through the use of climate indices: the North Atlantic Oscillation, El Nino Southern Oscillation and beyond. *Proceedings of the Royal Society of London. Series B: Biological Sciences* 270(1529):2087–2096.
- Stensrud, D. J., Coniglio, M. C., Davies-Jones, R. P. und Evans, J. S. (2005). Comments on “‘A theory for strong long-lived squall lines’ revisited”. *J. Atmos. Sci.* 62(8):2989–2996.
- Stolzenburg, M., Rust, W. D., Smull, B. F. und Marshall, T. C. (1998). Electrical structure in thunderstorm convective regions: 1. Mesoscale convective systems. *J. Geophys. Res. Atmos.* 103(D12):14059–14078.
- Stolzenburg, M. und Marshall, T. C. (2008). Charge structure and dynamics in thunderstorms. *Space Science Reviews* 137:355–372.

- Strajnar, B., Cedilnik, J., Fettich, A., Ličer, M., Pristov, N., Smerkol, P. und Jerman, J. (2019). Impact of two-way coupling and sea-surface temperature on precipitation forecasts in regional atmosphere and ocean models. *Q. J. R. Meteor. Soc.* 145(718):228–242.
- Taszarek, M., Allen, J., Púčik, T., Groenemeijer, P., Czernecki, B., Kolendowicz, L., Lagouvardos, K., Kotroni, V. und Schulz, W. (2019). A climatology of thunderstorms across Europe from a synthesis of multiple data sources. *J. Climate* 32(6):1813–1837.
- Taszarek, M., Allen, J. T., Marchio, M. und Brooks, H. E. (2021a). Global climatology and trends in convective environments from ERA5 and rawinsonde data. *npj climate and atmospheric science* 4(1):35.
- Taszarek, M., Allen, J. T., Brooks, H. E., Pilguy, N. und Czernecki, B. (2021b). Severe Thunderstorm Environments in a Warming Climate: Differing Trends for Europe and the United States. *Bull. Amer. Meteor. Soc.* 102(10):966–972.
- Theil, H. (1950). A rank-invariant method of linear and polynomial regression analysis. *Indagationes mathematicae* 12(85):173.
- Thompson, R. L. und Edwards, R. (2000). An overview of environmental conditions and forecast implications of the 3 May 1999 tornado outbreak. *Wea. Forecasting* 15(6):682–699.
- Thompson, R. L., Mead, C. M. und Edwards, R. (2007). Effective storm-relative helicity and bulk shear in supercell thunderstorm environments. *Wea. Forecasting* 22(1):102–115.
- Thottappillil, R. und Uman, M. A. (1993). Comparison of lightning return-stroke models. *J. Geophys. Res. Atmos.* 98(D12):22903–22914.
- Tiao, G. C., Reinsel, G. C., Xu, D., Pedrick, J., Zhu, X., Miller, A., DeLuisi, J., Mateer, C. und Wuebbles, D. (1990). Effects of autocorrelation and temporal sampling schemes on estimates of trend and spatial correlation. *J. Geophys. Res. Atmos.* 95(D12):20507–20517.
- Tippett, M. K., Allen, J. T., Gensini, V. A. und Brooks, H. E. (2015). Climate and hazardous convective weather. *Current Climate Change Reports* 1:60–73.
- Trapp, R. J. (2013). *Mesoscale-convective processes in the atmosphere*. Cambridge, Großbritannien: Cambridge University Press.
- Trefalt, S., Martynov, A., Barras, H., Besic, N., Hering, A. M., Lenggenhager, S., Noti, P., Röthlisberger, M., Schemm, S., Germann, U. et al. (2018). A severe hail storm in complex topography in Switzerland—Observations and processes. *Atmos. Res.* 209:76–94.



- Trier, S. B., Davis, C. A., Ahijevych, D. A. und Manning, K. W. (2014). Use of the parcel buoyancy minimum (B min) to diagnose simulated thermodynamic destabilization. Part II: Composite analysis of mature MCS environments. *Mon. Wea. Rev.* 142(3):967–990.
- Trigo, R. M., Osborn, T. J. und Corte-Real, J. M. (2002). The North Atlantic Oscillation influence on Europe: climate impacts and associated physical mechanisms. *Clim. Res.* 20(1):9–17.
- Tukey, J. W. (1975). Mathematics and the picturing of data. *Proceedings of the International Congress of Mathematicians*. Bd. 2. IMU. Vancouver, Kanada:523–531.
- Vautard, R. (1990). Multiple weather regimes over the North Atlantic: Analysis of precursors and successors. *Mon. Wea. Rev.* 118(10):2056–2081.
- Wacker, R. S. und Orville, R. E. (1999a). Changes in measured lightning flash count and return stroke peak current after the 1994 US National Lightning Detection Network upgrade: 1. Observations. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres* 104(D2):2151–2157.
- (1999b). Changes in measured lightning flash count and return stroke peak current after the 1994 US National Lightning Detection Network upgrade: 2. Theory. *J. Geophys. Res. Atmos.* 104(D2):2159–2162.
- Wakimoto, R. M. und Wilson, J. W. (1989). Non-supercell tornadoes. *Mon. Wea. Rev.* 117(6):1113–1140.
- Wallace, J. M. und Hobbs, P. V. (2006). *Atmospheric science: an introductory survey*. Bd. 92. New York [u.a.], USA: Elsevier.
- Wang, C.-C., Chen, G. T.-J., Yang, S.-C. und Chou, H.-C. (2009). Wintertime supercell thunderstorms in a subtropical environment: A diagnostic study. *Mon. Wea. Rev.* 137(1):366–390.
- Wang, M. und Tan, B. (2020). Two types of the Scandinavian pattern: Their formation mechanisms and climate impacts. *J. Climate* 33(7):2645–2661.
- Wapler, K. (2013). High-resolution climatology of lightning characteristics within Central Europe. *Meteorol. Atmos. Phys.* 122:175–184.
- Wapler, K. und James, P. (2015). Thunderstorm occurrence and characteristics in Central Europe under different synoptic conditions. *Atmos. Res.* 158:231–244.
- Webb, J. D. und Pike, W. S. (1998). Thunderstorms and hail on 7 June 1996: an early season ‘Spanish plume’ event. *Weather* 53(8):234–241.
- Weisman, M. L. und Klemp, J. B. (1982). The dependence of numerically simulated convective storms on vertical wind shear and buoyancy. *Mon. Wea. Rev.* 110(6):504–520.

- (1986). Characteristics of isolated convective storms. *Mesoscale meteorology and forecasting*. New York [u.a.], USA: Springer:331–358.
- Weisman, M. L., Klemp, J. B. und Rotunno, R. (1988). Structure and evolution of numerically simulated squall lines. *J. Atmos. Sci.* 45(14):1990–2013.
- Weisman, M. L. (2001). Bow echoes: A tribute to TT Fujita. *Bull. Amer. Meteor. Soc.* 82(1):97–116.
- Weisman, M. L. und Rotunno, R. (2004). “A theory for strong long-lived squall lines” revisited. *J. Atmos. Sci.* 61(4):361–382.
- West, H., Quinn, N. und Horswell, M. (2021). Monthly Rainfall Signatures of the North Atlantic Oscillation and East Atlantic Pattern in Great Britain. *Atmosphere* 12(11):1533.
- Westermayer, A., Groenemeijer, P., Pistotnik, G., Sausen, R. und Faust, E. (2017). Identification of favorable environments for thunderstorms in reanalysis data. *Meteor. Z.* 26(1):59–70.
- Wilcox, R. R. (2010). *Fundamentals of modern statistical methods: Substantially improving power and accuracy*. Bd. 249. New York [u.a.], USA: Springer New York.
- Wilks, D. S. (2011). *Statistical methods in the atmospheric sciences*. Bd. 100. Cambridge, USA: Academic Press.
- Williams, E. R. (1988). The electrification of thunderstorms. *Scientific American* 259(5):88–99.
- Wilson, C. T. R. (1921). III. Investigations on lighting discharges and on the electric field of thunderstorms. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character* 221(582-593):73–115.
- (1924). The electric field of a thundercloud and some of its effects. *Proceedings of the Physical Society of London* 37(1):32D.
- WMO (1957). Definition of the tropopause. *WMO Bull.* 6:136.
- (2018). *Technical Regulations, Basic Documents No. 2. Volume II - Meteorological Service for International Air Navigation*. Techn. Ber. World Meteorological Organization Geneva, Switzerland.
- Wurtele, M., Sharman, R. und Datta, A. (1996). Atmospheric lee waves. *Annu. Rev. Fluid. Mech.* 28(1):429–476.
- Yao, Y. und Luo, D. (2014). Relationship between zonal position of the North Atlantic Oscillation and Euro-Atlantic blocking events and its possible effect on the weather over Europe. *Science China Earth Sciences* 57:2628–2636.

- Ye, H., Fetzer, E. J., Wong, S., Lambriksen, B. H., Wang, T., Chen, L. und Dang, V. (2017). More frequent showers and thunderstorm days under a warming climate: evidence observed over Northern Eurasia from 1966 to 2000. *Clim. Dyn.* 49:1933–1944.
- Yue, S., Pilon, P., Phinney, B. und Cavadias, G. (2002). The influence of autocorrelation on the ability to detect trend in hydrological series. *Hydrol. Process.* 16(9):1807–1829.
- Yule, G. U. (1912). On the methods of measuring association between two attributes. *Journal of the Royal Statistical Society* 75(6):579–652.
- Zarzycki, C. M., Jablonowski, C., Kent, J., Lauritzen, P. H., Nair, R., Reed, K. A., Ullrich, P. A., Hall, D. M., Taylor, M. A., Dazlich, D. et al. (2019). DCMIP2016: the splitting supercell test case. *Geoscientific Model Development* 12(3):879–892.
- Zhang, D.-L., Gao, K. und Parsons, D. B. (1989). Numerical simulation of an intense squall line during 10–11 June 1985 PRE-STORM. Part I: Model verification. *Mon. Wea. Rev.* 117(5):960–994.
- Zhu, J., Diao, X. und Huang, X. (2003). Mesocyclone in Mini Supercell – A case study. *World Conference on Radio Meteorology Incorporating the Eleventh Weather Radar Conference*. Bd. 2. A. Met. Soc. Pennsylvania, USA.

