

DISS. ETH Nr. 15357

**ENTWICKLUNG EINES DICHT- UND TEMPERATURABHÄNGIGEN
STOFFGESETZES ZUR BESCHREIBUNG DES VISKO-ELASTISCHEN
VERHALTENS VON SCHNEE**

ABHANDLUNG
zur Erlangung des Titels

DOKTOR DER TECHNISCHEN WISSENSCHAFTEN

der

EIDGENÖSSISCHEN TECHNISCHEN HOCHSCHULE ZÜRICH

vorgelegt von

CARLO SCAPOZZA

Dipl. Bauing. ETH

geboren am 26. August 1971

von Olivone TI

Angenommen auf Antrag von

Prof. Dr. P. Amann, Referent
Prof. Dr. H.-E. Minor, Korreferent
Prof. Dr. F. Bucher, Korreferent
Dr. P. Bartelt, Korreferent

2004

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	1
Summary	3
1	Einleitung und Zielsetzung
1.1	Problemstellung5
1.2	Ziel der Arbeit.....9
1.3	Wissenschaftlicher Beitrag.....10
1.4	Randbedingungen.....11
1.5	Projektorganisation12
2	Stand der Forschung in der Schneemechanik
2.1	Einführung.....13
2.2	Historische Entwicklung14
2.3	Mechanische Eigenschaften von Schnee15
2.3.1	Elastisches Verhalten 16
2.3.2	Viskoses Verhalten..... 18
2.3.3	Festigkeit 20
2.3.4	Mehrdimensionales Verformungsverhalten 22
2.3.5	Messung der Schallemissionen..... 23
2.4	Stoffgesetze25
2.4.1	Makrostrukturelle Stoffgesetze 26
2.4.2	Mikrostrukturelle Stoffgesetze 29
2.5	Schlussfolgerungen31
2.6	Forschungsbedarf34

3	Theoretische Grundlagen	
3.1	Einführung.....	35
3.2	Visko-elastisches Verhalten.....	37
3.3	Kriechen und Relaxation.....	40
3.4	Visko-elastisches Verhalten von polykristallinem Eis	42
3.5	Mehrdimensionales Verformungsverhalten von Eis.....	49
3.6	Modellierung	51
3.6.1	Eindimensionale Kriechgesetze	51
3.6.2	Mehrdimensionalen Modelle.....	54
3.7	Bruchverhalten von Eis.....	56
3.7.1	Versagen auf Zug.....	56
3.7.2	Versagen auf Druck.....	58
3.8	Tragverhalten von zellenförmigen Materialien	60
3.8.1	Verformungsverhalten von Schaumstoffen mit offenen Zellen.....	61
3.8.2	Bestimmung der mechanischen Eigenschaften	64
4	Versuchsapparatur und Probenvorbereitung	
4.1	Einführung.....	67
4.2	Das schneemechanische Triaxialgerät	68
4.3	Einrichtung zur Messung der Schallemissionen (SE)	72
4.3.1	Konzept	72
4.3.2	Schallemissionsmesskette	74
4.3.3	Sensoren	75
4.3.4	Vorverstärker.....	76
4.3.5	Tiefpassfilter	76
4.3.6	Burst Trigger Schaltung.....	77
4.3.7	Pulszähler.....	78
4.4	Probenvorbereitung	78
4.5	Charakterisierung des Probenmaterials.....	79

5	Eigene Untersuchungen	
5.1	Einführung.....	83
5.2	Eindimensionales visko-elastisches Verhalten von Schnee	85
5.2.1	Einführung	85
5.2.2	Untersuchungsmethoden und - material	88
5.2.3	Allgemeines Verformungsverhalten.....	90
5.2.4	Elastisches Verhalten	95
5.2.5	Elastisch-reversibles Verhalten	97
5.2.6	Viskoses Verhalten.....	100
5.2.7	Bruchverhalten von Schnee auf Druck.....	106
5.2.8	Interpretation der Ergebnisse	110
5.2.9	Schlussfolgerungen	118
5.3	Mehrdimensionales Verformungsverhalten von Schnee	119
5.3.1	Einführung	119
5.3.2	Untersuchungsmethoden und - material	120
5.3.3	Kinematische Beziehungen	121
5.3.4	Fließkriterium	125
5.3.5	Verfestigung	129
5.3.6	Interpretation der Ergebnisse	133
5.3.7	Schlussfolgerungen	138
5.4	Zugversuche an Schnee	140
5.4.1	Einführung	140
5.4.2	Untersuchungsmethoden und - material	140
5.4.3	Visko-elastisches Verhalten	141
5.4.4	Diskussion und Schlussfolgerungen.....	144
5.5	Kriechversuche an Schnee	147
5.5.1	Einführung	147
5.5.2	Untersuchungsmethoden und - material	147
5.5.3	Eindimensionales visko-elastisches Verhalten.....	149
5.5.4	Mehrdimensionales Verformungsverhalten	156
5.5.5	Diskussion und Schlussfolgerungen.....	157
5.6	Messung von Schallemissionen unter Laborbedingungen	159

5.6.1	Einführung	159
5.6.2	Untersuchungsmethoden und - material	160
5.6.3	Analyse der SE-Signale.....	161
5.6.4	Qualitative Beurteilung der SE-Aktivität.....	165
5.6.5	Beziehung zwischen SE-Aktivität und Dehnungsgeschwindigkeit.....	167
5.6.6	Beziehung zwischen Schallemissionen und Spannungs-bzw. Dehnungszustand.....	172
5.6.7	Interpretation der Ergebnisse	176
5.6.8	Schlussfolgerungen.....	182

6 Entwicklung der Stoffgesetze

6.1	Einführung.....	183
6.2	Eindimensionales Stoffgesetz.....	185
6.2.1	Annahmen und Randbedingungen.....	185
6.2.2	Elastisches Verhalten.....	186
6.2.3	Elastisch-reversibles Verhalten	186
6.2.4	Viskoses Verhalten.....	188
6.3	Mehrdimensionales Stoffgesetz.....	197
6.3.1	Annahmen und Randbedingungen.....	197
6.3.2	Elastisches Verhalten.....	198
6.3.3	Elastisch-reversibles Verhalten	199
6.3.4	Viskoses Verhalten.....	199
6.3.5	Verfestigung	200
6.4	Schlussfolgerungen	207

7	Anwendung der Stoffgesetze	
7.1	Einführung.....	209
7.2	Instationäres Finite-Element Modell.....	211
7.2.1	Modellierung.....	211
7.2.2	Anwendungsbeispiele	215
7.3	Bruchmechanische Berechnungen	218
7.3.1	Modellierung.....	218
7.3.2	Anwendungsbeispiele	225
7.4	Schlussfolgerungen	230
8	Schlussfolgerungen	
8.1	Zusammenfassende Beurteilung der Ergebnisse	231
8.1.1	Ein- und mehrdimensionales visko-elastisches Verhalten	231
8.1.2	Stoffgesetze und Anwendung	234
8.2	Ausblick.....	235
8.2.1	Untersuchung der mechanischen Eigenschaften und Stoffgesetz	235
8.2.2	Implementierung und Anwendung.....	236
	Literaturverzeichnis	239
	Vorzeichenkonvention	247
	Symbolverzeichnis	247
	Lebenslauf	251

Seite Leer /
Blank leaf

Zusammenfassung

Schnee ist im Alpenraum eine wichtige Ressource. Gleichzeitig enthält er ein grosses Gefahrenpotential. Die Ereignisse im „Lawinenwinter 1999“ zeigten, dass beim Umgang mit Naturgefahren, die aus Schnee und Lawinen resultieren, weiterhin ein akuter Handlungsbedarf besteht. Einer der Schwerpunkte im Massnahmenkatalog war die Verbesserung der Grundlagen in der Schneemechanik, in der Schneedeckenbeurteilung und in der Lawinenkunde. Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist die Entwicklung eines dichte- und temperaturabhängigen Stoffgesetzes zur Beschreibung des visko-elastischen Verhaltens von Schnee, das als Grundlage für die Entwicklung eines dreidimensionalen instationären Modells für die FE-Berechnung dienen soll.

Im Rahmen der Aufgabenstellung wurde feinkörniger Schnee im Dichtebe- reich von 180 kg m^{-3} bis 430 kg m^{-3} untersucht. Es wurden ca. 330 Versuche durchgeführt. Der grösste Teil davon waren weggesteuerte einaxiale Druckver- suche. Zusätzlich wurden weggesteuerte triaxiale Druckversuche, ein- bzw. tria- xiale lastgesteuerte Druckversuche und einaxiale Zugversuche durchgeführt. Die Versuchstemperatur wurde in einem Bereich zwischen $-18.7 \text{ }^\circ\text{C}$ und $-1.8 \text{ }^\circ\text{C}$ gewählt und die Dehnungsgeschwindigkeit reichte von $2.5 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ bis $2.6 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. Im Winter 2001/2002 wurden begleitende Messungen der Schallemissionen im Frequenzbereich zwischen 35 kHz und 1000 kHz durchgeführt.

Die Untersuchung des ein- und des mehrdimensionalen visko-elastischen Verhaltens von Schnee brachte, neben der Bestätigung von Ergebnissen aus früheren Arbeiten, neue Erkenntnisse zum viskosen Verhalten und mehrdimen- sionalen Fliesskriterium von Schnee. Es wurde gezeigt, dass die Beziehung zwi- schen Spannung und Dehnungsgeschwindigkeit während dem sekundären Kriechen mit einem Potenzgesetz beschrieben werden kann. Der Exponent der Potenzfunktion ist, im Gegensatz zu polykristallinem Eis, nicht konstant. Es konnten zwei Bereiche mit unterschiedlichen Exponenten identifiziert werden, wobei der Übergang von einem Bereich zum anderen von der Dichte und von

der Temperatur abhängig ist. Durch die Messung bei verschiedene Temperaturen konnte die sogenannte Aktivationsenergie für Schnee quantifiziert werden. Weiter zeigte sich, dass das mehrdimensionale Fließkriterium für Schnee keinem der bekannten Fließmodelle entspricht, denn der Deviator nimmt mit zunehmendem Seitendruck ab. Durch die Messung der Schallemissionen konnte eine dichte- und temperaturabhängige potenzielle Beziehung zwischen Dehnungsgeschwindigkeit und maximaler SE- Aktivität identifiziert werden.

Es wurde ein eindimensionales Stoffgesetz zur Beschreibung des viskoelastischen Verhalten entwickelt. Das Stoffgesetz basiert auf der Unterteilung der totalen Dehnung in eine elastische, eine elastisch-reversible und eine viskose Komponente. Die in den Gleichungen enthaltenen Parameter wurden als Funktion der Dichte und der Temperatur bestimmt. Aufgrund der Erkenntnisse über das mehrdimensionale Fließkriterium, konnte aus dem eindimensionalen Stoffgesetz ein mehrdimensionales Stoffgesetz für kleineren Dehnungen aufgebaut werden. Anschliessend konnte das vorhandene mehrdimensionale Stoffgesetz mit einem inkrementellen Ansatz zur Beschreibung des Verfestigungsverhaltens von Schnee auf grössere volumetrische Stauchungen erweitert werden.

Das entwickelte Stoffgesetz wurde in ein zweidimensionales instationäres FE-Modell zur Berechnung von Spannungen, Dehnungen und Dehnungsgeschwindigkeiten in der Schneedecke implementiert. Zur Beurteilung der Schneedeckenstabilität wurden Ansätze aus der Bruchmechanik an das viskoelastische Verhalten von Schnee angepasst und in das FE-Modell numerisch implementiert. Erste bruchmechanische Berechnungen, die den Einfluss der Zeit und der Temperatur auf die Schneedeckenstabilität simulieren, zeigen mit den Feldbeobachtungen übereinstimmende Ergebnisse.

Summary

In mountain regions, snow is both an important natural resource and a considerable natural hazard. The evaluation of the catastrophic avalanches of the Winter 1999 in Switzerland revealed that important skills needed for an adequate risk management were still lacking. Research in snow mechanics was intensified in order to improve the understanding of the basic processes leading to avalanche formation. The main contribution of this work was to develop a density and temperature dependent viscoelastic constitutive law for snow, which is required for instationary finite element calculations.

The law is based on approximately 330 test on fine grained snow in the density range of 200 kg m^{-3} to 430 kg m^{-3} . Most of the tests were deformation controlled monoaxial compressions tests. In addition deformation controlled triaxial tests, load controlled mono respectively triaxial compression tests and deformation controlled tensile tests were performed. The applied strain-rates ranged between $8.0 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ and $2.6 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$; the temperature ranged between $-18.7 \text{ }^\circ\text{C}$ and $-1.8 \text{ }^\circ\text{C}$. In the Winter 2001 / 2002 acoustic emissions measurements in a frequency range between 35 kHz and 1000 kHz were performed during the strain-rate controlled compression tests.

The investigations of the one- and of the three-dimensional viscoelastic behaviour revealed unknown properties concerning both the viscous behaviour and the yield criterion of snow. The tests results show that the relationship between strain-rate and stress during secondary creep can be formulated using a power law. The power law exponent is not constant over the entire strain-rates range investigated in the experiments. Two distinct regimes with different exponents were identified. The transition strain-rate is shown to vary as a function of density and temperature. The apparent activation energy was determined using an Arrhenius law. Further, it was shown, that the yield criterion for snow is not in agreement with commonly used yield criteria. The deviatoric yield stress decrea-

ses with increasing confining pressure. The acoustic emissions measurement showed that the relationship between applied strain-rate and maximum acoustic-emissions-rate as a function of density and temperature obeys a power law.

A one-dimensional viscoelastic constitutive equation was developed in which the elastic, the anelastic and the viscous responses are defined as a function of density and temperature. The results of the triaxial tests enabled us to expand the one-dimensional constitutive law to a three-dimensional constitutive law valid for small strains. Finally, an incremental constitutive equation was developed in order to describe the work hardening behaviour of snow in compression.

The developed constitutive law was implemented in a two-dimensional thermomechanical instationary plane strain finite element model which simulates the evolution over time of strains, strain-rates and stresses in a layered snowpack. In order to determine the stability of weak layers, the energy criteria of fracture mechanics was implemented in the numerical model. First simulation results of the time and temperature weak layer stability are in agreement with field observations.

Einleitung und Zielsetzung

Schnee ist im Alpenraum eine wichtige Ressource. Gleichzeitig enthält er ein grosses Gefahrenpotenzial. Die Ereignisse im "Lawinenwinter 1999" zeigten, dass beim Umgang mit Naturgefahren, die aus Schnee und Lawinen resultieren, weiterhin ein akuter Handlungsbedarf besteht. Die vorliegende Arbeit befasst die sich mit den Grundlagen der Schneemechanik. Sie liefert einen Beitrag zur besseren Beurteilung der von Zeit und Temperatur abhängigen Veränderungen in der Schneedecke und zum besseren Verständnis der Lawinenbildung.

In diesem Kapitel werden verschiedene theoretische Ansätze zur Erklärung von Mechanismen bei der Lawinenbildung vorgestellt und diskutiert. Die daraus resultierenden Ziele und Randbedingungen werden formuliert.

1.1 Problemstellung

Die Bevölkerung im Alpenraum wird jeden Winter mit dem ambivalenten Charakter des Schnees konfrontiert. Einerseits ist Schnee eine Ressource hoher Wertschöpfung (Wintertourismus, Speicher für Trinkwasser und Wasserkraft). Andererseits verbirgt Schnee ein grosses Gefahrenpotenzial mit signifikanten wirtschaftlichen und gesellschaftlichen Auswirkungen. Die Schäden im sogenannten Lawinenwinter 1999 (SLF, 2000) sind im Vergleich zum letzten vergleichbaren katastrophalen Winter 1950/51 um ein vielfaches grösser gewesen.

Dieser enorme Anstieg des Risikos ist nicht zuletzt auf die immer grösser werdende touristische Nutzung des Alpenraumes zurückzuführen. Es zeigt sich, dass der Handlungsbedarf im Bereich Schnee und Lawinen (Forschung, Prävention, aktive Massnahmen) in den letzten Dekaden stark angestiegen ist.

Die Verfasser der Ereignisanalyse Lawinenwinter 1999 (SLF, 2000) gliedern den Handlungsbedarf in die Themenkreise:

1. Grundlagen Schnee, Schneedecken, Lawinen,
2. integriertes Risikomanagement,
3. organisatorische Massnahmen,
4. planerische Massnahmen,
5. technische und waldbauliche Massnahmen.

Der Beitrag dieses Projektes gehört in den erstgenannten Themenkreis. Der aktuelle Stand der Forschung betreffend Schneedeckenstabilität und Lawinenauslösemechanismus kann dem o.g. Bericht entnommen werden. Zitat: *"Die Anforderungen an die Lawinenprognose und -warnung bezüglich Genauigkeit in Raum und Zeit steigen ständig. Damit der operationelle Lawinenwarndienst diesen Ansprüchen gerecht werden kann, muss er sich auf verbesserte Grundlagen zur Stabilität der Schneedecke und deren Einfluss auf den Auslösemechanismus für Schneebrettlawinen, für Fliess- und Staublawinen sowie für Nassschneelawinen abstützen können. Die Lawinenprognostiker sind dabei auf bestmögliche Informationen zur Schneedecke und deren Stabilität angewiesen. Geeignete Mess-, Modellierungs- und Beurteilungsmethoden fehlen weitgehend und sind zu entwickeln."* (SLF, 2000).

Um die praktische Relevanz der vorliegenden Untersuchungen zu unterstreichen, wird an dieser Stelle der Stand der Kenntnisse über Lawinenauslösemechanismen, insbesondere Schneebrettlawinen, zusammengefasst. Als unbestrittene Tatsache gilt, dass um die Bildung einer Schneebrettlawine zu ermöglichen, ein Bruchvorgang am Umfang (Krone, Flanken, Fuss) des Schneebrettes stattfinden muss (Jamieson, 2001). Es gibt unterschiedliche Meinungen über die Vorgänge, die zu dem angesprochenen Versagen führen. Viele Autoren, sowohl aus den Anfängen der Schneemechanik (Haefeli, 1942, 1963);

(Bucher, 1947, 1948) als auch in der Gegenwart (McClung, 1978); (Jamieson, 2001) beschreiben das Schubversagen einer „schwachen“ Schicht als Hauptursache für die Lawinenbildung. Wenn die Schubverformung in dieser Schicht ein gewisses Mass überschreitet, verliert sie an Festigkeit (Entfestigung). In diesem Fall werden die darüberliegenden Schichten stark auf Zug beansprucht. Das kann zu deren Versagen führen.

Es gibt Autoren, z.B. Sommerfeld (1967), die aufgrund von Beobachtungen (Künstliche Lawinenauslösung, Skifahrerlawinen, zeitliche Entwicklung des Bruchvorganges) an der Rolle der schwachen Schicht als einziger Faktor für die Auslösung einer Lawine zweifeln. Sommerfeld (1967) schlägt aus diesem Grund weitere, alternative Hypothesen für die Analyse der Versagensmechanismen in der Schneedecke vor. Er betrachtet zum Beispiel eine vorexistierende Fehlstelle (nicht nur die „schwache“ Schicht) als eine Kerbe, an der sich Spannungskonzentrationen aufbauen. Je nach Bedingungen, kann sich dieser vorgegebene Riss stabil verhalten (keine Fortpflanzung) oder instabil (Fortpflanzung bis zum Versagen des gerissenen Körpers). Sehr gute Methoden liefert in dieser Hinsicht die Bruchmechanik. Sie verbindet bekannte Systemparameter zur Ermittlung der Beanspruchung (äussere Kräfte, Verschiebungen, Geometrie) mit dem meistens schwer zu beschreibenden lokalen Bruchverhalten des Materials (Abb. 1-1). Das erfolgt in verschiedenen Schritten. Zuerst müssen die Spannungen und die Dehnungen in der Nähe des Risses bestimmt werden. Für die Lösung dieser Aufgabe reichen analytische Methoden nicht aus, deswegen werden numerische Methoden (FE-Modelle) angewendet. Die weiteren Schritte, die Bestimmung der lokalen und globalen Rissbeanspruchungsparameter, werden ebenfalls mit Hilfe der numerischen Methode durchgeführt.

In den letzten 30 Jahren wurden verschiedene Ansätze erarbeitet, die diesem Ablauf (Abb. 1-1) zuzuordnen sind. Bader und Salm (1989) haben ein auf den stationären Zustand basierendes FE-Modell entwickelt und damit die Spannungskonzentrationen in der Nähe einer schwachen Schicht bestimmt (erster Schritt nach Abb. 1-1).

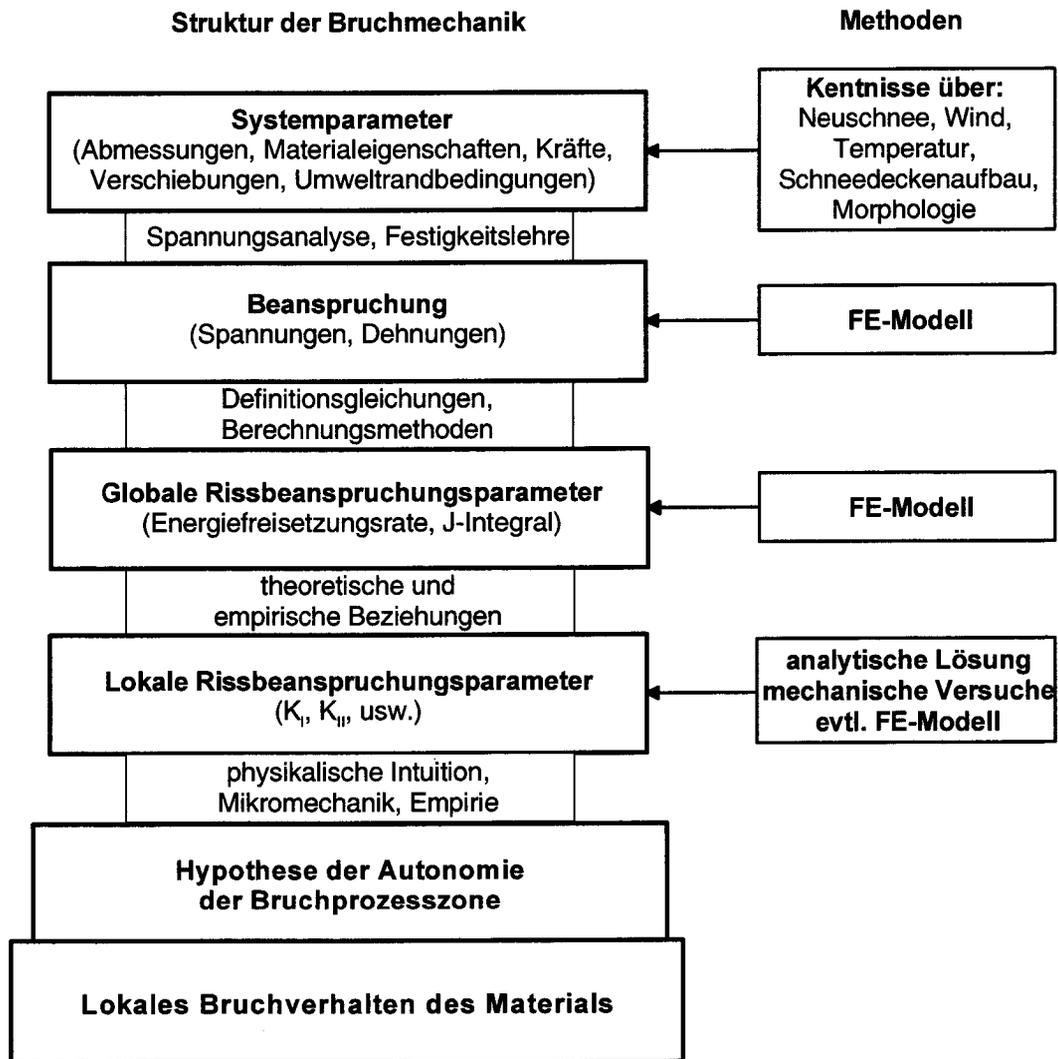


Abbildung 1-1: *Logische Struktur der Bruchmechanik nach Schindler (2001) und zugehörige Werkzeuge für das spezifische Problem der Lawinenbildung.*

Andere Autoren (Kirchner et al., 2000); (Narita, 1983) haben sich mit der Untersuchung der lokalen Rissbeanspruchungsparameter beschäftigt. Von Louchet (2001) wurden Ansätze vorgestellt, welche auf vereinfachte Weise die äußeren Kräften des Systems mit den lokalen Rissbeanspruchungsparametern verknüpfen und sowohl die Berechnung der inneren Spannungen als auch die Bestimmung der globalen Rissbeanspruchungsparameter vernachlässigen. Die genannten Beiträge haben zum qualitativen Verständnis der Lawinenauslösemechanismen beigetragen. Diese Überlegungen sind aber noch weit von einer quantitative Beurteilung der Stabilität eines vorgegebenen Fehlers entfernt (Abb.

1-1) und somit als Arbeitsmittel für die Lawinenprognostiker nicht genügend aussagekräftig. Es besteht ein grosser Bedarf an einer quantitativen systematischen bruchmechanischen Analyse.

Aus Abb. 1-1 kann entnommen werden, dass die bruchmechanische Beurteilung der Anwendung eines FE- Modells bedarf. Für elasto-plastische Materialien existieren unzählige kommerzielle Produkte. Für ein komplexes nicht-linear visko-elastisches Material wie Schnee, sind solche Anwendungen noch zu entwickeln. Aus diesem Grund steht die Entwicklung eines FE-Modells für die numerische Simulation des nicht-linear visko-elastischen Verhalten von Schnee im Vordergrund.

Diese Arbeit befasst sich mit dem ersten Schritt dieser Entwicklung, der Formulierung der Beziehung zwischen Dehnungen und Spannungen als Funktion von äusseren Bedingungen wie Temperatur und Dichte. Das resultierende Stoffgesetz muss über die ganze Bandbreite der Variablen (Dichte, Temperatur, Spannung bzw. Dehnungsgeschwindigkeit, Dehnung) gültig sein. Es muss das mechanische Verhalten von Schnee so exakt wie möglich widerspiegeln, was nur auf entsprechende experimentelle Untersuchungen und Ergebnisse gestützt werden kann.

1.2 Ziel der Arbeit

Das Ziel der Arbeit ist die Entwicklung eines dichte- und temperaturabhängigen Stoffgesetzes zur Beschreibung des visko-elastischen Verhaltens von Schnee. Dieses soll als Grundlage für die Entwicklung eines dreidimensionalen instationären FE-Modells dienen.

Die Themen, die in dieser Arbeit behandelt werden, sind insbesondere:

- Die quantitative Beschreibung des viskosen, des elastischen und des elastisch-reversiblen Verhaltens von Schnee als Funktion seiner Dichte und Temperatur, gestützt auf das empirische Stoffgesetz von Sinha (1978) für polykristallines Eis.

- Die Verknüpfung der physikalischen Prozesse, die im Eisgerüst stattfinden, mit dem dichte- und temperaturabhängigen Kontinuumsmechanischen Verhalten von Schnee mit Hilfe des Potenzgesetzes von Glen (1955) und der Analyse der elastischen, elastisch-reversiblen und viskosen Dehnungsanteile.
- Die Definition einer richtungsunabhängigen Fließbedingung, basierend auf den Ergebnissen der triaxialen Druckversuche.
- Die qualitative und quantitative Beschreibung der Schallemissionsaktivität innerhalb des belasteten Eisgerüsts.
- Die Implementierung von Bruchmechanischen Methoden in einem FE-Modell zur Beschreibung des Auslösemechanismus von Schneebrettlawinen.

1.3 Wissenschaftlicher Beitrag

Der wissenschaftliche Beitrag dieser Arbeit umfasst die folgenden Elemente:

- Eindimensionales dichte- und temperaturabhängiges Stoffgesetz zur Beschreibung des nicht-linear visko-elastischen Verhaltens von Schnee, gültig für einem gegebenen begrenzten Rahmen (Dichtebereich, Temperaturbereich, Spannungsbereich, Schneestruktur).
- Mehrdimensionales Fließkriterium für Schnee.
- Generierung von Hypothesen betreffend den physikalischen Prozessen, die das makroskopische Verhalten steuern.
- Anwendung von numerischen Bruchmechanischen Methoden zur Berechnung der Stabilität von schwachen Schichten.

1.4 Randbedingungen

Der Umfang dieser Arbeit wird durch verschiedene Randbedingungen bestimmt, die sich in die folgenden Kategorien einteilen lassen:

- Schneestruktur und -dichte:

Für die Versuche wurde alpiner, natürlicher, feinkörniger Schnee mit abgerundeten Eiskörner ($d < \text{ca. } 0.2 \text{ mm}$) verwendet. Der gewählte Schneetyp ermöglicht die Untersuchung des Dichteeinflusses auf die mechanischen Eigenschaften des Schnees, wobei die Bandbreite der Dichten ρ 150 kg m^{-3} bis 500 kg m^{-3} beträgt. Ebenso wurden andere Schneetypen aus stark umgewandeltem altem Schnee, Tiefreif, usw., aus versuchstechnischen Gründen nicht untersucht. Schneearten ohne Zugfestigkeit oder mit einer zu geringen Dichte können nicht im ungestörten Zustand als Prüfkörper verarbeitet werden.

- Versuchsbedingungen:

Die Versuchstemperatur T wurde im Bereich von $-20 \text{ }^\circ\text{C}$ bis $-2 \text{ }^\circ\text{C}$ gewählt, um die in der Schneedecke auftretenden Temperaturen repräsentativ zu widerspiegeln. Die Mehrzahl der Versuche wurden deformationsgesteuert durchgeführt, um die bestmögliche Analyse des Spannung-Dehnungs-Verhaltens zu erzielen. Die Dehnungsgeschwindigkeiten $\dot{\epsilon}$ betragen $1.1 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ bis $2.6 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. Die untere Grenze war durch versuchstechnische Bedingungen gegeben. Die obere Grenze wurde so gewählt, dass der Schnee sich nicht mehr duktil sondern spröde verhält. Bei den triaxialen Druckversuchen wurde ein maximaler Seitendruck von 50 kPa aufgebracht. Dieser Wert stellt die obere Grenze der Versuchseinrichtung dar.

- Interpretation der Ergebnisse:

Die physikalische Interpretation der Ergebnisse basiert auf den dokumentierten Untersuchungen der physikalischen Prozesse, die im polykristallinen Eis stattfinden. Eigene Untersuchungen der Prozesse,

die in den Eiskörnern und an den Korngrenzen stattfinden, wurden nicht durchgeführt.

- Modellierung:

Schnee wird bei der Formulierung des Stoffgesetzes hier stets als Makrokontinuum betrachtet. Es wird keine Skalierung der Spannungs- und Dehnungszustände im Eisgerüst auf das mechanische Verhalten von Schnee auf der makroskopischen Ebene durchgeführt. Einzig für das Verständnis der physikalischen Prozesse werden Überlegungen über das mikrostrukturelle Tragverhalten vom Eisgerüst durchgeführt.

- Zeitlicher Umfang:

Der Umfang des am 1. August 2000 gestarteten Nationalfond-Projektes Nr. 2000-059382 „*Triaxial tests to determine a temperature-dependent microstructure-based failure criteria for snow*“ wurde zuerst auf 36 Monate festgelegt und im Jahr 2003 um 6 Monate verlängert. Innerhalb dieser Periode wurde während drei Wintern experimentelle Untersuchungen durchgeführt (2000 bis 2003). Der zeitliche Aufwand für die Untersuchungen betrug jeweils 4 Monate pro Saison.

1.5 Projektorganisation

Bei dem NF-Projekt Nr. 2000-059382 besteht eine Zusammenarbeit zwischen dem Institut für Geotechnik (IGT) der ETH Zürich und dem Eidgenössischen Institut für Schnee- und Lawinenforschung (SLF) in Davos. Diese Arbeit ist die Fortsetzung des NF-Projektes „*Field and laboratory experiments to determine the mechanical properties of snow*“ (von Moos, 2000). Sie ist thematisch mit dem am Institut für Baustatik und Konstruktion (IBK / Gruppe Anderheggen) der ETH Zürich in Zusammenarbeit mit dem SLF laufenden Projekt „*Two and three dimensional simulations of the alpine snowpack*“ stark vernetzt.

Stand der Forschung in der Schneemechanik

In diesem Kapitel werden auf dem Gebiet der Schneemechanik richtungsweisende Arbeiten der letzten 70 Jahren vorgestellt und diskutiert. Die beiden Themenkreise Bestimmung der mechanischen Eigenschaften von Schnee und die Entwicklung von Stoffgesetzen werden betrachtet. Bei der Diskussion werden konzeptionelle Lücken aufgedeckt und mögliche Vorschläge für die Verbesserung der physikalischen Grundlage der angenommenen Modelle vorgestellt.

2.1 Einführung

Seit den 30-er Jahren wird im Bereich der Schneemechanik geforscht. Die Schwerpunkte sind:

- die Bestimmung der mechanischen Eigenschaften von Schnee aufgrund von klar definierten rheologischen Modellen
- die Entwicklung von Stoffgesetzen, basierend entweder auf den Prinzipien der Kontinuumsmechanik (makrostrukturelle Stoffgesetze) oder auf den mikrostrukturellen Eigenschaften von Schnee.

Bei der Bearbeitung der seit 1930 durchgeführten Arbeiten (Shapiro *et al.*, 1997) wurden vor allem bei der Überprüfung der den Modellen zu Grunde liegenden Annahmen gewisse Lücken aufgedeckt (Abb. 2-6). Es besteht ein gros-

ser Bedarf an physikalischen Grundlagen zur Beschreibung des dichte-, temperatur- und spannungsabhängigen makroskopischen Verhaltens von Schnee.

Abschliessend werden Schritte vorgeschlagen, um ein Stoffgesetz zu entwickeln, das sich auf einer breiten Basis an Versuchsergebnissen abstützt.

2.2 Historische Entwicklung

Konzentrierte Forschungsaktivitäten auf dem Gebiet der Schneemechanik wurden vor allem zwischen 1930 und 1980 entwickelt (Shapiro, *et. al.*, 1997). Nicht alle Forschungsgemeinden verfolgten die gleichen Ziele. In Europa und in Japan hatten die Untersuchungen im Bezug auf die Lawinenbildung in Bergregionen Vorrang. In Nordamerika und in der ehemaligen Sowjetunion standen die Aktivitäten in polaren Regionen in Vordergrund. Seit 1980 scheint die Schneemechanik zu stagnieren. Brown (1989) begründet diesen Stillstand mit dem mangelnden kommerziellen Nutzen von Kenntnissen aus der Schneemechanik und mit der kleinen Ausdehnung der Forschungsgemeinde. Beide Faktoren führten dazu, dass die der Forschung zur Verfügung gestellten finanziellen Mittel immer geringer wurden. Diese Tatsache widerspiegelt sich auch in den Forschungsergebnisse. Die meisten Arbeiten scheinen Bruchteile einer grösseren Einheit zu sein, die aber als solche nie realisiert wurde.

Inhaltlich lässt sich das Forschungsfeld in zwei Kategorien unterteilen: die Bestimmung der *mechanischen Eigenschaften* (Kapitel 2.3) und die Entwicklung von *Stoffgesetzen* (Kapitel 2.4). Bei früheren Arbeiten wurde Schnee, sowohl für die Bestimmung der Eigenschaften als auch bei der Modellierung, als *Kontinuum* betrachtet. Später, nachdem die grosse Bedeutung der Mikrostruktur erkannt wurde (Yosida *et al.*, 1956); (Voitkovskiy *et al.*, 1975); (Fukue, 1979), wurden Untersuchungen von mechanischen Prozessen durchgeführt, die auf der *mikrostrukturellen Ebene* stattfinden (Keeler, 1969); (Kry, 1975); (Gubler, 1978). Diese Ideen wurden auch bei der Entwicklung von Stoffgesetzen umgesetzt (Hansen und Brown, 1988); (Mahajan and Brown, 1993); (von Moos, 2000).

Die bedeutendsten Zusammenfassungen von Versuchsergebnissen und Modellen wurden von Bader (1962); Mellor (1964, 1974, 1977) and Salm (1982) verfasst. Später wurden vereinzelte Arbeiten über spezifische Untersuchungen veröffentlicht, wie z.B. die Ergebnisse aus triaxialen Druckversuchen (Lang und Harrison, 1995); (von Moos, 2000), die Untersuchungen des Temperatureinflusses auf das Schubverhalten von Schnee (McClung, 1996); (Schweizer, 1998) oder die Untersuchung der bruchmechanischen Eigenschaften von Schnee (Kirchner *et al.*, 2000, 2001).

2.3 Mechanische Eigenschaften von Schnee

In diesem Teil werden die wichtigsten Ergebnisse betreffend den mechanischen Eigenschaften vorgestellt. Besondere Aufmerksamkeit wird dabei den Eigenschaften geschenkt, die auch in der vorliegenden Arbeit untersucht wurden; wie:

- das *elastische Verhalten* (Young's Modul, Poisson's Zahl),
- das *viskose Verhalten* (Viskosität, viskoses Analogon der Poisson's Zahl),
- die *Festigkeit*,
- das Verhalten im mehraxialen Belastungszustand,
- *Schallemissionsaktivität (SE-Aktivität)* von Schnee.

Weitere Merkmale wie z.B. der Rammwiderstand von Sondierungen im Schnee oder der Reibungswiderstand von Schnee an Grenzflächen (z.B. Ski) werden an dieser Stelle nicht diskutiert. Die Ergebnisse aus der zitierten Literatur werden einerseits als Vergleich und andererseits als Grundlage für die Diskussion der Versuchsergebnisse (Kapitel 5) dienen.

Die Mehrheit der Daten stammt aus der Zusammenfassung von Mellor (1975), welche heute als die repräsentativste zusammenfassende Arbeit gilt.

2.3.1 Elastisches Verhalten

Die Bestimmung des Young's Moduls erfolgt entweder *statisch*, wie bei dieser Untersuchung oder *dynamisch*. Die statische Bestimmung des *Young's Moduls* E_0 erfolgt, indem die Tangente der Spannungs-Dehnung-Kurve am Anfang der Belastung, d.h. bei $\varepsilon \rightarrow 0$, bestimmt wird. Diese Methode unterschätzt in der Regel den effektiven Wert von E_0 , weil schon unmittelbar nach Aufbringen der Belastung die temperatur- und zeitabhängigen Prozesse den Tangentenmodul stark vermindern (Sinha, 1979). Die dynamische Bestimmung von E_0 erfolgt durch die Messung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit von hochfrequenten Druckwellen mit Hilfe von Gl. 2-3.

$$E_0 = \rho \cdot v^2 \quad [2-1]$$

In der Abb. 2-1 sind die Werte von E_0 als Funktion der Dichte dargestellt. In einem Dichtebereich $100 \text{ kg m}^{-3} < \rho < 500 \text{ kg m}^{-3}$ ist die Beziehung in einer halb-logarithmischen Skala ungefähr linear. Ausserdem scheint der Young's Modul, ähnlich wie bei polykristallinem Eis (Sinha, 1979) temperaturunabhängig zu sein.

Die *Poisson's Zahl* ν (Abb. 2-1) kann *dynamisch* bestimmt werden, indem zusätzlich zum Elastizitätsmodul (Young's Modul) E_0 auch der Schubmodul G bestimmt wird. Die Poisson's Zahl ν wird anhand von Gl. 2-2 bestimmt.

$$G = \frac{E}{2(1-\nu)} \quad [2-2]$$

Eine weitere Möglichkeit besteht in der *quasi-statische Messung* von ν (Salm, 1971). Dabei wird ν aus dem Young's Modul aus einaxialen Druckversuchen $E_{1(\nu)}$ und dem Young's Modul $E_{1(\nu)}^{red}$ aus Druckversuchen mit seitlich verhinderter Dehnung, mit Hilfe von Gl. 2-3 bestimmt.

$$E_{1(\nu)}^{red} = \frac{E_{1(\nu)}}{1 - \frac{2\nu^2}{(1-\nu)}} \quad [2-3]$$

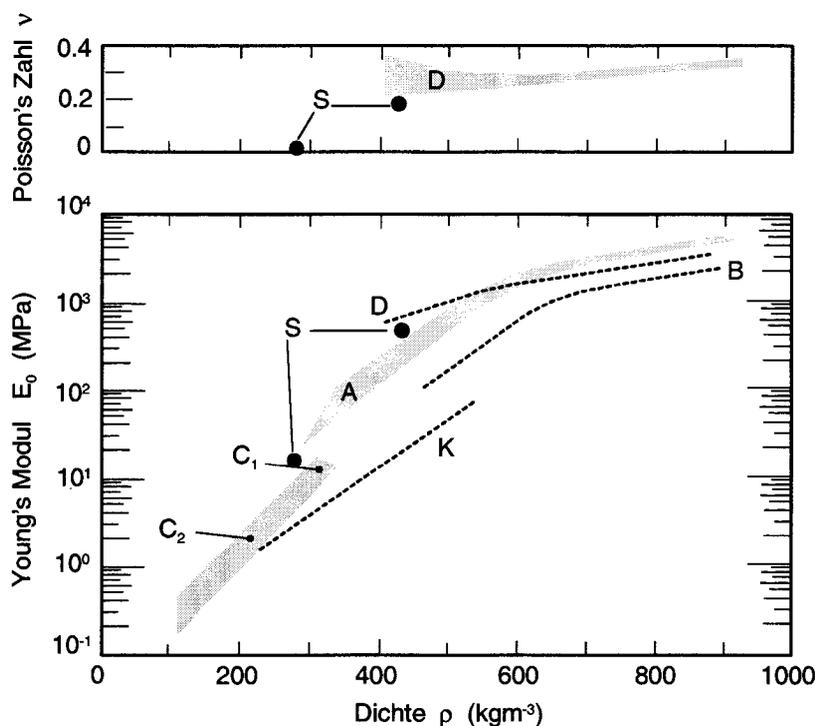


Abbildung 2-1: Young's Modul und Poisson's Zahl als Funktion der Dichte für kalten, feinkörnigen Schnee aus Mellor (1974): (A) Dynamische Messung mit hohen Frequenzen, $-10\text{ }^{\circ}\text{C} < T < -25\text{ }^{\circ}\text{C}$. (B) Einaxiale Druckversuche, $T = -25\text{ }^{\circ}\text{C}$, $3 \times 10^{-3}\text{ s}^{-1} < \dot{\epsilon} < 2 \times 10^{-2}\text{ s}^{-1}$. (C₁) Einaxiale Druck- und Zugversuche, $-12\text{ }^{\circ}\text{C} < T < -25\text{ }^{\circ}\text{C}$, $8 \times 10^{-6}\text{ s}^{-1} < \dot{\epsilon} < 4 \times 10^{-4}\text{ s}^{-1}$. (C₂) Statische Kriechversuche $-6.5\text{ }^{\circ}\text{C} < T < -19\text{ }^{\circ}\text{C}$. (D) Dynamische Messung, 10^3 Hz , $-14\text{ }^{\circ}\text{C}$. (K) Statische Messung von E_0 . Quasi statische Messung der Poisson's Zahl und des Young's Moduls aus Salm (1971): (S) Einaxiale Druckversuche und Druckversuchen in starren Zellen, $T = -9\text{ }^{\circ}\text{C}$, $2.2 \times 10^{-3}\text{ s}^{-1} < \dot{\epsilon} < 2.2 \times 10^{-2}\text{ s}^{-1}$.

