

**Untersuchungen zur Hydrologie des arktischen
Meereises –
Konsequenzen für den kleinskaligen Stofftransport**

**The hydraulic properties of Arctic Sea-Ice –
Implications for the small scale particle transport**

Johannes Freitag

**Ber. Polarforsch. 325 (1999)
ISSN 0176 - 5027**

Johannes Freitag

Alfred-Wegener-Institut (AWI) für Polar- und Meeresforschung
- Sektion Physik -
Columbusstrasse
D-27568 Bremerhaven

Die vorliegende Arbeit ist die inhaltlich unveränderte Fassung einer
Dissertation, die 1999 dem Fachbereich 1 Physik/Elektrotechnik der
Universität Bremen vorgelegt wurde.

Inhaltsverzeichnis

ABSTRACT	iii
ZUSAMMENFASSUNG	iv
1. EINLEITUNG	1
1.1 ÜBERSICHT UND ZIELSETZUNG	1
1.2 MEEREIS ALS PORÖSES MEDIUM	3
1.2.1 Primärporen	4
1.2.2 Sekundärporen	5
1.2.3 Porosität und Solevolumen	8
1.3 SEDIMENTTRANSPORT DURCH MEEREIS	9
1.3.1 Einschlußmechanismen	10
1.3.2 Umlagerungsprozesse und Freisetzung	12
1.4 DATENGRUNDLAGE	13
1.4.1 Arktisexpeditionen	13
1.4.2 Eistank in der HSVA	15
2. PERMEABILITÄT UND PORENRAUM	17
2.1 THEORETISCHE GRUNDLAGEN	17
2.2 ZWEI PORENRAUMMODELLE FÜR MEEREIS	20
2.2.1 Uniformes Röhrenbündel	20
2.2.2 Netzwerkmodell	21
2.3 MEßVERFAHREN	24
2.3.1 In-situ-Meßverfahren der Permeabilität	25
2.3.2 Das Dekan-Permeameter	34
2.3.3 Porenraumanalyse	41
2.4 MEßERGEBNISSE	45
2.4.1 Feldmessungen der vertikalen Permeabilität	45
2.4.2 Labormessungen der vertikalen Permeabilität	46
2.4.3 Anisotropie	46
2.4.4 Permeabilität versus Porosität	47
2.4.5 Permeabilität versus Porengrößenverteilung	49
2.4.6 Permeabilität versus Eisalter	52
2.4.7 Permeabilität versus Eistextur	54
2.4.8 Permeabilitätsänderungen durch Erwärmung	54
2.5 DISKUSSION DER MESSUNGEN	55
2.5.1 Größenordnung	55
2.5.2 Heterogenität und Anisotropie	57
2.6 REKONSTRUIERTE PERMEABILITÄTSPROFILE	60
2.7 ANWENDUNG DES PORENRAUMMODELLS	62
2.7.1 Verifikation	62
2.7.2 Bedeutung von Primär- und Sekundärporenraum	68
2.7.3 Bildungsmechanismus von sekundärem Porenraum	69
2.7.4 Evolution der Porenraumstruktur	72
2.8 DER ENTSALZUNGSPROZESS	81
3. FLUIDSTRÖMUNGEN	84
3.1 MARKIERUNGSMETHODE ZUR SICHTBARMACHUNG VON FLUIDSTRÖMUNGEN	84
3.1.1 Tracereigenschaften und fluorometrische Analyse	84
3.1.2 Aufbau und Durchführung	87
3.2 ERGEBNISSE	88
3.2.1 Deformiertes Eis unter hydrostatischem Druck	88
3.2.2 Ebenes Eis unter Windeinfluß	91
3.2.3 Ebenes Eis ohne Windeinfluß und großskaligen hydraulischen Gradienten	92
3.3 DISKUSSION	93

3.3.1 Modellierung von Fluidbewegungen.....	94
4. KLEINSKALIGER STOFFTRANSPORT.....	98
4.1 FILTERVERMÖGEN.....	98
4.1.1 Methode.....	98
4.1.2 Ergebnisse und Diskussion.....	99
4.2 SCHMELZVERSUCHE ZUR UMLAGERUNG VON SEDIMENTEN AN DER EISOBERFLÄCHE.....	101
4.3 MODELLIERUNG DES KLEINSKALIGEN STOFFTRANSPORTS.....	104
4.3.1 Das Gitter-Boltzmann-Modell.....	104
4.3.2 Implementierung der Partikelperkolation.....	105
4.3.3 Modellüberprüfung.....	106
4.3.4 Durchströmung des Porenraums.....	111
4.3.5 Filtervermögen.....	113
4.3.6 Diskussion.....	115
4.4 ABSCHÄTZUNG DER SEDIMENTATION.....	118
5. FAZIT UND AUSBLICK.....	122
6. ANHANG.....	128
6.1. DER GITTER-BOLTZMANN-FORMALISMUS.....	128
6.1.1 Modellgeometrie und Randbedingungen.....	129
6.1.2 Einbau der treibenden Kraft.....	131
6.1.3 Skalierung.....	132
6.2 PHYSIKALISCHE GRÖßEN, EINHEITEN UND SYMBOLE.....	133
6.3 GLOSSAR.....	135
7. LITERATURVERZEICHNIS.....	137
DANKSAGUNG.....	150

Abstract

Hydraulic properties of sea-ice are important parameters to assess the relevance of advective processes for the sea-ice system in the Arctic. During the summer melt period huge amounts of melt water form on the sea-ice surface. A fraction of this melt water percolates through the ice matrix. The total amount is governed by the hydraulic properties. Hence the hydraulic properties directly influence the surface energy balance i.e. the climatic boundary condition of the ice-atmosphere-interface. Furthermore percolating water transports dissolved and particulate matter. Especially resuspended sediments, which are previously incorporated during the ice formation, can be washed out and released into the water column beneath the ice.

This work investigates the hydraulic properties, namely permeability, of summer Arctic sea-ice. Measurement devices have been developed to be used in the field and in the laboratory, which measure the permeability of the ice matrix. To visualize fluid motion on ice surfaces a tracer method is used. Two pore space models are verified with the field and laboratory data. To research small scale sediment transport additional laboratory experiments have been carried out and a two dimensional lattice-Boltzmann-model developed which simulate fluid and particle motion through the ice matrix.

The experimental data show, that the summer Arctic sea-ice is a highly permeable, hydraulically heterogeneous and anisotropic medium. In its permeability sea-ice is comparable to carst systems. The tracer studies reveal high lateral melt water fluxes in regions predominant with pressure ice ridges. The vertical percolation dominates in even new-ice and decreases with ice age. The vertical percolation of surface melt water in first-year-ice may be inhibited by impermeable layers. In total the permeability of the sea ice allow lateral and vertical fluid motion which affect the mass- and heat balance of the sea-ice.

The hydraulic properties can be derived from a random network model of the sea-ice pore space. Because the permeability depends mainly on the secondary drainage structure, this portion of pore space would have to be considered to calculate brine-, nutrient- and particle transport. The permeability is linked by a power function to the effective porosity. The exponents of the power function are different for new-ice and first- to multi-year-ice. This implies, that the build up of the drainage structure completes in the early state of ice formation.

Particle transport is only possible in high permeable Arctic sea-ice. The sediment release by melt water percolation is determined to be 3% of the original load. The sum of all release processes is calculated to 21-35% over the whole Arctic basin. Most of the particle load of sea-ice is therefore released into the water column not until the ice floe melts completely. The estimation of sediment release calculated in this work agrees well with estimates from sediment cores of the sea floor.

Zusammenfassung

Die hydraulischen Eigenschaften des Meereises sind ein wichtiger Parameter zur Beurteilung von advektiven Transportvorgängen innerhalb der Eismatrix. Während der sommerlichen Schmelzperiode in der Arktis gewinnen die advektiven Prozesse an Bedeutung, da sich an der Eisoberfläche große Mengen von Schmelzwasser bilden. Ihr Schicksal beeinflusst sowohl die Oberflächenenergiebilanz und damit die klimatischen Randbedingungen an der Eis-Atmosphären-Grenzfläche als auch den kleinskaligen Stofftransport von eingeschlossenem Material im Eis. Insbesondere betrifft dies das resuspendierte Sediment, das bei der Eisbildung auf dem sibirischen Schelf in die Eismatrix eingebaut wird. Mit dem Eis ins arktische Becken verdriftet, kann es während der Schmelzperiode herausgewaschen und in die Wassersäule freigesetzt werden.

Ziel dieser Arbeit ist es, die hydraulischen Eigenschaften des arktischen Meereises während der Schmelzperiode zu bestimmen, um die Bedeutung advektiver Transportvorgänge zu beurteilen. Die Untersuchungen zur Meereishydrologie umfassen die Entwicklung eines Labor- und eines In-situ-Verfahrens zur Messung der hydraulischen Leitfähigkeit (Permeabilität) sowie die Anwendung einer Tracermethode zur direkten Sichtbarmachung von Fluidströmungen in Meereis. Mit Hilfe der experimentellen Daten werden zwei einfache Porenraummodelle in ihrer Anwendung auf den Meereisporenraum überprüft und strukturelle Aspekte der spezifischen Porenraumstruktur beleuchtet. Zur Beurteilung des kleinskaligen Sedimenttransports werden Laborexperimente durchgeführt und ein zweidimensionales Gitter-Boltzmann-Modell für die Simulation von Fluid- und Partikelbewegungen innerhalb der Eismatrix entworfen.

Die Meßergebnisse zweier Expeditionen in die Arktis zeigen, daß das sommerliche arktische Meereis ein vielfach hochpermeables, hydraulisch heterogenes sowie anisotropes Medium ist, das für die Rückstauung von Schmelzwasser während der Schmelzperiode zu einer kritischen Größe wird. In seiner Permeabilität ist Meereis mit Karstgestein vergleichbar. Die Tracerexperimente belegen für Regionen in Preßeisrücken eine bemerkenswert hohe laterale Schmelzwasseradvektion von bis einem Meter pro Stunde. Die vertikal ausgerichtete Durchströmung der Eismatrix dominiert in ebenem Neueis und nimmt mit dem Eisalter ab. In einjährigem Eis kann aufgrund der Ausbildung impermeabler Schichten teilweise das Schmelzwasser nicht mehr vertikal aus den Oberflächenschichten abgeführt werden. Insgesamt lassen die hohen Permeabilitäten sowohl laterale als auch vertikale Fließbewegungen zu, die die Massen- und Wärmebilanz nachhaltig beeinflussen.

Die hydraulischen Eigenschaften können zufriedenstellend aus einem Random-Netzwerkmodell für den Porenraum abgeleitet werden. Die Permeabilität von Meereis wird maßgeblich durch die sekundäre Drainagestruktur des Porenraums bestimmt. Aus experimentellen Daten wird ein funktionaler Zusammenhang zwischen der Permeabilität und der effektiven Porosität abgeleitet, der für Neueis und ein- und mehrjährigem Eis unter-

schiedlich ist. Daraus lassen sich Rückschlüsse auf die Entstehung und Transformation der spezifischen Porenstruktur ziehen. So ist die Ausbildung des Drainagesystems auf das frühe Stadium der Eisbildung festgelegt.

Ein partikulärer Stofftransport ist nur im hochpermeablen Zustand von arktischem Meereis möglich. Die durch Schmelzwasserperkolation erzwungene Freisetzungsrates von Sedimenten wird im arktischen Becken auf 3% abgeschätzt. Summiert über alle Freisetzungsprozesse steigt der im arktischen Becken freigesetzte Anteil auf 21-35%. Der größte Teil der durch Meereis transportierten Sedimentfracht wird demnach erst dort in die Wassersäule freigesetzt, wo das Eis vollständig abschmilzt. Die Abschätzungen aus dieser Arbeit decken sich mit den Ableitungen der rezenten Sedimentationsverhältnisse aus Sedimentkernen des arktischen Meeresbodens.

1. Einleitung

1.1 Übersicht und Zielsetzung

Meereis bedeckt bis zu 10% der gesamten Meeresoberfläche und überzieht die polaren Ozeane mit einer dünnen Haut, die nur wenige Meter mächtig ist. Es schränkt den Wärme-, Stoff- und Impulsaustausch zwischen Atmosphäre und Ozean ein und nimmt dadurch auf das lokale Klimageschehen in den Polargebieten Einfluß. Über globale Austauschprozesse wirkt das Meereis zudem auf das gesamte Klimasystem der Erde (Barry et al., 1993). Die Eisbedeckung ist starken saisonalen Schwankungen unterworfen. In der Arktis erreicht die eisbedeckte Fläche im März ihr Maximum von $15 \cdot 10^6 \text{ km}^2$ und im September ihr Minimum von $7 \cdot 10^6 \text{ km}^2$ (Parkinson, 1987). Dabei trägt das Schmelzen an der Eisoberfläche, etwa 0.2 bis 1 m pro Sommer, zu ungefähr 50% zur saisonalen Verringerung der Fläche und Eisdicke bei (Maykut, 1987; Romanov, 1993). Somit ist die sommerliche Eisdecke in der Arktis durch intensive Schmelzereignisse und oberflächlich gebildetes Schmelzwasser gekennzeichnet.

Advektive Stoff- und Energieflüsse und damit auch das Schicksal des Schmelzwassers sind von den hydraulischen Eigenschaften des umgebenen Meereises abhängig. Denn aufgrund seiner Porenraumstruktur ist Meereis nicht a priori undurchlässig, sondern kann von Sole und Schmelzwasser durchströmt werden. Die Kenntnis der hydraulischen Eigenschaften von Meereis ist unter zwei Aspekten besonders wichtig.

Erstens lassen die hydraulischen Eigenschaften eine Beurteilung der möglichen advektiven Transportprozesse zu, die an der Eis-Atmosphären-Grenzschicht sowohl Eiseigenschaften als auch die Oberflächenenergiebilanz beeinflussen und auf das lokale Klimasystem wirken können. Die hydraulische Leitfähigkeit (Permeabilität) bestimmt den Verbleib von Schmelzwasser an der Eisoberfläche ebenso wie die Bildung und Existenz von Schmelztümpeln, wodurch sie indirekt die Albedo des Eises steuert. Eine Veränderung der Beschaffenheit des oberflächennahen Eises verändert auch seine dielektrischen Eigenschaften, weshalb der hydrologische Aspekt in der Interpretation von Fernerkundungsdaten nicht vernachlässigt werden kann.

Zweitens ist die Kenntnis der hydraulischen Eigenschaften des Eises notwendig, um den potentiellen Transport von Sole, gelösten Schad- und Nährstoffen sowie von partikulärem Material in der Eismatrix zu bilanzieren. Insbesondere betrifft dies Sedimente in einer Größenordnung von Millionen Tonnen, die während der Eisbildung in den sibirischen Randmeeren als resuspendiertes Material in die Eismatrix eingebaut und mit dem Eis weit in das arktische Becken verdriftet werden (Eicken et al., 1997). In der Schmelzperiode sind die feinkörnigen Sedimente nicht mehr starr an die Eismatrix gebunden, sondern können umgelagert und in die Wassersäule freigesetzt werden. Weiterhin kontrolliert die Hydrologie des Eises für eine Vielzahl von speziell an den Meereisporenraum adaptierten Organismen die

abiotischen Faktoren ihrer Lebensbedingungen wie Nährstoffangebot und den Schutz vor Freßfeinden (Spindler, 1990, 1994).

Bisher wurden quantitative Messungen der Meereispermeabilität nur von Saito und Ono (1978), Kasai und Ono (1984) und Saeki (1986) unter eistechnologischen Aspekten durchgeführt. Ihre Ergebnisse an Laboreis können nicht auf das sommerliche arktische Meereis übertragen werden. Einzig Milne et al. (1977) führten In-situ-Messungen durch, in denen sie die Anwendbarkeit des Darcyschen Gesetzes testeten, ohne jedoch quantitativ die Permeabilitäten abzuleiten. Malmgren (1927), Assur (1958) und Bennington (1967) beschränkten sich auf qualitative Aussagen zur Eisdurchlässigkeit. Die Fluidadvektion innerhalb der Eismatrix wurde bislang nur auf kleinster Skala (cm bis mm) direkt sichtbar gemacht (Bennington, 1967 und Eide, 1975). Zusätzlich wurde versucht, die advektiven Austauschprozesse über Salz- und Nährstoffbilanzen indirekt zu quantifizieren (Cox und Weeks, 1975, Cota et al. 1987; Arrigo et al., 1993 sowie Hudier und Ingram, 1994). Einzig in einer Pilotstudie von Weissenberger (1994) wurde über eine photometrische Methode versucht, direkt die Sole- und Schmelzwassermigration im Meereis nachzuweisen. Diese Studie demonstrierte jedoch die Notwendigkeit einer verbesserten Beprobungstechnik mit genauer räumlicher und zeitlicher Auflösung. Weiterführende Untersuchungen zum partikulären Stofftransport in Meereis sind dem Autor nicht bekannt.

In der Zusammenfassung bedeutet dies, daß die Meereishydrologie bislang nicht als eigenständiges Thema behandelt und nicht in den Bezug zu den Vorgängen während der sommerlichen Schmelzperiode in der Arktis gesetzt wurde. Weiterhin existieren in der Literatur keine Modellansätze, die eine Ableitung seiner hydraulischen Eigenschaften aus anderen Porenraumparametern zulassen.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, die hydrologischen Eigenschaften arktischen Meereises während der sommerlichen Schmelzperiode zu charakterisieren und seine Permeabilität zu quantifizieren. Neben der experimentellen Bestimmung der Permeabilität wird der Zusammenhang zwischen den hydraulischen Eigenschaften und der spezifischen Porenraumstruktur untersucht. Dies führt erstmals zu einem verifizierbaren Porenraummodell, das die Ableitung der hydraulischen Eigenschaften erlaubt. Damit sind die Grundlagen geschaffen, die Bedeutung der advektiven Transportprozesse in der sommerlichen Arktis in den oben genannten zwei Bezügen beurteilen zu können.

Die Arbeiten wurden im Rahmen des BMBF-Verbundvorhabens „System Laptewsee“ durchgeführt, in dem die zentrale Rolle dieser Region für die Sedimentations- und Meereisbilanz im arktischen Becken erforscht wird (Kassens und Karpiy, 1994; Kassens et al., 1995; Kassens, 1997). In diesem Zusammenhang steht die Untersuchung des kleinskaligen Sedimenttransports und die Abschätzung, welcher Anteil des in das arktische Meereis eingeschlossenen Sediments während der Eisdrift in das Wasser freigesetzt wird.

Zentrale Größe zur Beschreibung der hydrologischen Eigenschaften ist die materialspezifische Permeabilität, die als Proportionalitätsfaktor im Gesetz von Darcy (Gl. 2.1) definiert ist. Nach einer kurzen thematischen Einführung werden im zweiten Kapitel die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Feld- und Laborverfahren zur quantitativen Messung der Meereispermeabilität vorgestellt. Das Feldmeßverfahren beruht auf der in der Hydrogeologie verbreiteten Bohrlochmethode. Das Laborverfahren ist eine direkte Umsetzung des Gesetzes von Darcy. Die Feldmessungen wurden während zweier Sommerexpeditionen in den Jahren 1995 und 1996 in die sibirische und zentrale Arktis durchgeführt und beschränkten sich auf die für die Schmelzwasserperkolation relevante Sommerperiode. Ergänzende Porenstrukturuntersuchungen liefern Zusammenhänge zwischen Permeabilität und Porosität bzw. Porengrößenverteilungen. Diese Untersuchungen bilden die Grundlage für die Entwicklung eines Random-Netzwerk-Porenraummodells, das durch die Permeabilitätsmessungen verifiziert werden konnte. Das Modell dient dazu, Aussagen über die Evolution der Porenraumstruktur und seine hydraulischen Eigenschaften zu treffen.

Das dritte Kapitel stellt eine Markierungsmethode zur direkten Sichtbarmachung von Schmelzwasserströmungen vor, die erstmals auf das Meereissystem übertragen wurde. Dabei konnte an einzelnen Lokationen im Feld die Größenordnung von wind- und topographieinduzierter lateraler Advektion bestimmt werden. Die Integration von treibenden Kräften erlaubt es, das Fließverhalten zu modellieren, so daß für besondere Meereis-topographien das Verhältnis zwischen lateralem und vertikalem Transport abgeschätzt werden kann.

Das vierte Kapitel stellt den Bezug zum kleinskaligen Stofftransport her. So wurden Versuche zur Umlagerung und Freisetzung von partikulärem Material durchgeführt. Durchströmungsversuche mit Sedimentsuspensionen lieferten Aussagen über das Filtervermögen von Meereis. Als Modellierungsansatz wird ein zweidimensionaler Gitter-Boltzmann-Formalismus gewählt, der die Durchströmung auf der Porenskala auflöst. Die Ergebnisse werden dazu benutzt, um die Freisetzungsraten des meereistransportierten Sediments im arktischen Becken zu bilanzieren.

Im fünften Kapitel werden die Ergebnisse zur Hydrologie des arktischen Meereises zusammengefaßt und ein Ausblick auf zukünftige Arbeiten gegeben. Ein wesentlicher Aspekt liegt in der Fortentwicklung der Porenraummodellierung. Im Anhang findet sich deshalb eine schematische Skizze des in dieser Arbeit auf die Durchströmung von porösen Medien angewendeten Gitter-Boltzmann-Formalismus.

1.2 Meereis als poröses Medium

Gefriert Meerwasser, entsteht ein Mehrphasensystem. Es besteht aus einer festen Eismatrix, in der flüssige, salzhaltige Sole, gasförmige Luftvolumina sowie feste hydratisierte Salzkomplexe eingeschlossen sind. Das sole- und

gasgefüllte Volumen bildet den Porenraum des Meereises. Für die hydraulischen Eigenschaften ist insbesondere der solegefüllte Porenraum relevant. Die gasgefüllten Volumina spielen indes nur eine untergeordnete Rolle, da sie unterhalb des Freibords nicht mit dem hydraulisch leitenden Porenraum in Verbindung stehen¹.

Der Porenraum läßt sich in einen primären und einen sekundären Porenraum unterteilen. Als primäre Poren werden Einschlußstrukturen während der Eisbildung bezeichnet. Der sekundäre Porenraum umfaßt die Transformationsstrukturen der Primärporen. Sie sind mit Entsalzungs- und Schmelzprozessen während der Eisalterung verbunden.

1.2.1 Primärporen

Meereis bildet während der Wachstumsphase eine dendritisch lamellare, nicht planare Gefrierfront aus (Abb. 1.1). Die „großen“ Salzionen werden nicht direkt in das Gitter eines Eiskristalls eingefügt, sondern als aufkonzentrierte Sole von den vertikal in die Schmelze wachsenden Eislamellen zu den Seiten verdrängt. Die Sole sammelt sich in den Rinnen, die in einem Eisbereich gleicher Kristallachsenorientierung parallele Schichtfolgen bilden. Als vereinfachte, dreidimensionale Modellvorstellung der Primärporenstruktur nehmen Anderson und Weeks (1958) an, daß sich die gebildeten Soleschichten („brine layers“) mit Erniedrigung der Temperatur in isolierte, vertikal gestreckte zylindrische Röhren („brine tubes“) transformieren, die nach weiterer Temperaturerniedrigung sich auch vertikal abschnüren und elliptische Formen („brine pockets“) bilden. Da sich in der Phase des Eiswachstums ein negativer vertikaler Temperaturgradient einstellt, sind die Soleschichten an der Eis-Wasser-Grenzschicht ausgeprägt und schnüren sich in den oberen, kälteren Eishorizonten ab.

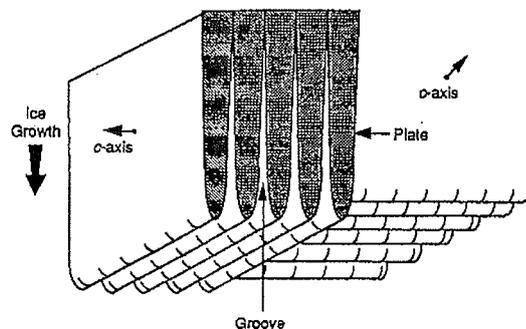


Abb. 1.1: Bildung von primärem Porenraum an der lamellaren Gefrierfront wachsenden Meereises nach Weeks und Gow (1978).

¹ Das Freibord bezeichnet die Höhendifferenz zwischen Eisoberfläche und Meeresniveau. Für freischwimmendes Meereis beträgt das Freibord ungefähr ein Zehntel der Eisdicke.

Der schichtenweise Einschluß und die Abschnürung von Soletaschen charakterisieren die primäre Porenraumstruktur. Die zweidimensionalen Primärporengrößen innerhalb eines horizontalen Querschnitts liegen unterhalb eines Quadratmillimeters (Perovich und Gow, 1996).

Der Gefrierprozeß wird durch die konstitutionelle Unterkühlung („constitutional supercooling“) beschrieben (Weeks und Ackley, 1986): Die Aufkonzentrierung der Salzionen an der Grenzfläche erzeugt ein stationäres Konzentrationsprofil, dessen Gefrierpunkt innerhalb der Grenzschicht oberhalb der Fluidtemperatur liegt und das Meerwasser an der Grenzschicht fortdauernd unterkühlt. Nach Tiller (1962) ist für Meerwasser mit typischen Salzgehalten von 35‰ durch die Unterkühlungszone die Stabilität für das nichtplanare, dendritische Grenzflächenrelief gegeben. In der Ableitung des Stabilitätskriteriums werden jedoch nur Diffusionsprozesse in der Grenzschicht berücksichtigt. Advektiver Transport durch Konvektion oder durch aufgeprägte Strömung bleiben unberücksichtigt. Lake und Lewis (1970) heben die Rolle der konvektiven Transportprozesse hervor. Sie konnten in den Soleschichten und den angrenzenden zylindrischen Kapillaren Temperaturfluktuationen messen und wiesen nach, daß für die Kapillaren das Rayleighkriterium für Konvektion erfüllt ist („convective overturning“). Untersuchungen zum Einfluß von Untereisströmungen auf die Ausbildung der charakteristischen Primärstrukturen wurden im Rahmen des INTERICE-Projekts im Eistank der Hamburgischen Schiffbau-Versuchsanstalt durchgeführt (Eicken et al., 1998). Weitere Arbeiten zur primären Porenstruktur stammen von Nakawo und Sinha (1984) sowie Lofgren und Weeks (1969), die eine umgekehrt proportionale Abhängigkeit vom Schichtabstand der Solelagen und der zweiten Wurzel der Wachstumsrate nachwiesen. Da der Anfangssalzgehalt des Eises mit der Wachstumsgeschwindigkeit zunimmt, korreliert der Kehrwert des Schichtabstandes ebenfalls mit dem Salzgehalt (Cox und Weeks, 1975; Nakawo und Sinha, 1981). Eine verallgemeinerte, statistische Beschreibung über zweidimensionale Autokorrelationen horizontaler Primärporenstrukturen geben Perovich und Gow (1991).

1.2.2 Sekundärporen

Die während der Eisbildung eingeschlossene Sole drainiert während der Eaisalterung aus der Eismatrix in die Wassersäule. Der Salzgehalt von neugebildetem arktischen Meereis entspricht mit Werten zwischen 8 und 15‰ anfangs der Hälfte des Meerwassersalzgehalts und reduziert sich nach mehreren Jahren auf 3 bis 4‰². In den oberen Eisschichten sinkt der Salzgehalt sogar auf wenige Zehntel Promille. Die Entsalzung ist mit der Ausbildung von spezifischen Drainagestrukturen verbunden. Eine typische Drainagestruktur zeigt Abb. 1.2. Sie besteht aus einem vertikal ausgerichteten Porenkanal, der in radialen Richtungen von kleinen, schräg im Winkel von 30° bis 60° zulaufenden Lieferkanälen verbunden ist. Die Lieferkanäle besitzen ihrerseits angekoppelte primäre Soleschichten. Die

² Der Salzgehalt einer Meereisprobe ist definiert als die Salinität der aufgetauten Eisprobe inklusive der Porenflüssigkeit.

Durchmesser der Drainagekanäle liegen zwischen einem Millimeter und mehreren Zentimetern (Lake und Lewis, 1970).

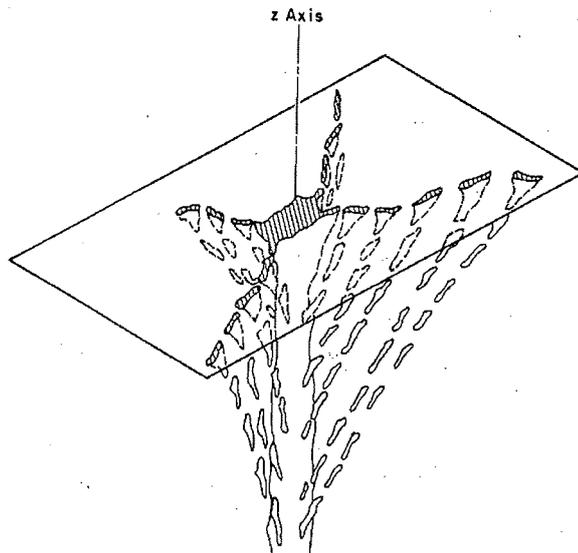


Abb. 1.2: Schematische Skizze einer sekundären Drainagestruktur nach Lake und Lewis (1970).

Wie entstehen die Drainagestrukturen? Prinzipiell können mechanische oder thermodynamische Mechanismen beteiligt sein. Bennington (1967) sieht in der Reißbildung während der Soleexpulsion (s. u.) den Hauptentstehungsmechanismus. Danach entstehen Drainagekanäle bevorzugt an mechanischen Schwachstellen, wie beispielsweise an Korngrenzen. Jedoch läßt sich damit nicht die Form der Drainagestruktur und speziell die Ausformung des breiten, vertikal gerichteten Porenkanals erklären. Eide und Martin (1975), Niedrauer und Martin (1979) sowie Wakatsuchi und Kawamura (1987) führen die Strukturbildung auf die Rückwirkung drainierender Sole auf den Transportweg zurück. Der darin vorausgesetzte Soletransport wird durch die gravitative Drainage (s. u.) verursacht. Eide und Martin (1975) lehnen sich an Modellvorstellungen von Röthlisberger (1972) und Shreve (1972) an, die die Bildung von Drainagesystemen in temperierten Gletschern durch perkolierendes Schmelzwasser erklären. Innerhalb eines negativen Temperaturgradienten (im Fall einer wachsenden Meereisdecke) erzeugt abwärts perkolierende, kalte Sole einen zur Kapillaren gerichteten Wärmefluß. Sowohl durch die Temperaturdifferenz zwischen der Sole und dem umgebenden Eis als auch durch den Schmelzvorgang an den Seitenwänden der Kapillaren, der zur Erhaltung des thermodynamischen Gleichgewichts die Solesalinität erniedrigt, wird ein Wärmefluß induziert. Daraus folgt zum einen, daß Sole aus den abgekühlten, primären Poren der Umgebung verstärkt in die Kapillare gedrückt wird, und zum anderen, daß sich die Kapillare weitet. Die beobachtete frühe Ausbildung der Drainagestrukturen innerhalb der Wachstumsphase stimmt auch mit dem Wirkungsbereich der thermo-

dynamischen Weitung überein (Wakatsuchi und Saito, 1985). Offen bleibt in diesem Zusammenhang, warum die Drainagestrukturen wurzelförmig und die Kanäle vorzugsweise vertikal ausgerichtet sind. Weiterhin bleibt offen, wie sich die von Wakatsuchi und Saito (1985) experimentell bestimmte Verteilungsdichte der Drainagestrukturen erklären läßt. Diese Fragen werden im Rahmen der Porenraummodellierungen im Kap. 2 nochmals aufgegriffen.

Als Entsalzungsprozesse sind bisher fünf Mechanismen diskutiert worden: Gravitative Drainage (Cox und Weeks, 1975), Flushing (Untersteiner, 1968), Soleexpulsion (Cox und Weeks, 1975), Soletaschenmigration (Jones, 1973) und Diffusion (Eicken, 1994a), wobei die ersten beiden als dominante Prozesse betrachtet werden (Weeks und Ackley, 1986). Die ersten drei Prozesse werden kurz skizziert, da sie auf die Permeabilität des Eises Einfluß nehmen.

Gravitative Drainage und Flushing (Ausspülung)

Gravitative Drainage ist ein Entsalzungsprozeß, in dem die Sole unter der Einwirkung der Schwerkraft aus dem Eis in das unterliegende Meerwasser drainiert. Wenn das Eis wächst und die Eisdicke zunimmt, hebt sich die Eisoberfläche graduell über den Meerwasserspiegel, um im isostatischen Gleichgewicht zu bleiben. Das Heben produziert im verbundenen Porensystem einen hydrostatischen Druck, der die Sole her austreibt. Zusätzlich verursacht der winterliche negative Temperaturgradient eine instabile Dichteschichtung. Die kalte und damit dichtere Sole an der Eisoberfläche ist über einer wärmeren und damit leichteren Sole im unteren Teil des Eises geschichtet. Innerhalb von Solekanälen führt dies zu einer Konvektionsströmung, die die dichtere Sole aus dem Eis herausführt (Cox und Weeks, 1975). Beim Flushing, einer speziellen Form der gravitativen Drainage, wird der hydrostatische Druck auf das Porensystem durch Oberflächenschmelzwasser im späten Frühling bzw. Sommer aufgebaut. Der saisonal beschränkte Prozeß ist für die in den Sommermonaten beobachtete, sprunghaft fortschreitende Entsalzung verantwortlich (Untersteiner, 1968).

In der Diskussion über die gravitative Drainage betonen Untersteiner (1968), Cox und Weeks (1975) und später Weeks und Ackley (1986), daß die Entsalzungsrate in Abhängigkeit zu den hydraulischen Eigenschaften stehen muß. Stellvertretend für die hydraulischen Eigenschaften des Eises stellten die Autoren die Entsalzungsrate in die Abhängigkeit vom Solevolumen. Im Unterschied zu Cox und Weeks, die die Entsalzungsraten in Laborexperimenten direkt gemessen haben, leitete Untersteiner sie indirekt aus dem vertikalen Salzgradienten der Gleichgewichtsprofile von mehrjährigem Eis ab. In beiden Zusammenhängen ist jedoch gleichermaßen die große Streuung in den Daten offensichtlich. Zur Klärung der Abhängigkeiten im Entsalzungsprozeß der gravitativen Drainage bedarf es detaillierter Permeabilitäts- und Porenraumuntersuchungen, die im Rahmen dieser Arbeit einen Anfang gefunden haben. Im Abschn. 2.8 wird daher der Entsalzungsprozeß ausführlich diskutiert.

Solexpulsion (Soleausstoß)

Bei Abkühlung wächst an den Randflächen einer isolierten Soletasche neues Eis an, um das neue thermodynamische Gleichgewicht zu erreichen. Da das gebildete Eis im Vergleich zur Sole eine ungefähr um ein Zehntel niedrigere Dichte besitzt, steigt der Druck in der Soletasche. Ist die Soletasche nicht mit einer Gasphase verbunden, erzwingt die Druckerhöhung einen Riß längs der Solelagen, in den ein Teil der Sole nachfolgt. Der Riß zeigt in Richtung des wärmeren Teils des Eises (Bennington, 1967; Cox und Weeks, 1975).

1.2.3 Porosität und Solevolumen

Die Porosität von Meereis ist definiert als das Verhältnis des gas- und solegefüllten Volumens zum Gesamtvolumen:

$$n = \frac{V_{\text{GAS}} + V_{\text{S}}}{V} \quad (1.1)$$

Aus der Salinität S , der Temperatur T und Dichte ρ_{ME} des Meereises kann über die Phasenrelation das relative Solevolumen V_{S}/V bestimmt werden (Assur, 1958). Nach Cox und Weeks (1983) ist das relative Solevolumen gegeben durch

$$\frac{V_{\text{S}}}{V} = \frac{\rho_{\text{ME}} S}{F_1(T)}, \quad (1.2)$$

wobei $F_1(T)$ eine temperaturabhängige Funktion ist. Ist die Dichte nicht bekannt, kann sie nach Cox und Weeks (1983) unter Annahme eines vorgegebenen relativen Gasvolumens V_{GAS}/V durch

$$\rho_{\text{ME}} = \frac{V_{\text{GAS}}}{V} \frac{\rho_{\text{E}} F_1(T)}{F_1(T) - \rho_{\text{E}} S F_2(T)} \quad (1.3)$$

bestimmt werden. ρ_{E} bezeichnet die Dichte des reinen Eises und wurde von Pounder (1965) bestimmt zu $\rho_{\text{E}} = 0.917 - 1.403 \cdot 10^{-4} T$, wobei die Dichte in $[\text{Mg}/\text{m}^3]$ und die Temperatur in $[\text{°C}]$ angegeben werden muß. $F_2(T)$ ist wiederum eine temperaturabhängige Funktion, die für Temperaturen unterhalb von -2°C von Cox und Weeks (1983) und über -2°C von Leppäranta und Manninen (1988) angegeben wurde. In den Ableitungen wird das relative Gasvolumen konstant auf 10‰ gesetzt. Dies entspricht dem Mittelwert für Eis mit einer Dichte von $910 \text{ kg}/\text{m}^3$ (Cox und Weeks, 1983). In mehrjährigem Eis oberhalb des Freibords sind signifikant höhere relative Gasvolumina von 50 bis 200‰ nicht untypisch (Eicken et al., 1995). Deshalb wird hier das Solevolumen direkt mit Hilfe der gemessenen Dichten nach Gl. 1.2 bestimmt.

1.3 Sedimenttransport durch Meereis

Schon auf den ersten wissenschaftlichen Expeditionen in die Arktis wurde von braun eingefärbten, sedimentbeladenen Eisschollen berichtet. So fand sie Fridtjof Nansen (1898, Bd. II, S. 500) auf der Fram-Expedition 1893-1896 in der zentralen Arktis und in Vorbereitung der Expedition an der Ostküste Grönlands. Gleiches bestätigen die Beobachtungen von Sverdrup (1931, 1935) und Polunin (1949, zitiert in Osterkamp und Gosink, 1984). Die Vielzahl von Beobachtungen zeugen von einer arktisweiten Verbreitung. In aktuelleren Forschungen beschreibt Sharma (1971, 1979) Sedimenteinschlüsse im Eis der Beringsee, Reimnitz et al. (1987, 1992, 1993a, 1993b) und Kempema et al. (1989) in der Beaufortsee, Pfirman et al. (1987, 1989), Wollenburg (1993), Nürnberg et al. (1994) und Eicken et al. (1997) im eurasischen und zentralen Teil des arktischen Beckens und den sibirischen Schelfgebieten sowie Larssen et al. (1987) im Eis in der Framstraße.

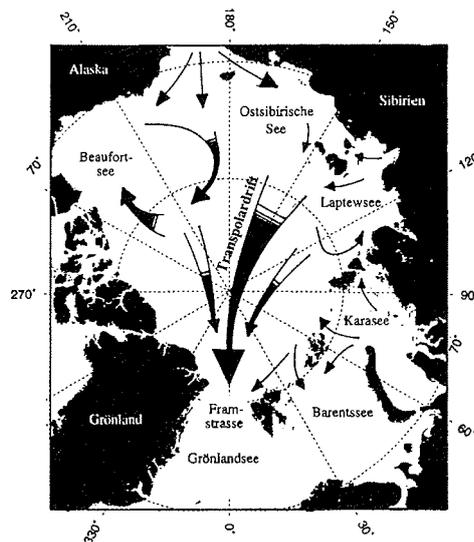


Abb. 1.3: Driftmuster im Arktischen Ozean nach Gordienko und Laktionov (1969).

Die weite Verbreitung läßt jedoch nicht darauf schließen, daß die Sedimente in allen Gegenden der Arktis in das Eis eingeschlossen werden. Vielmehr ist die Eisdrift Ursache der Verteilung. Das großskalige Driftmuster ist geprägt durch die Transpolardrift. Diese hat ihren Ursprung in den sibirischen Randmeeren und erstreckt sich über das zentrale arktische Becken hin zur Framstraße (Gordienko und Laktionov, 1969; Colony und Thorndike, 1984; Thorndike, 1986; Abb. 1.3). In der Beaufortsee existiert ein Wirbel, in dem das Eis im Uhrzeigersinn großräumig rotiert. Teile des Eises werden über den polaren Zweig der Transpolardrift zugeführt. Das im arktischen Becken zirkulierende Meereis wird größtenteils auf den umgebenden Schelfgebieten gebildet und erreicht im Mittel nach drei Jahren die Framstraße (Colony und Thorndike, 1985). Insbesondere die sibirischen Randmeere, wie die ostsibirische See und die Laptewsee, besitzen hohe Eisexportraten. Sie sind

die potentiellen Liefergebiete für meereistransportiertes Material (Reimnitz, 1994; Kassens et al., 1995, 1997; Eicken et al., 1997). Eicken et al (1997) leiteten, basierend auf Eiskern- und Eisdriftdaten, meereistransportierte Sedimentexportraten von 2 bis $11 \cdot 10^6$ t/a ab. Sie haben die gleiche Größenordnung wie der grob von Wollenburg (1993) abgeleitete Sedimentexport durch die Framstraße. Wird diese Menge an Sediment in der Framstraße freigesetzt, ergeben sich Sedimentationsraten, die vergleichbar sind mit den rezenten Sedimentationsraten, die an Sedimentkernen gemessen wurden (Eisenhauer et al., 1990). Demnach unterstreichen sie die Vorstellungen von Berner und Wefer (1990) und Clark und Hanson (1983), daß in den eisbedeckten Gebieten die Sedimentationsraten rezent durch meereistransportiertes Material bestimmt sind. Unterstützt von einem dokumentierten Sedimenteinschluß in der ostsibirischen See von ungefähr $18.5 \cdot 10^6$ t aus dem Jahr 1994 (Kolatschek, 1998; Eicken et al., in Vorb.) läßt sich weitergehend vermuten, daß die gesamte rezente Sedimentation im arktischen Becken durch einzelne Einschlußereignisse auf dem sibirischen Schelf gesteuert wird.

1.3.1 Einschlußmechanismen

Folgende Einschlußmechanismen von Sediment in Meereis wurden in der Literatur diskutiert:

- Wassersäule-Eis-Interaktionen
 - Einfangen von in der Wassersäule resuspendiertem Sediment durch aufsteigende Frazil-Eiskristalle (suspension freezing) (Campbell und Collin, 1958; Kempema et al., 1989, 1993; Reimnitz et al., 1992, 1993c),
 - Überfluten und Durchströmen von teilkonsolidiertem Eisbrei („slush, grease, frazil, pancake ice“) durch sedimentfrachtreiches Seewasser (Osterkamp und Gosink, 1984).
 - Fluten von Festeis durch sedimentfrachtreiches Flußwasser in Deltagebieten (Reimnitz und Bruder, 1972),
 - Wellenpumpen in teilkonsolidiertem Eisbrei (Shen und Ackermann, 1990; Ackermann et al., 1994)).
- Boden-Küste-Eis-Interaktionen
 - Aufschwimmen von Bodeneis (Ankereis) in unterkühlter Wassersäule (Reimnitz et al., 1987; Kempema et al., 1993),
 - Aufnehmen von Sediment durch Eiskiele, die den Meeresboden durchpflügen (Reimnitz und Barnes, 1974; Rearic et al., 1990),
 - Anfrieren von Bodensegmenten an gegründetes Festeis (Reimnitz und Barnes, 1974; Clark und Hanson, 1983),
 - Ablagerung von Erosionsschutt (Klifferosion) auf dem Festeis (Kindle, 1924),
 - Bodeneisbildung an der Küstenlinie aufgrund der periodischen Wasserspiegelschwankungen innerhalb der Tide.
- Atmosphäre-Eis-Interaktionen
 - Windtransport von Staub über Land zum Eis (Kindle, 1924; Pfirman, 1989).

Das meereistransportierte Sediment setzt sich zu über 90 Gewichtsprozent aus feinkörnigem Material der Ton- und Siltfraktion mit Korndurchmessern kleiner als $63\ \mu\text{m}$ zusammen. 80% der Korndurchmesser sind sogar kleiner als $16\ \mu\text{m}$. Es besteht überwiegend aus Quarz, Feldspat und Tonmineralen. Sein Schwermineralanteil liegt unterhalb von 10%. (Pfirman et al., 1987; Goldschmidt et al., 1992; Reimnitz et al., 1993a; Wollenburg, 1993; Nürnberg et al., 1994). Die Dichten von Quarz und Feldspat liegen zwischen 2650 und $2760\ \text{kgm}^{-3}$, die Dichten der Tonminerale Smektit, Illit, Kaolinit und Chlorit streuen zwischen 2000 und $3300\ \text{kgm}^{-3}$ und die der Schwerminerale Glimmer, Pyroxen und Hornblende zwischen 2850 und $3550\ \text{kgm}^{-3}$ (Allen, 1985). Die Sedimente treten in neugebildetem Eis größtenteils in homogener Verteilung, dem sogenannten „turbid ice“ auf, oder sie sind aufgrund von Eisüberschiebungen schichtenweise eingelagert. Vereinzelt treten sie auch als heterogen verteilte Cluster auf.

Als Einschlußmechanismus wird das „suspension freezing“ während der Frazilbildung favorisiert (Reimnitz et al., 1992, 1993c; Kempema et al., 1993; Dethleff et al., 1993; Eicken et al., 1997). Darin nehmen die in einer unterkühlten Wassersäule gebildeten, kleinen, scheibenförmigen Frazilkristalle auf dem Weg zur Oberfläche durch Kollision resuspendierte Sedimentpartikel mit an die Oberfläche und frieren dort zu einer festen, mit Sediment homogen angereicherten Eismatrix zusammen. Hydrographische und meteorologische Voraussetzungen für das „suspension freezing“ sind geringe Wassertiefen unterhalb von $50\ \text{m}$, offene Wasserflächen und hohe Windgeschwindigkeiten bei niedrigen Temperaturen unterhalb von -20°C . Über die turbulente Vermischung wird die gesamte Wassersäule unterkühlt und die Konzentration an resuspendierten Bodensedimenten erhöht. Diese Bedingungen treffen für weite Bereiche der sibirischen Schelfgebiete in Zeiten der herbstlichen Neueisbildung zu. Im Winter sind sie auf offene Polynjas in den Flachwassergebieten begrenzt.

Windtransport konnte als dominanter Einschlußprozeß ausgeschlossen werden, da die aus Schneeproben abgeleiteten jährlichen Depositionsraten in der Beaufortsee (Reimnitz et al., 1992) sowie in der zentralen und eurasischen Arktis (Pfirman, 1989) um mehrere Größenordnungen zu geringe Werte besitzen. Da die Sedimente einen hohen feinkörnigen Anteil haben und zumeist homogen im Eiskörper verteilt sind, erscheinen direkte Boden-Küste-Eis-Interaktionen wie Klifferosionen ebenfalls nicht die Haupteinschlußmechanismen zu sein. Auch ist das Überfluten des Eises durch sedimentfrachtreiches Flußwasser als Haupteinschlußmechanismus auszuschließen, da es nach Nalimov (1995) beispielsweise für das Lenadelta in der Laptevsee auf einen Küstenbereich von $20\text{-}30\ \text{km}$ Breite beschränkt bleibt und dieses Eis vor Ort vollständig abschmilzt. Die Relevanz der anderen Formen der Wassersäule-Eis-Interaktionen konnte bislang nicht eindeutig geklärt werden.

1.3.2 Umlagerungsprozesse und Freisetzung

Während der im Mittel dreijährigen transpolaren Eisdrift kann das Sediment kleinskalig umgelagert und als Folge davon in die Wassersäule freigesetzt werden. Als Umlagerungsprozesse wurden in der Literatur bislang folgende Mechanismen vorgeschlagen (Drewry, 1986; Pfirman et al., 1990; Reimnitz et al., 1993a):

- Schmelzprozesse und Strömungstransport
 - Oberflächenschmelzen und Überflutung (vertikaler und lateraler Strömungstransport, Drainage, Filterung),
 - Ein- bzw. Durchschmelzen von Sediment aufgrund erhöhter Albedo (Kryokonitlochbildung),
 - Unterseitenschmelzen (Preßeisrückenreduktion),
 - Laterales Schmelzen.
- Eisdynamik
 - Preßeisrückenbildung (Überschiebungen und Abrieb),
 - Deformation an Eisschollenrändern (Überschiebungen und Abrieb).
- Windtransport von Oberflächensedimenten.

Für die kleinskalige Umlagerung ist die Akkumulation von Sedimenten an der Eisoberfläche von mehrjährigem Eis charakteristisch (Larssen et al., 1987; Pfirman et al., 1987; Nürnberg et al., 1994; Wollenburg 1993). Die Akkumulation ist darauf zurückzuführen, daß in der Arktis das Eis im Sommer oberflächlich abschmilzt und ein Teil des eingeschlossenen Sediments an der Eisoberseite verbleibt. Allgemein unterliegt eine Eisscholle einem ständigen Verjüngungsprozeß, in dem das „älteste“ Eis der oberen Schichten in den Sommerperioden schmilzt, während an der Unterseite in den Wintermonaten neues Eis anwächst (Maykut, 1986).

Weiterhin ist charakteristisch, daß sich das Sediment in topographischen Senken, wie Schmelztümpelböden und kleinen Schmelzlöchern, sammelt. Die Lochstrukturen mit Durchmessern in Größenordnung von Millimetern bis Zentimetern werden Kryokonite genannt, da sie ebenso wie die Schmelzlöcher auf Gletschern durch die erhöhte Strahlungsabsorption der Sedimente entstehen (Gribbon, 1979; Gerdel und Drouet, 1960; Podgorny und Grenfell, 1996). Die Sedimente bilden in den Kryokonitlöchern kohäsive Agglomerate (Pellets). So fanden Osterkamp und Gosink (1984) und Barnes et al. (1982) die oberflächenakkumulierten Meereissedimente auf mehrjährigem Eis zu 50 bis 100% in kleine 'Pellets' von einem Zehntel bis mehreren Millimetern Umfang aggregiert. Barnes (1990) führt die Pelletbildung auf die sommerlichen Gefrier- und Tauzyklen zurück.

Eisdynamische Prozesse stören die durch den Einschluß und nachfolgende Schmelzprozesse erzeugte Sedimentverteilung. Typische Muster sind geschichtete Sedimentlagen, wodurch Sedimente in die unteren Eisbereiche und an die Eis-Wasser-Grenzfläche gelangen können.

Wind trägt sowohl zu einer oberflächlichen Homogenisierung der Oberflächensedimente als auch zu einer Aufkonzentration von Sedimenten an topographischen Hindernissen bei (Pfirman, 1990). Eine quantitative Bewertung der einzelnen Umlagerungsprozesse in Bezug auf die Freisetzung von Sediment wird in Abschn. 4.4 gegeben.

1.4 Datengrundlage

Die Datengrundlage dieser Arbeit bilden Untersuchungen auf zwei Schiffsexpeditionen in die sommerliche Arktis sowie Eistankversuche in der Hamburgischen Schiffbau-Versuchsanstalt (HSVA).

1.4.1 Arktisexpeditionen

Das Hauptuntersuchungsgebiet der ersten Expedition mit dem Forschungsschiff POLARSTERN lag in der nördlichen Laptewsee ungefähr 200 bis 400 km von der Eisrandzone entfernt. Der Expeditionszeitraum von Juli bis September 1995 fiel in die Hauptschmelzperiode, die sich durch Schmelztümpelbedeckungen von bis zu 50% auszeichnete.

Die Expedition auf dem schwedischen Eisbrecher ODEN im darauffolgenden Sommer im August und September 1996 war weiter nordwärts in den zentralen Bereich der Arktis ausgerichtet. Hier traten nur Anzeichen eines geringfügigen Oberflächenschmelzens auf. So war die Schneeauflage bis auf einzelne Schmelzlagen intakt.

Dichte-, Temperatur- und Salzgehaltmessungen erfolgten auf den Expeditionen routinemäßig innerhalb des glaziologischen Forschungsprogramms einer Eisstation und wurden auch während den Eistankexperimenten beibehalten. Sämtliche Eiskernproben wurden mit einem 4 Zoll-Eiskernbohrer (Fa. Kovacs) und aufgesetzten Bohrmotor (Fa. Stihl) gebohrt, so daß die Proben einheitliche Durchmesser von 9.0 ± 0.1 cm besitzen. Tabelle 1.1 gibt einen Überblick über die allgemeinen Eisverhältnisse und Messungen während der Expeditionen.

1. Einleitung

Expedition	Zeitperiode	Gebiet	Eis- und Wetterverhältnisse	In-situ-Messungen
POLAR- STERN ARK11/1 Fahrtleiter: E. Rachor	7/95-9/95 In-situ- Messungen 4.8.-29.8.95	Nördliche Laptew- see	<ul style="list-style-type: none"> - 100% einjähriges Eis: 3 Eisregionen mit mittleren Eisdicken von 1.2, 1.8 und 2.1 m (granular und säuliges Eis) - Schmelztümpel (bis 50%) - keine Schneeauflage - Sedimenteinschlüsse im Eis östlich von 135° - mittlere Lufttemperatur: $T_m = -2.1^\circ\text{C}$ (Rachor, 1997) 	<ul style="list-style-type: none"> Permeabilitäten Markierungsexperimente Sedimentumlagerungs- experimente Eiskernbohrungen Eisparameter: Dichte, Temperatur, Salinität
ODEN ARCTIC OCEAN Projektleiter der Eisgruppe: J. Askne	8/96-9/96 In-situ- Messungen 27.8.-18.9.96	Zentrale Arktis, Trans- polardrift	<ul style="list-style-type: none"> - <30% einjähriges Eis: mittlere Eisdicke: 2.2 m (granular und säuliges Eis) - gefrorene Schmelztümpel - mittlere Schneeauflage: 0.2 m, - vereinzelte Schmelzlagen - mit salinem Wasser infiltrierter Schnee, feuchte Schnee-Eis- Grenzzone - vereinzelt Aufeisbildung - mittlere Lufttemperatur: $T_m = -5.0^\circ\text{C}$ 	<ul style="list-style-type: none"> Permeabilitäten Eiskernbohrungen Eisparameter: Dichte, Temperatur, Salinität

Tabelle 1.1: Zusammenstellung der Expeditionsdaten.

Die In-situ-Permeabilitätsmessungen wurden an 24 Schiffsstationen in 46 unterschiedlichen Bohrlöchern durchgeführt. Die Stationspositionen sind in Abb. 1.4 eingetragen. Die Eisdicke variierte an den Bohrpositionen zwischen 0.8 m und 5.25 m. Die Bohrlochtiefen waren zwischen 0.60 m und 1.70 m tief und entsprachen im Mittel der Hälfte der Eismächtigkeit. Das Eisprobenmaterial für die im Labor bestimmten Permeabilitäten wurde entweder direkt aus dem Bohrlochkern oder aus einem Kern entnommen, der in unmittelbarer Nähe erbohrt wurde. Insgesamt wurden für die Laborpermeabilitätsmessungen 72 Kernstücke aus arktischem Meereis ausgewählt.

Für die POLARSTERN-Expedition liegen stündlich vorgenommene, visuelle Eisbeobachtungen entlang der Fahrtroute vor (HSVA Report Trafficability Data ARK XI/1). Begleitende Eisuntersuchungen sind den Fahrtberichten (Rachor, 1997; Håkansson, 1997) zu entnehmen.

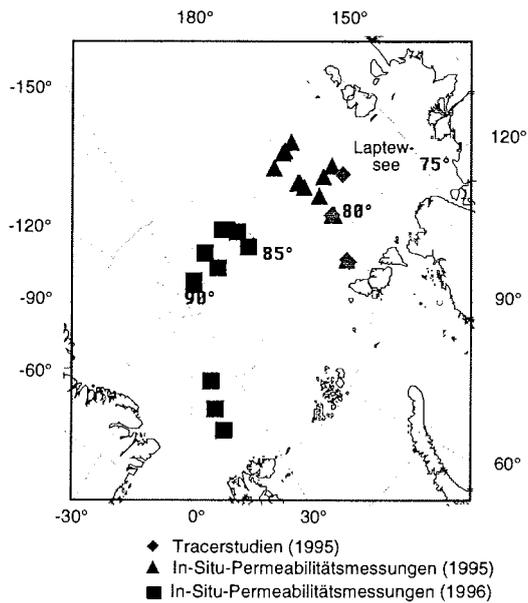


Abb.1.4: Stationsnetz der beiden Arktisexpeditionen ARK11/1 (1995) und ARCTIC OCEAN (1996). Eingetragen sind die Eisstationen, an denen die In-Situ-Messungen durchgeführt wurden.

1.4.2 Eistank in der HSVA

Die Schmelzexperimente und Permeabilitätsmessungen an Neueis wurden im Rahmen des europäischen INTERICE-Projekts 1996/1997 im AETB-Eistank (AETB: Arctic Environmental Test Basin) der HSVA durchgeführt (s. Versuchsphase 1.2 in Eicken et al., 1998).

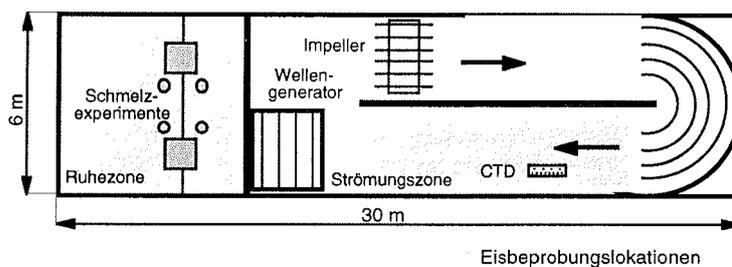


Abb. 1.5: (AETB)-Eistank der Hamburgischen Schiffbau-Versuchsanstalt.

Das Becken hat eine Länge von 30 m. Es ist 6 m breit sowie 1.5 m tief und in einen Strömungs- und einen Ruhebereich unterteilt (Abb. 1.5). Für die Aufsatzung des eingefüllten Wassers auf 30 bis 36 ‰ wird künstliches Meersalz (Instant Ocean, Aquarium Systems Ltd.) verwendet, das der standardisierten Salzzusammensetzung der Ozeane entspricht. Die nach

1. Einleitung

außen abgeschlossene Halle wird durch steuerbare Kühlaggregate gekühlt, die über die gesamte Eistankfläche an der Hallendecke installiert sind.

Die Versuchszeit umfaßte insgesamt 15 Tage mit 8 Gefrier Tagen bei Lufttemperaturen von -16 und -10°C und einer 7-tägigen Erwärmungsphase, in der die Lufttemperatur nach Abschalten der Kühlaggregate auf $+3^{\circ}\text{C}$ anstieg. Die Geschwindigkeit in der Strömungszone betrug 0.16 m/s . Das gebildete Neueis erreichte eine maximale Eisdicke von 19 cm . Von der Kristall- und Porenraumstruktur ist es nicht von Eis zu unterscheiden, das unter arktischen Randbedingungen gewachsen ist. An den Lokationen für die Schmelzexperimente wurde die Eisdecke zusätzlich mit Schneeproben aus der Arktis abdeckt.

In Abb. 1.6 sind die Veränderungen der Temperatur- und Salzgehaltsprofile des Neueises während der Versuchsphase dargestellt. Die Gefrierphase (Stadien 1-2) war charakterisiert durch einen annähernd linearen negativen Temperaturgradienten. Der Salzgehalt an der Eisoberfläche erreichte maximale Werte von fast 20% . Der Salzgehalt innerhalb der Wachstumsphase reduzierte sich auf dem gesamten Profil im Mittel um ca. 2% . In der Erwärmungsphase (Stadien 3-5) verringerte sich der Temperaturgradient und wurde leicht positiv. Der Salzgehalt des Eises reduzierte sich weiter bis auf 2 bis 3% , wobei die oberflächennahen Schichten am stärksten entsalzt wurden.

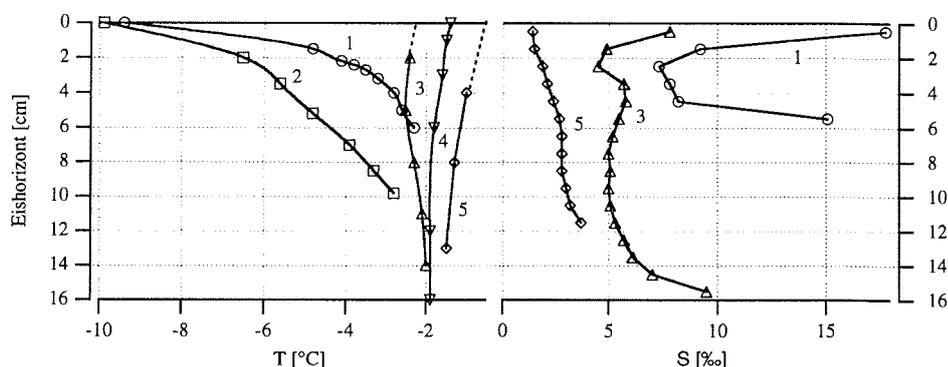


Abb. 1.6: Temperatur- und Salzgehaltsprofile des Neueises aus der Ruhezone vom 2. (1), 5. (2), 8. (3), 12. (4) und 15. Versuchstag (5). Das Neueis aus der Strömungszone hat qualitativ ähnliche Profile und ist deshalb nicht abgebildet.

Insgesamt wurde an 22 zentrifugierten Neueisproben der Stadien 1 bis 5 die Permeabilität bestimmt.

2. Permeabilität und Porenraum

Das Kapitel beginnt mit einer kurzen theoretischen Einführung (Abschn. 2.1) und der Vorstellung von zwei Porenraummodellen für Meereis (Abschn. 2.2). Der darauffolgende Methodenteil (Abschn. 2.3) beschreibt im Wesentlichen das Feld- und das Labormessverfahren zur Bestimmung der Meereispermeabilitäten. Der Ergebnisteil (Abschn. 2.4) stellt die Permeabilitätsmessungen vor und bringt sie in den Zusammenhang mit Porosität, Porengrößenverteilung, Eisalter und Textur. In der Diskussion (Abschn. 2.5) wird auf Grundlage der Messungen eine hydrologische Charakterisierung des sommerlichen arktischen Meereises vorgenommen. Der gefundene funktionale Zusammenhang zwischen Permeabilität und Porosität liefert die Möglichkeit, aus Solevolumenmessungen Permeabilitätsprofile zu rekonstruieren, um damit zu einer Verallgemeinerung der Permeabilitätsverteilungen in Meereis zu kommen (Abschn. 2.6). In Abschn. 2.7 werden die Messungen zur Verifikation des Netzwerk-Porenraummodells genutzt. Mit Hilfe des Modells wird die Bedeutung, die Entstehung sowie die zeitliche Evolution des sekundären Porenraums abgeleitet und Erklärungsansätze für den Zusammenhang zwischen Permeabilität und Porosität gegeben. Im letzten Abschn. 2.8 wird ein Zusammenhang mit dem gravitativen Entsalzungsprozeß hergestellt.

2.1 Theoretische Grundlagen

Eine zentrale Größe zur Beschreibung von Transportprozessen in porösen Medien ist die Permeabilität. Ihre Einführung geht zurück auf die Entdeckung einer Gesetzmäßigkeit durch Darcy (1856), nach der die Durchflußrate einer Strömung durch ein aus feinen Partikeln zusammengesetztes Medium proportional zum äußeren Druckabfall entlang des Fließweges ist. Die Proportionalitätskonstante ist nach Abspaltung der Fluidviskosität rein materialspezifisch und wird als Permeabilität bezeichnet. In seiner dreidimensionalen Form ist das Gesetz von Darcy gegeben durch

$$\mathbf{v} = -\frac{\mathbf{K}}{\mu} \nabla p \quad (2.1)$$

mit der dynamischen Viskosität μ , dem angelegten Druckgradienten ∇p , dem spezifischen Durchfluß \mathbf{v} und der Permeabilität \mathbf{K} als Tensor zweiter Stufe. Der spezifische Durchfluß ist definiert als die über den gesamten Fließquerschnitt gemittelte Geschwindigkeit. Zur Querschnittsfläche zählen neben den angeschnittenen Poren- auch die Festkörperflächen. Deshalb ist der spezifische Durchfluß nicht gleich der mittleren Strömungsgeschwindigkeit, sondern um den Faktor der Porosität kleiner. Unter Annahme eines isotropen Mediums wird die Permeabilität eines Mediums zu einer skalaren Größe. Sie hat die Dimension [Länge²].

Das Gesetz von Darcy ist nur für ausreichend kleine Durchflußgeschwindigkeiten gültig. „Ausreichend klein“ heißt, daß die

Reynoldszahl Re der Strömung in der Größenordnung von 1 oder kleiner sein muß (Scheidegger, 1974). Die Reynoldszahl ist eine dimensionslose Kennzahl zur Beurteilung der dynamischen Ähnlichkeit zweier Strömungen und kann physikalisch als Verhältnis zwischen den Trägheits- und Viskositätskräften interpretiert werden (Tritton, 1977). Sie ist definiert als

$$Re = \frac{Ud}{\nu} \quad (2.2)$$

mit einer charakteristischen Geschwindigkeit U (z. B.: spezifischer Durchfluß), einer charakteristischen Länge d (z. B.: Porendurchmesser, Korndurchmesser, Kanaldurchmesser) und der kinematischen Viskosität $\nu = \mu/\rho$.

Auf der Skala der Re -Zahlen lassen sich für poröse Medien drei Durchströmungsbereiche unterscheiden: Im Darcyregime unterhalb von $Re = 1$ ist die Durchströmung laminar und durch die Darcysche Gleichung (2.1) beschrieben. Die viskosen Kräfte bestimmen den Widerstand und daraus folgt, daß die Widerstandskraft $-\nabla p$ linear zu ν ist. Im Trägheitsregime mit $1 < Re < 300$ wird der Zusammenhang dagegen nichtlinear. Neben den viskosen Kräften treten Trägheitskräfte auf. Die Festmatrix wird nicht nur durch den Oberflächenwiderstand, sondern auch durch ihren Formwiderstand wirksam. Ansätze zur Beschreibung der Durchströmung erweitern Gl. 2.1 mit einem Widerstandsterm, der quadratisch in ν ist und geometrieabhängige Konstanten integriert (Forchheimer-Brinkmann-Gleichung, Ergun-Gleichung). Die Durchströmung bleibt laminar. Erst im Turbulenzregime für $Re > 300$ geht die laminare in eine Form der turbulenten Durchströmung über (Kaviany, 1991; Nield und Bejan, 1992).

In einem unvernetzten Röhrenbündel, das im Abschn. 2.2.1 als eine stark vereinfachte Form des Meereisporenraumes angenommen wird, wirken ausschließlich viskose Reibungskräfte. Hier geht die laminare Durchströmung des Darcy-Regimes direkt in eine turbulente Durchströmung über. Die kritische Re -Zahl des Überganges gibt Schlichting (1982) mit 2300 an^3 .

Das Gesetz von Darcy stellt die Impulsgleichung für poröse Medien dar und ist prinzipiell aus den Navier-Stokes-Gleichungen auf mikroskopischer Porenskala ableitbar (z. B. in Sahimi, 1995). Angewendet auf komplexe Porenstrukturen ist der mikroskopische Weg zur Beschreibung der Durchströmung jedoch ein sehr aufwendiges Unterfangen. Zudem ist der Porenraum selten vollständig als dreidimensionales Abbild bekannt, um die Randbedingung in dem Strömungsproblem formulieren zu können. Deshalb besteht Interesse, die makroskopische Permeabilität als Parameter zur Beschreibung der Durchströmung in den Zusammenhang mit leicht meßbaren Größen, wie z. B. mit der Porosität oder mit den Korn- bzw. Porengrößenverteilungen, zu bringen. Hierfür sind eine Vielzahl von Modellansätzen entwickelt worden, ohne ein für beliebige Porenstrukturen

³ Die Reynoldszahl für eine Kapillare wurde hier aus dem Durchmesser und der mittleren Strömungsgeschwindigkeit gebildet.

allgemein anwendbares Modell zu finden. Sie können grob in 5 Klassen eingeteilt werden:

- Geometrisch, phänomenologische Kapillarmodelle, wie z. B. der Carman-Kozeny-Formalismus oder das „Equivalent Channel“-Modell (Übersicht in Dullien, 1979; Walsh und Brace, 1984),
- Statistische Kapillarmodelle (Übersicht in Dullien, 1979),
- Widerstandsmodelle (Übersicht in Dullien 1979),
- Volumenmittlungsverfahren, wie z. B. die „Effective Medium“-Näherung (Koplik et al., 1984; Doyen, 1988) oder das „Pore scale“-Modell (Duplessis und Roos, 1994; Knackstedt, Duplessis, 1996),
- Netzwerk-Perkolations-Modelle (Seeburger und Nur, 1984; David et al., 1990; Wise, 1992; Katz und Thompson, 1987; Berkowitz und Balberg, 1993; Ewing und Gupta, 1993a, 1993b; Stauffer, 1995).

