

Entwicklung eines thermo-hydrodynamischen Eismodells mit Anwendung auf die Ostsee

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

vorgelegt von

Silke Günzel

aus Zeven

Hamburg
2002

Als Dissertation angenommen vom Fachbereich Geowissenschaften der
Universität Hamburg

auf Grund der Gutachten von Prof. Dr. Jan O. Backhaus

und Prof. Hermann G. Matthies, Ph. D.

Hamburg, den 29. April 2003

Professor Dr. Schleicher
(Sprecher des Fachbereichs Geowissenschaften)

Diese Arbeit widme ich meinem Vater,
der mir die Liebe zur Natur vererbt und
mich naturwissenschaftliches Denken gelehrt hat.
Für seine Unterstützung bei all meinen Vorhaben
bin ich sehr dankbar.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
1.1	Beobachtung	8
1.2	Modellierung	9
1.3	Übersicht	11
2	Grundlagen der Meereismodellierung	14
2.1	Bilanzgleichung	16
2.2	Materialmodelle	18
2.3	Historisches	23
2.3.1	Das viskose Modell	23
2.3.2	Das elasto - plastische Modell	24
2.3.3	Das viskos - plastische Modell	27
2.3.4	Weitere Modelle	30
2.4	Zusammenfassung	31
3	Das Materialmodell	32
3.1	Zielsetzung	32
3.2	Die charakteristischen Phänomene	34
3.3	Parameter	38
3.4	Darzustellende Charakteristika	44
3.5	Das Materialmodell	45
3.5.1	Das Druckmodell	46
3.5.2	Das Zugmodell	56
3.5.3	Das Schermodell	57
3.6	Zusammenfassung	62
4	Presseis- und Scherrücken	65
4.1	Entstehung und Vorkommen	66
4.2	Darstellung in klimatologischen Karten	69
4.3	Allgemeine Form	71
4.4	Darstellung im Modell	74
4.5	Zusammenfassung	79
5	Thermodynamik	81
5.1	Annahmen und Randbedingungen	81
5.2	Bilanz der Wärmeflüsse	82

5.3	Neuberechnung der Klassen und Eisdicken	88
5.4	Eisrücken	95
5.5	Zusammenfassung	98
6	Antrieb	100
6.1	Ozeanische Kopplung	100
6.2	Atmosphärischer Antrieb	101
7	Numerik	104
7.1	Das Gitter	104
7.2	Zeitschrittweite	106
7.3	Numerik der Eisdynamik und Eisthermodynamik	106
7.4	Anfangsbedingungen	107
8	Ergebnisse	108
8.1	Der Eiswinter 1995/96	109
8.2	Eingaben des meteorologischen Modells	112
8.3	Darstellung der Parameter im Mehrklassenmodell	116
8.4	Zeitreihen	145
8.5	Vergleich des Winterablaufes in den Simulationen und den Eiskarten	152
8.6	Die flächenbezogene Eisvolumensumme	165
8.7	Aufgepresstes Eis	176
8.8	Zusammenfassung	193
9	Ausblick und Zusammenfassung	197
A	Anhänge	204
A.1	Übersichtskarten der Ostsee	204
A.2	Erklärung der Windgraphiken	206
A.3	Zeitreihen der Eisparameter	207
	Zeichenerklärung	216
	Bildverzeichnis	221
	Literaturverzeichnis	224
	Danksagung	230

1 Einleitung

Eis ist "eine dünne Schicht eines komplizierten Materials zwischen Atmosphäre und Ozean", wie Matti Leppäranta es in [Lep81] ausdrückt¹

Etwa sechs bis maximal zehn Prozent der Ozeanoberfläche sind mit Eis bedeckt. Die Eisdecke hat einen starken Einfluss auf das Ozean-Atmosphären-System. Durch ihre isolierende Wirkung verringert sie den Wärmefluss vom Ozean in die Atmosphäre. Zusätzlich verstärkt sie die Reflexion der einfallenden atmosphärischen Strahlung, da sie eine weiße Oberfläche besitzt, im Gegensatz zum Ozean, der sehr viel mehr Energie absorbiert.

Durch ihre Oberflächenbeschaffenheit beeinflusst die Eisdecke auch den Austausch von Impuls zwischen Atmosphäre und Ozean. Ist das Eis stark deformiert und die Eisoberfläche dadurch sehr rau, so vergrößert sich der Einfluss des Windes auf die Strömung des Wassers.

Vor allem in polaren Gewässern führt die Bildung von Eis aus Meerwasser zu einem Salzeintrag in das Wasser, was Konvektion forciert. Eisschmelze hingegen erhöht den Süßwasseranteil. Auf diese Weise fördert zum Beispiel die Eisbildung in der Arktis, die Drift dieses Eises durch die Framstraße nach Süden und die Schmelze südlich von Grönland die Ozeanzirkulation im nördlichen Atlantik.

Diese Effekte zeigen, dass eine Erforschung des globalen Klimas oder der großräumigen Ozeanzirkulation ohne Berücksichtigung der Eisbedeckung wenig sinnvoll ist. Eine wissenschaftliche Untersuchung thermodynamischer (Eisbildung und Schmelze) und mechanischer (Eisdrift, Eisdicke, Bedeckungsgrad etc.) Eiseigenschaften ist unumgänglich.

Für relativ kleine abgeschlossene Wassergebiete - wie den Bereich der Ostsee, der großen Seen in Amerika oder der Bohaisee in China - steht nicht die Zirkulation von Wassermassen durch Eisbildung, Drift und Schmelze oder der Einfluss auf das lokale Wetter im Vordergrund der Forschung. Hier liegen vielmehr wirtschaftliche Interessen für die Erforschung der Eisstruktur (Lage der Wasserrinnen im Eis, Größe der Presseisrücken, Stärke der Druck- oder Scherspannung etc.) vor, da die Eisdecke die Schiffbarkeit des Gewässers beeinflusst.

Selten stellt sich Eis als eine homogene gleichmäßige undeformierte Eisdecke dar. Statt dessen werden Eisfelder gebrochen, frieren wieder zu neuen

¹Übers. der Verf. Originalzitat s. Leppäranta [Lep81], p.5: "[...]a sea ice cover is a thin layer of complicated material between the atmosphere and the ocean, [...]"

Feldern aus Brucheis zusammen ("Rubblefields") oder werden zu Presseis aufgeschoben, Spalten im Eis entstehen und überfrieren wieder zu einer dünnen Neueisdecke. Für die Schifffahrt ist die Kenntnis der Lage der Spalten ebenso hilfreich wie die Vorhersage der Presseisvorkommen. Für die Planung der Statik von Offshore-Anlagen ist das Wissen über die Kräfte driftender Eisschollen unabdingbar.

1.1 Beobachtung

Zur Beobachtung des Meereises stehen verschiedene Möglichkeiten zur Verfügung.

Die horizontale Ausdehnung der Eisflächen wird anhand von Satellitendaten ermittelt. Eine Vielzahl von Satelliten umkreist die Erde in regelmäßigen Abständen und vermittelt so ein gutes Bild von der zeitlichen Entwicklung des Eisbedeckungsgrades. Durch die Untersuchung charakteristischer Punkte (Presseisvorkommen, Spalten, Formen spezieller Schollen etc.) in einer zeitlichen Folge von Satellitenbildern kann die Eisdriftgeschwindigkeit oder die Deformationsrate berechnet werden. Ein anderer Weg zur Erkundung der Eisdrift ist das Aussetzen von Driftbojen.

Um die Struktur des Eises zu betrachten, werden Laseraltimeter in Hubschraubern oder Flugzeugen benutzt. Echolote in U-Booten geben Auskunft über die Beschaffenheit der Eisunterseite, Tiefe von Presseisrückenkielen etc. Zusätzlich werden an ausgewählten Punkten Messungen z.B. der Eisdicke vorgenommen, um die anderen Beobachtungen zu ergänzen oder lokal zu verifizieren.

Die Aufbereitung der Beobachtungsdaten für den wirtschaftlichen Nutzungsbereich (Schifffahrt und Offshore-Anlagen) geschieht über Eisübersichtskarten. Diese Karten werden in der Eissaison täglich herausgegeben. Sie werden aus den Satellitendaten, den lokalen Messungen und der Kenntnis der Eisentwicklungsgeschichte der letzten Tage zusammengestellt. Um den wirtschaftlichen Interessen gerecht zu werden, enthalten sie die Informationen über die Eisdickenverteilung, den Bedeckungsgrad, Vorkommen von aufgedrückt oder übereinandergeschobenem Eis u.s.w.

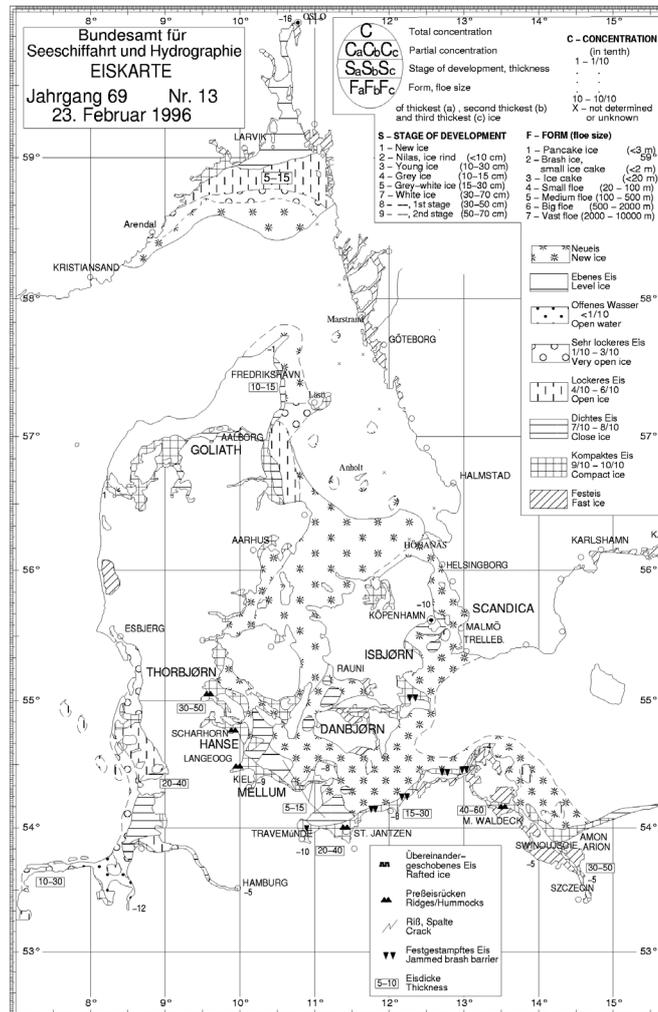


Abbildung 1: Eisübersichtskarte des Eisdienstes des BSH
 Dargestellt ist die Eisbedeckung auf der südlichen Ostsee am 23. Februar 1996. (Quelle: www.bsh.de)

1.2 Modellierung

Die Wechselwirkungen zwischen Eis, Atmosphäre und Ozean zeigen, dass eine globale Ozean- oder Atmosphärenmodellierung ohne Eismodelle nicht

realistisch wäre. Im Allgemeinen wird daher ein gekoppeltes Atmosphären-Ozean-Eis-Modell benutzt. Ein Eismodul, welches für diese Zwecke entworfen wird, sollte die Eisbedeckung und die durchschnittliche Eisdicke simulieren - und verhältnismäßig wenig Rechenzeit beanspruchen.

Eine rein thermodynamische Behandlung des Problems hat sich als unzureichend erwiesen, da dynamische Prozesse im Eis zu einer Eisdickenumverteilung oder zur Bildung offener Wasserflächen führen, was wiederum einen Einfluss auf den Wärme- und Impulsaustausch zwischen Ozean und Atmosphäre und die Neueisbildung hat. Neben der Thermodynamik sollte das Modell daher in der Lage sein, dynamische Prozesse zu beschreiben. Das bekannteste und am weitesten verbreitete dynamische Modell ist das 1977 von W.D.Hibler III. entworfene Modell (s. Hibler [Hib77]), welches in Kapitel 2.3.3 kurz vorgestellt wird.

Im mesoskalen Bereich existiert eine direkte Kopplung häufig nur zwischen Eis- und Strömungsmodell für Meer- oder Seegebiete, während die Atmosphärendaten regelmäßig aus einem unabhängigen Wettermodell eingelesen werden. Im Gegensatz zu den großskaligen Modellen, die mit einer vereinfachten Eisbeschreibung auskommen, setzt die mesoskale Eismodellierung ihre Akzente stärker auf die Beschreibung der Struktur des Eises. Zum einen lässt sich so der Einfluss der Eisdecke auf die Strömung, die Wassertemperatur etc. besser bestimmen, zum zweiten kommt eine genauere Beschreibung der Eisverhältnisse den wirtschaftlichen Interessen entgegen. Eisübersichtskarten zeichnen zwar ein gutes Bild von der Eisbedeckung, allerdings schildern sie die Eisverhältnisse zu der Zeit, zu der die Satellitenaufnahme gemacht wurde. Ein Eisprognosemodell hingegen kann die Entwicklung der nächsten Tage simulieren und damit wichtige Entscheidungshilfen für die Seefahrt geben.

Diese Art der prognostischen Modellierung könnte auch in Randgebieten der arktischen Gewässer interessant werden, wenn Schifffahrtsrouten - z.B. entlang der Nord-Ost-Passage - geplant werden.

Neben der Eisvorhersage ist die Eismodellierung auch im Bereich der Neuentwicklung von Offshore-Anlagen - wie Ölplattformen oder Windenergieanlagen - und der Konstruktion von Schiffen oder Hafenanlagen nutzbringend, da beispielsweise die maximale Druckkraft des Eises auf diese Bauten simuliert werden kann.

Die Wechselwirkung der Struktur des Eises mit lokalem Wetter ist bisher nur wenig untersucht (s. Omstedt [Oms96]). Eine Kopplung von regionalen Eis- und Wettermodellen könnte vielleicht neue Erkenntnisse bringen.

Zur Beschreibung der Eisverhältnisse wirken Beobachtungen und Modell-ergebnisse zusammen. Für die Validierung und Optimierung von Modellansätzen sind die aus Beobachtungen gewonnenen Daten unabdingbar.

1.3 Übersicht

In der hier vorliegenden Arbeit soll ein neuer Ansatz für das dynamische Verhalten von Eis in einem mesoskalen Modell vorgestellt werden. Dieses Modell ist gekoppelt an das BSH²-Zirkulationsmodell der Nord- und Ostsee (s. Dick et al. [Dic01]) und soll im operationellen Betrieb die Struktur des Eises simulieren. Der Schwerpunkt liegt in der Nutzung des Eismodells als Vorhersageinstrument für die Schifffahrt. Insbesondere soll das Eismodell in der Lage sein, all die Parameter zu prognostizieren, welche in den Eisübersichtskarten dargestellt werden. Ausgehend von der Betrachtung der Phänomene und der Kenntnis ihrer Entwicklung soll eine Theorie entwickelt werden, in der die Entwicklungsgeschichte nachvollziehbar bleibt. Deutlich wird das am Beispiel von Presseis- und Scherrücken, auf deren Darstellung besonderer Wert gelegt wurde. Die Möglichkeiten, Anteile von aufgedrückttem Eis sowie Größe und Anzahl der Eisrücken zu berechnen, sind so bisher nach Kenntnis der Autorin in keinem anderen operationellen (d.h. in täglicher Routine laufenden) Modell enthalten.

Kapitel 2 gibt eine Einführung in die Modellierung des dynamischen Teils eines Eismodells. Durch Lösen der Impulsbilanzgleichung (Kapitel 2.1) wird die Eisdriftgeschwindigkeit berechnet. Dabei wird die Drift forciert durch ozeanische Strömung, Wind, die Corioliskraft, den Gradiententerm und die interne Kraft. Die interne Kraft wiederum hängt durch die so genannte Materialgleichung von der Eisdriftgeschwindigkeit ab. Kapitel 2.2 erläutert die Grundlagen der Materialtheorie, die notwendig sind, um verschiedene Materialgesetze zu verstehen. Ein historischer Überblick über schon existierende Eismaterialmodelle (Kapitel 2.3) rundet das Kapitel ab.

In Kapitel 3 werden die charakteristischen Phänomene in der Eisentwicklung beschrieben und ein neues Eismaterialmodell vorgestellt. Dabei handelt es

²Bundesamt für Seeschifffahrt und Hydrographie

sich um ein Vier-Klassen-Modell. Drei der Klassen repräsentieren eisbedeckte Gebiete

- ebenes, undeformiertes, dickes Eis
- durch Scherung zu Bruch "zerriebenes" Eis
- dünnes Neueis,

die vierte steht für den Anteil offenen Wassers. Für jede einzelne Klasse wird ein Materialgesetz bestimmt. Im Gegensatz zur visko-plastischen Rheologie in Hiblers Modell wird das Materialverhalten aller vier Klassen als viskos angenommen. Die Viskosität einer eisbedeckten Klasse ist eine Funktion der Eisdicke und des Deformationszustandes der jeweiligen Klasse. Die mechanischen Eigenschaften der vierten Klasse, die das offene Wasser repräsentiert, werden durch Schollenkollisionen erklärt. Die Gesamtviskosität des Eis-Wassergemisches ergibt sich durch Komposition der Viskositäten der einzelnen Klassen.

Das Phänomen der Presseis- und Scherrücken wird in Kapitel 4 näher erläutert. Nach der allgemeinen Theorie über Eisrücken folgt eine Beschreibung der Umsetzung im Modell.

Die Thermodynamik des Modells wird in Kapitel 5 beschrieben. Sie basiert auf den Arbeiten von Semtner [Sem76] und Parkinson und Washington [Par79] und wurde nur an das Vier-Klassen-Modell angepasst. Die Beschreibung dieser modifizierten Thermodynamik folgt den Kapiteln 3 und 4, um die Anpassungen an das Vier-Klassen-Modell verständlich zu machen.

Die Kapitel 6 (Antrieb) und 7 (Numerik) vervollständigen die Darstellung des neuen Eismodells.

In der so beschriebenen Form wurde der Eiswinter 1995/96 simuliert.

Der Vergleich der Ergebnisse dieser Simulation mit Ergebnissen des Hiblermodells und mit den Eisübersichtskarten aus diesem Zeitraum wird in Kapitel 8 beschrieben. Für die aus der Simulation erhaltenen Eisrückendaten existieren keine Modellvergleichsdaten, sie werden daher mit den Beobachtungen aus den Eisübersichtskarten und zwei Arbeiten über Eisrücken in der Ostsee (s. Kankaanpää [Kan97] und Lewis et al. [Lew93]) verifiziert.

Kapitel 9 gibt einen Ausblick auf weiterführende Ideen und fasst die Idee des neuen Modells und alle wichtigen Erkenntnisse, die aus dem Lauf des Testwinters gewonnen werden konnten, zusammen.

Das vorliegende neuentwickelte Modell ist als Eismaterialkomponente ein Teil der Eisdynamik, welche sich mit der Lösung der Impulsbilanzgleichung beschäftigt (s. Kapitel 2). Im Programmcode des gekoppelten Eis-Ozean-Modells ist die neue Eiskomponente ein eigenständiges Modul in der Dynamikroutine, das jederzeit durch ein anderes Eismaterialmodell (z.B. Hibler) ersetzt werden kann. Lediglich die Modellanpassungen in der Thermodynamik des Eises und die Advektionberechnungen der Eisparameter sind zu berücksichtigen. Andersherum ist dieser Eismaterialansatz problemlos in jedes andere Eismodell integrierbar durch Einbau des Eismaterialmoduls in die Eisdynamikroutine und Anpassung der Parameter in den Unterprogrammen für Thermodynamik und Advektion.



Abbildung 2: Eisbild

Das Photo zeigt ebenes dickeres und dünneres Eis (zu erkennen an der Färbung), aufgepresstes Eis und Spalten im Eis (Quelle: www.noaa.gov).

2 Grundlagen der Meereismodellierung

In diesem Kapitel werden die Grundlagen der Meereisdynamik beschrieben. Ausgehend von der Impulsbilanzgleichung, die die Eisdrift berechnet, wird der Einfluss der internen Eiskräfte beschrieben, welche die Materialeigenschaften des Eises in die Dynamik integrieren. Die Geschichte der Eismodellierung ist gekennzeichnet durch die Anwendung verschiedener Materialmodelle auf das Eis.

Zur Beschreibung der Atmosphären-Eis-Ozean-Kopplung werden im allgemeinen Modelle im mesoskalen oder großskaligen Bereich benutzt. Dabei sind großskalige Modelle mit Gitterweiten von hundert Kilometern für die Behandlung von klimarelevanten Fragen oft ausreichend (beispielsweise das Hiblersche Modell), während sich die Eisstruktur auf mittleren Skalen (im Bereich von einigen Kilometern) offensichtlich besser darstellen lässt. Das in Kapitel 3 neu entworfene Modell wird auf einer mittleren Skala gerechnet.

Ein Meereismodell für mittlere oder große Skalen besteht immer aus zwei Komponenten, einem thermodynamischen Part, der Wachstum und Schmelze des Eises beschreibt (s. Kapitel 5), und einem dynamischen Anteil, der die Eisdrift berechnet. Da die Eisbeschaffenheit, die vorrangig durch die Thermodynamik geprägt wird, entscheidenden Einfluss auf die Drift hat, müssen beide Teile gekoppelt werden. Dies geschieht über die Materialgleichung.

Wie in den meisten Meereismodellen (vgl. Hibler [Hib80], Harder [Har96] etc.) wird auch in dieser Arbeit davon ausgegangen, dass Eis als ein planisotropes, zweidimensionales kontinuierliches Medium betrachtet werden kann, was im Folgenden begründet werden soll.

Der Vergleich der Längenskalen der zu betrachtenden Gebiete mit der Eisdicke lässt es sinnvoll erscheinen, Eis als zweidimensionale Trennschicht zwischen Ozean und Atmosphäre zu betrachten. Alle Kräfte, die im Eis wirken, werden über die Vertikale aufintegriert und durch die Fläche der Gitterzelle geteilt. Dies führt zur Annahme des ebenen Spannungszustandes ("plane stress"), bei dem die normalen und tangentialen Spannungskomponenten in vertikaler Richtung verschwinden. Die Komponenten des Dehnungs- bzw. Dehnungsratentensors in vertikaler Richtung ergeben sich aus der Massenerhaltung, so dass für die Beschreibung der Materialeigenschaften die horizontalen Komponenten ausreichen. Das bedeutet nicht, dass es keine Einflüsse in der Vertikalen von dem Eis oder in das Eis gibt. So kann zum Beispiel ein

Presseisrücken (als vertikale "Auslenkung") die Schubspannungen des Ozeans oder der Atmosphäre und damit die Eisdrift beeinflussen.

Planisotropie bedeutet, dass die mechanischen Eigenschaften des Eises nicht von der horizontalen Deformationsrichtung abhängen. Eiskristalle sind nicht isotrop, auch kleinere Eisflächen können ausgeprägte Richtungen in ihrer Struktur aufweisen. Eine größere Eisdecke entsteht jedoch durch das Zusammenwachsen von Eismatsch, Pfannkucheneis oder verschiedenen Eisscheiben, die im Wasser hin und her rotieren, bevor sie zu einer Scholle gefroren sind. Dadurch ist statistisch gesehen bei einer Eisdecke oder einem Ensemble von verschiedenen Schollen keine horizontale Vorzugsrichtung mehr zu erkennen und die Annahme der ebenen Isotropie gerechtfertigt.

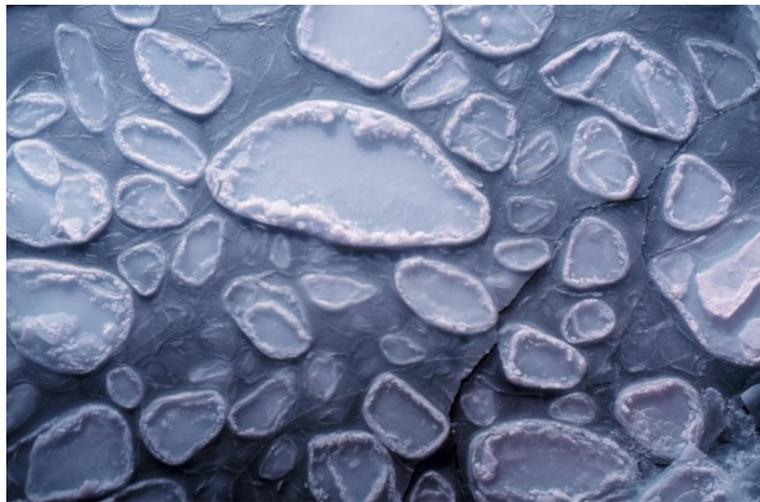


Abbildung 3: Pfannkucheneis (Quelle: www.noaa.gov)

Die Eismodellierung arbeitet mit statistisch gemittelten Größen, die eine Betrachtung des Eises oder des Gemisches aus Eis und offenem Wasser als eine stetig über das zu betrachtende Gebiet (z.B. eine Gitterzelle im numerischen Sinne) verteilte Masse erlaubt. "Für großskalige Meereismodelle stellt die Kontinuumsannahme eine gute Näherung dar", so dass "großskalig gemittelte Größen wie die Eiskonzentration stetige und beliebig oft differenzierbare Funktionen des Ortes und der Zeit sind" (Zitate s. Harder [Har96], p.20).

Da die betrachteten Objekte, Eisschollen beispielsweise, im allgemeinen auch

im Vergleich zur mesoskalen Gitterweite geringe Ausmaße haben und statistisch gesehen gleichmäßig über die gesamte Gitterzelle verteilt sind, kann die Kontinuumsannahme auch für mesoskale Modelle gemacht werden.

2.1 Bilanzgleichung

Die Eisdynamik beschäftigt sich mit dem Impulstransfer zwischen den Grenzflächen Eis / Ozean und Eis / Atmosphäre. Die Impulsbilanz liefert die Eisdriftgeschwindigkeit \mathbf{v} als eine Funktion aller Kräfte, die auf das Eis einwirken. Da diese, wie oben beschrieben, im zweidimensionalen Modell über die Vertikale aufintegriert und durch die Fläche geteilt werden, stellt sich die Impulsbilanz dar durch

$$m \frac{D\mathbf{v}}{Dt} = \tau_a + \tau_w + \mathbf{F}_C + \mathbf{F}_N + \mathbf{F}_I, \quad (2.1)$$

(s. Hibler [Hib80], Fischer [Fis95], Harder [Har96] etc.).

Dabei ist $D/Dt = \partial/\partial t + \mathbf{v} \cdot \nabla$ die totale zeitliche Ableitung. m ist die Eismasse (pro Fläche, also Dichte multipliziert mit mittlerer Eisdicke), so dass $m\mathbf{v}$ den Impuls des Eises berechnet. Da sich die Eismasse m nur durch thermodynamische Prozesse ändert, wird sie in dieser Gleichung als konstant angesehen. τ_a und τ_w sind die Schubkräfte der Atmosphäre und des Ozeans, \mathbf{F}_C bezeichnet die Corioliskraft, \mathbf{F}_N die Kraft durch die Oberflächenneigung des Ozeans und \mathbf{F}_I die inneren Kräfte.

Die Formeln für die atmosphärischen und ozeanischen Schubkräfte gehen auf McPhee [McP80] zurück (s. Fischer [Fis95]).

Die ozeanische Schubkraft τ_w ist eine quadratische Funktion der Differenz zwischen der Driftgeschwindigkeit des Eises \mathbf{v} und der Ozeanströmung \mathbf{v}_w . Der Winkel Θ wird zwischen der Ozeandrift und dem Differenzvektor $\mathbf{v}_w - \mathbf{v}$ gebildet. Sei ρ_w die Dichte des Wassers, \mathbf{k} der Einheitsvektor, der senkrecht zur Meeresoberfläche steht, und c_w der ozeanische Schubspannungskoeffizient, dann ist

$$\tau_w = \rho_w c_w |\mathbf{v}_w - \mathbf{v}| \cdot [(\mathbf{v}_w - \mathbf{v}) \cos \Theta + \mathbf{k} \times (\mathbf{v}_w - \mathbf{v}) \sin \Theta].$$

Dabei führt für einen Vektor $\mathbf{x} = (x_1, x_2, 0)^T$ die Funktion

$$[\mathbf{x} \cos \Theta + \mathbf{k} \times \mathbf{x} \sin \Theta] = \begin{bmatrix} \cos \Theta & -\sin \Theta & 0 \\ \sin \Theta & \cos \Theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \\ 0 \end{pmatrix}$$

zu einer Drehung um Θ in der Ebene. T bezeichne hier und im Folgenden die Transponierte eines Vektors.

Symbol	Bezeichnung	Wert
ρ_w	Dichte des Wassers	1000 kg m^{-3}
ρ_a	Dichte der Luft	1.25 kg m^{-3}
c_w	ozeanischer Schubspannungskoeffizient	$5 \cdot 10^{-3}$
c_a	atmosphärischer Schubspannungskoeffizient	$2.2 \cdot 10^{-3}$
g	Erdbeschleunigung	9.8 m s^{-1}

Tabelle 1: In der Impulsgleichung vorkommende Größen, wie sie im Modell benutzt werden

Analog dazu wird der Schubkraftterm der Atmosphäre gebildet. Dabei ist die Driftgeschwindigkeit des Eises gegenüber der Windgeschwindigkeit vernachlässigbar gering, so dass $\mathbf{v}_a - \mathbf{v} \approx \mathbf{v}_a$ gesetzt werden kann und sich die Formel somit reduziert zu

$$\tau_a = \rho_a c_a |\mathbf{v}_a| \cdot [\mathbf{v}_a \cos \Phi + \mathbf{k} \times \mathbf{v}_a \sin \Phi],$$

wobei Φ den Winkel zwischen der Windrichtung \mathbf{v}_a und der Abweichung $\mathbf{v}_a - \mathbf{v}$ definiert.

Die Corioliskraft ist gegeben durch

$$\mathbf{F}_C = -m f_c \mathbf{k} \times \mathbf{v},$$

wobei der Coriolisparameter f_c eine Funktion der geographischen Breite φ ist.

Um die Neigung der Oberfläche gegenüber einem (im Modell als konstant festgelegten) Geopotential einzubeziehen, wird die Oberflächenneigungskraft definiert als

$$\mathbf{F}_N = -mg \nabla H_N$$

mit der Gravitationskonstanten g . H_N bezeichnet die Differenz zwischen der Ozeanoberfläche und der Geopotentialfläche.

Die Materialeigenschaften des Eises werden im letzten Summanden \mathbf{F}_I berücksichtigt. Die Beschreibung eines neuen Materialgesetzes ist Inhalt dieser

Arbeit und wird in Kapitel 3 beschrieben. In Kapitel 2.3 wird ein kurzer Überblick über die verschiedenen Theorien gegeben, die sich mit der Definition der internen Kraft befassen. Das jetzt folgende Kapitel 2.2 führt kurz in die Grundlagen ein, die zum Verständnis der verschiedenen Rheologien notwendig sind.

Das Einsetzen aller bekannten oder zu bestimmenden Kräfte in die Impulsgleichung 2.1 ermöglicht die Berechnung der Änderung der Driftgeschwindigkeit.

2.2 Materialmodelle

Als Folge eines Cauchyschen Postulates³ kann die interne Kraft \mathbf{F}_I als Divergenz eines Spannungstensors σ dargestellt werden, d.h. es ist

$$\mathbf{F}_I = \nabla \cdot \sigma.$$

In den gängigen Theorien (s. z.B.: Coon [Coo79], Hibler [Hib80], Harder [Har96]) - und auch in dem in Kapitel 3 vorgestellten Materialmodell - wird daher mit der Spannung und nicht mit der Kraft gearbeitet.

σ heißt interne Spannung und ist ein Tensor zweiter Ordnung. Die Elemente der Hauptdiagonalen heißen Normalenspannungen, σ_{12} und σ_{21} sind Schub- oder Scherspannungen. Aus der Drehimpulserhaltung folgt die Symmetrie des Spannungstensors, d.h., dass paarweise zugeordnete Schubspannungen gleich sein sollen, also ist $\sigma_{12} = \sigma_{21}$ (s. Betten [Bet84]).

σ ist im Allgemeinen eine Funktion des Dehnungstensors ε und/oder des Dehnungsratentensors $\dot{\varepsilon}$ und verschiedener anderer Parameter P_i wie z.B. der mittleren Eisdicke, der Eishärte, des Bedeckungsgrades etc.:

$$\sigma = \sigma(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, P_i).$$

Die in Kapitel 2.1 definierte Eisdriftgeschwindigkeit \mathbf{v} ist die zeitliche Ableitung der Eisdriftbewegung \mathbf{u} . Der Dehnungstensor ε ist definiert als symmetrischer Teil der räumlichen Ableitung der Eisdriftbewegung \mathbf{u} , und analog

³Cauchysches Postulat: In jedem Punkt P existiert ein Tensor, Cauchyscher Spannungstensor genannt, der mit dem Zug t zur Normalen n zu einer Fläche S durch P verbunden ist durch $t^{(n)} = n \cdot \sigma$ (s. Chandrasekharaiah et al. [Cha94])

ist der Dehnungsratentensor $\dot{\epsilon}$ der symmetrische Teil der Geschwindigkeitsgradienten, so dass gilt

$$\epsilon := \frac{1}{2}(\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T) \quad \text{und} \quad \dot{\epsilon} := \frac{1}{2}(\nabla \mathbf{v} + \nabla \mathbf{v}^T).$$

Jeder Tensor kann dargestellt werden mithilfe des sphärischen und deviatorischen Anteils des Tensors durch

$$\dot{\epsilon} = \frac{1}{2}(\text{tr}(\dot{\epsilon})) \mathbf{I} + \dot{\epsilon}', \quad (2.2)$$

wobei $\text{tr}(\dot{\epsilon})$ die Spur des Dehnungsratentensors bezeichnet und der Deviator $\dot{\epsilon}'$ definiert ist durch

$$\dot{\epsilon}' := \begin{bmatrix} \frac{1}{2}(\dot{\epsilon}_{11} - \dot{\epsilon}_{22}) & \dot{\epsilon}_{12} \\ \dot{\epsilon}_{12} & \frac{1}{2}(\dot{\epsilon}_{22} - \dot{\epsilon}_{11}) \end{bmatrix}.$$

Da sich das Eis planisotrop verhält, ist der Deviator des Dehnungsratentensors (bzw. Dehnungstensors) proportional zum Deviator der Spannung, so dass zur Beschreibung der Spannungs-Dehnungsratenrelation (bzw. Spannungs-Dehnungsrelation) zwei skalare Größen jeden Tensors ausreichen (s. Chandrasekharaiah et al. [Cha94]). Die erste Invariante des Dehnungsratentensors

$$\dot{\epsilon}_I = \dot{\epsilon}_{11} + \dot{\epsilon}_{22} = \text{tr}(\dot{\epsilon}) \quad (2.3)$$

wird als Maß für die Konvergenz- bzw. Divergenzgeschwindigkeit der Eisdrift gesehen, während die Wurzel aus der zweiten Invarianten des Deviators

$$\dot{\epsilon}_{II} = \sqrt{(\dot{\epsilon}_{11} - \dot{\epsilon}_{22})^2 + 4 \cdot \dot{\epsilon}_{12}^2} \quad (2.4)$$

die Größe der Scherdeformationsrate beschreibt. Da die zweite Invariante des Dehnungsratentensors nicht benutzt wird, soll hier in Analogie zu anderen Veröffentlichungen zur Eismodellierung (vgl. Harder [Har96]) diese Größe kurz "zweite Invariante des Tensors" genannt werden, was die Bezeichnung $\dot{\epsilon}_{II}$ rechtfertigt.

Entsprechende Aussagen, wie sie hier in den Gleichungen 2.2 bis 2.4 für den Dehnungsratentensor gemacht wurden, gelten auch für den Dehnungstensor, so dass diese hier nicht aufgeführt zu werden brauchen.

Die erste Invariante des Spannungstensors und die Wurzel aus der zweiten Invarianten des Spannungsdeviators (genannt zweite Invariante des Spannungstensors) sind bei planisotropen Materialien mit den jeweiligen Invarianten

des Dehnungs- bzw. Dehnungsratentensors verknüpft. Sie werden in der Eismechanik traditionell mit dem Faktor $1/2$ belegt (vgl. Harder [Har96]):

$$\sigma_I = \frac{1}{2}(\sigma_{11} + \sigma_{22}) \quad \text{und} \quad \sigma_{II} = \frac{1}{2}\sqrt{(\sigma_{11} - \sigma_{22})^2 + 4 \cdot \sigma_{12}^2}. \quad (2.5)$$

σ_I charakterisiert bei positivem Vorzeichen den Zug und bei negativem Vorzeichen den Druck im Eis, während σ_{II} die Größe der Scherspannung darstellt. σ_I und σ_{II} spannen einen zwei-dimensionalen Raum auf. Da σ_{II} grundsätzlich positiv ist, handelt es sich eigentlich um eine Spannungshalbebene. In der Eismodellierung wird diese jedoch traditionell an der σ_I -Achse gespiegelt, um so das Gefühl einer zweidimensionalen Ebene zu bewahren.

Zur Beschreibung des Zusammenhangs zwischen Spannung und Dehnung bzw. Dehnungsrate existieren drei rheologische Grundmodelle: Elastizität, Viskosität und Plastizität. Durch Kombination dieser Grundmodelle ist es möglich, komplexere Modelle zu erstellen, die in der Lage sind, das Verhalten realer Stoffe realistisch zu simulieren.

Ist bei einer Verformung die Spannung eine Funktion der Dehnungsrate, so wird das Material viskos genannt (s. Brockhaus [Bro94]). Im einfachsten Fall ist die Spannung proportional zur Dehnungsrate, so dass gilt

$$\sigma_{ij} = \sum_{k,l} \bar{\eta}_{ijkl} \cdot \dot{\epsilon}_{kl}, \quad (2.6)$$

wobei $\bar{\eta}$ ein Viskositätstensor ist. Aufgrund der Isotropie und der Symmetrie der Tensoren für Spannung und Dehnungsrate kann der Viskositätstensor derart reduziert werden, dass zwei unabhängige Konstanten zur Beschreibung der Gleichung ausreichen (s. Krawietz [Kra86], Chandrasekharaiah et al. [Cha94]), was zur Gleichung

$$\sigma_{ij} = \xi \operatorname{tr}(\dot{\epsilon})\delta_{ij} + 2\nu\dot{\epsilon}_{ij} \quad (2.7)$$

führt, oder gleichbedeutend dazu sind

$$\sigma_I = (\xi + \nu)\dot{\epsilon}_I \quad \text{und} \quad \sigma_{II} = \nu\dot{\epsilon}_{II}. \quad (2.8)$$

ξ und ν sind skalare Viskositätskoeffizienten.

Ein Stoff heißt elastisch, wenn er sich unter einer (mechanischen oder thermischen) Einwirkung deformiert und nach Entfernen der Einwirkung wieder

vollständig in seinen Ausgangszustand zurückkehrt (s. Chandrasekharaiah et al. [Cha94]); d.h. elastische Deformationen sind reversibel. Im Fall der linearen Elastizität sind Verformung und Spannung proportional, so dass die Spannungs-Dehnungs-Relation durch das Hooksche Gesetz

$$\sigma_{ij} = \sum_{k,l} E_{ijkl} \cdot \varepsilon_{kl} \quad (2.9)$$

dargestellt wird. Analog zur Viskosität reduziert sich für isotrope Medien die Information des Elastizitätstensors E auf zwei skalare Größen, die Lamé-Konstanten genannt werden, so dass Gleichung 2.9 die Form

$$\sigma_{ij} = \lambda \operatorname{tr}(\varepsilon) \delta_{ij} + 2\mu \varepsilon_{ij} \quad \text{bzw.} \quad (2.10)$$

$$\sigma_I = (\lambda + \mu) \varepsilon_I \quad \text{und} \quad \sigma_{II} = \mu \varepsilon_{II} \quad (2.11)$$

erhält.

Im Gegensatz zur Elastizität ist die Verformung eines plastischen Werkstoffes dauerhaft. Das Materialgesetz eines plastischen Stoffes beruht auf der Definition einer Fließbedingung. Diese kann für isotrope Funktionen ausgedrückt werden durch

$$\mathcal{F}(\sigma_I, \sigma_{II}) = C_f, \quad (2.12)$$

wobei C_f eine Konstante ist (s. Betten [Bet84]). Die Darstellung von \mathcal{F} im von σ_I und σ_{II} aufgespannten Spannungsraum wird Fließfläche⁴ genannt. Die Spiegelung der Spannungshalbebene an der σ_I -Achse führt dazu, dass alle Fließflächen symmetrisch zu dieser Achse liegen. Spannungszustände, die die Fließbedingung erfüllen, erzeugen eine plastische Verformung des Materials. Diese kann - z.B. bei sich verfestigenden Materialien - zu einer Änderung der Größe, Lage oder Form der Fließfläche führen.

Die Spannungs-Dehnungsraten-Relation ist eine Folgerung aus der Forderung der Konvexität für das Gebiet, das von der Fließfläche eingeschlossen ist. Es ist

$$\dot{\varepsilon}_{ij} = \hat{\lambda} \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial \sigma_{ij}}, \quad (2.13)$$

wobei $\hat{\lambda}$ ein Lagrangemultiplikator ist (s. Betten [Bet84]).

⁴Auch wenn es sich in der zweidimensionalen Darstellung bei der Fließfläche eigentlich um eine geschlossene Kurve und nicht um eine Fläche handelt, soll dieser Ausdruck beibehalten werden.

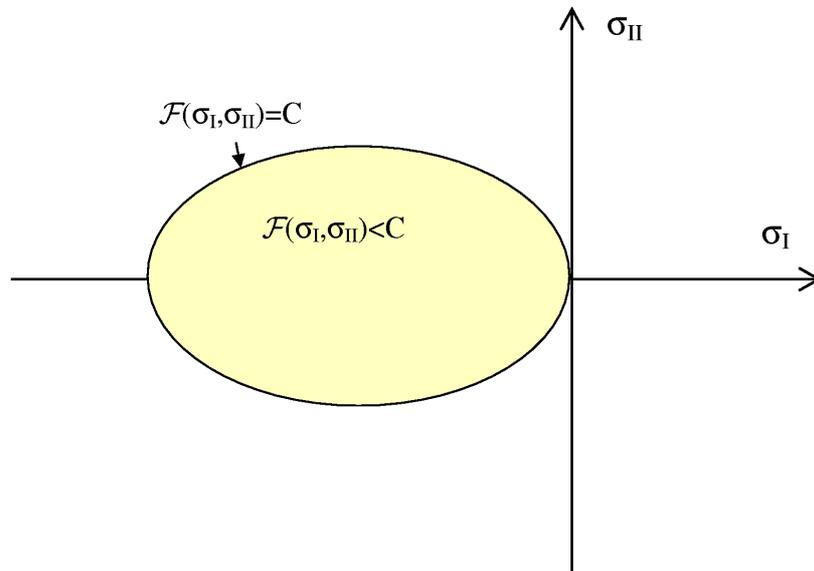


Abbildung 4: Fließfläche im Hauptspannungsraum
 Das von der Fließfläche eingeschlossene Gebiet ist konvex und symmetrisch zur σ_I -Achse

Ein einfaches Beispiel für die Definition einer Fließfläche bietet das coulombsche Gesetz (s. Abbildung 5 auf Seite 25), welches hauptsächlich für granulare Medien gilt. Danach beginnt ein granularer Stoff zu fließen oder sich plastisch zu deformieren, wenn die Scherspannung ein Vielfaches der Druckspannung erreicht. Die Fließbedingung hierfür ist definiert durch

$$\sigma_{II} = \sigma_I \tan(\varphi_c) \quad \text{bzw.} \quad \mathcal{F}(\sigma_I, \sigma_{II}) = \sigma_{II} - \sigma_I \tan(\varphi_c) = 0, \quad (2.14)$$

wobei φ_c ein Materialparameter ist (s. Brockhaus [Bro94]).

Plastizität wird häufig mit Elastizität oder Viskosität gekoppelt. Ein elasto-plastisches (bzw. viskos-plastisches) Material verhält sich bei Spannungszuständen innerhalb der Fließfläche ($\mathcal{F} < 0$) elastisch (bzw. viskos) und für Spannungen, die die Fließbedingung erfüllen ($\mathcal{F} = 0$), plastisch.

2.3 Historisches

2.3.1 Das viskose Modell

Die Geschichte der Eisdriftberechnung umfasst nahezu das gesamte zwanzigste Jahrhundert. 1902 legt Nansen die erste Berechnungsgrundlage

$$\tau_a + \tau_w + \mathbf{F}_C = \mathbf{0}$$

vor, die wie die meisten der folgenden Modellansätze von der Gleichmäßigkeit des Driftflusses ($D\mathbf{v}/Dt = 0$) ausgeht. Er notiert dazu: "*The transmission of stresses through the ice pack may be an important force in the flow of ice.*"⁵ (Zitat s. Campbell [Cam65] p.3282).

Sverdrup führt 1928 als erster die interne Kraft oder den Eiswiderstandsterm F_I durch

$$\tau_a + \mathbf{F}_I + \mathbf{F}_C = \mathbf{0}$$

ein, wobei F_I durch ein einfaches Reibungskraftgesetz (Reibungskoeffizient mal Eisdriftgeschwindigkeit) beschrieben wird. Der Eiswiderstandsterm wird größer eingeschätzt als die ozeanische Schubspannung. Durch seine Form proportional zu \mathbf{v} und mit einer Wirkung direkt entgegengesetzt zur Drift hat er eine ausschließlich verzögernde Wirkung.

1958 beschreibt Ruzin Eis als viskosen Flüssigkeitsfilm. Die Arbeiten von Reed und Campbell (1960/62) führen zu der Behauptung, dass das Vernachlässigen der Gradientenkraft und der internen Kraft die Hauptfehlerquellen bei der Differenz zwischen beobachteter und berechneter Eisdrift sind.

Das bekannteste viskose Modell stammt von Campbell aus dem Jahr 1965. Es betrachtet Eis als "*highly viscous fluid suspended between two less viscous fluids, air and water*"⁶ (Zitat s. Campbell [Cam65] p.3282). Um dieses 'hoch viskose Fluid zwischen zwei weniger viskosen Fluiden' dazustellen, wird die Eisbedeckung nicht als gleichmäßige Eisdecke verstanden, sondern als Anzahl einzelner Schollen, die gegeneinander verschoben werden und rotieren. In Annäherung an den viskosen Term in der Navier-Stokes Gleichung wird die interne Kraft durch

$$\mathbf{F}_I = \rho_i \cdot \bar{h} \cdot K \cdot \Delta \mathbf{v}_i$$

⁵Übers. d. Verf.: "Die Übertragung der Spannung durch das Packeis kann eine wichtige Kraft in der Eisdrift sein."

Die hier verwendeten Zitate und der historische Überblick bis 1965 sind der Arbeit von Campbell [Cam65] entnommen.

⁶Übers. d. Verf.: "hoch viskoses Fluid, schwebend zwischen zwei weniger viskosen Fluiden, Luft und Wasser"

beschrieben, wobei \bar{h} die mittlere Eisdicke und ρ_i die Dichte des Eises darstellt und K als horizontaler kinematischer Eddy-Viskositäts-Koeffizient des Eises als Konstante definiert wird.

Im zweiten AIDJEX Bulletin von 1970 [AID70] diskutieren Rothrock, Campbell & Rasmussen, Evans, Glen, Thorndike u.a. über verschiedene Ansätze für viskose Koeffizienten. Campbell und Rasmussen stellen beispielsweise eine funktionale Abhängigkeit des Eddy-Viskositäts-Koeffizient K von den Dehnungsraten $\partial v_i / \partial x_j$ her, während Glen den Begriff der internen Spannung in die Diskussion einführt und die Gleichung $\mathbf{F}_I = \nabla \cdot \sigma$ durch die Definitionen der Scher- und Volumenviskositäten η bzw. ζ ergänzt, so dass

$$\sigma'_{ij} = 2\eta \dot{\epsilon}'_{ij} \quad \text{und} \quad tr(\sigma) = 2\zeta tr(\dot{\epsilon})$$

für den Deviator und die Spur der Spannung gilt.

2.3.2 Das elasto - plastische Modell

Die Behandlung der Eisdynamik durch ein plastisches Modell hat vor allem zwei Gründe: Kleinskalige (lokale) Deformationsprozesse wie das Öffnen von Spalten in einer Eisfläche ("Leads") und das Bilden von Presseis geschehen nicht kontinuierlich, sondern in unregelmäßigen Abständen. Dies erlaubt die Interpretation, dass erst eine kritische Spannung im Eis überwunden werden muss, bevor es zu Deformationsprozessen kommen kann. Außerdem wurden Materialien, die rein optisch Ähnlichkeiten mit der Formation von Eisschollen besitzen, wie z.B. granulare oder poröse Stoffe, schon zuvor erfolgreich als plastische Medien modelliert.

1972 legt Coon den ersten plastischen Ansatz für das Materialverhalten von Meereis vor (s. Coon [Coo72]). In Abhängigkeit von der Eisdicke berechnet er die kritische Spannung, bei der belastete Eisplatten brechen. Die Ergebnisse werden mit dem Coulombkriterium kombiniert. In der Spannungsebene (σ_I, σ_{II}) entsteht somit eine ice-cream-cone Fließkurve, welche für kleine Spannungen durch das Coulombgesetz definiert ist und die Druckspannung nach oben durch die zuvor ermittelte kritische Spannung (in Abhängigkeit von der Eisdicke) beschränkt (vgl. Abbildung 5).

Im gleichen Jahr erscheint die Beschreibung eines eindimensionalen Energie-modells von Parmeter und Coon, in dem die horizontale Spannung im Eis mit dem Anwachsen der potentiellen Energie durch Presseisbildung (Ridging) gleichgesetzt wird (s. Parmeter [Par72]). Diese potentielle Energie

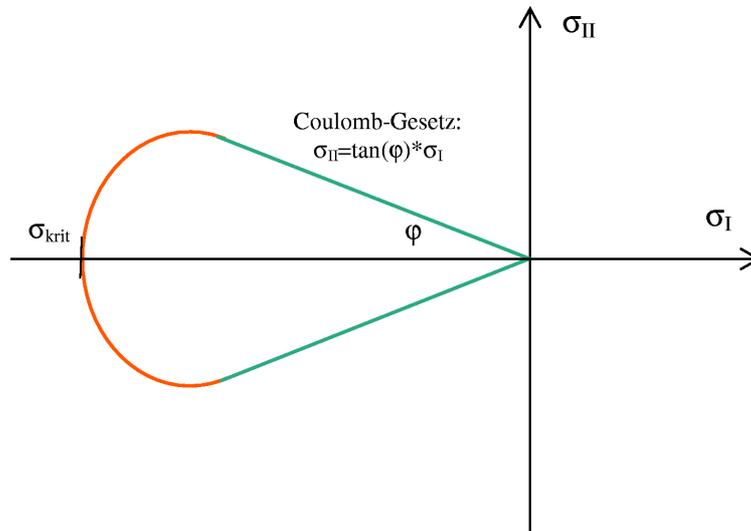


Abbildung 5: Die Fließfläche der ice-cream-cone-Kurve nach Coon. Sie hat die Form einer "Eiswaffel mit Kugel". Die Fließbedingung ist für betragsmäßig kleine Druckspannungen durch das Coulombgesetz charakterisiert und für betragsmäßig größere Spannungen durch eine kritische Spannung beschränkt.

hängt ebenfalls von der speziellen Dicke des Eises ab, welches an dem Ridgingprozess beteiligt ist.

1973 führen Thorndike und Maykut die Eisdickenverteilungsfunktion G ein, wobei $G(h, t)$ den Anteil der Fläche eines Gebietes beschreibt, dessen Eisdicke geringer ist als h (s. Thorndike [Tho73]). G bestimmt den Zustand des Eises in dem Sinne, dass alle Eigenschaften (durchschnittliche Eisdicke, potentielle Energie etc.) als Funktionen von G geschrieben werden können (s. Rothrock [Rot74], Coon et al. [Coo74] etc.). Der Einfachheit halber wird häufig auch die dazugehörige Dichtefunktion \hat{g} Eisdickenverteilungsfunktion genannt. $\hat{g}(h)$ ist der Anteil der Fläche, der mit Eis der Dicke h bedeckt ist, dh. $G(h) = \int_0^h \hat{g}(z) dz$. Die Verteilung der Eisdicke (unabhängig davon, ob G oder \hat{g} benutzt wird) ändert sich durch Advektion, thermodynamische und mechanische Einflüsse:

$$\frac{\partial \hat{g}}{\partial t} = -\text{div}(\hat{g}\mathbf{v}) - \frac{\partial(\hat{g}f_i)}{\partial h} + \psi.$$

Dabei ist f_i die Eiswachstumsrate und ψ die Redistributionsfunktion. Diese

wird als proportional zur Divergenz der Geschwindigkeit $div\mathbf{v} = tr(\dot{\varepsilon})$ angenommen. Sie muss ansonsten derart gewählt werden, dass Flächen- und Massenerhaltung gewährleistet sind. Die Redistributionsfunktion beschreibt den Prozess der Eisumverteilung, z.B. durch Entstehung offenen Wassers bei divergenter Eisdrift oder durch Bildung von Presseis (Ridging) und das Übereinanderschieben von Eisplatten (Rafting) bei Konvergenz. Scherung wird nicht berücksichtigt.

1974 verbindet Rothrock diese drei Arbeiten, indem er einen Zusammenhang zwischen der potentiellen Energie durch Ridgingprozesse - repräsentiert durch die Redistributionsfunktion - und der plastischen Arbeit darstellt (s. Rothrock [Rot74]). Dabei wird angenommen, dass sich die Redistributionsfunktion als Linearkombination eines Öffnungsmodos $\delta(h)$ (für pure Divergenz) und eines so genannten Ridgingmodos $\omega_r(h, \hat{g}(h))$ darstellen lässt. Um Scherung mit einbeziehen zu können, ist die Funktion abhängig vom Betrag $|\dot{\varepsilon}| = \sqrt{\dot{\varepsilon}_I^2 + \dot{\varepsilon}_{II}^2}$ und dem Winkel $\theta := \arctan(\dot{\varepsilon}_{II}/\dot{\varepsilon}_I)$ der Dehnungsrate:

$$\psi = |\dot{\varepsilon}| (\alpha_0(\theta)\delta(h) + \alpha_r(\theta)\omega_r(h, \hat{g}(h))).$$

Der Ridgingmode ω_r beschreibt die Flächenumverteilung durch Presseisbildung. α_0 und α_r sind Gewichtungsfunktionen, wobei α_r vorgegeben werden muss und für α_0 die Beziehung $\alpha_0 := \cos\theta + \alpha_r$ besteht. Verschiedene Beispiele für die Wahl von α_r werden in [Rot74a] durchgerechnet (z.B.: $\alpha_r = (1 - \cos\theta)/2$ oder $\alpha_r = (\sin\theta)/2$).

Die potentielle Energie des Eis - Wasser - Systems wird dargestellt als

$$E_{pot} = \frac{1}{2}\hat{\rho}g \int_0^\infty h^2\hat{g}(h)dh,$$

wobei g wiederum die Gravitationskonstante, h die mittlere Eisdicke und $\hat{\rho} := \rho_i(\rho_w - \rho_i)/\rho_w$ eine Funktion der Dichten von Eis und Wasser ist. Die zeitliche Änderung der potentiellen Energie durch mechanische Arbeit ist $1/2 \cdot \hat{\rho}g \int h^2\psi(h)dh$. Andere Energiequellen, wie z.B. Reibungsdissipation, Energie elastischer Deformationsprozesse oder Oberflächenenergie durch Materialbruch werden vernachlässigt und die plastische Arbeit $\sigma \cdot \dot{\varepsilon}$ mit der Produktion der potentiellen Energie gleichgesetzt

$$\sigma \cdot \dot{\varepsilon} = \int P\psi dh = \frac{1}{2}\rho g \int h^2\psi dh. \quad (2.15)$$

Einsetzen von ψ in diese Energiegleichung führt zu

$$\sigma_I \cos(\theta) + \sigma_{II} \sin(\theta) = p^* \alpha_r(\theta) \quad (2.16)$$

mit der Eisstärke $p^* := \frac{1}{2}\rho g \int h^2 \omega_r(\hat{g}(h)) dh$. Sie ist offensichtlich von der Eisdickenverteilungsfunktion bzw. ihrer Dichte $\hat{g}(h)$ abhängig.

Gleichung 2.16 beschreibt eine Fließfläche $\mathcal{F}(\sigma_I, \sigma_{II}) = 0$ im Spannungsraum. Für Spannungen innerhalb dieser Fläche ist das Materialverhalten starr. Spannungszustände auf dem Rand der Kurve erzeugen eine plastische Deformation. Diese Forderung nach der Konvexität des Gebietes innerhalb der Fließfläche bildet eine Restriktion für die Wahl von α_r .

Abgerundet wird diese Theorie ebenfalls 1974 durch Coon et al. (s. Coon [Coo74]), welche das Materialgesetz von starr-plastisch zu elasto-plastisch erweitern. Für Spannungen innerhalb der Fließfläche wird hauptsächlich aus formalen rechen-technischen Gründen elastisches Materialverhalten definiert. Physikalisch bedeutet dies, dass auch subkritische Spannungen minimale (elastische, also reversible) Deformationen forcieren. Allerdings sind die elastischen Deformationsraten im Vergleich zu den plastischen derart gering, dass sie für Spannungen auf der Fließfläche vernachlässigt werden können. Das elastisch plastische Modell bringt jedoch theoretische, numerische und physikalische Probleme mit sich. So kann beispielsweise relative Bewegungslosigkeit im elastischen Regime mit einer großen Spannung einhergehen, was physikalisch nicht gewollt ist.

2.3.3 Das viskos - plastische Modell

In den Kontroversen um einen viskosen oder plastischen bzw. elasto-plastischen Ansatz versucht Nye schon 1973 den Kompromiss, dass Eis zwar lokal ein plastisches Verhalten aufweise, es sich jedoch über große zeitliche oder räumliche Bereiche gemittelt linear viskos approximieren lässt (s. Nye [Nye73]).

Aufbauend darauf beschreibt Hibler 1977 die Möglichkeit, das plastische Modell durch ein viskoses Verhalten im Inneren der Fließfläche zu ergänzen (s. Hibler [Hib77]). Dabei geht er von einem starr plastischen Verhalten aus. Über einen Zeitraum von einigen Tagen oder eine große räumliche Distanz lässt sich die Variation der Deformationsrate durch eine Gaußverteilung darstellen. Die durchschnittliche Spannung variiert mit der durchschnittlichen Dehnungsrate und verwischt die Sprungfunktion einer starr plastischen Spannungs-Dehnungsrate-Kurve. Dieses Verhalten wird durch einen viskosen Ansatz approximiert. Der Vorteil gegenüber dem elasto-plastischen Ansatz liegt darin, dass relative Bewegungslosigkeit durch sehr langsames Fließen oder Kriechen dargestellt wird, was eher der Realität entspricht.

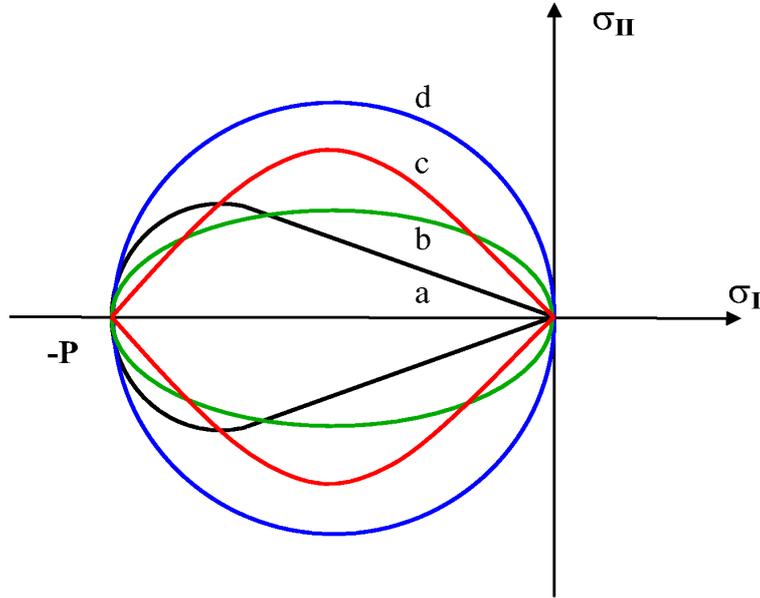


Abbildung 6: Fließflächen im Spannungsraum

Dargestellt sind a) die ice-cream-cone nach Coon (schwarz), b) Hiblers Ellipse (grün), c) die Sinuskurven-Linse von Braitchie aus Kollisionsversuchen (rot) und d) die Kreisfläche (blau)

1979 vervollständigt Hibler diesen Ansatz zu dem Modell, welches heute nahezu weltweit für die Eismodellierung benutzt wird (s. Hibler [Hib79]). Es enthält neben der Materialgleichung auch eine Eisdickenverteilung und die Definition einer Eisstärke P (s. Gleichung 2.19).

Die Fließfläche besitzt die Form einer Ellipse der Exzentrizität e

$$\mathcal{F}(\sigma_I, \sigma_{II}) = \left(2\frac{\sigma_I}{P} + 1\right)^2 + \left(2\frac{\sigma_{II}}{P}e\right)^2 - 1 = 0. \quad (2.17)$$

Damit besitzt sie den Kreis als Spezialfall, der schon von Coon und Pritchard für die Eismodellierung benutzt wurde (s. Coon [Coo74]), weicht nicht zu stark von der ice-cream-cone-Kurve ab und ist mathematisch relativ einfach handhabbar. Die Spannungs-Dehnungsraten-Relation ergibt sich für die plastische Deformation aus der Flussregel $\dot{\epsilon}_{ij} = \lambda \cdot \partial \mathcal{F} / \partial \sigma_{ij}$, die mit der richtigen

Wahl der Lagrangemultiplikatoren zu der Materialgleichung

$$\sigma_{ij} = 2\eta\dot{\epsilon}_{ij} + ((\zeta - \eta) \operatorname{tr}(\dot{\epsilon}) - P/2) \delta_{ij} \quad (2.18)$$

führt. Eine Darstellung in den Invarianten vereinfacht den Ausdruck zu

$$\sigma_I = \zeta\dot{\epsilon}_I - P/2 \quad \text{und} \quad \sigma_{II} = \eta\dot{\epsilon}_{II}.$$

$P/2$ ist der Druckterm, der durch die Eisstärkefunktion definiert wird. δ_{ij} ist das Kroneckersymbol. ζ und η sind nichtlineare Viskositäten für Volumenkompensation und Scherung, die ebenfalls mit der Eisstärke gekoppelt sind durch

$$\zeta = \frac{P}{2\Delta} \quad \text{und} \quad \eta = \frac{\zeta}{e^2},$$

wobei

$$\Delta := \sqrt{(\dot{\epsilon}_{11}^2 + \dot{\epsilon}_{22}^2)(1 + 1/e^2) + 4e^{-2}\dot{\epsilon}_{12}^2 + 2\dot{\epsilon}_{11}\dot{\epsilon}_{22}(1 - 1/e^2)}$$

hier eine Hilfsfunktion ist, die die Exzentrizität der Ellipse e beinhaltet. Für sehr kleine Dehnungsraten werden diese Viskositäten sehr groß, sie werden daher beschränkt durch maximale Werte $\zeta_{max} \propto P$ und $\eta_{max} = \zeta_{max}/e^2$. Damit ist die Materialgleichung linear viskos für kleine Deformationsraten und nichtlinear viskos für größere Deformationsraten, wobei diese nicht lineare Funktion stetig an die linear viskose Form anschließt und plastisches Verhalten für große Raten approximiert.

Die Eisdickenfunktion wird gegeben durch die Einteilung des Eises in dickes und dünnes Eis, um die Bedeutung des dünnen Eises bei der Energieübertragung von Atmosphäre und Ozean in das Modell zu integrieren. Zur Beschreibung dieser Eisdicken wird zum einen die Masse pro Zelle als mittlere Eisdicke \bar{h} definiert. Zum anderen wird der Bedeckungsgrad, die so genannte Kompaktheit A , des Gebietes mit dickem Eis dargestellt. Dabei ist A eine skalare Größe zwischen 0 und 1 bzw. zwischen 0% und 100%. Der Anteil des dünnen Eises an der Gesamtmasse wird als vernachlässigbar eingestuft, so dass die Eisdicke des dünnen Eises mit Null angegeben wird. Die Evolutionsgleichungen dieser Größen sind durch einen dynamischen, einen thermodynamischen und einen diffusiven Term gegeben, der zur Stabilisierung der Numerik hinzugefügt wird, als

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{h}}{\partial t} &= -\nabla \cdot (\mathbf{v}\bar{h}) + S_{\bar{h}} + \text{diffusion} \\ \frac{\partial A}{\partial t} &= -\nabla \cdot (\mathbf{v}A) + S_A + \text{diffusion.} \end{aligned}$$

Dabei ist \mathbf{v} wiederum die Eisdriftgeschwindigkeit. Zur Definition der thermodynamischen Terme $S_{\bar{h}}$ und S_A siehe Fischer [Fis95]. 1984 wird der Änderungsrate der Kompaktheit zusätzlich ein Scherterm hinzugefügt, der die Erzeugung offenen Wassers bei Scherung berücksichtigt.

Um eine bessere Berechnung der Wärmeflüsse zu erreichen, führt Hibler 1984 eine modifizierte Eisdickenverteilung ein (s. beispielsweise Harder [Har96]). Dabei wird anstelle einer Eisbedeckung der absoluten Dicke \bar{h}/A angenommen, die eisbedeckte Fläche sei in N gleichgroße Intervalle geteilt, deren Eisdicken gleichverteilt sind zwischen $\frac{1}{N}\bar{h}/A$ und $\frac{(2N-1)}{N}\bar{h}/A$. Die Wärmeflüsse, die von der Eisdicke abhängen, werden für jede einzelne Eisklasse berechnet und - mit der entsprechenden Bedeckung A/N gewichtet - addiert. Diese modifizierte Eisdickenverteilung ist ein rein thermodynamisches Konstrukt und besitzt keinen Einfluss auf die Eisdynamik.

Gekoppelt werden Dynamik und Eisdickenverteilung über die Eisstärkefunktion

$$P = P^* h \exp[-C^*(1 - A)] \quad (2.19)$$

mit den empirischen Konstanten P^* und C^* . Das Eis besitzt eine größere Stärke, wenn die Eisdicke wächst oder der Anteil des dicken Eises zunimmt. Diese Definition vervollständigt die viskos-plastische Theorie. Die Thermodynamik ändert die Eisdickenverteilung, diese bestimmt die Eisstärke und diese wiederum ist die zentrale Größe in der Spannungs-Dehnungsraten-Relation.

2.3.4 Weitere Modelle

Neben der Weiterentwicklung dieser bekanntesten Modelle sind eine Reihe weiterer Eismodelle und Materialgleichungen zur Beschreibung der Eismechanik erforscht worden.

Theorien rein elastischen Materialverhaltens haben sich nicht durchgesetzt. In verschiedenen Kollisionsmodellen wird die Eisbedeckung durch eine Anzahl von Schollen charakterisiert, die in den meisten Fällen kreisförmig sind und von gleicher Größe. Die Deformationsrate forciert eine Kollision dieser Schollen, wodurch Impuls übertragen wird. Durch Gleichsetzen des Energieverlustes der Schollen durch die Kollision mit der Deformationsenergie wird ein Zusammenhang zwischen interner Spannung und Deformationsrate hergestellt, ähnlich dem elasto-plastischen Ansatz, in dem die potentielle Energie durch Ridgingprozesse mit der plastischen Arbeit gleichgesetzt wird

(Gleichung 2.15). Die Vorteile dieses Ansatzes liegen in der Möglichkeit der Simulation durch statistische Methoden (Monte Carlo Methode) und der Darstellung durch Experimente. Beispiele für diese Theorie sind zu finden bei Braitchie [Bra84], Babić et al. [Bab90], Shen et al. [She87] und Ostoya-Starzewski [Ost90].

Weitere Ansätze stammen aus der Fraktalen Geometrie und der Bruchmechanik wie z.B. die Ansätze von Erlingsson [Erl88] und Mellor [Mel83].

2.4 Zusammenfassung

Thermodynamische (s. Kapitel 5) und dynamische Prozesse beeinflussen die Eisbedeckung des Ozeans. Die Thermodynamik beschreibt Eisbildung und Schmelze, die Dynamik die Drift des Eises. Die Eisdrift wird forciert durch verschiedene Kräfte, wie die Antriebskräfte des Ozeans und der Atmosphäre, der Corioliskraft und so genannter interner Kräfte. "Unter winterlichen Bedingungen, wenn eine dicke, kompakte Eiskecke den polaren Ozean bedeckt, können die internen Kräfte die Eisdrift nahezu zum Erliegen bringen und stellen dann einen der wichtigsten Terme in der Impulsbilanz des Meereises dar." (s. Harder [Har96] p.35). Auch wenn dieses Zitat das Verhältnis der auf die Eisdrift wirkenden Kräfte in arktischen Gewässern beschreibt, so gilt doch, dass der Einfluss der internen Kräfte auf die Eisbewegung auch in anderen Gewässern, wie beispielsweise der Ostsee, von entscheidendem Ausmaß sein kann. Nach einem Satz von Cauchy kann die interne Kraft immer als Divergenz eines Spannungstensors dargestellt werden, der interne Spannung heißt und der durch die Rheologie mit der Deformationsrate - dem symmetrischen Teil des Gradienten der Eisdriftgeschwindigkeit - verknüpft wird. Seit den 70er Jahren des 20sten Jahrhunderts wurden verschiedene Rheologien - viskos, plastisch, elasto-plastisch, viskos-plastisch etc. - getestet. Die bekannteste und am weitesten verbreitete Rheologie ist die viskos-plastische Spannungs-Dehnungsraten-Relation in dem Hibler'schen Eismodell. Dieses Modell ist numerisch einfach handhabbar und zeigt in polaren Gebieten sehr gute Ergebnisse. Wie andere bekannte Eismodelle ist es speziell für die Simulation der arktischen Eisbedeckung auf großen Skalen entworfen worden.

3 Das Materialmodell

In diesem Kapitel wird der Ansatz eines neuen Mehr-Klassen-Eismodells beschrieben, welches als Vorhersagemodell der Eisstruktur für den Schiffsverkehr dienen soll.

Der Modellzweck (hier: die Darstellung des Eises in schiffahrtsrelevanten Parametern) ist die Grundlage jeden Modells. Er wird daher zu Beginn des Kapitels genau formuliert und mit den Zielsetzungen anderer Meereismodelle verglichen.

Danach werden die relevanten Prozesse beschrieben und die daraus resultierenden Parameter diskutiert. Das Modell muss zum einen in der Lage sein, diese Parameter und ihre Entwicklung darzustellen. Zum anderen sollen die internen Kräfte des Eises direkt mit diesen Parametern verknüpft sein.

Vier Eisklassen verkörpern die unterschiedlichen Zusammensetzungen der Parameter, die zur Beschreibung der Struktur gewählt wurden. Für das Eis jeder Klasse einzeln wird eine Materialbeschreibung definiert. Das Gesamtmodell entsteht aus der Kombination der vier Materialmodelle.

3.1 Zielsetzung

”Ein Systemmodell ist [...] durch seinen Modellzweck bestimmt. Es ist wichtig, daß dieser Modellzweck zu Anfang jeder Systemstudie niedergeschrieben wird, um (1) die Bedingungen klar darzulegen, unter denen das Modell entwickelt wird und (2) zu vermeiden, daß ein Modell entwickelt wird, das die Aufgabe nicht lösen kann, für die es ursprünglich gedacht wurde” (Zitat s. Bossel [Bos89], p.12).

Die Definition des Modellzwecks zu Beginn der Modellerstellung sollte für Modelliererinnen und Modellierer selbstverständlich sein. Durch den Zweck werden verschiedene Ansprüche oder Zielvorgaben festgelegt. Der Modellzweck unterscheidet das hier vorliegende Eismaterialmodell von den in Kapitel 2.3 beschriebenen Meereismodellen.

Zweck dieses Mehrklassenmodells ist es, eine Prognose der Eisverhältnisse auf der Ostsee zu erstellen und die für die Schifffahrt relevanten Parameter zu simulieren. Dabei sind die wichtigen Größen für den maritimen Dienst diejenigen, die die Struktur des Eises im mesoskalen Bereich (Größenordnungen von 10^2 bis 10^3 Meter) gut beschreiben.

Die Intention hinter diesem Modell unterscheidet sich somit stark von der Vorgabe für die großskaligen Modelle. Diese sind konzipiert worden, um die großräumige Drift des Eises im arktischen Becken oder der Antarktis zu simulieren und den Einfluss des Eises auf die klimarelevanten Parameter zu untersuchen. Insbesondere das heute viel benutzte Hiblermodell ist gedacht "für die saisonale Simulation über große Regionen, und daher brauchbar für die numerische Berechnung des Klimas"⁷. Der von Hibler entworfene Ansatz liefert Daten für die Eisdrift und die thermodynamischen Größen, die als



Abbildung 7: Eisschollen und offenes Wasser (Quelle: www.noaa.gov)

räumliche (Gitterzellen von mehreren hundert Kilometern) oder zeitliche (einige Tage) Mittelungen zu verstehen sind. Die Struktur des Eises fällt bei der Mittelung über derartige Distanzen oder Zeiträume nicht ins Gewicht und wird daher nur sehr grob durch eine mittlere Eisdicke und den Bedeckungsgrad wiedergespiegelt.

Gerade die Darstellung der Eisstruktur ist es jedoch, die das Wesentliche dieses hier vorliegenden Mehrklassenmodells ausmacht.

Eine weitere Zielvorgabe - neben der Wahl der Größenskala und der Orientierung an schiffahrtsrelevanten Strukturen - ist die direkte Kopplung von Eisstruktur und interner Spannung.

Dieses ist in einfacher Form im hblerschen Modell enthalten durch die Definition der Eisstärke, die direkt in die Spannungs-Dehnungsraten-Relation

⁷Übers. d. Verf. Zitat s. Hibler [Hib79], p.815f: "In this work, emphasis has been placed on developing a model suitable for seasonal simulations over large regions, and hence usable in numerical investigations of climate"

eingeht (vgl. Gleichung. 2.18): "The essential idea in the model is to couple the dynamics to the ice thickness characteristics by allowing the ice interaction to become stronger as the ice becomes thicker and / or contains a lower areal percentage of thin ice"⁸ (Zitat s. Hibler [Hib79] p.815). Die Vorgabe für das vorliegende Modell ist es, nicht nur die Eisparameter, sondern auch die physikalischen Prozesse im Eis direkt in der Materialgleichung widerzuspiegeln.

Da das Mehrklassenmodell nach einer Testphase als Prognosemodell im operationellen Betrieb, also in täglicher Routine, laufen soll, muss es numerisch einfach handhabbar sein. Eine äußere Randbedingung ist es, die Rechenzeit zu begrenzen. Dies sollte bei der Definition der physikalischen Modellgleichungen im Hinterkopf behalten werden.

Wie für die in Kapitel 2.3 beschriebenen Modelle wird für das hier vorliegende Modell vorausgesetzt, dass das Eis ein kontinuierliches zweidimensionales isotropes Material darstellt, was schon in Kapitel 2.1 begründet wurde.

Die Darstellung der Eisstruktur beeinflusst sowohl die thermodynamischen, als auch die dynamischen Gleichungen des Modells. Die Thermodynamik wird in Kapitel 5 ausführlich erläutert. Der dynamische Teil beschreibt die Eisdrift und besteht vor allem aus der Lösung der Impulsbilanzgleichung

$$m \frac{D\mathbf{v}}{Dt} = \tau_a + \tau_w + \mathbf{F}_C + \mathbf{F}_N + \mathbf{F}_I$$

wie in Kapitel 2.1 beschrieben. Dabei sind die Schubspannungen des Ozeans und der Atmosphäre abhängig von der Oberflächenrauigkeit des Eises und somit auch von der Struktur. Dies soll jedoch vorerst vernachlässigt werden. Stattdessen wird die Hauptintention auf die Darstellung der internen Kraft $\mathbf{F}_I = \nabla \cdot \sigma$ gerichtet, die durch $\sigma = \sigma(\dot{\epsilon})$ die Materialeigenschaften des Eises beschreibt.

3.2 Die charakteristischen Phänomene

Die Auswahl der Phänomene, deren Entwicklung hier dargestellt werden soll, ist entstanden aus der Betrachtung der Eisübersichtskarten, Gesprächen

⁸Übers. d. Verf.: "Die wesentliche Idee in diesem Modell ist es, die Dynamik mit der Eisdickencharakteristik zu koppeln, indem erlaubt wird, dass die Eisinteraktionen stärker werden, wenn das Eis dicker wird und / oder ein geringerer Flächenanteil dünnen Eises vorhanden ist"

mit den Wissenschaftlerinnen und Wissenschaftlern verschiedener Eisdienste (maßgeblich dem Eisdienst des BSH, Hamburg) und Vergleichen mit den Annahmen in anderen Eismodellen (s. Leppäranta [Lep94], [Lep81], Haapala [Haa00] u.v.a.).