## **A. Anhang Kapitel 6 Klimatologie der Gewitteraktivität**

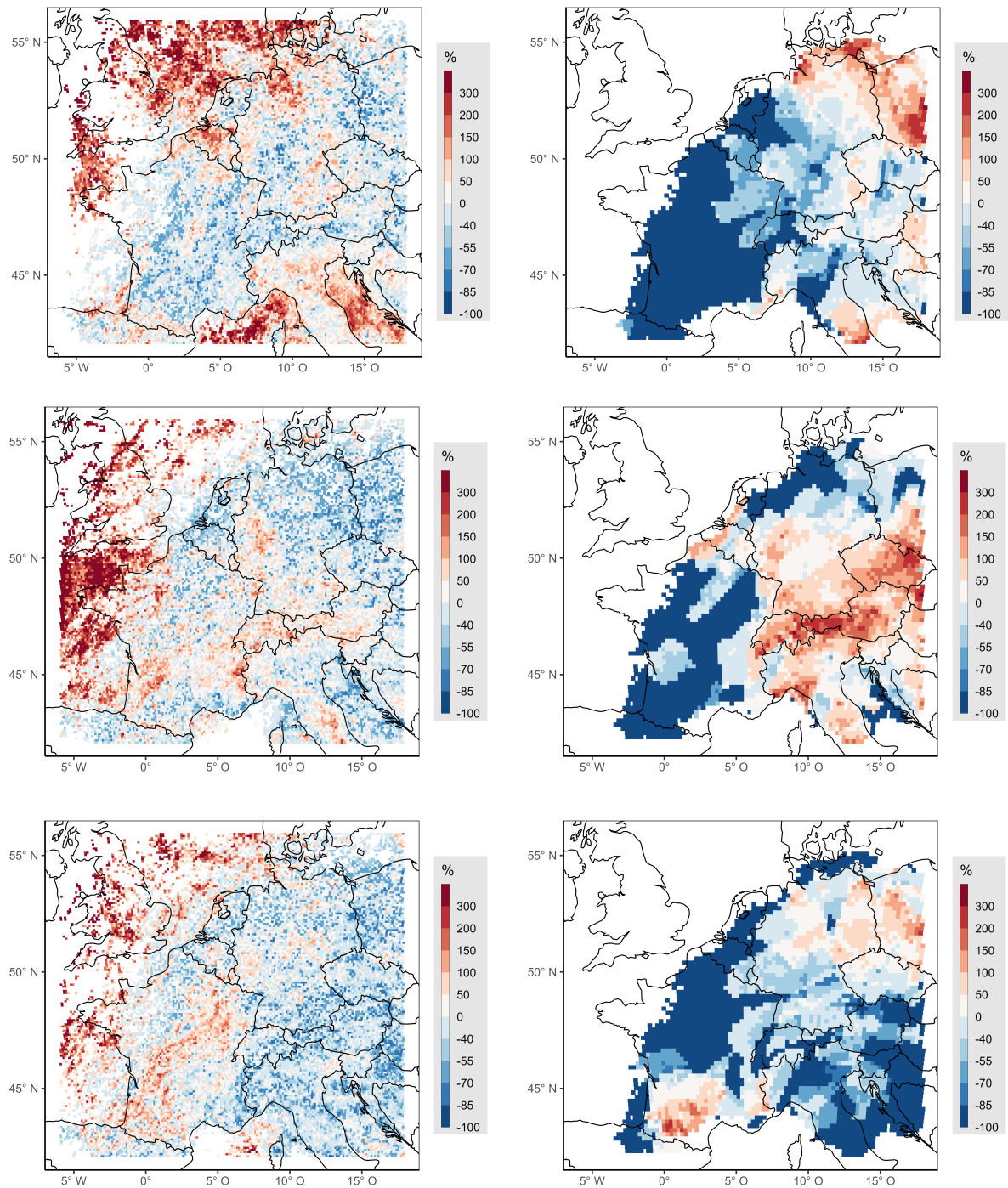


Abb. A.1.: Wie Abb. 6.11, aber für die Jahre 2002 bis 2004.

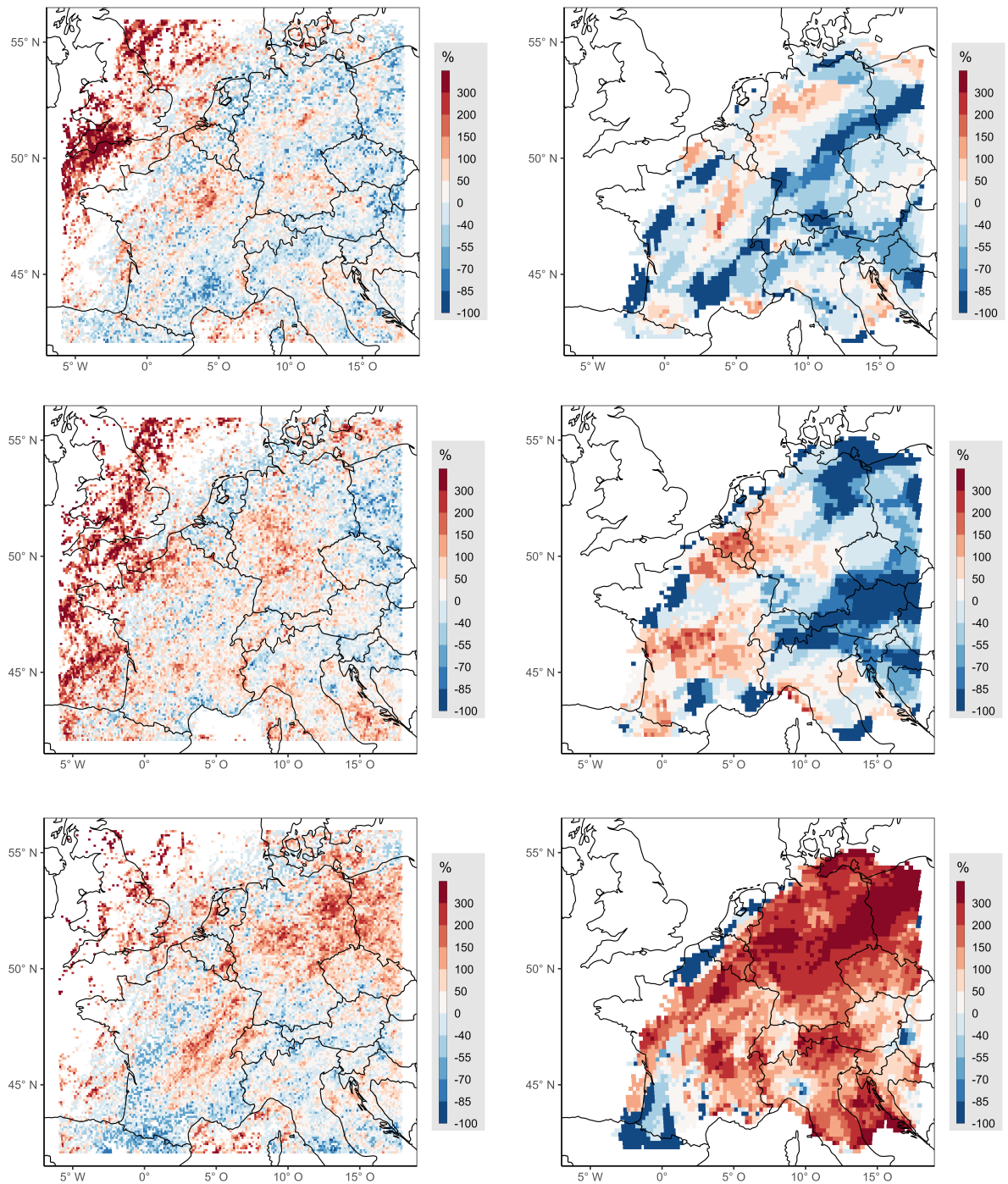


Abb. A.2.: Wie Abb. 6.11, aber für die Jahre 2005 bis 2007.

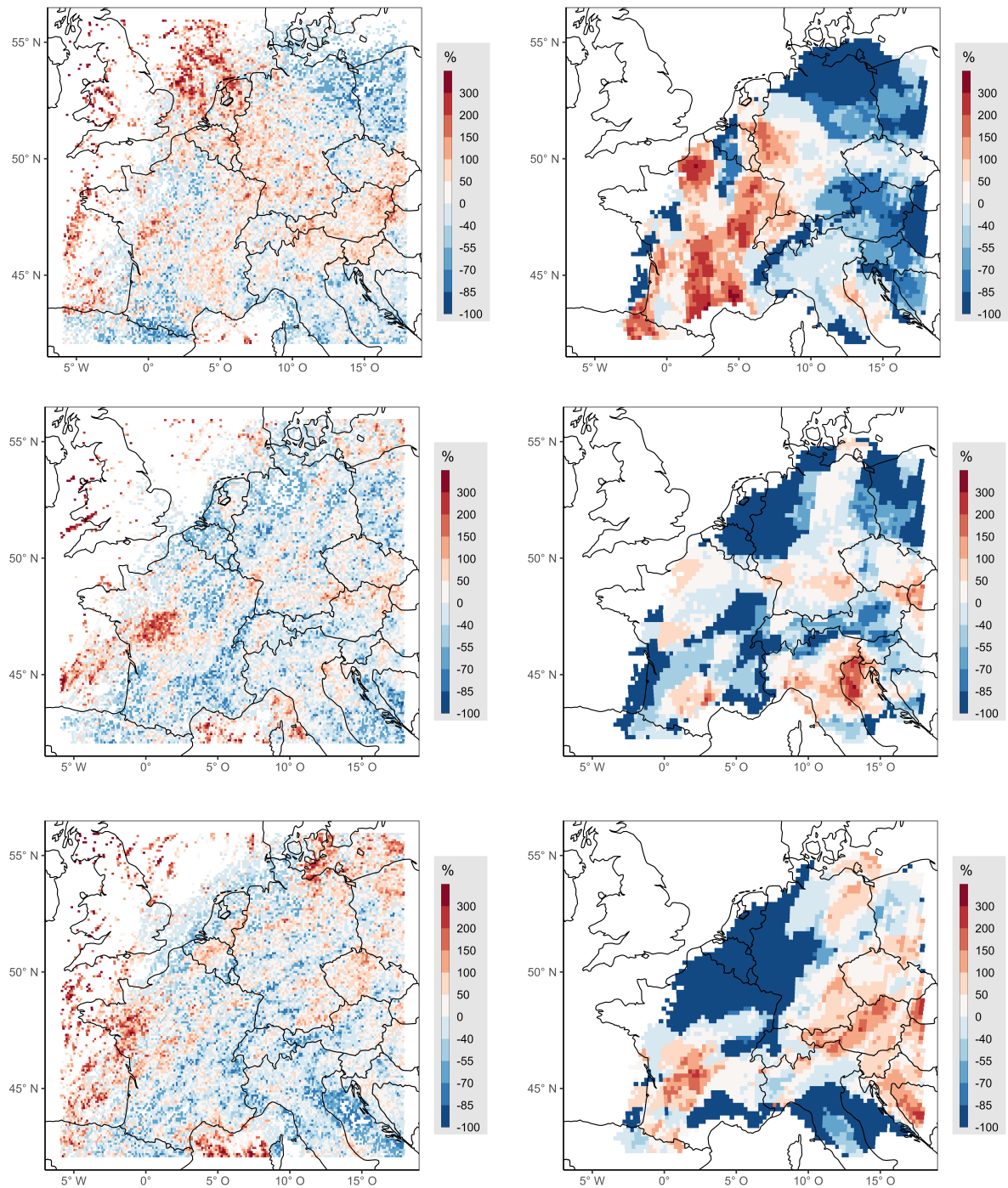


Abb. A.3.: Wie Abb. 6.11, aber für die Jahre 2008, 2010 und 2011.