Abb. 2-1 zeigt, dass die *dynamisch* bestimmte *Poisson's Zahl* ν , unabhängig von der Dichte, ungefähr 0.3 bis 0.4 beträgt. Dieser Wert entspricht der *Poisson's Zahl* für Eis $\nu = 0.33$ (Hobbes, 1974). Die *quasi statischen* Werte von Salm (1971) sind viel geringer ($0 < \nu < 0.2$). Diese Diskrepanz lässt sich durch die Messmethode begründen. Während Salm (1971) die *Poisson's Zahl* ν des Schnees als Kontinuum bestimmt hat, wurde mit der *dynamischen Methode* die *Poisson's Zahl* ν vom Eis im Eisgerüst des Schnees bei extrem kleinen Deformationen gemessen.

Eine direkte statische Messung von $\nu = \varepsilon_x / \varepsilon_y$, die nur mit hohen Dehnungsgeschwindigkeiten und bei kleinen Dehnungen möglich ist, wurde nie durchgeführt. Bader et al. (1951) betonten die Schwierigkeit einer solchen Messung. Viele Messungen des Verhältnisses zwischen der axialen Dehnung ε_y und der radialen Dehnung ε_x wurden dagegen für grössere Dehnungen durchgeführt (de Quervain, 1966). Es entstand somit die Definition (Kapitel 2.3.2) des *viskosen Analogon der Poisson's Zahl* ν_v (Mellor, 1974).

2.3.2 Viskoses Verhalten

In der Schneemechanik, im Gegensatz zur Eismechanik, hat sich seit den Anfängen das Konzept der Viskosität η eingeprägt. Es wurde dabei angenommen, dass sich Schnee wie eine newtonische Flüssigkeit verhält und dass während dem sekundären Kriechen folgende lineare Beziehung (Gl. 2-4) gültig ist:

$$\dot{\varepsilon} = \frac{\sigma}{\eta} \quad [2-4]$$

Mellor (1974) unterscheidet zwischen der *axialen* Viskosität (Abb. 2-2), bestimmt aus einaxialen Druckversuchen, und der *kompaktiven* Viskosität, bestimmt aus der Messung der Setzungen der Schneedecke im Feld.

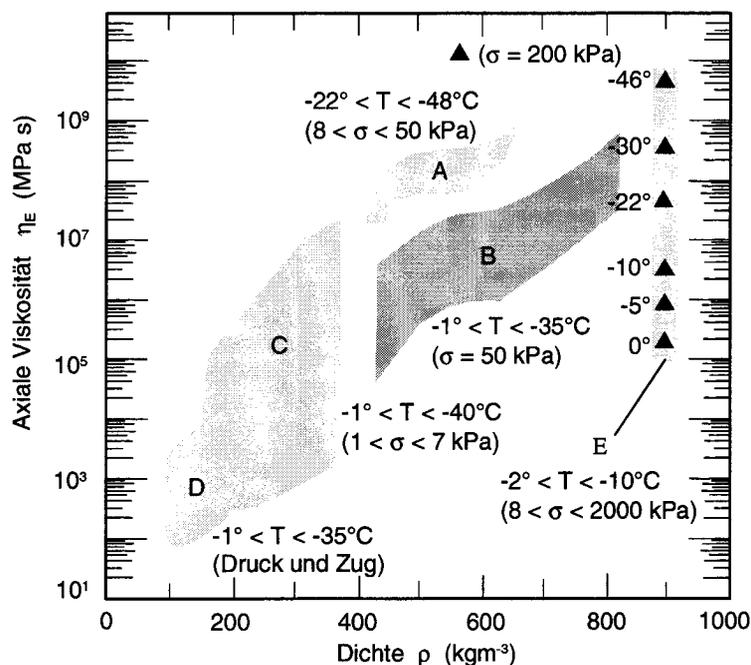


Abbildung 2-2: Axiale Viskosität η_E als Funktion der Dichte (Mellor, 1974). Die Datenquellen sind: (A) Ramseier und Pavlak (1964), (B) Mellor und Smith (1967), (C) Bucher (1948), (D) Shinjima (1967), (E) Mellor und Smith (1967) und Mellor und Testa (1969).

Die Abb. 2-2 zeigt eine sehr grosse Streuung der Werte. Die Anwendung von diesen Daten für die Entwicklung von Stoffgesetzen zur Beschreibung des Spannungszustandes innerhalb der Schneedecke ist fraglich. Obwohl Bader (1962) und später Salm (1967) erkannt haben, dass die Beziehung zwischen der aufgetragten konstanten Spannung und der resultierenden sekundären konstanten Dehnungsgeschwindigkeit nicht linear ist, wurde die Idee von einer spannungsunabhängigen Viskosität weiter verwendet (Kojima, 1974); (Mellor, 1974); (Klaus, 1978); (Gubler, 1994); (Mollis, 1994).

Diese Annäherung an die Problematik des viskosen Verhaltens von Schnee trifft für die Beschreibung der zeitabhängigen Setzungen der Schneedecke (*kompaktive Viskosität*) zu, weil die Eigengewichtskräfte gering sind und sich nur unwesentlich verändern. Im Gegensatz dazu, kann das Konzept von der spannungs- und temperaturunabhängigen Viskosität bei der Berechnung der Span-

nungen innerhalb der Schneedecke und vor allem in der Nähe von Diskontinuitäten zu Ergebnissen führen, die in keiner Weise dem effektiven Zustand entsprechen (Kapitel 5).

Mellor (1974) definierte einen weiteren Parameter: das *viskose Analogon der Poisson's Zahl* ν_v . Dieser Wert wurde direkt aus einaxialen Druckversuchen bestimmt, indem die Durchmesseränderung der Probe manuell während der Belastung bestimmt wurde. Für kleine axiale Dehnungen gilt $\nu_v = 0.1$, mit zunehmender axialer Dehnung nimmt ν_v bis 0.5 zu (Yosida, 1963). Bei der zitierten Literatur fehlen jedoch quantitative Angaben über die axialen Dehnungen bei denen ν_v bestimmt wurde.

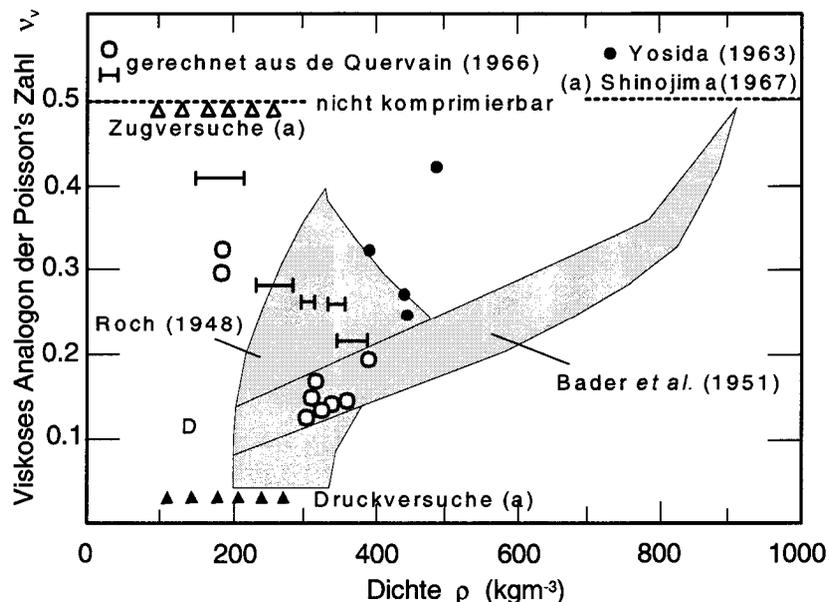


Abbildung 2-3: Zusammenfassung der Werte des viskosen Analogons der Poisson's Zahl ν_v (Mellor, 1974). Datenquellen: Roch (1948); Bader et al. (1951); Yosida (1963); de Quervain (1966) und Shinojima (1967).

2.3.3 Festigkeit

Der Begriff Festigkeit ist bei Schnee nicht eindeutig. Mellor (1974) definiert die Festigkeit als die maximale deviatorische Spannung bei einer vorgegebenen Dehnungsgeschwindigkeit, ohne den Übergang vom duktilen zum spröden Verhalten zu berücksichtigen. In seiner Datensammlung (Abb. 2-4) präsentiert er

trotzdem Werte aus Versuchen mit sehr hohen Dehnungsgeschwindigkeiten ($\dot{\epsilon} > 1 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$), d.h. betreffend dem spröden Verhalten von Schnee. Yosida (1963) dagegen unterscheidet zwischen *plastischem Verformungsverhalten* und *destruktivem Verformungsverhalten*. Der Übergang zwischen den zwei Zuständen tritt bei einer kritischen Dehnungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_{\text{krit}}$ ein, die eine Funktion der Temperatur T und der Dichte ρ ist (Yosida, 1963).

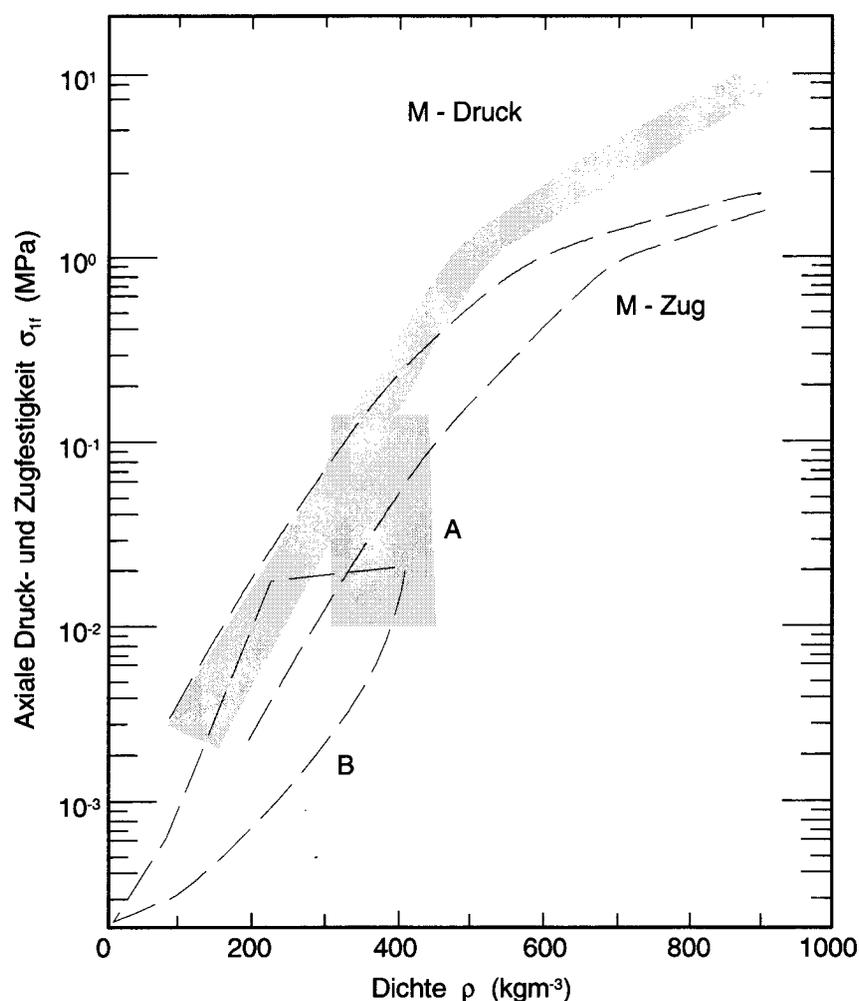


Abbildung 2-4: Einaxiale Druck- und Zugfestigkeit des Schnees unter schneller Belastung. (M) Mellor (1975), originale Werte aus Haefeli (in Bader et al., 1939); Bucher (1948); Butkovich (1956), Keeler and Weeks (1967); (Keeler, 1969), Kovacs et al.(1969); Hawkes and Mellor (1972). (A) Narita (1980) für $\dot{\epsilon} > 5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$. (B) In situ Zugfestigkeit (Jamieson and Johnston, 1990).

2.3.4 Mehrdimensionales Verformungsverhalten

Wegen der fehlenden technischen Möglichkeiten sind aus den früheren Jahren keine Daten über das Verhalten von Schnee unter mehrdimensionaler Belastung vorhanden. Erste mechanische Versuche wurden in Form von triaxialen Druckversuchen durchgeführt, Desrues *et al.* (1980); Lang und Harrison (1995) und von Moos (2000). Weiter wurden Direktscherversuche (direct simple shear tests) durchgeführt (McClung, 1977).

Von Moos (2000) untersuchte den Einfluss des Seitendruckes auf die Axialspannung (gemessen bei $\varepsilon_1 = 3\%$) für eine Dichte $\rho = 313 \text{ kg m}^{-3}$ und eine Dehnungsgeschwindigkeit $d\varepsilon/dt = 7.4 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$. Seine Schlussfolgerung war, dass die Höhe des Seitendruckes keine Änderung der deviatorischen Spannung (gemessen bei $\varepsilon_1 = 3\%$) bewirkt.

Lang und Harrison (1995) untersuchten Schnee mit einer Dichte $170 \text{ kg m}^{-3} < \rho < 376 \text{ kg m}^{-3}$ bei einer Dehnungsgeschwindigkeit $d\varepsilon/dt = 1.01 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$. Sie analysierten die Ergebnisse mit Hilfe des Critical-State-Modells (Roscoe and Burland, 1968) und kamen dabei zu folgenden Ergebnissen:

- Im hydrostatischen Spannungszustand (VCL¹) existiert eine lineare Beziehung zwischen der Volumenänderung und dem aufgebrachten hydrostatischen Druck als Funktion der Dichte.
- Eine solche Beziehung ist auch im abgeschernten Zustand (CSL²), definiert als der Zustand bei $\varepsilon_1 = 15\%$ gültig.

Ähnlich wie bei Lang and Harrison (1995) führten Desrues *et al.* (1980) triaxiale Druckversuche (Dichte $150 \text{ kg m}^{-3} < \rho < 376 \text{ kg m}^{-3}$) in zwei Schritten durch. In der ersten Phase wurde die Probe mit einem konstanten hydrostatischen Druck belastet. Dabei wurde die Volumenänderung gemessen. In der zweiten Phase wurde die gleiche Probe deformationsgesteuert axial belastet, wobei der Seitendruck konstant gehalten wurde. Als wichtigstes Ergebnis dieser Untersu-

1. VCL = virgin compression line

2. CSL = critical state line

chung wurde die lineare Beziehung zwischen der Volumenänderung ε_v und der axialen Dehnung ε_1 , d.h. die Existenz von einem konstanten *viskosen Analogon der Poisson's Zahl* $\nu_v = 0.13$, hervorgebracht.

McClung (1977) untersuchte das mehrachsige Verhalten von Schnee (Dichte $150 \text{ kg m}^{-3} < \rho < 400 \text{ kg m}^{-3}$) mit Hilfe von Direktscherversuchen. Die Verformungsgeschwindigkeit wurde im duktilen Bereich zwischen $\dot{\gamma} = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ und $\dot{\gamma} = 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ gewählt, die Normalspannung wurde zwischen $\sigma = 1 \text{ kPa}$ und $\sigma = 10 \text{ kPa}$ variiert. Die Ergebnisse wurden qualitativ diskutiert, dabei wurden folgende Schlussfolgerungen formuliert:

- Proben, die mit einer geringen Normalspannung σ belastet wurden, zeigen (nach Erreichen eines Maximums τ_{\max}) einen Abfall der Schubspannung τ zu einem Restwert τ_{rest} (ähnlich wie bei OC Tonen und dicht gelagerten Sanden). Diese Proben zeichnen sich durch dilatantes Verhalten aus.
- Proben, die mit einer höheren Normalspannung σ belastet wurden zeigen im Gegensatz dazu eine Verfestigung, d.h. nach Erreichen einer Fließspannung steigt die Schubspannung τ weiter mit zunehmender Verformung γ . In diesem Fall nimmt das Volumen der Probe stetig ab. Ein ähnliches Verhalten wurde auch bei den triaxialen Druckversuchen von Lang und Harrison (1995) festgestellt.
- Die maximal Schubspannung τ_{\max} nimmt mit zunehmender Normalspannung σ zu. Der Autor bemerkt aber, dass die Proben während einer gewissen Zeit unter der Normalspannung σ konsolidiert wurden. Der Konsolidationsgrad $\Delta h/h_0$ war grösser bei höheren Normalspannungen.

2.3.5 Messung der Schallemissionen

Die Anwendung der Schallemissionen in der Materialtechnologie kann in zwei Kategorien eingeteilt werden:

- Die erste Kategorie befasst sich mit der Erforschung der akustischen Eigenschaften von Materialien und versucht sie mit deren mechanischen Eigenschaften zu verbinden (Kapitel 2.3.1).
- Die zweite Kategorie befasst sich mit der Verknüpfung zwischen den Schallemissionen von Materialien unter Belastung und der Entwicklung von Materialschäden, wie z.B. die Fortpflanzung von Rissen.

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der zweiten Kategorie. Auf diesem Gebiet wurden sowohl Feldversuche zur Bestimmung der Hangstabilität als auch Laborversuche mit kleinen Proben durchgeführt. Der grösste Unterschied zwischen beiden Versuchsarten liegt in der verwendeten Apparatur. Für Laboruntersuchungen wurde ein breiteres Frequenzspektrum geprüft, von 0.1 bis 14 kHz. Im Feld dagegen wurden ausschliesslich tiefere Frequenzen (0.002 - 10 kHz) angewendet. Pionierarbeiten wurden von St. Lawrence *et al.* (1973) und St. Lawrence and Bradley (1973, 1975) publiziert.

St. Lawrence *et al.* (1973) führten deformationsgesteuerte Versuche durch. Der Bereich der Dehnungsgeschwindigkeit wurde so gewählt, dass sowohl das duktile Verhalten als auch das spröde Verhalten von Schnee untersucht werden konnte. Die Messung der Schallemissionen erfolgte mit einem Geophon über einen Frequenzbereich zwischen 0.02 kHz und 8 kHz. Signale wurden nur bei sprödem Verhalten registriert.

Bradley und St. Lawrence (1974) untersuchten den Kaiser Effekt (Kaiser, 1953) für Schnee (Kapitel 5.6.7). Die Messungen wurden mit 50 - 100 kHz Sensoren, durchgeführt. Die Autoren stellten fest, dass Emissionen auch im duktilen Bereich abgegeben werden. Die Existenz des Kaiser Effektes im Schnee konnte qualitativ bewiesen werden. Eine mit konstanter Last σ_0 vorbelastete Schneeprobe, die innerhalb einer kurzen Zeit erneut belastet wurde, gab erst signifikante Emissionen ab, wenn die Vorbelastungsspannung σ_0 überschritten wurde. Wenn zwischen der Vorbelastungsphase und der Belastungsphase aber während einer längeren Zeitspanne (6 - 24h) ein unbelasteter Zustand eingeschaltet

wurde, konnten auch bei Lasten $\sigma < \sigma_0$ Schallemissionen registriert werden. Bradley und St. Lawrence (1974) schlossen darauf, dass der Kaiser Effekt mit der Zeit abklingt.

St. Lawrence (1980) entwickelte ein Modell für die Beschreibung der Emission von Ultraschallwellen im Schnee. Das Modell betrachtet die Schallemission (Anzahl Ereignisse N) als Funktion von Spannung und Verformung. Der Einfluss weiterer Parameter, wie Temperatur T , Dichte ρ bzw. Mikrostruktur wurden erwähnt aber nicht berücksichtigt. Die Gültigkeit des theoretischen Ansatzes wurde mit wenige Versuchsergebnissen nachgewiesen.

McClung (1986) führte während Direktscherversuchen Messungen der Schallemissionen mit 1-500 Hz Sensoren durch. In seiner qualitativen Analyse der Ergebnissen stellt er fest, dass die maximale Emissionsrate (Ereignisse pro Zeiteinheit) eine Funktion der Temperatur und der Dehnungsgeschwindigkeit ist. Höhere Dehnungsgeschwindigkeiten bzw. tiefere Temperaturen führen zu einer höheren Emissionsrate.

2.4 Stoffgesetze

Die vorhandenen Stoffgesetze lassen sich in zwei Kategorien einteilen:

- *Makrostrukturelle Stoffgesetze*

Stoffgesetze, die das mechanische Verhalten von Schnee auf der makroskopischen Ebene widerspiegeln, d.h. Schnee wird stets als Kontinuum betrachtet.

- *Mikrostrukturelle Stoffgesetze*

Stoffgesetze, die mikrostrukturelle Prozesse berücksichtigen. Dabei werden die äusseren Beanspruchungen auf Spannungen und Dehnungen innerhalb des Eisgerüsts skaliert. Auf dieser Ebene werden in einem zweiten Schritt die Stoffgesetze entwickelt.

2.4.1 Makrostrukturelle Stoffgesetze

Die, bis zu den 70er-Jahren, meist verwendete Beziehung war das Stoffgesetz für ein vier-Parameter visko-elastisches Fluid mit linearen Elementen (de Quervain, 1946), auch als Burger's Modell bekannt (Abb. 2-5).

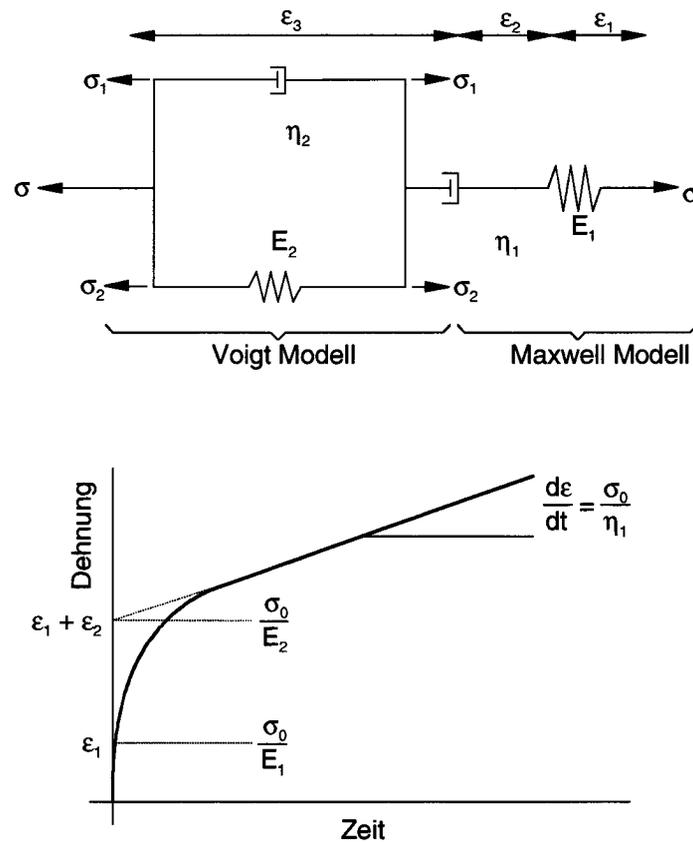


Abbildung 2-5: Aufbau des Burger's Modells und idealisiertes Verhalten bei Kriechversuchen mit konstanter Last.

Mathematisch lässt sich das rheologische Verhalten vom Burger's Modell mit Hilfe von Gl. 2-5 beschreiben.

$$\varepsilon(t) = \sigma_0 \left\{ \frac{1}{E_1} + \frac{t}{\eta_1} + \frac{1}{E_2} \left[1 - \exp\left(-\frac{E_2 t}{\eta_2}\right) \right] \right\} \quad [2-5]$$

Verschiedene Untersuchungen (Bucher, 1948); (Yosida *et al.*, 1956); (Kuaeva *et al.*, 1967) wurden durchgeführt, um die vier Parameter aus Gl. 2-5 als Funktion der Dichte, der Temperatur und der Schneeart zu bestimmen. Bader (1962) erkannte, dass die Beziehung aus Gl. 2-4 nicht geeignet ist, um das sekundäre Kriechen von Schnee zu beschreiben. Er schlug vor, stattdessen eine nicht lineare hyperbolische Gleichung zu verwenden (Gl. 2-6).

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \varepsilon_0 \sinh(A\sigma) \quad [2-6]$$

Salm (1974) formulierte die nicht lineare Beziehung zwischen der sekundären Dehnungsgeschwindigkeit und der Spannung mit Hilfe einer polynomischen Funktion der Axialspannung (Gl. 2-7). Dieser Ansatz wurde aus der allgemeineren Formulierung der dissipativen Arbeit des Schnee als Funktion der Invarianten des Spannungstensors hergeleitet. Sowohl der Grad des Polynoms als auch die Parameter α_i wurden anhand von einaxialen Druck- und Zugversuchen an dichtem Schnee ($\rho = 432 \text{ kg m}^{-3}$, $T = -5 \text{ °C}$) bestimmt. Die beste Annäherung der Versuchsergebnisse wurde mit einem Polynom 5-ter Ordnung erreicht (Gl. 2-7), welches das ausgeprägte nicht-newtonische Verhalten von Schnee sehr gut wiedergibt.

$$V_{11} = \alpha_{11}\sigma_{11} + \alpha_{111}\sigma_{11}^2 + \dots + \alpha_{111111}\sigma_{11}^5 \quad [2-7]$$

Mellor (1974) schlug vor, das viskose Verhalten von Schnee mit Hilfe des Potenzgesetzes von Glen (1955) (Gl. 2-8) zu beschreiben.

$$\dot{\varepsilon} = A\sigma^n = A_0 e^{-\frac{Q}{RT}} \sigma^n \quad [2-8]$$

Diese Beziehung wurde später von Meussen (1998) verwendet. Er bestimmte für dichten Schnee und Firn (Dichte von 450 kg m^{-3} bis 900 kg m^{-3}) einen Exponenten $n = 3.6$.

Die Mehrzahl der vorgestellten Arbeiten befasst sich mit eindimensionalen Stoffgesetzen und konzentriert sich vor allem auf die Formulierung des viskosen Verhaltens von Schnee (Gl. 2-6 bis Gl. 2-8). Bisher haben sich zwei Forschungsprojekte (Desrues *et al.*, 1980); (Meussen, 1998) mit der Entwicklung von mehrdimensionalen Stoffgesetzen beschäftigt.

Desrues *et al.* (1980) beschreiben das nicht-linear elastische, viskose Verhalten von Schnee. Der nicht-linear elastische Teil wird mit Hilfe einer isotropen Matrix dargestellt, der viskose Anteil wird anhand der sekundären Dehnungsgeschwindigkeit errechnet, die mit Hilfe des Superpositionsprinzips von Boltzmann bestimmt wird. Die berechneten und die gemessenen Daten zeigen eine gute Übereinstimmung, es fehlt aber weitgehend eine Diskussion über den Einfluss der Dichte und der Temperatur auf die Parameter der Stoffgleichung.

Meussen (1998) beschreibt das Materialverhalten mit den Potentialfunktionen nach von Mises (von Mises, 1928). Das Stoffgesetz verknüpft die äusseren Lasten mit den elastischen und viskosen Verzerrungen. Die Simulationen basieren auf Untersuchungen von dichtem Schnee und Firn ($450 \text{ kg m}^{-3} < \rho < 900 \text{ kg m}^{-3}$) bei $-10 \text{ }^\circ\text{C}$.

Die vorgestellten Stoffgleichungen weisen einen Mangel auf. Sie können nicht auf Schneearten oder Dichten ausserhalb des im Labor untersuchten Bereiches angewendet werden. Die Dichte ist ungeeignet als alleiniger Materialparameter, denn bei gleicher Schneedichte können verschiedene Schneesorten ein unterschiedliches mechanisches Verhalten aufweisen (Yosida *et al.*, 1956). Aus diesem Grund wurde seit Anfang der 70-er Jahre (Keeler, 1969) ein neuer Weg eingeschlagen, die Formulierung von Stoffgesetzen, basierend auf den mikrostrukturellen Eigenschaften (Kapitel 2.4.2).

2.4.2 Mikrostrukturelle Stoffgesetze

Die Grundlage für die Entwicklung von mikrostrukturellen Stoffgesetzen wurde vor allem durch die Arbeiten von Keeler (1969) und Kry (1975a,b) geschaffen. Keeler war der erste Forscher, der die Mikrostruktur von Schnee mit Hilfe von Dünnschnitten analysierte. Kry (1975a,b) entwickelte Methoden und führte Definitionen ein, wie z.B. Kornradius, Bindungsradius, Koordinationszahl, Bindungslänge, um die Mikrostruktur quantitativ zu erfassen. Kry (1975b) führte Kriechversuche durch und untersuchte die Änderung der Mikrostrukturparameter mit zunehmender Verformung. Die Versuchsergebnisse zeigten, dass die Kräfte durch eine begrenzte Anzahl von Eiskörnern geleitet werden, die in *Ketten* organisiert sind. Es wurde die Hypothese aufgestellt, dass die *Kette* die Grundeinheit von Schnee darstellt. In der gleichen Zeit führte auch Akita (1974) das Konzept vom *Eisskelett* ein.

Vollständige Stoffgesetze wurden später entworfen. Hansen und Brown (1988) formulierten eine mikro-physikalische Stoffgleichung, die auf interne Variablen basiert. Das Novum an dieser Annäherung ist, dass sich die massgebenden materialspezifischen Parameter nicht mehr auf der makroskopischen Ebene (Dichte, Schneeart) sondern auf der mikroskopischen Ebene (mittlerer Bindungsradius, mittlere Bindungslänge, mittlere freie Länge, Anzahl Bindungen pro Eiskorn) befinden. Diese Theorie wird verwendet, um das mechanische Verhalten von Schnee unter einer hohen mehrdimensionalen Belastung zu beschreiben. Das Modell berücksichtigt mikroskopische Prozesse wie:

- das Versagen der Kornbindungen,
- die Reorganisation der Körner,
- die Bildung von neuen Bindungen,
- das Wachstum der Bindungsfläche.

Mahajan und Brown (1993) präsentierten ein mikrostrukturelles Stoffgesetz, welches die mechanischen Eigenschaften von Schnee auf der makroskopischen Ebene als Abbild der Eigenschaften von Eis in den Kornbindungen beschreibt. Die Dehnungen oder Spannungen, je nachdem welche Variable bekannt ist,

werden auf der makroskopischen Ebene in einem ersten Schritt zu Mikrospannungen oder bzw. -dehnungen mit Hilfe von einem Mikrostrukturfaktor skaliert. In einer zweiten Phase wird ein Stoffgesetz für Eis angewendet, um die unbekannten Größen auf dem mikroskopischen Niveau zu bestimmen. In einem letzten Schritt werden dann die resultierenden Dehnungen bzw. Spannungen wieder auf die makroskopische Ebene skaliert. Das Modell berücksichtigt sowohl intragranulare Kriechprozesse, infolge Normal- und Schubspannungen, als auch intergranulare Prozesse wie Gleiten von Eiskörnern nach Versagen der Kornbindungen. Die Beziehung zwischen Dehnungen und Spannungen im Falle von intragranularen Kriechprozessen wurde mit Hilfe des Stoffgesetzes für Eis von Szyszowsky und Glockner (1986) bestimmt. Die Stoffgleichung wurde anhand von wenigen Versuchen ($\rho = 340 \text{ kg m}^{-3}$) verifiziert.

Von Moos (2000) übernahm die Idee von einem Mikrostrukturfaktor und das Stoffgesetz für Eis von Szyszowsky und Glockner (1986) aus der Arbeit von Mahajan und Brown (1993). In seinem Stoffgesetz nimmt er vereinfachend an, dass die Kornbindungen nur durch Normalspannungen beansprucht werden. Der experimentell bestimmte Mikrostrukturfaktor α_{exp} wurde mit Hilfe von triaxialen Druckversuchen ($T = -12 \text{ °C}$, $190 \text{ kg m}^{-3} < \rho < 430 \text{ kg m}^{-3}$) bestimmt und mit dem stereologisch bestimmten Faktor α_{ster} ¹ verglichen. Sowohl die experimentellen Werte α_{exp} als auch die mikrostrukturellen Werten α_{ster} zeigen eine sehr grosse Streuung ($\alpha_{\text{max}}(\rho_1) / \alpha_{\text{min}}(\rho_1) \sim 4$), zudem ist die Korrelation zwischen α_{exp} und α_{ster} schwach.

Der Schwachpunkt der mikrostrukturellen Stoffgesetze liegt in der Bestimmung der Mikrostrukturparameter, denn die stereologische Analyse ist sehr komplex und mit grossen Unsicherheiten verbunden.

1. bestimmt mit Hilfe von Mikrostrukturaufnahmen (Anschnitte)

2.5 Schlussfolgerungen

In Abb. 2-6 werden der konzeptionelle Aufbau der mikro- bzw. makrostrukturellen Stoffgesetze und das Vorgehen bei der Bestimmung der mechanischen Eigenschaften von Schnee erläutert.

Die makrostrukturellen Stoffgesetze basieren auf den Prinzipien der Kontinuumsmechanik. Mit Einbezug von Kenntnissen über das mechanische Verhalten von Eis (Meussen, 1998), (Desrues, *et al.*, 1980) oder mit Hilfe von rheologischen Modellen (De Quervain, 1946) für Schnee bzw. mit neu entwickelten Beziehungen (Salm, 1974) werden Stoffgleichungen formuliert. Anhand von wenigen, meistens einaxialen Versuchen, werden die Parameter der Stoffgleichungen bestimmt.

Die mikrostrukturellen Stoffgesetze basieren auf Stoffgleichungen für Eis, die auf der mikrostrukturellen Ebene formuliert werden. Die Laborversuche dienen zur Bestimmung des Skalierungsfaktors (Mikrostrukturfaktor α_{exp}) für die Skalierung der Spannungen von der mikroskopischen auf die makroskopische Ebene. Der Mikrostrukturfaktor α_{exp} wird mit dem, aufgrund von stereologischen Analysen, bestimmten Faktor α_{ster} verglichen.

Die Bestimmung der mechanischen Eigenschaften basiert auf zahlreichen Feld- und Laborversuchen. Die Interpretation der Ergebnisse wird mit linearen rheologischen Modellen durchgeführt (Burger's Modell, Maxwell Modell). Daraus werden die Parameter, die das mechanische Verhalten von Schnee charakterisieren (*Yong's Modul, Poisson's Zahl, Viskosität, usw.*), bestimmt.

Folgende Unzulänglichkeiten wurden in den vorgestellten Annäherungen an die Beschreibung des mechanischen Verhaltens von Schnee festgestellt:

- Sowohl die mikro- als auch die makrostrukturellen Stoffgesetze werden von oben aufgebaut (Abb. 2-6). Die Ergebnisse aus den Laborversuchen werden nicht verwendet, um die Annahmen, auf welchen die Stoffgleichungen basieren, zu überprüfen. Sie dienen der Kalibrierung von Parametern. Als Beispiel wird das Fließkriterium genannt. Für die Beschreibung des mehrdimensionalen Verhaltens von

Schnee wird meistens das Fließkriterium nach von Mises oder Tresca verwendet (Ziegler, 1963); (Meussen, 1998). Eine Überprüfung dieser Annahme, z.B. mit Hilfe von triaxialen Versuchen, fehlt noch.

- Bei der Formulierung der Stoffgesetze wird in der Regel angenommen, dass das viskose Verhalten mit dem Potenzgesetz nach Glen (1955) (Gl. 2-8) beschrieben werden kann. Sowohl der Potenzfaktor n als auch die Aktivationsenergie Q wurden entweder direkt aus der Literatur übernommen (Mahajan and Brown, 1993) oder über eine grosse Bandbreite der Dichte undifferenziert bestimmt (von Moos, 2000). In dieser Hinsicht fehlt die physikalische Interpretation der Beziehung zwischen dem viskosen Verhalten auf der makroskopischen Ebene und den verschiedenen Kriechprozessen (Kapitel 3.4), die als Funktion der Dichte, der Temperatur und des Spannungsniveaus in den Eiskörnern und an der Korngrenze stattfinden. Solche Untersuchungen wurden für andere visko-elastische Materialien wie Eis (Langdon, 1972) oder metallische Legierungen bei hohen Temperaturen (Ewans und Wilshire, 1993) durchgeführt.
- Die Untersuchung der mechanischen Eigenschaften basiert auf angenommenen, linearen rheologischen Modellen (Burger's oder Maxwell Modell). Ihre Gültigkeit wird nicht infrage gestellt, obwohl sowohl für die Entwicklung von Stoffgesetzen für Schnee als auch in der Eisforschung nicht-lineare Beziehungen bewiesen bzw. verwendet werden.
- Der Einfluss der Temperatur ist bis jetzt kaum erforscht worden. Für die Formulierung von Stoffgesetzen wird das Verhalten von Eis aus der Literatur übernommen und nicht mit Versuchen überprüft.

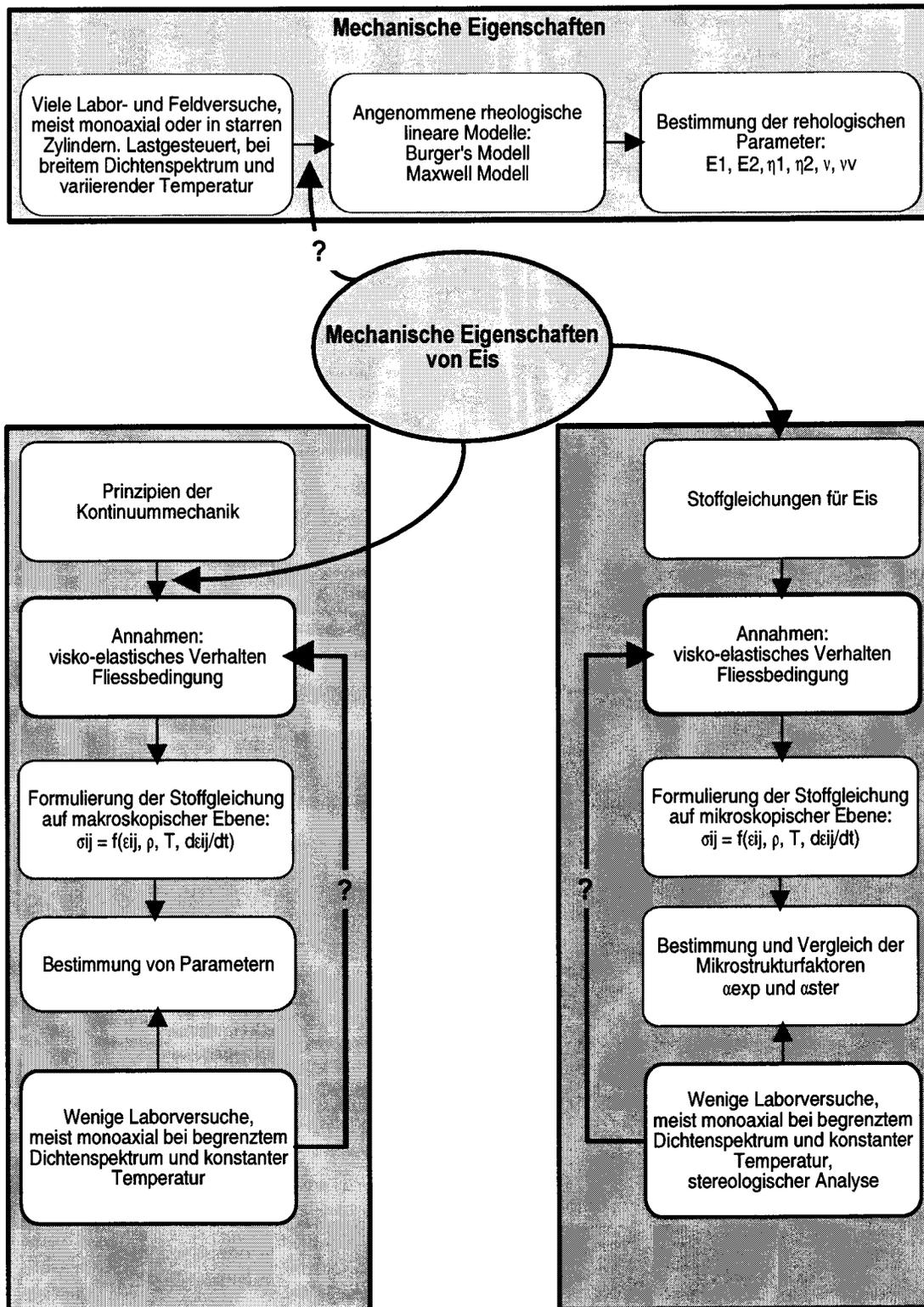


Abbildung 2-6: Konzeptioneller Aufbau der mikro- bzw. der makrostrukturellen Stoffgesetze und Vorgehensweise bei der Bestimmung der mechanischen Eigenschaften von Schnee. Die fehlende Überprüfung von Annahmen ist mit einem Fragezeichen markiert.

2.6 Forschungsbedarf

Anhand des vorgestellten Standes der Forschung in der Schneemechanik, besteht grosser Forschungsbedarf im Bereich der Untersuchung der mechanischen Eigenschaften von Schnee und der Entwicklung von mehrdimensionalen Stoffgesetzen. Gegenstand dieser Arbeit sind deshalb folgende Themen:

- Die Untersuchung des viskosen Verhaltens von Schnee als Funktion der Temperatur, der Dichte und des Spannungsniveaus bzw. der Dehnungsgeschwindigkeit. Die nicht lineare Beziehung zwischen Fließspannung und Dehnungsgeschwindigkeit wird mit Hilfe des Potenzgesetzes von Glen (1955) (Gl. 2-8) beschrieben. Dabei wird der Einfluss der Temperatur und der Dichte auf die Aktivationsenergie Q und auf dem Potenzfaktor n untersucht und mit physikalischen Prozessen in Verbindung gebracht.
- Die Untersuchung und die physikalische Begründung des nicht linear elastischen Verhaltens als Funktion der Dichte und der Temperatur.
- Die Untersuchung und die physikalische Begründung des kinematischen Verhaltens von Schnee.
- Die quantitative und qualitative Beschreibung von Schallemissionen im Schnee und dessen Beziehung zu physikalischen Prozessen.
- Die Definition einer Fließbedingung aufgrund der Ergebnisse von triaxialen Druckversuchen. Das mehrdimensionale Verhalten von Schnee wird physikalisch begründet.
- Die Entwicklung eines temperatur- und dichteabhängigen Stoffgesetzes, das sich auf das beobachtete Verhalten von Schnee stützt.

Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen vermittelt, die das Verständnis für die Interpretation der Ergebnisse aus den eigenen Untersuchungen erleichtern.