Darüber hinaus sind die Modellansätze erweitert worden durch Verbindung mit fraktalen Techniken in der Beschreibung von Porenräumen (Adler et al., 1990; 1992) und durch Gittergasmodelle zur direkten Bestimmung der kleinskaligen Durchströmung (Rothman, 1988).

Jedes Modell impliziert unterschiedliche Annahmen über das poröse Medium. Kapillarmodelle, in denen die Durchströmung als Strömung innerhalb von Röhren oder anderen einfachen Geometrien betrachtet wird, eignen sich für Medien mit niedrigen Porositäten. Im Gegensatz dazu sind die Widerstandsmodelle für hochporöse Materialien ($n > 0.5$) entwickelt worden. Sie betrachten die Strömung als Umströmung von festen Hindernissen. In ihrer Anwendung auf Meereis mit Porositäten unterhalb von 0.5 sind sie nicht relevant.

Innerhalb der Kapillarmodelle enthält der Kozeny-Carman-Formalismus die Annahme, daß die Poren gleichverteilt und annähernd gleich groß sein müssen (Dullien, 1979). Da der Porenraum von Meereis aufgrund der Ausbildung der sekundären Drainagestrukturen stark heterogen ist, ist somit der Kozeny-Carman-Ansatz für Meereis nicht sinnvoll. Auch die „Effective Medium“-Näherungen weichen von den makroskopischen Permeabilitäten ab, sofern die mikroskopischen Permeabilitäten in heterogenen Netzwerken exponentiell (David, 1990) oder logarithmisch normal (Koplik, 1981) verteilt sind. Die Ursache dafür liegt in der Ausbildung von Fließwegen, den sogenannten kritischen Pfaden, durch die das Hauptfluidvolumen strömt und der Fließwiderstand sein Minimum findet. Deshalb unterschätzen Mittelungsverfahren die makroskopische Permeabilität. Da in den Perkolations- und Netzwerkmodellen auf statistische Mittelungsverfahren verzichtet wird, scheinen diese zur Beschreibung des Meereisporenraumes am geeignetsten zu sein.

2.2 Zwei Porenraummodelle für Meereis

Im folgenden Abschnitt werden zwei Modelle, die vom Autor zur Beschreibung des Meereisporenraums vorgeschlagen werden, vorgestellt. Das uniforme Röhrenbündelmodell besitzt aufgrund seiner sehr starken Vereinfachung keine geometrische Ähnlichkeit mit dem Porenraum, doch soll es hier behandelt werden, da es für spätere Betrachtungen von Strukturveränderungen in Abschn. 2.7.2 und 2.7.4 lehrreich ist. Der zweite Modellansatz beruht auf einem Random-Netzwerkmodell. Dieses Modell besitzt, wie die Anwendung im Abschn. 2.7.1 zeigt, die Eigenschaft, daß die Fließstrukturen der Durchströmung den Drainagestrukturen von Meereis geometrisch ähnlich sind.

2.2.1 Uniformes Röhrenbündel

In diesem sehr einfachen Kapillarmodell wird der Porenraum als ein vertikal ausgerichtetes Bündel von Röhren vereinfacht. Die Röhren sind nicht untereinander vernetzt. Die Durchströmung innerhalb der Röhren wird durch das Hagen-Poiseuillesche Gesetz beschrieben. Die Strömung hat nur Geschwindigkeitskomponenten in Rohrachsenrichtung. Für die mittlere Strömungsgeschwindigkeit \bar{u} in einer Röhre mit Radius R , dynamischer Fluidviskosität μ und einem Druckabfall von Δp auf einer Rohrlänge von ΔL gilt:

$$\bar{u} = \frac{R^2 \Delta p}{8\mu \Delta L}. \quad (2.3)$$

Bezogen auf den Rohrquerschnitt entspricht die mittlere Strömungsgeschwindigkeit im Gesetz von Hagen-Poiseuille gerade dem spezifischen Durchfluß im Gesetz von Darcy. Ein Vergleich mit Gl. 2.1 liefert für die Permeabilität k der Röhre bezogen auf ihren Rohrquerschnitt:

$$k = \frac{R^2}{8}. \quad (2.4)$$

Für das parallel ausgerichtete Röhrenbündel sind die einzelnen Permeabilitäten der Röhren voneinander unabhängig. Die Gesamtpermeabilität k_G des Mediums ist gleich der Summe der gewichteten Einzelpermeabilitäten. Die Gewichtungsfaktoren sind durch das Verhältnis des Röhrenvolumens zum Gesamtkörpervolumen gegeben. Für vertikal orientierte Röhren sind die Gewichtungsfaktoren gleich der Querschnittsflächenverhältnisse der Röhrenflächen A_i zur Gesamtfläche A_G . Dann kann k_G geschrieben werden als

$$k_G = \sum_i \frac{A_i}{A_G} k_i = \sum_i \frac{\pi R_i^2 R_i^2}{A_G 8} = \sum_j m_j n \frac{R_j^2}{8} \quad (2.5)$$

und die Porosität n als

$$n = \frac{A_p}{A_G} = \sum_i \frac{A_i}{A_G}. \quad (2.6)$$

Der Summationsindex i gibt an, daß die Summation über alle Röhren durchzuführen ist. Der Index j fordert die Summation über alle Größenklassen mit konstantem Radius R_j . Die Gewichtung m_j bezeichnet den Flächenanteil der j -ten Porengrößenklasse an der Gesamtporenfläche A_p und wird bei der Anwendung auf die experimentellen Daten den gemessenen Häufigkeitsverteilungen der Porengrößen entnommen (Abschn. 2.7).

Dieses sehr einfache Porenraummodell berücksichtigt keine horizontalen Permeabilitäten. Es gibt für eine vorgegebene Porengrößenverteilung eine obere Grenze der vertikal gerichteten Permeabilität an und dient als Maß für die vereinfachte Vorstellung, daß der Meereisporenraum nur aus vertikal ausgerichteten Kapillaren besteht.

2.2.2 Netzwerkmodell

In dem in dieser Arbeit entwickelten Netzwerkmodell wird der Porenraum von Meereis auf der Größenskala der Kristalle umgesetzt. Hierin unterscheidet es sich von den meisten Modellansätzen, die den Porenraum der porösen Medien direkt auf der Porenskala durch ein verzweigtes Gitter von einzelnen Kapillarröhren darstellen (Madden, 1976; Seeburger und Nur, 1984; Wise, 1992; David, 1993; Bryant et al., 1993). Damit berücksichtigt das Netzwerkmodell für Meereis die homogene Ausrichtung der Poren innerhalb einzelner Kristalle wie beispielsweise die parallel ausgerichteten primären Soleschichten und läßt die Möglichkeit zu, größerskalige Strukturen des Porenraums aufzulösen.

2.2.1.1 Modellgeometrie

Das Netzwerk besteht aus einem dreidimensionalen Gitter von 10800 (Breite: 30, Länge: 30, Höhe 12) kubischen Gitterelementen (Abb. 2.1). Jedem Gitterelement werden die mikroskopischen Permeabilitäten in den 3 Hauptachsenrichtungen, k_{xi} , k_{yi} und k_{zi} , zugeordnet. Die Elementgröße ist $1 \times 1 \times 1 \text{ cm}^3$ und entspricht grob der Größenordnung von mittleren Kristallgrößen in Meereis (Eicken, 1991). Das Gesamtgitter besitzt eine horizontale Ausdehnung von $30 \times 30 \text{ cm}^2$ und eine vertikale Mächtigkeit von 12 cm. Das Netzwerk hat eine Koordinationszahl von 6, d. h. jedes Gitterelement, abgesehen von den Randelementen, besitzt 6 nächste Nachbarn.

2. Permeabilität

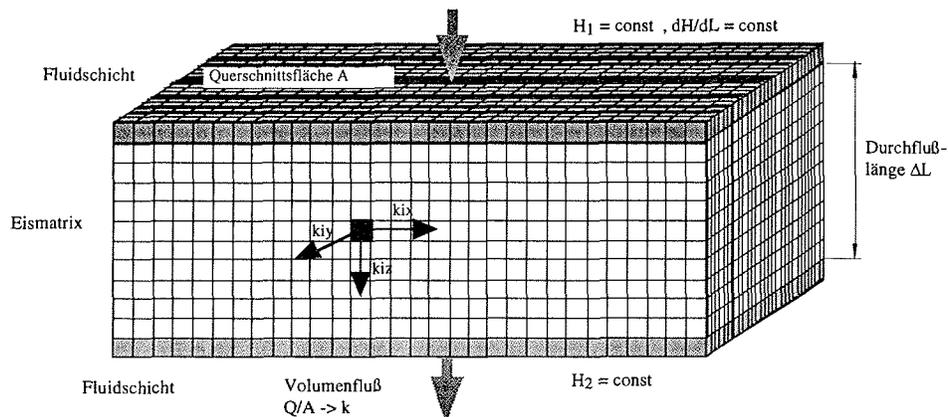


Abb. 2.1: Geometrie des Netzwerkmodells. Das Volumen eines einzelnen Kubus entspricht 1 cm^3 .

2.2.1.2 Strömungsmodell „Modflow“ und Ableitung der makroskopischen Permeabilität

Die Durchströmung des Gitters wird numerisch mit der Software „Modflow“ innerhalb des Softwarepaketes „Pmwin“ (Processing Modflow for Windows, Chiang und Kinzelbach, 1996) berechnet. „Modflow“ ist ein numerischer Code des U.S. Geological Survey, der ursprünglich für die Modellierung von dreidimensionalen Grundwasserströmungen und Transportprozessen in porösen Medien entwickelt wurde. Die Strömungsgleichung wird darin implizit nach einem Finite Differenzen-Verfahren auf einem rechteckigen Diskretisierungsnetz gelöst (McDonald und Harbaugh, 1988; Kinzelbach, 1995). In dieser speziellen Anwendung werden die Permeabilitäten aller Gitterzellen einzeln vorgegeben und der hydraulische Druck auf den Randflächen durch Vorgabe der Piezometerhöhen H_1 und H_2 konstant gesetzt (Abb. 2.1). Die oberste und unterste Schichtebene sind hochpermeabel und simulieren den Bereich der freibeweglichen Flüssigkeitsphase. Beide Ebenen sind hinzugefügt worden, damit sichergestellt ist, daß die Eismatrix immer fluidgesättigt ist und die Permeabilität in gesättigter Phase bestimmt wird. Die 10 dazwischenliegenden Gitterebenen stellen den Eiskörper dar. „Modflow“ berechnet die Durchflußbilanz jeder einzelnen Gitterzelle. Die makroskopische Permeabilität k_G des gesamten Eiskörpers bestimmt sich nach Gl. 2.1 aus der Summation der berechneten vertikalen Volumenflüsse q_{zi} durch die Randflächen der Eisunterseite A sowie dem vorgegebenen hydraulischen Gradienten $\Delta H/\Delta L$ gemäß

$$k_G = \frac{\Delta L}{\Delta H \rho g A} \sum_i^{\text{Rand}} q_{zi}. \quad (2.7)$$

2.2.1.3 Festlegung der mikroskopischen Permeabilitäten aus der Porengrößenverteilung

Die mikroskopischen Permeabilitäten werden nach einem Zufallsprozeß den einzelnen Gitterelementen zugeordnet. Darin ist die Verteilungsfunktion der Permeabilitäten eines Gitterhorizonts durch die Verteilungsfunktion der (gemessenen) Porengrößen bestimmt. Für die Ableitung der mikroskopischen Permeabilität aus den Porengrößen wird der Porenraum innerhalb einer Gitterzelle wiederum als Kapillarröhrenbündel angenommen. Dann ergibt sich die Permeabilität einer einzelnen Gitterzelle durch die formale Analogie zwischen Hagen-Poiseuilleschen und Darcyschen Gesetz. Für eine horizontale Gitterzellenschicht ist die Gesamtpermeabilität nach Gl. 2.5

$$k_{\text{horz}} = \sum_j m_j n \frac{R_j^2}{8}. \quad (2.8)$$

Wird nun die mikroskopische Permeabilität k_{gi} des j -ten Gitterelements definiert durch

$$k_{\text{gi}} := \frac{nR_j^2}{8}, \quad (2.9)$$

ergibt sich die Gesamtpermeabilität einer Schicht aus der Summe der Gitterpermeabilitäten, die mit den Flächenanteilen der Porengrößenklassen gewichtet sind. Daraus folgt, daß der Anteil der Gitterelemente in einer Schichtebene, die mit der Gitterpermeabilität k_{gi} besetzt sind, gleich dem Porenflächenanteil m_j in der Verteilungsfunktion der Porengrößenklassen ist. Die Anzahl a_j der Gitterelemente mit k_{gi} ist daher gegeben durch:

$$a_j = m_j a_{\text{horz}} \quad (2.10)$$

mit a_{horz} als Gesamtanzahl der Gitterelemente in einer Ebene.

In dem Netzwerkmodell wird somit jeder Gitterzelle ein gleichgroßer Porenraumanteil zugeordnet, der sich aus Poren einer Größenklasse zusammensetzt. Die räumliche Heterogenität besteht aufgrund der zufallsverteilten Zuordnung der Porengrößenklassen auf die Gitterelemente. Abb. 2.2 veranschaulicht die Umsetzung der Porengrößeninformation in die Modellpermeabilitäten. Jede Gitterzelle erhält das gleiche Porenvolumen, das sich beispielhaft aus einer, zwei oder vier gleichen Röhren zusammensetzt. Im Übergang zum Modell wird der Porenraum in jeder Zelle gleichmäßig in eine diskrete Permeabilität integriert. Die Information über die Röhrengometrie liegt nach dem Übergang allein in der Größe der zugeordneten Gitterpermeabilität.

In der Reduktion des Netzwerkmodells auf eine horizontale Schicht ist die Schichtpermeabilität im Netzwerkmodell gleich der aus dem Röhrenbündelmodell abgeleiteten Permeabilität.

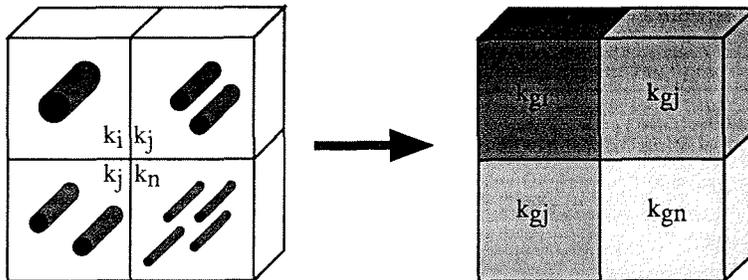


Abb. 2.2: Veranschaulichung der inneren Vernetzung des Porenraums durch den Übergang von einem Röhrenbündel zu Permeabilitätselementen.

Wenn die richtungsbezogenen Permeabilitäten k_{xi} , k_{yi} , k_{zi} der einzelnen Gitterelemente gleich gewählt sind, ist das Modellmedium hydraulisch isotrop, d.h. seine makroskopischen Permeabilitäten sind in allen drei Raumrichtungen gleich. Eine Anisotropie entsteht durch unterschiedliche k_{xi} , k_{yi} , k_{zi} . Messungen der Meereisanisotropie im Abschn. 2.4.3 zeigen, daß Meereis im Mittel um den Faktor 10 höhere vertikale als horizontale Permeabilitäten aufweist und sich die Anisotropie bis auf drei Größenordnungen erhöhen kann. In der Übertragung auf das Modell wird einem einzelnen Gitterelement eine Anisotropie zwischen horizontaler und vertikaler Permeabilität von drei Größenordnungen vorgegeben. Bei gleicher Ausrichtung aller Gitterelemente ergibt sich auch für die makroskopische Permeabilität eine maximale Anisotropie von 3 Größenordnungen. Die Anisotropie reduziert sich, wenn die Gitterelemente verschieden ausgerichtet sind. Vorstudien mit dem Modell zeigten, daß sich die Anisotropie auf die im Mittel in Meereis gefundene Anisotropie von einer Größenordnung reduziert, wenn 75% der Elemente mit erhöhter vertikaler und 25% mit erhöhter horizontaler Permeabilität belegt sind. Somit sind für die Modellläufe die richtungsbezogenen Permeabilitäten der Gitterelemente festgelegt worden auf

$$\begin{aligned} k_{xi} &= k_{yi} = 0.001 \cdot k_{gi} \\ k_{zi} &= k_{gi} \end{aligned}$$

in 75% der Zuweisungen und

$$\begin{aligned} k_{xi} &= k_{yi} = k_{gi} \\ k_{zi} &= 0.001 \cdot k_{gi} \end{aligned} \quad (2.11)$$

in 25% der Zuweisungen innerhalb einer Gitterebene.

2.3 Meßverfahren

Der folgende Abschnitt stellt zwei Verfahren zur Messung von Meereis-permeabilitäten vor. Die Messung im Feld wird über die Bohrlochmethode

erreicht. Die In-situ-Messung hat den prinzipiellen Vorteil, daß sie am originären Porenraum vorgenommen wird. Im Labor hingegen werden die Permeabilitätsmessungen an zentrifugierten Eiskernproben durchgeführt. Das Meßprinzip beruht hier auf der direkten Umsetzung des Gesetzes von Darcy. Weitere Meßparameter sind die (effektive) Porosität und die Porengrößenverteilung (PGV). Sie werden mit Hilfe der digitalen Bildauswertung an zweidimensionalen Schnitten bestimmt und dienen als Datengrundlage für die Untersuchung der grundlegenden Zusammenhänge zwischen den hydraulischen Eigenschaften und den Parametern auf der Porenskala.

2.3.1 In-situ-Meßverfahren der Permeabilität

2.3.1.1 Methode

Die Permeabilität wird in situ aus zeitlich hochaufgelösten Füllstandsmessungen von einströmendem Wasser in ausgebohrten Sacklöchern abgeleitet. Die Bohrlochmethode ist in der Hydrologie weit verbreitet (Freeze und Cherry, 1979). Im Meereis ist sie in Form eines Schöpftests realisiert (Abb. 2.3).

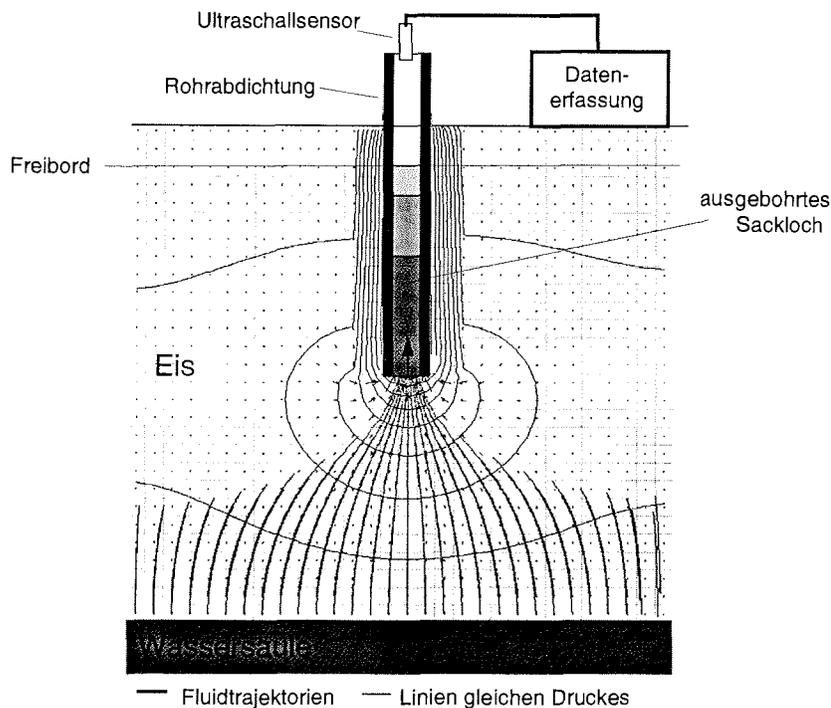


Abb. 2.3: Prinzipsskizze der In-situ-Permeabilitätsmessung.

Ein mit festem Innendurchmesser von 100 mm gebohrtes Sackloch wird durch Einführen eines Aluminiumrohres seitlich versiegelt. Während das Meerwasser durch die Eisbodenfläche in das Sackloch hineinströmt, registriert ein aufgesetzter 130 kHz-Ultraschallsensor (Fa. PIL-Sensoren GmbH) mit einer Auflösung von ± 0.5 mm und einer maximalen Taktrate von 20 Hz den Abstand zur steigenden Fluidoberfläche. Über eine RS232-Schnittstelle werden die Daten digital erfaßt. Mit einem Rohreinschub, auf dessen Stirnseite ein Einlaßventil montiert ist, kann das Sackloch geleert und die Füllstandsmessung wiederholt werden. Abschließend wird die Eisscholle durchbohrt und als geometrische Größen die Eisdicke unterhalb des Sackloches sowie die Länge von der Eisunterseite bis zum Freibord gemessen.

2.3.1.2 Interpretation der Füllstandskurven

In Abb. 2.4 ist eine typische Füllstandskurve einer Bohrlochmessung dargestellt. Der Füllstand $h(t)$ ist definiert als die Höhendifferenz zwischen der Fluidspiegelhöhe im Bohrloch zur Zeit t und dem Gleichgewichtsniveau für $t \rightarrow \infty$, was der Höhe des Meeresspiegels entspricht. $h(t)$ hat in erster Näherung einen exponentiell abfallenden Verlauf. Jedoch treten für $h > 0.2$ m unregelmäßig stufenförmig abgesetzte Knickstellen auf.

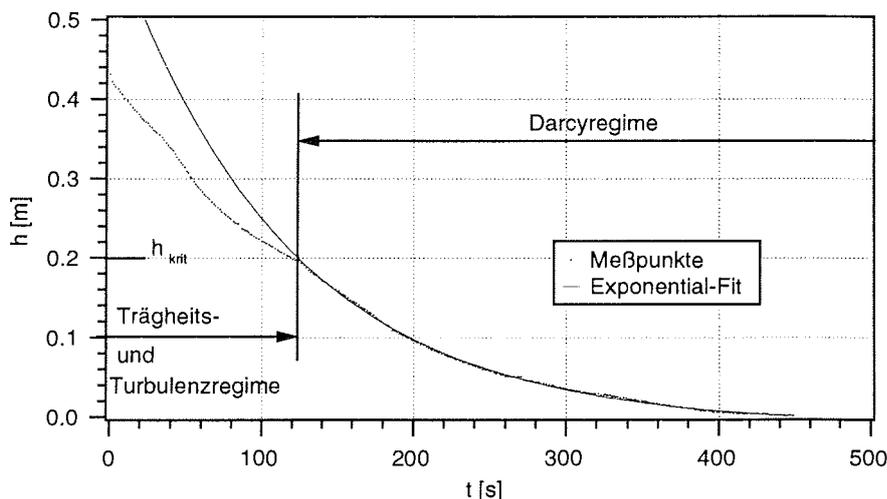


Abb. 2.4: Füllstandskurve in Eis mit einer abgeleiteten Permeabilität von $k = 1.3 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2$ (Station: ARK11/1-241).

Während des Einströmvorgangs ist der antreibende hydraulische Druckgradient proportional zu $h(t)$. Unter Annahme einer Porenraumdurchströmung im Darcyregime folgt daraus ein zeitlich exponentieller Abfall von $h(t)$ und es kann, wie weiter unten ausgeführt wird, auf die Permeabilität des Eises geschlossen werden. Die stufenartigen Abweichungen deuten darauf hin, daß für große h die Durchströmung nicht mehr im Darcyregime erfolgt. Die Hypothese stützt sich erstens darauf, daß die Abweichungen so gerichtet sind,

daß sie eine Verzögerung des Einströmens anzeigen, also auf einen stärkeren Strömungswiderstand schließen lassen, und zweitens darauf, daß für größere h auch größere Strömungsgeschwindigkeiten bzw. höhere Re -Zahlen erreicht werden. Welche Re -Zahlen werden in den Füllstandsmessungen erreicht? Wird vereinfachend der Porenraum als uniformes Röhrenbündel angenommen, so ergibt sich durch Einsetzen von Gl. 2.3 in Gl. 2.2 eine Abhängigkeit der Re -Zahl mit der 3. Potenz im Röhrenradius R . Mit $h = 0.5$ m und einer Eisdicke von 0.5 m unterhalb des Sacklochs überdecken die für Primärporen und Drainagekanäle typischen Radien zwischen 0.1 mm und 4 mm den weiten Re -Zahlbereich von 0.8 bis 50000! Für genügend große R (für $R = 0.7$ mm ist $Re = 300$, für $R = 1.4$ mm ist $Re = 2300$) bildet sich somit eine turbulente Durchströmung aus. Innerhalb eines Einströmvorgangs reduziert sich jedoch h und proportional dazu auch Re , so daß ein Übergang in eine laminare Durchströmung stattfinden muß. Dieser führt entweder direkt oder über das Trägheitsregime ins Darcyregime. Nach Dullien (1979) sind die Übergänge in homogenen porösen Medien graduell, ganz im Gegensatz zu den Übergängen von laminarer zu turbulenter Durchströmung in Rohrströmungen. Angewandt auf die Füllstandsmessungen, läßt sich vermuten, daß graduelle Abweichungen vom exponentiellen Füllstandskurvenverlauf auf Übergänge in das Trägheitsregime und Turbulenzregime in homogenen Porenräumen und punktuelle Knickpunkte auf dominante Porenkanäle hindeuten, in denen ein Übergang von turbulenter zu laminarer Durchströmung stattgefunden hat. Bei Vorgabe einer kritischen Re -Zahl lassen sich aus dem kritischen Füllstand an den Knickpunkten die Radien der Kanäle bestimmen (Abschn. 2.3.1.4).

2.3.1.3 Bestimmung der Permeabilitäten

Aus dem exponentiellen Abfall innerhalb des Darcyregimes, d.h. innerhalb des Bereichs für kleine h , kann auf die Permeabilität des Eises geschlossen werden.

Unter der vereinfachenden Annahme lateraler Impermeabilität wird nur das Eis direkt unterhalb des Sacklochs durchströmt. Die Flächen gleichen Druckes sind horizontal ausgerichtet. Das Strömungsproblem kann eindimensional betrachtet werden. Der spezifische Durchfluß ist gleich dh/dt , der Druckgradient proportional zu h . Eingesetzt in das Darcysche Gesetz (Gl. 2.1) ergibt sich eine homogene, lineare Differentialgleichung für h . Die Lösung ist eine Exponentialfunktion mit der vertikalen Permeabilität k_v im Exponenten

$$h(t) = h(t=0)e^{-k_v \frac{g \rho t}{\mu L}} \quad (2.12)$$

L bezeichnet die Eisdicke unterhalb des Sacklochs. Aus dem exponentiellen Kurvenfit der gemessenen Füllstandskurve läßt sich der Exponent von Gl. 2.12 bestimmen und nach k_v auflösen.

Permeabilitätsmessungen an Eisproben im Labor zeigen jedoch, daß Meereis nicht vollständig lateral impermeabel ist. Die Permeabilitäten in lateraler

Richtung erreichen dieselben Größenordnungen und liegen im Mittel um eine Größenordnung unter den Permeabilitäten in vertikaler Richtung. Die Flächen gleichen Druckes sind nicht mehr ausschließlich horizontal orientiert und das durchströmte Eisvolumen ist größer als das Volumen direkt unterhalb des Sackloches. Der obige Ansatz überschätzt demzufolge die Permeabilität. Eine einfache, explizite Ableitung unter Berücksichtigung lateraler Permeabilitäten ist nicht möglich. Deshalb wird aus einer numerischen Simulation des Strömungsfeldes eine Korrekturfunktion für die aus Gl. 2.12 bestimmten Permeabilitäten abgeleitet.

Modellierung der Bohrlochströmung

Die Strömungsmodellierung wird wiederum mit Hilfe der Software „Modflow“ durchgeführt (Abschn. 2.2.2). Das dreidimensionale Modellgitter besteht aus $41 \times 41 \times 25$ Gitterzellen und bildet einen Eisquader mit $6.4 \times 6.4 \text{ m}^2$ Grundfläche und variablen Eisdicken zwischen 1 und 4 m. Das Bohrloch mit 9 cm Innendurchmesser ist durch würfelförmige Gitterzellen mit 1 cm Kantenlänge dargestellt und seitlich durch impermeable, inaktive Gitterzellen abgeschirmt. Die laterale Auflösung der Gitterzellen variiert zwischen 0.01 m in der Bohrlochumgebung und 1.0 m am Eisrand. Vertikal variiert die Schichtmächtigkeit zwischen 0.05 m an der Eisoberseite, 0.01 m auf Höhe der Bohrlochstirnfläche und 0.50 m in den dazwischenliegenden Schichten.

Neben der Geometrie müssen Rand- und Anfangsbedingungen sowie Permeabilität, Porosität und spezifische Speicherkoefizienten der Gitterzellen festgelegt sein. Der Eisquader wird als ungespannter, „freier“ Aquifer angenommen. Die Porosität und die spezifischen Speicherkoefizienten sind in allen Läufen gleich. In der Meerwasserschicht und innerhalb des Bohrloches ist die Porosität 1. Für das Meereis ist eine über die gesamte Eisschicht konstante Porosität von 0.25 angenommen worden. Eine trockenengefallene Schicht gibt 50% des gespeicherten Wasseranteils frei. Die Meerwasser führende Schicht und das Bohrlochinnere ist hochpermeabel. Die Permeabilitäten liegen 5 Größenordnungen über denen von Eis. Die Permeabilitäten des Eises sind separat für laterale und vertikale Richtung vorgegeben worden. Dem Eisquader ist eine Meerwasserschicht mit hoher Permeabilität als untere Randbedingung unterlegt. Die seitlichen Randgitterzellen liegen auf Festpotential (Dirichlet-Bedingung, 1. Art). Der Stirnfläche des Bohrloches wird ein den Füllständen angepaßtes, niedriges, sich zeitlich änderndes Festpotential (Time-Variant specified Head, CHD1 in Softwarepaket „Pmwin“) zugeordnet. Innerhalb eines Zeitschrittes bleibt es auf einem konstanten Wert, nimmt jedoch im darauffolgenden Zeitschritt ab. Dies entspricht einem Füllstandsanstieg im Bohrloch. Als Anfangsbedingung liegt das Druckpotential aller Gitterzellen mit Ausnahme der Bohrlochzellen auf Meeresspiegelniveau. Die Gitterzellen im Bohrloch haben ein um die Sacklochtiefe erniedrigtes Potential.

Die Modellergebnisse in Abb. 2.5a, b, c illustrieren die Verschiebung der Druckäquipotentialflächen, wenn das Verhältnis von lateraler zu vertikaler Permeabilität k_l/k_v verändert wird. Der Einstrombereich wird breiter mit steigendem k_l/k_v .

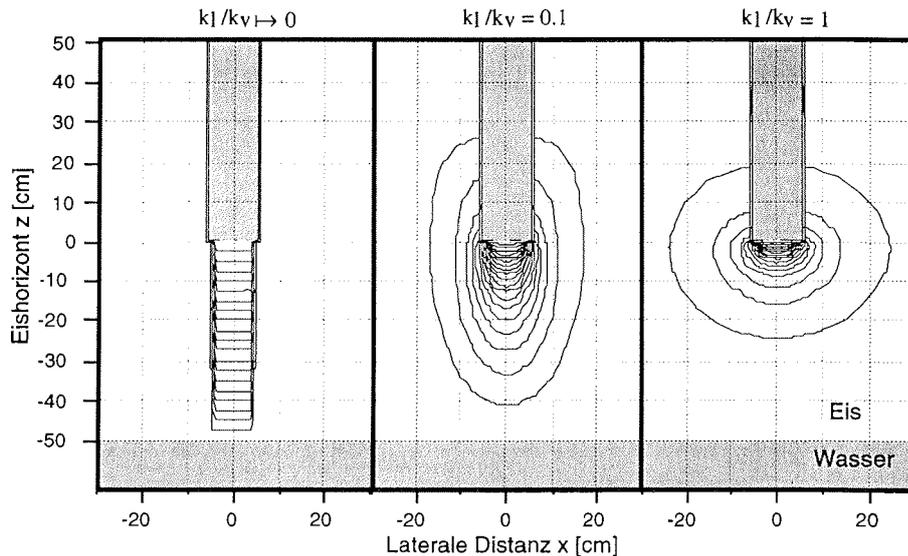


Abb. 2.5a,b,c: Querschnittsprofile der simulierten Bohrlochströmung. Dargestellt sind die Druckäquipotentialflächen für verschiedene k_l/k_v -Verhältnisse. Die Isolinien sind für Drücke mit konstanter Druckdifferenz von $1/20$ des Maximaldrucks eingetragen.

Für alle Verhältnisse blieb die exponentielle Form der simulierten Füllstandskurve erhalten. Die Simulationen wurden für $k_l/k_v \rightarrow 0$ (nur vertikal permeabel) und $k_l/k_v = 0.01, 0.1$ und 1 (isotropes Medium) durchgeführt. Die Permeabilität k_v , die nach Gl. 2.12 aus den gemessenen Füllstandskurven abgeleitet wurde, korrespondiert mit dem Fall $k_l/k_v \rightarrow 0$. Die Transformation in den mehr realistischen Fall von $k_l/k_v = 0.1$ wird über die Division mit einem Korrekturterm γ vorgenommen. γ ist definiert als das Durchflußverhältnis zwischen einem lateral permeablen und impermeablen Medium bei gleicher vertikaler Permeabilität, gleichen aufgeprägten Druckgradienten und Geometrien. γ ist unabhängig von dem absoluten Wert der Permeabilität und dem aufgeprägten Druckgradienten, hängt aber von geometrischen Parametern ab.

Nach dem Darcyschen Gesetz (Gl. 2.1) ist im Fall ausschließlich vertikaler Permeabilität der spezifische Durchfluß bzw. Einstrom in das Sackloch umgekehrt proportional zur Eisdicke L unterhalb des Sacklochs. Wie Abb. 2.6a zeigt, zerstören zusätzliche laterale Permeabilitäten die negative Korrelation. Abseits von Eisoberfläche und Boden bleibt der Durchfluß konstant und steigt zu beiden Grenzflächen hin an. Unterschiedliche Eisdicken verändern den Durchflußwert nicht. Es ist offensichtlich, daß für steigendes k_l/k_v sich auch der Durchfluß erhöht. Folglich hängt γ linear von L ab und die Steigungen der Geraden nehmen mit Erhöhen von k_l/k_v zu (Abb. 2.6b). Die Linearität ist auf Sacklöcher im Innern der Eissäule mit

zumindest 20 cm Abstand von den Grenzflächen beschränkt. Dies trifft für 95% der gebohrten Sacklöcher zu.

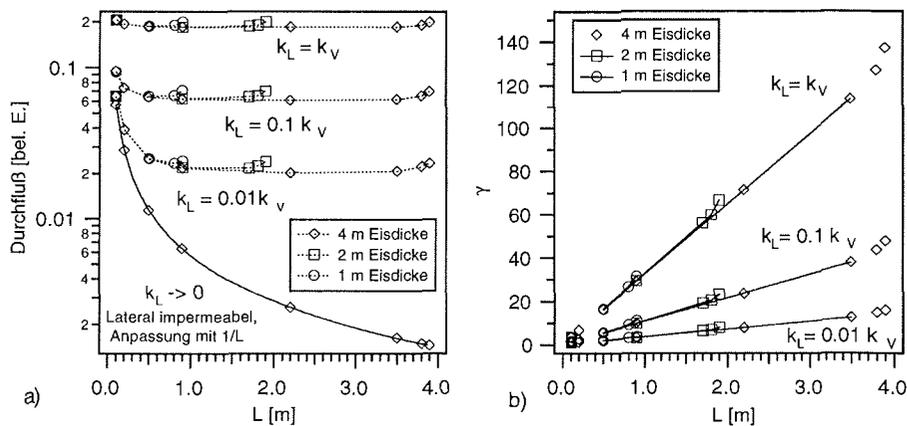


Abb. 2.6a, b: Simulierter Durchfluß und Korrekturfaktor γ in Abhängigkeit von L für verschiedene k_L/k_V -Verhältnisse.

Aus den Regressionsgeraden in Abb. 2.6b ist $\gamma(L)$ für unterschiedliche k_L/k_V , gegeben durch:

$$\begin{aligned} \gamma(L) &= 0.3 + 3.5 L && \text{für } k_L/k_V = 0.01, \\ \gamma(L) &= 0.17 + 10.7 L && \text{für } k_L/k_V = 0.1, \\ \gamma(L) &= 0.15 + 32.4 L && \text{für } k_L/k_V = 1 \end{aligned} \quad (2.13)$$

mit der Angabe von L in Meter.

Zusammenfassend ergibt sich für die Ableitung der vertikalen Permeabilität, daß zuerst aus der exponentiellen Anpassungskurve mit Gl. 2.12 eine unkorrigierte Permeabilität abgeleitet und diese unter Angabe von L mit Gl. 2.13 korrigiert wird. Als Permeabilitätsverhältnis wurde in allen Ableitungen $k_L/k_V = 0.1$ angenommen. Für praktische Werte der Eisdicke L unterhalb des Sacklochs von 0.5 bis 2 m liegen die Korrekturfaktoren $\gamma(L)$ im Bereich zwischen 5 und 20.

2.3.1.4 Ableitung der Porenradien

Zur Ableitung der Porenradien werden die Knickpunkte als Umschlagpunkte von turbulenter zu laminarer Durchströmung in einzelnen dominanten Porenkanälen interpretiert. Dazu gehört, daß der Porenraum vereinfacht als vertikales Röhrenbündel von N Kapillaren mit Radius R dargestellt werden kann. Weiterhin muß vereinfachend angenommen werden, daß der Umschlagpunkt von turbulenter zu laminarer Strömung mit dem umgekehrten Übergang von laminarer zur turbulenten Strömung zusammenfällt und keine

Hysteresese stattfindet. Treten innerhalb einer Messung mehrere Übergänge (d. h. Stufen) auf, so wird der letzte Übergang bei dem niedrigsten hydraulischen Gradienten als Umschlagspunkt von laminarer zu turbulenter Strömung interpretiert und die kritische Re-Zahl Re_{krit} des Überganges mit der kritischen Re-Zahl einer Rohrströmung gleichgesetzt, also $Re_{krit} = 2300$.

Aus dem Gesetz von Hagen-Poiseuille (Gl. 2.3) für die Rohrströmung und der Definition der Reynoldszahl (Gl. 2.2) ergibt sich für den Porenradius R:

$$R = \sqrt[3]{4 \frac{\mu^2 L Re_{krit}}{\rho^2 g h_{krit}}} \quad (2.14)$$

h_{krit} ist der kritische Füllstand am Umschlagspunkt und aus der Füllstandskurve ablesbar.

Bezogen auf die Sacklochbodenfläche A_G ergibt sich mit Gl. 2.5 die Kanaldichte N/A_G zu

$$\frac{N}{A_G} = \sqrt[3]{8 \frac{k_G}{R^2 A_G \pi R^2}} \quad (2.15)$$

2.3.1.5 Fehlerabschätzung

Als mögliche Fehler werden die unvollständige Rohrabdichtung im Versuchsaufbau, die Auswirkungen von Porenraumveränderungen während des Meßvorgangs und Ungenauigkeiten in der Datenerfassung und Ableitung der Permeabilität abgeschätzt und eine Gewichtung vorgenommen.

Unvollständige Rohrabdichtung

Eine unvollständige seitliche Abdichtung der Bodenfläche verbunden mit seitlichen Freiräumen zwischen eingeführtem Abdichtröhr und Bohrlochwandung liefert ein zusätzliches Einströmvolumen und führt zu einer systematischen Überschätzung der Permeabilität. Bei einem vollständigen Fehlen der seitlichen Abdichtung entsteht für ein 1 m tief gebohrtes Sackloch eine zusätzliche seitliche Einströmfläche, die ungefähr dem 40-fachen der Bodenfläche entspricht. Unter Annahme eines Permeabilitätsverhältnisses von $k_v/k_v = 0.1$ folgt ein zusätzliches Einströmvolumen von 4-facher Menge und somit eine Überschätzung der Permeabilität um Faktor 5. Da das Abdichtröhr jedoch in seinem Durchmesser dem Bohrloch angepaßt ist und es in der Praxis zwei Personen erforderte, um es in das Bohrloch abzusenken, kann davon ausgegangen werden, daß maximal nur ein Zehntel der Seitenfläche als potentielle, zusätzliche Einströmfläche gezählt werden muß und somit die Überschätzung der Permeabilität um einen Faktor zwischen 1 und 1.4 realistisch erscheint.

Der statistische Fehler bei der Eisdicken- und Sacklochtiefenbestimmung ist absolut ± 0.5 cm (relativ unter 1%) und geht linear in die Permeabilitätsableitung ein.

Porenraumveränderungen während der Messung

Ein weiterer systematischer Fehler entsteht während der Versuchsdurchführung, wenn nachströmende Sole den Porenraum verändert. Der Porenraum kann potentiell mit Sole aus Horizonten mit unterschiedlichen Salzgehalten und Temperaturen durchströmt werden. Da temperiertes Meerwasser während einer Füllstandsmessung in die Eismatrix nachströmt, ist zu erwarten, daß sich der Porenraum in der Tendenz weitet und sich bei wiederholtem Messen die Permeabilität erhöht. Um den Einfluß des Meßverfahrens auf die Meßgröße abzuschätzen, sind routinemäßig Wiederholungsmessungen an denselben Sacklöchern durchgeführt worden. Aus 63 Wiederholungsmessungen an 19 verschiedenen Bohrlöchern ergab sich ein gemittelter Weitungsfaktor von 1.10 ± 0.36 pro Meßlauf. Die Aufweitung des Porenraumes ist jedoch keine lineare Funktion des Durchfluvolumens. Die Permeabilität erhöht sich diskontinuierlich mit der Anzahl der Meßdurchläufe, wie es in Abb.2.7 an einem Beispiel von 9 Wiederholungsmessungen an einem Bohrloch illustriert ist.

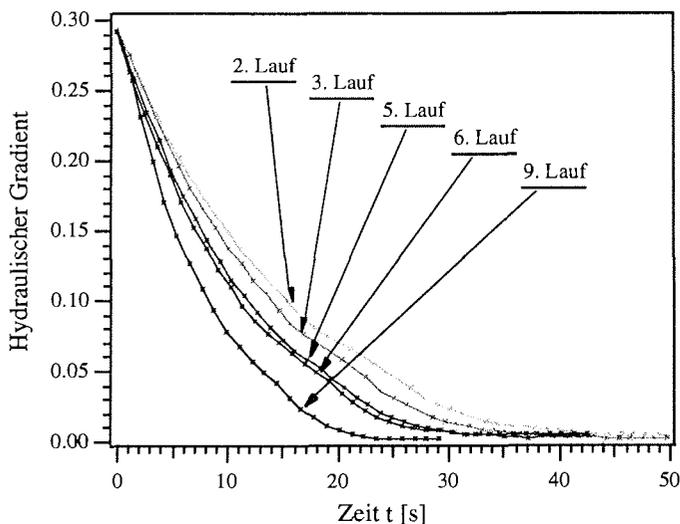


Abb. 2.7: Ausgewählte Füllstandskurven von Wiederholungsmessungen an einem Sackloch (Station R11229, 1995). Die abgeleitete Permeabilität steigt von $k = 1.3 \cdot 10^{-8}$ (2. Lauf) auf $3.9 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$ (9. Lauf).

Zwischen der 2. und 3. Füllstandsmessung erhöht sich die abgeleitete Permeabilität um einen Faktor 1.13, während sie zwischen der 5. und 6. Messung annähernd konstant bleibt. Die Ausbildung einer Stufe in der

Füllstandskurve vom 9. Lauf deutet auf eine Öffnung eines größeren Porenkanals hin.

Ungenauigkeiten in der Datenerfassung und Ableitung der Permeabilität

Die statistischen Fehler während der Datenerfassung mit einem Fehler in der Höhenbestimmung von $\Delta h = \pm 1$ mm und einer zeitlichen Unsicherheit von $\Delta t < 0.05$ s liegen unter 1%.

Die exponentiellen Kurvenanpassungen an die Füllstandskurven im Darcyregime lieferten für die Exponenten einen mittleren relativen Fehler von 5%. Da der Exponent nach Gl. 2.12 proportional zu k_v ist, ergibt sich entsprechend auch für die Ableitung der Permeabilität ein relativer Fehler von 5%. Aufgrund der nicht eindeutigen Abgrenzung des Darcy- vom Trägheitsregime können zusätzlich Fehler auftreten. Sie führen zu einer Unterschätzung der Permeabilität, die aber nur schwer abzuschätzen ist. Ableitungen mit unterschiedlichen Intervallgrenzen lassen die Unterschätzung maximal auf 30% ansteigen. Dazu muß in der Füllstandskurve tatsächlich das Darcyregime auflösbar sein, um eine untere Intervallgrenze überhaupt definieren zu können. Ansonsten wären Unterschätzungen zu erwarten, die möglicherweise eine Größenordnung ausmachen könnten.

Abweichungen von der vorausgesetzten Anisotropie von $k_t/k_v = 0.1$ verursachen Fehler in der Permeabilitätsbestimmung. Ist die Anisotropie des Eises mit $k_t/k_v = 0.01$ größer als angenommen, so wird nach Gl. 2.13 die Permeabilität um einen Faktor 0.33 unterschätzt. Bei Isotropie wird sie um einen Faktor 3 zu hoch eingeschätzt.

Fazit: Gewichtung der Fehler in der Permeabilitätsbestimmung

Beiträge zu einer systematischen Überschätzung der Permeabilität liefern eine unvollständige seitliche Abdichtung, die Aufweitung des Porenraumes während der Durchströmung und eine geringe Anisotropie des Porenraums. Zusammen mit den statistischen Meßfehlern ergeben die Beiträge maximal eine Überschätzung um einen Faktor 5. Eine systematische Unterschätzung kann nur in extrem anisotropen und hochpermeablen Eis erfolgen. Dann wird die Annahme einer Durchströmung im Darcyregime verletzt und der Einstrom vermindert. Aufgrund der hohen Anpassungsgüte der Exponentialfunktionen mit relativen Fehlern der Koeffizienten unterhalb von 5% scheint die Verletzung der Annahme für die Feldmessungen im Meereis nicht zuzutreffen und es muß eher von einer Über- anstatt von einer Unterschätzung der Permeabilität ausgegangen werden.

Kritische Betrachtung der Porenradienableitung

Der Zusammenhang von Durchströmungsverhalten und Porengeometrie kann nur grob zur Beurteilung des Porenraums dienen, da Strömungsinstabilitäten sehr sensibel auf äußere Randbedingungen wie Einlaufgeometrien,

Rauhigkeit und Umfangsvariationen, reagieren, so daß reproduzierbare Übergänge schwer zu erreichen sind (Tritton, 1977). Trotzdem belegen visuelle Porengrößenanalysen am Eis direkt unterhalb der Bodenfläche der Sacklöcher, daß die Radien der dominanten Poren innerhalb eines 30%-igen Fehlerintervalls liegen. Aufgrund von $Re(R) \sim R^3$ ergibt wiederum eine 30%-ige Abweichung eine Verdopplung der Re -Zahl, wodurch erklärt wäre, weshalb trotz der Unsicherheiten in der kritischen Re -Zahl des Überganges eine Ableitung der dominanten Porengrößen möglich erscheint. Jedoch bleiben die Porenableitungen beschränkt auf die Fälle, in denen der Porenraum von wenigen großen Poren dominiert wird. Außerdem beschränkt sich die Aussage auch auf den Eisbereich direkt an der Bodenfläche, da nur dort, zumindest im Fall von lateral permeablen Eis, die maximalen Re -Zahlen auftreten. Die Porenradienableitung kann demnach keine Porenraumanalyse an Eiskernen (Abschn. 2.3.3) ersetzen.

2.3.2 Das Dekan-Permeameter

2.3.2.1 Methode

Das Labormeißverfahren der Permeabilität beruht auf einer direkten Umsetzung des Gesetzes von Darcy. Eine Eisprobe wird bei konstant aufgeprägtem Druck von einer Meßflüssigkeit durchströmt und der spezifische Durchfluß $|v|$ sowie der Druckabfall Δp entlang der Eisprobe mit der Länge ΔL gemessen. Die Permeabilität ergibt sich mit Gl. 2.1 durch

$$k = \mu \frac{\Delta L}{\Delta p} |v|, \quad (2.16)$$

wobei die Viskosität μ der Meßflüssigkeit bekannt sein muß.

Abb. 2.8 zeigt eine Prinzipskizze der Meßapparatur. Das Permeameter besteht aus einer Druckeinheit, einer Probenkammer und einem Durchflußmesser. Der Druck wird mit einer Kreiselpumpe (Fa. Heidolph, Typ: KRP-800) aufgebaut, die die Meßflüssigkeit aus einem Reservoir heraus über einen flexiblen Schlauch zur Probenkammer pumpt. Ein vorgeschalteter Rückführkreislauf mit regulierbarem Ventil erlaubt eine Einstellung des aufgeprägten Druckes. Bei geschlossenem Ventil wird der durch die Pumpe aufgebaute Druck vollständig dem Probenkörper zugeführt, in geöffneter Stellung entfällt der Druck und die Meßflüssigkeit rezirkuliert. In den Aufsatzstutzen, zwischen denen der Probenkörper eingespannt ist, befinden sich die Abgriffe des Differenzdrucksensors (Fa. Sensym, Typ: 142 sc01d).

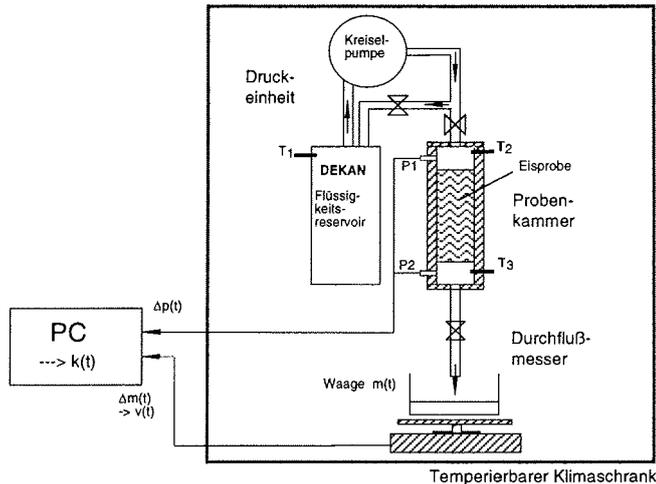


Abb. 2.8: Prinzipskizze des Dekan-Permeameters.

Am Probenkammerausgang ist ein abgekantetes Rohr mit Absperrventil aufgesetzt. Die hindurchtretende Flüssigkeit tropft in einen Auffangbehälter, der frei auf einer Waage (Fa. Sartorius, Typ: MC1) steht. Aus der zeitlichen Änderung des Wägegewichts leitet sich der spezifische Durchfluß ab. Die gesamte Apparatur ist in einem temperaturregulierbaren Klimaschrank (Fa. Weisstechnik, Typ: 160/40Du11) aufgebaut, der mit Kammertemperaturen zwischen -15°C und -2°C bei einer Temperaturkonstanz von $\pm 0.1^{\circ}\text{C}$ gefahren wird. Der Prüfraum mißt 67 cm in der Höhe, 53 cm in der Breite und 43 cm in der Tiefe. Eine Durchgreiföffnung mit eingesetztem Silikonhandschuh ermöglicht manuelles Schließen und Öffnen der regulierbaren Ventile während einer Messung ohne Temperaturgang. PT100-Temperatursensoren kontrollieren zusätzlich die Temperatur der Meßflüssigkeit im Reservoir und in den Aufsatzstutzen vor und hinter dem Probenkörper. Die Druck-, Temperatur- und Wägedaten werden über eine serielle und eine IEEE-Schnittstelle digital erfaßt. Der Meßbereich des Druckdifferenzsensors liegt zwischen 0 und 68.5 mbar mit einer Auflösung von 0.07 mbar. Die Wägedaten haben eine Auflösung von 0.05 g. Das Zeitintervall zur Bestimmung des Durchflusses variiert zwischen wenigen Sekunden und Minuten. Es wird der Durchflußrate so angepaßt, daß der relative Fehler 1% unterschreitet und die Zeitauflösung möglichst maximal ist.

Es wurden zwei unterschiedliche Probenkammern für die ein- und dreiaxiale Permeabilitätsmessung konstruiert.

Die zylindrische Probenkammer ist für die einachsiale Messung der vertikalen Permeabilität an Eiskernproben mit 9 cm Durchmesser und variabler Länge von bis zu 20 cm ausgelegt. Die Eisprobe wird von einer Doppelmanschette aus elastischem Gummi mit einer Innenschicht von 5 mm Moosgummi und einer Außenschicht von 1 mm Paragummi umschlossen. Die überstehenden

Enden der Manschette werden an beiden Seiten über die Aufsatzstutzen geführt. Sie haben den gleichen Außendurchmesser wie die Probe. Von außen spannen Ringschellen die Manschette um das Eis und die Stutzen. Sie dichten die Kammer und Seitenflächen der Probe ab. Zur besseren Befüllung des Leitungssystems ist die Apparatur drehbar und die Zulaufschläuche flexibel. An den Aufsatzstutzen befinden sich Entlüftungsventile. Die Leitungen sind aus Edelstahl und Messing, alle Dichtungsringe aus Teflon und die Aufsatzstutzen aus Kunststoff (Markenname: Delrin) gefertigt.

Die würfelförmige Probenkammer mit quadratischen Stirnflächen der Aufsatzstutzen dient zur Messung der Permeabilität einer Probe in drei aufeinander senkrecht stehende Fließrichtungen. Die quaderförmige Doppelmanschette wird mit 5 mm breiten Schraubspannplatten, die im Wechsel um 90° gegeneinander versetzt sind, an die Eisprobe und die Aufsatzstutzen angedrückt. Die Kantenlänge der würfelförmigen Eisprobe ist auf 6.4 cm festgelegt. Die Präparation der Eisprobe aus den zylinderförmigen Eiskernstücken legt die Fließrichtungen in den Messungen fest. Die Messungen im dreiaxialen Permeameter erfolgen separat für jede Fließrichtung. Nach jeder Messung muß die Probe in einer anderen Orientierung in die Probenkammer eingesetzt werden.

Als Meßflüssigkeit wird n-Dekan ($C_{10}H_{22}$) verwendet. Aufgrund des niedrigen Schmelzpunktes von $-30^{\circ}C$ bleibt n-Dekan innerhalb der Meßtemperaturen flüssig (Fa. Merck, Datenblatt). Es löst sich nicht in Wasser. Die Dichte des Dekans beträgt bei $T = 0^{\circ}C$ $\rho_{\text{dekan}} = 0.745 \text{ gcm}^{-3}$ und nimmt mit Erniedrigung der Temperatur leicht zu ($0.0015 \text{ gcm}^{-3}C^{-1}$ nach Timmermans (1950)). In Abb. 2.9 ist die dynamische Viskosität von n-Dekan der Viskosität von Sole und entmineralisiertem Wasser gegenübergestellt. Die Viskosität von n-Dekan liegt zwischen 10 bis 30% unterhalb der Soleviskosität und steigt mit Temperaturerniedrigung an.

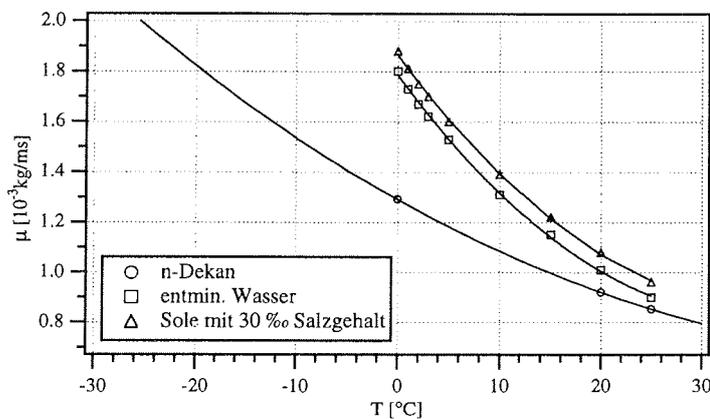


Abb. 2.9: Dynamische Viskosität μ von Dekan (Timmermans, 1950), Sole und entmineralisiertem Wasser (D'Ans und Lax, 1967) in Abhängigkeit von der Temperatur T.

Die Labormessungen wurden an zuvor zentrifugierten Eiskernproben vorgenommen. Das Zentrifugieren wurde direkt nach der Probennahme bei In-situ-Temperaturen durchgeführt. Das Eiskernmaterial rotierte zwei bis drei Minuten in einer Zentrifuge mit Temperaturregelung (Fa Beckman, Typ: GPR) bei einer Drehzahl von 1000 min^{-1} und wurde dadurch von der frei beweglichen Sole getrennt (Weissenberger 1992). Somit bleibt die Porenraumstruktur trotz der Einlagerung der Eiskerne bei tieferen Temperaturen zwischen -22 und -30°C erhalten. In den Permeabilitätsmessungen wurde die Probennahmetemperatur nicht überschritten.

Vor Meßbeginn wurde der Porenraum bei maximalem Druck mit Dekan geflutet und die Luft über die Entlüftungsventile aus dem Leitungssystem entfernt. Die Messung erfolgte bei waagrecht gestellter Probenkammer unter stufenweiser Erhöhung und späterer Absenkung des aufgeprägten Druckes mit Hilfe des Rückführventils. Die Permeabilität wurde für mehrere Druckniveaus bestimmt. Abb. 2.10a, b zeigen einen typischen Meßvorgang mit linearer Beziehung zwischen Durchflußrate und aufgeprägter Druckdifferenz. Dieses entspricht den Abhängigkeiten im Gesetz von Darcy (Gl. 2.1).

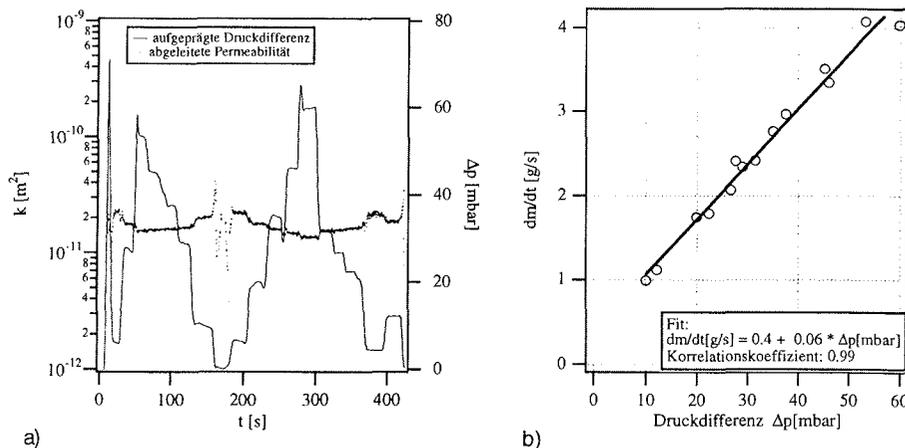


Abb. 2.10: (a) Vorgabe der aufgeprägten Druckdifferenzen während eines Meßvorganges und daraus resultierende Permeabilitätswerte. (b) Überprüfung der Proportionalität zwischen Durchfluß und Druckdifferenz (Eisprobe: OD9625105z4).

2.3.2.2 Fehlerabschätzung

Unvollständiges Ausschleudern der Sole

Wenn trotz des Zentrifugierens Sole im Porenraum zurückbleibt, kann sie durch nachfolgendes Gefrieren den Porenraum verschließen und damit die Permeabilität gegenüber den In-situ-Bedingungen erniedrigen. Eine Quantifizierung des Fehlers ist aufgrund fehlender Information über die spezifische Porenraumstruktur, im besonderen über Senken und Beugen im Porenkanalsystem, nur schwer möglich. Der Anteil an zurückgehaltener Sole wurde von Weissenberger (1992) mit 20% (bezogen auf das Gesamtsolevolumen) angegeben. Der Anteil reduziert sich auf unter 10% für die untersuchten Eiskerne mit Kerntemperaturen unterhalb von -4°C . Darin ist vor

allem der Anteil in isolierten Soletaschen enthalten, der auf die Durchlässigkeit aber keinen Einfluß hat. Bezieht man das zurückgehaltene Solevolumen gleichmäßig auf den Porenraum und nimmt man ein uniformes Röhrenbündel als Porenraummodell an, so verringert eine 10%-ige Volumenabnahme ebenfalls nach Gl. 2.4 die Permeabilität um 10%. Natürlich kann zurückgehaltene, wiedergefrorene Sole viel effektiver den Porenraum verschließen, so daß eine Unterschätzung von bis zu 50% gerechtfertigt zu sein scheint. Eine noch höhere Unterschätzung kann jedoch ausgeschlossen werden, da sich tendenziell eher kleinporige Bereiche verschließen, die nur wenig die Durchlässigkeit verringern.

Undichte Probenkammer

Eine mögliche Fehlerquelle im Versuchsaufbau könnte eine unvollständige seitliche Abdichtung des Probenkörpers sein. Jedoch erlaubt die Verwendung einer doppelten Gummi-Neopren-Manschette die Messung von Permeabilitäten von unter 10^{-16}m^2 (effektiv impermeabel), so daß der durch eine unvollständige Abdichtung verursachte zusätzliche Massenfluß vernachlässigt werden kann.

Ungenauigkeiten in der Datenerfassung und Ableitung der Permeabilität

Die Permeabilität jeder Eisprobe wurde für 10 bis 30 unterschiedliche aufgeprägte Druckdifferenzen gemessen (Abb. 2.10a). Die daraus abgeleiteten Permeabilitäten besaßen für mittlere Durchlässigkeiten einen statistischen Fehler zwischen 2 und 10%.

Für hohe Durchlässigkeiten mit k über 10^{-11}m^2 wurde die Permeabilität eine Funktion der aufgeprägten Druckdifferenz und die Linearität zwischen Durchfluß und Druckdifferenz aufgehoben. Für hohe aufgeprägte Druckdifferenzen von über 20 mbar geht die Durchströmung in das Trägheitsregime über. Deshalb mußten für hochpermeable Proben bei der Ableitung der Permeabilität diese unter möglichst niedriger Druckdifferenz gemessen werden, wodurch der Fehler in der Druckdifferenzmessung von 0.07 mbar den relativen Fehler in der Permeabilität auf ungefähr 20 bis 30% ansteigen ließ. Die obere Schranke der Permeabilitätsbestimmung dieser Meßapparatur liegt ungefähr bei 10^{-7}m^2 . Sie wurde bei den Eiskernproben nicht erreicht.

Für extrem niedrige Durchlässigkeiten mit k unterhalb von 10^{-16}m^2 war der Druckausgleich in der Meßflüssigkeit vor und nach der Probe erschwert, so daß niedrigere Permeabilitäten nur durch einen Zeitaufwand von Tagen mit dieser Apparatur gemessen werden könnten. Somit stellt 10^{-16}m^2 die untere Grenze des möglichen Meßbereichs dar.

Einfluß der Probenkörperlänge

Sobald das Eis nicht mehr homogen ist, stellt die gemessene Permeabilität eine aus den Schichten unterschiedlicher Durchlässigkeit abgeleitete Größe dar. Für eine serielle Abfolge von n Schichten mit Permeabilitäten k_i und

Mächtigkeiten ΔL_i ergibt sich aus dem Gesetz von Darcy die Gesamtpermeabilität k zu

$$k = \frac{L}{\sum_{i=1}^n \frac{\Delta L_i}{k_i}} \quad \text{mit} \quad L = \sum_{i=1}^n \Delta L_i, \quad (2.17)$$

wobei die Schicht mit der niedrigsten Permeabilität am stärksten die Gesamtpermeabilität bestimmt. Andererseits ergibt sich bei einer parallelen Anordnung die Gesamtpermeabilität aus der Summe der Einzelpermeabilitäten, die mit dem Flächenanteil der Schichtporositäten an der Gesamtporosität gewichtet sind. Für die parallele Anordnung hat die Schicht mit der höchsten Permeabilität den größten Einfluß auf die Gesamtpermeabilität (s. Röhrenbündelmodell, Gl. 2.5). Die unterschiedliche Wirkung der Schichten in paralleler und serieller Anordnung verdeutlicht das vereinfachte Zweischichtensystem in Abb. 2.11.

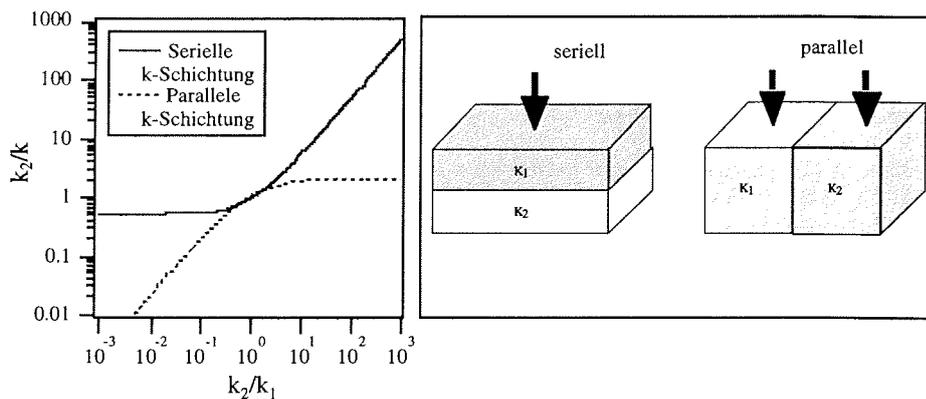


Abb. 2.11: Verhältnis von Schichtpermeabilität k_2 zur Gesamtpermeabilität k für verschiedene Komponentenverhältnisse. In serieller Anordnung folgt die Gesamtpermeabilität immer der niederwertigen, in paralleler Anordnung der höherwertigen Komponente (Gl. 2.17, 2.5).

Die Probenkörperlänge beeinflusst die Gesamtpermeabilität in serieller Anordnung, sofern sich der Schichtaufbau der Probe ändert. Weiterhin wird die Permeabilität für Körperlängen unterhalb charakteristischer Längen der Porenstruktur überschätzt. So erhöht sich für kleine Probenabmessungen der Anteil am Porenraum, der über die gesamte Körperlänge miteinander verbunden ist. Beispielsweise können vormals räumlich isolierte Soletaschen an den Randflächen beidseitig aufgeschnitten sein und damit hydraulisch leitend werden. Dann gilt die für die Gesamtpermeabilität abgeleitete Gleichung (2.17) nicht mehr. Die Schichtpermeabilitäten sind, einzeln betrachtet, zu groß.

Die Abhängigkeit der Permeabilität von der Probenkörperlänge ist experimentell an einer Neueisprobe untersucht worden. Dazu sind die Permeabilitäten an einem 16 cm langen, ungeschnittenen Kern und darauffolgend an den Halb-, Viertel- und Achtelstücken gemessen worden

(Abb. 2.12). Der Kern besteht aus Schichten unterschiedlicher Durchlässigkeit. Die Permeabilitätswerte liegen in einem engen Schwankungsbereich von einer Größenordnung. Die Permeabilität korreliert mit der Temperatur, jedoch nicht mit dem Solevolumen. Angewendet auf das am stärksten aufgelöste Schichtenprofil ergibt sich mit Gl. 2.17 für die Gesamtpermeabilität $12 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$ im Gegensatz zur gemessenen Permeabilität von $5.8 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$. Die Differenz ist auf die Überschätzung der Permeabilität für Körperlängen unterhalb von charakteristischen Porenlängen zurückzuführen.