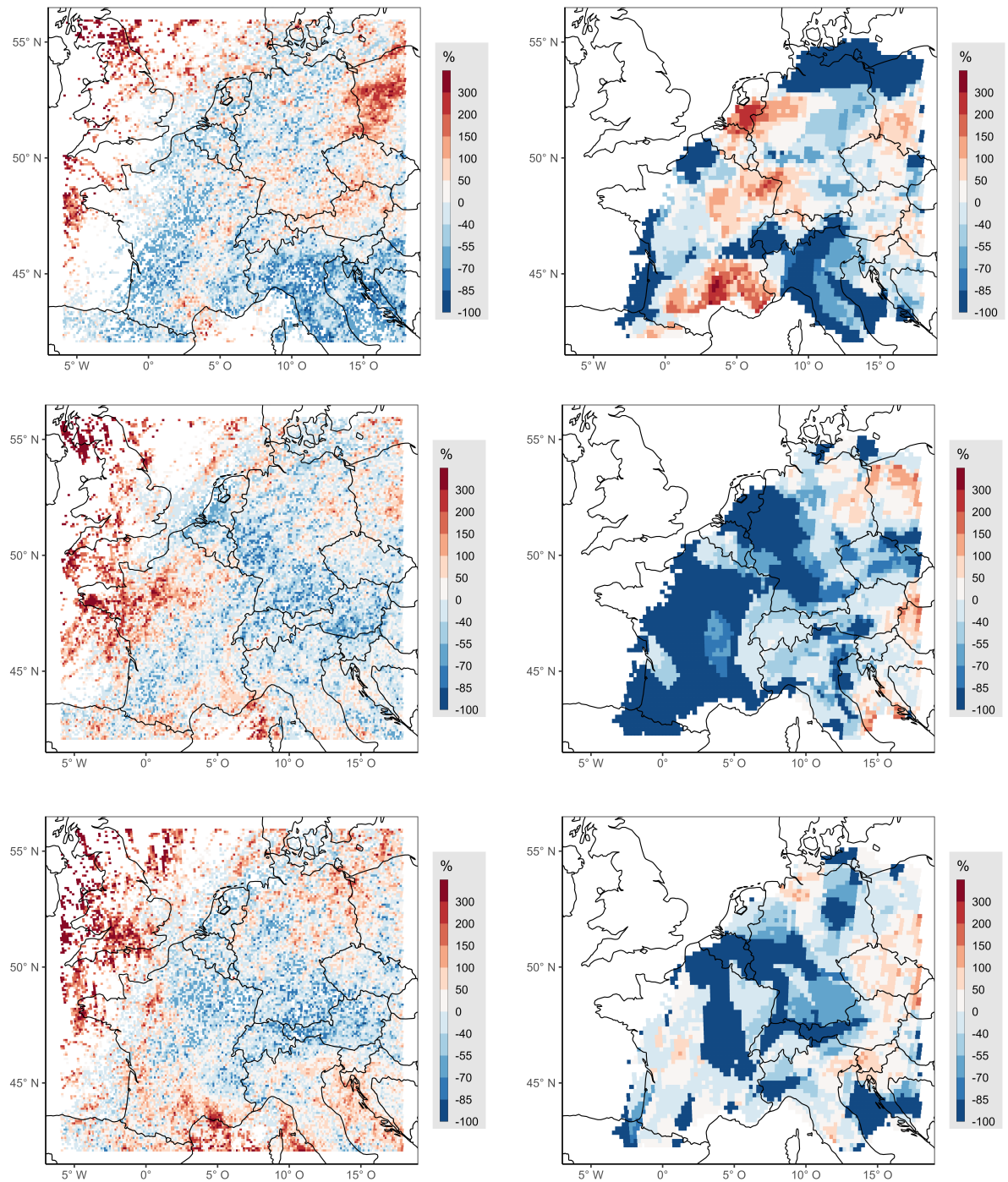


Abb. A.4.: Wie Abb. 6.11, aber für die Jahre 2012 bis 2014.



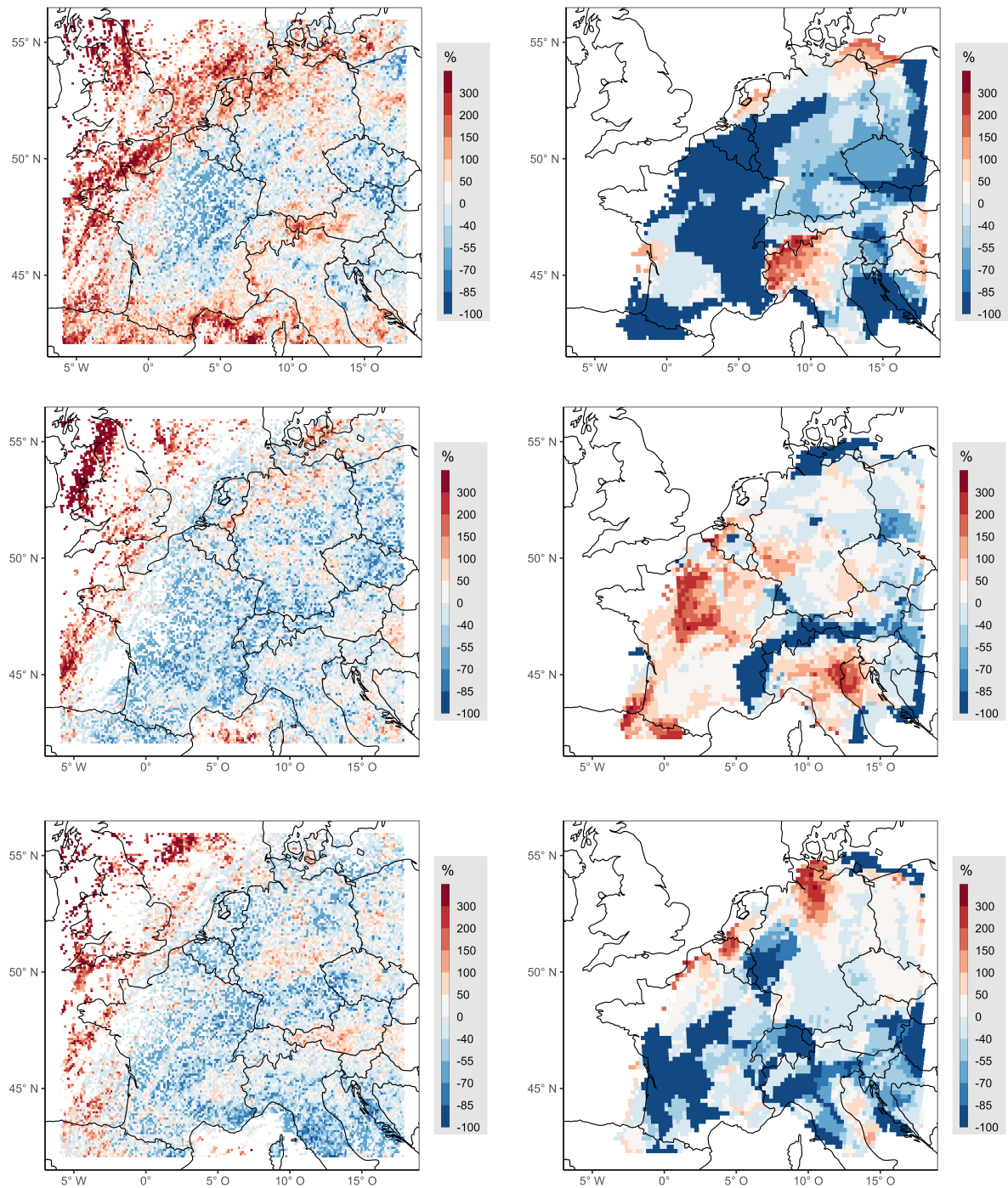


Abb. A.5.: Wie Abb. 6.11, aber für die Jahre 2015 bis 2017.