Da Schnee ein poröses Material, bestehend aus einem Eisgerüst ist, werden in diesem Kapitel die mechanischen Eigenschaften von Eis und das Verformungsverhalten von Materialien, z.B. Schaumstoffe, die eine ähnliche Struktur wie Schnee aufweisen, behandelt. Im Vordergrund steht das makroskopische, visko-elastische Verhalten von polykristallinem Eis und die dem zugrunde liegenden physikalischen Prozesse. Ein weiterer Schwerpunkt ist das mehrdimensionalen Verformungsverhalten von polykristallinem Eis bzw. von Schaumstoffen mit offenen Zellen. Dabei werden Aussagen über das Fließkriterium gemacht.

3.1 Einführung

Schnee ist ein *nicht-linear visko-elastisches, poröses, granulares Material*, das als Zwei-Phasen-System, Eisgerüst und Luft mit Wasserdampf, modelliert werden kann. In der Nähe von 0 °C kommt als dritte Phase das Schmelzwasser dazu. Besondere Merkmale von Schnee sind die grosse Vielfalt an *Umwandlungsformen*, die grosse Bandbreite der *Dichte* (Tab. 3-1) und die, im Vergleich zu Lockergesteinen, hohe *Porosität*.

Schneeart	Dichte ρ (kg m ⁻³)	Porosität θ_1 (%)
leichter Neuschnee, sog. Wildschnee	ca. 30	97
Neuschnee	ca. 100	89
filziger Neuschnee	150 - 300	84 - 67
rundkörniger Schnee	250 - 450	72 - 51
kantigförmiger Schnee	250 - 400	72 - 56
Schwimmschnee	150 - 350	84 - 62
Nassschnee	300 - 500	67 - 45
Firn	500 - 830	45 - 10
Lockergestein (Ton - Kies)	17000 - 22500	60 - 30

Tabelle 3-1: *Richtwerte der Schneedichte und der Porosität verschiedener Schneearten (Schweiz. Armee, 1997).*

Die im Kapitel 5 angestrebte physikalische Interpretation der Versuchsergebnisse und die Modellierung des Verformungsverhaltens von Schnee (Kapitel 6), erfordern fundierte Kenntnisse über das visko-elastische Verhalten von Eis und über die Eigenschaften von Schnee als poröses Medium. Demzufolge befasst sich das vorliegende Kapitel mit folgenden theoretischen Grundlagen:

- Das visko-elastische Verhalten (linear und nicht-linear) von Festkörpern, insbesondere von polykristallinem Eis. Diesbezüglich werden zwei Schwerpunkte behandelt, einerseits das makroskopische Verhalten und andererseits die dem Verhalten zugrunde liegenden physikalischen Prozesse.
- Das mehrdimensionale Verformungsverhalten von Eis.
- Das Bruchverhalten von Eis mit Augenmerk auf die Rissbildung und -fortpflanzung.
- Das Tragverhalten von porösen Medien insbesondere von zellenförmigen Materialien wie z.B. Schaumstoffe.

Die theoretischen Grundlagen werden nur so weit vertieft, dass ausreichende Informationen vorhanden sind, um die Interpretation der Ergebnisse im Kapitel „Eigene Untersuchungen“ (Kapitel 5) zu verstehen.

3.2 Visko-elastisches Verhalten

In diesem Abschnitt werden die wichtigsten Merkmale des visko-elastischen Verhaltens vorgestellt. Die Dehnung, welche durch eine Beanspruchung entsteht, kann in einen *viskosen* und einen *elastischen* Anteil unterteilt werden (Abb. 3-1). Die *viskose* Dehnung ε_v ist *irreversibel*, d.h. sie bleibt nach der Entfernung der Belastung, sie ist aber zeit- und temperaturabhängig. Die Zeitabhängigkeit unterscheidet sie von den plastischen Dehnungen, welche ebenfalls irreversibel sind und sofort nach dem Überschreiten einer kritischen Belastung entstehen aber nicht mit der Zeit zunehmen (Abb. 3-1). Der *elastische* Anteil der Dehnung ist *reversibel* und besteht aus zwei Anteilen, dem „echten“ *elastischen* Anteil ε_e und dem *elastisch-reversiblen* Anteil ε_d (Abb. 3-1). Die *elastisch-reversible* Dehnung ist im Gegensatz zur *elastischen* Dehnung zeit- und temperaturabhängig. Sowohl für kraft- als auch für deformationsgesteuerte Versuche gelten folgende Bedingungen (Gl. 3-1, Gl. 3-2):

$$\varepsilon = \varepsilon_e + \varepsilon_d + \varepsilon_v \quad [3-1]$$

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_e + \dot{\varepsilon}_d + \dot{\varepsilon}_v \quad [3-2]$$

In der Abb. 3-1 wird die Entwicklung (a) der Dehnungsanteile bei konstanter Belastung und (b) der Dehnungsgeschwindigkeitsanteile und der Spannungen bei konstanter totaler Dehnungsgeschwindigkeit dargestellt.

In beiden Belastungszuständen ($\sigma_0 = \text{konst.}$ oder $\dot{\epsilon} = \text{konst.}$) wird ein stationärer Zustand erreicht, bei welchem die totale Dehnungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}$ ungefähr dem *viskosen Anteil* $\dot{\epsilon}_v$ entspricht. Es gilt die folgende Beziehung:

$$\dot{\epsilon} \approx \dot{\epsilon}_v \quad [3-3]$$

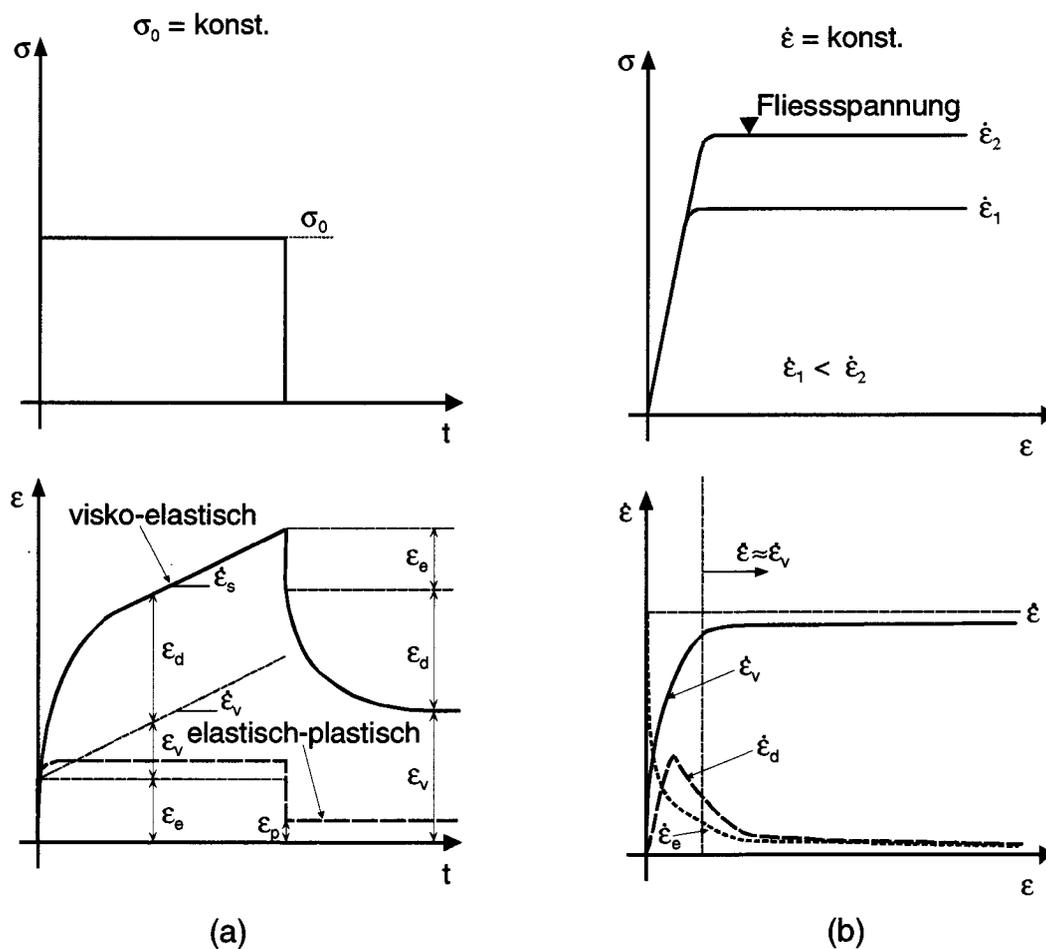


Abbildung 3-1: Zeitlicher Verlauf der Dehnungsanteile ϵ_e , ϵ_d , ϵ_v , ϵ_p für:
 (a) Kriechversuche mit konstanter Spannung σ_0 ,
 (b) Versuche mit konstanter Dehnungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_0$.

Dieser Zustand manifestiert sich bei deformationsgesteuerten Versuchen mit dem Erreichen einer maximalen Spannung, der *Fließspannung* (Abb. 3-1 Teil b). Bei Versuchen mit konstanter Belastung, sog. *Kriechversuche* (Kapitel 3.3),

wird eine minimale konstante sekundäre Kriechgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_s$ erreicht, die der viskosen Dehnungsgeschwindigkeitskomponente $\dot{\epsilon}_v$ entspricht (Abb. 3-1 Teil a).

Ein weiterer Punkt, der an dieser Stelle behandelt werden muss, ist die *Linearität*. Der Ausdruck *linear* bzw. *nicht-linear* bezieht sich auf die rheologischen Modelle. Die am häufigsten verwendeten Feder-Dämpfer Modelle sind das Maxwell Modell und das Burger's Modell (Abb. 2-5 in Kapitel 2). Sie können sowohl *linear*, d.h. konstanter Elastizitätsmodul der Federn und konstante Viskosität der Dämpfer, als auch *nicht-linear* sein (Drozdov, 1998). Dieses Verhalten kann anhand des Maxwell-Modells erklärt werden:

linearer Dämpfer	$\dot{\epsilon} = \frac{\sigma}{\eta}$	[3-4]
------------------	--	-------

nicht-linearer Dämpfer (z.B.)	$\dot{\epsilon} = A \times \sigma^n$	$n \neq 1$	[3-5]
-------------------------------	--------------------------------------	------------	-------

lineare Feder (Hooke's Gesetz)	$\epsilon = \frac{\sigma}{E}$	[3-6]
--------------------------------	-------------------------------	-------

nicht-lineare Feder	$\epsilon = C \times \sigma^\alpha$	$\alpha \neq 1$	[3-7]
---------------------	-------------------------------------	-----------------	-------

Das *linear* bzw. *nicht-linear visko-elastische Verhalten* (Abb. 3-2 Teil b) darf nicht mit dem *linear* bzw. *nicht linear elastischen Verhalten* verwechselt werden, welches voraussetzt, dass Belastung- und Entlastungspfad identisch sind (Abb. 3-2 Teil a). Die Linearität der rheologischen Elemente kann nicht direkt aus der Spannungs-Dehnungs-Kurve abgelesen werden. D.h. eine Kurve, die im elastischen Bereich nicht linear verläuft, kann auch auf linearen Feder-Dämpfer Modellen basieren (z.B. bei einem linearen Burger's Modell). Für diesen Zweck sind komplexe Versuche mit Be- und Entlastungszyklen notwendig (Lakes, 1998).

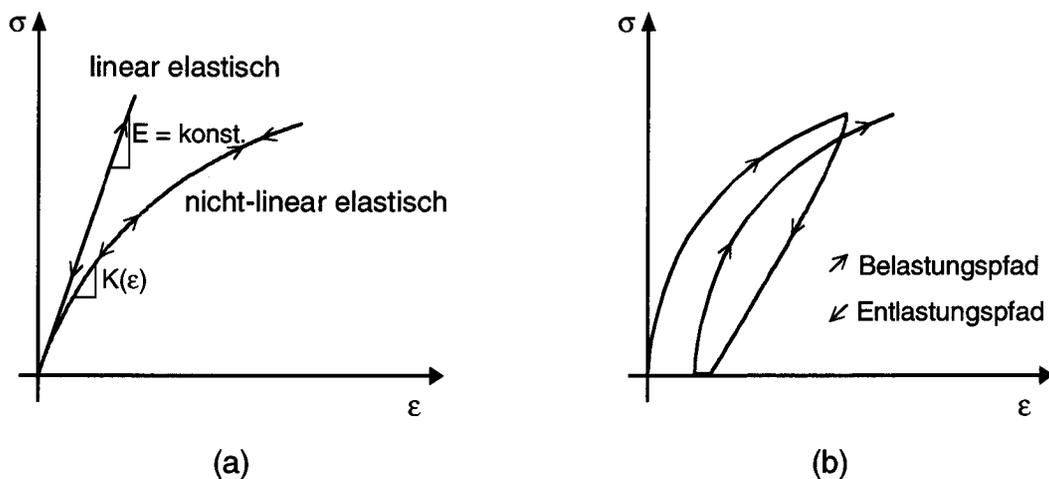


Abbildung 3-2: (a) linear bzw. nicht-linear elastisches Verhalten, der Belastungs- und der Entlastungspfad überlappen sich. (b) Visko-elastisches Verhalten, Belastungs- und Entlastungspfad entwickeln sich unterschiedlich.

3.3 Kriechen und Relaxation

Das visko-elastische Verhalten drückt sich in Form von *Kriechen* bzw. *Relaxation* aus. Von *Kriechen* (Abb. 3-3) ist die Rede, wenn sich ein Körper unter konstanter Belastung mit der Zeit weiter verformt. Unter *Relaxation* versteht man den Spannungsabfall, der beim Anhalten ($\dot{\epsilon} = 0$) der Deformation entsteht (Abb. 3-4).

Das *Kriechen* lässt sich in die Phasen I, II und III unterteilen (Abb. 3-3):

Die erste Phase I, das sogenannte *primäre Kriechen*, ist durch eine mit der Zeit abnehmende Dehnungsgeschwindigkeit gekennzeichnet. Es kommt bei den meisten technischen Werkstoffen bei Raumtemperatur zum Stillstand (*begrenztes Kriechen*) (Abb. 3-3 Kurve σ_1). In dieser Phase sind neben den äusseren Spannungen auch Eigenspannungen im Mikrobereich, die sowohl zwischen als auch in den Kristallen wirken, am Kriechprozess beteiligt. Diese bauen sich durch die Kriechverformungen ab, so dass sich der Kriechprozess verlangsamt. Falls er nicht zum Stillstand kommt (*unbegrenztes Kriechen*), schliesst sich das stationäre *sekundäre Kriechen* (Phase II) an, bei welchem die Kriechgeschwindigkeit etwa konstant ist. Das sekundäre Kriechen tritt dann auf, wenn die Atome und Versetzungen genügend beweglich sind, um unter einer Schubspannung

ihre relative Lage fortwährend zu verändern. Das ist erst ab einer materialspezifisch erhöhten Temperatur (homologe Temperatur T/T_m sehr nahe bei 1) möglich.

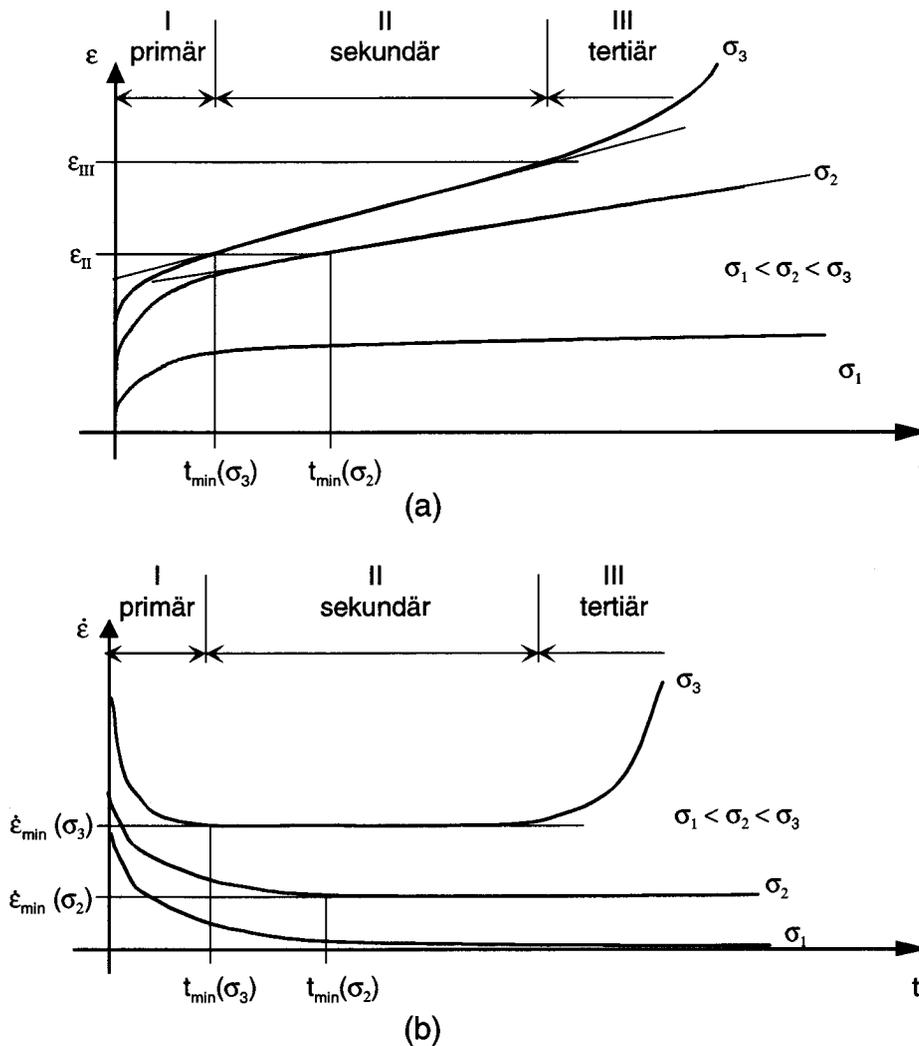


Abbildung 3-3: Kriechverhalten für verschiedene konstante Spannungen σ_i .
 (a) Totale Dehnung als Funktion der Zeit,
 (b) totale Dehnungsgeschwindigkeit als Funktion der Zeit

Das sekundäre Kriechen kann nicht unbegrenzt weiterlaufen. Es mündet bei einer gewissen Deformation ϵ_{cf} in die Phase III, das tertiäre Kriechen, ein. Diese Phase ist durch eine zunehmende Geschwindigkeit geprägt. Dieses Verhalten ist dadurch zu erklären, dass sich, wegen innerer kinematischer Inkompatibilitäten zwischen dem Kriechverhalten der Korngrenzen und der Körner, an den vom Kriechen am stärksten betroffenen Korngrenzen Schädigungen in Form von

Hohlräumen bilden. Diese Schädigung beschleunigt die Kriechprozesse und reduziert die Festigkeit des Materials. Bei deformationsgesteuerten Zuständen verursacht die oben erwähnte mikrostrukturelle Schädigung nach Erreichen eines Maximalwertes einen Abfall der Spannung zu einem Restwert (Abb. 3-4).

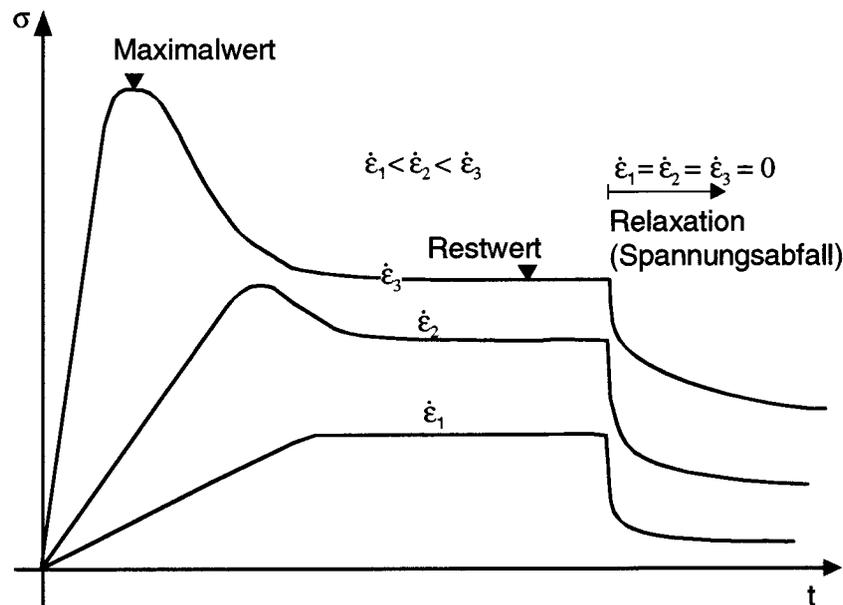


Abbildung 3-4: t - σ Kurven für deformationsgesteuerte Versuche bei verschiedenen Dehnungsgeschwindigkeiten. Das Diagramm zeigt den Spannungsabfall (Relaxation) nach Anhalten der Verformung.

3.4 Visko-elastisches Verhalten von polykristallinem Eis

Das visko-elastische Verhalten von polykristallinem Eis entspricht dem in Abb. 3-1 dargestellten Verhalten (Sinha, 1978b); (Jacka, 1984). Im nächsten Abschnitt werden die Dehnungskomponenten beschrieben und analysiert.

Wenn eine schnelle Belastung σ_0 zum Zeitpunkt t_0 angebracht wird, entsteht eine sofortige „echte“ elastische Dehnung ε_e . Sie folgt dem Hook'schen Gesetz (Gl. 3-6). Der Young's Modul beträgt $E = 9.5$ GPa (Hobbes, 1974); (Sinha, 1983a) und wird schwach durch Temperatur und Korngrösse beeinflusst (Sinha, 1979). Die Poisson's Zahl beträgt $\nu = 0.33$ (Hobbes, 1974).

Die elastisch-reversible Dehnung $\varepsilon_d(t, T)$ ist zeit- und temperaturabhängig. Sinha (1978b, 1979, 1983a) liefert eine mathematische Beschreibung dieses Dehnungsanteils (Gl. 3-8):

$$\varepsilon_d = \frac{C\sigma}{E_d} \{1 - \exp[-(a_T t)^b]\} \quad [3-8]$$

Über die physikalischen Phänomene, die mit ε_d verbunden sind, herrscht Uneinigkeit. Die Arbeiten von Sinha (1978b, 1979, 1983a) setzen ε_d mit Gleitprozessen an den Korngrenzen in Verbindung und weisen auf dessen Korngrößenabhängigkeit (Gl. 3-8) hin. Die Arbeiten von Cole (1991, 1994) zeigen andere physikalische Prozesse, die *Versetzungrelaxation* und die *Korngrenzenrelaxation*. Die *Versetzungrelaxation*, welche den dominanten Prozess darstellt, ist abhängig von der Versetzungskonzentration nicht aber von der Korngrösse.

Die Mehrheit der Forschungsarbeiten hat sich mit dem *viskosen Verhalten* von polykristallinem Eis befasst (Glen, 1955); (Barnes, 1971); (Langdon, 1972); (Weertman, 1973). Dieses Interesse ist durch das Anwendungsgebiet der Forschungsergebnisse bedingt. In den meisten Fällen geht es um die Modellierung des Fließverhaltens von Eismassen (Gletscher, Blockgletscher, Eisplatten). Da die durch das Eigengewicht bestimmte Belastung ungefähr konstant ist, befinden sich diese Eismassen meist in einem stationären sekundären Kriechzustand (Gl. 3-3). Die am häufigsten verwendete Beziehung für die Beschreibung des *viskosen Anteils der Dehnung* ε_v ist das Potenzgesetz von Glen (1955) (Gl. 3-9), der die minimale sekundäre Kriechgeschwindigkeit mit der Spannung in Relation stellt (Abb. 3-5):

$$\dot{\varepsilon} = A\sigma^n = A_0 e^{-\frac{Q}{RT}} \sigma^n \quad [3-9]$$

wobei A_0 ein temperaturunabhängiger Parameter ist ($\text{MPa}^{-n} \text{s}^{-1}$), Q die Aktivationsenergie (Arrhenius-Ansatz), $R = 8.314 \text{ Jmol}^{-1}\text{K}^{-1}$ die allgemeine Gaskonstante, T die Temperatur in Kelvin und n der Potenzfaktor sind. Für eine konstante Spannung σ nimmt die Gl. 3-9 die Form des Gesetzes von Arrhenius zur Aktivierungsanalyse (Gl. 3-10) an:

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 e^{-\frac{Q}{RT}} \quad [3-10]$$

Wie in Abb. 3-5 gezeigt, können mit dem Potenzgesetz von Glen Teilbereiche vom $\sigma - \dot{\epsilon}$ Diagramm beschrieben werden. Für eine umfassendere Formulierung (für $10^{-10} \text{ s}^{-1} \leq \dot{\epsilon} \leq 10^{-2} \text{ s}^{-1}$) des Zusammenhanges zwischen Spannung und Dehnungsgeschwindigkeit sind entweder nicht-lineare, hyperbolische Ansätze (Barnes *et al.*, 1971) oder polynome Entwicklungen (Colbeck, 1973) notwendig. Der grosse Vorteil des Glen'schen Potenzgesetzes ist dennoch, dass sowohl die Aktivationsenergie Q als auch der Potenzfaktor n (Tab. 3-2 und Tab. 3-3) bestimmten Kriechmechanismen zugeordnet werden können (Langdon, 1972). Die Gl. 3-9 gilt als Werkzeug, um die Verbindung zwischen makroskopischem Verhalten und den physikalischen Prozessen herzustellen. In der Tab. 3-2 sind die auftretenden Kriechmechanismen mit den entsprechenden Parametern Q und n dargestellt (Langdon, 1972).

Kriechmechanismus	n	Q
<i>1. Diffusionsmechanismen</i>		
Gitterselbstdiffusion	1.0	Q_i
Diffusion entlang der Korngrenzen	1.0	Q_{gb}
<i>2. Versetzungsmechanismen</i>		
<u>Versetzungsgleiten</u> und -klettern	4.5	Q_i
Versetzungsgleiten und <u>-klettern</u>	3.0	Q_i
Versetzungsklettern ohne -gleiten	3.0	Q_i
<i>3. Abscheren an den Korngrenzen</i>		
Viskoses Abscheren an den Korngrenzen	1.0	Q_{gb}
Korngrenzengleiten	2.0	Q_i (oder Q_{gb})

Q_i : Aktivationsenergie für die Diffusion eines Moleküls innerhalb des atomaren Gitters.
 Q_{gb} : Aktivationsenergie für die Diffusion eines Moleküls durch die Korngrenze ($\approx Q_i/2$).
 Der dominante Prozess wurde unterstrichen.

Tabelle 3-2: *Mögliche Kriechmechanismen in Eis (Langdon, 1972).*

Die in Tab. 3-2 dargestellten Mechanismen stützen sich auf Untersuchungen mit metallischen Legierungen (Nabarro, 1948); (Herring, 1950); (Coble, 1963) und geben ein vollständiges Bild der möglichen Prozesse unter normalen und extremen Bedingungen. Spezifische Untersuchungen mit polykristallinem Eis wurden von anderen Autoren durchgeführt (Barnes *et al.*, 1971); (Colbeck und Evans, 1973); (Goldby *et al.*, 1997). Diese Forschungsarbeiten haben sich mit dem Einfluss der *Dehnungsgeschwindigkeit*, der *Temperatur* und der *Mikrostruktur (Korngrösse)* auf das sekundären Kriechen befasst. Dabei wurden sowohl das mechanische Verhalten (Abb. 3-5) als auch die physikalischen Prozesse untersucht.

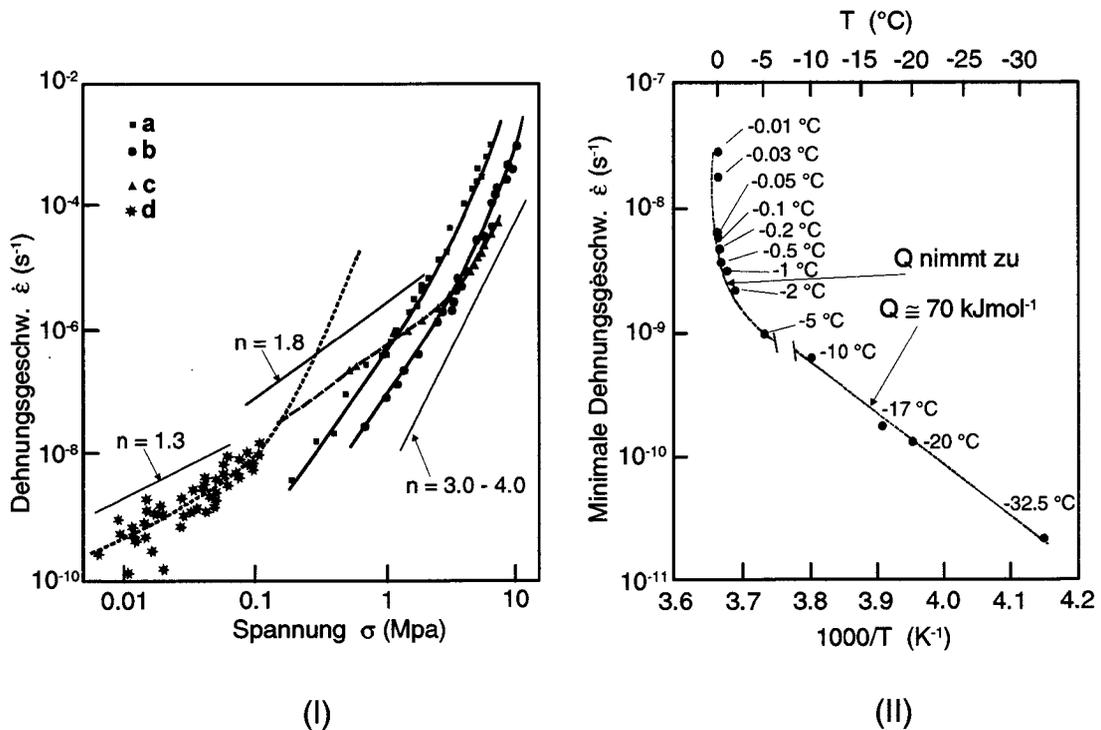


Abbildung 3-5: Teil I: Dehnungsgeschwindigkeit-Spannung-Beziehung für
 (a) polykristallines Eis mit normaler Korngrösse, $T = -14^\circ C$ (Barnes *et al.*, 1971)
 (b) polykristallines Eis mit normaler Korngrösse, $T = -2^\circ C$ (Barnes *et al.*, 1971)
 (c) ultrafeines polykristallines Eis (Goldby *et al.*, 1997)
 (d) in Situ Druckversuche, $T = -0.2^\circ C$ (Colbeck und Evans, 1973)
 Teil II: Beziehung zwischen Temperatur und minimaler sekundärer Kriechgeschwindigkeit (Arrhenius-Plot). Kriechversuche mit $\sigma_{oct.} = 0.1 \text{ MPa}$ (Morgan, 1991)

In der Abb. 3-5 sind Versuchsergebnisse aus der Literatur (Barnes *et al.*, 1971); (Colbeck und Evans, 1973); (Morgan, 1991); (Goldby *et al.*, 1997) dargestellt, um den Einfluss der obengenannten Parameter zu demonstrieren. Betreffend dem Einfluss der Dehnungsgeschwindigkeit auf das viskose Verhalten von Eis werden dem in der Abb. 3-5 beschriebenen makroskopischen Verhalten (Colbeck und Evans, 1973) folgende physikalische Prozesse zugeordnet. Im Spannungsbereich $\sigma < 0.1$ MPa, welcher einer sekundären Dehnungsgeschwindigkeit von ca. $\dot{\epsilon} < 10^{-9} \text{ s}^{-1}$ entspricht, sind Diffusionsmechanismen (Langdon, 1972) dominant. Für höhere Spannungen bzw. sekundäre Dehnungsgeschwindigkeiten sind Versetzungsmechanismen dominant. Das erklärt den Übergang von einem Regime mit $n = 1.3$ für ca. $\dot{\epsilon} < 10^{-9} \text{ s}^{-1}$ zu einem solchen mit $n > 3.0$ für $\dot{\epsilon} > 10^{-9} \text{ s}^{-1}$. Kürzlich erschienene Arbeiten (Cole, 2003) weisen darauf hin, dass der Übergang von einem Regime zum anderen unter besonderen Randbedingungen, wie z.B. eine hohe Versetzungskonzentration infolge einer starken Vorbelastung bereits bei einer Dehnungsgeschwindigkeit von 10^{-5} s^{-1} stattfinden kann.

Der Einfluss der Temperatur auf die physikalischen Prozesse, die während dem sekundären Kriechen sowohl in den Kristallen (intrakristallin) als auch an den Kristallgrenzen (interkristallin) stattfinden, wird in Barnes *et al.* (1971) beschrieben. In dieser Arbeit werden folgende Bereiche identifiziert:

- Das „microcreep regime“ (bei Temperaturen $T < -10 \text{ °C}$)

In diesem Temperaturbereich dominieren die intrakristallinen Kriechprozesse. Die Mobilität der Versetzungen (Klettern der Stufenversetzungen / Versetzungsgleiten) in ihrer Gleitebenen bestimmt die Verformungsgeschwindigkeit des Kontinuum unter einer vorgegebenen konstanten Last. In diesem Bereich ist das Gesetz von Arrhenius (Gl. 3-10) gültig, d.h. die gemessene Aktivationsenergie Q entspricht der Aktivationsenergie für die Diffusion eines Moleküls innerhalb des atomaren Gitters $Q = 55 - 59 \text{ kJmol}^{-1}$ (Langdon, 1972).

- Das „grain boundary regime“ (bei Temperaturen $T > -10\text{ °C}$)
Die Aktivierungsanalyse mit Hilfe des Gesetzes von Arrhenius (Gl. 3-10) zeigt, dass die gemessene Aktivationsenergie Q bei Temperaturen über -10 °C mit zunehmender Temperatur zunimmt (Budd und Jacka, 1989); (Morgan, 1991) (Abb. 3-5 Teil II). Die gemessenen Werte können keinem physikalischen Prozess zugeordnet werden. Dieses Phänomen betrifft nur das polykristalline, aber nicht das monokristalline Eis. Demzufolge wurde von den Autoren (Barnes *et al.*, 1971) die Hypothese formuliert, dass bei höheren Temperaturen zusätzliche physikalische Prozesse an den Korngrenzen stattfinden. Diese Hypothesen wurden mit dem Einsatz der NMR-Technik (nuclear-magnetic-resonance) bestätigt. Bei höheren Temperatur wurden zwei an den Korngrenzen stattfindende Prozesse identifiziert, die *Bildung von einem Wasserfilm* und das *Korngrenzgleiten* (grain boundary sliding). Die zwei genannten physikalischen Prozesse sind nicht dominant und dienen lediglich als Akkomodationsprozesse für das intrakristalline Versetzungskriechen (der Potenzfaktor n bleibt auch bei $T > -10\text{ °C}$ über $n = 3.0$). Der Wasserfilm und das *Korngrenzgleiten* begünstigen die Versetzungsmobilität innerhalb des Kristalles und vor allem an den hoch beanspruchten Dreipunktzonen.
- Das „pressure melting regime“ (bei Temperaturen $T > \text{ca. } -3\text{ °C}$)
Bei Temperaturen in der Nähe vom Schmelzpunkt (0 °C für unbelastetes Eis) finden in den Zonen höherer Spannungskonzentration Schmelzprozesse wie das Schmelzen der Korngrenzen oder die Oberflächenverschmelzung statt. Auf der makroskopischen Ebene drücken sich diese physikalischen Prozesse mit einer markanten Zunahme der gemessenen Aktivationsenergie Q aus.

Der letzte zu behandelnden Aspekt ist der Einfluss der Korngrösse auf das makroskopische viskose Verhalten und die Beziehung zwischen der Korngrösse und den wirkenden physikalischen Prozessen. Die bis jetzt vorgestellten Ergeb-

nisse beziehen sich auf in der Natur vorkommendes Eis ($d = 1$ bis 5 mm). Goldsby *et al.* (1997) führten Untersuchungen mit ultrafeinem Eis ($3 \mu\text{m} \leq d \leq 90 \mu\text{m}$) bei Temperatur von $-58 \text{ °C} \leq T \leq -37 \text{ °C}$ und einer Dehnungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon} \geq 10^{-8} \text{ s}^{-1}$ durch. Bei einer Korngrösse $26 \mu\text{m} \leq d \leq 40 \mu\text{m}$ im Dehnungsgeschwindigkeitsbereich $10^{-8} \text{ s}^{-1} \leq \dot{\epsilon} \leq 10^{-6} \text{ s}^{-1}$, beträgt der Potenzfaktor $n = 1.8$ und die Aktivationsenergie $Q = 49 \pm 1 \text{ kJ mol}^{-1}$. Bei höheren Dehnungsgeschwindigkeiten liegt der Potenzfaktor bei $n = 4.0$ bei gleich bleibender Aktivationsenergie Q . Aufgrund von mikrostrukturellen Untersuchungen des verformten Korngefüges wurde bewiesen, dass das *Kornrenzengleiten* (grain boundary sliding) dominant ist. Die intrakristallinen Versetzungsprozesse wirken in diesem Fall als Akkomodationsmechanismen für das Gleiten der Korngrenzen.

n (-)	Q (kJ mol ⁻¹)	Referenz	Bemerkungen
3.0	67	Muguruma (1963)	$\dot{\epsilon} = \text{konst.}, -30 \text{ °C} \leq T \leq -10 \text{ °C}$
2.5 - 3.1	60	Ramseier (1972)	$\sigma_0 = \text{konst.}, T \leq -10 \text{ °C}, n$ nimmt mit zunehmender Spannung zu
3.1	78	Barnes <i>et al.</i> (1971)	$\sigma_0 = \text{konst.}, T \leq -10 \text{ °C}$
3.5	42	Bender <i>et al.</i> (1961)	$\sigma_0 = \text{konst.}, T \leq -10 \text{ °C}$
3.6	82	Steinemann (1958)	$\sigma_0 = \text{konst.}, T \leq -10 \text{ °C}$
3.2	134	Glen (1955)	$\sigma_0 = \text{konst.}, T > -10 \text{ °C}$
3.2	136	Steinemann (1958)	$\sigma_0 = \text{konst.}, T > -10 \text{ °C}$
3.14	121.4	Barnes <i>et al.</i> (1971)	$\sigma_0 = \text{konst.}, T > -10 \text{ °C}$
1.8	-	Mellor und Testa (1969)	$\sigma_0 < 0.1 \text{ Mpa}, T = -2.06 \text{ °C}$
1.3	-	Colbeck und Evans (1973)	$\sigma_0 < 0.1 \text{ Mpa}, T = -0.2 \text{ °C},$ Druckversuch in Situ
1.8	49	Goldsby und Kohlstedt (1997)	$\sigma_0 = \text{konst.}, T \leq -37 \text{ °C},$ $26 \mu\text{m} \leq d \leq 40 \mu\text{m},$ $10^{-8} \text{ s}^{-1} \leq \dot{\epsilon} \leq 10^{-6} \text{ s}^{-1}$

Tabelle 3-3: Gemessene Aktivationsenergie Q und Potenzfaktor n für sekundäres Kriechen von polykristallinem Eis (Druckversuche).

Tab. 3-3 enthält die wichtigsten Ergebnisse von Feld- und Laboruntersuchungen. Die Ergebnisse wurden mit Hilfe des Glen'schen Potenzgesetzes (Gl. 3-9) und des Gesetzes von Arrhenius (Gl. 3-10) interpretiert, die Aktivationsenergie Q und der Potenzfaktor n wurden bestimmt.

3.5 Mehrdimensionales Verformungsverhalten von Eis

Im Kapitel 3.4 wurden das nicht-linear visko-elastische Verhalten von polykristallinem Eis und dessen physikalischen Grundlagen behandelt. Das Ganze beruht auf einer eindimensionalen Betrachtung des mechanischen Verhaltens. In diesem Kapitel wird der Schwerpunkt auf das mehrdimensionale visko-elastische Verhalten von polykristallinem Eis gesetzt. Das *elastische Verhalten*, welches am Beginn der Belastung dominant ist, wird getrennt vom *viskosen Verhalten* behandelt, welches das sekundäre Kriechen prägt (Abb. 3-1).

Das *mehrdimensionale elastische Verhalten* kann mit Hilfe des *Hook'schen Gesetzes* (Gl. 3-24) beschrieben werden. Sowohl der Young's Modul als auch die Poisson's Zahl wurden mit Hilfe von dynamischen Versuchen bestimmt (Weeks and Assur, 1967); (Hobbes, 1974). Aus der Literatur sind folgende Werte bekannt:

- Young's Modul $E = 9.5 \text{ GPa}$ (Hobbes, 1974)
- Poisson's Zahl $\nu = 0.33$ (Weeks und Assur, 1967)

Das *mehrdimensionale viskose Verhalten* von polykristallinem Eis wurde von Jones (1982) in deformationsgesteuerten Versuchen untersucht (Abb. 3-6). Zylindrische Proben wurden mit konstanter axialer Dehnungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_{11}$ unter Druck verformt. Alle Versuche wurden aus einem hydrostatischen Spannungszustand gestartet ($\sigma_{11} = \sigma_{22} = \sigma_{33}$). Dabei wurde die maximale Axialspannung gemessen.

Abb. 3-6 zeigt, dass bei kleinen axialen Dehnungsgeschwindigkeiten $\dot{\epsilon}_{11} \leq 1.4 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ die gemessene deviatorische Fließ- bzw. Maximalspannung unabhängig vom Seitendruck ist. Dieses Verhalten entspricht dem *Fließkriterium von Tresca*. Der *deviatorische Anteil* des Spannungstensors produziert eine

Verformung, der *volumetrischen Teil* dagegen keine. Der Fließprozess erfolgt bei *Volumenkonstanz*, d.h. während dem viskosen Fließen ist das Material *inkompressibel*. Die *Inkompressibilität* wurde ausserdem durch Messungen des viskosen Analogon der Poisson's Zahl mit einem Wert von $\nu_v = 0.5$ (Hobbes, 1974) bewiesen. Bei höheren axialen Dehnungsgeschwindigkeiten $\dot{\epsilon}_{11} \geq 5.5 \times 10^{-5}$ und geringem Seitendruck $\sigma_{33} < 25$ MPa (graue Fläche in Abb. 3-6), nimmt die Maximalspannung mit zunehmendem Seitendruck zu, ähnlich wie beim Fließkriterium von *Mohr-Coulomb*. In diesem Spannungsbereich wird die interne Rissbildung, welche die Maximalspannung vermindert, durch den wachsenden hydrostatischen Druck zunehmend verhindert. Im Bereich höheren hydrostatischen Druckes $\sigma_{33} > 25$ MPa wird die interne Rissbildung *vollständig verhindert*, d.h. es findet das ideale Kriechen statt, ähnlich wie bei $\dot{\epsilon}_{11} \leq 1.4 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$. Es soll an dieser Stelle bemerkt werden, dass die Ergebnisse aus der Abb. 3-6 nur für Temperaturen, die genügend vom Schmelzpunkt entfernt sind, reproduzierbar sind. Bei Temperaturen in der Nähe von 0 °C führen hohe hydrostatische Drücke zu einer Absenkung der Schmelztemperatur (Zaretsky und Fish, 1996), d.h. der hydrostatische Druck induziert einen physikalischen Prozess, welcher das viskose Verhalten beeinflusst.