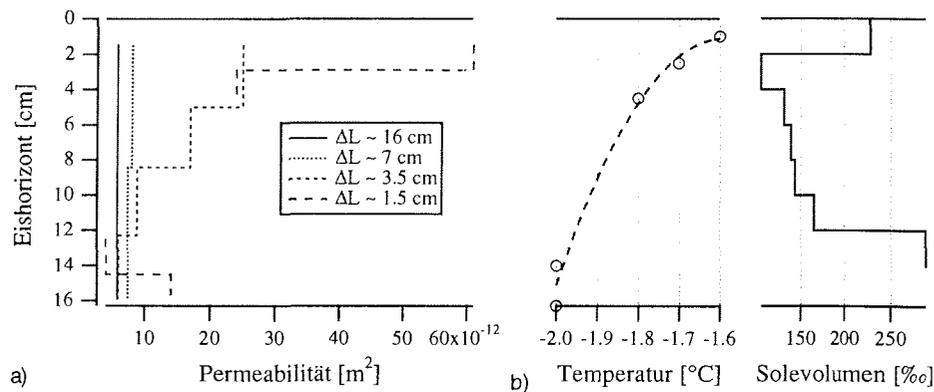


Abb. 2.12: (a) Vertikalprofil der Permeabilität einer Neueisprobe in Abhängigkeit von der Probenkörperlänge. (b) Temperatur- und relatives Solevolumenprofil.

Die Festlegung der Probenkörperlänge auf 6 cm in den Labormessungen erscheint gerechtfertigt. Der Anteil an isolierten Poren über 6 cm Länge ist gering. Selbst bei einer Reduktion der Probenlänge auf 3 cm und weniger, bleibt die Überschätzung der Permeabilität unterhalb eines Faktors von 2.

Fazit: Gewichtung der Fehler

Die höchste Unsicherheit besteht in dem vorbereitenden Zentrifugieren der Eisprobe bei Temperatur der Probenahme. Das Ausfrieren von zurückgehaltener Sole führt zu einer Unterschätzung der Permeabilität von bis zu 50%. Da das Solevolumen abhängig von der Temperatur ist, gilt die Zeitperiode zwischen Probenahme auf dem Feld und Zentrifugieren (bei Expeditionen im Schiffslabor) als kritische Phase. Hier könnte sich die Eiskerntemperatur und damit auch das Solevolumen geändert haben. Da jedoch in der Schmelzperiode zwischen Luft- und Eistemperatur nur geringe Unterschiede in Größenordnung von 0 bis 5°C auftraten, erscheint eine maximale Unterschätzung unterhalb von einer Größenordnung realistisch. Statistische und systematische Fehler der Meßapparatur liegen überwiegend unterhalb von 10% und können vernachlässigt werden. Eine Überschätzung der Permeabilität aufgrund der Festlegung auf eine Probenlänge von 6 cm konnte nicht nachgewiesen werden.

Die Meßapparatur eignet sich für Permeabilitätsmessungen zwischen 10^{-7} und 10^{-16} m^2 .

2.3.3 Porenraumanalyse

Die vorgestellte Methode quantifiziert den gasgefüllten Porenraum zentrifugierter Eiskerne. In horizontalen Eisschnitten wird mit Hilfe eines Markierungsmittels der Porenraum ausgefüllt und unter Aufsicht von der Eisphase optisch getrennt. Aus den markierten Porenflächen wird die Porosität und Porengrößenverteilung abgeleitet.

2.3.3.1 Porenraummarkierung

Als Markierungsmittel eignet sich eine Titan(IV)Oxid-Öl-Suspension im Massenverhältnis von 1:10 (F. Valero Delgado, pers. Mitt.). Zur Herstellung der Suspension wird das Öl auf 80°C erwärmt und unter gleichmäßigem Rühren 15 Minuten lang mit dem Titan(IV)Oxidpulver vermischt. Nach Abkühlung auf -23°C entsteht eine schwach viskose Paste, die mit dem Pinsel streichfähig ist.

Die Oberflächen der Eisproben müssen, bevor sie mit dem Markierungsmittel eingestrichen werden, mit dem Mikrotom geglättet sein. Die Paste wird an der Eisoberfläche verteilt und dringt in die angeschnittenen Poren ein. Nach Abnehmen der obersten, 10 µm mächtigen Eisschicht bleibt die Paste nur in Senken mit über 10 µm Tiefe zurück.

2.3.3.2 Digitale Bildanalyse

In der digitalen Bildanalyse entscheidet die Bildaufnahme über die Auflösung und Qualität der Bildinformation. Im ersten Analyseschritt unterteilt die Segmentierung die Bildinformation in Eis und Porenraum. Im zweiten Analyseschritt wird über morphologische Filterung die Porengrößenverteilung abgeleitet.

1. Bildaufnahme

Die Eisprobe wird im Aufsicht von jeweils zwei seitlich montierten Leuchtstofflampen mit 2 x 36 Watt Leistung beleuchtet. Eine CCD-Videokamera (Fa. Hamamatsu, Typ: C3077) zeichnet das Porenraumbild digital auf. Der Bildausschnitt für die Porenraumanalyse beträgt ca. 250 cm². Die Bildauflösung ist 0.074 mm pro Pixel.

Da das Seitenverhältnis des Kamerabildes nicht mit dem Seitenverhältnis des digitalisierten Bildes übereinstimmt, muß das digitalisierte Bild entzerrt werden. Der Maßstabsvergleich in x- und y-Richtung ergab einen Entzerrungsfaktor von 1.026 in x-Richtung. Zur Einhaltung von Bildauflösung und -ausschnitt waren 6 Einzelaufnahmen eines Eiskernhorizontalschnitts notwendig, die vor der Analyse zu einem Gesamtbild zusammengefügt wurden.

2. Segmentierung

Die Unterscheidung zwischen Porenraum und Eisphase wird über die Festlegung eines Schwellenwerts im Grauwertprofil vorgenommen. Voraussetzung für eine optische Segmentierung ist eine gleichmäßige Ausleuchtung. Alle Bereiche mit Grauwerten oberhalb des Schwellenwerts gehören zum Porenraum, die restlichen lassen sich der Eisphase zuordnen.

Aufgrund des hohen Kontrasts zwischen Markierungsmittel und Eis ist die Schwellenwertfestlegung in vielen Fällen unproblematisch, da im Grauwertprofil der Übergang von Eis zu Markierungsmittel durch einen starken Gradienten ausgezeichnet ist. Jedoch wird die Festlegung schwieriger, wenn das Markierungsmittel weit in das Eis eingedrungen ist und Zonen markiert sind, die nicht direkt zur Oberfläche offen, sondern von einer Eisschicht überdeckt sind. Diese Zonen dürfen nicht dem Porenraum zugeordnet werden, da dieser auf die zweidimensionale Oberfläche bezogen wird. Sie schwächen den Grauwertgradienten zwischen Eisphase und Porenraum. Deswegen wurde auf eine automatisierte Festlegung des Schwellenwerts verzichtet. Jedem Bild wurde manuell durch direkten Vergleich von Original und digitalisiertem Bild ein Schwellenwert zugeordnet.

3. Ableitung der Porengrößenverteilung

Die Ableitung der Porengrößenverteilung (PGV) stützt sich auf die morphologische Bildverarbeitung (Serra, 1982). Unter Anwendung der morphologischen Filter der Erosion und Dilation werden zusammenhängende Gebiete geometrisch klassifiziert.

Der Erosionsfilter erodiert von einem Objekt die Randflächen in Größe der Erosionsmaske. Als Erosionsmaske wird die kleinstmögliche Maske von einem Pixel gewählt. Der Dilationsfilter fügt dagegen an den Randflächen eines Objekts Flächen in Größe der gewählten Maske hinzu. Durch wiederholtes, n -faches Erodieren verschwinden nach und nach alle Objekte mit geringer x - oder y -Ausdehnung. Läßt man danach den Dilationsfilter n -fach wirken, erhält man denjenigen Flächenanteil an Objekten, deren x - und y -Ausdehnung größer als $2n$ Pixel ist. Fängt man mit den größten Objekten an und subtrahiert nach der Dilation die Objektflächen von den ursprünglichen Porenflächen, so ergeben sich sukzessiv die Flächenanteile der verschiedenen Porengrößenklassen. Aufgrund der pixelorientierten Darstellung bezieht sich die Porengrößenklassifizierung auf die Klassifizierung nach Kantenlängen von Quadraten. In den Porengrößenverteilungen werden diese durch Kreisformen angenähert. Als Porenweite wird dementsprechend der transformierte Porenradius angegeben.

Die morphologische Filterung teilt den Porenraum in Porenflächen, deren minimale Ausdehnung in x - bzw. y -Richtung durch die Abmessungen der Erosionsmasken bestimmt sind. Die resultierende PGV ist demnach nicht mit einer Klassifizierung nach zusammenhängenden Porenflächen gleichzusetzen. Eine flächenbezogene Klassifizierung wäre auch wenig sinnvoll, da im Idealfall der gesamte Porenraum verbunden ist und demnach der Porenraum nur aus einer „Pore“ bestünde. Für die hydraulische Durchlässigkeit ist vielmehr die geometrische Form und im besonderen die Verengungen mit minimalen Ausdehnungen relevant.

Zur Verdeutlichung des Sachverhalts sei ein Pore in Form eines langen Spaltes mit der Spaltbreite a und Länge b betrachtet, wie sich beispielsweise eine vertikal orientierte Soleschicht in einem Horizontalschnitt darstellt. Nach der morphologischen Filterung setzt sich die Porenfläche aus Porenquadraten

mit a als Kantenlänge zusammen. In der Porengrößenverteilung ergebe sich ausschließlich ein Flächenanteil für die Porenkapillaren mit dem transformierten Radius $R = \sqrt{\frac{4}{\pi}}a$. Vergleicht man nun die hydraulische Durchlässigkeit des Spalts mit der Durchlässigkeit der morphologisch bestimmten Porenkapillaren, so erhält man unter Vernachlässigung der Reibung an den Schmalseiten des Spalts und mit Hilfe der Strömungsgleichungen der Rohrströmung (Gl. 2.3) und ebenen Plattenströmung (Gl. 4.4) ein Verhältnis der Volumenflüsse von 0.5. Somit unterschätzt die Darstellung der Poren durch Porenkapillaren den Durchfluß im Extremfall maximal um 50%. Im Vergleich zu der großen Bandbreite der Permeabilitäten um bis zu 6 Größenordnungen, wie es die Messungen zeigen werden, ist diese Differenz durchaus vertretbar. Eine flächenbezogene Klassifizierung dagegen ist auch aus Sicht der hydraulischen Charakterisierung unbrauchbar. So ergäbe sie für das Spaltbeispiel eine Verhältniszahl der Volumenflüsse von $3b/2\pi a$. Für ein Länge-zu-Breite-Verhältnis von 10:1 ergäbe sich schon eine Überschätzung von ungefähr einen Faktor 5 mit steigender Tendenz für höhere Anisotropien.

Da sich der Meereisporenraum nicht in geometrisch einfache Porenkörper und Porenverbindungen trennen läßt, dürfen die Begriffe Porengröße bzw. Porendurchmesser nicht in direkter Anschauung verstanden werden, sondern müssen immer unter Berücksichtigung des Filteralgorithmus betrachtet werden. So werden zumeist die Porengrößen unterschätzt, da beispielsweise alle konvexen Ausstülpungen durch die Filterung kleineren Porenklassen zugeordnet werden. Auch zeigt das obige Spaltbeispiel, daß Soleschichten aus kleinsten Kapillaren zusammengesetzt und damit die Anteile der Klassen mit kleinen Porengrößen erhöht werden.

Die digitale Bildverarbeitung wurde auf einem Mac-8500 mit Unterstützung der NIH-Image-Software durchgeführt⁴.

Effektive Porosität

Die Porosität ist nach Gl. 1.1 eine auf Volumina bezogene Größe. Für Einschlüsse, die statistisch einheitlich im Raum verteilt sind, gilt nach Delesse (1847, zitiert in Weibel, 1979), daß sie gleich dem Porenflächenanteil einer Querschnittsfläche durch das poröse Material ist. Nach Eicken (1991) ist dies für horizontale Meereisquerschnitte erfüllt. Somit ist die Porosität des Meereises gegeben durch das Verhältnis der Porenflächen zur Gesamtfläche eines Horizontalschnitts. Da jedoch das Markierungsverfahren nur den luftgefüllten Porenraum nach dem Zentrifugieren erfaßt, ist diese Größe nicht mit der Gesamtporosität gleichzusetzen. Vielmehr ist sie die Summe aus zusammenhängendem Porenraum und ursprünglich gasgefülltem Porenraum. Die abgeleitete Porosität liegt somit zwischen der Gesamtporosität und der effektiven Porosität, die als Verhältnis von zusammenhängendem Porenraum

⁴ NIH-Image ist eine Public Domain-Software und wurde ursprünglich vom U.S. National Institute of Health entwickelt. Das Programm ist über Internet verfügbar: <http://rsb.info.nih.gov/nih-image>.

zum Gesamtvolumen definiert ist. Hydraulisch relevant ist jedoch allein die effektive Porosität. Sie ist einmal gegeben durch das zentrifugierte Solevolumen, kann aber auch durch das nachfolgend skizzierte Evakuierungsverfahren aus der Porenraumanalyse gewonnen werden.

Evakuierungsverfahren

Die Vorrichtung besteht aus einem Ansaugstutzen mit einem Aufsatz für zylindrische und würfelförmige Eisproben. Der Aufsatz ist mit einer Manschette verlängert, die das Eis seitlich abdichtet. Ein an den Ansaugstutzen aufgesetztes Saugrohr ist an eine Vakuumpumpe angeschlossen. Wird die Eisprobe an der Probenoberseite mit einer flüssigen Markierungssuspension abgedeckt, wird diese in den Porenraum hineingesaugt und markiert selektiv nur den zusammenhängenden Porenraum. Der entscheidende Aspekt ist die Viskositätsänderung des Markierungsmittels während des Versuchs. So wird der Versuch durchgeführt bei einer Arbeitstemperatur des Markierungsmittels von -7°C. Im Temperaturbereich von -7 bis -15°C bleibt das Markierungsmittel viskos. Bei -23°C dagegen ist es nur noch als Paste schwach viskos. Dann kann die Eisprobe ungefähr 2 cm unterhalb der Oberseite aufgeschnitten und der markierte effektive Porenraum analysiert werden, ohne daß Markierungsmittel herausläuft.

Name	Abkürzung	Definition/ Meßverfahren / Ableitung
Porosität	n	$n = \frac{V_{GAS} + V_S}{V} = V_{rGAS} + V_{rS} \approx \frac{A_{GAS} + A_S}{A}$ mit V, A: Gesamtvolumen, Querschnittsfläche, V_{GAS} , A_{GAS} eingeschlossenes Gasvolumen, auf Fläche A projiziert, V_S , A_S eingeschlossenes Solevolumen, auf Fläche A projiziert. V_{rGAS} , V_{rS} : relative Größen (s.u.), Ableitung über V_{rGAS} und V_{rS}
Effektive Porosität	n_{eff}	Verhältnis von zusammenhängendem Porenraum zum Gesamtvolumen ≈ flächenbezogenes Verhältnis Messung: - Evakuierungsverfahren - Relatives zentrifugiertes Solevolumen
Relatives Solevolumen	V_{rS}	$V_{rS} = V_S / V$ Ableitung: Gl. 1.2 mit T, S
Relatives zentrifugiertes Solevolumen	V_{rzs}	$V_{rzs} = V_{zs} / V$ Messung: Zentrifugieren bei In-situ-Temperaturen
Relatives Gasvolumen	V_{rGAS}	$V_{rGAS} = V_{GAS} / V$ Messung: Dichte, sofern über Freibord, ansonsten Annahme von 10‰

Tabelle 2.1: Zusammenstellung der Bezugsgrößen zur Meereisporosität.

Die Porenraumanalysen der hier untersuchten Eiskerne wurden alle an Proben durchgeführt, die nach dem Evakuierungsverfahren markiert waren. Anschließend wurde an denselben Proben nochmals der gesamte Porenraum markiert und analysiert.

2.4 Meßergebnisse

2.4.1 Feldmessungen der vertikalen Permeabilität

In Abb. 2.13 ist die Häufigkeitsverteilung der im Feld gemessenen Permeabilitäten aufgetragen. Die Skala gliedert sich in drei Permeabilitätsbereiche, die sich für das Eis aufgrund von Durchflußzeiten bzw. Verweilzeiten der Flüssigphase in der Eismatrix definieren lassen: effektive Impermeabilität, mittlere und hohe Permeabilität. Eis ist effektiv impermeabel ($k_v < 5 \cdot 10^{-14} \text{ m}^2$), wenn die Durchflußzeit mehr als 20 Tage beträgt, um 1 Liter Fluid bei einem hydraulischen Druck von 0.2 m Wassersäule durch eine 100 cm^2 große Fläche und 1 m mächtiges Eis zu drücken. Eis hat eine mittlere Permeabilität ($5 \cdot 10^{-14} \text{ m}^2 < k_v < 10^{-10} \text{ m}^2$), wenn die Durchflußzeiten im Bereich zwischen 20 Tagen und 15 Minuten liegen. Kürzere Durchflußzeiten grenzen den hochpermeablen Bereich ($k_v > 10^{-10} \text{ m}^2$) ab.

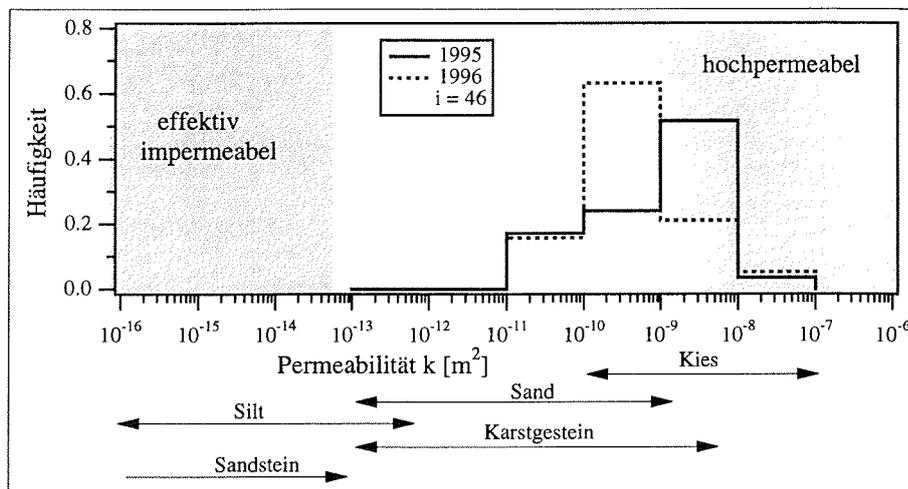


Abb. 2.13: In-situ-Permeabilitäten von sommerlichem, arktischem Meereis. Zum Vergleich sind die Permeabilitätsbereiche von anderen geologischen Materialien eingezeichnet (Freeze und Cherry, 1979).

Über 80% des sommerlichen Meereises ist in den Mittenhorizonten vertikal hochpermeabel. Die Permeabilität streut über 4 Größenordnungen im Bereich von 10^{-11} bis 10^{-7} m^2 . In der Größenordnung und Schwankungsbreite stimmt die Permeabilität des Meereises mit der Permeabilität von geologischen Medien wie Karstgestein (zerklüfteter Kalkstein) und reine Sand- bis Kiesschüttungen überein (Freeze und Cherry, 1979). Auch teilverfestigte

metallische Legierungen besitzen Permeabilitäten gleicher Größenordnung (Nasser-Rafi et al., 1985).

Die geometrischen Mittel der Permeabilitäten betragen während ARK11/1 (1995) $8.0 \cdot 10^{-10} \text{ m}^2$ und während ARCTIC OCEAN (1996) $4.0 \cdot 10^{-10} \text{ m}^2$. Die Modalwerte der Verteilungen unterscheiden sich um eine Größenordnung.

2.4.2 Labormessungen der vertikalen Permeabilität

Abb. 2.14 zeigt die Häufigkeitsverteilungen der Permeabilitäten, die im Labor an Eiskernen der beiden Arktisexpeditionen gemessen wurden. Die Kernstücke stammen aus allen Eishorizonten und sind nicht wie die Feldmessungen auf die Mittenhorizonte beschränkt. Darüber hinaus sind die Messungen an Neueiskernen aus den HSVA-Eistankeexperimenten aufgetragen.

Die vertikalen Permeabilitäten liegen zwischen 10^{-16} m^2 und 10^{-8} m^2 . Das Eis weist also sowohl impermeable als auch hochpermeable Schichten auf. Das geometrische Mittel der Permeabilitäten beträgt 1995 $7.7 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$ und liegt über dem Mittel von $1.1 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$ für 1996. Die Permeabilitäten von Neueis aus dem HSVA-Eistanke variieren relativ wenig. Sie sind nur über vier Größenordnungen gestreut und liegen überwiegend im mittelpermeablen Bereich mit einem geometrischen Mittel von $12.6 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$.

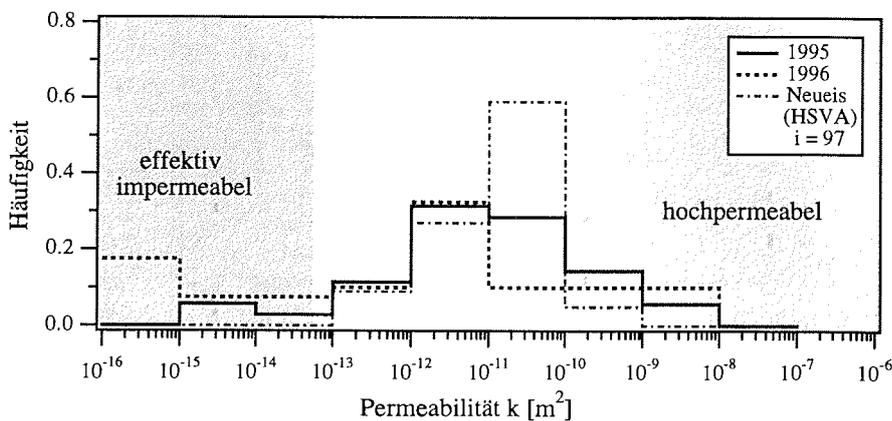


Abb. 2.14: Laborpermeabilitäten von sommerlichem, ein- und mehrjährigem arktischen Meereis sowie von Neueis aus den HSVA Eistankeexperimenten.

2.4.3 Anisotropie

Mit Hilfe des dreiaxialen Permeameters wurde die Permeabilität an einzelnen Eisproben für drei aufeinander senkrecht stehende Fließrichtungen gemessen. In Abb. 2.15a sind die Werte der beiden lateralen Komponenten k_x und k_y gegeneinander aufgetragen. Sie sind mit der vertikalen Permeabilität in z-Richtung k_z normiert. Die lateralen Fließrichtungen wurden so gewählt, daß sie parallel und senkrecht zu einer bevorzugten Kristallorientierung

standen, wie sie am Beispiel des Porenraums einer säuligen Eisprobe in Abb. 2.15b zu erkennen ist.

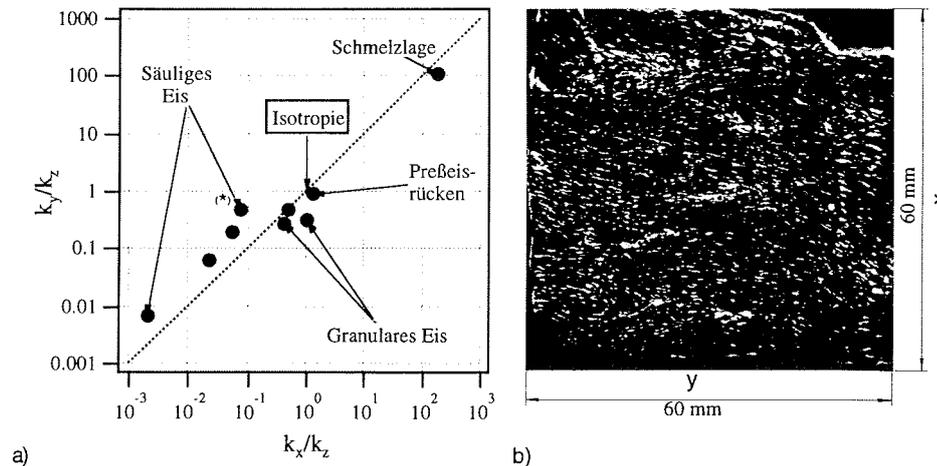


Abb 2.15: (a) Normierte Lateralkomponenten der Permeabilität für verschiedene Eistypen. (b) Horizontalschnitt einer Neueisprobe säuliger Kristallstruktur (HSVA) mit weiß markiertem Porenraum als Beispiel einer lateral anisotropen Kristallorientierung in y-Richtung. In (a) ist diese Meereisprobe mit einem (*) gekennzeichnet. Die gestrichelte Linie stellt laterale Isotropie dar.

Die Mehrzahl der Meereisproben zeigt eine hydraulische Anisotropie. Die Meßdaten liegen in Graphik 2.15a unterhalb vom Isotropiepunkt [1,1] in Nähe der Winkelhalbierenden lateraler Isotropie. Dies bedeutet, daß die vertikale Permeabilität größer ist als die der lateralen Komponenten. Für säuliges Eis ergeben sich Differenzen von bis zu 2 Größenordnungen, in granularem Eis reduzieren sie sich auf eine Größenordnung. Säuliges Eis besitzt zudem auch eine ausgeprägte laterale hydraulische Anisotropie. Die maximale laterale Anisotropie wurde für eine Neueisprobe säuligen Eises gefunden (Abb. 2.15b). Hier ist die Permeabilität in y-Richtung ($k_y = 8.0 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$) um einen Faktor 6 höher als in x-Richtung ($k_x = 1.3 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$), liegt aber noch unterhalb der Permeabilität in vertikaler Richtung ($k_z = 17.0 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$).

Eine Eisprobe aus oberflächennahem, restrukturiertem Eis aus einer Preßeisrückenregion zeigte isotropes Verhalten. Eis, in dem sich horizontale Schmelzlagen ausgebildet haben, bleibt oberhalb dieser Schmelzlagen lateral permeabel, so daß an diesen Eisproben höhere laterale Permeabilitäten gemessen wurden. Diese Form der Anisotropie ist einzig auf den Schichtaufbau des Eises zurückzuführen.

2.4.4 Permeabilität versus Porosität

Nachfolgende Zusammenhänge der Permeabilität mit anderen Porenparametern stützen sich ausschließlich auf die Messungen der vertikalen Permeabilität k_v , so daß der Index v (bzw. z) im Folgenden weggelassen wird.

Neueis

In Abb. 2.16 sind die Neueispermeabilitäten in Abhängigkeit von der effektiven Porosität, die an den Proben durch das Auffangen der zentrifugierten Solevolumina bestimmt wurde, aufgetragen worden.

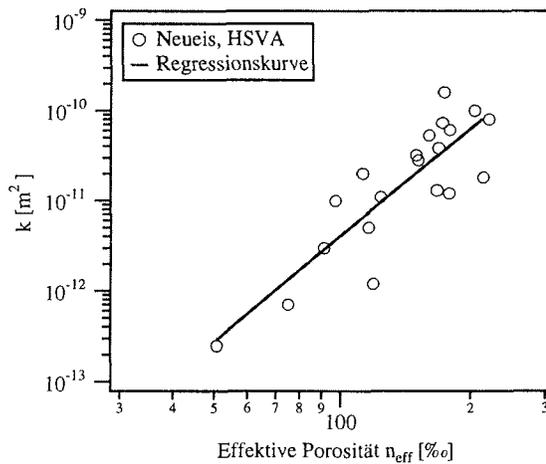


Abb. 2.16: Permeabilität k von Neueis in Abhängigkeit von der effektiven Porosität n_{eff} .

Die Permeabilität nimmt allgemein mit der Porosität zu. Unter Annahme eines Potenzgesetzes ergibt sich ein funktionaler Zusammenhang zwischen Permeabilität und effektiver Porosität in ungefähr vierter Potenz mit einem Regressionskoeffizienten von 0.86

$$k(n_{eff}) \approx k(V_{rs}) = 10^{-19} V_{rs}^{3.9} \quad (2.18)$$

mit k in [m^2] und V_{rs} in [%]. Um die Datenpunkte gleich zu gewichten, ist die Regression nach logarithmischer Transformation durchgeführt worden. Nach gleichem Verfahren wurden auch die nachfolgenden Regressionen durchgeführt.

Der funktionale Zusammenhang zwischen Permeabilität k und der Gesamtporosität n , die aus dem relativen Solevolumen V_{rs} bestimmt wurde, verliert an Eindeutigkeit. So hat die Regression nur noch einen Regressionskoeffizienten von 0.79 mit einem deutlich niedrigeren Exponenten von 3.1

$$k(n) \approx k(V_{rs}) = 10^{-17} V_{rs}^{3.1} \quad (2.19)$$

mit k in [m^2] und V_{rs} in [%].

Ein- und mehrjähriges Eis

Für das ein- und mehrjährige arktische Eis ergibt sich ebenfalls ein funktionaler Zusammenhang zwischen Permeabilität und effektiver Porosität. In diesem Fall ist die effektive Porosität aus der Porenraumanalyse von

Horizontalschnitten bestimmt worden (Abschn. 2.3.3). Abb. 2.17 zeigt die $k(n_{\text{eff}})$ -Relation.

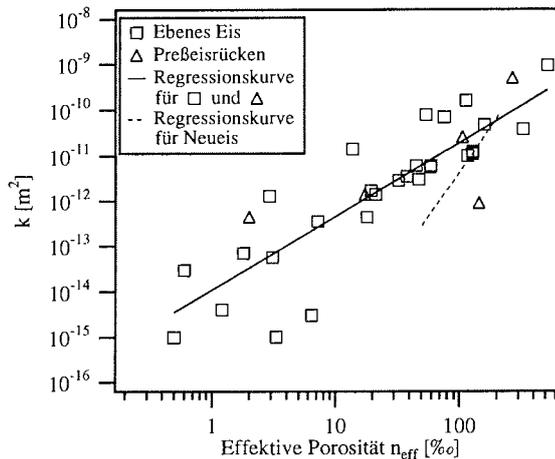


Abb. 2.17: Permeabilität k von ein- und mehrjährigem arktischen Meereis in Abhängigkeit von der effektiven Porosität n_{eff} . Zum Vergleich ist auch die Regressionskurve für die Neueiskerne (Abb. 2.16) als gestrichelte Linie eingetragen.

Der funktionale Zusammenhang wird durch eine Potenzfunktion beschrieben als

$$k(n_{\text{eff}}) = 10^{-14} n_{\text{eff}}^{1.6} \quad (2.20)$$

mit k in $[\text{m}^2]$, n_{eff} in $[\%]$ und einem Regressionskoeffizienten von 0.87. Es fügen sich die Eisproben aus ebenem Eis und Preßeisrücken in die gleiche Abhängigkeit. Der Meßwertbereich von n_{eff} erstreckt sich über 3 Größenordnungen. Der Exponent von 1.6 für ein- und mehrjähriges Eis ist im Vergleich zu dem Exponenten in der Neueisrelation deutlich reduziert.

Ein funktionaler Zusammenhang zwischen der Permeabilität und dem relativen Solevolumen konnte nicht gefunden werden. Die Streuung der Permeabilität erreichte für gleiche Solevolumina bis zu 5 Größenordnungen, selbst dann, wenn ausschließlich Proben aus ebenem Eis betrachtet wurden. Für Eis aus Preßeisrückenregionen konnte eine signifikante Korrelation zwischen der Permeabilität und dem aus der Dichtemessung abgeleiteten relativen Gasvolumen ermittelt werden. Das relative Gasvolumen entspricht in dem drainierten Eis ungefähr der effektiven Porosität. Der Exponent in der Potenzfunktion ist ähnlich niedrig und beträgt 2.1.

2.4.5 Permeabilität versus Porengrößenverteilung (PGV)

Abb. 2.18 zeigt die mittlere Größenverteilung des effektiven Porenraumes des ein- und mehrjährigen Eises. Sie wurde aus der Analyse von Horizontalschnitten an 34 Proben gewonnen und läßt sich durch eine

logarithmische Normalverteilung annähern. Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (PDF) ist dann gegeben durch

$$\text{PDF}(\delta) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}\delta} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{\ln\delta - \beta}{\sigma}\right)^2\right) \quad (2.21)$$

mit δ als Porendurchmesser in Einheiten der Auflösungsweite von 0.074 mm, dem Wertebereich von $1 < \delta < 100$ und den Parametern $\sigma = 0.9$ und $\beta = 0.9$.

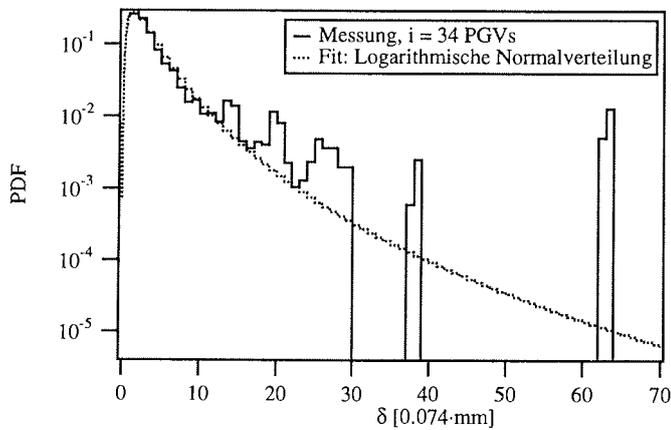


Abb. 2.18: Gemittelte Porengrößenverteilung von ein- und mehrjährigem Eis.

Ihr Maximum hat die Funktion bei einem Porendurchmesser von 0.074 mm am unteren Rand der Auflösung. Zu höheren Porenweiten oberhalb von 1 mm treten vereinzelt schwache Nebenmaxima auf.

Die Porengrößenverteilungen (PGVs) der Einzelproben unterscheiden sich im maximalen Porendurchmesser, der zwischen 0.5 und 7 mm variiert, sowie im großporigen Anteil oberhalb von 1 mm Porendurchmesser. Je höher der großporige Anteil ist, desto größer ist auch die Permeabilität der Probe. Als Beispiel sind in Abb. 2.19 die PGVs von zwei Proben mit gleicher Porosität gegenübergestellt.

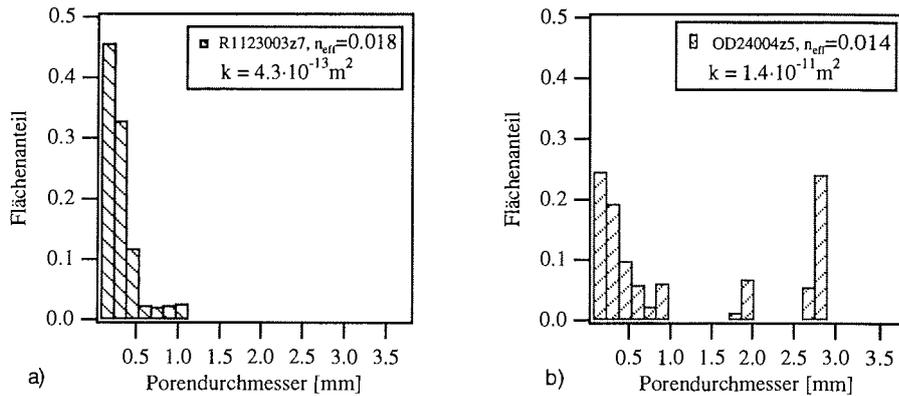


Abb. 2.19: PGVs zweier Eisproben mit annähernd gleicher effektiver Porosität und unterschiedlichen Permeabilitäten.

Die Probe mit dem höheren großporigen Anteil von 30% (Abb. 2.19b) besitzt eine um den Faktor 33 erhöhte Permeabilität.

Das Auftreten von großporigen, dominanten Porenkanälen konnte in den In-situ-Messungen an 63% der Meßlokationen (29 Bohrlöcher) durch markante Übergänge zwischen Turbulenz-/Trägheitsregime und Darcyregime belegt werden. Die aus den Übergängen abgeleiteten effektiven Porenkanalradien (halbe Porenweiten) sind zwischen 0.5 und 2 mm groß und decken sich gut mit dem Wertebereich der Porendurchmesser aus den PGVs.

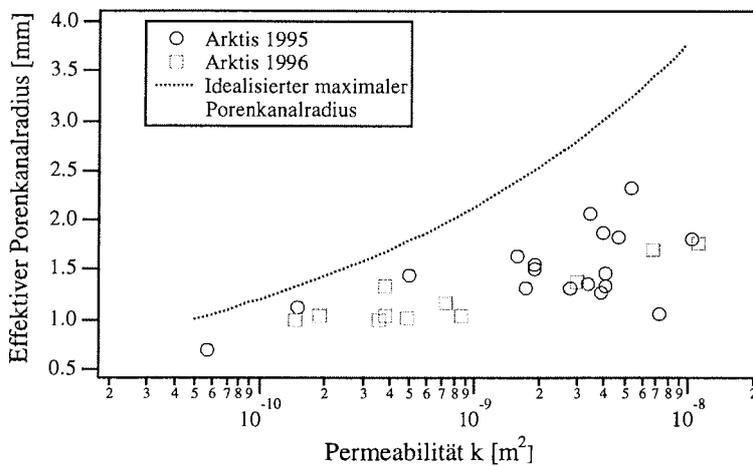


Abb. 2.20: Ableitung der Porenkanalradien aus den Feldmessungen in Abhängigkeit von der Gesamtporosität. Die idealisierte Kurve gibt den jeweiligen maximalen Kanalradius an, der sich aus der Annahme ableitet, daß die Durchströmung nur durch einen einzigen Kanal erfolgt.

Aus der Auftragung der abgeleiteten Porenradien in Abhängigkeit von der Permeabilität in Abb. 2.20 kann jedoch kein eindeutiger Zusammenhang

festgestellt werden, obwohl tendenziell die Porenradien mit Erhöhen der Permeabilität zunehmen.

2.4.5.1 Charakterisierung impermeabler Schichten

Die effektiven Porositäten der impermeablen Eisproben liegen alle unterhalb von 10%. Jedoch kann kein kritischer Grenzwert angegeben werden, unterhalb dessen eine Eisprobe impermeabel ist. So sind Eisproben auch mit Porositäten kleiner als 10% permeabel (Abb. 2.17). In Abb. 2.21 sind im Vergleich die PGVs permeabler und impermeabler Eisproben annähernd gleicher Porosität gegenübergestellt. Für die impermeablen Eisproben sind schmale PGVs charakteristisch. In impermeablen Eis existieren keine Poren mit Durchmesser über 1 mm. Der mittlere Porendurchmesser reduziert sich von 0.31 auf 0.22 mm.

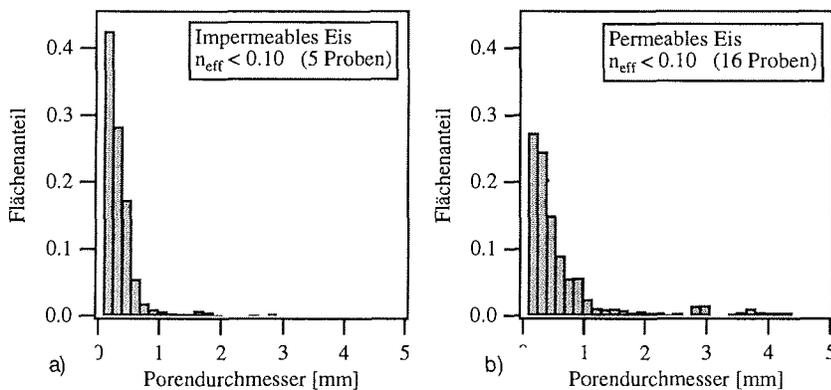


Abb. 2.21: Gemittelte Porengrößenverteilungen von (a) impermeablem und (b) permeablem Eis unterhalb einer effektiven Porosität von 100%.

2.4.6 Permeabilität versus Eisalter

In Abb. 2.22 sind die Permeabilitäten von oberflächennahen Segmenten aus ebenem Eis unterschiedlichen Eisalters einander gegenübergestellt. Eis aus Preßeisrücken erscheint als gesonderte Kategorie.

Die Permeabilitäten nehmen mit dem Eisalter ab. Mehrjähriges Eis ist oberflächennah effektiv impermeabel. Neueis hingegen erreicht hochpermeable Werte. Einjähriges Eis verhält sich dagegen hydraulisch indifferent. Seine Oberflächenpermeabilitäten streuen von effektiver Impermeabilität bis zu hochpermeablen Neueiswerten. Die höchsten Durchlässigkeiten mit Permeabilitäten von 10^{-9} m^2 finden sich in Preßeisrücken.

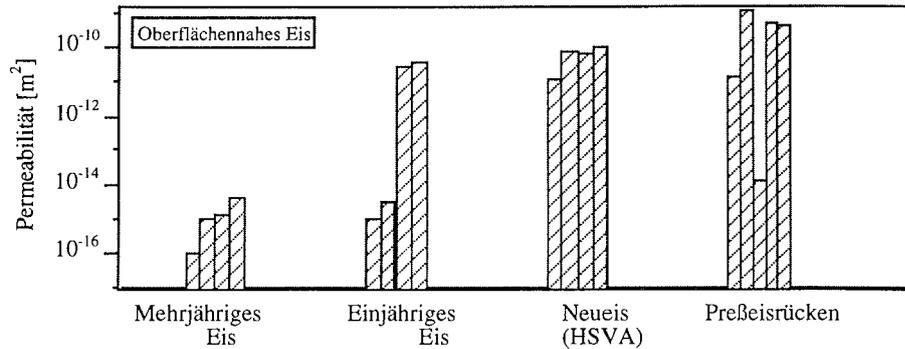


Abb. 2.22: Permeabilität von oberflächennahen Eissegmenten aus ebenem Neueis, ein- und mehrjährigem Eis sowie aus Preßeisrücken.

Ausgeweitet auf die Gesamtmächtigkeit ergeben sich für sommerliches, ein- und mehrjähriges Eis zwei typische Vertikalprofile (Abb. 2.23a): ein annähernd „konstantes“ Permeabilitätsprofil für einjähriges Eis und ein an der Eisoberfläche zu niedrigen Permeabilitäten gekrümmtes, „geschlossenes“ Profil, welches sowohl in ein- als auch in mehrjährigem Eis gefunden wurde. In allen Profilen treten hochpermeable und impermeable Schichten auf, so daß in einem vertikalen Schnitt die gesamte Heterogenität des Eises zu finden ist. Im Gegensatz zu ebenem Eis ist das typische Vertikalprofil eines Preßeisrückens an der Eisoberfläche zu hohen Permeabilitäten gekrümmt („geöffnetes“ Profil, Abb. 2.23b).

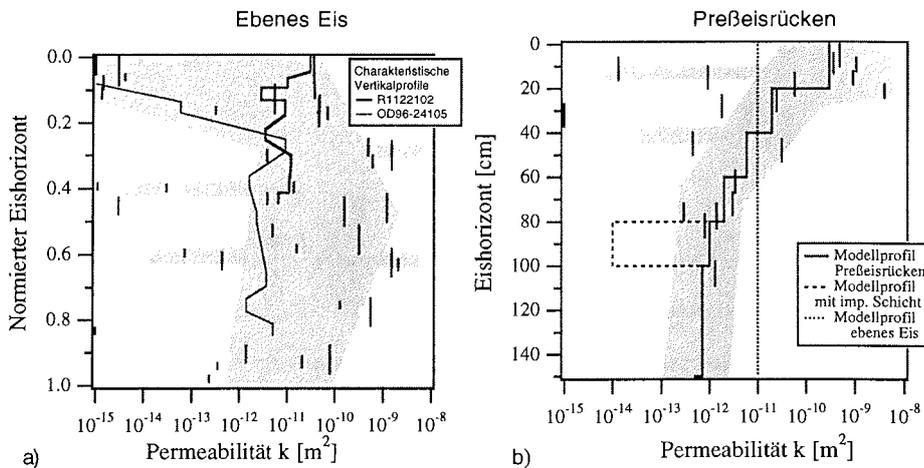


Abb. 2.23: Vertikalprofile der Permeabilität in ebenem Eis (a) und oberflächennahem Eis aus Preßeisrückenregionen (b). Für ebenes Eis ist der Eishorizont mit der Eismächtigkeit normiert. Die Meßdaten sind als vertikale Balken dargestellt. In (a) sind zwei typische Vertikalprofile gezeigt. In (b) sind mit durchgezogener bzw. gestrichelter Linie zwei charakteristische Modellprofile eingezeichnet, die für die Modellierung von Schmelzwasserabflüssen in Abschn. 3.3.1 als Parametrisierung der Permeabilität genutzt werden.

2.4.7 Permeabilität versus Eistextur

Der Einfluß der Eistextur wurde an den Neueiskernen der Eistankeexperimente aus dem Ruhe- und Strömungsbereich untersucht. Die Randbedingungen unterschieden sich einzig in der Strömungsgeschwindigkeit des Wassers während der Eisbildungsphase mit 0.16 ms^{-1} im Strömungsbereich und keiner aufgeprägten Strömung im Ruhebereich. Abb. 2.24 zeigt die Permeabilitäten des Eises im direkten Vergleich für verschiedene äußere Temperaturvorgaben und exemplarisch zwei Korngrößenverteilungen der beiden Eistypen am gleichen Beprobungstag.

Das gewachsene Neueis hat in beiden Becken eine säulige Eistextur mit unterschiedlicher Korngrößenverteilung. Tendenziell nimmt die Korngröße im durchströmten Bereich ab und es bilden sich stärker verzahnte Kristalleinheiten. Die Reduktion der Korngrößen läßt sich beispielhaft an den Korngrößenverteilungen des 8. Versuchstages in Abb. 2.24 zeigen. Die mittlere Korngröße beträgt im Ruhebecken noch 40 mm^2 und verringert sich dann im Strömungsbecken auf 25 mm^2 . Auch der Strömungseinfluß auf die Permeabilität ist nachweisbar. So hat das im Ruhebecken gewachsene Eis mit den größeren Kristallverbänden eine höhere Permeabilität als das Eis aus dem Strömungsbecken. Diese Permeabilitätsdifferenz bleibt über die ganze Versuchszeit inklusive der Erwärmungszeit erhalten. Verglichen mit der absoluten Permeabilitätsänderung in der Erwärmungszeit von über 3 Größenordnungen bleibt sie mit Faktoren von 1.05 bis 2 jedoch gering.

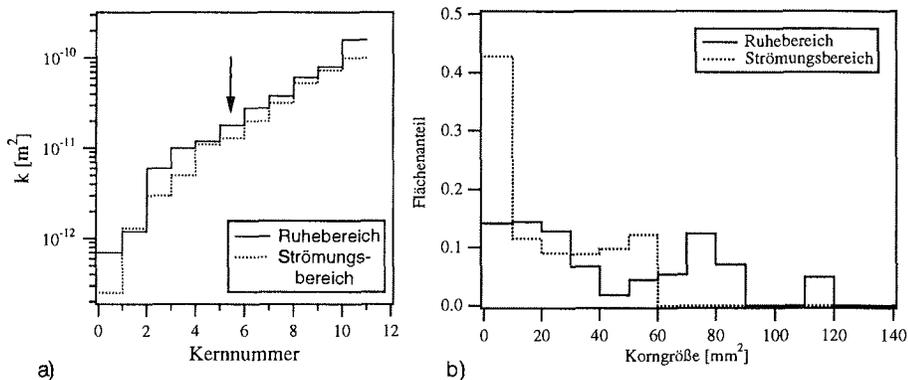


Abb. 2.24: (a) Vergleich der Permeabilitäten von Neueis, gewachsen in Wasser mit und ohne aufgeprägter Strömung. Die Permeabilitäten sind paarweise nach Größe sortiert. (b) Charakteristische Kristallkorngrößenverteilungen (KGV) aus Horizontalschnittflächen zweier Neueisproben aus dem Ruhe- und Strömungsbecken. Die Proben (HSVA121296Q6-12, HSVA121296C6-12) stammen vom 8. Versuchstag. Die Schnittflächen für die KGVs stammen aus denselben Horizonten in 8 cm Tiefe. Die zugehörigen Permeabilitäten sind in (a) mit einem Pfeil gekennzeichnet.

2.4.8 Permeabilitätsänderungen durch Erwärmung

Zur Beurteilung der Auswirkung von perkolierendem Schmelzwasser auf die Permeabilität sind im Dekan-Permeameter Permeabilitätsmessungen mit

Meßflüssigkeitstemperaturen oberhalb der In-situ-Eistemperaturen durchgeführt worden. Die eingespannte Eisprobe wird statt von Schmelzwasser von Dekan durchströmt und wärmt sich langsam auf. Abb. 2.25 zeigt an einem Beispiel von arktischem Eis die Permeabilitätsänderung während der Erwärmungsphase.

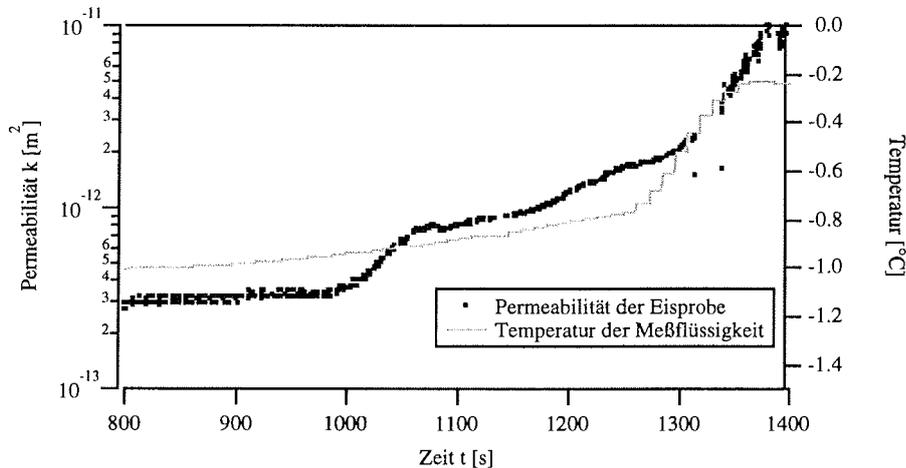


Abb. 2.25: Permeabilitätsänderung einer durchströmten Eisprobe (OD9625811z2). Die Fluidtemperatur liegt oberhalb der In-situ-Eiskerntemperatur von -1.0°C .

Der Porenraum weitet sich und verändert seine Durchlässigkeit. Zu Beginn beträgt die Permeabilität bei der In-situ-Temperatur von -1.0°C $3 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$, dann steigt k innerhalb von 20 Minuten über eine Größenordnung an. Die Temperatur der Meßflüssigkeit am Ausgang der Probenkammer liegt mit Werten zwischen -1.0°C und -0.2°C im Bereich von realistischen Schmelzwassertemperaturen. In allen Versuchen zeigte sich, daß die Erhöhung der Permeabilität ungleichmäßig verläuft. Es gibt Phasen, in denen sie sich sprunghaft verdoppelt oder verdreifacht, wie man es in der obigen Verlaufskurve für $t = 1050 \text{ s}$ erkennen kann. Diese plötzlichen Erhöhungen im Weitungsprozeß konnten auch in den Bohrlochmessungen im Feld beobachtet werden (s. Abschn. 2.3.1.5, Abb. 2.7).

2.5 Diskussion der Messungen

2.5.1 Größenordnung

Ein- und mehrjähriges arktisches Meereis ist in der sommerlichen Schmelzperiode mit Permeabilitäten zwischen 10^{-9} und 10^{-12} m^2 hoch- bis mittelpermeabel (Abb. 2.13, Abb. 2.14). In der Größenordnung ist die Meereispermeabilität mit Permeabilitäten von Sandschüttungen oder Karstgesteinen vergleichbar. Für hydraulische Gradienten, definiert als das Verhältnis zwischen der Höhendifferenz der Fluidpegelstände und ihrer lateralen Distanz, von 0.1 bis 0.5 werden damit Fluidbewegungen über Distanzen auf der Meterskala mit Perkolationszeiten von Stunden möglich,

2. Permeabilität

was auf eine potentiell hohe Beweglichkeit der Flüssigphase während der sommerlichen Schmelzperiode hinweist.

Die Permeabilitäten aus den Feld- und Labormessungen haben unterschiedliche Größenordnungen. Zwar sind die Permeabilitätsstatistiken in Abb. 2.13 und 2.14 nicht direkt vergleichbar, da im Feld die Werte ausschließlich aus den Eismittenhorizonten eingehen, während im Labor sie aber aus allen Horizonten stammen.

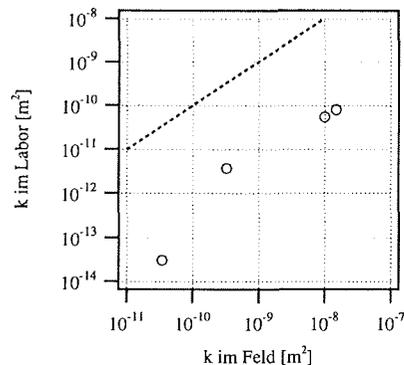


Abb. 2.26: Feldmessung (Bohrlochmethode) versus Labormessung (Dekan-Permeameter). Die Labormessung wurde jeweils an dem direkt unterhalb der Lochbodenfläche angrenzenden Eiskernstück von 6 cm Länge durchgeführt. Mit eingezeichnet ist die fiktive Ausgleichsgerade für gleiche Permeabilitätswerte zwischen Feld- und Labormessung.

Doch zeigt auch der in Abb. 2.26 dargestellte Vergleich der Feldmessungen mit Labormessungen an Eiskernstücken direkt unterhalb der Sacklochflächen Abweichungen von ungefähr 2 Größenordnungen. Im Feld wurden über den gesamten Wertebereich höhere Permeabilitäten als im Labor gemessen.

Aus der Fehlerabschätzung beider Meßverfahren läßt sich eine Differenz von maximal einer Größenordnung mit einer Überschätzung der Permeabilität im Feld und einer Unterschätzung im Labor erklären (s. Abschn. 2.3.1.5, 2.3.2.2).

Eine zusätzliche Erklärungsmöglichkeit der Permeabilitätsunterschiede bieten die verschiedenen Raumskalen und Anordnungen der beiden Meßverfahren. So wird im Labor die Permeabilität auf der Zentimeter- und im Feld auf der Dezimeterskala gemessen. Außerdem ist im Labor eine serielle Schichtanordnung realisiert, in der die Schicht mit der niedrigsten Permeabilität die Gesamtpermeabilität bestimmt (Gl. 2.17). Dagegen ist es im Feld eine gemischte parallele und serielle Anordnung, in der einzelne Durchlässigkeitspfade die Permeabilität bestimmen. Der Einfluß des sogenannten Skaleneffekts auf die Permeabilität wurde an kristallinen Gesteinen von Brace (1980, 1984) und Clauser (1992) nachgewiesen und von Neumann (1990) interpretiert. Sie unterschieden zwischen Labormessungen auf der Skala von 1-10 cm, In-Situ-Bohrlochmessungen auf der Skala von 1-1000 m und regionalen Messungen durch Tracertests und Erdbebenanalysen auf der Skala von 1-100 km. In den Datensätzen beider

Autoren steigt die mittlere Permeabilität mit dem Übergang von Labor- auf die Bohrlochskala um 3 Größenordnungen an. Da sich die Größenskalen um mehrere Größenordnungen verschieben, muß in der Übertragung auf die beiden hier untersuchten Meßverfahren von geringeren Änderungen in der Permeabilität ausgegangen werden, die jedoch trotzdem noch die Verschiebungen von 1 bis 2 Größenordnungen erklären könnten.

Die mittleren Permeabilitäten aus der zentralen Arktis 1996 sind gegenüber denen aus der nördlichen Laptevsee 1995 sowohl im Feld von 8 auf $4.0 \cdot 10^{-10} \text{ m}^2$ als auch im Labor von 7.7 auf $1.1 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$ signifikant reduziert. Die reduzierten Permeabilitäten lassen sich auf die unterschiedlichen Eis- und Wetterbedingungen während der beiden Expeditionen zurückführen (Tabelle 1.1). So sind die Messungen in der zentralen Arktis überwiegend auf mehrjährigem Eis niedriger Salinität und unter niedrigeren Temperaturen durchgeführt worden. Die Porosität des Eises ist geringer als für das einjährige Eis, wodurch mit dem gefundenen funktionalen Zusammenhang von $k(n)$ mit Gl. 2.20 sich auch die Permeabilität reduziert.

Zum Vergleich mit Werten aus der Literatur steht bislang als einzig veröffentlichte Feldstudie zur Permeabilität die Messung von Milne (1977) auf einer Sommerkampagne in die kanadische Arktis zur Verfügung. Milne beobachtete an zwei verschiedenen Sacklöchern auf mehrjährigem Eis die Pegelanstiege. Reanalysiert man seine Daten, so können aus seinen Beobachtungen mit Gl. 2.12 Permeabilitätswerte von $1.7 \cdot 10^{-10}$ und $3.9 \cdot 10^{-10} \text{ m}^2$ abgeleitet werden. Da die Bohrlöcher keine seitliche Abdichtung hatten, sind die Permeabilitäten als obere Grenzwerte zu betrachten. Sie sind annähernd gleich dem geometrischen Mittel der Messungen in der zentralen Arktis 1996 in mehrjährigem Eis.

Reanalysierte Labormessungen an Neueis von Saito und Ono (1978) ergeben Permeabilitäten zwischen 10^{-13} und $3 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$. Kasai und Ono (1984) finden Werte zwischen 10^{-14} und 10^{-11} m^2 und Saeki et al. (1986) zwischen 10^{-13} und 10^{-10} m^2 . Sie stimmen in der Größenordnung mit den vorliegenden Labormessungen an Neueis überein.

2.5.2 Heterogenität und Anisotropie

Sommerliches, ein- und mehrjähriges arktisches Meereis ist ein hydraulisch sehr heterogenes Medium. Messungen an verschiedenen Eisstationen belegen die Heterogenität auf der Kilometerskala (Abb. 2.13, 2.14). Profilmessungen an einzelnen Eiskernen belegen sie auf der Dezimeterskala (Abb. 2.23). Auf beiden Skalen umfaßt der Wertebereich 5-6 Größenordnungen. Der Wertebereich für die Permeabilitäten von Neueis reduziert sich auf 2-3 Größenordnungen und hat damit deutlich niedrigere Streuweiten (Abb. 2.14).

Die hydraulische Heterogenität des Meereises wird maßgeblich durch die Variabilität in der effektiven Porosität verursacht. Die effektiven Porositäten in ein- und mehrjährigem Eis überdeckten 3 Größenordnungen, die des

Neueises ungefähr eine Größenordnung. Für beide Eiskategorien wurden Potenzfunktionen gefunden, die die Abhängigkeit zwischen Permeabilität und effektiver Porosität beschreiben (Gl. 2.18, 2.20). Dabei ist für Neueis der Exponent mit 3.9 zu 1.6 mehr als doppelt so hoch als der für ein- und mehrjähriges Eis. Die unterschiedlichen $k(n_{\text{eff}})$ -Relationen deuten auf zwei verschiedene Evolutionsmechanismen des Porenraums hin. Sie werden im Rahmen der Anwendung des Porenraummodells in Abschn. 2.7.4 diskutiert.

Neben der effektiven Porosität nimmt die mikroskopische Porenraumstruktur Einfluß auf die Permeabilität. Dies läßt sich aus der Streuung der Daten in den $k(n_{\text{eff}})$ -Relationen vermuten. So existieren Datenpaare mit gleicher Porosität aber um 2 Größenordnungen unterschiedlicher Permeabilität (Abb. 2.19). Ein höherer großporiger Anteil erhöht die Permeabilität. Der großporige Anteil ist wie der gesamte Porenraum durch die Bedingungen während des Eiswachstums festgelegt und im Laufe der saisonalen Zyklen durch Drainage-, Schmelz-, und Rekristallisierung Veränderungen unterworfen. Die direkte Auswirkung der strukturverändernden Prozesse auf die Permeabilität ließ sich mit den hier vorgestellten Messungen nur bedingt nachweisen. In den Eistankeexperimenten reduzierten Untereisströmungen während der Wachstumsphase zwar die mittlere Korngröße der Eiskristalle beträchtlich, doch blieb die Permeabilitätserniedrigung unterhalb von einer Größenordnung (Abb. 2.24). Am Oberflächeneis konnte festgestellt werden, daß die Permeabilität mit dem Eisalter abnimmt (Abb. 2.22). Diese Tendenz wird neben Strukturveränderungen natürlich auch durch die Abnahme der Porosität bei fortschreitender Entsalzung gestützt.

Die Weitungsexperimente mit temperierter Meßflüssigkeit können als Simulation einer Schmelzwasserperkolations ohne Gefrieroption interpretiert werden. Unberücksichtigt sind darin Porenraumveränderungen, die aufgrund von Sälinitätsdifferenzen zwischen den Soleschichten und perkolierender Sole auftreten, da nicht Sole sondern Dekan den Porenraum füllt. Die Experimente zeigen, daß die Perkolation von temperiertem Dekan die Permeabilität des Eises diskontinuierlich verändert. Der Wärmefluß ins Eis ist durch die Temperaturdifferenz zwischen Fluid und Eis bestimmt. Sie erhöht sich in den Versuchen gleichmäßig, so daß davon ausgegangen werden kann, daß sich auch das Porenraumvolumen innerhalb der Perkulationsphase kontinuierlich erhöht. Daraus folgt, daß der $k(n)$ -Zusammenhang Sprungstellen aufweisen muß. Die Permeabilitätssprünge tragen mit zu der gemessenen Streuung der Datenpunkte in der $k(n)$ -Abhängigkeit bei. Jedoch sind die Permeabilitätsänderungen in den Weitungsexperimenten mit einem Faktor von 2 bis 3 im Vergleich zu den gemessenen Differenzen von 2 Größenordnungen für gleiche Porositäten relativ klein.

Zur Charakterisierung impermeabler Schichten kann keine kritische Porosität angegeben werden, unterhalb der das Eis impermeabel ist. Auch hier spielen die strukturverändernden Prozesse, vor allem das Ausfrieren von Schmelzwasser im Drainagesystem, eine entscheidende Rolle. Die PGV der impermeablen Schichten ist dabei gekennzeichnet durch das fast vollständige Fehlen des großporigen Anteils der Drainagestruktur oberhalb von 1 mm Porenweite (Abb. 2.21). Die Vermutung liegt nahe, daß perkolierendes

Schmelzwasser in den Drainagestrukturen ausfriert und die dominanten Durchflußpfade verschließt. Einerseits ist der Salzgehalt des Schmelzwassers in ein- und mehrjährigem Eis gering, so daß im Sommer innerhalb eines positiven vertikalen Temperaturgradienten das Schmelzwasser in tieferen Eishorizonten gefrieren kann. Andererseits baut sich aufgrund hoher Schmelzraten und Tümpelbildung ein ausreichend hoher hydrostatischer Druck auf, um Anteile des Wassers in den Porenraum perkolieren zu lassen. Die durch das Ausfrieren von Schmelzwasser bedingten impermeablen Schichten sind gegenüber nachfolgenden Temperaturerhöhungen nicht reversibel. Die in mehrjährigem Eis beobachteten impermeablen Schichten können demnach in vorherigen Wärmeperioden entstanden sein. Anders verhält sich Eis, das durch Kühlung bis unter die Ausfällungstemperatur von Natriumchlorid (-22.9°C) impermeabel geworden ist. Hier weitet eine nachfolgende Erwärmung den Porenraum wieder. Damit erklärt sich auch, warum das Eis nach einer Wintersaison im darauffolgenden Sommer ähnliche hydraulische Eigenschaften hat. Die Messungen belegen, daß mehrjähriges Eis hydraulisch leitend bleibt. Die fehlende Identifizierbarkeit von effektiv impermeablen Zonen in den Feldmessungen deutet darauf hin, daß die impermeablen Zonen der Mittenhorizonte im Sommer in ihrer räumlichen Ausdehnung unterhalb der Dezimeterskala beschränkt sind bzw. dünne, horizontal verlaufende Schichten bilden und sich in ihrer Nähe immer auch einzelne Durchlässigkeitspfade befinden müssen.

Meereis ist hydraulisch anisotrop. So wurde für säuliges Eis der größte richtungsabhängige Unterschied in den Permeabilitäten gemessen (Abb. 2.15). Er läßt sich auf den anisotropen Aufbau des Primär- und Sekundärporenraumes zurückführen. Die bevorzugte Durchlässigkeit herrscht in vertikaler Richtung, der Hauptentwicklungsrichtung des Drainagesystems. Regeln sich die c-Achsen darüber hinaus lateral in eine Vorzugsrichtung ein, wie es für arktisches Festeis unter Einwirkung stationärer Untereisströmungen bekannt ist (Weeks und Ackley, 1986), so tritt auch eine laterale Anisotropie in der hydraulischen Durchlässigkeit auf. Sie ist allein durch die Ausrichtung der Soleschichten, also durch die Anisotropie des Primärporenraumes bestimmt. An einer Eisprobe mit ausgeprägter Primärporenanisotropie wurden laterale Unterschiede in der Permeabilität um einen Faktor 6 gemessen (Abb. 2.15b). Im Vergleich zur vertikalen Anisotropie von 2 Größenordnungen sind sie zwar klein, jedoch nicht vernachlässigbar. Auch für teilverfestigte, metallische Legierungen, die in ihrem dendritischen Aufbau dem säuligen Eis geometrisch ähnlich sind, sind Anisotropien zwischen lateraler und vertikaler Permeabilität bekannt. Nasser-Rafi et al. (1985) zitieren in ihrer Arbeit vergleichbare Werte für die Unterschiede der richtungsabhängigen Permeabilitäten von ungefähr einer Größenordnung.

Die Anisotropien von granularem Eis und Eis aus drainierten Preßisrückenregionen mit Porositäten über 0.4 sind deutlich geringer ausgeprägt. Das Eis ist annähernd isotrop. Die Unterschiede in den richtungsabhängigen Permeabilitäten reduzieren sich auf Werte unterhalb einer Größenordnung. Neben den vornehmlich vertikal ausgerichteten Drainagesystemen muß demnach für diesen Eistyp der Porenraum in gleicher Größenordnung auch in horizontaler Richtung geweitet und verbunden sein.

2.6 Rekonstruierte Permeabilitätsprofile

Mit Hilfe der $k(n_{\text{eff}})$ -Relationen können die Permeabilitäten aus der Angabe der effektiven Porosität abgeleitet werden. Dadurch bleiben diejenigen Prozesse unberücksichtigt, die über eine Porenstrukturänderung die Permeabilität beeinflussen. Da die Messungen der effektiven Porosität aufgrund des notwendigen Zentrifugierens ein aufwendiges Verfahren sind, erscheint es sinnvoll, als Vereinfachung der Ableitung die Näherung der effektiven Porosität über das einfach meßbare relative Solevolumen zu überprüfen.

Abb. 2.27 zeigt an einem einjährigen arktischen Probenkern einen Vergleich zwischen gemessenen und rekonstruierten Vertikalprofilen der Permeabilität. Darin wird von den Rekonstruktionen weitgehend die richtige Größenordnung der Permeabilität wiedergegeben. Die Kurvenformen finden jedoch keine Entsprechung. Die aus den Solevolumina rekonstruierten Profile sind sehr viel glatter und haben keine besonders hoch- und niedrigpermeable Zwischenschichten, wie sie aus den Messungen bekannt sind. Da das relative Solevolumen V_{rs} zumeist größer als das zentrifugierte Solevolumen V_{rzs} und somit auch größer als n_{eff} ist, überschätzt die Ableitung mit V_{rs} die Permeabilität.

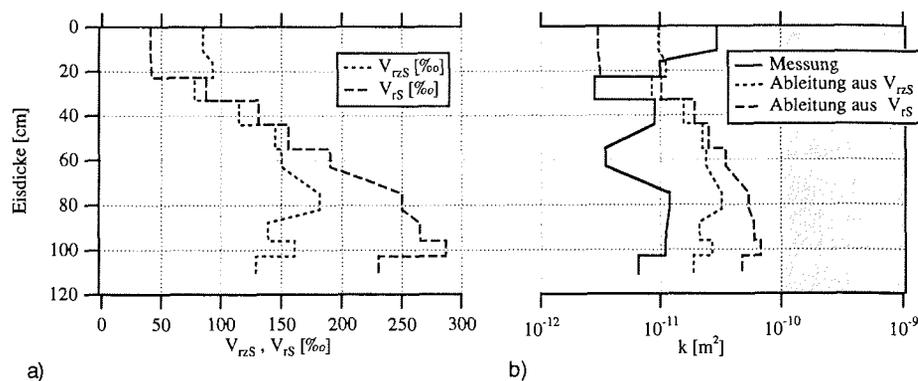


Abb. 2.27: Vertikalprofile von Solevolumen (a) und Permeabilität (b) eines einjährigen Meereiskerns (R1122102, 250 cm Eismächtigkeit, granulares Eis). In (b) sind als durchgezogene Linie die Meßwerte und als gestrichelte Linien die rekonstruierten Werte aus der $k(n_{\text{eff}})$ -Abhängigkeit eingezeichnet.