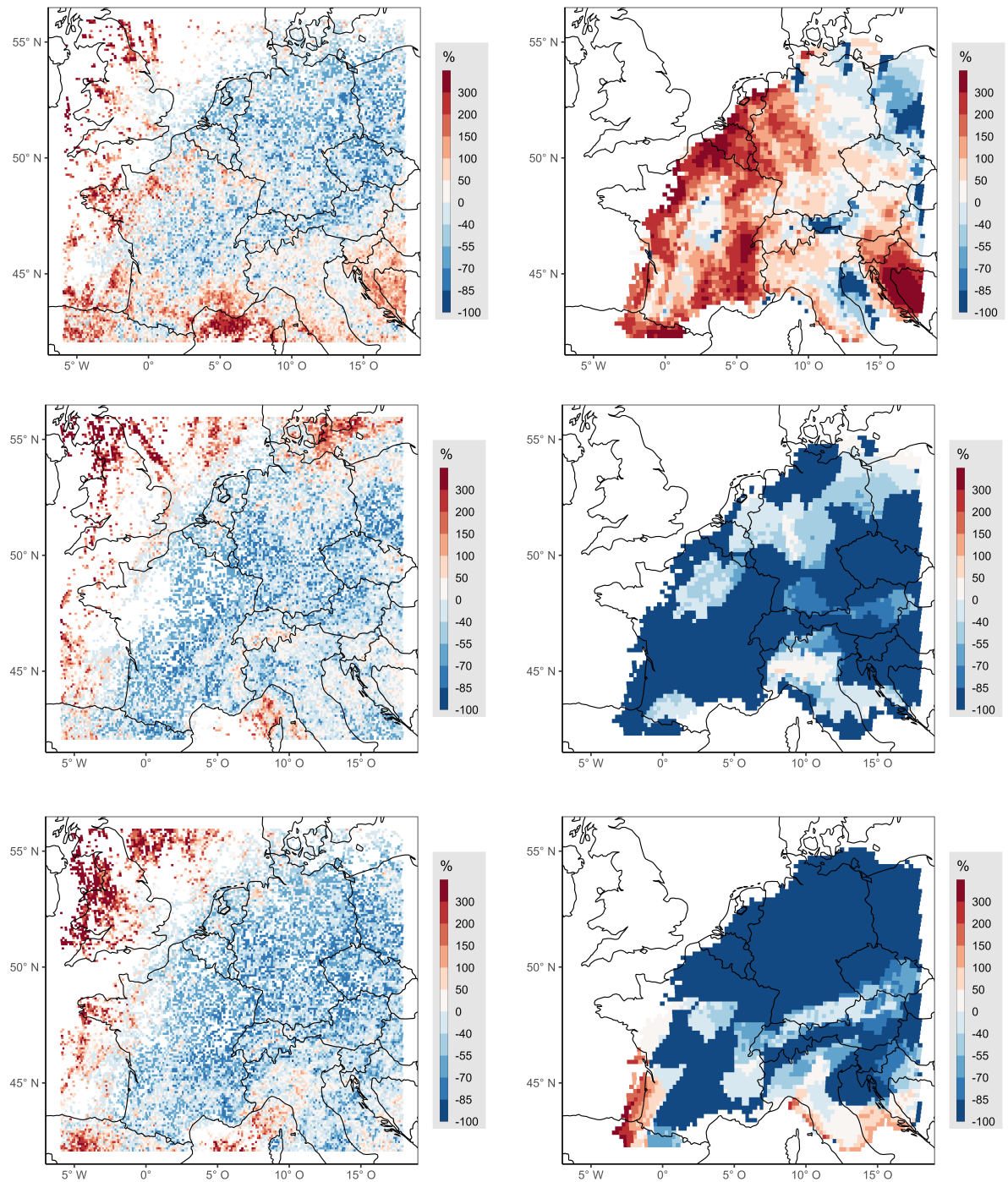


Abb. A.6.: Wie Abb. 6.11, aber für die Jahre 2018 bis 2020.



## **B. Anhang Kapitel 8 Telekonnektionen und Gewitteraktivität**

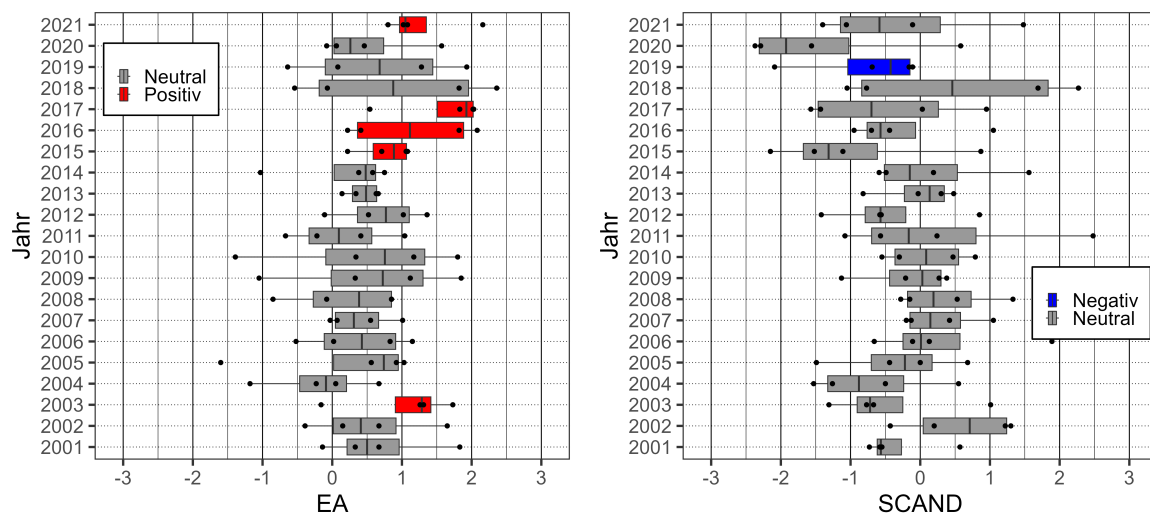


Abb. B.1.: Wie Abbildung 8.2 links, aber für (links) das Ostatlantische Muster und (links) das Skandinavische Muster.

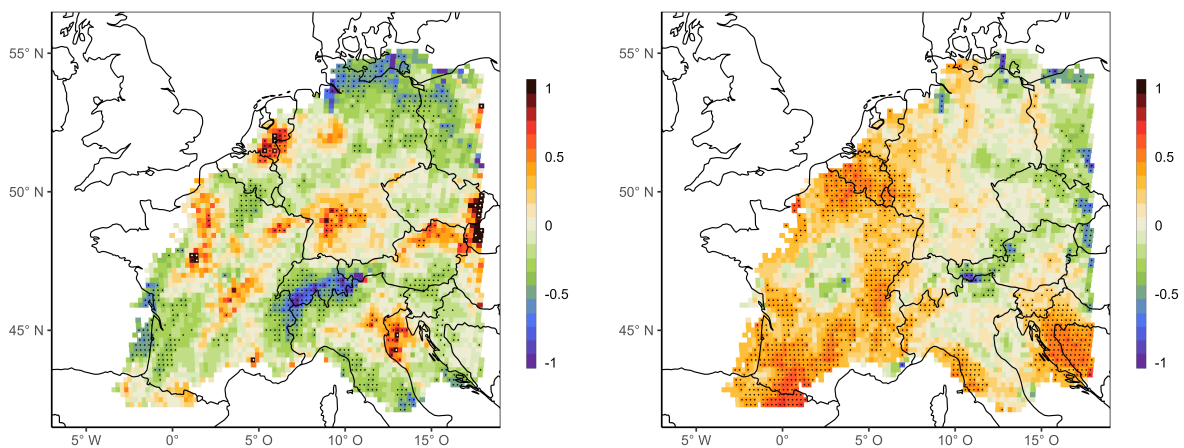


Abb. B.2.: Wie Abbildung 8.1 für die NAO, allerdings mit  $CCE_{p90}$ .

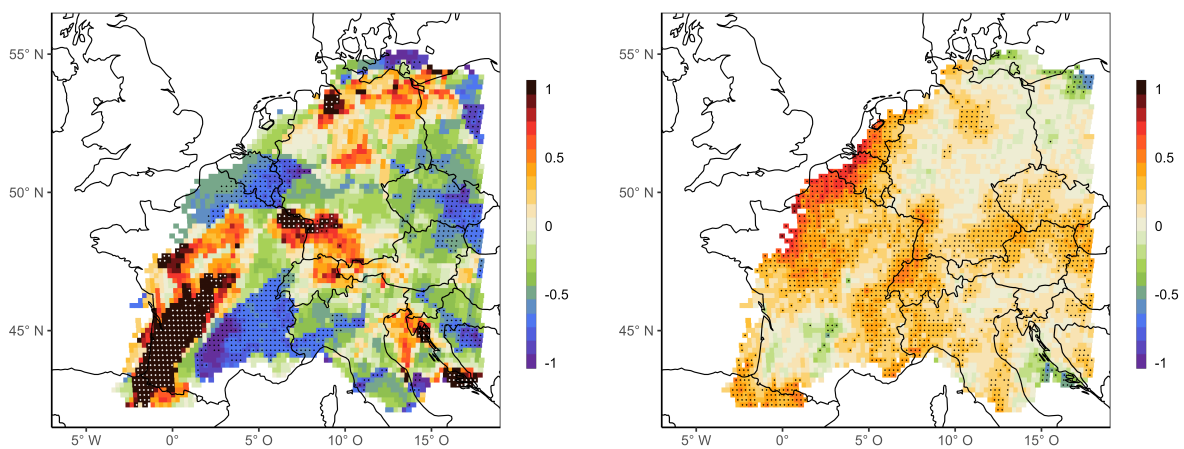


Abb. B.3.: Wie Abbildung B.2, aber für das Ostatlantische Muster.

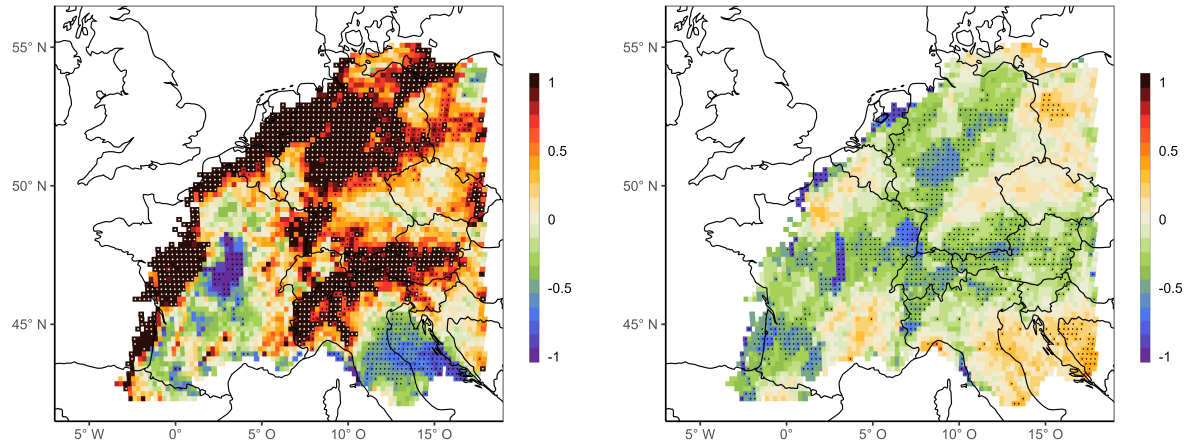


Abb. B.4.: Wie Abbildung B.2, aber für das Skandinavische Muster.