Die WMO (World Meteorological Organisation) hat eine Terminologie festgelegt, die alle das Eis betreffenden Fachausdrücke - wie Eisfeld, Brucheis, Eisrinne etc. - genau definiert (s. WMO [WMO89]). Somit ist es Eisfachleuten weltweit möglich, sich missverständnisfrei zu unterhalten. Experten und Expertinnen der Eismodellierung und der Fernerkundung haben in ihren Veröffentlichungen vielfach eigene Begriffe eingebunden und die Darstellung somit verwaschen. In dieser Arbeit wird die Terminologie benutzt, wie sie im Allgemeinen von Modellierern und Modelliererinnen geprägt wurde, auch wenn dies zum Teil den Begriffsdefinitionen des Eisdienstes widerspricht.

”Während der Eissaison sind Teile der Ostsee bedeckt mit Treibeisfeldern, die aus Eisschollen verschiedener Größe und Dicke und aus offenem Wasser bestehen” (Zitat Strübing⁹). Die WMO-Nomenklatur unterscheidet verschiedenen Arten des schwimmenden Eises, von denen die Folgenden für die Ostsee relevant sind.

- Pfannkucheneis - vorwiegend kreisförmige Eisstücke mit einem Durchmesser von 30 cm bis 3 m
- Eisschollen - verhältnismäßig flaches Stück Meereis mit einem Durchmesser von 20 m bis größer als 10 km
- Eisbruchstücke (bzw. kleine Eisbruchstücke) - verhältnismäßig flaches Stück Meereis mit einem Durchmesser von weniger als 20 m (bzw. weniger als 2 m)
- Trümmereis - Ansammlung von kleinen Eisbruchstücken mit einem Durchmesser von weniger als 2 m

Als Vereinfachung werden in dieser Arbeit nur Schollen und kleinere Bruchteile getrennt betrachtet. Eisgebiete, die aus kleinen Eisbruchstücken oder Trümmereis bestehen, werden somit im Folgenden als Brucheisfelder zusammengefasst.

⁹Dieses und die folgenden in diesem Kapitel vorkommenden Zitate von K. Strübing, Leiter des Eisdienstes des BSH, Hamburg, sind Ergebnisse von persönlichen Gesprächen.

Als Besonderheit der Eisoberflächenbeschaffenheit werden von der WMO Ebenes Eis ("level ice", Meereis, das noch nicht deformiert worden ist) und deformiertes Eis unterschieden, wobei sich das deformierte Eis erneut untergliedert in übereinandergeschobenes Eis ("rafted ice"), Presseisrücken bzw. Scherrücken ("shear-ridges") und aufgedrücktes Eis ("ridged ice"). Öffnungen im Eis reichen von kleinen Spalten ("cracks") bis zu schiffbaren Rinnen ("leads") (s. WMO [WMO89]).

Die Verteilung der verschiedenen Eisarten, Eisrücken und Spalten im Eis in einem Gebiet ist auf den Satellitenbildern zu sehen und wird durch die Eisübersichtskarten wiedergespiegelt. Mithilfe einer zeitlichen Folge von Satellitenbildern und der Interpretation dieser Bilder durch den Eisdienst können in Abhängigkeit von der Eisdrift (konvergente, divergente oder scherende Eisdrift) verschiedene Entwicklungen beobachtet werden:

Bei einer konvergenten Eisdrift verringern sich die Gebiete offenen Wassers, wobei es zu vielfachen Schollenkollisionen kommt. Während noch ein großer Anteil offenen Wassers vorhanden ist, führt diese Bewegung nur zu geringen Deformationen der Eisschollen. Bei nur geringem Vorkommen von offenem Wasser führt ein weiteres Zusammenschieben jedoch dazu, dass Brucheisstücke übereinander geschoben werden, so dass Presseis entsteht. Dünnes Eis wird gebrochen (häufig am Rand zu den dickeren Eisfeldern), die Bruchstücke stapeln sich übereinander oder sammeln sich auf bzw. unter dem ebenen dicken Eis. Bei konvergenter Eisdrift verschwinden nach und nach so erst das offene Wasser, dann das Brucheis und die Gebiete dünnen Eises, bis am Ende nur noch Gebiete dicken Eises und Eisrücken vorhanden sind. Auch das dicke Eis bricht bei anhaltend starkem Druck und wird in Presseis umgewandelt.

Ausgehend von einer inhomogenen Eisdecke wird bei divergenter Eisdrift angenommen, dass die Eisflächen auseinander driften und es dabei zu (leichten) Schollenkollisionen kommt, die die Eisschollen nicht verformen. Somit vergrößert sich der Anteil offenen Wassers. Besteht bei einer Eisbedeckung von 10/10 (d.h. einer vollständig eisbedeckten Fläche) die Eisdecke aus Schollen unterschiedlicher Dicke, so "unterscheidet die Eisterminologie nur kompaktes oder auch zusammenhängendes, d.h. zusammengefrorenes Eis. Kompaktes Eis bewegt sich bei divergenter Eisdrift widerstandsfrei auseinander. Zusammenhängendes Eis setzt einer divergenten Bewegung einen Widerstand entgegen bevor es bricht. Im Allgemeinen wird die Bruchkante jedoch an den ehemaligen Schollenkanten verlaufen" (Zitat Strübing).

Dieses Verhalten unterscheidet sich vom Verhalten einer homogenen Eisdecke, welche zumeist nur zu Beginn der Eissaison existiert. "Wenn Pfannkucheneis bei tiefen Temperaturen zusammenfriert bildet es eine Eisdecke, der Bruch geht dann quer durch" (Zitat Strübing).

Die stärksten Auswirkungen von scherender Eisdrift werden an den Rändern der Festeiskante beobachtet. Lose Eisschollen des offenen Meeres werden durch Wind und Strömung an dem Eis entlang getrieben, welches fest an den Küsten oder Archipelinseln verankert ist. Die Scherung führt nicht zu einer Deformation der Eisschollen, falls die gleichzeitige Kompressionsbewegung divergent ist oder große Anteile des Gebietes eisfrei sind. Sind die Eisschollen jedoch dicht gepackt, so führt eine konvergent scherende Bewegung dazu, dass kleinere Bruchstücke von den Schollen abgerieben oder abgebrochen werden. Dieses Brucheis (sog. rubble ice) füllt zuerst die Lücken zwischen den Schollen und sammelt sich dann ober- und unterhalb des Brucheisfeldes zu Scherrücken. Zitat Strübing: "Scherung und Konvergenz erzeugen eine deformierte Eisdecke, die als Brucheisfeld beginnt und als Scherrücken endet, dazwischen gibt es vielfältige Möglichkeiten."



Abbildung 8: Eisschollen

Eisschollen treiben im Wasser. Durch Eisdrift oder Dünung werden Eisstücke von den Schollen abgebrochen. (Quelle: www.noaa.gov)

M. Leppäranta beschreibt die verschiedenen Eistypen und ihre Entwicklung wie folgt (Zitat s. Leppäranta [Lep94] p.307): "Based on the evolution of sea ice conditions, so called ice types are distinguished and shown on operational ice charts. Thermodynamic growth basically produces new ice thicknesses or ice categories (e.g. new ice, young ice, thin first-year ice) while the dominant features of "ice landscape" are created by dynamics. The packing density or the compactness A is defined as the ratio of ice area to the total area of a region. Due to the drift, leads may open and close rapidly. In compression of compact ice fields, large thin ice sheets may raft or ice may break into smaller blocks which accumulate into ridges and rubble. Rafting occurs in thin ice, thickness less than 10-20 cm causing local doubling of the ice thickness, and ridges and rubble fields form of thicker ice."¹⁰

3.3 Parameter

Um einen Satz von Parametern zu definieren, die das Eis beschreiben sollen, muss klar sein, welche Größen die Materialeigenschaften des Eises stärker beeinflussen und welche weniger stark.

Zur Wahl der Parameter schreiben Leppäranta und Haapala im ZIP - 97 Report (Zitat s. Haapala et. al. [Haa97] p.22f): "An ice state is a set of parameters that defines the conditions of the ice cover. This set should be predictable by mesoscale ice dynamics models, observable by remote sensing, and applicable to practical purposes such as the prediction of the resistance which an ice cover offers to moving ships or the force which, when in motion, it will exert on an offshore structure. [...] The regime where the concept of "ice state" is required concerns basically mesoscale ice dynamics problems where the spatial scales are 10^3 to 10^6 m. The ice state is then a set of

¹⁰Übers. d. Verf.: "Basierend auf der Entwicklung der Meereisbedingungen werden sogenannte Eistypen unterschieden und in den Eisübersichtskarten dargestellt. Thermodynamisches Wachstum produziert hauptsächlich neue Eisdicken oder Eisalterkategorien (z.B. neues Eis, junges Eis, dünnes erstjähriges Eis) während die dominanten Merkmale der "Eislandschaft" durch dynamische Prozesse erzeugt werden. Die Packdichte oder Kompaktheit ist definiert durch das Verhältnis von Eisfläche zur gesamten Fläche einer Region. Aufgrund der Eisdrift öffnen sich Spalten oder schließen sich plötzlich. Durch Druck auf ein kompaktes Eisfeld werden große dünne Eisdecken übereinandergeschoben oder das Eis wird in kleine Eisblöcke gebrochen, welche sich zu Eisrücken oder Trümmereisfeldern ansammeln. Das Übereinanderschieben von Eisplatten geschieht nur bei dünnen Eisdecken mit einer Eisdicke geringer als 10-20 cm und führt zu einer lokalen Verdoppelung der Eisdicke, Eisrücken oder Trümmereisfelder werden aus dickerem Eis gebildet."

variables for the morphology and the internal stress.” Und als ”Ice State key variables” geben sie die sechs folgenden Größen an: ”Ice compactness, Ice thickness distribution, Ice floe size, Ridge morphology, Ice velocity, Ice stress”¹¹

Auch für K. Strübing sind die wichtigsten Parameter für die Beschreibung der Eisverhältnisse (Zitat): ”Die Eisdicke, der Bedeckungsgrad, die Schollengröße, die Schneedicke und der interne Stress.” Während Eisdickenverteilung und Bedeckungsgrad offensichtlich schifffahrtsrelevante Faktoren sind, begründet er die Wahl der Schollengröße wie folgt (Zitat): ”Je kleiner die Schollengröße ist, desto schwieriger wird das Navigieren. Trümmereis und Rubblefields sind schwieriger zu durchfahren als glatte Schollen. Meistens sind sie dicker und der Druck innerhalb der Schollenbruchstücke ist häufig größer. Zusätzlich liegt Trümmereis fast zu 100% an der Schiffshaut an und bildet daher einen höheren Eisreibungswiderstand als Schollen, die nur mit einer geringen Fläche anliegen.”

Unter ”internem Stress” ist die interne Spannung zu verstehen, wie sie in Kapitel 2 beschrieben wird. K. Strübing bemerkt dazu (Zitat): ”Wo durch Strömung oder Wind eine Fläche zusammengeschoben wird, ist der Druck und damit der Reibungswiderstand größer, den das Eis auf die Schiffe ausübt. Bei gleichem Bedeckungsgrad und gleicher Eisdicke aber geringerem Stress ist der Widerstand, gegen den das Schiff arbeiten muss, sehr viel kleiner [was dazu führt, dass das Schiff seine Route schneller, sicherer und treibstoffsparender absolvieren kann, Anm. d. Verf.]. Da der interne Stress ein Parameter ist, der von den Seefahrern direkt erfahren wird [im direkten Schiff-Eis-Kontakt, Anm. d. Verf.], ist seine Prognose besonders wertvoll.” Die interne Spannung ist ein Ergebnis der Materialgleichung und abhängig von der Deformation oder der Deformationsrate. In Kapitel 3.5 wird sie

¹¹Übers. d. Verf.: ”Ein Eiszustand ist eine Menge von Parametern, die die (Verhältnisse der) Eisbedeckung beschreibt. Diese Menge sollte durch mesoskale Modelle vorhersagbar sein, durch Fernerkundung beobachtbar und sie sollte nutzbar sein für praktische Anwendungen, wie der Vorhersage des Widerstandes, den die Eisdecke den sich bewegenden Schiffen entgegensetzt, oder der Kraft, die [die Eisdecke] auf Offshore Anlagen ausübt, wenn sie in Bewegung ist. [...] Die Größenordnung, in der die Beschreibung des Eiszustandes erforderlich ist, beschäftigt sich hauptsächlich mit mesoskalen Eisdynamik Problemen der räumlichen Ausdehnung 10^3 bis 10^6 m. Der Zustand ist dann eine Menge von Variablen, die die äußere Gestalt beschreiben, und der internen Spannung. [...] Hauptparameter zur Beschreibung des Eiszustandes [sind]: Kompaktheit, Eisdickenverteilung, Schollengröße, Eisrückenmorphologie, Eisdriftgeschwindigkeit [und] interne Spannung.”

mithilfe der Materialparameter errechnet und steht somit als Prognosegröße zur Verfügung.



Abbildung 9: Übereinandergeschobenes Eis (Rafted ice)
(Quelle: www.noaa.gov)

Weitere Größen, die die Materialfestigkeit einer homogenen Eisdecke beeinflussen, sind die Porosität und der Eisentwicklungsgeschichte.

Dabei wird die Porosität des gefrorenen Meerwassers beispielsweise dadurch beeinflusst, dass beim Gefrierprozess die im Meerwasser befindlichen Salze ausgelöst werden und sich in kleinen Kammern sammeln, bevor sie nach und nach in die Deckschicht des Ozeans abfließen. Die Porosität ist somit eine Funktion des Salzgehaltes im Meerwasser und des Eisalters. "Je salziger das Meerwasser ist, desto poröser und damit weicher ist das Eis, welches daraus entsteht. Daher ist Ostsee-Eis generell fester als beispielsweise Nordsee-Eis" (Zitat Strübing).

Die Deformationsgeschichte gibt Auskunft darüber, ob die Eisdecke evtl. mehrfach deformiert wurde oder aus einer glatten undeformierten Eisschicht besteht. Die Geschichte der thermodynamischen Entwicklung gibt Aufschluss über die Geschwindigkeit des Eiswachstums, das Zusammenwachsen von Brucheis zu einer glatten Eisdecke, der Schneebedeckung und dem Eisgehalt, der durch Kompression aus Schnee entstanden ist.

Alle diese Eigenschaften (und wahrscheinlich noch viele andere) haben einen Einfluss auf die Fähigkeit des Eises, komprimiert oder geschert zu werden. Brucheis zeigt weniger Widerstand gegen Deformationen als nicht gebrochene Eisschollen, insbesondere besitzt es keinen Widerstand gegen divergente Drift.

Ebenso kann poröses Eis leichter komprimiert oder gesichert werden als weniger poröses. Eine Schneedecke auf dem Eis beeinflusst den Reibungskoeffizienten und damit die Fähigkeit von Eisdecken, sich übereinander zu schieben, das so genannte Raftingverhalten (vgl. Abbildung 9).

Von allen Faktoren, die die Festigkeit des Eises beeinflussen können, beschränkt sich das Mehrklassenmodell der Einfachheit halber auf die wichtigsten Parameter: Bedeckungsgrad, Eisdicke und Brucheigenschaft. Bei der Brucheigenschaft wird nur gebrochenes Eis (Trümmereis) und glattes Eis (freie Schollen und zusammenhängende Eisdecken) unterschieden. Die Schneeeauflage wird durch das thermodynamische Modell berechnet, in dieser ersten Studie wird ihr Einfluss auf die Eisfestigkeit jedoch als gering eingestuft. Auch die Porositätsunterschiede des Eises aufgrund von Salzgehaltsdifferenzen im Modellgebiet werden als vernachlässigbar angesehen, der Salzgehalt des Meerwassers bei der Eisbildung ist jedoch bekannt (er existiert als Ergebnis des BSH-Strömungsmodells) und kann jederzeit durch einen Salzgehaltsfaktor in die Materialkoeffizienten eingehen.

Auf die Darstellung von übereinandergeschobenen Eisplatten (rafting) soll vorerst ebenso verzichtet werden.



Abbildung 10: Spalten im Eis

Schmale Risse im Eis (cracks) können bei divergenter Strömung zu schiffbaren Rinnen (leads) werden. (Quelle: www.noaa.gov)

Ähnlich wie bei Leppäranta (siehe p. 38) sollen auch hier die verschiedenen Parameter über ihre Eisentwicklungsgeschichte definiert werden: Zu Beginn des Eiswinters ist häufig über weite Gebiete eine gleichmäßig dicke Eisdecke vorhanden, da noch keine Deformation stattgefunden hat. Dieses undeformierte Eis wird "ebenes Eis" (level ice) genannt. Die Eisdicke wird durch

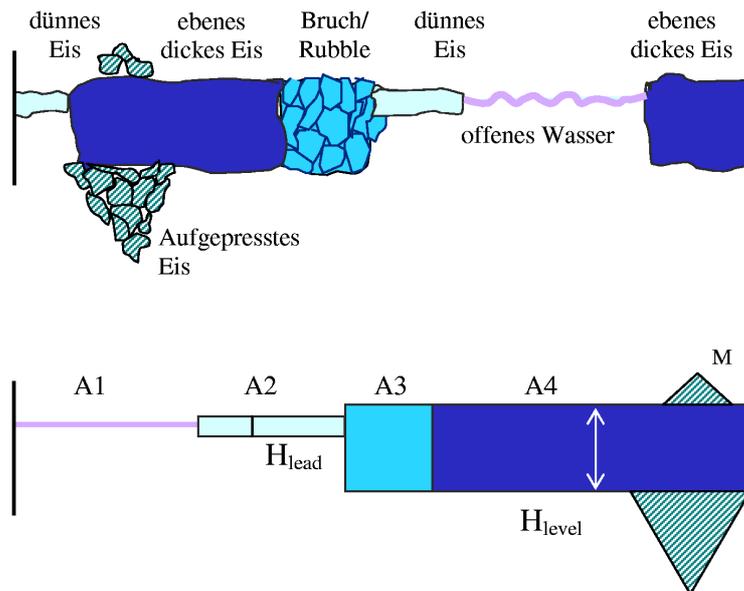


Abbildung 11: Definition der Parameter

Eisdriftbewegungen nicht verändert. Bei divergenter Eisdrift entstehen Gebiete offenen Wassers, häufig nur schmale Spalten oder Rinnen (leads) (vgl. Abbildungen 7 und 10). Ihre Größe und Verteilung ist für die Schifffahrt von großem Interesse, da sie leichter schiffbar sind als eisbedeckte Gebiete. Frieren diese Gebiete wieder zu (Eis in der Rinne, im Folgenden kurz "lead ice"), so besitzen sie eine geringere Eisdicke als das sie umgebende ebene Eis, bleiben also leichter schiffbar. Gegen Deformationsprozesse wie konvergente, divergente und scherende Eisdrift besitzen sie offensichtlich einen geringeren Widerstand. Im Laufe des Winters nehmen beide Eisdicken weiter zu. Bei einem späteren Auseinanderdriften des Eises entstehen weitere Rinnen, die, wenn sie zufrieren, eine dritte Eisdicke besitzen, usw. Die für die Schifffahrt wichtigen Parameter sind die Vorkommen der Eisrinnen oder der zugefrorenen Spalten mit dünnem Eis und die Dicke des ebenen Eises. Daher werden

hier neben dem offenen Wasser nur zwei Eisdicken, dickes und dünnes Eis, betrachtet. Ideen für eine Einteilung in mehr Eisdickenklassen finden sich in Kapitel 9.

Gebrochenes Eis widersteht einer konvergenten Eisdrift weniger als undeformiertes. Das Verhältnis der Festigkeiten von Brucheis zu ungebrochenem Eis ist jedoch abhängig von der Eisdicke. Es wird daher der Einfachheit halber angenommen, dass dünnes Brucheis nur wenig nachgiebiger ist als glattes Eis der gleichen Dicke und eine Unterscheidung daher nicht notwendig ist. Hingegen ist bei der Unterscheidung von dickem Brucheis und ebenem Eis eine Einteilung in zwei Klassen ratsam. Eine Erweiterung des Mehrklassenmodells mit Unterscheidungen von Brucheis und glattem Eis in allen Dickenklassen wäre auch hier problemlos möglich und sei späteren Arbeiten überlassen.

Ausgehend von diesen Überlegungen werden drei Gruppen von Parametern definiert. Die vier Eisklassen werden über ihre Flächenanteile definiert. Dabei sind

A_1	Anteil des offenen Wassers
A_2	Anteil des dünnen Eises (lead ice)
A_3	Anteil des dicken Brucheises (rubble ice)
A_4	Anteil des dicken ebenen Eises (level ice)

skalare Größen zwischen 0 und 1 (bzw. zwischen 0 % und 100 %), wobei die Summe 1 (bzw. 100 %) ergeben muss. Sie werden durch dynamische und thermodynamische Prozesse verändert. Anstatt von Flächenanteilen wird auch von Bedeckungsgraden oder Kompaktheiten gesprochen. Nur durch thermodynamische Prozesse beeinflusst sind die Eisdicken

H_{level}	Dicke des ebenen Eises und Brucheises, genannt Leveleisdicke
H_{lead}	Dicke des dünnen Eises, genannt Leadeisdicke,

die ebenfalls positive skalare Größen darstellen. Sowohl die Anteile, als auch die Eisdicken gehen als Variable in die Funktionen der Materialkoeffizienten ein, d.h. sie bestimmen die Festigkeit des Eises. Die dritte Gruppe beschreibt die durch dynamische Prozesse entstandenen Press- und Schereisrücken durch

M_P	Volumen des aufgedrückten Eises
M_S	Volumen des durch Scherung entstandenen und aufgeschobenen Eises.

Beide Größen werden im Kapitel 4.4 noch ausführlich beschrieben. Sie haben keinen rückwirkenden Einfluss auf die Materialfestigkeit.

Für allgemeine Darstellungen, z.B. Funktionen, die von der Dicke und dem Bruchzustand abhängen, beschreibt H die Eisdicke, wobei H grundsätzlich ein Element der Menge $\{0, H_{lead}, H_{level}\}$ ist. Die Brucheigenschaft B ist keine unabhängige Modellvariable, da sie eindeutig mit den Eisklassen verknüpft ist: Gebrochenes Eis (B_3) existiert nur in der Klasse, die mit der Bedeckung A_3 assoziiert wird, ungebrochenes (B_0) in allen anderen. Somit ist das allgemeine B ein Element aus $\{B_0, B_3\}$.

3.4 Darzustellende Charakteristika

Ausgehend von einem Gebiet, welches aus Anteilen von dünnem Eis, dickem Brucheis und dickem ebenen Eis und aus Anteilen von offenem Wasser besteht, werden folgende Phänomene beobachtet und durch das Mehrklassenmodell beschrieben:

Bei konvergenter Eisdrift

- verringern sich die Anteile des offenen Wassers,
- werden je nach Eisdickenverteilung zuerst das Brucheis oder die dünnen Schollen zusammengeschoben,
- wird das dicke ebene Eis zerbrochen und komprimiert,
- werden bei der Kompression der eisbedeckten Flächen Presseisrücken erzeugt (Massenerhaltung), die gegebenen Eisdicken ändern sich nicht.

Bei divergenter Eisdrift

- driften freie Eisschollen nahezu widerstandsfrei auseinander.

Bei Scherung und

- divergenter Eisdrift vergrößert sich der Anteil offenen Wassers,
- konvergenter Eisdrift werden Eisschollen zu Bruch zerrieben, welcher sich in Brucheisfeldern sammelt und zu Scherrücken aufgeschoben wird.

Press- oder Schereisrücken haben keinen Einfluss auf die Kompressibilität des Eises.

3.5 Das Materialmodell

Die Kontinuumshypothese wird durch die Darstellung des Eises als Gemisch vierer verschiedener Klassen nicht beeinträchtigt. Es wird angenommen, dass das Material in jedem Punkt die Eigenschaften aller vier Medien besitzt, gewichtet mit ihren jeweiligen Konzentrationen.

Bei linearem Materialverhalten folgt aus der Isotropie des Eises, dass eine konvergente / divergente Dehnungsrate zu einer reinen Druck- bzw. Zugspannung führt, während eine Scherdeformation eine reine Scherspannung zur Folge hat (s. Kapitel 2.2), so dass statt eines zweidimensionalen Materialmodells auch zwei eindimensionale Modelle definiert werden können, ein Kompressionsmodell für Zug und Druck und ein Schermodell zur Darstellung der Scherspannung. Aus Analogie zu diesen Modellen und um das hier entwickelte (nichtlineare) Modell möglichst einfach zu halten, sollen auch hier zwei Modelle benutzt werden. Dies erleichtert in vielen Fällen die Anschauung. Das Kompressionsmodell verknüpft die ersten Invarianten des Spannungs- und Dehnungsratentensors, während das Schermodell eine Relation zwischen den jeweiligen zweiten Invarianten (nach Definition 2.4) beschreibt.

Da das Verhalten des Eises bei Druck sich grundlegend von seinem Verhalten bei Zug unterscheidet, ist eine weitere Trennung des Kompressionsmodells in ein Zug- und ein Druckmodell sinnvoll.

In den folgenden Unterkapiteln werden somit drei Modelle vorgestellt: ein Druckmodell, ein Zugmodell und ein Schermodell.

Zunächst soll jedoch noch erläutert werden, was unter einer statistischen Betrachtung des Materials verstanden wird und warum sie angewandt werden kann.

Wird eine homogene Eisprobe von einigen Metern Ausdehnung einem Druck von außen ausgesetzt, so setzt sie der Kompression erst einen gewissen Widerstand entgegen, bevor sie in einem Augenblick bricht und dann mit sehr viel geringerem Widerstand zusammengeschoben werden kann. Dieses Verhalten entspricht dem eines plastischen Schiebeelementes, bei dem erst eine kritische Spannung, die Fließ- oder Bruchspannung, überwunden werden muss. Wie in Kapitel 2.3.2 dargestellt, ist dieses Materialverhalten bei lokalen Deformationsprozessen der Grund für eine (elasto- oder viskos-) plastische Darstellung des Eises.

Im Allgemeinen ist die zu betrachtende Eisfläche (eine Gitterzelle im numerischen Sinn) jedoch viel größer als einer dieser lokalen Deformationsprozesse. Hinzu kommt, dass die Eisvorkommen, die innerhalb einer Klasse zusammengefasst werden, als eine homogene Eisdecke mit einer gemittelten Eisdicke und einem durchschnittlichen Bruchzustand betrachtet werden. Der reelle Zustand weicht in einem gewissen Rahmen davon ab. Diese Variabilität erlaubt eine statistische Behandlung des Materials. Eine Eisdecke von großem Ausmaß bricht bei Druck an mehreren verschiedenen Stellen, mit einer gewissen Wahrscheinlichkeitsverteilung an einigen Stellen früher, an anderen später, so dass statistisch gesehen von einer stetigen Kompression des Materials ausgegangen werden kann.

3.5.1 Das Druckmodell

Das Materialverhalten des vier-Klassen-Eises wird in diesem Modell dadurch bestimmt, dass die Materialgesetze der einzelnen Klassen konstruiert und gekoppelt werden.

Wie in den Gleichungen 2.3 und 2.5 definiert, wird die erste Invariante des Dehnungsratentensors mit $\dot{\epsilon}_I$, die erste Invariante des Spannungstensors mit σ_I bezeichnet. Um eine Vereinfachung der Sprache bemüht, wird in diesem Kapitel von Spannung und Dehnungsrate gesprochen und dabei grundsätzlich die jeweilige Invariante dieser Tensoren gemeint. Alle vorkommenden Gleichungen haben skalaren Charakter.

Die eisbedeckten Klassen

Unter dem Begriff "eisbedeckte Klassen" werden das dünne und das ebene dicke Eis, sowie das Brucheis zusammengefasst.

Bei der Betrachtung einer dieser eisbedeckten Klassen, z.B. der Klasse des dünnen Eises, stellt sich die Frage, wie sich die Eisdecke unter Druck verhält oder welcher Druck sich bei konvergenter Eisdrift in der Eisdecke entwickelt. Vorstellbar ist beispielsweise, dass sich durch divergente Drift eine Spalte im dicken ebenen Eis gebildet hat, die bei Temperaturen unter dem Gefrierpunkt zugefroren ist - und somit eine Fläche dünnen Eises gebildet hat - und die nun durch konvergente Drift zusammengeschoben wird. Die Konvergenz erzeugt einen Widerstand in der dünnen Eisschicht. Es wird angenommen, dass dieser Widerstand umso größer wird, je größer die Konvergenzgeschwindigkeit ist, was auf viskoses Verhalten schließen lässt. Dies deckt

sich mit den Vorstellungen des Eisdienstes, denn nach K. Strübing hängt die Wahl der Rheologie von der Dimension ab (Zitat): "Für relativ große Gebiete ist viskos ein guter Ansatz, für kleinere Gebiete ist plastisch anzunehmen" (vgl. statistische Betrachtung des Materials, Seite 45). Am Rand zu den dicken Eisschollen brechen Stücke des dünnen Eises ab und stapeln sich übereinander, dieser Vorgang geschieht jedoch statistisch gesehen stetig, so dass er nicht als Plastizität in das Teilmodell eingeht. Das Verhalten einer homogenen Eisdecke unter Druck ($\dot{\epsilon}_I \leq 0$) entspricht damit dem eines viskosen Mediums

$$\dot{\epsilon}_I = \frac{\sigma_I}{\eta}.$$

In diesem ersten Ansatz wird von linearer Viskosität ausgegangen. Verschiedene Theorien nichtlinear viskoser Spannungs-Dehnungsraten-Relationen können jederzeit einfach integriert werden. Die Viskosität η soll vor allem von den beiden Charakteristika Eisdicke H und Brucheigenschaft B abhängen.

Entsprechend der Indizierung der Bedeckungsgrade A_i sei $\dot{\epsilon}_2$ die Dehnungsrate der Klasse des dünnen Eises, σ_2 die Spannung, die auf das dünne Eis wirkt, und η_2 der Materialkoeffizient, welcher Spannung und Dehnungsrate verknüpft. Analoge Indizierungen beschreiben die Dehnungsraten, Spannungen und Materialkoeffizienten des Brucheises ($\dot{\epsilon}_3, \sigma_3$ und η_3), bzw. des ebenen Eises ($\dot{\epsilon}_4, \sigma_4$ und η_4). Die Spannungs-Dehnungsraten-Relationen erhalten dadurch die folgenden Formen

$$\dot{\epsilon}_2 = \frac{\sigma_2}{\eta_2(H_{lead}, B_0)} \quad \text{für dünnes Eis,} \quad (3.20)$$

$$\dot{\epsilon}_3 = \frac{\sigma_3}{\eta_3(H_{level}, B_3)} \quad \text{für Brucheis und} \quad (3.21)$$

$$\dot{\epsilon}_4 = \frac{\sigma_4}{\eta_4(H_{level}, B_0)} \quad \text{für ebenes Eis.} \quad (3.22)$$

Die Materialkoeffizienten werden mit Hilfe physikalischer Überlegungen definiert. Wird die Viskosität gegen die Eisdicke aufgetragen, so ist die Funktion offensichtlich streng monoton steigend, d.h. je dicker das Eis, desto stärker ist es. Diese Funktion kann linear definiert werden. Wird jedoch die Tatsache berücksichtigt, dass fast ausschließlich Eis unterhalb einer kritischen Dicke

zu Presseis aufgeschoben wird (s. Kapitel 4.3), so sollte die Viskosität für Eisdicken unterhalb dieser Grenze H_{krit} langsamer ansteigen als für dickeres Eis. Dieser Tatsache wird durch einen normierten quadratischen Ansatz Rechnung getragen:

$$\eta(H) \propto \left(\frac{H}{H_{krit}} \right)^2.$$

Die Brucheigenschaft geht durch einen konstanten Faktor c_r ein, der die Annahme umsetzt, dass sich gebrochenes Eis der Dicke H unter Druck ebenso verhält, wie glattes Eis einer sehr viel geringeren Eisdicke, z.B. Eis der Dicke $H/4$. Diese Wahl des Faktors (hier $c_r = 1/4$) spiegelt die Betrachtung wider, dass sich die Brucheisdecke von dickem Eis (welches in der nördlichen Ostsee im Laufe des Winters gut $100cm$ betragen kann) genauso verhält wie eine glatte Eisdecke der kritischen Eisdicke ($H_{krit} \approx 25cm$). Somit ist

$$\eta(H, B_3) = \eta(c_r \cdot H, B_0).$$

Das offene Wasser

Das offene Wasser besitzt keine Materialstruktur in dem Sinne, dass Eis als Material nicht vorhanden ist. Auf den ersten Blick (insbesondere am eindimensionalen Beispiel, siehe Abbildung 12) scheint es, als solle es sich deshalb spannungsfrei dehnen und komprimieren lassen. Bei der Betrachtung eines zweidimensionalen Bildes wird jedoch klar, dass konvergente oder divergente Strömungen zu einer Reihe von Schollenkollisionen führen, welche dem Driftprozess entgegenwirken. Davon ausgehend, dass diese Spannungen zu gering sind, um die Schollen der eisbedeckten Klassen zu deformieren, ordnen wir die Spannungs-Dehnungsraten-Relation somit (formal) der Klasse des offenen Wassers zu.

Das offene Wasser wird daher durch ein Kollisionsmodell simuliert. Da nicht jede Kollision zweier Schollen einzeln betrachtet wird, sondern das statistische Mittel über alle Kollisionswiderstände, ist das Verhalten wiederum nicht plastisch. Es ist leicht nachvollziehbar, dass der Widerstand durch die Schollenkollisionen mit der Driftgeschwindigkeit wächst. Auch dieses Materialmodell besteht somit aus einem viskosen Element

$$\dot{\epsilon}_1 = \frac{\sigma_1}{\eta_1}, \quad (3.23)$$

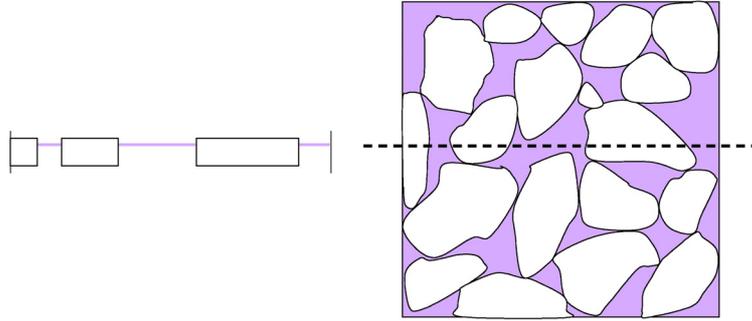


Abbildung 12: Die "Viskosität des offenen Wassers" wird durch Schollenkollisionen erklärt. Was im eindimensionalen Schnitt (links) nicht sichtbar ist, verdeutlicht die zweidimensionale Graphik (rechts).

wobei $\dot{\epsilon}_1$, σ_1 und η_1 die Dehnungsrate, die Spannung und den Materialkoeffizienten des offenen Wassers beschreiben.

Die Viskosität hängt u.a. ab von der Dicke und "Stärke" des Eises. Dabei ist das Eis umso stärker, je geringer der Anteil von Brucheis ist. Um diese Informationen in einer Größe zu kombinieren, wird die effektive Eisdicke H_{eff} definiert durch

$$H_{eff} := \frac{A_2 \cdot H_{lead} + c_r \cdot A_3 \cdot H_{level} + A_4 \cdot H_{level}}{A_2 + A_3 + A_4}, \quad (3.24)$$

eine gewichtete mittlere Eisdicke, die die Brucheigenschaft berücksichtigt. Im Gegensatz zur Hiblerschen mittleren Eisdicke h wird hier außerdem nur über die eisbedeckten Gebiete gemittelt.

Der Widerstand gegen eine konvergente Eisdrift wächst mit dem Eisbedeckungsgrad $A_2 + A_3 + A_4 = 1 - A_1$. Daher wird hier für die Viskosität

$$\eta_1 \propto H_{eff} \cdot (1 - A_1)$$

gesetzt.

Für die eisbedeckten Klassen sollte bei der Grenzwertbetrachtung $H \rightarrow 0$ (beispielsweise beim vollständigen Abschmelzen des dünnen Eises) die Viskosität des offenen Wassers erreicht werden (Stetigkeit des Materialverhaltens). Da diese jedoch um mehrere Größenordnungen kleiner ist als die

Viskosität des Eises (die mit $H \rightarrow 0$ verschwindet), wird diese Tatsache hier vernachlässigt.

Die Materialkoeffizienten

Damit sind die Materialkoeffizienten für die konvergente Eisdrift gegeben durch

$$\eta_1 = c_1 \cdot H_{eff} \cdot (1 - A_1) \quad (3.25)$$

für offenes Wasser,

$$\eta_2 = c_m \left(\frac{H_{lead}}{H_{krit}} \right)^2 \quad (3.26)$$

für dünnes Eis,

$$\eta_3 = c_m \left(\frac{c_r H_{level}}{H_{krit}} \right)^2 \quad (3.27)$$

für Brucheis und

$$\eta_4 = c_m \left(\frac{H_{level}}{H_{krit}} \right)^2 \quad (3.28)$$

für dickes Eis.

Dabei sind c_1 und c_m Materialkonstanten und c_r die Bruchkonstante (engl.: rubble).

Gekoppelte Modelle

Für jede Eisklasse einzeln wurde ein separates Materialmodell definiert. Für eine inhomogene Eisdecke aus dünnem, dickem und gebrochenem Eis und offenem Wasser müssen diese Elemente nun kombiniert werden. Dabei ist vorher die Frage zu klären, was das entsprechende Kombinationsmodell darstellen soll. Zum einen muss die Zusammenschaltung die Spannungs-Dehnungsraten-Relation simulieren, welche in der Impulsgleichung die erste Invariante der internen Spannung mit der Divergenz der Eisdriftgeschwindigkeit verknüpft.

Zum anderen kann durch die phänomenologische Beschreibung der Eisdynamik erwartet werden, dass die Evolutionsgleichungen der Modellparameter aus dem Gesamtmodell ablesbar sind. Wie sich zeigen wird, sind nicht beide Anforderungen in einem Modell erfüllbar.

Es gibt beliebig viele Möglichkeiten, mechanische Elemente zu kombinieren. Aus Symmetriegründen (Gleichbehandlung aller vier Klassen) bieten sich zwei Kombinationsmöglichkeiten besonders an:

- Im Parallelmodell (Abbildung 15) erfahren alle Elemente dieselbe Dehnungsrate $\dot{\epsilon}_I = \dot{\epsilon}_i$ ($i = 1, \dots, 4$). Die Spannung jedes Einzelementes kann aus dieser Dehnungsrate bestimmt werden. Die Gesamtspannung ergibt sich durch anteilsgewichtete Addition der Einzelspannungen.
- Bei der Reihenschaltung (Abbildung 14) ist die angelegte Spannung an jedem Element die gleiche und sie entspricht auch der Gesamtspannung $\sigma_I = \sigma_i$ ($i = 1, \dots, 4$). Die Dehnungsraten werden über die einzelnen Materialgleichungen errechnet, die Gesamtdehnungsrate ergibt sich als anteilsgewichtete Summe.

Die Evolutionsgleichungen

Das Modell zur Beschreibung der Evolutionsgleichungen greift zurück auf die Vorstellung der Eisklassen im diskreten, nicht kontinuierlichen Sinne.

Zur besseren Darstellbarkeit werden die folgenden Hilfsgrößen eingeführt: Die betrachtete Gesamtfläche wird mit F bezeichnet. $F_i, i \in \{1, 2, 3, 4\}$ werden die Gebiete genannt, die von den einzelnen Eisklassen eingenommen werden, das bedeutet: F_1 ist die Fläche des offenen Wassers, F_2 ist die Fläche, die mit dünnem Eis bedeckt ist, usw. Offensichtlich ist dann $A_i = F_i/F$.

Bei einer Eisverteilung, wie in Abbildung 13 dargestellt, führt eine konvergente Eisdrift dazu, dass die absolute Fläche F reduziert wird. Die Anteile als prozentuale Größen bleiben in der Summe natürlich erhalten ($\sum A_i = 1$). Die einzelnen Flächen jedoch verringern sich ebenfalls, und zwar derart, dass die Flächenänderung des offenen Wassers, die Flächenänderung des dünnen Eises, die des Brucheises und die Änderung des dicken ebenen Eises pro Zeit aufsummiert die Gesamtflächenänderung pro Zeit ergibt.

Mechanisch ausgedrückt bedeutet dies, dass die Gesamtdehnungsrate durch Addition der Einzeldehnungsraten dargestellt wird. Und die mechanische Schaltung dafür ist eine Serien- oder Reihenschaltung der Elemente.

Die Spannungen σ_i ($i = 1, \dots, 4$), die auf die einzelnen Elemente wirken, sind identisch und entsprechen der Gesamtspannung, die mit σ_r (r für Reihenschaltung) bezeichnet wird. Die Materialgleichungen der Einzelemente sind bekannt aus den Gleichungen 3.20 bis 3.22 und 3.23. Die Gesamtdehnungsrate wird gegeben durch die anteilsgewichtete Summation:

$$\begin{aligned}\dot{\epsilon}_I &= A_1\dot{\epsilon}_1 + A_2\dot{\epsilon}_2 + A_3\dot{\epsilon}_3 + A_4\dot{\epsilon}_4 \\ &= \left(\sum_{i=1}^4 \frac{A_i}{\eta_i} \right) \sigma_r.\end{aligned}$$

Das Reihenschaltungsmodell verhält sich demnach viskos

$$\dot{\varepsilon}_I = \frac{1}{\eta_r} \sigma_r \quad (3.29)$$

mit der Viskosität $\eta_r := (\sum A_i/\eta_i)^{-1}$.

Die physikalische Interpretation des Reihenschaltungsmodells genügt genau den Anforderungen an das Materialmodell, die in Kapitel 3.4 für konvergente Eisdrift aufgestellt wurden:

Die inhomogene Eisdecke wird zusammengeschoben, dabei verringert sich die Fläche.

Die Spannung ist in den Elementen aller Eisklassen gleich.

Die Viskosität des Moduls für offenes Wasser ist sehr viel kleiner, als die anderen Materialkoeffizienten. Daher wird dieses Element am stärksten komprimiert. Das bedeutet, dass die Flächenänderung des offenen Wassers sehr viel größer ist als die Flächenänderungen der übrigen Klassen. Umgangssprachlich ausgedrückt verschwindet bei konvergenter Eisdrift zuerst das offene Wasser, bevor die Eisschollen (sichtbar) komprimiert werden.

Die Viskosität des offenen Wassers ist eine Funktion des Eisbedeckungsgrades. Sie wird größer, wenn der Anteil des offenen Wassers geringer wird. Das bedeutet, je weniger offenes Wasser vorhanden ist, desto schwerer ist es, auch dieses noch "zwischen dem Eis herauszupressen".

Die Materialkoeffizienten von dünnem Eis und Brucheis sind geringer als die Materialkoeffizienten des dicken Eises. Auch bei Vorhandensein von offenem Wasser erfahren diese Eisschichten eine Kompression, sie ist jedoch vergleichsweise gering. Erst bei großem Bedeckungsgrad verringern sich die Flächen dieser Klassen stärker.

Dickes ebenes Eis besitzt die größte Viskosität und setzt einer konvergenten Bewegung somit den stärksten Widerstand entgegen. Die Flächenänderung ist verschwindend gering, solange schwächeres Eis oder gar offenes Wasser vorhanden ist.

Da die Gesamtdehnungsrate die relative Flächenänderung beschreibt, entspricht sie dem Ausdruck

$$\dot{\varepsilon}_I = \frac{\partial F/\partial t}{F}. \quad (3.30)$$

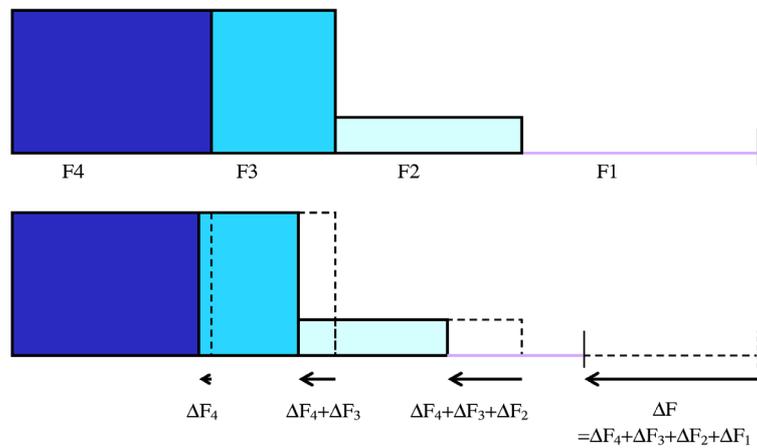


Abbildung 13: Entwicklung der Modellparameter unter Druck
Die Flächenänderungen den einzelnen Klassen werden aufsummiert.
Dabei ist Δ die diskrete Änderung für eine feste Zeitdifferenz.

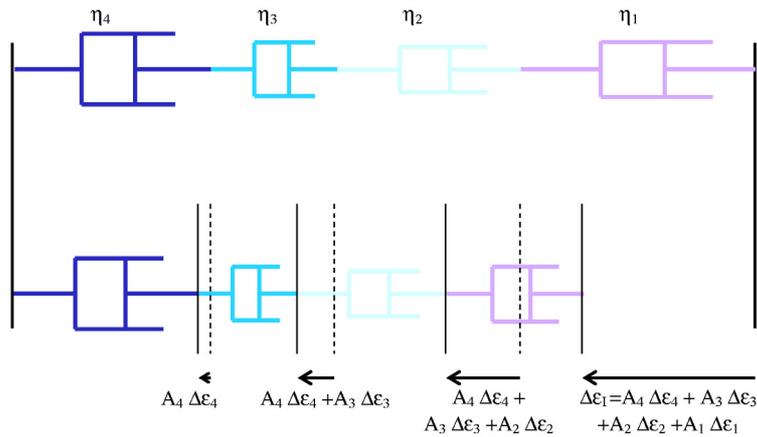


Abbildung 14: Darstellung durch das Reihenmodell

Analog sind die Dehnungsraten der einzelnen Elemente zu verknüpfen mit den Flächenänderungen der entsprechenden Klasse. Dies führt zu den Entwicklungsgleichungen der Flächenkomponenten:

$$\frac{\partial F_i}{\partial t} = F_i \dot{\epsilon}_i.$$

Die Evolutionsgleichungen der Bedeckungsgrade A_i sind direkt daraus zu berechnen:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial A_i}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{F_i}{F} \right) = \frac{\partial F_i / \partial t}{F} - \frac{F_i \partial F / \partial t}{F^2} \\
&= \frac{F_i \dot{\epsilon}_i}{F} - \frac{F_i \dot{\epsilon}_I F}{F^2} = \frac{F_i}{F} (\dot{\epsilon}_i - \dot{\epsilon}_I) \\
&= A_i (\dot{\epsilon}_i - \dot{\epsilon}_I)
\end{aligned} \tag{3.31}$$

Entscheidend für eine Anteilsvergrößerung oder -verkleinerung einer Klasse ist somit nur die Differenz zwischen der Dehnungsrate eines Einzelelementes und der Gesamtdehnungsrate.

Da sich die Anteile A_i grundsätzlich zu 1 addieren, muss die Summe der Ableitungen $\sum \partial A_i / \partial t$ verschwinden. Dies ist hier offensichtlich der Fall, da

$$\sum \frac{\partial A_i}{\partial t} = \sum A_i (\dot{\epsilon}_i - \dot{\epsilon}_I) = \sum A_i \dot{\epsilon}_i - \left(\sum A_i \right) \dot{\epsilon}_I = \dot{\epsilon}_I - \dot{\epsilon}_I = 0.$$

Interne Spannung

Die Kontinuumshypothese geht von der Vorstellung aus, dass das Eismaterial gleichmäßig über das Gesamtgebiet verteilt ist, d.h. in jedem Punkt existieren Anteile von Brucheis, dünnem und dickem ebenen Eis und offenem Wasser, anteilmäßig gewichtet. Die Anschaulichkeit der Eisklassen wird hierdurch verwischt, die Materialeigenschaften bleiben jedoch erhalten. Im Druckmodell bedeutet diese stetige Verteilung der Eiseigenschaften, dass der Widerstand gegen eine konvergente Eisdrift maßgeblich bestimmt wird durch das "stärkste" Materialelement. Die Vorstellung dabei ist die, dass sich vier Eis- bzw. Wasser-"säulen" einem Druck widersetzen (s. Abbildung 15). Dies bedeutet jedoch, dass die Dehnungsraten für alle Elemente gleich sind, während die Spannungen der Einzelelemente sich unterscheiden, was, wie oben erklärt, zu einem Parallelmodell führt.

Mithilfe der Gleichheit der Einzeldehnungsraten ergeben sich die Einzelspannungen aus

$$\sigma_i = \eta_i \dot{\epsilon}_i = \eta_i \dot{\epsilon}_I,$$

wobei i ein Element der Menge $\{1, 2, 3, 4\}$ ist.

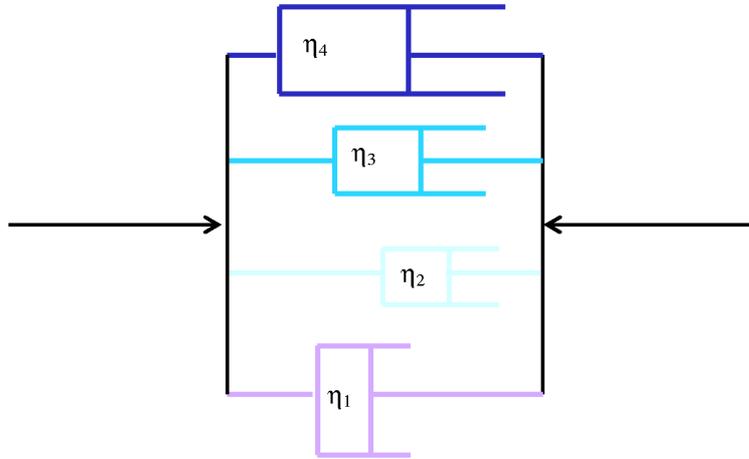


Abbildung 15: Das Parallelmodell der internen Spannung

Damit berechnet sich die Gesamtspannung des Parallelmodells σ_p als gewichtete Summe durch

$$\begin{aligned}\sigma_p &= A_1\sigma_1 + A_2\sigma_2 + A_3\sigma_3 + A_4\sigma_4 \\ &= \left(\sum_{i=1}^4 A_i\eta_i \right) \dot{\epsilon}_I,\end{aligned}$$

oder kurz

$$\sigma_p = \eta_p \dot{\epsilon}_I \quad (3.32)$$

mit der Viskosität $\eta_p := \sum A_i\eta_i$.

Die Vorstellung des "stärksten" Elementes ist leicht nachvollziehbar, wenn eben dieses starke Eis, also das dicke ebene Eis, das Gesamtbild bestimmt. Bei einem großen Bedeckungsgrad dicken Eises tragen vereinzelte "Löcher" offenen Wassers oder dünnen Eises nur wenig zum Widerstand gegen Druck bei.

Wird der Gesamteindruck jedoch vom offenen Wasser geprägt, auf dem einzelne Schollen dicken und dünneren Eises schwimmen, so wirkt die Darstellung durch ein Parallelmodell absurd. Das dicke Eis ist nicht in der Lage, den Hauptdruck zu tragen. Stattdessen wird auch hier wieder das Reihenmodell mit der Gleichung 3.29 angesetzt.

Zur Darstellung der internen Spannung wird daher eine Linearkombination

aus Reihen- und Parallelschaltung verwendet

$$\sigma_I = \beta \cdot \sigma_p + (1 - \beta) \cdot \sigma_r \quad (3.33)$$

mit einer Funktion β , die für einen großen Bedeckungsgrad ($A_1 \rightarrow 0$) gegen eins geht und für einen geringen Bedeckungsgrad verschwindet. Realistische Ergebnisse haben sich mit dem Ansatz

$$\beta \propto \exp(-c_\beta \cdot A_1)$$

ergeben, wobei c_β eine Konstante ist.

Für die Spannungs-Dehnungsrate-Relation, die die interne Spannung mit der Dehnungsrate verknüpft, folgt daher aus den Gleichungen 3.33, 3.29 und 3.32

$$\sigma_I = (\beta \cdot \eta_p \cdot + (1 - \beta) \cdot \eta_r) \cdot \dot{\varepsilon}_I,$$

oder

$$\sigma_I = \eta_\beta \cdot \dot{\varepsilon}_I \quad (3.34)$$

mit der Viskosität

$$\eta_\beta := \beta \cdot \eta_p \cdot + (1 - \beta) \cdot \eta_r. \quad (3.35)$$

3.5.2 Das Zugmodell

Bei divergenter Eisdrift kommt es nicht zur Verformung der Eisschollen. Eine zusammenhängende Eisdecke ist nicht in der Lage, Zugspannung aufzunehmen. Daher verschwinden die Einzeldehnungsrate $\dot{\varepsilon}_i$ und die Einzelspannungen σ_i ($i = 2, 3, 4$) der eisbedeckten Klassen. Ist offenes Wasser oder Brucheis vorhanden, so gleiten die eisbedeckten Teile mit dem Widerstand auseinander, der analog zum konvergenten Fall durch die Kollision der Schollen entsteht. Hier greift also erneut das viskose Modell, welches durch die Gleichungen 3.23 bzw. 3.25 beschrieben ist. Durch diese Definition werden auch für Zug die Anforderungen aus Kapitel 3.4 erfüllt.

Gesamtdehnungsrate und Gesamtspannung sind durch die Spannungs-Dehnungsrate-Relation des offenen Wassers

$$\dot{\varepsilon}_I = \dot{\varepsilon}_1 = \frac{\sigma_1}{\eta_1} = \frac{\sigma_I}{\eta_1} \quad (3.36)$$

verknüpft. Eine Kopplung verschiedener Elemente erübrigt sich.

Da die Eisschollen und eisbedeckten Gebiete nicht delnbar sind, wird die gesamte Flächenänderung der Vergrößerung der ersten Klasse, d.h. der Bildung offenen Wassers, zugeteilt. Es gilt somit

$$\frac{\partial F_1}{\partial t} = \frac{\partial F}{\partial t} = F\dot{\varepsilon}_I$$

und

$$\frac{\partial F_i}{\partial t} = 0 \quad \text{für} \quad i \in \{2, 3, 4\}.$$

Die Gleichungen für die zeitlichen Entwicklungen der Anteile berechnen sich damit zu

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_1}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{F_1}{F} \right) = \frac{\partial F_1 / \partial t}{F} - \frac{F_1 \partial F / \partial t}{F^2} \\ &= \frac{F\dot{\varepsilon}_I}{F} - \frac{F_1 \dot{\varepsilon}_I F}{F^2} = \dot{\varepsilon}_I - \frac{F_1}{F} \dot{\varepsilon}_I \\ &= (1 - A_1) \dot{\varepsilon}_I \end{aligned} \tag{3.37}$$

für offenes Wasser und

$$\frac{\partial A_i}{\partial t} = \frac{\partial F_i / \partial t}{F} - \frac{F_i \partial F / \partial t}{F^2} = -\frac{F_i \dot{\varepsilon}_I F}{F^2} = -A_i \dot{\varepsilon}_I \tag{3.38}$$

für die eisbedeckten Klassen $i \in \{2, 3, 4\}$. Auch diese Ableitungen addieren sich wunschgemäß zu Null:

$$\sum \frac{\partial A_i}{\partial t} = (1 - A_1 - A_2 - A_3 - A_4) \dot{\varepsilon}_I = 0.$$

3.5.3 Das Schermodell

Im Gegensatz zur volumenändernden Kompression hat die Scherung eine rein gestaltverändernde Wirkung auf das Eis. Nichtsdestoweniger ist ihre Beschreibung für die Simulation der Eisverhältnisse genau so wichtig wie Druck und Zug.

Anteile von Scherraten sind bei fast allen Eisdeformationsraten auf der Ostsee zu beobachten. Besonders groß sind sie und die von ihnen hervorgerufenen Kräfte jedoch an den Küsten und den Rändern des Küstenfestes.

Frei bewegliche Eisschollen, Brucheisfelder und Presseisrücken driften an dem fest verankerten Küsteneis entlang. Bei einem geringen Eisbedeckungsgrad vollzieht sich diese Eisdrift widerstandsfrei. Eine ähnliche Wirkung hat die Existenz von Brucheis, welches einer scherenden Bewegung keinen Widerstand entgegensetzt. Bei einer Bedeckung von undefor miertem dünnen und dicken Eis wird eine homogene Eisdecke und eine Bedeckung durch Schollen unterschieden. Im ersten Fall forciert die Scherung den Bruch der dünnen Eisdecke (und damit eine Bedeckung durch kleinere Schollen), im zweiten Fall reiben die Schollen aneinander, was je nach Eisdicke und Stärke der Scherung zum erneuten Bruch oder zum Abrieb an den Seitenflächen führt. In beiden Fällen wird dünnes Eis zu dünnem Brucheis verarbeitet. Dies jedoch wird als Material von dünnem ungebrochenen Eis nicht unterschieden. Bruch und Abrieb an den Schollenkanten sind jedoch auch bei der Scherung von Gebieten mit reiner Eisbedeckung aus dickem ebenen Eis zu beobachten. Hier wird dickes Eis in Brucheis umgewandelt.

Die eindrucksvollsten Phänomene der Scherung sind die Scherrücken, die durch gleichzeitige Scherung und konvergente Drift entstehen (s. Kapitel 4).

Analog zu den Kompressionsmodellen werden auch hier zwei Aufgabenstellungen vorgegeben: Das Schermodell soll zum einen die zweite Invariante der internen Spannung σ_{II} mit der Scherrate der Eisdrift $\dot{\epsilon}_{II}$ verknüpfen. Zum anderen muss die Entwicklung der Eisklassenanteile während eines Scherprozesses ablesbar sein. Auch hier werden zwei Modelle notwendig sein.

Berechnung der internen Scherspannung

Die Scherspannung wächst mit der Scherdehnungsrate. Wird nach einer gewissen Deformationsrate die Dehnung konstant gehalten, so zeigt das Material kein Relaxationsverhalten. Ebenso wenig sind Scherdehnungen reversibel, was elastisches Verhalten ausschließt.

Die Darstellung des Materialverhaltens in zwei Modellen bedeutet nicht, dass es keinen funktionalen Zusammenhang zwischen Scherspannung und Kompression geben kann. Nach der physikalischen Beschreibung des Eisverhaltens existiert beispielsweise keine Scherspannung in auseinanderdriftendem Eis, unabhängig davon, wie groß die Scherrate ist. Für konvergente Eisdrift ist zu beobachten, dass die Scherspannung mit zunehmendem Druck wächst.

Eine lokale Betrachtung des Eises und seiner Schollenverteilung zeigt Ähnlichkeiten mit der Struktur granularer Materialien. Diese werden häufig

plastisch durch das coulombsche Gesetz beschrieben (vgl. Kapitel 2.2), welches die Scherspannung durch ein Vielfaches der Druckspannung beschränkt. Beim statistischen Mittel auf Flächen, die groß sind im Vergleich zur Schollenstruktur, soll Plastizität vermieden werden. Der coulombsche Ansatz gibt jedoch eine Anregung für die Definition der Spannungs-Dehnungsraten-Relation.

Mithilfe des Negativteils der Druckspannung $\sigma_I^- := \min\{\sigma_I, 0\}$ wird der Zusammenhang zwischen Spannung und Dehnungsrate der Scherung durch ein nichtlinear viskoses Verhalten definiert:

$$\sigma_{II} = \frac{\sigma_I^- \eta_s \dot{\epsilon}_{II}}{\sigma_I^- - \eta_s \dot{\epsilon}_{II}} = \begin{cases} \frac{\eta_s \dot{\epsilon}_{II}}{1 - \eta_s \dot{\epsilon}_{II} / \sigma_I^-} & \text{für } \sigma_I^- < 0 \\ 0 & \text{für } \sigma_I^- = 0. \end{cases} \quad (3.39)$$

Die zweite Invariante des Dehnungsratenensors $\dot{\epsilon}_{II}$ ist grundsätzlich positiv, σ_I^- ist nach Definition negativ, so dass der Nenner des Terms auf der rechten Seite und damit die Scherspannung σ_{II} positiv sein muss. Diese Definition erfüllt die zuvor gemachten Forderungen: Die Scherspannung wächst mit der Scherdehnungsrate und dem Druck, sie ist durch den Betrag des Druckes beschränkt und sie verschwindet für divergente Eisdrift. Abbildung 16 skizziert die Funktion für drei verschiedene Druckspannungen und vergleicht sie mit einem linear viskosen Modell.

Wie oben beschrieben leistet Eis einer scherenden Bewegung nur dann Widerstand, wenn nahezu kein offenes Wasser und kein Brucheis vorhanden sind. Dies kann durch den Ansatz

$$\eta_s \propto \exp(-C_s(1 - A_2 - A_4)) \quad (3.40)$$

wiedergegeben werden, bei dem C_s eine Konstante darstellt. Eine ähnliche Funktion $\exp(-C(1 - A))$ wurde schon von Hibler für die Beschreibung der Eisstärke benutzt.

Letztendlich ist die erzeugte Spannung umso größer, je dicker das Eis ist, wobei hier wieder die effektive Eisdicke aus Gleichung 3.24 benutzt wird. Zusammenfassend ergibt sich für die Viskosität

$$\eta_s = c_s \cdot H_{eff} \cdot \exp(-C_s(1 - A_2 - A_4)) \quad (3.41)$$

mit der Scherkonstanten c_s .

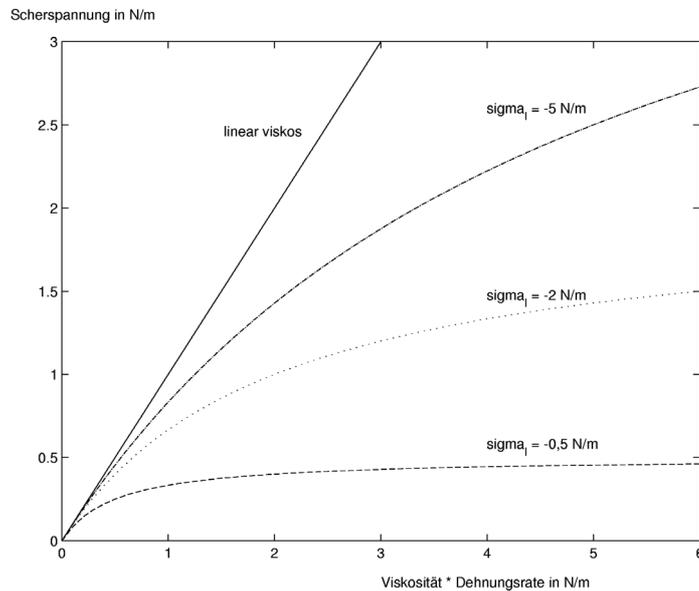


Abbildung 16: Funktion der Scherspannung

Für die Druckspannungen $-0,5 \text{ N/m}$, -2 N/m und -5 N/m wird die Scherspannung auf der Ordinate gegen die Variable $\eta \cdot \dot{\epsilon}$ aufgetragen. Für kleine Dehnungsraten verhält sich die Scherspannung nahezu linear, für große Dehnungsraten ist sie durch den Betrag der Druckspannung beschränkt.

Die Evolutionsgleichungen

Bei der Umverteilung der Eisklassen durch Scherprozesse gelten ähnliche Regeln, wie bei der Berechnung der Spannung. Es gibt jedoch auch Differenzen.

In einer inhomogenen Eisdecke mit offenem Wasser und / oder Brucheis findet während eines Scherprozesses keine Gestaltänderung statt. Bei einer Bedeckung aus dünnem und dickem glatten Eis wird zwar dünnes Eis zu dünnem Brucheis deformiert, was eine Scherspannung forciert. Da diese Charakteristika jedoch nicht unterschieden werden, verändert sich die Gestalt des Eises nicht. Nur die Scherdeformation des dicken ebenen Eises zu Brucheis wird als Änderung der Klasseneinteilung wahrgenommen. Entwicklungsgleichungen werden somit nur für die Fläche des Brucheises und die Fläche des ebenen dicken Eises aufgestellt, wobei die Fläche, um die das ebene Eis verringert

wird, dem Brucheis zugeteilt wird. Somit ist

$$\frac{\partial F_1}{\partial t} = \frac{\partial F_2}{\partial t} = \frac{\partial F}{\partial t} = 0 \quad \text{und}$$

$$-\frac{\partial F_4}{\partial t} = \frac{\partial F_3}{\partial t}. \quad (3.42)$$

Die Scherfunktion s ist die relative Änderung der Eisfläche des dicken ebenen Eises.

Wie beschrieben kann es zu einer derartigen Flächenumverteilung nur kommen, wenn nahezu das ganze Gebiet mit dickem ebenen Eis bedeckt ist, daher wird analog zu Gleichung 3.40 für die Scherfunktion die Proportionalität

$$s \propto \exp(-C_s(1 - A_4))$$

angenommen.

Je größer die Deformationsrate ist, desto mehr ebenes Eis wird in Bruch umgewandelt. In erster Näherung wird dieser Zusammenhang als linear angenommen.

Im Gegensatz zur Viskosität des Schermodells gilt für die Eisdicke, je dünner das Eis ist, desto mehr Eisfläche wird umgewandelt. Ein exponentieller Zusammenhang hat sich für die Darstellung dieser Tatsache als sinnvoll erwiesen.

Der Einfluss der Kompressionsspannung wird als gering erachtet.

Werden alle diese Informationen zusammengefügt, führt das zu einer Scherfunktion der Form:

$$s = \frac{\exp(-C_s(1 - A_4))}{\exp(H_{eff})} \dot{\epsilon}_{II}. \quad (3.43)$$

Aus der Definition der Scherfunktion als Betrag der relativen Flächenänderung

$$s = \frac{-\partial F_4 / \partial t}{F_4}$$

folgt die Evolutionsgleichung des dicken ebenen Eises:

$$\frac{\partial A_4}{\partial t} = \frac{\partial F_4 / \partial t}{F} - \frac{F_4 \partial F / \partial t}{F^2} = \frac{-F_4 \cdot s}{F} = -A_4 \cdot s. \quad (3.44)$$

Die Evolutionsgleichung des Brucheises ist mit Gleichung 3.42 dann auch direkt ablesbar. Es ist

$$\frac{\partial A_3}{\partial t} = A_4 \cdot s. \quad (3.45)$$

3.6 Zusammenfassung

Um eine sichere und wirtschaftlich effektive Winternavigation zu ermöglichen, um Offshore-Anlagen zu konstruieren oder neue Schifffahrtsrouten zu planen, ist ein Eismodell notwendig, welches die Struktur des Eises auf mittleren Skalen möglichst gut beschreibt. Im Gegensatz zu großskaligen Modellen, wie beispielsweise dem Hibler'schen Eismodell, müssen charakteristische Eisformen, wie Spalten im Eis, Presseisvorkommen oder Eisdickenverteilungen, simuliert werden können.

Für das hier vorliegende Mehrklassenmodell wird von den physikalischen Prozessen im Eis ausgegangen - beispielsweise dem Entstehen und Überfrieren von Spalten, der Brucheisbildung durch Scherung, etc. - um die Parameter zu extrahieren, die zur Darstellung der Eisstruktur relevant sind. Um das Modell trotzdem übersichtlich und anschaulich zu halten, wird die Darstellung auf die wichtigsten Parameter, Eisdicke und Brucheigenschaft des Eises, beschränkt.

Vier Klassen repräsentieren die Kombinationsmöglichkeiten dieser Parameter:

- offenes Wasser,
- (ungebrochenes) dünnes Eis,
- dickes Brucheis und
- dickes ebenes Eis.

Eine inhomogene Eisdecke wird durch die Anteile der einzelnen Eisklassen $A_i, i \in \{1, 2, 3, 4\}$ und die Eisdickenverteilung $H, H \in \{0, H_{lead}, H_{level}\}$ beschrieben.

Um die Anschaulichkeit und Einfachheit des Mehrklassenmodells zu gewährleisten, werden statt eines zweidimensionalen Modells zwei eindimensionale Modelle für Kompression und Scherung in den entsprechenden Invarianten des Spannungs- und Dehnungsratentensors definiert.

Das Eis (bzw. Wasser) jeder Klasse wird als viskoses Material aufgefasst, wobei die Materialkoeffizienten Funktionen der Parameter sind.

Der Ansatz, jeder Klasse eine eigene Spannungs-Dehnungsraten-Relation zuzuweisen, führt zu vielen Vorteilen bei dem Entwickeln der Evolutionsgleichungen der Parameter, der Definition der internen Spannung und den Ausbaumöglichkeiten, die dieses Modell liefert.

Durch Kombination der Materialmodelle der einzelnen Klassen in einem Reihenschaltungsmodell wird eine konvergente Eisdrift anschaulich simuliert. Die Entwicklung der Eisparameter, die sich durch dynamische Prozesse verändern, kann direkt abgelesen werden. Es ist

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial A_1}{\partial t} &= A_1(\dot{\epsilon}_1 - \dot{\epsilon}_I) \\
 \frac{\partial A_2}{\partial t} &= A_2(\dot{\epsilon}_2 - \dot{\epsilon}_I) \\
 \frac{\partial A_3}{\partial t} &= A_3(\dot{\epsilon}_3 - \dot{\epsilon}_I) + A_4 s \\
 \frac{\partial A_4}{\partial t} &= A_4(\dot{\epsilon}_4 - \dot{\epsilon}_I - s)
 \end{aligned}
 \tag{3.46}$$

für Druck und

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial A_1}{\partial t} &= (1 - A_1)\dot{\epsilon}_I \\
 \frac{\partial A_2}{\partial t} &= -A_2\dot{\epsilon}_I \\
 \frac{\partial A_3}{\partial t} &= -A_3\dot{\epsilon}_I \\
 \frac{\partial A_4}{\partial t} &= -A_4\dot{\epsilon}_I
 \end{aligned}
 \tag{3.47}$$

für Zug.

Die Entwicklung der Eisdicken ist durch thermodynamische Prozesse geprägt (s. Kapitel 5).

Auch die interne Spannung des Eises ist - wie gefordert - direkt mit der Eisstruktur verknüpft, da sie ebenfalls über die vier Einzelmaterialmodelle definiert wird. Eine Linearkombination von Parallel- und Reihenschaltung berücksichtigt sowohl den Kontinuumsansatz als auch die diskrete Klassendarstellung. Das Ergebnis ist ein einfaches viskoses Modell, welches für Druck

die Form

$$\sigma_I = \eta_\beta \cdot \dot{\varepsilon}_I \quad (3.48)$$

besitzt, für Zug durch

$$\sigma_I = \eta_1 \cdot \dot{\varepsilon}_I \quad (3.49)$$

gegeben ist, und für Scherung die Gleichung

$$\sigma_{II} = \frac{\eta_s \dot{\varepsilon}_{II}}{1 - \eta_s \dot{\varepsilon}_{II} / \sigma_I^-} \quad (3.50)$$

erfüllt. Dabei bezeichnet σ_I^- den Negativteil der Druckspannung, und die Viskositäten sind definiert in den Gleichungen 3.25, 3.35 und 3.41.

Die Darstellung des Modells durch verschiedene Eisklassen ermöglicht auf eine sehr einfache Art und Weise Erweiterungen und Verfeinerungen des Modells. Weitere Parameter können einbezogen werden, wodurch neue Klassen definiert werden. Die Entwicklung der Evolutionsgleichungen und der internen Spannung bleibt jedoch in der Grundstruktur erhalten. (s. Kapitel 9)

Das vorgestellte Modell erfüllt alle Zielvorgaben: Es simuliert die Struktur des Eises mit den für die Schifffahrt wichtigen Parametern. Die Entwicklungsgleichungen der Parameter und die Formel für die Berechnung der internen Spannung werden direkt aus der Darstellung der physikalischen Prozesse im Eis und der Parameter, die das Eis beschreiben, abgelesen. Die Gleichungen sind nichtlinear, aber von einfacher Struktur. Durch die Anschaulichkeit des Modells ist die Möglichkeit zu Erweiterungen gegeben.

4 Presseis- und Scherrücken

Bei Einsetzen des Gefrierprozesses im Spätherbst bildet sich zunächst eine nahezu gleichmäßig dicke Eisdecke aus kleineren und größeren Schollen auf dem Wasser. Durch Wind, Strömung und äußere Einflüsse (wie z.B. Schifffahrt) beginnen Schollen zu driften. Sie schieben sich übereinander und brechen durch Druck oder Reibung in unterschiedlich große Teile. Im Laufe der weiteren Eisbildung setzen sich diese Deformationsprozesse fort.

Bei größerer Eisdicke führt das Abbrechen und Anhäufen von Eisbruchstücken zur Bildung von Presseisrücken, die in der Ostsee eine Länge von mehreren Kilometern und nicht selten eine Gesamtdicke (oberhalb und unterhalb der Wasseroberfläche) von bis zu 15 m erreichen können, in Ausnahmefällen bis zu 30 m (s. Palosuo [Pal75]).

Das erste Auftreten von deformiertem Eis und Presseisrücken ist schon im November im Nordosten des Bottnischen Meerbusens zu beobachten. Über große Flächen stellt die durchschnittliche Menge des aufgedrückten Eises 10 bis 30 % der gesamten Eismasse dar (s. Leppäranta et. al. [Lep94]).

Presseis- und Scherrücken sind ein bedeutendes Hindernis für die Seeschifffahrt und ihre Drift ist eine besondere Gefahr für Offshore-Anlagen. Die Erforschung der Presseisbildung durch Feldversuche und Modelle ist notwendig, um eine sichere und ökonomische Winternavigation zu ermöglichen und Offshore-Anlagen zu schützen.

Das Verständnis der Eisrückenbildung ist jedoch nicht nur hilfreich für die Abschätzung der Eisdickenverteilung, sie gibt auch Aufschluss über das mechanische Verhalten des Eises im großskaligen Bereich; teilweise ist die Kompressibilität des Eises abhängig von der Fähigkeit, Strukturen wie Press- und Scherrücken bilden zu können (s. Parmeter und Coon [Par72]).

Die Rauigkeit der Eisschollen beeinflusst den Impulseintrag der Atmosphäre in die ozeanische Deckschicht. Selbst glatte Eisschollen haben im Vergleich zur eisfreien Oberfläche einen effektiveren Impulseintrag. Deformiertes Eis und insbesondere Eisrückenvorkommen verstärken diesen Einfluss zusätzlich. Dadurch können sich bei inhomogener Eisbedeckung und homogenem atmosphärischem Antrieb Strukturen in der oberflächennahen Strömung und der Meereisverteilung, z.B. Eiswirbel, bilden (s. Wefelmeier [Wef92]).

4.1 Entstehung und Vorkommen

Beim Zusammentreffen sehr dünner junger Eisschollen schieben sich diese übereinander, ohne zu brechen. Das deformierte Eis hat dann die doppelte Eisdicke des (undeformierten) ebenen Eises. Dieser Eistyp wird "übereinander geschobenes Eis" oder "rafted ice" genannt (vgl. Abbildung 9).

Die kritische Grenze für die Bildung von Presseis- oder Scherrücken liegt bei ca. 10-15 cm in der Ostsee (vgl. Kankaanpää [Kan97], Palosuo [Pal75]), bei mindestens 17-20 cm in den polaren Gewässern (s. Parmeter [Par75], Parmeter und Coon [Par72]). Ein Presseisrücken entsteht, wenn Eisschollen oder Eisflächen mit einer Dicke über dieser kritischen Grenze zusammengeschoben werden. Einzelne Eisblöcke brechen ab und werden oberhalb und unterhalb der Wasseroberfläche aufgehäuft. Es entsteht ein "Rücken" entlang der Stoßkante, der zwischen einigen Metern und mehreren Kilometern lang sein kann. Scherrücken bilden sich hauptsächlich an der Festeiskante. Durch die Drift einer Scholle parallel zur Festeiskante brechen durch Reibung einzelne hervorstehende Eissegmente ab und stellen sich vertikal. Die so entstehenden Scherrücken haben eine im Vergleich zum Presseisrücken geringere Porosität und sind daher stabiler, häufig auch größer und steiler (s. Palosuo [Pal75]).



Abbildung 17: Ebenes Eis mit Eisrücken

Quelle: www.noaa.gov

Ein häufig beobachtetes Phänomen ist das Aufbrechen von Eis und die Bildung von Rissen und Spalten ("leads") und von Flächen offenen Wassers durch divergente Strömung. In diesen Gebieten bildet sich Neueis, welches dünner ist als das es umgebende ebene Eis und was daher bei einer späteren konvergenten Eisdrift leichter bricht und zu kleinen Presseisrücken zusammengeschoben wird. Übereinandergeschobene Eisplatten sind in diesem Stadium der Entwicklung nur noch selten zu beobachten.



Abbildung 18: Presseisrücken (Quelle: www.bsh.de)

Palosuo definiert drei Eiszonen (Küstenregion, Übergangszone und zentrales Becken) in Abhängigkeit von der Entfernung zur Küste, in denen die Bedingungen der Eisentwicklung stark variieren (s. Palosuo [Pal75]).