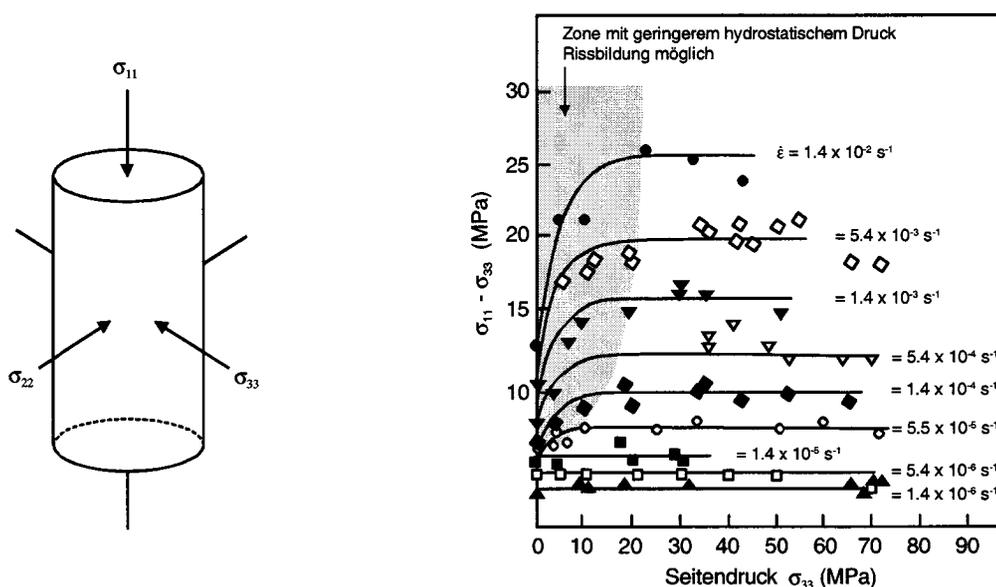


Abbildung 3-6: *Fließ- oder Maximalspannung (deviatorische Spannungen) als Funktion des Seitendrucks. Temperatur $T = -11$ °C (Jones, 1982).*

3.6 Modellierung

In diesem Abschnitt werden die relevantesten Modelle zur Beschreibung des visko-elastischen Verhaltens von polykristallinem Eis vorgestellt. Es wird zwischen *ein-* und *mehrdimensionalen Modellen* unterschieden. *Eindimensionale Modelle* (Sinha, 1978); (Szyszkowski, 1985a and b) berücksichtigen eine einzige Belastungsrichtung und die dazugehörige Verformungsrichtung. Ihr Schwerpunkt liegt in der möglichst genauen Modellierung des Einflusses von Parametern wie Temperatur, Zeit, Spannung, Dehnungsgeschwindigkeit und Mikrostruktur auf das Spannungs-Dehnungs-Verhalten. *Mehrdimensionale Modelle* basieren auf eindimensionalen und werden mit Hilfe des Dissipationspotentials entwickelt.

3.6.1 Eindimensionale Kriechgesetze

In der Entwicklung von eindimensionalen Modellen sind zwei Richtungen eindeutig identifizierbar: die *rheologischen Feder-Dämpfer Modelle* (Szyszkowski, 1985) und die *empirischen Modelle* (Sinha, 1978); (Azizi, 1989).

Für *begrenztes Kriechen* (Abb. 3-3 Kurve σ_1) und in der Primärkriechphase beim *unbegrenzten Kriechen* wurde das *empirische* Kriechgesetz von Nutting bei sehr vielen Metallen (Schlimmer, 1984) und bei Eis (Azizi, 1989) verwendet. Azizi (1989) und Shields (1989) haben festgestellt, dass das primäre Kriechen von polykristallinem Eis unter konstanter Spannung durch das Nutting'sche Gesetz sehr gut modelliert werden kann. Das eindimensionale Nutting'sche Gesetz lautet wie folgt:

$$\varepsilon_c = A\sigma^a t^b \quad [3-11]$$

mit ε_c als Kriechdehnung, t als Zeit, A , a und b als Materialparameter. A ist temperaturabhängig, a und b sind temperaturunabhängig. Die Temperaturabhängigkeit des Parameters A wird mit Hilfe der Gleichung von Sinha (1978) bestimmt (Gl. 3-16 und Gl. 3-17).

Gl. 3-11 ist ein Zeitverfestigungsgesetz und kann zum sogenannten Dehnungsverfestigungsgesetz umgewandelt werden:

$$\dot{\varepsilon}_c = bA \frac{1}{\sigma^b} \frac{a}{\varepsilon_c^b} \frac{b-1}{b} \quad [3-12]$$

In Gl. 3-11 und Gl. 3-12 werden die elastischen Verformungen und das Sekundärkriechen vernachlässigt, die Dehnungsgeschwindigkeit wird als ständig abnehmend angesehen ($a < 1$ und $0 < b < 1$).

Ein allgemeines *empirisches Modell* zur Beschreibung des Primär- und Sekundärkriechens von polykristallinem Eis unter konstanter Spannung wurde von Sinha (1978) vorgeschlagen. Im Sinha'schen Modell wird angenommen, dass die Gesamtdehnung ε in drei Komponenten, nämlich in eine elastische Dehnung ε_e , eine elastisch-reversible Dehnung ε_d und eine irreversible viskose Dehnung ε_v aufzuteilen ist (Gl. 3-1 und Gl. 3-2). Die elastische Komponente ε_e wird aufgrund des Hook'schen Gesetzes bestimmt (Gl. 3-13). Die elastisch-reversible Dehnungskomponente ε_d ist, im Sinne der Mikrostruktur des Materials, von dem Mechanismus der Korngrenzenverschiebungen abhängig und deswegen eine Funktion der Korngröße (Gl. 3-14). Die irreversible viskose Dehnung ε_v wird durch die Gleichung von Glen (1955) bestimmt (Gl. 3-15).

$$\varepsilon_e = \frac{\sigma}{E} \quad [3-13]$$

$$\varepsilon_d = c_1 \left(\frac{d_1}{d} \right) \left(\frac{\sigma}{E} \right)^s [1 - \exp\{-(\alpha_T t)^b\}] \quad [3-14]$$

$$\varepsilon_v = \dot{\varepsilon}_v \left(\frac{\sigma}{\sigma'} \right)^n t \quad [3-15]$$

mit E als dem Young's Modul, c_1 , d_1 , s , b , σ' und n als *temperaturunabhängige* Materialparameter und α_T und $\dot{\epsilon}_{v2}$ als *temperaturabhängige* Materialparameter. Die Konstante d steht hier für die Korngrösse.

Die Werte von α_T und $\dot{\epsilon}_{v2}$ können, analog zum Parameter A (Gl. 3-11), von einer Temperatur (T_1) zu einem Äquivalent entsprechend der anderen Temperatur (T_2) umgerechnet werden:

$$A(T_1) = \frac{A(T_2)}{S_{1,2}}, \quad \alpha_T(T_1) = \frac{\alpha_T(T_2)}{S_{1,2}}, \quad \dot{\epsilon}_{v2}(T_1) = \frac{\dot{\epsilon}_{v2}(T_2)}{S_{1,2}} \quad [3-16]$$

$$S_{1,2} = \exp\left[\frac{Q}{R}\left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right)\right] \quad [3-17]$$

wobei Q (Tab. 3-3) die Aktivationsenergie ist (Arrhenius-Ansatz). $R = 8.314 \text{ Jmol}^{-1}\text{K}^{-1}$ ist die allgemeine Gaskonstante, T_1 und T_2 sind Temperaturwerte in Kelvin. Das Sinha'sche Modell wurde durch viele Versuche nachgeprüft. Wegen seines komplexen Ausdruckes der elastisch-reversible Dehnung ist es schwierig auf die Berechnung von Eisstrukturen anzuwenden.

Ein Beispiel für eine weitere Annäherung an die Modellierung vom viskoelastischen Verhalten von polykristallinem Eis ist das *nicht-lineare Feder-Dämpfer Modell* von Szyszkowski und Glockner (1987a). Das Stoffgesetz besteht aus einem nicht-linearen Maxwellkörper und einem nicht-linearen Kelvin-Voigt-Körper und ist wie folgt formuliert:

$$\epsilon(t) = \frac{\sigma}{E} + \int_0^t \sigma^n \left[\frac{1}{\mu_1} + \frac{1}{\mu_2} j(t-\tau) \right] d\tau \quad [3-18]$$

mit n , μ_1 , μ_2 als Materialparameter und $j(t)$ als einer Gedächtnisfunktion, die nur durch ein Iterationsverfahren zu bestimmen ist. Das Szyszkowski-Glockner'sche Modell stimmt in einem sehr grossen Spannungsbereich mit Versuchs-

ergebnissen überein und berücksichtigt das primäre, das sekundäre und das tertiäre Kriechverhalten. Der grosse Nachteil dieses Stoffgesetzes ist die komplizierte mathematische Formulierung der Gedächtnisfunktion $j(t)$.

3.6.2 Mehrdimensionalen Modelle

Mehrdimensionalen Stoffgesetze werden mit Hilfe des Dissipationspotentials entwickelt. Für das Nutting'sche Gesetz gilt:

$$\Phi(\sigma_{ij}) = \frac{A}{a+1} (3I_2)^{\frac{a+1}{2}} t^b \quad [3-19]$$

dabei ist I_2 die zweite Invariante des Spannungsdeviators S_{ij} .

Die Kriechdehnung ergibt sich dann zu:

$$\varepsilon_{ij}^c = \frac{\partial \Phi}{\partial \sigma_{ij}} = \frac{3}{2} A (3I_2)^{\frac{a-1}{2}} t^b S_{ij} \quad [3-20]$$

Die in Gl. 3-20 definierte viskose Dehnung ε_{ij}^c basiert auf der *Inkompressibilität* des Materials. Die Einhaltung dieser Bedingung kann nachgeprüft werden, indem die erste Invariante der Dehnung ε_{kk}^c , welche dem volumetrischen Anteil der Dehnung entspricht, bestimmt wird. Es gilt $\varepsilon_{kk}^c = 0$, d.h. während der Verformung bleibt das Volumen des Körpers konstant.

Ähnlich, wie für das Nutting'sche Gesetz (Gl. 3-20) wurde eine mehrdimensionale Formulierung entwickelt, welche auf dem Sinha'schen Gesetz basiert (Mahrenholtz und Wu, 1991). Wie bei Gl. 3-1 und Gl. 3-2 werden die drei Anteile des Dissipationspotentials wie folgt ausgedrückt:

$$\Phi = \Phi^e + \Phi^d + \Phi^v \quad [3-21]$$

Die Dehnungsgeschwindigkeiten werden durch die partiellen Differentiale der Dissipationspotenziale bezüglich der entsprechenden Spannungstensoren bestimmt:

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^e = \frac{\partial \Phi^e}{\partial \sigma_{ij}}, \quad \dot{\varepsilon}_{ij}^d = \frac{\partial \Phi^d}{\partial \sigma_{ij}}, \quad \dot{\varepsilon}_{ij}^v = \frac{\partial \Phi^v}{\partial \sigma_{ij}} \quad [3-22]$$

Es folgt

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^e = \frac{1}{E} \{ (1 + \mu) \dot{\sigma}_{ij} - \mu \dot{\sigma}_{kk} \delta_{ij} \} \quad [3-23]$$

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^d = \frac{3}{2} A_1 \frac{d}{dt} \int_0^t (3I_2)^{\frac{n_1-1}{2}} \exp[-\eta(t-\tau)] S_{ij} dt \quad [3-24]$$

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^v = \frac{3}{2} A_2 (3I_2)^{\frac{n_2-1}{2}} S_{ij} \quad [3-25]$$

wobei μ die Poisson's Zahl ist, n_1 , n_2 und A_1 temperaturunabhängige Parameter, und A_2 bzw. η temperaturabhängige Materialparameter sind.

Die viskose Dehnungsgeschwindigkeit $\dot{\varepsilon}_{ij}^v$ (Gl. 3-25) und die elastisch-reversible Dehnungsgeschwindigkeit $\dot{\varepsilon}_{ij}^d$ (Gl. 3-24) basieren auf der *Inkompressibilität* des Materials. Es gilt $\dot{\varepsilon}_{kk}^v = \dot{\varepsilon}_{kk}^d = 0$, d.h. einzig die elastische Komponente der Dehnung bewirkt eine Volumenänderung des gesamten Körpers. Zusätzlich zeigen Gl. 3-20, Gl. 3-24 und Gl. 3-25, dass die nicht rein elastische Verformungen bzw. Verformungsgeschwindigkeiten vom Spannungsdeviator S_{ij} induziert werden. Der volumetrische Anteil der Spannung σ_{kk} (hydrostatischer Druck) verursacht demzufolge keine Verformung. Diese Annahmen lassen sich durch Untersuchungen über das mehrdimensionale visko-elastische Verhalten von polykristallinem Eis (Kapitel 3.5) bestätigen.

Die vorgestellten Modelle berücksichtigen Materialschäden nicht, d.h. sie beschreiben nur das primäre (Nutting'sche Gesetz) oder das sekundäre Kriechen. In der Vergangenheit wurden auch Stoffgesetze entwickelt, die Materialschäden Rechnung tragen (Wu und Mahrenholtz, 1993). An dieser Stelle werden solche Modelle nicht behandelt.

3.7 Bruchverhalten von Eis

Eis weist entweder einen plötzlichen oder einen stufenweisen Übergang von einem *duktilen visko-elastischen Verhalten*, gekennzeichnet durch ein kontinuierliches Fließen des Materials, zu einem spröden durch Rissbildung gekennzeichneten Verhalten, auf. Die Hauptursachen für diesen Übergang sind folgende:

- Die Spannung überschreitet einen kritischen Wert (5 - 10 MPa für einaxialen Druck, 1 - 2 MPa für einaxialen Zug)
- Die Dehnungsgeschwindigkeit überschreitet einen kritischen Wert (ca. $1 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$)
- Die Dehnung überschreitet einen kritischen Wert (in der Regel $\varepsilon > 1\%$)

Die wichtigsten Prozesse im Bruchverhalten von Eis sind die *Rissbildung* und die *Rissfortpflanzung*. Die *Rissbildung* allein genügt nicht, um ein Versagen der Probe zu induzieren. Die lokalen Spannungen um die Rissspitzen müssen hoch genug sein, um die *Rissfortpflanzung* zu ermöglichen.

3.7.1 Versagen auf Zug

Die *Rissbildung* findet beim Erreichen einer kritischen Dehnung statt. Es ist nicht eindeutig, ob dabei die totale Dehnung ε (Seng-Kiong und Shyam Sunder, 1985), oder nur der elastisch-reversible Anteil ε_d (Sinha, 1982) der Dehnung massgebend ist. Der Ansatz von Sinha (1982) wurde durch Versuche für kleine bis mittlere Dehnungsgeschwindigkeiten überprüft und ergibt eine kritische elastisch-reversible Dehnung $\varepsilon_d = 0.012 \%$ für polykristallines Eis. Für sehr hohe Dehnungsgeschwindigkeiten $\dot{\varepsilon} > 5.0 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ ist er aber unbrauchbar. Nach

Sinha's Ansatz müsste die Maximalspannung bei zunehmender Dehnungsgeschwindigkeit immer zunehmen, theoretisch bis ins Unendliche. Dieses Verhalten entspricht nicht der Realität.

Im Gegensatz dazu, herrscht Einigkeit über die physikalischen Prozesse, die zur *Rissbildung* führen. Sie dienen zum Abbau von Spannungskonzentrationen, die sich während dem Anfangsstadium der Verformung an den Korngrenzen aufgebaut haben (Schulson *et al.*, 1984). Die Länge der entstehenden Risse entspricht ungefähr der Korngrösse. Laboruntersuchungen an polykristallinem Eis verschiedener Korngrössen (Schulson *et al.*, 1984) zeigen, dass die nötige Spannung σ_N für die Rissbildung eine lineare Funktion der Korngrösse d ist (Gl. 3-26).

$$\sigma_N = \sigma_0 + \frac{k_1}{\sqrt{d}} \quad [3-26]$$

wobei $k_1 = 0.02 \text{ MPa m}^{1/2}$ und $\sigma_0 = 0.6 \text{ Mpa}$ Konstanten sind und d die Korngrösse ist.

Die *Rissfortpflanzung* wird mit den Methoden der Bruchmechanik behandelt. Wenn die Belastung sehr schnell ist und sich das Material linear-elastisch verhält, dann gilt das Kriterium für elastische Materialien (Knott, 1973). Ein Riss mit der Risslänge $2a$, der senkrecht zur Risslänge mit einer Zugspannung σ beansprucht wird, pflanzt sich unter folgenden Bedingungen vor:

$$\sigma > \frac{K_{IC}}{\sqrt{\pi a}} \quad [3-27]$$

wobei K_{IC} die Bruchzähigkeit für den Belastungsmodus I ($K_{IC} = 0.115 \text{ MPa m}^{1/2}$) und a die halbe Risslänge ist. Ein solcher linear-elastischer Zustand wird erst bei Dehnungsgeschwindigkeiten $\dot{\epsilon} > 1.0 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ erreicht. Für kleinere Dehnungsgeschwindigkeiten empfiehlt sich die Verwendung von Methoden zur Analyse der *duktilen Rissfortpflanzung*, wie das *J-Integral* (Hutchinson, 1979) oder das *C*-Integral* (Riedel und Rice, 1980). Der Übergang zwischen *linear-*

elastischer Rissfortpflanzung und *duktiler Rissfortpflanzung* erklärt die Abnahme der Maximalspannung bei zunehmender Dehnungsgeschwindigkeit im Dehnungsgeschwindigkeitsbereich $\dot{\epsilon} > 1.0 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ (Sanderson, 1988).

3.7.2 Versagen auf Druck

Die physikalischen Phänomene, die zur *Rissbildung* auf Druck führen, sind identisch mit denen für die Zugbelastung. Die Rissbildung entlang der Korngrenzen wird durch die Ansammlung von Versetzungen an den Korngrenzen und den Abbau von Spannungsspitzen verursacht. Für kleine bis mittlere Dehnungsgeschwindigkeiten $\dot{\epsilon} < 1.0 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ kann der Ansatz von Sinha (1982) verwendet werden. Für höhere Dehnungsgeschwindigkeiten wird ein ähnliches Modell, wie für die Belastung auf Zug (Gl. 3-26) verwendet. Bei einer einaxialen vertikalen Belastung entsteht eine Querdehnung (Poisson's-Effekt), welche Querkzugspannungen hervorruft. Wenn diese Zugbeanspruchungen den kritischen Wert σ_N aus Gl. 3-26 überschreiten, entsteht ein Riss. Diese Beziehung lässt für die Druckspannung σ'_N wie folgt umschreiben:

$$\sigma'_N = -\frac{\sigma_N}{\nu} = -\frac{1}{\nu} \left(\sigma_0 + \frac{k_1}{\sqrt{d}} \right) \quad [3-28]$$

mit σ_0 und k_1 als Konstanten aus Gl. 3-26 und $\nu = 0.33$ als Poisson's Zahl. Aus Gl. 3-28 ist zu erkennen, dass für die Rissbildung auf Druck ungefähr die dreifache äussere Spannung wie auf Zug benötigt wird. Diese theoretische Überlegung wird durch Versuchsergebnisse bestätigt (Sanderson, 1988).

Die *Rissfortpflanzung* auf Druck ist aus folgenden Gründen komplexer zu modellieren als die auf Zug:

- Die Rissfortpflanzung auf Druck ist in der Regel ein stabiler Prozess (im Gegensatz zur Rissfortpflanzung auf Zug)
- Das Versagen des ganzen Körpers erfolgt durch die Verbindung von mehreren Rissen und nicht durch die Fortpflanzung eines einzelnen Risses.

Der Mechanismus der Rissfortpflanzung ist in der Abb. 3-7 dargestellt. Wenn die Belastung σ_{11} angebracht wird, bilden sich Risse mit einem Winkel ψ zwischen Risslänge und Belastungsrichtung ($0^\circ \leq \psi \leq 45^\circ$). In einer zweiten Phase entstehen Gleitbewegungen, die zur Bildung von Zugzonen an den Risspitzen führen. Aufgrund dieser Beanspruchung pflanzt sich der neue Riss ungefähr senkrecht zum ursprünglichen Riss fort. Es entsteht ein typisches Rissbild, ein sogenannter *Flügelriss*.

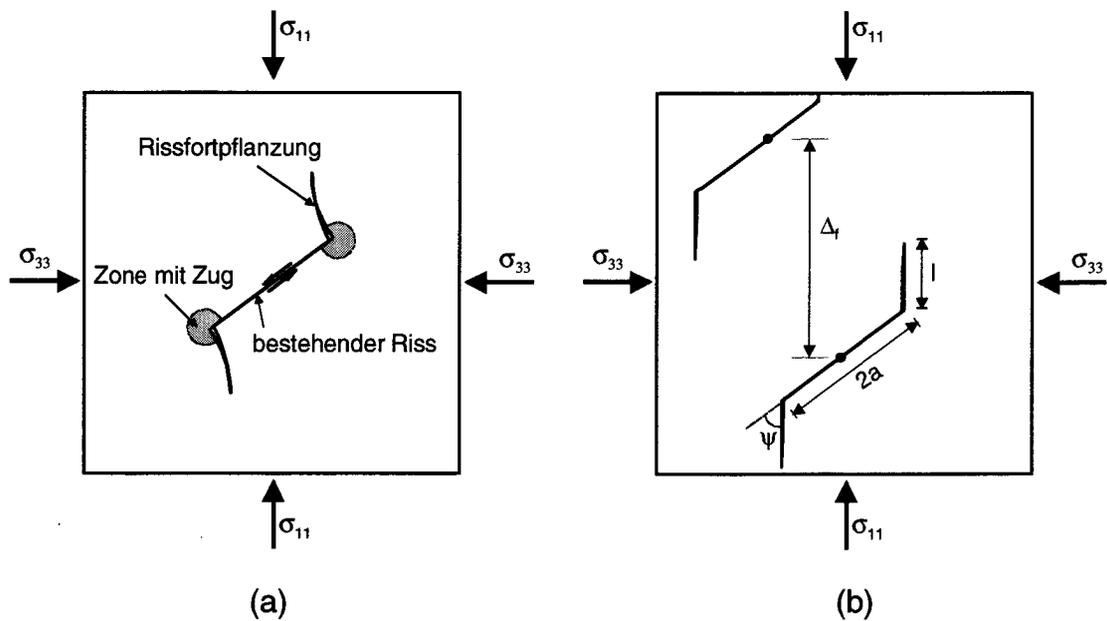


Abbildung 3-7: (a) *Bildungsmechanismus von Flügelrissen in einem spröden linear-elastischen Material.* (b) *Idealisiertes Modell der Flügelrissbildung* (Sanderson, 1988).

In der Abb. 3-7 Teil b ist ein idealisiertes Modell eines Flügelrisses dargestellt, das für die Berechnung der erforderlichen Spannung σ_{11} zu Rissfortpflanzung verwendet wird. Für den Fall einer einaxialen Belastung, ergibt sich die erforderliche Spannung σ_{11} nach Ashby und Hallan (1986) aus:

$$\sigma_{11} = 3.5K_{IC} \sqrt{\frac{l}{a^2}} \quad [3-29]$$

In Gl. 3-29 wird ein Ansatz für die Bestimmung der notwendigen Druckspannung zur Fortpflanzung eines einzelnen Risses formuliert. Es stellt sich die Frage nach der Druckspannung, die zum Versagen des gesamten Probekörpers führt. Dieser Wert entspricht der *Druckfestigkeit* des Materials d.h. der maximalen Druckspannung, die erreicht werden kann. Das Zusammenwirken zwischen zwei *Flügelrissen* ist stark von ihrem Abstand Δ_f abhängig (Abb. 3-7). Empirische Untersuchungen (Cooksley, 1984) ergeben $\Delta_f = 4l$. Eingefügt in Gl. 3-29 ergibt:

$$\sigma_{11} \approx 3.5 \frac{K_{IC}}{a} \sqrt{\frac{\Delta_f}{2}} \quad [3-30]$$

Beobachtungen (Cole, 1986) zeigen, dass bei der *Rissbildung* ungefähr ein Riss pro Korn entsteht und dass die Risslänge $2a$ ungefähr 65% der Korngröße entspricht. Mit $\Delta_f \approx d$ und $a \approx 0.325d$ ist es somit möglich Gl. 3-30 als Funktion der Korngröße d darzustellen:

$$\sigma_{11} \approx 7.6 K_{IC} \sqrt{d} \quad [3-31]$$

Eingesetzt in Gl. 3-31 ergeben eine mittlere Korngröße $d = 5$ mm und eine Bruchzähigkeit $K_{IC} = 0.115$ MPa m^{1/2} eine Druckfestigkeit $\sigma_{11} = 11$ MPa. Dieser theoretische Wert entspricht ungefähr der im Labor bestimmten Druckfestigkeit von polykristallinem Eis (Sanderson, 1988).

3.8 Tragverhalten von zellenförmigen Materialien

Ähnlich wie zellenförmige Strukturen (Wabenstrukturen, Schaumstoffe), besitzt Schnee ein Gerüst aus einem Material, dessen mechanischen Eigenschaften bekannt sind. Erste Versuche, Schnee als einen Schaumstoff aus Eis zu modellieren wurden in den letzten Jahren unternommen (Louchet, 2001); (Kirchner *et al.*, 2000). In diesem Abschnitt werden einige Aspekte des mechanischen Verhaltens von zellenförmigen Strukturen, insbesondere von Schaumstoffen,

erklärt, die im Kapitel 5 sowohl zur qualitative als auch zur quantitative Interpretation der Versuchsergebnisse verwendet werden. Die an dieser Stellen vermittelten Grundlagen sind in vollem Umfang in Gibson und Ashby (1988) enthalten.

Zellenförmige Strukturen werden in zwei grosse Familien unterteilt, die *wabenförmigen Strukturen* und die *Schaumstoffe*. Schaumstoffe wiederum werden in zwei Klassen gegliedert, mit *offenen Zellen* oder mit *geschlossenen Zellen*. Aufgrund seiner Struktur (Abb. 3-8) kann Schnee den *Schaumstoffen mit offenen Zellen* zugeordnet werden. Aus diesem Grund werden die anderen Strukturen nicht weiter betrachtet. Folgende Schwerpunkte werden behandelt:

- Das eindimensionale Verformungsverhalten (σ - ε Diagramm) von Schaumstoffen mit offenen Zellen.
- Das mehrdimensionale Verformungsverhalten (Fliesskriterium) von Schaumstoffen mit offenen Zellen.
- Der Zusammenhang zwischen den mechanischen Eigenschaften des Grundmaterials und den mechanischen Eigenschaften des daraus entstehenden Schaumstoffes.

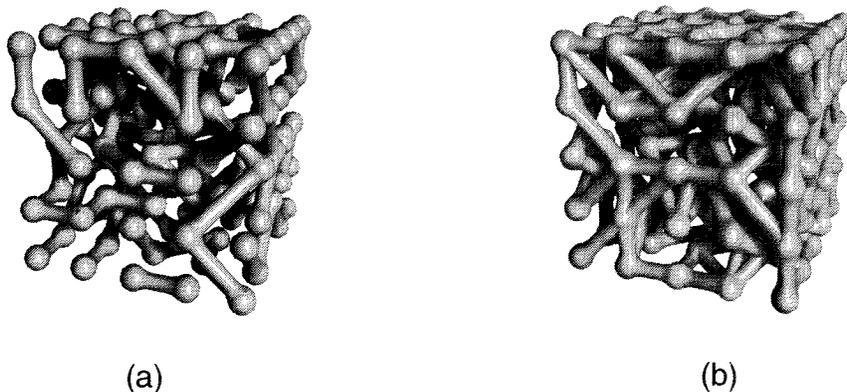


Abbildung 3-8: *Idealisiertes Modell der Schneestruktur. (a) Leichter Schnee $\rho = \text{ca. } 200 \text{ kg m}^{-3}$, (b) dichter Schnee $\rho = \text{ca. } 400 \text{ kg m}^{-3}$.*

3.8.1 Verformungsverhalten von Schaumstoffen mit offenen Zellen

Das typisches Verformungsverhalten von *elasto-plastischen* bzw. *elastisch-spröden Schaumstoffen* wird in der Abb. 3-9 dargestellt. Das Verhalten unterscheidet sich im wesentlichen für eine Zug- oder für eine Druckbeanspruchung.

Auf Druck, dominieren im elastischen Bereich die elastischen Biegeverformungen des Gerüsts. Nach Erreichen einer Grenzspannung σ_{pl} bzw. σ_{cr} kollabiert das System. Entweder bilden sich plastische Bereiche mit sehr starken plastischen Verformungen (*plastisches Fließen*) oder Versagen einzelne Teile des Gerüsts (*sprödes Stauchen*). In dieser Phase bleibt die Spannung ungefähr konstant bei wachsender Dehnung (*Plateau*). Wenn die Verformungen genügend gross sind, dass sich die Zellwände gegenseitig berühren können, beginnt die Verfestigung. Es ist zu bemerken, dass diese kritische Dehnung eine Funktion der relative Dichte (ρ^*/ρ) ist, wobei ρ^* die Dichte des Schaumstoffes und ρ die Dichte des Grundmaterials ist. Je höher die relative Dichte ist desto kleiner ist die kritische Dehnung bei welcher die Verfestigung beginnt.

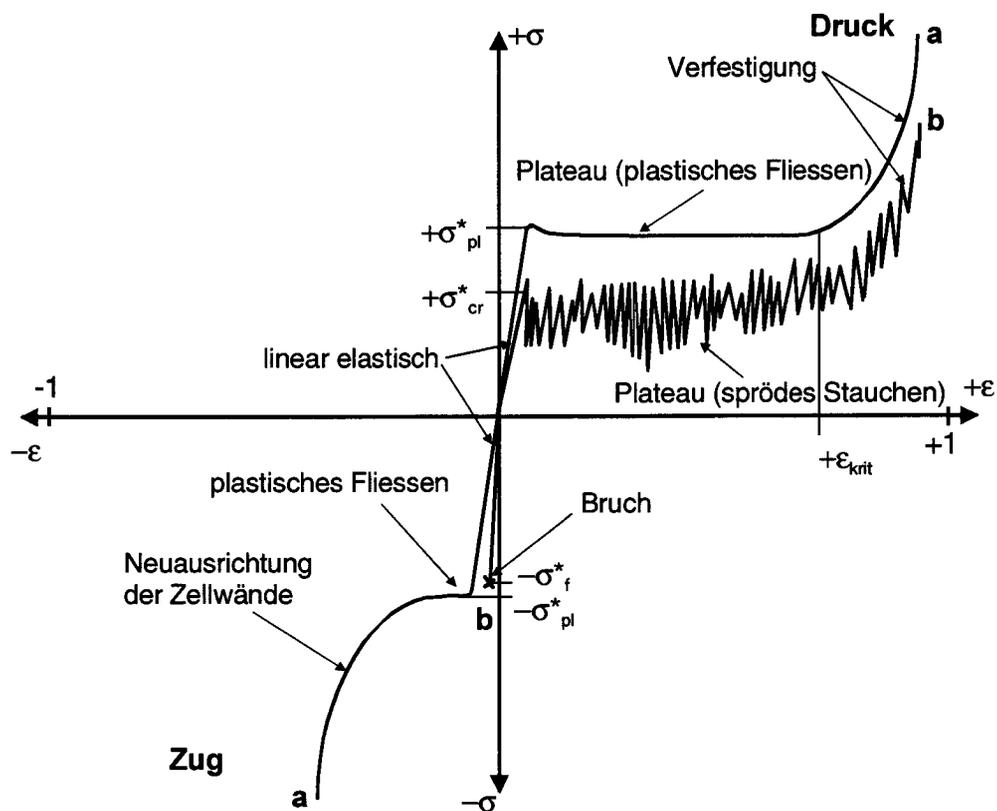


Abbildung 3-9: Schematische Darstellung der σ - ϵ Kurven für Schaumstoffe, welche die verschiedene Verformungsbereiche zeigt. (a) Elasto-plastische Schaumstoffe, (b) elastisch-spröde Schaumstoffe.

Auf Zugbelastung, dominieren ebenfalls im elastischen Bereich die elastischen Biegeverformungen des Gerüsts. Nach Erreichen einer Grenzspannung σ_{pl} bzw. σ_f kollabiert das System. Entweder bilden sich plastische Bereiche (*plastisches Fließen*) oder es versagt das ganze Gerüst (*spröder Bruch*). Bei elasto-plastischen Schaumstoffen steigt dann die Spannung infolge der Neuausrichtung der Zellwände weiter an.

Es gibt Grundmaterialien die, ähnlich wie Eis, ein visko-elastisches Verhalten zeigen. Das Verformungsverhalten der daraus hergestellten Schaumstoffe ist von sehr grosser Bedeutung im Hinblick auf die Untersuchung des Verformungsverhaltens von Schnee. Die Abb. 3-10 zeigt σ - ϵ Kurven für verschiedene Dehnungsgeschwindigkeiten $\dot{\epsilon}$. Die wichtigste Information betrifft die *Verfestigung*. Die Zunahme der Spannung (*Verfestigung*) nach Erreichen des viskosen Fließens scheint unabhängig von der Dehnungsgeschwindigkeit zu sein. Dieses Verhalten ist mit dem, der Verfestigung zugrunde liegenden, physikalischen Prozess, die gegenseitige Berührung der Zellwände, zu erklären.

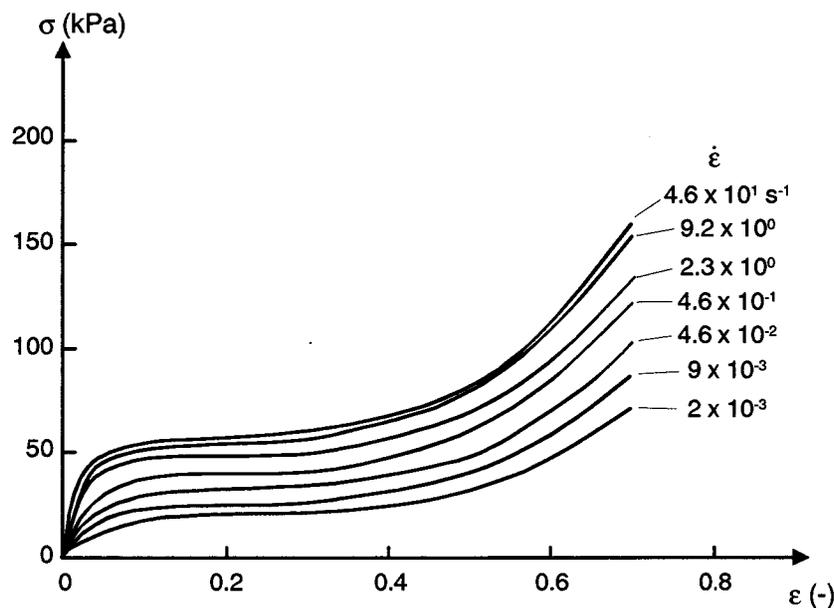


Abbildung 3-10: σ - ϵ Kurven für einen visko-elastischen Schaumstoff (Polyethylen Schaumstoff, $\rho^* = 43 \text{ kg m}^{-3}$).

Das mehrdimensionale Verformungsverhalten von Schaumstoffen mit offenen Zellen wurde ebenfalls untersucht. Biaxiale Druck- und Zugversuche (Abb. 3-11) an steifen Polyurethan-Schaumstoffen (Patel, 1969); (Zalawsky, 1973) zeigen, dass die axiale Fließ- bzw. Bruchspannung σ_2 unabhängig vom angebrachten Seitendruck σ_1 ist. Diese Ergebnisse widersprechen dem, aufgrund der Eigenschaften des Grundmaterials, prognostizierten Fließverhalten für Schaumstoffe. Gibson und Ashby (1988) nehmen für das plastische Verhalten von Schaumstoffen ein Fließkriterium von *von Mises* an. Diese Hypothese lässt sich aber durch die Versuchsergebnissen nicht bestätigen.

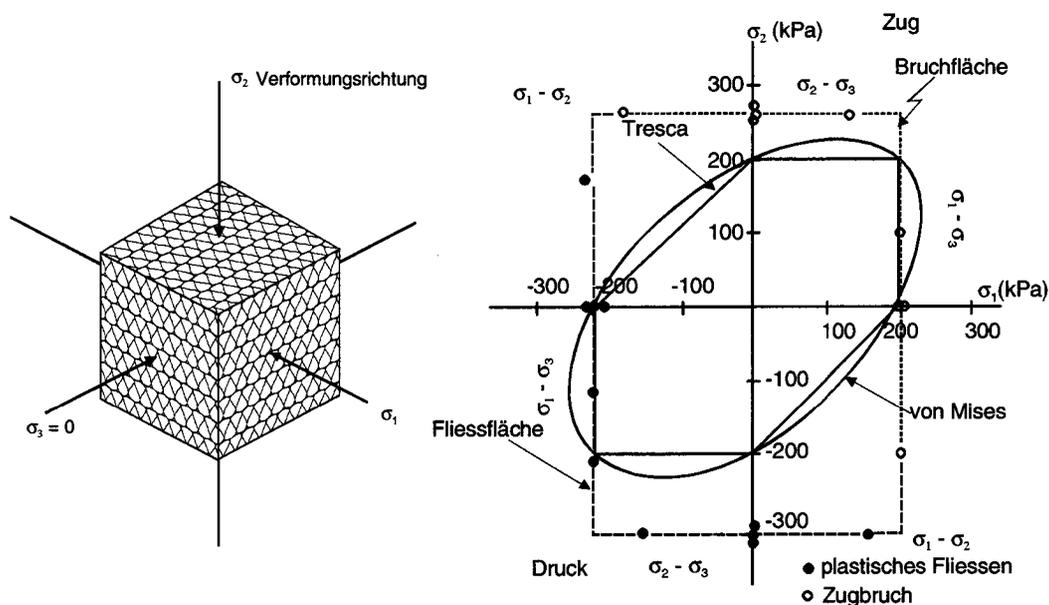


Abbildung 3-11: Fließ- bzw. Bruchkriterium für steife Polyurethan-Schaumstoffe, nach Daten von Patel (1969) für den ebenen Spannungszustand, verglichen mit dem Fließkriterium von *von Mises* bzw. von *Tresca*. Der Schaumstoff zeigt ein plastisches Fließen auf Druck und ein vollständiges Versagen der Probe auf Zug.

3.8.2 Bestimmung der mechanischen Eigenschaften

Die mechanischen Eigenschaften der Schaumstoffe werden mit den mechanischen Eigenschaften des Grundmaterials mit Hilfe der relativen Dichte (ρ^*/ρ) in Verbindung gebracht. Diese Operation wird dadurch ermöglicht, dass das Verhältnis zwischen der Wandstärke t und dem Wandabstand l eine Funktion von ρ^*/ρ ist.

Für Schaumstoffe mit offenen Zellen (elasto-plastisch bzw. elastisch-spröd) gelten folgenden Beziehungen (Gibson and Ashby, 1988):

$$\text{Young's Modul} \quad E^* \quad \frac{E^*}{E_s} = \left(\frac{\rho^*}{\rho}\right)^2 \quad [3-32]$$

$$\text{Schubmodul} \quad G^* \quad \frac{G^*}{E_s} = \frac{3}{8}\left(\frac{\rho^*}{\rho}\right)^2 \quad [3-33]$$

$$\text{Poisson's Zahl} \quad \nu^* \quad \nu^* = \frac{1}{3} \quad [3-34]$$

$$\text{Flie遝sspannung (Druck)} \quad \sigma_{pl}^* \quad \frac{\sigma_{pl}^*}{\sigma_{ys}} = 0.3\left(\frac{\rho^*}{\rho}\right)^{\frac{3}{2}} \quad [3-35]$$

$$\text{Bruchspannung (Druck)} \quad \sigma_{cr}^* \quad \frac{\sigma_{cr}^*}{\sigma_{fs}} = 0.65\left(\frac{\rho^*}{\rho}\right)^{\frac{3}{2}} \quad [3-36]$$

wobei E_s der Young's Modul vom Grundmaterial ist und σ_{ys} bzw. σ_{fs} die Flie遝sspannung bzw. die Bruchspannung für das spröde Verhalten sind.

In den oben vorgestellten Beziehungen (Gl. 3-32 bis Gl. 3-36) wird angenommen, dass das mechanische Verhalten vom Grundmaterial immer konstant und unabhängig von der relativen Dichte (ρ^*/ρ) ist. Dieselbe Überlegung gilt als Grundsatz für die Entwicklung von mikrostrukturellen Stoffgesetzen im Schnee (Mahajan und Brown, 1993);(Kirchner *et al.*, 2000) und (von Moos, 2000).

Seite Leer /
Blank leaf

Versuchsapparatur und Probenvorbereitung

In diesem Kapitel werden die wichtigsten Merkmale der eingesetzten Triaxialgeräte aufgelistet. Die Probenvorbereitung und die Charakterisierung des Probenmaterials werden vorgestellt.

Die am Institut für Geotechnik der ETH Zürich (IGT) für dieses Projekt entwickelte Apparatur zur Messung von Schallemissionen wird detailliert beschrieben und dokumentiert.

4.1 Einführung

Für die triaxialen Versuche an Schnee wurden speziell für diesen Zweck entwickelte Triaxialgeräte verwendet. Die konzeptionellen Überlegungen und eine ausführliche Beschreibung der mechanischen und der elektronischen Bestandteile sind in der am IGT vorangegangenen Forschungsarbeit enthalten (von Moos, 2000). Aus diesem Grund werden die Triaxialgeräte in diesem Kapitel in Kurzform vorgestellt. Die im Jahr 2001 für dieses Projekt entwickelte Apparatur zur Messung der Schallemissionen (SE) wird hingegen ausführlich beschrieben.

Die *Probengewinnung, -lagerung und -zubereitung* und die *Charakterisierung* des Probematerials wurden in der oben genannten Arbeit beschrieben. In diesem Kapitel werden im Detail die Arbeitsschritte zur Temperierung der Proben von der Lagerung bis zur Versuchsdurchführung geschildert. Die wichtigsten Informationen (Schneetemperatur, Lufttemperatur, Entnahmeort, usw.) über die einzelnen Entnahmen im Feld werden in tabellarischer Form zusammengefasst.

In der vorliegenden Arbeit werden die Ergebnisse zur Bestimmung der Dichtverteilung, Korngrösse und Kornform präsentiert. Auf die Bestimmung der Mikrostrukturparameter Kornradius, Bindungsradius und 3D-Koordinationszahl an den in der vorliegenden Arbeit untersuchten Proben wurde verzichtet, und der von von Moos eingeschlagenen Weg zur Entwicklung eines mikrostruktur-basierten Stoffgesetzes, wurde nicht weiter verfolgt (siehe Kapitel 6).