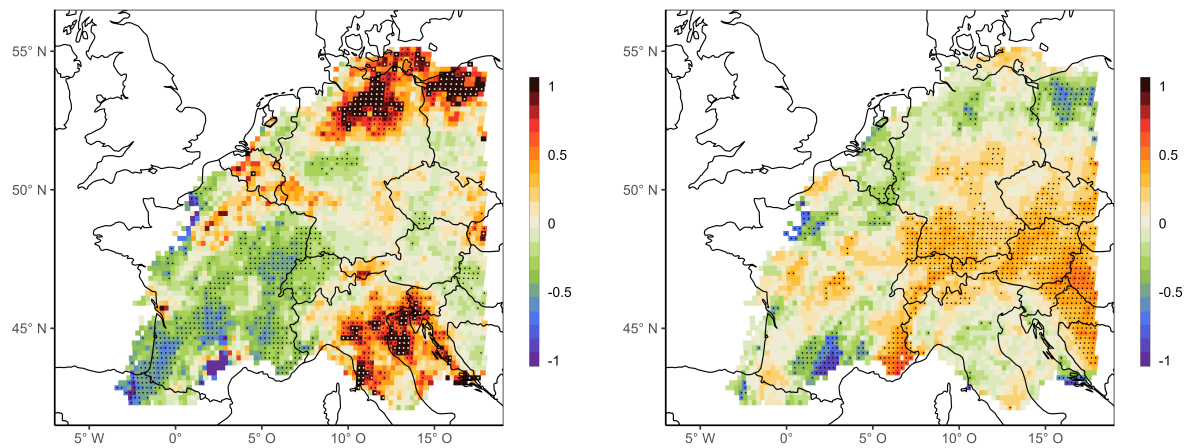


Abb. B.5.: Wie Abbildung B.2, aber für das Ostatlantische-Westrussische Muster.



## **C. Anhang Kapitel 9 Wetterregime und Gewitteraktivität**



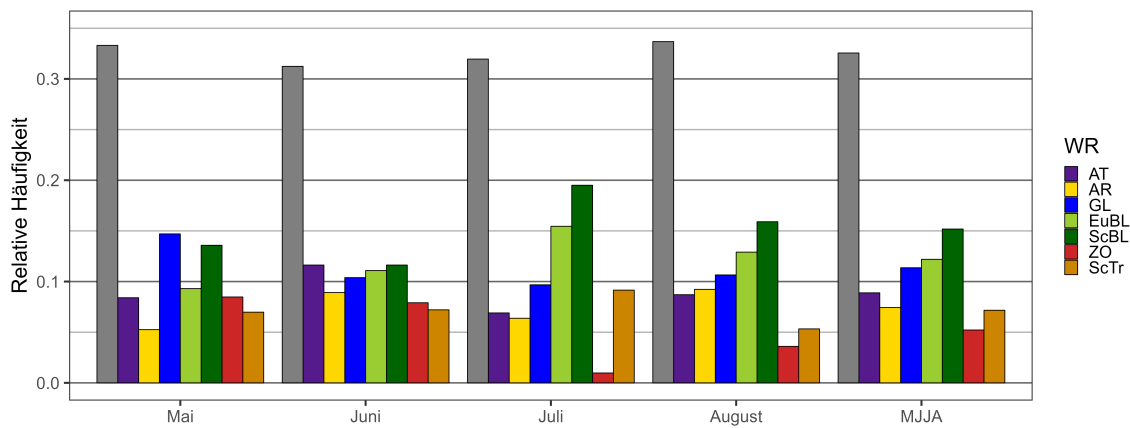


Abb. C.1.: Relative Häufigkeit der Wetterregime im Zeitraum der Blitzdaten von 1979 bis 2021 für die Monate Mai bis August und akkumuliert für alle Monate (MJJA).

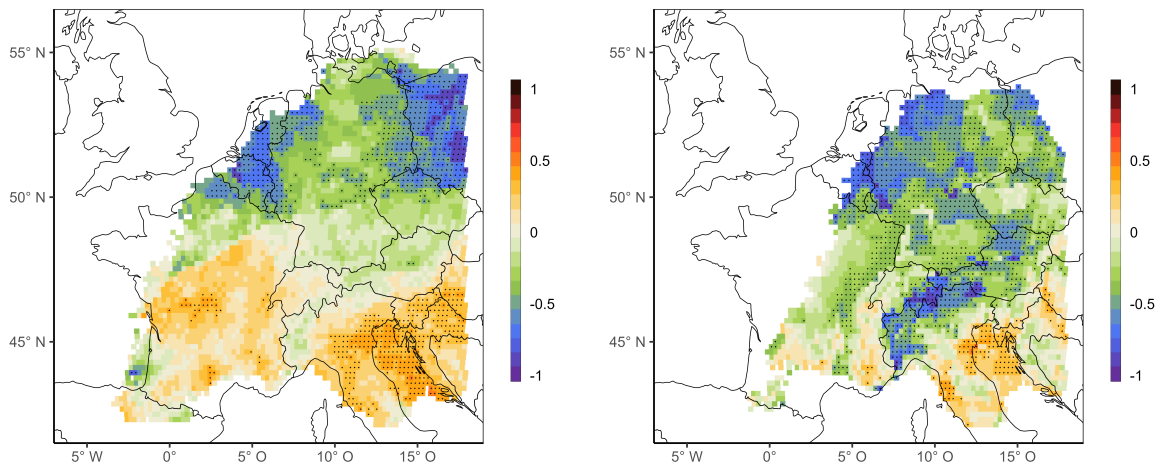


Abb. C.2.: Wie Abbildung 9.5, aber für das AR-Regime.

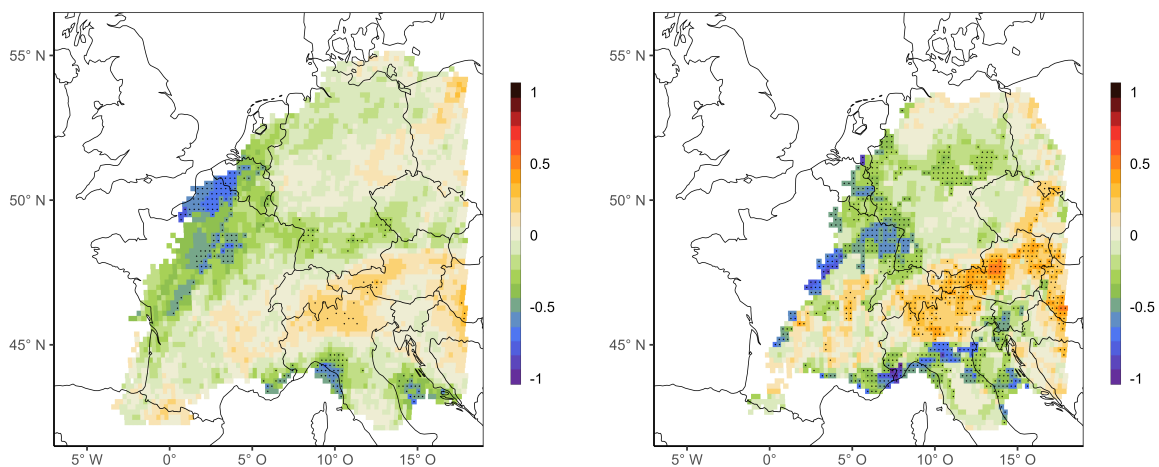


Abb. C.3.: Wie Abbildung 9.5, aber für das ScTr-Regime.

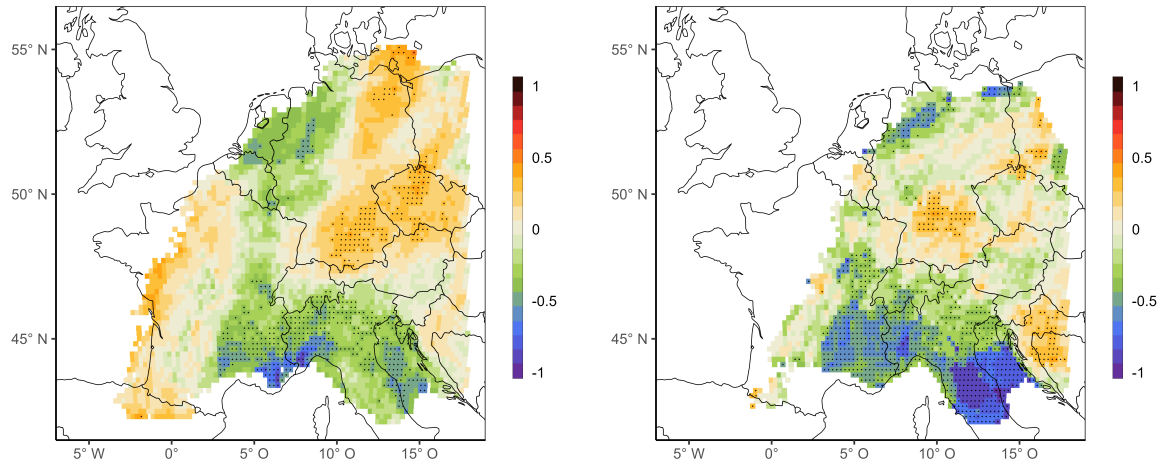


Abb. C.4.: Wie Abbildung 9.5, aber für das ZO-Regime.