Die "Küstenregion" folgt mehr oder minder der 10-15 m Tiefenkontur. Hier bildet sich meist im November das erste Eis. Fest verankert an der Küste, vor allem aber an den Inseln oder Schären, wird es weder verdriftet noch zusammengeschoben, so dass sich häufig eine gleichmäßige und feste (im Laufe des Winters sehr dicke) Eisdecke bilden kann. Diese Küstenregion ist

im Bottnischen und finnischen Meerbusen klar ausgeprägt, wegen zu großer Wassertiefe oder fehlender küstennaher Inseln ist sie in der südlichen Ostsee jedoch sehr schmal oder gar nicht vorhanden. In Deutschland bildet sich während eines durchschnittlichen Winters etwa Ende Januar ausgehend von der Pommerschen Bucht rund um Rügen bis hin zur Mecklenburger Bucht ein schmaler Streifen Festeis (s. Climatological Ice Atlas [Cli82]).

In den Offshore-Gebieten oder der "Übergangszone" entstehen Presseisrücken entweder durch das Schließen von Spalten und dem Anhäufen der dort schwimmenden Eisbrocken, oder indem eine gleichmäßige Eisdecke vom Wind gegen das Festeis gepresst wird. Scherrücken entstehen durch Drift parallel zur Festeiskante. Da das Küsteneis fest verankert und "stabil" ist, bietet es dem Offshore-Eis einen starken Widerstand, so dass die hier entstehenden Presseis- und Scherrücken häufig sehr groß sind. Lewis et al. unterteilt den nördlichen Bottnischen Meerbusen in fünf Gebiete, die er getrennt untersucht (s. Lewis [Lew93]), die Gebietseinteilung ist in Abbildung 19 dargestellt. Danach treten nur in den Gebieten I und IV, d.h. in dem nordöstlichen Teil der See, große Presseisrücken auf. Auch die von Palosuo und Kankaanpää beobachteten sehr großen Eisrücken sind hier (nahe Kemi Leuchtturm) beobachtet worden (s. Palosuo [Pal75], Kankaanpää [Kan97]). Die Westseite der Bottenviek, vor allem das südliche Gebiet III, wird laut Lewis hauptsächlich durch Scherdeformation geprägt. Hier ist die Eisrückendichte besonders hoch, die Eisrücken besitzen eine mittlere Größe und diese variiert nicht sehr stark. Graphische Darstellungen dieser Ergebnisse finden sich in Kapitel 8.7.

Das zentrale Becken beinhaltet das Packeis, welches aus einzelnen Eisschollen verschiedener Dicke und mit einem Durchmesser zwischen einigen Metern und einigen Kilometern (dies vor allem im Bottnischen Meerbusen) besteht. Es entsteht Druck dadurch, dass verschiedene Eisfelder sich mit unterschiedlicher Geschwindigkeit oder Richtung bewegen. Sowohl die Dichte als auch die Eisrückengröße sind im Vergleich zur Übergangsregion gering bis mittelmäßig.

Übereinander geschobenes Eis und Presseisrücken entstehen somit nahezu überall, wo eine mehr oder minder geschlossene Packeisdecke existiert.

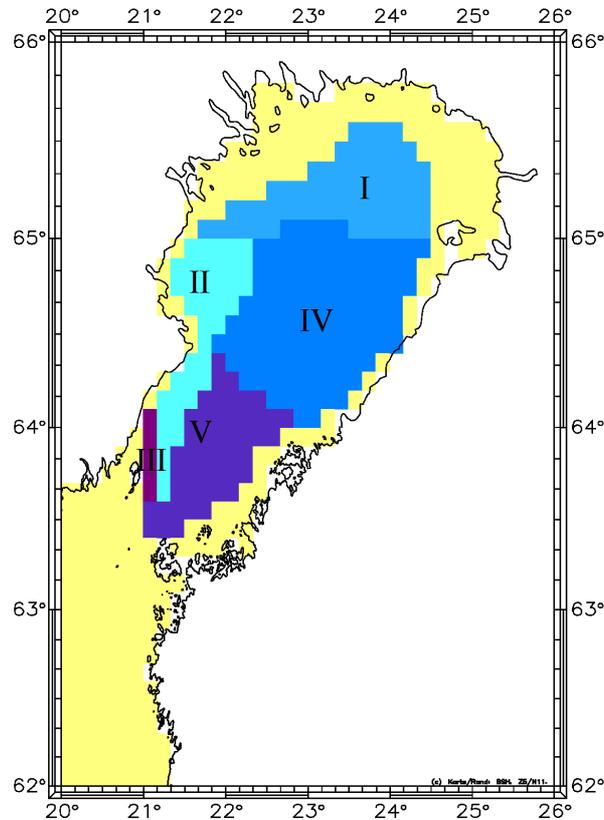


Abbildung 19: Gebietseinteilung des nördl. Bottnischen Meerbusens nach Lewis

4.2 Darstellung in klimatologischen Karten

Die Darstellung des Presseises in den Eisübersichtskarten erfolgt durch ein, zwei oder drei schwarze Dreiecke, die die Menge der Eisrücken markieren (wenige, einige, viele). Im klimatologischen Eisatlas existiert zusätzlich ein zweiter Parameter (vgl. Klimatologischer Eisatlas [Cli82]). Statistisch ermittelt aus den Daten von 16 Eiswintern gibt er die Häufigkeit f_r an, mit der ein Gebiet übereinander geschobenes Eis, Brucheisfelder oder Eisrücken enthält, unter der Voraussetzung, dass Eis vorhanden ist. Dabei ist $0\% \leq f_r \leq 100\%$. Mithilfe dieser Angaben und der Kenntnis der Eisdicke lässt sich die äquivalente Eisdicke bestimmen. Sie ist ein Maß für die Eisdicke, die sich ergeben würde, wenn die gesamte deformierte Eismasse ohne das ebene Eis über das



Abbildung 20: Darstellung von Presseis in klimatologischen Karten
(Quelle: Klimatologischer Eisatlas [Cli82])

gesamte Gebiet verteilt würde. Die Formel zur Berechnung ist im klimatologischen Eisatlas gegeben durch:

$$h_r = H_l \cdot f_r \cdot \gamma, \quad (4.51)$$

wobei $\gamma = 1/4, 2/4$ oder $3/4$ ist, je nachdem, ob wenige, einige oder viele Eisrücken beobachtet wurden. H_l bezeichnet die Eisdicke des undeformierten

ebenen Eises. Leppäranta und Palosuo (1981) verbesserten diese Approximation durch empirische Vergleiche von Laseraltimeter-Untersuchungen und Routine-Eiskarten (nach Kankaanpää [Kan97]). Dabei wird anstelle der Einteilung in wenige / einige / viele Eisrücken ein Ice-Ridge-Index i eingeführt, welcher die relative Eisrückmenge (in Abhängigkeit von der Eisdicke) durch eine Zahl zwischen 1 und 10 ausdrückt. Die äquivalente Eisdicke errechnet sich dann aus

$$h_r = H_l \cdot f(i) = H_l \cdot 0,0338 \cdot i^{(1,414)}. \quad (4.52)$$

Dabei ist $0 \leq f(i) < 1$. Kankaanpää stellt die jahreszeitliche Entwicklung der äquivalenten Eisdicke für drei ausgesuchte Punkte dar, je einen aus dem nördlichen und südlichen Bottnischen Meerbusen und dem Finnischen Meerbusen (s. Abbildung 83).

4.3 Allgemeine Form

Um statistische Aussagen über Eisdeformationen zu erhalten, werden verschiedene Beobachtungsmethoden angewandt: Im großskaligen Bereich werden Radarbilder von Satelliten benutzt, bei denen der Rückstreuoeffizient Aussagen über die Rauigkeit des Eises zulässt. Laseraltimeter in Hubschraubern oder Flugzeugen und Sonar in U-Booten werden im mesoskalen Bereich angewandt, um Auskünfte über Größe und Abstände von Presseisrücken zu erhalten. Der Aufbau einzelner Eisrücken wird schließlich durch direkte Messungen (z.T. mit Hilfe von Tauchern) und Bohrungen erforscht.

Tucker beschreibt die Entstehung eines Presseisrückens in der Beaufortsee wie folgt (Zitat s. Tucker et. al. [Tuc81], p.1f): "Ridges are created by ice deforming under compression, shear or some combination of the two. [...] During formation of a free floating pressure ridge, ice blocks are piled above and below an adjacent ice sheet. The height of the ridge depend on the strength of this host ice sheet, which is loaded with ice blocks until bending stresses exceed its strength. When the failure occurs the ridge begins to build laterally rather than vertically, and the blocks broken from the parent sheet are incorporated into the ridge."¹² Im Gegensatz zu dieser

¹²Übers. d. Verf.: "Eisrücken entstehen durch Deformation der Eisdecke unter Druck, Scherung oder einer Kombination der beiden. [...] Während der Formation eines frei driftenden Presseisrückens werden Eisblöcke oberhalb und unterhalb der benachbarten Eisdecke gestapelt. Die Höhe eines Eisrückens hängt von der Stärke dieser Eisdecke ab, die

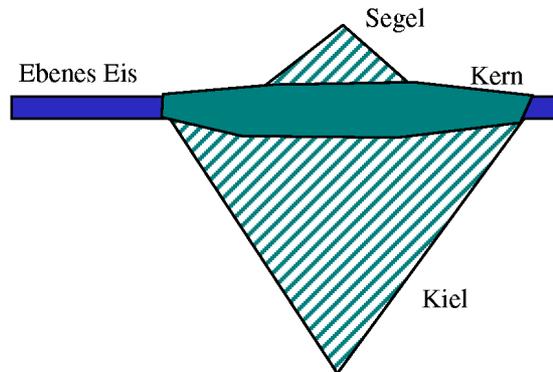


Abbildung 21: Querschnitt eines Eisrückens

Darstellung werden Eisrücken in der Ostsee selten auf / unter Eisschollen gebildet, sondern formieren sich innerhalb der Brucheisfelder. Hat sich der Presseisrücken konsolidiert, friert das Oberflächenwasser und bildet einen festen Kern, welcher im Durchschnitt 30 % dicker ist als die Eisdecke um den Rücken, so dass der Eindruck entsteht, der Rücken habe sich auf / unter den ebenen Eis gebildet. Dazu schreibt Leppäranta (Zitat s. Leppäranta [Lep94], p.279): "After the dynamic build-up, contact joints form between ice blocks (due to freezing), and a consolidated solid ice sheet grows down from the water surface level"¹³

Nach dem Archimedischen Prinzip befindet sich ca. 1/9 des Eisvolumens über, 8/9 unter der Wasseroberfläche. Die oberhalb der ebenen Eisdecke liegenden Eisblöcke formen das so genannte Segel, der unterhalb liegende Rückenteil wird Kiel genannt. Die Formation der Eisblöcke in Segel und Kiel wird durch Druck erhalten, die Schollenbruchstücke frieren in der Ostsee nicht zusammen. Nach K. Stübing ist (Zitat): "es [...] das charakteristische in der Ostsee, dass die Schollen frei über- und aufeinander liegen, während in der Arktis alles zusammenfriert, was für die Schifffahrt natürlich

mit Eisblöcken beladen wird, bis ihr Bruchspannung überschritten wird. Kommt es zum Bruch setzt sich die Eisrückenbildung eher seitwärts als vertikal fort, und die Bruchstücke der Eisdecke werden in den Eisrücken eingebunden."

¹³Übers. d. Verf.: "Nach der dynamischen Entstehung bilden sich (durch Gefrieren) Kontaktverbindungen zwischen den Eisblöcken und eine stabile feste Eisdecke bildet sich von der Wasseroberfläche aus abwärts"

größere Probleme bringt.“ Die unter der Wasseroberfläche befindlichen Eisblöcke eines Ostseeisrückens sind ineinander verkeilt, so dass sie ein stabiles Gebilde formen, auch ohne dass das dazwischen befindliche Wasser gefriert. Die oberhalb des Kerns befindlichen Eisblöcke werden zudem häufig durch Schneeverwehungen in den Zwischenräumen stabilisiert.

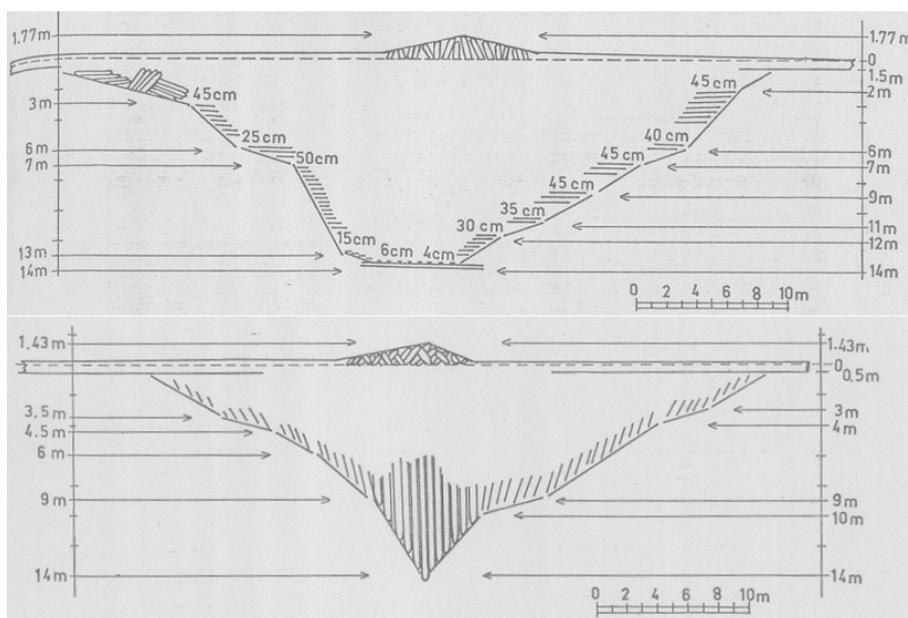


Abbildung 22: Gemessener Schnitt durch einen Eisrücken Presseisrücken (oben) und Scherrücken (unten). Durch das aneinander entlang gleiten von Schollen werden beim Scherrücken Schollenbruchteile vertikal positioniert, so dass der Rücken weniger porös und stabiler ist als ein Presseisrücken. Beide Graphiken sind nach Messungen an real existierenden Eisrücken entstanden. (Quelle: Palosuo [Pal75]).

Zur Betrachtung von statistischen Angaben zu Entfernungen zwischen benachbarten Eisrücken, Verteilung der Segelhöhen und -weiten, bzw. Kieftiefen und -weiten, Segel- und Kielwinkel, zu Porosität des gesamten Rückens oder des Segels oder Kiels, zu Korrelationen zwischen den einzelnen Größen etc. sei auf die Arbeiten von Kankaanpää [Kan97], Lewis [Lew93] und Lensu [Len97] verwiesen.

Die Dicke der Eisblöcke in einem Eisrücken gibt Auskunft über die Dicke der Eisdecke zum Zeitpunkt der Rückenbildung. Bisher existieren fast ausschließlich Messungen der Eisblöcke aus dem Segel. Diese zeigen in den meisten Fällen eine Eisdicke zwischen 15 bis 25 cm, welches eine typische Eisdicke für die Rückenbildung zu sein scheint (allerdings sind die Feldbeobachtungen auf diesem Gebiet nicht sehr umfangreich, und die Messungen der Segelblöcke könnten auch bedeuten, dass beim Zusammenpressen von Eis verschiedener Dicke das dickere Eis in den Kiel taucht und das dünnere das Segel bildet). Dickere Eisblöcke in Presseisrücken sind vor allem in der Nähe von Schifffahrtsrouten zu finden, wo die Eisdecke "künstlich" aufgebrochen wurde. Außerhalb dieser Gebiete sind sie sehr selten, jedoch sind Beobachtungen von Eisblockdicken bis 80 cm gemacht worden in Presseisrücken, die durch sehr starken und lang anhaltenden Wind entstanden sind. Die geringe Varianz von Eisblöcken eines Rückens lässt den Schluss zu, dass ein Presseis- oder Scherrücken sich nach seiner Konsolidierung nicht weiter vergrößert. Konvergente Eisdrift führt dazu, dass sich neue Rücken bilden, während der schon vorhandene Eisberg sich durch Erosion nur verkleinert.

Über die Länge von Eisrücken gibt es keine Studien. Dies erklärt sich aus der Entstehung. Die wenigsten Eisrücken sind "gerade eindimensionale" Gebilde, vielmehr bildet sich durch die Art der Schollenformation ein Muster von Linien, die sich verzweigen und kreuzen. Interessant wäre daher eher die Frage nach der mit Presseis bedeckten Fläche, die jedoch auch nur wenig in Feldmessungen untersucht wurde.

4.4 Darstellung im Modell

Es sei daran erinnert, dass die im Folgenden vorkommenden Größen auf das Gesamtgebiet - das bedeutet eine Gitterzelle im numerischen Sinn - bezogen sind. Davon ausgenommen sind selbstverständlich die Größen, die explizit als absolute Parameter definiert wurden, wie zum Beispiel die Eisdicken H_{lead} und H_{level} .

Das Presseis-"Volumen" M_p beispielsweise bezeichnet die Eisdicke, die das Presseis einnehmen würde, wenn es gleichmäßig über die gesamte Fläche F verteilt wäre und besitzt daher die Einheit einer Länge. Das Gesamtvolumen von Presseis- und Scherrücken wird auch als äquivalente Eisdicke bezeichnet.

Presseisvolumen

Presseisrücken entstehen durch die Kompression von Eisschollen in Gebieten mit hohem Bedeckungsgrad. Im Kapitel 3 wurde gezeigt, dass Eisschollen oder homogene Eisdecken unter Druck ein viskoses Verhalten zeigen. Beispiellhaft ist in Abbildung 23 die Kompression einer jungen Eisdecke dargestellt.

Das dünne Eis zwischen zwei dickeren älteren ebenen Eisschollen wird zusammengeschoben, Eisstücke brechen ab und sammeln sich ober- und unterhalb anderer Bruchstücke. Dabei sorgt der quadratische Ansatz der Abhängigkeit der Viskosität von der Eisdicke dafür, dass Eis der für die Eisrückenbildung typischen Eisdicke (bis zu 25 cm, s.o.) im Modell entsprechend der Realität leichter komprimiert werden kann als dickeres Eis. Da der Eisrücken nach der Konsolidierung einen festen Kern ausbildet, wird im Modell angenommen, dass er in die Eisdecke des ebenen dicken Eises integriert ist. Vereinfachend wird daher dargestellt, dass sich die Eisbruchstücke bei der Rückenbildung auf / unterhalb der ebenen Eisdecke sammeln.

Die Änderungsrate des Anteils des dünnen Eises $\partial A_2/\partial t$ wird gegeben durch Gleichung 3.46.

Das Volumen der Eisdecke reduziert sich um die Größe $H_{lead} \cdot \partial A_2/\partial t$. Dieses Eis wird zu Presseis umgewandelt. Das Volumen des Presseises M_p vergrößert sich somit um genau diesen Betrag. Auch das bei der Kompression umgewandelte ebene dickere Eis wird zum Presseisvolumen hinzu addiert. Die Entwicklungsgleichung des Presseisvorkommens lautet daher

$$\frac{\partial M_p}{\partial t} = H_{lead} \cdot \frac{\partial A_2}{\partial t} + H_{level} \cdot \frac{\partial A_4}{\partial t}. \quad (4.53)$$

Scherrückenvolumen

Scherrücken werden bei konvergent scherender Drift gebildet. Eisschollen reiben beispielsweise an der Festeiskante entlang, wodurch kleinere Eisbrocken abgestoßen werden, die sich wiederum an der Schollenkontaktkante ansammeln. Durch die scherende Bewegung werden die Bruchstücke, die durch Reibung entstanden sind, vertikal aufgestellt. Zwischenräume werden mit abgeriebenen Eisspänen aufgefüllt, so dass der entstehende Eisrücken kompakter ist, d.h. weniger porös, als die durchschnittlichen Presseisrücken. Diese Stabilität beeinflusst auch das Rückenwachstum; häufig sind die Scherrücken, insbesondere diejenigen an der Festeiskante, größer als die Presseisrücken an einer vergleichbaren Stelle.

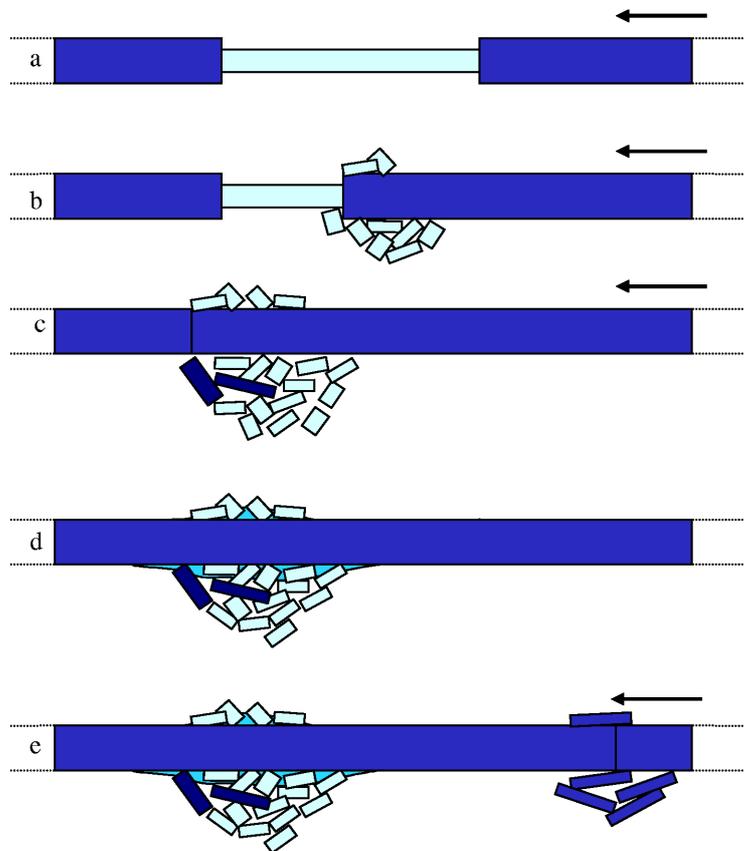


Abbildung 23: Entstehung eines Eisrückens

(a) Dünnes Eis zwischen dickeren Eisschollen bricht bei konvergenten Driftprozessen leichter, (b) das gebrochene Eis sammelt sich auf und unter dem dicken Eis. (c) Ist kein oder wenig dünnes Eis vorhanden, werden auch vom dicken Eis Schollenteile abgebrochen. (d) Nach Ende des konvergenten Prozesses bildet sich ein Eiskern, der dicker ist als das ebene Eis, (e) daher wird bei einem erneuten konvergenten Prozess ein neuer Eisrücken erzeugt und der alte nicht vergrößert.

Um diesen Sachverhalt modelltechnisch darzustellen, wird die zu Scherrücken führende Eisdrift in die scherende und die konvergente Bewegung zerteilt. Die Scherung führt zur Umwandlung von ebenem dickem Eis in Brucheis. Die konvergente Bewegung schiebt das Brucheis zu Rücken zusammen. Da

Brucheis eine geringere Materialfestigkeit besitzt als ebenes Eis, ist bei gleichem Druck die Anteilsänderung des Brucheises größer als die des ebenen Eises. Das bedeutet: Bei gleichem Druck ist das Eisvolumen, das durch gleichzeitige Scherung in Scherrücken umgewandelt wird, größer als das Volumen, welches ohne Scherung durch eine rein konvergente Bewegung einen Presseisrücken formt.

Die Umwandlung des ebenen Eises in Brucheis wird durch Gleichung 3.45 beschrieben. Die Evolutionsgleichung des Scherrückenvolumens M_s ist daher analog zu Gleichung 4.53 gegeben durch

$$\frac{\partial M_s}{\partial t} = H_{level} \cdot \frac{\partial A_3}{\partial t}. \quad (4.54)$$

Durch diesen Ansatz wird vorhandenes Brucheis grundsätzlich zu Scherrücken aufgestaut, auch wenn eventuell eine rein konvergente Drift vorliegt. Da Brucheis ausschließlich durch Scherung entsteht, und auch nur dann, wenn ein großer Bedeckungsgrad vorliegt, ist diese Theorie jedoch durchaus vertretbar.

Größe und Häufigkeit der Eisrücken

Die Berechnung der Größenverteilung der Eisrücken soll beispielhaft an dem Presseisrückenvolumen dargestellt werden. Das Verfahren gilt analog auch für Scherrücken.

Ist ein gewisses Eisrückenvolumen M_p gegeben, besagt dieses noch nichts über Größe und Häufigkeit der Eisrücken. So kann sich das Volumen beispielsweise durch einen großen Eisrücken präsentieren oder aus beliebig vielen sehr kleinen zusammensetzen, was für die Schifffahrt durchaus einen Unterschied bedeuten mag.

Um eine modelltheoretische Herangehensweise zu finden, wird hier noch einmal auf die Entwicklung geschaut. Eine Eisdecke aus dünnem oder dickem Eis wird zusammengeschoben, Teile der Scholle werden abgebrochen und auf bzw. unter dem ebenen dicken Eis angesammelt. Dieser Prozess setzt sich fort, solange die konvergente Drift anhält. Kommen die Schollen und der Eisrücken zur Ruhe, so bildet sich aus dem gefrierenden Oberflächenwasser ein fester Kern, der ca. 30 % dicker ist als das den Rücken umgebende Eis (s.o.). Nach der Konsolidierung wächst dieser Eisrücken auch bei erneuter konvergenter Drift nicht weiter an.

Dieser Tatbestand lässt sich am einfachsten dadurch umsetzen, dass ein weiterer Parameter M_p^* eingeführt wird, (entsprechend M_s^* für Scherrücken),

welcher während eines divergenten Driftvorganges auf Null gesetzt wird. Die Entwicklung im Verlauf einer konvergenten Drift sei durch Gleichung 4.53 gegeben. Am Ende dieses Driftprozesses bezeichnet M_p^* genau das Volumen, das während dieses Prozesses erzeugt wurde. Ausgehend von der Annahme, dass ein Druckvorgang zu einer Zeit nur einen Rücken formt, beschreibt M_p^* das Volumen genau dieses Rückens. Der Wert von M_p^* zum Ende des Konvergenzvorganges wird abgespeichert und M_p^* erneut auf Null gesetzt. Er bleibt unverändert, solange divergente Prozesse das Eis auseinanderdriften. Erst bei erneuter konvergenter Drift findet wiederum die in Gleichung 4.53 beschriebene Entwicklung statt. Am Ende dieses zweiten Vorganges wird der Wert von M_p^* erneut abgespeichert und das Verfahren beginnt von vorne. Dieser Parameter macht es möglich zu verfolgen, mit welcher Häufigkeit welche Presseisrückengröße erzeugt wird.

Um im numerisch möglichen Rahmen zu bleiben, soll hier nur nach kleinen, mittleren und großen Eisrücken unterschieden werden, was auch den Vergleich mit den Darstellungen in klimatologischen Karten erleichtert. Die Grenzen zwischen den Kategorien sind fest definiert. Das bedeutet, am Ende eines konvergenten Driftvorganges wird die Größe des Wertes von M_p^* begutachtet und einer der drei Größenkategorien zugeordnet. Liegt der Wert unterhalb der ersten Grenze, so wird die Anzahl der kleinen Eisrücken um eins erhöht. Liegt er darüber, aber unterhalb der zweiten Grenze, wird die Anzahl der mittelgroßen Rücken um eins heraufgesetzt. Überschreitet er auch die zweite Grenze, so vergrößert er die Anzahl der großen Rücken.

Die Häufigkeiten werden mit $n_p(klein)$, $n_p(mittel)$ und $n_p(groß)$ bezeichnet. Es wird darauf hingewiesen, dass die Häufigkeiten aufgrund von Schmelzprozessen (s. Kapitel 5.4) normalerweise keine natürlichen Zahlen sind. Beispielhaft ist die Einordnung eines neu gebildeten Rückens in die Größenkategorien dargestellt in Abbildung 24.

Es stehen also zwei Parameter zur Beschreibung des Presseises zur Verfügung. M_p gibt die äquivalente Eisdicke des aufgedrücktsten Eises an. n_p beschreibt die Dickenverteilung der Eisrücken. M_p^* ist in dem Sinne nur eine Hilfsgröße zur Berechnung von n_p . So kann für jedes Gebiet betrachtet werden, ob das deformierte Eis auf einige wenige große oder sehr viele kleine Eisrücken verteilt ist.

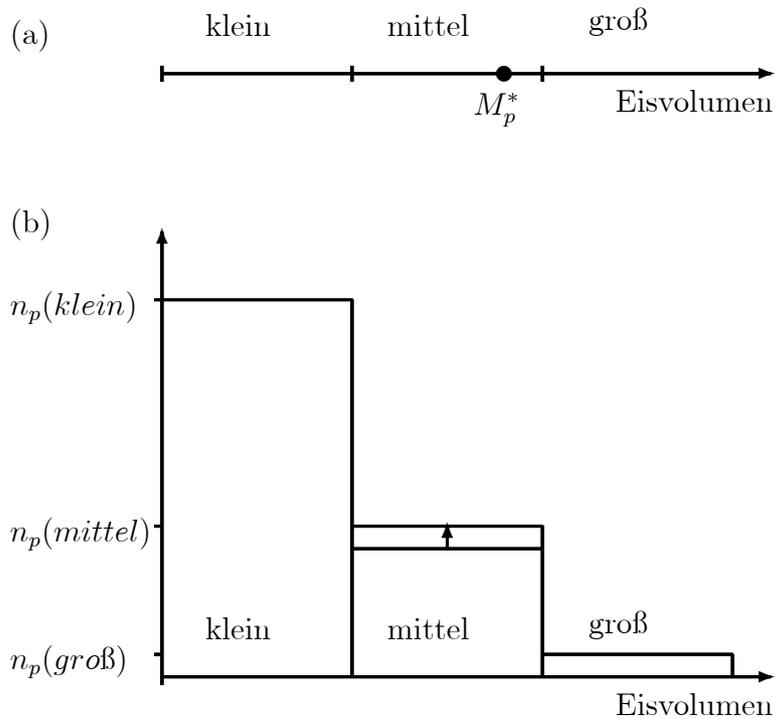


Abbildung 24: Häufigkeiten von Eisrückengrößen
a) Auf der Skala des Eisvolumens werden kleine, mittlere und große Eisrücken unterschieden. Ein neu gebildeter Rücken (durch \bullet dargestellt) wird einsortiert in die Kategorie "mittlere Eisrückengröße".
b) Im Histogramm wird dargestellt, wie die Häufigkeit der mittelgroßen Rücken erhöht wird.

4.5 Zusammenfassung

Eisrücken gehören zu den eindrucksvollsten Phänomenen der winterlichen Eisbedeckung. Ihre Erforschung ist von großem wissenschaftlichem Interesse, da Eisrückenvorkommen den Impulsaustausch zwischen Atmosphäre und Ozean beeinflussen und Rückschlüsse auf das mechanische Verhalten des Eises zulassen. Außerdem behindern Eisrücken die Schifffahrt und gefährden Offshore-Anlagen, so dass ihre Erforschung auch aus ökonomischer Sicht notwendig ist.

Unterschieden werden Presseisrücken, die durch das Zusammenschieben einer Eisdecke entstehen, und Scherrücken, die sich in den meisten Fällen am Rand des Küstenfesteises bilden, wenn Eisschollen an der Kante entlang driften und durch Reibung Eisbruch entsteht, der zu Scherrücken aufgepresst wird.

In klimatologischen Karten wird die Menge der Eisrücken durch ein, zwei oder drei Dreiecke symbolisiert. Im klimatologischen Eisatlas ist zudem die Wahrscheinlichkeit angegeben, mit der aufgepresstes Eis an einem Messpunkt vorhanden ist, unter der Bedingung, dass sich an diesem Punkt Eis befindet.

Die Umsetzung im Modell erfolgt - getrennt für Presseis- und Scherrücken - durch die Darstellung des Rückenbildungsprozesses. Bei konvergenten Prozessen wird die Eisdecke komprimiert. Für das Presseisvolumen wird der Flächenanteil, um den die Eisdecke reduziert wird, mit der Dicke der Eisdecke multipliziert. Brucheis entsteht bei Scherung. Die bei Konvergenz komprimierte Brucheisfläche, multipliziert mit der Brucheisdicke, wird als Scherrückenvolumen aufgefasst. Jeder Kompressionsprozess wird als abgeschlossene Einheit aufgefasst. Anhand des dabei entstehenden Volumens werden große, mittelgroße und kleine Eisrücken unterschieden.

Das Mehrklassenmodell bietet somit die Möglichkeit, Presseis- und Scherrücken in Anzahl und Größe darzustellen. Das Eisrückenvolumen pro (Gitterzellen-) Fläche ist vergleichbar mit der äquivalenten Eisdicke in klimatologischen Karten. Diese Angaben sind von großem Nutzen für die Schifffahrt und wurden bisher in keinem Strukturprognosemodell dargestellt.

5 Thermodynamik

Das Modul der Thermodynamik ist für ein gekoppeltes Ozean-Eis-Atmosphärenmodell eine notwendige Komponente. Für das Eismodell ist die Komponente der Thermodynamik ebenso wichtig wie die mechanische Komponente. Hier werden die Eisdicken der verschiedenen Eisklassen über die Gefrier- und Schmelzraten berechnet, und die Anteile der Eisklassen werden neu bestimmt.

Das Eis wiederum beeinflusst die thermodynamischen Prozesse im Ozean und in der Atmosphäre. Es reflektiert einerseits die einstrahlende Sonnenenergie stärker als Wasser. Andererseits reduziert das Eis den Wärmetransfer vom Ozean in die Atmosphäre. Die Atmosphäre ist dadurch kälter, als sie es bei einer eisfreien Wasseroberfläche wäre, was weiteres Eiswachstum fördert.

Für die thermodynamische Bilanz wird ein vertikaler Schnitt betrachtet, der die Atmosphäre, das Seewasser und die Grenzschicht enthält, wobei die Grenzschicht aus Eis oder aus Schnee und Eis oder aus der Wasseroberfläche besteht, falls kein Eis vorhanden ist. Atmosphärische und ozeanische Wärmeflüsse entscheiden über Wachstum oder Schmelze des Eises. Die atmosphärischen Wärmeflüsse sind Funktionen der Grenzflächentemperatur, während die Temperatur der Grenzfläche wiederum von den atmosphärischen und ozeanischen Wärmeflüssen abhängt.

Das vertikale Anwachsen oder Abnehmen des Eises infolge von Energieflüssen durch die Oberflächen (Eis / Atmosphäre, Eis / Ozean) wird nach dem Null-Schichten-Modell von Semtner berechnet. Dieses Modell stellt eine Vereinfachung des n -Schichtenmodells von Semtner dar und basiert auf den Arbeiten von Maykut und Untersteiner von 1969/71 (vgl. Semtner [Sem76]).

Für das in dieser Arbeit vorgestellte Mehrklassen-Eismodell wird für jede Klasse getrennt eine Wärmeflussbilanz erstellt. Weitere Modifizierungen sind notwendig, da Gefrier- oder Schmelzprozesse zu horizontalen Veränderungen der Eisdecke führen. Dies führt zu Umverteilungen in den Eisklassen. Auch die Größe und Anzahl von Presseis- und Scherrücken wird durch thermodynamische Prozesse beeinflusst.

5.1 Annahmen und Randbedingungen

Die Bilanzierung der Wärmeflüsse beruht auf verschiedenen vereinfachenden Annahmen (s. Lu [Lu88]):

- Die Grenzflächen an der Ober- und der Unterseite des Eises bzw. des Schnees sind idealisiert glatt.
- Die Energie wird durch diese Oberflächen absorbiert, nicht durch eine endliche Grenzschicht.
- An der Oberseite schmilzt Eis oder Schnee, die Schneedecke kann durch Niederschlag anwachsen.
- An der Unterseite wächst die Eisdicke durch Gefrieren oder verringert sich durch Schmelzen.
- Innerhalb der mixed-layer-Schicht ist die Wärme des Ozeans horizontal gemischt. Neues Eis bildet sich nur, wenn die Temperatur dieser Schicht auf den Gefrierpunkt abgekühlt wird.

5.2 Bilanz der Wärmeflüsse

Für jede Eisklasse wird eine eigene Energiebilanz aufgestellt. Auf Indizes zur Darstellung der Eisklasse wird aus Gründen der besseren Lesbarkeit ebenso verzichtet wie auf die Darstellung von Formeln einer eventuell vorhandenen Schneebedeckung, wenn diese analog zur Eisdecke berechnet werden. Der Index i klassifiziert die zum Eis gehörenden Parameter, während der Index s Schneegrößen beschreibt und w die Parameter des Wassers kennzeichnet. Flüsse werden positiv gerechnet, wenn sie in die Oberfläche gerichtet sind.

Ist die Klasse eisbedeckt, so hat die Bilanz die Form

$$Q_{net} = Q_a + Q_o, \quad (5.55)$$

wobei Q_{net} den Netto-Gesamtwärmefluss, Q_a den atmosphärischen und Q_o den ozeanischen Wärmefluss darstellt. Diese zugeführte oder abgezogene Wärmemenge pro Zeiteinheit bestimmt das Eisvolumen, welches schmilzt oder durch Gefrieren entsteht, durch

$$\frac{\partial H_i}{\partial t} = -\frac{Q_{net}}{\rho_i \cdot L_i}. \quad (5.56)$$

Dabei ist H_i die Eisdicke, ρ_i die Dichte des Eises und L_i die spezifische latente Schmelzwärme oder Schmelzenthalpie.

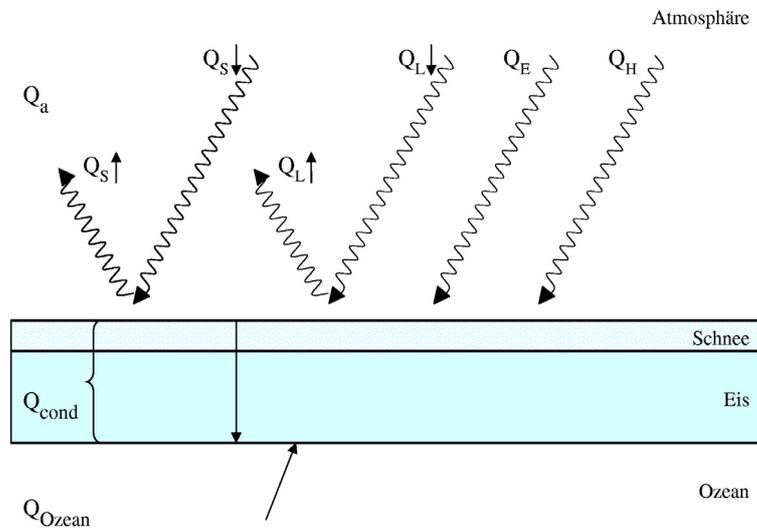


Abbildung 25: Wärmeflüsse des Eises

Um die Eisdickenänderung an der Ober- und Unterseite des Eises getrennt zu berechnen, kann die Energiebilanz nach Semtner aufgespalten werden in

$$\left(\frac{\partial H_i}{\partial t}\right)_a = -\frac{Q_a + Q_{cond}}{\rho_i \cdot L_i} \quad (5.57)$$

und

$$\left(\frac{\partial H_i}{\partial t}\right)_o = -\frac{Q_o - Q_{cond}}{\rho_i \cdot L_i} \quad (5.58)$$

(s. Semtner [Sem76]). Der konduktive Wärmefluss Q_{cond} beschreibt die Wärmeleitung durch das Eis. Er besitzt an der Ober- und Unterseite des Eises ein umgekehrtes Vorzeichen, aber den gleichen Betrag, da die Speicherung von Wärme im Eis vernachlässigt werden kann.

Die Eisdickenänderung auf der Oberseite der Eisdecke ist entweder negativ oder Null. Sie ist negativ bei einer positiven Wärmezufuhr in die Oberfläche, d.h. Eis oder Schnee schmilzt. Und sie verschwindet, wenn ein Entzug von Wärme aus der Eisoberfläche durch einen konduktiven Energiefluss von der Eisunterseite ausgeglichen wird. Ist der ozeanische Wärmefluss abzüglich des konduktiven Flusses negativ, findet ein positives Wachstum der Eisdicke an der Eisunterseite statt, während eine positive Differenz zu Schmelze führt.

Die Berechnung des ozeanischen Wärmeflusses ist unabhängig von Parametern, die im thermodynamischen Modul berechnet werden. In die Formel der ozeanischen Wärme gehen nur die Wassertemperatur und Salinität aus dem Strömungsmodell ein. Es ist

$$Q_o = \rho_w \cdot h_w \cdot cp_w \cdot \frac{\partial}{\partial t}(T_w - T_m),$$

wobei ρ_w die Dichte des Wassers und h_w die Dicke der Wassersäule ist, die abkühlen muss, bevor ein Gefrierprozess beginnt, cp_w bezeichnet die spezifische Wärmekapazität des Wassers und T_w bzw. T_m die Wassertemperatur bzw. die Schmelztemperatur des Eises, welche eine Funktion der Salinität ist.

Der konduktive Wärmefluss setzt in der Vertikalen ein lineares Temperaturprofil für das Eis voraus (Semtners Null-Schichtenmodell, s. Abbildung 26).

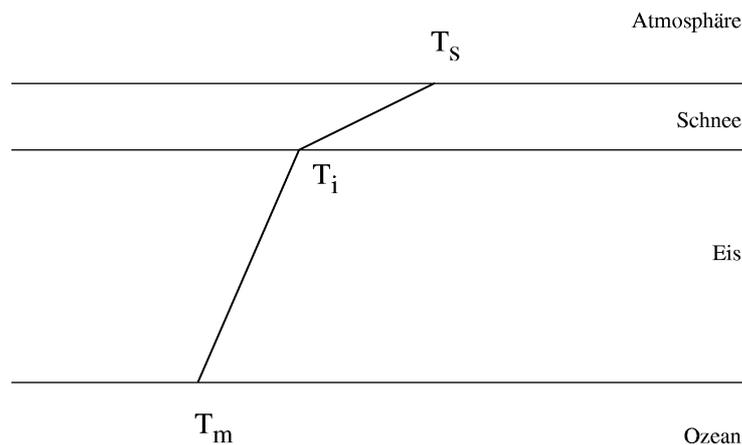


Abbildung 26: Lineares Temperaturprofil nach Semtner).

(vgl. Semtner [Sem76] und Harder [Har96])

Falls eine Schneedecke vorhanden ist, gilt das lineare Temperaturprofil auch für sie. In diesem Falle ist der Temperaturgradient in beiden Schichten verschieden, da sich die Wärmeleitfähigkeiten von Eis κ_i und Schnee κ_s unterscheiden. Die Wärmeflüsse durch das Eis oder den Schnee sind jedoch gleich, da Eis und Schnee Energie nur in vernachlässigbarer Menge speichern:

$$(T_m - T_i) \cdot \frac{\kappa_i}{H_i} = (T_i - T_s) \cdot \frac{\kappa_s}{H_s}.$$

Hierbei ist T_s die Temperatur an der Oberfläche der Schneedecke (bzw. der Eisdecke, falls kein Schnee vorhanden ist), sie ist nicht bekannt und wird iterativ ermittelt. T_i bezeichnet die Temperatur an der Grenzschicht zwischen Eis- und Schneedecke. H_i bzw. H_s ist die Dicke des Eises bzw. Schnees. Der konduktive Wärmefluss lässt sich damit berechnen als

$$Q_{cond} = \frac{T_m - T_s}{H_i/\kappa_i + H_s/\kappa_s} = \kappa_i \cdot \frac{T_m - T_s}{H_i^*},$$

wobei

$$H_i^* = H_i + H_s \cdot \frac{\kappa_i}{\kappa_s}$$

als effektive thermodynamische Eisdicke bezeichnet wird.

Der atmosphärische Fluss setzt sich zusammen aus sensibler, latenter, kurzwelliger und langwelliger Strahlung, mit den Bezeichnungen Q_H , Q_E , Q_S bzw. Q_L (s. Abbildung 25):

$$Q_a = Q_H + Q_E + Q_S \uparrow + Q_S \downarrow + Q_L \uparrow + Q_L \downarrow.$$

Der sensible Wärmefluss ist nach Liu, Katsaros und Businger proportional zum Betrag der Windgeschwindigkeit $|v_a|$ und zur Differenz zwischen der Lufttemperatur T_a und der Oberflächentemperatur T_s (s. Liu et al. [Liu79]):

$$Q_H = c_h \cdot cp_a \cdot \rho_a \cdot |v_a| \cdot (T_a - T_s).$$

c_h ist der so genannte Austauschkoefizient für sensible Wärme, cp_a bezeichnet die spezifische Wärmekapazität der Luft und ρ_a ist die Dichte der Luft am Boden.

Analog wird auch der latente oder evaporative Wärmefluss nach einer Standardformel berechnet. Anstatt der Temperaturdifferenz wird die Differenz der Feuchte in der bodennahen Luftschicht bestimmt:

$$Q_E = c_e \cdot L \cdot \rho_a \cdot |v_a| \cdot (q_a - q_s).$$

Dabei ist q_a die Feuchte in 10m Höhe über dem Eis, während q_s direkt an der Oberfläche über eine empirische Formel berechnet wird und von der Oberflächentemperatur T_s abhängt. c_e bezeichnet den Austauschkoefizienten für latente Wärme, L ist die spezifische latente Wärme für Sublimation (bzw. für Verdunstung, falls die Klasse eisfrei ist).

Key, Silcox und Stone geben einen Überblick über die Parametrisierungen für kurz- und langwellige Strahlung (s. Key et al. [Key96]). Der einfallende kurzwellige Wärmefluss wird hier nach Shine berechnet (s. Shine [Shi84]). Er ist abhängig vom Stand der Sonne und atmosphärischen Parametern, wie Luftdruck und Feuchte. Der Faktor der Wolkenbedeckung Cl geht auf Laevastu zurück (s. Laevastu [Lae60]). Mit dem Zenitwinkel Z lautet die Gleichung

$$Q_S \downarrow = \frac{S \cdot \cos^2 Z}{1.2 \cdot \cos Z - (1 + \cos Z) \cdot e_a \cdot 10^{-3} + 0.045} \cdot (1 - 0.6 \cdot Cl).$$

Dabei ist S die Solarkonstante und e_a der aktuelle Dampfdruck. Abgezogen wird der reflektierte Anteil der solaren Strahlung, der proportional zur eingehenden Strahlung gesetzt wird

$$Q_S \uparrow = -\alpha \cdot Q_S \downarrow.$$

Der Proportionalitätsfaktor, die Albedo (s. Tabelle), ist dabei von der Oberflächenbeschaffenheit abhängig. In diesem Modell wird jedoch nur die Albedo von Eis und offenem Wasser unterschieden.

Auch der langwellige Wärmefluss besteht aus einer Bilanz zwischen Ein- und Ausstrahlung. Die langwellige Ausstrahlung wird nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetz für graue Strahler beschrieben:

$$Q_L \uparrow = -\hat{\epsilon} \cdot \sigma_B \cdot T_s^4,$$

wobei $\hat{\epsilon}$ die Emissivität ist und σ_B die Boltzmannkonstante. In die langwellige Einstrahlung geht ähnlich der kurzwelligen Strahlung die Bewölkung ein. Davon abgesehen ist der langwellige Wärmefluss in der Parametrisierung von Idso und Jackson eine Funktion der Lufttemperatur (s. Idso [Ids69])

$$Q_L \downarrow = -\hat{\epsilon} \cdot \sigma_B \cdot T_a^4 \cdot \left(1 - 0.26 \cdot \exp\{-7.7 \cdot 10^{-4} \cdot (T_a - 273)^2\}\right) \cdot Wf$$

mit dem Wolkenfaktor

$$Wf = (1 - 0.75 \cdot Cl^2) \cdot (1 - 0.75 \cdot Cl).$$

Analog zur Wärmeflussbilanz für eisbedeckte Klassen wird die Bilanz für offenes Wasser berechnet. Der konduktive Fluss entfällt. Die atmosphärischen Flüsse sind dann Funktionen der Gefriertemperatur für Meerwasser. Einige

	Thermodynamische Größe	Wert
α	Albedo für Eis	0.6
α	Albedo für offenes Wasser	0.07
c_h	Austauschkoeffizient für sensible Wärme	$1.2 \cdot 10^{-3}$
c_e	Austauschkoeffizient für latente Wärme	$1.2 \cdot 10^{-3}$
σ_B	Boltzmannkonstante	$5.67 \cdot 10^{-8} W m^{-2} K^{-4}$
ρ_i	Dichte des Eises	$900 kg m^{-3}$
ρ_w	Dichte des Wassers	$1000 kg m^{-3}$
ρ_s	Dichte des Schnees	$327.5 kg m^{-3}$
ρ_a	Dichte der Luft	$1.25 kg m^{-3}$
h_s	Dicke der ozeanischen Mischschicht	8 m
$\hat{\epsilon}$	Emissivität für Eis	0.97
$\hat{\epsilon}$	Emissivität für offenes Wasser	0.99
T_0	Gefriertemperatur von Süßwasser	273K
T_m	Gefriertemperatur von Meereis	$(0.055 \cdot \text{Salinität} + 273)K$
S	Solarkonstante	$1350 W m^{-2}$
L_i	spezifische latente Schmelzwärme	$335 \cdot 10^3 J kg^{-1}$
L	spezifische latente Wärme (Sublimation)	$2835 \cdot 10^3 J kg^{-1}$
L	spezifische latente Wärme (Verdunstung)	$2500 \cdot 10^3 J kg^{-1}$
cp_w	spezifische Wärmekapazität des Wasser	$4200 J kg^{-1} K^{-1}$
cp_i	spezifische Wärmekapazität des Eises	$2200 J kg^{-1} K^{-1}$
cp_a	spezifische Wärmekapazität der Luft	$1005 J kg^{-1} K^{-1}$
κ_i	Wärmeleitfähigkeit des Eises	$2.03 W m^{-1} K^{-1}$
κ_s	Wärmeleitfähigkeit des Schnees	$0.31 W m^{-1} K^{-1}$

Tabelle 2: Thermodynamische Größen, wie sie im Modell benutzt werden

Reflektionsparameter, wie die Albedo oder die Emissivität, besitzen einen Wert, der von der Oberflächenbeschaffenheit abhängt. Im Falle von offenem Wasser unterscheiden sich diese Parameter von den Größen für eisbedeckte Gebiete. Wird dem Ozean durch die Wärmeflüsse soviel Energie entzogen, dass die Wassertemperatur der Mischschicht unter die Gefriertemperatur fallen würde, bildet sich Neueis.

Der ozeanische Wärmefluss ist unabhängig von der Oberflächentemperatur und der Eisdicke. Der atmosphärische Fluss steht in einer Wechselbeziehung mit der Oberflächentemperatur, die Eisdicke geht jedoch nicht ein. Der konduktive Fluss ist eine Funktion beider Variablen und wird daher für jede

eisbedeckte Klasse einzeln berechnet. Die Gesamtflüsse werden daher folgendermaßen anteilsgewichtet aufaddiert:

$$Q_a^{gesamt} = A_1 \cdot Q_a(T_m) + (A_2 + A_3 + A_4) \cdot Q_a(T_s)$$

$$Q_{cond}^{gesamt} = A_2 \cdot Q_{cond}(T_s, H_{lead}) + (A_3 + A_4) \cdot Q_{cond}(T_s, H_{level}).$$

5.3 Neuberechnung der Klassen und Eisdicken

Durch die thermodynamischen Einflüsse ändern sich in erster Linie die Eisdicken von ebenem Eis und Brucheis sowie von dünnem Eis.

Häufig führen thermodynamische Prozesse jedoch auch zu einer Umverteilung der Eisklassen.

Beim Gefrierprozess entsteht auf dem offenen Wasser Eis, so genanntes Neueis. Neben der Dicke des ebenen und des dünnen Eises bildet sich somit eine neue Eisdicke aus. Um die Definition einer weiteren Eisklasse zu vermeiden, werden die Anteile und Eisdicken derart neu verteilt, das Eisvolumen, Eisbedeckung und Eisfestigkeit (Viskosität) erhalten bleiben.

Während des Schmelzprozesses sorgt das so genannte laterale Schmelzen an den Seitenrändern der Schollen und Eisdecken für eine Verkleinerung des Flächenanteils, der vom Eis bedeckt ist.

Beide Prozesse werden im Folgenden ausführlich beschrieben.

Schmelzprozesse

Wärmeinput in das Eis durch atmosphärische Strahlung oder ozeanischen Energiefluss führt zur Eisschmelze an der Eisober- oder Eisunterseite. Die Eisdickenänderungen sind durch die Gleichung 5.56 bestimmt.

Auch an den Seitenrändern der Eisschollen zum Wasser, in Spalten und Löchern kommt es zu horizontalen Schmelzprozessen, dem so genannten lateralen Schmelzen. Dies ist dadurch zu erklären, dass nicht nur die Ober- bzw. Unterseite der Eisdecke mit dem Ozean oder der Atmosphäre in Kontakt stehen, sondern auch die Seitenflächen. Bei steigender Ozean- und Atmosphärentemperatur werden somit alle Kontaktflächen erwärmt, was zu Eisschmelze führt.

Mit der mittleren Eisdicke \bar{h} und dem Eisbedeckungsgrad A wird der Hibleische Ansatz für laterales Schmelzen gegeben durch

$$\frac{\partial A}{\partial t} = \frac{A}{2\bar{h}} \frac{\partial \bar{h}}{\partial t}, \quad \text{falls} \quad \frac{\partial \bar{h}}{\partial t} < 0. \quad (5.59)$$

Dies ist äquivalent zur Gleichung

$$\frac{\partial}{\partial t} \ln A = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \ln \bar{h} = \frac{\partial}{\partial t} \ln \bar{h}^{1/2}, \quad \text{falls} \quad \frac{\partial \bar{h}}{\partial t} < 0,$$

was wiederum bedeutet, dass im Falle eines Schmelzprozesses

$$A \propto \bar{h}^{1/2}$$

ist. Der Eisbedeckungsgrad ändert sich durch laterales Schmelzen also wie die Wurzel aus der Eisdicke.

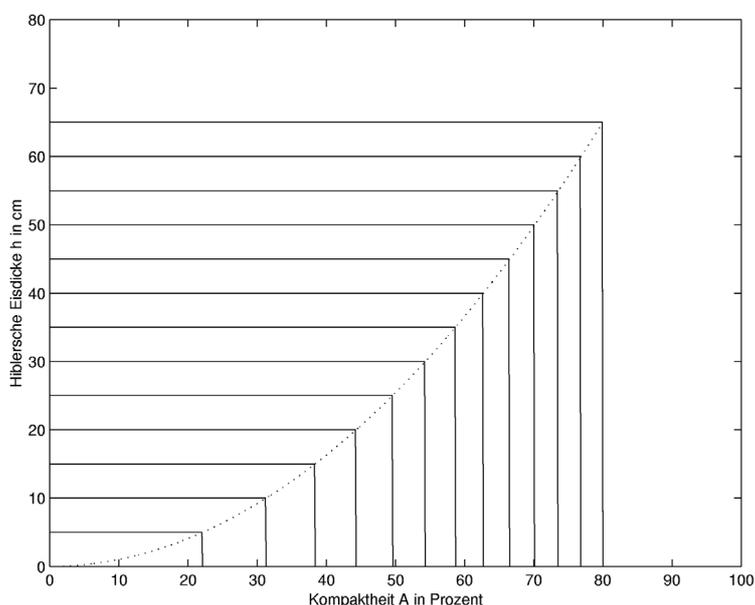


Abbildung 27: Lateralschmelze nach Hibler

Um diesen Sachverhalt verständlich zu machen, wird in Abbildung 27 das Verhältnis von Eisdicke und Bedeckungsgrad in mehreren diskreten Zeitschritten dargestellt. Es wird angenommen, dass ein gleichmäßiger Schmelzprozess stattfindet, die Eisdicke verringert sich in jeder Zeiteinheit um den gleichen Betrag. (Dies ist zwar nicht realistisch, da Eis ein Isolator ist, und dünnes Eis daher - bei gleichem Erwärmungsgrad - schneller schmilzt, als dickes. Für ein Beispiel jedoch - schließlich geht es hier nur um das Verständnis der

Gleichung 5.59 - ist diese Annahme übersichtlicher). Auch wenn im Bild der Eindruck einer schmelzenden Eisscholle entsteht, sei daran erinnert, dass die Eisdicke \bar{h} bei Hibler die mittlere Eisdicke bedeutet, also Eisvolumen pro Fläche.

In dem hier vorliegenden Modell werden einige Ideen Hiblers bzgl. der Lateralschmelze übernommen, andere abgeändert. Grundsätzlich wird die Änderung des Bedeckungsgrades an die reelle Eisdicke (also an H_{lead} oder H_{level}), nicht an eine mittlere Eisdicke gekoppelt. Ist kein offenes Wasser vorhanden, also der Bedeckungsgrad $A_2 + A_3 + A_4 = 1$, so entfällt dieser Prozess. Davon ausgehend, dass sich Gebiete offenen Wassers vor allem in der dünnen Eisdicke oder in Brucheisfeldern bilden, werden weitere Einschränkungen an das laterale Schmelzen gemacht. Laterales Schmelzen soll danach bei Brucheis vorkommen oder bei undeformiertem Eis mit einer Dicke unterhalb einer kritischen Grenze H_0 . Eine Darstellung des lateralen Schmelzverhaltens wird in Abbildung 28 gegeben.

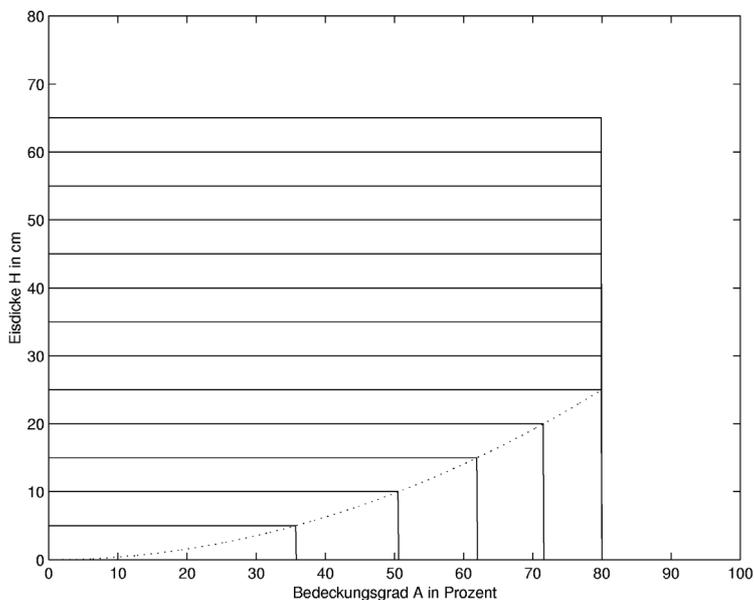


Abbildung 28: Modifizierte Lateralschmelze

Dies führt zu den folgenden Evolutionsgleichungen der Eisklassen

Falls das Gebiet vollständig eisbedeckt ist ($A_2 + A_3 + A_4 = 1$), ist

$$\frac{\partial A_1}{\partial t} = \frac{\partial A_2}{\partial t} = \frac{\partial A_3}{\partial t} = \frac{\partial A_4}{\partial t} = 0,$$

und falls offenes Wasser vorhanden ist ($A_2 + A_3 + A_4 < 1$), gilt

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_2}{\partial t} &= \begin{cases} 0 & \text{falls } H_{lead} \geq H_0 \\ \frac{A_2}{2H_{lead}} \frac{\partial H_{lead}}{\partial t} & \text{sonst} \end{cases} \\ \frac{\partial A_3}{\partial t} &= \frac{A_3}{2H_{level}} \frac{\partial H_{level}}{\partial t} \\ \frac{\partial A_4}{\partial t} &= \begin{cases} 0 & \text{falls } H_{level} \geq H_0 \\ \frac{A_4}{2H_{level}} \frac{\partial H_{level}}{\partial t} & \text{sonst} \end{cases} \\ \frac{\partial A_1}{\partial t} &= -\frac{\partial A_2}{\partial t} - \frac{\partial A_3}{\partial t} - \frac{\partial A_4}{\partial t}. \end{aligned}$$

Auf den ersten Blick scheint es nur einen geringen Effekt zu haben, bei dickem ebenen Eis darauf zu verzichten, die Betrachtung horizontalen Schmelzens einzubeziehen. Sie verhindert jedoch im Modell, dass sich im langsam schmelzenden Küsteneis zu Beginn der Tauwetterzeit zu schnell Spalten und eisfreie Gebiete durch thermodynamische Einflüsse bilden, die ein Wegdriften des Eises ermöglichen würden.

Gefrierprozesse

Komplizierter wird die Berechnung, wenn Eis gefriert. Die Eisdicke von dünnem Eis, Brucheis oder dickem ebenen Eis wächst, und auf dem offenen Wasser entsteht Neueis, welches sich je nach äußeren Gegebenheiten als gleichmäßige Eisdecke oder als Eisbruch, Eismatsch o.ä. formiert.

In dem Hibler'schen Eismodell führt Eisbildung zu einer Änderung des Bedeckungsgrades nach der Formel

$$\frac{\partial A}{\partial t} = \frac{1 - A}{\bar{h}_0} \frac{\partial \bar{h}}{\partial t}, \quad \text{falls} \quad \frac{\partial \bar{h}}{\partial t} \geq 0.$$

h_0 ist der so genannte Rinnenschließungsparameter, der beim Gefrierprozess die Geschwindigkeit angibt, mit der sich der Anteil des offenen Wassers verringert. Das bedeutet, dass sich in diesem Modell keine homogene Neueisdecke ausbildet, sondern ein Teil offenes Wasser vorhanden bleibt. Für die großskaligen Modelle, die das Eis der Arktis oder Antarktis beschreiben, ist

dies ein sinnvoller Ansatz, da eine starke Dünung und raue atmosphärische Bedingungen ein Zusammenwachsen der neu gebildeten Eiskristalle nicht zulassen und sie statt dessen an die vorhandenen Eisschollen verdriften.

Auf den vergleichsweise kleinen Skalen auf der Ostsee ist es bei ruhigen Windverhältnissen jedoch nicht unüblich, dass innerhalb geringer Zeit eine glatte, wenn auch dünne Eisschicht entsteht. Ist der Wind stärker (oder wird das Zusammenwachsen des Eises durch andere Einflüsse, wie z.B. Schiffsverkehr gestört), so werden je nach Stärke der Störung Eiskristalle, Eismatsch, Pfannkucheneis oder Eisbruchstücke an die Ränder der schon bestehenden Eisschollen getrieben.

In diesem Fall wird das entsprechende Eisvolumen berechnet und der Klasse des Brucheises zugeordnet, so dass

$$\frac{\partial A_1}{\partial t} = -\frac{A_1}{H_{level}} \frac{\partial H_{neueis}}{\partial t} \quad \text{und} \quad (5.60)$$

$$\frac{\partial A_3}{\partial t} = -\frac{\partial A_1}{\partial t}.$$

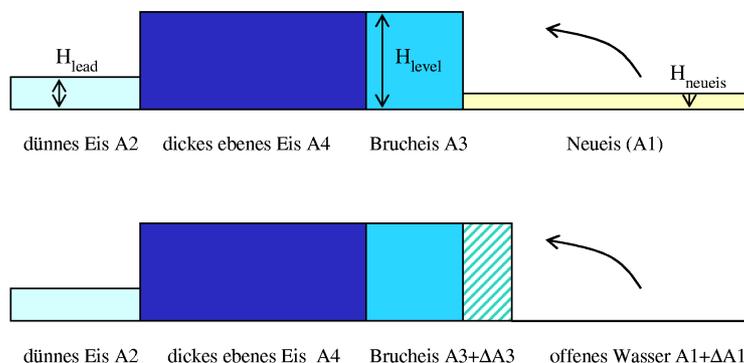


Abbildung 29: Gefrieren des Eises bei starkem Wind

Bei ruhigen atmosphärischen Bedingungen entsteht auf dem offenen Wasser eine Neueisdecke, für die aus Stetigkeitsgründen eine minimale Dicke H_{min} angenommen wird. Das heißt, dem Neueisvolumen auf der Fläche des bis dato offenen Wassers entspricht das Volumen einer Eisdecke der Dicke H_{min} .

auf der neu mit Eis bedeckten Fläche (die kleiner oder gleich der Fläche des ehemals offenen Wassers ist):

$$\frac{\partial A_1}{\partial t} = -\frac{A_1}{H_{min}} \frac{\partial H_{neueis}}{\partial t}.$$

Das Neueis entspricht der Definition nach dem dünnen Eis. Um die Definition einer weiteren Eisklasse zu vermeiden, müssen die Klassen neu eingeteilt werden. Dabei ist die Massenerhaltung ebenso zu beachten wie die Beibehaltung der Materialeigenschaften, das bedeutet, dass sich durch die Umordnung der Klassen die Festigkeit des Materialgemisches nicht ändern darf. Die Materialkoeffizienten sind proportional zum Quadrat der jeweiligen Eisdicke (s. Definition der Viskositäten, Gleichungen 3.26 bis 3.28). Es wird davon ausgegangen, dass das Brucheis bei der Umverteilung keine Rolle spielt. Die entsprechende Eisdicke H_{level} bleibt ebenfalls erhalten. Die Materialbedingung führt daher zur Gleichung

$$\frac{\partial}{\partial t} (\sum A_i \cdot H_i^2) = \frac{\partial A_1}{\partial t} H_{min}^2 + \frac{\partial}{\partial t} (A_2 \cdot H_{lead}^2) + \frac{\partial A_4}{\partial t} H_{level}^2 = 0.$$

Zusammen mit der Massenerhaltung

$$\frac{\partial}{\partial t} (\sum A_i \cdot H_i) = \frac{\partial A_1}{\partial t} H_{min} + \frac{\partial}{\partial t} (A_2 \cdot H_{lead}) + \frac{\partial A_4}{\partial t} H_{level} = 0$$

und der Flächenerhaltung

$$\frac{\partial}{\partial t} (\sum A_i) = \frac{\partial A_1}{\partial t} + \frac{\partial A_2}{\partial t} + \frac{\partial A_4}{\partial t} = 0$$

folgt daraus

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_1}{\partial t} &= -\frac{A_1}{H_{min}} \frac{\partial H_{neueis}}{\partial t} \\ \frac{\partial A_2}{\partial t} &= \frac{H_{min}^2 - H_{level}^2 - 2H_{lead}(H_{min} - H_{level})}{(H_{min} - H_{level})^2} \frac{\partial A_1}{\partial t} \\ \frac{\partial A_3}{\partial t} &= 0 \\ \frac{\partial A_4}{\partial t} &= -\frac{\partial A_1}{\partial t} - \frac{\partial A_2}{\partial t} \end{aligned} \tag{5.61}$$

für die Evolution der Bedeckungsgrade und

$$\frac{\partial H_{lead}}{\partial t} = -\frac{1}{A_2} \left(\frac{\partial A_1}{\partial t} H_{min} + \frac{\partial A_2}{\partial t} H_{lead} + \frac{\partial A_4}{\partial t} H_{level} \right)$$

für die Entwicklung der Leadeisdicke.

H_{min} ist eine Konstante ungleich Null und die Differenz $H_{level} - H_{lead}$ verschwindet nur, falls kein Eis vorhanden ist, was der Annahme eines Gefrierprozesses widerspräche. A_2 ist nur dann Null, wenn bisher kein dünnes Eis existierte und sich auch keines durch Neueis gebildet hat. Dann jedoch verschwindet auch $\partial H_{lead}/\partial t$.

Alle Parameter sind in der Abbildung 30 zusammengefasst.

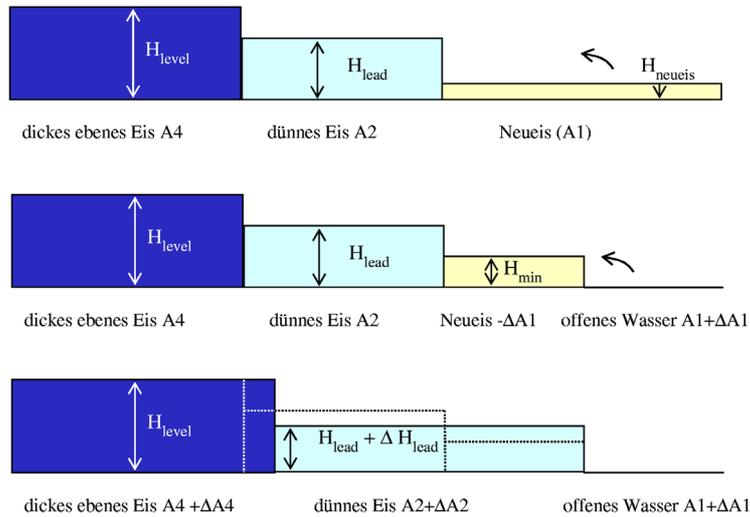


Abbildung 30: Gefrieren des Eises bei wenig Wind

Da keine Schifffahrtsdaten zur Verfügung stehen, wird in dem Mehrklassenmodell vom Wind abhängig gemacht, ob das Neueis dem Brucheis zugeordnet wird, oder dem ebenen dicken und dünnen Eis. Es wird ein Faktor wb eingeführt, der zwischen Null (für keinen Wind) und Eins (für starken Wind) liegt und eine Linearkombination der Modelle 5.60 und 5.61 erlaubt.

5.4 Eistrücken

Presseis- und Scherrücken bilden sich durch mechanische Vorgänge. Während Gefrierprozesse nicht zu einer Vergrößerung eines Eistrückens führen, wie Messungen an Eistrücken zeigen, so schmelzen bei der Eisschmelze auch die Eisbruchstücke innerhalb eines Eistrückens und tragen somit zu einer Verkleinerung des Rückens bei.

Eistrückenschmelze

Das Tauen des Eises beeinflusst die Größe jedes einzelnen Eistrückens und damit auch die Anzahl der Eistrücken in den drei Größenordnungskategorien. Da es - nach Wissen der Autorin - keine weiteren mittel- oder großskaligen Eismodelle gibt, die die Anzahl und Größe von Eistrücken beschreiben, liegen keine Vergleichsansätze für die Rückenschmelze vor. Auch auf Beobachtungen und Messungen von Schmelzprozessen kann nicht zurückgegriffen werden, da der Schwerpunkt der "messenden Wissenschaften" in der Eistrückenbildung und Eistrückenverteilung liegt.

Als Randbedingung für die Rückenschmelze wird angenommen, dass die Eistrücken vollständig geschmolzen sein müssen, wenn die Eisdecke, die sie beinhaltet, getaut ist. Das bedeutet, eine eisfreie See enthält keine Eistrücken. Für einen kompakten Eisberg ohne Zwischenräume aus Wasser oder Luft ist diese Annahme natürlich nicht haltbar - diese existieren jedoch nicht in der Ostsee. Ausgehend von der Tatsache, dass der Großteil der Eistrücken relativ früh in der Eissaison entsteht und daher vergleichsweise dünne Eisstücke enthält (vgl. Kapitel 4.3), die sich im Laufe des Winters nicht vergrößern, ist die obige Annahme plausibel.

Der einfachste Ansatz, der diese Bedingung erfüllt, ist die Proportionalität von relativer Eisdickenänderung und relativer Eistrückenvolumenänderung. Da die Eistrücken sich in den Gebieten des ebenen dicken Eises befinden und dieses auch die Eisdecke ist, die als letztes taut, wird hier grundsätzlich von der Eisdicke dieser Klasse ausgegangen. Für das Presseisrückenvolumen oder die äquivalente Eisdicke des Presseises M_p bedeutet dies:

$$\frac{1}{M_p} \frac{\partial M_p}{\partial t} = \frac{1}{H_{level}} \frac{\partial H_{level}}{\partial t}.$$

Da die Eistrückenschmelze für Scherrücken vollständig analog verläuft, wird diese Gleichung wie alle folgenden nur für Presseis formuliert.

Für die Umsetzung dieser Idee in der Größenverteilungsfunktion gibt es zwei anschauliche Möglichkeiten:

Im ersten Ansatz wird davon ausgegangen, dass jeder Eisrücken *relativ* die gleiche Änderung erfährt. In einem Beispiel mag die Eisdickenänderung ein Zehntel der Eisdicke des ebenen dicken Eises betragen. Die äquivalente Eisdicke des Presseises verringert sich damit ebenfalls um ein Zehntel. Dann wird in diesem Ansatz davon ausgegangen, dass jeder Eisrücken ein Zehntel seines Volumens verliert. Dargestellt wird die Änderung der Eisrückengrößenverteilung in Abbildung 31(a). Der Nachteil dieses Ansatzes liegt darin, dass die großen Eisrücken dabei sehr schnell abschmelzen, während die Anzahl und die Größe der kleinen Eisrücken nur wenig verändert werden. Ein zweiter Ansatz wird daher derart formuliert, dass die *absolute* Änderung für jeden Eisrücken gleich sein soll. Für das obige Beispiel bedeutet dies, dass bei n Presseisrücken jeder ein n -tel der Gesamtänderung zugewiesen bekommt. Dargestellt ist dies durch Abbildung 31(b).

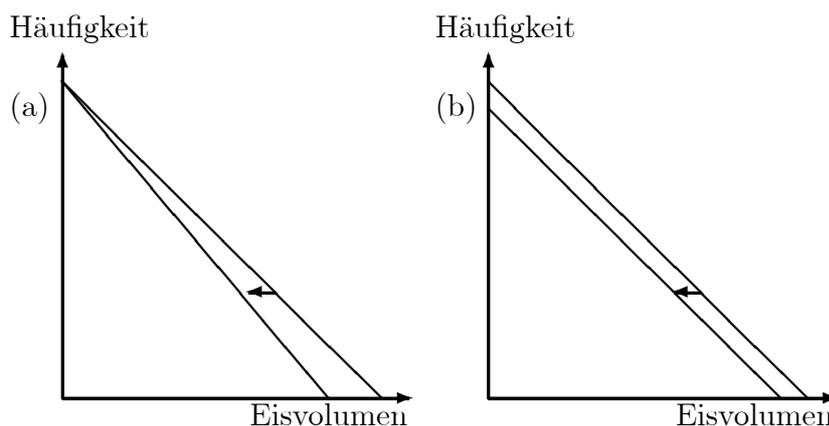


Abbildung 31: Eisrückengrößenverteilung bei Schmelzprozessen
 Dargestellt ist a) die relative b) die absolute Änderung der Eisrückengrößen. Eine Erklärung der Grafiken ist dem Text zu entnehmen. Die Häufigkeitsverteilung ist nur für dieses Beispiel als linear angenommen, dies entspricht nicht der Realität.

Im vorliegenden Mehrklassenmodell wurde die zweite Variante gewählt. Für die drei Größenkategorien 'kleine', 'mittlere' und 'große' Eisrücken und das oben beschriebene Beispiel kann daher gefolgert werden:

Beträgt die relative Eisdickenänderung - und damit die relative äquivalente Eisdickenänderung - ein Zehntel, so schmelzen die großen Eisrücken derart, dass ein Zehntel hinterher in die Kategorie 'mittlere Eisrücken' fällt. Ein Zehntel der mittleren Eisrücken wird in kleine umgewandelt und ein Zehntel der kleinen Rücken schmilzt vollständig. Abbildung 32 zeigt die Änderung des Histogramms.

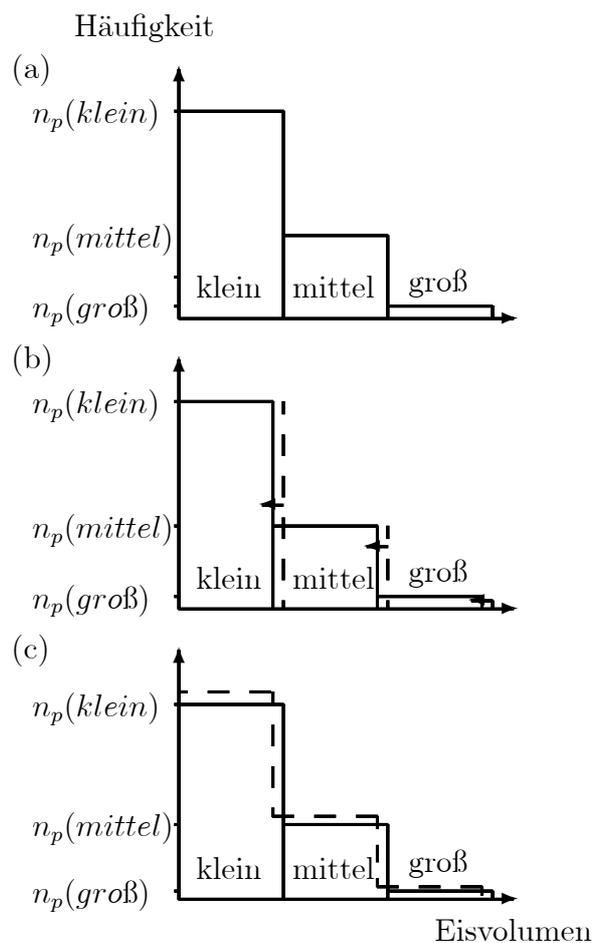


Abbildung 32: Änderungen der Eisrückenkategorien durch Schmelze
a) Ursprüngliche Größenkategorien b) Verlagerung durch Schmelze und
c) Neuberechnung der Größenkategorien

Beschrieben wird dieser Ansatz durch

$$\begin{aligned}\frac{\partial n_p(klein)}{\partial t} &= \frac{n_p(klein) - n_p(mittel)}{H_{level}} \frac{\partial H_{level}}{\partial t} \\ \frac{\partial n_p(mittel)}{\partial t} &= \frac{n_p(mittel) - n_p(gro\beta)}{H_{level}} \frac{\partial H_{level}}{\partial t} \\ \frac{\partial n_p(gro\beta)}{\partial t} &= \frac{n_p(gro\beta)}{H_{level}} \frac{\partial H_{level}}{\partial t}.\end{aligned}$$

Die Presseisrückenverteilung ist durch die äquivalente Eisdicke des Presseises M_p und Größenverteilung n_p beschrieben. Die Entwicklung dieser Parameter bei Schmelzprozessen stellt daher die vollständige Beschreibung der Eisrückenschmelze dar.