Wie das Beispiel in Abb. 2.27 zeigt, kann als erste Näherung die Permeabilität auch aus dem relativen Solevolumen abgeleitet werden. Dies ermöglicht aus den Solevolumenmessungen in der Literatur die Aussagen über die hydraulischen Eigenschaften zu verallgemeinern.

In Abb. 2.28 sind die abgeleiteten Permeabilitätsprofile für sommerliches, mehrjähriges Eis aus der amerikanischen Arktis (Schwarzacher, 1959, Driftstation Alpha, 1958), aus der eurasischen Arktis (Eicken et al. 1995, ARCTIC 1991) und für einjähriges Eis aus der Framstraße (Gow, 1987, MIXEX, 1984) dargestellt. Den Sommerprofilen ist ein Winterprofil für mehrjähriges Eis

aus der Framstraße gegenübergestellt (Eicken und Meincke, 1994d, ARK-IX/1, 1993).

Die höchsten Permeabilitäten besitzt das einjährige, sommerliche Meereis. Es erreicht in den oberflächennahen Horizonten hochpermeable Werte. Die Permeabilität von mehrjährigem Eis ist demgegenüber im Mittel um ungefähr eine Größenordnung kleiner. Sie gleicht sich in tiefen Horizonten jedoch den Werten für einjähriges Eis an. Im Winter wird das mehrjährige Eis im oberen Drittel über weite Bereiche unterhalb des Freibords effektiv impermeabel. Dies deckt sich mit Beobachtungen im Rahmen von Feldstudien zur Öl-Meereis-Interaktion von Martin (1979). Mit der Tiefe steigt die Permeabilität jedoch an. So ist im Winter das Eis trotz niedriger Solevolumina in der unteren Hälfte des Eiskörpers permeabel und potentiell für den Soletransport verfügbar. Entsalzungsprozesse, die, wie die gravitative Drainage, einen zusammenhängenden Porenraum voraussetzen, können prinzipiell im unteren Teil des Eiskörpers auch im Winter stattfinden.

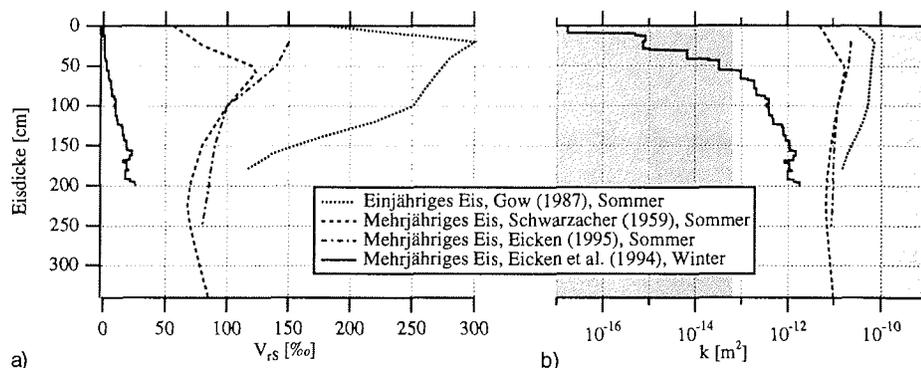


Abb. 2.28: Relatives Solevolumen (a) und abgeleitete Permeabilitätsprofile (b) für ein- und mehrjähriges Eis im Sommer und Winter.

Aufgrund unterschiedlicher $k(n_{\text{eff}})$ -Relationen reagiert Neueis auf Temperaturänderung anders als ein- und mehrjähriges Eis. In Abb. 2.29 ist die Permeabilität-Temperatur-Relation für Neueis und ein- und mehrjähriges Eis aufgetragen. Sie ist aus den Gleichungen 2.20, 2.18 und 2.1 abgeleitet, wobei wiederum die effektive Porosität durch das relative Solevolumen angenähert ist.

Für hohe Temperaturen oberhalb von -4°C ist Neueis permeabler als gleichwarmes ein- oder mehrjähriges Eis. Zwischen -4°C und ungefähr -7°C sind die Permeabilitäten gleich groß. Unterhalb von -7°C kehrt sich die Reihenfolge um und das ein- und mehrjährige Eis wird permeabler. Dementsprechend ist in der Sommerperiode das jüngstgeformte und in der Winterperiode das ältere Eis permeabler. Ursache für die hohe Permeabilität von Neueis während des Sommers ist der hohe Salzgehalt und damit die hohe Porosität von Neueis. Bei der Reduktion des Porenraums im Winter spielt die Porenstruktur eine größere Rolle. Älteres Eis hat durch die fortgeschrittene Drainage einen höheren großporigen Anteil, der sich bei der Reduktion des Porenraums später isoliert. Deshalb bleibt das Eis permeabler.

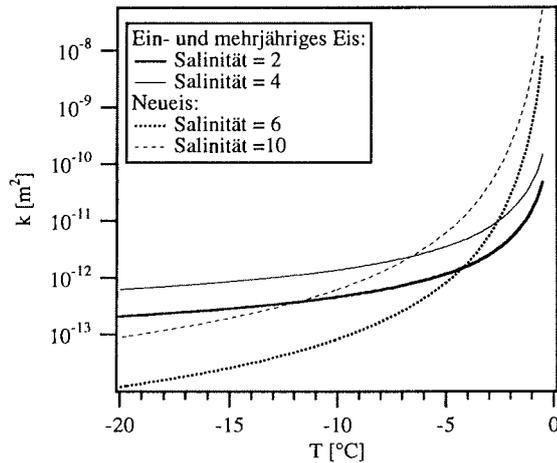


Abb. 2.29: Permeabilität-Temperatur-Relation für typische Salzgehalte von Neueis und ein- und mehrjährigem Eis.

2.7 Anwendung der Porenraummodelle

Im folgenden Abschnitt werden die in Abschn. 2.2 eingeführten Porenraummodelle auf den Meereisporenraum angewendet. Als Eingangsgrößen dienen die gemessenen Porengrößenverteilungen der Eiskerne. Nach der Verifikation durch den Vergleich der Modellpermeabilitäten und Fließwegstrukturen mit den Messungen werden die Modelle benutzt, um weiterführende Kenntnisse über strukturelle Aspekte des Porenraums zu gewinnen. So lassen sich Aussagen über die hydraulische Bedeutung des primären und sekundären Porenraums sowie über den Bildungsmechanismus und die Evolution der spezifischen Porenstruktur von Meereis treffen.

2.7.1 Verifikation

Zur Verifikation der Porenraummodelle werden zuerst die modellierten Fließwegstrukturen qualitativ mit der für Meereis typischen wurzelartigen Drainagestruktur verglichen. Da im Röhrenbündelmodell die Fließwegstrukturen als vertikale Röhren vorgegeben sind, steht für dieses, stark vereinfachende Modell a priori fest, daß es nicht die meereisspezifische Drainagestruktur berücksichtigt und es bleibt die Frage, ob das Netzwerkmodell die Drainagestruktur aufbaut. Im zweiten, quantitativen Schritt werden als Eingangsgrößen die gemessenen Porengrößenverteilungen der Eiskerne gewählt und die daraus abgeleiteten Modellpermeabilitäten mit den gemessenen Permeabilitäten verglichen.

2.7.1.1 Geometrie der Fließwege im Netzwerkmodell

Im qualitativen Vergleich werden die mikroskopischen Permeabilitäten aus der mittleren Porengrößenverteilung der untersuchten Meereisproben vorgegeben und ein isotropes Medium angenommen. Die mikroskopischen Permeabilitäten reichen dann über 3 Größenordnungen und sind logarithmisch normal verteilt. Dies ergibt sich aus der logarithmischen Normalverteilung der mittleren Porengrößenverteilung⁵.

Wie wird das Modelleis durchströmt? Abb. 2.30 zeigt einen horizontalen Querschnitt durch den Eiskörper, auf dem die Bahnlinien von perkolierten Fluidteilchen projiziert sind. Die Fluidteilchen wurden anfangs gleichmäßig über die oberste Eisschicht verteilt. Jede Bahnlinie begann im Zentrum eines Gitterelements der obersten Schicht und endete an der Eisunterseite.

Charakteristisch ist, daß die Fließwege einzelner Teilchengruppen konvergieren und sich die Bahnlinien lokal verdichten und anderorts ausdünnen. Es findet keine gleichmäßige Durchströmung statt. Die Fließwegprojektion ist den sichtbaren Oberflächenstrukturen von drainiertem Eis sehr ähnlich, wie ein Vergleich mit einer natürlichen Eisprobe in Abb. 2.31 offenlegt. In der Eismatrix heben sich die drainierten Drainagekanäle als aufgehellte Strukturen von den restlichen Eisbereichen ab.

⁵ Für die Substitution des Porendurchmessers δ durch die Permeabilität k in Gl. 2.21 muß gelten, daß $\text{PDF}(\delta)d\delta = \text{PDF}(k)dk$ ist. Mit dem Zusammenhang zwischen Permeabilität und Porendurchmesser (Gl. 2.4) folgt $\delta = \sqrt{32k}$ bzw. $d\delta = \frac{16}{\delta} dk$. Eingesetzt in Gl. 2.21 führt dies zu

$$\text{PDF}(\delta)d\delta = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}\sqrt{32k}} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{\ln(\sqrt{32k}) - \mu}{\sigma}\right)^2\right) \cdot \frac{16}{\sqrt{32k}} dk.$$

Dann läßt sich unter Berücksichtigung des obigen Zusammenhangs die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Permeabilitäten schreiben als

$$\text{PDF}(k) = \frac{1}{2\sigma\sqrt{2\pi}k} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{\ln(k) - (2\mu - \ln(32))}{2\sigma}\right)^2\right).$$

Ein Vergleich mit Gl. 2.21 zeigt, daß die $\text{PDF}(k)$ eine logarithmische Normalverteilung mit transformierten Parametern $\sigma' = 2\sigma$ und $\mu' = (2\mu - \ln(32))$ ist.

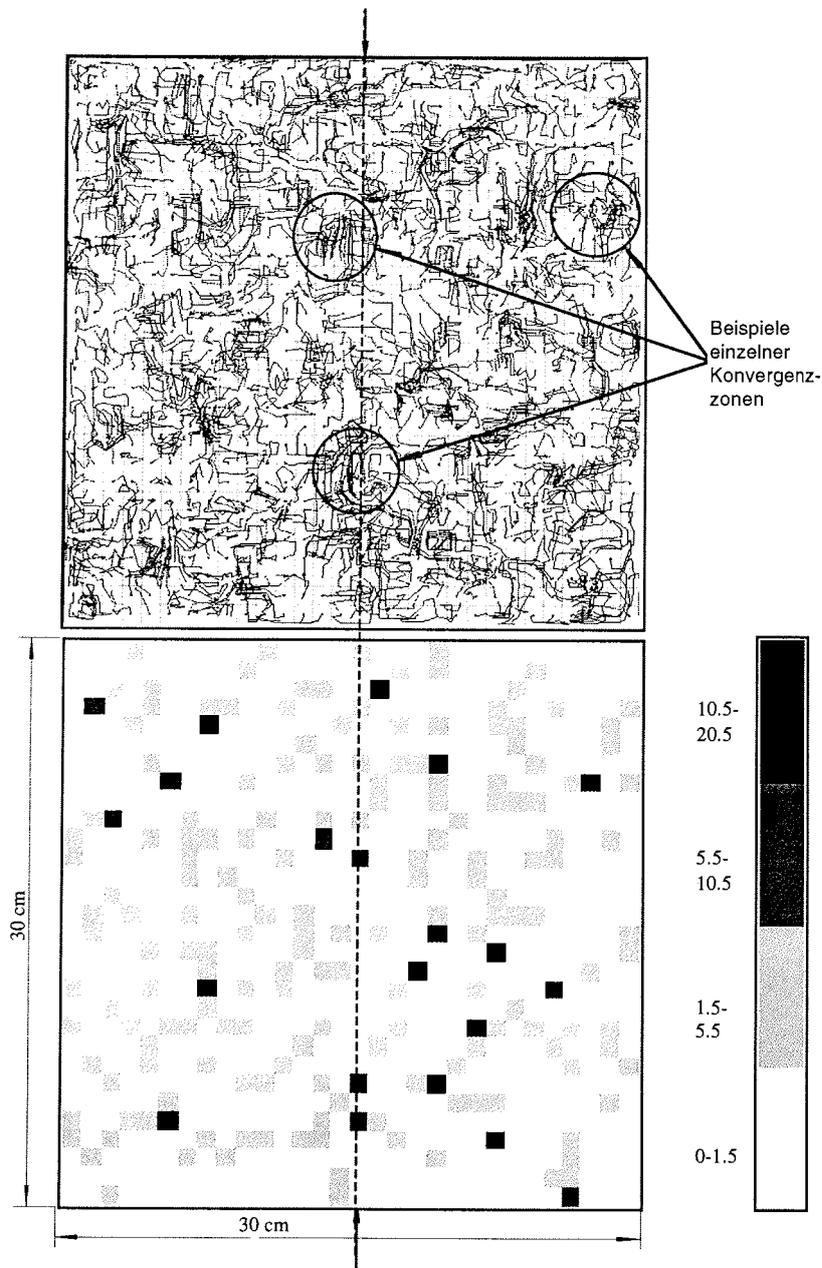


Abb. 2.30: Horizontale Fließwegprojektion (oben) und Durchfließvolumina an der Eisunterseite (unten) für das Netzwerkmodell. Die Durchfließvolumina sind auf der Grauwertskala als Vielfache des mittleren Durchfließvolumens angegeben. Die gestrichelte Linie gibt die Position eines Vertikalschnittes wieder, der in Abb. 2.32 gezeigt wird.

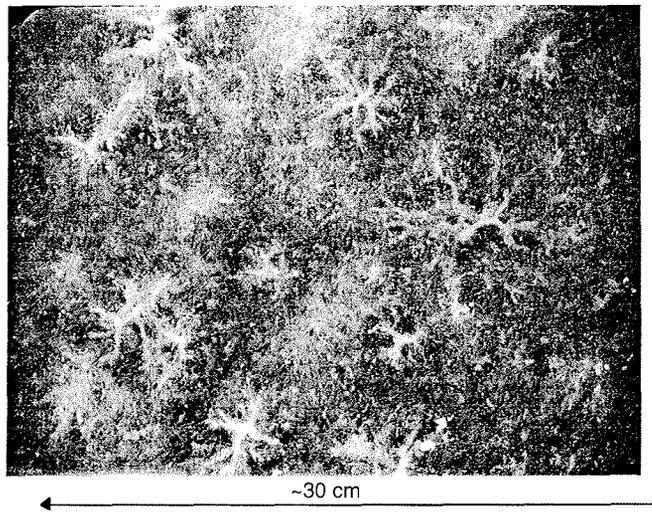


Abb. 2.31: Oberflächenaufnahme einer drainierten Neueisdecke (HSVA, Foto: C. Haas).

Im vertikalen Profil der Modelleisdurchströmung in Abb. 2.32 ist deutlich zu erkennen, daß die Bahnlinien sich vertikal zu wurzelartigen Strukturen verbinden. Strukturell ähneln sie damit den sekundären Drainagestrukturen in Meereis. Wird in ihnen ein erhöhter Anteil vom Durchflußvolumen transportiert? Aufschluß darüber gibt der lokale, vertikal gerichtete, spezifische Durchfluß der einzelnen Gitterelemente an der Eisunterseite. Wie in Abb. 2.30 dargestellt ist, existieren einzelne Gitterelemente, durch die bis das 20-fache des mittleren Durchflußvolumen strömt. Weiterhin korrelieren die lokalen Durchflußmaxima mit den Wurzelstrukturenden an der Eisunterseite. 30% der Gitterelemente sind zu 82% am Gesamtdurchfluß beteiligt, der große Rest von 70% wird nur von 18% des Gesamtvolumens durchströmt. Der Modellporenraum bildet dominante Durchflußpfade in Analogie zu dem sekundären Drainagesystem des Meereises. Zählt man alle Gitterelemente mit Durchflußvolumina oberhalb des 5-fachen des mittleren Durchflusses als Endpunkte von Wurzelstrukturen, so finden sich im Mittel 2.3 Wurzelstrukturen auf 100 cm^2 Querschnittsfläche.

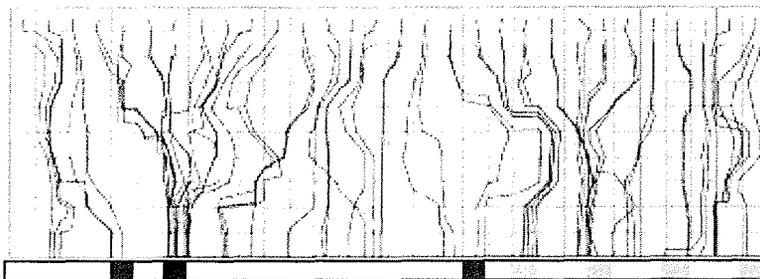


Abb. 2.32: Vertikalprofil der Fließlinien mit zugeordneten Durchflußvolumina. Die Lokation ist in Abb. 2.30 als gestrichelte Schnittlinie eingetragen.

Die Ausbildung von dominanten Transportpfaden in Random-Netzwerken mit besonders breiten Leitfähigkeitsverteilungen der Gitterelemente ist bereits beginnend mit Ambegoakar et al. (1971) und später durch David et al. (1990, 1993) beschrieben worden. Nach einer Untersuchung auf zweidimensionalen Gittern von David (1993) ist die Strukturbildung abhängig von der PGV, dem Wertebereich der Porengrößen und von der Netzwerkgeometrie. Interessant in diesem Zusammenhang ist, daß sich für die korrekten Porengrößenverteilungen des Meereises diese Strukturbildung nachweisen läßt. Desweiteren überrascht die qualitative Übereinstimmung der Wurzelbaumdichten im Modell von $2.3/100\text{cm}^2$ mit den gemessenen Drainagekanaldichten in Neueis von $2.4/100\text{cm}^2$ (Wakatsuchi und Saito, 1985). Das vorgestellte Netzwerkmodell berücksichtigt somit im vollen Maße die Struktureigenschaften des Meereisporenraumes.

2.7.1.2 Permeabilität

In Abb. 2.33 sind die aus den 23 gemessenen Porengrößenverteilungen der arktischen Eisproben abgeleiteten Modellpermeabilitäten den Werten der Permeabilitätsmessung gegenübergestellt. Die Abweichungen liegen über den gesamten Wertebereich im Mittel unterhalb einer Größenordnung mit der Tendenz, die Permeabilität leicht zu überschätzen.

Auch der funktionale Zusammenhang von k und n wird, wie Abb. 2.34 demonstriert, gut durch die Modellwerte wiedergegeben. Der Exponent im Potenzgesetz verschiebt sich in der Anpassung der Modellwerte nur leicht von 1.53 auf 1.46. Die Abweichungen der Modellwerte von den Meßwerten sind so gerichtet, daß die Modellwerte weniger weit von der Idealkurve des Potenzgesetzes entfernt liegen. Das Modell engt somit die Schwankungsbreite von $k(n_{\text{eff}})$ ein und folgt nicht den Ausreißern innerhalb der Meßreihe.

Das Netzwerkmodell erlaubt es, aus den Porengrößenverteilungen die Permeabilität abzuleiten. Damit bestätigt sich auch in quantitativer Hinsicht die Anwendbarkeit des Modells auf den Meereisporenraum.

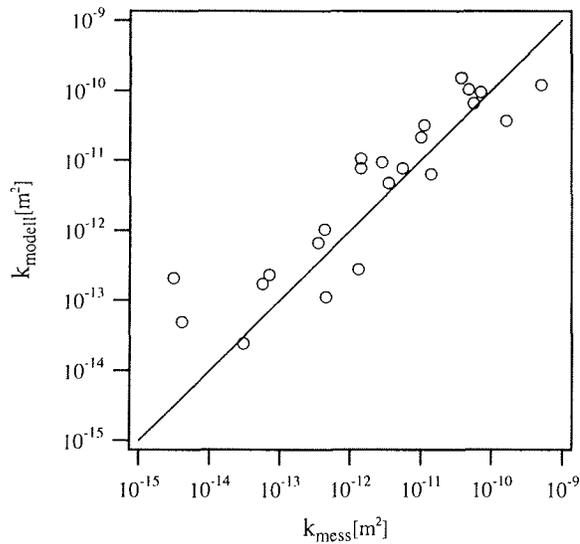


Abb. 2.33: Vergleich von abgeleiteten Modellpermeabilitäten und gemessenen Permeabilitäten der arktischen Eisproben.

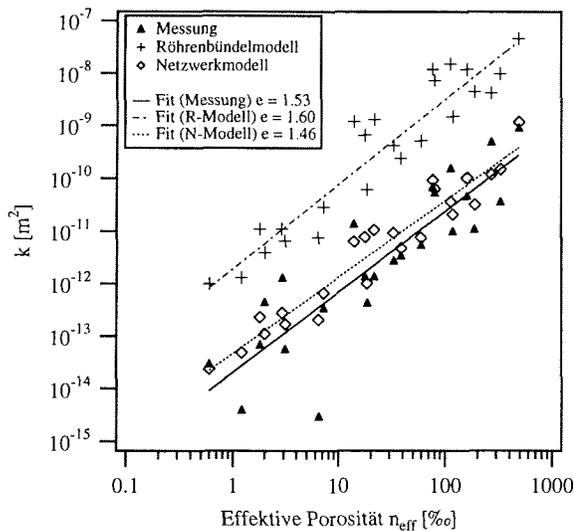


Abb. 2.34: Permeabilität in Abhängigkeit von der effektiven Porosität des Porenraums für Messung, Netzwerk- und Röhrenbündel-Modell.

Die Anwendung des Röhrenbündelmodells liefert keine Übereinstimmung mit den Permeabilitätsmessungen. So liegen die abgeleiteten Permeabilitäten um 2 Größenordnungen über den gemessenen Permeabilitäten (Abb. 2.33). Die vereinfachende Annahme von Meereisproben als vertikal ausgerichtete Kapillaren führt demzufolge zu einer Überschätzung der Permeabilität. Jedoch bleibt die Überschätzung annähernd über den vollständigen Porositätsbereich

gleich. Der Exponent im $k(n_{\text{eff}})$ -Potenzgesetz der Modelldaten von 1.60 ist im Vergleich zum Exponenten der Meßdaten von 1.53 nur geringfügig größer. Somit sind Verhältniszahlen von Permeabilitäten unterschiedlicher Porosität auch in diesem einfachen Modell gut reproduzierbar.

2.7.2 Bedeutung von Primär- und Sekundärporenraum

Identifiziert man die dominanten Durchflußpfade im Netzwerkmodell als sekundären Porenraum, so kann seine hydraulische Bedeutung abgeleitet werden. Die dominanten Pfade haben einen Volumenanteil von 30% des Gesamtvolumens. Nach Reduktion der Gitterwerte auf die realen Porenvolumina bleibt der Anteilswert erhalten und somit haben die dominanten Pfade (Poren) entsprechend einen Volumenanteil von 30% bezüglich des Gesamtporenvolumens. Demgegenüber fließt jedoch 82% des Gesamtfluidvolumen durch den sekundären Porenraum. Da nach dem Gesetz von Darcy (Gl. 2.1) der spezifische Durchfluß und damit auch das Durchflußvolumen linear von der Permeabilität abhängig ist und der Durchfluß durch Primär- und Sekundärporenraum als Parallelanordnung (Gl. 2.5) idealisiert werden kann, addieren sich die Einzelpermeabilitäten zur Gesamtpermeabilität und stehen im gleichen Verhältnis wie die Durchflußwerte zueinander. Demnach hat der sekundäre Porenraum mit einem Volumenanteil von nur 30% einen Anteil an der Gesamtpermeabilität von 82%! Für den im Volumen vorherrschenden primären Porenraum entfällt nur ein Permeabilitätsanteil von 18%.

Auch mit dem einfachen Röhrenbündelmodell läßt sich die hydraulische Bedeutung des primären und sekundären Porenraumes abschätzen. Dafür spricht die Güte des Modells in der Ableitung von Verhältnissen zwischen Permeabilitäten unterschiedlicher Porosität. Übertragen auf den Porenraum erscheint es gerechtfertigt, die Anteile der einzelnen Porengrößenklassen an der Gesamtpermeabilität zueinander ins Verhältnis zu setzen. Vereinfachend ist angenommen, daß sich Primär- von Sekundärporen allein durch die unterschiedliche Größenskala unterscheiden. Hierbei ist der Primärporenraum definiert als Porenraum, der sich aus Porenkanälen mit Porendurchmessern unterhalb von 1 mm zusammensetzt. Porenkanäle oberhalb von 1 mm Porendurchmesser gehören zum Sekundärporenraum.

Wiederum angewendet auf die mittlere PGV umfaßt dann der Volumenanteil von Primärporen 82% und der Volumenanteil von Sekundärporen 18% (anstatt 70% zu 30% im Netzwerkmodell). In Abb. 2.35 sind die Volumenanteile der Porengrößenklassen den Beiträgen zur Gesamtpermeabilität des Eiskörpers gegenübergestellt. Die Permeabilitäten sind unter separater Anwendung des Röhrenbündelmodells auf die einzelnen Porenklassen abgeleitet worden. Danach bestimmen die weiten Poren trotz des geringen Volumenanteils maßgeblich die hydraulische Durchlässigkeit. Der Sekundärporenraum trägt 87% zur Gesamtpermeabilität bei (anstatt 82% im Netzwerkmodell). Das bedeutet, daß 87% des Durchflusses sich auf ein kleines Teilvolumen von 18% des Porenraumes beschränkt! Innerhalb der Modellvorstellung eines Röhrenbündels verschärft sich somit die Aussage,

daß der Sekundärporenraum die hydraulische Durchlässigkeit des gesamten Eises bestimmt.

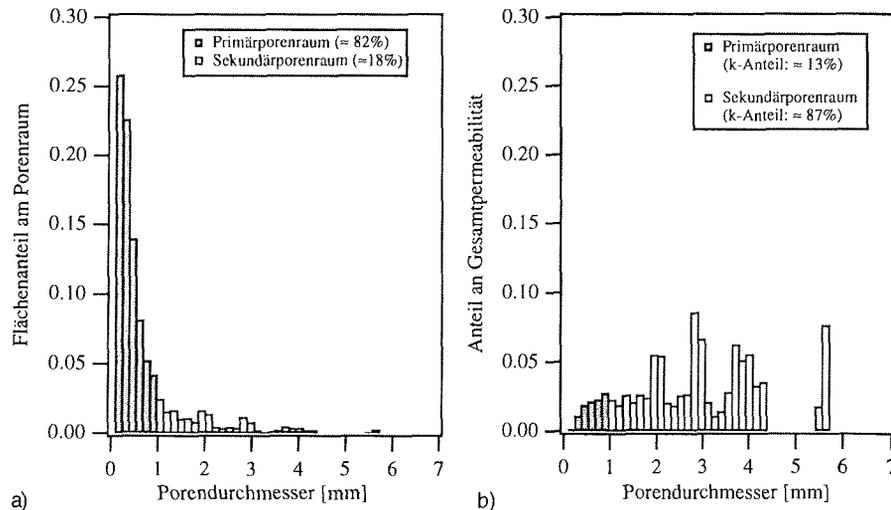


Abb. 2.35: (a) Gemittelte Porengrößenverteilung des ein- und mehrjährigen Eises ($i = 34$) (b) Beiträge der einzelnen Porengrößenklassen der gemittelten PGV zur Gesamtporosität unter Annahme eines uniformen Röhrenbündels als Porenstruktur.

2.7.3 Bildungsmechanismus von sekundärem Porenraum

Nach Weeks und Ackley (1986) beginnt die Ausbildung der Drainagestruktur in der Übergangszone („transition zone“) innerhalb der Anfangsphase des Eiswachstums. Sie umfaßt die Wachstumsphase bis zu einer Eisdicke von 5 bis 10 cm und korrespondiert kristallographisch mit der Übergangsperiode von zufallsverteilten c-Achsenorientierungen der Eiskörner zu ausschließlich horizontal orientierten Verteilungsmustern (Tabata und Ono, 1957). Folglich existieren während der Bildungsphase Kristallorientierungen in allen möglichen Raumrichtungen. Das gleiche gilt auch für die leitfähigen Soleschichten (Primärporen) der Kristalle. Da ein Kristallkorn nur in der Ebene der Soleschichten permeabel, senkrecht zu ihnen dagegen vollständig impermeabel ist, entsteht als Gesamtheit ein zufallsverteiltes Ensemble aus Permeabilitätselementen, die richtungsabhängig permeabel oder impermeabel sind. Wakatsuchi und Kawamura (1987) wiesen an Kunsteis mit vorgegebenen Kristallachsenorientierungen nach, daß sich die Drainagekanäle nur entlang möglicher Fließwege innerhalb der Soleschichten und Korngrenzen ausbilden und folgerten daraus, daß zur Ausbildung der Drainagekanäle maßgeblich die Soleexpulsion und gravitative Drainage beitragen. Daraus läßt sich die These formulieren, daß die Geometrie der Fließwege in der Bildungsphase die potentielle Drainagestruktur bestimmt. Darin ist implizit die direkte Rückwirkung von transportierter Sole auf den Transportpfad gefordert (Eide und Martin, 1975).

Um diese These zu stützen, wird mit Hilfe des Netzwerkmodells Neueis synthetisch erzeugt und die Geometrie der Fließwege in der Bildungsphase bestimmt und mit den beobachteten Drainagestrukturen verglichen. Bisher wurde das Modell auf Eis mit Porengrößenverteilungen angewendet, in denen die Drainagestrukturen schon implizit berücksichtigt waren. Hier erzeugte das Modell aus den PGVs die beobachteten Drainagestrukturen und unterstrich damit seine Anwendbarkeit auf Meereis. Dazu notwendig war eine Heterogenität in den mikroskopischen Permeabilitäten von 4 Größenordnungen und eine annähernd logarithmisch normalverteilte PDF⁶.

Für das synthetische Neueis wird angenommen, daß die Heterogenität nur durch eine Anisotropie in der räumlichen Ausrichtung der leitfähigen Soleschichten gegeben ist. Die Kristallorientierungen streuen über den gesamten Raumwinkelbereich. Im Modell reduzieren sich die möglichen Orientierungen auf die 3 Hauptachsen. Für die mikroskopischen Permeabilitäten der Gitterelemente sind drei mögliche Elementkategorien definiert worden, die gegeben sind durch:

$$\begin{aligned} (1) \quad & (k_x, k_y, k_z)_i = (k, k, \approx 0) \\ (2) \quad & (k_x, k_y, k_z)_i = (k, k, k) \end{aligned} \tag{2.22}$$

und (3) $(k_x, k_y, k_z)_i = (\approx 0, \approx 0, k)$

mit konstanter Permeabilität k .

Die Elementkategorien werden jeweils mit der Wahrscheinlichkeit von einem Drittel schichtweise zufallsverteilt. Die Gleichverteilung folgt Tabata und Ono (1957), die in der Übergangszone über den gesamten Winkelbereich eine konstante Häufigkeitsverteilung der Kristallorientierungen gemessen hatten.

⁶ Der Wertebereich der mikroskopischen Permeabilitäten über 4 Größenordnungen erklärt sich aus der quadratischen Abhängigkeit zum Porenradius, der in den Meereisproben innerhalb von 2 Größenordnungen variierte.

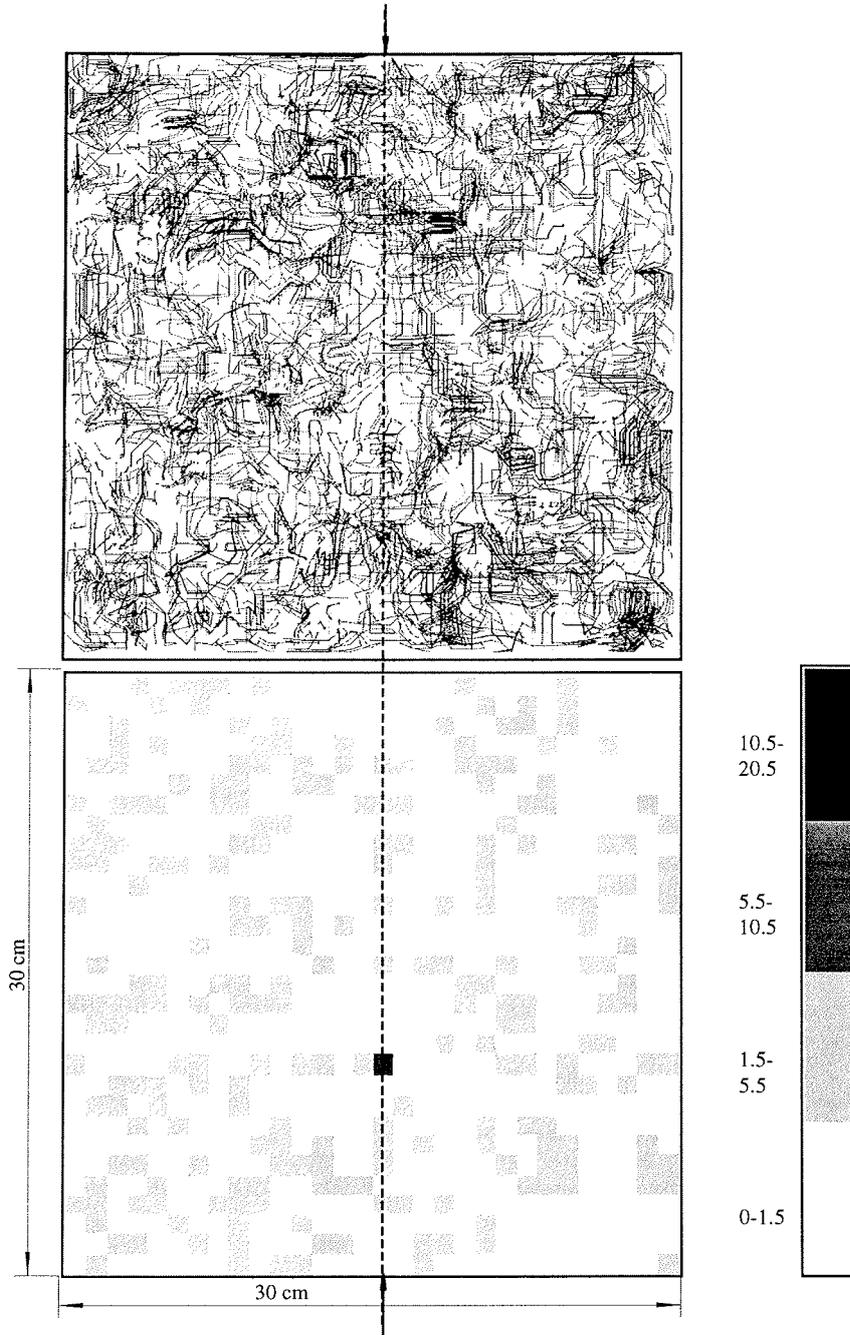


Abb. 2.36: Horizontale Fließwegprojektion (oben) und Durchfließvolumina an der Eisunterseite (unten) für das synthetisch erzeugte Neueis. Die Durchfließvolumina sind auf der Grauwertskala als Vielfache des mittleren Durchfließvolumens angegeben. Die gestrichelte Linie gibt die Position eines Vertikalschnittes wieder, der in Abb. 2.37 gezeigt wird.

Die Durchströmung des Modellkörpers ist wiederum als Fließwegprojektion dargestellt (Abb. 2.36). Konvergenz- und Divergenzzonen sind nur schwach ausgeprägt. Die Konvergenzzonen sind im Profil nicht durch wurzelförmige Strukturen zu separieren (Abb. 2.37). Das Durchflußvolumen ist relativ gleichmäßig über die Eisunterseite verteilt. Nur ein einzelnes Gitterelement erreicht lokal das 6-fache des mittleren Durchflusses (Abb. 2.36). Inwieweit diese hydraulische Heterogenität zur Ausbildung von sekundärem Porenraum ausreicht, wird im Rahmen der Diskussion über die Evolution der Porenraumstruktur im nachfolgenden Abschnitt diskutiert.

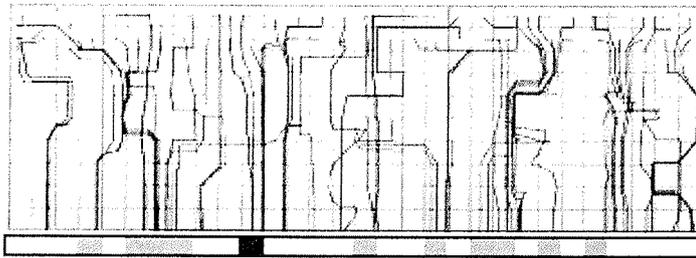


Abb. 2.37: Vertikalprofil der Fließlinien mit zugeordneten Durchflußvolumina. Die Lokation ist in Abb. 2.36 als gestrichelte Schnittlinie eingetragen.

2.7.4 Evolution der Porenraumstruktur

Im Unterschied zu den vielfältigen mechanischen und chemischen Verdichtungs- und Weitungsprozessen in geologischen Gesteinen ist die Struktur- und Volumenänderung des Porenraums im Mehrphasensystem des Meereises durch Temperatur- oder Salzgehaltsvariationen bestimmt⁷. Die Änderung des Porenvolumens wird für Meereis durch die thermodynamische Gleichgewichtsbeziehung beschrieben (Gl. 1.2). Es sind zwei unterschiedliche Möglichkeiten der Porenraumverdichtung bzw. -weitung denkbar. Einerseits ist vorstellbar, daß sich der Porenraum *gleichmäßig* und unabhängig von Porengröße oder -struktur verändert, andererseits ist es ebenso vorstellbar, daß die Porenraumveränderung *selektiv* in Abhängigkeit von Porengröße und -struktur erfolgt. Beide Mechanismen haben unterschiedliche Permeabilität-Porosität-Zusammenhänge und Porenstrukturen zur Folge. Diese werden im Folgenden innerhalb der Modellvorstellungen abgeleitet und mit den gemessenen Zusammenhängen verglichen. Außerdem wird an dem synthetisch erzeugten Neueis von Abschn. 2.7.3 die Evolution des Porenraums verfolgt.

⁷ Strukturänderungen in geologischen Medien finden während des fortschreitenden Verfestigungs- und Gesteinsbildungsprozesses statt. Zu den Verdichtungsprozessen von natürlichen Sedimenten gehören Sinterungs- und Zementationsprozesse. Alley (1987) wandte die Sinterungstheorie auf den Schnee-Firn-Eis-Übergang der polaren Inlandeisschilde an. Ein geologisches Beispiel für einen selektiven Weitungsprozeß ist die Verkarstung. Hier werden Karbonatgesteine selektiv chemisch gelöst und feine Innenkanäle gebildet, die zu komplexen Höhlensystemen entarten können (Dreybrodt, 1988). Eine Zusammenfassung von Modellbeschreibungen von Diageneseprozessen gibt Sahimi (1995).

Gleichmäßige Weitung

Beim gleichmäßigen Verdichten (bzw. Weiten) werden die einzelnen Porenvolumina um den gleichen Faktor verkleinert (bzw. vergrößert). Die gleichmäßige Verdichtung (bzw. Weitung) tritt beispielsweise bei einer äußeren Temperaturänderung ein. Voraussetzung ist, daß die Änderung statisch erfolgt und keine Sole innerhalb der Eismatrix transportiert wird. Der Änderungsfaktor ist dann gleich dem Verhältnis der Gleichgewichtssalzgehalte der Sole vor und nach Temperaturänderung.

Für das Röhrenmodell läßt sich der gleichmäßige Änderungsfaktor durch die Transformation der Radien der Röhren R_i auf $R_i^T = c \cdot R_i$ beschreiben, wobei c als Konstante durch die Wurzel des Solesalzgehaltsverhältnisses gegeben ist. Nach Anwendung der Radientransformation auf die Porositäts- und Permeabilitätsgleichung (Gl. 2.5, 2.6) ergibt sich

$$\begin{aligned} n^T &= \sum_i m_i \frac{\pi c^2 R_i^2}{A} = c^2 n \\ k(n^T) &= k(c^2 n) = \sum_i m_i \frac{\pi c^4 R_i^4}{8A} = c^4 k(n) \end{aligned} \quad (2.23)$$

mit n^T als Porosität nach Radientransformation. Aus $k(c^2 n) = c^4 k(n)$ folgt $k \sim n^2$ und demnach eine quadratische Abhängigkeit für die Permeabilitäts-Porositäts-Beziehung. Das quadratische Potenzgesetz gilt gleichermaßen für das Netzwerkmodell, da auch hier die Poren als Röhren dargestellt sind.

Selektive Weitung

Eine selektive Verdichtung bzw. Weitung findet durch einen dynamischen Änderungsprozeß statt, wenn Sole- bzw. Schmelzwasser innerhalb der Eismatrix transportiert wird und den Porenraum abschließt oder weitet (Eide und Martin, 1975). Aufgrund der räumlich unterschiedlichen Durchflußraten innerhalb des heterogenen Porenraums erfolgt der Änderungsprozeß selektiv (s. z.B. Abb. 2.30).

In den nachstehenden Modellrechnungen und -simulationen wird die einfache Annahme gemacht, daß die Weitung proportional zur Durchflußrate ist. Nach dem Gesetz von Darcy (Gl. 2.1) ist die Weitung dann proportional zur Permeabilität.

Für eine Rohrströmung ist die Permeabilität wiederum proportional zum Quadrat des Radius (Gl. 2.4). So ergibt sich im Röhrenmodell für den Weitungsfaktor eine Abhängigkeit vom Quadrat des Radius. Die Radientransformation wird dann beschrieben durch $R_i^T = (1+c \cdot R_i^2) \cdot R_i$ mit c als Konstante. Für die transformierte Porosität n^T und Permeabilität k ergibt sich:

$$n^T = \sum_i m_i \frac{\pi(1 + cR_i^2)^2 R_i^2}{A} \quad (2.24)$$

$$k(n^T) = \sum_i m_i \frac{\pi(1 + cR_i^2)^4 R_i^4}{8A}$$

n^T läßt sich nicht mehr einfach durch n ausdrücken, da sich die höheren Potenzen der Radien nicht aus der Summe herausziehen lassen. Gleiches gilt für die Permeabilität $k(n^T)$. Vielmehr sind sowohl n^T und damit auch $k(n^T)$ Funktionen der Porenradienverteilung. Die $k(n)$ -Abhängigkeiten unterscheiden sich voneinander, wenn verschiedene Porengrößenverteilungen als Anfangszustände gewählt werden. Sie werden für verschiedene Anfangsverteilungen numerisch berechnet, in dem die Summanden der Gl. 2.24 explizit aufaddiert werden.

Neben einer konstanten, linearen und exponentiellen Anfangsverteilung sind zwei charakteristische Porengrößenverteilungen von Neueis und mehrjährigem arktischem Meereis gewählt worden. Die Anfangsporosität ist jeweils 0.01. Bei einer Erhöhung der Porosität um einen Faktor 100 ist demnach die maximal mögliche Porosität erreicht.

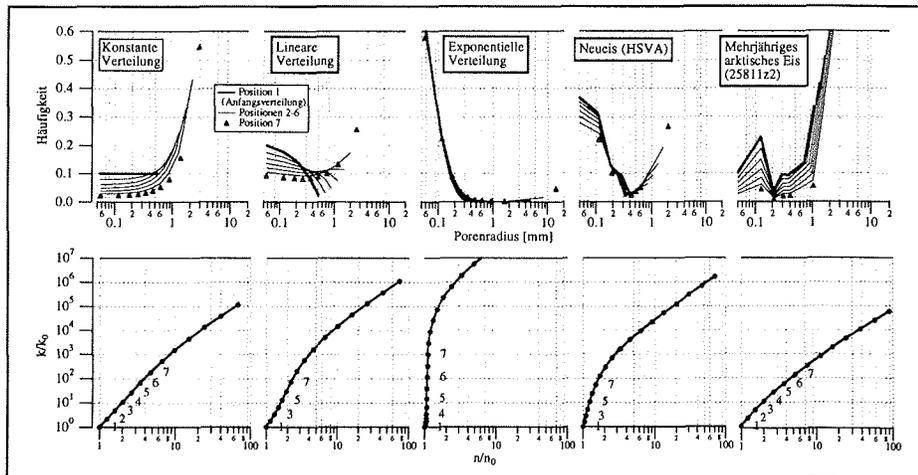


Abb. 2.38: Porengrößenverteilungen (oben) und zugehörige $k(n)$ -Relationen (unten) nach selektiver Weitung für unterschiedliche Anfangsverteilungen.

In Abb.2.38 sind sowohl die $k(n)$ als auch die Kurvenverläufe der Verteilungen zu verschiedenen Weitungsschritten abgebildet. Die $k(n)$ -Abhängigkeit übersteigt am Anfang des Weitungsprozesses für alle Verteilungen die quadratische Abhängigkeit. Die Steigung der $k(n)$ -Kurven schwächt sich jedoch mit fortschreitender Weitung ab. Nach einer Porositätsänderung um knapp zwei Größenordnungen gleichen sich die $k(n)$ -Kurven der quadratischen Abhängigkeit an, wie sie durchgehend für die gleichmäßige Weitung gefunden wurde. Die höchste Steigerungsrate der

Permeabilität von 7 Größenordnungen innerhalb einer Weitung der Porosität um eine Größenordnung besitzt die exponentielle Verteilung. Relativ niedrige Permeabilitätssteigerungen von 3 Größenordnungen besitzt die konstante Verteilung sowie die Verteilung des mehrjährigen Eises. Sie ist durch einen markanten großporigen Anteil des sekundären Drainagesystems gekennzeichnet. Die Verteilung des Neueises hat mit einer Permeabilitätsänderung von über 4 Größenordnungen (nach Änderung der Porosität um eine Größenordnung) dagegen eine relativ hohe Steigerungsrate in der Permeabilität durch den Weitungsprozeß. Wie die Änderungen in den Kurvenverläufen der Verteilungsfunktionen in Abb. 2.38 zeigen, werden die Permeabilitätssteigerungen im selektiven Weitungsprozeß durch das Entstehen einzelner großer Porenkanäle erzwungen. Je geringer ihr Anteil an der Anfangsverteilung ist, desto deutlicher fällt die Permeabilitätssteigerung nach dem Weiten aus. Ist der Weitungsprozeß so weit fortgeschritten, daß die großen Porenkanäle die Porosität bestimmen, reduziert sich die Steigerungsrate auf die Rate des quadratischen Potenzgesetzes für $k(n)$. Die selektive Weitung der exponentiellen Verteilung besitzt die Besonderheit, daß sich die Weitung in der Verteilung nur durch das Entstehen eines großen Porenkanals bemerkbar macht, während die Kurvenform weitgehend erhalten bleibt.

Im Netzwerkmodell stellt die Berechnung der selektiven Weitung einen iterativen Prozeß dar. Aus einer vorgegebenen Porengrößenverteilung werden im ersten Schritt neben der makroskopischen Permeabilität die Durchflußraten q_{gi} aller Gitterzellen berechnet. Dann werden für jede Gitterzelle die individuelle Weitung und die neuen Gitterpermeabilitäten bestimmt, wobei die Weitung proportional zur vertikalen Durchflußrate ist. Mit den neuen Gitterpermeabilitäten werden im nächsten Modelllauf wiederum die makroskopische Permeabilität und die neuen Durchflußraten berechnet. Diese bestimmen die nächste Weitung usw..

Für jedes Gitterelement ist die Porenradientransformation gegeben durch $R_i^T = (1+c \cdot q_{gi}) \cdot R_i$ mit c als konstanten Faktor, der die Größenordnung des Weitungsschrittes festlegt. Die drei Komponenten der Gitterpermeabilität k_{xi} , k_{yi} , k_{zi} werden um den gleichen Faktor geweitet. Da die Weitung durchflußabhängig und damit selektiv erfolgt, hebt sich die Gleichverteilung des Porenraumvolumens auf die Gitterelemente nach dem ersten Weitungsschritt auf und es wird aufgrund des iterativen Prozesses notwendig, zu jedem Weitungsschritt die Gewichtungsfaktoren f_{gi} zu bestimmen. Die Gitterpermeabilitäten und Porositäten sind nach dem Weitungsschritt gegeben durch

$$k_{gi}^T = n_{gi}^T (1 + cq_{gi})^2 R^2 = (1 + cq_{gi})^4 k_{gi} \quad (2.25)$$

und $n_{gi}^T = (1 + cq_{gi})^2 n_{gi}$.

Horizontale und vertikale Gitterpermeabilität werden um den gleichen Faktor geweitet. Die makroskopische Permeabilität errechnet das Modell mit den

2. Permeabilität

neuen, geweiteten Gitterpermeabilitäten. Die makroskopische Porosität n_G^T ergibt sich aus den gewichteten Gitterporositäten durch

$$n_G^T = \sum_i f_{gi} n_{gi}^T. \quad (2.26)$$

Die Gewichtungsfaktoren sind gegeben durch

$$f_{gi} = \frac{V_{pgi}}{V_p} = \frac{(1 + cq_{gi})^2 n_{gi}}{\sum_i (1 + cq_{gi})^2 n_{gi}}. \quad (2.27)$$

mit V_{pgi} als Porenraumvolumen in einer Gitterzelle und V_p als Gesamtporenraumvolumen des Eiskörpers.

Die selektive Weitung ist für drei unterschiedliche Anfangsverteilungen der Porengrößen untersucht worden. Die ersten Modellläufe sind mit der aus der Anisotropie der Übergangszone synthetisch erzeugten Porengrößenverteilung durchgeführt worden (Abschn. 2.7.3). Die Porenraumweitung erfolgte iterativ um einen Faktor 2 pro Schritt, indem vor jeder Weitung der erforderliche Wert für die frei wählbare Konstante c in der Transformationsgleichung 2.27 eingestellt wurde.

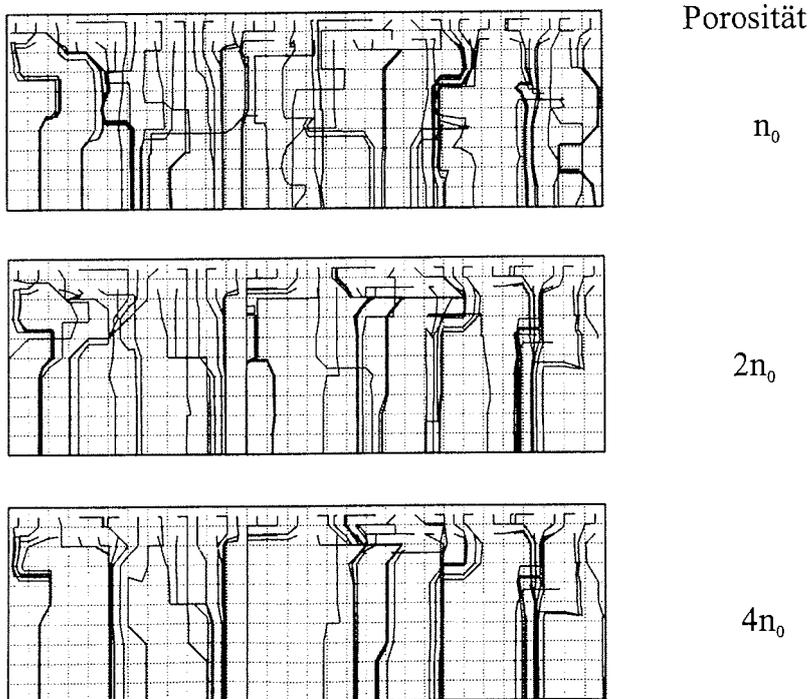


Abb. 2.39: Entstehung der sekundären Drainagestruktur in synthetischem Neueis. Dargestellt sind die Vertikalprofile der Fließlinien nach selektiver Weitung auf das Zwei- und Vierfache der ursprünglichen Porosität (s. Abschn. 2.7.3).

Abb. 2.39 zeigt die Vertikalprofile der Fließlinien nach den ersten Stufen der Weitung. Sie stammen immer aus derselben Schnittebene durch den Eiskörper. Deutlich ist eine Konzentration des Durchflußvolumens auf einzelne Zentren zu erkennen. Die Fließlinien bündeln sich und bilden klare Wurzelstrukturen. Die anfangs nur sehr leicht angedeuteten Drainagestrukturen gewinnen schon im ersten Weitungsschritt an Klarheit. Die selektive Weitung fördert demnach die Ausbildung der Drainagestrukturen und läßt sie wurzelartige Strukturen formen. Die selektive Weitung läßt in dem synthetischen Neueis, dessen Porenraum anfangs allein durch die zufallsverteilten Kristallausrichtungen gegeben war, dominante Durchflußpfade als typische Sekundärporen entstehen. Damit wird die These unterstützt, daß die Geometrie der Fließwege in der Eisbildungsphase die potentielle Struktur der Drainagekanäle vorgibt. Voraussetzung ist, daß der Prozeß der selektiven Weitung wirkt.

Welche $k(n)$ -Relation wird durch den selektiven Weitungsprozeß hervorgerufen?

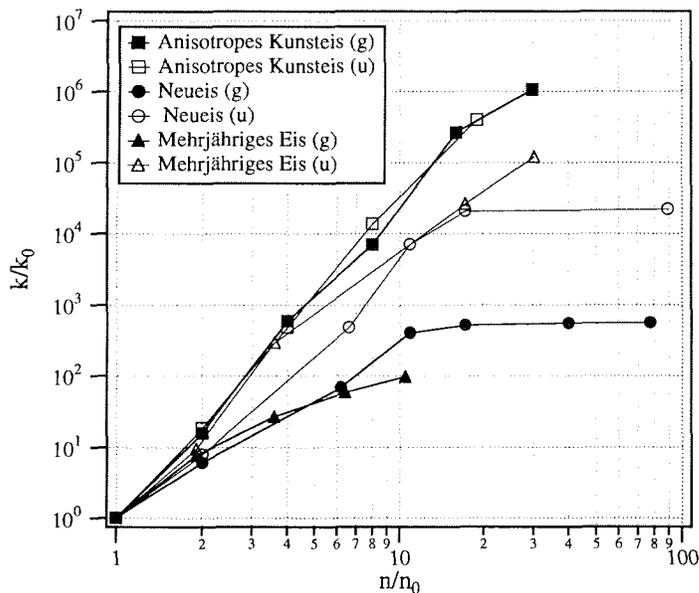


Abb. 2.40: Permeabilität in Abhängigkeit von der Porosität nach selektiver Weitung für synthetisches Neueis (s. Abschn. 2.7.3), Neueis (HSVA1312) und mehrjähriges Eis (25811z7) im Netzwerkmodell. k und n sind mit den Anfangswerten vor der Weitung, k_0 und n_0 , normiert. Die Permeabilitäts- und Porositätsänderungen beziehen sich einmal auf den gesamten Kern (g) und einmal auf die untere Kernhälfte (u).

In Abb. 2.40 ist die Änderung der Permeabilität in Abhängigkeit der Porositätssteigerung aufgetragen. Neben dem synthetischen Neueis sind die Weitungsprozesse an Neueis (HSVA1312) und mehrjährigem Eis (25811z7) untersucht worden. Das selektive Weiten ist in allen Eiskernen verbunden mit

einem starken Anstieg in der Gesamtpermeabilität, wie es sich auch im Rahmen des Röhrenbündelmodells gezeigt hat. Bei einer Weitung des Porenraums um eine Größenordnung erhöht sich die Permeabilität um 3 bis 4 Größenordnungen. Die Permeabilitätserhöhung durch selektives Weiten liegt eindeutig über der des gleichmäßigen Weitens.

Es wurde zwischen den Permeabilitätsänderungen des gesamten Eiskörpers und denen der unteren Körperhälfte unterschieden. Die selektive Weitung im unteren Eiskernbereich verursacht höhere Permeabilitätsänderungen als im oberen Eisbereich. Für den Neueis- und den mehrjährigen Eiskern steigt bei einer Weitung der Porosität um eine Größenordnung die Permeabilität bezogen auf den ganzen Kern um 2-3 Größenordnungen, in der unteren Eishälfte jedoch um 3-4 Größenordnungen. Der Weitungsprozeß hat demzufolge unterschiedlich starke Auswirkungen auf die Porenstrukturen. Der obere Eiskernbereich ist geprägt durch die Zulaufwege, die in der unteren Eishälfte in die dominanten Durchflußpfade münden. Der untere Eiskernbereich ist somit durch eine höhere Differenz der Durchflußvolumina charakterisiert, die im selektiven Weitungsprozeß zu einem größeren Aufsplitten der mikroskopischen Permeabilitäten führt. Einzelne Durchflußzentren wachsen auf Kosten vieler wenig durchflossener Gebiete und erzwingen dadurch eine größere Permeabilitätsänderung als in dem gleichmäßiger durchflossenen Drainagegebiet des oberen Kernbereichs. Diese Erklärung wird auch durch die Ergebnisse der Röhrenmodellläufe gestützt. Die Permeabilitätsänderung einer flächenhaft gleichgewichtigen Anfangsverteilung der Porengrößen fällt geringer aus als die Änderung für Anfangsverteilungen, in denen sich die Durchflußzentren stärker konzentrieren (s. in Abb. 2.38 z. B. die konstante versus exponentielle Porengrößenverteilung).

Neueis (HSVA)

Das HSVA-Eistankeexperiment stellt nach einer anfänglichen Gefrierphase ein Erwärmungsszenario dar. Die Temperatur- und Salzgehaltsprofile in Abb. 1.6 im Abschn. 1.4 zeigen, daß der stark negative vertikale Temperaturgradient erst zur Endphase das Vorzeichen wechselt. Während des gesamten Experiments drainiert Sole aus dem Eis, wobei die Salinität der oberen Eisschicht am stärksten reduziert wird. Wie läßt sich der Weitungsprozeß und die Änderung der Porenraumstruktur beschreiben?

Die Permeabilität verändert sich ungefähr in 4. Potenz mit der Porosität (Abb. 2.16). Die 4. Potenz ist nicht mit einem gleichmäßigen Weitungsprozeß zu erhalten. Die Soledrainage in einem negativen Temperaturgradienten läßt potentiell einen selektiven Weitungsprozeß zu. Die Modellsimulationen sowohl mit dem Röhrenbündelmodell als auch mit dem Netzwerkmodell liefern für Neueisporengrößenverteilungen annähernd die 4. Potenz in der $k(n)$ -Abhängigkeit und unterstützen die These, das Erwärmungsszenario in Neueis als einen selektiven Weitungsprozeß zu interpretieren. Der Exponent im selektiven Weitungsprozeß ist im Vergleich zum Exponenten des gleichmäßigen Weitungsprozesses hoch (4 anstatt 2) und ist mit der Entstehung und Ausweitung der Drainagestrukturen gekoppelt. Am

eindrücklichsten zeigt dies die Modellsimulation mit der exponentiellen Porengrößenverteilung, die durch die selektive Weitung annähernd unverändert bleibt, bis auf den Umstand, daß sich am äußersten Rand der Verteilung ein einzelner großer Kanal bildet. Übertragen auf den Meereisporenraum bedeutet es, daß der Primärporenraum in seiner Verteilungsfunktion erhalten bleibt und sich auf dieser Basis der sekundäre Porenraum durch selektive Weitung entwickelt. Hinweise für den Entstehungsbeginn des sekundären Porenraums geben Weeks und Ackley (1986) und Wettlaufer et al. (1997), die die Drainagestrukturen bzw. das Einsetzen von Soledrainage in wachsendem Neueis von 6-10 cm Dicke beobachteten. Daß die Entwicklung zu diesem Zeitpunkt noch nicht abgeschlossen sein kann, belegen die Permeabilitätsmessungen, denn die Permeabilitäten des Neueises mit Eismächtigkeiten von ungefähr 15-20 cm liegen durchgehend unterhalb der Permeabilität von ein- und mehrjährigem Eis gleicher Porosität und erreichen erst am Ende des Erwärmungsszenarios bei maximalen Permeabilitäten vergleichbare Werte. Interessanterweise übersteigen die Neueispermeabilitäten die Werte des ein- und mehrjährigen Eises nicht (Abb. 2.41). Dies läßt vermuten, daß zumindest dem durch Soledrainage erreichbaren selektiven Weitungsprozeß Grenzen gesetzt sind. Diese sind damit verbunden, daß keine salzhaltige Sole an die Oberfläche nachgeführt wird und die Salzgehalte des Oberflächeneises sich der Nullsalinität nähern.

Ein- und mehrjähriges arktisches Meereis

Die Messungen an ein- und mehrjährigem arktischen Meereis stellen kein einheitliches Weitungs- bzw. Verdichtungszenario dar. Vielmehr sind sie an unterschiedlichen Stationen und an Eis mit unterschiedlichem Salzgehalt unter ähnlichen Temperaturbedingungen (Sommerexpeditionen) durchgeführt worden. Der niedrige Exponent in der $k(n)$ -Abhängigkeit von 1.6 suggeriert ein gleichmäßiges Weiten (Exponent 2). Jedoch sind die Datenpunkte in der $k(n)$ -Abhängigkeit Proben mit unterschiedlicher Wachstumsgeschichte zugehörig und somit nicht einem Weitungsprozeß, sondern einem Wachstums- bzw. Alterungszustand zugeordnet. Da die einzelnen Datenpunkte aber über die gleiche Funktion wie die des gleichmäßigen Weitens zu erreichen sind, müssen die Porengrößenverteilungen der Proben geometrisch ähnlich und über das gleichmäßige Weiten ineinander überführbar sein. Dies ist erstaunlich, da die Porositätsunterschiede der Proben über mehr als 2 Größenordnungen reichen! Obwohl die Porositätsänderungen mehrheitlich durch Unterschiede im Salzgehalt hervorgerufen sind, erscheint aufgrund der erstaunlich robusten Formerhaltung der Porengrößenverteilung die These sinnvoll, daß auch Porositätsänderungen, die durch Temperaturänderungen verursacht werden, der gleichen $k(n)$ -Abhängigkeit genügen und der Weitungsprozeß in ein- und mehrjährigem Eis als gleichmäßiger Weitungsprozeß beschreibbar ist. Die robuste Porengrößenverteilung enthält Primär- und voll ausgebildeten Sekundärporenraum, selbst noch in niedrigporösem Eis. Die Permeabilitäten liegen deshalb für gleiche Porositäten immer oberhalb der Permeabilitäten des Neueises (Abb. 2.41).

Vergleich mit anderen geologischen Medien

In Abb. 2.41 ist die $k(n)$ -Relation von Meereis in den Zusammenhang mit den Verdichtungsrelationen anderer geologischer Materialien gestellt. Sehr deutlich hebt sich Meereis in der Größenordnung von Sandstein, Metallen und Kalzitaggregaten ab. Die $k(n)$ -Abhängigkeiten jedoch folgen für Sandstein und Kalzitaggregate in einem eingeschränkten Porositätsbereich Potenzgesetzen mit vergleichbaren Exponenten. So bestimmten Bernabé et al (1982) und Zhang et al (1994) für isotherm gepreßte Kalzitaggregate den Exponenten zu $e = 3$. Bourbie und Zinsner (1985) sowie Doyen (1988) bestimmten den Exponenten für den Fontainebleau Sandstein zu $e = 3.05$ bzw. $e = 3.8$. Diese Werte entsprechen ungefähr dem in dieser Arbeit gefundenen Exponenten für Neueis ($e = 3.9$).

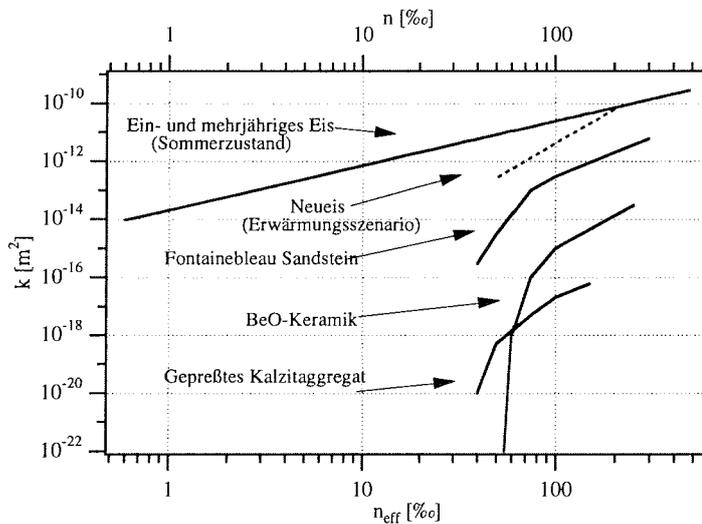


Abb. 2.41: $k(n_{\text{eff}})$ -Relationen für Neueis und ein- und mehrjähriges Eis im Vergleich zu $k(n)$ anderen geologischen Materialien (Fontainebleau Sandstein, Bourbie und Zinsner, 1985; BeO-Keramik, Kingery, 1963 und isostatisch, heißgepreßtes (HIP) Kalzit, Zhang et al., 1994).

Die Verdichtung von Sandstein bzw. Kalzitpulver wird als Sinterungsprozeß aufgefaßt, der sich in 3 Verdichtungsstadien (initial, intermediate und final) aufgliedern läßt. Die hier diskutierten Exponenten für Sandstein und Kalzit gelten innerhalb des Sinterungsstadium 2 (intermediate stage) im Porositätsbereich zwischen $0.3 > n > 0.09$ (Sandstein) bzw. $0.2 > n > 0.13$ (HIP-Kalzit), in dem diffusiver Stofftransport und plastisches Fließen den Verdichtungsprozeß dominieren (Olgaard und Fitz Gerald, 1993). Für $n < 0.09$ (bzw. $n < 0.13$) wird der Exponent sehr viel höher (ungefähr 14) und der Porenraum verliert seinen inneren Zusammenhang. Die fortschreitende Isolation des Porenraums vollzieht sich im Übergangsbereich zwischen 0.04 und 0.09 (bzw. 0.05 und 0.13) zum Sinterungsstadium 3, das durch die vollständige Isolation des Porenraums charakterisiert ist (Zhu et al., 1995). Obwohl die Verdichtung bzw. Weitung von Meereisporenraum kein Sinterungsprozeß ist, ist es trotzdem bemerkenswert, daß weder in Neueis

noch in sommerlichem, ein- und mehrjährigem Eis der Trend erkennbar ist, nach dem sich für niedrige Porositäten die Permeabilität stärker erniedrigt als im Bereich hoher Porositäten. Mögliche Ursache könnte sein, daß die Isolation der Sekundärporen sich erst bei noch niedrigeren Porositäten bemerkbar macht und die Abnahme des Porenzusammenhangs innerhalb des Primärporenraums keinen Einfluß auf die Gesamtpermeabilität hat. Da der Porenraum unterhalb von Permeabilitäten von 10^{-14}m^2 effektiv impermeabel ist, besitzt die Isolierung der Poren keine entscheidende hydraulische Bedeutung für Meereis.

2.8 Der Entsalzungsprozeß

Die Ableitungen zwischen Entsalzungsrate und Solevolumen von Cox und Weeks (1975) und Untersteiner (1968) können auf Grundlage der Porenraumuntersuchungen kritisch geprüft werden. Das konzipierte Netzwerkmodell des Porenraums eignet sich für detaillierte Simulationen des Entsalzungsprozesses, die jedoch über den Rahmen dieser Arbeit hinausgehen und deshalb erst in Zukunft angegangen werden können.