4.2 Das schneemechanische Triaxialgerät

Die beiden verwendeten Triaxialgeräte wurden am Institut für Geotechnik der ETH Zürich (IGT) in Zusammenarbeit mit dem Institut für Schnee- und Lawinenforschung (SLF) entwickelt. Das erste Modell (Gerät 1) wurde im Winter 97/98 im Betrieb genommen. Das zweite Modell (Gerät 2) wurde im Winter 00/01 zum ersten Mal eingesetzt. Die Geräte sind bezüglich den technischen Daten identisch. Das Gerät 2 kann sowohl deformations- als auch lastgesteuert gefahren werden. In Abb. 4-1 und Abb. 4-2 sind die mechanischen bzw. die elektronischen Bestandteile dargestellt.

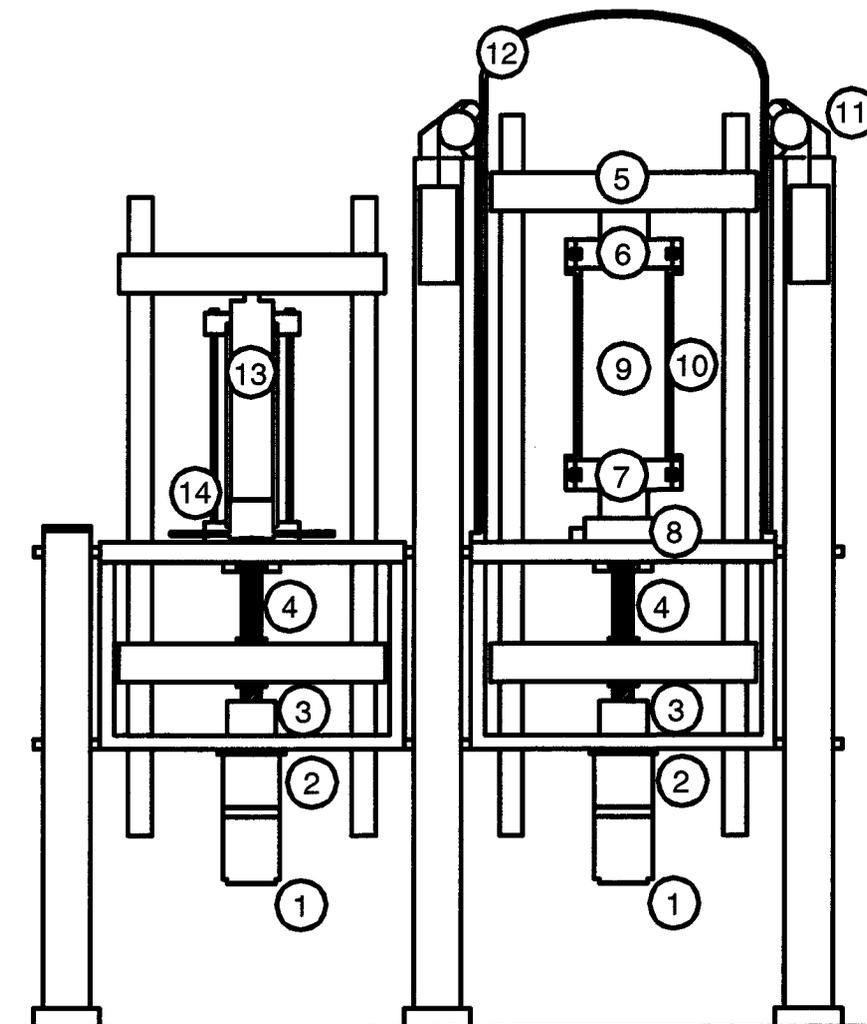
In der Tab. 4-1 sind die technischen Daten der Geräte zusammengefasst. Es ist zu bemerken, dass die maximale Steigerung der Last pro Zeiteinheit (N s^{-1}) beim lastgesteuerten Gerät 2 sehr stark von der Steifigkeit des Probekörpers abhängt, sie variiert von ca. 50 N s^{-1} für $\rho = 200 \text{ kg m}^{-3}$ bis ca. 1500 N s^{-1} für $\rho = 430 \text{ kg m}^{-3}$.

In der Tab. 4-2 werden die eingesetzten Messinstrumente mit dem entsprechenden Messbereich und der entsprechenden Genauigkeit aufgelistet. Vor dem Beginn jedes Versuchswinters wurden sowohl die Kraftmessdose (a)¹ als auch der Wegaufnehmer (b) und der Seitendruckaufnehmer (d) bei den entsprechenden Versuchstemperaturen kalibriert.

1. Die in Klammern aufgeführten Buchstaben entsprechen der Numerierung in der Abb. 4-2.

Volumenmesseinrichtung

Triaxialgerät

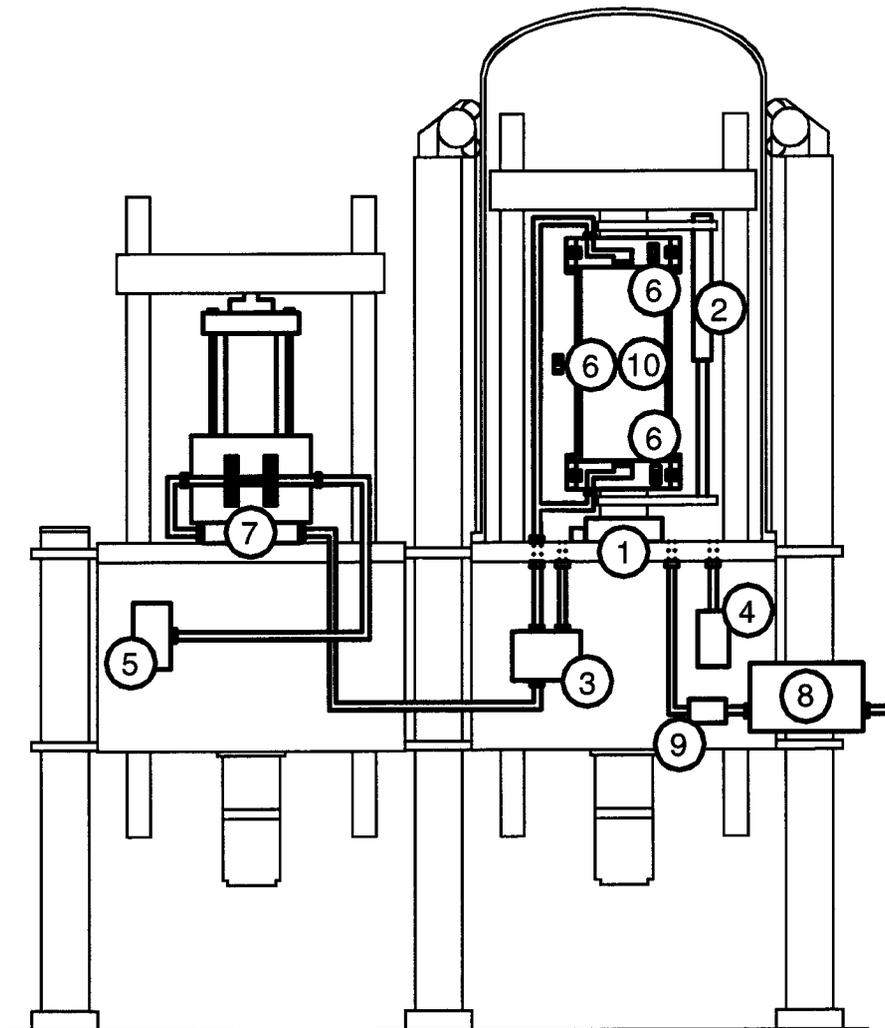


- | | | | |
|---|-------------------|---|------------------|
| ① | Schrittmotor | ⑧ | Kraftmessdose |
| ② | Getriebe | ⑨ | Schneeprobe |
| ③ | Wellenkupplung | ⑩ | Dichtungsmembran |
| ④ | Gewindespindel | ⑪ | Hebevorrichtung |
| ⑤ | Belastungsrahmen | ⑫ | Druckzelle |
| ⑥ | Probenkopfstempel | ⑬ | Kolben |
| ⑦ | Probenfußstempel | ⑭ | Zylinder |

Abbildung 4-1: Schematische Darstellung der Versuchsanordnung.

Volumenmesseinrichtung

Triaxialgerät



- | | |
|---------------------------|---|
| ① Kraftmessdose | ⑥ Temperaturlaufnehmer |
| ② Wegaufnehmer | ⑦ Fluidpfropfen zwischen Lichtbarrieren |
| ③ Differenzdruckaufnehmer | ⑧ Luftpumpe |
| ④ Seitendruckaufnehmer | ⑨ Rückschlagventil |
| ⑤ Absolutdruckaufnehmer | ⑩ Schneeprobe |

Abbildung 4-2: Messinstrumente der Versuchsapparatur.

4.2 Das schneemechanische Triaxialgerät

Probenhöhe	h	mm	126
Probendurchmesser	d	mm	58
max. Deformation	Δh_{max}	mm	50
max. Dehnung	$\varepsilon_{a,max}$	%	40
max. Deformationsgeschwindigkeit	v_{max}	mms^{-1}	± 3
max. Dehnungsgeschwindigkeit	$\dot{\varepsilon}_{a,max}$	s^{-1}	$\pm 2.4 \times 10^{-2}$
min. Deformationsgeschwindigkeit	v_{min}	mmd^{-1}	± 2.6
min. Dehnungsgeschwindigkeit	$\dot{\varepsilon}_{a,min}$	s^{-1}	$\pm 2.4 \times 10^{-7}$
max. Seitendruck	$\sigma_{r,max}$	kPa	50
max. Axialkraft	P_{max}	kN	± 2
max. Axialdruck	$\sigma_{a,max}$	kPa	± 757
min. Temperatur	T_{min}	°C	-20 °C

Tabelle 4-1: Technische Daten der Triaxialgeräte.

Messinstrument	Typ	Messbereich	Genauigkeit
Kraftmessdose (a)	HBM U2	$\pm 2000 \text{ N}$	0.1%
Wegaufnehmer (b)	HBM W50	100 mm	0.2%
Differenzdruckaufnehmer (c)	Keller PD11	50 kPa	0.2%
Seitendruckaufnehmer (d)	Keller PR11	50 kPa	0.2%
Absolutdruckaufnehmer (e)	Setra 204	170 kPa	0.07%
Temperaturaufnehmer (f)	PT 100 Minco S202PD	-45 °C bis +100 °C	0.3%

Tabelle 4-2: Technischen Daten der Messinstrumente.

4.3 Einrichtung zur Messung der Schallemissionen (SE)

4.3.1 Konzept

Im Frühling 2001 wurde am IGT ein neuer Probenkopf- (6) und ein neuer Probenfussstempel (7) mit eingebauten Sensoren für die Messung von Schallemissionen hergestellt (Abb. 4-3). Folgende Ziele wurden mit den SE-Messungen verfolgt:

1. Quantitative Beschreibung der Beziehung zwischen der Schallemissionsaktivität und der Temperatur bzw. der Dehnungsgeschwindigkeit für verschiedene Schneedichten.
2. Qualitative Aussagen über physikalische Prozesse, die am Verformungs- bzw. Bruchverhalten von Schnee beteiligt sind.

Zwei verschiedene Sensoren wurden verwendet: ein breitbandiger Sensor vom Typ WD mit einem Frequenzspektrum von 100 bis 1000 kHz und ein resonanter Sensor Typ R6 mit einem Frequenzspektrum von 35 bis 100 kHz. Beide Sensoren wurden von der Firma EPA (Euro Physical Acoustic) geliefert.

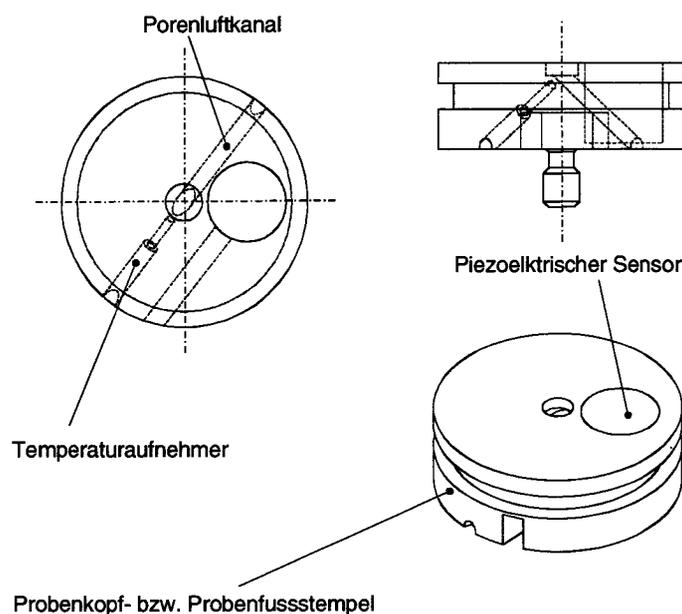


Abbildung 4-3: *Einbau des piezoelektrischen Sensors in den Probenkopf- bzw. Probenfussstempel*

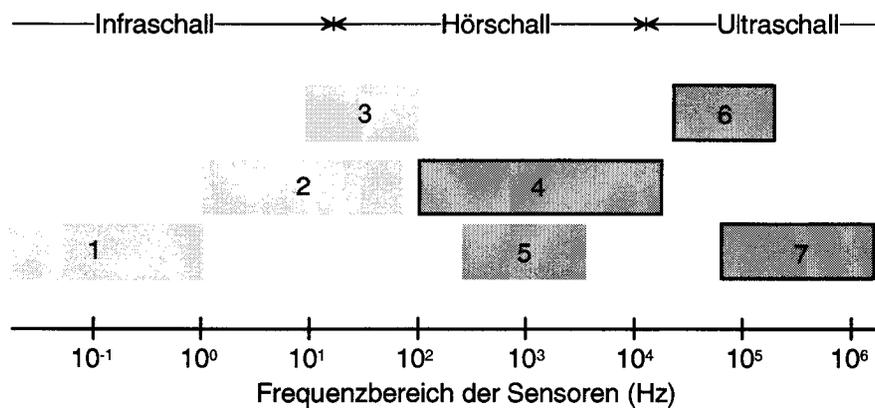


Abbildung 4-4: *Frequenzbereiche in welchen Untersuchungen der Schallemissionen durchgeführt werden (ASNT, 1987). Legende: 1) Erdbebenforschung, 2) seismologische Untersuchungen, 3) Mikrobeben, 4) aktuelle SE- Labor- und Felduntersuchungen an geologischen Materialien, 5) frühere SE- Labor- und Felduntersuchungen an geologischen Materialien, 6) begrenzte SE-Untersuchungen an geologischen Materialien, 7) SE-Untersuchungen an Metallen und Polymeren.*

Die Wahl von zwei Sensoren mit unterschiedlichen Eigenschaften wurde in Zusammenarbeit mit dem Hersteller getroffen und basiert auf folgende Annahmen:

- Eine erhöhte Schallemissionsaktivität tritt, ähnlich wie bei anderen polykristallinen Materialien (z.B. Eis oder metallische Legierungen), vor oder während dem plastischen bzw. viskosen Fließen des Materials auf. Die physikalische Ursache dieser Emissionen kann die Bildung von Mikrorissen (z.B. an den Korngrenzen) oder die Bewegung von Versetzungen innerhalb der Kristalle oder über die Kristallgrenze hinaus sein. Diese Prozesse, welche auch überlappend eintreten können, lösen elastische Wellen aus, die an der Oberfläche mit Hilfe von Sensoren aufgenommen werden. Die resultierenden SE-Signale sind breitbandig und decken einen Frequenzbereich zwischen 100 kHz und 1000 kHz (Abb. 4-4) ab.

- Wenn Schnee komprimiert wird entstehen neue Bindungen zwischen den Schneekörnern. Dieser physikalische Prozess ist ähnlich wie das intragranulare Reiben von Sandkörner in einer Sandprobe unter Belastung. Die entstehenden Emissionen befinden sich in einem niedrigeren Frequenzbereich ($0.1 < f < 200 \text{ kHz}$) als es bei der Mikrorissbildung der Fall ist (Abb. 4-4).

4.3.2 Schallemissionsmesskette

Die Schallemissionsmesskette ist in der Abb. 4-5 dargestellt. Die Signale werden von den *Sensoren* (Kapitel 4.3.3) aufgenommen und in den *Vorverstärkern* (Kapitel 4.3.4) verarbeitet. Die im *Vorverstärker* eingebauten *Bandpassfilter* waren nicht ausreichend, um unerwünschte Störsignale auszuschliessen. Aus diesem Grund wurde zwischen den *Vorverstärkern* und der *Burst Trigger Schaltung* (Kapitel 4.3.6) jeweils ein *Tiefpassfilter* (Kapitel 4.3.5) eingeschaltet. Das gefilterte Signal wurde in der *Burst Trigger Schaltung* ausgewertet. Mit Hilfe des *Pulszählers* (Kapitel 4.3.7) wurden schliesslich die Ereignisse gezählt. Vor der *Burst Trigger Schaltung* wurde ein *Oszilloskop* vom Typ Le Croy LT 344 eingeschaltet, um die Signale zu visualisieren.

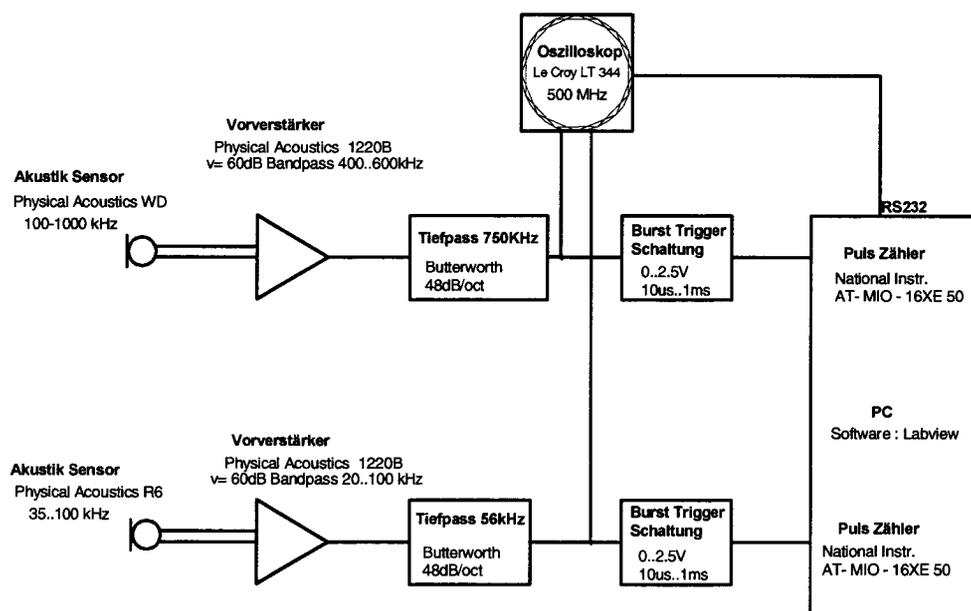


Abbildung 4-5: Schallemissionskette.

4.3.3 Sensoren

Die verwendeten Sensoren nutzen den piezoelektrischen Effekt aus:

Die im Kristallgitter eines Stoffes mit piezoelektrischen Eigenschaften angeordneten positiven und negativen Ionen werden bei einer Deformation aus dem Gleichgewicht gebracht und erzeugen so eine Ladungssammlung an den peripher angebrachten Elektroden. Je nach Frequenzbandbreite sind zwei Sensorengruppen zu unterscheiden:

- resonante Sensoren, wie z. B. der verwendete Typ R6, die in einem bestimmten kleinen Frequenzbereich hochempfindlich sind.
- Sensoren mit flacher Frequenzcharakteristik, wie z.B. der verwendete Typ WD, die über einen grösseren Frequenzbereich messen aber eine geringere Empfindlichkeit aufweisen.

Die Kalibrierungskurven¹ der eingesetzten Sensoren sind in der Abb. 4-6 dargestellt. Die Empfindlichkeit der Sensoren wird in dB angegeben. Sie ist immer eine negative Grösse, da 0 dB einer induzierten Spannung von 1 Volt bei einem mechanischen Druck von 1 μbar entspricht. Eine Empfindlichkeit von -20 dB bedeutet, dass bei 1 μbar Druck nur 100 mV induziert werden.

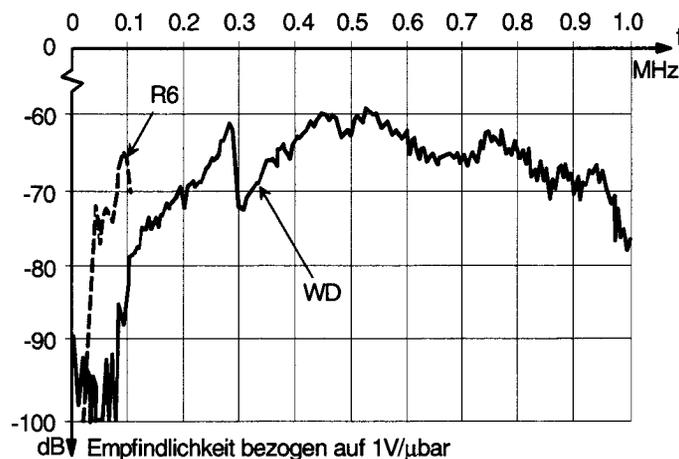


Abbildung 4-6: Kalibrierungskurven beider Sensoren R6 und WD. Maximale Empfindlichkeit: R6 (-65.2 dB bei 98 kHz); WD (-58.9 dB bei 532 kHz).

1. Ermittelt nach ASTM Norm E1106.

4.3.4 Vorverstärker

In unmittelbarer Nähe des Sensors muss ein Vorverstärker installiert sein, um die Übertragbarkeit der zunächst nur wenige Mikrovolt überdeckenden Signale zur Burst Trigger Schaltung zu ermöglichen. Hierzu wurden Spannungsverstärker des Typs 1220 B von der Firma EPA mit eingebautem Einsteckfilter verwendet (Tab. 4-3).

Sensor	Vorverstärker	Einsteckfilter	Vorverstärkungsleistung
R6	1220 B	Bandpass 20 - 100 kHz	60 dB
WD	1220 B	Bandpass 400 - 600 kHz	60 dB

Tabelle 4-3: *Eigenschaften des Vorverstärkers.*

4.3.5 Tiefpassfilter

Während der Vorversuche wurde eine Störquelle in einem Frequenzbereich von ca. 2 MHz identifiziert. Die Störsignale waren nicht kontinuierlich (kein Grundrauschen), sondern sporadisch. Ihre Amplitude (300 - 400 mV) war zu gross, um sie mit Hilfe des Triggers (Kapitel 4.3.6) aus der Zählung der Ereignisse (Bursts) auszuschliessen. Die Störsignale, deren Quelle ein Ventil des Kühlaggregates ist, wurden auf dem WD-Sensor registriert, der eine erhöhte Empfindlichkeit im Bereich zwischen 1.5 und 2.0 MHz hat. Eine Ausschaltung der Störquelle war nicht möglich, da die Kühlräume immer bei konstanter Temperatur gehalten werden müssen. Die Durchlasskurve des Bandpassfilters erwies sich als zu flach, um die Amplitude des Störsignals eindeutig zu reduzieren. Aus diesen Gründen wurde vor der Auswertungseinheit (Burst Trigger Schaltung) ein Tiefpassfilter eingeschaltet (Abb. 4-5), welcher die Amplitude der Signale mit einer Frequenz über 750 kHz stark reduziert. Somit konnte die maximale Amplitude der Störsignale von 300 - 400 mV auf 50 - 100 mV gesenkt werden.

In der Schallemissionskette des resonanten Sensor R6 wurde ebenfalls ein Tiefpassfilter (56 kHz) eingeschaltet (Abb. 4-5). Somit wurden Signale mit einer höheren Frequenz (> 500 kHz) stark reduziert. Das ermöglichte eine besser Erfassung der Niederfrequenzsignale (< 100 kHz).

4.3.6 Burst Trigger Schaltung

Die Burst Trigger Schaltung bildet zusammen mit dem Pulszähler die Auswertungseinheit. Die quantitative Bewertung der Schallemissionsaktivität basiert auf die Zählung der Burst-Signale. Entweder werden die Schwellwertüberschreitungen (AE-Counts) oder die Ereignisse gezählt. In der vorliegende Arbeit wurde letzteres gewählt.

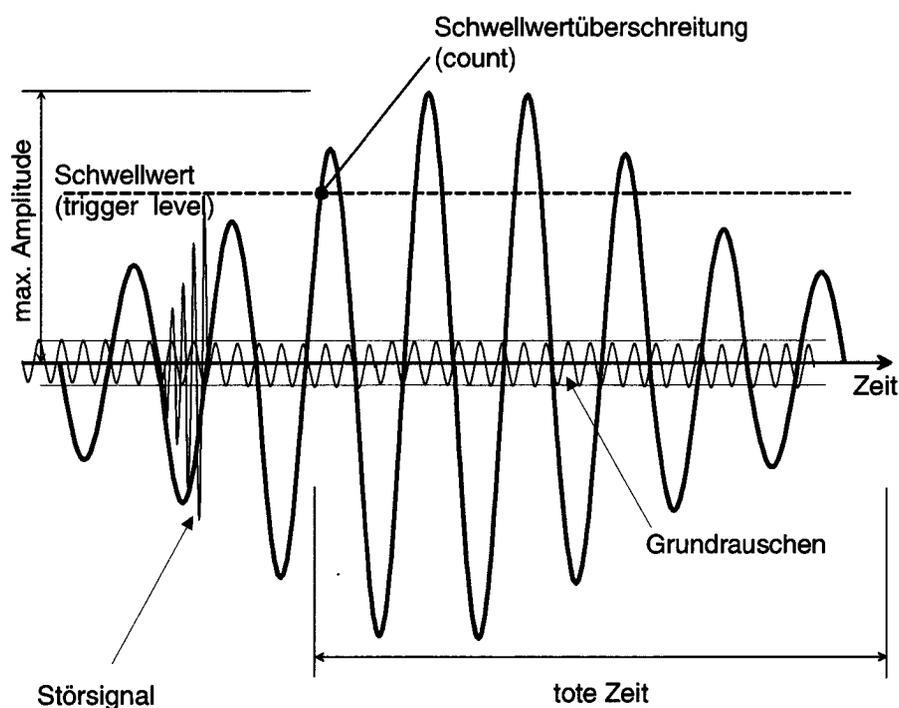


Abbildung 4-7: *Typisches Schallemissionssignal (Burst), verglichen mit dem Grundrauschen und mit einem Störsignal.*

Die Zählung erfolgt mit Hilfe eines Schwellwertes (Abb. 4-7), der so gewählt wird, dass Störsignale und Grundrauschen nicht mitgezählt werden. Sobald die Amplitude des Signales ihn überschreitet wird einen Impuls an den Pulszähler gesendet. Gleichzeitig wird eine tote Zeit eingeschaltet, währenddessen keine

Zählung von Schwellwertüberschreitungen erfolgt. Somit wird pro Ereignis nur einen Impuls an den Pulszähler gesendet. Der Wert der toten Zeit (Tab. 4-4) wurde nach den ersten Vorversuchen bestimmt. Er hängt vom gewählten Schwellwert (Tab. 4-4) und von der Flankensteilheit des Signales ab.

Sensor	Schwellwert (mV)	tote Zeit (μ s)
R6	250	200
WD	250	20

Tabelle 4-4: *Eigenschaften der Burst Trigger Schaltung.*

Auf weitere zeit- und kostenintensive Auswertungen, wie z.B. die Bestimmung des Energieinhaltes eines Signales oder die Bestimmung der Ereignisdauer, wurde verzichtet. Es zeigte sich, dass die Zählung der Burst-Signale ausreichend ist, um die gestellten Ziele zu erreichen.

4.3.7 Pulszähler

Im Pulszähler, der auf der AD-Karte integriert ist, werden die Impulse aus der Burst Trigger Schaltung erfasst und gezählt. Die Zählung erfolgt sowohl sum-matorisch, d.h. die Impulse werden laufend summiert, als auch als Messung der Impulsrate. In diesem Fall werden die Impulse über einer vorgegebenen Zeit-spanne gezählt (z.B. eine Sekunde) und als Impulse pro Zeiteinheit ausgedrückt. Bei jedem neuen Zeitfenster beginnt die Zählung wieder von Null.

4.4 Probenvorbereitung

Dieser Arbeitsschritt, bestehend aus:

1. dem Auffinden einer homogenen Schicht mit der gewünschten Dichte und Mikrostruktur,
2. der Probenentnahme (Schneeböcke mit den Abmessungen 50 x 30 x 30 cm) und -lagerung,
3. dem Ausbohren des Zylinders ($d = 100$ mm, $h = 200$ mm), dem Ausstechen des Probekörpers ($d = 58$ mm, $h = 126$ mm) und dem Einbau

wurde in der Arbeit von von Moos (2000) sehr ausführlich beschrieben. Das Temperieren der Proben auf die Prüftemperatur wurde wie folgt durchgeführt:

Die Schneeblöcke (Abmessungen 50 x 30 x 30 cm) werden in einem separaten Kältelabor bei einer konstanten Temperatur $T = -12 \text{ °C}$ gelagert. Bis zum Beginn des Versuches, der bei der Prüftemperatur $T_{Prüf}$ stattfindet, werden folgende Schritte unternommen:

1. Lagerung des ganzen Blockes im Versuchslabor bei $T_{Prüf}$, (ca. 2 Std).
2. Ausbohren von 6 Zylindern ($d = 100\text{mm}$, $h = 200 \text{ mm}$) mit einem Kernbohrers.
3. Lagerung der Zylinder in einer Lagerungskiste und Kontrolle der Schneetemperatur an einem Referenzkörper mit ähnlichen Abmessungen, bis die Temperatur des Referenzkörpers von der Prüftemperatur um ungefähr 2 °C abweicht (ca. 1 Std).
4. Ausstechen von zwei zylindrischen Proben ($d = 58 \text{ mm}$, $h = 126 \text{ mm}$) und deren Einbau.
5. Warten auf den Temperatúrausgleich zwischen der Temperaturen in der Zelle und in dem Probenkopf- bzw. Probenfussstempel.
6. Versuchsdurchführung.

4.5 Charakterisierung des Probenmaterials

Das in den Laborversuchen untersuchten Probematerial wurde anhand von zwei Kriterien charakterisiert:

1. die Bestimmung der Dichte
2. die Bestimmung der Korngrösse und Kornform.

Die Bestimmung der Dichte ist für die Auswertung und Interpretation der Ergebnisse von primärer Bedeutung, da dieser Parameter der wichtigste Einflussfaktor auf das Verformungsverhalten von Schnee darstellt. Trotzdem ist die Dichte allein nicht ausreichend, um das Material Schnee zu charakterisieren. Bei

gleicher Dichte können, je nach Verlauf der Schneemetamorphose, unterschiedliche Umwandlungsformen (Schweiz. Armee, 1997), d.h. unterschiedliche Korngrößen und -formen, auftreten. Dementsprechend kann das Verformungsverhalten von Schnee bei gleicher Dichte als Funktion der Mikrostruktur stark variieren.

Die Bestimmung der Dichte wird zuerst im Feld (grobe Bestimmung) und kurz vor dem Einbau im Labor (genaue Bestimmung) durchgeführt. Die Korngröße und Kornform der Schneekristalle wurden bei allen untersuchten Proben mit Hilfe eines Rasterbleches bestimmt. Eine ausführliche Beschreibung der Methoden zur Dichte- und Kornbestimmung ist in von Moos (2000) enthalten. In diesem Kapitel werden lediglich die Ergebnisse präsentiert (Tab. 4-5 bis Tab. 4-7). Genaueren Angaben über den Mittelwert und die Streuung der Dichte sind für die einzelnen Versuchserien im Kapitel 5 „Eigene Untersuchungen“ enthalten. Aus den Tab. 4-5 bis Tab. 4-7 kann entnommen werden, dass für alle Versuchserien ein sich abbauend umgewandelter Schnee gewählt wurde (Schweiz. Armee, 1997). Dieser lässt sich durch die feinen ($d < 0.2$ mm) abgerundete Schneekristalle charakterisieren.

Serie Nr.	01w01	01v02	01v03	01v04
Datum	13.02.2001	02.03.2001	26.03.2001	02.04.2001
Ort	Weisfluhjoch (Hausecke SW)	Versuchsfeld	Versuchsfeld	Versuchsfeld
Wetter	sonnig	bedeckt, sonnig	sonnig	sonnig
Lufttemperatur	-1 °C	-7 °C	-0.5 °C	-4.5 °C
Schneetemperatur	-5.5 °C	-7 °C	-1 °C	-3.5 °C
Tiefe ab Oberfläche	-	1.0 - 1.3 m	1.75 - 2.05 m	0.5 - 0.8 m
Schneedichte	ca. 350 kg m ⁻³	ca. 260 kg m ⁻³	ca. 430 kg m ⁻³	ca. 200 kg m ⁻³
Mikrostruktur	abgerundet, $d < 0.2$ mm	abgerundet, $d < 0.2$ mm	abgerundet, $d < 0.2$ mm	abgerundet, $d < 0.2$ mm

Tabelle 4-5: Übersicht Feldkampagnen 2001.

4.5 Charakterisierung des Probenmaterials

Serie Nr.	02v01	02v02	02v03
Datum	01.03.2002	21.03.2002	02.04.2002
Ort	Versuchsfeld	Versuchsfeld	Versuchsfeld
Wetter	sonnig	bedeckt	sonnig
Lufttemperatur	-2 °C	0 °C	-5 °C
Schnee- temperatur	-4.6 °C	-2.5 °C	-6.9 °C
Tiefe ab Ober- fläche	0.15 - 0.65 m	0.65 - 0.95 m	0.8 - 1.3 m
Schneedichte	ca. 220 kg m ⁻³	ca. 330 kg m ⁻³	ca. 380 kg m ⁻³
Mikrostruktur	abgerundet, d < 0.2 mm	abgerundet, d < 0.2 mm	abgerundet, d < 0.2 mm

Tabelle 4-6: *Übersicht Feldkampagnen 2002.*

Serie Nr.	03v01	03v02
Datum	11.02.2003	02.03.2003
Ort	Versuchsfeld	Versuchsfeld
Wetter	sonnig	bedeckt, sonnig
Lufttemperatur	-1 °C	-7 °C
Schnee- temperatur	-5.5 °C	-7 °C
Tiefe ab Ober- fläche	-	1.0 - 1.3 m
Schneedichte	ca. 350 kg m ⁻³	ca. 260 kg m ⁻³
Mikrostruktur	abgerundet, d < 0.2 mm	abgerundet, d < 0.2 mm

Tabelle 4-7: *Übersicht Feldkampagnen 2003.*

Seite Leer /
Blank leaf

Eigene Untersuchungen

In diesem Kapitel werden die wichtigsten Versuchsergebnisse der vorliegenden Arbeit diskutiert. In der Einführung werden die Kernaspekte der durchgeführten Untersuchungen geschildert. Das dichte- und temperaturabhängige eindimensionale visko-elastische Verhalten und das mehrdimensionale Verformungsverhalten werden in den weiteren Abschnitten aufgrund von weggesteuerten Druckversuche analysiert. Die Ergebnisse aus den Druckversuchen werden mit Resultaten aus Zugversuchen verglichen und mit Resultaten aus lastgesteuerten Kriechversuchen überprüft. Die Messergebnisse betreffend den akustischen Emissionen, welche den Zusammenhang zwischen makroskopischem Verhalten und mikroskopischen Prozessen aufzeigen sollen, sind am Ende des Kapitels angegliedert. Nebst der Versuchsergebnisse enthält jeder Abschnitt eine Interpretation der Ergebnisse, die auf theoretischen Grundlagen und auf einer Modellvorstellung des Tragverhaltens von Schnee basiert.

5.1 Einführung

In diesem Kapitel werden Hypothesen mit Hilfe von Versuchsergebnissen verifiziert. Die Interpretation der Ergebnisse basiert auf den theoretischen Grundlagen aus dem Kapitel 3. Die aus dem experimentellen Teil der Arbeit

gewonnenen Erkenntnisse, dienen als Grundlage für die Formulierung des Stoffgesetzes zur Beschreibung des visko-elastischen Verhaltens von Schnee (Kapitel 6).

Im Vordergrund dieses Kapitels stehen fünf Aspekte:

1. Die detaillierte Untersuchung des visko-elastischen Verhaltens von Schnee durch weggesteuerte einaxiale Druckversuche (Kapitel 5.2). Der Schwerpunkt wird dabei auf den Einfluss von Temperatur und Dichte gelegt. Bei der Interpretation der Ergebnisse werden, auf Basis der theoretischen Kenntnisse über das physikalische Verhalten von Eis, Hypothesen über mögliche physikalische Effekte innerhalb des Eisgerüsts von Schnee aufgestellt.
2. Die Untersuchung des mehrdimensionalen Verformungsverhaltens von Schnee durch weggesteuerte triaxiale Druckversuche (Kapitel 5.3). Besondere Aufmerksamkeit wird dabei dem Fließkriterium geschenkt. Dem visko-elastischen Verhalten wird eine sekundäre Rolle eingeräumt. Oft verwendete Annahmen, die numerische Modelle unterstützen, werden mit den Ergebnissen aus dieser Arbeit diskutiert.
3. Die Untersuchung des einaxialen visko-elastischen Zugverhaltens von Schnee durch weggesteuerte Zugversuche (Kapitel 5.4). In diesem Abschnitt wird das einaxiale visko-elastische Verhalten auf Zug mit dem auf Druck verglichen. Besondere Aufmerksamkeit wird der Entfestigung des Materials mit zunehmender Verformung und dem Übergang vom duktilen zum spröden Verhalten geschenkt.
4. Die Überprüfung der Ergebnisse aus den weggesteuerten Versuchen (Kapitel 5.2 und Kapitel 5.3) durch lastgesteuerte Kriechversuche (Kapitel 5.5). Die Untersuchungen behandeln das eindimensionale und das mehrdimensionale Verformungsverhalten von Schnee.

5. Die Untersuchung der Schallemissionen von Schnee unter Laborbedingungen (Kapitel 5.6). In diesem Abschnitt werden die Beziehungen zwischen Dehnung, Spannung und Dehnungsgeschwindigkeit und der Entwicklung der Schallemissionen untersucht. Ein weiterer Schwerpunkt dieses Abschnittes ist die Überprüfung von Hypothesen über Schallemissionen bei der Lawinenauslösung anhand der Beobachtungen aus den Laborversuchen.

5.2 Eindimensionales visko-elastisches Verhalten von Schnee

5.2.1 Einführung

Die Entwicklung eines Stoffgesetzes zur Beschreibung des visko-elastischen Verhaltens ist von primärer Bedeutung für die numerische Modellierung des Verformungsverhaltens von Schnee. Vor der Entwicklung des Stoffgesetzes (Kapitel 6) muss das mechanische Verhalten detailliert abgebildet werden. In diesem Abschnitt wird die Untersuchung des Einflusses von äusseren Variablen, wie Schneedichte, Temperatur und Dehnungsgeschwindigkeit auf das visko-elastische Verhalten von Schnee aufgrund von einaxialen weggesteuerten Druckversuchen beschrieben. Die Analyse der Ergebnissen basiert auf der Unterteilung der totalen Dehnung in eine *elastische Komponente* ε_e (Kapitel 5.2.4), eine *elastisch-reversible Komponente* ε_d (Kapitel 5.2.5) und eine *viskose Komponente* ε_v (Kapitel 5.2.5). Es gilt folgender Zusammenhang:

$$\varepsilon = \varepsilon_e + \varepsilon_d + \varepsilon_v \quad [5-1]$$

und

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_e + \dot{\varepsilon}_d + \dot{\varepsilon}_v \quad [5-2]$$

In der Vergangenheit wurden das elastische (Mellor, 1974) und das viskose Verhalten in zahlreichen Arbeiten (Kapitel 2.3) untersucht, das elastisch-reversible Verhalten dagegen nicht.

Bis zu den achtziger Jahren wurde das rheologische Verhalten von Schnee mit einem linearen Maxwell Modell oder mit einem linearen Burger's Modell beschrieben (Kapitel 2-5). Beide Modelle implizieren, dass sich Schnee während dem stationären Fliessen wie eine newtonische Flüssigkeit verhält (Gl. 2-4). Dementsprechend wurden Versuche unternommen, um die Viskosität von Schnee als Funktion der Dichte und der Temperatur (Mellor, 1974) zu bestimmen. Die Ergebnisse zeigen eine sehr grosse Streuung, trotzdem wurden weiterhin Stoffgesetze entwickelt und verwendet, die auf der spannungsunabhängigen Viskosität basieren (Kojima, 1974), (Klaus, 1978), (Gubler, 1994), (Mollis, 1994). Die Erkenntnisse aus der Eisforschung (Glen, 1955), (Barnes *et al.*, 1971), (Langdon, 1972), (Weertman, 1973) veranlassten einige Schneeforscher (Mellor, 1974), (Narita, 1980 und 1983), das nicht-lineare, temperaturabhängige und viskose Verhalten von Schnee mit Hilfe des Glenschen Potenzgesetzes (Gl. 5-3) zu analysieren.

$$\dot{\varepsilon} = A_0 e^{-\frac{Q}{RT}} (\sigma_y)^n = A (\sigma_y)^n \quad [5-3]$$

$\dot{\varepsilon}$	Dehnungsgeschwindigkeit	(s ⁻¹)
σ_y	Fliessspannung (Abb. 5-1)	(kPa)
Q	Aktivationsenergie	(kJ mol ⁻¹)
R	Gaskonstante $R = 8.314$	(J mol ⁻¹ K ⁻¹)
T	Temperatur	(K)
n	Potenzfaktor	(-)
A_0	temperaturunabhängiger Parameter	(kPa ⁻ⁿ s ⁻¹)

Narita (1980 und 1983) untersuchte das viskose Verhalten von Schnee mit Hilfe von Gl. 5-3 für eine Schneedichte $\rho \cong 340 \text{ kg m}^{-3}$ in einem Temperaturbereich von -3 °C bis -18 °C bei einer Dehnungsgeschwindigkeit $\dot{\varepsilon}$ von $1 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ bis $1 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$. Er fand einen temperaturunabhängigen Potenzfaktor $n \cong 4.0$ und eine apparente Aktivationsenergie $Q = 56 \pm 9 \text{ kJ mol}^{-1}$ für Temperaturen unter -6

$^{\circ}\text{C}$ und $Q = 254 \pm 37 \text{ kJ mol}^{-1}$ für höhere Temperaturen. Meussen (1998) fand einen Exponent $n = 3.6$ für dichten Schnee und Firn ($\rho > 340 \text{ kg m}^{-3}$) bei $T = -10^{\circ}\text{C}$. Weitere Arbeiten (Mellor und Smith, 1966), (Yosida *et al.*, 1955) befassten sich mit der Temperaturabhängigkeit des viskosen Verhaltens von Schnee, d.h. mit der Bestimmung der apparenten Aktivationsenergie Q mit Hilfe von Kriechversuchen. Da die Belastung bei variierender Temperatur konstant gehalten wurde, konnten keine Erkenntnisse bezüglich der Spannungsabhängigkeit des viskosen Verhaltens gewonnen werden. In der folgenden Tabelle (Tab. 5-1) sind der Potenzfaktor n und die apparente Aktivationsenergie Q für die zitierten Arbeiten angegeben.