5.5 Zusammenfassung

In der Eismodellierung ist die Thermodynamik einer der wichtigsten Faktoren. Durch thermodynamische Prozesse schmilzt Eis oder entsteht aus Wasser. Die thermodynamische Komponente eines Eismodells ist daher für die Berechnung des Eisvolumens verantwortlich. Unabhängig vom Modellzweck ist eine möglichst genaue Berechnung des Eisvolumens eine wichtige Grundlage für die vom Modell darzustellenden Prozesse.

In dem hier vorliegenden Modell beeinflussen Eisbildung und Eisschmelze alle Parameter, die die Struktur des Eises beschreiben.

Durch die Bilanz der atmosphärischen und ozeanischen Wärmeflüsse wird die dem Eis (bzw. offenem Wasser) zugeführte oder abgezogene Wärmemenge ermittelt, wodurch das Eisvolumen berechnet wird, welches schmilzt oder durch Gefrieren entsteht. Die Wärmebilanz wird für jede Klasse getrennt erstellt, so dass die Eisdickenänderung des dicken und des dünnen Eises verfolgt werden kann.

Die Anteile der Eisklassen ändern sich ebenfalls sowohl durch Schmelz- als auch durch Gefrierprozesse.

Beim vollständigen Abtauen einer Eisdecke verschwindet die entsprechende eisbedeckte Klasse und offenes Wasser entsteht. Auch laterales Schmelzen, d.h. das Abschmelzen der Schollen an den Seitenkanten, führt zur Bildung

offenen Wassers. Der hier für Lateralschmelze verwendete Ansatz lehnt an die Theorie des Hiblermodells an, ist jedoch an die vier Eisklassen angepasst und 'schont' das Küstenfesteis.

Gefrierprozesse führen zur Bildung von Neueis auf offenem Wasser. Um die Einführung einer weiteren Eisklasse zu verhindern, werden die Anteile der Eisklassen neu verteilt. Dabei werden sowohl die eisbedeckte Fläche, als auch das Eisvolumen und die Materialfestigkeit der Vier-Klassen-Mischung erhalten.

Auf Eisrücken besitzen Gefrierprozesse keinen Einfluss. Eisschmelze jedoch führt zu einer Verringerung des Eisvolumens in den Eisrücken. In dem hier vorgestellten Modell wird von der Voraussetzung ausgegangen, dass die relative Änderung der äquivalenten Eisdicke proportional zur relativen Eisdickenänderung des Eises ist, welches die Eisrücken beinhaltet, also des dicken ebenen Eises.

Die Entwicklungsgleichungen der Parameter spiegeln anschaulich die Prozesse wider, die durch thermodynamische Einflüsse forciert werden.

6 Antrieb

Zur Berechnung der mechanischen oder thermodynamischen Eisentwicklung werden ozeanische und atmosphärische Antriebsdaten benötigt. Diese Daten sind ebenfalls Ergebnisse prognostischer Modelle. Beide Modelle, das Operationelle Zirkulationsmodell des BSH (Bundesamt für Seeschifffahrt und Hydrographie) und das Wettervorhersage-Modell des DWD (Deutscher Wetterdienst) sollen hier kurz beschrieben werden.

6.1 Ozeanische Kopplung

Das hier vorgestellte Eismodell ist als Teilmodul des BSH Zirkulationsmodells (**BSH circulation model**, BSHcmod) mit diesem direkt gekoppelt. Das Zirkulationsmodell wiederum ist Teil eines Modellsystems, welches neben dem hydrodynamischen Modell verschiedene Ausbreitungsmodelle, ein Sturmflutmodell und Regionalmodelle für Ästuare enthält. Im operationellen Betrieb, d.h. in täglicher Routine, werden mit dem Zirkulationsmodell Prognosewerte für die horizontale und vertikale Strömungsgeschwindigkeit, Wasserstand, Salzgehalt, Temperatur und Eis ermittelt. Gezeiten-, wind- und dichtebedingte Bewegungsvorgänge werden durch das Modell simuliert.

Das Modellgebiet (s. Abbildung 33) umfasst die Nord- und Ostsee und ist eingebettet in ein Nordatlantikmodell, damit Wasserstände am Modellrand (nördliche Nordsee und Westrand der Ärmelkanals) einbezogen werden können. Die Auflösung der aktuellen Modellversion (seit Anfang 1999) des Nord- und Ostseemodells beträgt 6 Seemeilen, das entspricht ca 10 km ($\Delta\lambda = 10'$; $\Delta\varphi = 6'$) mit einer Gitterverfeinerung von einer Seemeile, also 1,8 km ($\Delta\lambda = 100''$; $\Delta\varphi = 60''$) in der Deutschen Bucht und der westlichen Ostsee (s. Dick [Dic01]). Weitere Angaben zur Gitterstruktur befinden sich im Kapitel 7.1. Der Testwinter 1995/96, dessen Eisbedeckung in Kapitel 8 dargestellt wird, wurde mit dieser Modellversion und den beschriebenen Gitterweiten gerechnet.

Es gehen keine gemessenen Daten in das Ozeanmodell ein. Zur Berechnung der Wärmeflüsse werden Antriebsgrößen aus dem Atmosphärenmodell (Oberflächenluftdruck, Windgeschwindigkeit in 10m Höhe, Lufttemperatur, spezifische Feuchte und Bewölkungsgrad) eingelesen. Zweimal täglich werden die Daten vom DWD zum BSH übertragen. Ein operationelles Wellenmodell

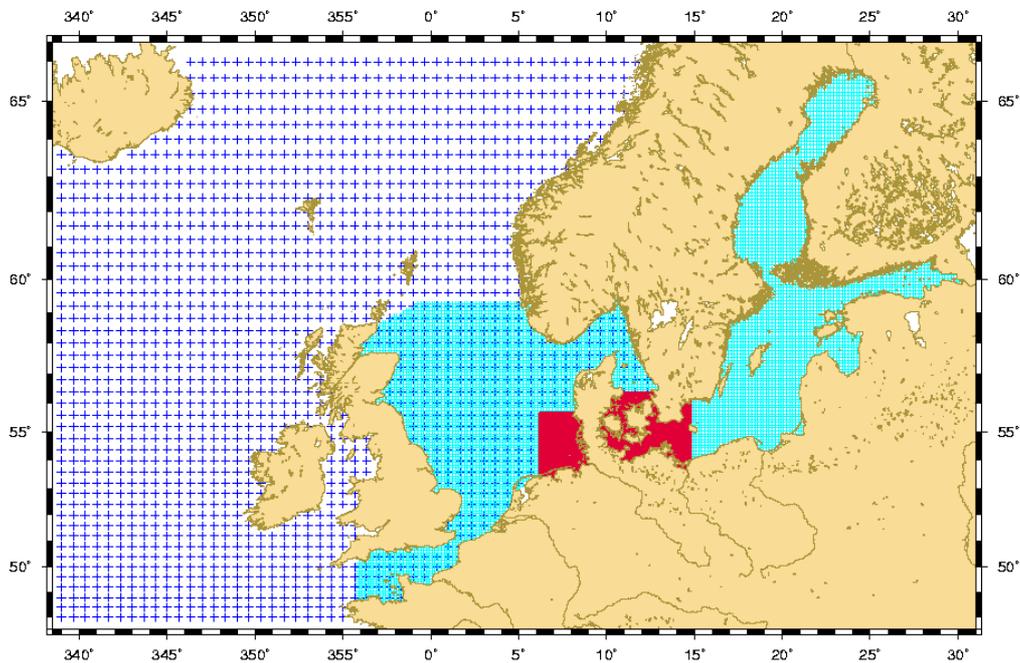


Abbildung 33: Modellgebiet des BSH Zirkulationsmodells
(Quelle: Dick et al. [Dic01])

(ebenfalls vom DWD) liefert Prognosedaten der Wellenhöhen und -richtungen etc.

Die Simulation liefert Prognosewerte für 72 Stunden im Voraus. Dafür werden die 12 bis 84 Stunden Voraussagen des DWD für Meteorologie und Wellenberechnung genommen. Die Berechnungszeit für die 72 stündige Voraussage beträgt ungefähr vier Stunden, bei starker Eisbedeckung etwas länger. Eine Beschreibung der Physik des Modellsystems findet sich bei Dick et al. (s. [Dic01]).

6.2 Atmosphärischer Antrieb

Zurzeit erhält das gekoppelte Ozean-Eis-Modell seine atmosphärischen Antriebsdaten aus dem neuen Global-Modell **GME** und dem Lokal-Modell **LM** des Deutschen Wetterdienstes DWD. Beide sind Teil des numerischen Wettervorhersagesystems, welches im operationellen Betrieb die atmosphärischen

Zustandsgrößen (Wind, Temperatur, Luftdruck etc.) berechnet.

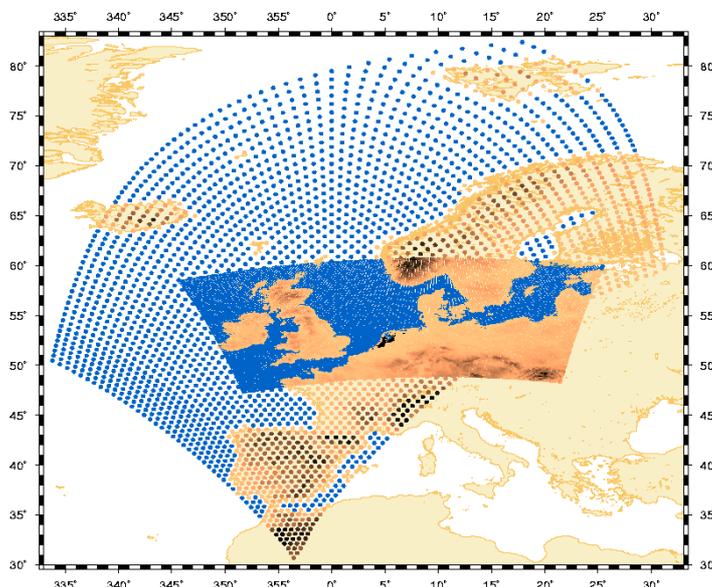


Abbildung 34: Aktuelle Modellgebiete der DWD Modelle
Dargestellt ist das Modellgitter des Lokal-Modells und Gitterpunkte des
Global-Modells. (Quelle: Dick et al. [Dic01])

Das Modellgebiet (s. Abbildung 34) des Lokal-Modells enthält die Nordsee und große Teile der Ostsee, jedoch nicht den Bottnischen Meerbusen (nördlicher Teil der Ostsee) und den Ostteil des Finnischen Meerbusens. Die Gitterpunkte des GME sind in der Abbildung nur schematisch dargestellt, das aus sphärischen Dreiecken bestehende Gitter umfasst die gesamte Erdkugel. Die Maschenweite des Global-Modells beträgt ca. 55 km, die Auflösung im Lokal-Modell wird mit ungefähr 7 km angegeben (s. Dick [Dic01]).

Das neue Global-Modell und das Lokal-Modell ersetzen seit Ende 1999 die alte Modellkette des DWD, die aus einem großskaligen Global-Modell **GM**, einem regionalen Europa-Modell **EM** und dem hochauflösenden Deutschland-Modell **DM** bestand (s. Majewski [Maj91]). Für den Zeitraum des Testwinters 1995/96 wurden die gespeicherten Daten des Europa-Modells benutzt, welches zu der Zeit den Antrieb für das Zirkulationsmodell des BSH lieferte.

Das Modellgebiet des Europa-Modells umfasst den Nordatlantik und Europa (s. Abbildung 35) und wird in rotierten sphärischen Koordinaten dargestellt. Die Gitterweite beträgt $0,5^\circ$, was einer Auflösung von ca. 55 km entspricht.

Zweimal täglich wurden die Europa-Modell Prognosen für die nächsten 78 Stunden zum BSH übertragen. Die physikalische Darstellung der Modellgleichungen findet sich bei Majewski (s. [Maj91]).

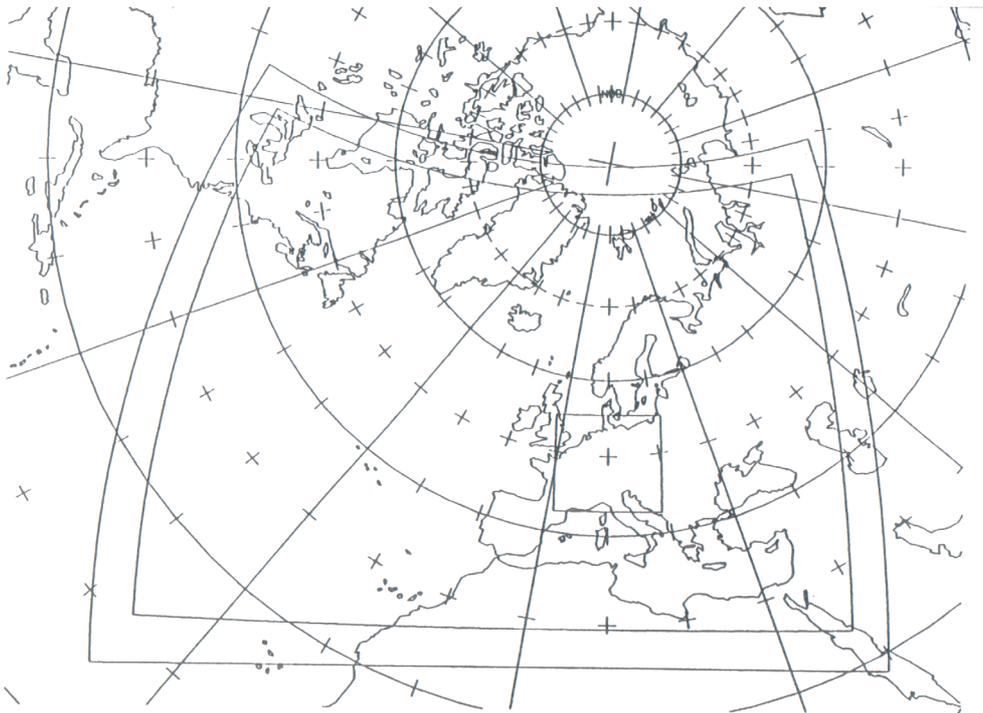


Abbildung 35: Gebiete der DWD Modelle zur Zeit des Testwinters
Dargestellt ist das Modellgebiet des Europa-Modells (äußere Grafik) und
des Deutschland-Modells. (Quelle: [DWD98])

Der räumliche Ausgleich zwischen den Gittern des DWD Europa-Modells und des BSH Zirkulationsmodells wird durch lineare Interpolation hergestellt.

7 Numerik

In dem hier vorgestellten Materialmodell wird Eis als zweidimensionales kontinuierliches isotropes Material dargestellt. Das bedeutet insbesondere, dass alle Parameter, die das Eis beschreiben, stetige Funktionen des Ortes und der Zeit sind. Die Evolutionsgleichungen, die die zeitliche Entwicklung der Parameter beschreiben, werden nicht mathematisch gelöst, sondern mit Hilfe eines Computers. Diese numerische Behandlung setzt eine Diskretisierung des Raumes und der Zeit voraus. D.h. anstatt kontinuierliche Funktionswerte zu ermitteln, wird das betrachtete Modellgebiet in endlich viele Teilgebiete zerlegt. Die zu berechnende Funktion (z.B. die Eisdicke des ebenen Eises oder der Anteil des dünnen Eises) wird als konstant auf dem Teilgebiet angesehen. Darüber hinaus werden die Werte in bestimmten festen Zeitschritten Δt ermittelt.

Ableitungen werden mithilfe finiter Differenzen berechnet, das bedeutet, dass anstelle der Ableitung $\partial f/\partial x$ der räumlich diskretisierte Differenzenquotient $\Delta f/\Delta x$ numerisch gelöst wird. Analog wird die zeitliche Differenziation $\partial f/\partial t$ durch die temporäre Diskretisierung $\Delta f/\Delta t$ ersetzt.

7.1 Das Gitter

Das Gitter, welches die Einteilung des Modellgebietes in Teilgebiete beschreibt, ist für das Ozeanzirkulationsmodell (s. Kapitel 6.1) und das Eismodell identisch. In sphärischen Koordinaten ist das Gitter quadratisch in Längen- und Breitengraden. Das bedeutet für die Nord- und Ostsee eine Gitterweite von 10' in geographischer Länge und 6' in der geographischen Breite, was in etwa einem Quadrat der Seitenlänge 10 km oder 6 Seemeilen entspricht. Für das eingebettete feinere Gitter der deutschen Bucht und westlichen Ostsee wird jede Gitterzelle des Nord- und Ostseemodells in sechs mal sechs kleinere Zellen aufgeteilt. Dies entspricht einer Gitterweite von 100'' in geographischer Länge und 60'' in der geographischen Breite bzw. einer Quadratseite von ca. 1,8 km oder einer Seemeile.

Die Belegung einer Gitterzelle mit den zu berechnenden Parametern erfolgt auf dem Arakawa-C-Gitter, dargestellt in Abbildung 36. Die Komponenten des Geschwindigkeitsvektors $\mathbf{v} = (v_x, v_y)$ werden auf den Seitenflächen der Zelle berechnet. Skalare Schergrößen S , wie die Scherspannung σ_{12} und die Scherrate $\dot{\epsilon}_{12}$ sind auf den Ecken des Quadrats dargestellt. Alle

übrigen skalaren Parameter P - wie die Eisdicken H_{level} und H_{lead} , die Anteile der Eisklassen A_i , ($i = 1, \dots, 4$), die Eisrückenparameter M_p, n_p, \dots , die Normalenspannungen σ_{11}, σ_{22} und die Komponenten der Hauptdiagonale des Dehnungsratentensors $\dot{\epsilon}_{11}, \dot{\epsilon}_{22}$ etc. - sind in den Mittelpunkten der Gitterzelle beschrieben.

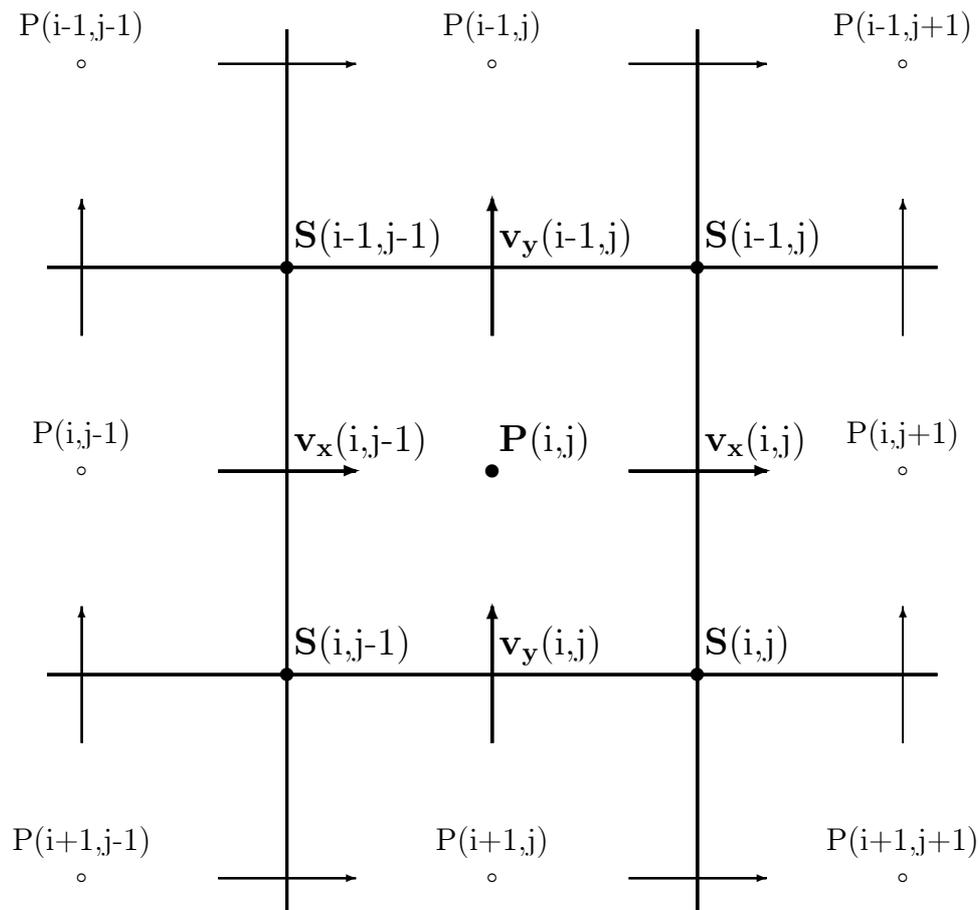


Abbildung 36: Schematische Darstellung eines Arakawa-C-Gitters
Die skalaren Größen P werden im Zellenmittelpunkt dargestellt, die Schergrößen S belegen die Eckpunkte, und die Geschwindigkeitskomponenten werden auf den Mittelpunkten der Seitenlinien errechnet.

7.2 Zeitschrittweite

Das ozeanische Zirkulationsmodell besteht aus einer großen Anzahl miteinander wechselwirkender physikalischer Prozesse, die durch einzelne Module dargestellt werden. Jeder einzelne Prozess hat eine eigene typische Zeitskala, die davon abhängt, wie schnell oder langsam der Prozess auf ein äußeres Forcing reagiert, mit welchen anderen Vorgängen er interagiert und auf welchen räumlichen Skalen er verläuft. Der numerische Zeitschritt wird für das ganze Modell festgehalten, unabhängig von den Zeitskalen der physikalischen Systeme. Nacheinander werden die Routinen für die Prozesse unabhängig voneinander aufgerufen und die Kopplung wird für einen einzelnen Zeitschritt vernachlässigt.

Der numerische Zeitschritt des Systems beträgt 90 sec, d.h. alle ozeanischen Strömungsparameter wie Wassertemperatur, Strömungsgeschwindigkeit etc. werden in einem Takt von 90 sec vorhergesagt. Eis besitzt eine größere typische Zeitskala, da das feste Material langsamer auf äußere Kräfte reagiert als das Meerwasser. Nur in jedem zehnten numerischen Zeitschritt wird daher die Eisroutine aufgerufen, so dass Eisprognosewerte im Abstand von 15 min berechnet werden.

7.3 Numerik der Eisdynamik und Eisthermodynamik

Die Eisdynamikroutine im Ozeanmodell befasst sich mit der numerischen Lösung der Impulsbilanz. Um die Wechselwirkung der Impulseinträge in benachbarten Gitterzellen einzubeziehen, wird die Gleichung global für das gesamte Modellgebiet gelöst. Dabei werden die Komponenten der Eisdrift voll implizit mit einem Newtoniterationsverfahren berechnet. Dieser so genannte abgesicherte Newtonalgorithmus ("safeguarded Newton algorithm" nach Kardestuncer und Norrie [Kar87]) enthält ein line-search-Verfahren zur Konvergenzbeschleunigung. In jeder Iterationsrunde werden durch das Lösen der Impulsbilanzgleichung die Eisdriftkomponenten und damit die Dehnungsraten ($\dot{\epsilon}_I, \dot{\epsilon}_{II}$) für alle Gitterzellen bestimmt. Diese gehen punktwise in die lokal zu lösende Materialgleichung ein, die dann die Spannung (σ_I, σ_{II}) festlegt. Ist ein Gleichgewicht zwischen Materialgleichung und Impulsbilanzgleichung gefunden, werden Spannung, Dehnungsrate und Parameter gespeichert.

Das Modul der Eismechanik ist Teil der Eisdynamikroutine. In ihm werden lokal für jede Gitterzelle alle Eisparameter außer den Eisdicken implizit und

mit Newtoniteration errechnet. Da das Problem hochgradig nichtlinear ist, wird zur Stabilisierung der Konvergenz ein Zeiteilungsverfahren eingefügt. Das bedeutet, dass der interne Zeitschritt der Eismechanik halbiert wird - gegebenenfalls mehrfach - falls die Newtoniteration nicht ausreichend schnell konvergiert.

Die Routine für die Thermodynamik des Eises ist unabhängig von der Dynamikroutine. Die thermodynamischen Gleichungen des Meereismodells werden ebenfalls lokal gelöst. Implizit mit Hilfe eines Newtonalgorithmus werden sowohl die Eisdicken bestimmt als auch die neuen Anteile der Eisklassen, falls es durch thermodynamische Prozesse zu einer Umverteilung gekommen ist.

7.4 Anfangsbedingungen

Als Testlauf für das Modell soll eine Eissaison gerechnet werden. Gestartet wird das Modell vor der ersten Eisbedeckung, d.h. mit eisfreiem Ozean. Dafür werden als Anfangsbedingung alle Eisparameter auf Null gesetzt. Alle Eisdaten, die in der Beschreibung des Testwinters (s. Kapitel 8) vorkommen, sind durch das Modell erzeugt. Gemessene Daten gehen nicht in das Modell ein, und es werden auch keine Korrekturen vorgenommen.

8 Ergebnisse

Um die besonderen Vorzüge des in dieser Arbeit vorgestellten Eismodells darzustellen, wurden die Eisverhältnisse der Eissaison 1995/96 simuliert. Dieser Winter wurde ausgewählt, da er im Vergleich zu anderen Wintern auf der Ostsee sehr eisreich war und eine abwechslungsreiche Struktur aufwies. Da die Hauptintention des neuen Modells die Beschreibung der schifffahrtsrelevanten Parameter beinhaltet, sollten die strukturelle Beschaffenheit des Eises und ihre Entwicklung in den Ergebnissen der Simulation nachvollziehbar sein. Ein Winter mit einer strukturreichen Eisbedeckung eignet sich daher besonders gut als Testwinter. Auch wenn das Modell als Prognosemodell arbeiten soll, d.h. im Betrieb zukünftige Eisverhältnisse vorhersagen können muss, ist die Simulation eines vergangenen Winters mit einer Testversion des Modells notwendig, um Vergleichsmöglichkeiten mit Eisbeobachtungen, Simulationen anderer Modelle und Veröffentlichungen zur Beschreibung dieses Eiswinters zu haben.

Da es sich bei dem hier vorgestellten Eismodell, dem Mehrklassenmodell, um eine Neuentwicklung handelt, konnte aus Zeitgründen keine Validation des Modells erfolgen. Die Anpassungen der Parameter und Sensitivitätsstudien müssen in einem Folgeprojekt durchgeführt werden.

Ein Vergleich der Daten erfolgt, soweit das ohne Validation möglich ist, mit den Eisübersichtskarten des BSH und den Simulationsergebnissen des zur Zeit im operationellen Modell des BSH verwendeten Eismodells, welches auf der hibleischen Rheologie basiert und daher kurz Hiblemodell genannt wird.

Dieses Kapitel beginnt mit einer kurzen Beschreibung des Eiswinters 1995/96 aus Sicht der Eisdienste und einem Überblick über die eingehenden meteorologischen Daten, bevor die von dem Modell berechneten Parameter in ihren Darstellungsmöglichkeiten präsentiert werden.

Die Beschreibung des Winterverlaufes aus Sicht des Eisdienstes wird mit den Modelldaten aus Hible- und Mehrklassenmodell verglichen. Um die Stärke des Eiswinters einzuordnen und mit anderen Wintern vergleichen zu können wird die flächenbezogene Eisvolumensumme berechnet.

Die Bildung aufgedrückten Eises als hervorragendes Element des Mehrklassenmodells wird zum Abschluss des Kapitels dargestellt.

8.1 Der Eiswinter 1995/96

Der Winter 1995/96 war ein harter, eisreicher Winter. Vor allem an der deutschen Küste ist durch den Einfluss lang andauernder Ostwinde eine dicke Eisdecke entstanden, die zu einer starken Beeinträchtigung der Schifffahrt geführt hat. Die Grundlagen zur Beschreibung des Winters sind Ergebnisse von Beobachtungen, die von den Eisdiensten der Ostseeanliegerstaaten vorgenommen wurden. Sie sind den Veröffentlichungen von K. Strübing entnommen, ebenso wie die statistische Einordnung des Winters (s. Strübing [Str96], [Str96a]).

Die Ostsee

Die Eissaison begann an der Nordküste des Bottnischen Meerbusens um den 10. November, einer mit den durchschnittlichen Wintern vergleichbaren Zeit. Für den Finnischen Meerbusen erfolgte die Eisbedeckung zu Beginn der dritten Novemberdekade, im Vergleich etwa eine Woche zu früh. Aufgrund vergleichsweise kalter Temperaturen waren bis Jahresende der größte Teil des nördlichen Bottnischen Meerbusens, die Ostseite des Finnischen Meerbusens und die Küstenstreifen eisbedeckt, ca. drei Wochen vor ihrer durchschnittlichen Entwicklung.

Während einer Periode milder Atlantik-Temperaturen in den ersten beiden Dritteln des Januars ging die Eisformation zurück, starke Südwinde führten zu einer Anhäufung und Kompaktifizierung des Eises an den Nordostküsten des Bottnischen und Finnischen Meerbusens sowie des Golfes von Riga. Eine weitere Kältewelle am Ende des Monats brachte starke Eisbildung in diesen Becken.

Anhaltender Frost im Februar forcierte das Anwachsen der Eisdicke und die Eisentstehung in der mittleren und südlichen Ostsee. Am 26. Februar erreichte die Eisbedeckung ihr Flächenmaximum. Im März entstanden durch starke südliche Winde eine große Anzahl von Spalten und Rissen im Eis, wodurch bei kalten südöstlichen Winden vermehrt Neueis und Eisrücken an der Ostküste gebildet wurden. Ende März setzte die Eisschmelze im Süden des Finnischen und des Bottnischen Meerbusens ein, bis Mitte April waren der westliche Finnische Meerbusen und der mittlere Bottnische Meerbusen nahezu eisfrei. An den Ostküsten des Golfes von Riga und des Finnischen Meerbusens behinderte das Eis die Schifffahrt noch Anfang Mai, im Vergleich zu anderen Wintern sehr spät. Der Bottnische Meerbusen war zwar erst in

der zweiten Hälfte des Monats eisfrei, dies entspricht jedoch in etwa einem durchschnittlichen Winter.

Die deutsche Küste

”The winter of 1995/96 was strong to very strong and extremely long, especially on the Baltic coasts,”¹⁴ so beschreibt der Leiter des Eisdienstes des BSH den Eiswinter, der einer der längsten und eisreichsten in der 100-jährigen Beobachtungsperiode von 1896/97 bis 1995/96 war (Zitat s. Strübing [Str96]¹⁵, p.73). Die Klassifizierung eines Winters erfolgt hierbei durch die so genannte ”flächenbezogene Eisvolumensumme” (s. Kapitel 8.6), die sich aus dem Bedeckungsgrad, der mittleren Eisdicke und der Anzahl der eisbedeckten Tage an ausgewählten Beobachtungsstationen an der deutschen Ostseeküste errechnet (s. Koslowski [Kos89]). Nur in sechs Wintern der 100-jährigen Beobachtungszeit überstieg der Wert der flächenbezogenen Eisvolumensumme die 12,80 m, die 1995/96 gemessen wurden. Wird die ”reduzierte Eisumme” nach Nusser als Maß der Bewertung des Eiswinters zugrunde gelegt, welche die durchschnittliche Anzahl von Tagen mit eisbedeckter See an den gleichen repräsentativen Stationen darstellt (s. Nusser [Nus48]), so belegt der Testwinter mit 83 Eistagen zusammen mit dem Winter von 1940 den fünften Platz, nur übertroffen durch die Eiswinter von 1939/40 und 1941/42 (mit einer Vereisung von jeweils 87 Tagen), 1946/47 (mit 98 Eistagen) und 1963/64 (mit 88 Tagen) (s. Strübing [Str96a]).

Begründet wird diese starke Eisbedeckung an deutschen Küsten durch sehr kalte und ausgesprochen trockene meteorologische Bedingungen, die auf vorherrschende Ostwinde zurückzuführen sind. Diese Winde haben die Ostsee von Dezember bis Februar mit kalter Polarluft aus Nordsibirien versorgt (an 43 Tagen, im Vergleich zu 13 Tagen Ostwind in einem durchschnittlichen Winter). Da auch die Anzahl der Tage mit Südwind weit über dem Durchschnitt lag (18 statt durchschnittlich 6 Tage), kontinentales Klima also dominierte, war der Niederschlag entsprechend gering. Auch der November war im Vergleich zu kalt und die Ostwindzeiten setzten sich bis in den März und April hinein fort, was zu der extrem langen Vereisungsdauer führte.

Um den Wechsel von Kälte- und Wärmeperioden zu verdeutlichen, sind in

¹⁴Übers. d. Verf.: ”Der Winter von 1995/96 war hart bis sehr hart und extrem lang, insbesondere an den Ostseeküsten.”

¹⁵Dieser Veröffentlichung sind auch alle in diesem Unterkapitel enthaltenen statistischen und theoretischen Angaben entnommen.

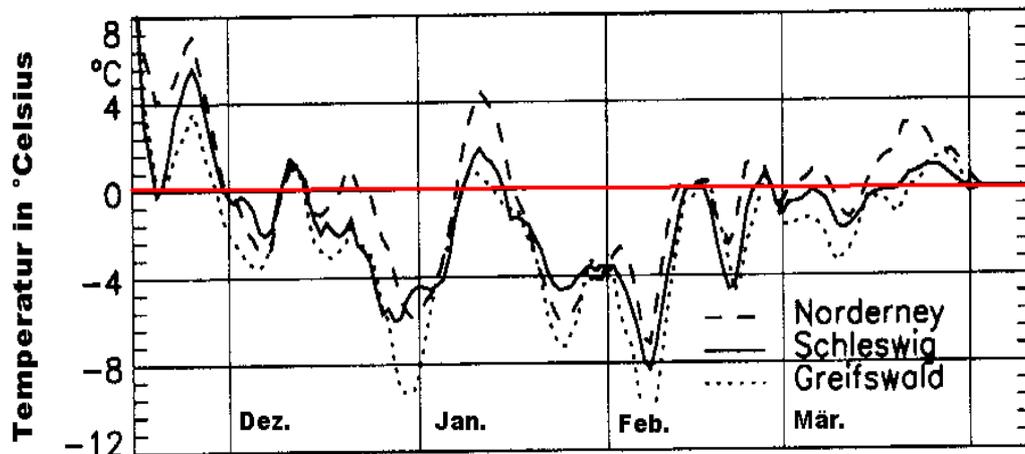


Abbildung 37: Kurven der gemessenen Lufttemperatur
 Dargestellt sind die Kurven von ausgewählten Beobachtungsstationen
 der deutschen Küste von Mitte November bis zur ersten Januar Dekade.
 (Quelle s. Strübing [Str96])

Abbildung 37 die gemessenen Daten der Lufttemperatur für die Beobachtungsstationen Norderney, Schleswig und Greifswald dargestellt. An der deutschen Küste begann die Eisbildung in der ersten Dezemberdekade. Eine starke zweiwöchige Kälteperiode rund um den Jahreswechsel kühlte die Temperatur des Ozeans in südlichen Küstengebieten auf den Gefrierpunkt ab. Auf inländischen Kanälen bildete sich eine gleichmäßige Eisdecke, und Eis an den Küsten brachte die küstennahe Schifffahrt, beispielsweise Fischerei und maritimen Tourismus, zum Erliegen. Die milden Temperaturen vom 7. bis 20. Januar verringerten die Eisbedeckung auch in diesem Gebiet. Die zweite starke Kälteperiode Ende Januar / Anfang Februar förderte die Eisbedeckung an der deutschen Küste und auf der offenen See. In nahezu allen größeren Häfen behinderte kompaktes Eis bis 50 cm Dicke die Seefahrt. Die Flächenbedeckung erlebte am 10. Februar ein erstes Maximum. Ein zweites wurde Ende Februar gemessen, nachdem starke Ostwinde das Eis an die Küste getrieben hatten. Ein breiter Streifen von kompaktem und zusammengeschobenen Eis erstreckte sich von der Flensburger Förde über die Lübecker und Kieler Bucht bis an den Greifswalder Bodden und die Ostküste Rügens und stellte eine große Behinderung für die Schiffe dar. Winternavigation ohne Eisbrecher wurde durch Barrieren von 1 bis 2 m dick aufgetürmtem Eisbruch unmöglich.

Der März war durch starken Ostwind geprägt. Dadurch blieben die Bedingungen für die Schifffahrt schwierig. Die Eisschmelze begann am Ende des Monats und endete in der zweiten Hälfte des Aprils.

An der deutschen Küste waren vom 18. Dezember bis 16. April Eisbrecher im Einsatz. Nach dem 7. Februar (bis Ende März) war die gesamte westliche Ostsee von der Vereisung betroffen, so dass kleine Schiffe, die nicht eistauglich sind oder eine geringere Maschinenleistung besitzen, von den Schifffahrtsbehörden vor dem Befahren gewarnt wurden.

Dieses zeigt, dass in einem Eiswinter wie dem hier beschriebenen ein Eisprognosemodell nicht nur von großem Wert für die Sicherheit der Seeleute und der Fracht ist, sondern auch die Planung der Eisbrechereinsätze ermöglicht und den Schiffseignern ökonomisch wichtige Daten liefert.

8.2 Eingaben des meteorologischen Modells

Als äußere Daten gehen in das gekoppelte Eis-Ozean Modell nur die Daten des meteorologischen Modells ein. Sie haben einen entscheidenden Einfluss auf Eisbildung und -dynamik.

Um die Ergebnisse des Eismodells deuten zu können, ist es daher notwendig, Kenntnis von den eingegangenen atmosphärischen Daten zu haben.

Wie in Kapitel 6 beschrieben, werden die Daten des Oberflächenluftdrucks, der Windgeschwindigkeit in 10m Höhe, der Lufttemperatur, der spezifischen Feuchte und des Bewölkungsgrades eingelesen.

Die Zeitreihendarstellung der Lufttemperatur an der deutschen Küste bzw. über der mittleren Ostsee werden in den Abbildungen 38 und 39 gezeigt. Sie zeigen den Verlauf des Winters in einer Entsprechung zu der Beschreibung des Eisdienstes:

Kalte Temperaturen in der zweiten Dezemberhälfte führten zu einer Abkühlung der Ostsee, inländischer Gewässer und Kanäle. Einer Erwärmung der Temperaturen Anfang Januar folgte eine starke Kälteperiode, die bis Anfang Februar anhielt. Getrennt durch eine kurze Zeit milderer Temperaturen waren die Temperaturminima um den 10. und 20. Februar zu beobachten. Erst Ende März / Anfang April stiegen die Temperaturen.

Der Wind ist nicht nur eine für die Eisdrift entscheidende Größe. Er transportiert die meteorologischen Verhältnisse aus der Region, aus der er weht

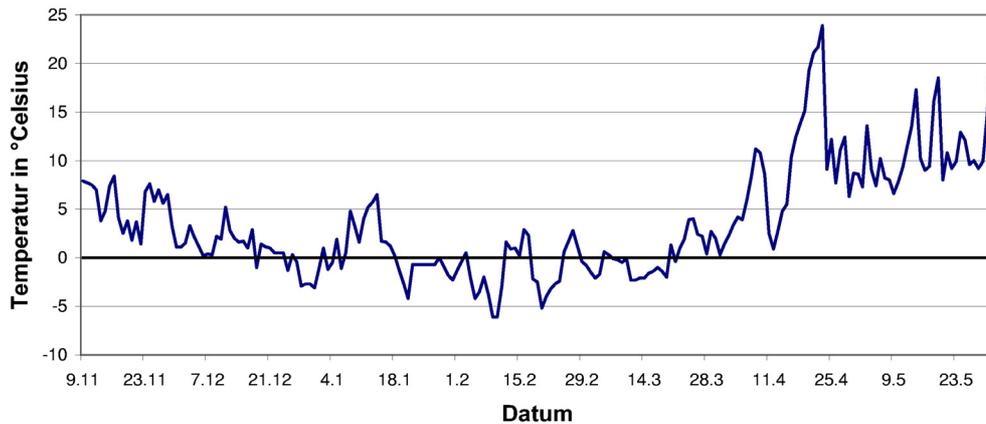


Abbildung 38: Lufttemperatur an der deutschen Küste
 Daten des meteorologischen Modells. Auch hier ist die Lufttemperatur
 in °Celsius über die Tage des Eiswinters aufgetragen worden, beginnend
 am 9. November 1995.

(kalte sibirische Winde oder milde Atlantikluft) und beeinflusst so auch die
 Temperaturen und damit die Eisbildung.

Da hier eine grafische Darstellung der Windrichtungen aller Tage zu weit
 führen würde, werden nur die über den Monat gesammelten Richtungen der
 Monate Dezember bis März angezeigt¹⁶.

An der deutschen Küste haben starke Ostwinde in der letzten November-
 woche und der ersten Dezemberdekade zum Beginn der Vereisung geführt. In
 den beiden letzten Dezemberdekaden wechselte die Windrichtung mehrfach
 zwischen West und Ost, wobei die Ostwinde weitaus stärker waren. Der Janu-
 ar war geprägt von starken bis sehr starken Ostwinden, geringe Geschwindig-
 keiten wurden nur in der Mitte des Monats simuliert. Der Februar be-
 gann und endete mit schwächeren Winden aus verschiedenen Richtungen,
 wurde jedoch ansonsten ebenfalls durch starke Ostwinde dominiert, nur un-
 terbrochen von einer dreitägigen Westwindperiode in der Mitte des Monats
 (15. bis 17. Februar). Auch im März blieb die Ostwindlage stabil und wurde
 erst in der letzten Woche durch Winde aus Nord und West abgelöst. Im

¹⁶Erläuterungen zum Verständnis der Windkarten sind in Anhang A.2 zu finden

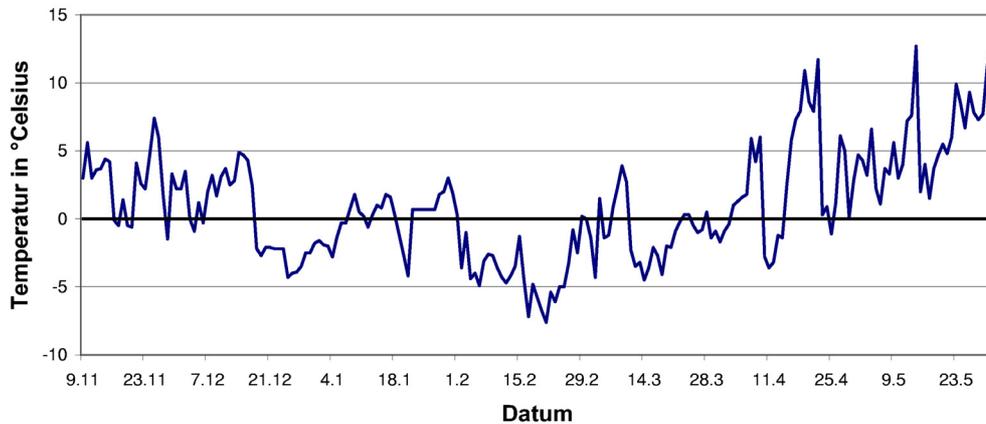


Abbildung 39: Lufttemperatur über der mittleren Ostsee
 Daten des meteorologischen Modells. Aufgetragen ist die Lufttemperatur in °Celsius über die Tage des Eiswinters, beginnend am 9. November 1995.

April wurden die Windgeschwindigkeiten geringer, auch wenn in der ersten Hälfte weiterhin Winde aus Ost oder Nordost vorherrschten. In der zweiten Monatshälfte wurden diese durch Winde aus West und Südwest abgelöst. Anfang Mai wechselten sich West- und Nordostwind ab. Ende Mai und Anfang Juni wurden die Westwindzeiten dann durch Südwinde unterbrochen.

Für die mittlere Ostsee, den Bottnischen Meerbusen und den finnischen Meerbusen begann die Eissaison mit wechselnden, größtenteils vergleichsweise schwachen Winden. Erst in der zweiten Dezemberwoche setzten sich westliche Winde unterschiedlicher Stärke durch, die bis zur Jahreswende anhielten. Die erste Januardekade wurde dann geprägt durch Südostwinde, die zweite von Südwestwinden.

Beendet wurde der Monat durch gleichmäßige nordwestliche Winde in der mittleren und nördlichen Ostsee und durch West- bis Nordwestwinde in der östlichen Ostsee. Der Februar war bestimmt durch große Windstärken, eine Vorzugsrichtung ist jedoch nicht ausmachbar. Eine kurze starke Ostwindperiode in der Mitte des Monats und eine weitere kurze Westwindzeit in den letzten Tagen unterbrachen die ansonsten schwachen Windstärken im März.

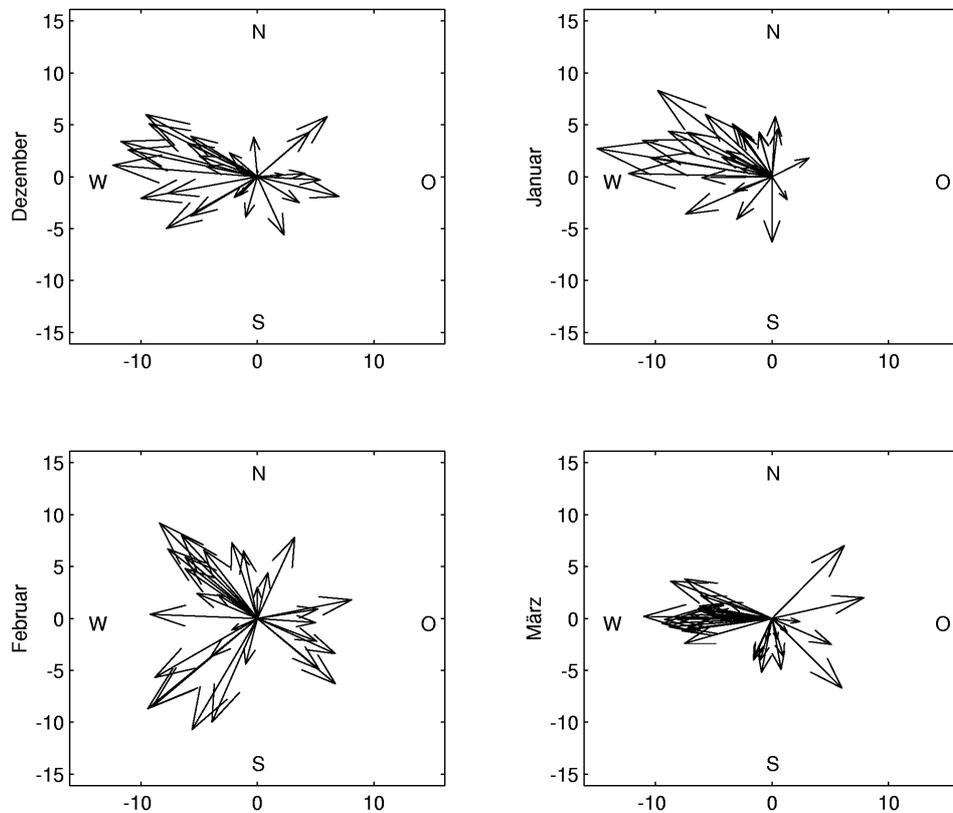


Abbildung 40: Windverhältnisse an der deutschen Küste
 Daten des meteorologischen Modells. Dargestellt sind die Windrichtungen durch die Orientierungen der Pfeile und die Windgeschwindigkeiten durch die Länge der Pfeile mit der Einheit m/sec. Starke Ostwinde dominieren die Wetterverhältnisse über der südlichen Ostsee.

Die starken südlichen bzw. südöstlichen Winde, die in den Beobachtungen der Eisdienste für diesen Monat vermerkt sind, sind in den Simulationsergebnissen des meteorologischen Modells nicht wiedergegeben. Abgesehen von der zweiten Maidekade, die stärkere Nord- bis Nordostwinde brachte, waren die Monate April bis Juni eher windschwach und in der Windrichtung "beständig unbeständig".

Auf die Darstellung der Parameter 'Feuchte', 'Bewölkung' und 'Druck' wird im Kapitel 8.4 kurz eingegangen.

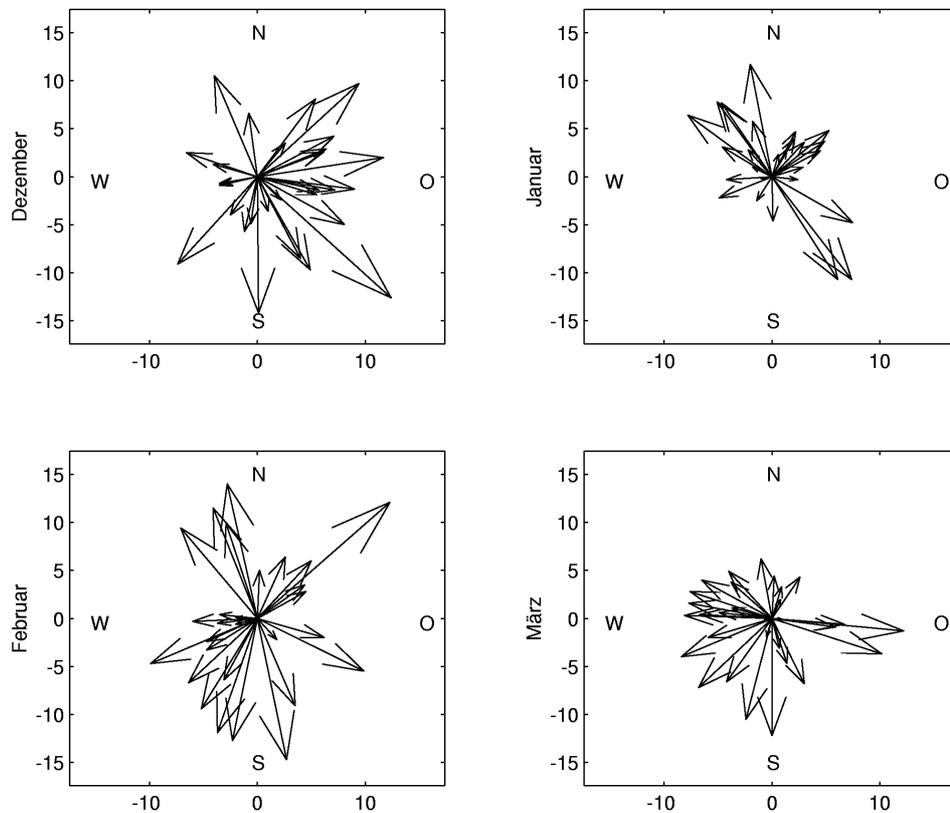


Abbildung 41: Windverhältnisse über der mittleren Ostsee Daten des meteorologischen Modells. Die Windrichtungen sind erneut dargestellt durch die Orientierungen der Pfeile und die Windgeschwindigkeiten durch die Länge der Pfeile mit der Einheit m/sec.

8.3 Darstellung der Parameter im Mehrklassenmodell

Um die Struktur des Eises darzustellen, wurden in den Kapiteln 3 und 4 die Parameter vorgestellt, die für die Schifffahrt relevant sind. Zur Beschreibung der Fläche der Vereisung sind das die Anteile des dünnen und des ebenen dicken Eises, des Brucheises und des offenen Wassers. Die Eisdickenverteilung wird durch die Dicke des dünnen Eises und die Dicke des ebenen dicken Eises, welches auch die Brucheisdicke ist, beschrieben. Die äquivalente Eisdicke gibt die Eisdicke an, die die Eisrücken einnehmen würden, wenn das Eisvolumen

über die Fläche (einer Gitterzelle im numerischen Sinn) verteilt wäre. Die Anzahl von kleinen, mittleren und großen Eistrücken wird - getrennt nach Presseis- und Scherrücken - ermittelt. Neben diesen Parametern können weitere Größen ausgewertet werden, die sich durch die Kombination der oben genannten Parameter ergeben.

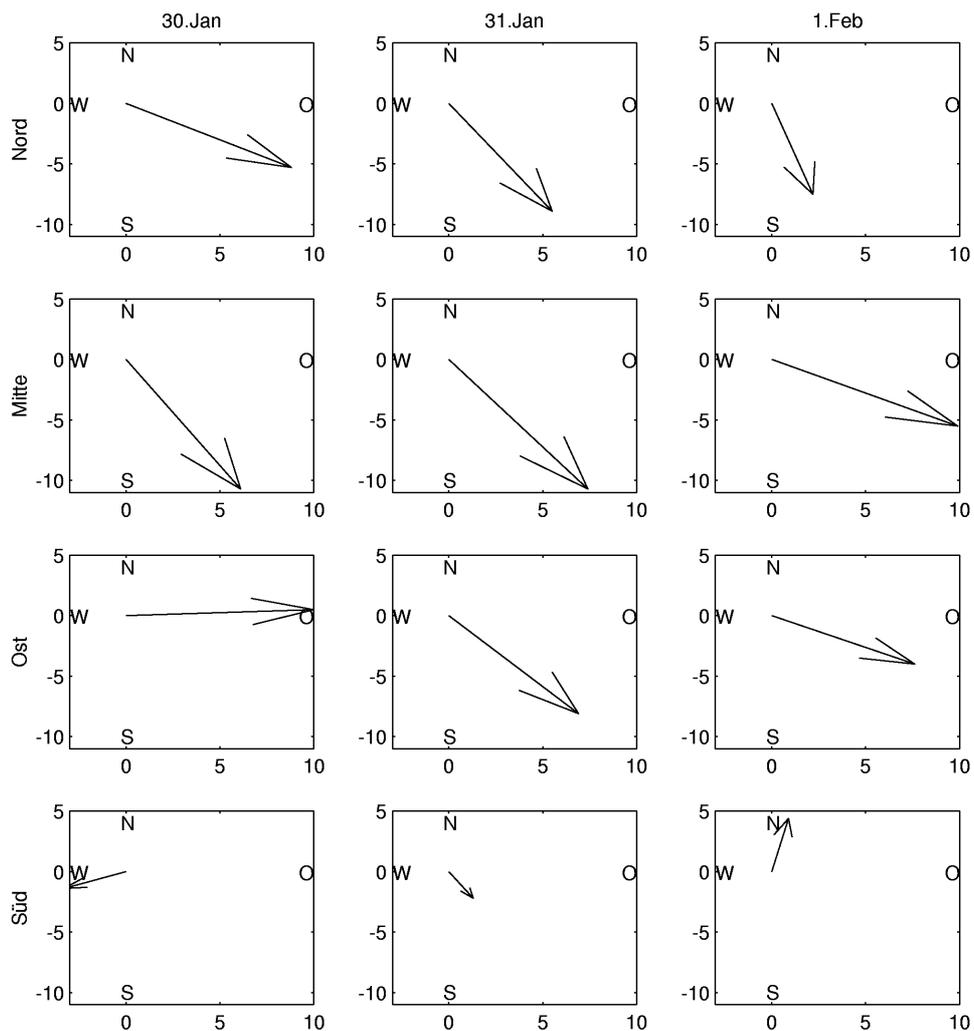


Abbildung 42: Windverhältnisse vor dem ersten Februar
 Daten des meteorologischen Modells. Die Orientierungen der Pfeile stellen die Windrichtungen dar und die Länge der Pfeile die Windgeschwindigkeiten mit der Einheit m/sec. (s. Anhang A.2)

Am Beispiel des ersten Februar des Testwinters sollen die Möglichkeiten der Darstellung aufgezeigt werden. Zum Vergleich ist die Eisübersichtskarte des BSH für den Bereich der nördlichen und mittleren Ostsee (Abbildung 50 auf Seite 130) abgebildet, und die Modellergebnisse des Hiblermodells werden auf Seite 120 (Kompaktheit Abbildung 44) und Seite 134 (Eisdicke Abbildung 54) dargestellt.

Die Windverhältnisse der vorhergehenden Tage sind in Abbildung 42 zusammengestellt. Für vier Punkte auf der Ostsee, je einen im nördlichen und südlichen Bottnischen Meerbusen (die Punkte 'Nord' und 'Mitte'), einen im Finnischen Meerbusen (Punkt 'Ost') und einen an der deutschen Küste (Punkt 'Süd') werden die Windrichtungen und -geschwindigkeiten in m/sec gezeichnet, jeweils für den ersten Februar und die beiden Tage davor. In Abbildung 64 sind die Punkte zum besseren Verständnis eingezeichnet. Die Wahl ihrer geographischen Koordinaten ist in Kapitel 8.7 begründet.

In der nördlichen Ostsee dominiert starker Wind aus Richtung Nordwest, im Finnischen Meerbusen aus Richtung West bis Nordwest. Die Windverhältnisse an der deutschen Küste sind wechselhaft, insgesamt jedoch mit mäßiger Windstärke.

Die Eisanteile

Neben der Klasse des offenen Wassers werden im Mehrklassenmodell drei eisbedeckte Klassen unterschieden, ebenes dickes Eis, dünnes Eis und Brucheis. Das ebene Eis, welches nicht deformiert wurde und im Laufe des Winters vor allem in Küstengebieten eine große Eisdicke entwickeln kann, wird mit "Leveleis" bezeichnet. Dünnes Eis entsteht in den Rissen und Spalten, also zwischen den Schollen dicken Eises. Durch Scherung wird Brucheis gebildet. Die Zusammensetzung einer Fläche aus verschiedenen großen Anteilen dieser vier Klassen gibt nicht nur einen Einblick in das Entwicklungsstadium der Eisdecke, sondern ist auch von wesentlicher Bedeutung für die Spannung im Eis, die durch Deformationen entsteht, und damit für die Eisdriftgeschwindigkeit.

Anstatt vom Anteil einer Klasse wird auch vom Flächenanteil oder vom Bedeckungsgrad gesprochen. Der Gesamtbedeckungsgrad ist der Anteil der Fläche, der mit Eis bedeckt ist, unabhängig von der Klasse. Er wird auch Kompaktheit oder Eiskonzentration genannt.

Die Anteile werden durch drei unabhängige Parameter beschrieben. Diese sind in der Auswertung dieser Arbeit durch A_2 , A_3 und A_4 gegeben, also den Anteilen der eisbedeckten Klassen. Der Flächenanteil des offenen Wassers A_1 ergibt sich durch die Bedingung, dass die Summe der vier Anteile Eins (bzw. 100 %) ist. Die Darstellung der Anteile dieser eisbedeckten Klassen ist durch die Abbildungen 45, 46 und 48 gegeben.

Mithilfe dieser drei Größen lassen sich weitere Werte berechnen. Der sicher wichtigste ist die Gesamteisbedeckung, die sich aus der Summe ergibt (s. Abbildung 43). Es ist

$$A_{ges} := A_2 + A_3 + A_4.$$

Die Gesamtbedeckung ist vergleichbar mit der Konzentration in den Eisübersichtskarten und der Kompaktheit in den Ergebnissen des Hiblermodells. Sie gibt den Anteil der Fläche an, der eisbedeckt ist. Offensichtlich ist A_{ges} eine reelle Zahl zwischen Null und Eins.

Die Summe aus den Anteilen von dünnem Eis und Brucheis

$$A_{def} := A_2 + A_3$$

gibt den Anteil des deformierten Eises an der Gesamtfläche an. Ihre Größe allein ist wenig aussagekräftig. Sie sollte in Relation zur Gesamteisbedeckung verstanden werden. Daher stellt der Deformationsquotient

$$Dq := \frac{A_{def}}{A_{ges}} = \frac{A_2 + A_3}{A_2 + A_3 + A_4}$$

den Anteil des Eises (gemessen an der Gesamteisbedeckung) dar, der durch Deformationsprozesse entstanden ist (s. Abbildung 47). Entsprechend ist $1 - Dq$ der Anteil des Eises (in Relation zur eisbedeckten Fläche), der aus undeformiertem Eis besteht. Auch Dq ist eine durch Null und Eins beschränkte reelle Zahl. Ein hoher Deformationsquotient Dq besagt, dass die Entwicklungsgeschichte der Eisdecke durch Scherung oder durch Bildung von Spalten in der ebenen Eisdecke geprägt ist.

Um bessere Vergleichsmöglichkeiten zu haben, besitzen alle Darstellungen von Anteilen (abgesehen von der Brucheisbedeckung) die gleiche Skala von Null bis Eins. Im Folgenden werden die Abbildungen der Gesamteisbedeckung und der Hibler'schen Kompaktheit gegenübergestellt, ebenso die Anteile von dickem ebenen Eis und dünnem Eis.

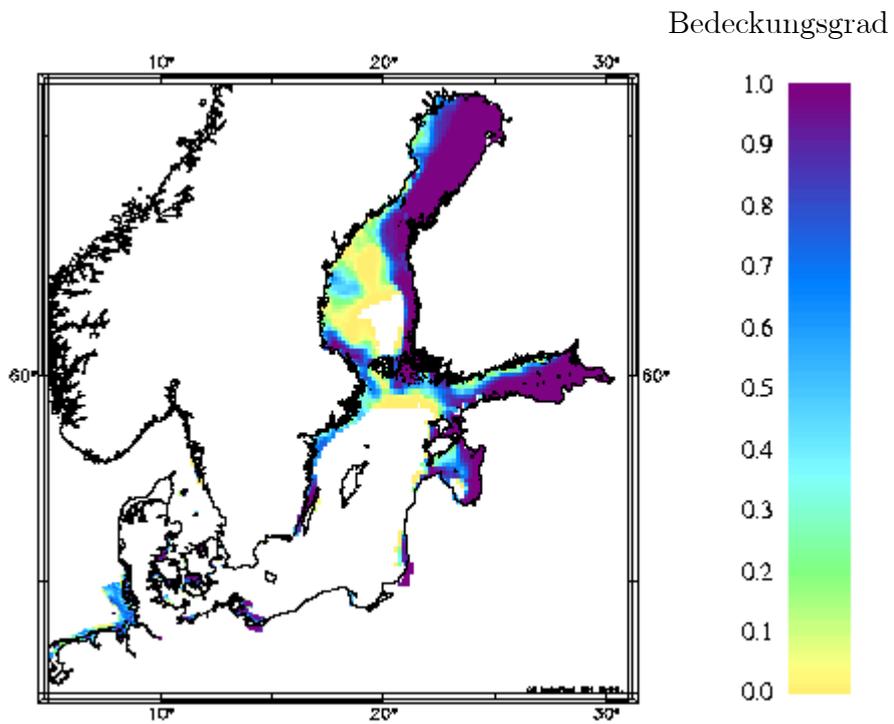


Abbildung 43: Die Gesamteisbedeckung (oben) im neuen Mehrklassenmodell am 1. Februar 1996

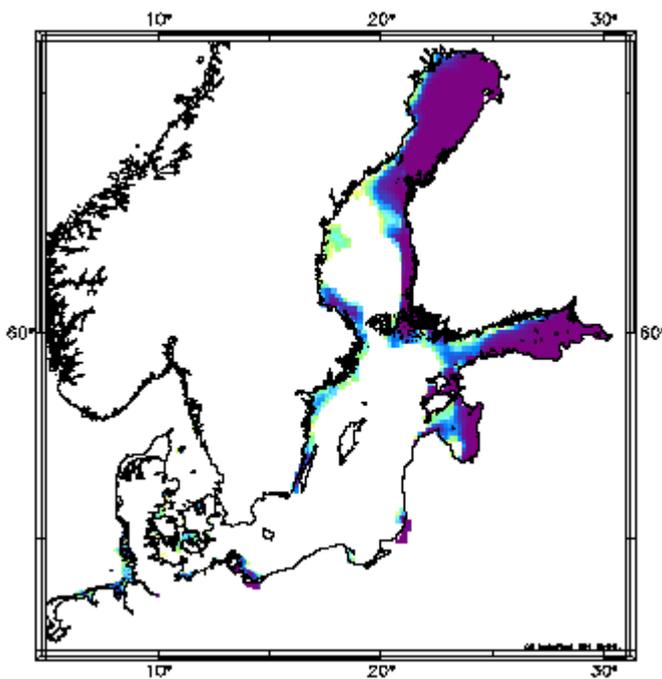


Abbildung 44: Die Kompaktheit im Hibler'schen Eismodell am 1. Februar 1996 (links). Farbskala s. Abbildung 43

Die Gesamteisbedeckung (Abbildung 43) spiegelt die Windverhältnisse der vorhergehenden Tage wieder (vgl. Abbildung 42). Die Ostseite des Bottnischen Meerbusens und die Südostseite des Finnischen Meerbusens besitzen eine kompakte Eisdecke, die violette Färbung weist auf einen Eisanteil von eins (oder knapp darunter) hin. Durch den anhaltenden Westwind ist das Eis an der Westküste der nördlichen Ostsee jedoch aufgebrochen, so dass offenes Wasser entstehen konnte. Dadurch hat sich der Bedeckungsgrad verringert, in dem nordwestlichen Bottnischen Meerbusen beispielsweise liegt die Bedeckung zwischen 10 und 40 % (grüne Farbanteile). Einige wenige gelbe Flecken deuten sogar auf eine Eisbedeckung von unter 10 %. Analoge Verhältnisse sind an dem nordwestlichen Rand des finnischen Meerbusens zu beobachten.

Das Zentrum des südlichen Bottnischen Meerbusens, welcher drei Tage zuvor noch vollständig eisbedeckt war, ist eisfrei, nachdem ein Teil des Eises nach Osten verdriftet ist und dort zu kompaktem Eis geführt hat. Da die Lufttemperaturkurve (vgl. Abbildung 39) für den 1. Februar positive Grade aufzeigt, ist der wahrscheinlich größere Anteil an Eis jedoch vermutlich geschmolzen. Diese Temperaturschwankung hatte im südlichen Bottnischen Meerbusen einen größeren Einfluss auf die Eiskonzentration, da die Eisdecke hier viel dünner ist als in dem nördlichen Becken (vgl. Abbildung 52). Die westliche Hälfte wird durch zwei breite Wasserrinnen (gelbe Einfärbung) geteilt, die einen Eisanteil von unter 10 % besitzen. Eine starke Konzentration (violette Farbe) findet sich erst wieder an der südwestlichen Beckenseite, wo die Wassertiefe sehr gering ist und mehrere Sandbänke existieren. Diese haben das Eis vor dem Wegdriften gehalten.

Insgesamt ist der Bedeckungsgrad im südlichen Becken des Bottnischen Meerbusens im Vergleich zu der Eiskarte des Eisdienstes (Abbildung 50 auf Seite 130) viel zu hoch. Ein Blick auf die Eisdicken (s. Abbildungen 49 und 51) zeigt jedoch, dass diese größtenteils unter zehn Zentimetern liegen, die mittlere Eisdicke (Abbildung 52) kaum die drei Zentimeter erreicht. Ausgenommen davon sind die Ostseite dieses Beckens und die südwestliche Kante, die schon im vorhergehenden Absatz erwähnt wurde.

Im hibernischen Modell (Abbildung 44) stimmt die Eisbedeckung in dem südlichen Bottnischen Meerbusen besser mit den Daten der Eisübersichtskarte überein als im Mehrklassenmodell, was zum Teil darauf zurückzuführen ist, dass hier nur eine und nicht zwei Eisdicken simuliert werden (vgl. mit der

Diskussion auf Seite 135). Die Anteile in der Westhälfte des nördlichen Bottnischen Meerbusens jedoch sind im Vergleich mit dem Mehrklassenmodell und den Eisübersichtskarten zu hoch. Obwohl in beiden Modellen die gleichen Antriebsdaten verwendet wurden, ist die Verdriftung Richtung Osten in dem hier vorgestellten neuen Modell scheinbar stärker.

An der Ostseite des Bottnischen Meerbusens teilt sich die Eisbedeckung fast zu gleichen Teilen in ebenes Eis (s. Abbildung 45) und dünnes Eis (s. Abbildung 46), nur lokal sind geringe Schwankungen zu vermerken. Die westliche Hälfte hingegen ist nahezu frei von ebenem undeformiertem Eis; hier wird fast die gesamte Eisbedeckung durch dünnes Eis abgedeckt. Vor allem im nördlichen Becken, in der Westhälfte, ist die Konzentration des dünnen Eises nahezu identisch mit der Gesamteisbedeckung. Dass die Küste eine Bedeckung von 10 bis 40 %, das zentrale Becken eine Bedeckung von über 95 % besitzt, kann nur dadurch erklärt werden, dass die Entstehung des Eises, das sich zur Zeit im zentralen Becken befindet, chronologisch zuerst stattgefunden hat. Ein Blick auf die Eiskarten an den vorhergehenden Tagen bestätigt, dass die ostwärts gerichteten Winde zuerst an der Westküste des Beckens offenes Wasser erzeugt haben, welches zu dünnem Eis gefroren ist. Dieses ist durch anhaltende Winde nach Osten verdriftet worden und befindet sich jetzt im Zentrum, so dass an der Westseite erneut offenes Wasser entstanden ist, was die Konzentration verringert hat.

Die Darstellung des Deformationsquotienten (Abbildung 47) fasst diese Erkenntnisse zusammen: Die Ostküste des Bottnischen Meerbusens besitzt einen Quotienten von ca. 50 % (blauer Farbton), was bedeutet, dass sich deformiertes (hier fast ausschließlich dünnes Eis) und undeformiertes Eis anteilmäßig die Waage halten. Die Westküste besteht nahezu vollständig aus deformiertem Eis (violetter Farbton). Im zentralen südlichen Becken ist das Eis - wo vorhanden - undeformiert (gelbe Bereiche). Dies ist eine Folge der Eisschmelze, bei der naturgemäß zuerst das dünne Eis geschmolzen ist, während das dicke Eis, wenn auch mit einer Eisdicke von nur wenigen Zentimetern (vgl. Abbildung 49), erhalten geblieben ist. Die Farben dieser Karte besagen nichts über den Gesamteisbedeckungsgrad: Eine helle Farbe (wie im südlichen zentralen Becken) bedeutet, dass von dem vorhandenen Eis nur ein kleiner Prozentteil deformiert ist, während eine dunklere Farbe (bis violett) einen höheren Anteil deformierten Eises ausdrückt.

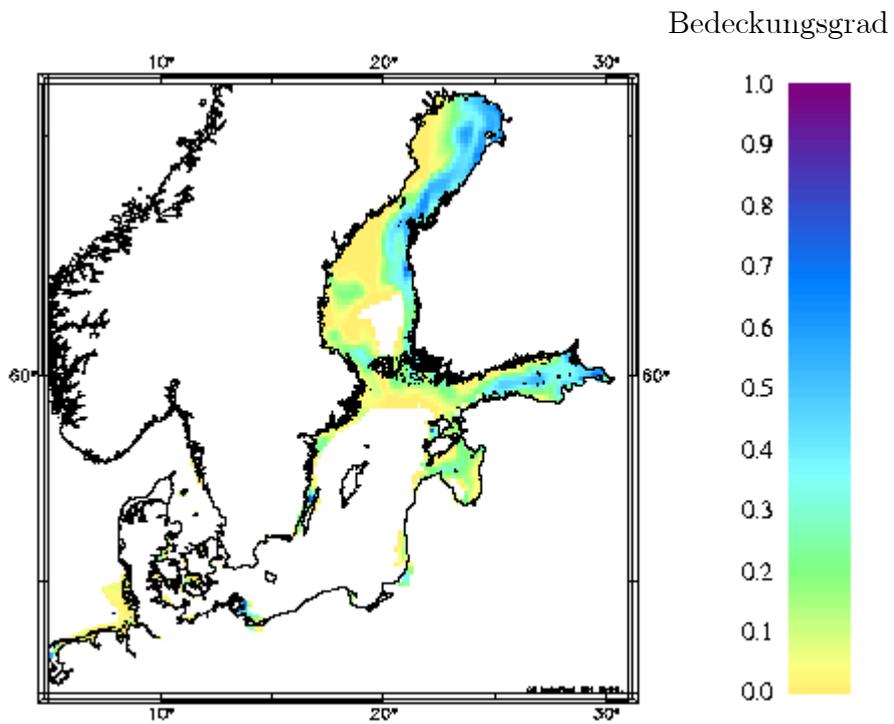


Abbildung 45: Der Bedeckungsgrad des ebenen dicken Eises am 1. Februar 1996 (oben)

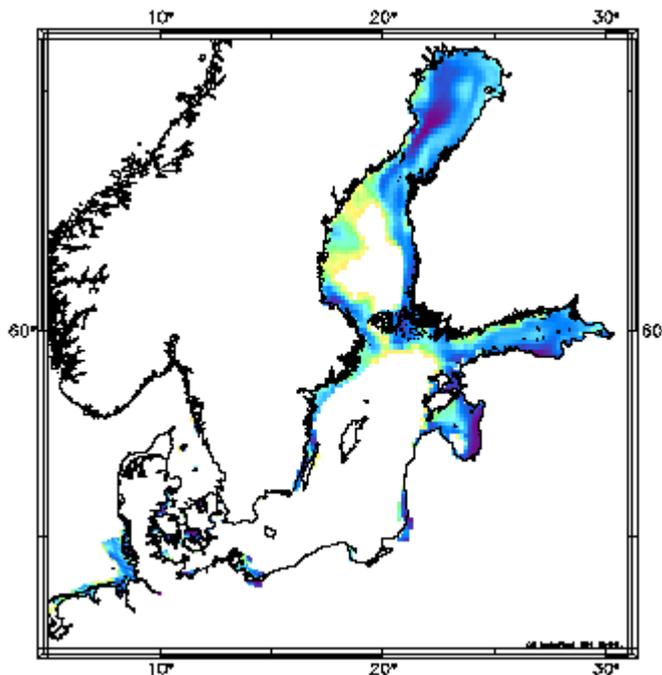


Abbildung 46: Der Bedeckungsgrad des dünnen Eises am 1. Februar 1996 (links). Die Farbskala entspricht der Skala von Abbildung 45

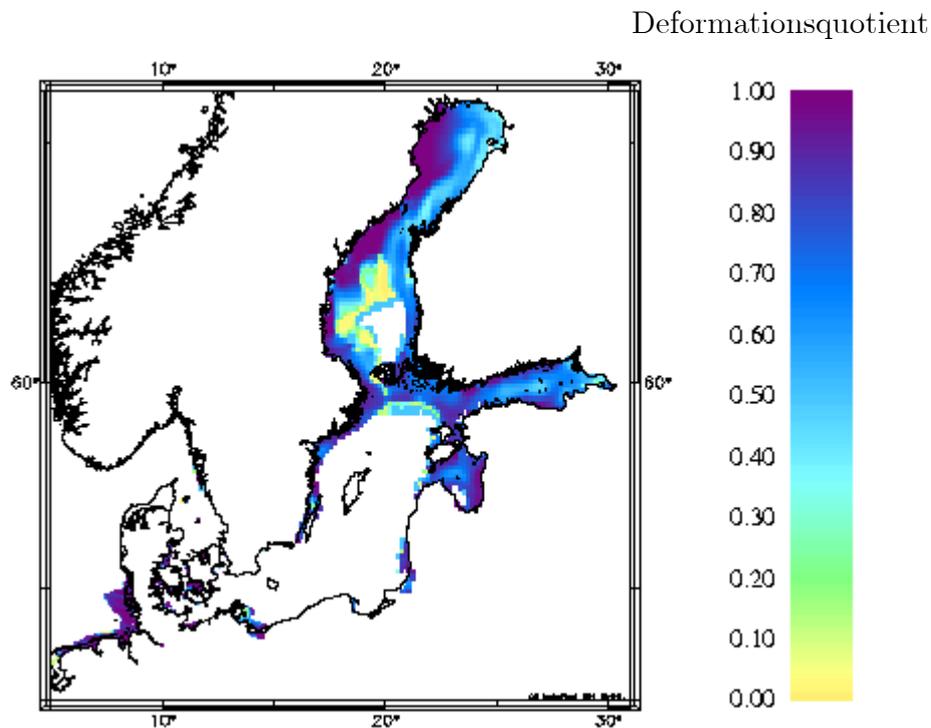


Abbildung 47: Der Deformationsquotient

Daten vom am 1. Februar 1996. Dunkle Farben stehen hier für einen großen Anteil deformierten Eises, helle Töne für ein Überwiegen des ebenen Eises. Die Farbgebung ist unabhängig vom Bedeckungsgrad des Eises.