Für die Entsalzung durch Schmelzwasserperkolation (Flushing) postuliert Untersteiner (1968), daß Eishorizonte mit größeren Solevolumina auch höhere Entsalzungsraten besitzen, da mehr Sole von salzarmen Schmelzwasser verdrängt werden kann. Den Ergebnissen aus Abschn. 2.7.2 folgend, beschränkt sich über 80% des Durchflusses auf den Sekundärporenraum, so daß auch nur dieser durch das Schmelzwasser ausgetauscht werden kann. Die Entsalzung einer Schicht ist demnach proportional zum Volumen des Sekundärporenraums dieser Schicht, sofern angenommen wird, daß die Perkolation von Schmelzwasser in der Schmelzperiode ausreichend ist, um den gesamten sekundären Porenraum der Eismatrix zu erfassen. In Abb. 2.42 ist der Volumenanteil des sekundären Porenraums (sekundäre Porosität) gegen die effektive (Gesamt-)porosität des ein- und mehrjährigen arktischen Eises aufgetragen. Die sekundäre Porosität ist der Anteil derjenigen Poren, deren Porendurchmesser größer als 1 mm ist. Sie ist direkt aus den PGVs zu bestimmen. Der Zusammenhang läßt sich durch eine Potenzfunktion mit Exponenten 1.8 und einem Korrelationskoeffizienten von 0.90 annähern. Daraus ergibt sich für die Abhängigkeit der Entsalzungsrate ($\sim n_{\text{sek}}$) vom Solevolumen ($\sim n_{\text{eff}}$) eine Potenzfunktion mit Exponenten von 1.8. Der von Untersteiner (1968) abgeleitete Exponent von 3 ist deutlich höher. In Anbetracht der großen Streuung in seinen Daten ist eine Näherungsfunktion mit niedrigem Exponenten gleichermaßen gerechtfertigt und eine Korrektur berechtigt, zumal ein Exponent von 3 physikalisch nicht ausgezeichnet ist (s. Abb.2.43b).

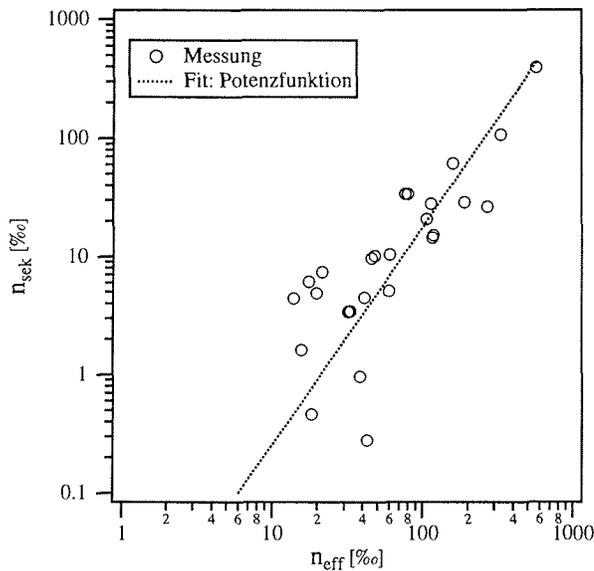


Abb. 2.42: Korrelation zwischen der sekundären und der effektiven Porosität für ein- und mehrjähriges Eis.

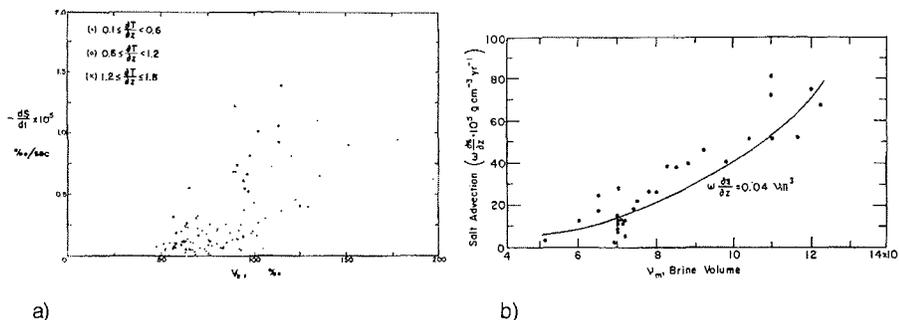


Abb. 2.43: Entsalzungsrate versus Solevolumen aus Cox und Weeks (1975) (a) und Untersteiner (1968) (b).

Für die Entsalzung von wachsendem Eis beschränkt sich der effektiv beteiligte Porenraum wiederum auf große Poren, da das konvektive Overturning nur in Porenkanälen mit Porenweiten oberhalb von 1.1 mm Durchmesser auftritt (Lake und Lewis, 1970). Der kritische Durchmesser ist annähernd gleich der festgelegten Grenzweite für den Sekundärporenraum. Deshalb bleibt der obige Zusammenhang zwischen Entsalzungsrate und Solevolumen auch für die Entsalzung wachsenden Eises bestehen. Cox und Weeks (1975) bzw. Weeks und Ackley (1986) legten aus Mangel an Porenrauminformation eine lineare Ausgleichskurve durch die experimentellen, stark streuenden Daten (Abb. 2.43a). Im Gegensatz zu der hier gefundenen Potenzfunktion mit Exponenten von 1.8 hat die Regression also einen niedrigeren Exponenten. Doch auch hier erscheint aufgrund der starken Streuung eine Korrektur des funktionalen Zusammenhangs gerechtfertigt. Auf die Auswirkungen der

Korrektur bei der Modellierung von Entsalzungsprozessen soll in dieser Arbeit nicht eingegangen werden. Eine interessante, qualitative Übereinstimmung findet die von Cox und Weeks (1975) beobachtete stärkere Entsalzung der unteren Eishälfte mit den Modellsimulationen zur Porenraumevolution. Sie zeigen nämlich in den unteren Eisbereichen eine stärker fortgeschrittene Ausbildung der vertikalen Kanalstrukturen des sekundären Porenraums, wodurch das konvektive Overturning in ausgeprägterer Form stattfinden kann (s. Abb. 2.40).

3. Fluidströmungen

In diesem Kapitel werden Markierungsversuche vorgestellt, die die Schmelzwasserbewegungen im Meereis der sommerlichen Arktis sichtbar machen und quantifizieren. Markierungsmethoden sind in der Gletscherkunde eine Standardtechnik zur Quantifizierung von Schmelzwasserabflüssen (Behrens et al. 1982; Gaspar, 1987; Käss, 1992). Abschnitt 3.1 stellt die verwendeten Markierungsstoffe vor und diskutiert ihre Anwendbarkeit für Studien in Meereis. Abschnitt 3.2 beschreibt die Ergebnisse der Feldexperimente unter verschiedenen treibenden Kräften. Aus den Fließbewegungen werden sowohl laterale Permeabilitäten als auch die Mächtigkeiten der Durchflußhorizonte abgeleitet. Die abschließende Diskussion im Abschnitt 3.3 stellt Modellergebnisse zum Fließverhalten vor, aus denen das Verhältnis zwischen lateralem und vertikalem Abfluß abgeschätzt und mit den experimentellen Aussagen verglichen wird. Dem Modell dienen die gemessenen Permeabilitätsprofile als Eingangsparameter. Die Modellierung stützt sich dabei auf die Software „Modflow“, die im Rahmen des Random-Netzwerk-Porenraummodells und der Interpretation der Bohrlochmessungen Anwendung fand.

3.1 Markierungsmethode zur Sichtbarmachung von Fluidströmungen

3.1.1 Tracereigenschaften und fluorometrische Analyse

Ein im Meereisregime verwendeter Markierungsstoff (Tracer) muß folgende Voraussetzungen erfüllen:

- Innerhalb des Meßzeitraums von Stunden bis Tagen muß der Markierungsstoff chemisch stabil oder zumindest in seiner Zerfall- oder Abbaurrate bekannt sein. Bezogen auf das Meereisregime sind Einflüsse durch gelöste Meerwassersalze, pH-Wert und Temperaturabhängigkeiten sowie Lichtempfindlichkeit zu überprüfen.
- Der Markierungsstoff sollte weder die Meerwasser- (Viskosität und Dichte) noch die Porenraumeigenschaften der Eismatrix verändern.
- Der Markierungsstoff sollte nicht sorptiv oder absorptiv sein und sich weder physikalisch noch chemisch an Eisoberflächen binden.
- Der Markierungsstoff sollte innerhalb eines möglichst großen Konzentrationsbereichs nachweisbar sein.
- Die Nachweisbarkeit des Markierungsstoffes und seiner Konzentration muß eindeutig sein.

Für die Feldexperimente auf Meereis wurden als Markierungsstoffe die Fluoreszenzstoffe Uranin und Sulforhodamin B (SRB) gewählt und als Nachweismethode die fluorometrische Analyse benutzt. In der fluoro-

metrischen Analyse wird die Probe mit Licht einer spezifischen Anregungswellenlänge (Exzitationswellenlänge) bestrahlt und die Intensität bei der spezifischen Fluoreszenzwellenlänge (Emissionswellenlänge) gemessen. Das fluorometrische Nachweisverfahren hat gegenüber anderen photometrischen Nachweisverfahren den Vorteil, daß es stoffspezifisch und gegenüber stofflichen Verunreinigungen unempfindlich ist. Uranin und SRB können gleichzeitig eingesetzt werden, da sie sich in den Anregungswellenlängen unterscheiden und damit unabhängig voneinander nachzuweisen sind.

	Uranin	Sulforhodamin B (SRB)
Chemische Formel	$C_{20}H_{10}O_5Na_2$	$C_{27}H_{29}O_7N_2S_2Na$
Alternative Handelsnamen	Natriumfluoreszein, Fluoreszeinsalz	Duasyne-Säurerhodamin B011, Amidorhodamin B, Xylenrot B, Acid Red 52
Anregungswellenlänge [nm]	491	564
Nebenmaxima der Anregung [nm]	322	525, 342
Emissionswellenlänge [nm]	512	583
Wasserlöslichkeit bei 20°C [g/l]	600 (*), 25 (**)	10 (*)
Nachweisgrenze [mg/l]	10^{-6} (*) (***)	10^{-4} (***)
Adsorption an Eis	vernachlässigbar (*) (***)	mäßig, Retardationsfaktor von 1.4 bezogen auf Uranin (*)
pH-Wert-Abhängigkeit	ja, besonders im sauren Bereich, aber reversibel (*)	vernachlässigbar (*)
Photolyse, Lichtempfindlichkeit	ja (*) (***)	vernachlässigbar (*)
Salzgehaltsabhängigkeit	gering (***)	gering (***)
Temperaturabhängigkeit	ja (*)	ja (*)

Tabelle 3.1: Stoffeigenschaften der verwendeten Markierungsstoffe. Quellen: (*) Käss 1992, (**) Gaspar, 1987, (***) eigene Vorarbeiten.

In Tabelle 3.1 sind die Eigenschaften der beiden Tracer und die Einflußparameter der Fluoreszenz aufgelistet. Uranin hat im Vergleich zu SRB mit 10^{-6} mg/l (SRB: 10^{-4} mg/l) die geringere Nachweisgrenze und den größeren Arbeitsbereich von über 5 Größenordnungen (SRB: 4), in dem die Fluoreszenzintensität linear zur Tracerkonzentration ist (Abb. 3.1). Daneben ist Uranin in der Hydrogeologie für seine äußerst geringe Adsorptionsfähigkeit bekannt. Von Käss (1992) wird Uranin der Retardationsfaktor eines quasiidealen Tracers von 1.0 zugeordnet. Daher erscheint Uranin als idealer Tracer für die Markierungsexperimente geeignet zu sein, sofern die Temperatur und pH-Wertabhängigkeit sowie seine Lichtempfindlichkeit berücksichtigt wird. Der Einfluß des Salzgehalts ist vernachlässigbar (Abb. 3.1).

Zur Berücksichtigung des Temperatureffekts wurden die Meßproben vor der fluorometrischen Analyse auf eine Referenztemperatur von $10 \pm 2^\circ\text{C}$ gebracht. Die pH-Wertabhängigkeit der Uraninfluoreszenz ist im sauren Bereich dramatisch (Käss, 1992). Schon für einen pH-Wert von 6 fällt die

Bereich dramatisch (Käss, 1992). Schon für einen pH-Wert von 6 fällt die Intensität der Fluoreszenz auf 40%. Das arktische Schmelztümpelwasser hat nach Messungen von Eicken et al. (1994b) einen neutralen pH-Wert von 7 mit Schwankungen zwischen 5 und 9. Die sauren pH-Werte (<7) finden sich vor allem in Tümpelwasser mit Salinitäten unterhalb von 0.1. Die relative Bezugnahme der Meßdaten innerhalb eines Experiments bleibt aber möglich, weil innerhalb der Versuchszeiten von einem Tag auszuschließen ist, daß sich der pH-Wert des beprobten Wassers verändert. Da die Intensität der Fluoreszenz sich linear mit der Tracerkonzentration in der Lösung ändert, können sogar Massenbilanzierungen durchgeführt werden, selbst dann, wenn der pH-Wert des Schmelzwassers nicht dem der Kalibrierungslösung entspricht. Für Experimente, in denen eine pH-Wert-Änderung während des Versuchs nicht auszuschließen ist, muß entweder der pH-Wert gemessen und mit pH-Fluoreszenz-Kalibrierkurven auf die Tracerkonzentrationen geschlossen werden oder die Probe über alkalische Puffer auf einen Referenzwert gebracht werden. Diese nachträgliche pH-Wertänderung ist möglich, da nach Käss (1992) die pH-Wertabhängigkeit der Fluoreszenz von Uranin reversibel ist.

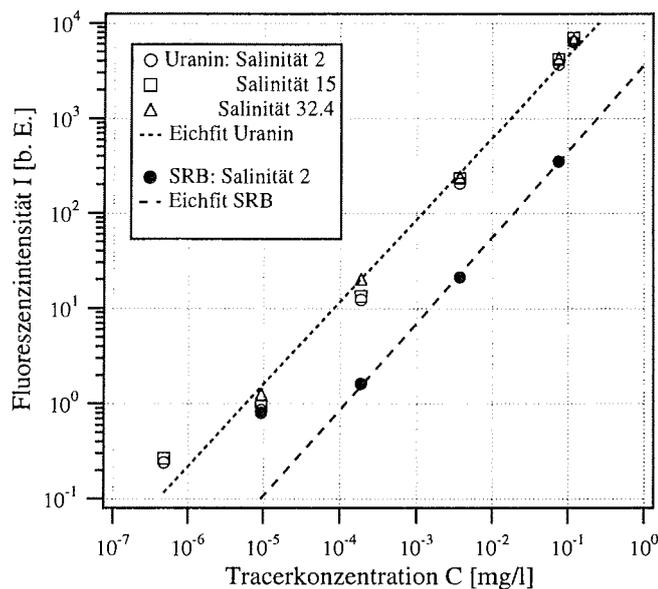


Abb. 3.1: Eichung der Uranin/SRB-Lösungen für verschiedene Salzgehalte. Die Eichfunktionen ergeben: $I(C) = 4.5 \cdot C^{0.86}$ (Uranin) und $I(C) = 3.6 \cdot C^{0.90}$ (SRB) mit der Tracerkonzentration in [mg/l] und der Intensität I der max. Emission (512 nm, 583 nm) in Geräteeinheiten des HITACHI F2000-Fluorometers (Einstellung: High), pH-Wert: 7, Temperatur: 10°C.

Zur Quantifizierung der Lichtempfindlichkeit wurden an Uranin-Lösungen Voruntersuchungen in einem Sonnenscheinsimulator durchgeführt. Der Sonnenscheinsimulator ist eine künstliche Lichtquelle, deren Wellenlängenspektrum annähernd gleich dem auf der Erde gemessenen Sonnenspektrum ist (Geräteentwicklung des Alfred Wegener Instituts). Abb. 3.2 zeigt die

Abnahme der Fluoreszenzintensität mit der Bestrahlungsdauer und bestätigt die qualitativen Aussagen von Kaess (1992), nach denen Uranin durch Lichteinwirkung seine Fluoreszenz verliert. Parallelexperimente mit Lichtspektren, aus denen der Spektralbereich der UV-B-Strahlung ($280 \text{ nm} < \lambda < 320 \text{ nm}$) beziehungsweise der gesamte Spektralbereich der UV-A und UV-B-Strahlung ($280 \text{ nm} < \lambda < 400 \text{ nm}$) herausgefiltert wurde, zeigten, daß weder die energiereiche UV-A- noch die UV-B-Strahlung verantwortlich für den Fluoreszenzverlust von Uranin ist. So erscheint allein die integrale eingestrahlte Lichtenergie entscheidend für die Abnahme der Fluoreszenzintensität zu sein. Nach Maykut (1986) beträgt die kurzwellige Einstrahlung in der zentralen Arktis im Versuchsmonat August im Mittel $370 \text{ MJm}^{-2}\text{Monat}^{-1}$ ($= 143 \text{ Jm}^{-2}\text{s}^{-1}$). Die in den Lichtexperimenten benutzte Einstrahlung lag mit $261 \text{ Jm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ($= 1200 \mu\text{Einstein}$) bei dem 1,8-fachen Wert. Daraus ergibt sich für die Zerfallskonstante von Uranin unter den Strahlungsbedingungen der zentralen Arktis dementsprechend ungefähr eine Halbierung auf $\lambda_z = 3,2 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$. Die Halbwertszeit beträgt dann 6,0 Stunden.

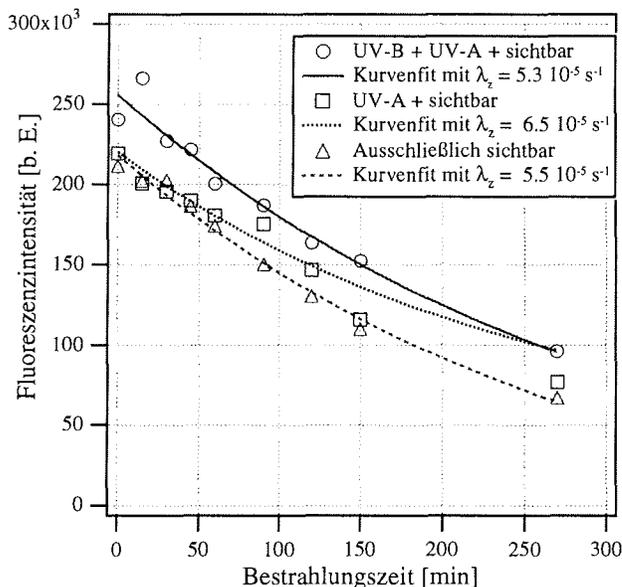


Abb. 3.2: Abnahme der Fluoreszenzintensität (bei 512 nm) von Uraninlösungen durch Lichtzerfall für verschiedene Strahlungsspektren. An die Meßdaten sind Exponentialfunktionen mit verschiedenen Zerfallskonstanten λ_z angepaßt. Wasserprobentemperatur $T = 5^\circ\text{C}$, Bestrahlung mit $1200 \mu\text{Einstein/m}^2\text{s}$, Anfangskonzentration: $1,8 \text{ mg/l}$, mittlere Zerfallskonstante $\lambda_z = 5,8 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$.

3.1.2 Aufbau und Durchführung

In einem ca. 20 m^2 großen Versuchsfeld wurde ein Netzwerk von schmalen Sacklöchern mit Durchmessern von $0,05 \text{ m}$ gebohrt, an denen später das Porenwasser des Eiskörpers beprobt werden konnte (Abb. 3.3, 3.4, 3.5, 3.6). Die Sacklöcher wurden so tief gebohrt, daß sie bis unterhalb des Freibords

reichten. Das Bohren direkt vor Probennahme oder Tracerinjektion ist problematisch, da die Entfernung eines substantiellen Eisvolumens nicht vernachlässigbare Fluidströmungen induziert. Deshalb wurden die Tracer erst dann am Basispunkt eingeführt, wenn die Füllstände des Porenwassers in den Sacklöchern den hydraulischen Gleichgewichtszustand erreicht hatten. Dies war ungefähr nach 30 Minuten der Fall. Dann wurde in 50 ml Schmelzwasser 200 mg der Tracer gelöst und mit dem Wasser des Basispunktes vermischt. Als Basispunkt wurden sowohl zentrale Sacklöcher als auch Schmelztümpel gewählt. Nach der Injektion des Tracers wurden im 6-Stundenintervall Wasserproben von 5-10 ml an den Beprobungsstationen entnommen. Die Tracerkonzentrationen wurden direkt nach Abschluß der Meßreihe an Bord des Expeditionsschiffes mit einem HITACHI F2000-Fluorometer bestimmt. Die Lokationen der Versuchsstationen sind in Abb. 1.4 eingetragen.

3.2 Ergebnisse

3.2.1 Deformiertes Eis unter hydrostatischem Druck

Auf der Station R11219/220 (7./8. August) wurde in deformiertem Eis mit ungleichmäßiger Topographie ein höherliegender Schmelztümpel als Basispunkt ausgewählt und mit Uranin markiert. Die Tümpeloberfläche lag 0.5 m über Meeresebene. Der Tümpel hatte zu Beginn des Experiments im Mittel eine Tiefe von 0.15 m, 16 Stunden später hatte sie sich auf 0.10 m reduziert. Die Beprobungspositionen befanden sich in einem 120° Segment auf der abfallenden Flanke in direkter Tümpelumgebung (Abb. 3.3). Die mittlere Bohrlochtiefe war 0.82 ± 0.05 m mit einem Freibordniveau bei 0.45 ± 0.06 m. Die Porosität der oberen Eisschicht wurde aus der Eisdichtemessung ($\rho_E = 752 \text{ kgm}^{-3}$) zu $n = 0.2$ bestimmt.

Das markierte Schmelzwasser migrierte in Richtung aller Transekte in das umgebene Eis. Die Fluoreszenz des Tümpelwassers nahm ab und es bildeten sich lokale Maxima innerhalb des Eises. Nach 16 Stunden war das Maximum um ungefähr 1.0 m lateral in das Eis hineingewandert. Unter Annahme einer zweidimensionalen, radialen Strömung mit einem Tümpelradius von 1.0 m ergibt sich eine mittlere Durchflußgeschwindigkeit $u_f(r = 2 \text{ m}) = 1.3 \cdot 10^{-5} \text{ ms}^{-1}$ ($= 0.05 \text{ mh}^{-1}$) bzw. $u_f(r = 1 \text{ m}) = 2.6 \cdot 10^{-5} \text{ ms}^{-1}$ ($= 0.1 \text{ mh}^{-1}$) an der Tümpelrandzone⁸. Mit einem (aus der Höhendifferenz gemessenen) hydraulischen Gradienten von 0.5 folgt nach dem Darcyschen Gesetz in Polarkoordinaten eine laterale Permeabilität von $k = 1.3 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$ für das den Tümpel umgebende Eis.

⁸ Die mittlere Durchflußgeschwindigkeit u_f darf nicht mit dem spezifischen Durchfluß v im Gesetz von Darcy gleichgesetzt werden. Vielmehr ist $v = n \cdot u_f$.

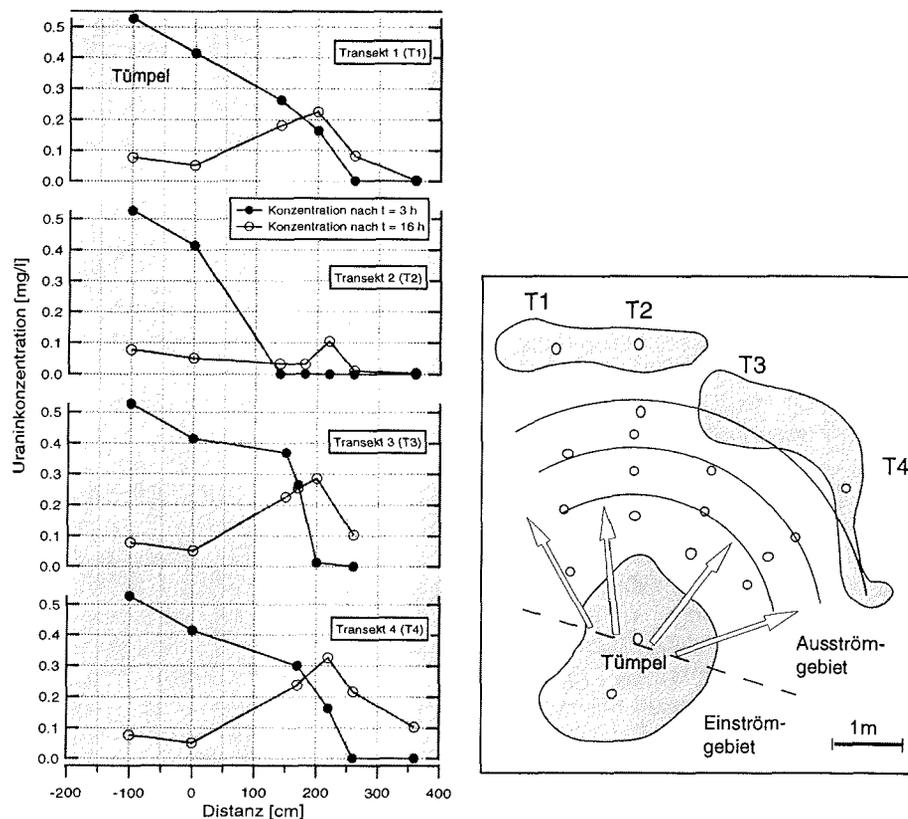


Abb. 3.3: Uraninausbreitungskurven und Beprobungsnetz an Station R11219/220.

Ableitung der Schichtdicke des Durchflußhorizonts

In Übereinstimmung mit der lokalen Topographie kann die Tümpelgeometrie als zylindrisch angenommen und die Eisumgebung in zwei Halbräume aufgeteilt werden, die jeweils die Ein- und Ausstromgebiete markieren. Der Tümpel wird beschrieben durch seinen Radius $r_T = 1.0$ m, der veränderlichen Wassertiefe $d_T(t)$ und dem Tümpelvolumen $V_T(t)$. Der Index 'T' bezieht sich im folgenden immer auf Tümpelwerte, der zusätzliche Index 'o' auf Startwerte zur Zeit $t = 0$ s und der Index 'E' auf Werte im Eis.

Der mittlere Volumenausstrom ist gleich dem Produkt aus lateraler Ausflußgeschwindigkeit (Eisporosität multipliziert mit dem spezifischen Durchfluß am Tümpelrand) und der Ausstromfläche (Tümpelrandfläche). Das während des Versuchs ausgeströmte Volumen V_A ist dann gegeben durch Multiplikation des Volumenstroms mit der Versuchszeit

$$V_A(t) = nu_f(r_T)\pi r_T d_T t = \frac{nu_f(r_T)tV_{T0}}{r_T} \quad (3.1)$$

Nach 16 Stunden Versuchszeit ist das ausgeströmte Volumen V_A gleich dem 0.32-fachen (\approx ein Drittel) des ursprünglichen Tümpelvolumens. In gleicher

Zeit hatte sich der Wasserpegelstand des Tümpels von 0.15 auf 0.1 m verringert, was einer Reduktion des Wasservolumens im Tümpel um ein Drittel entspricht. Daraus folgt, daß während der Versuchszeit kein frisches Schmelzwasser in den Tümpel eingeströmt sein kann. Diese Tatsache wird unabhängig davon gestützt, daß sich die Tracerfluoreszenz des Tümpelwassers annähernd so abgeschwächt hat, wie es allein durch Photozerfall zu erwarten ist: Die mittlere (zur Fluoreszenz fähige) Tracerkonzentration C_T reduzierte sich von 0.56 auf 0.065 mg/l. Im Vergleich dazu ergibt eine Abschwächung durch exponentiellen Photozerfall mit der aus den Voruntersuchungen ermittelten Zerfallskonstanten einen Wert von 0.088 mg/l. Die Ausbildung der Konzentrationspeaks im Eis mit in Tümpelrichtung abfallenden Flanken lassen sich dadurch erklären, daß die länger im Tümpel verbleibenden Tracer einem erhöhten Lichtzerfall ausgesetzt sind und somit das in den Porenraum emigrierende Wasser kontinuierlich in der Fluoreszenz geschwächt ist.

Die Schichtdicke des Durchflußhorizonts d_E im Eis läßt sich aus der Massenbilanz des Tracers bestimmen. Da der anfangs auf den Tümpelbereich begrenzte Tracer sich im Laufe des Versuchs in das umgebende Eis ausbreitete, setzt sich die Gesamtmasse aus der Summe der Masse des im Tümpel verbleibenden Tracers und der Masse, die durch den Ausstrom in das umgebende Eis verteilt wurde, zusammen. Wegen der Lichtempfindlichkeit von Uranin kommt als dritter Term der Photozerfallsterm hinzu, der vereinfachend und aus Mangel an Informationen über die Lichtverhältnisse gleiche Zerfallsraten für Tracer im offenen Tümpel und in der Eismatrix annimmt. Damit kann die Massenbilanz ausgedrückt werden durch

$$V_{T_0} C_{T_0} = V_T(t) C_T(t) + \iiint_{\text{Eis}} n_E(\bar{x}) C_E(\bar{x}, t) dV + V_{T_0} (C_{T_0} - C_T e^{-\lambda_z t}) \quad (3.2)$$

bzw. nach Einbeziehen der Tümpelgeometrie durch

$$A_T d_{T_0} C_{T_0} e^{-\lambda_z t} = A_T d_T(t) C_T(t) + n d_E \int_0^{r_{\infty}} \int_0^{\pi} C_E(r, \varphi, t) r dr d\varphi \quad (3.3)$$

und nach d_E aufgelöst werden. Das Integral der Konzentrationsverteilung wird als Summe über 4 gleichgroße Sektoren vereinfacht, denen die Meßdaten der 4 Transekte zugeordnet sind. Aus den Maxima in den Ausbreitungskurven werden die jeweiligen Migrationsweiten bestimmt und die Konzentration entlang der Fließstrecken auf die Tümpelwasserkonzentration gesetzt. Diese Korrektur ist wegen der oben erwähnten Gleichsetzung der Zerfallsraten in der Massenbilanz erforderlich. Mit den Meßdaten nach 16 Stunden Versuchsdauer und einer Zerfallskonstanten $\lambda_z = 3.2 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ (Abb. 3.2) ergibt sich aus der Massenbilanzgleichung für den Durchflußhorizont im Eis eine Schichtdicke von $d_E = 0.09 \text{ m}$. Die Durchflußschichtdicke hat somit die gleiche Größenordnung wie die Tümpeltiefe und zeigt, daß das Schmelzwasser größtenteils die oberflächennahen Eisschichten durchströmt.

In einem weiteren Experiment an einem Tümpel in deformiertem Eis (R11220/221, 8./9. August) zeigen die Dispersionskurven eine starke Heterogenität der lateralen Permeabilitäten des umgebenden Eises an (Abb. 3.4). Das Eis auf dem Transekt 3 hat eine niedrige Permeabilität, für die eine obere Grenze von $2.3 \cdot 10^{-13} \text{ m}^2$ bestimmt werden konnte. Die laterale Durchflußgeschwindigkeit ist dort kleiner als $u_f = 0.020 \text{ mh}^{-1}$. Der hochpermeable Bereich des Transekts 2 hat eine untere Grenze für k von $9.0 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$ und $u_f = 0.15 \text{ mh}^{-1}$. Die Schmelzwassermigration durch das Eis des Transekts 1 hat eine Durchflußgeschwindigkeit von $u_{f1} = 0.071 \text{ mh}^{-1}$ nach 1.50 m Reichweite und schwächt sich nach 2.0 m leicht ab auf $u_{f2} = 0.069 \text{ mh}^{-1}$. Die mittlere laterale Permeabilität ist hier $k = 4.3 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$.

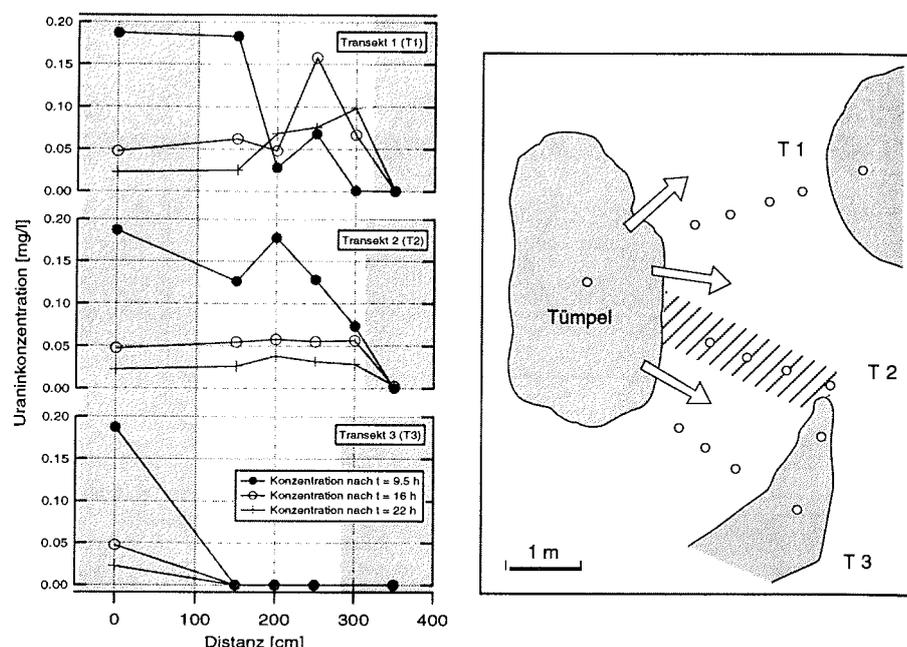


Abb. 3.4: Uraniausbreitungskurven und Beprobungsnetz an Station R11220/221.

3.2.2 Ebenes Eis unter Windeinfluß

Auf der Station R11216/217 (4./5. August) wurde das Wasser eines Tümpels auf ebenem Eis mit Uranin markiert. Der kleine Tümpel bedeckte eine Fläche von ungefähr 1 m^2 und hatte eine mittlere Wassertiefe von 0.08 m . Die Beprobungslöcher wurden auf eine mittlere Tiefe von $1.0 \pm 0.1 \text{ m}$ mit einem Freibordniveau von $0.13 \pm 0.05 \text{ m}$ gebohrt. Während des 9-stündigen Experiments wurde in 10-Minuten-Intervallen die Windgeschwindigkeit (in 10 m Höhe) gemessen. Die mittlere Windgeschwindigkeit betrug $u_w = 11.5 \pm 1.6 \text{ ms}^{-1}$, die Windrichtung variierte um weniger als 4° .

Das markierte Tümpelwasser migrierte in das umgebende Eis und formte eine Tracerfahne entlang des Transekts 1 (Abb. 3.5). Ihre Richtung fällt mit der

Hauptwindrichtung zusammen. Während der 9 Stunden bewegte sich das Konzentrationsmaximum 1.4 m lateral in das umgebene Eis hinein. Dies entspricht einer mittleren Durchflußgeschwindigkeit von $u = 4.3 \cdot 10^{-5} \text{ ms}^{-1}$. Die Windschubspannung bewirkte eine Wasserzirkulation innerhalb des Tümpels und induzierte eine in Windrichtung ausgeprägte Oberflächenströmung. Das im Tümpel rezirkulierte Wasser expandierte zu einem geringen Teil auch in die dem Wind entgegengesetzte Richtung in das Eis.

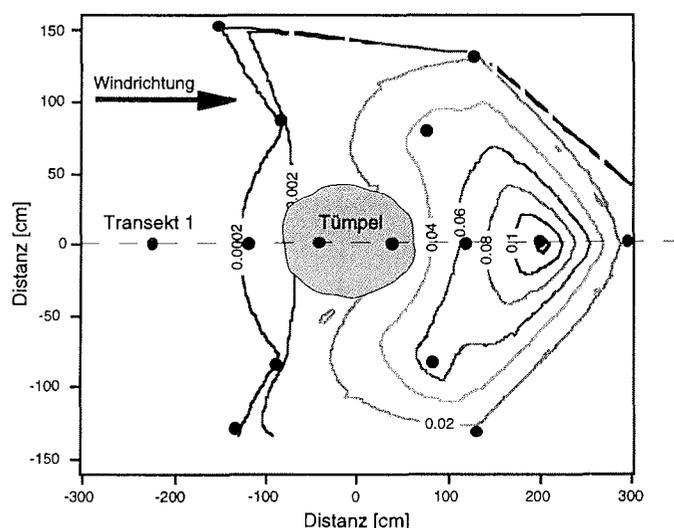


Abb. 3.5: Isolinien der Uraninkonzentration [mg/l] nach 9 Stunden windinduzierter Ausbreitung von markiertem Tümpelwasser auf Station R11216/217. Anfangskonzentration im Tümpel: 7.4 mg/l.

3.2.3 Ebenes Eis ohne Windeinfluß und großskaligen hydraulischen Gradienten

Auf Station R11247 (4. September) wurden zwei Experimente in ebenem Eis durchgeführt. Anstatt eines Tümpels wurde jeweils das Porenwasser eines zentral gebohrten Sacklochs von 0.61 m bzw. 0.69 m Tiefe markiert. Die Beprobungslöcher wurden in Kreuzformation um die zentralen Basispunkte angeordnet. Während der Messungen betrug die mittlere Windgeschwindigkeit $u_w = 5.2 \pm 0.5 \text{ ms}^{-1}$. Das Freibord war 0.33 m tief, so daß die Windschubkräfte nicht auf das Porenwasser einwirken konnten. Da die Eistopographie sehr flach war, kann angenommen werden, daß auch kein großskaliger hydraulischer Gradient der Porenwasserströmung aufgeprägt war.

In allen Bohrlöchern, die weniger als 0.65 m von den Zentrumslöchern entfernt waren, konnten geringe Tracerkonzentrationen gemessen werden (Abb. 3.6). Jedoch sind im Vergleich zu den Anfangskonzentrationen die gemessenen Konzentrationen um 4 Größenordnungen kleiner. Die Meßdaten lassen keine klare Ausbreitungsrichtung erkennen. Die Konzentrations-

maxima verbleiben an den Basispunkten und erniedrigen sich exponentiell mit der Zeit. Mehrheitlich fallen die Konzentrationswerte mit dem Abstand zum Basispunkt ab. Jedoch zeigen die Meßwerte an 3 Beprobungsstationen (nach 14 Stunden) höhere Tracerkonzentrationen an als an Positionen, die den Basispunkten näher sind. Dies läßt vermuten, daß laterale Fluidbewegungen in der Größen von 0.2 mh^{-1} möglich sind, diese jedoch auf lokale Diskontinuitäten beschränkt bleiben.

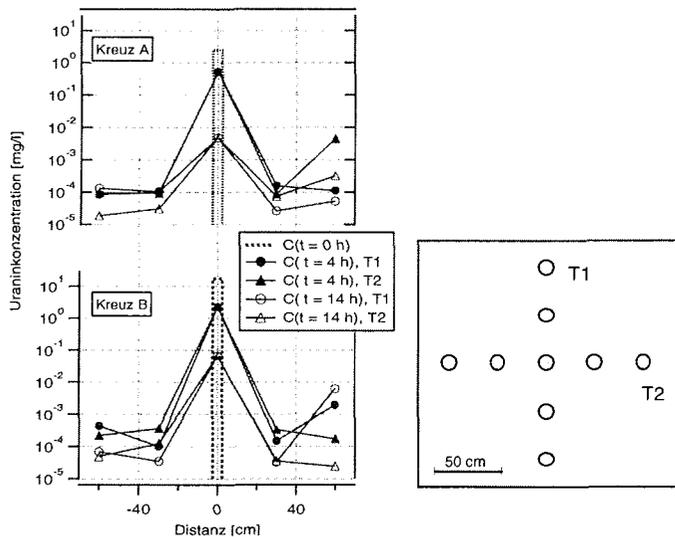


Abb. 3.6: Uraninausbreitungskurven zweier Markierungsversuche an Station R11247 mit Beprobungspunkten in Kreuzformation.

3.3 Diskussion

Im Gegensatz zu den Permeabilitätsmessungen berücksichtigen die Markierungsversuche die treibenden Kräfte, so daß Abschätzungen über die tatsächliche Durchströmung und den spezifischen Durchfluß möglich sind. Die Tracerausbreitung aufgrund von Molekulardiffusion liegt im Bereich von Zentimetern pro Tag und ist deshalb vernachlässigbar. Die beobachtete Dispersion der Tracer ist folglich durch die Bewegung des Fluids verursacht. Die Tracerexperimente an Schmelzwassertümpeln zeigen, daß die flüssige Phase in den oberen Eisschichten eine hohe laterale Mobilität besitzt. Die Fluidbewegungen liegen an einzelnen Lokationen bei einem Meter pro Tag. Sie können neben hydraulischen Gradienten in deformierten Eisregionen auch von Windschubkräften angetrieben werden. Auf mehreren Stationen der Expedition 1995 wurden in qualitativen Markierungsexperimenten sogar Fluidbewegungen von über 50 m pro Tag beobachtet. Sie stehen in Kontrast zu den subjektiven Eindrücken vor Ort, die die ausgedehnte Eislandschaft eher als etwas statisch Unbewegtes aufnehmen. Die mittleren lateralen Permeabilitäten des oberflächennahen Eises in Tümpelumgebungen liegen in der Größenordnung von 10^{-12} m^2 und sind mit den im Labor gemessenen vertikalen Permeabilitäten oberflächennaher Eissegmente vergleichbar. In

deformiertem Eis und Preßeisrückenregionen erhöht sich die Wahrscheinlichkeit für hochpermeable Fließstrecken, die aus dem Schmelzwasseraustausch zwischen einzelnen Tümpeln entstehen. Die Richtung der lateralen Fluidbewegungen wird durch die Heterogenität des Eises kontrolliert. Ein Beispiel für die Heterogenität einer Eisumgebung eines Tümpels gibt R11220/221 in Abb. 3.4, im Kontrast dazu zeigt R11219/220 in Abb. 3.5 hydraulisch homogenes Eis. In der zeitlichen Abfolge gesehen entwickelt sich eine Tümpelumgebung vom homogenen in einen heterogenen Zustand. Denn zwischen der Durchströmung mit temperiertem Tümpelwasser und der Permeabilität besteht eine positive Rückkopplung. So können sich kleine Differenzen in der Permeabilität durch unterschiedlich hohen Durchfluß von Tümpelwasser fortlaufend verstärken. Aufgrund der niedrigen Albedo absorbiert das Tümpelwasser mehr Strahlungsenergie als das umgebende Eis und erwärmt sich weit über den Gefrierpunkt. Die Wärme, die mit dem Tümpelwasser lateral transportiert wird, kann grob für das Experiment an Station R11219/220 abgeschätzt werden: Die mittlere Wärmemenge, die pro Zeiteinheit durch die Randflächen des Tümpels tritt, ist gegeben durch:

$$\frac{dQ}{dt} = \Delta T c_f \rho d_T \pi r_T n u_f \quad (3.4)$$

Mit der Temperaturdifferenz zwischen Tümpelwasser und Eis $\Delta T = 0.5^\circ\text{C}$ (Messungen von Zatchek und Darovskikh (1995) während der Expedition ARK11/1), der spezifischen Wärmekapazität $c_f = 4217 \text{ J kg}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ (für $T = 0^\circ\text{C}$), der Dichte von Wasser $\rho = 1000 \text{ kg m}^{-3}$, den Tümpelgeometrien $d_T = 0.15 \text{ m}$, $r_T = 1 \text{ m}$, der Porosität n von 0.2 und der mittleren Durchflußgeschwindigkeit $u_f = 0.10 \text{ ms}^{-1}$ ergeben sich 19800 J als mittlere Wärmemenge pro Stunde. Im Vergleich dazu ist die absorbierte kurzwellige Einstrahlung im August im Mittel $159700 \text{ J h}^{-1} \text{ m}^{-2}$ (Maykut, 1986). Bezogen auf einen Quadratmeter bestrahlte Fläche beträgt der laterale, advective Wärme fluß demnach 12% des vertikalen Wärme flusses und darf keinesfalls in der Energiebilanz vernachlässigt werden. Der advective Term in der Wärme bilanz gewinnt an Gewicht, wenn die Durchströmung in heterogenem Eis auf kleinere Bereiche konzentriert ist. Darüber hinaus beschleunigt die positive Eis-Albedo-Rückkopplung den Schmelzprozeß.

3.3.1 Modellierung von Fluidbewegungen

Im Folgenden wird in einer Modellstudie an einer Preßeisrückenflanke untersucht, welcher Anteil des an der Eisoberfläche gebildeten Schmelzwassers lateral abfließt, anstatt durch die gesamte Eismatrix zu perkolieren. Die Berechnung der Fließlinien sowie die anschließende Bilanzierung der Abflüsse wird mit der Software „Modflow“ durchgeführt.

Abb. 3.7 zeigt das dreidimensionale (20 x 20 x 10) Modellgitter der Preßeisrückenflanke. Das Eis ist auf der zentralen Preßeisrückenachse 8 m und am Rand zum ebenen Eis 2 m mächtig. Der Neigungswinkel des Preßeisrückensegels variiert in den Modellläufen zwischen 6° , 12° und 22° und ist vergleichbar mit Meßdaten von temperierten einjährigen

Preßeisrücken (21°) und Preßeisrücken in mehrjährigem Eis (19.5°) (Timco und Burden, 1997). Die Änderung der Neigungswinkel im Modell wird durch das Stauchen der Flanke von 8 m auf 4 m und später auf 2 m bei festgehaltener Segelhöhe von 0.8 m erreicht. Der laterale Abfluß wird entlang des Profils an Durchstromflächen bei 1, 2, 4 und 8 m oberhalb des Freibords bilanziert. Der laterale Durchfluß wird in Höhe des Freibords über die gesamte Fläche integriert (Abb. 3.7).

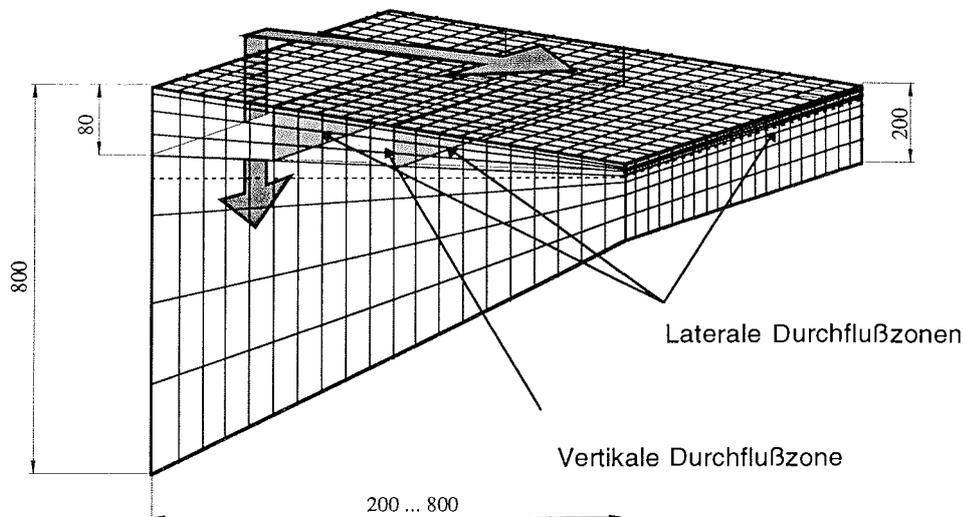


Abb. 3.7: Prinzipskizze des Modellgitters der Preßeisrückenflanke.

Der hydrostatische Druck wird am Presseisrückensegel und der Randlinie zum ebenen Eis vorgegeben und auf konstantem Wert gehalten. In den Modellläufen variiert dann der hydraulische Gradient entsprechend der Neigung zwischen 0.1, 0.2 und 0.4. Abb. 3.8 zeigt die Eingangsprofile für die Porosität und Permeabilität. Es ist das Fließverhalten für drei unterschiedliche Permeabilitätsprofile untersucht worden: für ein aus den Messungen in Preßeisrücken gemitteltes Vertikalprofil, für dasselbe Profil mit jedoch einer wenig permeablen Schicht über dem Freibord und für ein typisches Profil aus ebenem Eis. Die Profile legen die vertikalen Permeabilitäten der Gitterelemente in den 10 Schichten fest. In den oberen drei Schichten (0.8 m) wird das Eis als isotrop angenommen und die Werte für die lateralen Permeabilitäten auf die der vertikalen Permeabilitäten gesetzt. Darunter wird eine Anisotropie mit höherer vertikaler Durchlässigkeit von einer Größenordnung angenommen.

3. Fluidströmungen

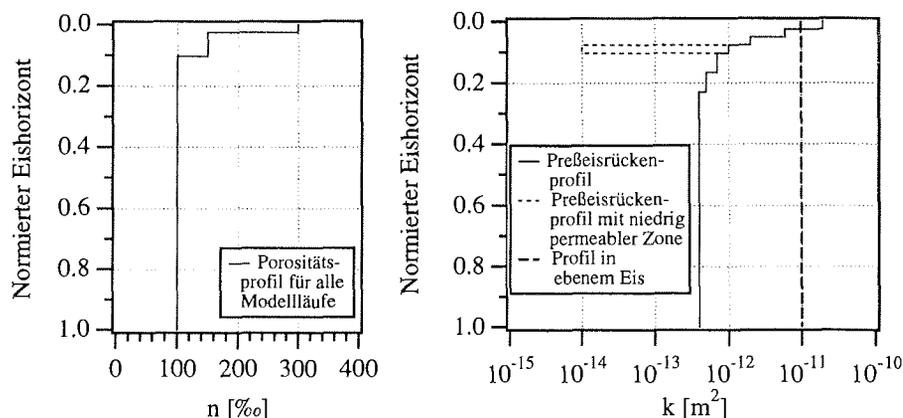


Abb. 3.8: Eingangsprofile für die Porosität und Permeabilität im Modell.

Abb. 3.9 zeigt das Ergebnis der Modellsimulationen. Darin ist der prozentuale Anteil des lateralen Abflusses in Abhängigkeit von der zurückgelegten lateralen Fließstrecke aufgetragen. In allen Modellläufen nimmt der laterale Anteil erwartungsgemäß mit der Fließstrecke ab, da mit fortschreitender Ausbreitung immer mehr Fluid vertikal durch das Eis perkolieren kann. Für steilere Neigungen nimmt der Anteil an lateralem Oberflächenabfluß zu.

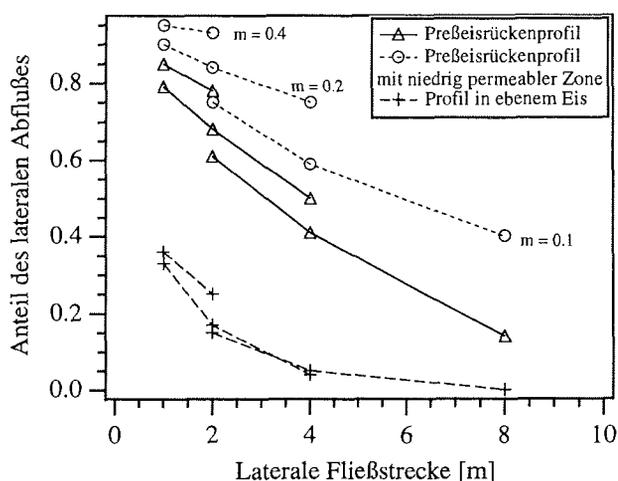


Abb. 3.9: Simulierter Anteil an lateralem Durchfluß in Abhängigkeit der zurückgelegten Fließstrecke für unterschiedliche Steigungen m der Preßeisrückenflanke.

Der laterale Oberflächenabfluß dominiert in denjenigen Fällen, in denen für die Gitterpermeabilitäten die in Preßeisrücken gemessenen Permeabilitäten vorgegeben wurden. So liegt sein Anteil selbst bei geringem Neigungswinkel von 6° noch nach 3 m Fließstrecke oberhalb von 50% des Gesamtdurchflusses. Bei Ausbildung niedrig permeabler, oberflächennaher Schichtlagen erhöht sich die Dominanz des Oberflächenabflusses noch und es wird selbst nach 8 m Fließstrecke mehr Fluid lateral verfrachtet, als bis dahin in der

Vertikalen verloren gegangen ist. Dagegen zeigt sich ein anderes Bild in den Modellläufen mit Gitterpermeabilitäten aus typischem ebenem Eis. Hier perkoliert schon nach 1 m lateraler Fließstrecke mehr Fluid vertikal durch die Eismatrix als lateral verfrachtet werden kann. Nach 8 m Fließstrecke ist das Fluid zu über 99% vertikal in die unteren Eisschichten perkoliert.

Fazit

Die Modellsimulationen bestätigen somit die Ableitung der relativ schmalen, oberflächennahen Durchflußhorizonte aus den Experimenten in deformiertem Eis. Darüber hinaus zeigen sie, daß der laterale Abfluß durch die vertikale Permeabilitätsverteilung innerhalb des Eises beeinflußt wird. In Eis mit Permeabilitäten, die zur Eisunterseite hin abnehmen, wie es in Preßeisregionen gemessen wurde, dominiert der laterale Abfluß. In ebenem Eis mit konstantem vertikalen Permeabilitätsprofil dominiert die vertikale Perkolation. Die Ausbildung von impermeablen Schichten begünstigt wiederum den lateralen Abfluß.

4. Kleinskaliger Stofftransport

In diesem Kapitel wird der strömungsbedingte Stofftransport von partikulärem Material durch die Eismatrix untersucht. Abschn. 4.1 stellt dazu grundlegende Laborexperimente zum Filtervermögen von Meereis vor. Abschn. 4.2 beschreibt Schmelzversuche zur Umlagerung von Oberflächensedimenten. Sie wurden im Rahmen der Eistankexperimente in der HSVA durchgeführt und simulieren die sommerlichen Umlagerungsbedingungen in der Arktis. Im gleichen Abschnitt werden auch Umlagerungsexperimente vorgestellt, die direkt in der Arktis durchgeführt wurden. Abschn. 4.3. befaßt sich mit der Modellierung der kleinskaligen Partikel- und Fluidbewegungen innerhalb der Eismatrix. Darin wird mit Hilfe eines zweidimensionalen Gitter-Boltzmann-Formalismus innerhalb des rekonstruierten Meereisporenraums die Fluidströmung berechnet und das Filtervermögen für Partikel unterschiedlicher Größe bestimmt. Abschließend wird in Abschn. 4.4 eine Abschätzung der großskaligen Sedimentation im arktischen Becken skizziert.

4.1 Filtervermögen

4.1.1 Methode

Abb 4.1 zeigt die Meßapparatur zur Bestimmung des Filtervermögens. Sie besteht aus einem Aufsatzrohr für die Dekan-Partikel-Suspension, einer Doppelmanschette zur Fixierung der zylindrischen Eisprobe und einem Ablaufzylinder mit Verengung, über die das drainierte Fluid aufgefangen wird.

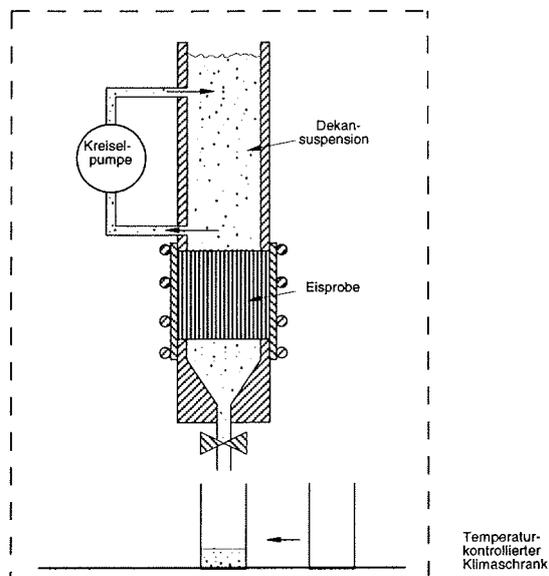


Abb. 4.1: Prinzipsskizze des Versuchsaufbaus zum Filtervermögen von Meereis.

Das Aufsatzrohr ist über einen Zu- und Ablauf an einen Pumpenkreislauf angeschlossen. Apparatekomponenten und Probenabmessungen entsprechen denen des Laborpermeameters (Abschn. 2.3.2).

Die Versuche wurden in dem auf -10°C temperierten Meßraum des Klimaschranks durchgeführt. Die Partikelkonzentrationen in der Anfangssuspension lagen zwischen 200 und $500\text{ mg}\cdot\text{kg}^{-1}$. Die verwendeten Partikelgemische bestanden zu gleichen Gewichtsanteilen aus einer Sand- ($63\text{ }\mu\text{m} < d < 200\text{ }\mu\text{m}$) und einer Tonfraktion ($0.2\text{ }\mu\text{m} < d < 2\text{ }\mu\text{m}$). Das Suspensionsvolumen betrug ungefähr das Zwei- bis Dreifache des Eisvolumens.

Zuerst wurden die Partikel in einem Vorratsbehälter in Dekan suspendiert. Ein Zulaufventil führte die Suspension dem Pumpenkreislauf zu. Während das Fluid langsam durch das Eis perkolierte, blieb die Suspension oberhalb der Eisprobe in permanenter Durchmischung. An einem Ventil im Pumpenkreislauf und einem Auslaßventil an der Ablaufverengung konnte sowohl die ungefilterte Suspension wie auch das drainierte Fluid beprobt werden. Nach Beendigung der Perkolation wurde die Eisprobe in horizontale, ein bis zwei Zentimeter dicke Scheiben gesägt, separiert und aufgetaut. Die Fluidproben wurden einzeln gewogen und die feste Phase über eine Vakuumfiltration abgetrennt. Als Filter wurden vorgewogene DURAPORE-Filter aus modifiziertem Polyvinylidendifluorid mit einer Porenweite von $0.45\text{ }\mu\text{m}$ verwendet. Die Massenbestimmung des Filterkuchens erfolgte nach eintägiger Gefriertrocknung.

4.1.2 Ergebnisse und Diskussion

Die Filterungsversuche wurden an drei Proben mehrjährigen Eises und drei Neueisproben mit Permeabilitäten im mittelpermeablen Bereich zwischen 10^{-12} und 10^{-11} m^2 durchgeführt. Ein typischer Konzentrationsverlauf nach abgeschlossener Perkolation ist in Abb. 4.2 gegeben.

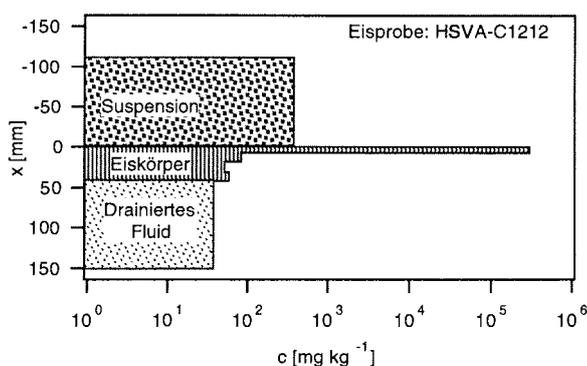


Abb. 4.2: Volumentreue Darstellung der Partikelkonzentrationen c in der Anfangssuspension, dem Eiskörper und der drainierten Phase nach abgeschlossener Perkolation.

Die Konzentration im drainierten Fluid liegt ungefähr um eine Größenordnung unter der ursprünglichen Konzentration in der Suspension. Der Verlauf im Eis ist durch einen Konzentrationspeak an der Eisoberfläche charakterisiert. Innerhalb der Eismatrix fällt die Konzentration steil ab auf einen Wert, der mit dem des drainierten Fluids vergleichbar ist. An der Eisunterseite nimmt die Konzentration leicht zu. Das über 5 Experimente gemittelte Verhältnis zwischen den Partikelkonzentrationen der ursprünglichen und der drainierten Suspension ist 0.093 ± 0.01 . Ein Ausreißer liegt bei 0.46. Die Eisprobe zeigte hier einen über den gesamten Eisquerschnitt gut sichtbaren Drainagekanal.

Bezogen auf die Gesamtmenge des partikulären Materials setzt sich in einem Perkolationsexperiment über 80% der Partikel auf der Eisoberfläche ab. Nur ungefähr 10% perkolieren durch das Eis und ein noch kleinerer Teil setzt sich innerhalb des Porenraums der Eismatrix fest. Nach der Drainage des Zwei- bis Dreifachen des Eiskörpervolumens erreicht die Partikelkonzentration im Eiskörper den Wert der Konzentration im drainierten Fluid. Daraus folgt, daß ungefähr 1/3 bis 1/4 der perkolierenden Partikel zurückgehalten werden und sich an den Porengrenzflächen aufkonzentrieren.

Eine direkte Übertragung der Meßergebnisse auf die Umlagerung von Sedimenten unter arktischen Randbedingungen ist nicht möglich, da sich Experiment und arktische Umgebung in den Einflußgrößen der Perkolations unterscheiden. In der Arktis liegt die Partikelfracht nicht in Suspension vor. Auch wird der Druckgradient von 200 mbar/m (~10 cm Fluidsäule auf 5 cm Eis) in der Arktis nicht erreicht. Darüber hinaus sind Fluidichte sowie die Partikelgrößenverteilungen verschieden. Trotzdem können aufschlußreiche Schlußfolgerungen gezogen werden:

- Potentiell ist die Perkolations von Partikeln durch die Meereismatrix möglich. Der Perkolationsanteil erreicht 10% und liegt in der Größenordnung der Porosität.
- Die Rückhaltung der Partikel im Poreninneren ist zwar gering, aber vorhanden.
- Es tritt eine Oberflächenakkumulation ein, die auch charakteristisch für die Umlagerung von Sedimenten in der Arktis ist.
- Es besteht im Rückhaltevermögen kein Unterschied zwischen Neueis und mehrjährigem Eis gleicher Permeabilität. Dominante Drainagestrukturen verändern das Rückhaltevermögen.

4.2 Schmelzversuche zur Umlagerung von Sedimenten an der Eisoberfläche

Quantitative Laborversuche

Um sich den arktischen Randbedingungen zu nähern, wurden im Rahmen der Eistankversuche in der Hamburgischen Schiffbau-Versuchsanstalt an 4 Einzelexperimenten die Umlagerung und Freisetzung von Oberflächensedimenten in Neueis während einer induzierten Schmelzphase untersucht. Die Experimente wurden im Ruhebecken des Eistanks durchgeführt (Abb. 1.5). Das säulige Neueis befand sich annähernd im isothermen Zustand am Anfang der eingeleiteten Schmelzphase (Abb. 1.6, Zustand (4)).

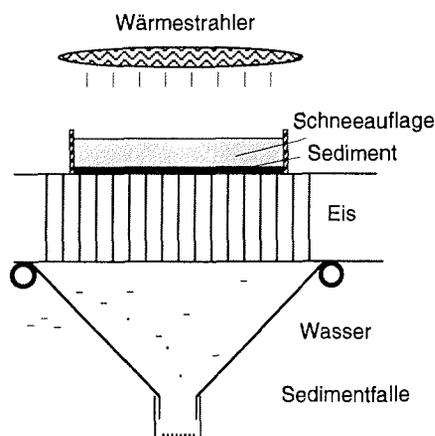


Abb. 4.3: Prinzipsskizze eines Schmelzversuchs im Hamburger Eistank.

Eine schematische Anordnung eines Umlagerungsversuchs zeigt Abb. 4.3. Eine in sedimentfreier Wassersäule gewachsene, 16 cm mächtige Neueisdecke wurde an der Eisoberfläche gleichmäßig mit einer Sedimentschicht dotiert und mit einer 3 bis 12 cm hohen Schneeauflage abgedeckt. Ein aufgesetzter Rahmen begrenzte die Versuchsfelder an den Seiten. In der Höhe von einem halben Meter waren zentral über den dotierten Feldern Heizstrahler mit einer Leistung von 1800 und 2000 W montiert. Unterhalb der Eises befand sich eine aufschwimmende Sedimentfalle.

In zwei Experimenten wurde jeweils auf einer 200 cm² Fläche ein Partikelgemisch aus 1.00 g Ton und 1.00 g Sand ausgebracht und mit 12 cm Schnee abgedeckt. Die Bestrahlungszeit mit 2000 W betrug 6 Stunden. Nach ungefähr drei Stunden war die gesamte Schneeauflage geschmolzen und es entstand ein Schmelztümpel, der nach 6 Stunden eine Tiefe von 4.5 bis 5 cm erreichte. An der Eisunterseite schmolz ungefähr 0.5 cm Eis ab. Die Eisdicke reduzierte sich von 16 auf 11 cm. Das Sediment sammelte sich größtenteils am Tümpelboden, während 177.7 mg (8.9%) bzw. 155.0 mg (7.8%) durch die Eismatrix hindurch perkolierte.

In zwei Referenzmessungen ohne zusätzlicher Oberflächenbestrahlung, die wegen fehlendem sichtbaren Schmelzen auf drei Tage ausgedehnt wurden, blieb der Perkulationsanteil mit 0.3% und 0.7% gering. In den drei Tagen war die Schneeauflage nicht vollständig geschmolzen, sondern nur um ungefähr 75% zurückgegangen und die Eisdicke verringerte sich ausschließlich durch Unterseitenschmelzen um 2 cm. Zur Perkolation von Oberflächensediment ist demnach das Vorhandensein von Schmelzwasser an der Eisoberfläche notwendig.

Qualitative Laborversuche

Zur qualitativen Untersuchung der oberflächennahen Umlagerung wurden in zwei Experimenten die Sedimente auf eine größere Fläche von 80 x 80 cm² verteilt. Der Rahmenaufsatz konnte durch ein eingeführtes Raster in 36 kleinere Fächer aufgeteilt werden. In jedes Fach wurde die gleiche Sedimentfracht von 0.50 g Ton und 1.00 g Sand verteilt, wodurch das gleichmäßige Aufbringen des Sediments auf die gesamte Eisoberfläche gewährleistet war. Als Sandfraktion wurden Luminophoren verwendet⁹. Nach wenigen Stunden Bestrahlung schmolz die 3 cm dicke Schneeauflage und es bildete sich nach 10 h ein Schmelztümpel mit variabler Tiefe zwischen 2 cm am Rand und 10 cm im zentralen Bereich aus.

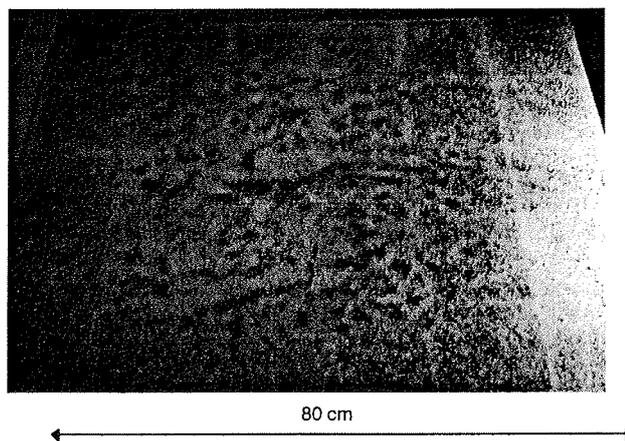


Abb. 4.4: Sedimentverteilung auf einem Schmelztümpelboden nach induzierter Schmelzphase. Die Rasterung stammt von dem Rahmeneinsatz, der zu Versuchsbeginn benutzt wurde, um das Sediment gleichmäßig zu verteilen (HSVA-S2-191296). Am unteren Rand in der Mitte ist sehr deutlich eine sternförmige Sedimentakkumulation zu erkennen.

Abb. 4.4 zeigt ein Foto des Tümpelbodens nach einem Schmelzexperiment. Außerhalb des Randbereichs ist das Sediment zu größeren Einheiten zusammengefaßt. Vereinzelt führen sternförmig angeordnete Sediment-

⁹ Luminophoren sind Quarzkörner, die mit einem fluoreszierenden Farbstoff eingefärbt sind. Der Farbüberzug ist mechanisch und weitgehend auch chemisch stabil. Die Luminophoren können in Eis in kleinsten Mengen unter UV-Licht nachgewiesen werden. Bezugsquelle: Bundesanstalt für Wasserbau, Karlsruhe.

bahnen zu den Akkumulationspunkten. Die Verteilungsdichte der Akkumulationspunkte liegt bei 3 - 4 pro 100 cm². Im Randbereich ist das Sediment nur geringfügig umgelagert. Dort bilden sich ein bis zwei Millimeter große Agglomerate, die gleichmäßig über die Oberfläche verteilt sind. In Ausnahmefällen zeichnen sich auch sternförmig zulaufende Sedimentbahnen ab.