Author	Dichte (kg m^{-3})	Temperatur ($^{\circ}\text{C}$)	Q (kJ mol^{-1})	n (-)
Narita (1980)	340	< -6	56 ± 9	4.0
	340	> -6	254 ± 37	4.0
Meussen (1998)	> 450	-10	-	3.6
Mellor und Smith (1966)	440 - 830	-34.5 - -0.5	44.8 - 74.5	-
Yosida <i>et al.</i> (1955)	170 - 250	-25 - -3	87 - 100	-

Tabelle 5-1: *Exponent n und apparente Aktivationsenergie Q für Schnee aus früheren Arbeiten*

Die Existenz eines zeitabhängigen elastischen Anteils der Dehnung (elastisch-reversible Dehnung ϵ_d), der sich nach der Entlastung mit der Zeit wieder abbaut, wurde schon früh wahrgenommen (de Quervain, 1946). Um diesem Effekt Rechnung zu tragen (Salm, 1974), wurde oft das Burger's Modell verwendet, das ein Kelvin und ein Maxwell Element (Abb. 2-5) beinhaltet. Trotzdem fehlt eine quantitative Untersuchung über ein breites Spektrum von Dichten, Temperaturen und Belastungen bzw. Dehnungsgeschwindigkeiten.

Im Hinblick auf die numerische Modellierung der Lawinenbildung muss zusätzlich zur Untersuchung des duktilen Verhaltens der Übergang vom duktilen zum spröden Verhalten untersucht werden. In seiner zusammenfassenden Arbeit zeigt Mellor (1974) die Werte der Zug- bzw. Druckfestigkeit σ_f von Schnee als Funktion der Dichte (Abb. 2-4). Yosida (1955) und Narita (1983) zeigen den

Einfluss der Temperatur und der Dichte auf die kritische Dehnungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_{krit}$ (sowohl Zug als auch Druck), bei welcher in weggesteuerten Versuchen der Übergang vom duktilen zum spröden Verhalten stattfindet.

Das Hauptziel dieses Abschnittes ist die Untersuchung der Temperatur- und der Dichteabhängigkeit des elastischen, elastisch-reversiblen und viskosen Verhaltens von Schnee. Die Ergebnisse werden im Kapitel 6 in ein Stoffgesetz quantitativ implementiert. Ein weiteres Ziel ist die Untersuchung des Überganges vom duktilen zum spröden Verhalten. Der Einfluss der Dichte und der Temperatur auf die kritische Dehnungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_{krit}$ bzw. auf die daran verknüpfte Druckfestigkeit σ_f wird analysiert und quantifiziert.

Die Ergebnisse basieren auf weggesteuerten einaxialen Druckversuchen an alpinem Schnee im Dichtebereich von $\rho = 200 \text{ kg m}^{-3}$ bis 430 kg m^{-3} bei einer Temperatur $T = -1.8 \text{ }^\circ\text{C}$ bis $-18.7 \text{ }^\circ\text{C}$ und einer Dehnungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon} = 1.1 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ bis $2.6 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$.

5.2.2 Untersuchungsmethoden und -material

Die weggesteuerten Druckversuche wurden mit dem im Kapitel 4.2 beschriebenen Triaxialgerät durchgeführt. Für die insgesamt ca. 200 Versuche wurde feiner alpiner Schnee mit abgerundeten Körnern ($d < 0.2 \text{ mm}$) verwendet. Die eingebauten zylindrischen Probekörper ($h = 126 \text{ mm}$, $d = 58 \text{ mm}$) wurden minimal vorbelastet, um einen satten Anschluss zwischen Schneeprobe und Kopfplatte zu gewährleisten. Anschliessend wurde eine Wartezeit eingeräumt bis die Vorbelastung durch Relaxation wieder abgebaut wurde und der Temperatenausgleich zwischen Kopfplattentemperatur und Zelltemperatur vollendet war. Danach wurde die Probe mit einer konstanten Dehnungsgeschwindigkeit bis zu einer maximalen Dehnung $\epsilon = 5 \%$ belastet. Nach dem Erreichen der gewünschten Verformung wurde eine Relaxationsperiode ($\dot{\epsilon} = 0$), variierend zwischen 10 Minuten für schnelle Versuche und 45 Minuten für langsamen Versuche, abgewartet. Dabei wurde die Spannungsrelaxation als Funktion der Zeit gemessen. In der Abb. 5-1 sind ein typisches Spannungs-Dehnungsdiagramm und ein typisches Tangentenmodul-Dehnungsdiagramm dargestellt. Die Spannung steigt

mit zunehmender Dehnung, bis sie einen konstanten Wert, die Fließspannung σ_y , erreicht hat. Bei grösseren Stauchungen findet eine Verfestigung des Materials statt, dabei nimmt die Spannung zu. Der Tangentenmodul nimmt mit zunehmender Dehnung von seinem Anfangswert, der Young's Modul E_0 , zu einem Wert nahe Null ab.

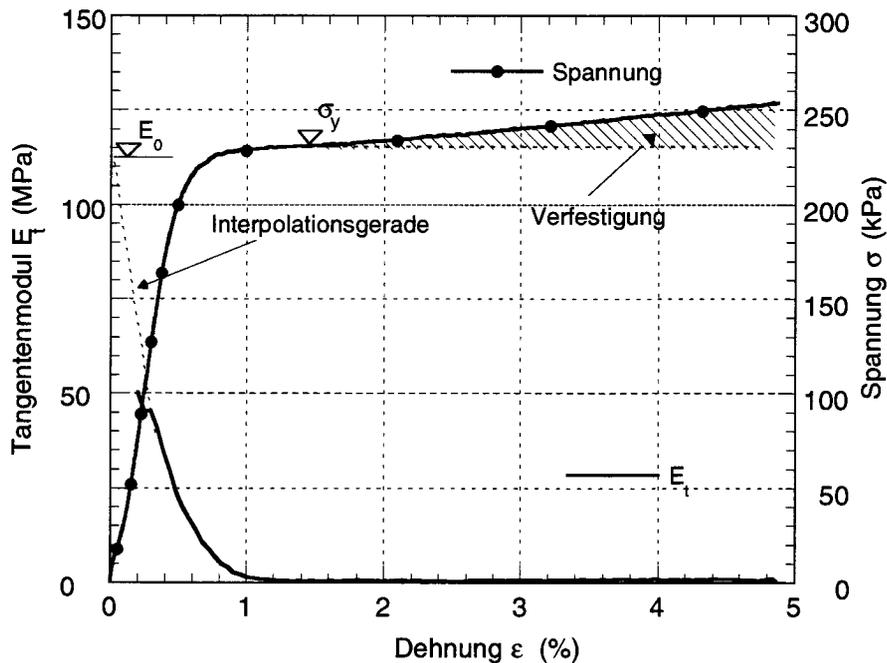


Abbildung 5-1: Spannungs-Dehnungsdiagramm bzw. E_T -Dehnungsdiagramm.
Dichte $\rho = 435 \text{ kg m}^{-3}$, $T \cong -12.3 \text{ }^\circ\text{C}$, $\dot{\epsilon} = 1.1 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$.

Unterschiede im Verformungsverhalten zwischen dichtem Schnee und leichtem Schnee (Kapitel 5.2.3) veranlassten eine vertieftere Analyse der Entwicklung der verschiedenen Komponenten ϵ_e , ϵ_d und ϵ_v während der Belastung. Damit alle Komponenten bei jeder beliebigen totalen Dehnung ϵ gemessen werden können, wurde die beschriebene Versuchsdurchführung angepasst. Die Probekörper wurden schrittweise bis zu einer festgelegten totalen Dehnung ϵ von 0.125 % bis 5.0 % mit einer konstanten Dehnungsgeschwindigkeit belastet. Nach jedem Schritt wurden die Proben entlastet ($\sigma = 0$), dabei wurden die unmittelbar reversible *elastische Verformung* ϵ_e , die zeitabhängig reversible *elastisch-reversible Verformung* ϵ_d und die bleibende *viskose Verformung* ϵ_v gemessen (Abb. 5-2).

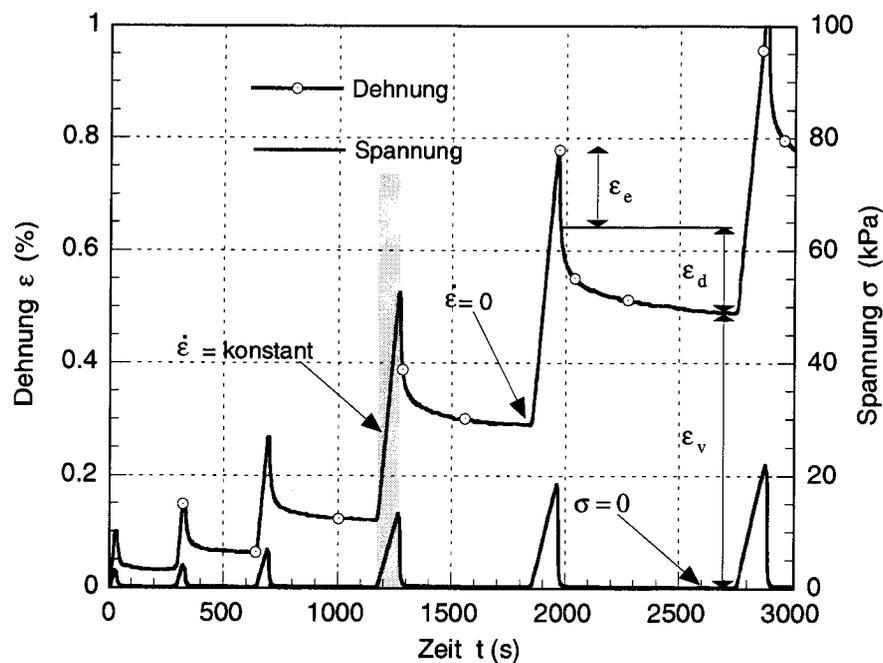


Abbildung 5-2: Visko-elastisches Verhalten von Schnee. Methode zur Ermittlung der einzelnen Dehnungskomponenten ϵ_e , ϵ_d , ϵ_v anhand von kombinierten (Be- und Entlastungsphasen) Versuche.

Die Analyse der Versuchsergebnisse basiert auf Probenmaterial aus den Kampagnen 2001 und 2002 bzw. Daten aus von Moos (2000). Eine grobe Charakterisierung des Probenmaterials ist im Kapitel 4.5 und bzw. in von Moos (2000) enthalten. Die Probevorbereitung ist im Kapitel 4.4 detailliert beschrieben.

5.2.3 Allgemeines Verformungsverhalten

Die Abb. 5-3 zeigt die Entwicklung der Spannung und des Sekantenmodules mit zunehmender Dehnung für unterschiedliche Dichten bei $\dot{\epsilon} = 1.1 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ und $T \cong -12 \text{ }^\circ\text{C}$. Um einen Vergleich zwischen den Dichten zu ermöglichen, wurden die Spannung σ und das Sekantenmodul $E_s = \sigma/\epsilon$ mit der Fließspannung σ_y (Abb. 5-1) bzw. mit dem Young's Modul E_0 (Abb. 5-1) normalisiert. Dichter Schnee (430 kg m^{-3}) zeigt bis zum Beginn des viskosen Fließens einen quasi-linearen Verlauf der Spannungs-Dehnungskurve. Dieses Verhalten widerspiegelt sich im langsamen Abfall des normalisierten Sekantenmoduls E_s/E_0 . Leichter Schnee (190 kg m^{-3}) zeigt zu Beginn der Belastung ($\epsilon < 0.3 \%$) dagegen einen sehr star-

ken Abfall des normalisierten Sekantenmoduls E_s/E_0 . Die dazugehörige Spannungs-Dehnungskurve ist über den ganzen Dehnungsbereich stark gekrümmt. Schnee mittlerer Dichte (270 kg m^{-3}) zeigt ein Verhalten, das zwischen beiden Extremen eingeordnet werden kann.

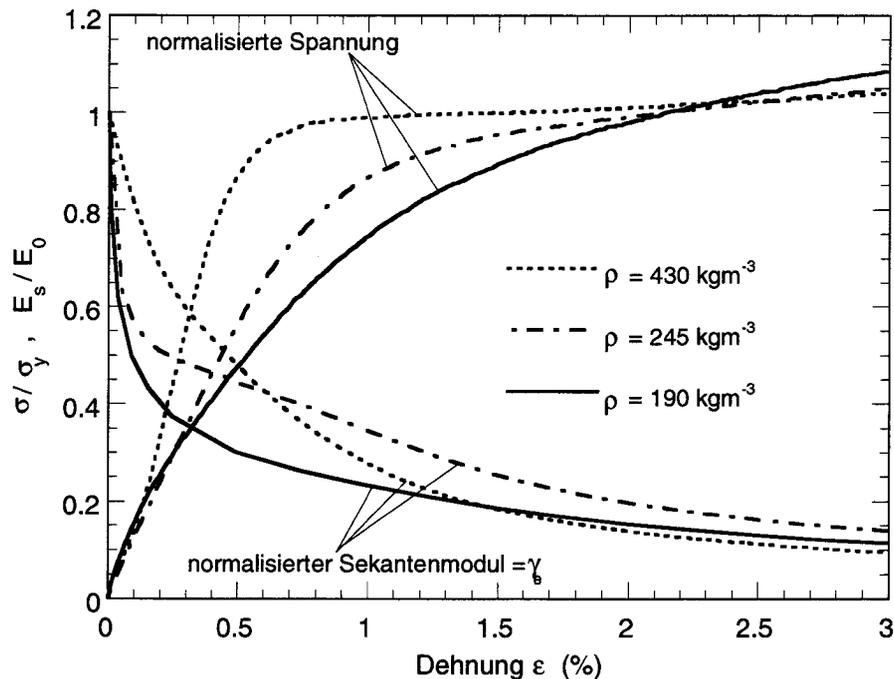


Abbildung 5-3: Normalisierte Spannung σ/σ_y und elastischer Anteil der Dehnung (normalisierter Sekantenmodul) $\gamma_e = E_s/E_0$ (Gl. 5-4).

Um den in Abb. 5-3 abgebildeten Verlauf der Spannungs-Dehnungs-Beziehung als Funktion der Dichte zu untersuchen, wurden *kombinierte Versuche* mit Be- und Entlastungsphasen durchgeführt (Abb. 5-2). Aus üblichen, weggesteuerten Versuchen (Abb. 5-3) kann der Verlauf des elastischen Anteiles γ_e der Dehnung ermittelt werden, denn

$$\gamma_e = \frac{\epsilon_e}{\epsilon} = \frac{(\sigma/E_0)}{\epsilon} = \frac{(\sigma/\epsilon)}{E_0} = \frac{E_s}{E_0} \quad [5-4]$$

Mit Hilfe der in Abb. 5-2 dargestellten Methode können zusätzlich zu γ_e auch der elastisch-reversible Anteil der Dehnung $\gamma_d = \varepsilon_d/\varepsilon$ und der viskose Anteil der Dehnung $\gamma_v = \varepsilon_v/\varepsilon$ definiert werden. Es gilt

$$\gamma_d + \gamma_v = 1 - \gamma_e \quad [5-5]$$

Nebst dem Einfluss der Dichte wurde auch der Einfluss der Temperatur und der Dehnungsgeschwindigkeit auf die Dehnungsanteile γ_e , γ_d und γ_v untersucht.

Abb. 5-4 zeigt das Spannungs-Dehnungs-Verhalten für zwei verschiedenen Dichten $\rho = 270 \text{ kg m}^{-3}$ und 390 kg m^{-3} und bei $T = -11.3 \text{ °C}$ bzw. -3.7 °C und $\dot{\varepsilon} = 4.4 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ bzw. $4.4 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ gemessen während den *kombinierten Versuchen*. Die verwendete Spannung σ und Dehnung ε entsprechen dem Maximalwert vor der Entlastung gemäss der Abb. 5-2.

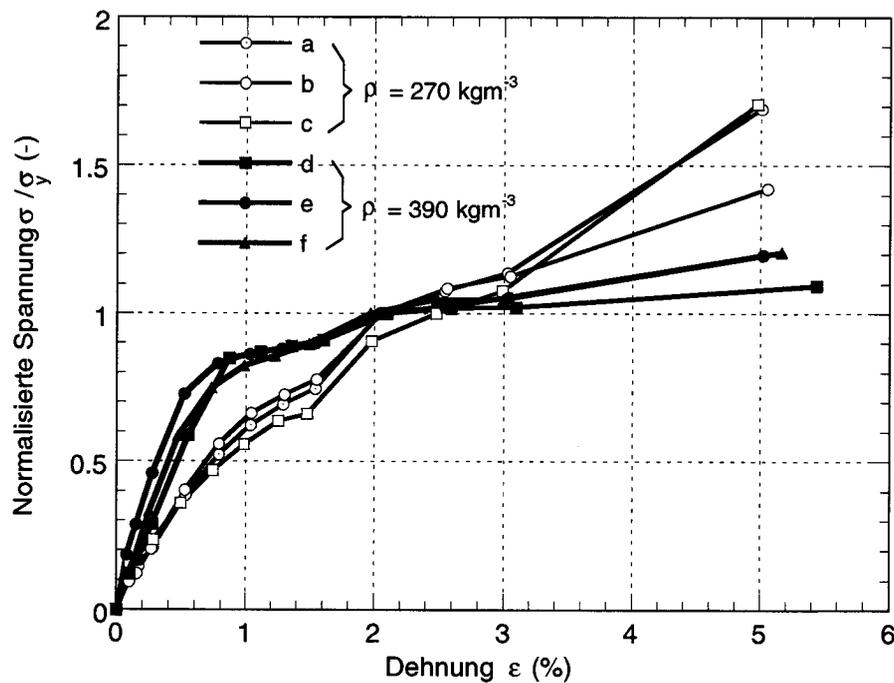


Abbildung 5-4: Normalisierte Spannung σ/σ_y versus Dehnung für verschiedenen Dichten, Temperaturen und Dehnungsgeschwindigkeiten.

(a) $T = -11.3 \text{ °C}$, $\dot{\varepsilon} = 4.4 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$, (b) $-11.3 \text{ °C} / 4.4 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$
(c) $-3.7 \text{ °C} / 4.4 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, (d) $-11.3 \text{ °C} / 4.4 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$
(e) $-11.3 \text{ °C} / 4.4 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$, (f) $-3.7 \text{ °C} / 4.4 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$.

Das in Abb. 5-4 gezeigte Verhalten und das Verhalten bei weggesteuerten Versuchen (Abb. 5-3) sind sehr ähnlich. Bei dichtem Schnee (Kurven d, e, f) ist die Spannungs-Dehnungs-Beziehung für totale Dehnungen kleiner als $\varepsilon = 0.5$ bis 0.75 % quasi-linear. Für leichten Schnee ist kein linearer Bereich vorhanden (Kurven a, b, c). Abb. 5-5 verdeutlicht das Verhalten aus Abb. 5-4. Die Beziehung zwischen dem normalisierten Sekantenmodul E_s/E_0 und der Dehnung wird für verschiedenen Dichten, Temperaturen und Dehnungsgeschwindigkeiten dargestellt. Für leichten Schnee fällt der normalisierte Sekantenmodul mit zunehmender Dehnung stark ab. Innerhalb der ersten 0.25 % Dehnung fällt es vom Anfangswert $E_s/E_0 = 1.0$ auf $E_s/E_0 = 0.5$ für $T = -11.3$ °C und $\dot{\varepsilon} = 4.4 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ bzw. auf $E_s/E_0 = 0.25$ für $T = -3.7$ °C und $\dot{\varepsilon} = 4.4 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$. Mit weiter zunehmender Dehnung fällt der normalisierte Sekantenmodul weniger stark. Für dichten Schnee bleibt E_s/E_0 über 0.7 bis eine totale Dehnung von $\varepsilon = 0.5$ bis 0.75 % erreicht wird und fällt danach stark ab.

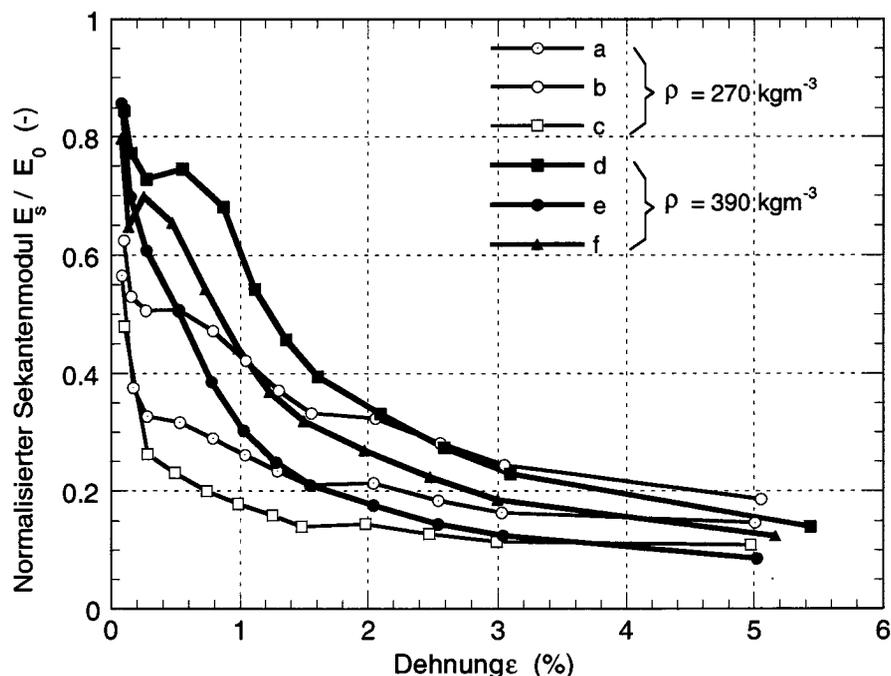


Abbildung 5-5: Normalisierter Sekantenmodul E_s/E_0 versus Dehnung für verschiedene Dichten, Temperaturen und Dehnungsgeschwindigkeiten.

(a) $T = -11.3$ °C, $\dot{\varepsilon} = 4.4 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$, (b) -11.3 °C / $4.4 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$
(c) -3.7 °C / $4.4 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, (d) -11.3 °C / $4.4 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$
(e) -11.3 °C / $4.4 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$, (f) -3.7 °C / $4.4 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$.

Abb. 5-5 zeigt ausserdem den Einfluss der Temperatur und der Dehnungsgeschwindigkeit auf das Verformungsverhalten von Schnee. Bei gleich bleibender Dehnungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon} = 4.4 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ fällt der normalisierte Sekantenmodul bei $T = -3.7 \text{ °C}$ (Kurven *c, f*) schneller als bei $T = -11.3 \text{ °C}$ (Kurven *b, d*). Bei gleich bleibender Temperatur $T = -11.3 \text{ °C}$ fällt der normalisierte Sekantenmodul bei $\dot{\epsilon} = 4.4 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ (Kurven *a, e*) steiler ab als bei $\dot{\epsilon} = 4.4 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ (Kurven *b, d*). Gl. 5-5 verdeutlicht, dass die geschilderte Abnahme von γ_e , von einer raschen Zunahme von γ_v und / oder von γ_d verursacht wird. Diese Beziehung wird in Abb. 5-6 analysiert, die die Entwicklung der Dehnungsanteile $\gamma_e, \gamma_d, \gamma_v$ mit zunehmender totaler Dehnung für zwei verschiedene Schneedichten $\rho = 270 \text{ kg m}^{-3}$ bzw. $\rho = 390 \text{ kg m}^{-3}$ zeigt. Der viskose Anteil der Dehnung γ_v nimmt zu bis zu einem konstanten Wert von $\gamma_v \cong 0.9$, der bei einer totalen Dehnung $\epsilon \cong 2.0 \text{ %}$ erreicht wird. In diesem Punkt wird der stationäre Zustand erreicht. In Abb. 5-6 ist weiter zu erkennen, dass bei leichtem Schnee ($\rho = 270 \text{ kg m}^{-3}$) der viskose Dehnungsanteil rascher zunimmt als bei dichtem. Der elastisch-reversible Anteil nimmt mit zunehmender Dehnung zu und erreicht einen maximalen Wert $\gamma_d \cong 0.2$ bei $\epsilon \cong 0.2 \text{ %}$. Mit zunehmender Dehnung nimmt er wieder ab und stabilisiert sich bei einem Wert $\gamma_d \cong 0.05$. Der elastisch-reversible Anteil γ_d wird nicht von der Schneedichte beeinflusst. Das in Abb. 5-6 abgebildete Verhalten ist auch für andere Temperaturen und Dehnungsgeschwindigkeiten reproduzierbar.

Die Temperatur und die Dehnungsgeschwindigkeit zeigen eine ähnliche Wirkung wie die Dichte auf die Dehnungsanteile. Bei $T = -3.7 \text{ °C}$ nimmt der viskose Dehnungsanteil γ_v rascher als bei $T = -11.3 \text{ °C}$ zu. Der gleiche Effekt betrifft die Dehnungsgeschwindigkeit, bei $\dot{\epsilon} = 4.4 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ nimmt der viskosen Dehnungsanteil γ_v rascher als bei $\dot{\epsilon} = 4.4 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ zu.

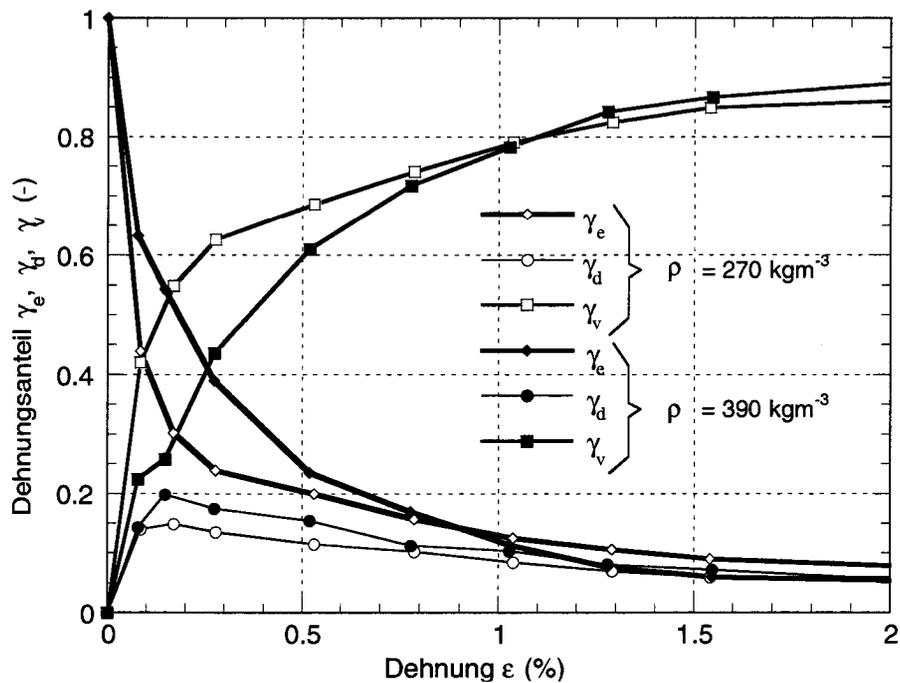


Abbildung 5-6: Dehnungsanteile γ_e , γ_d , γ_v als Funktion der totalen Dehnung. $T = -11.3 \text{ }^\circ\text{C}$ und $\dot{\epsilon} = 4.4 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$.

5.2.4 Elastisches Verhalten

Wegen seinem visko-elastischen Charakter zeigt Schnee einen sehr starken Abfall des Sekantenmoduls E_s bzw. des Tangentenmoduls E_t mit zunehmender Dehnung (Abb. 5-1 und Abb. 5-3). Es ist dementsprechend sehr schwer den Young's Modul E_0 zu bestimmen, ohne die Ergebnisse durch die Miterfassung von zeit- und temperaturabhängigen Dehnungskomponenten zu beeinflussen. Wie in Abb. 5-1 gezeigt, wird der Young's Modul E_0 als ein Tangentenmodul E_t bei einer Dehnung nahe bei Null definiert, d.h.

$$E_0 = E_t(\epsilon \rightarrow 0) = \frac{\partial \sigma}{\partial \epsilon}(\epsilon \rightarrow 0) \quad . \quad [5-6]$$

Um den Einfluss der viskosen bzw. der elastisch-reversiblen Dehnungsanteile auf ein Minimum zu reduzieren, wurden am Anfang der Belastung kurze Zeitschritte (0.6 s) für die Datenerfassung gewählt. Der Young's Modul E_0 wurde durch die Extrapolation der Daten auf eine Zieldehnung $\epsilon = 0$ bestimmt (Abb. 5-1).

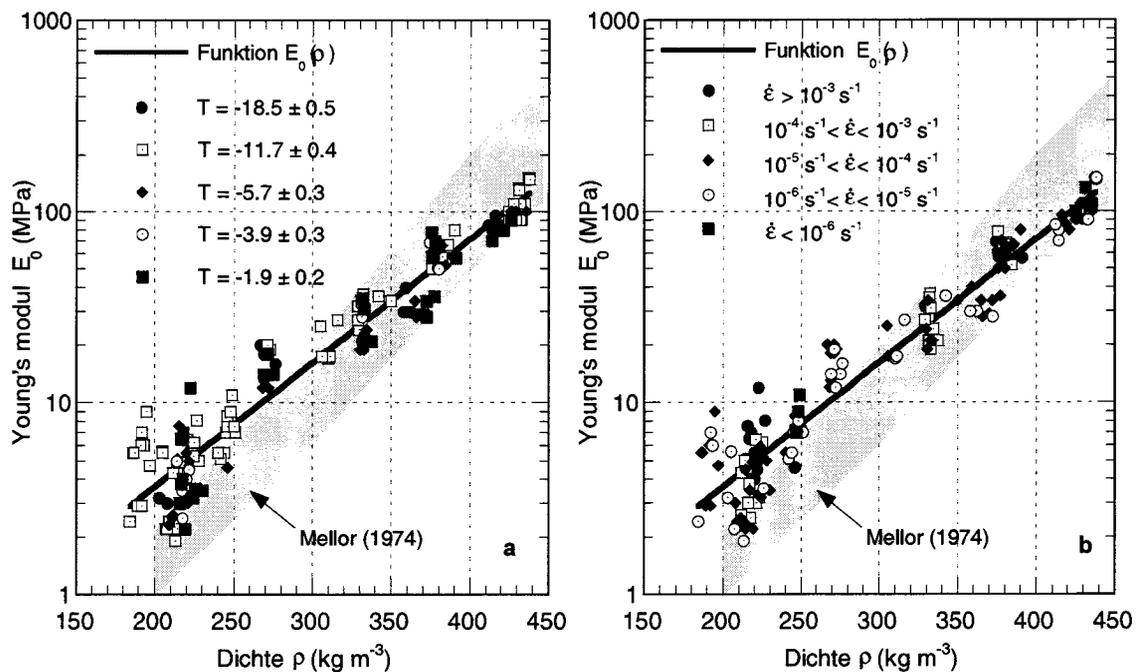


Abbildung 5-7: Young's Modul versus Dichte für $-18.7\text{ °C} < T < -1.8\text{ °C}$ und $1.1 \times 10^{-6}\text{ s}^{-1} < \dot{\epsilon} < 2.6 \times 10^{-3}\text{ s}^{-1}$.
 a) Daten sortiert nach Temperatur,
 b) Daten sortiert nach Dehnungsgeschwindigkeit.

Abb. 5-7 zeigt der Young's Modul E_0 als Funktion der Dichte für Temperaturen zwischen $T = -18.7\text{ °C}$ und $T = -1.8\text{ °C}$ und Dehnungsgeschwindigkeiten zwischen $2.5 \times 10^{-7}\text{ s}^{-1}$ und $2.6 \times 10^{-3}\text{ s}^{-1}$. Als Vergleich werden in der Abb. 5-7 die Daten aus Mellor (1974) hinterlegt (graue Fläche). Der gemessene Young's Modul E_0 ist sowohl temperatur- als auch dehnungsgeschwindigkeitsunabhängig. Die Ergebnisse aus der vorliegenden Arbeit stimmen zudem gut mit der Datensammlung von Mellor (1974) überein. Die Beziehung zwischen der Dichte ρ und dem gemessenen Young's Modul E_0 wird am besten durch die Funktion $E(\rho)$ beschrieben,

$$E_0(\rho) = 0.1873 e^{0.0149\rho} \quad r^2 = 0.928 \quad [5-7]$$

wobei E_0 der Young's Modul in Mpa, ρ die Dichte in kg m^{-3} und r der Korrelationskoeffizient ist. Diese Beziehung wird im Kapitel 6 für die Entwicklung des Stoffgesetzes verwendet.

5.2.5 Elastisch-reversibles Verhalten

Das elastisch-reversible Verhalten von Schnee wurde mit den in Abb. 5-2 beschriebenen kombinierten Versuchen untersucht. Während der Entlastungsphasen ($\sigma = 0$) wurde der zeitabhängige Abbau der totalen Dehnung (elastisch-reversiblen Anteil der Dehnung) gemessen. Mit dieser Methode wird die elastisch-reversible Dehnung ε_d als Funktion der Zeit für verschiedene maximale Spannungen σ_{\max} bestimmt (Abb. 5-8). Die elastisch-reversible Komponente ε_d wird wie folgt bestimmt:

$$\varepsilon_d(t) = \varepsilon(t) - (\varepsilon_{\max} - |\varepsilon_e|) \quad , \quad [5-8]$$

wobei ε die totale Dehnung, ε_{\max} die maximale totale Dehnung vor der Entlastung und $|\varepsilon_e|$ der Absolutbetrag der elastischen Dehnung ist. Wie aus Abb. 5-2 und Abb. 5-8 erkennbar, nimmt der Absolutwert der elastisch-reversiblen Dehnung sehr rasch zu, um dann gegen einen Endwert zu tendieren. Abb. 5-8 verdeutlicht weiter, dass je höher die Spannung vor der Entlastung σ_{\max} , desto grösser ist der Endbetrag von ε_d . Der zeitliche Verlauf und der Einfluss der Belastung auf ε_d entsprechen qualitativ der empirischen Beziehung (Sinha, 1978)

$$\varepsilon_d = \left(\frac{\sigma_0}{E_0}\right)^s \frac{1}{K} \{1 - \exp[-(a_T t)^b]\} \quad , \quad [5-9]$$

wobei $\sigma_0/E_0 = \varepsilon_e$, a_T ein temperaturabhängiger Parameter in s^{-1} und b , s bzw. K temperaturunabhängige dimensionslose Parameter sind. Die Parameter K , b und s werden unter der Annahme bestimmt, dass $a_T = 1.94 \times 10^{-4} s^{-1}$ bei $T = -11.3 \text{ }^\circ\text{C}$ bzw. $a_T = 5.54 \times 10^{-4} s^{-1}$ bei $T = -3.8 \text{ }^\circ\text{C}$ beträgt (Sinha, 1978).

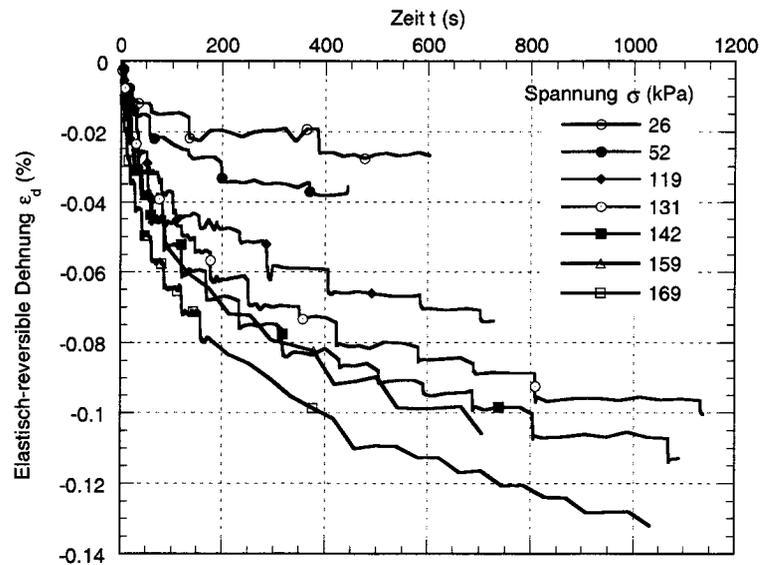


Abbildung 5-8: Dehnungskomponente ϵ_d versus Zeit für verschiedene maximale Spannungen σ_{max} . Schneedichte $\rho = 382 \text{ kg m}^{-3}$, Temperatur $T = -3.8 \text{ °C}$, Dehnungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon} = 4.4 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$.

Für eine bessere mathematische Analyse von Gl. 5-9 ist es sinnvoll, den Einfluss der Spannung σ_0 durch die Normierung von ϵ_d mit ϵ_e^s zu eliminieren. Gl. 5-9 kann dementsprechend wie folgt formuliert werden

$$f(t) = \frac{\epsilon_d}{\left(\frac{\sigma_0}{E_0}\right)^s} = \frac{\epsilon_d}{\epsilon_e^s} = \frac{1}{K} \{1 - \exp[-(a_T t)^b]\} \quad [5-10]$$

Durch die Veränderung vom Exponent s können die spannungsabhängigen ϵ_d - t -Kurven aus Abb. 5-8 zu einer Kurvenschar gebündelt werden (Abb. 5-9). Die beste Bündelung wurde mit einem Exponent $s \cong 1.0$ erreicht, welcher mit dem von Sinha (1978) bestimmten Wert für polykristallines Eis übereinstimmt. Wie in der Abb. 5-9 gezeigt, kann die Kurvenschar aus den Versuchsdaten mit der Funktion $f(t)$ beschrieben werden.

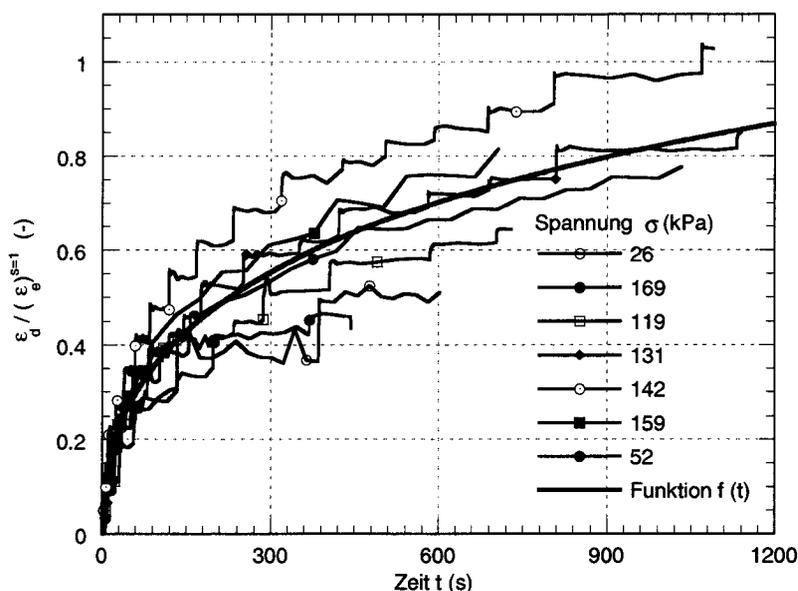


Abbildung 5-9: Diagramm $\varepsilon_d / \varepsilon_e$ versus Zeit für verschiedene maximale Spannungen σ_{max} . Schneedichte $\rho = 382 \text{ kg m}^{-3}$, Temperatur $T = -3.8 \text{ }^\circ\text{C}$, Dehnungsgeschwindigkeit $\dot{\varepsilon} = 4.4 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$.

Dichte (kg m^{-3})	Dehnungsgeschw. (s^{-1})	Temperatur ($^\circ\text{C}$)	K (-)	b (-)	a_T ($\text{s}^{-1} \times 10^{-4}$)
229	1.1×10^{-5}	-11.3	0.24	0.32	1.94
263	4.4×10^{-5}	-11.3	0.32	0.32	1.94
267	4.4×10^{-6}	-11.3	0.38	0.32	1.94
268	4.4×10^{-6}	-3.7	0.45	0.38	5.54
282	4.4×10^{-5}	-3.7	0.40	0.35	5.54
377	4.4×10^{-6}	-3.7	0.60	0.45	5.54
382	4.4×10^{-5}	-3.7	0.60	0.45	5.54
369	4.4×10^{-5}	-11.3	0.50	0.40	1.94
378	4.4×10^{-6}	-11.3	0.50	0.40	1.94
Polykristallines Eis ($d = 3 \text{ mm}$) ^a		-11.3	0.33	0.34	1.94
Polykristallines Eis ($d = 5 \text{ mm}$)		-11.3	0.55	0.34	1.94

a. Aus dem Stoffgesetz von Sinha (1978)

Tabelle 5-2: Parameter b , K und a_T aus der Funktion $f(t)$ (Gl. 5-10) für zwei verschiedene Dichten, Temperaturen und $\dot{\varepsilon}$ mit einem Exponent $s = 1.0$. Der Parameter a_T wurde aus Sinha (1978) übernommen.

Der Verlauf von $f(t)$ wird, da s und a_T festgelegt sind, von den Variablen K und b bestimmt. In der Tab. 5-2 sind die experimentell bestimmten Werte der Parameter b und K für verschiedene Dichten, Temperaturen und Dehnungsgeschwindigkeiten dargestellt. Der Parameter $b = 0.37 \pm 0.05$ zeigt keine systematische Abhängigkeit von der Dichte, von der Temperatur und von der Dehnungsgeschwindigkeit. Der Parameter K nimmt mit zunehmender Dichte zu.

5.2.6 Viskoses Verhalten

In diesem Abschnitt stehen zwei Aspekte im Vordergrund:

(1) Der Einfluss von Temperatur und Schneedichte auf die Beziehung zwischen Dehnungsgeschwindigkeit und Fließspannung σ_y , die mit Hilfe des Potenzgesetzes von Glen (Gl. 5-3) analysiert wurde.

(2) Die Temperatur- bzw. Dichtenabhängigkeit der apparenten Aktivationsenergie Q (Gl. 5-3). Die Betrachtungen in diesem Abschnitt beschränken sich auf den duktilen Bereich. Der Übergang vom duktilen zum spröden Verhalten wird im nächsten Abschnitt (Kapitel 5.2.7) behandelt.