Der Anteil des Brucheises (Abbildung 48) beträgt im gesamten Ostseegebiet weniger als 2%. Da das Brucheis infolge von Schereinwirkungen entsteht, gibt es zwei Erklärungsmöglichkeiten. Entweder haben kaum Scherprozesse stattgefunden (was unwahrscheinlich ist), oder die Scherfunktion (s. Definition in Gleichung 3.43) wurde derart gewählt, dass die Ergebnisse zu gering ausfallen. Eine Korrektur der Parameter in dieser Funktion kann diesen Fehler korrigieren und sollte vor einem weiteren Programmmlauf unbedingt erfolgen. Da eine ähnliche Funktion (nach Wissen der Autorin) bisher in keinem Modell verwendet wurde, kann die Größe der Parameter nur durch Validation angenähert werden. Die Karte des Brucheisanteils zeigt jedoch, dass Scherung überall dort stattgefunden hat, wo offenes Wasser existiert, so dass sich Eisschollen aneinander reiben konnten. In Gebieten mit hohem

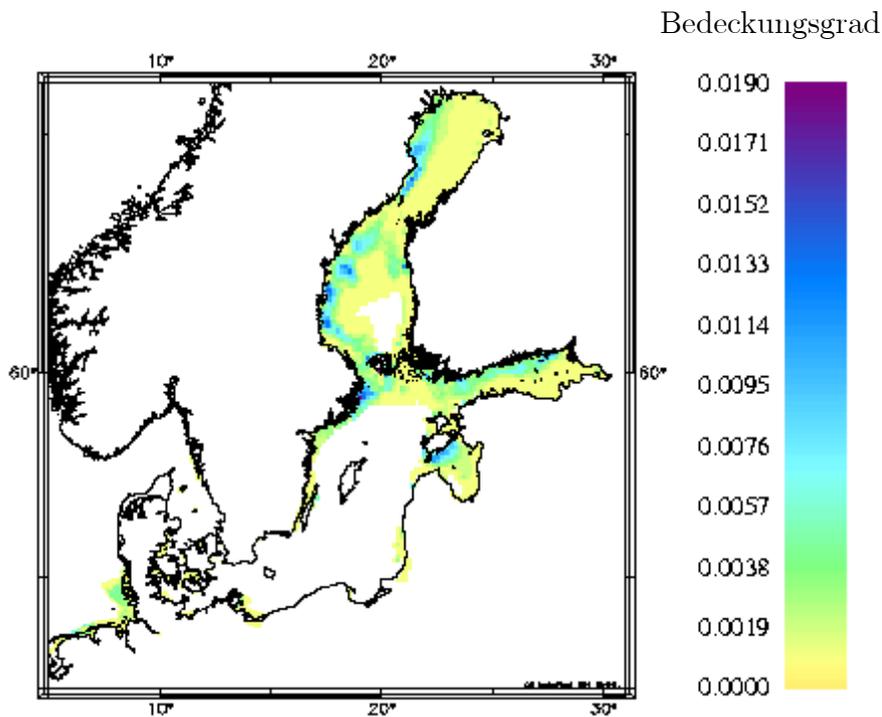


Abbildung 48: Anteil des Brucheises
Daten des Mehrklassenmodells vom 1. Februar 1996

Gesamteisanteil ist der Brucheisanteil geringer.

Da der Anteil des Brucheises im Vergleich zu den Anteilen von dünnem oder dickem ebenen Eis verschwindend gering ist, sagt der Deformationsquotient hauptsächlich etwas über das anteilmäßige Verhältnis dieser beiden Eisklassen aus. Ein Deformationsquotient von beispielsweise 70 % bedeutet in diesem Fall, dass nahezu 70 % des vorhandenen Eises zur Klasse des dünnen Eises gehören und 30 % zur Klasse des dicken ebenen Eises.

Die Eisbedeckung im zentralen Ostseebecken ist zu gering, um als Grundlage für die Darstellung der Parameter zu dienen. Ansonsten könnte eine ähnliche Beschreibung der Anteilsparameter, wie sie hier für den Bottnischen Meerbusen erfolgt ist, auch für den Finnischen Meerbusen, den Rigaischen Meerbusen oder die deutsche Küste erfolgen. Da es an dieser Stelle jedoch nur um die Vorstellung der Anteile als Parameter des Mehrklassenmodells geht, wird darauf verzichtet.

Die Eisdicken

Zwei Eisdicken beschreiben die Eisdickenverteilung des Vier-Klassen-Systems: Die Eisdicke des dicken ebenen Eises, die auch die Dicke des Brucheises darstellt, und die Dicke des dünnen Eises, welches sich auf Spalten und Gebieten offenen Wassers zwischen dem ebenen Eis bildet. Zu Beginn der Eissaison unterscheiden sich die beiden Größen im Allgemeinen nur wenig. Das ebene Eis ist noch sehr dünn und die Differenz zum Neueis klein. Bei ruhigen Windverhältnissen wachsen beide Eisdicken gleichmäßig. Im Laufe des Winters jedoch, wenn mehrfach Spalten in der dünneren Eisdecke entstanden sind, auf denen sich Neueis bilden konnte, verschieben sich die Relationen.

Die Wahl der beiden Eisdicken bietet Anlass zu Diskussionen. Es ist durchaus wahrscheinlich, dass die Eisdicke des dünnen Eises in einigen Gebieten der Ostsee die simulierte Dicke des ebenen Eises in anderen Regionen übertrifft. Das bedeutet, dass beispielsweise das dicke Eis in dem südlichen Bottnischen Meerbusen mit einer Eisdicke von 5 cm mit einer Eisdicke von 30 cm für dünnes Eis in dem nördlichen Bottnischen Meerbusen verglichen wird.

Um Aussagen über die Schiffbarkeit eines Gewässers zu machen, erscheint es vielleicht sinnvoller, Eis mit einer Dicke unterhalb von beispielsweise 20 cm als dünnes Eis zu bezeichnen, und die restlichen Eisbestände als dickes Eis. In Kapitel 9 (Ausblicke) wird der Vorschlag gemacht, statt zwei Eisdickenklassen mehrere Klassen für feste Dickenabstände zu definieren. Dadurch sollte ein differenzierteres Bild der Eisdickenverteilung erreicht werden.

Die Intention der Autorin in der vorliegenden Arbeit ist jedoch die Differenzierung von deformiertem und undeformiertem Eis. Gebiete, deren Eisdecke mit Spalten und Löchern durchzogen ist, in denen wieder und wieder Neueis gebildet wird, besitzen eine andere Struktur und Deformationsgeschichte als Gebiete mit ebenem Eis, auch wenn dieses eventuell relativ dünn ist. Diese Angaben sind den jetzt vorhandenen Ergebnissen zu entnehmen; sie wären jedoch verloren, wenn die Eisklassen rein nach der Eisdicke definiert worden wären. Die Frage ist also: Sollen Eisdeformationsklassen oder Eisdickenklassen gebildet werden? In dieser Arbeit wird der Ansatz der Eisdeformationsklassen weiterverfolgt.

Neben den beiden vordefinierten Eisdicken berechnet das Mehrklassenmodell auch die äquivalente Eisdicke (s. Kapitel 'Die Eisrücken', Abbildung 55). Aus

diesen drei Eisdicken und den Anteilen können weitere interessante Größen wie folgt definiert werden.

Die mittlere Eisdicke H_{mean} ist das gewichtete Mittel über die Eisdicken von dünnem und dickem Eis, d.h.

$$H_{mean} := A_2 \cdot H_{lead} + (A_3 + A_4) \cdot H_{level}.$$

Sie entspricht der Dicke, die das Eis (ohne Eisrücken) hätte, wenn es gleichmäßig über die gesamte Fläche verteilt wird.

Die mittlere absolute Eisdicke ist definiert durch die mittlere Eisdicke bezogen auf das eisbedeckte Gebiet.

$$H_{abs} := \frac{H_{mean}}{A_2 + A_3 + A_4} = \frac{A_2 \cdot H_{lead} + (A_3 + A_4) \cdot H_{level}}{A_2 + A_3 + A_4}.$$

Sie ist vergleichbar mit der Eisdicke, die in den Eisübersichtskarten benutzt wird und die in klimatologischen Eisatlanten als 'Level ice thickness' definiert ist (s. Klimatologischer Eisatlas [Cli82]).

Die im hibernischen Modell benutzte Eisdicke entspricht keiner dieser Größen. Sie ähnelt der mittleren Eisdicke, beinhaltet jedoch auch die äquivalente Eisdicke. Kurz gesagt besteht sie aus der gleichmäßigen Verteilung des gesamten Eises über die Fläche. Bezeichnet wird sie daher mit Gesamteisdicke H_{ges} und berechnet durch

$$H_{ges} := H_{mean} + H_{äquiv}.$$

Die Eisdicke des ebenen dicken Eises und des Brucheises wird nicht durch Deformationsprozesse bestimmt, sondern ausschließlich durch thermodynamische Einwirkung. Wird einmal von der Eisdrift abgesehen, dann bedeutet eine dickere Eisdecke, dass die Temperaturen seit der Eisentstehung in diesem Gebiet im Schnitt tiefer gelegen haben als in einem Gebiet mit einer dünneren Decke ebenen Eises. Somit hat entweder die Eisbildung früher begonnen, oder das Eis ist schneller gewachsen oder weniger stark Schmelzprozessen ausgesetzt gewesen.

Gut zu beobachten ist dies in Abbildung 49. Blaue bis violette Färbung an der nördlichen Küste weist auf eine Eisdicke von mehr als 65 cm hin, während grün-blaue Flächen im Zentrum des nördlichen Bottnischen Meerbusens an

der Farbskala mit ca. 35 cm abgelesen werden können. Die Verteilung der Lufttemperatur über dem nördlichen Bottnischen Meerbusen hat vermutlich seit Eisbildungsbeginn lokal keine großen Schwankungen besessen. Da jedoch die Küstengebiete eine geringere Wassertiefe besitzen, kühlt das Wasser hier zu Winterbeginn rascher ab, so dass vor allem an der Nordküste Eis entsteht, lange bevor das Wasser im zentralen Becken auf die Gefrieretemperatur abgekühlt ist. Hier konnte die Eisdicke also wachsen, schon bevor in der zentralen See Eis entstanden ist. Sobald auch im Zentrum die Eisentstehung eingesetzt hat, vergrößern (bzw. verkleinern bei Schmelze) sich die Eisdicken in beiden Gebieten; obwohl die verhältnismäßig dünnere Eisdicke bei Gefrierprozessen natürlich schneller wächst, da Eis isoliert, kann es bei gleichen Temperaturen in beiden Gebieten die Dicke des dickeren Eises natürlich niemals einholen.

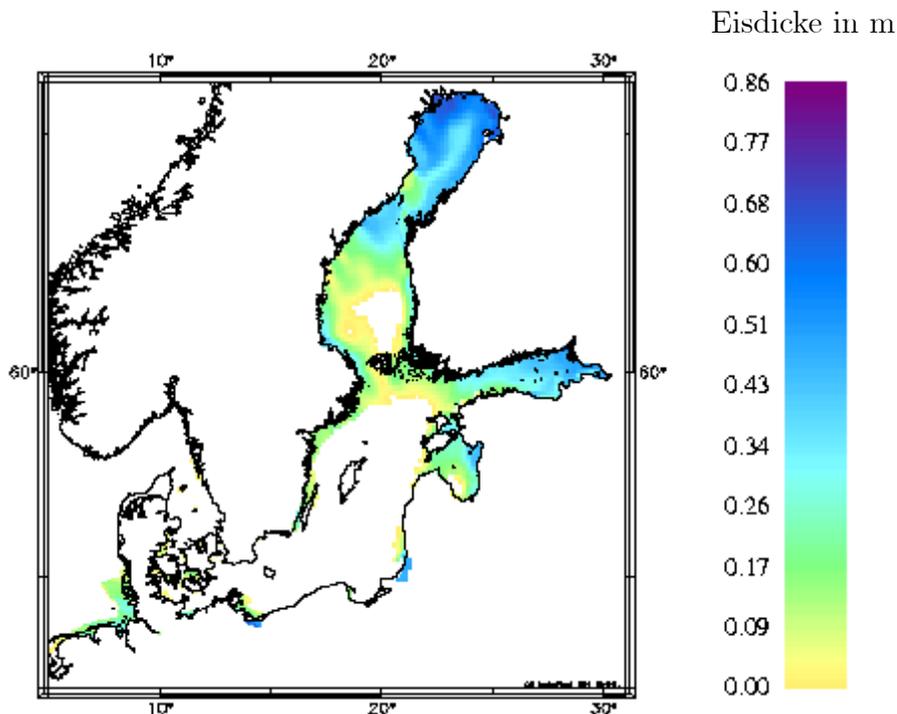


Abbildung 49: Eisdicke des ebenen dicken Eises
Daten des Mehrklassenmodells vom 1. Februar 1996

Die Eisdrift durch Wind oder andere Einflüsse verringert zwar den Bedeckungsgrad des Eises (vgl. die Eisbedeckung an der Westküste des nördlichen

Bottnischen Meerbusens, Abbildung 45), was Auswirkungen auf die mittlere Eisdicke besitzt, aber solange eine Zelle (im numerischen Sinne) durch Drift nicht eisfrei wird, verändert sich die Eisdicke nur durch Schmelze oder Gefrieren.

Die Eisübersichtskarten (Abbildung 50) werden aufgrund von Satellitendaten und Messungen erstellt. Eisdicken werden häufig durch eine minimale und eine maximale Eisdicke in einem Gebiet angegeben. Dies ist von Vorteil für den Vergleich mit einem Modell, welches zwei Eisdickenklassen besitzt. Ein Vergleich der maximalen Eisdicken aus der Karte mit der Eisdicke des dicken Eises, simuliert im neuen Mehrklassenmodell, zeigt eine gute Übereinstimmung in weiten Bereichen. Beginnend im Norden der Ostsee wird die Nordküste des Bottnischen Meerbusens im Modell mit 65 bis 75 cm errechnet (dunkelblaue Färbung), 60 bis 80 cm zeigt die Eisübersichtskarte. Die östliche Hälfte des zentralen Beckens hat das Modell mit einer Eisdicke von ca. 35 cm simuliert (grünblauer Bereich), die Eiskarte beschreibt die Bedeckung hier mit maximal 30 bis 40 cm. Die Ostküste des südlichen Bottnischen Meerbusens stimmt mit ca. 40 cm in beiden Darstellungen fast überein, Zentrum und Westküste sind in der Eiskarte eisfrei und besitzen in der Simulation eine Konzentration von unter 5 % (Anteilsdarstellung Abbildung 45), so dass die Eisdicke von bis zu 10 cm keinen signifikanten Fehler darstellt. Die Modelldaten im finnischen Meerbusen weichen mit einer Eisdicke von 30 bis 50 cm (Farbskala grünblau bis mittelblau) - mit maximalen Werten an der nördlichen und östlichen Küste - nahezu nicht von den gemessenen Daten von 25 cm im südlichen Becken und 30 bis 50 cm an der Nordostküste ab. Auch die Eisdickenverteilung im Rigaischen Meerbusen wird sehr gut getroffen. Mit 40 bis 50 cm an Nord- und Ostküste und einer Eisdicke von unter 10 cm an der Südwestseite kann die Simulation durchaus mit der Eiskarte verglichen werden, die allerdings für den gesamten südlichen Bereich, ausgenommen der Küsten, eine maximale Dicke von 10 cm angibt. Die mittlere Ostsee ist im Mehrklassenmodell und in der Eiskarte eisfrei, nur die Westküste besitzt übereinstimmend einen schmalen Eisstreifen mit der ungefähren Dicke von 15 bis 25 cm.

Der Vergleich der minimalen Eisdicke der Eisübersichtskarte mit den simulierten Daten des dünnen Eises (Abbildung 51) ist nicht ebenso signifikant. Die maximalen Dickenwerte des dünnen Eises liegen im Mehrklassenmodell selten direkt an der Küste. So ist beispielsweise die größte Eisdicke im Bottnischen

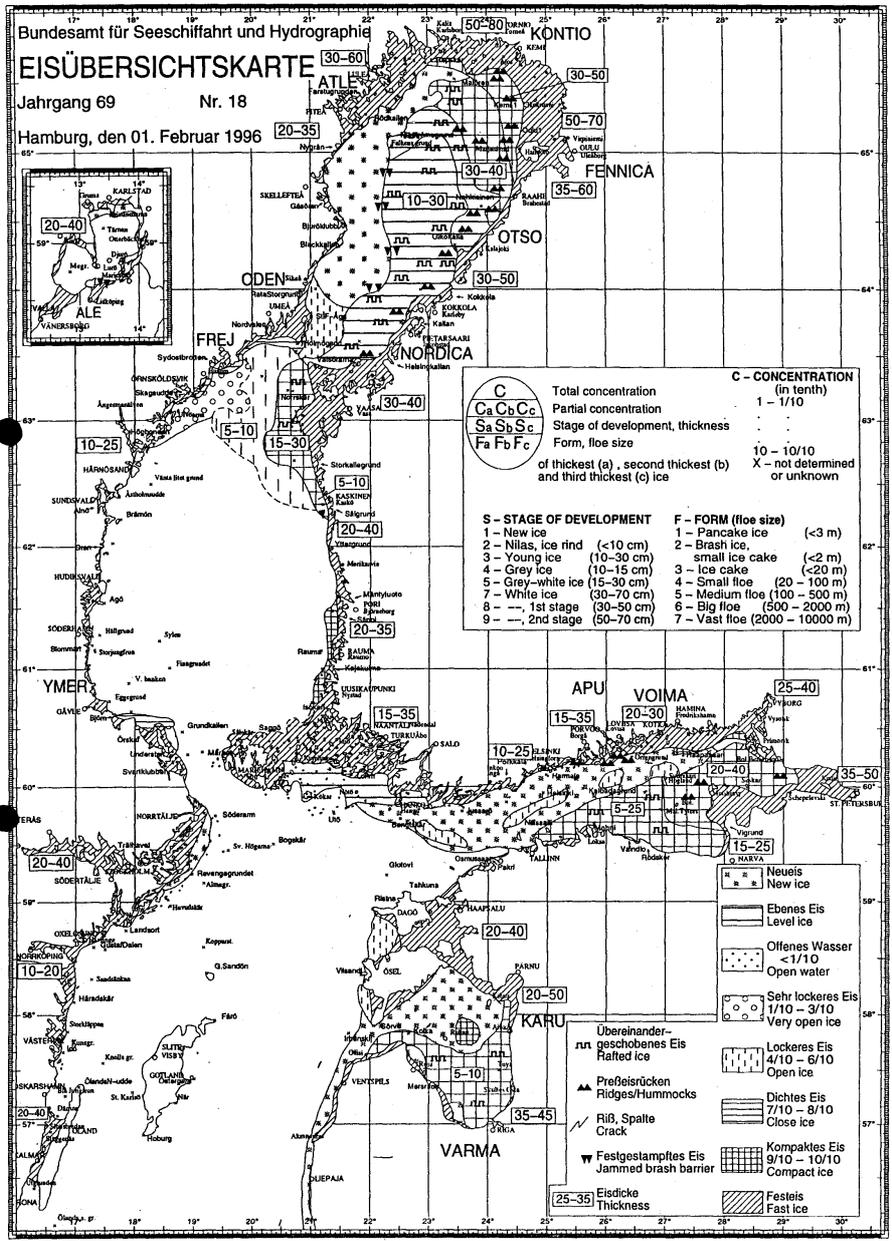


Abbildung 50: Eiskarte des Bundesamtes für Seeschifffahrt und Hydrographie

Meerbusen in der nordöstlichen Hälfte; die dunkelblaue Färbung bedeutet eine Eisdicke von ca. 30 cm. Dieser Bereich umfasst die Nordostküste ebenso wie den Bereich kompakten Eises in der Eiskarte (kariierter Bereich) und die Eisfelder, die dem Festeis an der Ostküste vorgelagert sind. Die Nordwestküste sowie der direkte östliche Küstenstreifen sind davon ausgenommen. Für den Bereich kompakten Eises stimmt die Eisdicke mit den Werten der Eiskarte überein, an den Küsten zeigt die Eisübersichtskarte jedoch eine Dicke von mindestens 50 cm. Der Grund für die Diskrepanz zwischen den

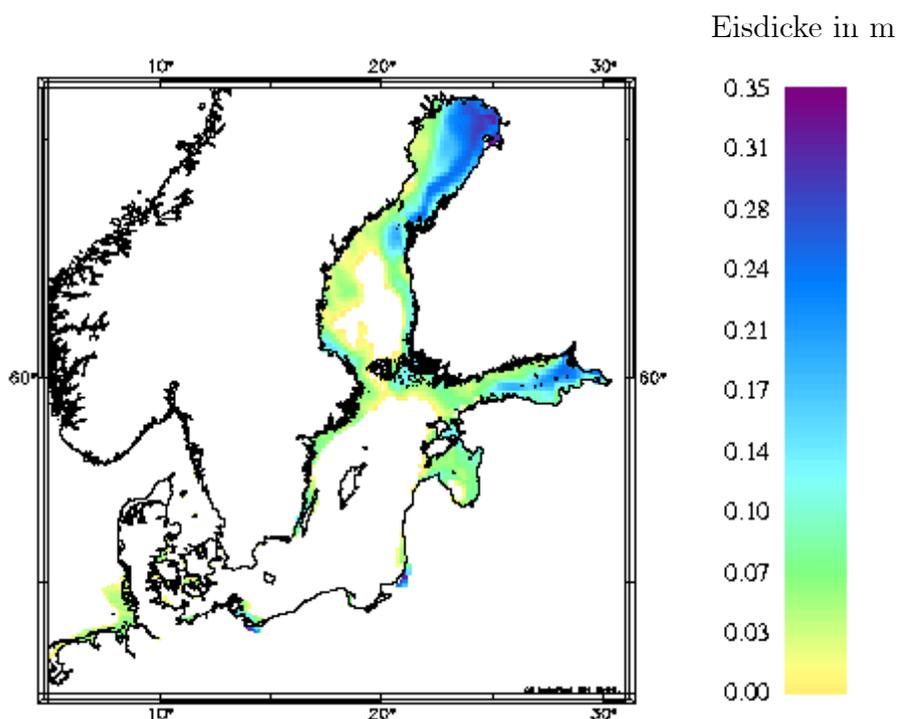


Abbildung 51: Eisdicke des dünnen Eises
Daten des Mehrklassenmodells vom 1. Februar 1996

beiden Größen liegt in der Definition des dünnen Eises. Wie auf Seite 126 beschrieben, werden im Mehrklassenmodell Eisdeformationsklassen und nicht Eisdickenklassen unterschieden. Im Gegensatz zu der Evolution des dicken Eises wird die Dicke des dünnen Eises nicht vorrangig durch thermodynamische Prozesse gesteuert, sondern durch die Bildung von Neueis auf offenem Wasser. Bei Gefrierprozessen vergrößert sich zwar die Dicke des dünnen Eises, es bildet sich jedoch auch junges neues Eis mit einer im Allgemeinen sehr

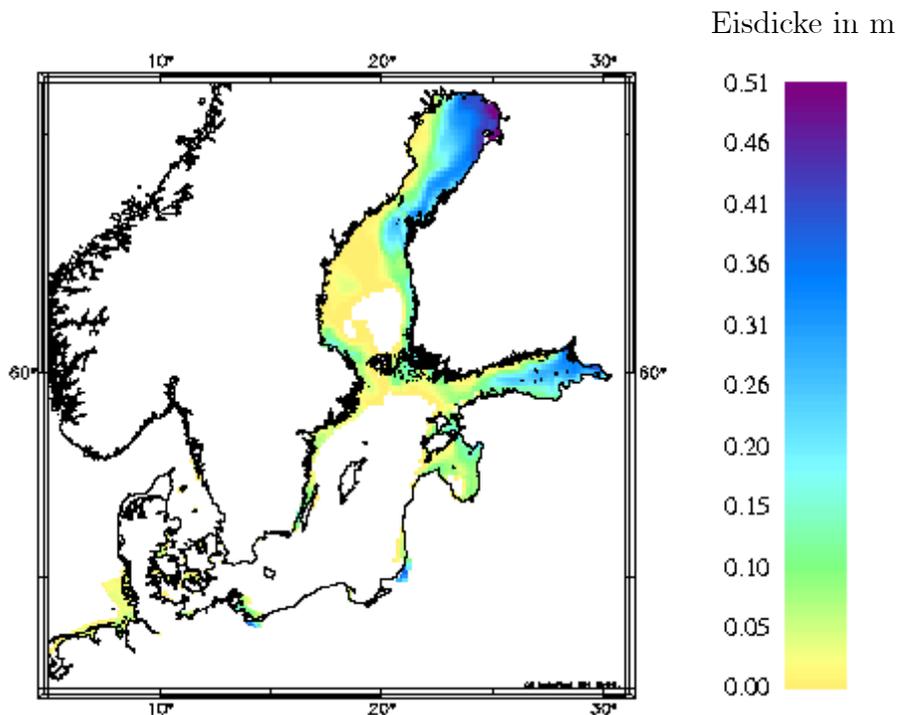


Abbildung 52: Mittlere Eisdicke
Daten des Mehrklassenmodells vom 1. Februar 1996

viel geringeren Dicke. Beide werden zu einer Klasse zusammengefasst, und die neue Eisdicke dieser Klasse ergibt sich aus einer gewichtet gemittelten Funktion.

Analog sind auch die Farben der Eiskarte Abbildung 51 zu verstehen. Gelbe bis hellgrüne Farbe im westlichen Bottnischen Meerbusen (Nordteil) oder der Nordküste des Finnischen Meerbusens geben Auskunft über starke Deformationsprozesse, Entstehung von offenem Wasser und Neueisbildung. Die Maxima in dem östlichen Bottnischen Meerbusen und in dem Zentrum des finnischen Meerbusens lassen hingegen vermuten, dass hier auch die dünne Eisdicke ausreichend 'Ruhe' hatte, um zu wachsen, also keine permanenten Deformationsprozesse stattgefunden haben.

Die mittlere Eisdicke (Abbildung 52) ist ein Parameter, der die Informationen der Eisdicken und Eisanteile zu einer aussagekräftigen Größe zusammenfasst. Sie kann als Eisvolumen pro Fläche verstanden werden und entsteht durch

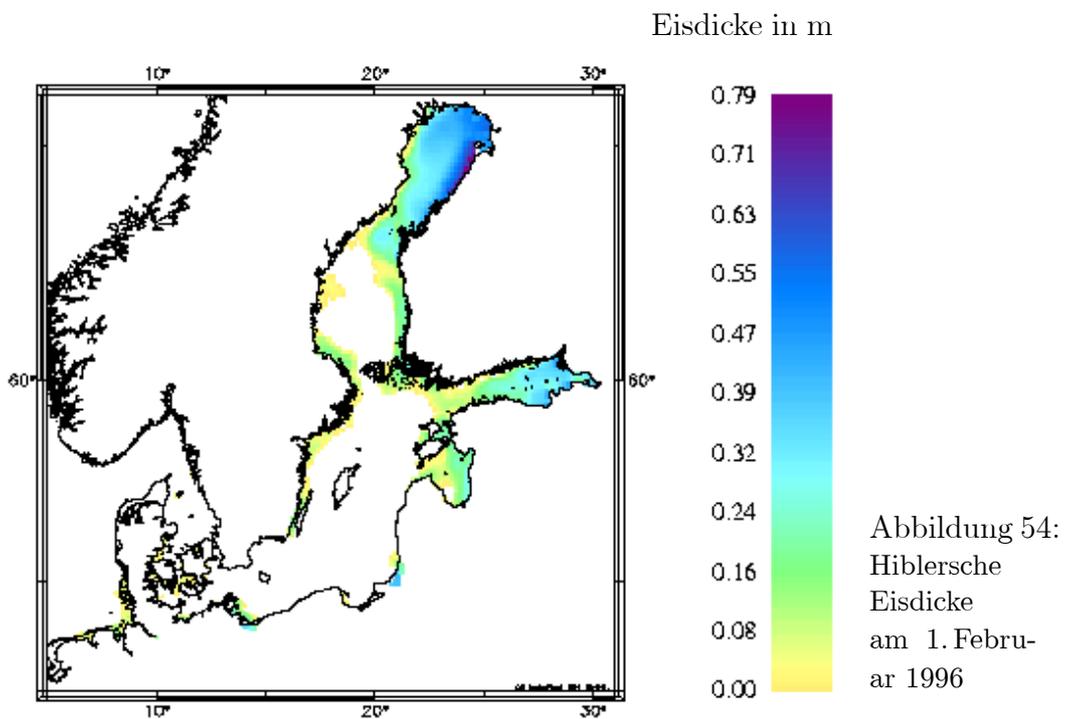
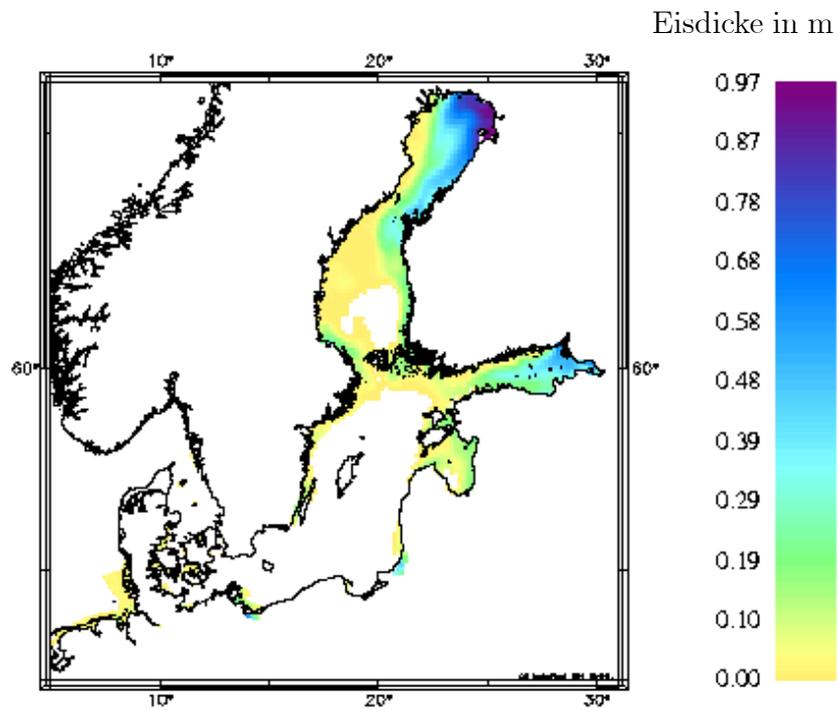
eine gewichtete Mittelung der Eisdicken von ebenem Eis und dünnem Eis, bezogen auf die Gesamtfläche. Im Gegensatz zu der Eisdicke des ebenen und deformierten Eises, die ohne die Information über den Bedeckungsgrad dieser Eisklasse nichts über die Schiffbarkeit des Gewässers aussagt, ist die mittlere Eisdicke auch ohne Informationen anderer Parameter eine für die Schifffahrt relevante Größe.

Eine helle gelbe Fläche, wie an der Westküste des nördlichen Bottnischen Meerbusens und in großen Teilen des südlichen Beckens, bedeutet eine geringe Bedeckung und / oder eine sehr geringe Eisdicke. Im Schnitt liegt die mittlere Eisdicke hier unter 3 cm; selbst wenn das Eis hier einen Meter dick wäre, so könnte es nur eine Fläche von unter 3% bedecken. In der Osthälfte des nördlichen Bottnischen Meerbusens hingegen wurde eine mittlere Eisdicke über 20 cm, an der Nord- und Ostküste über 40 cm simuliert. Während im Westen somit auch kleinere Boote keine Schwierigkeiten mit der Winternavigation haben sollten, ist im Osten ein eistaugliches Schiff erforderlich. Mithilfe dieser Karte ist es also möglich, sich einen ersten Eindruck von der Schiffbarkeit eines Gebietes zu machen, im Zweifelsfalle kann das Ergebnis dann mit Informationen der anderen Karten ergänzt werden.

Auch die Gesamteisdicke (Abbildung 53) ist eine über das Gesamtgebiet (eine Zelle im numerischen Sinne) gemittelte Größe. Dass es trotzdem zu sehr großen Werten kommen kann - wie hier zum Beispiel an der Nordostküste des Bottnischen Meerbusens - , liegt zum einen an dem Festeis, welches an den Küsten des nördlichen Bottnischen Meerbusens eine starke Eisdicke ausbilden kann. Die Werte sind daher nicht unrealistisch. Zum anderen ist die Bedeckung durch Eisrücken in diesem Gebiet in dem Modell sehr hoch (vgl. Abbildung 55). Die Tatsache, dass die Westküste eine sehr viel geringere Eisdicke aufweist, deutet erneut auf die längere Westwindperiode hin. Der Wind hat das Eis nach Osten verdriftet und dort zusätzlich Eisrücken erzeugt.

Ein Blick auf die Eisübersichtskarten des Eisdienstes (Abbildung 50) zeigt für die Nordküste des Bottnischen Meerbusens eine Eisdicke von 50 bis 80 cm bei kompakter Eisdecke (schräg schraffiertes Gebiet). Vor der Festeisküste sind starke Presseisvorkommen durch kleine schwarze Dreiecke markiert, welche nicht in die angezeigte Eisdicke eingehen. In der Karte der Gesamteisdicke des Mehrklassenmodells werden hier inklusive Eisrückeneis etwa 80 bis 85 cm präsentiert. Im Vergleich dazu zeigt das Hiblermodell (Abbildung 54) eine Gesamteisdicke von maximal 45 cm an der gesamten Nordküste.

Abbildung 53:
Gesamteis-
dicke
Daten des
Mehrklassen-
modells vom
1. Februar
1996



Überraschenderweise simuliert dieses Modell auch in der Westhälfte des nördlichen Botttnischen Meerbusens eine Eisdicke von ca. 40 cm, während die Eisübersichtskarten hier Neueis anzeigen und das in dieser Arbeit entwickelte Mehrklassenmodell, welches mit den gleichen meteorologischen Antriebsdaten - insbesondere dem gleichen Wind - angetrieben wurde wie das Hiblermodell, deutlich unter 10 cm bleibt. Bei 10 bis 30 cm und 30 bis 40 cm im Zentrum des nördlichen Botttnischen Meerbusens und einer Bedeckung von 70 bis 80 % auf der Eisübersichtskarte zuzüglich übereinander geschobener Eisdecken und aufgepresstem Eis liegt das vorgestellte Modell mit ca. 30 cm Gesamteisdicke in einem guten Rahmen.

Die Differenz in der Gesamteisbedeckung von Hiblermodell und neuem Mehrklassenmodell für den südlichen Botttnischen Meerbusen ist dadurch zu erklären, dass im neu entwickelten Modell zwei Eisdicken existieren und im Hiblermodell nur eine. Bei gleicher Gesamteisdicke schmilzt während eines Tauprozesses (vgl. Abbildung der Lufttemperatur 39) das Hiblersche Eis schneller als das dicke ebene Eis des Mehrklassenmodells.

Die Gesamteisbedeckung im Finnischen Meerbusen, Rigaischen Meerbusen und Südwestlicher Ostsee sind in beiden Modellen durchaus vergleichbar. Es ist zu beachten, dass die Skalen nicht identisch sind, so dass eine hellere Färbung in der Karte Abbildung 53 einer etwas dunkleren in der Abbildung 54 entspricht.

Die Eisrücken

Zur Beschreibung von aufgepresstem Eis können alle Parameter getrennt nach Presseis- und Scherrücken betrachtet werden. Presseis entsteht durch das Zusammenschieben von ebenem dicken oder dünnem Eis, während aufgeschobenes Brucheis als Schereis definiert wird. Um ein Verständnis für das aufgepresste Eisvolumen zu bekommen, wird die äquivalente Eisdicke betrachtet, die sich ergibt, wenn das Eisvolumen gleichmäßig über die Fläche (einer Gitterzelle im numerischen Sinn) verteilt würde. Neben der äquivalenten Presseisdicke und der äquivalenten Schereisdicke ist natürlich vor allem die Summe beider Größen von Bedeutung. Sie geht als $H_{\text{äquiv.}}$ in die Berechnung der Gesamteisdicke ein.

Dass nur wenig Scherrückeneis existiert (maximal 1 cm äquivalente Schereisdicke in der nördlichen Ostsee), begründet sich in der Tatsache, dass die Scherfunktion in dieser Programmversion zu klein gewählt wurde, wodurch auch die Anteile des Brucheises minimal ausgefallen sind. Die Wahl der

Konstanten in der Gleichung 3.43 ist vor einem weiteren Modelllauf zu korrigieren. Hier wird daher nur die äquivalente Eisdicke dargestellt, die ungefähr der äquivalenten Presseisdicke entspricht.

Die Einteilung der Eisrückenmasse in die Klassen für kleine, mittlere und große Eisrücken erfolgt für Presseis- und Scherrücken nach dem gleichen Schema und wird hier beispielhaft für die Presseisrücken dargestellt:

Während eines konvergenten Prozesses (negative Kompressionsspannung) wird Presseis erzeugt. Ist der konvergente Prozess beendet und divergente Strömungen treiben die Eisdecke auseinander, wird die erzeugte Presseisdicke (auch dieses Volumen wird als äquivalente Dicke abgespeichert) in eine der folgenden Kategorien umgeschichtet.

- Bei einer Eisdicke kleiner als $10^{-4} m$, das entspricht bei einer Gitterweite von $1 km \times 1 km$ einem Eisvolumen von $100 m^3$, wird das Eisvolumen ignoriert.
- Ist die Eisdicke größer als $10^{-4} m$ und kleiner als $10^{-3} m$, bei gleicher Gittergröße ein Volumen von 100 bis $1000 m^3$, so wird die Anzahl der kleinen Rücken um eins erhöht.
- Bei einer Eisdicke von mehr als $10^{-3} m$ und weniger als $10^{-2} m$ erhöht sich die Anzahl der mittleren Eisrücken.
- Ist die Eisdicke größer als $10^{-2} m$, wird die Anzahl großer Rücken um eins nach oben gesetzt.

Diese Einteilung ist vorerst willkürlich gewählt, hat sich jedoch als guter erster Ansatz erwiesen. Durch Eisschmelze erfolgt eine Umverteilung der Eisrücken in den Klassen, wodurch es dazu kommen kann, dass die Anzahl von Rücken in einer Klasse nicht durch eine ganze Zahl repräsentiert wird.

Die äquivalente Eisdicke (Abbildung 55) als Summe von äquivalenter Presseisdicke und äquivalenter Schereisdicke wird in Metern gemessen. Die Skalierung der Legende dieser Abbildung ist durch eine maximale äquivalente Eisdicke in der Pommerschen Bucht begründet, auch wenn die Auflösung des Bildes diese Tatsache nicht wiedergibt. Ein Vergleich der Darstellung der äquivalenten Eisdicke mit der Eisübersichtskarte (Abbildung 50) zeigt eine gute Übereinstimmung. Die Eiskarte präsentiert für den nördlichen

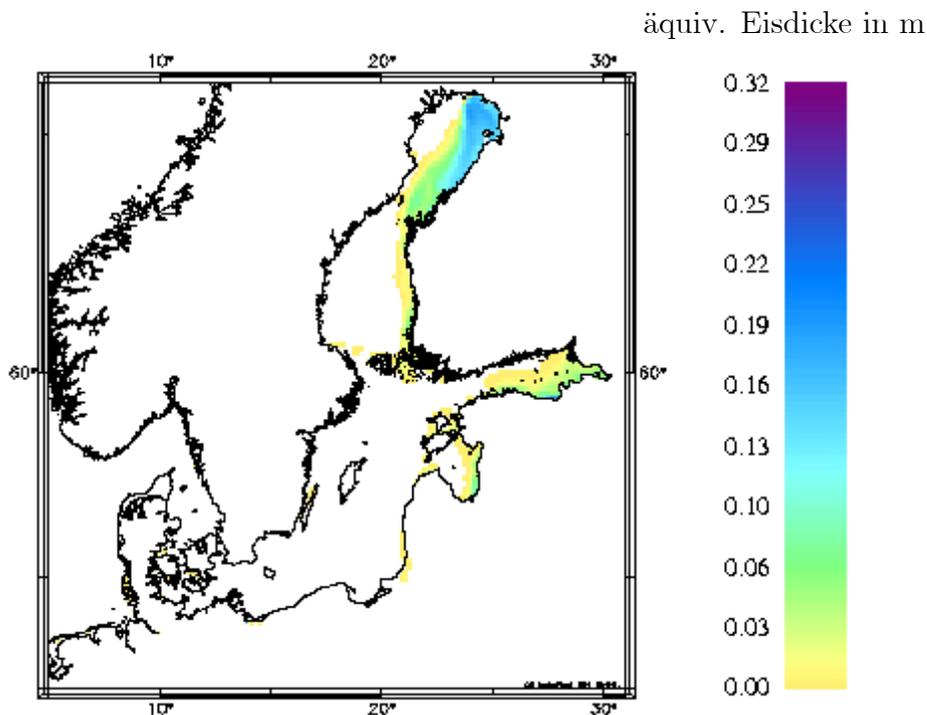
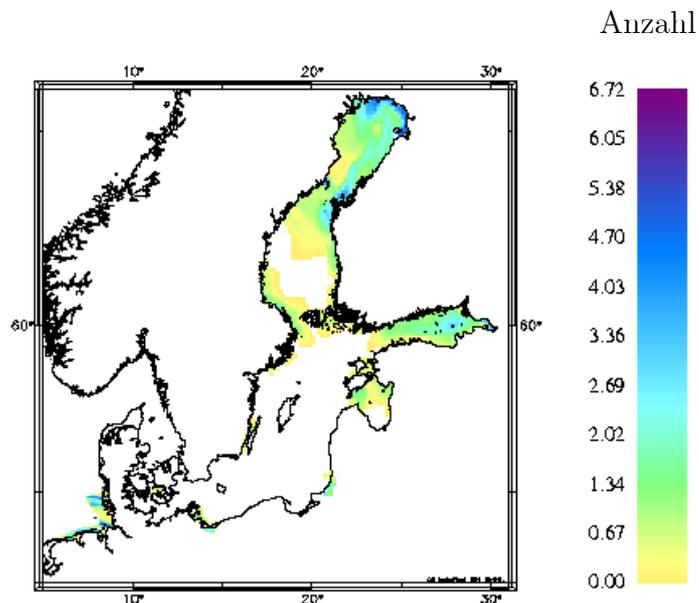


Abbildung 55: Äquivalente Eisdicke
Daten des Mehrklassenmodells vom 1. Februar 1996

Bottnischen Meerbusen Eisrücken an der Ost- und Nordostküste entlang der Festeiskante und beschreibt eine Häufung im Norden des Beckens (kleine schwarze Dreiecke). In der Osthälfte, die mit dichtem Eis bedeckt ist (parallelschraffierte Fläche), existieren Felder übereinander geschobenen Eises ("Vierecksfunktion"). Die modellierte äquivalente Eisdicke besitzt an der Ost- und Nordostküste Werte über 13 cm (hellblaue Farbe). Die maximalen Eisdicken von ca. 17 cm werden korrekterweise entlang der Festeiskante und nicht direkt an der Küste angenommen. Geringere Eisdicken von unter 7 cm bedecken in etwa das Gebiet des übereinander geschobenen Eises (gelb-grüner Bereich). Eine analoge Übereinstimmung von Eiskarte und modellierter äquivalenter Eisdicke ist im Finnischen Meerbusen zu betrachten.

Bei der Darstellung von Eisrücken wird im Folgenden grundsätzlich die Anzahl angegeben, gemeint ist dabei die Anzahl von Rücken pro Fläche (einer Zelle im numerischen Sinne).

Abbildung 56: Anzahl kleiner Scherrücken
 Daten des Mehrklassenmodells vom
 1. Februar 1996



Anzahl

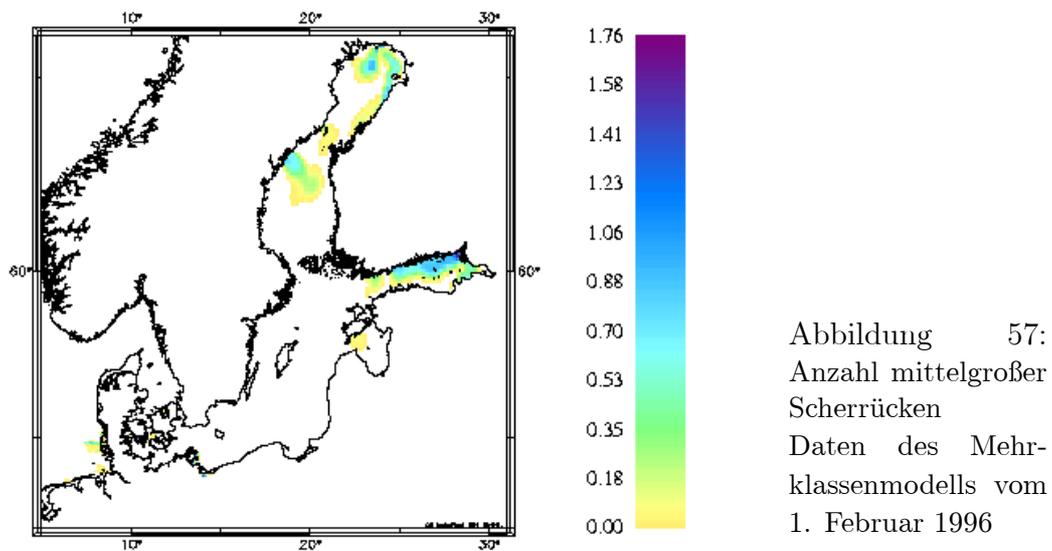


Abbildung 57:
 Anzahl mittelgroßer
 Scherrücken
 Daten des Mehr-
 klassenmodells vom
 1. Februar 1996

Die Anzahl der Scherrücken ist gering. Kleine Scherrücken (Abbildung 56) finden sich hauptsächlich an der nördlichsten Küste der Ostsee und an den

Küsten von Vaasa und Holmsund¹⁷. Mittelblaue Skalenfarbe weist auf 4 bis 4,5 kleine Scherrücken pro Fläche hin. An der Ostseite des nördlichen Bottnischen Meerbusens gibt es eine leichte Erhöhung der Anzahl der kleinen Scherrücken an der Festeiskante.

Interessanterweise scheinen die Häufungspunkte von kleinen und mittleren Schereisrücken voneinander unabhängig zu sein. Dies bedeutet, dass benachbarte Zellen während eines Kompressionsprozesses eine ähnlich starke Schereisvolumenbildung erfahren.

Mittlere Scherrücken (Abbildung 57) gibt es vor allem an der Nordküste des finnischen Meerbusens, während sich die kleinen Scherrücken im Zentrum dieses Beckens häufen. Auch in der Pommerschen Bucht sind relativ viele mittlere und nur mäßig viele kleine Rücken simuliert worden. Am auffälligsten ist die Diskrepanz im Bottnischen Meerbusen. Die Maxima der kleinen Eisrücken schmiegen sich an der Nordküste direkt an die Küste, während die Maxima der mittleren Eisrücken entlang der Festeiskante zu finden sind. Für die Maxima an den Küsten von Vaasa und Holmsund gibt es in der Kategorie der mittelgroßen Eisrücken keine Entsprechung. Hingegen fällt die Anhäufung mittlerer Schereisrücken an der Nordwestküste des südlichen Bottnischen Meerbusens mit einer minimalen Anzahl kleiner Eisrücken zusammen.

Auch wenn sich diese Arbeit auf die Ostsee beschränkt, gehört die deutsche Nordseeküste zum Modellgebiet. Hier sind einige kleinere und mittlere Scherrücken im Wattengebiet zu beobachten. Große Scherrücken waren in der Simulation nicht vorhanden.

Da Presseisrücken durch Kompression der Eisdecke entstehen, häufen sie sich in Schärengeländen, Buchten und zwischen benachbarten Inseln. Die Eisdecke hat an derartigen Orten nicht die Möglichkeit, mit dem Wind weg zu driften.

Die Anzahl kleiner Presseisrücken (Abbildung 58) häuft sich vor allem im Kurischen Haff und zwischen Öland und dem schwedischen Festland. Ein weiteres Maximum findet sich an der Küste vor Holmsund. Die violette Färbung im Kurischen Haff und vor Holmsund wird an der Skala mit der maximalen Anzahl von 60 Eisrücken pro Fläche abgelesen, vor Öland weist die blaue Farbe auf mindestens 50 Rücken pro Fläche hin.

¹⁷Zwischen südlichem und nördlichem Bottnischen Meerbusen liegt Vaasa an der finnischen Küste, Holmsund an der schwedischen.

Mittlere Presseisrücken (Abbildung 59) gibt es - vor allem im Vergleich mit großen - sehr wenig (vgl. Abbildung 60). Sie befinden sich hauptsächlich zwischen den dänischen Inseln im Kleinen und Großen Belt, was jedoch leider durch diese Auflösung nicht sichtbar wird.

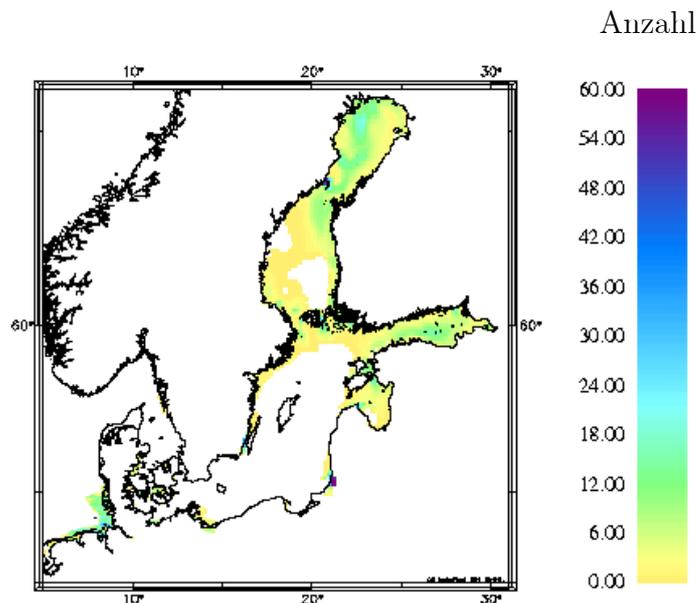
Im Vergleich mit der Anzahl der Presseisrücken in den übrigen Ostseegebieten sind die Maxima in beiden Darstellungen sehr hoch, so dass eine differenzierte Betrachtung der Verteilung hier sehr schwer fällt.

Auffällig ist jedoch, dass sich die Abbildungen bis auf einen Skalierungsfaktor stark gleichen. Beide besitzen eine größere Anzahl von Eisrücken in der westlichen Hälfte des nördlichen Bottnischen Meerbusens. Dies lässt sich dadurch begründen, dass der Anteil dünnen Eises in dieser Beckenhälfte überwiegt, und die Eisdicke dieser Kategorie zudem niedriger ist als in der Osthälfte (vgl. Abbildungen 46 und 51). Dünnere Eis lässt sich einfacher zusammenschieben als dickeres, bildet jedoch auch kleinere Eisrücken. Weitere Ähnlichkeiten zwischen den Darstellungen von kleinen und mittleren Presseisrücken sind im Finnischen Meerbusen, im Rigaischen Meerbusen, im südlichen Bottnischen Meerbusen und an der Nordseeküste zu betrachten. Die Anzahlen von kleinen und mittleren Scherrücken scheinen im Vergleich unabhängig voneinander zu sein. Dieses Ergebnis ist offensichtlich nicht auf die Anzahlen von kleinen und mittleren Presseisrücken übertragbar.

Große Presseisrücken (Abbildung 60) hingegen zeigen eine andere Verteilung als kleine und mittlere Presseisrücken. Im nördlichen Bottnischen Meerbusen ist zwar zu beobachten, dass in der westlichen Hälfte mehr große Presseisrücken existieren als in der östlichen - analog zur Verteilung von kleinen und mittleren Presseisrücken -, viel auffälliger ist jedoch eine Nord-Süd-Teilung. Diese ist durch die zeitliche Entwicklung der großen Presseisrücken zu erklären, die zeigt, dass vor allem im frühen Eisbedeckungsstadium an der Nordküste Eisrücken gebildet wurden. Durch die Nordwestwinde der letzten Januartage sind viele dieser Eisrücken Richtung Südost gedriftet, was zu der Häufung großer Presseisrücken geführt hat, die in Abbildung 60 zu sehen ist (blaue Färbung im nordwestlichen Quadranten des nördlichen Bottnischen Meerbusens).

Auch im Finnischen Meerbusen häufen sich die großen Presseisrücken in der nördlichen Hälfte, im Gegensatz zu den Darstellungen der Verteilungen von kleinen und mittleren Rücken, die lokale Maxima in der südlichen Hälfte aufweisen. Große Eisrücken finden sich weiter in den Schären vor Vaasa, im

Abbildung 58: Anzahl kleiner Presseisrücken
 Daten des Mehrklassenmodells vom
 1. Februar 1996



Anzahl

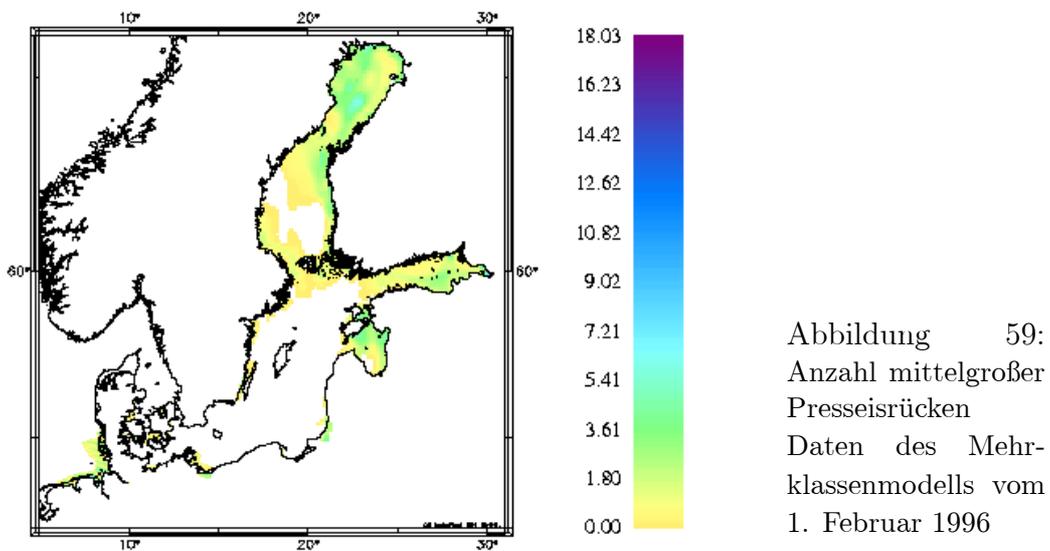


Abbildung 59:
 Anzahl mittelgroßer
 Presseisrücken
 Daten des Mehr-
 klassenmodells vom
 1. Februar 1996

Finnischen Archipel und im Oder Haff, was die Behauptung erhärtet, dass sich Presseis vor allem in Schärengeländen, Buchten und zwischen benachbarten Inseln bildet.

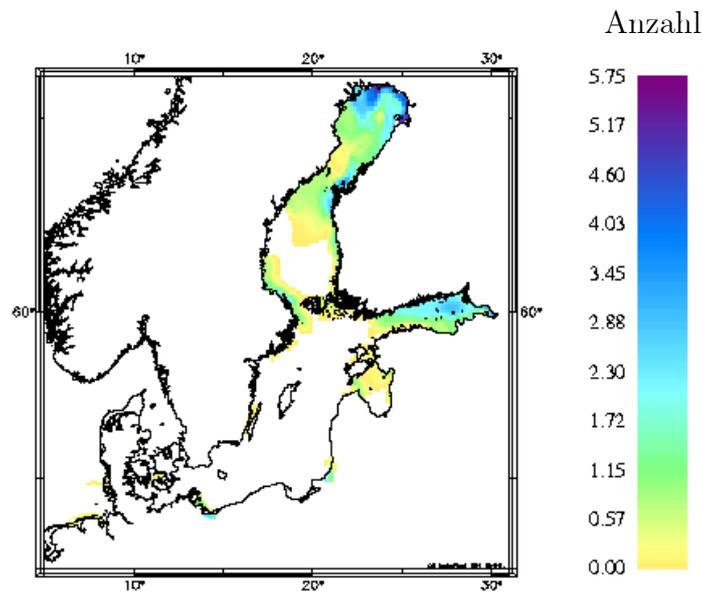


Abbildung 60: Anzahl großer Presseisrücken
Daten des Mehrklassenmodells vom 1. Februar 1996

Die Spannung

Die interne Spannung stellt das Bindeglied zwischen der Impulserhaltungsgleichung (und damit der Eisdrift) und der Materialgleichung dar (vgl. Kapitel 2.1). Die Materialeigenschaften des Eises, die in diesem hier vorliegenden Modell durch die Mehrklasseneinteilung festgelegt sind, definieren die Spannungs-Dehnungsraten-Relation. Die Spannung liefert somit nicht nur einen wichtigen Beitrag zur Berechnung der Eisdrift, sondern auch zum Verständnis des Materials Eis.

Auch die Spannung lässt sich grafisch darstellen. Ihre Einheit wird in N/m angegeben.

Die Kompressionsspannung wurde getrennt nach Druck- und Zugspannung (Abbildungen 61 und 62) ausgewertet, da die Größenordnungen erwartungsgemäß stark voneinander abweichen. Dabei ist zu bedenken, dass Druckspannung ein negatives Vorzeichen, Zugspannung ein positives Vorzeichen besitzt.

Bei einem starken Eisbedeckungsgrad spiegelt die Kompressionsspannung die

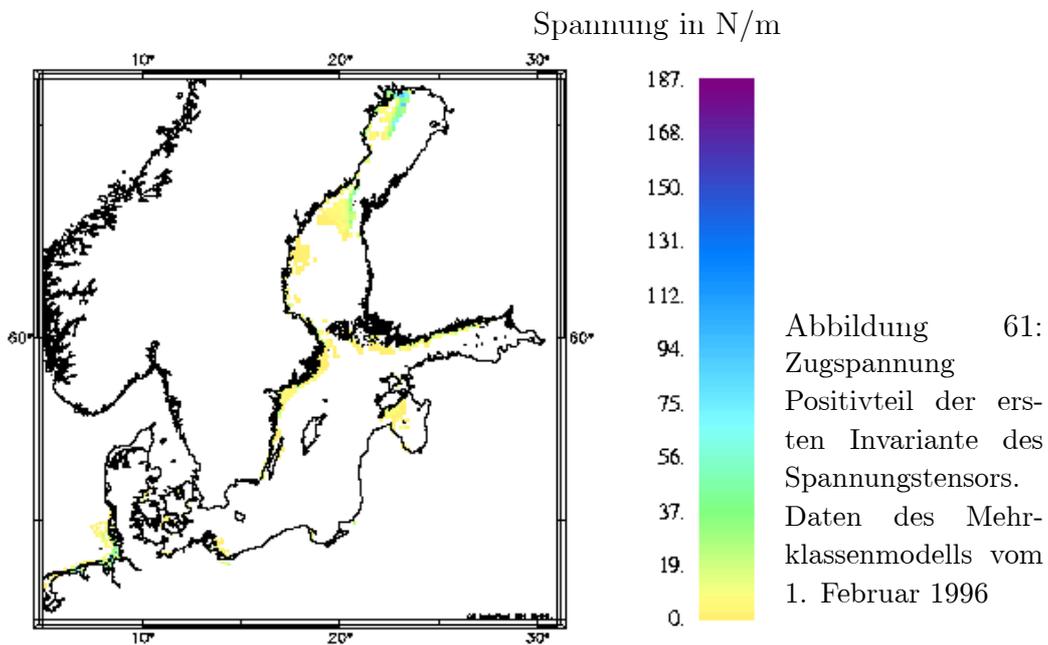
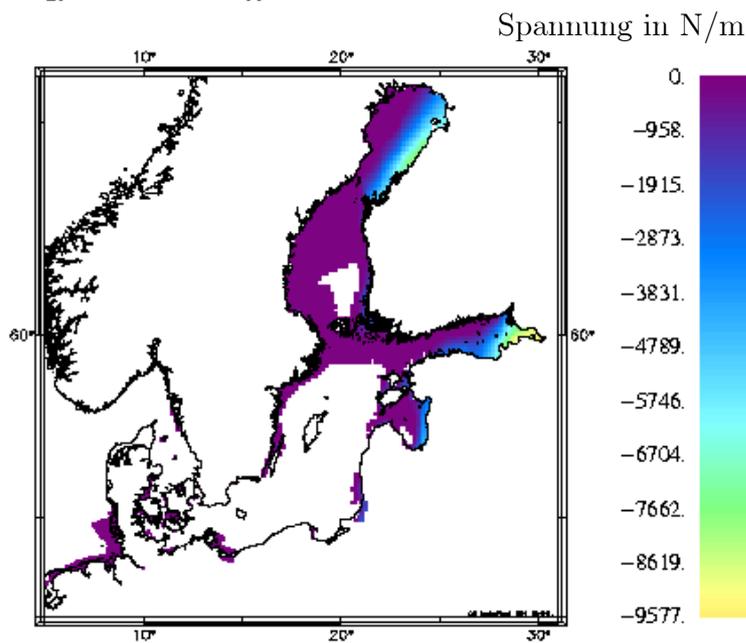


Abbildung 62:
Druckspannung
Negativteil der ersten Invariante des Spannungstensors.
Daten des Mehrklassenmodells vom 1. Februar 1996



Windverhältnisse wieder, wenn sie, wie in diesem Beispiel, schon einige Tage beständig die Richtung halten. Westlicher Wind im nördlichen Bottnischen

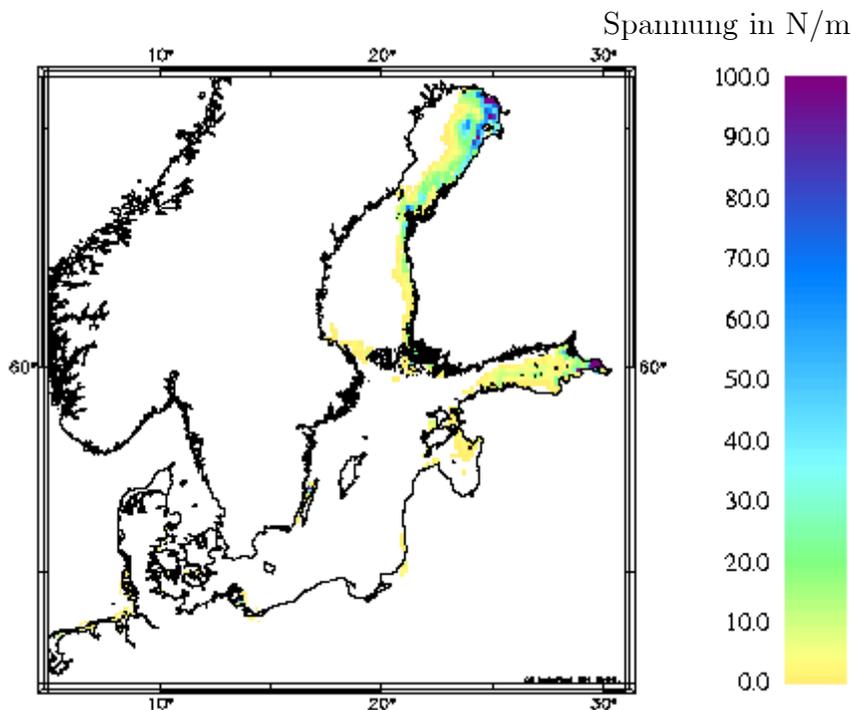


Abbildung 63: Scherspannung
Zweite Invariante des Tensors. Modelldaten vom 1. Februar 1996

Meerbusen und Nordwestwind im Finnischen Meerbusen schieben das Eis gegen die Küste. So entsteht an den Ost- bzw. Südküsten dieser Becken eine starke Druckspannung, die ca. -7500 N/m im nördlichen Bottnischen Meerbusen (grüne Färbung) und -9500 N/m im Finnischen Meerbusen vor St. Petersburg (gelber Bereich) beträgt. An den gegenüber liegenden Seegebieten ist Zugspannung zu beobachten. Dabei weist die Nordküste des Finnischen Meerbusens eine geringe Zugspannung von ca. 20 N/m auf, dargestellt durch eine gelb-grüne Färbung. Im nördlichen Bottnischen Meerbusen ist zu erkennen, dass Zugspannung nur in Gebieten mit kompakter Eisdecke gebildet wird, an der Westküste ist die Zugspannung nur unwesentlich über Null (dunkelgelbe Bereiche), während an der Eiskante von dichtem zu kompaktem Eis (vgl. Abbildung der Eisbedeckung 43) lokale Maxima von ca. 50 N/m durch einen grünen Skalenbereich dargestellt werden.

Der südliche Bottnische Meerbusen besitzt nur an der Ostküste eine nahezu kompakte Eisbedeckung. Durch die reinen Nordwinde in diesem Gebiet (vgl.

Abbildung der Windverhältnisse 42) bleibt es frei von Druckspannung. Bei einem geringen Bedeckungsgrad, wie in dem restlichen südlichen Bottnischen Meerbusen, kann das Eis nahezu widerstandsfrei verdriften, so dass es zu keinen oder sehr geringen Spannungen kommt. Die Zugspannung zwischen Holmsund und Vaasa weist hingegen wiederum auf ein kompaktes Eisfeld hin.

Scherspannung (Abbildung 63) entsteht vor allem in Gebieten, die kompaktes Eis und Festeis enthalten. So kann sich eine stabile Scholle entlang einer Eisdecke schieben, die an der Küste, an Inseln oder Schären verankert ist. Im Gegensatz zu der gleichmäßigen Verteilung der Kompressionsspannung in den Abbildungen 61 und 62 präsentiert sich die Darstellung der Scherspannung daher als eine Ansammlung von Maxima an der Nordostküste des nördlichen Bottnischen Meerbusens und in der Bucht vor St. Petersburg, wo jeweils mehrere Maxima von bis zu 100 N/m durch violette Punkte gekennzeichnet sind.

Lokal maximale Scherspannung findet sich an den Festeiskanten des nördlichen Bottnischen Meerbusens und zwischen den Inseln vor Vaasa, wo eine grüne Skalenfarbe auf eine Scherspannung von ca. 30 N/m hinweist.

8.4 Zeitreihen

Die Eiskarten, die in Kapitel 8.3 vorgestellt wurden, geben einen guten Überblick über die räumliche Verteilung einer Größe. Die Zusammenstellung verschiedener Karten gibt Aufschluss über spezielle Struktureigenschaften, zum Beispiel lässt die Verteilung der Anteile von dünnem Eis, dickem ebenen Eis und Brucheis Rückschlüsse auf die Entwicklungsgeschichte der Eisdecke zu. Die Betrachtung zeitlich aufeinander folgender Karten gibt die Möglichkeit, die Eisdrift zu verfolgen, wie die Abbildungen 78 bis 80 belegen. Auf diese Weise ist es auch möglich, die Entwicklung einer Größe über den gesamten Eiswinter zu verfolgen.

Um die Entwicklung verschiedener Parameter zu vergleichen oder einen direkten Zusammenhang mit den meteorologischen Eingangsdaten zu schaffen, ist es sinnvoll, sich räumlich auf einen Punkt zu beschränken. Für diesen Punkt wird die zeitliche Entwicklung der Größen in Zeitreihen dargestellt. Die Zeitreihen der meteorologischen Daten und den Zeitreihen der Daten des Hiblermodells stehen für einen Vergleich zur Verfügung.

Durch diese Darstellung werden nur Daten eines geografischen Punktes ausgewertet. Da die räumliche Verteilung aller Größen als stetig vorausgesetzt werden kann, ermöglicht es diese Darstellung, Aussagen über die Eisevolution in einem Gebiet zu machen. Um ein Bild der Entwicklung der Eisbedeckung auf der gesamten Ostsee zu erhalten, wurden vier repräsentative Punkte in der Ostsee gewählt, je einer im nördlichen Bottnischen Meerbusen, in der mittleren Ostsee, im finnischen Meerbusen und in der südlichen Ostsee (vgl. Abbildung 64). Die Zeitreihen der Parameter an einem Punkte sollen im Folgenden beschrieben werden, die Zeitreihen der anderen Punkte sind in Anhang A.3 dargestellt.

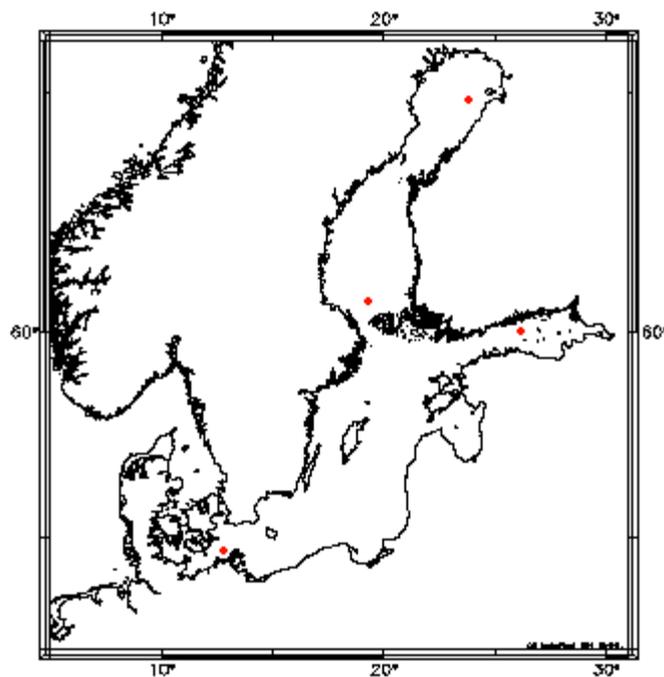


Abbildung 64: Darstellung der ausgewählten Punkte

Um die Eisverhältnisse der Ostsee durch Zeitreihen darzustellen, wurden vier repräsentative Punkte ausgewählt. Zur Unterscheidung werden sie kurz mit "Nord", "Mitte", "Ost" und "Süd" bezeichnet. Es sind die gleichen Punkte, die schon in Kapitel 8.3, Seite 118 zur Übersicht der Windverhältnisse gewählt wurden.

Die Daten, die zur Vorstellung der Zeitreihendarstellung benutzt werden, sind am Punkt "Nord" von den Modellen berechnet worden. Die Farbwahl

erfolgt aufgrund der Eisklasse und wird unabhängig vom jeweils betrachteten Parameter beibehalten:

- Rot kennzeichnet die Parameter des dünnen Eises: Anteil, Eis- bzw. Schneedicke und Eistemperatur.
- Blau kennzeichnet die Parameter des dicken ebenen Eises: Anteil, Eis- bzw. Schneedicke und Eistemperatur.
- Schwarz charakterisiert den Anteil der eisbedeckten Fläche oder die mittlere Eisdicke.
- Pink wird die Gesamteisdicke dargestellt.
- Grün sind Anteil und Eisdicke des Hiblermodells.

Die Eisdicke des Brucheises entspricht der Eisdicke des ebenen dicken Eises und bedarf daher keiner getrennten Darstellung. Der Brucheisanteil fällt aufgrund der ungünstig gewählten Größen in der Scherfunktion derart gering

Temperatur in °Celsius

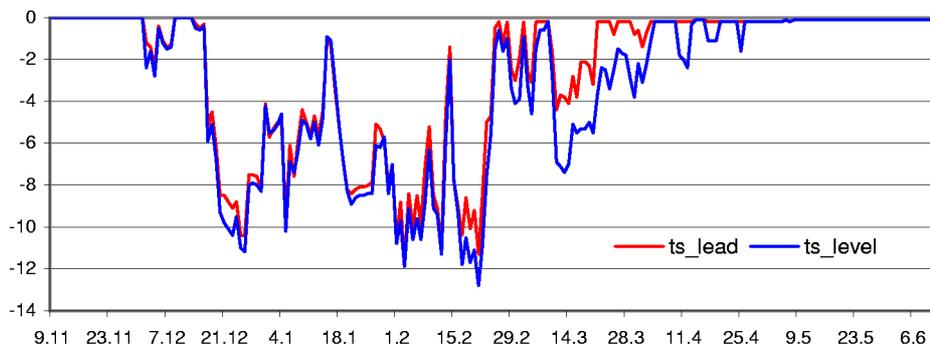


Abbildung 65: Zeitreihen der Eistemperaturen

ts_level ist die Oberflächentemperatur des dicken Eises, ts_lead die des dünnen Eises. Die Eistemperatur ist von ausschlaggebender Bedeutung für das Eisdickenwachstum. Sie sollte im Vergleich mit der Lufttemperatur (vgl. Abbildung 39) gesehen werden.

aus, dass eine eigene Darstellung hier keine weiteren Erkenntnisse bringen würde. In der Berechnung der Parameter - Anteil der Gesamteisbedeckung, mittlere Eisdicke etc. - ist er selbstverständlich enthalten.

Bedeckungsgrad

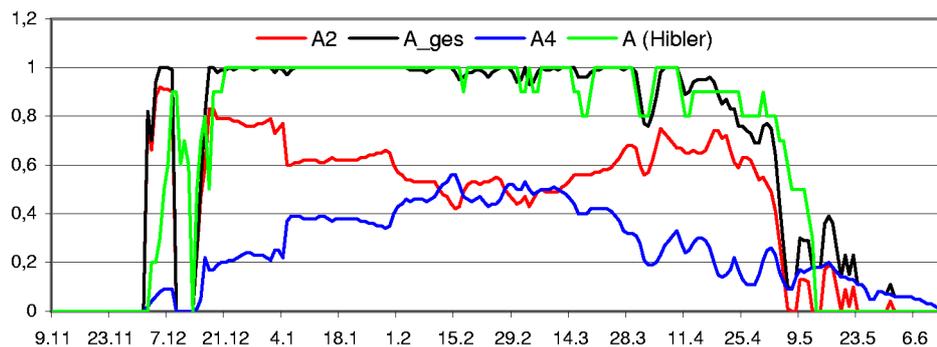


Abbildung 66: Zeitreihen der Anteile

Zum Vergleich werden für den Punkt "Nord" die Zeitreihen der Anteile für dickes Eis (A_4) und dünnes Eis (A_2), der Gesamteisbedeckung (A_{ges}) und des hiblerschen Bedeckungsgrades ($A(\text{Hibler})$) dargestellt. Die Einheit ist Anteil pro Fläche; die Ordinate wurde bis 1,2 verlängert, um eine gute Ablesbarkeit der Daten nahe "eins" zu gewährleisten.

In Abbildung 66 werden die Zeitreihen der Anteile verglichen. Bei den Daten des Mehrklassenmodells ist zu erkennen, dass der Anteil des dicken Eises zu Beginn des Winters sehr viel geringer ist als der Anteil des dünnen Eises, und dass sich dieser Zustand auch nur sehr langsam ändert. Begründet ist dieser Punkt dadurch, dass die Eisdecke einige Tage braucht, um die gesamte Fläche zu bedecken. Das zuerst gebildete Eis wird automatisch als "dickes, ebenes Eis" klassifiziert, da das ebene Eis nach Definition undeformiertes Eis ist. Später gebildetes Eis ist "Eis, welches auf offenen Wasserflecken zwischen dem ebenen Eis gefriert", also Leadeis, dünnes Eis im Sinne der Definition. In Anbetracht des Winterbeginns ist diese Einteilung offensichtlich nicht optimal. Es ist daher zu überlegen, in der Weiterentwicklung dieses Modells eine Lösung zu finden, die dem Eis, welches innerhalb weniger Tage den gleichen Eisentwicklungszustand durchmacht, die gleiche Eisklasse zuordnet.

Eisdicke in m

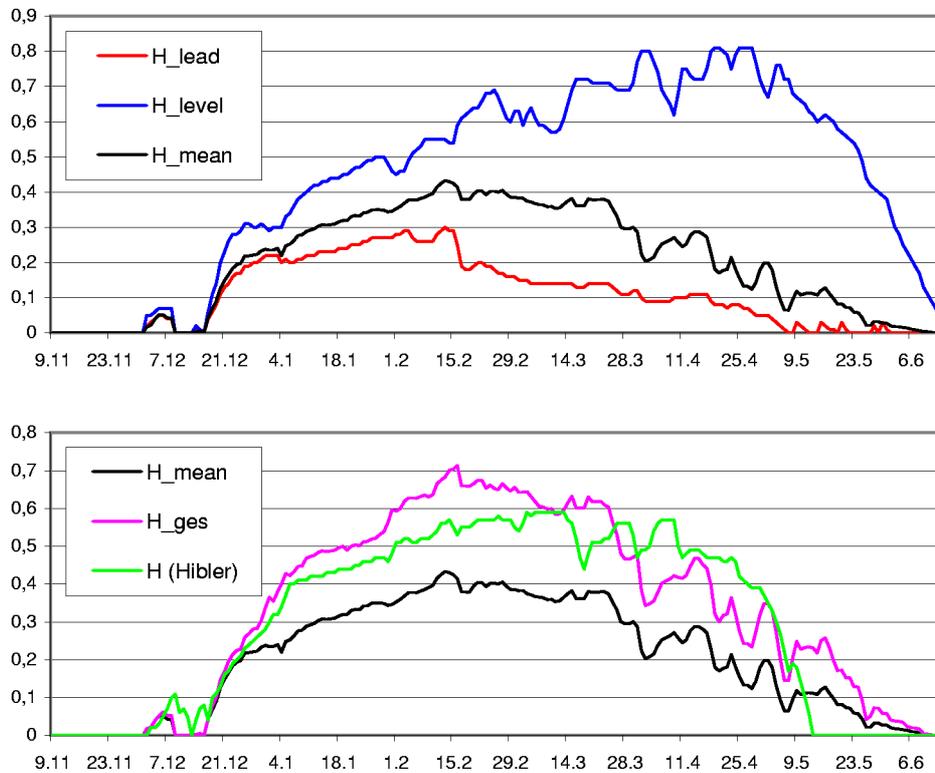


Abbildung 67: Zeitreihen der Eisdicken

In der oberen Grafik werden die Zeitreihen der Eisdicken verschiedener Klassen des neuen Modells verglichen. Die untere Grafik setzt die mittlere Eisdicke und die Gesamteisdicke ins Verhältnis und vergleicht sie mit der hiblerschen Eisdicke. Diese entspricht der Idee nach der Gesamteisdicke im neuen Modell. Aufgetragen wird die Dicke in m über die Zeit.