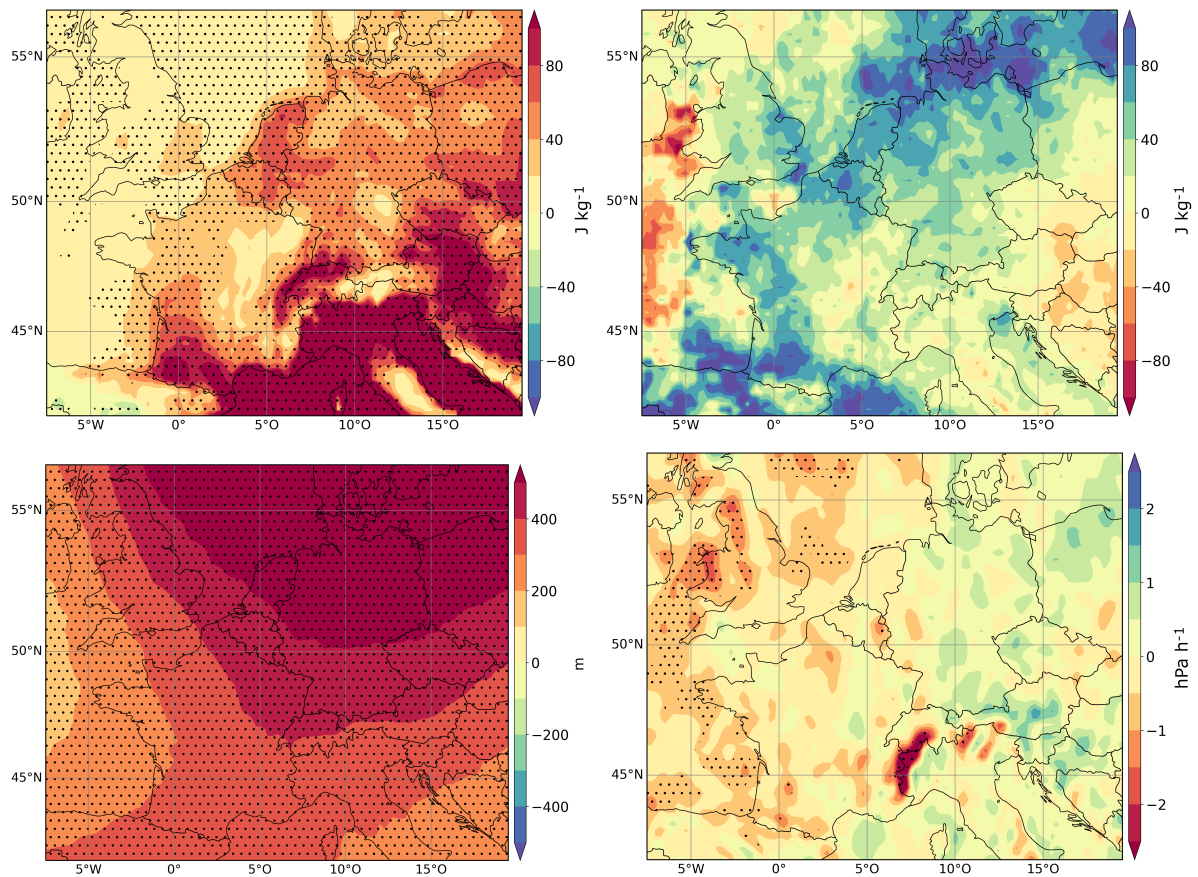


Abb. C.5.: Anomalien (Juni – August, links oben) der CAPE, (rechts oben) der CIN, (links unten) der 0 °C-Grenze und der (rechts unten) Vertikalbewegung in 500 hPa-Höhe während des Skandinavischen Blocks. Schwarze Punkte zeigen Signifikanz ( $p = 0,05$ ).

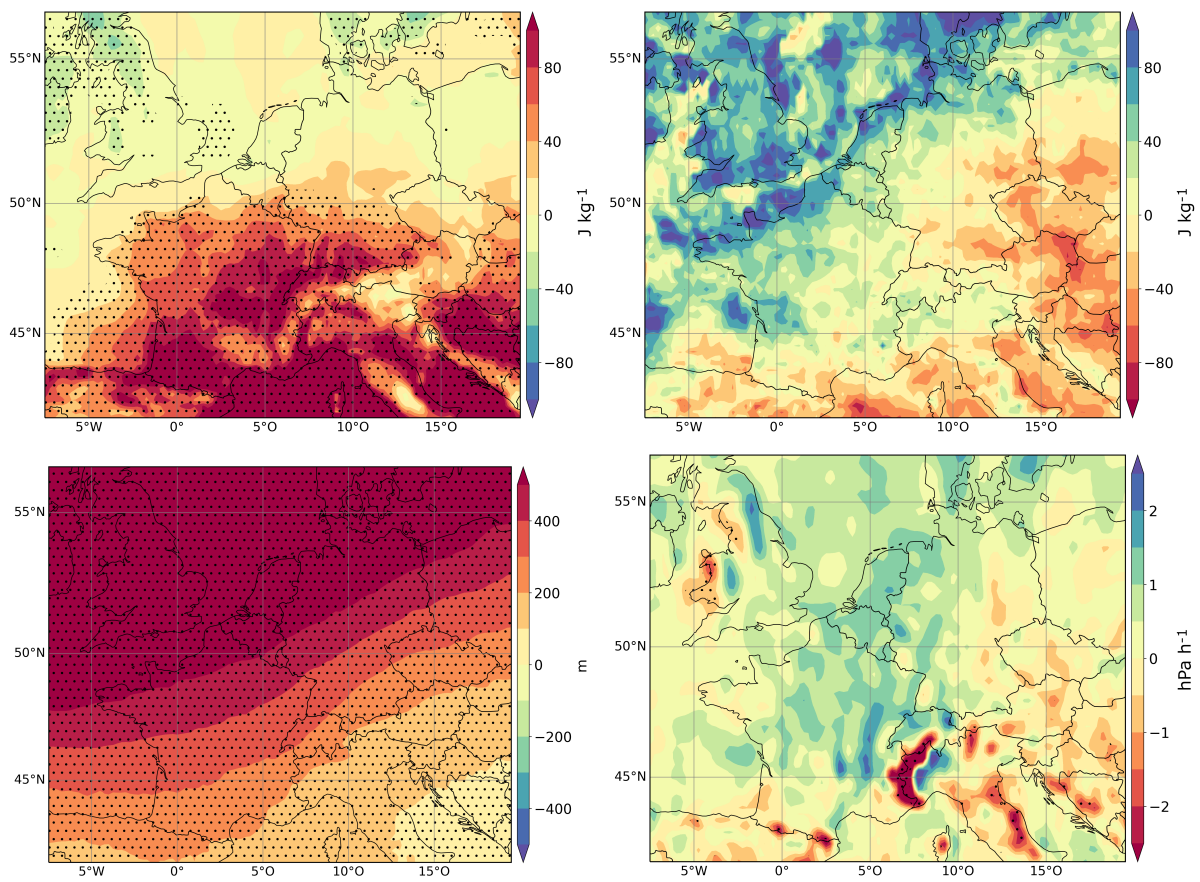


Abb. C.6.: Wie Abb. C.5, aber für einen Europäischen Block.

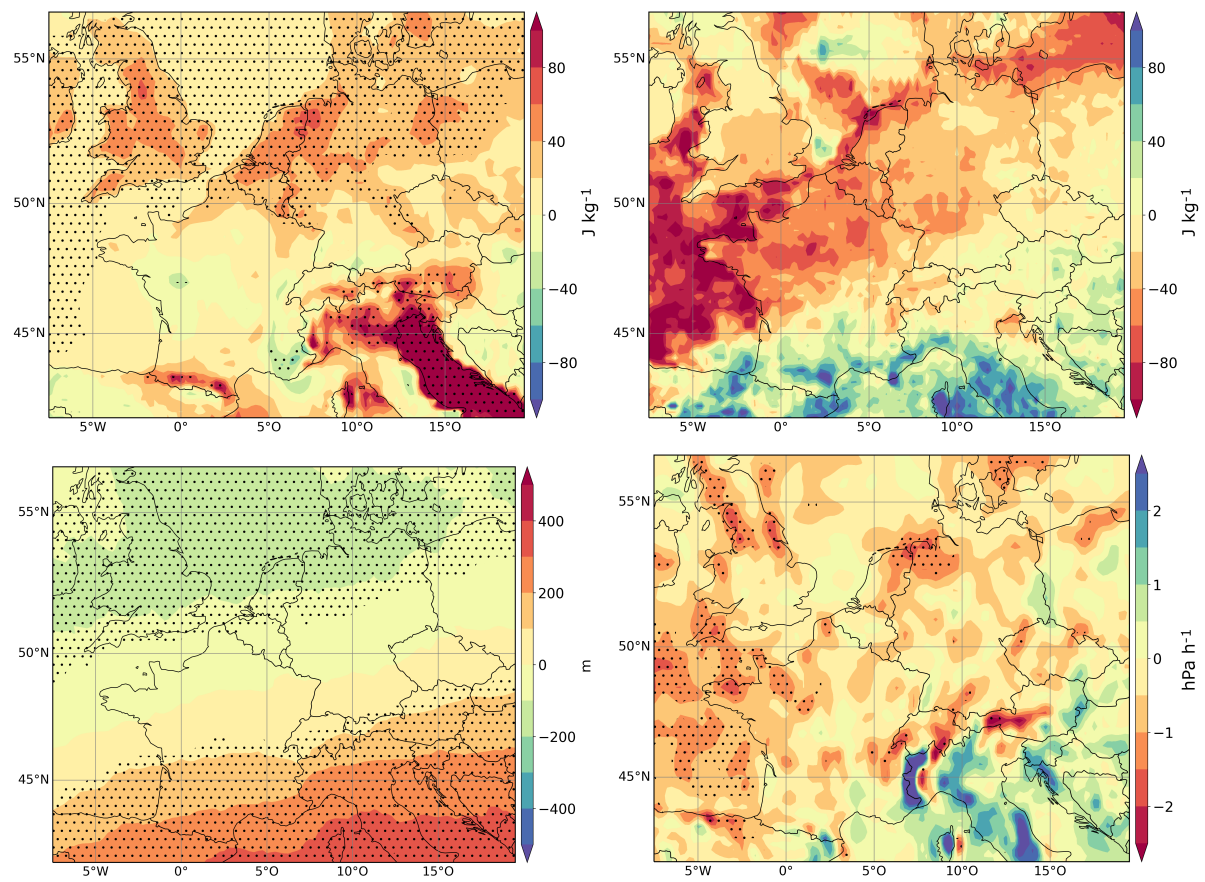


Abb. C.7.: Wie Abb. C.5, aber für einen Grönländischen Block.