Sowohl Struktur als auch Verteilungsdichte lassen vermuten, daß sich die Sedimente an den Solekanalwurzeln akkumuliert haben. Sie werden lateral von der Eisoberfläche dem Meereisporraum zugeführt. Abgelagerte Oberflächensedimente können demnach in der Schmelzperiode erneut umgelagert werden. Damit erklärt sich der hohe Perkolationsanteil von 7 - 9% in den Schmelzversuchen mit Oberflächensedimenten. Beobachtungen von Eisdickschnitten im UV-Licht bestätigen den Sedimenttransport, der ausschließlich in der Drainagestruktur des Eises stattgefunden hat. Die oberflächliche Sedimentakkumulation läßt die Vermutung zu, daß zumindest ein Teil der in Meereis gebildeten Kryokonite an den Solekanalwurzeln entstehen und somit die Kryokonitlochverteilung in Zusammenhang mit der sekundären Porenstruktur steht.

Arktisversuche

Für eine direkte Quantifizierung der Sedimentumlagerung unter den klimatischen Bedingungen der Arktis besteht die prinzipielle Schwierigkeit darin, daß Meßstandorte in größeren Zeitspannen einer Schmelzperiode beprobt werden müssen. Da im übergeordneten Forschungsprogramm der Schiffsexpeditionen keine über ein bis zwei Tage hinausreichenden Aufenthaltszeiten an einer Position vorgesehen waren, verfolgte ich im Rahmen dieser Arbeit zwei alternative Strategien, in denen die Umlagerungszustände in zuvor künstlich dotiertem Eis auf nachfolgenden Expeditionen beobachtet werden sollten. Zum einen wurde als Meßstandort immobiles Festeis gewählt, zum anderen driftendes Meereis, dessen Position durch das Ausbringen einer Argosboje¹⁰ satellitengestützt bestimmt werden konnte und damit ein Wiederauffinden des Standorts für nachfolgende Expeditionen möglich machte.

Als Festeisstandort bot sich die Lagune von Starokadomsky-Insel an. Sie liegt in der Wilkitzkistraße zwischen Kap Tscheljuskin und der Bolschewik-Insel (Abb. 4.18). Das Festeis wurde am 24. Oktober 1995 (TRANSDRIFT III - Expedition) ähnlich wie in den HSVA-Eistankversuchen mit einer Sedimentschicht dotiert. Beprobungen fanden am 20. Juni 1996 (Land-Expedition) und 7. September 1996 (Polarstern-Expedition ARK12) statt. Ein weiteres Umlagerungsexperiment wurde am 20. August 1995 im Rahmen der Polarstern-Expedition ARK11 auf einer einjährigen Eisscholle in der nördlichen Laptevsee initialisiert. Mit Hilfe der Argos-bojenposition konnte am 4. August 1996 die driftende Scholle auf der Polarstern-Expedition ARK12 in der zentralen Arktis wiedergefunden und beprobt werden (Abb. 4.18). Zwei

¹⁰ Argosbojen übertragen per Satellit Position und Basisdaten wie Temperatur und Luftdruck. Das Ausbringen der automatisierten Datenbojen im arktischen Becken wird vom International Arctic Buoy Programme (IABP) koordiniert.

wesentliche Beobachtungen konnten gemacht werden: Die Oberflächensedimente auf der Eisscholle in der zentralen Arktis wurden innerhalb des Zeitintervalls eines Jahres nur geringfügig auf Zentimeterskala umgelagert. Dagegen entwickelten die sedimentbeschichteten Eisflächen in der Lagune der Starokadomsky-Insel sich zu Schmelztümpeln, deren Sedimentfracht teilweise bis ganz in die Wassersäule abgegeben wurde. Das umliegende, sedimentfreie Eis blieb erhalten. Die Sedimente beschleunigten somit den Schmelzvorgang und förderten damit die kleinskalige Umlagerung und Freisetzung in die Wassersäule. Die Umlagerungsversuche machen die Auswirkung des meridionalen Gradienten in den Klimaparametern der Arktis auf die Sedimentfreisetzung deutlich. Eine Verallgemeinerung der Ergebnisse erscheint jedoch nicht gerechtfertigt, da das sommerliche Schmelzen 1996 im Vergleich zu anderen Jahren gering ausfiel. Das Eis in der zentralen Arktis blieb weitgehend schneebedeckt. Es ließen sich keine Anzeichen auf Oberflächenschmelzen des Meereises ausmachen. Einzig Schmelzlagen im Schnee deuteten auf geringfügige Schmelzereignisse hin (s. Tabelle 1.1).

4.3 Modellierung des kleinskaligen Stofftransports

Der Modellierungsprozeß gliedert sich in zwei separate Schritte. Im ersten Schritt wird die Durchströmung innerhalb der Poren modelliert. Dies geschieht mit Hilfe eines Gitter-Boltzmann-Modellansatzes. Im zweiten Schritt werden in dem abgeleiteten Strömungsfeld die Trajektorien von einer Schar zufallsverteilter Partikel unterschiedlicher Größe und Dichte berechnet. Die Rückwirkung der Partikel auf das Strömungsfeld wird vernachlässigt.

4.3.1 Das Gitter-Boltzmann-Modell

Gittergas-Modelle und insbesondere die Gitter-Boltzmann-Modelle sind relativ neue und vielversprechende Methoden zur numerischen Lösung von partiellen Differentialgleichungen. Die konzeptionelle Idee eines Gittergases, beispielsweise zur Lösung der hydrodynamischen Gleichungen, besteht darin, daß künstliche Mikrowelten von Partikeln betrachtet werden, die auf ein Gitter aufgesetzt sind und entlang der Verbindungslinien über Masse und Impuls mit den nächsten Nachbarn wechselwirken. Aus der durch wiederholte Kollision und Propagation der Partikel beschriebene Mikrodynamik werden über räumliche Mittelwertbildung makroskopische Werte für die Massen- und Impulsdichte bestimmt. Das Gitter sowie die Kollisions- und Propagationsregeln müssen so gewählt werden, daß die makroskopischen Werte den zugrunde liegenden Differentialgleichungen genügen. Die Schwierigkeit besteht darin, diese Gitter und Austauschregeln für entsprechende Differentialgleichungen zu finden. Einen möglichen Gittergasansatz für die inkompressiblen Navier-Stokes-Gleichungen formulierten Frisch, Hasslacher und Pomeau (1986).

Die Gitter-Boltzmann-Modelle stellen eine Weiterentwicklung der Gittergase dar. Hierbei wechselwirken nicht diskrete Partikel, sondern kontinuierliche, sogenannte Einteilchenverteilungsfunktionen. Lokal sind an dem

Austauschprozeß nur die Verteilungen eines einzigen Gitterknotens beteiligt, die nach der „Kollision“ zu den benachbarten Gitterknoten propagieren. Die makroskopischen Massen- und Impulsdichten leiten sich aus einer Mehrskalenganalyse über die Einteilchenverteilungsfunktionen ab.

Im Anhang 6.1 befinden sich die Darstellungen des Gitter-Boltzmann-Formalismus und der Modellalgorithmen, die im Grundsatz von Dobrindt (1996) übernommen sind, jedoch auf poröse Medien übertragen werden mußten. Neben der Implementierung variabler Porengeometrien besteht im Algorithmus der notwendige Unterschied in dem Einbau der treibenden Kraft und der Behandlung der Modellgrenzen in Hauptfließrichtung. Es wurde ein externer Druckgradient aufgeprägt, in dem der Druck an den randlichen Zu- und Ablauflinien festgesetzt wurde. Das unbekannte Druckfeld im Porenkörper wird vom Modell ermittelt. Die Modellgrenzen in Hauptfließrichtung sind nicht periodisch gekoppelt (was durch die Festlegung des Druckes am Rand nicht mehr möglich ist), sondern sind als offene Ränder fixiert, an denen der Geschwindigkeitsgradient in x-Richtung auf Null gehalten wird.

4.3.2 Implementierung der Partikelperkolation

Für die im Fluid suspendierten Partikel wird die Annahme gemacht, daß sie der Stokeschen Reibungskraft

$$F_R = 6\pi\mu r \mathbf{u} \quad (4.1)$$

unterliegen. Darin bezeichnet r den Radius und \mathbf{u} die Geschwindigkeit des kugelsymmetrischen Partikels sowie μ die dynamische Viskosität des Fluids. Als äußere treibende Kraft wirkt die Gravitationskraft auf die Partikel. Die Lösung der daraus formulierten Bewegungsgleichung stellt eine beschleunigte Bewegung dar, in der die Partikelgeschwindigkeit im zeitlichen Limes sich einem konstanten Wert, der sogenannten Grenzgeschwindigkeit

$$\mathbf{u}_g = \frac{2\Delta\rho g}{9\mu} r^2 \quad (4.2)$$

annähert. $\Delta\rho$ bezeichnet hier den Dichteunterschied zwischen Partikel- und Fluidichte. Die Grenzgeschwindigkeit ist demzufolge von zwei Partikeleigenschaften, der Dichte und dem Radius, abhängig. Der Stokesche Ansatz für die Reibung ist für Re-Zahlen unter 20 gerechtfertigt, was in Wasser nach Gl. 4.2 für Sedimentpartikel mit Radien kleiner als 1700 μm zutreffend ist (Allen, 1985).

Für die Bestimmung der Partikelperkolation innerhalb der Porenkörpermatrix wird angenommen, daß sich die Partikel in ihrer Grenzgeschwindigkeit durch das Fluid bewegen. Da das Fluid sich nicht in Ruhe befindet, werden zur Ableitung der Partikeltrajektorien die Grenzgeschwindigkeiten mit den lokalen Fluidgeschwindigkeiten vektoriell addiert und die Bahnlinien in diesem transformierten Strömungsfeld bestimmt. Diffusionsvorgänge und Partikelablenkungen in Scherströmungszonen werden ausgeschlossen. Die

Fluidgeschwindigkeiten stammen aus den Gitter-Boltzmann-Modellsimulationen.

Die Gravitationskraft ist in Hauptfließrichtung (x-Richtung) orientiert. Die y-Komponente der Grenzgeschwindigkeit ist dementsprechend Null. In der Modellumsetzung können die durch Dichte und Radius beschriebenen Partikel zufallsverteilt in den Zulaufbereich über den Probenkörper ausgesetzt werden. Die Aufenthaltsorte sind nicht auf die Gitterknoten festgelegt, so daß die Trajektorien höher aufgelöst berechnet werden können als das zugrunde liegende Strömungsfeld. Berührt ein Partikel den Rand, bleibt dieses uneingeschränkt haften. Somit reicht die Propagation eines Partikels in eine Gitterzelle der Festmatrix zur Adsorption dieses Partikels aus. Die endliche Ausdehnung des Partikels bleibt unberücksichtigt, so daß ein Partikel weder auf die Strömung rückwirken noch bestimmte Abflußbereiche verschließen kann.

4.3.3 Modellüberprüfung

Zweidimensionale Hagen-Poiseuille-Strömung

Das Modell wird zuerst in einem zweidimensionalen Kanal als vereinfachte Porengeometrie überprüft. In laminarer Durchströmung entwickelt sich im Kanal die Hagen-Poiseuille-Strömung mit parabolischem Geschwindigkeitsprofil. Die Geschwindigkeitskomponente in Hauptfließrichtung (x-Richtung) ist im zweidimensionalen Fall gegeben durch

$$u_x(y) = \frac{\partial p}{\partial x} \frac{1}{2\mu} \left(\frac{D^2}{4} - y^2 \right) \quad (4.3)$$

mit Wandabstand D. Die mittlere Geschwindigkeit

$$\bar{u}_x = \frac{1}{12} \frac{\partial p}{\partial x} \frac{D^2}{\mu} \quad (4.4)$$

entspricht dem spezifischen Durchfluß im Gesetz von Darcy und es folgt für den Kanal im zweidimensionalen Fall eine Permeabilität

$$k = \frac{1}{12} D^2 \frac{D}{D_G} \quad (4.5)$$

die um den Faktor 8/3 höher ist als im vergleichbaren dreidimensionalen Rohr (Gl. 2.4). Die Gesamtprobenbreite D_G fällt hier mit der Kanalquerschnittsbreite D zusammen.

Als Modell wird eine 2.5 cm langer schmaler Kanal mit 0.9 mm Wandabstand in einer Gitterauflösung von 500 x 18 Gitterzellen dargestellt und für aufgeprägte Druckdifferenzen zwischen 0.005 und 50 mbar die Durchströmung simuliert.

Abb. 4.5 (links) zeigt die Entwicklung des Gesamtimpulses und der Permeabilität während des Iterationsprozesses. Der Gesamtimpuls nähert sich, ausgehend vom Impuls Null in der Anfangskonstellation, monoton einem konstanten Endwert an. Ändert sich der Gesamtimpuls nach fortschreitenden Iterationen nicht mehr, hat das Modellsystem ein stabiles Gleichgewicht gefunden. Sowohl das Geschwindigkeitsprofil, wie es in Abb. 4.6 zu sehen ist, als auch die in Abb. 4.5 (unten links) gezeigte Permeabilität des Kanals stimmen dann mit Fehlern unterhalb von 1% mit der analytischen Lösung überein.

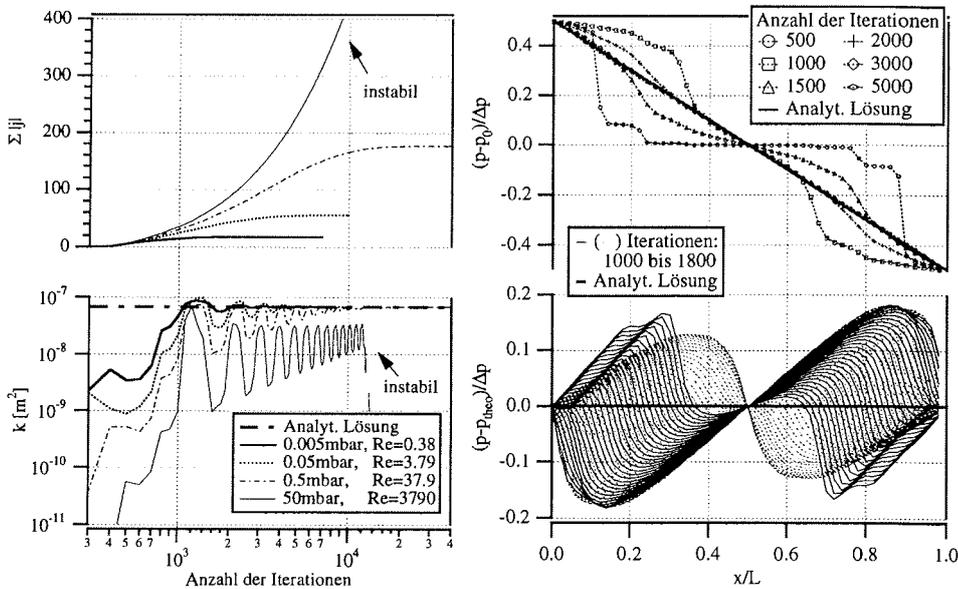


Abb. 4.5: Konvergenz der Modellgrößen für die Hagen-Poiseuille-Strömung. Links: Gesamtimpuls $\Sigma |j|$ (in Gittereinheiten) und Kanalpermeabilität k in Abhängigkeit von der Anzahl der Iterationen. Rechts: Druckverteilung entlang der Kanalachse für verschiedene Iterationsschritte.

In den Modellsimulationen mit höheren, aufgeprägten Druckdifferenzen erhöhen sich die Strömungsgeschwindigkeiten im Kanal und die Re-Zahl steigt. Dies hat zur Folge, daß zum Erreichen des stabilen Gleichgewichts eine immer größere Anzahl an Iterationsschritten notwendig ist. Jedoch erst oberhalb von $Re = 400$ erreicht das Modellsystem überhaupt kein Gleichgewicht mehr. Dann divergieren die lokalen Gitterimpulse und das System ist instabil. Ein von Succi (1997) empirisch gefundenes Stabilitätskriterium gibt eine kritische Reynoldszahl von 1 an, unterhalb dessen die Gitter-Boltzmann-Modelle stabile Lösungen liefern. Das verwendete Modell widerspricht dem nicht, sondern zeigt, daß in den hier betrachteten Strömungen selbst bei $Re = 400$ noch stabile Lösungen zu erwarten sind.

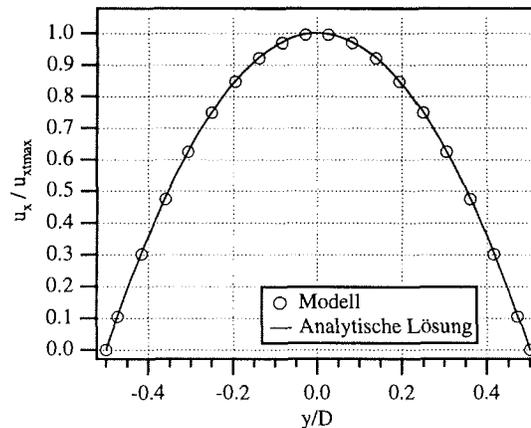


Abb. 4.6: Geschwindigkeitsprofil der modellierten und theoretischen Hagen-Poiseuille-Strömung für eine Re-Zahl von 3.8. Das Modell hat eine vertikale Kanalaufösung von 20 Gitterpunkten und wurde 10000-fach iteriert. Die Geschwindigkeiten sind mit der theoretischen Kanalmittegeschwindigkeit normiert.

In der Übergangszone zum stabilen Gleichgewicht läuft dem monoton steigenden Gesamtimpuls ein oszillierendes Permeabilitätssignal parallel. Die Oszillationen in der Permeabilität gehen auf die Ausbreitung des Druckfeldes zurück, das sich, anfangs als festgesetzte Druckdifferenz auf den Randlinien, wellenförmig in den Innenraum fortpflanzt.

Wie es die Zeitserien des Druckfeldes in Abb. 4.5 (rechts) zeigen, wird der konstante Druckgradient erst nach Durchlaufen mehrerer Reflexionen an den Modellrändern erreicht. Die Tatsache, daß trotz der Oszillationen stabile Gleichgewichte erreicht werden, bestätigt die Möglichkeit, die äußeren Kräfte für das Gitter-Boltzmann-Modell an den Randlinien vorgeben zu können.

Außerdem wurde der Einfluß der Gitterauflösung auf die Durchströmung der Kapillare untersucht, in dem der Kapillarenquerschnitt sukzessiv durch immer weniger Gitterknoten aufgelöst wurde. Die Strömungsgeschwindigkeit an einem Gitterknoten beschreibt eine über immer größere Abstände gemittelte Geschwindigkeit. Die Permeabilität, in die der spezifische Durchfluß im Querprofil eingeht, liefert ein Maß für die Güte dieser Mittelung. Abb. 4.7 stellt den Quotienten der Modell- zur theoretischen Permeabilität in Abhängigkeit von der Anzahl der Gitterknoten im Querprofil dar. Mit einer Gitterauflösung von 18 Knoten, wie sie für die obigen Kalkulationen benutzt wurde, wird der theoretische Wert mit einer Abweichung unterhalb von 1% erreicht. Erst wenn nur noch drei Gitterknoten das Querprofil auflösen, zeigt sich eine maßgebliche Unterschätzung der Permeabilität von 10%.

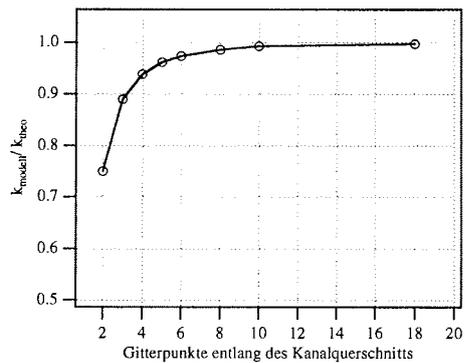


Abb 4.7: Normierte Kanalpermeabilität in Abhängigkeit von der Gitterauflösung des Kanalquerschnitts.

Durchströmung eines Röhrenbündels

Als Beispiel für einen Porenkörper wird im Modell ein uniformes (zweidimensionales) Röhrenbündel durchströmt. Der analytische Wert für die Permeabilität des Porenkörpers ist gegeben durch

$$k_{\text{theo}} = \sum_i \frac{1}{12} \frac{D_i^3}{D_G} \quad (4.6)$$

Mit Querschnitten $D_i = 0.25, 0.33, 0.33, 0.75, 1.0$ mm und einer Gesamtprobenbreite $D_G = 6.7$ mm ist $k_{\text{theo}} = 1.88 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$. In der Simulation wird ein 400×80 Gitterknoten großes Modellgitter benutzt mit einem Gitterknotenabstand von $8.3 \cdot 10^{-5}$ m. Dann werden fünf Kapillaren realisiert, die eine Breite von 3, zweimal 4, 9 und 12 Gitterknoten haben. Die aufgeprägte Druckdifferenz ist 0.05 mbar. Nach 10000 Iterationsschritten ist ein konstanter Gesamtimpuls erreicht. Das stationäre Strömungsfeld zeigt Abb 4.8. Die Modellpermeabilität erreicht $1.77 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$ und liegt damit um 5% unterhalb des theoretischen Werts, was auf die niedrige Auflösung der Kanalbreiten zurückzuführen ist.

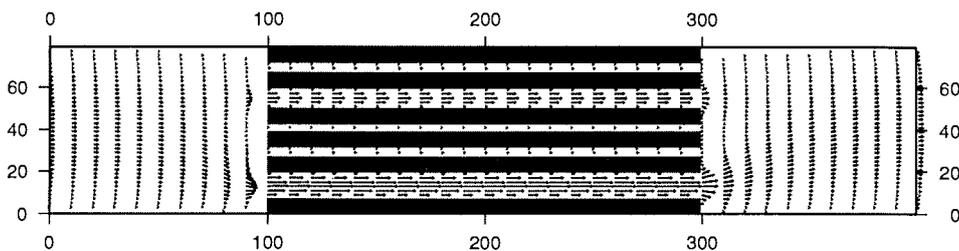


Abb 4.8: Modelliertes Strömungsfeld eines Röhrenbündels. Die Ortsangaben sind in Gittereinheiten dargestellt.

Sedimentation von Partikeln im quergestellten Kanal

Zur Überprüfung der Sedimentationsalgorithmen wurden die Sedimentationsstrecken von suspendierten Sedimenten in einem durchströmten, quergestellten Kanal modelliert.

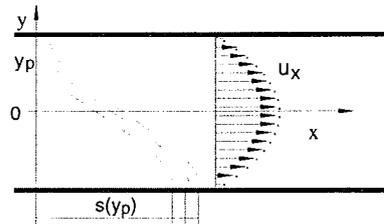


Abb 4.9: Schematische Sedimentationswege in einem parabolischen Geschwindigkeitsprofil der Kanalströmung.

Im quergestellten Kanal ist die Sinkgeschwindigkeit der Partikel in y-Richtung orientiert und somit senkrecht zur Hauptfließrichtung (Abb 4.9).

Die Laufstrecke s eines Partikels im Kanal sei definiert als die zurückgelegte Strecke in x-Richtung von seiner Anfangsposition (x_p, y_p) bis zu seiner Endposition, an der es die Außenwand berührt. In der zweidimensionalen Hagen-Poiseuille-Strömung ist dann s gegeben durch

$$s(y_p) = \int_0^{t_s} u_x(y(t)) dt = \int_0^{t_s} \frac{\partial p}{\partial x} \frac{1}{2\mu} \left(\frac{D^2}{4} - (y_p - u_g t)^2 \right) dt \quad (4.7)$$

$$\Rightarrow s(y_p) = \frac{\partial p}{\partial x} \frac{1}{2\mu} \left(\left[\frac{D^2}{4} t \right]_0^{t_s} - \left[y_p^2 t \right]_0^{t_s} + \left[y_p u_g t^2 \right]_0^{t_s} - \left[\frac{1}{3} u_g^2 t^3 \right]_0^{t_s} \right) \quad (4.8)$$

Mit der Laufzeit $t_s = \frac{y_p + \frac{D}{2}}{u_g}$ bis zum Erreichen der Wandung folgt für s :

$$s(y_p) = \frac{\partial p}{\partial x} \frac{1}{2\mu u_g} \left(\frac{D^3}{12} + \frac{D^2}{4} y_p - \frac{1}{3} y_p^3 \right) \quad (4.9)$$

Im Modell wird der quergestellte Kanal durch ein 500 x 18 Gitter dargestellt. Mit einem Gitterknotenabstand von $5 \cdot 10^{-4}$ m ist der Kanalquerschnitt 9 mm breit und die Fließstrecke 250 mm lang. Die eingesetzten 300 Partikel aus der Fraktion von tonigem Silt haben eine Dichte von 2700 kgm^{-3} und sind $2.1 \cdot 10^{-6}$ m im Radius. Die aufgeprägte Druckdifferenz ist mit $3 \cdot 10^{-5}$ mbar so gering gehalten, daß die Partikel innerhalb der Fließstrecke sedimentieren.

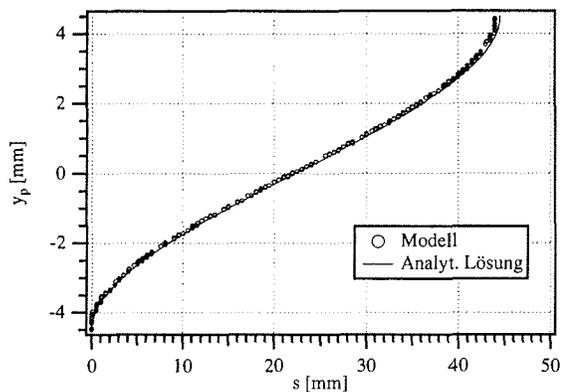


Abb 4.10: Sedimentationsstrecken suspendierter Partikel in zweidimensionaler Hagen-Poiseuille-Strömung.

Das Modellsystem läuft nach 3000 Iterationen in ein stabiles Gleichgewicht. Die maximale Geschwindigkeit beträgt 0.068 mms^{-1} , was einer Re-Zahl von 0.22 entspricht. Abb. 4.10 zeigt im Vergleich die Laufstrecken s der suspendierten Partikel im Modell und die Laufstrecken, die nach Gleichung 4.7 analytisch bestimmt wurden. Die Abweichung liegt unter 1%.

Fazit

Der hier formulierte zweidimensionale Gitter-Boltzmann-Ansatz läßt sich mit Abweichungen unterhalb von 1% im Druck- und Geschwindigkeitsprofil auf laminare Durchströmungen niedriger Re-Zahl anwenden. Auch die Permeabilität der Modellkörper stimmt mit der theoretisch abgeleiteten Permeabilität überein. Erst bei einer groben Auflösung der Kanalquerschnitte von nur drei Gitterknoten erreicht die Abweichung der Modellpermeabilität vom theoretischen Wert 10%. Zum Erreichen stabiler Lösungen sind nur ungefähr 10000 Iterationsschritte notwendig. Dies gestattet, das Gitternetz auf mehr als 262144 Gitterknoten (Pixelanzahl eines digitalisierten Videobildes) auszudehnen ohne, daß die Rechenzeiten, beispielsweise auf Workstations der Sun-Ultra1-Generation, die Größenordnung von Stunden überschreiten. Damit können in Meereisporenraumschnitten gleichzeitig die Durchströmungen in Sekundär- und Primärporen untersucht werden. Ein Gitterknotenabstand 0.07 mm löst die Primärstruktur des Eises mit genügender Genauigkeit auf. Die Probengrößenfläche ließe sich in einem Gitternetz von 250000 Gitterknoten dann immer noch auf $4 \times 4 \text{ cm}^2$ ausweiten. Weiterhin konnte gezeigt werden, daß die Modelldiskretisierung des Strömungsfeldes nur geringfügigen Einfluß auf die Sedimentationswege der Partikel hat.

4.3.4 Durchströmung des Porenraums

In Abb. 4.11, 4.12 sind die modellierten Strömungsfelder in einer hochpermeablen Meereisprobe aus einem Preßeisrücken (OD9624711z2) für unterschiedlich große aufgeprägte Druckdifferenzen dargestellt.

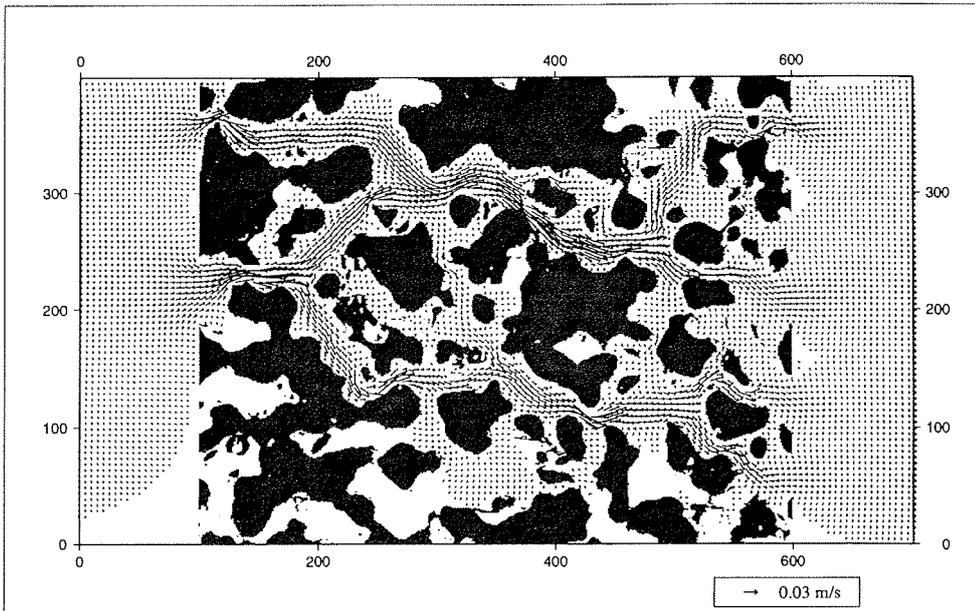


Abb. 4.11: Modelliertes Strömungsfeld einer Porenraumdurchströmung (bestimmt aus dem Eiskern OD9624711z2) für einen aufgeprägten Druckgradienten von $1.25 \text{ mbar}\cdot\text{m}^{-1}$. Ortskoordinaten sind in Gittereinheiten angegeben ($1 \text{ cm} = 131 \text{ GE}$).

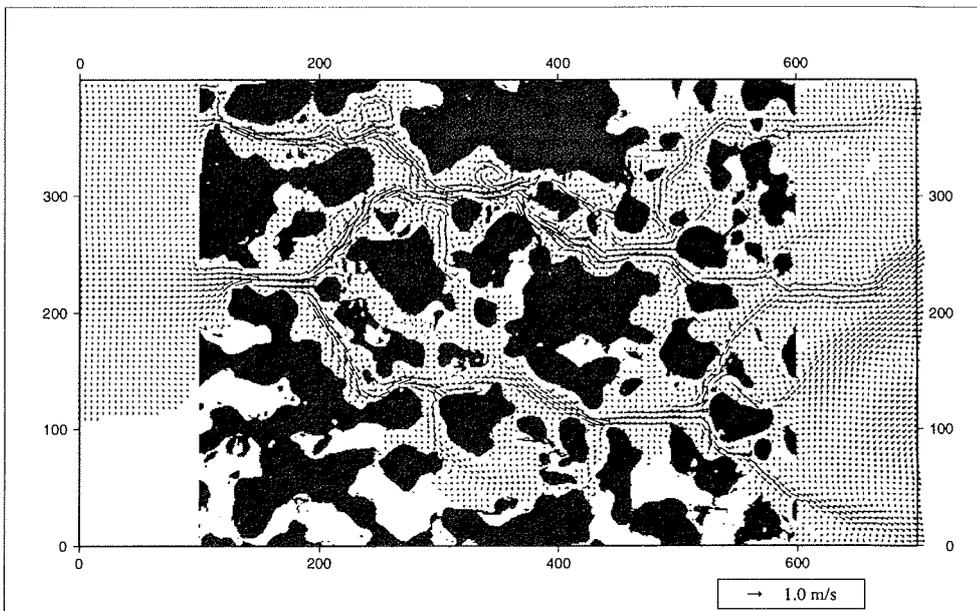


Abb. 4.12: Wie Abb. 4.11, aber mit einer Erhöhung des aufgeprägten Druckgradienten auf $125 \text{ mbar}\cdot\text{m}^{-1}$.

Es bilden sich zwei Hauptströmungskanäle aus, die seitlich durch Nischen und Seitenkanäle mit geringen Strömungsgeschwindigkeiten flankiert sind. Die Durchströmung ist heterogen. Mit Erhöhen der Druckdifferenz entstehen in den Nischen lokale Rezirkulationszellen, wie beispielsweise in Abb. 4.12 im Porenbereich links oben zu sehen ist. Sie verengen den Kernstrom und reduzieren dadurch die Permeabilität des Porenraums.

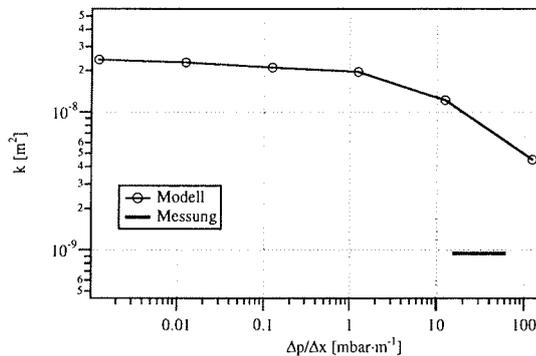


Abb. 4.13: Modellierte Porenraumpermeabilität (OD9642711z2) in Abhängigkeit vom aufgeprägten Druckgradienten.

Abb. 4.13 zeigt die Abhängigkeit der Permeabilität vom angelegten Druckgradienten. Die deutliche Reduzierung der Permeabilität fällt mit der Ausbildung der Rezirkulationszellen bei höheren Druckgradienten zusammen. Im Vergleich zum Experiment überschätzt das Modell die Permeabilität. Ihr Wert erreicht jedoch die gleiche Größenordnung.

4.3.5 Filtervermögen

Im Strömungsfeld suspendierte Partikel perkolieren entlang der Hauptfließbahnen durch die Porenmatrix. Ein qualitatives Bild für das Filtervermögen der diskutierten Meereisprobe zeigt Abb. 4.14. Der größte Teil der 300 im Probenzulauf eingesetzten Partikel sedimentiert an der Eisoberfläche. Die im Porenraum absorbierten befinden sich ausnahmslos an den Randporenflächen der Hauptfließwege, während einige auch vollständig durch den Porenkörper perkolieren. Ihr Anteil S_p an der Gesamtpartikelanzahl hängt von der Materialdichte, dem Partikelradius sowie den treibenden Kräften der Durchströmung ab. Abb. 4.15 zeigt die Abhängigkeit von S_p für 6 verschiedene Druckgradienten. In den Simulationen wurde die Dichte der Partikel auf 2700 kgm⁻³ festgehalten und nur der Partikelradius variiert. Da Dichte und Radius nur über die Grenzgeschwindigkeit der Partikel auf die Perkolation einwirken, kann die Änderung von S_p auch als Änderung mit der Dichte ausgedrückt werden (Gl. 4.2). Generell nimmt der Perkulationsanteil S_p für Partikel mit größeren Radien ab. Partikel mit größeren Radien folgen aufgrund ihrer größeren Perkulationsgeschwindigkeit weniger den lokalen Fließrichtungen und nähern sich dadurch schneller den Porenrandflächen. Der Perkulationsanteil reagiert relativ sensibel auf eine Radienänderung: innerhalb einer Größenordnung steigt er von Null auf eins an. Mit

Erniedrigung des angelegten Druckgradienten verschiebt sich dieser sprunghafte Übergang von S_p zu niedrigeren Radien.

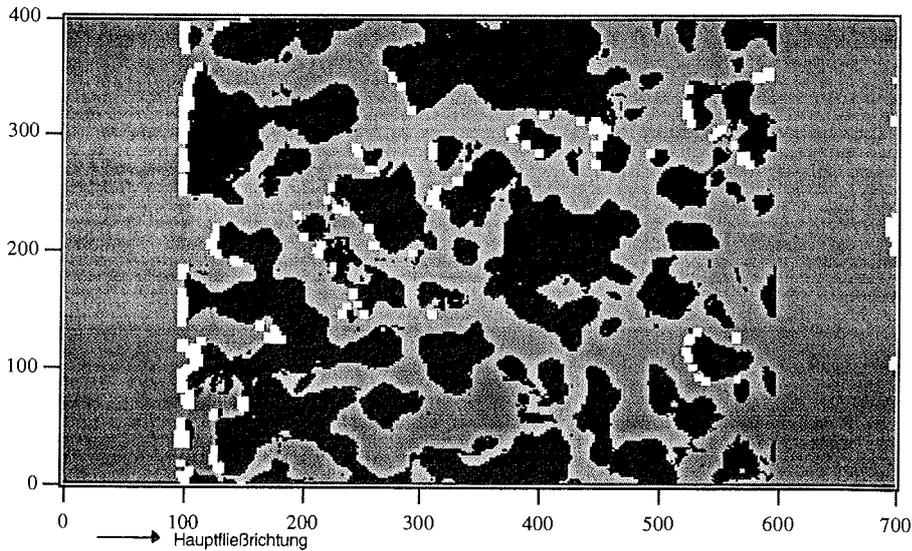


Abb. 4.14: Verteilung der Suspensionsfracht (weiß) im Porenraum nach erfolgter Perkolations. Die Partikelradien sind $20 \mu\text{m}$. Die Partikeldichte ist $2700 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$. 100 GE entsprechen 1 cm. Die Durchströmung wird von einem aufgeprägte Druckgradienten von 1.25 mbar/m angetrieben (s. Abb. 4.12).

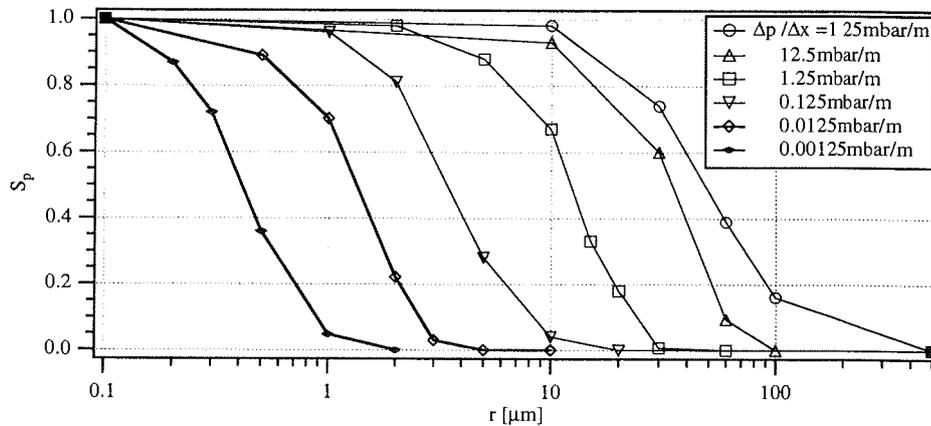


Abb. 4.15: Perkolationsanteil S_p in Abhängigkeit vom Partikelradius für verschiedene aufgeprägte Druckgradienten.

In einer weiteren Simulationsstudie wurde das Fluidvolumen festgesetzt, das durch den Porenkörper perkoliert. Damit lassen sich die Experimente zum Filtervermögen aus Abschn. 4.1 qualitativ mit den Modellergebnissen vergleichen. Im Modell stellt sich nach Drainage der ersten Partikel ein konstantes Verhältnis zwischen der Partikelkonzentration in der

Anfangssuspension und der Konzentration im drainierten Fluid ein. In Abb. 4.16 ist die Konzentrationsverteilung eines simulierten Perkolationsversuchs aufgetragen, in dem eine Fluidsäule von ca. 10 cm Mächtigkeit durch eine ca. 4 cm mächtige Eismatrix perkoliert.

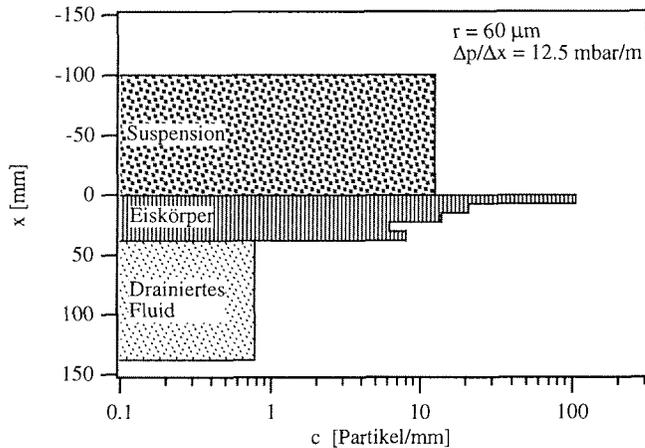


Abb. 4.16: Modellierte Partikelkonzentrationen nach Perkolationsversuch von Partikeln mit $60\ \mu\text{m}$ Radius für einen aufgeprägten Druckgradienten von $12,5\ \text{mbar/m}$. Als poröse Matrix wurde wiederum der rekonstruierte Porenraum der Eisprobe OD9624711z2 benutzt.

Die vorgegebenen Größenverhältnisse entsprechen denen der Experimente in Abschn. 4.1. Auch das sich ergebende Verteilungsmuster entspricht qualitativ den experimentellen Ergebnissen. So bleibt die Konzentration innerhalb des Eiskörpers mit Ausnahme des Oberflächensegments unterhalb der Konzentration in der Anfangssuspension. Weitergehende Schlussfolgerungen, als daß eine Ähnlichkeit zwischen Modell und Experiment festzustellen ist, erscheinen nicht gerechtfertigt, da weder die zeitliche Änderung des aufgeprägten Druckes noch die Permeabilität des Eises oder die Partikeleigenschaften im Experiment in den zweidimensionalen Modellläufen berücksichtigt werden konnten.

4.3.6 Diskussion

Die modellierte Fallstudie stützt qualitativ die experimentellen Meßergebnisse. Charakteristisch für das Rückhaltevermögen von Eis ist die Akkumulation an der Eisoberfläche. Im Eiskörper lagern sich die Sedimente an den Randflächen der Hauptfließwege ab. Analog dazu ließen sich die Sedimente in den Experimenten nur im sekundären Porenraum nachweisen. Aufgrund der Beschränkung der Modellierung auf zwei Dimensionen weichen jedoch die berechneten Permeabilitäten von den gemessenen Permeabilitäten ab. Der Porenzusammenhang ist nur durch die Rekonstruktion in drei Dimensionen erfaßbar. Für die Modellstudie mußte eine hochpermeable Eisprobe benutzt werden, damit auch in zwei Dimensionen ein Porenzusammenhang gewährleistet ist. Die Übertragung der Ergebnisse auf die Randbedingungen in der sommerlichen Arktis grenzt die nach den

Modellergebnissen möglichen Partikelperkolationen ein. Die treibende Druckdifferenz der vertikalen Perkolation in natürlicher Umgebung kann maximal dem hydrostatischen Druck einer Wassersäule in Freibordhöhe annehmen. Da das Freibord im Gleichgewichtszustand einer Eisscholle ungefähr einem Zehntel der Eismächtigkeit entspricht, folgt für eine homogene Eisscholle ein maximaler Druckgradient von $10 \text{ mbar}\cdot\text{m}^{-1}$. Laterale Druckgradienten können in deformierten Eis lokal höhere Werte annehmen. Hier erscheinen maximale Werte von $100 \text{ mbar}\cdot\text{m}^{-1}$ realistisch, die sich bei Oberflächenneigungswinkeln von 45° einstellen, sofern die Piezometerhöhen sich der Oberflächentopographie angleichen.

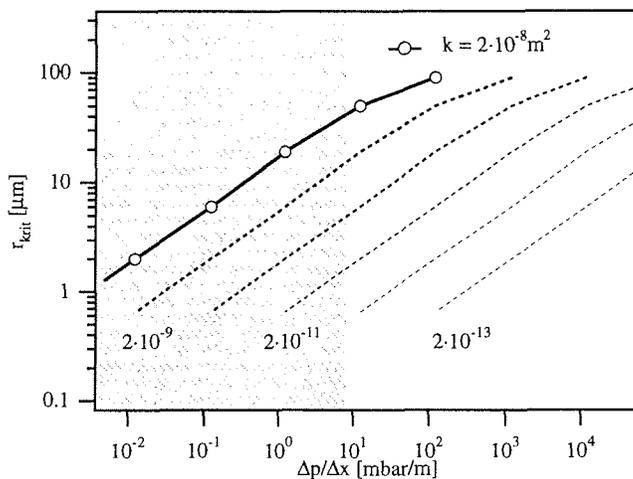


Abb. 4.17: Der kritische Partikelradius in Abhängigkeit vom aufgeprägten Druckgradienten für unterschiedlich permeables Eis.

In Abb. 4.17 sind die Modellergebnisse anhand des kritischen Partikelradius dargestellt. Der kritische Radius ist definiert als derjenige Radius, an dem die steile Flanke in der $S_p(r)$ -Abhängigkeit erreicht wird und der Perkulationsanteil S_p gerade 20% beträgt. Für Radien unterhalb des kritischen Werts perkolieren die Partikel fast vollständig durch die Eismatrix.

Der kritische Radius für die in der sommerlichen Arktis maximal auftretenden Druckgradienten liegt oberhalb von $32 \mu\text{m}$. Über 95% der eingeschlossenen Meereissedimente gehören der Silt- und Tonfraktion an. (Wollenburg, 1993). Die Partikelradien sind kleiner als der kritische Radius, was bedeutet, daß zumindest in Eis mit Permeabilitäten von über $2 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$ 95% der Sedimentfracht aus dem Eis herausperkoliert. Jedoch liegt der Anteil von diesem hochpermeablen Eis unterhalb von 10%. Im (geometrischen) Mittel besitzt das sommerliche Meereis deutlich niedrige Permeabilitäten von 10^{-12} (Labor) bzw. 10^{-10} m^2 (Feld). Unter der Annahme, daß die Partikelperkolation einzig von der mittleren Fließgeschwindigkeit und damit nach Darcy (Gl. 2.1) vom Produkt aus Druckgradient und Permeabilität abhängig ist, lassen sich aus der modellierten Perkulationskurve $r_{\text{crit}}(\Delta p/\Delta x)$ für $k = 2 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$ die Perkulationskurven für andere Permeabilitäten ableiten: im

gleichen Verhältnis wie die Permeabilität erniedrigt wird, erhöht sich der zugeordnete Druckgradient. Die in Abb. 4.17 gestrichelt eingetragenen Perkulationskurven für andere Permeabilitäten wurden dementsprechend durch eine relative Verschiebung auf der Druckgradientenachse aus der Modellkurve konstruiert. Für die potentielle Perkulation von Meereis-sedimenten entsteht für Meereis mit einer Mittelwertpermeabilität dadurch ein anderes Bild. Der maximal erreichbare kritische Radius reduziert sich für die vertikale Perkulation auf knapp $1 \mu\text{m}$. Damit liegt der kritische Radius im Bereich der Tonfraktion. 50-77% des Sediments aus der Sand- und Siltfraktion können nicht mehr vertikal aus dem Eis perkolieren. Auch für einen großen Teil der Tonfraktion liegt der kritische Radius unterhalb der Partikelradien, so daß auch Partikel der Tonfraktion selbst bei maximal möglichen Druckgradienten nicht mehr durch das Eis hindurchperkolieren können. Für eine Partikelperkulation erschwerend kommt hinzu, daß das Eis nicht homogen permeabel ist, sondern im Vertikalprofil niedrig und hochpermeable Schichten aufweist (Abb. 2.23). Da nach Gl. 2.17 die Gesamtpermeabilität in einer seriellen Schichtung maßgeblich durch die niedrigste Permeabilität bestimmt wird, verursachen niedrigpermeable Schichten einen Perkulationsstillstand in der gesamten Eissäule. Zusammenfassend lassen die Perkulationssimulationen den Schluß zu, daß die vertikale Partikelperkulation in sommerlichen Meereis beschränkt bleibt auf Partikel mit Radien unterhalb von $1 \mu\text{m}$, die sich in hydraulisch homogenem Meereis mit Permeabilitäten oberhalb von 10^{-11} m^2 befinden und einem maximalen Druck von einer Schmelzwassersäule auf Freibordhöhe ausgesetzt sind. Für mehrjähriges Eis mit niedrig permeablen Oberflächen- und Innenschichten kann eine vertikale Partikelperkulation ausgeschlossen werden. Eine laterale Verfrachtung von Partikeln erscheint jedoch durch höhere hydraulische Gradienten in Eis mit hochpermeablen Oberflächenschichten, beispielsweise in Preßeisrücken, für die Mehrzahl der Partikel möglich zu sein.

In der Übertragung der Modellsimulationen auf die sommerliche Meereissituation wurde implizit davon ausgegangen, daß sich die eingeschlossenen Sedimentpartikel während der Schmelzwasserperkulation in freier Suspension befinden und sie keinerlei Aggregate bilden. Beides trifft nicht zu. Die oberflächenakkumulierten Meereissedimente zumeist auf mehrjährigem Eis sind nach Barnes (1982) sowie Osterkamp und Gosink (1984) zu 50 bis 100% in kleine 'Pellets' von einem Zehntel bis mehreren Millimetern Umfang aggregiert. Diese Aggregate sind bezogen auf einen Strömungstransport durch Schmelzwasser vollständig immobil und unterstreichen die Unmöglichkeit einer Partikelperkulation in mehrjährigem Eis. Des weiteren liegt das Sediment an der Eisoberfläche nicht in Suspension vor, sondern lagert auf den Eisböden von Schmelztümpeln oder Kryokonitlöchern. Inwieweit dieses Sediment als immobil und demnach als der Anteil an zurückgehaltenem Sediment betrachtet werden kann, hängt davon ab, ob sich der Porenraum des darunterliegenden Eises im Sommerzyklus verändert.

4.4 Abschätzung der Sedimentation

Die globale Abschätzung des Partikelflusses aus dem sedimentbeladenen, driftenden arktischen Meereis stützt sich auf folgende Beobachtungen und Annahmen:

Die eisdynamisch bedingte Partikelfreisetzung ist verbunden mit der Entstehung deformierten Eises. In mehrjährigem Eis beschränkt sich die Bildung von deformierten Eis zumeist auf Neueisregionen in vormals geöffneten Rinnen, deren Eis sedimentfrei ist. Deshalb ist nur die Deformation vor und während der ersten Schmelzperiode für die Partikelfreisetzung relevant, da nur dann sedimentbeladenes Eis in großem Maß deformiert wird. Geht man davon aus, daß vor Einsetzen des Schmelzens das eingeschlossene Sediment innerhalb der Eismatrix gleichmäßig verteilt ist, also größtenteils als „turbid ice“ existiert, ist die Partikelfreigabe proportional zum Eisabrieb während der Deformation. Mit einem maximalen Volumenanteil von 50% an deformierten Eis (Tucker et al., 1992), einem maximalen sedimentbeladenen Eisanteil von 50% (Nürnberg et al. 1994) und der Annahme eines mittleren Abriebs von einem 1/20 des Volumens ergibt sich für die in die Wassersäule freigesetzte Partikelmenge ein Anteil von unter 1.5% des ursprünglich eingeschlossenen Sediments. Die Freisetzungsmenge erhöht sich, wenn die Eisdeformationen in die Zeitperiode der späten Schmelzphase fallen. Dann liegt das Sediment in akkumulierter Form auf der Eisoberfläche vor und kann während eines Deformationsereignisses insgesamt freigesetzt werden. Wiederum mit einem Volumenanteil von 50% deformierten Eises, das während dieser kurzen, „optimalen“ Phase gebildet werden muß und natürlich eine extreme Überschätzung darstellt, einem Sedimentanteil von 50% und einem Oberflächenschmelzen von einem Drittel der Eisdicke erhöht sich die eisdynamisch freigesetzte Partikelmenge auf ca. 8%.

Die durch Schmelzprozesse bedingte Partikelfreisetzung variiert mit dem Ausmaß des Schmelzens. In Nähe der Eisrandzone ist die Freisetzungsrate stark erhöht. Denn solange sedimenthaltige Schmelztümpel und Kryokonitlöcher sich aufgrund der niedrigen Albedo durch das wenig mächtige Eis schmelzen können, verliert das Eis das akkumulierte Sediment. Numerische Modellierungen der Absorption der solaren Einstrahlung in sedimentangereicherten Tümpeln von Podgorny und Grenfell (1996) zeigen, daß die Vertiefungsraten sich erst nach 0.15 - 0.4 m zwischen sedimenthaltigen und reinen Tümpeln angleichen. Für typische Tümpeltiefen von 0.3 m ergäben sich für die sedimenthaltigen Tümpel dann ungefähr die doppelten Tiefen. Dies bestätigen auch Messungen von Eicken et al. (1994c), die Tiefen von 0.22 ± 0.12 m und 0.44 ± 0.18 m für Tümpel mit sedimentfreien und sedimenthaltigen Böden bestimmten. Entscheidend ist, daß die Tümpeltiefen und damit die Eindringtiefen des Sediments innerhalb einer Schmelzperiode begrenzt sind. Mit einer angenommenen Grenze von ungefähr 0.5 m könnten Sedimente in Gebieten mit maximalen Schmelzraten von bis zu 100 cm aus vormals 150 cm mächtigen Schollen freigesetzt werden. Ein Überblick über die Schmelzraten in der Arktis gibt Abb. 4.18. Zusätzlich ist die Verteilung des

einjährigen Eises mit Eisdicken zwischen 50 und 180 cm in der Wintersituation eingetragen. Die Möglichkeit eines direkten Durchschmelzens sedimenthaltiger Tümpel besteht nur in unmittelbarer Nähe der Eisrandzone. Eine Ausnahme bildet der Bereich der nördlichen Laptevsee, in dem bei einem Anteil von bis zu 70% einjährigen Eises die Schmelzraten noch Werte von 75 cm (pro Sommerperiode) erreichen. Unter Annahme einer Tümpelbedeckung sedimenthaltigen Eises von 50% und einem Durchschmelzen sämtlicher Tümpel auf einjährigen Eis würden in diesem Bereich 35% der eingeschlossenen Sedimente freigesetzt werden.

Neben dem räumlich begrenzten Durchschmelzungsprozeß sind noch andere Prozesse in der Schmelzperiode an der Partikelfreisetzung beteiligt. Das laterale Schmelzen an den Seitenrändern der Eisschollen, das nach Maykut (1982) in der Nähe der Eisrandzone maximal 6-10% zur Verringerung der Eisabdeckung beiträgt, setzt demzufolge maximal 6-10% der Partikel frei. Dieser Betrag reduziert sich auf ein bis zwei Prozent in der zentralen Arktis, wenn angenommen wird, daß sich in der zentralen Arktis das laterale Schmelzen im gleichen Maße wie das Oberflächenschmelzen reduziert. Das Unterseitenschmelzen trägt bei der Reduktion von Preßeisrückenkielen zur Partikelfreisetzung bei. Unter der Annahme, daß ca. 25% des Eises (d. h. 50% des deformierten Eises) Preßeisrücken bilden mit Eisdicken oberhalb der thermodynamischen Gleichgewichtsdicke von 3 m (Maykut und Untersteiner, 1971) und 25% unterseitig schmilzt, ergibt sich eine Partikelfreigabe von ungefähr 3%. Weiterhin setzt das Oberflächenschmelzen über vertikale Perkolations Partikel in die Wassersäule frei. Nach den Ergebnissen aus den Filterungsexperimenten wird 8% des Sediments freigesetzt. Die Modellierungen haben gezeigt, daß eine Freisetzung nur in der Schmelzperiode von einjährigem Eis stattfinden kann, da nur dann das Eis hochpermeabel wird. In dieser Periode ist jedoch erst ungefähr ein Drittel der sedimenthaltigen Eisschicht als Oberflächensediment für den Schmelzwassertransport verfügbar. Zählt man noch das Sediment innerhalb des verbleibenden sekundären Porenraums hinzu (Anteil von im Eis verbliebenem Sediment multipliziert mit dem Porenraumanteil von sekundärem Porenraum: $0.66 \cdot 0.2$), ergibt sich eine Partikelfreisetzung von ungefähr 3%. Der in Preßeisrücken und deformiertem Eis dominante in den Oberflächenschichten laterale Schmelzwasserabfluß kann das Sediment aufgrund größerer Druckgradienten und Fließgeschwindigkeiten lateral über mehrere Meter umlagern und an Schollenrändern in die Wassersäule freisetzen. Unter der Annahme, daß die geschlossene Eisdecke mit offenen Rinnen in Abständen von 100 bis 300 m durchzogen ist und eine 3 m breite Randzone von Oberflächensediment vollständig freigespült werden kann, ergibt sich eine Freisetzungsbeitrag zwischen 2 und 6%. In der zentralen Arktis ist sowohl Rinnenbildung und Schmelzwasseraufkommen reduziert, jedoch haben sich auf mehrjährigem Eis die Sedimente weiter oberflächlich akkumuliert.

Addiert man alle Beiträge auf, so verliert sedimentbeladenes Eis während der ersten Schmelzperiode zwischen 13 und 21% des Sediments. Darin sind Beiträge aus dem lateralen Schmelzen, der Deformation, der Perkolations und dem Unterseitenschmelzen enthalten. Die darauffolgenden Schmelzperioden reduzieren die Sedimentfracht weiter um jeweils 5-9%. Nach dreijähriger Drift

hat sich die Sedimentfracht sodann auf 65-79% der ursprünglichen Fracht reduziert. Diese wird während des vollständigen Abschmelzens in der Framstraße und angrenzenden Grönlandsee freigesetzt. Für exportiertes Eis, das sich während der ersten Schmelzperiode nördlich der Laptevsee befand, reduziert sich der freigesetzte Anteil auf knapp 50%.

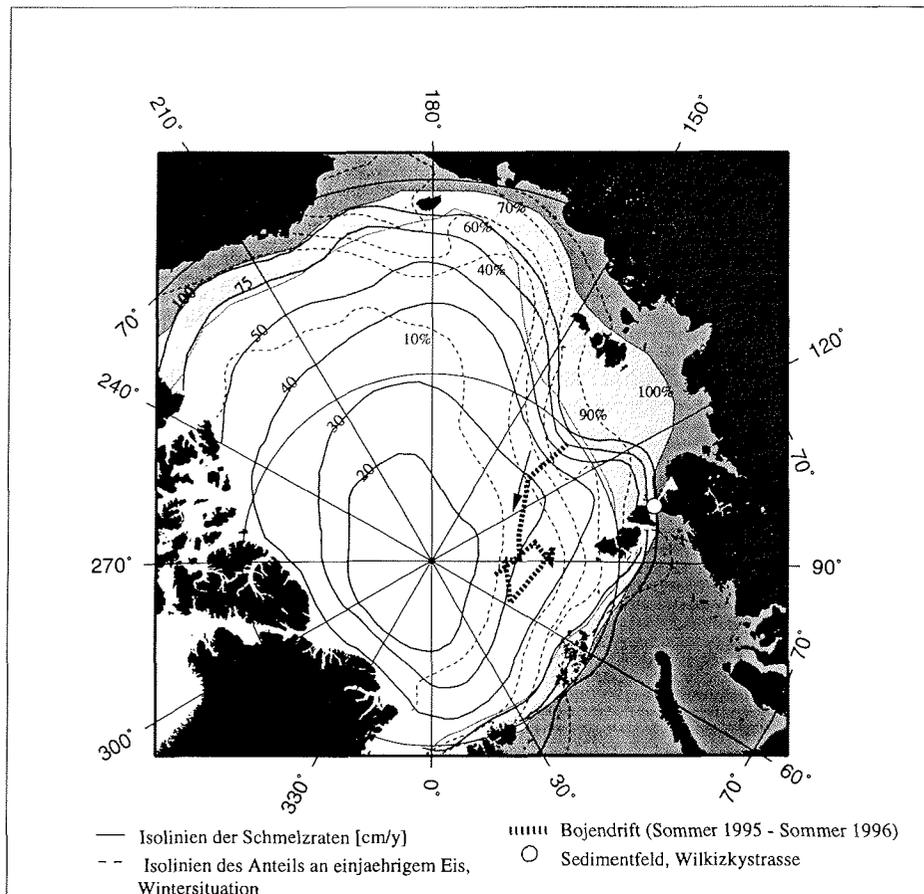


Abb. 4.18: Schmelzraten und winterliche Verteilung einjährigen Eises im arktischen Ozean nach Romanov (1993). Der hellgrau unterlegte Bereich stellt den Aufenthaltsort der sommerlichen Eiskante zwischen 1979 und 1995 dar, wie er aus Fernerkundungsdaten des SMMR- und SSM/I - Satelliten abgeleitet wurde (Kreyscher, 1998). Der dunkelgrau unterlegte Schelfseebereich ist im Sommer eisfrei.

Nach Clark und Hanson (1983) ist meereistransportiertes Sediment Hauptbestandteil der rezenten Sedimentation im arktischen Ozean. Die Verteilung der freigesetzten Sedimentationsfracht muß sich demnach in der Verteilung der rezenten Sedimentationsraten widerspiegeln. Clark et al. (1986) bestimmten über ^{14}C -Datierung die rezenten Sedimentationsraten an mehreren Sedimentbohrkernen im arktischen Becken (Lokation: $\sim 78^\circ\text{N}$, 174°W) auf 0.1-0.3 cm/kyr. Eisenhauer et al (1990)

fanden über die ^{10}Be - und ^{230}Th -Stratigraphie in der Framstraße und angrenzenden Grönlandsee (Lokation: $\sim 78^\circ\text{N}$, 1°E) rezente Sedimentationsraten von 2.5 cm/kyr . Bezogen auf die gleiche Fläche sedimentiert in der Framstraße und Grönlandsee das 10 bis 20-fache dessen ab, was im arktischen Becken sedimentiert. Da jedoch das Sedimentationsgebiet im arktischen Becken ungefähr die 8-fache Fläche besitzt, ergibt sich ein Sedimentanteil von 56-71%, der vom ursprünglich ins Meereis eingeschlossenen Sediment in der Framstraße und angrenzenden Grönlandsee freigesetzt wird. Das Verhältnis der Sedimentationsraten korreliert demnach mit den Verhältnissen der Freisetzungsraten von meereistransportiertem Sediment während der Drift.

5. Fazit und Ausblick

In dieser Arbeit wurde erstmals die Permeabilität von sommerlichem arktischen, ein- und mehrjährigem Meereis systematisch untersucht und Aussagen über die hydraulische Heterogenität und Anisotropie getroffen. Dazu wurde ein In-situ- und ein Laborverfahren zur Messung von Meereis-permeabilitäten entwickelt und erfolgreich angewendet. Die Messungen zeigen, daß das Meereis vielfach hochpermeabel und darin mit Karstgesteinen vergleichbar ist.

Die Ergebnisse dieser Arbeit lassen hauptsächlich Schlußfolgerungen in drei Kernfragen zu. Diese betreffen einerseits die Bedeutung des advektiven, oberflächennahen Transports für die Austauschprozesse an der Grenzschicht Meereis-Atmosphäre. Andererseits kann die Frage beantwortet werden, in welchem Zusammenhang die hydraulischen Eigenschaften mit der spezifischen Porenraumstruktur des Meereises stehen und ein Porenraummodell aufgestellt werden. Schließlich kann die Abhängigkeit des partikulären Stofftransports von den hydraulischen Eigenschaften beurteilt werden. Dies betrifft insbesondere die kleinskalige Umlagerung von Sediment und dessen Freisetzung in die unterliegende Wassersäule. Im Folgenden wird auf diese drei Aspekte näher eingegangen.

Bedeutung des advektiven Transports

Die Bedeutung des advektiven Transport steht in direkten Zusammenhang mit der Frage nach dem Verbleib des oberflächlich gebildeten Schmelzwassers. Der Verbleib ist wiederum von den Permeabilitäten der oberflächennahen Eissegmente abhängig. Diese streuen über den gesamten Wertebereich von 6 Größenordnungen. Demzufolge unterscheidet sich die potentielle Beweglichkeit des Schmelzwassers regional erheblich. Klassifiziert nach vier unterschiedlichen Eistypen ergibt sich folgendes Bild:

- Ebenes mehrjähriges Eis ist in den oberflächennahen Segmenten überwiegend impermeabel. Die Permeabilität folgt in der Vertikalen einem „geschlossenen“ Profil, d.h. das die Permeabilität mit der Tiefe zunimmt. Damit wird eine nennenswerte vertikale Perkolation des Schmelzwassers verhindert, sofern die Schmelzraten nicht so hoch sind, daß die gesamte impermeable Oberflächenschicht innerhalb eines Sommers abschmilzt. Das Schmelzwasser verbleibt entweder am Entstehungsort oder wird topographiebedingt lateral in lokale Oberflächensenken verfrachtet. Die Senken bilden demzufolge die potentiellen Lokationen für die Bildung von Schmelztümpeln in mehrjährigem Eis. Bis auf den lateralen Abfluß an Schollenrändern, verbleibt das Schmelzwasser an der Eisoberfläche.

- In ebenem einjährigem Eis dagegen streuen die Permeabilitäten der oberen Eisschichten von hochpermeablen bis zu impermeablen Werten. In der Vertikalen folgen die Permeabilitäten größtenteils „konstanten“ Profilen. Wie mit Modellstudien gezeigt wurde, wird in Eis mit „konstanten“ Permeabilitätsprofilen der Porenraum selbst dann vertikal durchströmt, wenn der

hydrostatische Druck in der Horizontalen variiert (Abschn. 3.3.1). Somit erscheint in einjährigem Eis die vertikale Perkolation von Schmelzwasser zu überwiegen. Jedoch deutet das Auftreten von impermeablen Schichten darauf hin, daß perkolierendes Schmelzwasser innerhalb der Sommerperiode auch wieder gefrieren und die vertikalen Fließwege verschließen kann. Dadurch wird trotz der hydraulischen Anisotropie mit ursprünglich vertikaler Vorzugsrichtung das Schmelzwasser lateral verfrachtet und verbleibt in den Oberflächenschichten, sofern es nicht an den Schollenrändern abfließt. Sowohl die Ausbildung von oberflächennahen impermeablen Schichten als auch die laterale Bewegung von Schmelzwasser fördern die Bildung und Ausweitung von Schmelztümpeln in einjährigem Eis und lassen theoretisch auch eine Ausbildung der Tümpel in ebenem Eis ohne topographische Senken zu.

- Neueis - zumindest aus den HSVA-Eistankeexperimenten ohne Schneeauflage - besitzt innerhalb des gesamten Eiskörpers keine impermeablen Schichten, so daß davon ausgegangen werden kann, daß Schmelzwasser vertikal durch die Eismatrix perkoliert. Prinzipiell sollte demnach in Neueis keine Schmelztümpelbildung stattfinden, da das Schmelzwasser vertikal abgeführt wird. Dies konnte jedoch wegen fehlender Beobachtungsmöglichkeiten in dieser Arbeit nicht nachgewiesen werden.

- In deformiertem Eis aus Preßeisrücken sind die Oberflächensegmente hochpermeabel. Die Permeabilitäten folgen in der Vertikalen einem geöffneten Profil, d.h. das die Permeabilität mit der Tiefe abnimmt. Modellsimulationen einer Preßeisrückenflanke sowie die Tracerexperimente im Feld belegen großräumige laterale Fluidbewegungen, die durch den hydrostatischen Druck der Schmelzwassersäule angetrieben werden. Die laterale Beweglichkeit führt in der Umgebung von Schmelztümpeln neben einem Massetransport auch zu einem Wärmetransport in das Eis. Denn aufgrund der niedrigen Albedo heizt sich das Wasser in den Schmelztümpeln auf, ehe es in den Eiskörper perkoliert. Die transportierte Wärme weitet die Poren und erhöht die Permeabilität. Damit erhöht sich der Durchfluß und die nachgeführte Wärmemenge, so daß sich die Durchströmung positiv verstärkt.