Ausgehend von dieser Anfangskonstellation aus Anteilen dicken und dünnen Eises ist die Entwicklung im Mehrklassenmodells jedoch plausibel. Das Verhältnis der Anteile von dünnem zu dickem Eis verschiebt sich zugunsten des dicken Eises, wenn Deformationsprozesse die Eisdecke komprimieren, da dünnes Eis stärker komprimiert wird als dickes.

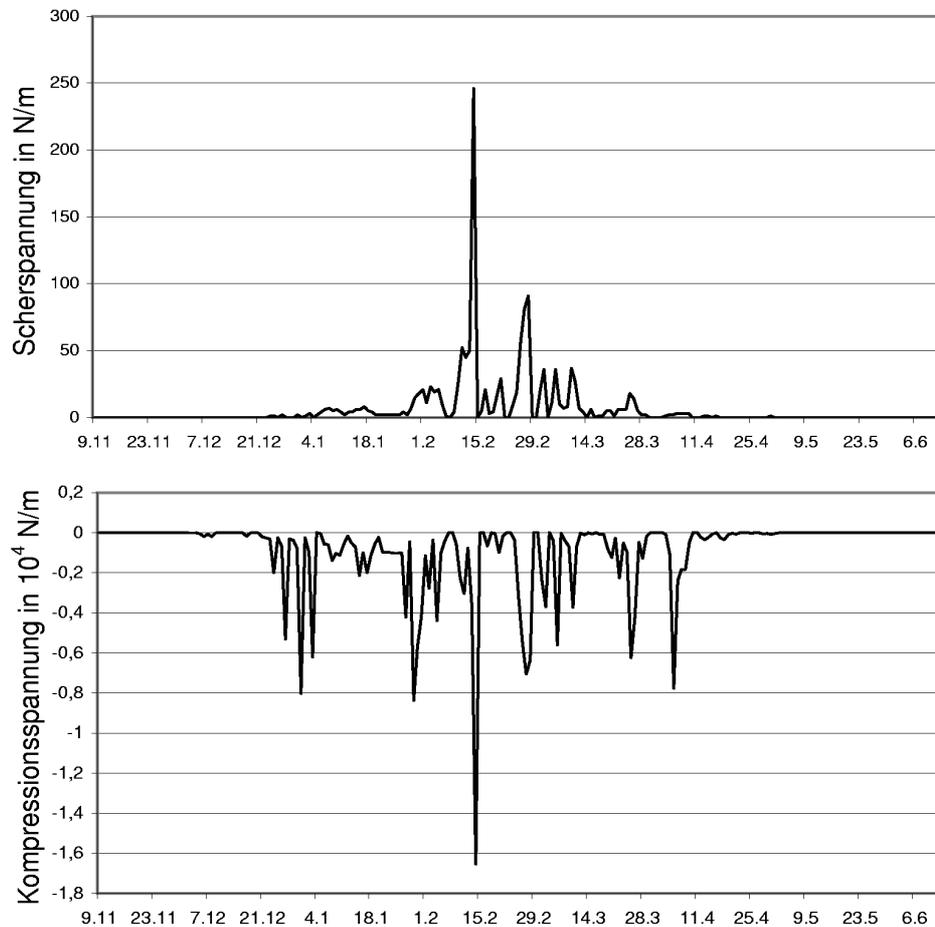


Abbildung 68: Zeitreihen der Spannungen

Beim Vergleich der Scherspannung (oben) und der Kompressionsspannung (unten) ist zu beachten, dass sich die Einheiten um mehrere Zehnerpotenzen unterscheiden. Im Allgemeinen fallen die Extrema nicht unbedingt zusammen, wie es in diesem Beispiel der Fall ist.

Vom Beginn der zweiten Vereisungszeit Mitte Dezember bis Anfang März wächst der Anteil des dicken ebenen Eises mehr oder weniger sprunghaft an. Diese Sprünge sind deutlich zu erkennen am 5. Januar und am 31. Januar, etwas weniger steil ist das Anwachsen um den 10. bis 14. Februar und Ende Februar vom 25. bis 28. Im Vergleich zur Zeitreihe der Kompressionsspannung (Abbildung 68 unten) wird deutlich, dass diese Zeiten den Minima

der Kompressionsspannung folgen oder mit ihnen übereinstimmen. Dabei ist zu bedenken, dass die Druckspannung ein negatives Vorzeichen besitzt, eine minimale Kompressionsspannung daher besonders großer Druck bedeutet.

Der Anteil dünnen Eises verstärkt sich proportional zum Anteil dicken Eises, wenn Neueis auf offenem Wasser entsteht. Dabei entwickeln sich Flächen offenen Wassers durch divergente Prozesse, also unter Zugspannung, oder durch Schmelzprozesse. Diese sind vermehrt in der ersten Märzdekade zu finden, beobachtbar durch die kurzfristigen Verringerungen der Gesamteisbedeckung. Gestützt wird diese Behauptungen durch die Betrachtung der Eistemperaturkurven (Abbildung 65), welche eine Erwärmung des Eises Ende Februar / Anfang März zeigen. Eine Abnahme der Gesamteisbedeckung durch Eisschmelze führt daher zu offenen Wasserfeldern, welche bei ausreichend kalten Temperaturen Neueisbildung zur Folge haben, so dass die Anteile des dünnen Eises kontinuierlich steigen.

Schneedicke in m

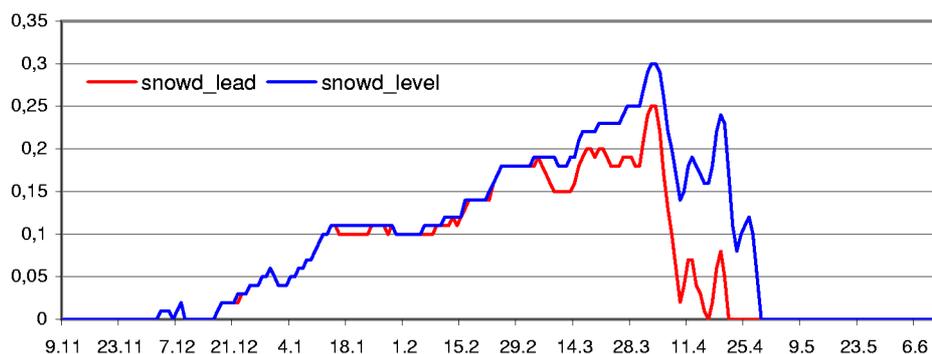


Abbildung 69: Zeitreihen der Schneedicken

snowd_level ist die Dicke des auf dem dicken Eis liegenden Schnees, snowd_lead die Dicke des auf dem dünnen Eis liegenden Schnees. Da Schnee isolierend wirkt, gibt die Schneedicke Aufschluß über das Schmelzverhalten der Eisdecke.

Das unterschiedlich schnelle Anwachsen der Gesamteisbedeckung in der ersten Eisperiode (2. bis 8. Dezember) im neuen und hibernischen Modell ist

auf die verschiedenen Ansätze zur Rinnenschließung in den beiden Modellen zurückzuführen (s. Kapitel 5.3, Seite 91).

Auch die Unterschiede in der Eisschmelze am Ende der Eissaison (ab Mitte April) sind zum Teil durch die verschiedenen Ansätze der Lateralschmelze in den beiden Modellen begründet (s. Kapitel 5.3, Seite 88). Schwerwiegender hier dürften jedoch die Eisdickenunterschiede in den Modellen sein. Auch wenn die Gesamteisdicke des Mehrklassenmodells der hibleischen Eisdicke Anfang Mai in etwa entspricht (s. Abbildung 67 unten), existiert doch ein kleiner Anteil dicken Eises, der entsprechend länger für die Schmelze benötigt (vgl. Abbildung 67 oben).

Der Einfluss des Schnees auf die Thermodynamik des Eises ist im Kapitel 5.2 beschrieben.

8.5 Vergleich des Winterablaufes in den Simulationen und den Eiskarten

Die Simulationsdaten des neuen Eismodells werden mit den Ergebnissen eines Hible-Modells und den Eisübersichtskarten des Eisdienstes verglichen. Dabei ist das Hible-Modell eine von Dr. E. Kleine bearbeitete Variante, die zur Zeit im gekoppelten Eis-Ozean-Zirkulationsmodell des BSH im operationellen Betrieb arbeitet. Die Eisübersichtskarten sind im Eisdienst des BSH mithilfe von Satellitenbildern erarbeitet worden.

In den beiden Modellen, dem neuen Mehrklassenmodell und dem hibleischen Modell, läuft die Eisbildung sehr ähnlich ab. Dabei stimmen die simulierten Daten für die Eisbildung gut mit den Bildern des Eisdienstes überein. Die Eisschmelze hingegen variiert sehr stark: Im hibleischen Modell tritt sie grundsätzlich sehr viel früher auf als im hier vorgestellten Modell, während die Daten der Eisübersichtskarten häufig zwischen den simulierten Modelldaten liegen. Das neue Mehrklassenmodell besitzt nicht nur - wie der Name sagt - mehrere Eisklassen, sondern auch ein im Vergleich zum Hiblemodell abgeändertes Schmelzmodul, welches zum einen die Funktion der Lateralschmelze mit der tatsächlichen Eisdicke verknüpft statt mit der mittleren und welches zum zweiten die Lateralschmelze erst unterhalb einer gewissen Eisdicke zulässt. Alle drei Eigenschaften haben einen Einfluss auf die Dauer, die die Eisbedeckung zum vollständigen Abtauen benötigt.

Die Ostsee

Begonnen hat die Saison des Winters 1995/96 nach Information des Eisdienstes am 10. November des Jahres 1995 mit einer dünnen Eisbedeckung an der Nordküste des nördlichen Bottnischen Meerbusens. Diese wird vom neuen Modell erstmals am 11. November, vom Hiblermodell am 18. November simuliert. Erst Ende des Monats wird aus dem schmalen Eisstreifen in den Modellen eine breitere Eisbedeckung, die am 7. Dezember den halben und zu Weihnachten den gesamten nördlichen Meerbusen bedeckt¹⁸. Diese Entwicklung vollzieht sich auf den Eisübersichtskarten sehr viel langsamer. Bis Mitte des Dezembers bildet sich die Festeiskante an der Nordküste des Beckens aus. Im Vergleich zu den Simulationen ist hier jedoch die Eisdicke mit 20 bis 40 cm, zum Teil bis 45 cm, sehr viel ausgeprägter als die Eisdicke des Hiblermodells mit 29 cm oder die Gesamteisdicke im Mehrklassenmodell mit 33 cm. Bis zum Jahresende sind auf den Eiskarten die nördliche Hälfte und die Ostküste des nördlichen Bottnischen Meerbusens mit einer gleichmäßigen Eisdicke versehen, während weite Teile des Beckeninneren mit einer Neueisdecke überzogen sind. Die Westküste und das Zentrum sind weiterhin eisfrei. Zu dieser Zeit ist dieses Gebiet in den Simulationen bereits vollständig mit einer festen Eisdecke der Dicke 25 bis 30 cm im Hiblermodell, bzw. 15 bis 35 cm im neuen Modell bedeckt.

Für die südliche Hälfte des Bottnischen Meerbusens ist auf den Eiskarten des 14. Dezembers erstmals Küsteneis zu betrachten, und zwar an der Ostküste, zwischen den Inseln vor Vaasa und im finnischen Archipel. Während des Januars bleibt die gesamte West- und Ostküste mit einem - mal breiteren, mal schmaleren - Streifen Eis bedeckt. Erst in der zweiten Februardekade wächst die Eisbedeckung und am 22. Februar friert das Gebiet vollständig zu.

Vier Tage später als in den Karten, am 18. Dezember 1995, ist die erste Eisbedeckung des südlichen Bottnischen Meerbusens auch auf den simulierten Eiskarten der Modelle zu sehen. In beiden Modellen verläuft die Eisbildungsphase parallel. Am 27. Januar ist der Bottnische Meerbusen in beiden Modellen zugefroren.

¹⁸Eine "vollständige Bedeckung" bedeutet, dass jede Zelle (im numerischen Sinne) des Seegebietes einen Eisbedeckungsanteil ungleich Null aufweist und nicht, dass das Gebiet mit einer kompakten ununterbrochenen Eisdecke überzogen ist (Bedeckungsgrad gleich Eins).

Die Eisbedeckung auf dem Finnischen Meerbusen beginnt auf den Eisübersichtskarten des Eisdienstes in der letzten Novemberdekade in der Bucht vor St. Petersburg. Erst Mitte Dezember breitet sich die Eisbedeckung von dort weiter aus. Obwohl zum Jahreswechsel schon der halbe Meerbusen eisbedeckt ist, dauert es bis Ende des Januars (ca. 27. Januar), bevor sich die Eisdecke auf dem gesamten Gebiet schließt.

Ähnlich beginnt die Eisbildung im Finnischen Meerbusen in den Modellen. Hier bildet sich schon am 18. November eine dünne Eisdecke in der Bucht vor St. Petersburg, aber erst am 14. Dezember gefriert auch außerhalb dieser Bucht das Meerwasser. Bis zum 4. Januar ist in beiden Modellen der gesamte Meerbusen eisbedeckt.

In der zentralen Ostsee beginnt die Eisbedeckung nach Aussage der Eiskarten ungefähr am 27. Januar, zwei Tage später als in den Modellen.

Die maximale Eisbedeckung (Abbildung 70) wird nach Aussagen des Eisdienstes am 26. Februar gemessen (vgl. Kapitel 8.1 auf Seite 109). Die Eiskarte vom 14. März weist in weiten Gebieten eine geringere Eisdicke auf, die Flächenbedeckung vom 26. Februar wird jedoch nahezu erreicht.

Das neue Mehrklassenmodell weist mehrere nahezu nicht unterscheidbare Maxima auf, eines am 26. Februar (s. Abbildung 71), eines am 4. März und eines um den 14. März herum. Im hibernischen Modell ist am 26. Februar (Abbildung 72) das Maximum noch nicht erreicht. Bis zum 4. März verschiebt sich der Eisrand in der zentralen Ostsee weiter nach Süden; allerdings bildet sich gleichzeitig offenes Wasser an der Westküste des nördlichen und südlichen Bottnischen Meerbusens, bedingt durch westliche Winde Ende Februar und Temperaturen um den Gefrierpunkt Anfang März. Da das neue Modell insgesamt langsamer auf Tauwetter reagiert, sind bei ihm diese Schmelzprozesse nicht zu beobachten. Die maximale Eisbedeckung im hibernischen Modell wird daher um den 14. März angenommen.

Ende März bedeckt das Eis in den Eisübersichtskarten nur noch die Küste der zentralen Ostsee, ab 8. April nur noch Buchten und Flussmündungen und das Seegebiet zwischen Öland und dem Festland, am 25. April ist die zentrale Ostsee eisfrei. Das hibernische Modell ist am 7. April eisfrei. Im neuen Mehrklassenmodell hält sich die Eisbedeckung westlich vor der Insel Ösel¹⁹ hartnäckig bis zum Ende des Aprils. Dies lässt sich darauf zurückführen, dass der Anteil ebenen dicken Eises hier zwar verschwindend gering ist, dieses Eis

¹⁹Ösel grenzt den Meerbusen von Riga von der zentralen Ostsee ab.

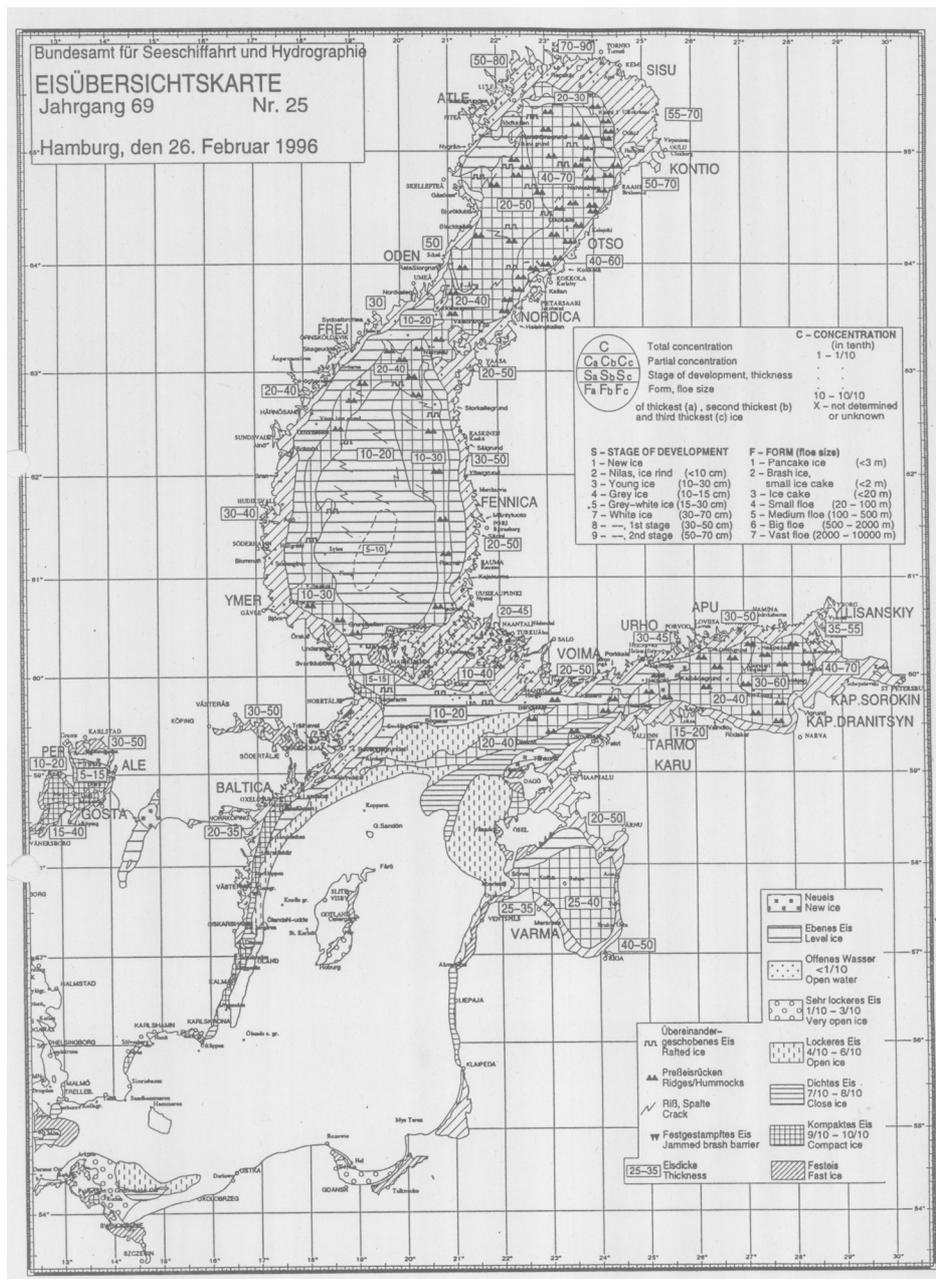
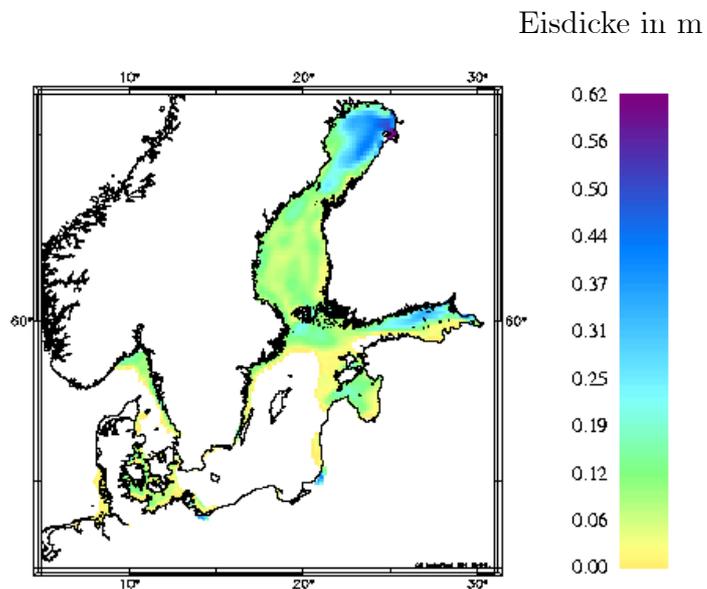
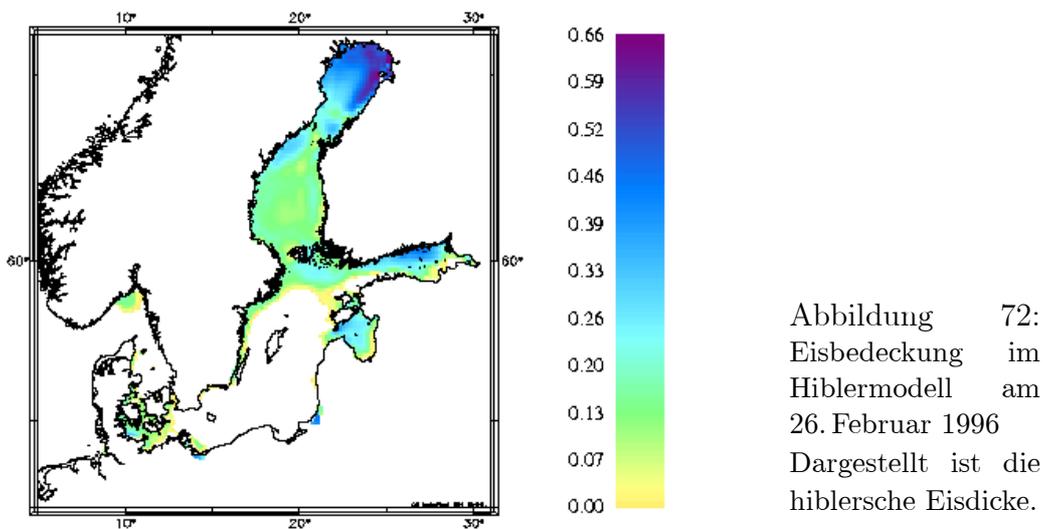


Abbildung 70: Maximale Eisbedeckung in der Darstellung des Eisdienstes Eisübersichtskarte des Bundesamtes für Seeschifffahrt und Hydrographie vom 26. Februar 1996

Abbildung 71:
Maximale Eisbe-
deckung im neuen
Mehrklassenmodell
Dargestellt ist die
mittlere Eisdicke
ohne Eisrückenan-
teil am 26. Februar
1996.



Eisdicke in m



jedoch eine Dicke von fast 50 cm zu Beginn des Monats hat und nur langsam dünner wird. Im Vergleich dazu sind die 5 bis 15 cm mittlere Eisdicke, bzw. ca. 12 cm hiblersche Eisdicke zu Monatsbeginn als gering anzusehen. Da Eis isoliert, kann das Hiblermodell, welches nur eine mittlere Eisdicke kennt, entsprechend schneller auf Tauwetter reagieren.

Ein ähnlicher Ablauf ist bei der Eisschmelze im finnischen Meerbusen zu beobachten. Während das Hiblermodell dieses Gebiet am 1. Mai für eisfrei erklärt, ist im neuen Mehrklassenmodell in der ersten Maidekade noch eine bis zu 20 cm dicke Eisdecke und Presseisvorkommen im Nordosten des Meerbusens zu beobachten. Die Eisübersichtskarten bestätigen dieses Bild, hier wird gar eine Eisdicke bis 50 cm und Eisrückenexistenz angezeigt. Während der Finnische Meerbusen auf den Eiskarten jedoch am 16. Mai eisfrei ist, bleibt die Eisbedeckung im Mehrklassenmodell in der Bucht vor St. Petersburg bis zum 28. April erhalten.

Im Hiblermodell beginnt die Eisschmelze im südlichen Bottnischen Meerbusen Ende März / Anfang April. Ost- und Westküste sind als erstes eisfrei, von dort aus breitet sich das offene Wasser in das Beckeninnere aus und am 18. April ist alles Eis geschmolzen. Auch die Eisübersichtskarte zeigt für Ende März eisfreie Gebiete an der Westküste und im Südosten des Meerbusens. Diese frieren jedoch Anfang April noch einmal zu, bevor die Eisschmelze im südlichen Zentrum beginnt. Bis Anfang Mai bleibt die Eisbedeckung an den Küsten, im Finnischen Archipel und zwischen den Inseln vor Vaasa erhalten. Erst am 16. Mai ist der südliche Bottnische Meerbusen auf den Eisübersichtskarten eisfrei. Die Eisdicke des ebenen dicken Eises in dem neuen Modell ist an den Küsten sehr stark ausgebildet, daher ist die Eisschmelze am Beckenrand Ende März in diesem Modell nicht zu beobachten. Erst am 21. April beginnt das Öffnen des Eises im südlichen Zentrum. Wenn auch verspätet, breitet sich die Eisschmelze - wie in den Eiskarten und entgegen dem Hiblermodell - vom Zentrum aus nach Norden und an die Küsten aus. Ein geringer Anteil Eises aus der Klasse "ebenes dickes Eis" mit einer Eisdicke von unter 10 cm verbleibt den ganzen Mai über an den Küsten, vorwiegend an der Ostküste. Eisfrei ist dieses Gebiet im neuen Modell erst am 5. Juni.

In den Modellen verläuft die Eisschmelze im nördlichen Bottnischen Meerbusen analog zum südlichen. Während im Hiblermodell das Küsteneis zuerst schmilzt und sich die offene Fläche dann in das Zentrum vorarbeitet, beginnt die Eisschmelze im Mehrklassenmodell im Zentrum und breitet sich nach außen hin aus. Am 17. Mai ist die Eissaison im Hiblermodell, am 13. Juni im neuen Modell beendet. Die Eisübersichtskarten zeigen neben der Festeisbedeckung an der Nordküste eine Eisdecke, die sich von der Westküste in das Zentrum erstreckt. Die letzten Überreste dieser Decke sind noch auf der letzten Eiskarte dieser Saison am 30. Mai sichtbar.

Die deutsche Küste

Das neue Mehrklassenmodell beginnt die Eissaison mit einer ersten dünnen Eisbedeckung am 22. November, die jedoch nur von sehr kurzer Dauer ist. Erst am 2. Dezember, gleichzeitig mit dem Hiblermodell bildet sich eine Eisdecke an der Elbemündung und vor Travemünde. Auch die Eisübersichtskarten beginnen die Eissaison an der deutschen Küste in der ersten Dezemberwoche. In den Modellen ist zu beobachten, dass sich die Eisdecke bis zum 7. Dezember ausbreitet und vor allem die Flussmündungen, Teile der Wattengebiete und das Oderhaff bedeckt.

Nach wechselhaften Bedingungen im Dezember stimmen die graphischen Darstellungen der Modelle für den Jahreswechsel nahezu perfekt überein. Die Wattengebiete zwischen den Ost- bzw. Nordfriesischen Inseln und der Küste und in der Helgoländer Bucht sind ebenso eisbedeckt, wie die Küsten rund um Rügen und in der Lübecker Bucht. Eine kompakte Eisdecke befindet sich im Greifswalder Bodden und dem Oderhaff. Beginnende Vereisung ist an den Küsten in der Kieler Bucht und den dänischen Inseln, vorrangig Lolland, zu beobachten. Abgesehen von dem Greifswalder Bodden und dem Oderhaff zeigen die Darstellungen für die restlichen Gebiete eine sehr inhomogene Eisdecke was Kompaktheit und Eisdicke betrifft.

Die zweite Januardekade bringt mildere Temperaturen und Eisschmelze, was in allen drei Darstellungen gleichermaßen wiedergegeben wird. Die Eisbildungsprozesse in der dritten Januardekade werden im meteorologischen Modell durch starke Ostwinde begleitet, sodass sich Neueis vor allem an der Nordseeküste bildet und sich die neu gebildete Eisdecke in den Modellen bis weit in die Nordsee erstreckt.

Für die Ostsee zeigen die Eisübersichtskarten erstmals am 2. Februar eine Neueisschicht auf dem Fehmarnbelt, dem Großen und Kleinen Belt, bis 6. Februar sind auch Kieler und Lübecker Bucht vollständig eisbedeckt. Beide Modelle parallel präsentieren diese Eisentwicklung zwei Tage verzögert. In den Folgetagen festigt sich diese Eisdecke und nimmt ihr Flächenmaximum an. Dieses Maximum ist am 9. Februar in beiden Modellen (vgl. Abbildung 74) zu beobachten, um den 10. Februar herum auf den Eisübersichtskarten. Zum besseren Vergleich ist die Eiskarte vom 9. Februar dargestellt (siehe Abbildung 73), die sich nur geringfügig von der Karte des 10. Februar unterscheidet. Abbildung 75 zeigt eine Satellitenaufnahme der Eisbedeckung vom 9. Februar.

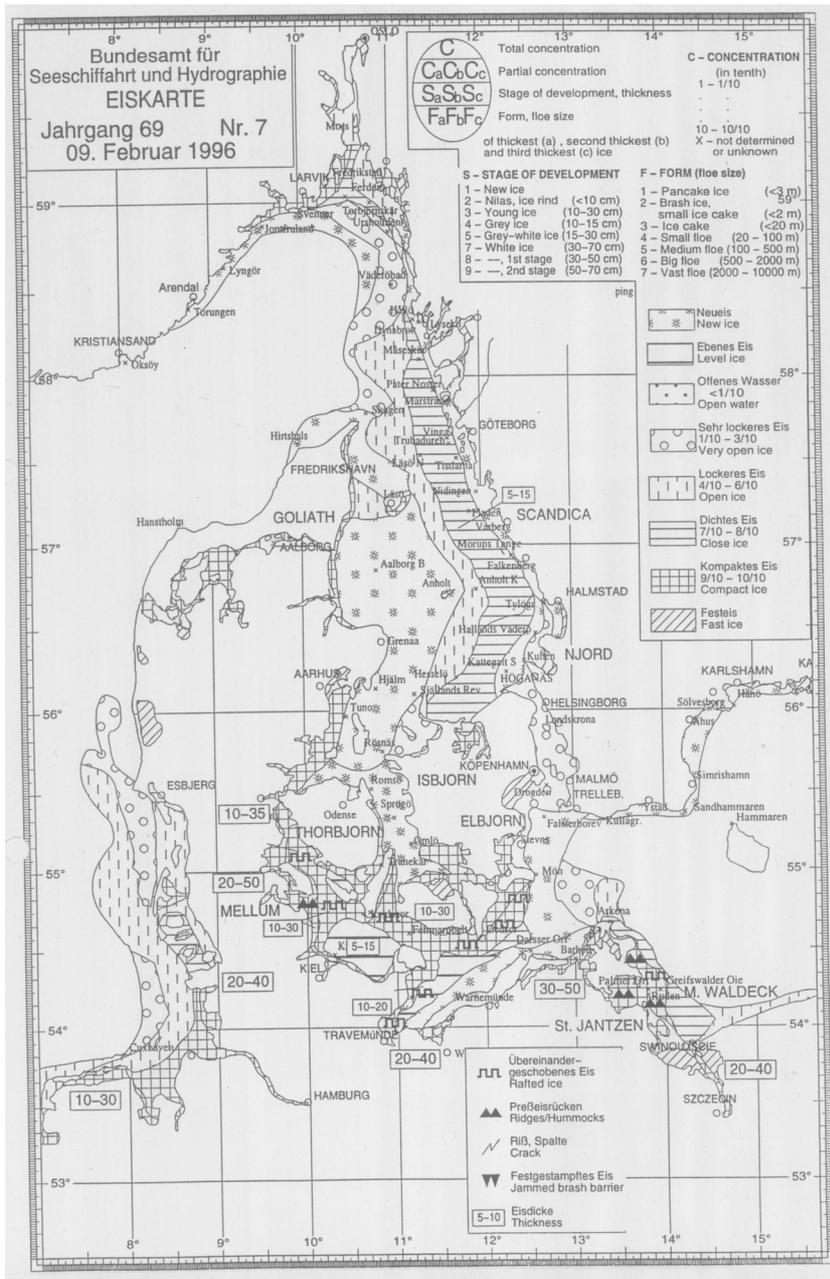


Abbildung 73: Maximale Eisbedeckung an der deutschen Küste
Eisübersichtskarte des Bundesamtes für Seeschifffahrt und Hydrographie vom
9. Februar 1996

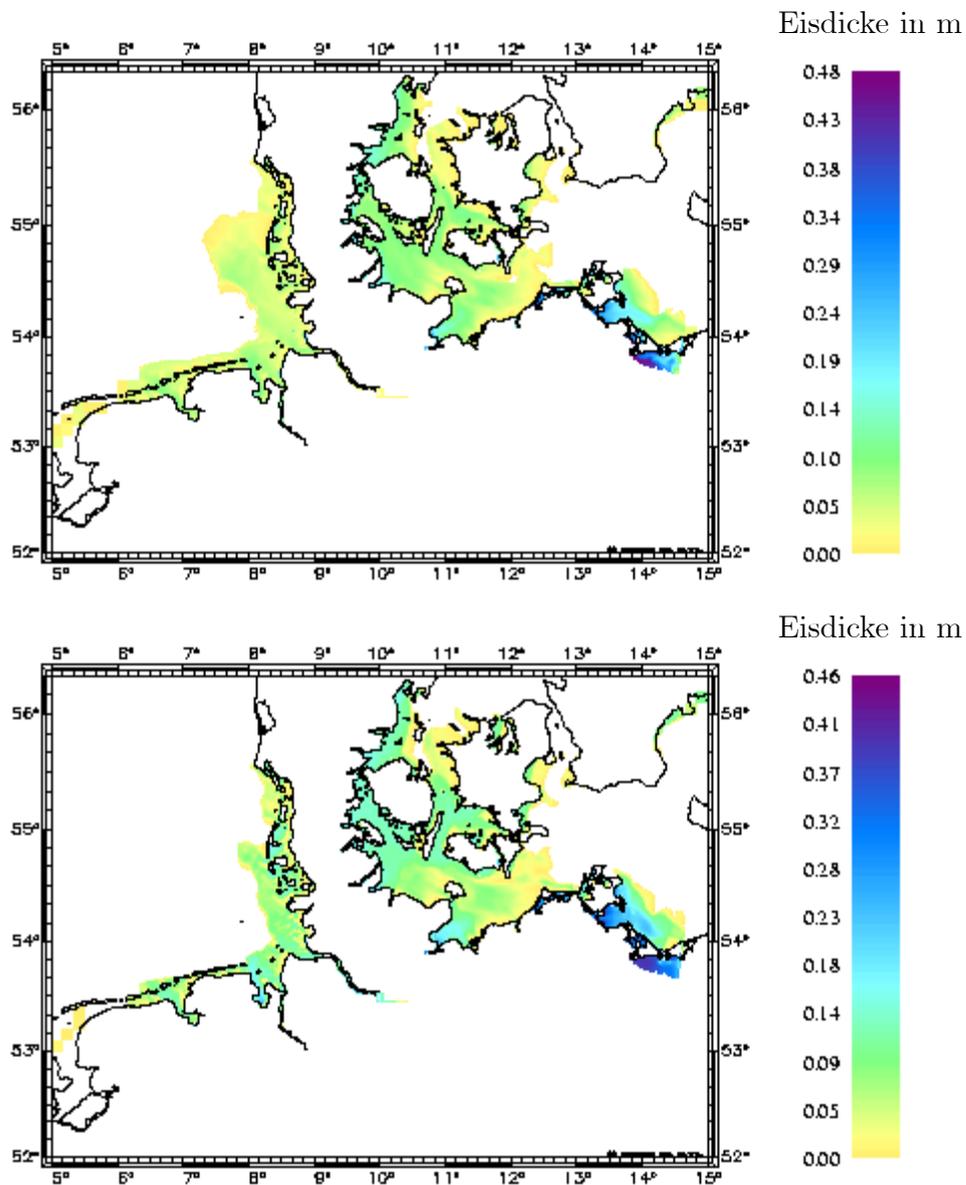


Abbildung 74: Maximale Eisbedeckung an der deutschen Küste, 9. Februar 1996
Karte des neuen Mehrklassenmodells (oben) und des Hiblermodells (unten)

Auf der Eisübersichtskarte ist zu sehen, dass sich eine kompakte Eisdecke (karierte Skalensfarbe) entlang der gesamten deutschen Küste gebildet hat.

Nur die Lübecker Bucht und die Wattengebiete vor den Halligen bilden eine Ausnahme mit einer Bedeckung aus neuem (sternchenartiges Muster) oder lockerem Eis (senkrechte Striche). Die Eisdecke erstreckt sich bis an die Verbindungslinie zwischen Arkona und Trelleborg im Osten und bis an die Verbindungslinie zwischen Fredrikshavn und Oslo im Nordwesten. Die Eisbedeckung auf der Nordsee verläuft in etwa entlang der 20 m Meerestiefenlinie.

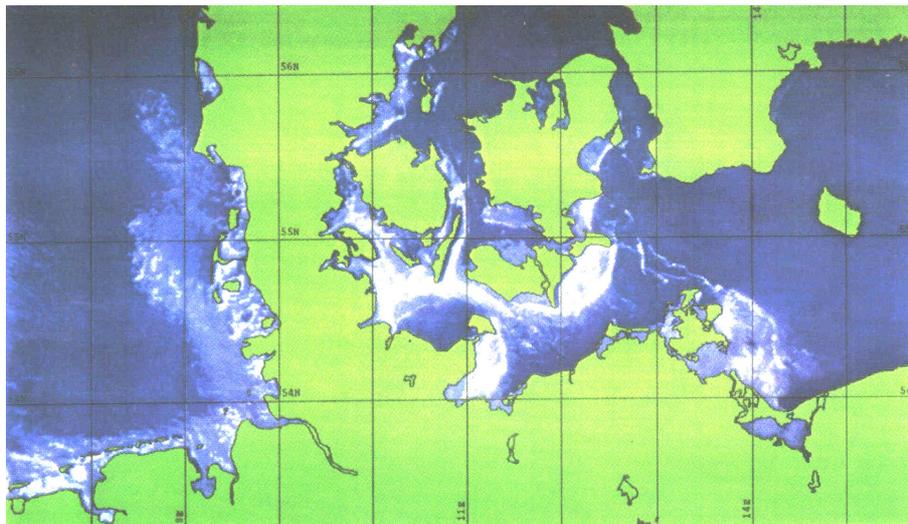


Abbildung 75: Satellitenbild der deutschen Küste vom 9. Februar 1996 NOAA-14/AVHRR-Bild. Zum besseren Verständnis wurden Fehlfarben gewählt, weisses Eis auf einer blauen Wasserfläche. (Quelle s. Strübing [Str96])

Im Vergleich der Eiskarte mit den Modellen fällt auf, dass die Eisbedeckung in den Modellen sich stark gleicht, jedoch stark von den Eisübersichtskarten abweicht. An der Nordseeküste ist die Eisausdehnung westlich vor Sylt im neuen Modell sehr viel stärker, im Hiblermodell geringer ausgeprägt als in den Karten. Beide Modelle zeigen keine ausgedehnte Eisdecke vor Fanö. Die Eisbedeckung in der Ostsee fällt in beiden Modellen geringer aus als auf der Eiskarte. Weder östlich noch nördlich von Seeland ist eine geschlossene Eisdecke zu beobachten. Die Eisdicken in den bedeckten Gebieten werden etwas zu gering, insgesamt jedoch zufriedenstellend wiedergegeben.

Starke Ostwinde und extreme Temperaturschwankungen (vgl. Abbildung 37, Seite 111) in der zweiten und dritten Februardekade prägen die Eisverteilung, wie sie auf den Eisübersichtskarten dargestellt ist. An den Westküsten der Inseln und Buchten bildet sich eine kompakte Eisdecke mit starken Presseisvorkommen aus. Bis zum 20. Februar ist außerhalb dieser Gebiete nahezu alles Eis geschmolzen, die Eisbedeckung zwischen der deutschen Küste und den dänischen Inseln beträgt unter 10%. Bis Monatsende friert die südliche Ostsee erneut zu und erreicht am 27. Februar der betrachteten Eissaison eine neue maximale Ausdehnung der Eisdecke nach Osten bis an die Pommersche Bucht. Die Eisausdehnung nach Norden bleibt jedoch begrenzt, nördlich von Seeland bildet sich keine Eisdecke mehr aus.

Das meteorologische Modell simuliert für die zweite Februarhälfte stark wechselnde Winde und teilweise positive Temperaturen (vgl. Abbildung 38, Seite 113), entsprechend wechselhaft präsentiert sich die Eisbedeckung in den Modellen.

Im neuen Mehrklassenmodell wird am 18. Februar ein Minimum, am 1. März ein Maximum angenommen, welches an der Nordseeküste nur die Wattengebiete bis zu den Ost- bzw. Nordfriesischen Inseln bedeckt, in der Ostsee jedoch etwas mehr Fläche bedeckt, als das Februarmaximum. Das Hiblermodell präsentiert das Minimum am 19. Februar, also einen Tag später als das Mehrklassenmodell, und das Maximum am 25. Februar, also eine Woche früher. Trotzdem sind in diesem Modell am 26. Februar die südlichen Küsten eisfrei.

Auch im März herrschen Winde aus Osten vor. Die Eisübersichtskarten zeigen, dass sich die Eisbedeckung im Laufe des Monats aufflockert und in der südlichen Ostsee und den Wattengebieten vor den Nordfriesischen Inseln unter 10% fällt. Ausgenommen davon ist zum einen das Gebiet westlich vor Rügen, welches in der ersten Märzhälfte eine kompakte Eisdecke und große Flächen übereinander geschobenen Eises aufweist. Zum anderen sind alle westlichen Küsten wie die Kieler Bucht und die Flensburger Förde sowie der Greifswalder Bodden und das Oderhaff mit kompaktem Eis und starken Presseisvorkommen ausgestattet, welches den gesamten Monat überdauert. Während Anfang April die Eisbedeckung auf dem offenen Wasser verschwindet und auch die Nordsee für eisfrei erklärt wird, beträgt die Eisdicke in einigen Ostsee-Buchten noch über 35 cm, gerechnet ohne die Eisdicke des aufgedrücktten Eises. Erst in der zweiten Aprilhälfte schmelzen die letzten Eisvorkommen in den Buchten.

Das neue Mehrklassenmodell zeigt in den ersten beiden Dekaden des März eine dichte Eisdecke mit einem Eisanteil von über 80% und einer Eisdicke von 5 bis 10 cm zwischen der deutschen Küste und den dänischen Inseln. Erst danach verdriften die Ostwinde das Eis an die westlichen Küsten, in der ersten Aprilwoche ist die Eisbedeckung auf unter 5% gesunken, nur die Küsten sind weiterhin mit kompaktem Eis bedeckt. Am 25. April ist die deutsche Küste eisfrei, bis zum 5. Mai hält sich eine geringe Eisdecke im Oderhaff. Die Eisbedeckung in den Nordfriesischen Wattengebieten ist Anfang April geschmolzen, nur in dem Jadebusen hält sich ein kleiner Anteil einer dünnen Eisdecke bis 19. April, genau einen Monat länger als im Hiblermodell.

Das hibleersche Modell präsentiert schon am 26. Februar eisfreie Südküsten, am 27. Februar sind auch die Wattengebiete vor den Nordfriesischen Inseln eisfrei. Bis zur ersten Märzdekade sammelt sich das Eis weiträumig an den Westküsten. Es dauert jedoch bis Ende des Monats, bis sich das kompakte Eis in den Buchten zentriert hat. Der erste westliche Wind Ende März treibt das Eis aus Kieler Bucht, Flensburger Förde und Kleinen Belt ins offene Wasser und läßt es schmelzen. Am 4. April ist die See eisfrei, am 10. April das Oderhaff.

Zusammenfassung

Die Eisbildung verläuft in beiden Modellen nahezu parallel. Im Vergleich zu den Eisübersichtskarten fällt auf, dass sich die Eisdecke in den Modellen relativ schnell über einen Meerbusen oder eine Bucht verbreitet, während in den Beobachtungen Eis erst an den Küsten gefriert, sich Zeit lässt, Festeis wachsen zu lassen, und dann im Inneren des Beckens eine Eisschicht ausbildet. Da das Eis in den Modellen aufgrund einer Energiebilanz gebildet wird, stellt sich die Frage, ob diese Diskrepanz die Folge davon ist, dass das Wasser im Inneren eines Beckens, zum Beispiel des nördlichen Bottnischen Meerbusens, zu Beginn der Eissaison zu schnell abgekühlt wird. Vergleiche von gemessenen und modellierten Wassertemperaturen zu dieser Zeit sollten Aufschluss darüber bringen.

Die maximale Eisausdehnung wird in der nördlichen Ostsee von beiden Modellen gut getroffen, fällt jedoch an der deutschen Küste zu gering aus.

Große Unterschiede zwischen den beiden Modellen und den Eiskarten zeigen sich, wenn es um die Eisschmelze geht. Am 7. April ist die zentrale Ostsee im Hiblermodell eisfrei, jedoch erst Ende April auf den Eiskarten und

in dem neuen Mehrklassenmodell. Der Finnische Meerbusen besitzt nach dem Hiblermodell am 1. Mai kein Eis mehr, dies zeigt sich erst am 16. Mai auf den Karten und am 28. Mai im neuen Modell. Am deutlichsten wird die Diskrepanz am Beispiel des südlichen Bottnischen Meerbusens, hier liegen zwischen dem letzten Eistag im Hiblermodell und dem letzten Eistag im Mehrklassenmodell 48 Tage Zeit, die Daten sind 18. April und 5. Juni, letzter Eistag in den Karten ist der 16. Mai. Auch im nördlichen Bottnischen Meerbusen vergeht fast ein Monat; die Ostsee ist eisfrei am 17. Mai im Hiblermodell, am 30. Mai auf den Karten und am 13. Juni im Mehrklassenmodell.

Ähnliche Unterschiede sind bei den Darstellungen vor der deutschen Küste zu sehen. Die Wattengebiete vor den Nordfriesischen Inseln sind schon Ende Februar eisfrei im Hiblermodell, jedoch erst Anfang April auf den Eiskarten oder dem neuen Modell. Eis im Jadebusen wird in beiden Modellen länger dargestellt als in den Eiskarten. Diese zeigen am 5. März kein Eis mehr, während das Hiblermodell bis 19. März und das Mehrklassenmodell noch einen Monat länger eine geringe Eisdecke zeigen. Die deutschen Ostseeküsten sind im Hiblermodell Anfang April, in den Karten und dem Mehrklassenmodell Ende April eisfrei.

Differenzen bestehen jedoch nicht nur in der Dauer der Eisbedeckung, sondern auch in der Art und Weise der Eisschmelze. Während die Eisschmelze in den Eiskarten fast immer im Inneren eines Beckens beginnt und sich das Eis an den Küsten am längsten hält, ist im Hiblermodell das Abdriften des Eises von den Küsten zu betrachten, die dadurch früher eisfrei sind. Das neue Mehrklassenmodell stimmt in dieser Hinsicht eher mit den Eiskarten überein, die Eisschmelze beginnt im Beckeninneren und dehnt sich an die Küsten aus.

Für diese Verschiedenheiten gibt es mehrere Erklärungen. Die Vereisungsdauer ist in erster Linie auf die Darstellung des neuen Modells als Mehrklassenmodell zurückzuführen. Während das Hiblermodell eine mittlere Eisdicke besitzt, die dem Schmelzprozess ausgesetzt ist, geht das neue Modell von dickem und dünnem Eis aus. Selbst wenn der Anteil des dicken Eises sehr gering ist, benötigt diese Eisdecke sehr viel länger zum Schmelzen als es ein Block mittlerer Eisdicke täte. Darüber hinaus führt im Hiblermodell die Lateralschmelze zur Verringerung der Eisbedeckung, wodurch offenes

Wasser entsteht, welches einen großen Einfluss auf die Energiebilanz hat. Lateralschmelze existiert in diesem hier vorliegenden Modell auch, allerdings in abgeänderter Form. Zum Ersten wird die Funktion der Lateralschmelze auf die "echte" Eisdicke (des dünnen bzw. dicken Eises) angewandt, nicht auf die mittlere hiblersche Eisdicke. Zum Zweiten wird die Funktion der Lateralschmelze nur für Eis unterhalb einer kritischen Eisdicke verwendet. Das dicke Eis im Mehrklassenmodell "profitiert" von der Lateralschmelze also sehr viel später als das hiblersche Eis.

Die Vorteile des neuen Modells liegen auf der Hand. Die Darstellung des dicken ebenen Eises simuliert die Eigenschaften des Festeeses besser als es ein Modell mit einer mittleren Eisdicke kann. Dieses Eis entspricht dem undeformierten Eis, welches sich zu Beginn der Eissaison an den Küsten bildet und im Laufe des Winters an Stabilität und Dicke zunimmt. Bei der Eisschmelze benötigt dieses Eis sehr viel länger als dünnes oder mittleres Eis, so dass es zu dem Effekt kommt, dass Küsteneis als letztes schmilzt. Die Dicke verhindert die Lateralschmelze, so dass eine Anteilsverringering erst bei fortgeschrittener Eisschmelze stattfindet. Aus diesem Grunde ist diese Eisschicht weniger anfällig für den Wind, welcher das Eis von der Küste wegdriftet. Insbesondere im Vergleich zum Hiblermodell, welches relativ windanfällig ist, ist dies ein Vorteil, welcher den Effekt des Küsteneises verstärkt.

Ein Nachteil des neuen Modells ist die Trägheit der Eisschmelze. Im Vergleich zu den Eiskarten war der gesamte Prozess stark verzögert. Durch ein Anpassen der Parameter in der Funktion der Lateralschmelze kann diese Zeitdifferenz vermindert werden. Eine weitere Möglichkeit ist die Eisumverteilung innerhalb der Klassen bei Schmelzprozessen. Eisbedeckungen von beispielsweise einem Meter Dicke, aber einem Eisanteil von unter 3% sind in dem hier vorliegenden Modell möglich, scheinen jedoch eher unrealistisch. Eine Neuverteilung der Eisklassen, d.h. eine Umverteilung des Eises in den Klassen wie sie ja auch bei der Eisbildung vorgenommen wird (vgl. Kapitel 5.3), kann hier möglicherweise zu einem Schmelzprozess führen, der die Realität besser beschreibt.

8.6 Die flächenbezogene Eisvolumensumme

Um die 'Stärke' eines Eiswinters im deutschen Küstengebiet einordnen und mit anderen Wintern vergleichen zu können, definieren Büdel und Nusser

1947/48 die 'reduzierte Eissumme' (s. Nusser [Nus48]). Sie ergibt sich aus der Anzahl der eisbedeckten Tage "von 20 ausgewählten Beobachtungsstationen, die über das Küstengebiet der britischen Zone gleichmäßig verteilt sind und alle charakteristischen Fahrwasser enthalten" (Zitat s. Nusser [Nus48], p.149). 14 dieser Stationen befinden sich an der Nordseeküste, während die Eisbedeckung an der Ostseeküste durch die Eisverhältnisse an sechs Stationen repräsentiert wird.

Bei gleichmäßigen meteorologischen Verhältnissen wächst die Eisdicke im Winter ungestört und schmilzt im Frühjahr kontinuierlich, wodurch aus der reduzierten Eissumme Rückschlüsse auf die Eisentwicklung möglich sind. Da die meteorologischen Verhältnisse über der Ostsee jedoch in den meisten Wintern eher wechselhaft sind, lässt sich nicht prinzipiell der Eisentwicklungszustand an der Anzahl der eisbedeckten Tage ablesen. In vielen Fällen besteht die Eissaison an der deutschen Ostseeküste nicht aus einer zusammenhängenden Eisperiode, sondern aus mehreren vereinzelt Vereisungszeiten, getrennt durch Tauwetterperioden. Durch starke Winde kann das Küsteneis auf die offene See getrieben oder das Seeeis an die Küste geschwemmt werden, was die Eisbedeckung an den Beobachtungsstationen verändert.

Um ein genaueres Maß für die Stärke des Winters an der deutschen Ostseeküste zu haben, definiert Koslowski daher 1989 die 'flächenbezogene Eisvolumensumme' (s. Koslowski [Kos89]). Sie beinhaltet nicht nur die Information über die Vereisungsdauer, sondern berücksichtigt auch die Eisdicke (ohne Presseis) und den Bedeckungsgrad. Das Produkt aus Eisdicke und Bedeckungsgrad, gemittelt über die Beobachtungsstationen, ergibt das flächenbezogene Eisvolumen. Aufsummiert über die Tage der Eissaison wird so die flächenbezogene Eisvolumensumme berechnet:

$$V_{A\Sigma} := \frac{1}{6} \sum_j \sum_k (A_{ges} \cdot H_{abs})_{j,k} = \frac{1}{6} \sum_j \sum_k (H_{mean})_{j,k}.$$

Dabei ist A_{ges} die Gesamtbedeckung, H_{abs} die absolute Eisdicke, H_{mean} die mittlere Eisdicke, k die Laufzahl der eisbedeckten Tage und j der Summationsindex über die sechs Eisbeobachtungsstationen.

Die Formel macht deutlich, dass es sich nicht wirklich um ein "Volumen" im physikalischen Sinne handelt, sondern um "Volumen pro Fläche". Das flächenbezogene Eisvolumen wird daher in Metern gemessen.

Die Beobachtungsstationen, die "die spezifischen Eisverhältnisse des Küstengebietes ausgewogen erfassen" sollen (Zitat s. Koslowski [Kos89], p.63), stimmen mit den sechs Ostseestationen der reduzierten Eissumme überein. In Tabelle 2 sind die Beobachtungsstationen und die Anzahl ihrer eisbedeckten Tage aufgelistet. Dabei werden sowohl die Ergebnisse des neu vorliegenden Modells als auch des Hiblermodells aufgelistet.

Stationen	Anzahl eisbedeckter Tage	
	Mehrklassenmodell	Hiblermodell
Flensburg, Innenförde	82	58
Schleimünde, Schleswig (bis Kappeln)	86	64
Eckernförde, Bucht und Hafen	79	57
Seegebiet vor Westermarkelsdorf	64	34
Seegebiet vor Marienleuchte	62	40
Travemünde - Lübeck	84	67
reduzierte Eissumme (Mittelwert)	76 1/6	53 1/3

Tabelle 2: Die reduzierte Eissumme

Mit 76 1/6 Tagen liegt die vom neuen Modell berechnete reduzierte Eissumme nur knapp unter den 83 Tagen, die die Beobachtungen ergeben haben (s. Seite 110). Das derzeit benutzte Modell mit einer hiblerschen Rheologie weist im Vergleich dazu eine sehr viel geringere Vereisungsdauer auf. Um die Stärke des Winters durch die modellberechnete reduzierte Eissumme einordnen zu können, müssten allerdings Vergleichswerte aus Modellberechnungen anderer Winter vorliegen.

In Abbildung 76 wird das flächenbezogene Eisvolumen über die Zeit aufgetragen. Die obere Grafik zeigt die Darstellung der beobachteten Daten. In der Mitte sind die Ergebnisse des neuen Modells veranschaulicht. Die Vergleichswerte aus dem Hiblermodell sind in der unteren Grafik beschrieben. Für das neue Modell wurde nach Definition die mittlere Eisdicke H_{mean} benutzt, wohingegen die hiblersche Eisdicke Press- und Schereis enthält (s. Seite 173).

Auf den ersten Blick fällt auf, dass die Modelle sehr viel weniger Eis simulieren als gemessen wurde. Die erste große Eisperiode vom 15.12.1995 bis 20.1.1996 entfällt in beiden Modellen fast vollständig.

Flächenbezogenes Eisvolumen in m

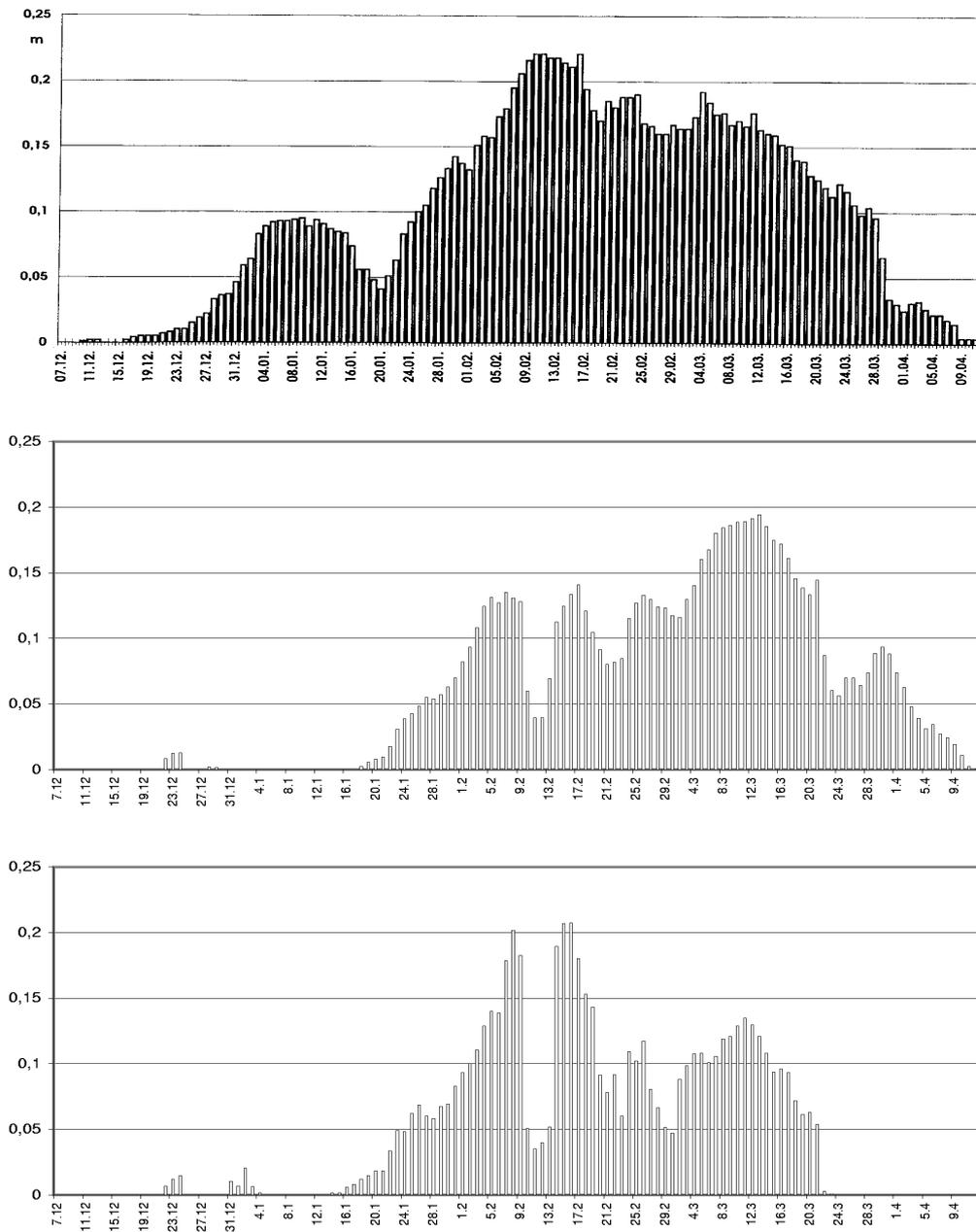


Abbildung 76: Das flächenbezogene Eisvolumen
Beobachtungen (oben), neues Modell (Mitte) und Hiblermodell (unten)

Lufttemperatur in °Celsius

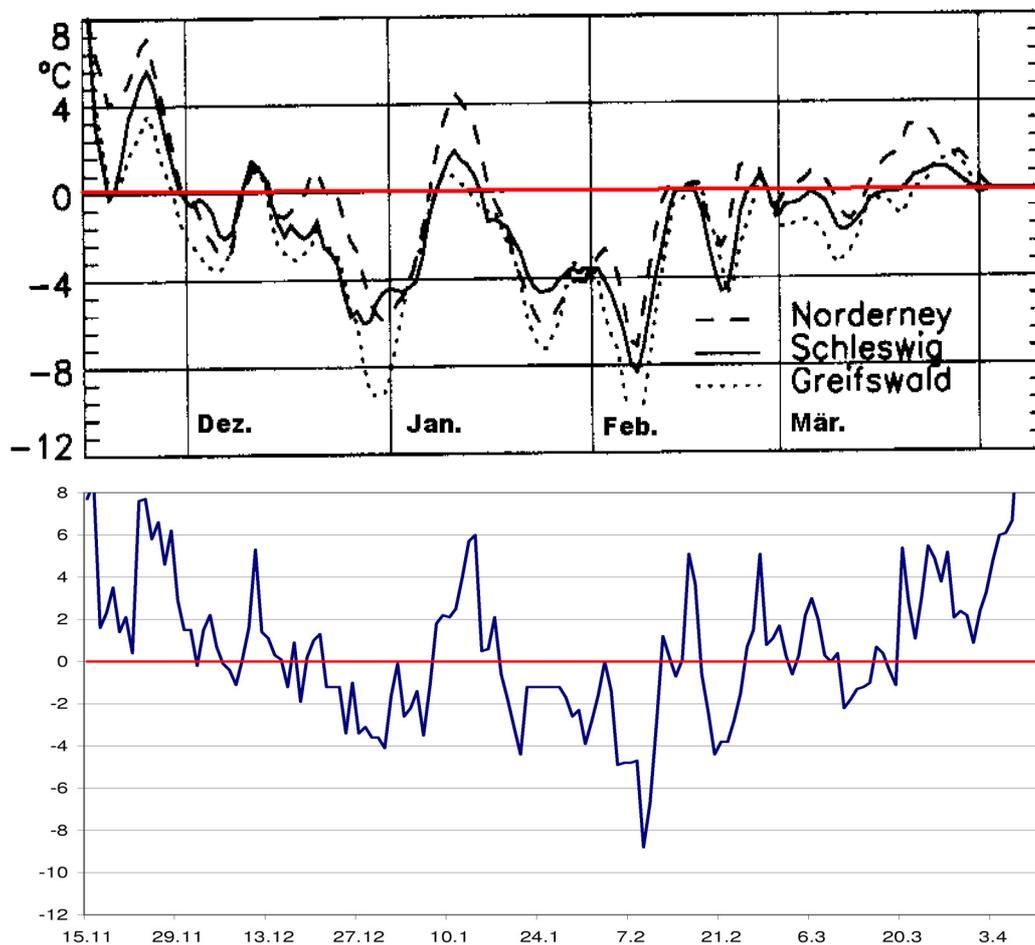


Abbildung 77: Temperaturkurven der Beobachtungsstation Schleswig Beobachtungen (oben) und meteorologisches Modell (unten) im Vergleich. (Quelle s. Strübing [Str96])

Eine Erklärung für dieses Verhalten bietet eine Untersuchung der eingegangenen meteorologischen Daten der DWD-Modelle (vgl. Kapitel 6.2). Abbildung 77 zeigt den Vergleich der gemessenen und simulierten Lufttemperatur in Schleswig. Die Darstellung der gemessenen Daten zeigt schon für den gesamten Dezember negative Temperaturen von -2° bis -6° Celsius, mit einer kurzen Ausnahme am Ende des ersten Quartals. Im Gegensatz dazu

ist der Durchschnitt der modellierten Temperaturen in den ersten beiden Quartalen deutlich positiv, ca. bei 1° Celsius. Erst am 22.12.1995 fällt auch die simulierte Temperatur unter die Nulllinie, mit ungefähren -3° Celsius im Schnitt der ersten Frostperiode - gut der Hälfte der gemessenen Temperatur. Am Ende dieser Zeit, um den 10.1.1996 herum, steigt die gemessene Temperaturkurve auf maximale 2° Celsius über Null - wohingegen das meteorologische Modell für die gesamte Dekade positive Temperaturwerte bis zu 6° Celsius errechnet hat. Beendet wird der Januar durch eine zweite Kälteperiode, die im Modell mit durchschnittlich etwa -1° Celsius gute 3° über den gemessenen Werten liegt. Der Februar ist geprägt durch zwei plötzliche Minima, für die gemessene und simulierte Werte gut übereinstimmen. Die wärmeren Zeiten zwischen und nach diesen Minima bleiben jedoch in den Messreihen um den Nullpunkt, während das Modell Tauwetter um die 5° prognostiziert. Auch im März pendelt die gemessene Temperatur ungefähr um die Gefriergrenze, durchschnittlich 2° Celsius unterhalb der Prognosewerte.

Da die Modelle nur von den meteorologischen Daten angetrieben werden, ist ein deutlich geringeres Eisvolumen plausibel und nicht auf die Physik der Eismodelle zurückzuführen.

Eine weitere Auffälligkeit im Vergleich der Eisvolumen-Grafiken in Abbildung 76 ist das plötzliche Minimum, welches beide Modelle in der Zeit um den 9./10.2.1996 aufweisen. In dieser Zeit besitzt die Kurve der gemessenen Werte ihr absolutes Maximum. Die Minima treten in beiden Modellen vollständig parallel auf. Beide Modelle besitzen unterschiedliche mechanische Eiskomponenten - aber die gleichen meteorologischen Antriebsdaten. Eine falsche Temperaturprognose ist hier nicht die Fehlerquelle, denn auch die simulierte Temperatur besitzt in diesem Zeitintervall ihr absolutes Minimum.

Ein Blick auf eine Folge von Bildern, die den modellierten Bedeckungsgrad wiedergeben, bringt Aufklärung. Ein starker Nord-West Wind hat die Eisdecke in den Förden und Buchten nach Norden getrieben und Gebiete offenen Wassers erzeugt (s. Abbildung 78 bis 80). Die meteorologischen Windprognosen bestätigen das Vorkommen dieses starken Windes (s. Abbildung 81). Leider liegen keine gemessenen Daten für die Windverhältnisse zu dieser Zeit vor, so dass kein Vergleich möglich ist. Für die Diskrepanz zwischen gemessenen und modellierten Daten kann es daher zwei Ursachen geben:

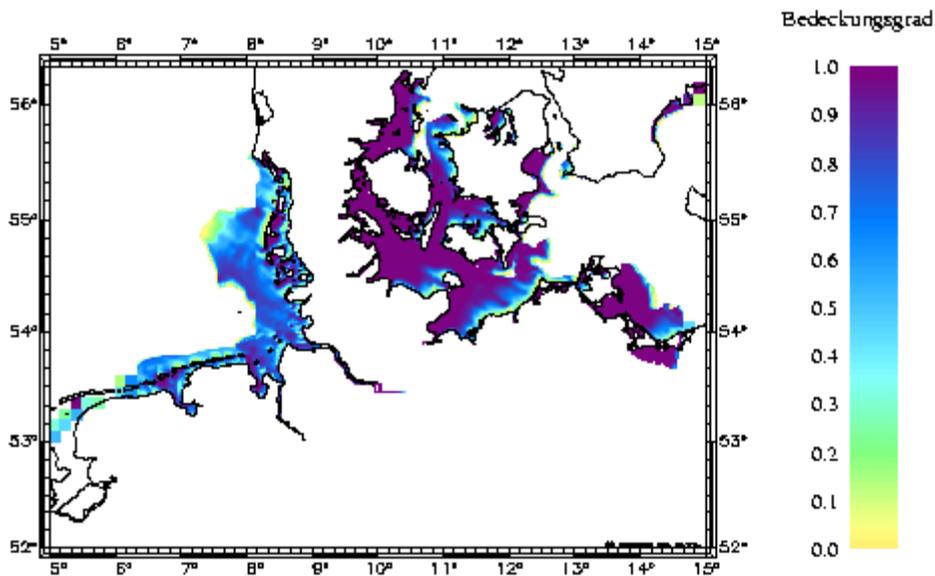


Abbildung 78: Eisbedeckungsgrad am 9. Februar 1996

Es kann einerseits sein, dass die beobachteten Windverhältnisse nicht mit den meteorologischen Modelldaten übereinstimmen. Daher erfährt die gemessene Eisbedeckung durch den gemessenen Wind nicht die Verschiebung, die im Modell beobachtet wird.

Andererseits ist es ein Problem der meisten Eismodelle, dass Eis an den Küsten leichter abgetrieben wird, als es der Realität entspricht. Küstenfesteis wird in vielen Eismodellen - so auch in den beiden Vergleichsmodellen - nicht dargestellt. Vorschläge zur Verbesserung dieses Problems werden in Kapitel 9 beschrieben.

Wahrscheinlich ist, dass hier beide Effekte gemeinsam vorliegen und so in den Modelldaten ein (lokales) Minimum entsteht, wo in den gemessenen Daten ein absolutes Maximum existiert.

Abbildung 82 stellt das akkumulierte flächenbezogene Eisvolumen dar. Ähnlich einer Dichtefunktion werden die Werte des flächenbezogenen Eisvolumens vom ersten Tag der Eissaison an aufsummiert, d.h. für den n-ten Tag der Eissaison ist das

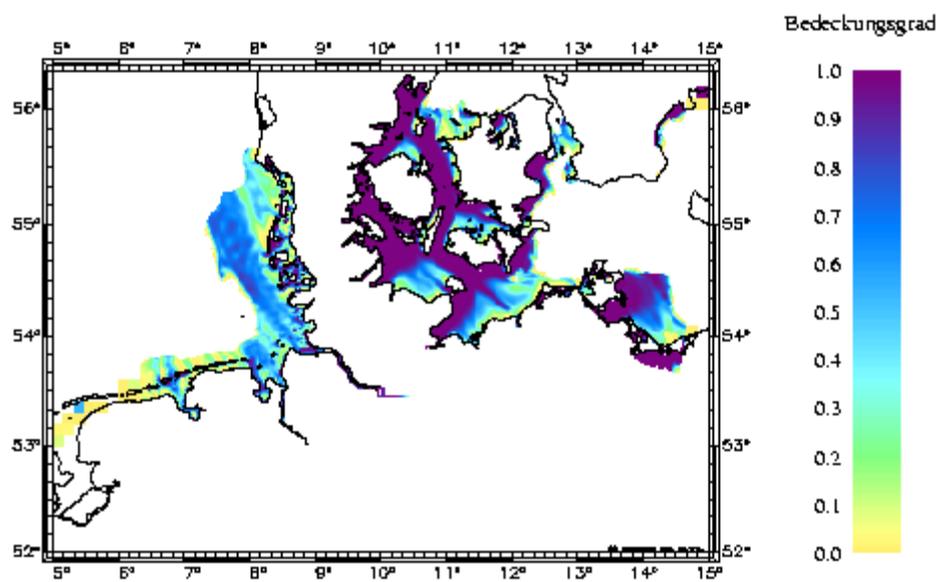
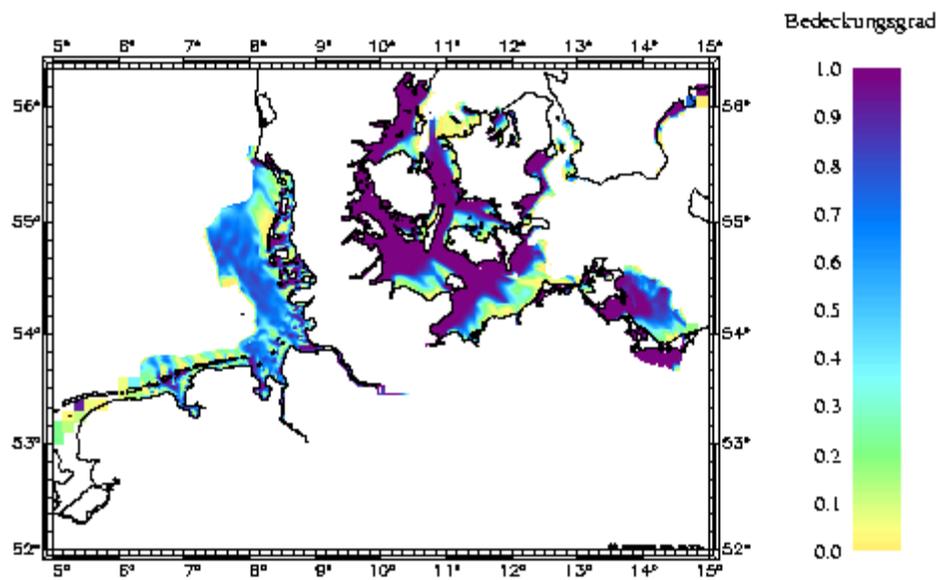


Abbildung 79: Eisbedeckungsgrad am 10. und 11. Februar 1996

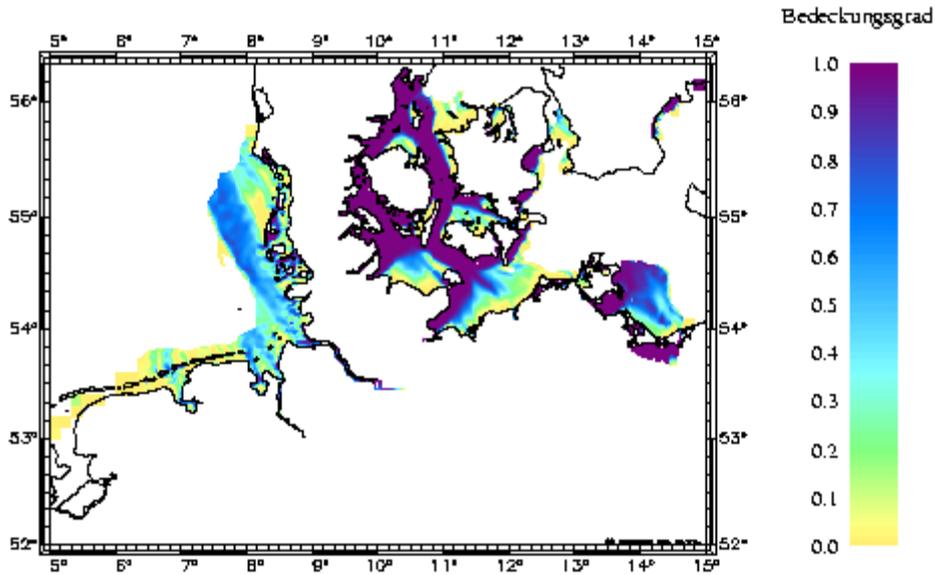


Abbildung 80: Eisbedeckungsgrad am 12. Februar 1996

$$\text{akk. fl. Eisvolumen } (n) := \sum_{\text{Tag}=1}^n \left(\frac{1}{6} \sum_{j=1}^6 (A_{ges} \cdot H_{abs})_j \right),$$

wobei der Laufindex j wiederum die sechs Beobachtungsstationen durchläuft. Offensichtlich ist das akkumulierte flächenbezogene Eisvolumen eine monoton, aber nicht streng monoton steigende Funktion. Das Maximum der Funktion, welches zum Ende der Eissaison angenommen wird, ist die flächenbezogene Eisvolumensumme. Gemessen wurden 12,8 m Eisvolumensumme. Demgegenüber stehen 8,2 m modellierte flächenbezogene Eisvolumensumme aus dem Mehrklassenmodell und 6,2 m aus dem Hiblermodell. In Anbetracht der Diskrepanz zwischen gemessener und simulierter Lufttemperatur ist eine derartige Abweichung verständlich.