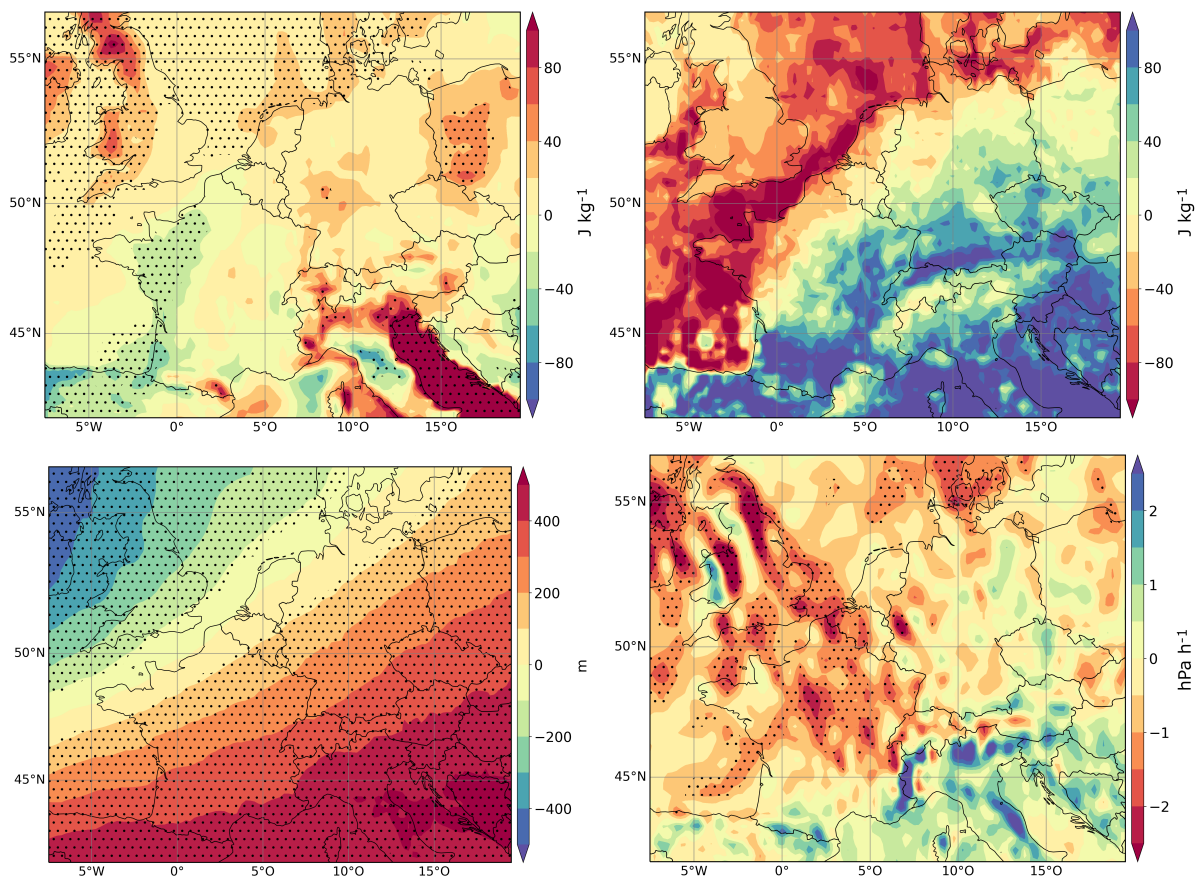


Abb. C.8.: Wie Abb. C.5, aber für einen Atlantischen Trog.



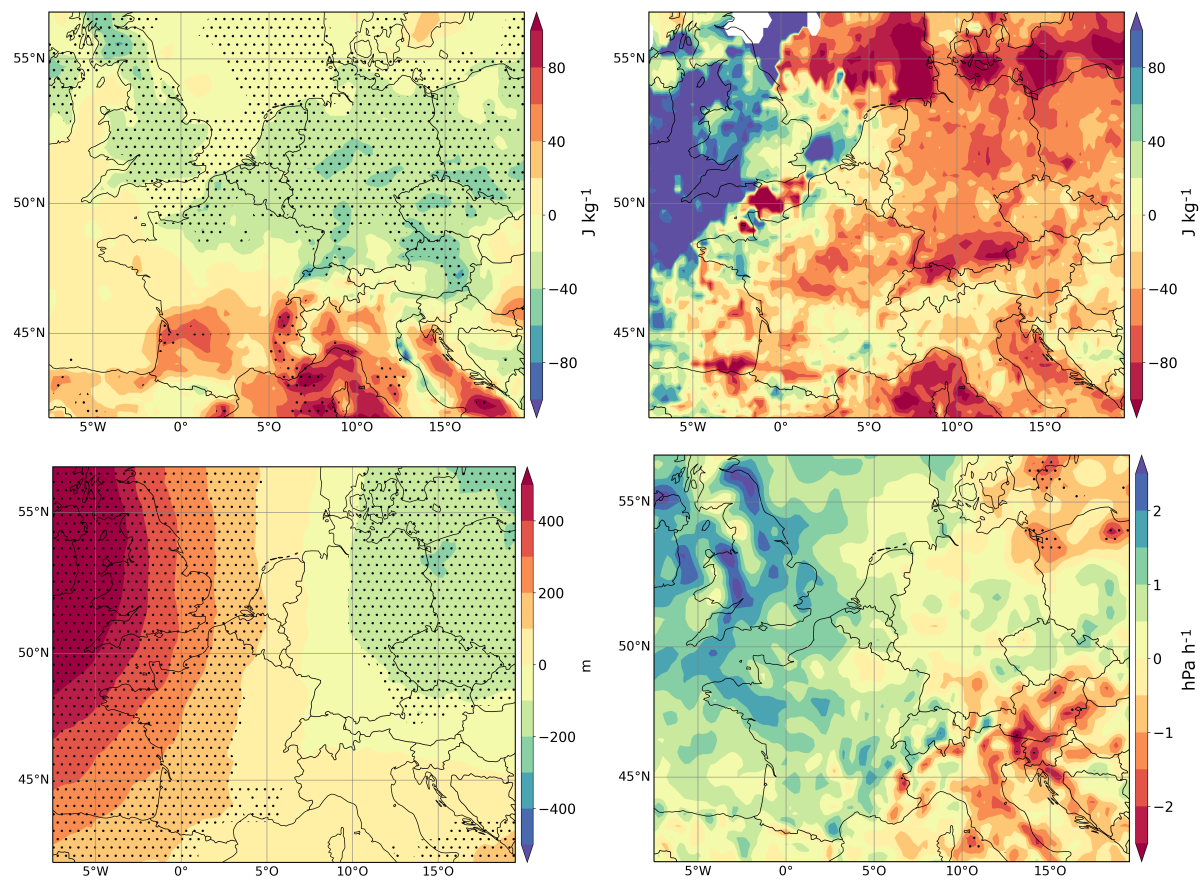


Abb. C.9.: Wie Abb. C.5, aber für einen Atlantischen Rücken.

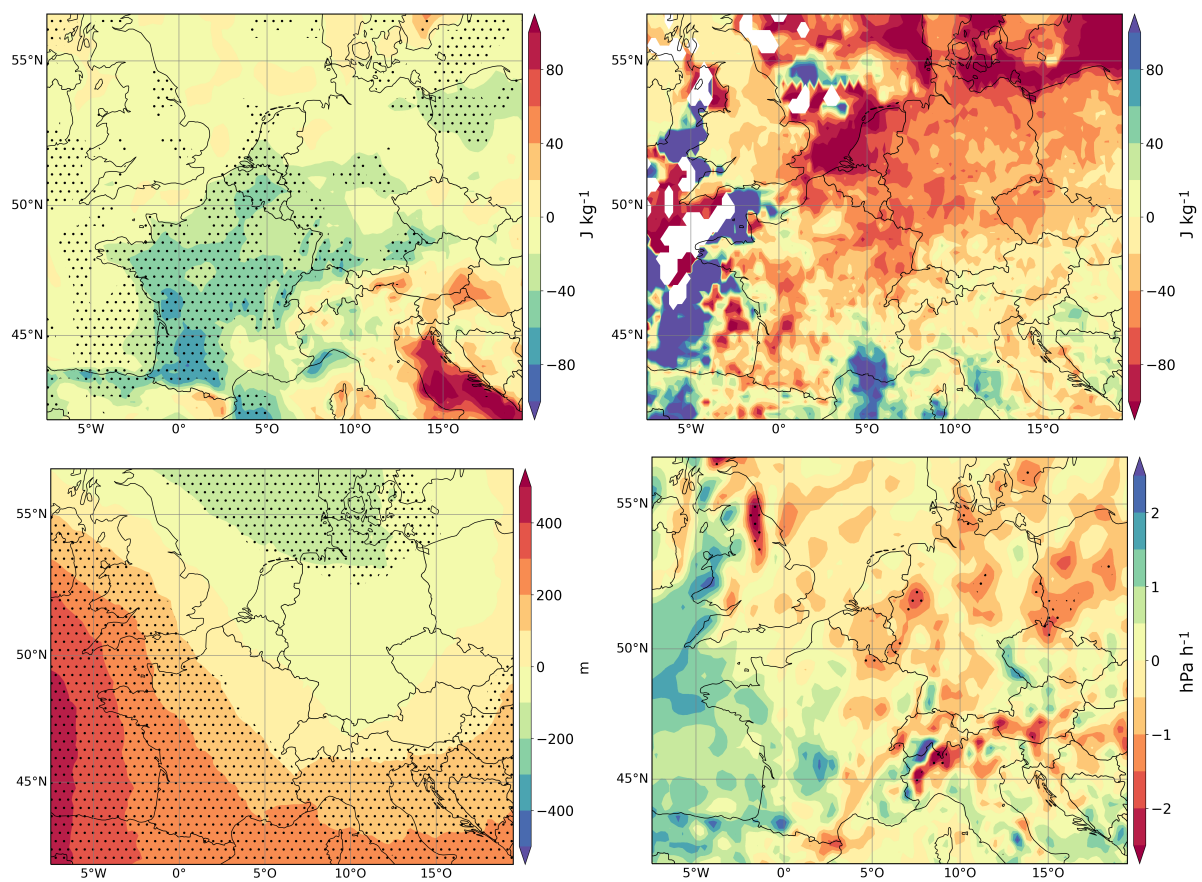


Abb. C.10.: Wie Abb. C.5, aber für einen Skandinavischen Trog.