Besondere Relevanz haben die Messungen der hohen lateralen Beweglichkeit, die zeigen, daß eine größere Menge Schmelzwasser in den oberflächennahen Schichten vorhanden ist. Die Rückhaltung des Schmelzwassers fördert die Restrukturierung des Oberflächeneises sowie seine Veränderung der optischen Signatur und beschleunigt das Oberflächenschmelzen. Beide Folgeerscheinungen müssen in der Modellierung der Schmelzvorgänge und des globalen Eisrückganges Berücksichtigung finden. Vertikale Durchströmung und damit effektive Entsalzung kann nur in Neueis bzw. einjährigem Eis stattfinden, wodurch aus hydrologischer Sicht die Beobachtung der beschleunigten Entsalzung innerhalb der ersten Schmelzperiode bestätigt wird. Jedoch kann die Entsalzung durch die Ausbildung von impermeablen Schichten verhindert werden und somit der wesentliche sommerliche Entsalzungsvorgang, d. h. das Flushing, wegfallen. Der Salzgehalt im darauffolgenden Jahr ist demnach abhängig von der Schichtenbildung und somit ist es von zentraler Bedeutung,

die Randbedingungen für die Entstehung von impermeablen Schichten zu untersuchen. Daraus folgt, daß nicht immer davon ausgegangen werden kann, daß mehrjähriges Eis durch einen niedrigen Salzgehalt in den Oberflächenschichten charakterisiert ist. Dies muß in der fernerkundlichen Klassifizierung von Meereistypen berücksichtigt werden. In der Arbeit konnte bislang gezeigt werden, daß ein hoher Salzgehalt der Eisoberfläche (Neueis) diese Schichtenbildung verhindert und das die impermeablen Schichten durch ein Fehlen der Drainagesysteme innerhalb des Porenraums charakterisiert sind.

Zusammenhang zwischen hydraulischen Eigenschaften und spezifischer Porenraumstruktur

Aus den Messungen der hydraulischen Eigenschaften können weitere Schlußfolgerungen über mikroskalige strukturelle Aspekte des Meereisporenraums gezogen werden. Sie bilden die Basis für die grundlegende Charakterisierung des Porenraums und die Aufstellung eines Porenraummodells für Meereis. Ein wesentliches Ergebnis zur Struktur des Meereisporenraums stellen die gefundenen funktionalen Zusammenhänge zwischen der Permeabilität k und der effektiven Porosität n_{eff} dar (Abschn. 2.4.4). Sie lassen Rückschlüsse auf die Evolution des Porenraums und die bestehenden Verdichtungs- und Weitungsmechanismen zu (Abschn. 2.7.4). Für Neueis ist die durch die gemessene $k(n_{\text{eff}})$ -Relation beschriebene Strukturänderung durch einen selektiven, vom Durchfluß abhängigen Mechanismus zu erreichen. Dieser selektiv wirkende Mechanismus kann als Rückwirkungsprozeß von perkolierender Sole auf den umschließenden Porenraum verstanden werden und hat, wie die Modellsimulationen zeigen, die Ausbildung einer dominanten Drainagestruktur zur Folge (Abschn. 2.7.3, 2.7.4). Die $k(n_{\text{eff}})$ -Relation für ein- und mehrjähriges Eis läßt sich dagegen durch einen gleichmäßigen Verdichtungs- und Weitungsprozeß beschreiben, der die Porengrößenverteilung unverändert läßt. Daraus folgt, daß die Ausbildung des Drainagesystems auf das frühe Stadium der Eisbildung festgelegt ist.

Die spezifische Porenstruktur von Meereis konnte durch ein Random-Netzwerk-Modell beschrieben werden, dessen Anwendbarkeit anhand des Vergleichs zwischen gemessenen und modellierten Permeabilitäten nachgewiesen wurde (Abschn. 2.2.2, 2.7.1). So ist das Modell in der Lage, aus einer vorgegebenen Porengrößenverteilung die Permeabilität der Eismatrix abzuleiten. Die Modellstudien belegen, daß sich die Durchströmung auf einen geringen Teil des Meereisporenraums konzentriert (Abschn. 2.7.2). Sole, Schmelzwasser, Nährstoffe und auch Sedimente werden demnach überwiegend entlang der dominanten Fließwege durch den Porenraum transportiert. Dies bedeutet z. B., daß der Prozeß der gravitativen Entsalzung nicht von der Gesamtporosität, sondern nur vom Sekundärporenanteil abhängt (Abschn. 2.8).

Die Abhängigkeit der Permeabilität arktischen Meereises von der Ausbildung von Drainagestrukturen ist bislang wenig beachtet worden. So läßt sich die von Cox und Weeks (1975) gemessene kritische Porosität von 50% für den

Einsatz von Entsalzungsströmen in Neueis nicht als kritische Porosität für den Übergang von impermeablem zu permeablem arktischen Meereis interpretieren. Für arktisches Meereis, mit Ausnahme von wenige Tage altem Neueis, konnte kein eindeutiger Übergang zwischen impermeabler und permeabler Phase gefunden werden, da dieser an Existenz und Verbleib von individuellen Drainagestrukturen gekoppelt und nicht allein porositätsabhängig ist. Interessanterweise hat der Abschluß der Primärporen zumindest im Permeabilitätsbereich unterhalb von 10^{-14} m^2 (was als effektiv impermeabel definiert ist) keine Wirkung auf die Gesamtpermeabilität. Auch tritt keine Abschnürung der sekundären Strukturen oberhalb von 10^{-14} m^2 auf. Denn in der $k(n_{\text{eff}})$ -Abhängigkeit ist selbst für die kleinsten Porositäten von unter 1‰ kein rasches Absinken der Permeabilität zu beobachten, wie es für andere poröse Medien unterhalb der Schwelle des beginnenden Verlusts des Porenzusammenhangs charakteristisch ist. Deshalb erscheint die Anwendung der von Golden et al (1998) eingeführten Perkolationschwelle zur Interpretation von Übergängen aus impermeablen zu permeablen Zuständen auf ein- und mehrjähriges Meereis zweifelhaft.

Konsequenzen für den kleinskaligen Stofftransport

Es zeigte sich, daß partikuläre Stofftransport durch perkolierendes Schmelzwasser nur im hochpermeablen Zustand des arktischen Meereises möglich ist. Dies konnte aus der Modellierung der Durchströmung und Partikelumlagerung auf der Porenskala nachgewiesen, wie auch in Laborexperimenten zur Sedimentumlagerung und -filterung experimentell bestätigt werden. Das hohe Rückhaltevermögen von über 90% korrespondiert mit Feldbeobachtungen von hohen Sedimentkonzentrationen auf den Oberflächen mehrjähriger Eisschollen. Die Freisetzungsraten durch Schmelzwasserperkolation für das in das arktische Meereis eingeschlossene Sediment wurde auf 3% abgeschätzt und beschränkt sich auf die erste Schmelzperiode des Eises. Damit ist die Sedimentperkolation zwar nicht vernachlässigbar, doch liegt die Freisetzung in gleicher Größenordnung mit den Freisetzungsraten, die durch direktes Schmelzen oder Eisdeformation bedingt sind (Abschn. 1.3.2, 4.4). Der freigesetzte Anteil des eingeschlossenen Sediments über den gesamten Bereich des arktischen Beckens beträgt nach grober Abschätzung 21-35%. Der restliche Teil wird erst nach vollständigem Schmelzen des Eises in Framstraße, Grönland- und Barentssee in die Wassersäule entlassen. Setzt man die groben Abschätzungen der Freisetzungsraten aus dem Meereis mit den auf geologischen Skalen abgeleiteten Sedimentationsraten im arktischen Becken ins Verhältnis, so lassen sich diese, rezente Einschlußmengen vorausgesetzt, vollständig auf meereistransportiertes Material zurückführen.

Ausblick

Aufbauend auf die Ergebnisse dieser Arbeit ergeben sich für meereis-
hydrologische Fragestellungen zukünftig drei Schwerpunkte:

- *Prozeßstudien zur zeitlichen Entwicklung des Schmelz- und
Entsalzungsvorganges mit dem Ziel eines strukturauflösenden Entsalzungs-
und Schmelzflußmodells*

Von zentraler Bedeutung ist dabei die weiterführende Untersuchung der
Entstehung impermeabler Schichten im sommerlichen arktischen Meereis.
Unter welchen Temperatur- und Salinitätsbedingungen entstehen sie?
Welche Rolle spielen die Tau- und Gefrierzyklen? Welchen Einfluß hat eine
Schneeauflage zu Beginn der Schmelzperiode?

Die Untersuchungen können sowohl auf der Skala des Porenraums als auch
auf der Skala der Eisschollen durchgeführt werden. Letztere schließen Fragen
nach der Evolution von Schmelztümpeln mit ein. Voraussetzung dafür wären
ortsfeste Feldexperimente über die Zeitdauer einer Schmelzphase,
beispielsweise auf einer Driftstation, die auf die in dieser Arbeit adaptierten
Tracertechniken zurückgreifen. Auf kleiner Skala sind experimentelle
Untersuchungen in einem Kernspintomographen sinnvoll. Der Vorteil einer
kernspintomographischen Untersuchung liegt in der zerstörungsfreien
Beobachtung der Eisprobe, so daß zeitlich aufgelöste Prozeßstudien möglich
werden. Die Anwendung dieser Methode konnte in Vorstudien gezeigt
werden, in denen die sekundären Drainagestrukturen visuell auflösbar waren.

Für die Modellierung hydrologischer Prozesse ist eine Ausweitung der
Modelle auf drei Dimensionen sinnvoll. Die erfolgreiche Anwendung des
zweidimensionalen Gitter-Boltzmann-Formalismus auf die Durchströmung des
Meereisporenraums liefert die Grundlage für eine Erweiterung auf drei
Dimensionen. Für ein strukturauflösendes Entsalzungs- und Schmelzfluß-
modell muß der Gitter-Boltzmann-Formalismus auf die Differentialgleichungen
der Konvektion angewendet und Phasenübergänge integriert werden.

- *Porenraummodell zur Untersuchung biologischer Besiedlung von
Meereis*

In der Modellierung auf Porenskala hat sich gezeigt, daß der Porenraum sehr
heterogen durchströmt wird und in Abhängigkeit von den aufgeprägten
Druckgradienten (bzw. Re-Zahlen) sich unterschiedliche Strömungsfelder
ausbilden. Sowohl durch Nährstoffangebot als auch durch geometrische
Auslese wirkt der Porenraum auf die Besiedlungsform zurück. Für die Unter-
suchung von biologischen Lebensgemeinschaften könnten durch die
Integration eines Porenraummodells die abiotischen Randbedingungen
simuliert werden. Konkret hieße dies, daß Abhängigkeiten zwischen dem
Verbrauch an Nährstoffen und seinem Nachschub sowie zwischen Poren-
größenverteilungen und Speziesverteilung untersucht werden könnten.

- *Porenraummodell zur Untersuchung von Emission und Streuung von Mikrowellen*

Kenntnisse über die Steu- und Absorptionseigenschaften von Meereis spielen in der Interpretation von Fernerkundungsdaten eine entscheidene Rolle. Da Emission und Streuung nicht nur von der Zusammensetzung, d.h. von dem Anteil an Sole, Gas und festen Salzkristallen, sondern auch von der spezifischen Verteilung der Komponenten in der Eismatrix abhängig sind, könnte ein dreidimensionales, hochaufgelöstes Porenraummodell einen wichtigen Beitrag zur Klärung der Randbedingungen bei der theoretischen Bestimmung liefern.

6. Anhang

6.1. Der Gitter-Boltzmann-Formalismus

Das für die Strömungssimulationen benutzte (BGK)-Gitter-Boltzmann-Modell geht auf Arbeiten von Bhatnagar, Gross und Krook (1954), Koelman (1991) und Qian et al. (1992) zurück. Eine Zusammenstellung des theoretischen Hintergrunds gibt Wolf-Gladrow (in Vorb.).

Die zentralen Größen im Gitter-Boltzmann-Formalismus sind die Einteilchenverteilungsfunktionen $F_i(\mathbf{x}, t)$. Aus ihnen leiten sich die lokalen Massendichten ρ und Impulsdichten $\mathbf{j} = (j_x, j_y)$ ab:

$$\rho(\mathbf{x}, t) = \sum_i F_i(\mathbf{x}, t) \quad \mathbf{j}(\mathbf{x}, t) = \sum_i \mathbf{c}_i F_i(\mathbf{x}, t). \quad (6.1)$$

Das gesuchte Strömungsfeld \mathbf{u} ergibt sich daraus durch $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{j}(\mathbf{x}, t) r(\mathbf{x}, t)^{-1}$. In Gl. 6.1 sind die $\mathbf{c}_i = (c_{x,i}, c_{y,i})$ die Verbindungsvektoren zu den benachbarten Gitterknoten. Sie werden Gittergeschwindigkeiten genannt. Auf dem benutzten zweidimensionalen, quadratischen Gitter sind jedem Gitterknoten 9 Gittergeschwindigkeiten und Verteilungsfunktionen zugeordnet (Abb. 6.1). Die Gittergeschwindigkeiten besitzen folgende feste Werte:

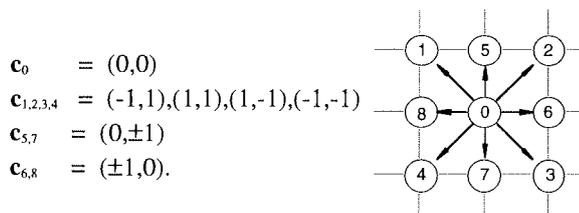


Abb. 6.1: Das quadratische 2D-Koelman-Gitter mit 9 Gittergeschwindigkeiten.

Die Annäherung der Modellgrößen an das gesuchte Strömungsfeld vollzieht sich als Iterationsprozeß aus einem wiederkehrenden Wechsel von Übergängen zu lokalen Gleichgewichten und Propagation der Verteilungen zu benachbarten Gitterknoten.

Die Propagation entlang der Verbindungsvektoren beschreibt die kinetische Gleichung (Gitter-Boltzmann-Gleichung)

$$F_i(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i, t + 1) = (1 - \omega) F_i(\mathbf{x}, t) + \omega F_i^{\text{eq}}(\mathbf{x}, t). \quad (6.2)$$

Darin sind die $F_i^{\text{eq}}(\mathbf{x}, t)$ die lokalen Gleichgewichtsverteilungen. Sie sind an einem Gitterknoten gegeben durch die lokale Massen- und Impulsdichte:

$$\begin{aligned} F_0^{\text{eq}} &= \frac{4}{9} \rho \left(1 - \frac{3}{2} \mathbf{u}^2 \right), \\ F_i^{\text{eq}} &= \frac{1}{36} \rho \left(1 + 3 \mathbf{c}_i \mathbf{u} + \frac{9}{2} (\mathbf{c}_i \mathbf{u})^2 - \frac{3}{2} \mathbf{u}^2 \right) \quad \text{für } i = 1, 2, 3, 4, \end{aligned} \quad (6.3)$$

$$F_i^{\text{eq}} = \frac{1}{9} \rho (1 + 3c_i \mathbf{u} + \frac{9}{2} (c_i \mathbf{u})^2 - \frac{3}{2} \mathbf{u}^2) \quad \text{für } i = 5, 6, 7, 8.$$

Der Kollisionshäufigkeit ω in der kinetischen Gleichung (Gl. 6.2) kann dazu genutzt werden, die Viskosität des Fluids einzustellen. Der Zusammenhang mit der kinematischen Viskosität ν des Modellfluids ist gegeben durch

$$\nu = \frac{2 - \omega}{6\omega}. \quad (6.4)$$

Das Druckfeld der Strömung ergibt sich aus der Massendichte durch

$$p(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{3} \rho(\mathbf{x}, t) - p_0, \quad (6.5)$$

wobei p_0 eine frei wählbare Konstante ist.

Der Algorithmus des Gitter-Boltzmann-Modells besteht zusammenfassend aus 5 Schritten und stellt sich als Strukturdiagramm wie folgt dar:

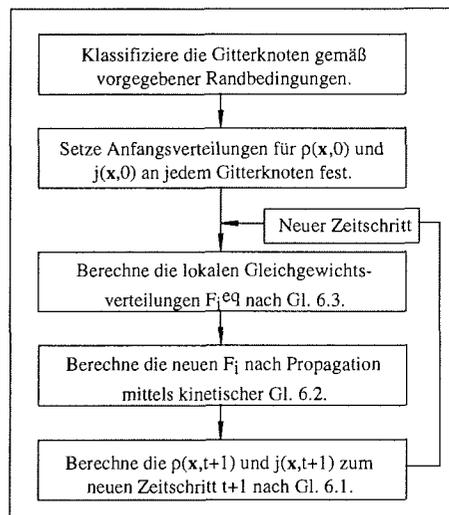


Abb. 6.2: Gitter-Boltzmann-Modell-Algorithmus.

6.1.1 Modellgeometrie und Randbedingungen

Die Größe des Modellgitters wird den einzelnen digitalisierten Porenraumkörpern angepaßt und liegt in der Größenordnung von 10^6 Gitterknoten. Das Modellgebiet hat die Form eines Kanals, in dessen Mitte der zu den Außenwänden abgeschlossene Porenkörper sitzt. Sowohl vor als auch hinter dem Porenkörper befindet sich eine offene Fließstrecke für den Zu- bzw. Ablauf (Abb. 6.3).

Unter den Gitterknoten lassen sich zwei Typen klassifizieren: die 'nassen' Gitterknoten in Gebieten der flüssigen Phase und die 'trockenen' Knoten in Gebieten der Festmatrix. Von den trockenen Knoten werden nur noch diejenigen Knoten berücksichtigt, die unter den 8 nächsten Nachbarknoten mindestens einen nassen Knoten haben. Sie zählen zu den (trockenen) Randknoten an der Grenzfläche zwischen flüssiger und fester Phase. Alle anderen trockenen Gitterknoten aus den strömungsfreien Gebieten werden aus dem Iterationsprozeß herausgenommen.

Die Randbedingung zwischen flüssiger und fester Phase wird als Haft- (No-slip-) Bedingung vorgegeben. Diese fordert, daß sowohl die Normal- als auch die Tangentialkomponente der Geschwindigkeit auf dem Rand Null sein müssen. Die Umsetzung innerhalb des Gitter-Boltzmann-Formalismus folgt dem „Half-way wall bounceback“-Schema (Zou und He, 1995). Darin liegt der tatsächliche Rand nicht direkt auf einem trockenen Randknoten, sondern im mittleren Abstand zum nächsten nassen Knoten. Die lokalen Verteilungsfunktionen F_i der Randknoten unterliegen anstelle des skizzierten Iterationsprozesses aus Propagationen und Übergängen zu Gleichgewichtsverteilungen einem Reflexionsschema: Propagiert eine Verteilungsfunktion gemäß Gl. 6.2 auf einen Randknoten, so erhält nach dieser Regel die entgegengesetzt orientierte Verteilungsfunktion des Randknotens den gleichen Wert, so daß die ursprüngliche Verteilungsfunktion im nächsten Zeitschritt vom Randknoten aus auf den nassen Ursprungsknoten zurückgeworfen wird (Abb. 6.3). Welche der 9 lokalen Verteilungsfunktionen reflektiert wird, hängt von der relativen Lage zwischen Rand- und nassen Gitterknoten ab. Diese kann innerhalb des Porenraumkörpers 8 mögliche Positionen einnehmen. Eine vollständige Vertauschung aller entgegengesetzt orientierten Verteilungsfunktionen erfüllt für alle Positionen das „Half-way wall bounceback“-Schema. Somit gilt für alle trockenen Randknoten unabhängig von ihrer Lage folgendes Vertauschungsschema:

$$\begin{array}{ll} F_1 \mapsto F_3 & F_3 \mapsto F_1 \\ F_5 \mapsto F_7 & F_7 \mapsto F_5 \\ F_2 \mapsto F_4 & F_4 \mapsto F_2 \end{array} \quad (6.6)$$

Die Behandlung der nassen Randknoten an der Gitterbegrenzung in Hauptfließrichtung (x-Richtung) erfordert die Vorgabe einer weiteren Randbedingung. Hier wird eine offene Zu- und Abflußbedingung umgesetzt, die fordert, daß der Gradient der Geschwindigkeit in x-Richtung Null sein muß. Für die drei unbestimmten Verteilungsfunktionen eines nassen Randknotens gilt dann

$$\begin{array}{l} F_2(0,y) \mapsto F_2(1,y-1) \\ F_3(0,y) \mapsto F_3(1,y+1) \\ F_6(0,y) \mapsto F_6(1,y) \end{array} \quad (6.7a)$$

für alle nassen Knoten am linken Rand, und

$$\begin{array}{l} F_2(x_{\max},y) \mapsto F_2(x_{\max}-1,y-1) \\ F_3(x_{\max},y) \mapsto F_3(x_{\max}-1,y+1) \end{array} \quad (6.7b)$$

$$F_6(x_{\max}, y) \mapsto F_6(x_{\max} - 1, y)$$

für alle nassen Knoten am rechten Rand.

Zur Veranschaulichung dieser Bestimmung läßt sich das Modellgitter an der Gitterbegrenzung durch diejenige Knotenreihe gedanklich fortsetzen, die die Randknoten auf der Gitterinnenseite benachbart. Bei Durchführung der Propagation werden nun die 3 unbestimmten Verteilungsfunktionen jedes Randknotens von den propagierten Verteilungsfunktionen der gedachten Knotenreihe besetzt (Abb. 6.3).

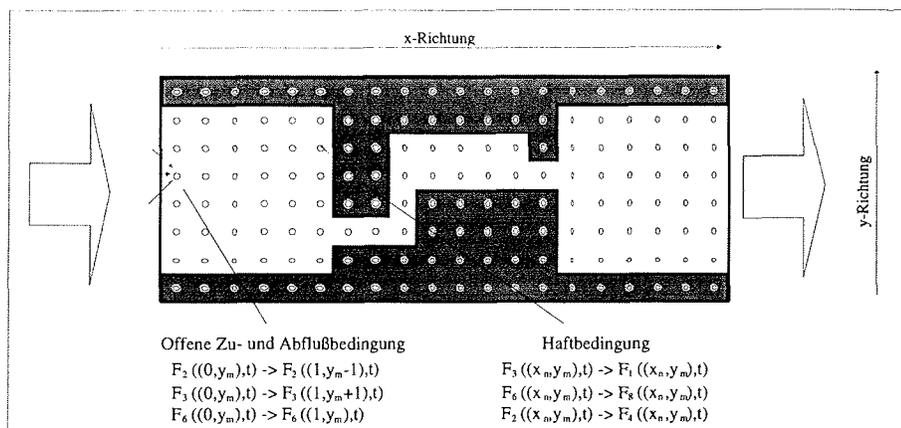


Abb. 6.3: Schematische Skizze des Modellkanals mit unterlegtem Gitterknotenetz.

6.1.2 Einbau der treibenden Kraft

Als treibende Kraft wird eine Druckdifferenz zwischen den Modellgrenzen in Hauptfließrichtung aufgeprägt. Aufgrund des Zusammenhangs von Druck und Massendichte (Gl. 6.5) ist dies gleichbedeutend mit der Vorgabe einer festen Dichtedifferenz zwischen den nassen Randknoten auf dem linken und rechten Rand. Die Dichtedifferenz wird symmetrisch auf die beiden Ränder verteilt, so daß das arithmetische Mittel dem Dichtewert für die inneren Gitterknoten in der Anfangsverteilung ρ_0 entspricht:

$$\begin{aligned} \rho((0, y), t) &= \rho_0 + \Delta\rho \\ \rho((x_{\max}, y), t) &= \rho_0 - \Delta\rho \end{aligned} \quad \forall t, y. \quad (6.8)$$

Die Simulation startet immer aus dem Ruhezustand mit $\mathbf{j}(\mathbf{x}, t=0) = 0$ für alle Gitterknoten und $\rho(\mathbf{x}, t=0) = \rho_0 = 1$ (in Gittereinheiten) für alle inneren Gitterknoten. Während sich im Laufe des Iterationsprozesses das Strömungs- und Druckfeld innerhalb des Porenkörpers einstellt, wird die Druckdifferenz zwischen den Randknoten konstant gehalten.

6.1.3 Skalierung

Um den Modellformalismus auf reale Geometrien anwenden zu können, müssen die in Gittereinheiten dargestellten Modellgrößen in physikalische Einheiten transformiert werden. Zu den Gittereinheiten des Modells gehören die Gittermasseneinheit ME, die Gitterlängeneinheit GE, die die Länge in Abständen der Gitterknoten in x-Richtung bzw. y-Richtung angibt, und die Gitterzeiteinheit TE, die die Zeit in Anzahl an Iterationsschritten beschreibt. Die Gitterlängeneinheit GE wird durch die Auflösung des in das Modell integrierten Porenkörperbildes bestimmt. Die Pixelweite des Porenkörperbildes entspricht gerade einer GE. Sie liegt in den Simulationen in der Größenordnung zwischen 10^{-5} und 10^{-4} m. Die Gleichsetzung der Anfangsmassendichte von $1 \text{ ME} \cdot \text{GE}^{-3}$ mit der Dichte $\rho = 1000 \text{ kgm}^{-3}$ von Wasser legt die Masseneinheit ME fest auf $1 \text{ ME} = 4.44 \cdot 10^{-3} \text{ kg}$. Die Festlegung der Gitterzeiteinheit TE wird durch die Einstellung der aufgeprägten Druckdifferenz vorgenommen. Da die Druckdifferenzen Dichteschwankungen induzieren, sind diese in Gittereinheiten ($\text{ME} \cdot \text{GE}^{-1} \cdot \text{TE}^{-2}$) so festgelegt, daß die Dichteschwankungen innerhalb des Kanals unterhalb von 1% liegen. Je nach real aufgeprägter Druckdifferenz folgen für die Gitterzeiteinheit TE Werte zwischen 10^{-4} und 10^{-6} s. Mit Gl. 6.4 und der Skalierung der Zeit- und Längeneinheit wird die Kollisionshäufigkeit ω so eingestellt, daß die kinematische Viskosität des Fluids der Viskosität von Wasser bei 0°C von $\nu = 1.79 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ entspricht.

6.2 Physikalische Größen, Einheiten und Symbole

Permeabilität und Porenraum

x, y, z	[m]	Kartesische Koordinaten
t	[s]	Zeit
$n, n_{\text{eff}}, n_{\text{sek}}$	[%]	Porosität, effektive Porosität, Porosität des sekundären Porenraums
$V_{\text{gas}}, V_{\text{rgas}}$	[m ³],[%]	Gasvolumen, relatives Gasvolumen
$V_{\text{S}}, V_{\text{rS}}$	[m ³],[%]	Solevolumen, relatives Solevolumen
$V_{\text{zS}}, V_{\text{rzS}}$	[m ³],[%]	Zentrifugiertes Solevolumen, relatives zentrifugiertes Solevolumen
R, D, δ	[m]	Poren-(Kanal-, Kapillar-) radius, Kanaldurchmesser, Porendurchmesser
$A, A_{\text{gP}}, A_{\text{G}}$	[m ²]	Querschnittsfläche, Querschnittsfläche der Poren, Gesamtquerschnittsfläche
σ, β		Beschreibende Parameter in der logarithmischen Normalverteilung
$\Delta L, L$	[m]	Probenlänge in Hauptfließrichtung
h, h_{krit}, H	[m]	Füllstand, kritischer Füllstand, Piezometerhöhe (Füllstandshöhe)
$\rho, \rho_{\text{E}}, \rho_{\text{RE}}$	[kgm ⁻³]	Fluiddichte, Dichte von Meereis, Dichte von reinem Eis
$k, k_{\text{V}}, k_{\text{I}}, k_{\text{x}}, k_{\text{y}}, k_{\text{z}}$	[m ²]	Permeabilität, Permeabilität in vertikaler und lateraler Richtung, Permeabilität in x-, y-, z-Richtung
$v, v $	[ms ⁻¹]	Spezifischer Durchfluß
u	[ms ⁻¹]	Strömungsgeschwindigkeit
$p, \Delta p$	[mbar]	Druck, aufgeprägte Druckdifferenz
g	[ms ⁻²]	Erdbeschleunigung
Re, Re_{krit}		Reynoldszahl, kritische Reynoldszahl
μ	[kgm ⁻¹ s ⁻¹]	Dynamische Viskosität
ν	[m ² s ⁻¹]	Kinematische Viskosität
γ		Korrekturfaktor für die In-Situ-Bestimmung der vertikalen Permeabilität
PDF		Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion
PGV		Porengrößenverteilung

Röhren- und Netzwerkmodell

N		Anzahl der Röhren innerhalb eines Querschnitts
R^T	[m]	Transformierter Radius nach einem Weitungsprozeß
m_i		Porenraumanteil der i-ten Porengrößenklasse am Gesamtporenraum
$k_{\text{gi}}, k_{\text{xi}}, k_{\text{yi}}, k_{\text{zi}}, k_{\text{G}}, k_{\text{horz}}$	[m ²]	Permeabilität der i-ten Gitterzelle, Permeabilität der i-ten Gitterzelle in x-,y-,z-Richtung, Gesamtpermeabilität des Netzwerks, Permeabilität einer

6. Anhang

k_{gi}^T		horizontalen Gitterebene, transformierte Permeabilität nach einem Weitungsprozß
a_i , a_{horz}		Gitterzellenanteil der i-ten Porengrößenklasse in einer Gitterebene, Zellenanzahl in einer Gitterebene
q_{gi}	[m ³ s ⁻¹]	Volumenstrom durch das i-te Gitterelement
n_{gi}^T , n_{gi}^T , n_G , n_G		Porosität der i-ten Gitterzelle, transformierte Porosität einer Gitterzelle nach einem Weitungsprozß, Gesamtporosität und transformierte Gesamtporosität
V_{pgi} , V_p	[m ³]	Porenraumvolumen der i-ten Gitterzelle, Gesamtporenraumvolumen
f_{gi}		Gewichtungsfaktor beim selektiven Weitungsprozß für die Porosität der i-ten Gitterzelle

Fluidströmungen

u_f	[ms ⁻¹]	Mittlere Durchflußgeschwindigkeit
u_w	[ms ⁻¹]	Mittlere Windgeschwindigkeit
λ	[nm]	Wellenlänge
λ_z	[s ⁻¹]	Zerfallskonstante
V_A	[m ³]	Ausflußvolumen
r_T , d_T , A_T	[m][m][m ²]	Tümpelradius, -tiefe, -fläche
C_T , C_E	[mg/l]	Tracerkonzentration im Tümpel und im Porenwasser des Eises
d_T	[m]	Schichtdicke des Durchflußhorizonts
c_f	[Jkg ⁻¹ °C ⁻¹]	Spezifische Wärmekapazität von Wasser
Q	[J]	Wärmemenge
T	[°C]	Temperatur

Kleinskaliger Stofftransport

F_R	[kgms ⁻²]	Stokessche Reibungskraft
$\Delta\rho$	[mbar]	Dichtedifferenz zwischen Partikel- und Fluidichte
u_g	[ms ⁻¹]	Grenzgeschwindigkeit
x_p , y_p	[m],[m]	Partikelposition
s	[m]	Bis zur Sedimentation zurückgelegte Partikelstrecke in y-Richtung
r , d	[m]	Partikelradius, -durchmesser
r_{krit}	[m]	Kritischer Partikelradius
S_p		Perkolationsanteil der suspendierten Partikel
c	[mgkg ⁻¹]	Partikelkonzentration im Fluid oder im Eisvolumen

Eisproben- und Stationsbezeichnungen:

Alle Bezeichnungen mit „HSVA“ im Namen beziehen sich auf die Eistankexperimente in der Hamburgischen Schiffbau-Versuchsanstalt, mit „R11“ auf die Arktisexpedition von 1995 und mit „OD“ auf die Expedition von 1996.

6.3 Glossar

Meereis

Neueis - junges Eis	Allgemeine Bezeichnung für kürzlich gebildetes Eis mit einer Eismächtigkeit bis zu 30 cm.
Einjähriges Eis	Meereis, das in der Herbst- oder Wintersaison gebildet wurde und noch keine sommerliche Schmelzsaison überdauert hat. Seine Eisdicke liegt zwischen 30- bis 200 cm.
Mehrfähriges Eis - zweijähriges Eis	Meereis, das mehr als eine Sommersaison überdauert hat.
Säuliges Eis	Meereis, dessen Kristallstruktur säulig ist. Es bildet sich unter ungestörten Wachstumsbedingungen.
Granulares Eis	Meereis mit körniger Kristallstruktur. Es entsteht beispielsweise in turbulenter Wassersäule aus aufschwimmenden Eisplättchen.
Restrukturiertes Eis	Oberflächennahes Eis, das durch Schmelz- und Gefrierprozesse seine Kristallstruktur verändert hat.
Turbid Eis	Meereis, das aus Eisbrei hervorgegangen und mit feinverteiltem Sediment beladen ist.
Preßeisrücken	Aufgepreßtes Eis in Form eines Rückens, der aus einzelnen Schollenstücken gebildet wird.
Ebenes Eis	Undeformiertes, thermodynamisch gewachsenes Eis.

Porenraum und Permeabilität

Primärporenraum	Einschlußstrukturen von Sole während der Eisbildung (s. Abschn. 1.2.1).
Sekundärporenraum	Transformationsstrukturen des Primärporenraums nach Entsalzungs- und Schmelzprozessen (s. Abschn. 1.2.2).
Drainagestruktur	Wurzelförmige Struktur des Sekundärporenraums, die sich durch den Entsalzungsprozeß formt (s. Abschn. 1.2.2).
Gravitative Drainage	Entsalzungsprozeß, in dem die Sole unter der Einwirkung der Schwerkraft aus dem Eis in das unterliegende Meerwasser drainiert (s. Abschn. 1.2.2).

6. Anhang

Soleexpulsion	Entsalzungsprozeß, in dem die Sole in der Abkühlungsphase aus den Soletaschen herausgedrückt wird (s. Abschn. 1.2.2).
Konvektives Overturning	Aufgrund instabiler Dichteschichtung erzwungene Konvektionsströmung innerhalb eines Porenkanals (s. Abschn. 1.2.1).
Gleichmäßige Weitung	Über alle Porengrößen verteilte, gleichgroße Volumenzunahme des Porenraums (s. Abschn. 2.7.4).
Selektive Weitung	Vom lokalen Durchflußvolumen abhängige, und damit ungleichmäßig über den Porenraum verteilte Volumenzunahme (s. Abschn. 2.7.4).
Hochpermeabel	Meereis mit einer Permeabilität oberhalb von 10^{-10} m^2 . Die Durchflußzeiten liegen für typische Eissituationen in Größenordnung von Minuten (s. Abschn. 2.4.1).
(Effektive) Impermeabilität	Meereis mit einer Permeabilität unterhalb von $5 \cdot 10^{-14} \text{ m}^2$. Die Durchflußzeiten liegen für typische Eissituationen in Größenordnung von Wochen (s. Abschn. 2.4.1).
Geschlossenes Permeabilitätsprofil	Vertikalprofil mit niedrigen Permeabilitäten in den oberflächennahen Eissegmenten und höheren Permeabilitäten innerhalb des Eiskörpers (s. Abschn. 2.4.6).
Geöffnetes Permeabilitätsprofil	Vertikalprofil mit hohen Permeabilitäten in den oberflächennahen Eissegmenten und niedrigeren Permeabilitäten innerhalb des Eiskörpers (s. Abschn. 2.4.6).
Konstantes Permeabilitätsprofil	Vertikalprofil mit konstanten Permeabilitäten in allen Eishorizonten (s. Abschn. 2.4.6).

7. Literaturverzeichnis

Ackermann, N., H.T. Shen and B. Sanders (1994): Experimental studies of sediment enrichment of arctic ice covers due to wave action and frazil entrainment. J. Geophys. Res. **99**, 7761-7770.

Adler, P. (1992): Porous Media: Geometry and Transports. Butterworth-Heinemann Series in Chemical Engineering, Stoneham.

Adler, P.M., C.G. Jacquin and J.A. Quiblier (1990): Flow in simulated porous media. Int. J. Multiphase Flow **16**(4), 691-712.

Allen, J.R.L. (1985): Physical Sedimentology. Allen & Unwin, London.

Alley, R.B. (1987): Transformations in Polar Firm. 413.

Ambegaokar, V., B. Halperin and J.S. Langer (1971): Hopping conductivity in disordered systems. Phys. Rev. B **4**, 2612-2620.

Anderson, D.M. and W.F. Weeks (1958): A theoretical analysis of sea ice strength. Trans. Am. Geophys. **39**(4), 632-640.

Arrigo, K.R., J.N. Kremer and C.W. Sullivan (1993): A Simulated Antarctic Fast Ice Ecosystem. J. Geophys. Res. **98**(C4), 6929-6946.

Assur, A. (1958): Composition of sea ice and its tensile strength. In *Arctic sea ice*. National Academy of Sciences - National Research Council Publication, Washington D. C., **598**, 106-138.

Barnes, P.W., E. Reimnitz and D. Fox (1982): Ice Rafting of Finegrained Sediment, a Sorting and Transport Mechanism, Beaufort Sea, Alaska. J. Sed. Petr. **52**(2), 493-502.

Barnes, P.W., E.M. Kempema and E. Reimnitz (1990): Source, characteristics and Significance of Sediment Pellets Formed on the Sea Ice of the Arctic Basin. In *Sea Ice Properties and Processes* CRREL Monogr. **90-1**, 106-108.

Barry, R.G., M.C. Serreze, R.H. Preller and J.A. Maslanik (1993): The Arctic Sea Ice-Climate System: Observations and Modeling. Reviews of Geophys. **31**(4), 397-422.

Behrens, H., H. Oerter and O. Reinwarth (1982): Results of Tracer Experiments with Fluorescent Dyes on Vernagtferner (Oetztal Alps, Austria) from 1974 to 1982. Zeitschrift für Gletscherkunde und Glazialgeologie **18**(1), 65-83.

Bennington, K.O. (1967): Desalination Features in Natural Sea Ice. J. Glaciol. **6**(48), 845-857.

Berkowitz, B. and I. Balberg (1993): Percolation Theory and Its Application to Groundwater Hydrology. Water Resour. Res. **29**(4), 775-794.

Bernabé, Y., W.F. Brace and B. Evans (1982): Permeability, porosity and pore geometry of hot-pressed calcite. Mech. Mater. **1**, 173-183.

Berner, H. and G. Wefer (1990): Physiographic and Biologic Factors Controlling Surface Sediment Distribution in the Fram Strait. In *Geological History of the Polar Oceans: Arctic Versus Antarctic*. U. Bleil and J. Thiede (Hrsg.), NATO ASI Ser. **C308**, 317-335.

Bhatnagar, P., E.P. Gross and M.K. Krook (1954): A model for collision processes in gases. I. Small amplitude processes in charged and neutral one-component systems. Phys. Rev. **3**, 511-525.

Bourbie, T. and B. Zinszner (1985): Hydraulic and Acoustic Properties as a Function of Porosity in Fontainebleau Sandstone. J. Geophys. Res. **90**(B13), 11524-11532.

Brace, W.F. (1980): Permeability of crystalline and argillaceous rocks. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. **17**, 241-251.

Brace, W.F. (1984): Permeability of Crystalline Rocks: New In Situ Measurements. J. Geophys. Res. **89**(B6), 4327-4330.

Bryant, S., C. Cade and D. Mellor (1993): Permeability Prediction from Geologic Models. The American Association of Petroleum Geologists Bulletin **77**(8), 1338-1350.

Clark, D.L. and A. Hanson (1983): Central Arctic Ocean Sediment Texture: A Key to Ice Transport Mechanisms. In *Glacial-Marine Sedimentation*. B. F. Molnia (Hrsg.), 301-330.

Clark, D.L., M. Andree, W.S. Broecker, A.C. Mix, G. Bonani, H.J. Hofmann, E. Morenzoni, M. Nessi, M. Suter and W. Woelfli (1986): Arctic Ocean Chronology confirmed by Accelerator ¹⁴C Dating. Geophys. Res. Lett. **13**(4), 319-321.

Clauser, C. (1992): Permeability of Crystalline Rocks. EOS Transactions, American Geophysical Union **73**(21), 233-238.

Colony, R. and A.S. Thorndike (1984): An Estimate of the Mean Field of Arctic Sea Ice Motion. J. Geophys. Res. **89**(C6), 10623-10629.

Colony, R. and A.S. Thorndike (1985): Sea Ice as a Drunkards' Walk. J. Geophys. Res. **90**(C1), 965-974.

Cota, G.F., S.J. Prinsenberg, E.B. Bennett, J.W. Loder, M.R. Lewis, J.L. Anning, N.H.F. Watson and L.R. Harris (1987): Nutrient Fluxes During Extended Blooms of Arctic Ice Algae. J. Geophys. Res. **92**(C2), 1951-1962.

Cox, G.F.N. and W.F. Weeks (1975): Brine drainage and initial salt entrapment in sodium chloride ice. Res. Rep., Cold Reg. Res. and Eng. Lab., **345**.

Cox, G.F.N. and W.F. Weeks (1983): Equations for Determining the Gas and Brine Volumes in Sea-Ice Samples. J. Glaciol. **29**(12), 306-316.

D'Ans, J. and E. Lax, (Hrsg) (1967): Taschenbuch für Chemiker und Physiker. Springer-Verlag, Berlin. **1**.

David, C., G. Y. and G. Pampoukis (1990): Effective Medium Theory and Network Theory Applied to the Transport Properties of Rock. J. Geophys. Res. **95**(B5), 6993-7005.

Delesse, M.A. (1847): Procédé mécanique pour déterminer la composition des roches. C.D. Acad. Sci. (Paris) **25**, 544.

Dethleff, D., D. Nürnberg, E. Reimnitz, M. Saarlo and Y.P. Savchenko (1993): East Siberian Arctic Region Expedition 1992: The Laptev Sea - Its Significance for Arctic Sea-Ice Formation and Transpolar Sediment Flux. In *Berichte zur Polarforschung*. **120**, 1-44.

Dobrin, U. (1996): Ein Gitter-Boltzmann-Modell für den barotropen Ozean. In *Berichte aus dem Fachbereich Physik.*, Bremen, 108.

Doyen, P.M. (1988): Permeability, conductivity and pore geometry of Sandstone. J. Geophys. Res. **93**(B7), 7729-7740.

Drewry, D.J. (1986): Glacial Geologic Processes. Arnold, USA.

Dreybrodt (1988): Processes in Karstsystems: physics, chemistry, and geology. Springer-Verlag, Berlin.

Dullien, F.A.L. (1979): Porous Media, Fluid Transport and Pore Structure. Academic Press, New York.

Duplessis, J.P. and L.I. Roos (1994): Predicting the hydrodynamic permeability of sandstone with a pore-scale model. J. Geophys. Res. **99**(B10), 19771-19776.

Eicken, H. (1991): Quantifizierung von Meereiseeigenschaften: Automatische Bildanalyse von Dünnschnitten und Parametrisierung von Chlorophyll- und Salzgehaltsverteilungen. Berichte zur Polarforschung **82**.

Eicken, H. (1994a): Structure of under-ice melt ponds in the central Arctic and their effect on the sea-ice cover. Limnol. Oceanogr. **39**(3), 682-694.

Eicken, H., V. Alexandrov, R. Gradinger, G. Ilyin, B. Ivanov, A. Luchetta, T. Martin, K. Olsson, E. Reimnitz, R. Pác, P. Poniz and J. Weissenberger (1994b): Distribution, Structure and Hydrography of Surface Melt Puddles. In *Die*

Expedition ARCTIC 1993, der Fahrtabschnitt ARK-IX/4 mit FS "Polarstern" 1993. D. K. Fütterer (Hrsg.), Berichte zur Polarforschung **149**, 73-76.

Eicken, H., R. Gradinger, B. Ivanov, A. Makshtas and R. Pác (1994c): Surface Melt Puddles on Multi-year Sea Ice in the Eurasian Arctic. World Climate Research Programme WCRP-94, Proceedings of the ACSYS Conference on the Dynamics of the Arctic Climate System, Göteborg, Sweden.

Eicken, H. and J. Meincke (1994d): The Expedition ARKTIS-IX/1 of RV "Polarstern" in 1993. Berichte zur Polarforschung **134**.

Eicken, H., L. M., M. Leppäranta, W.B. Tucker III, A.J. Gow and O. Salmela (1995): Thickness, structure, and properties of level summer multiyear ice in the Eurasian sector of the Arctic Ocean. J. Geophys. Res. **100**(C11), 22,697-22,710.

Eicken, H., E. Reimnitz, V. Alexandrov, T. Martin, H. Kassens and T. Viehoff (1997): Sea-ice processes in the Laptev sea and their importance for sediment export. Cont. Shelf Res. **17**(2), 205-233.

Eicken, H., J. Weissenberger, I. Bussmann, F. Cottier, K.-U. Evers, C. Krembs, H. Kuosa, R. Hall, P. Jochmann, G.H. Leonard, F. Lindemann, M. Reissemann, H. Shen, L.H. Smedsrud, S.F. Ackley, J. Freitag, R. Gradinger, J. Ikävalko, W. Schuster, F. Valero Delgado and P. Wadhams (1998): Ice-tank studies of physical and biological sea-ice processes. In *IAHR, Proceedings of the 14th International Symposium on Ice*. H. T. Shen (Hrsg.), Balkema, Rotterdam, London, New York, 363-370.

Eicken, H., J. Kolatschek, F. Lindemann, I. Dmitrenko, J. Freitag and H. Kassens (in Vorb.): Identifying a major source area and constraints on entrainment for basin-scale sediment transport by Arctic sea ice.

Eide, L.I. and S. Martin (1975): The Formation of Brine Drainage Features in Young Sea Ice. J. Glaciol. **14**, 137-154.

Eisenhauer, A., A. Mangini, R. Botz, P. Walter, J. Beer, G. Bonani, M. Suter, H.J. Hofmann and W. Wölfli (1990): High Resolution ¹⁰Be and ²³⁰Th Stratigraphy of Late Quaternary Sediments from the Fram Strait (Core 23235). In *Geological History of the Polar Oceans: Arctic Versus Antarctic*. U. Bleil and J. Thiede (Hrsg.), NATO ASI Ser. **C308**, 475-487.

Ewing, R.P. and S.C. Gupta (1993a): Modeling Percolation Properties of Random Media Using a Domain Network. Water Resour. Res. **29**(9), 3169-3178.

Ewing, R.P. and S.C. Gupta (1993b): Percolation and Permeability in Partially Structured Networks. Water Resour. Res. **29**(9), 3179-3188.

Freeze, R.A. and J.A. Cherry (1979): Groundwater. Prentice-Hall, London.

Frisch, U., B. Hasslacher and Y. Pomeau (1986): Lattice-gas automata for the Navier-Stokes equation. Phys. Rev. Lett. **56**(14), 1505-1508.

Gaspar, E. (1987): *Modern Trends in Tracer Hydrology*. CRC Press, Florida.

Gerdel, R.W. and F. Drouet (1960): the Cryoconite of the Thule Area, Greenland. Transactions of the American Microscopical Society **79**(3), 256-272.

Golden, K.M., S.F. Ackley and V.I. Lytle (1998): The Percolation Phase Transition in Sea Ice. Science **282**, 2238-2241.

Goldschmidt, P.M., S.L. Pfirman, I. Wollenburg and R. Henrich (1992): Origin of sediment pellets from Arctic seafloor: sea ice or icebergs? Deep Sea Res. **39**(Suppl. 2), 539-565.

Gordienko, P.A. and A.F. Laktionov (1969): Circulation and physics of the Arctic basin waters. In *Annals of the International Geophysical Year, Oceanography*. Pergamon Press, New York, **46**, 94-112.

Gow, A.J., I. Tucker, W.B. and W.F. Weeks (1987): Physical Properties of Summer Sea Ice in the Fram Strait, June-July 1984. CRREL Report, U. S. Army Cold Reg. Res. and Eng. Lab., **87-16**.

Gribbon, P.W.F. (1979): Cryoconite holes on Sermikavsak West Greenland. J. Glaciol. **86**, 177-181.

Håkansson, B. (1997): Remote sensing of sea ice in the High Arctic. In *Polarforskningssekreteriatets årsbok 1995/96*. Stockholm, 62-63.

Hebbeln, D. and G. Wefer (1991): Effects of ice coverage and ice-rafted material on sedimentation in the Fram Strait. Nature **350**, 409-411.

Hudier, E. and G. Ingram (1994): Small scale melt processes governing the flushing of nutrients from a first-year sea ice, Hudson Bay, Canada. Oceanologica Acta **17**(4), 397-403.

Jones, D.R.H. (1973): The temperature-gradient migration of liquid droplets through ice. J. Cryst. Growth **20**, 145-151.

Kasai, T. and N. Ono (1984): An Experimental Study of Brine Upward Migration in Thin Sea Ice. Low Temp. Sci. **A43**, 149-155.

Käss, W. (1992): *Geohydrologische Markierungstechnik*. Borntraeger, Berlin. **9**.

Kassens, H., (Hrsg) (1997): Laptev Sea System: Expeditions in 1995. Berichte zur Polarforschung. Bremerhaven. **248**.

Kassens, H. and V.Y. Karpiy, (Hrsg) (1994): Russian-German Cooperation: The Transdrift I Expedition to the Laptev Sea. Berichte zur Polarforschung. Bremerhaven. **151**.

Kassens, H., D. Piepenburg, J. Thiede, L. Timokhov, H.-W. Hubberten and S.M. Priamikov, (Hrsg) (1995): Russian-German Cooperation: Laptev Sea System. Berichte zur Polarforschung. Bremerhaven. **176**.

Katz, A.J. and A.H. Thompson (1987): Prediction of Rock Electrical Conductivity From Mercury Injektion Measurements. J. Geophys. Res. **92(B1)**, 599-607.

Kaviany, M. (1991): Principles of Heat Transfer in Porous Media. Springer-Verlag.

Kempema, E.W., E. Reimnitz and P. Barnes (1989): Sea Ice Entrainment and Rafting in the Arctic. J. Sediment. Petrol. **59(2)**, 308-317.

Kempema, E.W., E. Reimnitz, J.R. Clayton and J.R. Payne (1993): Interactions of frazil and anchor ice with sediment particles in a flume. Cold Reg. Sci. Technol. **21**, 137-149.

Kindle, E.M. (1924): Observations on Ice-Borne Sediments by the Canadian and Other Arctic Expeditions. Am. J. Sci. (5th) **7**, 251-286.

Kingery, W.D. (1963): Effects of microstructure on the properties of ceramics. In *The Physics and Chemistry of Ceramics, proceeding of a symposium held at the Pennsylvania State University, May, 28-30, 1962*. C. Klingsberg (Hrsg.), New York, 286-310.

Kinzelbach, W. (1995): Grundwassermodellierung. Borntraeger-Verlag, Berlin.

Knackstedt, M.A. and J.P. Duplessis (1996): Simple permeability model for natural granular media. Geophys. Res. Lett. **23(13)**, 1609-1612.

Koelman, J.M.V.A. (1991): A Simple Lattice Boltzmann Scheme for Navier-Stokes Fluid Flow. Europhys. Lett. **15**, 603-607.

Kolatschek, J. (1998): Meereisdynamik und Sedimenttransport in der Arktis - Ergebnisse aus Feldstudien, Fernerkundung und Modellierung. Dissertation, Universität Bremen.

Koplik, J. (1981): On the effective medium theory of random linear networks. J. Phys. **C14**, 4821-4837.

Koplik, J., C. Lin and M. Vermette (1984): Conductivity and permeability from microgeometry. J. Appl. Phys. **56(11)**, 3127-3131.

- Kreyscher, M. (1998): Dynamik des arktischen Meereises - Validierung verschiedener Rheologieansätze für die Anwendung in Klimamodellen. Berichte zur Polarforschung **291**.
- Lake, R.A. and E.L. Lewis (1970): Salt Rejection by Sea Ice during Growth. J. Geophys. Res. **75**(3), 583-597.
- Larsen, B., A. Elverhøi and P. Aagaard (1987): Study of particulate material in sea ice in the Fram Strait - a contribution to paleoclimatic research? Polar Res. **5**, 313-315.
- Leppäranta, M. and T. Manninen (1988): The brine and gas content of sea ice with attention to low salinities and high temperatures. Internal Report, Finish Institute of Marine Research.
- Lofgren, G. and W.F. Weeks (1969): Effect of Growth Parameters on Substructure Spacing in NaCl Ice Crystals. J. Glaciol. **8**(52), 153-164.
- Madden, T.R. (1976): Random Networks and Mixing Laws. Geophysics **41**(6A), 1104-1125.
- Malmgren, F. (1933): On the properties of sea-ice. In *The Norwegian North Polar Expedition with the "Maud" 1918-1925*. H. U. Sverdrup (Hrsg.), Bergen, Norwegen,
- Martin, S. (1979): A field study of brine drainage and oil entrainment in first-year sea ice. J. Glaciol. **22**(88), 473-502.
- Maykut, G.A. (1982): Large scale heat exchange and ice production in the central Arctic. J. Geophys. Res. **87**(C10), 7971-7984.
- Maykut, G.A. (1986): The surface heat and mass balance. In *The Geophysics of Sea Ice*. N. Untersteiner (Hrsg.), NATO ASI Ser., New York, **B146**, 395-463.
- Maykut, G.A. and N. Untersteiner (1971): Some Results from a Time-Dependent Thermodynamic Model of Sea Ice. J. Geophys. Res. **76**(6), 1550-1575.
- Maykut, G.A. and D.K. Perovich (1987): The Role of Shortwave Radiation in the Summer Decay of a Sea Ice Cover. J. Geophys. Res. **92**(C7), 7032-7044.
- McDonald, M.G. and A.W. Harbaugh (1988): MODFLOW, A modular three-dimensional finite difference groundwater flow model. Open -File Report, U. S. Geological Survey, Denver. **91-536**.
- Milne, A.R., R.H. Herlinveaux and G. Wilton (1977): A field study on the permeability of multiyear ice to sea water with implications on its permeability to oil. Arctic Marine Sciences, Institute of Ocean Sciences, Department of Fisheries and the Environment, Sidney, B. C., 4-EC-77-11, Sidney.

- Nakawo, M. and N.K. Sinha (1981): Growth rate and salinity profile of first-year sea ice in the high arctic. J. Glaciol. **27**(96), 315-330.
- Nakawo, M. and N.K. Sinha (1984): A Note on Brine Layer Spacing of First-Year Sea Ice. Atmosphere-Ocean **22**(2), 193-206.
- Nalimov, Y.V. (1995): The Ice-thermal Regime at Front Deltas of Rivers of the Laptev Sea. In *Russian-German Cooperation: Laptev Sea System*. H. Kassens, D. Piepenburg, J. Thiede et al (Hrsg.), Berichte zur Polarforschung. **176**, 55-61.
- Nansen, F. (1898): In *Nacht und Eis*. Brockhaus, Leipzig. **2**.
- Nasser-Rafi, R., R. Deshmukh and D.R. Poirier (1985): Flow of Interdendritic Liquid and Permeability in Pb-20 Wt Pct Sn Alloys. Metall. Transactions **16A**, 2263-2271.
- Neuman, S.P. (1990): Universal Scaling of Hydraulic Conductivity and Dispersivities in Geologic Media. Water Resour. Res. **26**(8), 1749-1758.
- Niedrauer, T.M. and S. Martin (1979): An experimental study of brine drainage and convection in young sea ice. J. Geophys. Res. **84**, 1176-1186.
- Nield, D.A. and A. Bejan (1992): *Convection in Porous Media*. Springer-Verlag.
- Nürnberg, D., I. Wollenburg, D. Dethleff, H. Eicken, H. Kassens, T. Letzig, E. Reimnitz and J. Thiede (1994): Sediments in Arctic sea ice: Implication for entrainment, transport and release. Mar. Geol. **119**, 185-214.
- Olgaard, D.L. and J.D. Fitz Gerald (1993): Evolution of pore microstructures during healing of grain boundaries in synthetic calcite rocks. Contrib. Mineral. Petrol. **115**, 138-154.
- Osterkamp, T.E. and J.P. Gosink (1984): Observations and Analysis of Sediment-laden Sea Ice. In *The Alaskan Beaufort Sea Ecosystems and Enviroments*. P. W. Barnes, D. M. Schell and E. Reimnitz (Hrsg.), 73-93.
- Parkinson, C.L., J.C. Comiso, H.J. Zwally, D.J. Cavalieri, G. P. and W.J. Campbell (1987): Arctic sea ice, 1973-1976: Satellite passive-microwave observations. *Natl. Aeronaut. and Space Admin., Washington, D. C.* **489**.
- Perovich, D.K. and A.J. Gow (1991): A Statistical Description of the Microstructure of Young Sea Ice. J. Geophys. Res. **96**(C9), 16943-16953.
- Perovich, D.K. and A.J. Gow (1996): A quantitative description of sea ice inclusions. J. Geophys. Res. **101**(C8), 18,327-18,343.
- Pfirman, S., I. Wollenburg, J. Thiede and M. Lange (1987): Lithogenic sediment on Arctic pack ice: Potential eolian flux and contribution to deep sea

sediments. NATO Advanced Research Workshop: Paleoclimatology and Paleometeorology: Modern and Past Patterns of Global Atmospheric Transport, Oracle, Arizona.

Pfirman, S., J.-C. Gascard, I. Wollenburg, P. Mudie and A. Abelmann (1989): Particle-laden Eurasian Arctic sea ice: observations from July and August 1987. Polar Res. **7**, 59-66.

Pfirman, S., M.A. Lange, I. Wollenburg and P. Schlosser (1990): Sea ice characteristics and the role of sediment inclusions in deep-sea deposition: arctic - antarctic comparisons. In *Geological History of the Polar Oceans: Arctic Versus Antarctic*. U. Bleil and J. Thiede (Hrsg.), NATO ASI Ser. **C308**, 187-211.

Podgorny, I.A. and T.C. Grenfell (1996): Absorption of solar energy in a cryoconite hole. Geophys. Res. Lett. **23**(18), 2465-2468.

Polunin, N. (1949): Arctic Unfolding. Hutchinson, New York.

Pounder, E.R. (1965): The physics of ice. Pergamon Press.

Qian, Y.H., D. D'Humières and P. Lallemand (1992): Lattice BGK Models for Navier-Stokes Equation. Europhys. Lett. **17**, 479-484.

Rachor, E., (Hrsg) (1997): Scientific cruise Report of the Arctic Expedition ARK-XI/1 of RV "Polarstern" in 1995. Berichte zur Polarforschung. **226**.

Rearic, D.M., P.W. Barnes and E. Reimnitz (1990): Bulldozing and Resuspension of Shallow-Shelf Sediment by Ice Keels: Implications for Arctic Sediment Transport Trajectories. Mar. Geol. **91**, 133-147.

Reimnitz, E. and K.F. Bruder (1972): River Discharge into an ice covered ocean and related sediment dispersal, Beaufort Sea, Coast of Alaska. Geol. Soc. Am. Bull. **83**, 861-866.

Reimnitz, E. and P.W. Barnes (1974): Sea Ice as a Geological Agent on the Beaufort Sea Shelf of Alaska. In *The Coast and Shelf of the Beaufort Sea*. J. C. Reed and J. E. Sater (Hrsg.), Arctic Inst. of North America, 301-351.

Reimnitz, E., E.W. Kempema and P.W. Barnes (1987): Anchor Ice, Seabed Freezing, and Sediment Dynamics in Shallow Arctic Seas. J. Geophys. Res. **92**(C13), 14671-14678.

Reimnitz, E., L. Marinovich, M. McCormick and W.M. Briggs (1992): Suspension freezing of bottom sediment and biota in the Northwest Passage and implications for Arctic Ocean sedimentation. Can. J. Earth Sci. **29**, 693-703.

Reimnitz, E., P.W. Barnes and W.S. Weber (1993a): Particulate matter in the pack ice of the Beaufort Gyre. J. Glaciol. **39**(131), 186-198.

Reimnitz, E., M. McCormick, K. McDougall and E. Brouwers (1993b): Sediment Export by Ice Rafting from a Coastal Polynya, Arctic Alaska, U. S. A. Arctic and Alpine Res. **25**(2), 83-98.

Reimnitz, E., J.R. Clayton, E.W. Kempema, J.R. Payne and W.S. Weber (1993c): Interaction of rising frazil with suspended particle: tank experiments with applications to nature. Cold Reg. Sci. Technol. **21**, 117-135.

Reimnitz, E., D. Dethleff and D. Nürnberg (1994): Contrasts in Arctic shelf sea-ice regimes and some implications: Beaufort Sea versus Laptev Sea. Mar. Geol. **119**, 215-225.

Romanov, N.P. (1993): Ledianoi Pokrov Arkticheskogo Basseina; Ice Cover of the Arctic Basin. St. Petersburg.

Röthlisberger, H. (1972): Water pressure in intra- und subglacial channels. J. Glaciol. **11**(62), 177-203.

Rothman, D.H. (1988): Cellular-automaton fluids: A model for flow in porous media. Geophysics **53**(4), 509-518.

Saeki, H., T. Takeuchi and E. Suenaga (1986): Experimental Study on Permeability Coefficient of Sea Ice. In *Ice Technology, Proceedings of the 1st International Conference*. T. K. S. Murthy, J. J. Connor, and C. A. Brebbia (Hrsg.), Springer-Verlag, Cambridge, Mass., USA, 237-246.

Sahimi, M. (1995): Flow and Transport in Porous Media and Fractured Rock. VCH-Verlag, Weinheim.

Saito, T. and N. Ono (1978): Measurements of Kerosene Permeability of NaCl Ice. Low Temp. Sci. **A37**, 55-62.

Scheidegger, A.E. (1974): The Physics of Flow Through Porous Media. University of Toronto Press, Toronto.

Schlichting, H. (1982): Grenzschicht-Theorie. Verlag Braun, Karlsruhe.

Schwarzacher, W. (1959): Pack ice studies in the Arctic Ocean. J. Geophys. Res. **64**, 2357-2367.

Seeburger, D.A. and A. Nur (1984): A Pore Space Model for Rock Permeability and Bulk Modulus. J. Geophys. Res. **89**(B1), 527-536.

Serra, J. (1982): Image Analysis and Mathematical Morphology. Academic Press, London.

Sharma, G.D. (1979): The Alaskan Shelf. Springer-Verlag,

- Sharma, G.D., J.D. Kreitner and D.W. Hood (1971): Sea ice characteristics in Bering Sea. 1st Intl. Conf. on Port and Ocean Engineering under Arctic Conditions, Trondheim, Norway, Tech. Univ. of Norway.
- Shen, H.T. and N.L. Ackermann (1990): Wave-Induced Sediment Enrichment in Coastal Ice Covers. In *Sea ice Properties and processes* CRREL Monogr. **90-1**, 100-102.
- Shreve, R.L. (1972): Movement of water in glaciers. J. Glaciol. **11**(62), 205-214.
- Spindler, M. (1990): A comparison of arctic and antarctic sea ice and the effects of different properties on sea ice biota. In *Geological History of the Polar Oceans: Arctic Versus Antarctic*. U. Bleil, and J. Thiede (Hrsg.), NATO ASI Ser., Kluwer Academic Publishers, **C308**, 173-186.
- Spindler, M. (1994): Notes on the biology of sea ice in the Arctic and Antarctic. Polar Biol. **14**, 319-324.
- Stauffer, D. and A. Aharony (1995): Perkolations-theorie - Eine Einführung. VCH-Verlag, Weinheim.
- Succi, S. (1997): Lattice Boltzmann equation: failure or Success? Physica A **240**(1-2), 221-228.
- Sverdrup, H.U. (1931): The transport of material by pack ice. Geogr. J. **77**, 399-400.
- Sverdrup, H.U. (1938): Notes on erosion by drifting snow and transport of solid material by sea ice. Am. J. Sci. **35**(5), 370-373.
- Tabata, T. and N. Ono (1957): On the structure of sea ice. Low Temp. Sci. **A16**, 197-210.
- Thorndike, A.S. (1986): Kinematics of Sea Ice. In *The Geophysics of Sea Ice*. N. Untersteiner (Hrsg.), NATO ASI Ser., New York, **B146**, 489-551.
- Tiller, W.A. (1962): Effect of grain boundaries on solute partitioning during progressive solidification. Acta Metallurgica **1**, 428-437.
- Timco, G.W. and R.P. Burden (1997): An analysis of the shapes of sea ice ridges. Cold Regions Science and Technology **25**, 65-77.
- Timmermans, (Hrsg) (1950): Physico-Chemical Constants of Pure Organic Compounds. Elsevier, New York.
- Tritton, D.J. (1977): Physical Fluid Dynamics. New York.
- Tucker III, W.B., D.K. Perovich and A.J. Gow (1992): Physical Properties of Sea Ice Relevant to Remote Sensing. In *Microwave Remote Sensing of Sea Ice*. F.

D. Carsey (Hrsg.), Geophysical Monograph, American Geophysical Union, **68**, 9-28.

Untersteiner, N. (1968): Natural Desalination and Equilibrium Salinity Profile of Perennial Sea Ice. J. Geophys. Res. **73**, 1251-1257.

Wakatsuchi, M. and T. Saito (1985): On Brine Drainage Channels of Young Sea Ice. Ann. Glaciol. **6**, 200-202.

Wakatsuchi, M. and T. Kawamura (1987): Formation Processes of Brine Drainage Channels in Sea Ice. J. Geophys. Res. **92**, 7195-7197.

Walsh, J.B. and W.F. Brace (1984): The Effect of Pressure on Porosity and the Transport Properties of Rock. J. Geophys. Res. **89**(B11), 9425-9431.

Weeks, W.F. and A.J. Gow (1978): Preferred Crystal Orientations in the Fast Ice Along the Margins of the Arctic Ocean. J. Geophys. Res. **83**(C10), 5105-5121.

Weeks, W.F. and S.F. Ackley (1986): The Growth, Structure, and Properties of Sea Ice. In *The Geophysics of Sea Ice*. N. Untersteiner (Hrsg.), NATO ASI Ser., New York, **B146**, 395-463.

Weibel, E.R. (1979): Stereological methods -Volume 1: Practical methods for biological morphometry. Academic Press, London.

Weissenberger, J. (1992): Die Lebensbedingungen in den Solekanälchen des antarktischen Meereises. Berichte zur Polarforschung **111**.

Weissenberger, J. (1994): Stain Dilution Experiments. In *Die Expedition ARCTIC 1993, der Fahrtabschnitt ARK-IX/4 mit FS "Polarstern" 1993*. D. K. Fütterer (Hrsg.), Berichte zur Polarforschung. **149**, 65-68.

Wettlaufer, J.S., M.G. Worster and H.E. Huppert (1997): The phase evolution of young sea ice. Geophys. Res. Lett. **24**(10), 1251-1254.

Wise, W.R. (1992): A New Insight on Pore Structure and Permeability. Water Resour. Res. **28**, 189-198.

Wolf-Gladrow, D. (in Vorb.): An Introduction to Lattice-Gas, Cellular Automata and Lattice Boltzmann Models.

Wollenburg, I. (1993): Sedimenttransport durch das arktische Meereis: Die rezente lithogene und biogene Materialfracht. Berichte zur Polarforschung **127**.

Zatchek, A. and A. Darovskikh (1997): Thermal conditions of open and frozen melt puddles. In *Wissenschaftlicher Fahrtbericht über die Arktis-Expedition ARK-XI/1 von 1995 mit FS "Polarstern"*. E. Rachor (Hrsg.), Berichte zur Polarforschung. **226**, 48-50.

Zhang, S., M.S. Paterson and S.F. Cox (1994): Porosity and permeability evolution during hot isostatic pressing of calcite aggregates. J. Geophys. Res. **99**(B8), 15741-15760.

Zhu, W., C. David and T. Wong (1995): Network modeling of permeability evolution during cementation and hot isostatic pressing. J. Geophys. Res. **100**(B8), 15451-15464.

Zou, Q. and X. He (1995): On pressure and velocity flow boundary conditions for the lattice Boltzmann BGK model.

Danksagung

Diese Arbeit ist ein Teil eines Teilprojekts des BMBF-Verbundvorhabens „System Laptewsee“. Zuerst möchte ich mich bei Prof. Dr. Peter Lemke bedanken, der diese Arbeit betreute und erst ermöglichte. Für die Übernahme des Koreferats bedanke ich mich ganz herzlich bei Prof. Dr. Roether.

Nach einer so langen Phase sammeln sich in meiner Erinnerung reichlich viele kleine Begebenheiten an, für die ich anderen Menschen zu Dank verpflichtet bin. Am allermeisten möchte ich mich jedoch bei Hajo Eicken für die tollen Diskussionen bedanken, die meine Begeisterung für das Meereis weckten und mir die größte Hilfe waren. Ebenso wichtig war die Unterstützung von Fernando Valero Delgado, mit dem ich alle drei Expeditionen in die Arktis unternahm und mit dem ich sämtliches Eiskernmaterial erbohrte. Auch bei Erk Reimnitz, Heidi Kassens, Bertil Håkansson, Konstanze Langner und Frank Lindemann möchte ich mich in diesem Zusammenhang bedanken. Die HSVA-Experimente erscheinen ohne Kalle Evers und Peter Jochmann undenkbar, deshalb Euch einen herzlichen Dank.