Es sei an dieser Stelle noch einmal daran erinnert, dass für die Definition des flächenbezogenen Eisvolumens, des akkumulierten flächenbezogenen Eisvolumens und der flächenbezogenen Eisvolumensumme die mittlere Dicke des Eises ohne Presseis verwendet wird. Koslowski schreibt dazu: "Für diese

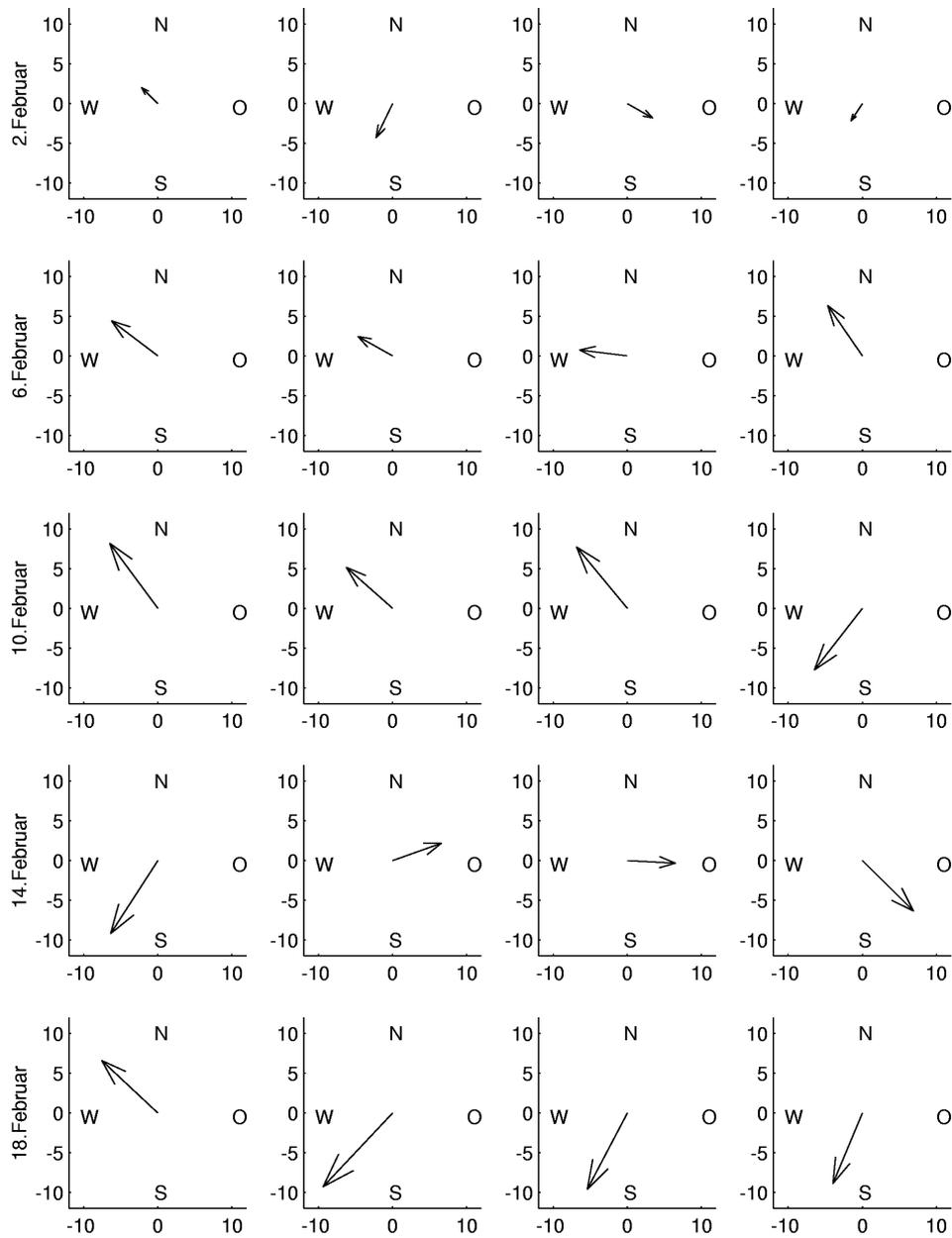


Abbildung 81: Windverhältnisse an der deutschen Küste im Februar
 Dargestellt sind die Windrichtungen und -stärken in m/sec als Durchschnitt aller sechs Beobachtungsstationen für jeden Tag vom 2. bis 21. Februar 1996.

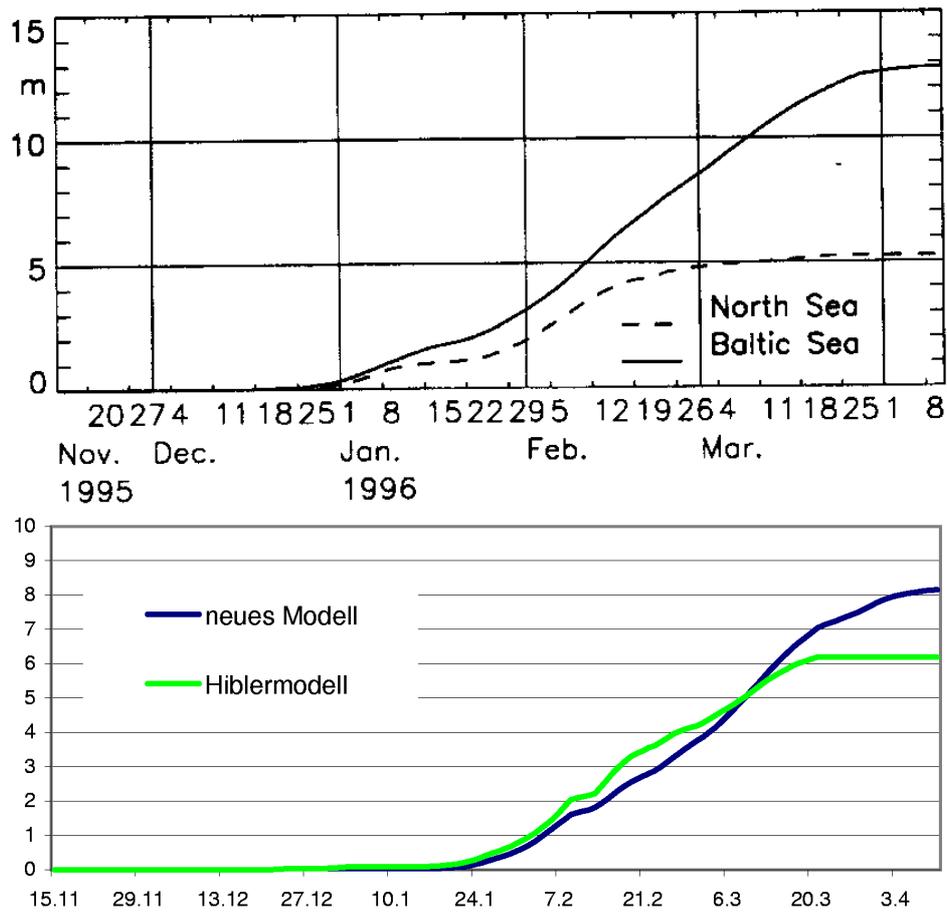


Abbildung 82: Die flächenbezogene Eisvolumensumme Beobachtungen (oben), neues Modell und Hiblermodell (unten) im Vergleich

Untersuchung ist es sinnvoll, sich auf die Betrachtung der Dicke des ebenen, annähernd homogenen Eises zu beschränken, das durch das Gefrieren des unter dem Eis befindlichen Wassers entsteht. Das infolge äußerer Krafteinwirkung (z.B. durch Wind) entstandene deformierte Eis - auf- und untergeschobenes Eis, kompaktes oder aufgepreßtes Eis - kann für die Eisdickenbetrachtung nur dann herangezogen werden, wenn die Dicke der an dem Deformationsprozeß beteiligten ebenen Eisstücke beobachtet wurde (Zitat s. Koslowski [Kos89], p.64). Dies bedeutet, dass in den vergleichenden

Berechnungen und Grafiken der beobachteten Daten und der Daten des neuen Modells das Eisvolumen des aufgedrückten oder gescherten und zusammengeschobenen Eises fehlt, wohingegen die Daten des Hiblermodells diese beinhalten. Hier wäre also korrekterweise noch eine (unbekannte) Größe abzuziehen, was die Diskrepanz zwischen Beobachtung und Hiblermodell, aber auch die Differenz zwischen Mehrklassen- und Hiblermodell noch verstärken würde. Leider liegen keine Beobachtungsdaten für eine zur Eisvolumensumme analogen Größe mit Presseis vor. Für das neue Eismodell sind die Datenreihen für flächenbezogenes Eisvolumen, akkumuliertes flächenbezogenes Eisvolumen und flächenbezogene Eisvolumensumme gegeben. Die flächenbezogene Eisvolumensumme ist dabei mit 16,8 m relativ hoch. Allerdings haben sehr starke Deformationsprozesse an der deutschen Ostseeküste stattgefunden. Ohne Vergleichswerte ist diese Größe jedoch nicht einzuordnen oder zu bewerten.

8.7 Aufgedrücktes Eis

Das hier vorliegende neue Mehrklassenmodell simuliert neben der Eisdickenverteilung und den Eisanteilen auch das aufgedrückte Eis. Darunter ist nicht nur die äquivalente Eisdicke, sondern auch die Verteilung von Presseis- und Scherrücken zu verstehen.

Ein Vergleich der Daten mit anderen Modelldaten ist nicht möglich, da nach Wissen der Autorin kein weiteres Modell existiert, welches aufgedrücktes Eis simuliert.

Die Darstellung in den Eisübersichtskarten erfolgt über schwarze Dreiecke, die Ort und Menge (wenig, einige, viele) der Eisrücken angeben, nicht jedoch die Größe.

Um eine Vergleichsmöglichkeit für die in diesem Modell berechneten Daten zu bekommen, wird daher auf Veröffentlichungen von Messungen und statistischen Auswertungen zurückgegriffen.

Äquivalente Eisdicke

Gemittelt aus 16 Jahren (1963 - 1979) präsentiert der Klimatologische Eisatlas die Eisrückenhäufigkeit und die Wahrscheinlichkeit für aufgedrücktes Eis unter der Bedingung, dass Eis vorhanden ist (s. Klimatologischer Eisatlas [Cli82] und vgl. Kapitel 4.2 auf Seite 69). P. Kankaanpää berechnet daraus die äquivalente Eisdicke (s. Kankaanpää [Kan97]). Für drei Punkte in der nördlichen Ostsee, einen im Finnischen Meerbusen ("Ost") und je einen

im nördlichen und südlichen Bottnischen Meerbusen ("Nord" und "Mitte"), wird die saisonale Entwicklung der äquivalenten Eisdicke in Abbildung 83 dargestellt. Dabei entsprechen die Punkte den ausgewählten Standorten, die in Abbildung 64 veranschaulicht sind. Um eine Vergleichsmöglichkeit zu haben, wurden in dieser Arbeit die repräsentativen Punkte aus der Arbeit von P. Kankaanpää übernommen und um einen Punkt in der südlichen Ostsee ergänzt.

Äquivalente Eisdicke in cm

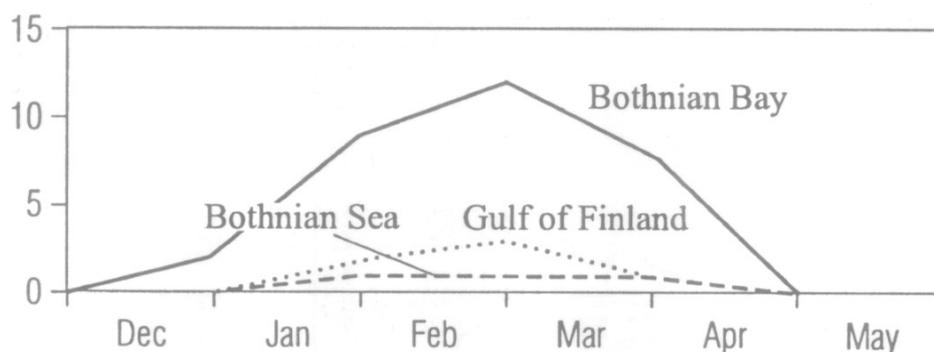


Abbildung 83: Saisonale Entwicklung der äquivalenten Eisdicke nach Kankaanpää (Quelle s. Kankaanpää [Kan97])

Die Abbildung 83 zeigt eine große Differenz zwischen den verschiedenen Becken. Während im nördlichen Bottnischen Meerbusen die äquivalente Eisdicke bis ca 12 cm angenommen wird, erscheinen die gleichen Daten für den Finnischen Meerbusen (maximal 4 cm) und den südlichen Bottnischen Meerbusen (maximal 1 bis 2 cm) dagegen verschwindend gering. Es ist zu bedenken, dass dies die gemittelten Werte aus 16 Jahren sind, die sowohl milde als auch stärkere Winter enthalten. Kankaanpää schreibt dazu: "*Wind is the main factor of the ice ridge forming.*"²⁰ (Zitat Kankaanpää [Kan97], p.156). Als vorherrschende Windrichtung gibt sie Südwest für den Punkt Nord an. Südwinde prägen vor allem im Frühjahr die Eisrückenbedeckung am Punkt Mitte. Und West- bis Südwestwinde herrschen im Finnischen Meerbusen am Punkt Ost vor.

²⁰Übers. d. Verf.: "Wind ist der Hauptfaktor bei der Eisrückenbildung"

Der Winter 1995/96, der im neuen Modell simuliert wurde, war ein sehr starker Winter. Ein Vergleich der Abbildung 83 mit den Werten des neuen Mehrklassenmodells (Abbildung 84) muss daher mit Vorsicht erfolgen.

äquivalente Eisdicke in m

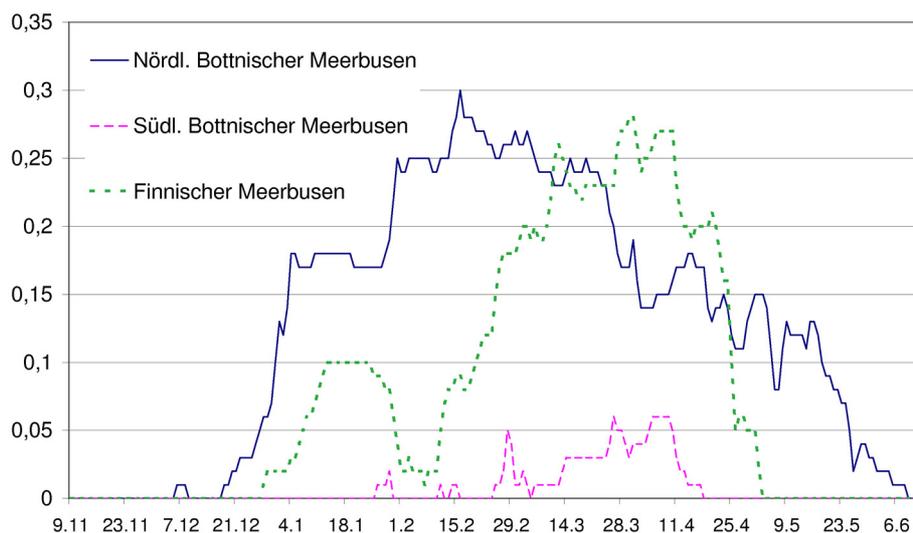


Abbildung 84: Entwicklung der äquivalenten Eisdicke im Mehrklassenmodell

Auffällig ist, dass im Modell etwa doppelt soviel Presseis simuliert wurde, wie in den Eisübersichtskarten in 16 Jahren durchschnittlich gemessen wurde. Dies ist durch die Stärke des Winters zu erklären und daher nicht weiter verwunderlich. Während die Kurven für den Bottnischen Meerbusen ansonsten mit den Daten aus der Arbeit von Kankaanpää vergleichbar sind, ist weiter zu bemerken, dass die Kurven der äquivalenten Eisdicke im Finnischen Meerbusen auch mit dem Faktor zwei weit auseinander divergieren. Ein Einschnitt Anfang Februar in den Modelldaten, in dem vergleichsweise wenig Presseis simuliert wurde, ist mit einem Blick auf die Windkarten zu erklären. Diese zeigen vom 21. Januar bis 8. Februar Nordwinde, die zumeist schwach sind, um den Monatswechsel jedoch an Stärke zunehmen. Da der Punkt "Ost" an der Nordküste des Finnischen Meerbusens liegt, ist es sehr wahrscheinlich, dass diese Winde die Eisdecke nach Süden verdriftet haben und somit für eine geringe äquivalente Eisdicke am untersuchten Punkt gesorgt haben.

Im März wachsen die simulierten Werte jedoch stark an, überschreiten am 24. März sogar die Werte für den nördlichen Bottnischen Meerbusen, dessen Kurve zu der Zeit schon fällt, und führen zu einem Maximum in der ersten Aprildekade.

Ein Grund für die Diskrepanz zwischen den Abbildungen 83 und 84 liegt in der Formel für die äquivalente Eisdicke begründet, die der Eisdienst benutzt. Diese enthält auch die Häufigkeit, mit der aufgedrücktes Eis auftritt (s. Gleichung 4.51 und vgl. Abbildung 85). Im Finnischen Meerbusen ist diese Häufigkeit geringer als im nördlichen Bottnischen Meerbusen. Dies bedeutet, dass an einem Ort, an dem beispielsweise statistisch nur in jedem sechsten Jahr Presseis auftritt, die durchschnittliche äquivalente Eisdicke ein Sechstel der tatsächlichen Dicke beträgt. Im Vergleich zu einem Winter, der tatsächlich an den untersuchten Punkten aufgedrücktes Eis besitzt, können diese Durchschnittsdaten nur geringer ausfallen.

Häufigkeit in %

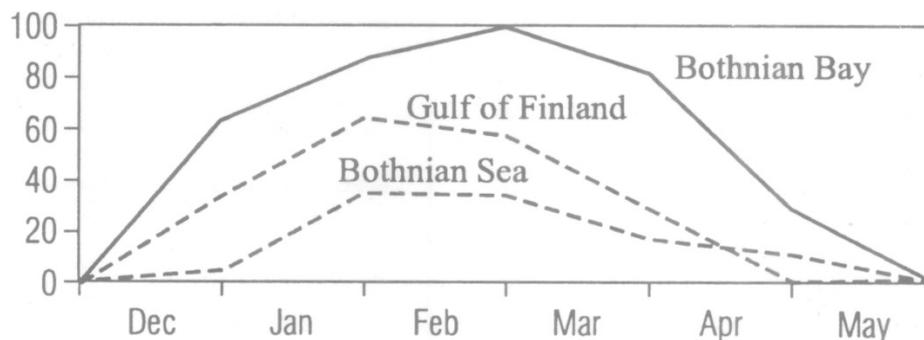


Abbildung 85: Wahrscheinlichkeit von Presseisvorkommen nach Kankaanpää (Quelle s. Kankaanpää [Kan97])

Das letzte Vorkommen aufgedrückten Eises in der betrachteten Eissaison in den Eisübersichtskarten ist für den Punkt "Ost" am 15. April zu beobachten und soll als Vergleichsbeispiel dienen.

Zwei Dreiecke in der Eiskarte repräsentieren ein mittleres Presseisvorkommen und gehen damit als Faktor $1/2$ in die Berechnung ein. Die Eisdicke wird mit 20 bis 60 cm angegeben. Die Häufigkeit muss in diesem Fall natürlich mit

100 % berücksichtigt werden, da es sich nur um ein Testjahr handelt. Durch Multiplikation ergibt sich die äquivalente Eisdicke von 10 bis 30 cm. Die Simulation hat eine äquivalente Eisdicke von 19 cm berechnet. Die durchschnittliche Presseisdicke nach Kankaanpää liegt bei ca. 1/2 cm, darin ist allerdings eine Häufigkeit von ungefähr 14 % einberechnet.

Dieses zeigt, dass die simulierten und die beobachteten Werte für den Testwinter nicht stark voneinander abweichen. Im Vergleich zu den gemittelten Werten weichen die Modelldaten zwar stark ab, dies ist jedoch vor allem eine Folge des extremen Winters. Aufgepresstes Eis an der Ostküste des Finnischen Meerbusens ist auf den Eisübersichtskarten noch bis zum 8. Mai eingezeichnet.

Im Folgenden wird gezeigt, dass es nicht realistisch ist, Daten der äquivalenten Eisdicke aus verschiedenen Jahren zu vergleichen. Weder die Verteilung der äquivalenten Eisdicke auf die fünf Gebiete, noch die Entwicklung zu bestimmten Zeitpunkten der Saison sind jährlich gleich. Dies zeigt erneut, wie stark die Bildung aufgepressten Eises vom Wind abhängt.

Die simulierten Daten werden mit den gemessenen Daten von Lewis et al. verglichen (s. Lewis et al. [Lew93]). Lewis beschreibt die Verteilung von Presseisrücken und Brucheis anhand von fünf Teilgebieten des nördlichen Bottnischen Meerbusens,

- I. dem Nordbecken (in den Grafiken blau dargestellt),
- II. der Westlichen Küstenzone (in den Grafiken lila dargestellt),
- III. der Scherzone (in den Grafiken rot dargestellt),
- IV. dem Zentralen Becken (in den Grafiken grün dargestellt) und
- V. dem Südbecken (in den Grafiken gelb dargestellt).

Diese werden in Abbildung 19 auf Seite 69 präsentiert. Die Küsten, vor allem die nördlichen Küstenstreifen, die im Allgemeinen mit Festeis bedeckt sind, sind aus der Gebietseinteilung ausgenommen.

Abbildung 86 zeigt die Modelldaten für die saisonale Entwicklung der äquivalenten Eisdicke aller fünf Gebiete. Dafür wurden die Daten aller Zellen eines Gebietes berechnet und gemittelt.

Es ist deutlich zu beobachten, dass der zeitliche Verlauf von der Ost - West - Lage eines Gebietes abhängt. Beide im Osten liegenden Gebiete, Gebiet IV

und Gebiet V, besitzen nahezu parallel verlaufende Kurven (grüner und gelber Graph). Ihr Maximum befindet sich früh in der Saison um den 1. Februar herum, gefolgt von einer Zeit mit geringer äquivalenter Eisdicke und einem zweiten lokalen Maximum in der ersten Aprilhälfte. Das Zentrale Becken, Gebiet IV, besitzt dabei eine fast doppelt so große äquivalente Eisdicke, wie das südliche Becken, Gebiet V.

Äquivalente Eisdicke in m

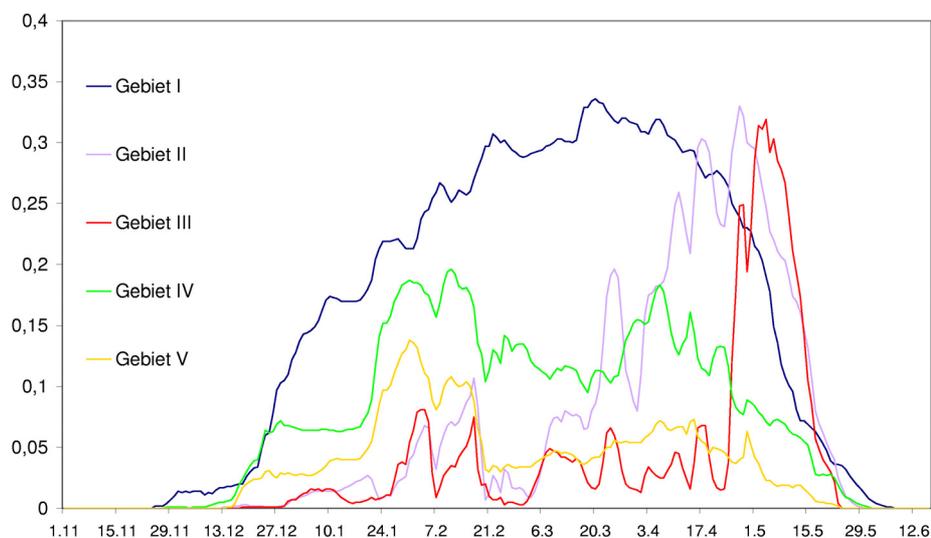


Abbildung 86: Modelldaten der äquivalenten Eisdicke im Bottnischen Meerbusen

Das nördliche Becken, Gebiet I, blau dargestellt, welches sich von der West- bis an die Ostküste erstreckt, besitzt ein einziges Maximum Ende März. An der Westseite des nördlichen Bottnischen Meerbusens liegen die Gebiete II und III, die westliche Küstenzone und die Scherzone, welche durch eine rote und eine lila Kurve repräsentiert werden. In beiden Gebieten beginnt erst zum Jahreswechsel die Bildung von aufgedrücktem Eis, ca. einen Monat später als im nördlichen Becken. Parallel zu den östlichen Becken ist gegen Ende Februar / Anfang März ein Rückgang der äquivalenten Eisdicke zu beobachten. Maximale Werte für diese Gebiete werden erst Ende April / Anfang Mai angenommen, wenn in allen anderen Regionen schon die Schmelze des aufgedrückten Eises begonnen hat.

Ein Blick auf die Winddaten des meteorologischen Modells für den Punkt "Nord" zeigt, dass im Dezember westliche Winde vorherrschen. Der Januar beginnt mit viel Südwind, erst in der zweiten Monatshälfte setzt sich der Westwind erneut durch und hält bis zur zweiten Februardekade an. Diese Entwicklung deckt sich mit den Daten der Presseisbildung. Der Monat endet mit starken Südwinden. Der März ist unbeständig, es treten jedoch häufiger Winde aus östlicher Richtung auf. Auch im April sind die Winde meist schwach aus unterschiedlicher Richtung, Mitte des Monats wird der Wind aus Richtung Ostsüdost kurzfristig etwas stärker, flaut dann jedoch wieder ab, so dass auch im Mai vor allem schwache Winde aus Richtung Nord verzeichnet sind.

Insgesamt trifft diese Beschreibung die Darstellung der zeitlichen Entwicklung des aufgepressten Eises recht gut. Sie erklärt jedoch nicht die Höhen der Maxima, die zum Ende der Saison in den westlichen Gebieten auftreten. Die Windstärken sind größtenteils geringer als im Januar und die mittlere Eisdicke ist ebenfalls kleiner, trotzdem fallen die Extrema an der Ostküste weit stärker aus als die an der Westküste. Eine Untersuchung der täglichen Modellaufnahmen der nördlichen Ostsee ergibt, dass die Maxima an der Ostküste durch Druck in diesen Gebieten entstehen, d.h. zusammen geschobene Eisdecken führen zu Bildung von aufgepresstem Eis. Auch die äquivalente Eisdicke im Nordbecken entsteht auf diese Weise. Die Maxima an der Westküste entwickeln sich zum größten Teil durch Eisdrift. Die Masse aufgepressten Eises, die im März zu einem Maximum im Nordbecken geführt hat, ist durch die nördlichen Winde nach Südwesten verdriftet worden. Dies erklärt auch, warum das Maximum der westlichen Küstenzone, Gebiet II, zeitlich vor dem Maximum der Scherzone, Gebiet III, angenommen wird.

Dies zeigt, dass die Verteilung der äquivalenten Eisdicke nicht nur stark vom Wind und der Eisdickenverteilung abhängig ist, sondern auch von der Art des Modells. Da sich aufgepresstes Eis häufig an den Festeiskanten bildet - größtenteils sicher auf bzw. unter der Festeisdecke - wird ein Modell mit einem anderen Festeismodul sicher eine andere zeitliche Entwicklung der äquivalenten Eisdicke darstellen. Ein Modell, welches sensibler auf ablandige Winde reagiert als das hier dargestellte Mehrklassenmodell, zum Beispiel das hibernische Modell (vgl. Kapitel 2.3.3), wird die Verdriftung von Presseis stärker integrieren, während ein Modell, welches Küstenfesteis sehr gut darstellen kann, kleinere Maxima für die Kurven von Gebiet II und Gebiet III besitzen wird.

Um einen Vergleich der äquivalenten Eisdicke in diesen fünf Gebieten mit gemessenen Daten zu haben, wird die durchschnittliche äquivalente Eisdicke aus dem Modell mit den gemessenen Daten von Lewis et al. und den durchschnittlichen Daten des Klimatologischen Eisatlas in Abbildung 87 dargestellt (vgl. Lewis et al. [Lew93] und Kankaanpää [Kan97]).

Auch dieser Vergleich kann nur die Größenordnung der Daten in Beziehung setzen und soll nicht als Validierungsgrundlage für das neue Modell benutzt werden, da Lewis seine Daten im März 1988 gesammelt hat und die Daten des Klimatologischen Atlas aus einer Mittelung von 16 Jahren entstanden sind. Bei dem Vergleich der Modelldaten mit den gemittelten Eisbeobachtungsdaten fällt auf, dass die simulierten Daten in den drei nördlichen Gebieten I, II und IV größer sind als die gemittelten Daten, in den beiden südlichen Gebieten III und V jedoch geringfügig kleiner. Ersteres ist durch den starken Modellwinter zu erklären. Ein Erklärungsversuch für die vergleichsweise schwachen Presseisdricken in den südlichen Gebieten kann der gering ausfallende Ostwindanteil im Norden der Ostsee in diesem Winter sein.

Äquivalente Eisdicke in m

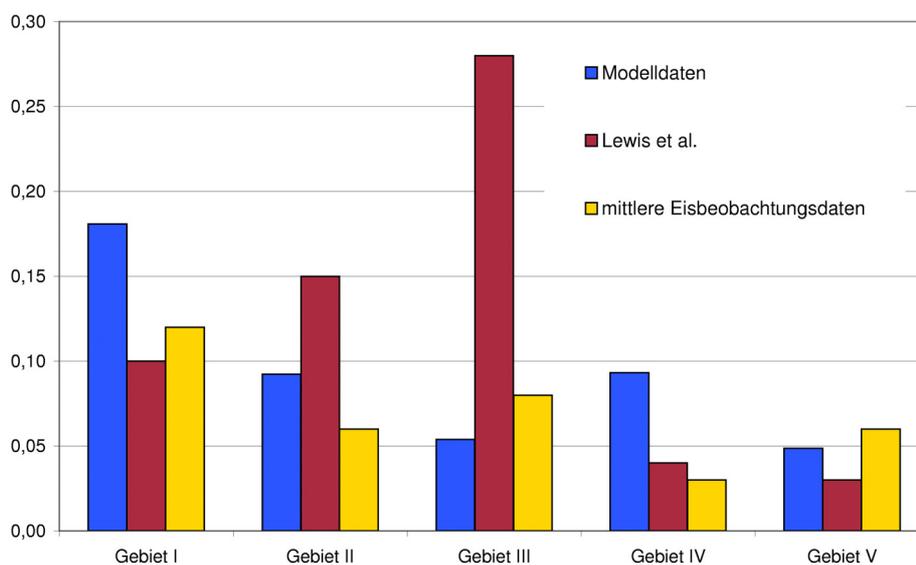


Abbildung 87: Vergleich von simulierter und gemessener Presseisdicke

Im Gegensatz zum harten Winter 1995/96 war der Winter 1987/88 eher mild. ”The ice season 1987/88 was mild for the Baltic Sea²¹” (Zitat s. Lewis et al. [Lew93], p.128). Trotzdem erzeugt das Modell an der westlichen Küste (Gebiet II und Gebiet III) in diesem starken Winter sehr viel weniger aufgepresstes Eis als Lewis in einem schwachen Winter gemessen hat. Da die extreme Presseisbedeckung dieser Gebiete auch von den statistischen Daten des Klimatologischen Atlas nicht widergespiegelt wird, ist anzunehmen, dass es sich bei den großen Werten von Lewis et al. um spezifische meteorologische Verhältnisse der Eissaison 1987/88 handelt.

Äquivalente Eisdicke in m

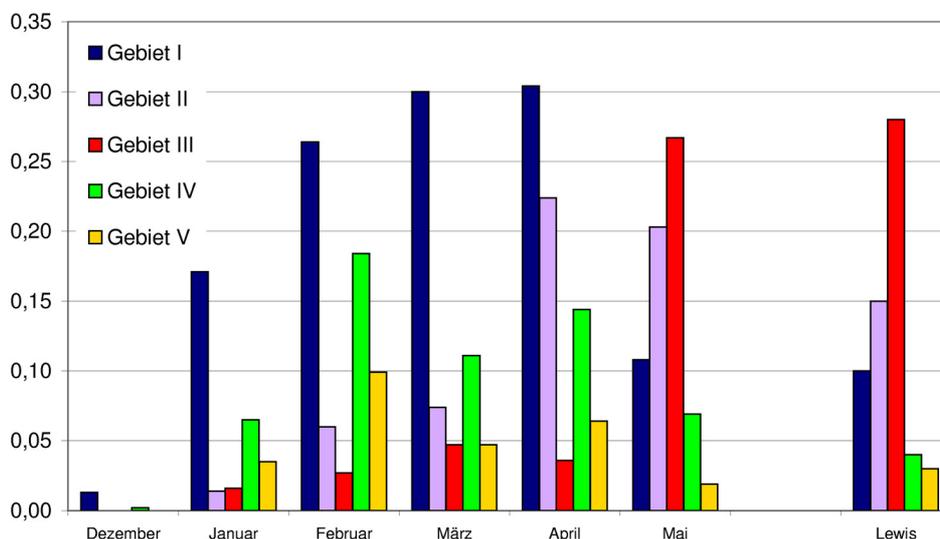


Abbildung 88: Vergleich der monatlichen Verteilung von äquivalenter Eisdicke (Weitere Erläuterungen im Text)

Ein weiterer Erklärungsversuch für die Verteilung der Presseisvorkommen nach Lewis ist die Tatsache, dass Lewis’ gemessene Daten eine Momentaufnahme der Eisverhältnisse darstellen, während die Modelldaten über die Eissaison und die statistischen Daten über 16 Märzmonate gemittelt wurden. Abbildung 88 zeigt die Verteilung von äquivalenter Eisdicke in allen Gebieten, wie sie vom Modell an einem Tag des Monats (jeweils der 9. des

²¹Übers. d. Verf.: ”Die Eissaison 1987/88 war mild für die Ostsee.”

Monats) simuliert wurden. Damit wird auch hier eine Momentaufnahme dargestellt. Der Vergleich in der Abbildung 88 zeigt, dass sowohl die von Lewis gemessenen Daten als auch die vom Modell erzeugten Werte eine vernünftige Größenordnung besitzen. Schon Kankaanpää hat beschrieben, dass die Verteilung des aufgedrückt Eises in erster Linie von den Windverhältnissen abhängt, und das ist auch in diesem Kapitel klar geworden. Weniger abhängig ist die Verteilung von dem Zeitpunkt innerhalb der Saison. Dies macht der Vergleich in Abbildung 88 deutlich: Während die Modelldaten vom März keinerlei Ähnlichkeit mit den von Lewis gemessenen Daten aufweisen, stimmen die Daten vom Mai fast mit den Messwerten überein - was jedoch als Zufall anzusehen ist.

Eisrücken

Das Modell unterscheidet sowohl zwischen Presseis- und Scherrücken als auch zwischen kleinen, mittleren und großen Eisrücken. Daher ist es möglich, die Eisrückenverteilung an jedem Ort zu jeder Zeit zu simulieren.

Abbildung 89 zeigt die saisonale Verteilung der Presseisrücken für die fünf Gebiete des nördlichen Bottnischen Meerbusens (s. Abbildung 19 und vgl. Seite 180), Abbildung 90 stellt entsprechend die Scherrücken dar. Da im Modell keine großen Scherrücken gebildet wurden, entfällt die Grafik dafür. Es wird erneut darauf verwiesen, dass hier und in den folgenden Darstellungen nicht die absolute Anzahl der Eisrücken, sondern die Anzahl pro Fläche (einer Zelle im numerischen Sinne) dargestellt ist.

Bei der Verteilung der Presseisrücken fällt auf, dass alle Kurven einen ähnlichen Verlauf haben. Die Anzahlen steigen - mehr oder minder - gleichmäßig mit einer leichten Steigung; die Kurven besitzen ihr jeweiliges Maximum etwa Mitte April und fallen danach relativ steil ab.

Dieses Muster wiederholt sich in der Darstellung der kleinen Scherrücken. Bei den mittelgroßen Scherrücken ist es nicht so stark ausgeprägt, und die östlichen Regionen, die Gebiete IV und V, passen gar nicht mehr in dieses Schema.

Vor allem im Vergleich der Kurven mit der Abbildung 86 erstaunt dieser Verlauf. Für die westliche Küstenzone und die Scherzone, Gebiet II und Gebiet III, ist verständlich, dass eine maximale Anzahl von Eisrücken aller Art Ende April zu einer maximalen äquivalenten Eisdicke führt. Für das zentrale und das südliche Becken, Gebiet IV und Gebiet V, jedoch wird das Maximum der äquivalenten Eisdicke Anfang Februar angenommen.

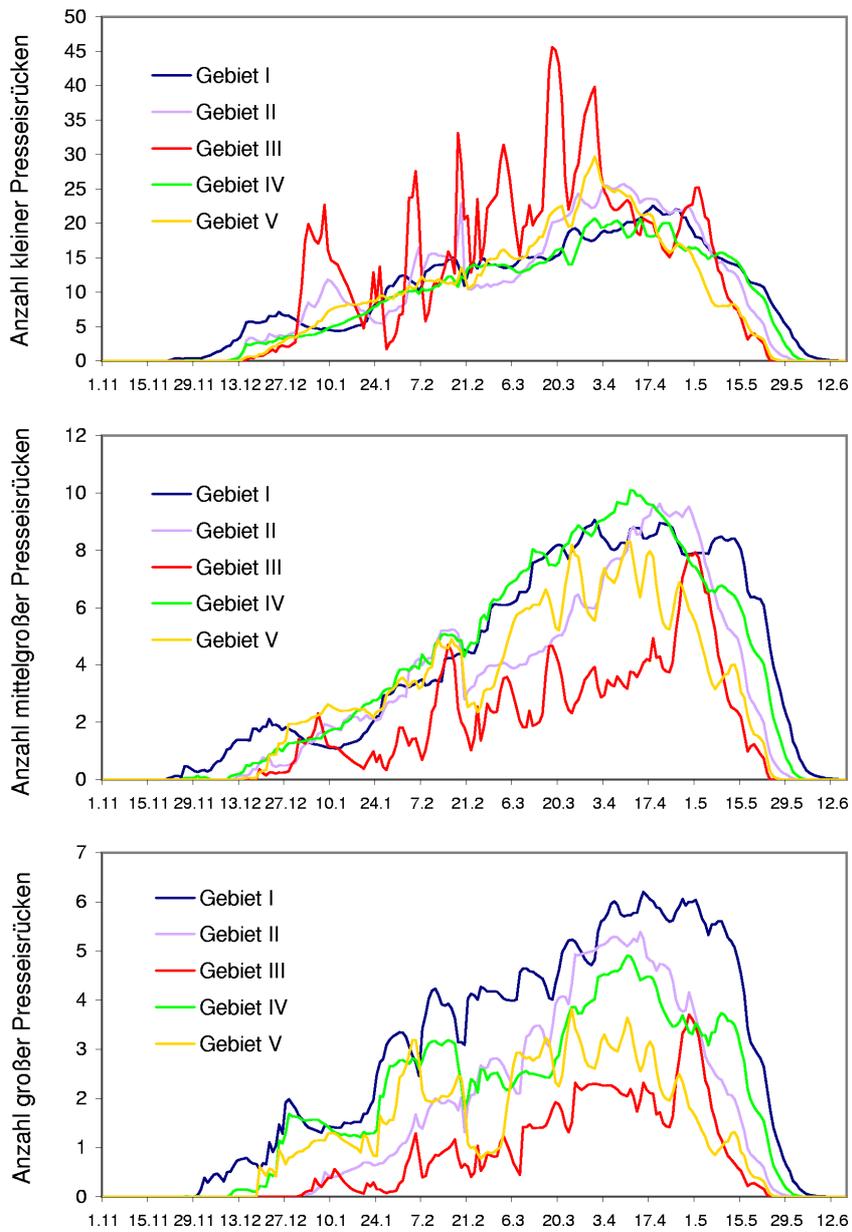


Abbildung 89: Zeitliche Entwicklung der Anzahl von Presseisrückten, Modelldaten

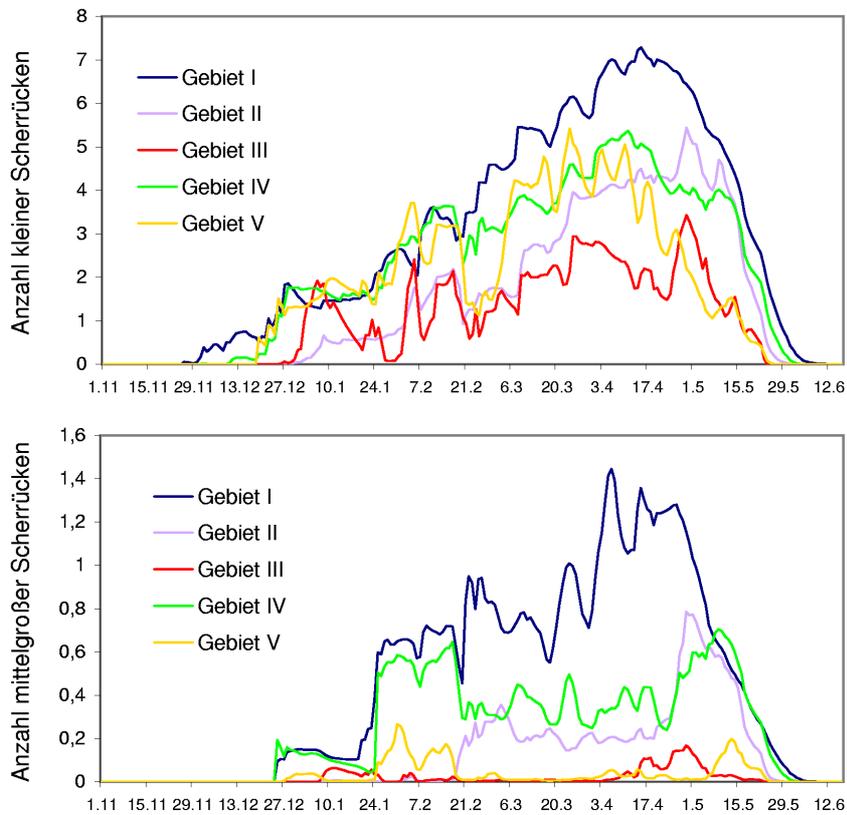


Abbildung 90: Zeitliche Entwicklung der Anzahl von Scherrücken, Modelldaten

Für diese Differenz gibt es zwei mögliche Erklärungen. Zum einen kann es sein, dass das Eisvolumen, welches durch die vergleichsweise große Anzahl von Presseis- und Scherrücken im April gebildet wird, geringer ist als das Volumen, welches im Februar durch weniger Eisrücken entsteht. Die zu Jahresbeginn gebildeten Rücken müssen daher größer sein. Da ein Rücken als großer Eisrücken eingestuft wird, wenn das Eisvolumen einer äquivalenten Eisdicke von mehr als 10^{-2}m , also einem Zentimeter, entspricht, wird zwischen normal großen und riesigen Eisrücken nicht unterschieden (vgl. Seite 136). Da die Windstärken zu Jahresbeginn stärker waren (vgl. Seite 181), ist diese Erklärung plausibel.

Zum anderen wird nicht alles aufgespreste Eis zu Presseis- oder Scherrücken umgewandelt. Entsteht während eines konvergenten Vorganges weniger

aufgepresstes Eis als einer äquivalenten Eisdicke von 10^{-4}m entspricht, so wird dieses Eis in der Rückenbildung vernachlässigt (vgl. Seite 136). Werden also im Februar relativ wenige Eisrücken dargestellt, während jedoch viel äquivalente Eisdicke entsteht, so ist es möglich, dass große Mengen an verschwindend kleinen Eisrücken gebildet wurden, die in den Statistiken nicht registriert werden. Die Beobachtungen der meteorologischen Verhältnisse zeigen, dass zu Jahresbeginn Winde aus Süden und Westen vorherrschten (vgl. Seite 181). Daher ist damit zu rechnen, dass an der Westküste selbst Zugspannung, also positive Spannung, im Eis existierte, so dass auch verschwindend kleine Eisrücken nur selten gebildet wurden, was diese Theorie stützen würde.

Eine weitere Auffälligkeit im Vergleich der Kurven ist die starke Sprunghaftigkeit der Graphen des Gebietes III. Diese ist jedoch dadurch zu erklären, dass das Gebiet III im Vergleich zu den anderen Gebieten klein ist. Daher enthält es weniger Zellen im numerischen Sinne. Je kleiner jedoch die Anzahl der Zellen ist, über die gemittelt wird, desto ungleichmäßiger ist die Kurve. Zusätzlich liegt das Gebiet III küstennah und an den Inseln vor Holmsund. Hier werden relativ zu anderen Gebieten viele kleine Presseisrücken gebildet, da nach Süden driftendes Eis hier in einen Engpass gerät. Da die Scherzone zudem sehr schmal ist, werden neu gebildete Rücken bei ablandigem Wind rasch in die umliegenden Gebiete getrieben.

Eisrückenbildung beginnt und endet zeitlich für alle Presseis- und Scherrücken im Gebiet I, dem nördlichen Becken. Dies ist nicht weiter überraschend, da dieses Gebiet als erstes eisbedeckt ist und als letztes eisfrei. Für die kleinen Presseisrücken liegen auf den ersten Blick alle Kurven - bis auf den roten Graph von Gebiet III (s.o.) - eng beieinander, dies ist jedoch auch ein Effekt der Skala, die ungleich größer ist als bei den anderen Abbildungen. Es ist jedoch keine offensichtliche Verteilung von kleinen Presseisrücken zwischen den Gebieten bemerkbar.

Bei den vier übrigen Diagrammen für mittelgroße und große Presseisrücken sowie kleine und mittlere Scherrücken zeigt sich jedoch, mal stärker mal weniger stark, in der ersten Winterhälfte bis ca 21. Februar eine Abhängigkeit von der Ost-West-Lage, in der zweiten Winterhälfte jedoch eine Nord-Süd-Verteilung. Der blaue Graph simuliert die Daten des nördlichen Beckens. Die meisten Eisrücken in allen Klassen werden hier beobachtet. Der grüne Graph zeigt die Werte des zentralen Beckens, welches sich direkt südöstlich

an das Nordbecken anschließt. Die Anzahl der mittelgroßen Presseisrücken überwiegt sogar die Anzahl der Rücken in Gebiet I zeitweise. In der ersten Saisonhälfte verlaufen die grünen Kurven vergleichbar mit den gelben Kurven, die das südliche Becken repräsentieren. In dieser Zeit verlaufen ebenfalls die Graphen der westlichen Gebiete - lila für die westliche Küstenregion und rot für die Scherzone - in einer ähnlichen Form und Größe. In der zweiten Saisonhälfte verlaufen die grünen und lila Kurven nahezu parallel, die Werte der Küstenregion und des zentralen Beckens liegen damit unterhalb der Daten des Nordbeckens, sind jedoch deutlich größer als die Werte, die in den südlichen Gebieten - rot und gelb dargestellt - simuliert wurden. Ein Blick auf die Windverteilung am Punkt "Nord" zeigt eine starke Süd- und Ostwindlage vom 21. bis 28. Februar, die Eis und Eisrücken aus den südlichen Regionen in die Gebiete II und IV verdriftet hat.

Anzahl der Presseisrücken

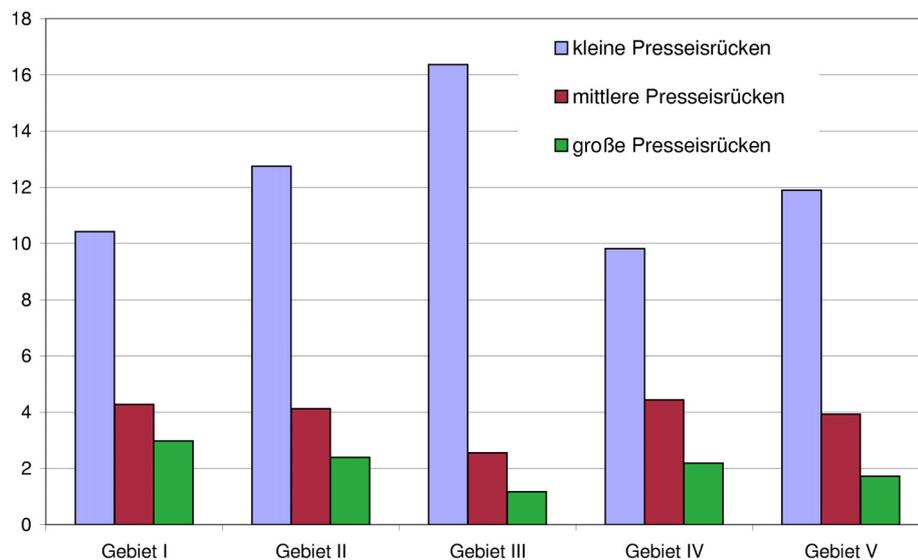


Abbildung 91: Durchschnittliche Verteilung der Presseisrücken, Modelldaten

Um die Verteilung der Eisrücken in den verschiedenen Gebieten vergleichen zu können, werden zusätzlich zu der saisonalen Entwicklung die über den

Eiswinter gemittelten Werte dargestellt. Abbildung 91 zeigt die durchschnittliche Anzahl von Presseisrücken für alle fünf Gebiete. Hier wird erneut deutlich, dass in den südlichen Gebieten III und V mehr kleine Presseisrücken gebildet wurden als in den direkten nördlichen Nachbarregionen II und IV, jedoch weniger mittlere und große Eisrücken.

Abbildung 92 präsentiert analog die Daten für Scherrücken. Da keine großen Scherrücken gebildet wurden, entfällt der jeweils dritte Balken eines Gebietes. Insgesamt wird vom Modell sehr wenig Schereis erzeugt, was mit einer Anpassung der Scherfunktion korrigiert werden sollte. Auffällig ist jedoch auch bei diesen kleinen Zahlen, dass die minimale Anzahl von kleinen und mittelgroßen Scherrücken ausgerechnet in der Scherzone berechnet wird.

Anzahl der Scherrücken

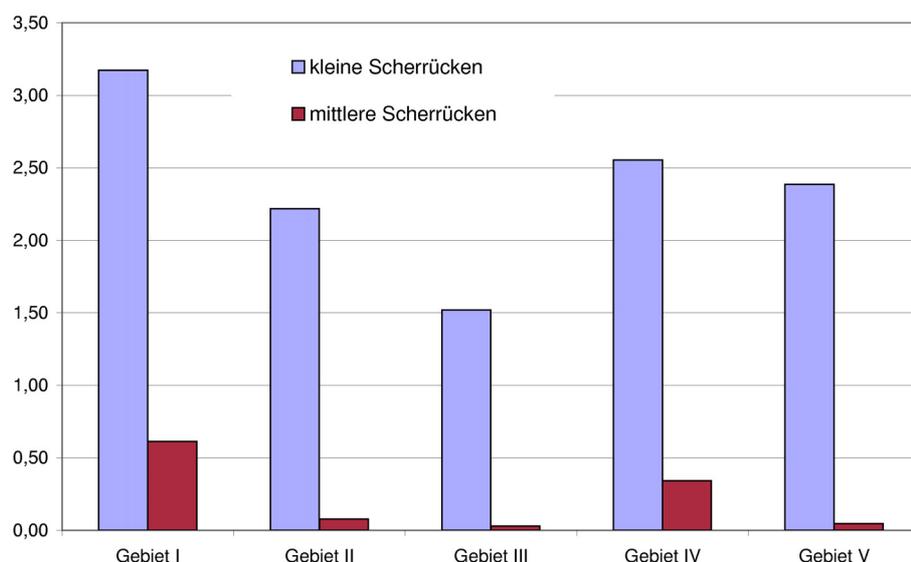


Abbildung 92: Durchschnittliche Verteilung der Scherrücken, Modelldaten

Im Modell wird die Eisrückengröße nach Volumen eingeteilt, also danach, wieviel äquivalenter Eisdicke ein neugebildeter Rücken entspricht. Da die Größe einer Zelle im numerischen Sinn vorgegeben ist, sind Volumen und äquivalente Eisdicke fest verbundene Größen.

Die von Lewis beschriebenen Daten sind Ergebnisse von Laserprofilmessungen per Hubschrauber. Hier werden Segelhöhen und Entfernungen zwischen Eisrücken ausgewertet.

Beide Daten sind nicht direkt vergleichbar, weil ein Eisrücken mit hohem Segel nicht unbedingt eine große Segelweite oder Kieftiefe bzw. -breite besitzen muss, was entscheidend ist, da 8/9 des Eisvolumens unterhalb der Wasseroberfläche liegen. Auch die Länge des Eisrückens hängt nicht von der Segelhöhe oder der Zwischenraumverteilung ab.

Die folgenden Abbildungen werden daher nicht zum Vergleich präsentiert, sondern um die Beschreibung der Verteilung von Presseisrücken abzurunden.

Anzahl der Eisrücken

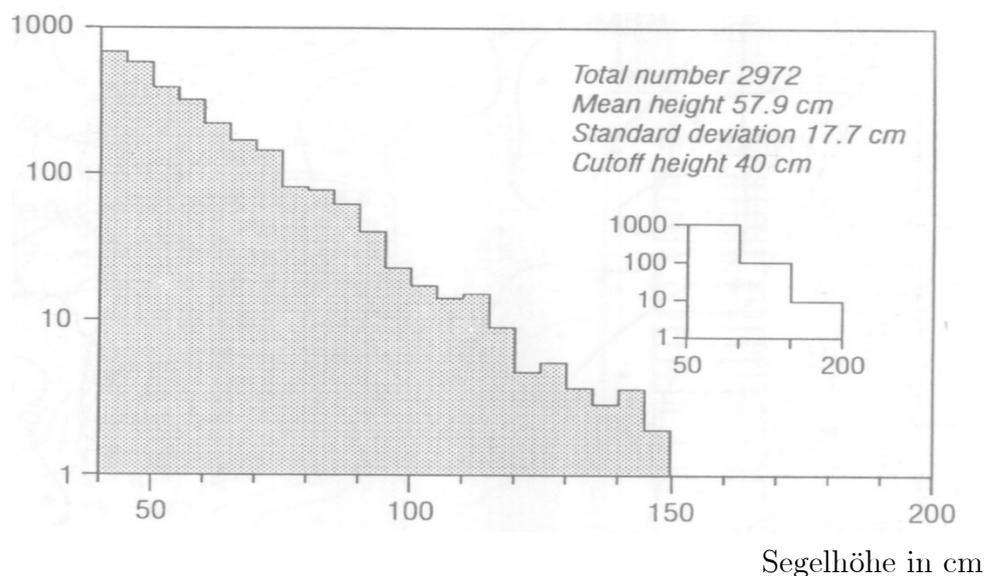


Abbildung 93: Eisrücken-Höhen-Histogramm nach Lewis

Gemessene Daten aus allen fünf Gebieten. (Quelle s. Lewis et al. [Lew93], p.137)

Abbildung 93 beschreibt das Eisrücken-Höhen-Histogramm, wie es aus den gemessenen Daten hervorgeht. Lewis wählt hier die logarithmische Darstellung. Diese Eisrückenverteilung ist vergleichbar mit den in der Arktis gemessenen Daten. Lewis schreibt dazu: *"The histogram is similar to the ridge distributions obtained in the arctic (Hibler et al., 1972; Hibler et al., 1974;[...])"*

with clearly a linear slope as expected for the exponential distribution.”²²
 (Zitat s. Lewis et al. [Lew93], p.137)

Für die Präsentation der Daten des neuen Mehrklassenmodells wird eine doppelt-logarithmische Darstellung genutzt, da die Größeneinteilung der Rücken auf der Abszisse schon auf einer logarithmischen Skala basiert.

Anzahl von Eisrücken, logarithmische Skala

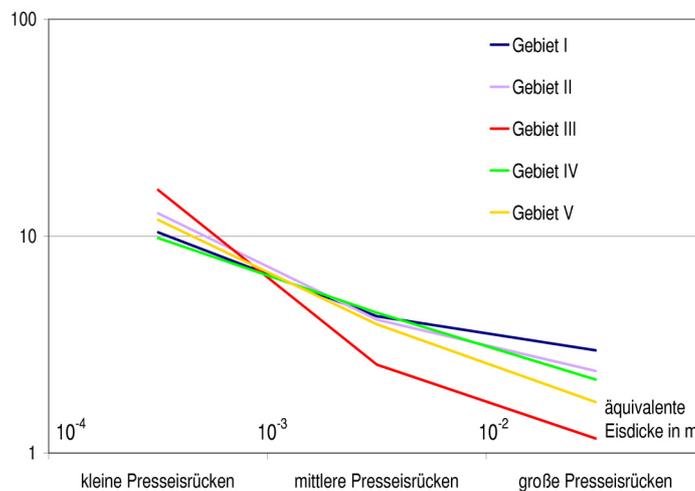


Abbildung 94: Logarithmische Darstellung der Eisrückenverteilung, Modelldaten

Auch hier ist eine nahezu lineare Steigung zu beobachten, wenn von den Werten der Scherzone, Gebiet III, roter Graph, abgesehen wird. Dieses Gebiet ist aufgrund seiner geringen Größe und exponierten Lage nur schlecht mit den anderen Gebieten vergleichbar. Eine Einteilung in mehr als drei verschiedene Größenklassen für Eisrücken könnte eine genauere Darstellung liefern, an der die Steigung und die Linearität der Kurve überprüft werden kann. Für den Gebrauch des Modells als Prognosemodell werden drei Größenklassen jedoch als ausreichend angesehen.

²²Übers. d. Verf.: ”Das Histogramm ähnelt den Verteilungen, die in der Arktis erhalten wurden [...] mit eine deutlich erkennbaren linearen Steigung, wie sie für Exponentialverteilungen erwartet wird.”

8.8 Zusammenfassung

Einen ersten Eindruck von der Leistungsfähigkeit des Mehrklassenmodells, welches in dieser Arbeit neu entworfen wurde, vermittelt die Simulation des Winters 1995/96. Die Ergebnisse dieser Simulation werden in diesem Kapitel dargestellt.

Um die vielfältigen Möglichkeiten zu verdeutlichen, werden sowohl die direkt vom Mehrklassenmodell berechneten Parameter dargestellt als auch die Größen, die daraus kombiniert werden können.

Im Vergleich zum Hiblermodell, welches den Bedeckungsgrad des Eises berechnet, werden im Mehrklassenmodell die Eisanteile von dünnem Eis, dickem ebenen Eis und dickem Brucheis ermittelt. Daraus ergibt sich nicht nur der Gesamtbedeckungsgrad des Eises, sondern auch der Deformationsquotient, welcher den Bruchteil der Eisfläche angibt, der durch Deformationsprozesse entstanden ist.

Anstatt einer gemittelten Eisdicke, wie im Vergleichsmodell, beschreiben zwei Größen die Dickenverteilung des Eises. Eine mittlere Eisdicke ist daraus ebenso ableitbar wie die absolute Eisdicke. Die Gesamteisdicke stellt das gesamte Eisvolumen, gemittelt über die betrachtete Fläche - einer Zelle im numerischen Sinn - dar. Für ihre Berechnung wird zusätzlich auf die äquivalente Eisdicke zurückgegriffen.

Um aufgedrucktes Eis darzustellen, welches in anderen Modellen nicht simuliert wird, besitzt das Mehrklassenmodell die Möglichkeit, die äquivalente Eisdicke getrennt nach Presseis- und Scherrücken zu berechnen sowie Anzahl und Grösse von Eisrücken zu beschreiben. Dabei fällt auf, dass in diesem ersten Modelllauf Konstanten in der Scherfunktion zu gering gewählt wurden, so dass davon abhängige Größen wie Brucheisanteil, Scherrückenanzahl und -größe und äquivalente Scherrückendicke sehr klein ausfallen. Vor einem weiteren Modelllauf kann hier jedoch auf einfache Art eine Korrektur erfolgen.

Wie auch im Hiblermodell sind Kompressions- und Scherspannung Ergebnisse des Mehrklassenmodells. Die Kompressionsspannung wird hier getrennt nach Druck und Zug dargestellt.

Ein Vergleich vom zeitlichen Verlauf verschiedener Parameter wird sinnvoller Weise anhand von Zeitreihen dargestellt. Diese zeigen in ihrem Zusammenspiel die mechanische Arbeitsweise des Modells.

Druck führt beispielsweise zur Komprimierung der Eisdecke, insbesondere der Eisfläche mit dünnem Eis. Dadurch verschiebt sich die Anteilverteilung zugunsten des dicken Eises. Zug und Neueisbildung hingegen führen dazu, dass sich die gleiche Verteilung zugunsten des dünnen Eises verschiebt.

Ein Vergleich mit den Zeitreihen des Hiblermodells zeigt für die Eisdicke einen ähnlichen Verlauf für den Saisonbeginn. Während die Kurve der hblerschen Eisdicke zum Winterende jedoch steil abfällt, zeigen die Kurven des Mehrklassenmodells einen langsamen Abstieg. Dies ist Folge der Einteilung des Eises in mehrere Eisdickenklassen.

Der Vergleich des Winterablaufs soll klären, ob der Vereisungsbeginn, die Eisschmelze oder die maximale Bedeckung eines Gebietes zeitlich korrekt - d.h. im Sinne der Eisübersichtskarten - dargestellt werden und welche Differenzen hierbei zwischen Hibler- und Mehrklassenmodell existieren.

Es zeigt sich, dass beide Modelle die Eisbildung nahezu analog simulieren und dass dieser Prozess zeitlich weitgehend mit den Darstellungen der Eisübersichtskarten übereinstimmt. Während die Eisübersichtskarten jedoch zeigen, dass sich das Eis nur sehr langsam vom Küsteneis in das Innere eines Beckens fortsetzt, schliessen die Modelle die Eisdecke in einem Gebiet relativ rasch. Der Grund für diese Diskrepanz ist in dem thermodynamischen Modul oder den meteorologischen Eingangsdaten zu suchen.

Zeitpunkt und Ausdehnung der maximalen Eisbedeckung wird von beiden Modellen gut getroffen, obwohl die Ausdehnung an der deutschen Küste etwas gering ausfällt.

Die Eisschmelze differenziert die Modelle und die Beobachtungen. Wie schon in der Betrachtung der Zeitreihen festgestellt werden konnte, findet die Eisschmelze im Hiblermodell früher statt als im Mehrklassenmodell. Im Allgemeinen liegt der Zeitpunkt der Eisschmelze in den Eisübersichtskarten zwischen den Daten, die die Modelle errechnet haben. Während im Hiblermodell die Eisschmelze in einem Gebiet häufig am Küstenrand beginnt und sich ins Zentrum fortsetzt, breitet sich die Eisschmelze in dem Mehrklassenmodell und den Eisübersichtskarten vom Zentrum zur Küste hin aus.

Begründet werden diese Differenzen zwischen den Modellen durch die unterschiedliche Form der Lateralschmelze und durch den Aufbau des neuen Modells als Mehrklassenmodell. Die Klasse des dicken ebenen Eises im Mehrklassenmodell simuliert das undeformierte Küstenfesteis, welches für eine langsamere Eisschmelze an den Küsten sorgt. Da dieser Prozess länger dauert als auf den Eisübersichtskarten dargestellt, werden verschiedene Vorschläge

gemacht, um die Schmelzprozesse im Mehrklassenmodell zu beschleunigen.

Als Maße der Eisstärke werden vom Eisdienst die reduzierte Eissumme und die flächenbezogene Eisvolumensumme eines Winters berechnet. Für einen Vergleich werden hier auch die entsprechenden Größen aus dem Hiblermodell und dem Mehrklassenmodell ermittelt. Da jedoch keine Modelldaten aus anderen Wintern vorliegen, sind die Vergleiche mit Vorbehalt zu betrachten. Die reduzierte Eissumme, d.h. die von sechs Beobachtungsstationen gemittelte Anzahl von eisbedeckten Tagen, wird vom Eisdienst mit 83 Tagen angegeben. Das Mehrklassenmodell liegt mit 76 Tagen nur knapp darunter, während das Hiblermodell mit 53 Tagen weit abweicht.

Für das flächenbezogene Eisvolumen werden auch Eisdicke und Bedeckungsgrad an den entsprechenden Stationen einbezogen. Hier zeigt sich, dass die Modelle sehr viel weniger Eis simulieren als vom Eisdienst beobachtet wurde. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Temperaturkurve der Luft, wie sie vom meteorologischen Modell vorgegeben wird, deutlich über den gemessenen Werten liegt. Minima in den modellierten Kurven, die in den Eiskarten des Eisdienstes nicht beobachtbar sind, sind ebenfalls auf die meteorologischen Eingangsdaten, in diesem Falle Winddaten, zurückzuführen. Hier zeigt es sich erneut als negative Eigenschaft der Modelle, Küsteneis bei ablandigen Winden schnell wegdriften zu lassen.

Im Vergleich der Modelle wird deutlich, dass das Hiblermodell an den Beobachtungsstationen weniger Eis als das Mehrklassenmodell simuliert, obwohl hier die Hiblersche Eisdicke, die auch aufgedrücktes Eis enthält, mit der mittleren Eisdicke des Mehrklassenmodells verglichen wird, die keine Eiskarten beinhaltet und damit der Eisdicke entspricht, die von Koslowski für die Berechnung des flächenbezogenen Eisvolumens vorgeschlagen wird. Weiter fällt erneut auf, dass das Hiblermodell einen steilen plötzlichen Schmelzprozess prognostiziert, während das Mehrklassenmodell einen sanften Rückgang der Kurve aufweist, der zeitlich ungefähr mit den beobachteten Daten übereinstimmt.

Die flächenbezogene Eisvolumensumme wird vom Eisdienst mit 12,8m angegeben. Das Hiblermodell berechnet 6,2m, das Mehrklassenmodell 8,2m, was in Anbetracht der zu warmen Lufttemperatur in einem vernünftigen Rahmen liegt. Wird das Volumen aufgedrückten Eises hinzugerechnet, so simuliert das Mehrklassenmodell eine flächenbezogene Eisvolumensumme von 16,8m. Leider steht für diesen Wert keine beobachtete Vergleichsgröße zur Verfügung.

Als bisher einziges Modell (nach Wissen der Autorin) ist das neue Mehrklassenmodell in der Lage, aufgedichtetes Eis zu simulieren. Dabei wird das Eisvolumen in Form von äquivalenter Eisdicke angegeben und die Eisrücken nach Größe und Anzahl errechnet, jeweils getrennt nach Eis aus Druck- oder Scherprozessen.

Da für den Testwinter keine gemessenen Daten vorliegen, werden zum Vergleich gemittelte Daten aus dem Klimatologischen Eisatlas und Laserprofilmessungen eines anderen Jahres zugelassen. Die Verteilung von aufgedichtetem Eis hängt sehr stark von den Windverhältnissen ab, daher können diese Daten nur zeigen, dass die Größenordnungen der Werte in dem Mehrklassenmodell realistisch sind.

Anhand von fünf Teilgebieten des nördlichen Bottnischen Meerbusens wird die Verteilung von aufgedichtetem Eis untersucht. Hierbei zeigt sich eine klare Abhängigkeit der Verteilung von den Windverhältnissen und der daraus resultierenden Eisdrift.

Die Kurven der zeitlichen Entwicklung der Eisrücken zeigen eine Diskrepanz zur Darstellung der äquivalenten Eisdicke. Hierfür gibt es zwei mögliche Erklärungen: Zum Ersten können wenige sehr große Rücken zu einer Zeit mehr Eisvolumen beinhalten als viele normal große zu einer anderen Zeit. Zum Zweiten wird aufgedichtetes Eis unterhalb einer minimalen äquivalenten Dicke als Rückeneis nicht genutzt. Durch weitere Untersuchungen kann der Einfluss beider Möglichkeiten genauer dargestellt werden. Dies zeigt jedoch, dass Anzahl und Größe von Eisrücken und äquivalente Eisdicke voneinander unabhängige relevante Größen sind.

Die Möglichkeiten der Parameterdarstellung zeigen, dass mit dem Mehrklassenmodell ein Modell vorliegt, welches in der Lage ist, die Struktur der Eisbedeckung zu beschreiben. Vergleiche mit gemessenen oder beobachteten Daten und den Ergebnissen des Hiblermodells eines Testwinters legen dar, dass das Mehrklassenmodell - obwohl sehr viel einfacher und erweiterbar in seiner Mechanik - bei der Simulation mesoskaliger Prozesse des Eises dem Hiblerschen Modell mindestens gleichwertig ist. Obwohl es noch nicht validiert wurde, sind viele Ergebnisse des Mehrklassenmodells näher an den beobachteten Daten als dies beim Hiblermodell der Fall ist.

Für Eismodellierung mit dem Schwerpunkt Strukturbeschreibung liefert das Mehrklassenmodell damit eine gute Alternative zum Hiblermodell.

9 Ausblick und Zusammenfassung

Ausblick

In dieser Arbeit wurde ein neuartiges mesoskales Meereismechanikmodell vorgestellt, welches sich an der Struktur des Eises orientiert und in Zukunft als Prognosemodell für die Belange der Schifffahrt dienen wird. Da dieses Modell als Mehr-Klassen-Modell eine Neuentwicklung ist und eine große Auswahl an Parametern bietet, die die Eisstruktur beschreiben, stellt es eine Grundlage für vielfältige Weiterentwicklungen dar.

So bietet z.B. die Kenntnis der Struktur die Möglichkeit, Interaktionen zwischen Eisformen und physikalischen Prozessen darzustellen. Ein Beispiel dafür ist der Einfluss der Oberflächenbeschaffenheit des Eises auf die Eisdrift. Je nachdem, ob eine Eisdecke glatt und undeformiert ist oder sehr rau und mit Eisrücken durchzogen, deren Kiele weit in das Wasser reichen und deren Segel buchstäblich den Wind fangen, verändern sich die Wechselwirkungen zwischen Eisdrift, Wind und Ozeanströmung. Das hier vorliegende Modell errechnet die Flächenanteile, die mit glattem (dicken oder dünnen) Eis oder rauem Brucheis bedeckt sind oder offenes Wasser enthalten. Außerdem informiert es über das zahlenmäßige Vorkommen von Eisrücken und deren Größe. Alle diese Daten können verwendet werden, um die Schubspannungskoeffizienten der Atmosphäre und des Ozeans zu verbessern.

Das Materialmodell selber wurde in dieser ersten Modellversion relativ einfach gehalten, um die Darstellung übersichtlich zu gestalten und die numerische Behandlung nicht komplizierter zu machen als notwendig. Auch hier sind viele Möglichkeiten zur Verfeinerung des Modells gegeben.

Eine sehr einfache, aber überaus effektive Verfeinerung ergibt sich durch den Übergang vom Vier-Klassen-Modell zum Viel-Klassen-Modell. Anstatt der vier Eisdeformationsklassen, die die Anteile von dickem ebenen Eis, dünnem Eis, Brucheis oder offenem Wasser beschreiben, sollte in einem weiteren Modelllauf eine Einteilung in Eisdickenklassen vorgenommen werden. Die erste Klasse sei wiederum durch den Anteil des offenen Wassers definiert. Die weiteren Eiskategorien werden durch die Bedeckungsgrade von Eis in festen Eisdickenintervallen (beispielsweise 0-5 cm, 5-10 cm, 10-20 cm, 20-30 cm,...) beschrieben. Für jede Kategorie kann zwischen gebrochenem und ungebrochenem Eis unterschieden werden. Bei n Eisdickenkategorien werden so $2n+1$

Eisklassen erzeugt. Da die Viskosität nur von der Eisdicke und dem Bruchzustand abhängt, erschwert sich dadurch weder die mathematisch-physikalische noch die numerische Behandlung. Genauere Informationen der Eisdickenverteilung haben nicht nur den Vorteil einer präzisen Strukturbeschreibung, sondern verbessern auch die Berechnung der thermodynamischen Wärmeflüsse, die von der Eisdicke abhängen. Dies wiederum verbessert die Berechnung der Eisbildung oder Schmelze und damit die Ermittlung des Eisvolumens.

Andere Arten der Modellerweiterung ergeben sich durch die Wahl der Materialgesetze und -koeffizienten in jeder einzelnen Klasse.

In der vorliegenden Modellversion sind die Viskositäten der eisbedeckten Klassen über die Eisdicke und den Bruchzustand des Eises der betreffenden Klasse definiert. Abhängigkeiten von anderen Parametern können hinzugefügt werden. Beispielsweise ist der Prozess der Eisbildung vom Salzgehalt des Meerwassers, aus dem das Eis gebildet wird, abhängig. Die Salzgehaltsdaten liegen als Prognosewerte des Ozeanmodells vor und können zur Definition der Viskosität herangezogen werden. Auch die Wirkung von meteorologischen Daten auf die Eisfestigkeit kann mit bedacht werden, die Temperatur könnte die Materialfestigkeit beeinflussen etc.

Wird für die eisbedeckten Klassen im Druckmodell anstatt einer viskosen Spannungs-Dehnungsraten-Relation ein viskos-elastisches Materialgesetz gewählt, so kann Relaxation dargestellt werden. Dadurch wird die Tatsache einbezogen, dass eine Eisdecke bei einer konvergenten Deformationsrate eine Spannung aufbaut und diese bei konstanter Dehnung in einem bestimmten Zeitintervall wieder abbaut. In dem vorliegenden viskosen Modell verschwindet die Spannung bei konstant gehaltener Dehnung sofort.

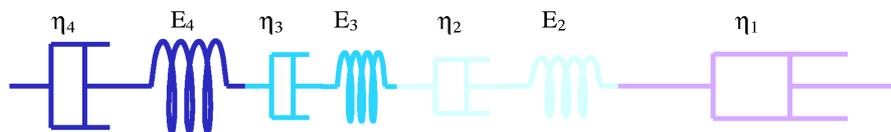


Abbildung 95: Reihenschaltung eines viskos-elastischen Modells

Die elastischen Materialkoeffizienten in einem viskos-elastischen Ansatz sollten ebenso von den gewählten Parametern - Eisdicke, Bruchzustand etc. -

abhängen wie die Viskositäten. Die gekoppelten Modelle für Reihen- oder Parallelschaltung, dargestellt in Abbildung 95 und 96, sind wiederum viskos-elastisch.

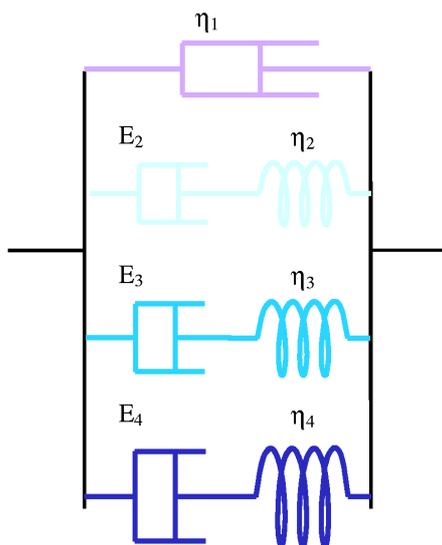


Abbildung 96: Parallelschaltung eines viskos-elastischen Modells

Küstenfesteis, vor allem an den Küsten der nördlichen Ostsee, ist ein Phänomen, das in jedem Eiswinter zu beobachten ist und starken Einfluss auf die Eisdrift, die Bildung von Scher- und Presseisrücken etc. besitzt. Um die Darstellung von Küstenfesteis in das Modell zu integrieren, wird vorgeschlagen, das Zugmodell von viskos auf viskos-plastisch umzustellen. Die Fließfunktion des plastischen Elementes sollte eine Funktion des Bedeckungsgrades von undeformiertem Eis sein. Bei Küstenfesteis handelt es sich im Allgemeinen um eine homogene Eisdecke ebenen dicken Eises. Wenn offenes Wasser und Brucheisfelder nicht vorhanden sind, wird eine gewisse Zugstärke benötigt, um einen Bruch der Eisdecke zu forcieren, bevor die abgelöste Scholle wegdriften kann. Bei ablandigen Winden sorgt ein plastisches Element dafür, dass das Küsteneis nicht wegdriften kann, bevor nicht eine Bruchspannung überwunden wird.

Alternativ ist es auch möglich, die Festigkeit des Eises an die Wassertiefe zu koppeln, wie in einigen anderen Eismodellen üblich. Dies ist daher sehr effektiv, da sich die Küstenfesteiskante (in der Ostsee) sehr gut mit der 10-15 m

Wassertiefenlinie deckt. Allerdings ist die Wassertiefe kein Eisparameter, und sollte demzufolge nicht Teil des Eismaterialmodells sein. Dieses Verfahren kann somit - im Gegensatz zum oben beschriebenen viskos-plastischen Ansatz - nur ein modellertechnischer Kunstgriff sein.

Ebenfalls ein Kunstgriff ist das Einbeziehen des Schiffsverkehrs in die Definition der Eisfestigkeit. Gerade im Norden der Ostsee, die in einem durchschnittlichen Winter während der gesamten Eissaison fast vollständig mit Eis bedeckt ist, hat der Schiffsverkehr einen großen Einfluss auf die Eisstruktur. Entlang der Schiffrouten wird das Eis in regelmäßigen zeitlichen Abständen aufgebrochen, wodurch Brucheis entsteht. Die offenen Rinnen im Eis bieten den Schollen mehr Bewegungsfreiraum, die Eisdriftgeschwindigkeit erhöht sich, es werden vermehrt Presseis- und Scherrücken gebildet. Die Wärme-flussbilanz verändert sich aufgrund der neuen Eisklassenzusammensetzung; es kommt zur Neueisbildung in den Spalten. Da sich dieser Vorgang periodisch wiederholt (die Eisrouten in der nördlichen Ostsee werden regelmäßig durch Eisbrecher schiffbar gemacht), kommt es auf Dauer zu einer stark erhöhten Eisproduktion im Vergleich zu Gebieten ohne Schiffsverkehr. Die Integration dieses Einflusses in das Modell ist relativ einfach: Die Schiffrouten sind bekannt. Für die Gitterzellen, die auf diesen Routen liegen, wird in regelmäßigen Abständen ebenes Eis in Brucheis umgewandelt.

Auch die Entstehung von Brucheis bietet Möglichkeiten zur Weiterentwicklung. Die Umwandlung von ebenem Eis in Brucheis wird außer durch Scherung auch durch Wellen beeinflusst. Sind in einer ebenen Eisdecke Gebiete offenen Wassers vorhanden, so pflanzen sich die Wellen, die sich auf dem offenen Wasser bilden, an der Eiskante unter das Eis fort. Nach und nach entsteht so Brucheis an der Eis-Wasser-Kante. In Abhängigkeit von der Eisklassenzusammensetzung und der Wellenstärke, die als Ergebnis des Wellenmodells des DWD in das Ozeanmodell eingeht, kann somit eine Funktion definiert werden, die Brucheis aus ebenem Eis erzeugt.