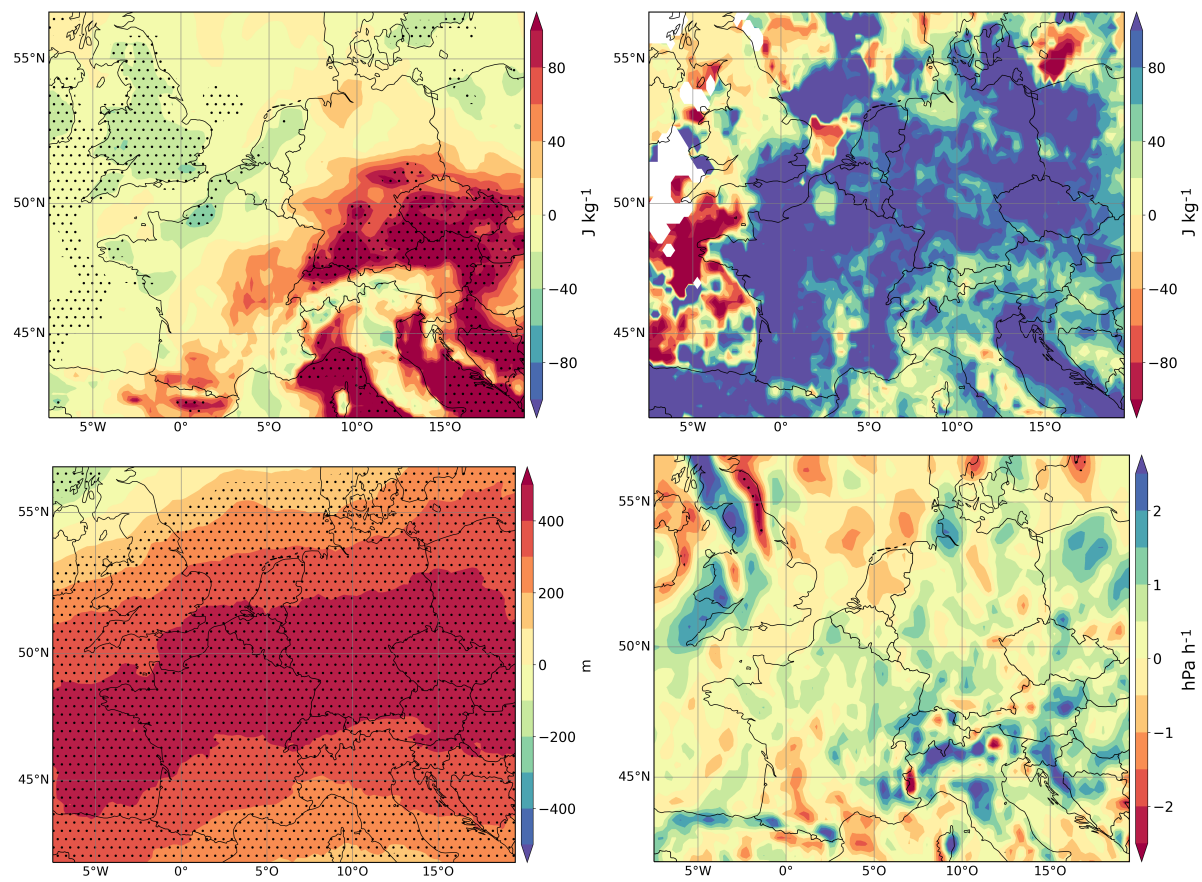


Abb. C.11.: Wie Abb. C.5, aber für ein zonales Regime.





## D. Danksagung

Ich danke dem BMBF für die Finanzierung meines Forschungsprojekts und der Siemens AG für die Bereitstellung der Blitzdaten sowie Stephan Thern für den guten fachlichen Austausch.

Zu Beginn gilt ein besonderer Dank meinem Doktorvater Michael Kunz, der mich durch die letzten herausfordernden Jahre begleitet hat und für seine herausragende fachliche Unterstützung während der Bearbeitungszeit meiner Dissertation. Danke, Michael, dass Du mir bei der Bearbeitung große Freiheiten gelassen hast und es trotzdem immer wieder rechtzeitig geschafft hast, mich zurück zu holen, wenn ich mich mal wieder in einem Thema zu sehr verrannt hätte. Danke, dass Du mir das Vertrauen entgegengebracht hast eine Vorlesung zu übernehmen und danke auch vor allem für das Korrekturlesen zu allen möglichen (und unmöglichen) Tages- und Nachtzeiten.

Für die Übernahme des Korreferats und die terminliche Flexibilität danke ich vielmals Andreas Fink.

Auch dir, liebe Sanna, ein herzliches Dankeschön für alle fachlichen Gespräche, Ratschläge und Anmerkungen. Danke für dein Ermutigungsgeschenk und die Gespräche, die mir unter anderem die nötige Energie für die Schlussphase gegeben haben.

Bedanken möchte ich mich auch bei allen Mitarbeitern des IMK. Besonders möchte ich an dieser Stelle erwähnen: Kathi für die Leitung der Übungen und die angenehme Zusammenarbeit, Sera und Christian für alle Antworten auf meine Fragen zu den Wetterregimen, Melissa fürs Teilen von Freud und Leid mit den Blitzdaten und eine tolle Dienstreise zur ECSS nach Bucharest und Sinan und Melanie für die gemeinsame Bürozeit. Jannik und Heinz-Jürgen, Euch danke ich für die hilfreichen Anmerkungen welche die Qualität der Arbeit verbesserten. Doris und Rosie danke ich für offene Ohren bei administrativen Fragen. Ein großer Dank gilt außerdem meiner Arbeitsgruppe *Atmosphärische Risiken*. Besonders habe ich auch die gemeinsame Zeit außerhalb der Arbeit geschätzt – sei es bei unseren jährlichen Ausflügen nach Österreich in die Berge, beim Grillen, Bogenschießen oder auf dem Golfplatz. Danke für den persönlichen Austausch und alle Anteilnahme, besonders in der stressigen Zeit vor der Abgabe.

Den besten Zimmerkollegen Katharina, Jannick und Mathis danke ich für den produktiven und oft humorvollen Austausch. Katharina, danke, dass du über allem wissenschaftlichen Disput nicht das seelische Wohl der Anderen aus den Augen verloren hast. Du bist einfach unsere *Feel-Good-Managerin*.

Jannick, du bist stets am Puls der Forschung und lebst die Superzelle; damit hast du mir an vielen Stellen wertvollen fachlichen Input geliefert — vielen Dank dafür. Außerdem freut mich besonders, dass du es mit dem Golfspielen versuchen möchtest. Ich hoffe, wir sehen uns bald für eine gemeinsame Runde auf dem Platz! Lieber Mathis du hast ein unglaubliches Zeitmanagement. Egal wann ich eine Frage hatte

oder Korrekturlesen anstand: immer, zu jeder Zeit hast du ohne Zeitverzug geantwortet. Dankeschön! Danke Elias auch für Dein Korrekturlesen trotz Verletzung.

Vielen Dank lieber Michi MG für deine hochprofessionellen Kommentare beim Korrektur lesen, für die hilfreichen strukturellen Anmerkungen und inhaltlichen Vorschläge. Danke für die Zeit, die du investiert hast, trotz eigener Familie und zeitlichen Druck bei deiner Arbeitsstelle. Danke auch für Deine jahrelange Freundschaft. Ich schätze es so sehr, dass wir nicht nur privat, sondern auch beruflich verbunden sind. Danke auch Euch lieber Heiko und Tobi für eure Freundschaft und die willkommene Abwechslung beim gemeinsamen Zocken.

Ein herzliches Dankeschön möchte ich meiner lieben Familie sagen. Die letzten vier Jahre waren eine Achterbahnfahrt — mit zwei Geburten und das auch noch während den Herausforderungen der Coronazeit. Meinen Eltern und Geschwistern mit ihren Familien danke ich für alle Ermutigung zum Durchhalten und ihre Gebete vor allem gegen Ende meiner Dissertation. Liebe Mama, Sabine und lieber David vielen Dank für euer Korrekturlesen trotz Außerlandsreise und wenig Zeit. Danke auch dafür, dass ihr so oft auf unsere Kinder aufgepasst habt, wenn ich etwas Ruhe zum Arbeiten brauchte oder Rahel krank war. Vielen Dank liebe Tini und lieber Dan, dass ihr mir 'Asyl' gewährt habt, als ich mal einen Tapetenwechsel brauchte.

Danke auch dir, lieber Michi, für unsere Golfsessions. Es tat so gut nach einem langen Arbeitstag den Kopf auszuschalten und die Bälle fliegen zu lassen.

Danke auch an meine liebe große Schwiegerfamilie für eure ermutigenden Worte und euer Vertrauen, dass diese Arbeit auch mal ein Ende haben wird. Liebe Anette, lieber Lothar und liebe Tabi, danke für euer vieles Nachfragen und dass ihr Rahel und die Kinder so oft aufgenommen habt, wenn ich Ruhe benötigt habe. Dir, lieber Johannes, Dankeschön für unsere, vor allem nächtlichen, Gespräche. Du warst übrigens einer der Ersten, der zwischendurch schon mal einen Blick auf die ersten Ergebnisse werfen konnte.

Meine lieben Kinder Lena, Samuel und Mattheo ich freue mich so sehr auf die Zeit nach der Dissertation, wenn ich wieder mehr Zeit mit Euch verbringen kann. Danke, dass ihr so geduldig mit eurem Papa ward und ihn so viel habt arbeiten lassen. Lena ich freue mich darauf mit dir die Gewitter zu 'fferforschn' und dir jetzt das Lesen beizubringen. Mein großer Samy wir werden viel Zeit im Garten verbringen und zusammen mit (Golf-)bällen spielen. Und mein kleiner Theo mit dir geh ich ganz viel auf den Golfplatz. So schön, dass ich mit Dir in deinem ersten Lebensjahr schon diese Leidenschaft teilen kann.

Meine geliebte Rahel, was du vor allem in den letzten Wochen geschafft hast, um mir den Rücken frei zu halten, ist mit Worten nicht auszudrücken. Danke, Danke, Danke! Danke für deine kleinen Aufmerksam-

keiten, wenn du mir etwas zu trinken oder knabbern an den Schreibtisch gebracht hast. Danke, dass Du ohne zu klagen unsere Kinder übernommen hast und all die anderen alltäglichen Aufgaben die auch zu erledigen waren. Danke, dass Du auch in trockene wissenschaftliche Arbeit noch Humor zu bringen vermagst (wer findet auch in Abbildung 6.12 rechts einen traurigen Elefanten und sieht bei Abbildung 2.16 Gespenster?). Ich bin so froh, dass ich dich als meine Frau haben darf und freue mich, dass wir dieses Projekt nun gemeinsam gemeistert haben. Ich liebe Dich!

Zuletzt möchte ich mich noch bei unserer Kirchgemeinde bedanken, für alle ermutigenden Worte, die Unterstützung meiner Frau, wenn ich nicht da sein konnte und alle Gebete. Somit bleibt am Ende mich bei dem zu bedanken, dem mein allergrößter Dank gilt – meinem Herrn Jesus. Vielen Dank, dass Du mich durch diese herausfordernde Zeit getragen hast!