Für alle meereisbezogenen Fragen war mir die AWI-Meereisgruppe mit Christian Haas, Martin Kreyscher und Josef Kolatschek eine große Hilfe. Frederik Jung-Rothenhäusler beriet mich in den unendlichen Fragen zur Unix-Welt. Christopher Krembs half bei der Geräteentwicklung. Dieter Wolf-Gladrow und Uwe Dobrindt unterstützten mich in der Anwendung des Gitter-Boltzmann-Formalismus. Hilmar Kolb und Andreas Koch halfen mir bei den Laborexperimenten. Mit Rainer Sieger diskutierte ich über „Modflow“. Rüttiger Röttgers weihte mich ins Sonnsi ein und Jörg Lobbes half bei der Interpretation der Fluoreszenzspektren von Porenwasser. Dafür möchte ich mich bei Euch bedanken.

Psychische und physische Unterstützung gaben mir der AWI-Night-Club mit Heiko, Jörg, HP, Richard und André, die WG sowie die AWI-Fußballer mit ihren unzähligen Flanken in den freien Raum.

Ein großer Dank geht an Matthias Schwager, der mich als Zimmerkollege mit unzähligen Tips und Tricks vor den täglichen und nächtlichen Abgründen bewahrt hat und an Tania & Helene, die mich bei der Endkorrektur unterstützten.

Ganz besonders danke ich Ellen.

Folgende Hefte der Reihe „Berichte zur Polarforschung“ sind bisher erschienen:

- **Sonderheft Nr. 1/1981** – „Die Antarktis und ihr Lebensraum“
Eine Einführung für Besucher – Herausgegeben im Auftrag von SCAR
- **Heft Nr. 1/1982** – „Die Filchner-Schelfeis-Expedition 1980/81“
zusammengestellt von Heinz Kohnen
- **Heft Nr. 2/1982** – „Deutsche Antarktis-Expedition 1980/81 mit FS ‚Meteor‘“
First International BIOMASS Experiment (FIBEX) – Liste der Zooplankton- und Mikronektonnetzfüge
zusammengestellt von Norbert Klages
- **Heft Nr. 3/1982** – „Digitale und analoge Krill-Echolot-Rohdatenerfassung an Bord des Forschungsschiffes ‚Meteor‘“ (im Rahmen von FIBEX 1980/81, Fahrtabschnitt ANT III), von Bodo Morgenstern
- **Heft Nr. 4/1982** – „Filchner-Schelfeis-Expedition 1980/81“
Liste der Planktonfänge und Lichtstärkemessungen
zusammengestellt von Gerd Hubold und H. Eberhard Drescher
- **Heft Nr. 5/1982** – „Joint Biological Expedition on RRS ‚John Biscoe‘, February 1982“
by G. Hempel and R. B. Heywood
- **Heft Nr. 6/1982** – „Antarktis-Expedition 1981/82 (Unternehmen ‚Eiswarte‘)“
zusammengestellt von Gode Gravenhorst
- **Heft Nr. 7/1982** – „Marin-Biologisches Begleitprogramm zur Standorterkundung 1979/80 mit MS ‚Polar-sirkele‘ (Pre-Site Survey)“ – Stationslisten der Mikronekton- und Zooplanktonfänge sowie der Bodenfischerei
zusammengestellt von R. Schneppenheim
- **Heft Nr. 8/1983** – „The Post-Fibex Data Interpretation Workshop“
by D. L. Cram and J.-C. Freytag with the collaboration of J. W. Schmidt, M. Mall, R. Kresse, T. Schwinghammer
- **Heft Nr. 9/1983** – „Distribution of some groups of zooplankton in the inner Weddell Sea in summer 1979/80“
by I. Hempel, G. Hubold, B. Kaczmaruk, R. Keller, R. Weigmann-Haass
- **Heft Nr. 10/1983** – „Fluor im antarktischen Ökosystem“ – DFG-Symposium November 1982
zusammengestellt von Dieter Adelung
- **Heft Nr. 11/1983** – „Joint Biological Expedition on RRS ‚John Biscoe‘, February 1982 (II)“
Data of micronekton and zooplankton hauls, by Uwe Piatkowski
- **Heft Nr. 12/1983** – „Das biologische Programm der ANTARKTIS-I-Expedition 1983 mit FS ‚Polarstern‘“
Stationslisten der Plankton-, Benthos- und Grundschnepnetzfüge und Liste der Probennahme an Robben und Vögeln, von H. E. Drescher, G. Hubold, U. Piatkowski, J. Plötz und J. Voß
- **Heft Nr. 13/1983** – „Die Antarktis-Expedition von MS ‚Polarbjörn‘ 1982/83“ (Sommerkampagne zur Atka-Bucht und zu den Kraul-Bergen), zusammengestellt von Heinz Kohnen
- **Sonderheft Nr. 2/1983** – „Die erste Antarktis-Expedition von FS ‚Polarstern‘ (Kapstadt, 20. Januar 1983 – Rio de Janeiro, 25. März 1983)“, Bericht des Fahrtleiters Prof. Dr. Gotthilf Hempel
- **Sonderheft Nr. 3/1983** – „Sicherheit und Überleben bei Polarexpeditionen“
zusammengestellt von Heinz Kohnen
- **Heft Nr. 14/1983** – „Die erste Antarktis-Expedition (ANTARKTIS I) von FS ‚Polarstern‘ 1982/83“
herausgegeben von Gotthilf Hempel
- **Sonderheft Nr. 4/1983** – „On the Biology of Krill *Euphausia superba*“ – Proceedings of the Seminar and Report of the Krill Ecology Group, Bremerhaven 12. - 16. May 1983, edited by S. B. Schnack
- **Heft Nr. 15/1983** – „German Antarctic Expedition 1980/81 with FRV ‚Walther Herwig‘ and RV ‚Meteor‘“ – First International BIOMASS Experiment (FIBEX) – Data of micronekton and zooplankton hauls
by Uwe Piatkowski and Norbert Klages
- **Sonderheft Nr. 5/1984** – „The observatories of the Georg von Neumayer Station“, by Ernst Augstein
- **Heft Nr. 16/1984** – „FIBEX cruise zooplankton data“
by U. Piatkowski, I. Hempel and S. Rakusa-Suszczewski
- **Heft Nr. 17/1984** – Fahrtbericht (cruise report) der ‚Polarstern‘-Reise ARKTIS I, 1983“
von E. Augstein, G. Hempel und J. Thiede
- **Heft Nr. 18/1984** – „Die Expedition ANTARKTIS II mit FS ‚Polarstern‘ 1983/84“,
Bericht von den Fahrtabschnitten 1, 2 und 3, herausgegeben von D. Fütterer
- **Heft Nr. 19/1984** – „Die Expedition ANTARKTIS II mit FS ‚Polarstern‘ 1983/84“,
Bericht vom Fahrtabschnitt 4, Punta Arenas-Kapstadt (Ant-II/4), herausgegeben von H. Kohnen
- **Heft Nr. 20/1984** – „Die Expedition ARKTIS II des FS ‚Polarstern‘ 1984, mit Beiträgen des FS ‚Valdivia‘ und des Forschungsflugzeuges ‚Falcon 20‘ zum Marginal Ice Zone Experiment 1984 (MIZEX)“
von E. Augstein, G. Hempel, J. Schwarz, J. Thiede und W. Weigel
- **Heft Nr. 21/1985** – „Euphausiid larvae in plankton from the vicinity of the Antarctic Peninsula, February 1982“ by Sigríd Marschall and Elke Mizdalski
- **Heft Nr. 22/1985** – „Maps of the geographical distribution of macrozooplankton in the Atlantic sector of the Southern Ocean“ by Uwe Piatkowski
- **Heft Nr. 23/1985** – „Untersuchungen zur Funktionsmorphologie und Nahrungsaufnahme der Larven des Antarktischen Krills *Euphausia superba* Dana“ von Hans-Peter Marschall

- Heft Nr. 24/1985** – „Untersuchungen zum Periglazial auf der König-Georg-Insel Südshetlandinseln/ Antarktika. Deutsche physiogeographische Forschungen in der Antarktis. – Bericht über die Kampagne 1983/84“ von Dietrich Barsch, Wolf-Dieter Blümel, Wolfgang Flügel, Roland Mäusbacher, Gerhard Stäblein, Wolfgang Zick
- **Heft Nr. 25/1985** – „Die Expedition ANTARKTIS III mit FS ‚Polarstern‘ 1984/1985“ herausgegeben von Gotthilf Hempel.
 - **Heft Nr. 26/1985** – "The Southern Ocean"; A survey of oceanographic and marine meteorological research work by Hellmer et al.
 - Heft Nr. 27/1986** – „Spätpleistozäne Sedimentationsprozesse am antarktischen Kontinentalhang vor Kapp Norvegia, östliche Weddell-See“ von Hannes Grobe
 - Heft Nr. 28/1986** – „Die Expedition ARKTIS III mit ‚Polarstern‘ 1985 mit Beiträgen der Fahrtteilnehmer, herausgegeben von Rainer Gersonde
 - **Heft Nr. 29/1986** – „5 Jahre Schwerpunktprogramm ‚Antarktisforschung‘ der Deutschen Forschungsgemeinschaft.“ Rückblick und Ausblick. Zusammengestellt von Gotthilf Hempel, Sprecher des Schwerpunktprogramms
 - Heft Nr. 30/1986** – "The Meteorological Data of the Georg-von-Neumayer-Station for 1981 and 1982" by Marianne Gube and Friedrich Obleitner
 - Heft Nr. 31/1986** – „Zur Biologie der Jugendstadien der Notothenioiden (Pisces) an der Antarktischen Halbinsel“ von A. Kellermann
 - Heft Nr. 32/1986** – „Die Expedition ANTARKTIS IV mit FS ‚Polarstern‘ 1985/86“ mit Beiträgen der Fahrtteilnehmer, herausgegeben von Dieter Fütterer
 - Heft Nr. 33/1987** – „Die Expedition ANTARKTIS-IV mit FS ‚Polarstern‘ 1985/86 – Bericht zu den Fahrtabschnitten ANT-IV/3-4“ von Dieter Karl Fütterer
 - Heft Nr. 34/1987** – „Zoogeographische Untersuchungen und Gemeinschaftsanalysen an antarktischen Makroplankton“ von U. Piatkowski
 - Heft Nr. 35/1987** – „Zur Verbreitung des Meso- und Makrozooplanktons in Oberflächenwasser der Weddell See (Antarktis)“ von E. Boysen-Ennen
 - Heft Nr. 36/1987** – „Zur Nahrungs- und Bewegungsphysiologie von *Salpa thompsoni* und *Salpa fusiformis*“ von M. Reinke
 - Heft Nr. 37/1987** – "The Eastern Weddell Sea Drifting Buoy Data Set of the Winter Weddell Sea Project (WWSP)" 1986 by Heinrich Hoerber und Marianne Gube-Lehnhardt
 - Heft Nr. 38/1987** – "The Meteorological Data of the Georg von Neumayer Station for 1983 and 1984" by M. Gube-Lehnhardt
 - Heft Nr. 39/1987** – „Die Winter-Expedition mit FS ‚Polarstern‘ in die Antarktis (ANT V/1-3)“ herausgegeben von Sigrid Schnack-Schiel
 - Heft Nr. 40/1987** – "Weather and Synoptic Situation during Winter Weddell Sea Project 1986 (ANT V/2) July 16 - September 10, 1986" by Werner Rabe
 - Heft Nr. 41/1988** – „Zur Verbreitung und Ökologie der Seegurken im Weddellmeer (Antarktis)“ von Julian Gutt
 - Heft Nr. 42/1988** – "The zooplankton community in the deep bathyal and abyssal zones of the eastern North Atlantic" by Werner Beckmann
 - Heft Nr. 43/1988** – "Scientific cruise report of Arctic Expedition ARK IV/3" Wissenschaftlicher Fahrtbericht der Arktis-Expedition ARK IV/3, compiled by Jörn Thiede
 - Heft Nr. 44/1988** – "Data Report for FV ‚Polarstern‘ Cruise ARK IV/1, 1987 to the Arctic and Polar Fronts" by Hans-Jürgen Hirche
 - Heft Nr. 45/1988** – „Zoogeographie und Gemeinschaftsanalyse des Makrozoobenthos des Weddellmeeres (Antarktis)“ von Joachim Voß
 - Heft Nr. 46/1988** – "Meteorological and Oceanographic Data of the Winter-Weddell-Sea Project 1986 (ANT V/3)" by Eberhard Fahrback
 - Heft Nr. 47/1988** – „Verteilung und Herkunft glazial-mariner Gerölle am Antarktischen Kontinentalrand des östlichen Weddellmeeres“ von Wolfgang Oskierski
 - Heft Nr. 48/1988** – „Variationen des Erdmagnetfeldes an der GvN-Station“ von Arnold Brodscholl
 - **Heft Nr. 49/1988** – „Zur Bedeutung der Lipide im antarktischen Zooplankton“ von Wilhelm Hagen
 - Heft Nr. 50/1988** – „Die gezeitenbedingte Dynamik des Ekström-Schelfeises, Antarktis“ von Wolfgang Kobarg
 - Heft Nr. 51/1988** – „Ökomorphologie nototheniider Fische aus dem Weddellmeer, Antarktis“ von Werner Ekau
 - Heft Nr. 52/1988** – „Zusammensetzung der Bodenfauna in der westlichen Fram-Straße“ von Dieter Piepenburg
 - **Heft Nr. 53/1988** – „Untersuchungen zur Ökologie des Phytoplanktons im südöstlichen Weddellmeer (Antarktis) im Jan./Febr. 1985“ von Eva-Maria Nöthig
 - Heft Nr. 54/1988** – „Die Fischfauna des östlichen und südlichen Weddellmeeres: geographische Verbreitung, Nahrung und trophische Stellung der Fischarten“ von Wiebke Schwarzbach
 - Heft Nr. 55/1988** – "Weight and length data of zooplankton in the Weddell Sea in austral spring 1986 (Ant. V/3)" by Elke Mizdalski
 - Heft Nr. 56/1989** – "Scientific cruise report of Arctic expeditions ARK IV/1, 2 & 3" by G. Krause, J. Meinke und J. Thiede

- Heft Nr. 57/1989** – „Die Expedition ANTARKTIS V mit FS ‚Polarstern‘ 1986/87“
Bericht von den Fahrtabschnitten ANT V/4-5 von H. Miller und H. Oerter
- * **Heft Nr. 58/1989** – „Die Expedition ANTARKTIS VI mit FS ‚Polarstern‘ 1987/88“
von D. K. Fütterer
- Heft Nr. 59/1989** – „Die Expedition ARKTIS V/1a, 1b und 2 mit FS ‚Polarstern‘ 1988“
von M. Spindler
- Heft Nr. 60/1989** – „Ein zweidimensionales Modell zur thermohalinen Zirkulation unter dem Schelfeis“
von H. H. Hellmer
- Heft Nr. 61/1989** – „Die Vulkanite im westlichen und mittleren Neuschwabenland,
Vestfjella und Ahlmannryggen, Antarktika“ von M. Peters
- * **Heft Nr. 62/1989** – „The Expedition ANTARKTIS VII/1 and 2 (EPOS I) of RV ‚Polarstern‘
in 1988/89“, by I. Hempel
- Heft Nr. 63/1989** – „Die Eisalgenflora des Weddellmeeres (Antarktis): Artenzusammensetzung und Biomasse
sowie Ökophysiologie ausgewählter Arten“ von Annette Bartsch
- Heft Nr. 64/1989** – „Meteorological Data of the G.-v.-Neumayer-Station (Antarctica)“ by L. Helmes
- Heft Nr. 65/1989** – „Expedition Antarktis VII/3 in 1988/89“ by I. Hempel, P. H. Schalk, V. Smetacek
- Heft Nr. 66/1989** – „Geomorphologisch-glaziologische Detailkartierung
des arid-hochpolaren Borgmassivet, Neuschwabenland, Antarktika“ von Karsten Brunk
- Heft Nr. 67/1990** – „Identification key and catalogue of larval Antarctic fishes“,
edited by Adolf Kellermann
- Heft Nr. 68/1990** – „The Expedition Antarktis VII/4 (Epos leg 3) and VII/5 of RV ‚Polarstern‘ in 1989“,
edited by W. Arntz, W. Ernst, I. Hempel
- Heft Nr. 69/1990** – „Abhängigkeiten elastischer und rheologischer Eigenschaften des Meereises vom
Eisgefüge“, von Harald Hellmann
- Heft Nr. 70/1990** – „Die beschalten benthischen Mollusken (Gastropoda und Bivalvia) des
Weddellmeeres, Antarktis“, von Stefan Hain
- Heft Nr. 71/1990** – „Sedimentologie und Paläomagnetik an Sedimenten der Maudkuppe (Nordöstliches
Weddellmeer)“, von Dieter Cordes
- Heft Nr. 72/1990** – „Distribution and abundance of planktonic copepods (Crustacea) in the Weddell Sea
in summer 1980/81“, by F. Kurbjeweit and S. Ali-Khan
- Heft Nr. 73/1990** – „Zur Frühdiagenese von organischem Kohlenstoff und Opal in Sedimenten des südlichen
und östlichen Weddellmeeres“, von M. Schlüter
- Heft Nr. 74/1990** – „Expeditionen ANTARKTIS-VIII/3 und VIII/4 mit FS ‚Polarstern‘ 1989“
von Rainer Gersonde und Gotthilf Hempel
- Heft Nr. 75/1991** – „Quartäre Sedimentationsprozesse am Kontinentalhang des Süd-Orkey-Plateaus im
nordwestlichen Weddellmeer (Antarktis)“, von Sigrun Grünig
- Heft Nr. 76/1990** – „Ergebnisse der faunistischen Arbeiten im Benthal von King George Island
(Südschellandinseln, Antarktis)“, von Martin Rauschert
- Heft Nr. 77/1990** – „Verteilung von Mikroplankton-Organismen nordwestlich der Antarktischen Halbinsel
unter dem Einfluß sich ändernder Umweltbedingungen im Herbst“, von Heinz Klöser
- Heft Nr. 78/1991** – „Hochauflösende Magnetostratigraphie spätquartärer Sedimente arktischer
Meeresgebiete“, von Norbert R. Nowaczyk
- Heft Nr. 79/1991** – „Ökophysiologische Untersuchungen zur Salinitäts- und Temperaturtoleranz
antarktischer Grünalgen unter besonderer Berücksichtigung des β -Dimethylsulfoniumpropionat
(DMSP) - Stoffwechsels“, von Ulf Karsten
- Heft Nr. 80/1991** – „Die Expedition ARKTIS VII/1 mit FS ‚Polarstern‘ 1990“,
herausgegeben von Jörn Thiede und Gotthilf Hempel
- Heft Nr. 81/1991** – „Paläoglazologie und Paläozeanographie im Spätquartär am Kontinentalrand des
südlichen Weddellmeeres, Antarktis“, von Martin Melles
- Heft Nr. 82/1991** – „Quantifizierung von Meeresseigenschaften: Automatische Bildanalyse von
Dünnschnitten und Parametrisierung von Chlorophyll- und Salzgehaltsverteilungen“, von Hajo Eicken
- Heft Nr. 83/1991** – „Das Fließen von Schelfeisen - numerische Simulationen
mit der Methode der finiten Differenzen“, von Jürgen Determann
- Heft Nr. 84/1991** – „Die Expedition ANTARKTIS-VIII/1-2, 1989 mit der Winter Weddell Gyre Study
der Forschungsschiffe ‚Polarstern‘ und ‚Akademik Fedorov‘“, von Ernst Augstein,
Nikolai Bagriantsev und Hans Werner Schenke
- Heft Nr. 85/1991** – „Zur Entstehung von Unterwassereis und das Wachstum und die Energiebilanz
des Meereises in der Atka Bucht, Antarktis“, von Josef Kipfstuhl
- Heft Nr. 86/1991** – „Die Expedition ANTARKTIS-VIII mit FS ‚Polarstern‘ 1989/90. Bericht vom
Fahrtabschnitt ANT-VIII/5“, von Heinz Miller und Hans Oerter
- Heft Nr. 87/1991** – „Scientific cruise reports of Arctic expeditions ARK VI/1-4 of RV ‚Polarstern‘
in 1989“, edited by G. Krause, J. Meincke & H. J. Schwarz
- Heft Nr. 88/1991** – „Zur Lebensgeschichte dominanter Copepodenarten (*Calanus finmarchicus*,
C. glacialis, *C. hyperboreus*, *Metridia longa*) in der Framstraße“, von Sabine Diel

- Heft Nr. 89/1991** – „Detaillierte seismische Untersuchungen am östlichen Kontinentalrand des Weddell-Meereres vor Kapp Norvegia, Antarktis“, von Norbert E. Kaul
- Heft Nr. 90/1991** – „Die Expedition ANTARKTIS-VIII mit FS ‚Polarstern‘ 1989/90. Bericht von den Fahrtabschnitten ANT-VIII/6-7“, herausgegeben von Dieter Karl Fütterer und Otto Schrems
- Heft Nr. 91/1991** – “Blood physiology and ecological consequences in Weddell Sea fishes (Antarctica)”, by Andreas Kunzmann
- Heft Nr. 92/1991** – „Zur sommerlichen Verteilung des Mesozooplanktons im Nansen-Becken, Nordpolarmeer“, von Nicolai Mumm
- Heft Nr. 93/1991** – „Die Expedition ARKTIS VII mit FS ‚Polarstern‘, 1990. Bericht vom Fahrtabschnitt ARK VII/2“, herausgegeben von Gunther Krause
- Heft Nr. 94/1991** – „Die Entwicklung des Phytoplanktons im östlichen Weddellmeer (Antarktis) beim Übergang vom Spätwinter zum Frühjahr“, von Renate Scharek
- Heft Nr. 95/1991** – „Radioisotopenstratigraphie, Sedimentologie und Geochemie jungquartärer Sedimente des östlichen Arktischen Ozeans“, von Horst Bohrmann
- Heft Nr. 96/1991** – „Holozäne Sedimentationsentwicklung im Scoresby Sund, Ost-Grönland“, von Peter Marienfeld
- Heft Nr. 97/1991** – „Strukturelle Entwicklung und Abkühlungsgeschichte von Heimefrontfjella (Westliches Dronning Maud Land/Antarktika)“, von Joachim Jacobs
- Heft Nr. 98/1991** – „Zur Besiedlungsgeschichte des antarktischen Schelfes am Beispiel der Isopoda (Crustacea, Malacostraca)“, von Angelika Brandt
- Heft Nr. 99/1992** – “The Antarctic ice sheet and environmental change: a three-dimensional modelling study”, by Philippe Huybrechts
- **Heft Nr. 100/1992** – „Die Expeditionen ANTARKTIS IX/1-4 des Forschungsschiffes ‚Polarstern‘ 1990/91“ herausgegeben von Ulrich Bathmann, Meinhard Schulz-Baldes, Eberhard Fahrbach, Victor Smetacek und Hans-Wolfgang Hubberten
 - Heft Nr. 101/1992** – „Wechselbeziehungen zwischen Schwermetallkonzentrationen (Cd, Cu, Pb, Zn) im Meerwasser und in Zooplanktonorganismen (Copepoda) der Arktis und des Atlantiks“, von Christa Pohl
 - Heft Nr. 102/1992** – „Physiologie und Ultrastruktur der antarktischen Grünalge *Prasiola crispera* ssp. *antarctica* unter osmotischem Streß und Austrocknung“, von Andreas Jacob
 - Heft Nr. 103/1992** – „Zur Ökologie der Fische im Weddellmeer“, von Gerd Hubold
 - Heft Nr. 104/1992** – „Mehrkanaelige adaptive Filter für die Unterdrückung von multiplen Reflexionen in Verbindung mit der freien Oberfläche in marinen Seismogrammen“, von Andreas Rosenberger
 - Heft Nr. 105/1992** – “Radiation and Eddy Flux Experiment 1991 (REFLEX I)”, von Jörg Hartmann, Christoph Kottmeier und Christian Wamser
 - Heft Nr. 106/1992** – „Ostracoden im Epipelagial vor der Antarktischen Halbinsel - ein Beitrag zur Systematik sowie zur Verbreitung und Populationsstruktur unter Berücksichtigung der Saisonalität“, von Rüdiger Kock
 - Heft Nr. 107/1992** – „ARCTIC '91: Die Expedition ARK-VIII/3 mit FS ‚Polarstern‘ 1991“, von Dieter K. Fütterer
 - Heft Nr. 108/1992** – „Dehnungsbeben an einer Störungszone im Ekström-Schelfeis nördlich der Georg-von-Neumayer-Station, Antarktis. – Eine Untersuchung mit seismologischen und geodätischen Methoden“, von Uwe Nixdorf
 - Heft Nr. 109/1992** – „Spätquartäre Sedimentation am Kontinentalrand des südöstlichen Weddellmeeres, Antarktis“, von Michael Weber
 - Heft Nr. 110/1992** – „Sedimentfazies und Bodenwasserstrom am Kontinentalhang des norwestlichen Weddellmeeres“, von Isa Brehme
 - Heft Nr. 111/1992** – „Die Lebensbedingungen in den Solekanälchen des antarktischen Meereises“, von Jürgen Weissenberger
 - Heft Nr. 112/1992** – „Zur Taxonomie von rezenten benthischen Foraminiferen aus dem Nansen Becken, Arktischer Ozean“, von Jutta Wollenburg
 - Heft Nr. 113/1992** – „Die Expedition ARKTIS VIII/1 mit FS ‚Polarstern‘ 1991“, herausgegeben von Gerhard Kattner
 - **Heft Nr. 114/1992** – „Die Gründungsphase deutscher Polarforschung, 1865 - 1875“, von Reinhard A. Krause
 - Heft Nr. 115/1992** – “Scientific Cruise Report of the 1991 Arctic Expedition ARK VIII/2 of RV ‚Polarstern‘ (EPOS II)”, by Eike Rächor
 - Heft Nr. 116/1992** – “The Meteorological Data of the Georg-von-Neumayer-Station (Antarctica) for 1988, 1989, 1990 and 1991”, by Gert König-Langlo
 - Heft Nr. 117/1992** – „Petrogenese des metamorphen Grundgebirges der zentralen Heimefrontfjella (westliches Dronning Maud Land / Antarktis)“, von Peter Schulze
 - Heft Nr. 118/1993** – „Die mafischen Gänge der Shackleton Range / Antarktika: Petrographie, Geochemie, Isotopengeochemie und Paläomagnetik“, von Rüdiger Hotten
 - **Heft Nr. 119/1993** – „Gefrierschutz bei Fischen der Polarmeere“, von Andreas P. A. Wöhrmann
 - **Heft Nr. 120/1993** – “East Siberian Arctic Region Expedition '92: The Laptev Sea - its Significance for Arctic Sea-Ice Formation and Transpolar Sediment Flux”, by D. Dethleff, D. Nürnberg, E. Reimnitz, M. Saarsø and Y. P. Sacchenko. – “Expedition to Novaja Zemlja and Franz Josef Land with RV ‚Dalnie Zelentsy‘”, by D. Nürnberg and E. Groth

- **Heft Nr. 121/1993** – „Die Expedition ANTARKTIS X/3 mit FS ‚Polarstern‘ 1992“, herausgegeben von Michael Spindler, Gerhard Dieckmann und David Thomas
- Heft Nr. 122/1993** – „Die Beschreibung der Korngestalt mit Hilfe der Fourier-Analyse: Parametrisierung der morphologischen Eigenschaften von Sedimentpartikeln“, von Michael Diepenbroek
- **Heft Nr. 123/1993** – „Zerstörungsfreie hochauflösende Dichteuntersuchungen mariner Sedimente“, von Sebastian Gerland
- Heft Nr. 124/1993** – „Umsatz und Verteilung von Lipiden in arktischen marinen Organismen unter besonderer Berücksichtigung unterer trophischer Stufen“, von Martin Graeve
- Heft Nr. 125/1993** – „Ökologie und Respiration ausgewählter arktischer Bodenfischarten“, von Christian F. von Dorrien
- Heft Nr. 126/1993** – „Quantitative Bestimmung von Paläoumweltparametern des Antarktischen Oberflächenwassers im Spätkvarter anhand von Transferfunktionen mit Diatomeen“, von Ulrich Zielinski
- Heft Nr. 127/1993** – „Sedimenttransport durch das arktische Meereis: Die rezente lithogene und biogene Materialfracht“, von Ingo Wollenburg
- Heft Nr. 128/1993** – „Cruise ANTARKTIS X/3 of RV ‚Polarstern‘: CTD-Report“, von Marek Zwierz
- Heft Nr. 129/1993** – „Reproduktion und Lebenszyklen dominanter Copepodenarten aus dem Weddellmeer, Antarktis“, von Frank Kurbjeweit
- Heft Nr. 130/1993** – „Untersuchungen zu Temperaturregime und Massenhaushalt des Filchner-Ronne-Schelfeises, Antarktis, unter besonderer Berücksichtigung von Anfrrier- und Abschmelzprozessen“, von Klaus Grosfeld
- Heft Nr. 131/1993** – „Die Expedition ANTARKTIS X/5 mit FS ‚Polarstern‘ 1992“, herausgegeben von Rainer Gersonde
- Heft Nr. 132/1993** – „Bildung und Abgabe kurzketziger halogenierter Kohlenwasserstoffe durch Makroalgen der Polarregionen“, von Frank Laturnus
- Heft Nr. 133/1994** – „Radiation and Eddy Flux Experiment 1993 (REFLEX II)“, by Christoph Kottmeier, Jörg Hartmann, Christian Wamser, Axel Bochert, Christof Lüpkes, Dietmar Freese and Wolfgang Cohrs
- **Heft Nr. 134/1994** – „The Expedition ARKTIS-IX/1“, edited by Hajo Eicken and Jens Meincke
- Heft Nr. 135/1994** – „Die Expeditionen ANTARKTIS X/6-8“, herausgegeben von Ulrich Bathmann, Victor Smetacek, Hein de Baar, Eberhard Fahrback and Gunter Krause
- Heft Nr. 136/1994** – „Untersuchungen zur Ernährungsökologie von Kaiserpinguinen (*Aptenodytes forsteri*) und Königspinguinen (*Aptenodytes patagonicus*)“, von Klemens Pütz
- **Heft Nr. 137/1994** – „Die Känozoische Vereisungsgeschichte der Antarktis“, von Werner U. Ehrmann
- Heft Nr. 138/1994** – „Untersuchungen stratosphärischer Aerosole vulkanischen Ursprungs und polarer stratosphärischer Wolken mit einem Mehrwellenlängen-Lidar auf Spitzbergen (79° N, 12° E)“, von Georg Beyerle
- Heft Nr. 139/1994** – „Charakterisierung der Isopodenfauna (Crustacea, Malacostraca) des Scotia-Bogens aus biogeographischer Sicht: Ein multivariater Ansatz“, von Holger Winkler
- Heft Nr. 140/1994** – „Die Expedition ANTARKTIS X/4 mit FS ‚Polarstern‘ 1992“, herausgegeben von Peter Lemke
- Heft Nr. 141/1994** – „Satellitenaltimetrie über Eis – Anwendung des GEOSAT-Altimeters über dem Ekströmsen, Antarktis“, von Clemens Heidland
- Heft Nr. 142/1994** – „The 1993 Northeast Water Expedition. Scientific cruise report of RV ‚Polarstern‘ Arctic cruises ARK IX/2 and 3, USCG ‚Polar Bear‘ cruise NEWP and the NEWLand expedition“, edited by Hans-Jürgen Hirche and Gerhard Kattner
- Heft Nr. 143/1994** – „Detaillierte refraktionsseismische Untersuchungen im inneren Scoresby Sund Ost-Grönland“, von Notker Fechner
- Heft Nr. 144/1994** – „Russian-German Cooperation in the Siberian Shelf Seas: Geo-System Laptev Sea“, edited by Heidemarie Kassens, Hans-Wolfgang Hubberten, Sergey M. Pryamikov and Rüdiger Stein
- **Heft Nr. 145/1994** – „The 1993 Northeast Water Expedition. Data Report of RV ‚Polarstern‘ Arctic Cruises IX/2 and 3“, edited by Gerhard Kattner and Hans-Jürgen Hirche
- Heft Nr. 146/1994** – „Radiation Measurements at the German Antarctic Station Neumayer 1982 - 1992“, by Torsten Schmidt and Gerd König-Langlo
- Heft Nr. 147/1994** – „Krustenstrukturen und Verlauf des Kontinentalrandes im Weddell-See / Antarktis“, von Christian Hübscher
- Heft Nr. 148/1994** – „The expeditions NORILSK/TAYMYR 1993 and BUNGER OASIS 1993/94 of the AWI Research Unit Potsdam“, edited by Martin Melles
- **Heft Nr. 149/1994** – „Die Expedition ARCTIC '93. Der Fahrabschnitt ARK-IX/4 mit FS ‚Polarstern‘ 1993“, herausgegeben von Dieter K. Fütterer
- Heft Nr. 150/1994** – „Der Energiebedarf der Pygoscelis-Pinguine: eine Synopse“, von Boris M. Culik
- Heft Nr. 151/1994** – „Russian-German Cooperation: The Transdrift I Expedition to the Laptev Sea“, edited by Heidemarie Kassens and Valeriy Y. Karpiv
- Heft Nr. 152/1994** – „Die Expedition ANTARKTIS-X mit FS ‚Polarstern‘ 1992. Bericht von den Fahrabschnitten / ANT-X / 1a und 2“, herausgegeben von Heinz Miller
- Heft Nr. 153/1994** – „Aminosäuren und Huminstoffe im Stickstoffkreislauf polarer Meere“, von Ulrike Hubberten
- Heft Nr. 154/1994** – „Regional and seasonal variability in the vertical distribution of mesozooplankton in the Greenland Sea“, by Claudio Richter

- Heft Nr. 155/1995** – „Benthos in polaren Gewässern“, herausgegeben von Christian Wiencke und Wolf Arntz.
- Heft Nr. 156/1995** – „An adjoint model for the determination of the mean oceanic circulation, air-sea fluxes and mixing coefficients“, by Reiner Schlitzer.
- Heft Nr. 157/1995** – „Biochemische Untersuchungen zum Lipidstoffwechsel antarktischer Copepoden“, von Kirsten Fahl.
- **Heft Nr. 158/1995** – „Die Deutsche Polarforschung seit der Jahrhundertwende und der Einfluß Erich von Drygalskis“, von Cornelia Lüdecke.
- Heft Nr. 159/1995** – „The distribution of $\delta^{18}\text{O}$ in the Arctic Ocean: Implications for the freshwater balance of the halocline and the sources of deep and bottom waters“, by Dorothea Bauch.
- **Heft Nr. 160/1995** – „Rekonstruktion der spätquartären Tiefenwasserzirkulation und Produktivität im östlichen Südatlantik anhand von benthischen Foraminiferenvergesellschaftungen“, von Gerhard Schmiedl.
- Heft Nr. 161/1995** – „Der Einfluß von Salinität und Lichtintensität auf die Osmolytkonzentrationen, die Zellvolumina und die Wachstumsraten der antarktischen Eisdiatomeen *Chaetoceros sp.* und *Navicula sp.* unter besonderer Berücksichtigung der Aminosäure Prolin“, von Jürgen Nothnagel.
- Heft Nr. 162/1995** – „Meereistransportiertes lithogenes Feinmaterial in spätquartären Tiefseesedimenten des zentralen östlichen Arktischen Ozeans und der Framstraße“, von Thomas Letzig.
- Heft Nr. 163/1995** – „Die Expedition ANTARKTIS-XI/2 mit FS ‚Polarstern‘ 1993/94“, herausgegeben von Rainer Gerssonde.
- Heft Nr. 164/1995** – „Regionale und altersabhängige Variation gesteinsmagnetischer Parameter in marinen Sedimenten der Arktis“, von Thomas Frederichs.
- Heft Nr. 165/1995** – „Vorkommen, Verteilung und Umsatz biogener organischer Spurenstoffe: Sterole in antarktischen Gewässern“, von Georg Hanke.
- Heft Nr. 166/1995** – „Vergleichende Untersuchungen eines optimierten dynamisch-thermodynamischen Meereismodells mit Beobachtungen im Weddellmeer“, von Holger Fischer.
- Heft Nr. 167/1995** – „Rekonstruktionen von Paläo-Umweltparametern anhand von stabilen Isotopen und Faunen-Vergesellschaftungen planktischer Foraminiferen im Südatlantik“, von Hans-Stefan Niebler
- Heft Nr. 168/1995** – „Die Expedition ANTARKTIS XII mit FS ‚Polarstern‘ 1993/94. Bericht von den Fahrtabschnitten ANT XII/1 und 2“, herausgegeben von Gerhard Kattner und Dieter Karl Fütterer
- Heft Nr. 169/1995** – „Medizinische Untersuchung zur Circadianrhythmik und zum Verhalten bei Überwinterern auf einer antarktischen Forschungsstation“, von Hans Wortmann
- Heft-Nr. 170/1995** – DFG-Kolloquium: Terrestrische Geowissenschaften – Geologie und Geophysik der Antarktis.
- Heft Nr. 171/1995** – „Strukturentwicklung und Petrogenese des metamorphen Grundgebirges der nördlichen Heimfrontjella (westliches Dronning Maud Land/Antarktika)“, von Wilfried Bauer.
- Heft Nr. 172/1995** – „Die Struktur der Erdkruste im Bereich des Scoresby Sund, Ostgrönland: Ergebnisse refraktionssismischer und gravimetrischer Untersuchungen“, von Holger Mandler.
- Heft Nr. 173/1995** – „Paläozoische Akkretion am paläopazifischen Kontinentalrand der Antarktis in Nordvictorialand – P-T-D-Geschichte und Deformationsmechanismen im Bowers Terrane“, von Stefan Matzer.
- Heft Nr. 174/1995** – „The Expedition ARKTIS-X/2 of RV ‚Polarstern‘ in 1994“, edited by Hans-W. Hubberten
- Heft Nr. 175/1995** – „Russian-German Cooperation: The Expedition TAYMYR 1994“, edited by Christine Siegert and Gmriy Bolshiyarov.
- Heft Nr. 176/1995** – „Russian-German Cooperation: Laptev Sea System“, edited by Heidemarie Kassens, Dieter Piepenburg, Jörn Thiede, Leonid Timokhov, Hans-Wolfgang Hubberten and Sergey M. Priamikov.
- Heft Nr. 177/1995** – „Organischer Kohlenstoff in spätquartären Sedimenten des Arktischen Ozeans: Terrigener Eintrag und marine Produktivität“, von Carsten J. Schubert
- Heft Nr. 178/1995** – „Cruise ANTARKTIS XII/4 of RV ‚Polarstern‘ in 1995: CTD-Report“, by Jüri Sildam.
- Heft Nr. 179/1995** – „Benthische Foraminiferenfaunen als Wassermassen-, Produktions- und Eisdriftanzeiger im Arktischen Ozean“, von Jutta Wollenburg.
- Heft Nr. 180/1995** – „Biogenopal und biogenes Barium als Indikatoren für spätquartäre Produktivitätsänderungen am antarktischen Kontinentalhang, atlantischer Sektor“, von Wolfgang J. Bonn.
- Heft Nr. 181/1995** – „Die Expedition ARKTIS X/1 des Forschungsschiffes ‚Polarstern‘ 1994“, herausgegeben von Eberhard Fahrbach.
- Heft Nr. 182/1995** – „Laptev Sea System: Expeditions in 1994“, edited by Heidemarie Kassens.
- Heft Nr. 183/1996** – „Interpretation digitaler Parasound Echolotaufzeichnungen im östlichen Arktischen Ozean auf der Grundlage physikalischer Sedimenteigenschaften“, von Uwe Bergmann.
- Heft Nr. 184/1996** – „Distribution and dynamics of inorganic nitrogen compounds in the troposphere of continental, coastal, marine and Arctic areas“, by Maria Dolores Andrés Hernández.
- Heft Nr. 185/1996** – „Verbreitung und Lebensweise der Aphroditen und Polynoiden (Polychaeta) im östlichen Weddellmeer und im Lazarevmeer (Antarktis)“, von Michael Stiller.
- Heft Nr. 186/1996** – „Reconstruction of Late Quaternary environmental conditions applying the natural radionuclides ^{235}Th , ^{10}Be , ^{210}Pb and ^{238}U : A study of deep-sea sediments from the eastern sector of the Antarctic Circumpolar Current System“, by Martin Frank.
- Heft Nr. 187/1996** – „The Meteorological Data of the Neumayer Station (Antarctica) for 1992, 1993 and 1994“, by Gert König-Langlo and Andreas Herber.
- Heft Nr. 188/1996** – „Die Expedition ANTARKTIS-XI/3 mit FS ‚Polarstern‘ 1994“, herausgegeben von Heinz Miller und Hannes Grobe.
- Heft Nr. 189/1996** – „Die Expedition ARKTIS-VII/3 mit FS ‚Polarstern‘ 1990“, herausgegeben von Heinz Miller und Hannes Grobe

Heft Nr. 190/1996 – "Cruise report of the Joint Chilean-German-Italian Magellan 'Victor Hensen' Campaign in 1994", edited by Wolf Arntz and Matthias Gorny.

Heft Nr. 191/1996 – „Leitfähigkeits- und Dichtemessung an Eisbohrkernen“, von Frank Wilhelms.

Heft Nr. 192/1996 – „Photosynthese-Charakteristika und Lebensstrategie antarktischer Makroalgen“, von Gabriele Weykam.

Heft Nr. 193/1996 – „Heterogene Reaktionen von N_2O_5 und Hbr und ihr Einfluß auf den Ozonabbau in der polaren Stratosphäre“, von Sabine Seisel.

Heft Nr. 194/1996 – „Ökologie und Populationsdynamik antarktischer Ophiuroiden (Echinodermata)“, von Corinna Dahm.

Heft Nr. 195/1996 – „Die planktische Foraminifere *Neogloboquadrina pachyderma* (Ehrenberg) im Weddellmeer, Antarktis“, von Doris Berberich.

Heft Nr. 196/1996 – „Untersuchungen zum Beitrag chemischer und dynamischer Prozesse zur Variabilität des stratosphärischen Ozons über der Arktis“, von Birgit Heese.

Heft Nr. 197/1996 – "The Expedition ARKTIS-XI/2 of 'Polarstern' in 1995", edited by Günther Krause.

Heft Nr. 198/1996 – „Geodynamik des Westantarktischen Riftsystems basierend auf Apatit-Spaltspuranalysen“, von Frank Lisker.

Heft Nr. 199/1996 – "The 1993 Northeast Water Expedition. Data Report on CTD Measurements of RV 'Polarstern' Cruises ARKTIS IX/2 and 3", by Gerion Budéus and Wolfgang Schneider.

Heft Nr. 200/1996 – "Stability of the Thermohaline Circulation in analytical and numerical models", by Gerrit Lohmann.

Heft Nr. 201/1996 – „Trophische Beziehungen zwischen Makroalgen und Herbivoren in der Potter Cove (King George-Insel, Antarktis)“, von Katrin Iken.

Heft Nr. 202/1996 – „Zur Verbreitung und Respiration ökologisch wichtiger Bodentiere in den Gewässern um Svalbard (Arktis)“, von Michael K. Schmid.

Heft Nr. 203/1996 – „Dynamik, Rauigkeit und Alter des Meereises in der Arktis – Numerische Untersuchungen mit einem großskaligen Modell“, von Markus Harder.

Heft Nr. 204/1996 – „Zur Parametrisierung der stabilen atmosphärischen Grenzschicht über einem antarktischen Schelfeis“, von Dörthe Handorf.

Heft Nr. 205/1996 – "Textures and fabrics in the GRIP ice core, in relation to climate history and ice deformation", by Thorsteinn Thorsteinsson.

Heft Nr. 206/1996 – „Der Ozean als Teil des gekoppelten Klimasystems: Versuch der Rekonstruktion der glazialen Zirkulation mit verschiedenen komplexen Atmosphärenkomponenten“, von Kerstin Fieg.

Heft Nr. 207/1996 – „Lebensstrategien dominanter antarktischer Oithonidae (Cyclopoida, Copepoda) und Oncaeidae (Poecilostomatoida, Copepoda) im Bellingshausenmeer“, von Cornelia Metz.

Heft Nr. 208/1996 – „Atmosphäreneinfluß bei der Fernerkundung von Meereis mit passiven Mikrowellenradiometern“, von Christoph Oelke.

Heft Nr. 209/1996 – „Klassifikation von Radarsatellitendaten zur Meereisererkennung mit Hilfe von LIne-Scanner-Messungen“, von Axel Bochert.

Heft Nr. 210/1996 – „Die mit ausgewählten Schwämmen (Hexactinellida und Demospongiae) aus dem Weddellmeer, Antarktis, vergesellschaftete Fauna“, von Kathrin Kunzmann.

Heft Nr. 211/1996 – "Russian-German Cooperation: The Expedition TAYMYR 1995 and the Expedition KOLYMA 1995", by Dima Yu. Bolshiyarov and Hans-W. Hubberten.

Heft Nr. 212/1996 – "Surface-sediment composition and sedimentary processes in the central Arctic Ocean and along the Eurasian Continental Margin", by Ruediger Stein, Gennadij I. Ivanov, Michael A. Levitan, and Kirsten Fahl.

Heft Nr. 213/1996 – „Gonadenentwicklung und Eiproduktion dreier *Calanus*-Arten (Copepoda): Freilandbeobachtungen, Histologie und Experimente“, von Barbara Niehoff.

Heft Nr. 214/1996 – „Numerische Modellierung der Übergangszone zwischen Eisschild und Eisschelf“, von Christoph Mayer.

Heft Nr. 215/1996 – „Arbeiten der AWI-Forschungsstelle Potsdam in Antarktika, 1994/95“, herausgegeben von Ulrich Wand.

Heft Nr. 216/1996 – „Rekonstruktion quartärer Klimaänderungen im atlantischen Sektor des Südpolarmeeres anhand von Radiolarien“, von Uta Brathauer.

Heft Nr. 217/1996 – „Adaptive Semi-Lagrange-Finite-Elemente-Methode zur Lösung der Flachwassergleichungen: Implementierung und Parallelisierung“, von Jörn Behrens.

Heft Nr. 218/1997 – "Radiation and Eddy Flux Experiment 1995 (REFLEX III)", by Jörg Hartmann, Axel Bochert, Dietmar Freese, Christoph Kottmeier, Dagmar Nagel and Andreas Reuter.

Heft Nr. 219/1997 – „Die Expedition ANTARKTIS-XII mit FS 'Polarstern' 1995. Bericht vom Fahrtabschnitt ANT-XII/3, herausgegeben von Wilfried Jokat und Hans Oerter.

Heft Nr. 220/1997 – „Ein Beitrag zum Schwerefeld im Bereich des Weddellmeeres, Antarktis. Nutzung von Altimetermessungen des GEOSAT und ERS-1“, von Tilo Schöne.

Heft Nr. 221/1997 – „Die Expeditionen ANTARKTIS-XIII/1-2 des Forschungsschiffes 'Polarstern' 1995/96“, herausgegeben von Ulrich Bathmann, Mike Lukas und Victor Smetacek.

Heft Nr. 222/1997 – "Tectonic Structures and Glaciomarine Sedimentation in the South-Eastern Weddell Sea from Seismic Reflection Data", by László Oszkó.

Heft Nr. 223/1997 – „Bestimmung der Meereisdicke mit seismischen und elektromagnetisch-induktiven Verfahren“, von Christian Haas.

Heft Nr. 224/1997 – „Troposphärische Ozonvariationen in Polarregionen“, von Silke Wessel.

Heft Nr. 225/1997 – „Biologische und ökologische Untersuchungen zur kryopelagischen Amphipodenfauna des arktischen Meereises“, von Michael Poltermann.

Heft Nr. 226/1997 – “Scientific Cruise Report of the Arctic Expedition ARK-XI/1 of RV ‘Polarstern’ in 1995”, edited by Eike Rachor.

Heft Nr. 227/1997 – „Der Einfluß kompatibler Substanzen und Kryoprotektoren auf die Enzyme Malatdehydrogenase (MDH) und Glucose-6-phosphat-Dehydrogenase (G6P-DH) aus *Acrosiphonia arcta* (Chlorophyta) der Arktis“, von Katharina Kück.

Heft Nr. 228/1997 – „Die Verbreitung epibenthischer Mollusken im chilenischen Beagle-Kanal“, von Katrin Linse.

Heft Nr. 229/1997 – „Das Mesozooplankton im Laptevmeer und östlichen Nansen-Becken - Verteilung und Gemeinschaftsstrukturen im Spätsommer“, von Hinrich Hanssen.

Heft Nr. 230/1997 – „Modell eines adaptierbaren, rechnergestützten, wissenschaftlichen Arbeitsplatzes am Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung“, von Lutz-Peter Kurdelski

Heft Nr. 231/1997 – „Zur Ökologie arktischer und antarktischer Fische: Aktivität, Sinnesleistungen und Verhalten“, von Christopher Zimmermann

Heft Nr. 232/1997 – „Persistente chlororganische Verbindungen in hochantarktischen Fischen“, von Stephan Zimmermann

Heft Nr. 233/1997 – „Zur Ökologie des Dimethylsulfoniumpropionat (DMSP)-Gehaltes temperierter und polarer Phytoplanktongemeinschaften im Vergleich mit Laborkulturen der Coccolithophoride *Emiliania huxleyi* und der antarktischen Diatomee *Nitzschia lecontei*“, von Doris Meyerdierks.

Heft Nr. 234/1997 – „Die Expedition ARCTIC '96 des FS ‚Polarstern‘ (ARK XIII) mit der Arctic Climate System Study (ACSYS)“, von Ernst Augstein und den Fahrteilnehmern.

Heft Nr. 235/1997 – „Polonium-210 und Blei-210 im Südpolarmeer: Natürliche Tracer für biologische und hydrographische Prozesse im Oberflächenwasser des Antarktischen Zirkumpolarstroms und des Weddellmeeres“, von Jana Friedrich

Heft Nr. 236/1997 – “Determination of atmospheric trace gas amounts and corresponding natural isotopic ratios by means of ground-based FTIR spectroscopy in the high Arctic”, by Arndt Meier.

Heft Nr. 237/1997 – “Russian-German Cooperation: The Expedition TAYMYR/SEVERNAYA ZEMLYA 1996”, edited by Martin Melles, Birgit Hagedorn and Dmitri Yu. Bolshiyarov

Heft Nr. 238/1997 – “Life strategy and ecophysiology of Antarctic macroalgae”, by Iván M. Gómez.

Heft Nr. 239/1997 – „Die Expedition ANTARKTIS XIII/4-5 des Forschungsschiffes ‚Polarstern‘ 1996“, herausgegeben von Eberhard Fahrbach und Dieter Gerdes.

Heft Nr. 240/1997 – „Untersuchungen zur Chrom-Speziation in Meerwasser, Meereis und Schnee aus ausgewählten Gebieten der Arktis“, von Heide Giese.

Heft Nr. 241/1997 – “Late Quaternary glacial history and paleoceanographic reconstructions along the East Greenland continental margin: Evidence from high-resolution records of stable isotopes and ice-rafted debris”, by Seung-Il Nam.

Heft Nr. 242/1997 – “Thermal, hydrological and geochemical dynamics of the active layer at a continuous permafrost site, Taymyr Peninsula, Siberia”, by Julia Boike.

Heft Nr. 243/1997 – „Zur Paläoozeanographie hoher Breiten: Stellvertreterdaten aus Foraminiferen“, von Andreas Mackensen.

Heft Nr. 244/1997 – “The Geophysical Observatory at Neumayer Station, Antarctica, Geomagnetic and seismological observations in 1995 and 1996”, by Alfons Eckstaller, Thomas Schmidt, Viola Graw, Christian Müller and Johannes Rogenhagen.

Heft Nr. 245/1997 – „Temperaturbedarf und Biogeographie mariner Makroalgen - Anpassung mariner Makroalgen an tiefe Temperaturen“, von Bettina Bischoff-Bäsmann.

Heft Nr. 246/1997 – „Ökologische Untersuchungen zur Fauna des arktischen Meereises“, von Christine Friedrich.

Heft Nr. 247/1997 – „Entstehung und Modifizierung von marinen gelösten organischen Substanzen“, von Berit Kirchhoff.

Heft Nr. 248/1997 – “Laptev Sea System: Expeditions in 1995”, edited by Heidemarie Kassens.

Heft Nr. 249/1997 – “The Expedition ANTARKTIS XIII/3 (EASIZ I) of RV ‘Polarstern’ to the eastern Weddell Sea in 1996”, edited by Wolf Arntz and Julian Gutt.

Heft Nr. 250/1997 – „Vergleichende Untersuchungen zur Ökologie und Biodiversität des Mega-Epibenthos der Arktis und Antarktis“, von Adreas Starmans.

Heft Nr. 251/1997 – „Zeitliche und räumliche Verteilung von Mineralvergesellschaftungen in spätquartären Sedimenten des Arktischen Ozeans und ihre Nützlichkeit als Klimaindikatoren während der Glazial/Interglazial-Wechsel“, von Christoph Vogt.

Heft Nr. 252/1997 – „Solitäre Ascidien in der Potter Cove (King George Island, Antarktis). Ihre ökologische Bedeutung und Populationsdynamik“, von Stephan Kühne.

Heft Nr. 253/1997 – “Distribution and role of microprotozoa in the Southern Ocean”, by Christine Klaas.

Heft Nr. 254/1997 – „Die spätquartäre Klima- und Umweltgeschichte der Bunge-Oase, Ostantarktis“, von Thomas Kulbe

- Heft Nr. 255/1997** – "Scientific Cruise Report of the Arctic Expedition ARK-XIII/2 of RV 'Polarstern' in 1997", edited by Ruediger Stein and Kirsten Fahl.
- Heft Nr. 256/1998** – „Das Radionuklid Tritium im Ozean; Meßverfahren und Verteilung von Tritium im Südatlantik und im Weddellmeer“, von Jürgen Sültenfuß.
- Heft Nr. 257/1998** – „Untersuchungen der Saisonalität von atmosphärischem Dimethylsulfid in der Arktis und Antarktis“, von Christoph Kleefeld.
- Heft Nr. 258/1998** – „Bellingshausen- und Amundsenmeer: Entwicklung eines Sedimentationsmodells“, von Frank-Oliver Nitsche.
- Heft Nr. 259/1998** – "The Expedition ANTARKTIS-XIV/4 of RV 'Polarstern' in 1997", by Dieter K. Fütterer.
- Heft Nr. 260/1998** – „Die Diatomeen der Laptevsee (Arktischer Ozean): Taxonomie und biogeographische Verbreitung“, von Holger Cremer.
- Heft Nr. 261/1998** – „Die Krustenstruktur und Sedimentdecke des Eurasischen Beckens, Arktischer Ozean: Resultate aus seismischen und gravimetrischen Untersuchungen“, von Estella Weigelt.
- Heft Nr. 262/1998** – "The Expedition ARKTIS-XIII/3 of RV 'Polarstern' in 1997", by Gunther Krause.
- Heft Nr. 263/1998** – „Thermo-tektonische Entwicklung von Oates Land und der Shackleton Range (Antarktis) basierend auf Spaltspuranalysen“, von Thorsten Schäfer.
- Heft Nr. 264/1998** – „Messungen der stratosphärischen Spurengase ClO, HCl, O₃, N₂O, H₂O und OH mittels flugzeuggetragener Submillimeterwellen-Radiometrie“, von Joachim Urban.
- Heft Nr. 265/1998** – „Untersuchungen zu Massenhaushalt und Dynamik des Ronne Ice Shelves, Antarktis“, von Astrid Lambrecht.
- Heft Nr. 266/1998** – "Scientific Cruise Report of the Kara Sea Expedition of RV 'Akademic Boris Petrov' in 1997", edited by Jens Matthiessen and Oleg Stepanets.
- Heft Nr. 267/1998** – „Die Expedition ANTARKTIS-XIV mit FS 'Polarstern' 1997. Bericht vom Fahrtabschnitt ANT-XIV/3“, herausgegeben von Wilfried Jokat und Hans Oerter.
- Heft Nr. 268/1998** – „Numerische Modellierung der Wechselwirkung zwischen Atmosphäre und Meereis in der arktischen Eisrandzone“, von Gerit Birnbaum.
- Heft Nr. 269/1998** – "Katabatic wind and Boundary Layer Front Experiment around Greenland (KABEG '97)", by Günther Heinemann.
- Heft Nr. 270/1998** – "Architecture and evolution of the continental crust of East Greenland from integrated geophysical studies", by Vera Schilindwein.
- Heft Nr. 271/1998** – "Winter Expedition to the Southwestern Kara Sea - Investigations on Formation and Transport of Turbid Sea-Ice", by Dirk Dethleff, Per Loewe, Dominik Weiel, Hartmut Nies, Gesa Kuhlmann, Christian Bahe and Gennady Tarasov.
- Heft Nr. 272/1998** – „FTIR-Emissionsspektroskopische Untersuchungen der arktischen Atmosphäre“, von Edo Becker.
- Heft Nr. 273/1998** – „Sedimentation und Tektonik im Gebiet des Agulhas Rückens und des Agulhas Plateaus („SETA-RAP“)", von Gabriele Uenzelmann-Neben.
- Heft Nr. 274/1998** – "The Expedition ANTARKTIS XIV/2", by Gerhard Kattner.
- Heft Nr. 275/1998** – „Die Auswirkung der 'NorthEastWater'-Polynya auf die Sedimentation von NO-Grönland und Untersuchungen zur Paläo-Ozeanographie seit dem Mittelweichsel“, von Hanne Notholt.
- Heft Nr. 276/1998** – „Interpretation und Analyse von Potentialfelddaten im Weddellmeer, Antarktis: der Zerfall des Superkontinents Gondwana“, von Michael Studinger.
- Heft Nr. 277/1998** – „Koordiniertes Programm Antarktisforschung“. Berichtskolloquium im Rahmen des Koordinierten Programms „Antarktisforschung mit vergleichenden Untersuchungen in arktischen Eisgebieten“, herausgegeben von Hubert Miller.
- Heft Nr. 278/1998** – „Messung stratosphärischer Spurengase über Ny-Ålesund, Spitzbergen, mit Hilfe eines bodengebundenen Mikrowellen-Radiometers“, von Uwe Raffalski.
- Heft Nr. 279/1998** – "Arctic Paleo-River Discharge (APARD). A New Research Programme of the Arctic Ocean Science Board (AOSB)", edited by Ruediger Stein.
- Heft Nr. 280/1998** – „Fernerkundungs- und GIS-Studien in Nordostgrönland“ von Friedrich Jung-Rothenhäuser.
- Heft Nr. 281/1998** – „Rekonstruktion der Oberflächenwassermassen der östlichen Laptevsee im Holozän anhand von aquatischen Palynomorphen“, von Martina Kunz-Pirrung.
- Heft Nr. 282/1998** – "Scavenging of ²³¹Pa and ²³⁰Th in the South Atlantic: Implications for the use of the ²³¹Pa/²³⁰Th ratio as a paleoproductivity proxy", by Hans-Jürgen Walter.
- Heft Nr. 283/1998** – „Sedimente im arktischen Meereis - Eintrag, Charakterisierung und Quantifizierung“, von Frank Lindemann.
- Heft Nr. 284/1998** – „Langzeitanalyse der antarktischen Meereisbedeckung aus passiven Mikrowellendaten“, von Christian H. Thomas.
- Heft Nr. 285/1998** – „Mechanismen und Grenzen der Temperaturanpassung beim Pierwurm *Arenicola marina* (L.)“, von Angela Sommer.
- Heft Nr. 286/1998** – „Energieumsätze benthischer Filtrierer der Potter Cove (King George Island, Antarktis)", von Jens Kowalke.
- Heft Nr. 287/1998** – "Scientific Cooperation in the Russian Arctic: Research from the Barents Sea up to the Laptev Sea", edited by Eike Racher.

- Heft Nr. 288/1998** – „Alfred Wegener. Kommentiertes Verzeichnis der schriftlichen Dokumente seines Lebens und Wirkens“, von Ulrich Wutzke.
- Heft Nr. 289/1998** – „Retrieval of Atmospheric Water Vapor Content in Polar Regions Using Spaceborne Microwave Radiometry“, by Jungang Miao.
- Heft Nr. 290/1998** – „Strukturelle Entwicklung und Petrogenese des nördlichen Kristallgürtels der Shackleton Range, Antarktis: Proterozoische und Ross-orogene Krustendynamik am Rand des Ostantarktischen Kratons“, von Axel Brommer.
- Heft Nr. 291/1998** – „Dynamik des arktischen Meereises - Validierung verschiedener Rheologieansätze für die Anwendung in Klimamodellen“, von Martin Kreyscher.
- Heft Nr. 292/1998** – „Anthropogene organische Spurenstoffe im Arktischen Ozean, Untersuchungen chlorierter Biphenyle und Pestizide in der Laptevsee, technische und methodische Entwicklungen zur Probenahme in der Arktis und zur Spurenstoffanalyse“, von Sven Utschakowski.
- Heft Nr. 293/1998** – „Rekonstruktion der spätquartären Klima- und Umweltgeschichte der Schirmacher Oase und des Wohlthat Massivs (Ostantarktika)“, von Markus Julius Schwab.
- Heft Nr. 294/1998** – „Besiedlungsmuster der benthischen Makrofauna auf dem ostgrönländischen Kontinentalhang“, von Klaus Schnack.
- Heft Nr. 295/1998** – „Gehäuseuntersuchungen an planktischen Foraminiferen hoher Breiten: Hinweise auf Umweltveränderungen während der letzten 140.000 Jahre“, von Harald Hommers.
- Heft Nr. 296/1998** – „Scientific Cruise Report of the Arctic Expedition ARK-XIII/1 of RV 'Polarstern' in 1997“, edited by Michael Spindler, Wilhelm Hagen and Dorothea Stübing.
- Heft Nr. 297/1998** – „Radiometrische Messungen im arktischen Ozean - Vergleich von Theorie und Experiment“, von Klaus-Peter Johnsen.
- Heft Nr. 298/1998** – „Patterns and Controls of CO₂ Fluxes in Wet Tundra Types of the Taimyr Peninsula, Siberia - the Contribution of Soils and Mosses“, by Martin Sommerkorn.
- Heft Nr. 299/1998** – „The Potter Cove coastal ecosystem, Antarctica. Synopsis of research performed within the frame of the Argentinean-German Cooperation at the Dallmann Laboratory and Jubany Station (King George Island, Antarctica, 1991 - 1997)“, by Christian Wiencke, Gustavo Ferreyra, Wolf Arntz & Carlos Rinaldi.
- Heft Nr. 300/1999** – „The Kara Sea Expedition of RV 'Akademik Boris Petrov' 1997: First Results of a Joint Russian-German Pilot Study“, edited by Jens Matthiessen, Oleg V. Stepanets, Ruediger Stein, Dieter K. Fütterer, and Eric M. Galimov.
- Heft Nr. 301/1999** – „The Expedition ANTARKTIS XV/3 (EASIZ II)“, edited by Wolf E. Arntz and Julian Gutt.
- Heft Nr. 302/1999** – „Sterole im herbstlichen Weddellmeer (Antarktis): Großräumige Verteilung, Vorkommen und Umsatz“, von Anneke Mühlebach.
- Heft Nr. 303/1999** – „Polare stratosphärische Wolken: Lidar-Beobachtungen, Charakterisierung von Entstehung und Entwicklung“, von Jens Biele.
- Heft Nr. 304/1999** – „Spätquartäre Paläoumweltbedingungen am nördlichen Kontinentalrand der Barents- und Kara-See. Eine Multi-Parameter-Analyse“, von Jochen Knies.
- Heft Nr. 305/1999** – „Arctic Radiation and Turbulence Interaction Study (ARTIST)“, by Jörg Hartmann, Frank Albers, Stefania Argenti, Axel Bochert, Ubaldo Bonafé, Wolfgang Cohrs, Alessandro Conidi, Dietmar Freese, Teodoro Georgiadis, Alessandro Ippoliti, Lars Kaleschke, Christof Lüpkes, Uwe Maixner, Giangiuseppe Mastrantonio, Fabrizio Ravegnani, Andreas Reuter, Giuliano Trivellone and Angelo Viola.
- Heft Nr. 306/1999** – „German-Russian Cooperation: Biogeographic and biostratigraphic investigations on selected sediment cores from the Eurasian continental margin and marginal seas to analyze the Late Quaternary climatic variability“, edited by Robert R. Spielhagen, Max S. Barash, Gennady I. Ivanov, and Jörn Thiede.
- Heft Nr. 307/1999** – „Struktur und Kohlenstoffbedarf des Makrobenthos am Kontinentalhang Ostgrönlands“, von Dan Seiler.
- Heft Nr. 308/1999** – „ARCTIC '98: The Expedition ARK-XIV/1a of RV 'Polarstern' in 1998“, edited by Wilfried Jokat.
- Heft Nr. 309/1999** – „Variabilität der arktischen Ozonschicht: Analyse und Interpretation bodengebundener Millimeterwellenmessungen“, von Björn-Martin Sinnhuber.
- Heft Nr. 310/1999** – „Rekonstruktion von Meereisdrift und terrigenem Sedimenteintrag im Spätquartär: Schwermineralassoziationen in Sedimenten des Laptev-See-Kontinentalrandes und des zentralen Arktischen Ozeans“, von Marion Behrends.
- Heft Nr. 311/1999** – „Parameterisierung atmosphärischer Grenzschichtprozesse in einem regionalen Klimamodell der Arktis“, von Christoph Abegg.
- Heft Nr. 312/1999** – „Solare und terrestrische Strahlungswechselwirkung zwischen arktischen Eisflächen und Wolken“, von Dietmar Freese.
- Heft Nr. 313/1999** – „Snow accumulation on Ekströmsen, Antarctica“, by Elisabeth Schlosser, Hans Oerter and Wolfgang Graf.
- Heft Nr. 314/1999** – „Die Expedition ANTARKTIS XV/4 des Forschungsschiffes ‚Polarstern‘ 1998“, herausgegeben von Eberhard Fahrbach.
- Heft Nr. 315/1999** – „Expeditions in Siberia in 1998“, edited by Volker Rachold.
- Heft Nr. 316/1999** – „Die postglaziale Sedimentationsgeschichte der Laptevsee: schwermineralogische und sedimentpetrographische Untersuchungen“, von Bernhard Peregovich.
- Heft-Nr. 317/1999** – „Adaption an niedrige Temperaturen: Lipide in Eisdiatomeen“, von Heidi Lehmal.
- Heft-Nr. 318/1999** – „Effiziente parallele Lösungsverfahren für elliptische partielle Differentialgleichungen in der numerischen Ozeanmodellierung“, von Natalja Rakowsky.

Heft-Nr. 319/1999 – „The Ecology of Arctic Deep-Sea Copepods (Euchaetidae and Aetideidae). Aspects of their Distribution, Trophodynamics and Effect on the Carbon Flux“, by Holger Auel.

Heft-Nr. 320/1999 – „Modellstudien zur arktischen stratosphärischen Chemie im Vergleich mit Meßdaten“, von Veronika Eyring.

Heft-Nr. 321/1999 – „Analyse der optischen Eigenschaften des arktischen Aerosols“, von Dagmar Nagel.

Heft-Nr. 322/1999 – „Messungen des arktischen stratosphärischen Ozons: Vergleich der Ozonmessungen in Ny-Ålesund, Spitzbergen, 1997 und 1998“, von Jens Langer

Heft-Nr. 323/1999 – „Untersuchung struktureller Elemente des südöstlichen Weddellmeeres / Antarktis auf der Basis mariner Potentialfelddaten“, von Uwe F. Meyer.

Heft-Nr. 324/1999 – „Geochemische Verwitterungstrends eines basaltischen Ausgangsgesteins nach dem spätpleistozänen Gletscherrückzug auf der Taimyrhalbinsel (Zentralsibirien) - Rekonstruktion an einer sedimentären Abfolge des Lama Sees“, von Stefanie K. Harwart.

Heft-Nr. 325/1999 – „Untersuchungen zur Hydrologie des arktischen Meereises - Konsequenzen für den kleinskaligen Stofftransport“, von Johannes Freitag.

* vergriffen/out of print.

** nur noch beim Autor/only from the author.