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Modellierung der Eisbedeckung auf der Ostsee. Es wurde ein neues Eismodell implementiert, getestet und mit bestehenden Modellen und Messdaten verglichen.

Eis bedeckt 6 bis 10 % der Ozeanoberfläche und besitzt damit einen großen Einfluss auf Wärme- und Impulsaustausch zwischen Atmosphäre und Ozean. Eine großskalige Ozean- oder Atmosphärenmodellierung ist somit nicht ohne Berücksichtigung der Eisbedeckung möglich. Dies macht die Entwicklung großskaliger Eismodelle notwendig.

Mesoskale Modelle, die die Eisbedeckung auf kleineren Seegebieten - z.B. der Ostsee - beschreiben, sind hingegen erforderlich, um eine sichere Seeschifffahrt zu gewährleisten und Offshore-Anlagen zu planen. Hier steht die Struktur des Eises im Vordergrund.

Diese Arbeit besteht aus zwei Teilen:

Im ersten Teil wird ein neues mesoskales Eismodell für die Ostsee - das Mehrklassenmodell - entworfen, welches die für die Schifffahrt relevanten Eisparameter prognostizieren kann. Im zweiten Teil werden die Simulationsergebnisse dieses Eismodells vorgestellt. Darüber hinaus werden die Ergebnisse verglichen mit den Eisübersichtskarten des Eisdienstes des BSH und mit den Daten des zurzeit im operationellen Betrieb des BSH laufenden Eismodells, welches auf der Hibler'schen Rheologie basiert.

Als Modul des BSH-Zirkulationsmodells soll das Mehrklasseneismodell zukünftig im operationellen Betrieb genutzt werden, um während der Eissaison eine Prognose der Eisverhältnisse in dem Modellgebiet (Nord- und Ostsee) zu liefern. Die relevanten Parameter sind dabei diejenigen, welche die Formation des Eises derart beschreiben, dass die Schiffbarkeit des Gewässers vorhergesagt werden kann.

Jedes Eismodell besitzt einen mechanischen und einen thermodynamischen Anteil. Da in der hier vorgestellten Arbeit der Schwerpunkt auf der Beschreibung der Eisstruktur liegt, wird ein neues Materialmodell des Eises präsentiert, während die Thermodynamik aus dem oben genannten Hiblermodell übernommen und lediglich modifiziert wurde.

Zur Darstellung der Eisstruktur wurden zunächst vier Klassen definiert: Ebenes dickes Eis, Brucheis, dünnes Eis und offenes Wasser. Sie repräsentieren verschiedene Deformationszustände in der Eisentwicklung. Die Flächenanteile dieser Klassen und ihre Dicken sind die Parameter des Modells.

Jede Klasse besitzt ein viskoses Materialgesetz, wobei die Materialkoeffizienten Funktionen der Eisparameter sind. Die Kombination der einzelnen Materialmodule erlaubt zum einen die Berechnung der internen Eisspannung, die in die Kalkulation der Eisdrift eingeht. Zum anderen beschreibt sie die zeitliche

Entwicklung der Modellparameter.

Die Beschreibung der mechanischen Prozesse im Eis bietet außerdem die Möglichkeit der Simulation von Eisrückenbildung.

Um die Fähigkeiten und Stärken des Mehrklassenmodells zu präsentieren, wurden die Eisverhältnisse des Winters von 1995/96 simuliert. Die Ergebnisse wurden mit den Eisübersichtskarten des Eisdienstes und den Daten des Hiblermodells verglichen.

Dabei wird deutlich, dass durch die Klasseneinteilung des Eises eine Vielzahl von Größen zur Strukturbeschreibung des Eises zur Verfügung stehen, beispielsweise wird außer den Anteilen der einzelnen Eisklassen und den Eisdicken auch der Deformationsquotient des Eises ermittelt sowie die mittlere, die absolute und die gesamte Eisdicke berechnet.

Der Vergleich des Winterablaufes zeigt, dass die Eigenschaften des Küstenfesteises besser durch das Mehrklassenmodell beschrieben werden als durch das Vergleichsmodell. Die zeitliche Verzögerung der simulierten Eisschmelze gegenüber der beobachteten Eisschmelze kann im Mehrklassenmodell durch Änderungen der Funktion für Lateralschmelze verringert werden.

Auch bei der Berechnung der reduzierten Eissumme und der flächenbezogenen Eisvolumensumme - beides Maße für die "Stärke" eines Winters - überzeugt eher das Mehrklassenmodell im Vergleich zum Hiblermodell, da die Daten näher an den Beobachtungen des Eisdienstes liegen. Grobe Differenzen zwischen den Ergebnissen beider Modelle und den Daten in den Eiskarten können auf den meteorologischen Antrieb zurückgeführt werden.

Eine große Gefahr für die Schifffahrt bilden Eisrücken in der Eisdecke. Die Vorhersage von Eisrückenvorkommen, Häufigkeit und Größe der Rücken besitzt daher eine besondere Relevanz. Das hier vorgestellte Modell simuliert erstmals das Eisrückenvorkommen; die Möglichkeit aufgepresstes Eis zu simulieren existiert nach Wissen der Autorin bisher in keinem anderen Eismodell. Eine Gegenüberstellung der Ergebnisse aus dem Mehrklassenmodell und anderen simulierten Daten ist daher nicht möglich. Ein Vergleich mit gemessenen Daten der Eissaison 1988 zeigt eine gute Übereinstimmung der Größenordnung von modellierter und gemessener äquivalenter Eisdicke. Die Aufteilung in kleine, mittlere und große Eisrücken erfolgt in Anlehnung an die Darstellung von aufgepresstem Eis in den Eisübersichtskarten. Ebenso wie die Trennung von Presseis- und Scherrücken bietet sie eine gute Möglichkeit, die Eisrückenbildung besser zu erforschen.

Da das Eismodell - bestehend aus einem mechanischen und einem thermodynamischen Teilmodul und der Advektion - ein abgeschlossenes System innerhalb des Zirkulationsmodells ist, kann es jederzeit gegen ein anderes Modell ausgetauscht werden. Ein Wechsel, beispielsweise vom Hibler'schen Modell zum Mehrklassenmodell oder andersherum, ist daher auf einfache Art und Weise möglich.

Die Mechanik des neuen Mehrklassenmodells ist aus einfachen Bausteinen zusammengesetzt, sie kann jederzeit beliebig ergänzt oder verändert werden. Eine Erweiterung des bisher mit vier Klassen arbeitenden Mehrklassenmodells in ein Viel-Klassen-Modell ist dabei ebenso unkompliziert umsetzbar wie die Einführung neuer Variablen - beispielsweise des Salzgehaltes - oder wie der Austausch der gesamten Rheologie (viskos-elastisch statt viskos o.ä.).

Um das Mehrklassenmodell in den operationellen Betrieb aufnehmen zu können muss zuvor eine exakte Validierung erfolgen und sollten Sensitivitätsstudien durchgeführt werden. Es zeigt sich jedoch jetzt schon, dass das Mehrklassenmodell bei der Simulation des Testwinters dem Hibler'schen Modell ebenbürtig und als Vorhersagemodell für die schifffahrtsrelevanten Parameter diesem sogar überlegen ist.

A Anhänge

A.1 Übersichtskarten der Ostsee

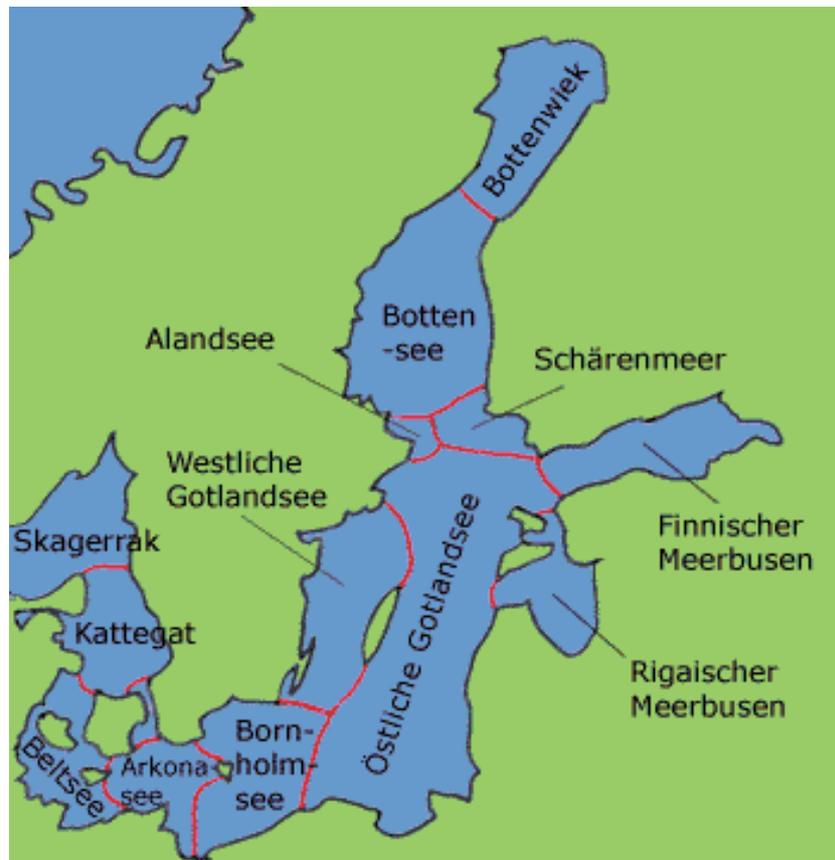


Abbildung 97: Übersicht über die Seegebiete der Ostsee
Die Graphik zeigt die geographische Einteilung der Ostsee in verschiedene Seegebiete. Dabei werden Bottensee und Bottenwiek zusammen Bottnischer Meerbusen genannt. Englisch-sprachige Karten (z.B. Abbildung 83) bezeichnen die Bottensee als Bothnian Sea, den Bottenwiek als Bothnian Bay. Die östliche und westliche Gotlandsee wurde in dieser Arbeit im Begriff zentrale Ostsee zusammengefaßt.

(Quelle: www.studiserver.de/ostsee/allgm/ostseedetail.htm)

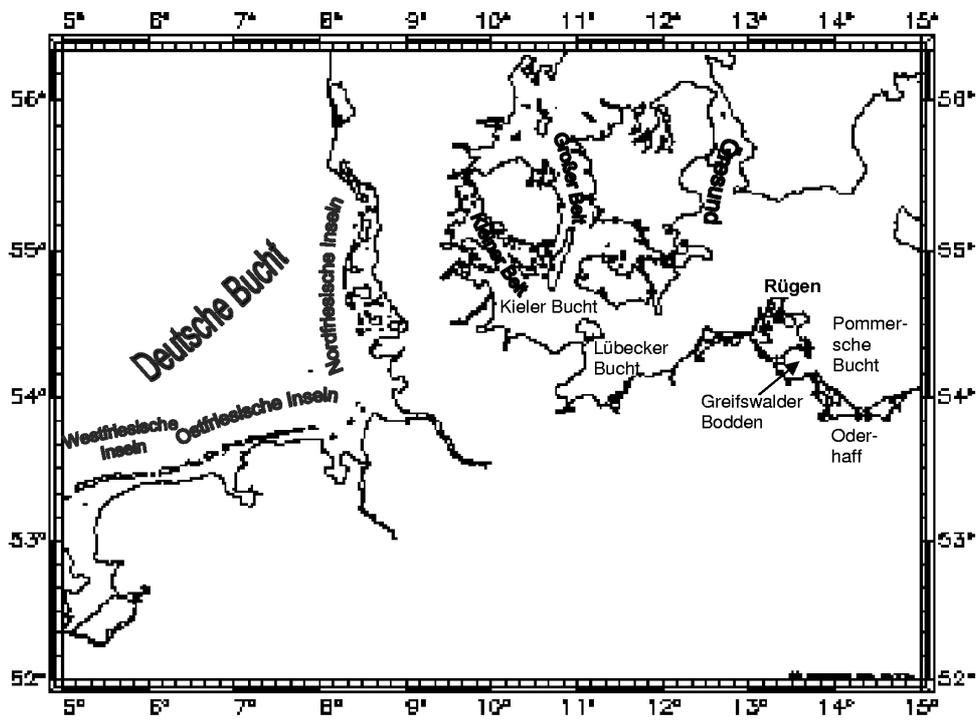


Abbildung 98: Übersicht über die Seegebiete an der deutschen Küste

A.2 Erklärung der Windgraphiken

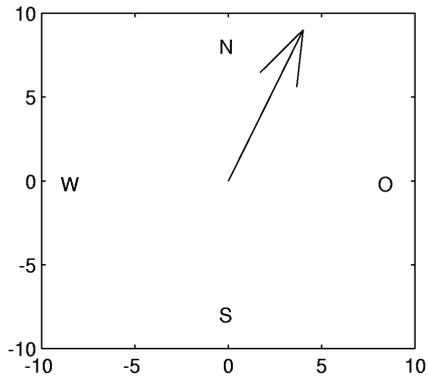


Abbildung 99: Erläuterung der Winddarstellung 1

Das meteorologische Modell liefert die Winddaten als Antrieb für das Eismodell. Die graphische Umsetzung des Windfeldes in verschiedenen Arbeiten ist uneinheitlich. In dieser Arbeit wird die bildliche Darstellung des Windes beispielhaft in Abbildung 99 vorgestellt. Der Windvektor wird ausgehend vom Nullpunkt aufgetragen. Die Einheiten sind in m/s angegeben. Die Koordinatenachsen (Nord-Süd-Achse oder West-Ost-Achse) schneiden den Nullpunkt.

Die Bezeichnung des Windes gibt die Richtung an, aus der der Wind weht; ein Nordwind ist daher beispielsweise ein Wind aus Richtung Nord und wird durch einen Vektor in südliche Richtung dargestellt.

Im Bildbeispiel 99 kommt der Wind aus Richtung Südsüdwest und besitzt eine Windgeschwindigkeit von ca. 10 m/s (errechnet aus den Windkomponenten in Nord-Süd- oder West-Ost-Richtung mit dem Satz des Pythagoras)

Da die Himmelsrichtungen den Nullpunkt festlegen, kann es vorkommen, dass sie nicht die Mittelpunkte der Rahmenlinien treffen. Dies ist in Abbildung 100 dargestellt. Hier ist die Windrichtung Westnordwest und die Geschwindigkeit ca. 8,5 m/s.

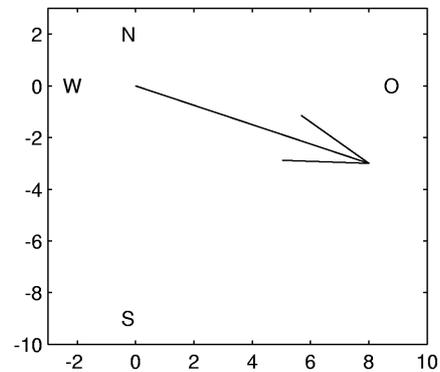


Abbildung 100: Erläuterung der Winddarstellung 2

A.3 Zeitreihen der Eisparameter

Im Folgenden werden die Zeitreihen der meteorologischen Daten und der Parameter des Eismodells dargestellt. Dabei gilt, dass jede Eisklasse durch eine Farbe charakterisiert wird - wie in Kapitel 8.4 beschrieben:

- Rot kennzeichnet die Parameter des dünnen Eises: Anteil, Eis- bzw. Schneedicke und Eistemperatur.
- Blau kennzeichnet die Parameter des dicken ebenen Eises: Anteil, Eis- bzw. Schneedicke und Eistemperatur.
- Schwarz charakterisiert den Anteil der eisbedeckten Fläche bzw. die mittlere Eisdicke.
- Pink zeigt die Gesamteisdicke.
- Grün sind Anteil bzw. Eisdicke des Hiblermodells.

Die Zeitreihenfolge beginnt mit einem Vergleich von Luft- und Eistemperatur, da zwischen diesen Größen eine starke Wechselwirkung besteht. Dabei ist die Lufttemperatur eine Antriebsgröße aus dem meteorologischen Modell. Die Eistemperatur wird im thermodynamischen Modul der Eisroutine berechnet. Darauf folgen die übrigen Daten des meteorologischen Modells - Betrag der Windgeschwindigkeit, Luftdruck, Feuchte und Bewölkung.

Dem gegenüber stehen die Daten des Eismodells. Oben sind die Anteile der Eisklassen von dünnem und dickem ebenen Eis, die Gesamteisbedeckung und die Hiblersche Kompaktheit dargestellt. Die zweite Grafik zeigt die Eisdicken von dünnem und dickem Eis und die mittlere Eisdicke. Graphik 3 präsentiert den Vergleich von mittlerer Eisdicke und Gesamteisdicke mit der hiblerschen Eisdicke. Die Schneedicken auf dünnem und dickem Eis sind in Grafik 4 beschrieben. Beendet wird die Darstellung durch Scher- und Kompressionsspannung.

Die Zeitreihen des Punktes "Nord" stehen am Beginn der Bilderfolge. Ihnen folgen die Darstellungen am Punkt "Mitte". Die Werte am Punkt "Ost" stehen an dritter Stelle, bevor die Ergebnisse am Punkt "Süd" einen Schlusspunkt setzen. Abbildung 64 gibt einen Überblick über die geographische Lage der ausgewählten Punkte.

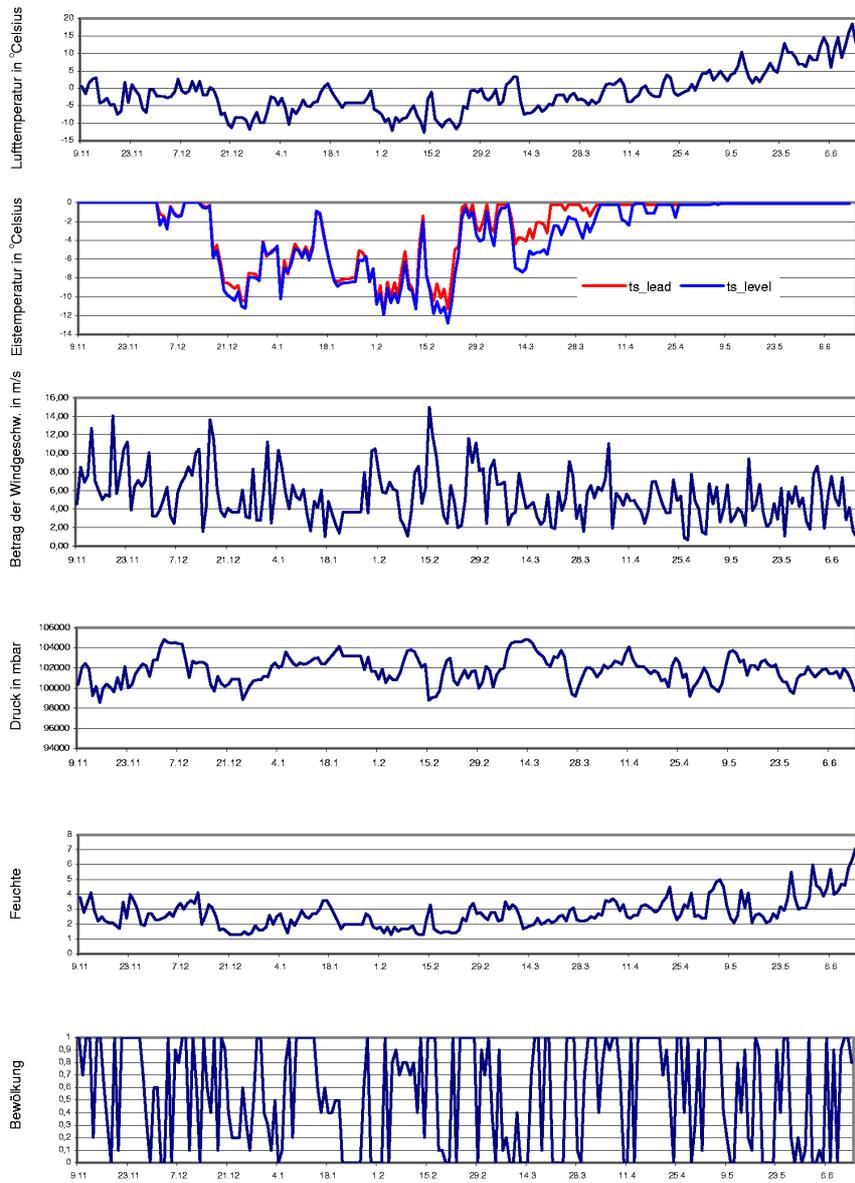


Abbildung 101: Zeitreihe der meteorologischen Daten am Punkt "Nord"

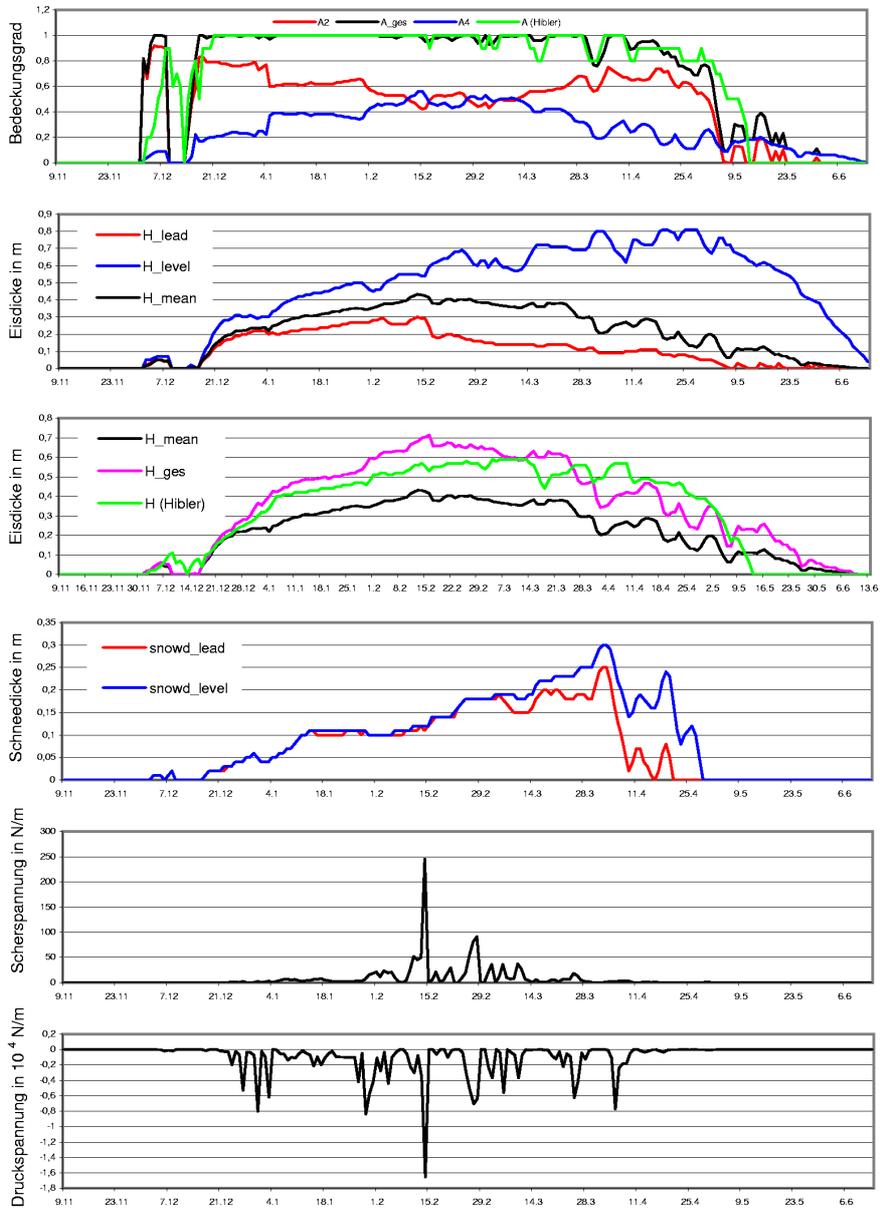


Abbildung 102: Zeitreihe der Eisparameter am Punkt "Nord"

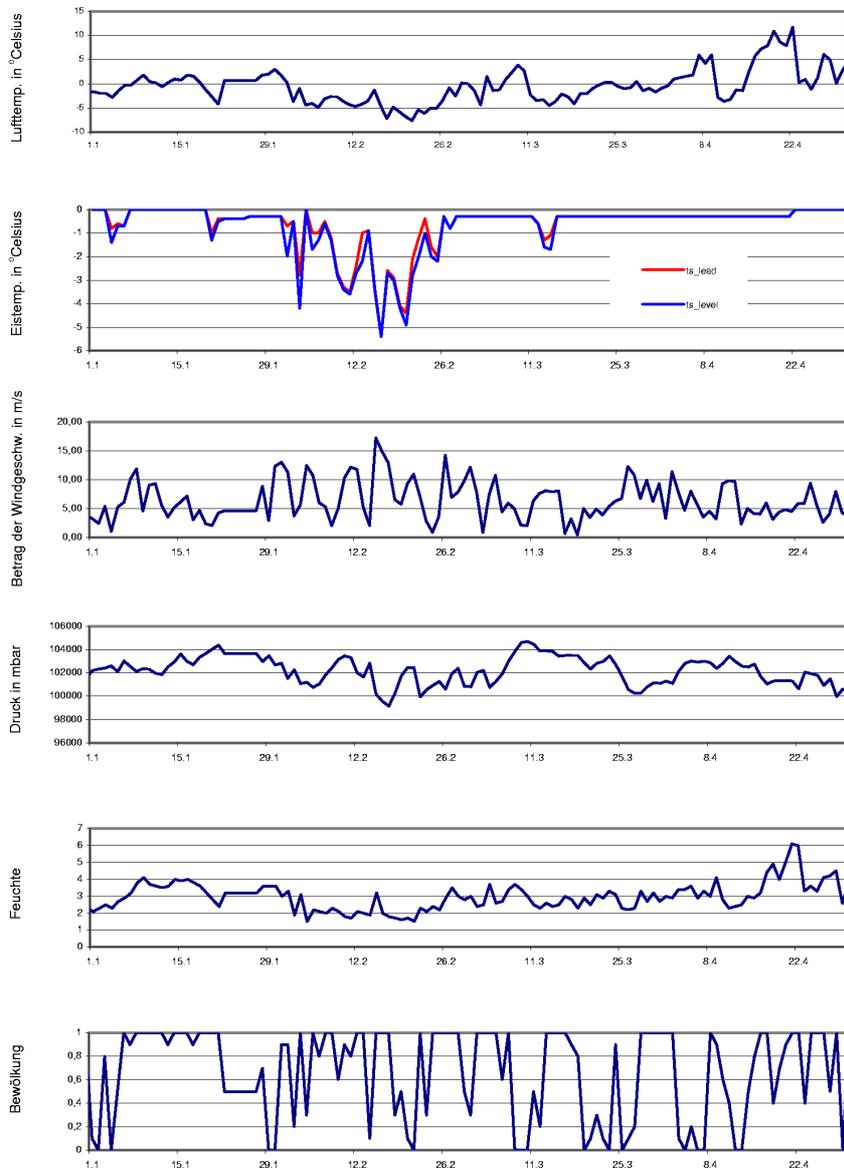


Abbildung 103: Zeitreihe der meteorologischen Daten am Punkt "Mitte"

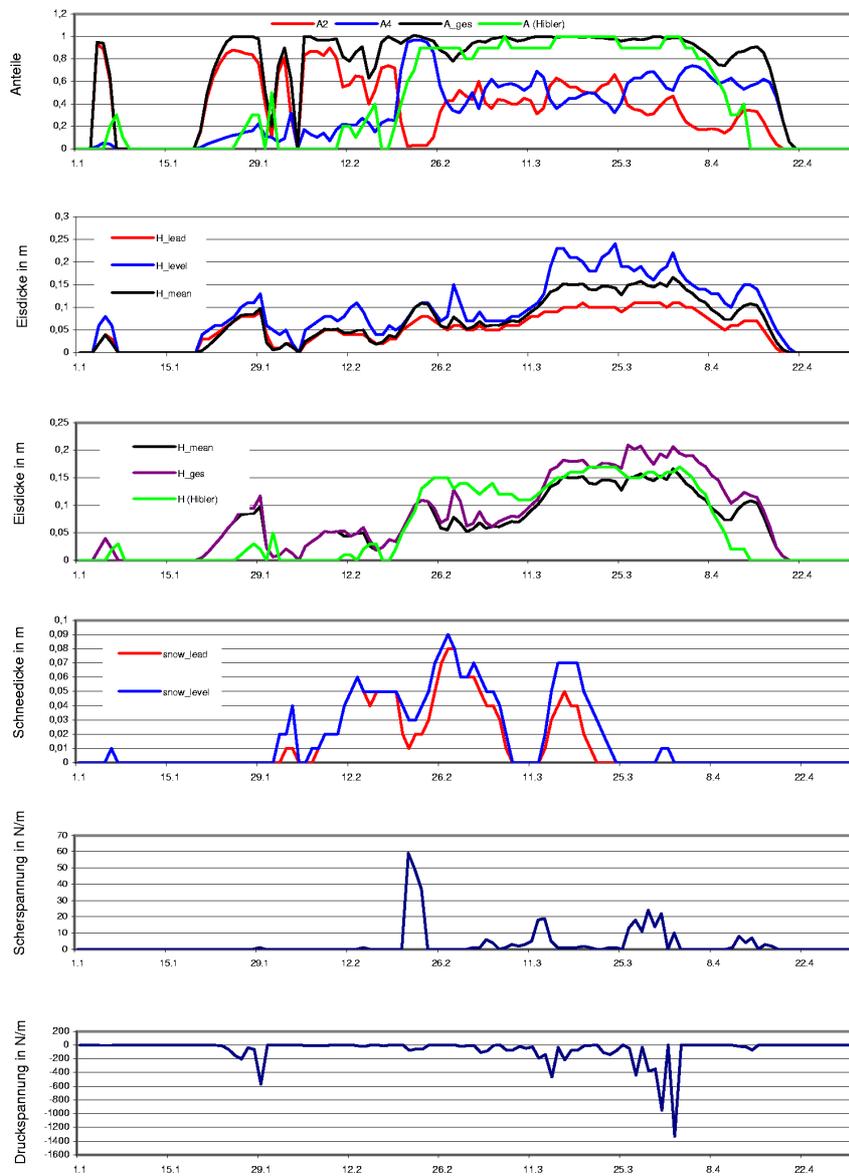


Abbildung 104: Zeitreihe der Eisparameter am Punkt "Mitte"

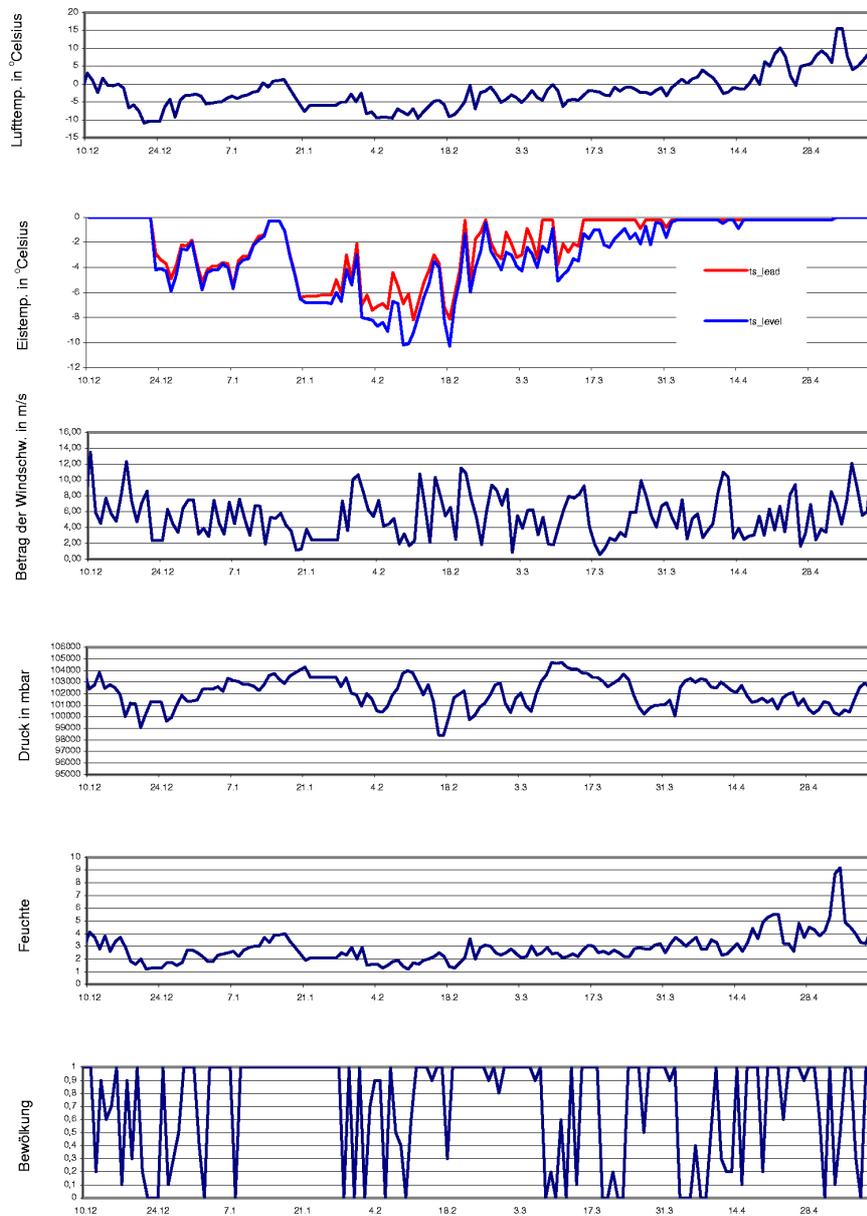


Abbildung 105: Zeitreihe der meteorologischen Daten am Punkt "Ost"

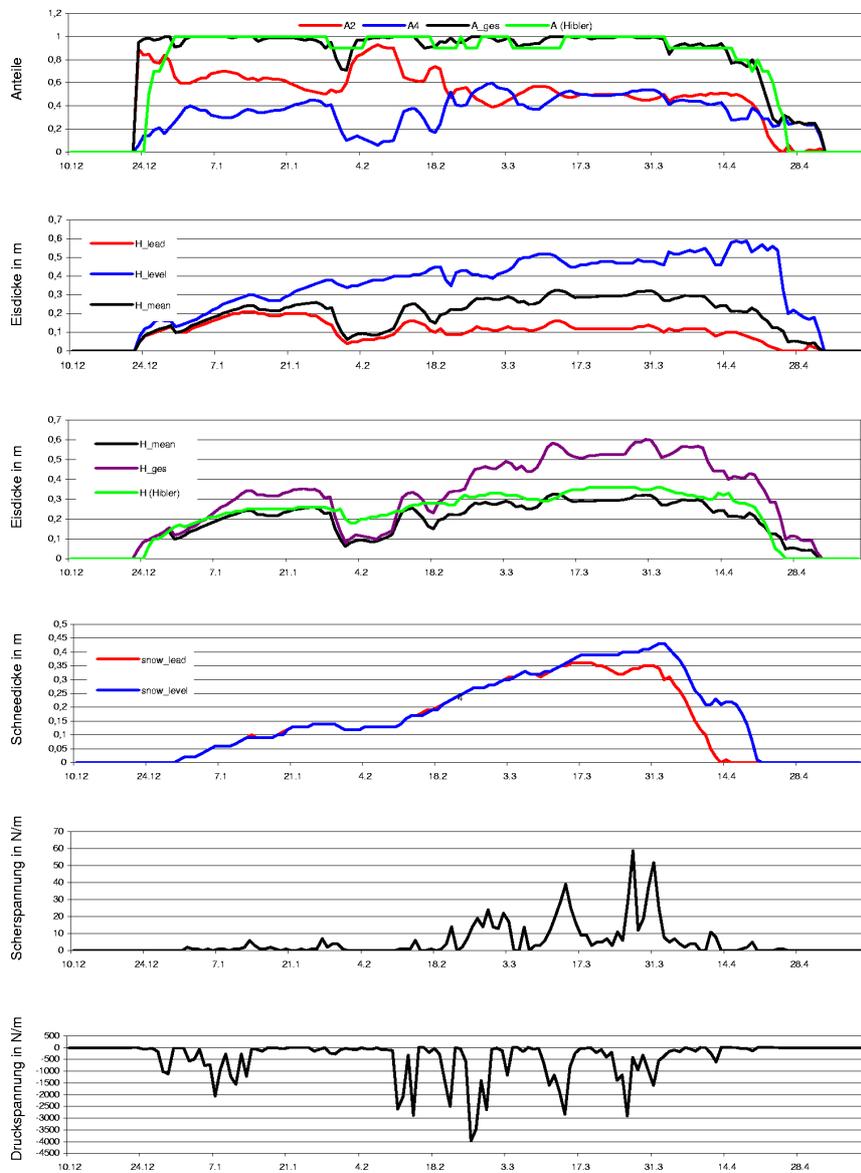


Abbildung 106: Zeitreihe der Eisparameter am Punkt "Ost"

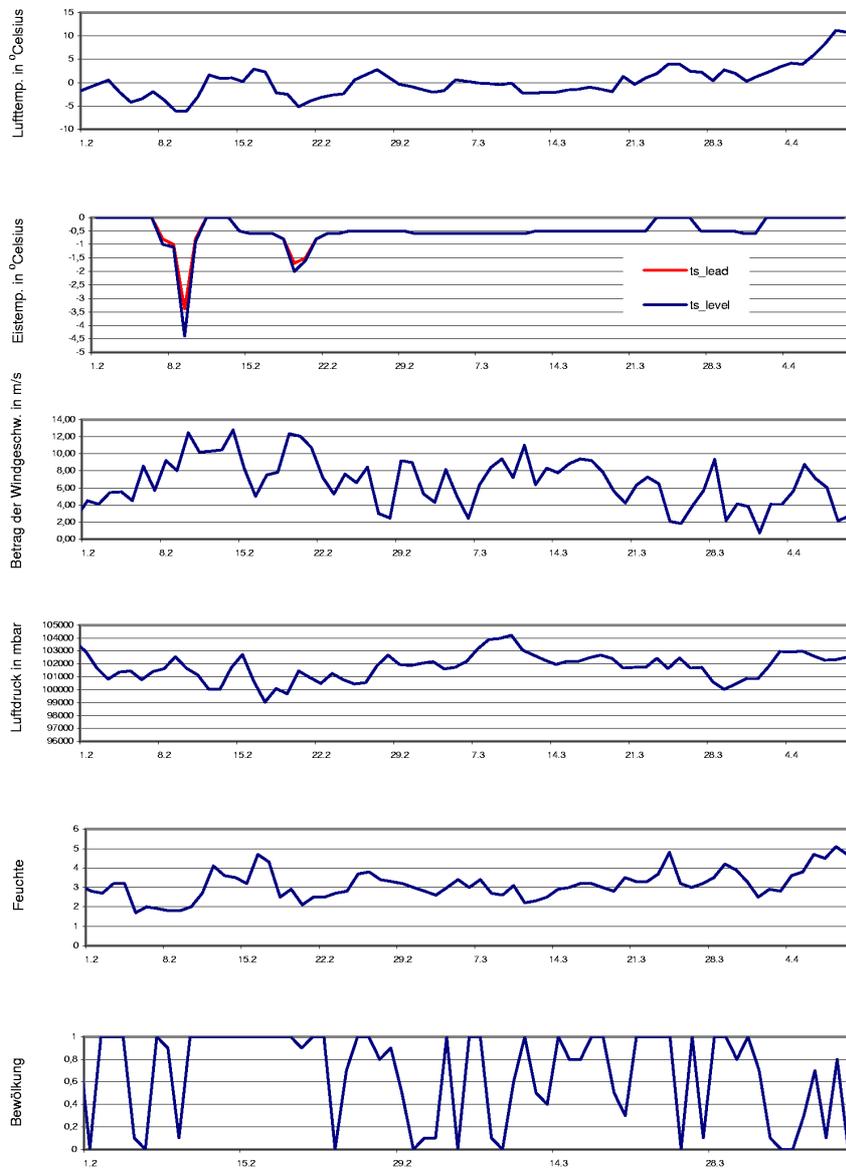


Abbildung 107: Zeitreihe der meteorologischen Daten am Punkt "Süd"

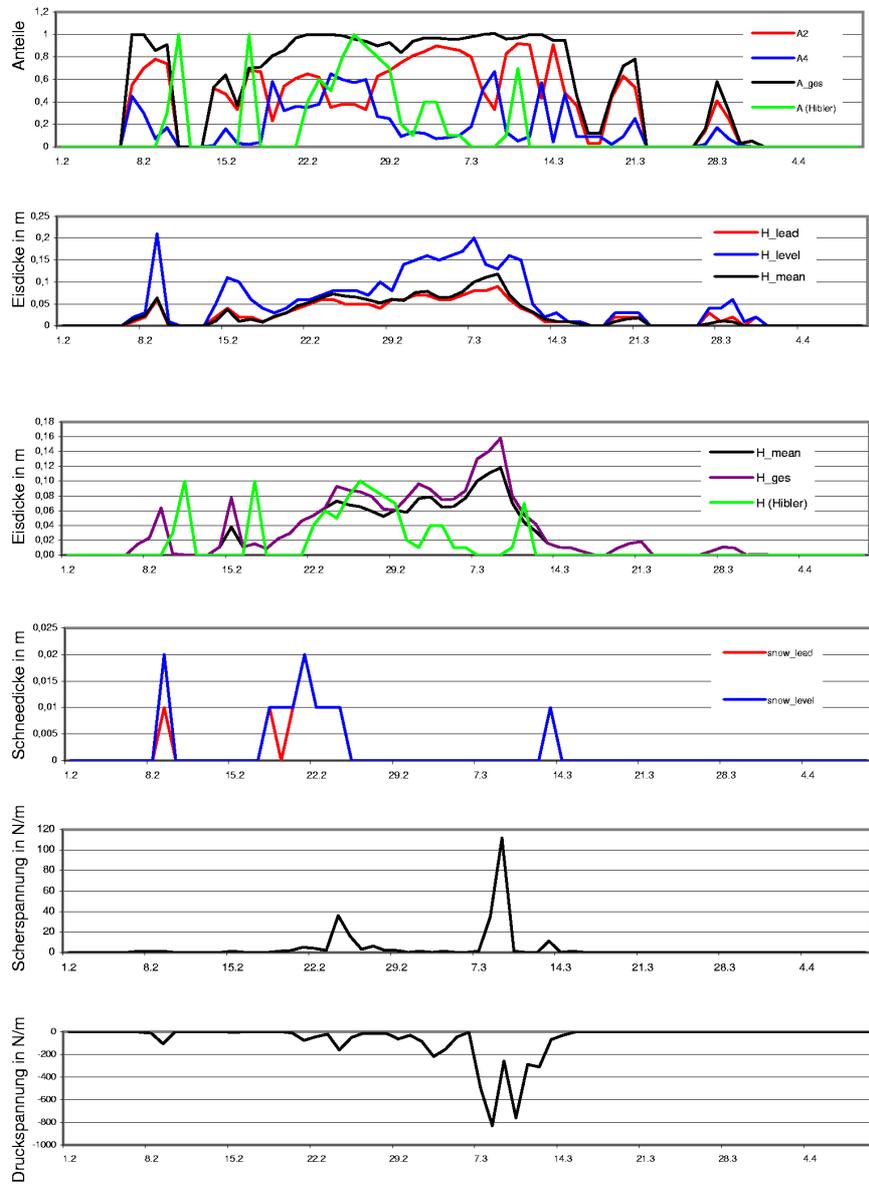


Abbildung 108: Zeitreihe der Eisparameter am Punkt "Süd"

Zeichenerklärung

Symbol	Größe	Kapitel
A	Kompaktheit	2.3.3
A_1	Anteil des offenen Wassers	3.3
A_2	Anteil des dünnen Eises	3.3
A_3	Anteil des Brucheises	3.3
A_4	Anteil des ebenen dicken Eises	3.3
B	(Allgemeine) Brucheigenschaft	3.3
B_0	Bruchzustand des ebenen Eises	3.3
B_3	Bruchzustand des Brucheises	3.3
c_1	Materialkonstante	3.5.1
c_a	Atmosphärischer Schubspannungskoeffizient	2.1
c_e	Austauschkoeffizient für latente Wärme	5.2
c_h	Austauschkoeffizient für sensible Wärme	5.2
c_m	Materialkonstante	3.5.1
c_r	Bruchkonstante	3.5.1
c_s	Scherkonstante	3.5.3
c_w	Ozeanischer Schubspannungskoeffizient	2.1
c_β	Konstante der Gewichtungsfunktion β	3.5.1
cp_a	Spezifische Wärmekapazität der Luft	5.2
cp_i	Spezifische Wärmekapazität des Eises	5.2
cp_w	Spezifische Wärmekapazität des Wasser	5.2
C^*	Empirische Eisstärkekonstante	2.3.3
C_f	Fließflächenkonstante	2.2
C_s	Scherkonstante	3.5.3
Cl	Bewölkung	5.2
e	Exzentrizität der Hibley'schen Ellipse	2.3.3
e_a	Aktueller Dampfdruck	5.2
\mathbf{E}	Elastizitätstensor	2.2
E_{pot}	Potentielle Energie	2.3.2
f	Eisrückengebietsfunktion	4.2
f_c	Coriolisparameter	2.1
f_i	Eiswachstumsrate	2.3.2
f_r	Gebietsanteil deformierten Eises	4.2
\mathcal{F}	Fließbedingung	2.2
F	Modellieretechnische Hilfsgröße	3.5.1

F_1	Modelliertechische Hilfsgröße	3.5.1
F_2	Modelliertechische Hilfsgröße	3.5.1
F_3	Modelliertechische Hilfsgröße	3.5.1
F_4	Modelliertechische Hilfsgröße	3.5.1
\mathbf{F}_C	Corioliskraft	2.1
\mathbf{F}_I	Interne Kraft	2.1
\mathbf{F}_N	Gradientenkraft	2.1
g	Gravitationskonstante	2.1
\hat{g}	Dichtefunktion der Eisdickenverteilungsfunktion G	2.3.2
G	Eisdickenverteilungsfunktion	2.3.2
h	Eisdicke als Funktion des Ortes	2.3.2
\bar{h}	Mittlere Eisdicke	2.3.1
h_0	Rimmenschließungsparameter	5.3
h_r	Äquivalente Eisdicke	4.2
h_w	Dicke der ozeanischen Mischschicht	5.2
H	(Ungemittelte) Eisdicke	3.3
H_{eff}	Effektive Eisdicke	3.5.1
H_i	Eisdicke	5.2
H_i^*	Effektive thermodynamische Eisdicke	5.2
H_l	Dicke des ebenen undeformierten Eises	4.2
H_{lead}	Dicke des dünnen Eises	3.3
H_{level}	Dicke des ebenen dicken Eises	3.3
H_{min}	Minimale Eisdicke	5.3
H_N	Differenz zwischen Ozeanoberfläche und Geopotentialfläche	2.1
H_{neueis}	Neueisdicke	5.3
H_s	Schneedicke	5.2
i	Ice-Ridge-Index	4.2
\mathbf{k}	Einheitsvektor senkrecht zur Meeresoberfläche	2.1
K	Horizontaler kinematischer Eddy-Viskositäts-Koeffizient des Eises	2.3.1
L	Spezifische latente Wärme (Sublimation/Verdunstung)	5.2
L_i	Spezifische latente Schmelzwärme	5.2
m	Eismasse (pro Fläche)	2.1
M_p	Presseisrückenvolumen (pro Fläche)	4.4
M_p^*	Presseisrückenvolumen pro Konvergenzprozess	4.4
M_s	Scherrückenvolumen (pro Fläche)	4.4

M_s^*	Scherrückenvolumen pro Konvergenzprozess	4.4
n_p	Verteilungsfunktion der Presseisrückengröße	4.4
n_s	Verteilungsfunktion der Scherrückengröße	4.4
P	Eisstärke nach Hibler	2.3.3
p^*	Eisstärke nach Rothrock	2.3.2
P^*	Empirische Eisstärkekonstante	2.3.3
P_i	Allgemeiner Eisparameter	2.2
q_a	Feuchte in 10 m Höhe	5.2
q_s	Feuchte an der Eis- bzw. Schneeoberfläche	5.2
Q_a	Atmosphärischer Wärmefluss	5.2
Q_a^{gesamt}	Atmosphärischer Wärmefluss aller Klassen	5.2
Q_{cond}	Konduktiver Wärmefluss	5.2
Q_{cond}^{gesamt}	Konduktiver Wärmefluss aller Klassen	5.2
Q_E	Latenter oder evaporativer Wärmefluss	5.2
Q_H	Sensibler Wärmefluss	5.2
$Q_L \downarrow$	Einfallender langwelliger Wärmefluss	5.2
$Q_L \uparrow$	Reflektierter langwelliger Wärmefluss	5.2
Q_{net}	Netto-Gesamtwärmefluss	5.2
$Q_S \downarrow$	Einfallender kurzwelliger Wärmefluss	5.2
$Q_S \uparrow$	Reflektierter kurzwelliger Wärmefluss	5.2
Q_o	Ozeanischer Wärmefluss	5.2
s	Scherfunktion	3.5.3
S	Solarkonstante	5.2
S_A	Thermodynamische Änderung der Kompaktheit	2.3.3
S_h	Thermodynamische Änderung der mittleren Eisdicke	2.3.3
$tr(\cdot)$	Spur eines Tensors	2.2
T_0	Gefriertemperatur von Süßwasser	5.2
T_i	Oberflächentemperatur von Eis	5.2
T_m	Schmelztemperatur von Meereis	5.2
T_s	Oberflächentemperatur von Eis oder Schnee	5.2
T_w	Wassertemperatur	5.2
\mathbf{u}	Eisdrift	2.1
\mathbf{v}	Eisdriftgeschwindigkeit	2.1
\mathbf{v}_a	Windgeschwindigkeit	2.1
\mathbf{v}_w	Ozeanische Strömungsgeschwindigkeit	2.1
Wf	Wolkenfaktor	5.2
Z	Zenitwinkel	5.2

α	Albedo für Eis	5.2
α_0, α_r	Gewichtungsfunktionen zwischen Öffnungs- und Ridgingmode	2.3.2
β	Gewichtungsfunktion zwischen Parallel- und Reihenmodell	3.5.1
γ	Eisrückenmenge	4.2
δ	Öffnungsmode bei Rothrock	2.3.2
δ_{ij}	Kroneckersymbol	2.2
Δ	Hibler'sche Hilfsfunktion	2.3.3
ε	Dehnungstensor	2.2
ε_I	Erste Invariante des Dehnungstensors	2.2
ε_{II}	Wurzel aus der zweiten Invarianten des Deviators des Dehnungstensors, genannt: Zweite Invariante des Dehnungstensors	2.2
ε'	Deviator des Dehnungstensors	2.2
$\dot{\varepsilon}$	Dehnungsratentensor	2.2
$\dot{\varepsilon}_I$	Erste Invariante des Dehnungsratentensors	2.2
$\dot{\varepsilon}_{II}$	Wurzel aus der zweiten Invarianten des Deviators des Dehnungsratentensors, genannt: Zweite Invariante des Dehnungsratentensors	2.2
$\dot{\varepsilon}'$	Deviator des Dehnungsratentensors	2.2
$\dot{\varepsilon}_1$	Dehnungsrate des offenen Wassers	3.5.1
$\dot{\varepsilon}_2$	Dehnungsrate des dünnen Eises	3.5.1
$\dot{\varepsilon}_3$	Dehnungsrate des Brucheises	3.5.1
$\dot{\varepsilon}_4$	Dehnungsrate des ebenen dicken Eises	3.5.1
$\hat{\varepsilon}$	Emissivität für Eis oder offenes Wasser	5.2
ζ	Skalarer Viskositätskoeffizient	2.3.1
ζ_{max}	Maximalwert der Hibler'schen Viskosität	2.3.3
$\bar{\eta}$	Viskositätstensor	2.2
η	Skalarer Viskositätskoeffizient	2.3.1
η_{max}	Maximalwert der Hibler'schen Viskosität	2.3.3
η_p	Viskosität des Parallelmodells	3.5.1
η_r	Viskosität des Reihenschaltungsmodells	3.5.1
η_s	Viskosität des Schermodells	3.5.3
η_β	Linearkombination aus η_r und η_p	3.5.1
η_1	Viskosität des offenen Wassers	3.5.1
η_2	Viskosität des dünnen Eises	3.5.1

η_3	Viskosität des Brucheises	3.5.1
η_4	Viskosität des ebenen dicken Eises	3.5.1
θ	Winkel der Dehnungsrate	2.3.2
Θ	Winkel zwischen \mathbf{v}_w und $\mathbf{v}_w - \mathbf{v}$	2.1
κ_i	Wärmeleitfähigkeit des Eises	5.2
κ_s	Wärmeleitfähigkeit des Schnees	5.2
λ	Skalarer Elastizitätskoeffizient	2.2
$\hat{\lambda}$	Lagrangemultiplikator	2.2
μ	Skalarer Elastizitätskoeffizient	2.2
ν	Skalarer Viskositätskoeffizient	2.2
ξ	Skalarer Viskositätskoeffizient	2.2
φ	Geographische Breite	2.1
φ_c	Materialparameter im Coulombgesetz	2.2
Φ	Winkel zwischen \mathbf{v}_a und $\mathbf{v}_a - \mathbf{v}$	2.1
ψ	Redistributionsfunktion	2.3.2
$\hat{\rho}$	Dichtefunktion	2.3.2
ρ_a	Dichte der Luft	2.1
ρ_i	Dichte des Eises	2.3.1
ρ_s	Dichte des Schnees	5.2
ρ_w	Dichte des Wassers	2.1
σ	Cauchyscher Spannungstensor	2.2
σ_I	Erste Invariante des Spannungstensors	2.2
σ_I^-	Negativteil der ersten Invariante des Spannungstensors	3.5.3
σ_{II}	Wurzel aus der zweiten Invarianten des Deviators	2.2
	des Spannungstensors , genannt:	
	Zweite Invariante des Spannungstensors	
σ'	Deviator des Spannungstensors	2.2
σ_p	Spannung des Parallelmodells	3.5.1
σ_r	Spannung des Reihenschaltungsmodellmodells	3.5.1
σ_B	Boltzmannkonstante	5.2
σ_1	Spannung des offenen Wassers	3.5.1
σ_2	Spannung des dünnen Eises	3.5.1
σ_3	Spannung des Brucheises	3.5.1
σ_4	Spannung des ebenen dicken Eises	3.5.1
τ_a	Atmosphärische Schubspannung	2.1
τ_w	Ozeanische Schubspannung	2.1
ω_r	Ridgingmode bei Rothrock	2.3.2

Abbildungsverzeichnis

1	Eisübersichtskarte des Eisdienstes des BSH	9
2	Eisbild	13
3	Pfannkucheneis (Quelle: www.noaa.gov)	15
4	Fließfläche im Hauptspannungsraum	22
5	Die Fließfläche der ice-cream-cone-Kurve nach Coon	25
6	Fließflächen im Spannungsraum	28
7	Eisschollen und offenes Wasser (Quelle: www.noaa.gov)	33
8	Eisschollen	37
9	Übereinandergeschobenes Eis (Rafted ice)	40
10	Spalten im Eis	41
11	Definition der Parameter	42
12	Die "Viskosität des offenen Wassers"	49
13	Entwicklung der Modellparameter unter Druck	53
14	Darstellung durch das Reihenmodell	53
15	Das Parallelmodell der internen Spannung	55
16	Funktion der Scherspannung	60
17	Ebenes Eis mit Eistrücken	66
18	Presseisrücken (Quelle: www.bsh.de)	67
19	Gebietseinteilung des nördl. Bottnischen Meerbusens nach Lewis	69
20	Darstellung von Presseis in klimatologischen Karten	70
21	Querschnitt eines Eistrückens	72
22	Gemessener Schnitt durch einen Eistrücken	73
23	Entstehung eines Eistrückens	76
24	Häufigkeiten von Eistrückengrößen	79
25	Wärme Flüsse des Eises	83
26	Lineares Temperaturprofil nach Semtner).	84
27	Lateralschmelze nach Hibler	89
28	Modifizierte Lateralschmelze	90
29	Gefrieren des Eises bei starkem Wind	92
30	Gefrieren des Eises bei wenig Wind	94
31	Eistrückengrößenverteilung bei Schmelzprozessen	96
32	Änderungen der Eistrückenkategorien durch Schmelze	97

33	Modellgebiet des BSH Zirkulationsmodells	101
34	Aktuelle Modellgebiete der DWD Modelle	102
35	Gebiete der DWD Modelle zur Zeit des Testwinters	103
36	Schematische Darstellung eines Arakawa-C-Gitters	105
37	Kurven der gemessenen Lufttemperatur	111
38	Lufttemperatur an der deutschen Küste	113
39	Lufttemperatur über der mittleren Ostsee	114
40	Windverhältnisse an der deutschen Küste	115
41	Windverhältnisse über der mittleren Ostsee	116
42	Windverhältnisse vor dem ersten Februar	117
43	Die Gesamteisbedeckung	120
44	Die Kompaktheit im Hibler'schen Eismodell	120
45	Der Bedeckungsgrad des ebenen dicken Eises	123
46	Der Bedeckungsgrad des dünnen Eises	123
47	Der Deformationsquotient	124
48	Anteil des Brucheises	125
49	Eisdicke des ebenen dicken Eises	128
50	Eiskarte des Bundesamtes für Seeschifffahrt und Hydrographie	130
51	Eisdicke des dünnen Eises	131
52	Mittlere Eisdicke	132
53	Gesamteisdicke	134
54	Hiblersche Eisdicke	134
55	Äquivalente Eisdicke	137
56	Anzahl kleiner Scherrücken	138
57	Anzahl mittelgroßer Scherrücken	138
58	Anzahl kleiner Presseisrücken	141
59	Anzahl mittelgroßer Presseisrücken	141
60	Anzahl großer Presseisrücken	142
61	Zugspannung	143
62	Druckspannung	143
63	Scherspannung	144
64	Darstellung der ausgewählten Punkte	146
65	Zeitreihen der Eistemperaturen	147
66	Zeitreihen der Anteile	148
67	Zeitreihen der Eisdicken	149
68	Zeitreihen der Spannungen	150
69	Zeitreihen der Schneedicken	151
70	Maximale Eisbedeckung in der Darstellung des Eisdienstes	155

71	Maximale Eisbedeckung im neuen Mehrklassenmodell	156
72	Eisbedeckung im Hiblermodell am 26. Februar 1996	156
73	Maximale Eisbedeckung an der deutschen Küste	159
74	Maximale Eisbedeckung an der deutschen Küste, 9. Februar 1996 .	160
75	Satellitenbild der deutschen Küste vom 9. Februar 1996	161
76	Das flächenbezogene Eisvolumen	168
77	Temperaturkurven der Beobachtungsstation Schleswig	169
78	Eisbedeckungsgrad am 9. Februar 1996	171
79	Eisbedeckungsgrad am 10. und 11. Februar 1996	172
80	Eisbedeckungsgrad am 12. Februar 1996	173
81	Windverhältnisse an der deutschen Küste im Februar	174
82	Die flächenbezogene Eisvolumensumme	175
83	Saisonale Entwicklung der äquivalenten Eisdicke nach Kankaanpää	177
84	Entwicklung der äquivalenten Eisdicke im Mehrklassenmodell . . .	178
85	Wahrscheinlichkeit von Presseisvorkommen nach Kankaanpää . . .	179
86	Modelldaten der äquivalenten Eisdicke im Bottnischen Meerbusen .	181
87	Vergleich von simulierter und gemessener Presseisdicke	183
88	Vergleich der monatlichen Verteilung von äquivalenter Eisdicke . .	184
89	Zeitliche Entwicklung der Anzahl von Presseisrücken, Modelldaten	186
90	Zeitliche Entwicklung der Anzahl von Scherrücken, Modelldaten .	187
91	Durchschnittliche Verteilung der Presseisrücken, Modelldaten . . .	189
92	Durchschnittliche Verteilung der Scherrücken, Modelldaten	190
93	Eisrücken-Höhen-Histogramm nach Lewis	191
94	Logarithmische Darstellung der Eisrückenverteilung, Modelldaten .	192
95	Reihenschaltung eines viskos-elastischen Modells	198
96	Parallelschaltung eines viskos-elastischen Modells	199
97	Übersicht über die Seegebiete der Ostsee	204
98	Übersicht über die Seegebiete an der deutschen Küste	205
99	Erläuterung der Winddarstellung 1	206
100	Erläuterung der Winddarstellung 2	206
101	Zeitreihe der meteorologischen Daten am Punkt "Nord"	208
102	Zeitreihe der Eisparameter am Punkt "Nord"	209
103	Zeitreihe der meteorologischen Daten am Punkt "Mitte"	210
104	Zeitreihe der Eisparameter am Punkt "Mitte"	211
105	Zeitreihe der meteorologischen Daten am Punkt "Ost"	212
106	Zeitreihe der Eisparameter am Punkt "Ost"	213
107	Zeitreihe der meteorologischen Daten am Punkt "Süd"	214
108	Zeitreihe der Eisparameter am Punkt "Süd"	215

Literatur

- [AID70] AIDJEX Bulletin 2, 1970
- [Bab90] Babić,M., Shen,H.H., Shen,H.T.: "*The stress tensor in granular shear flows of uniform, deformable discs at high solids concentrations*"; Journal of Fluid Mechanics, vol.219, pp.81-118
- [Bra84] Braitchie,I.: "*Rheology of an ice-floe field*"; Annals of Glaciology, vol.5, pp.23-28
- [Bet84] Betten,J.: "*Kontinuumsmechanik: Elasto-Plasto-Kriechmechanik*"; Springer Lehrbuch
- [Bos89] Bossel,H.: "*Simulation dynamischer Systeme*"; Vieweg, 2.Auflage
- [Bro94] Brockhaus Enzyklopädie, 19.Auflage
- [Cam65] Campbell,W.J.: "*The wind-driven circulation of ice and water in a polar ocean*"; Journal of Geophysical Research, vol.70, No.14, pp.3279-3301
- [Cha94] Chandrasekharaiah,D.S., Debnath,L.: "*Continuum mechanics*"; Academic Press
- [Cli82] Swedish Meteorological and Hydrological Institut, Institut of Marine Research (Finland): "*Climatological Ice Atlas - for the Baltic Sea, Kattegat, Skagerrak and Lake Vänern*", Norrköping, Sweden
- [Coo72] Coon,M.C.: "*Mechanical Behavior of compacted arctic ice floes*"; Paper No. OTC 1684, präsentiert auf dem "Fourth Annual Off-shore Technology Conference" Houston 1972, erschienen im Journal of Petroleum Technology, vol.257, 1974, pp.466-470
- [Coo74] Coon,M.D., Pritchard,R.S.: "*Application of an elastic-plastic model of arctic pack ice*"; Proc. of the Symposium on Beaufort Sea Coastal and Shelf Research, Arctic Inst. of North America, San Francisco,1974, pp.173-193
- [Coo74a] Coon,M.D., Maykut,G.A., Pritchard,R.S., Rothrock,D.A., Thorndike,A.S.: "*Modeling the pack ice as an elastic-plastic material*"; AIDJEX Bulletin 24

- [Coo79] Coon,M.D., Pritchard,R.S.: "*Mechanical energy considerations in sea-ice dynamics*"; Journal of Glaciology, vol.24, No.90, pp.377-308
- [Dic01] Dick,S., Kleine,E., Müller-Navarra,S., Klein,H., Komo,H.: "*The operational circulation model of BSH*"; Berichte des Bundesamtes für Seeschifffahrt und Hydrographie, No.29
- [DWD98] "*Quarterly Report of the operational NWP-Models of the Deutscher Wetterdienst*", Juli 1998, No.15
- [Erl88] Erlingsson,B.: "*Two-dimensional deformation patterns in sea ice*"; Journal of Glaciology, vol.34, No.118, pp.301-308
- [Fis95] Fischer,H.: "*Vergleichende Untersuchung eines optimierten dynamisch-thermodynamischen Meereismodells mit Beobachtungen im Weddelmeer*"; AWI, Berichte zur Polarforschung, No.166
- [Haa97] Haapala,J., Leppäranta,M.: "*ZIP-97 Data Report*"; Report Series in Geophysics, University of Helsinki, No.37
- [Haa00] Haapala,J.: "*Modeling of the seasonal ice cover of the baltic sea*"; Report Series in Geophysics, University of Helsinki, No.42
- [Har96] Harder,M.: "*Dynamik, Rauigkeit und Alter des Meereises in der Arktis - Numerische Untersuchungen mit einem großskaligen Modell*"; AWI, Berichte zur Polarforschung, No.203
- [Hib77] Hibler III,W.D.: "*A viscous sea ice law as a stochastic average of plasticity*"; Journal of Geophysical Research, vol.82, No.27, pp.3932-3938
- [Hib79] Hibler III,W.D.: "*A dynamic thermodynamic sea ice model*"; Journal of Physical Oceanography, vol.9, No.4, pp.815-846
- [Hib80] Hibler III,W.D.: "*Sea ice growth, drift and decay*"; In S.C.Colbeck (Ed.): Dynamics of snow and ice masses, Academic Press. Inc., pp.141-211
- [Ids69] Idso,S.B.,Jackson,R.D.: "*Thermal radiation from the atmosphere*"; Journal of Geophysical Research, vol.74, pp.5397-5403

- [Kan97] Kankaanpää,P.: *"Distribution, morphology and structure of sea ice pressure ridges in the baltic sea"*; Geographical Society of Finland, Fennia 175:2, pp.139-240
- [Kar87] Kardestuncer,H., Norrie,D.H.: *"Finite element handbook"*;
- [Key96] Key,J.R., Silcoc, R.A., Stone,R.S.: *"Factors affecting the temperature of the surface layer of the sea"*; Commentat. Phys. Math., vol.25, No.1
- [Kos89] Koslowski, G.: *"Die flächenbezogene Eisvolumensumme, eine neue Maßzahl für die Bewertung des Eiswinters an der Ostseeküste Schleswig-Holsteins und ihr Zusammenhang mit dem Charakter des meteorologischen Winters"*; Deutsche Hydrographische Zeitschrift, vol.42, pp.61-80
- [Kra86] Krawietz,A.: *"Materialtheorie"*; Springer Verlag, 1986
- [Lae60] Laevastu,T.: *"Factors affecting the temperature of the surface layer of the sea"*; Commentat. Phys. Math., vol.25, No.1
- [Len97] Lensu,M.: *"The lognormality of ridge spacing distributions" und "Correlations between fragment sizes in sequential fragmentation"*; Finnish Institut of Marine Research, Internal report
- [Lep81] Leppäranta,M.: *"On the structure and mechanics of pack ice in the bothnian bay"*; Finnish Marine Research, No.248, pp.3-86
- [Lep94] Leppäranta,M.: *"The dynamics of sea ice"*; reprint from: Physics of ice-covered seas, vol.1, pp.305-342
- [Lep94] Leppäranta,M., Lensu,M., Kosloff,P. Veitch,B.: *"The life story of a first-year sea ice ridge"*; Cold Regions Science and Technology, vol.23, pp.279-290
- [Lew93] Lewis,J.E., Leppäranta,M., Granberg,H.B.: *"Statistical properties of sea ice surface topography in the baltic sea"*; Tellus, vol.45A, pp.127-142
- [Liu79] Liu,W.T., Katsaros,K.B., Businger,J.A.: *"Bulk parametrization of air-sea exchanges of heat and water vapor including the molecular constraints at the interface"*; Journal of atmosph. Science, vol.36, pp.1722-1735

- [Lu88] Lu, Q.M.: *"On mesoscale modelling of the dynamics and thermodynamics of sea ice"*; Inst. of Hydrodynamics and Hydraulic Engineering, Denmark, Series Paper No.44
- [Maj91] Majewski, D.: *"The Europa-Modell of the Deutscher Wetterdienst"*; Numerical methods in atmospheric models, Seminar Proceedings 1991, vol.2, pp.147-191
- [McP80] McPhee, M.G.: *"An analysis of pack ice drift in summer"*; In R.S.Pritchard (Ed.): *Sea ice processes and models*, AIDJEX International commission on snow and ice symposium, pp.62-75
- [Mel83] Mellor, M.: *"Mechanical behavior of sea ice"*; CRREL, Monograph 83-1
- [Mül97] Müller-Navarra, S., Ladwig, N.: *"Über Wassertemperaturen an deutschen Küsten"* Die Küste, Heft 59/97
- [Nus48] Nusser, F.: *"Die Eisverhältnisse des Winters 1947/48 an den deutschen Küsten"*; Deutsche Hydrographische Zeitschrift, vol.1, pp.149-156
- [Nye73] Nye, J.F.: *"The physical meaning of two-dimensional stresses in a floating ice cover"*; AIDJEX Bulletin 21, pp.1-8
- [Oms96] Omstedt, A., Nyberg, L.: *"Response of baltic sea ice to seasonal, interannual forcing and climate change"*; Tellus, vol.48A, No.5, pp.644-662
- [Ost90] Ostoya-Starzewski, M., Jessup, R.G.: *"Micromechanics Modell of ice fields I - Microscale constitutive laws"*; Pure Appl. Geophys., vol.132(4), pp.781-802
- [Ost90a] Ostoya-Starzewski, M.: *"Micromechanics Modell of ice fields II - Monte Carlo Simulation"*; Pageoph., vol.133, pp.229-249
- [Pal75] Palosuo, E.: *"Formation and structure of ice ridges in the Baltic"*; Winter Navigation Research Board, Res. Rep., No.12
- [Par79] Parkinson, C.L., Washington, W.M.: *"A large scale numerical model of sea ice"*; Journal of Geophysical Research, vol.84, No.C1, pp.311-336

- [Par72] Parmeter,R.R., Coon,M.D.: "*Model of pressure ridge formation in sea ice*"; Journal of Geophysical Research, vol.80, No.15, pp.1948-1952
- [Par75] Parmeter,R.R.: "*A model of simple rafting in sea ice*"; Journal of Geophysical Research, vol.77, No.33, pp.6565-6575
- [Rot74] Rothrock,D.A.: "*A relation between the potential energy produced by ridging and the mechanical work required to deform packice*"; AIDJEX Bulletin 23, pp.45-52
- [Rot74a] Rothrock,D.A.: "*Redistribution functions and their yield surfaces in a plastic theory of pack ice deformation*"; AIDJEX Bulletin 23, pp.53-81
- [Sem76] Semtner,A.J.Jr.: "*A model for the thermodynamics grows of sea ice in numerical investigations of climate*"; Journal of Physical Oceanography, vol.6, No.3, pp.379-389
- [She87] Shen,H.H., Hibler III,W.D., Leppäranta,M.: "*The role of floe collisions in sea ice rheology*"; Journal of Geophysical Research, vol.92, No.C7, pp.7085-7096
- [Shi84] Shine,K.P.: "*Parameterization of shortwave flux over high albedo surfaces as a function of cloud thickness and surface albedo*"; Q. J. R. Meteorological Society, vol.110, pp.747-764
- [Str96] Strübing,K.: "*The ice winter of 1995/96 on the german coasts between Ems and Oder, with a survey of the entire baltic area*"; Deutsche Hydrographische Zeitschrift, vol.48, no.1, pp.73-87
- [Str96a] Strübing,K.: "*Eiswinter 1995/96*"; MURSYS 1/96, pp.27-32
- [Tho73] Thorndike,A.S., Maykut,G.A.: "*On the thickness distribution of sea ice*"; AIDJEX Bulletin 21, pp.31-47
- [Tuc81] Tucker III,W.B., Govoni,J.W.: "*Morphological Investigations of First-Year Sea Ice Pressure Ridge Sails*"; Cold Regions Science and Technology, vol.5, pp.1-12
- [Wef92] Wefelmeier,C.: "*Numerische Simulation mesoskaler, dynamischer Wechselwirkungen zwischen Atmosphäre, Eis und Ozean*"; Berichte des

Instituts für Meteorologie und Klimatologie der Universität Hannover,
Bd.42

[WMO89] WMO (World Meteorological Organisation): "*Sea-Ice Nomenclature*"; WMO/OMM/BMO-No.259.TP.145, Genf 1970, Supplement No.5, 1989

Danksagung

Ich möchte an dieser Stelle all den Menschen danken, ohne die diese Arbeit nicht zustande gekommen wäre:

Ich bedanke mich bei Herrn Prof. Dr. Backhaus, Herrn Prof. Dr. Matthies und Herrn Dr. Kleine, die diese Arbeit wissenschaftlich begleitet und sich immer Zeit für meine Fragen genommen haben. Herrn Prof. Dr. Backhaus verdanke ich insbesondere die Aufnahme in das Graduiertenkolleg "Erhaltungsprinzipien in der Modellierung und Simulation mariner, atmosphärischer und technischer Systeme", die sich als sehr hilfreich erwiesen hat.

Das Verständnis für die Prozesse im Eis verdanke ich vor allem den Diskussionen mit Herrn Strübing (BSH Hamburg) und Prof. Leppäranta (Helsinki).

Bei allen WissenschaftlerInnen, die ich um Rat gefragt habe, habe ich ein offenes Ohr und weiterführende Hilfe gefunden. Nicht alle Theorien sind in dieser Arbeit eingebunden worden, trotzdem meinen Dank an Prof. Dr. Gröger (Berlin), Prof. Dr. Zujev (Murmansk), Prof. Dr. Mackens (TU Hamburg-Harburg), Dr. Harms (IFM Hamburg), Dr. Schrumm (IFM Hamburg), Dr. Thomas (Hannover) etc.

Dank allen Mitgliedern des Graduiertenkollegs, insbesondere Stefan Heitmann, Michael Breuss und Frank Schimmel für wissenschaftliche und freundschaftliche Unterstützung sowie Monika Jampert.

Großen Dank an Harald Giese und Hartmut Komo für die Überwindung unüberwindbar-scheinender Computerprobleme. Und an meine Kollegen, Stephan Dick und Sylvain Müller-Navarra für Hilfestellungen im Bereich der ozeanographischen Modellierung und angenehme Ablenkung in den Mittagspausen.

Für die Beseitigung bürokratischer Hindernisse meinen Dank an Prof. Dr. Huber und Prof. Dr. Rühl.

Vielen Dank dem DFG für ein Stipendium, welches mir die Fertigstellung der Arbeit ermöglicht hat.

Doch Wissenschaft allein macht nicht glücklich. Vier Menschen, ohne die diese Arbeit sicher nicht existieren würde, sind: Mein Lebensgefährte Thomas Gronwald, der meinen Rechner am Laufen gehalten, mich immer unterstützt

und auch noch meine Launen ausgehalten hat - er hat sicher die schwerere Arbeit von uns beiden gehabt; Anja Rösen und Alexandra Pastoors, die meine Arbeit von Beginn bis Ende perfekt betreut haben, die unermüdlich korrigiert und konstruktiv kritisiert haben und mich auch in den Tiefpunkten immer wieder motivieren konnten; und Prof. Dr. Piper Seier, ohne die ich eine derartige Arbeit nicht begonnen hätte und die immer ein offenes Ohr für meine Probleme hatte.

Meine Familie und Schwiegerfamilie waren immer für mich da und zeigten Interesse am Fortgang der Arbeit. Habt Dank für das sorgfältige Korrektur-Lesen.

Feministische, freundschaftliche und wissenschaftliche Hilfe kam von den "Frauen in Naturwissenschaft und Technik" Ex-Oldenburg, dem Modellierinnen-Netz und allen Freundinnen.

Falls ich jemanden vergessen habe, tut es mir leid, es soll nicht wieder vorkommen.

Ergänzung

Zu dieser Arbeit liegen ergänzende Dokumente vor, die die Ergebnisse und Daten des Mehrklassenmodells präsentieren, welche im vorliegenden Dokument keinen Platz finden konnten.

- Die zeitliche Entwicklung eines jeden Eisparameters wird mithilfe einer selbststartenden Microsoft PowerPoint-Präsentation dargestellt. Zur Betrachtung dieser Dokumente ist eine Version von PowerPoint2000 oder höher notwendig.
- Die numerische Umsetzung des Eismoduls erfolgt durch ein Fortranprogramm. Der Quellcode ist als Textdatei beigefügt.
- Die Windverhältnisse über der Ostsee sind von entscheidender Bedeutung für die Eisbedeckung. Daher sind die Windfelder an den Standorten "Nord", "Mitte", "Ost" und "Süd" als Postscript-Dateien aufgenommen worden. Zur Wahl der Standorte sei auf Abbildung 64 verwiesen.

Die Dokumente können bei Interesse als CD-ROM angefordert oder per ftp heruntergeladen werden. Bitte senden Sie eine E-mail an

eismodell@silke-guenzel.de

oder informieren Sie sich auf der Internetseite

www.silke-guenzel.de/eismodell.html

oder im Fachbereich Geowissenschaften der Universität Hamburg, Institut für Meereskunde

www.ifm.uni-hamburg.de