Die Versuchsergebnisse sind in Tab. 5-3 und Tab. 5-4 bzw. in den Abbildungen Abb. 5-10 bis Abb. 5-13 zusammengefasst. Abb. 5-10 bis Abb. 5-13 zeigen die Beziehung zwischen Fließspannung σ_y und Dehnungsgeschwindigkeit für verschiedene Dichten und Schneetemperaturen. Bei leichtem Schnee (Abb. 5-10) können zwei Breiche identifiziert werden, ein Bereich geringer Dehnungsgeschwindigkeit mit einem Potenzfaktor $n \cong 1.5$ (*Bereich I*), und ein Bereich höherer Dehnungsgeschwindigkeit mit $n \cong 3.8$ (*Bereich II*). Der Übergang von *Bereich I* zu *Bereich II* findet bei einer temperaturabhängigen Übergangsdehnungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_t$ statt. Sie variiert zwischen $\dot{\epsilon}_t = 4.4 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ für $T = -18.7 \text{ °C}$ und $\dot{\epsilon}_t = 6.0 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ für $T = -1.8 \text{ °C}$, d.h. $\dot{\epsilon}_t$ nimmt mit zunehmender Temperatur zu. Bei dichtem Schnee Abb. 5-13 wurde ein Bereich mit $n \cong 3.8$ (*Bereich II*) identifiziert. Die mittleren Dichtebereiche (Abb. 5-11 und Abb. 5-12) zeigen bei höheren Temperaturen ansatzweise einen Übergang von *Bereich II* zu *Bereich I*. Für tiefere Temperaturen dagegen gilt $n \cong 3.8$ für den gesamten untersuchten

Dehnungsgeschwindigkeitsbereich. Weitere Informationen über den Übergang von *Bereich I* zu *Bereich II* für mittlere Dichten und bei tieferen Temperaturen sind in der Analyse der Kriechversuche (Kapitel 5.5.3) enthalten.

Dichte (kg m ⁻³)	T (°C)	Bereich $\dot{\epsilon}^a$ (s ⁻¹)	Bereich $\dot{\epsilon}^b$ (s ⁻¹)	A (kPa ⁻ⁿ s ⁻¹)	n (-)
415 ±3	-18.9	1.1x10 ⁻⁶ - 4.4x10 ⁻⁵	ganzer Bereich	4.03x10 ⁻¹⁴	3.76
429 ±3	-11.0	1.1x10 ⁻⁶ - 4.4x10 ⁻⁵	ganzer Bereich	1.14x10 ⁻¹³	3.73
418 ±6	-2.3	1.1x10 ⁻⁶ - 4.4x10 ⁻⁵	ganzer Bereich	8.44x10 ⁻¹³	3.64
378 ±3	-11.3	1.1x10 ⁻⁶ - 2.6x10 ⁻³	1.1x10 ⁻⁶ - $\dot{\epsilon}_{krit}$	1.06x10 ⁻¹³	3.70
376 ±4	-1.8	1.1x10 ⁻⁵ - 2.6x10 ⁻³	1.1x10 ⁻⁵ - $\dot{\epsilon}_{krit}$	8.97x10 ⁻¹³	3.57
345 ±3	-11.0	1.1x10 ⁻⁶ - 4.4x10 ⁻⁵	ganzer Bereich	1.61x10 ⁻¹²	3.54
371 ±1	-2.0	1.1x10 ⁻⁶ - 4.4x10 ⁻⁵	3.0x10 ⁻⁶ - 4.4x10 ⁻⁵	8.62x10 ⁻¹¹	3.00
330 ±1	-11.3	1.1x10 ⁻⁶ - 2.6x10 ⁻³	1.1x10 ⁻⁶ - $\dot{\epsilon}_{krit}$	2.88x10 ⁻¹³	3.89
334 ±2	-1.8	1.1x10 ⁻⁵ - 2.6x10 ⁻³	1.1x10 ⁻⁵ - $\dot{\epsilon}_{krit}$	3.12x10 ⁻¹²	3.66
272 ±5	-18.9	1.1x10 ⁻⁶ - 1.1x10 ⁻⁵	ganzer Bereich	1.23x10 ⁻¹¹	3.54
272 ±2	-11.0	1.1x10 ⁻⁶ - 4.4x10 ⁻⁵	1.9x10 ⁻⁶ - 4.4x10 ⁻⁵	8.52x10 ⁻¹¹	3.32
272 ±3	-2.1	1.1x10 ⁻⁶ - 4.4x10 ⁻⁵	3.0x10 ⁻⁶ - 4.4x10 ⁻⁵	1.03x10 ⁻⁹	3.00
225 ±7	-11.3	1.1x10 ⁻⁶ - 2.6x10 ⁻³	3.0x10 ⁻⁵ - $\dot{\epsilon}_{krit}$	3.73x10 ⁻¹¹	3.99
223 ±8	-5.8	1.1x10 ⁻⁵ - 2.6x10 ⁻³	6.0x10 ⁻⁵ - $\dot{\epsilon}_{krit}$	1.07x10 ⁻¹⁰	3.98
223 ±8	-5.8	1.1x10 ⁻⁵ - 2.6x10 ⁻³	1.1x10 ⁻⁵ - 6.0x10 ⁻⁵	2.78x10 ⁻⁷	1.58
218 ±6	-3.7	1.1x10 ⁻⁵ - 2.6x10 ⁻³	7.0x10 ⁻⁵ - $\dot{\epsilon}_{krit}$	1.20x10 ⁻⁹	3.49
218 ±6	-3.7	1.1x10 ⁻⁵ - 2.6x10 ⁻³	1.1x10 ⁻⁵ - 7.0x10 ⁻⁵	4.41x10 ⁻⁹	1.53
225 ±3	-2.3	1.1x10 ⁻⁶ - 4.4x10 ⁻⁵	ganzer Bereich	5.57x10 ⁻⁹	1.53

a. Untersucher Dehnungsgeschwindigkeitsbereich

b. Gültigkeitsbereich für die angegebenen Parametern *A* und *n* (Gl. 5-3).

Tabelle 5-3: Parameter *A* und *n* des Glen'schen Potenzgesetzes (Gl. 5-3) als Funktion der Dichte, der Temperatur und der Dehnungsgeschwindigkeit.

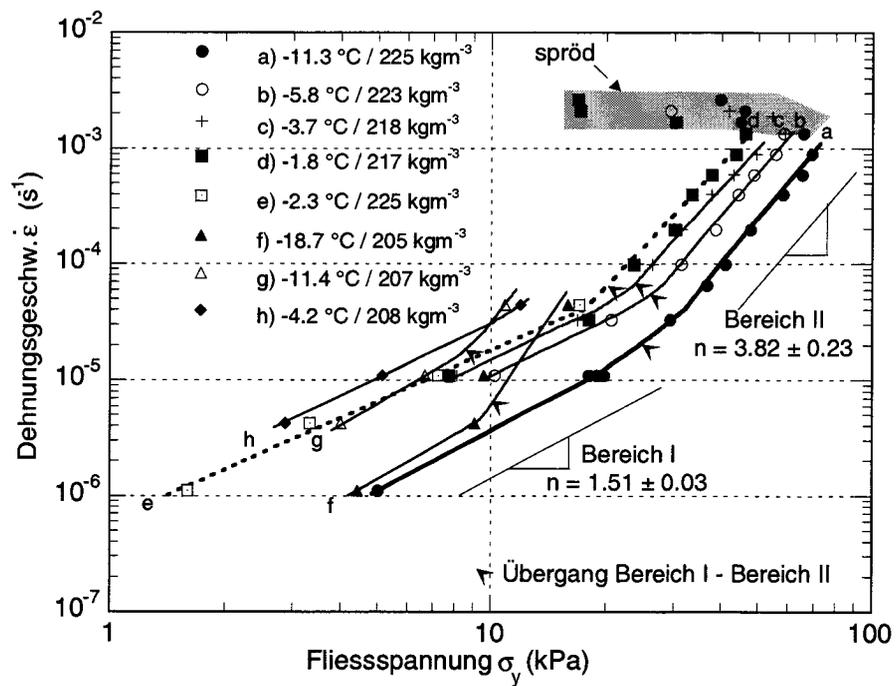


Abbildung 5-10: Doppellogarithm. Dehnungsgeschwindigkeits-Flie遡spannungs-Diagramm f#252;r verschiedene Temperaturen bei einer Schneedichte $\rho = 205 - 225 \text{ kg m}^{-3}$.

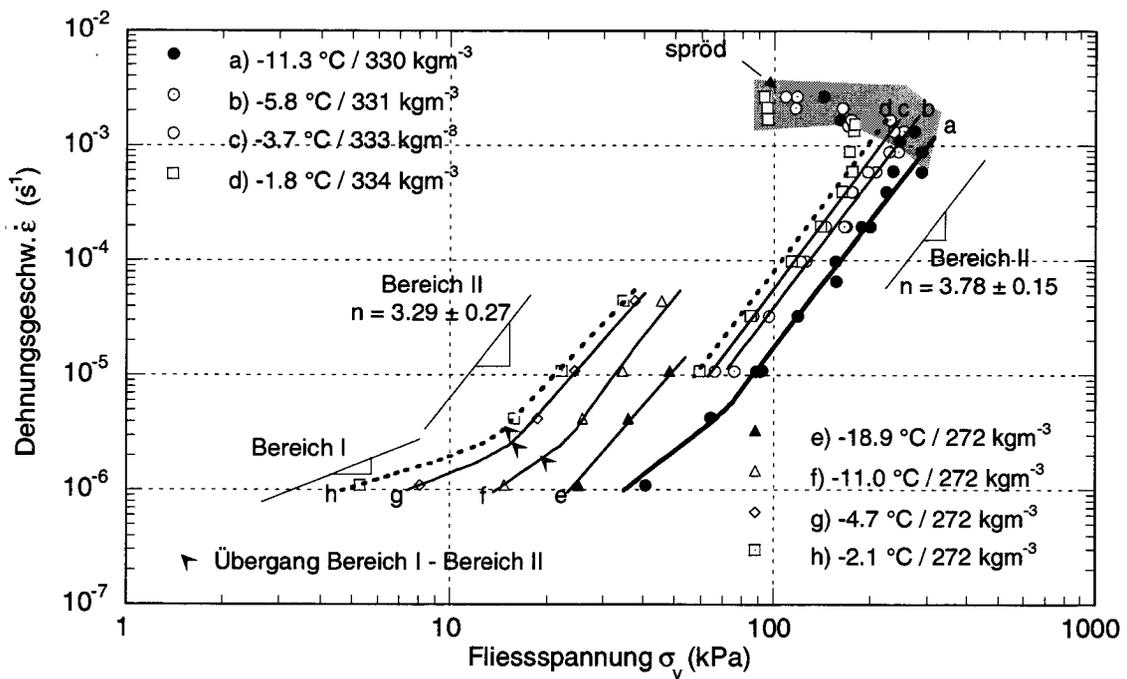


Abbildung 5-11: Doppellogarithm. Dehnungsgeschwindigkeits-Flie遡spannungs-Diagramm f#252;r verschiedene Temperaturen bei einer Schneedichte $\rho = 272 / 330 \text{ kg m}^{-3}$.

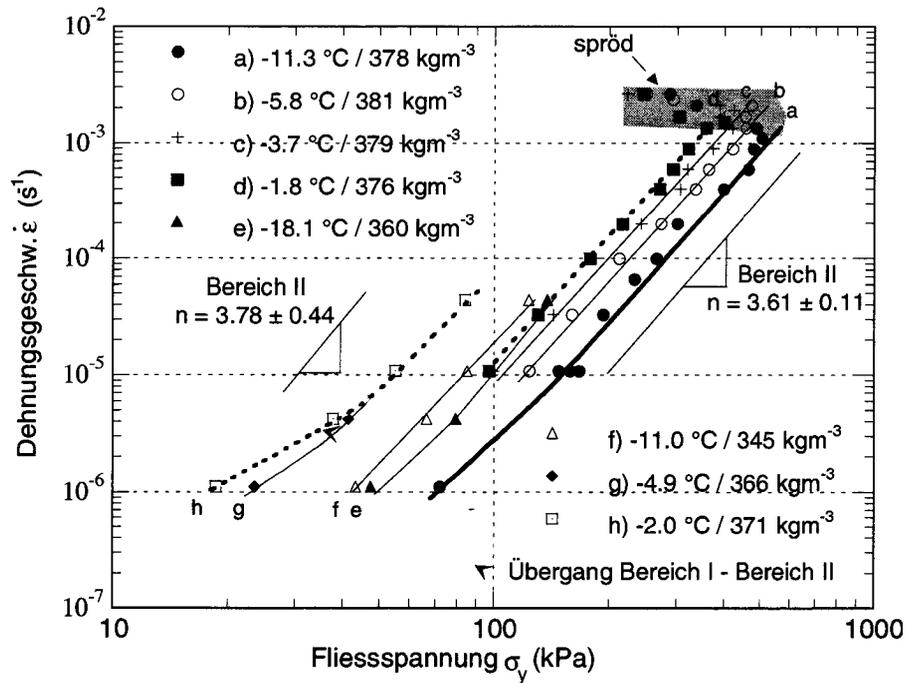


Abbildung 5-12: Doppellogarithm. Dehnungsgeschwindigkeits-Flie遡spannungs-Diagramm f#252;r verschiedene Temperaturen bei einer Schneedichte $\rho = 360 - 381\text{ kg m}^{-3}$.

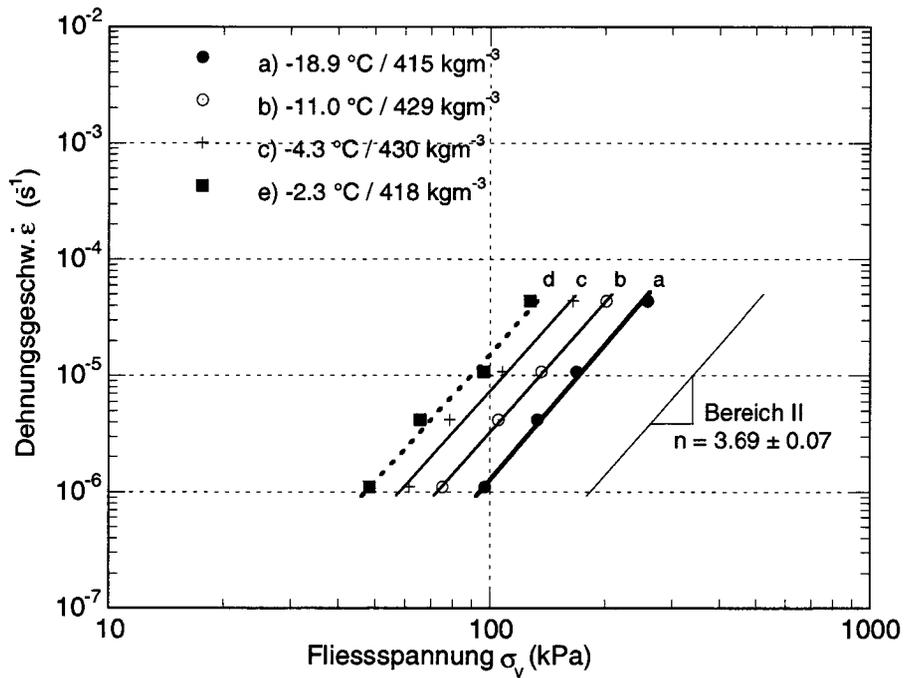


Abbildung 5-13: Doppellogarithm. Dehnungsgeschwindigkeits-Flie遡spannungs-Diagramm f#252;r verschiedene Temperaturen bei einer Schneedichte $\rho = 415 - 430\text{ kg m}^{-3}$.

Der Temperatureinfluss auf das viskose Verhalten von Schnee, ist von ausserordentlicher Bedeutung für die Entwicklung von Spannungskonzentrationen innerhalb der Schneedecke (Kapitel 7). Deshalb wurde diese Problematik in der vorliegenden Arbeit vertieft untersucht. Wie in Abb. 5-10 bis Abb. 5-13 gezeigt sinkt die Fließspannung, für ein gegebenes Dehnungsgeschwindigkeitsniveau, mit zunehmender Temperatur. Die Differenz $\partial(\ln\sigma_y)$ bildet die Grundlage für die Bestimmung der *apparenten Aktivationsenergie*¹ Q . Für eine gegebene konstante Dehnungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}$ kann die Gl. 5-3 wie folgt umgeformt werden:

$$\frac{Q}{R} = n \left(\frac{\partial(\ln\sigma_y)}{\partial\left(\frac{1}{T}\right)} \right)_{\dot{\epsilon}} \quad [5-11]$$

Die Abb. 5-14 zeigt die gemessenen Werte der apparenten Aktivationsenergie Q als Funktion der Temperatur für verschiedene Dichten und Dehnungsgeschwindigkeitsniveaus. Die in der Abb. 5-14 dargestellten Balken zeigen den Temperaturbereich für welchen die apparente Aktivationsenergie Q bestimmt wurde. Eine Auswahl von Daten ist in der Tab. 5-4 zusammengefasst. Zur Bestimmung der apparenten Aktivationsenergie soll bemerkt werden, dass Gl. 5-3 nur in Bereichen mit einem konstanten, temperaturunabhängigen Exponent n gültig ist. Die apparente Aktivationsenergie Q kann nicht in der Übergangszone zwischen *Bereich I* und *Bereich II* bestimmt werden.

1. Der Begriff „*apparenten Aktivationsenergie* Q “ wird in Anlehnung an Budd und Jacka (1989) verwendet. Wie von den Autoren bemerkt, verliert das Gesetz von Arrhenius im Temperaturbereich $T > -8^\circ\text{C}$ seine Gültigkeit, weil sich mehrere Prozesse, wie die Bildung eines Wasserfilmes und das Korngrenzengleiten (Barnes *et al.*, 1971) mit dem Versetzungskriechen überlappen. Aus diesem Grund wird die Bezeichnung *apparenten Aktivationsenergie* Q immer dann verwendet, wenn diese keinem definierten Prozess zugeordnet werden kann

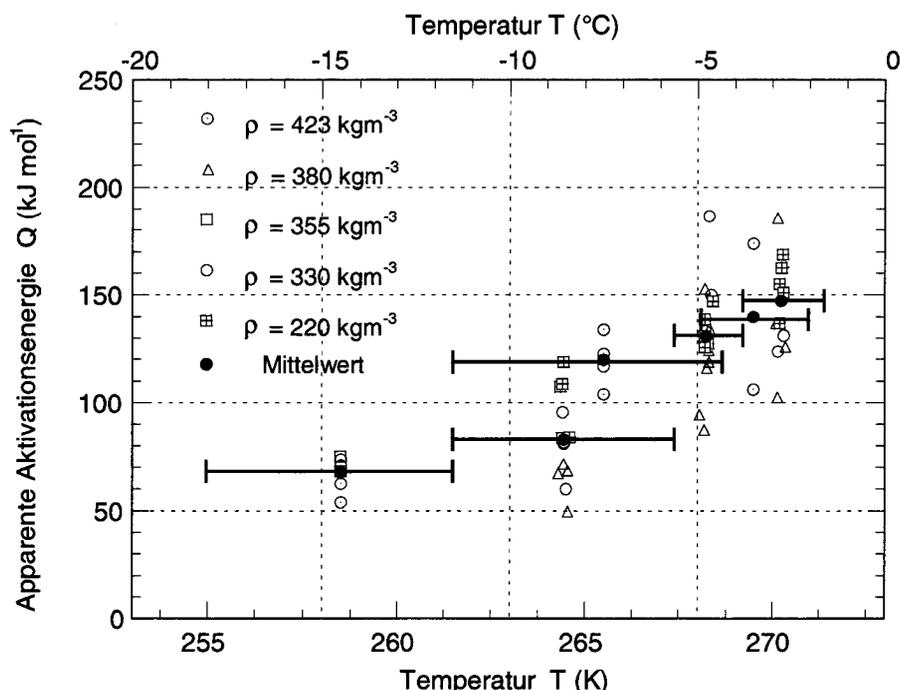


Abbildung 5-14: Gemessene Werte der apparente Aktivationsenergie Q versus Temperatur für verschiedene Dichten. Die Balken stellen den Temperaturbereich dar, innerhalb welchem Q ermittelt wurde.

Die apparente Aktivationsenergie Q nimmt von einem Mittelwert $Q = 68 \pm 7$ kJ mol⁻¹ für den Temperaturbereich zwischen -18.7 °C und -11.3 °C zu einem Mittelwert $Q = 147 \pm 23$ kJ mol⁻¹ für den Temperaturbereich zwischen -3.7 °C und -1.8 °C zu. Der Anstieg findet bei Temperaturen über -8 °C statt, unterhalb dieser Temperatur ist Q konstant und entspricht der Aktivationsenergie für die Diffusion eines Moleküls innerhalb des atomaren Gitters von Eis (Langdon, 1972). Die Dichte zeigt keinen Einfluss auf die apparente Aktivationsenergie Q .

Abschliessend soll bemerkt werden, dass das Potenzgesetz von Glen (Gl. 5-3) zwar für die Analyse und für die Interpretation des viskosen Verhaltens von Schnee (Abb. 5-10 bis Abb. 5-13) sehr geeignet ist, nicht aber für die Entwicklung eines numerisch implementierbaren allgemein gültigen Stoffgesetzes. Dafür ist ein Gesetz notwendig, welches den ganzen Dehnungsgeschwindigkeitsbereich von 1×10^{-7} s⁻¹ bis 1×10^{-3} s⁻¹ abdeckt. Ein solcher Ansatz wird im Kapitel 6 vorgestellt.

Dichte (kg m ⁻³)	Dehnungsgeschwindigkeit ** (s ⁻¹)	Temperaturbereich (°C)	Q (kJ mol ⁻¹)
422 ±3	1.1x10 ⁻⁶ bis 4.4x10 ⁻⁵	-18.9 bis -11.0	69 ±4
430 ±3	1.1x10 ⁻⁶ bis 4.4x10 ⁻⁵	-11.0 bis -4.6	120 ±13
418 ±6	1.1x10 ⁻⁶ bis 4.4x10 ⁻⁵	-4.6 bis -2.3	140 ±48
353 ±0	1.1x10 ⁻⁶ bis 4.4x10 ⁻⁵	-18.9 bis -11.0	66 ±9
379 ±3	1.1x10 ⁻⁵ bis $\dot{\epsilon}_{krit}$	-11.3 bis -5.7	68 ±12
376 ±4	1.1x10 ⁻⁵ bis $\dot{\epsilon}_{krit}$	-5.7 bis -3.7	120 ±21
378 ±2	1.1x10 ⁻⁵ bis $\dot{\epsilon}_{krit}$	-3.7 bis -1.8	143 ±33
330 ±1	1.1x10 ⁻⁵ bis $\dot{\epsilon}_{krit}$	-11.3 bis -5.7	80 ±15
332 ±1	1.1x10 ⁻⁵ bis $\dot{\epsilon}_{krit}$	-5.7 bis -3.7	157 ±27
334 ±1	1.1x10 ⁻⁵ bis $\dot{\epsilon}_{krit}$	-3.7 bis -1.8	127 ±5
223 ±2	6.0x10 ⁻⁵ bis $\dot{\epsilon}_{krit}$	-11.3 bis -5.8	100 ±16
217 ±4	1.1x10 ⁻⁵ bis 6.0x10 ⁻⁵	-11.3 bis -5.8	126 ±1
220 ±5	6.0x10 ⁻⁵ bis $\dot{\epsilon}_{krit}$	-5.7 bis -3.7	143 ±6
217 ±5	1.1x10 ⁻⁵ bis 6.0x10 ⁻⁵	-5.7 bis -3.7	166 ±4
217 ±4	6.0x10 ⁻⁵ bis $\dot{\epsilon}_{krit}$	-3.7 bis -1.8	148 ±10
340 ^a	1.0x10 ⁻⁶ bis 1.0x10 ⁻⁴	-18.0 bis -6.0	56 ±9
340 ^a	1.0x10 ⁻⁶ bis 1.0x10 ⁻⁴	-6.0 bis -3.0	254 ±37
440-830 ^b	-	-34.5 bis -0.5	44.8 - 74.5
170-250 ^b	-	-25.0 bis -3.0	87 - 100

a. (Narita, 1980)

b. (Mellor und Smith, 1966)

** Bereich in welcher der Potenzfaktor n aus Gl. 5-3 konstant über das ganze Temperaturspektrum ist.

Tabelle 5-4: *Apparente Aktivationsenergie Q von Schnee als Funktion der Dichte und der Temperatur, verglichen mit Werten aus früheren Arbeiten.*

5.2.7 Bruchverhalten von Schnee auf Druck

In diesem Abschnitt wird der Übergang vom duktilen zum spröden Verhalten betrachtet. Aus früheren Arbeiten (Yosida, 1955), (Narita, 1980) ist bekannt, dass der Übergang duktil / spröd bei einer kritischen Dehnungsgeschwindigkeit

$\dot{\epsilon}_{krit}$ stattfindet. Für Druckversagen beträgt $\dot{\epsilon}_{krit}$ ca. $1 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ und für Zugversagen ca. $1 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$. Weitgehend ungeklärt ist der Einfluss sowohl der Temperatur als auch der Dichte auf die kritische Dehnungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_{krit}$ und auf die Art des Versagens. Nachfolgend werden beide Aspekte untersucht. Die Abb. 5-15 zeigt das Verformungsverhalten von dichtem Schnee (380 kg m^{-3}) für verschiedene Dehnungsgeschwindigkeiten. Für hohe Dehnungsgeschwindigkeiten $1.0 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1} < \dot{\epsilon} < \dot{\epsilon}_{krit}$ (Kurve e) zeigt dichter Schnee Entfestigungseffekte, d.h. die Spannung nimmt nach Erreichen eines Maximalwertes mit zunehmender Dehnung wieder ab. Wenn die Dehnungsgeschwindigkeit den kritischen Wert $\dot{\epsilon}_{krit}$ überschreitet, versagt die Probe schlagartig (Kurven f und g), d.h. sie kann keine Kräfte mehr übertragen. Die Probe versagt entweder entlang einer um 45° geneigten Bruchfläche oder einer um 45° geneigte konische Fläche (Abb. 5-15). Dieses Verhalten (Versagen Typ A) ist dem Bruchverhalten von Beton auf Druck sehr ähnlich. Im spröden Bereich nimmt die maximale Spannung mit zunehmender Dehnungsgeschwindigkeit ab (Abb. 5-10 bis Abb. 5-12). Gleichzeitig nimmt auch die Bruchdehnung ϵ_b mit zunehmender Dehnungsgeschwindigkeit ab (Abb. 5-16).

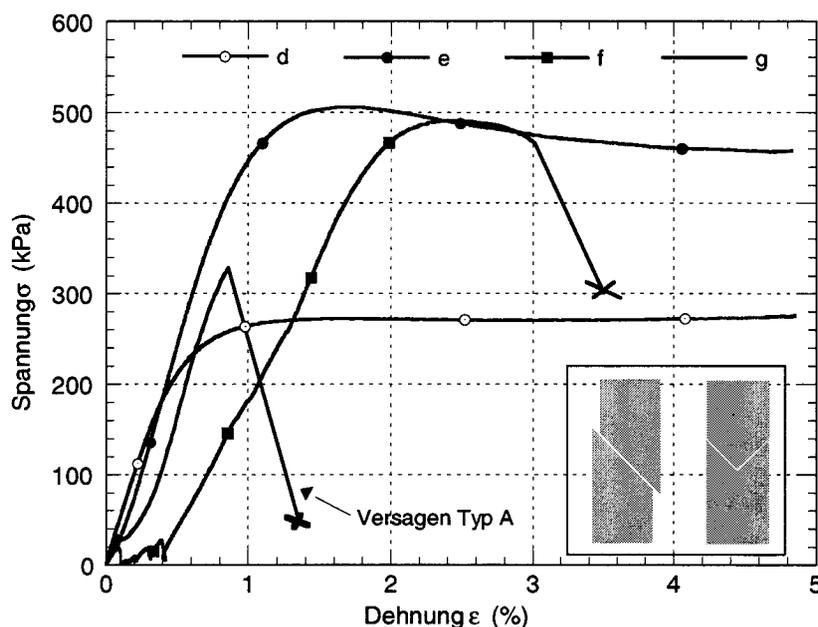


Abbildung 5-15: Spannungs-Dehnungsdiagramm für verschiedene Dehnungsgeschwindigkeiten, im duktilen und im spröden Bereich. Dichte $\rho = 378 \text{ kg m}^{-3}$, Temperatur $T = -11.3 \text{ }^\circ\text{C}$.

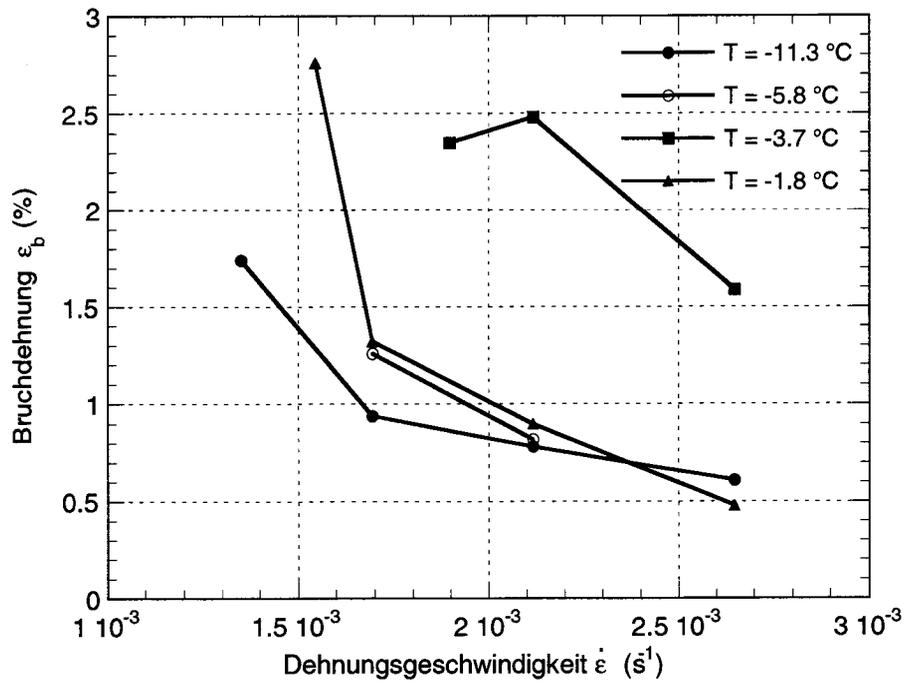


Abbildung 5-16: Bruchdehnung versus Dehnungsgeschwindigkeit für verschiedene Temperaturen. Schneedichte $\rho = 225 \text{ kg m}^{-3}$.

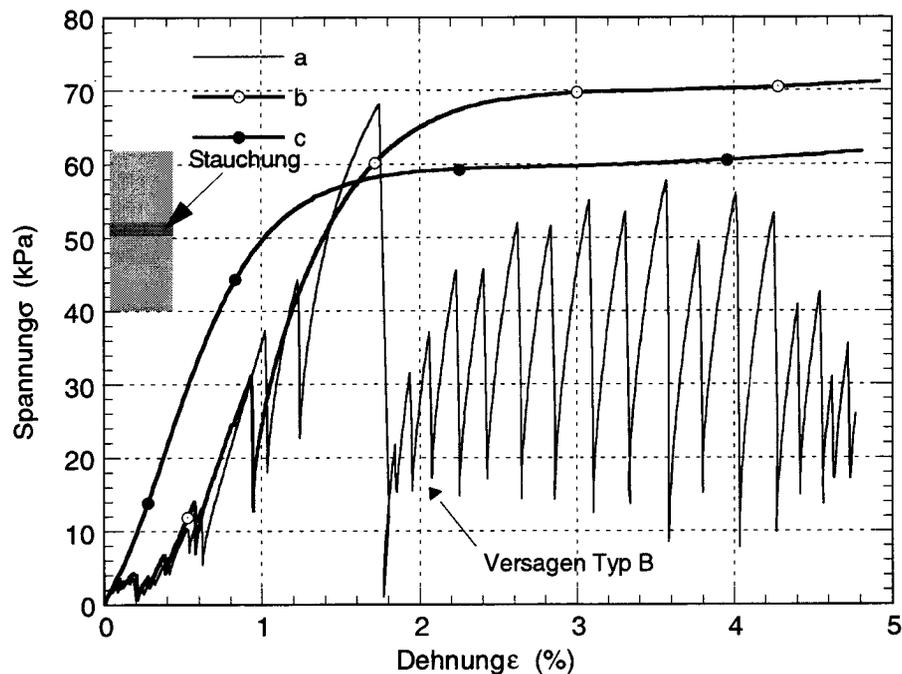


Abbildung 5-17: Spannungs-Dehnungsdiagramm für verschiedene Dehnungsgeschwindigkeiten, im duktilen und im spröden Bereich. Dichte $\rho = 225 \text{ kg m}^{-3}$, Temperatur $T = -11.3 \text{ °C}$.

Leichter Schnee (Abb. 5-17) zeigt keinen Bereich mit Entfestigungseffekten, nach Überschreiten von $\dot{\epsilon}_{krit}$ versagt die Probe spröd. Das Bruchbild (Typ B) (Abb. 5-17) unterscheidet sich stark vom Bruchbild des dichten Schnees. Es bildet sich keine Gleitfläche, sondern eine Stauchung rechtwinklig zur Belastungsrichtung (Abb. 5-17). Aus diesem Grund tritt bei leichtem Schnee kein Kollaps der ganzen Probe ein. Mit zunehmender Stauchung findet ein zackenförmiger Anstieg der Spannung statt.

Das makroskopische Bruchverhalten widerspiegelt sich im Wert der kritischen Dehnungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_{krit}$. Wie in der Abb. 5-18 gezeigt, ist $\dot{\epsilon}_{krit}$ bei gleicher Temperatur für leichteren Schnee (Typ B) kleiner als für dichteren Schnee (Typ A). Der Übergang von Bruchtyp A zum Bruchtyp B erfolgt bei einer Schneedichte $\rho = 270 \text{ kg m}^{-3} - 330 \text{ kg m}^{-3}$. Aus Abb. 5-18 ist weiter zu entnehmen, dass $\dot{\epsilon}_{krit}$ temperaturabhängig ist. Die kritische Dehnungsgeschwindigkeit nimmt für $T < -5 \text{ }^\circ\text{C}$ mit steigender Temperatur zu. Bei $T > -5 \text{ }^\circ\text{C}$ nimmt sie wieder ab.

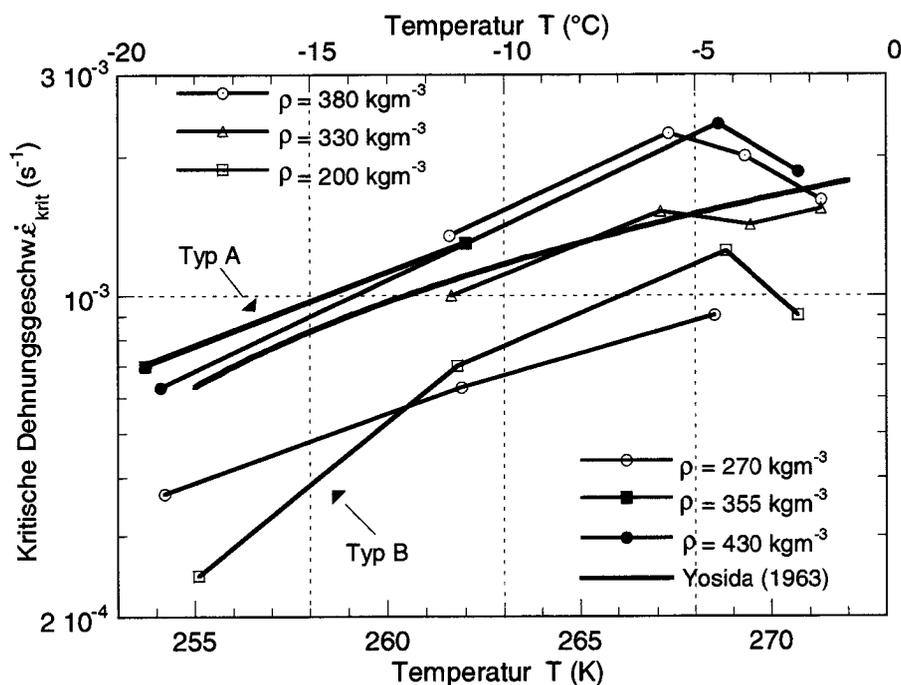


Abbildung 5-18: Kritische Dehnungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_{krit}$ versus Temperatur für verschiedene Schneedichten.

Bislang wurde die kritische Dehnungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_{krit}$ stets als Grösse zur Beschreibung des Überganges zwischen sprödem und duktilem Verhalten behandelt. Bei den meisten Autoren (Mellor, 1974) ist aber von einer dichte- und temperaturabhängigen Druckfestigkeit die Rede (Abb. 2-4). Die Druckfestigkeit σ_f kann, ausgehend von der kritischen Dehnungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_{krit}$, mit Hilfe des Potenzgesetzes von Glen (Gl. 5-3) berechnet werden, da letzteres bis zum Übergang duktil / spröd gültig ist (Abb. 5-10 bis Abb. 5-13).

5.2.8 Interpretation der Ergebnisse

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse aus Kapitel 5.2.3 bis Kapitel 5.2.7 diskutiert. Folgende Grundgedanken dienen als Basis für die Interpretation der erhaltenen Resultate:

- bei kleinen Dehnungen ($\epsilon < 2-3\%$), d.h. in Abwesenheit von Verfestigungseffekten (Abb. 5-1), wird das makroskopische Verhalten von Schnee durch das mechanische Verhalten des Eisgerüstes gesteuert.
- Das mechanische Verhalten des Eisgerüstes wird durch das viskoelastische Verhalten des enthaltenen polykristallinen Eises bestimmt.
- Die Kräfte werden innerhalb des Probekörpers durch „kraftübertragende Ketten“ geleitet (Voitkovskiy, 1977), (Gubler, 1978), (Brown, 1980), die aus Eiskörnern und Kombindungen bestehen (Abb. 5-19 und Abb. 5-33).

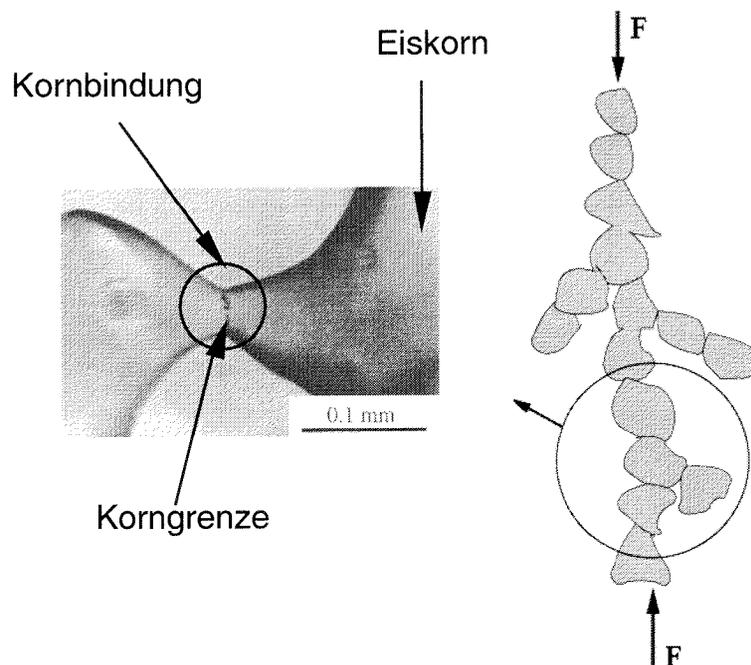


Abbildung 5-19: Modell der „kraftübertragende Kette“ nach Gubler (1978) mit einem Detail einer Verbindung zwischen zwei Körnern (aus Colbeck, 1998).

Im Allgemeinen werden die untersuchten mechanischen Eigenschaften sehr stark von der Dichte beeinflusst. Neben der erwarteten Auswirkung der Dichte auf die Schneestruktur, durch die Zunahme des tragenden Querschnittes, wurde auch ein Einfluss der Dichte auf das Tragverhalten des Eisgerüsts selbst festgestellt. Um ein besseres Verständnis dieses physikalischen Phänomens zu erlangen, muss der Begriff „Dichte“ durch spezifische mikrostrukturelle Parameter wie *Korndurchmesser* und *Koordinationszahl* N_3 ersetzt werden. Das verwendete Material war, unabhängig von der Dichte, feinkörnig ($d < 0.2$ mm) mit abgerundeter Kornform. Leichter Schnee unterscheidet sich vom dichten über die *Koordinationszahl* N_3 , welche die Anzahl Bindungen pro Korn erfasst (Gubler, 1978). Sie variiert zwischen $N_3 < 2.5$ für $\rho = 200$ kg m⁻³ und $N_3 = 4.0$ für $\rho = 430$ kg m⁻³ (Alley, 1986).

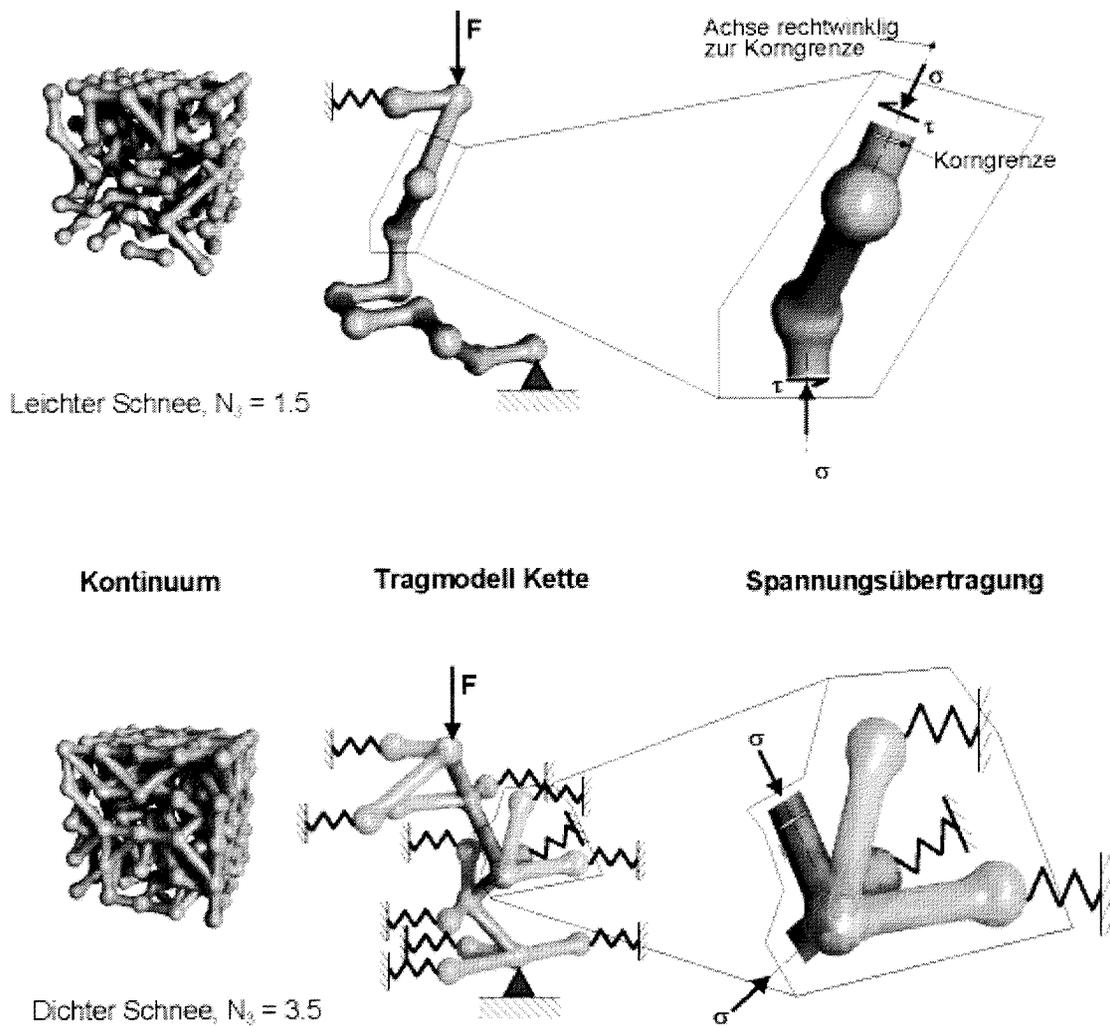


Abbildung 5-20: Tragmodell für Schnee in Anlehnung an die Modelle von Voytkovskiy (1977) und Gubler (1978).

Die Abb. 5-20 zeigt Modelle der Schneestruktur für leichten Schnee ($N_3 = 1.5$) und dichten Schnee ($N_3 = 3.5$). Bei leichtem Schnee besitzen die Körner innerhalb einer Kette einen sehr hohen Freiheitsgrad. Bei dichtem Schnee werden die einzelnen Körner von den Nachbarkörnern gestützt. Die Folge dieses Tragverhaltens wurde von Voytkovskiy (1977) in einem Modell beschrieben und betrifft die Verteilung der Normal- und der Scherspannungen in den Kornbindungen. Da bei leichtem Schnee sich die Körner relativ zu einander bewegen können, entstehen in den Kornbindungen sowohl Scher- als auch Normalbeanspruchungen. Bei dichtem Schnee können sich die Körner kaum relativ zu einander bewegen, dementsprechend werden die Beanspruchungen,

ähnlich wie in einem Raumbauwerk, als Normalkraft übertragen. Diese Überlegungen werden die in diesem Abschnitt vorgenommene Interpretation der Ergebnisse stets begleiten.

Allgemeines Verformungsverhalten

Die wichtigste Erkenntnis aus Kapitel 5.2.3 betrifft die Entwicklung des viskosen Anteiles der Dehnung γ_v mit zunehmender totaler Dehnung ε als Funktion der Dichte, der Temperatur und der Dehnungsgeschwindigkeit. Die rasche Zunahme von γ_v bei höheren Temperaturen und kleineren Dehnungsgeschwindigkeiten ist nicht überraschend und kann mit der Temperatur- bzw. Zeitabhängigkeit des viskosen Verhaltens (Gl. 5-1 bis Gl. 5-3) erklärt werden. Die Untersuchung des Einflusses der Dichte zeigte ein unerwartetes Ergebnis. Bei leichtem Schnee ($\rho = 270 \text{ kg m}^{-3}$) entwickelt sich der viskose Anteil der Dehnung γ_v , bei gleicher Temperatur und Dehnungsgeschwindigkeit, schneller als bei dichtem Schnee ($\rho = 370 \text{ kg m}^{-3}$) (Abb. 5-6). Bei gleicher totaler Dehnung ist somit der Anteil an irreversiblen Verformungen bei leichtem Schnee grösser als bei dichtem. Eine physikalische Begründung dieses Phänomens kann ohne eine mikroskopische Analyse des Korngefüges während der Belastung nicht geliefert werden.

Elastisches Verhalten

Die Werte des Young's Moduls als Funktion der Dichte (Abb. 5-7) stimmen sehr gut mit den Ergebnissen aus früheren Untersuchungen (Mellor, 1974) überein. Es zeigt sich trotzdem eine Diskrepanz mit den Untersuchungen an zellförmigen Materialien (Gibson und Ashby, 1988). Wie bereits von Kirchner *et al.* (2000) bemerkt, entspricht die Beziehung zwischen der relativen Dichte ($\rho_{\text{Schnee}} / \rho_{\text{Eis}}$) und dem relativen Young's Modul ($E_{0\text{Schnee}} / E_{0\text{Eis}}$) nicht der Theorie für zellförmigen Materialien. Zu erwarten wäre $(E_{0\text{Schnee}} / E_{0\text{Eis}}) = C_1(\rho_{\text{Schnee}} / \rho_{\text{Eis}})^{k=2}$, die Umschreibung von Gl. 5-7 in potenzieller Form ergibt für Schnee ein Exponent $k = 4.1$. Kirchner *et al.* (2000) vermuten, dass bei Schnee viskose Effekte bei der Bestimmung von E_0 mitgemessen werden. Ein unübersehbarer Unterschied zwischen den behandelten zellförmigen Materialien (Gibson und Ashby, 1988) und Schnee ist der polykristalline Charakter von Schnee. Schnee besteht

aus Eiskörnern, Kornbindungen und Korngrenzen (Abb. 5-19), die beschriebenen zellförmigen Materialien bestehen aus einem gleichmässigen Gerüst aus nicht kristallinem Grundmaterial. Unter Berücksichtigung des Tragverhaltens von Schnee ist folgende Überlegung möglich. Bei leichtem Schnee resultiert die elastische Verformung aus der Summe der Verformung von Körnern, Kornbindungen und Korngrenzen. Mit zunehmender Dichte nimmt der Anteil der Verformungen an den Korngrenzen ab, da sie nur noch durch die Normalspannung beansprucht werden (Abb. 5-20). Somit ist die Zunahme von E_0 bei Schnee durch zwei physikalische Phänomene bestimmt:

- die Erhöhung der Steifigkeit des gesamten Eisgerüsts durch die Zunahme der Koordinationszahl, ähnlich wie bei den zellförmigen Materialien, und
- die Änderung der Spannungs- bzw. der Verformungsverteilung in den Körnern, in den Kornbindungen und an den Korngrenzen.

Letzteres Phänomen unterscheidet Schnee von den in Gibson und Ashby (1988) beschriebenen zellenförmigen Materialien.

Es wurde kein eindeutiger Einfluss der Temperatur auf den Young's Modul festgestellt, obwohl bei polykristallinem Eis eine leichte Abnahme von E_0 mit zunehmender Temperatur, $\Delta E_0 = 10\%$ für $\Delta T = 20\text{ °C}$ (von $T = -2\text{ °C}$ bis $T = -22\text{ °C}$), gemessen wurde (Sinha, 1979). Diese Abweichung lässt sich mit der Streuung der Ergebnisse als Folge kleiner Mikrostruktur- und Dichtenunterschiede erklären. Sie ist grösser als die effektive Abnahme des Young's Moduls mit zunehmender Temperatur.

Elastisch-reversibles Verhalten

Der Schwerpunkt von Kapitel 5.2.5 ist die Analyse des Verhältnisses zwischen der elastisch-reversiblen Dehnung ε_d und der elastischen Dehnung ε_e als Funktion der Zeit und der Temperatur. Die Parameter b , s und a_T werden durch die Dichte nicht beeinflusst und entsprechen den Werten für polykristallines Eis (Sinha, 1978). Der temperaturunabhängige Parameter K scheint mit zunehmender Dichte zuzunehmen. Ein ähnliches Verhalten wurde von Sinha (1978) für

polykristallines Eis beobachtet, bei welchem der Parameter K mit zunehmender Korngrösse d zunimmt. Die Korngrössenabhängigkeit von K bei polykristallinem Eis wird durch den physikalischen Prozess der Korngrenzenverschiebung, welche dem elastisch-reversiblen Verhalten zugrunde liegt, begründet (Kapitel 3.4). Eine mögliche Erklärung für die Zunahme von K mit zunehmender Dichte bei Schnee kann aus Abb. 5-6 abgeleitet werden. Der elastisch-reversible Anteil der Dehnung γ_d entwickelt sich unabhängig von der Dichte als Funktion der totalen Dehnung ε . Der elastische Anteil der Dehnung γ_e nimmt bei kleineren Dichten stärker ab. Das Verhältnis $\gamma_d/\gamma_e = \varepsilon_d/\varepsilon_e$ ist demzufolge grösser bei $\rho = 270 \text{ kg m}^{-3}$ als bei $\rho = 390 \text{ kg m}^{-3}$. Da $\varepsilon_d/\varepsilon_e$ umgekehrt proportional zu K (Gl. 5-10) ist, muss K mit zunehmender Dichte zunehmen.

Viskoses Verhalten

Die Analyse der Versuchsergebnisse mit Hilfe des Glen'schen Potenzgesetzes (Gl. 5-3) ermöglicht folgende Kernaussagen:

- Die Beziehung zwischen Fließspannung und Dehnungsgeschwindigkeit (Abb. 5-10 bis Abb. 5-13) zeigt zwei klar definierte Bereiche, einen Bereich I mit $n \cong 1.5$ und einen Bereich II mit $n \cong 3.7$. Die Dehnungsgeschwindigkeit $\dot{\varepsilon}_t$, bei welcher der Übergang von Bereich I zu Bereich II stattfindet, ist sowohl von der Temperatur als auch von der Dichte abhängig. Sie sinkt mit abnehmender Temperatur und zunehmender Dichte.
- Die apparente Aktivationsenergie Q bleibt quasi konstant bei Temperaturen von $T < -10 \text{ °C}$. Für höhere Temperaturen steigt sie sehr stark.

In diesem Abschnitt werden Beobachtungen aufgrund des geschilderten Tragverhaltens von Schnee (Abb. 5-20) und von dokumentierten physikalischen Prozessen in polykristallinem Eis analysiert.

Von verschiedenen Autoren (Tab. 3-3 in Kapitel 3.4) wurde in Laborversuchen ($\dot{\varepsilon} > 1.0 \times 10^{-8} \text{ s}^{-1}$) für polykristallines Eis mit der Korngrösse $1 < d < 5 \text{ mm}$ ein Exponent $n = 3.0 - 3.6$. Ein kleinerer Exponent wurde bei einigen Feldmes-

sungen an Gletschern bestimmt (Mellor und Testa, 1969); (Colbeck und Evans, 1973). Sie fanden Exponenten $n = 1.8$ bzw. 1.3 für Dehnungsgeschwindigkeiten $\dot{\epsilon} < 1.0 \times 10^{-9} \text{ s}^{-1}$. Der höhere Potenzfaktor $n \cong 3.0$ wird dem physikalische Prozess des *Versetzungskriechens* innerhalb der Eiskörner zugeschrieben (Langdon, 1972). Werte von $n = 1.0 - 2.0$ werden mit *Diffusionsmechanismen* im Eis oder entlang der Korngrenzen bzw. mit *Korngrenzengleiten* in Verbindung gebracht (Langdon, 1972). Diffusionsprozesse finden bei sehr kleinen Belastungen ($\sigma < 0.1 \text{ MPa}$, bzw $\dot{\epsilon} < 1.0 \times 10^{-9} \text{ s}^{-1}$) statt und sind massgebend für das von Mellor und Testa (1969) bzw. Colbeck und Evans (1973) beobachtete Verhalten. Die Relevanz vom *Korngrenzengleiten* für das viskose Verhalten von Eis wurde von Goldsby *et al.* (1997) mit Untersuchungen an ultrafeinem polykristallinem Eis ($3 \mu\text{m} \leq d \leq 90 \mu\text{m}$, $-58 \text{ °C} \leq T \leq -37 \text{ °C}$) bewiesen (Kapitel 3.4). Sie fanden einen Exponent $n = 1.8$ für den Dehnungsgeschwindigkeitsbereich $1.0 \times 10^{-8} \text{ s}^{-1} < \dot{\epsilon} < 1.0 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ und $n = 4.0$ bei höheren Dehnungsgeschwindigkeiten (Abb. 3-5). Im Bereich mit $n = 1.8$ wurde mit Hilfe eines *ESEM Mikroskops* (environmental scanning electron microscope) das *Korngrenzengleiten* beobachtet. Die in diesem Bereich gemessene Aktivationsenergie betrug $Q = 49 \pm 1 \text{ kJ mol}^{-1}$. Die Relevanz vom *Korngrenzengleiten* bei ultrafeinem polykristallinem Eis, wird mit dem sehr hohen Anteil an Korngrenzen pro Volumeneinheit begründet.

Unter Berücksichtigung des Tragverhaltens von Schnee auf der mikrostrukturellen Ebene (Abb. 5-20) ergibt sich eine erste Schlussfolgerung betreffend der Bedeutung von *Korngrenzengleiten* im Schnee. Bei leichtem Schnee kann Korngrenzengleiten relevant sein, da die Korngrenzen durch Scherkräfte beansprucht werden. Mit zunehmender Dichte nehmen die Scherbeanspruchungen an den Korngrenzen und demzufolge auch die Bedeutung vom Korngrenzengleiten ab. Für die Aktivierung des Korngrenzengleitens sind zwei Faktoren massgebend, einerseits die Dehnungsgeschwindigkeit und andererseits die Scherbeanspruchungen an den Korngrenzen. Beide Faktoren stehen in einem Zusammenhang: (1) bei grösseren Scherbeanspruchungen wird das Korngrenzengleiten bereits bei höheren Dehnungsgeschwindigkeiten dominant, (2) je kleiner die Scherbeanspruchungen sind desto kleiner muss die Dehnungsgeschwindigkeit sein, um das Korngrenzengleiten zu aktivieren. Diese Hypothese würde die

Abnahme der Übergangsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_t$ mit zunehmender Dichte erklären. Der Einfluss der Temperatur auf $\dot{\epsilon}_t$ kann auch aufgrund von Beobachtungen des Verformungsverhaltens von polykristallinem Eis erklärt werden. Barnes *et al.* (1971) fanden, dass bei Temperaturen über -10 °C zwei Prozesse an den Korngrenzen stattfinden: (1) die Bildung von einem Wasserfilm und (2) das Korngrenzgleiten (Kapitel 3.4). Für polykristallines Eis mit normaler Korngrösse bleibt trotzdem das Versetzungskriechen im Eiskorn der dominante Mechanismus. Die Bildung von einem Wasserfilm mit resultierender Begünstigung vom Korngrenzgleiten bei höheren Temperaturen bildet eine plausible Begründung für die Zunahme der Übergangsdehnungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_t$ mit zunehmender Temperatur.

Der Einfluss der Temperatur auf die apparente Aktivationsenergie Q von Schnee widerspiegelt das Verhalten von polykristallinem Eis. Für Temperaturen unter $T = -10\text{ °C}$ entspricht die apparente Aktivationsenergie von Schnee $Q = 68 \pm 7\text{ kJ mol}^{-1}$ ungefähr der Aktivationsenergie von polykristallinem Eis $Q = 60 - 82\text{ kJ mol}^{-1}$ (Tab. 3-3 in Kapitel 3.4). Diese Werte liegen sehr nahe an der Aktivationsenergie für die Diffusion eines Moleküls innerhalb des atomaren Gitters $Q = 55 - 59\text{ kJ mol}^{-1}$ (Langdon, 1972). Bei höheren Temperaturen nimmt die apparente Aktivationsenergie von Schnee ähnlich wie beim polykristallinen Eis zu. Wie von Budd und Jacka (1989) bemerkt, nimmt die apparente Aktivationsenergie Q zu, weil sich mehrere Prozesse, wie die Bildung eines Wasserfilmes und das Korngrenzgleiten (Barnes *et al.*, 1971), mit dem Versetzungskriechen überlagern.

Bruchverhalten von Schnee auf Druck

Im Kapitel 5.2.7 wurden zwei Bruchformen identifiziert: (1) ein Ausknicken der einzelnen „Ketten“ bei leichtem Schnee und (2) ein Versagen entlang einer 45° geneigten Bruchfläche bei dichtem Schnee. Dieser Unterschied lässt sich mit dem Tragverhalten von Schnee erklären. Wie in der Abb. 5-20 gezeigt, sind die kraftübertragenden Ketten bei leichtem Schnee wegen der geringeren Koordinationszahl seitlich schlecht gehalten. Die fehlende Stützung führt zum Ausknicken der einzelnen Ketten. Dichter Schnee wirkt aufgrund der hohen Koordinations-

zahl wie ein Raumfachwerk. Die Probe versagt entlang der Fläche mit maximaler Scherspannung (45 ° Neigung). Die allgemeine Zunahme von $\dot{\epsilon}_{krit}$ mit zunehmender Temperatur kann mit Hilfe der Bruchmechanik erklärt werden. Mit zunehmender Temperatur wird der viskose dissipative Anteil der Dehnung bei gleichbleibender totaler Dehnungsgeschwindigkeit grösser. Demzufolge muss die Dehnungsgeschwindigkeit bei höheren Temperaturen grösser sein, um die für den Bruch notwendige speicherbare elastische Energie zu generieren. Unerklärt bleibt der Abfall von $\dot{\epsilon}_{krit}$ bei Temperaturen über $T = -5 \text{ °C}$. Die Bildung eines Wasserfilmes an den Korngrenzen könnte dabei einen relevanten Einfluss haben.

5.2.9 Schlussfolgerungen

Die wichtigste Aussage betreffend dem visko-elastischen Verhalten von Schnee betrifft die Interaktion zwischen dem dichtenabhängigen Tragverhalten vom Eisgerüst (Abb. 5-20) und dem visko-elastischen Verhalten des im Gerüst enthaltenen polykristallinen Eises. Sowohl das allgemeine Verformungsverhalten als auch das elastische, das elastisch-reversible, das viskose und das Bruchverhalten von Schnee zeigen, dass es durch die Dichte nicht nur quantitativ sondern auch qualitativ beeinflusst ist. Zu den qualitativen Effekten zählen der Einfluss der Dichte auf den elastischen und auf den viskosen Anteil der Dehnung (Abb. 5-6), die Dichteabhängigkeit der Übergangsdehnungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_t$ (Abb. 5-10 bis Abb. 5-13) und der kritischen Dehnungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_{krit}$ (Abb. 5-18). Eine mögliche Ursache dieses Verhaltens wurde in der Spannungsverteilung innerhalb der Kornbindungen und an den Korngrenzen erkannt. Diese Feststellung basiert auf einer Modellvorstellung des Tragverhaltens von Schnee (Abb. 5-20) und auf Kenntnissen über mögliche physikalische Prozesse im polykristallinen Eis. Eine unwiderlegbare Analyse der im Eisgerüst effektiv stattfindenden physikalischen Prozesse ist nur durch eine mikrostrukturelle Analyse¹ des verformten Schnees möglich.

1. Computer Tomographie, ESEM Mikroskopie, usw.

Die Erkenntnisse über das eindimensionale visko-elastische Verhalten bilden die Grundlage für die Entwicklung eines Stoffgesetzes und für die Bewertung von bestehenden Stoffgesetzen (Kapitel 6).

5.3 Mehrdimensionales Verformungsverhalten von Schnee

5.3.1 Einführung

Die wichtigste Aufgabe der durchgeführten mehrdimensionalen Untersuchungen ist die Bestimmung eines Fließkriteriums für das untersuchte Material. Weitere Aufgaben sind: (1) die Analyse des Zusammenhanges zwischen Volumenänderung und Verfestigung von Schnee auf Druck und (2) die Analyse des Querdehnungsverhaltens im elastischen Bereich und bei grossen Verformungen.

Das Fließkriterium wurde in der Vergangenheit mangels geeigneter Apparaturen nicht untersucht. Aus dieser Zeit ist ein konsistenter Datensatz zum Querdehnungsverhalten von Schnee (Salm, 1971), (Mellor, 1974) und zur Beziehung zwischen Volumen- bzw. Dichtenänderung und Verfestigung (Brown, 1980) vorhanden.

Die Ergebnisse aus früheren Arbeiten sind im Kapitel 2.3.4 dargestellt. An dieser Stelle werden Laboruntersuchungen über das mehrdimensionale Verhalten behandelt, auf die Entwicklung von mehrdimensionalen Stoffgesetzen wird im Kapitel 6 eingegangen.

Ähnliche Triaxialversuche wie in der vorliegenden Arbeit wurden von Desrues *et al.* (1980), Lang und Harrison (1995) und von Moos (2000) durchgeführt. Keine der zitierten Untersuchungen beantwortet eindeutig die Frage betreffend dem Fließkriterium von Schnee. Von Moos (2000) vermutet in seiner Schlussfolgerung, dass Schnee sich wie ein verflüssigter Sand verhält, d.h. der Seitendruck bewirkt keine Änderung der deviatorischen Spannungen im Fließzustand. Die in von Moos (2000) gewählten Seitendrucke von 2.5 bzw. 5.0 kPa entsprechen zwar dem Ruhedruck in der Schneedecke, sind aber zu klein, um eine eindeutige Aussage über den Einfluss des Seitendruckes auf die Fließspannung (10 kPa bei $\sigma_3 = 0$ kPa) zu leisten. Die Fließspannung wurde bei einer Axialdehnung von $\epsilon_1 = 3\%$ definiert. In diesem Bereich zeigt der Schnee bereits Verfesti-

gungserscheinungen, die vom Seitendruck beeinflusst werden (Kapitel 5.3.5). Lang und Harrison (1995) analysieren die Ergebnisse mit Hilfe des Critical-State-Modells (Roscoe and Burland, 1968). Der Schwerpunkt wird ähnlich wie bei Desrues *et al.* (1980) auf die Beziehung zwischen Volumenänderung und gegebenem hydrostatischen Druck gesetzt. Aussagen über das Fließkriterium fehlen weitgehend.

Das Hauptziel der in diesem Abschnitt (Kapitel 5.3) vorgestellten Untersuchungen ist die Bestimmung eines Fließkriteriums für Schnee. Alle Versuche wurden bei einer konstanten Temperatur $T = -11.3\text{ °C}$ und einer konstanten axialen Dehnungsgeschwindigkeit $\dot{\varepsilon}_1 = 1.1 \times 10^{-5}\text{ s}^{-1}$ durchgeführt. Die Untersuchungen aus von Moos (2000) wurden bei $T \cong -12.0\text{ °C}$ durchgeführt. Der Seitendruck war dabei der einzige variable Parameter. Diese Abgrenzung bedingt, dass keine Aussagen über das visko-elastische Verhalten, das Hauptthema der eindimensionalen Untersuchungen (Kapitel 5.2), möglich sind. Im Kapitel 5.5 wird gezeigt, dass das identifizierte Fließkriterium (Kapitel 5.3.4) auch auf andere axiale Dehnungsgeschwindigkeiten bzw. andere axiale Spannungen übertragbar ist.

Die Versuchsergebnisse basieren auf weggesteuerten triaxialen Druckversuchen an feinem alpinem Schnee ($d < 0.2\text{ mm}$) im Dichtebereich zwischen 190 kgm^{-3} und 435 kg m^{-3} .

5.3.2 Untersuchungsmethoden und -material

Die Versuche wurden mit dem im Kapitel 4.2 beschriebenen Triaxialgerät durchgeführt. Die eingebauten zylindrischen Probekörper wurden in einem ersten Schritt mit einem hydrostatischen Druck belastet ($\sigma_1 = \sigma_3$). Aus dem hydrostatischen Zustand wurde innerhalb weniger Sekunden die weggesteuerte Verformung aufgebracht. Die Proben wurden bei der Mehrzahl der Versuche bis zu einer maximalen axialen Stauchung von $\varepsilon_1 = 5\%$ und bei 12 Versuchen bis zu $\varepsilon_1 = 15\%$ verformt. Dabei wurden die Axialspannung σ_1 , die axiale Dehnung ε_1 und die Volumenänderung ΔV bzw. die Volumendehnung ε_{vol} gemessen. Die Messungen der Volumenänderungen ΔV erfolgte mittels der Bestimmung des aus

der Probe entwichenen Porenluftvolumen. Eine detaillierte Beschreibung der Apparatur zur Messung der Volumenänderungen ist in von Moos (2000) enthalten. Die Radialdehnung ε_3 wurde aufgrund der gemessenen Volumendehnung ε_{vol} und der axialen Dehnung ε_1 mit Hilfe von Gl. 5-12 bestimmt. Die Datenaufnahme wurde erst bei Beginn der axialen Verformung gestartet, d.h. die während dem Aufbau des hydrostatischen Zustandes entstehenden Verformungen wurden nicht gemessen.

$$\varepsilon_3 = \frac{\varepsilon_{vol} - \varepsilon_1}{2} \quad [5-12]$$

Die Analyse der Versuchsergebnisse basiert auf Probenmaterial aus den Kampagnen 2001, 2002 und Daten aus von Moos (2000). Eine grobe Charakterisierung des Probematerials ist in Kapitel 4.5 und bzw. in von Moos (2000) enthalten. Die Probevorbereitung ist in Kapitel 4.4 detailliert beschrieben.

5.3.3 Kinematische Beziehungen

In diesem Abschnitt werden die Beziehungen zwischen den verschiedenen Dehnungskomponenten, die Volumendehnung ε_{vol} , die axiale Dehnung ε_1 und die radiale Dehnung ε_3 , analysiert. Eine vertiefte Analyse des Spannungszustandes wird in den folgenden Abschnitten (Kapitel 5.3.4 und Kapitel 5.3.5) durchgeführt. Abb. 5-21 zeigt eine Spannungs-Dehnungs-Kurve und eine Tangentenmodul-Dehnung-Kurve für eine Schneedichte $\rho = 435 \text{ kg m}^{-3}$, eine Temperatur $T = -12.3 \text{ °C}$ und eine Dehnungsgeschwindigkeit $\dot{\varepsilon} = 1.1 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$. Die axiale Spannung steigt bis ein quasi-konstanter Wert erreicht wird, diese Spannung wird als *axiale Fließspannung* σ_{1y} definiert (Kapitel 5.2.3). In diesem Punkt erreicht der Tangentenmodul $E_t = \partial\sigma_1 / \partial\varepsilon_1$ einen minimalen Wert nahe Null. Mit zunehmender Dehnung, nimmt die Spannung als Folge der *Verfestigung* wieder zu. Die Dehnung bei welcher die Verfestigung beginnt, wird als *axiale Kontaktdehnung* ε_{1c} definiert.

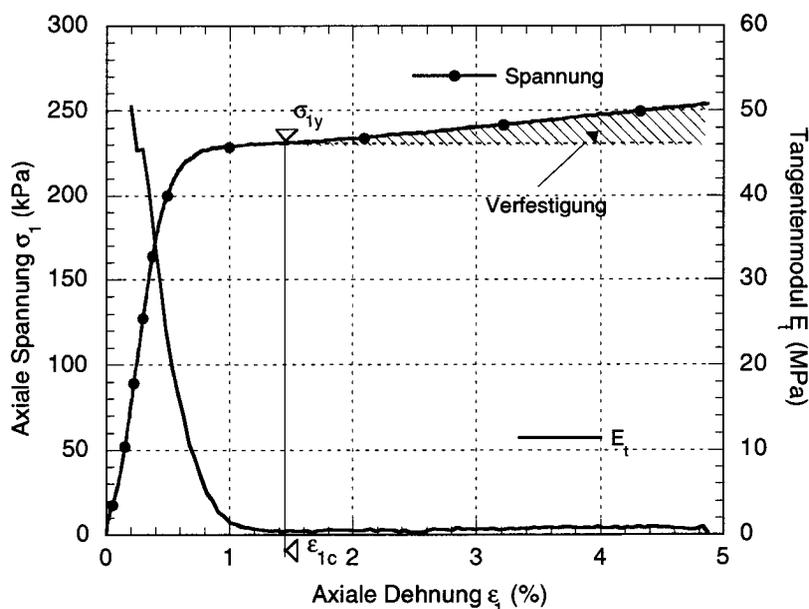


Abbildung 5-21: Spannungs-Dehnungsdiagramm bzw. E_t -Dehnungsdiagramm. Dichte $\rho = 435 \text{ kg m}^{-3}$, $T \cong -12.3 \text{ }^\circ\text{C}$, $\dot{\epsilon} = 1.1 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$. Definition der axialen Kontaktdehnung ϵ_{1c} .

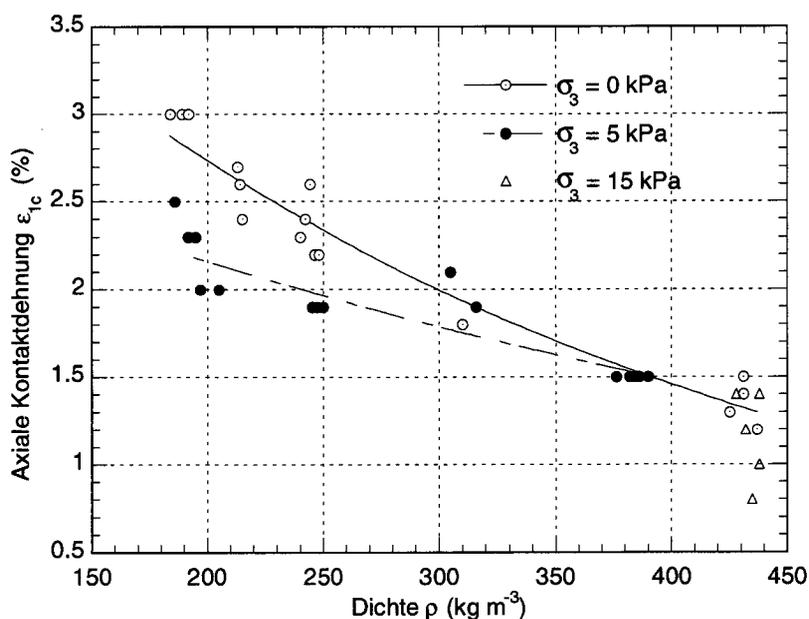


Abbildung 5-22: Einfluss der Dichte ρ und des Seitendruckes σ_3 auf die axiale Kontaktdehnung ϵ_{1c} . Temperatur $T \cong -11.3 \text{ }^\circ\text{C}$, $7.4 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1} < \dot{\epsilon} < 2.2 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$.

Abb. 5-22 zeigt die axiale Kontaktdehnung ϵ_{1c} als Funktion der Dichte und des Seitendruckes für ein breites Spektrum von Dehnungsgeschwindigkeiten. Die Kontaktdehnung ϵ_{1c} nimmt mit zunehmender Dichte von $\epsilon_{1c} = 3 \%$ bei $\rho =$

190 kg m^{-3} bis $\varepsilon_{1c} = 1.3 \%$ bei $\rho = 435 \text{ kg m}^{-3}$ ab. Der Seitendruck zeigt vor allem bei leichtem Schnee einen bedeutenden Einfluss. Die axiale Kontaktdehnung nimmt mit zunehmendem Seitendruck ab. Die Dehnungsgeschwindigkeit zeigt keine besondere Wirkung auf den Wert von ε_{1c} .

Die Abb. 5-23 zeigt die Beziehung zwischen der radialen Dehnung ε_3 und der axialen Dehnung ε_1 für verschiedene Dichten, Seitendrücke, Temperaturen und Dehnungsgeschwindigkeiten. Positive Werte von ε_3 bedeuten eine Verringerung des Probedurchmessers, negative eine Zunahme. Aus den dargestellten Daten können einige qualitativen Betrachtungen abgeleitet werden.

- Der Einfluss des seitlichen Kriechens verdeutlicht sich in einer stärkeren Abnahme des Probedurchmessers bei grösseren Seitendrücken, unter gleichen Bedingungen von Dichte, Temperatur und Dehnungsgeschwindigkeit (Kurven a und b). Bei gleicher Dichte und Seitendruck nimmt die seitliche Kompression mit zunehmender Temperatur und abnehmender Dehnungsgeschwindigkeit zu (Kurven c, d und e).
- Bei sehr geringem Seitendruck ($\sigma_3 = 1 \text{ kPa}$) und hoher Dichte, d.h. ohne seitliches Kriechen, bleibt die radiale Dehnung ε_3 ungefähr konstant und sehr nahe Null solange bis eine *axiale Grenzdehnung* ε_{1cl} erreicht wird. Wenn die axiale Dehnung ε_{1cl} überschritten wird, beginnt eine konstante Zunahme des Probedurchmessers (Kurve f).

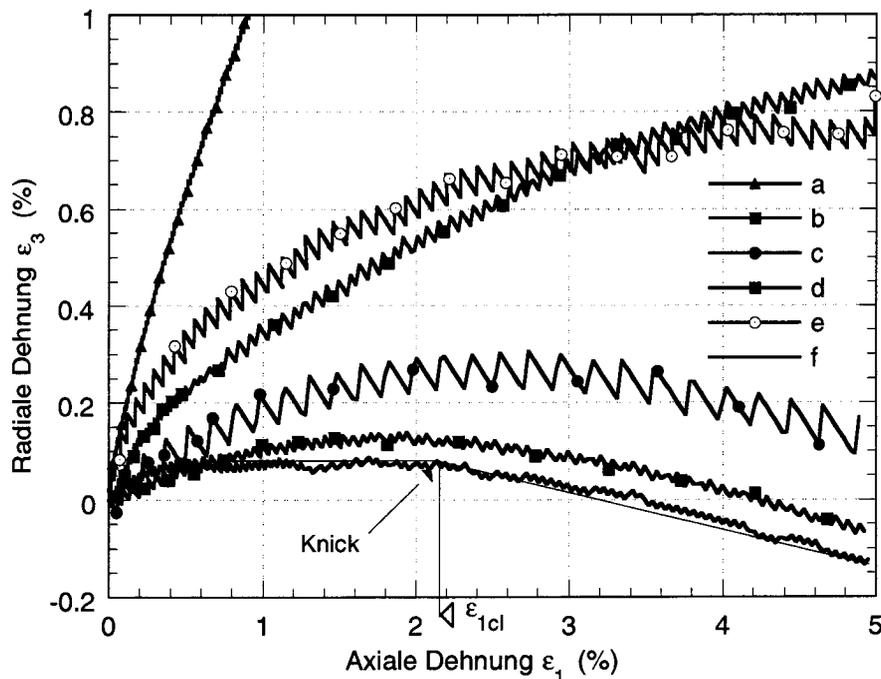


Abbildung 5-23: ε_1 - ε_3 Diagramme für unterschiedliche Dichten, Temperaturen, Dehnungsgeschwindigkeiten und Seitendrücke.

- (a) $\rho = 272 \text{ kg m}^{-3}$, $T = -11.3 \text{ }^\circ\text{C}$, $\dot{\varepsilon} = 1.1 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, $\sigma_3 = 30 \text{ kPa}$,
 (b) $\rho = 271 \text{ kg m}^{-3}$, $T = -11.3 \text{ }^\circ\text{C}$, $\dot{\varepsilon} = 1.1 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, $\sigma_3 = 10 \text{ kPa}$,
 (c) $\rho = 269 \text{ kg m}^{-3}$, $T = -5.0 \text{ }^\circ\text{C}$, $\dot{\varepsilon} = 4.4 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, $\sigma_3 = 1 \text{ kPa}$,
 (d) $\rho = 271 \text{ kg m}^{-3}$, $T = -11.0 \text{ }^\circ\text{C}$, $\dot{\varepsilon} = 4.4 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, $\sigma_3 = 1 \text{ kPa}$,
 (e) $\rho = 275 \text{ kg m}^{-3}$, $T = -11.2 \text{ }^\circ\text{C}$, $\dot{\varepsilon} = 1.1 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$, $\sigma_3 = 1 \text{ kPa}$,
 (f) $\rho = 306 \text{ kg m}^{-3}$, $T = -12.0 \text{ }^\circ\text{C}$, $\dot{\varepsilon} = 2.2 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, $\sigma_3 = 2.5 \text{ kPa}$.

In der Abb. 5-24 ist die Beziehung zwischen der *axialen Kontaktdehnung* ε_{1cI} und der *axialen Grenzdehnung* ε_{1c} abgebildet. Die Wertepaare widerspiegeln in einer ersten Näherung die Beziehung $\varepsilon_{1cI} = \varepsilon_{1c}$. Dieses Ergebnis ermöglicht eine wichtige Aussage über den Zusammenhang zwischen einer rein kinematischen Beziehung (Abb. 5-23) und einer Spannungs-Dehnungs-Beziehung (Abb. 5-21). Der Beginn der Verfestigung bei der *axialen Kontaktdehnung* ε_{1c} korreliert mit einem eindeutigen Knick der radialen Verformung, der bei einer *axialen Grenzdehnung* ε_{1cI} stattfindet.

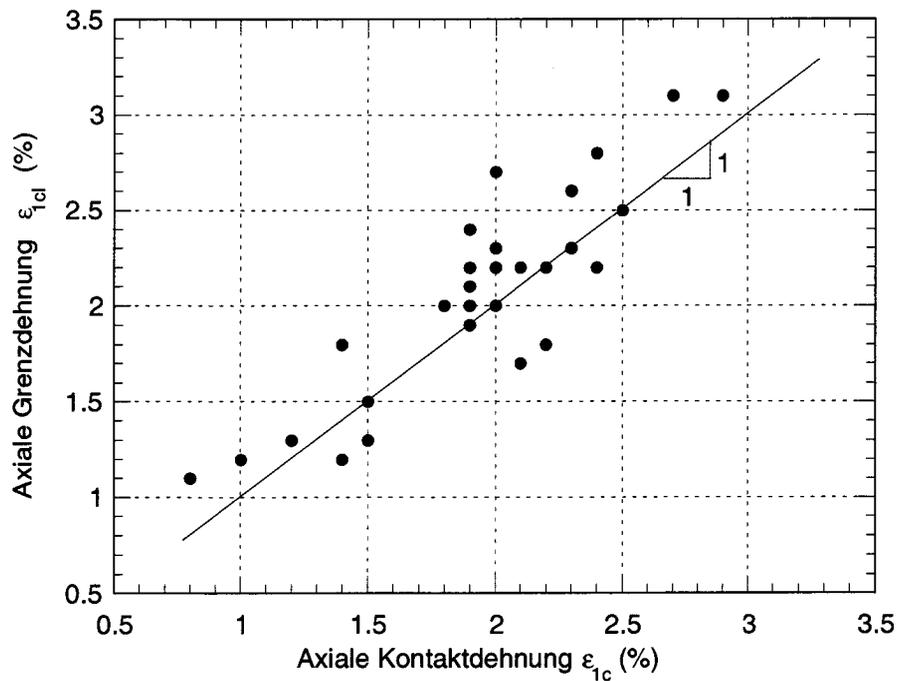


Abbildung 5-24: Axiale Kontaktdehnung ε_{1c} (Abb. 5-21) gegenüber axialer Grenzdehnung ε_{1cl} (Abb. 5-23). Temperatur $T \cong -11.3 \text{ }^\circ\text{C}$, $7.4 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1} < \dot{\varepsilon} < 2.2 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, $2.5 \text{ kPa} < \sigma_3 < 15 \text{ kPa}$ und $190 \text{ kg m}^{-3} < \rho < 435 \text{ kg m}^{-3}$.

5.3.4 FlieBskriterium

Abb. 5-25 zeigt das axiale Spannungs-Dehnungsverhalten f"ur vier Schneeproben mit einer mittleren Dichte $\rho = 360 \text{ kg m}^{-3}$ bei $T = -11.3 \text{ }^\circ\text{C}$, $\dot{\varepsilon} = 1.1 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ bei vier verschiedenen Seitendr"ucken σ_3 . Die axiale FlieBspannung ist als σ_{1y} , die Verfestigungsspannung als $\Delta\sigma_1$ notiert. Da die Versuche aus dem hydrostatischen Zustand gestartet wurden entspricht die axiale Spannung σ_1 bei Versuchsbeginn dem Seitendruck σ_3 . Die gleichen Datenreihen sind in Abb. 5-26 dargestellt, wobei die axiale Spannung durch den Deviator $(\sigma_{1y} - \sigma_3)$ ersetzt wurde.

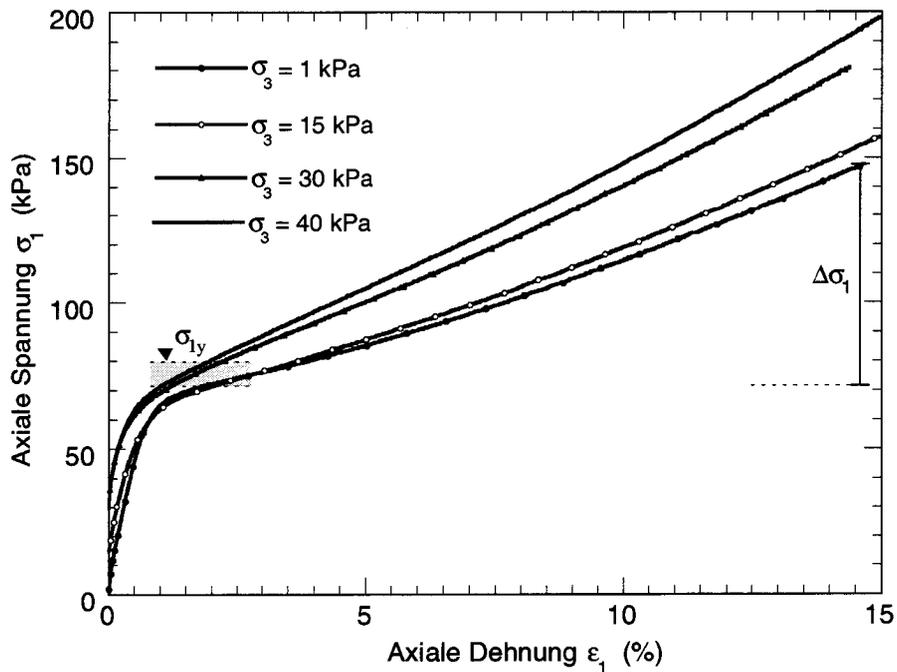


Abbildung 5-25: Spannungs-Dehnungsdiagramme aus triaxialen Druckversuchen für verschiedene Seitendrücke. Dichte $\rho \cong 360 \text{ kg m}^{-3}$, $T \cong -11.3 \text{ }^\circ\text{C}$, $\dot{\epsilon} = 1.1 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$.

Abb. 5-25 und Abb. 5-26 lassen folgende Beobachtungen zu. Die axiale Fließspannung σ_{1y} wird kaum vom Seitendruck beeinflusst (siehe auch Abb. 5-27). Daraus folgt, dass der Deviator ($\sigma_{1y} - \sigma_3$) mit zunehmendem Seitendruck σ_3 abnimmt. Auf der anderen Seite nimmt die axiale Verfestigungsspannung $\Delta\sigma_1$ mit zunehmendem Seitendruck σ_3 zu. Dieser Effekt wird im Kapitel 5.3.5 analysiert. Der Einfluss des Seitendruckes auf die axiale Fließspannung σ_{1y} ist für drei verschiedene Dichten in der Abb. 5-27 dargestellt. Bei dichtem Schnee ($\rho = 360 \text{ kg m}^{-3}$) wird die axiale Fließspannung σ_{1y} durch den Seitendruck leicht beeinflusst. Bei $\rho = 270 \text{ kg m}^{-3}$ ist der Einfluss ausgeprägter. Bei leichtem Schnee ($\rho = 200 \text{ kg m}^{-3}$) zeigt sich ein besonderer Effekt: für $\sigma_3 \leq 4 \text{ kPa}$ ist der Einfluss des Seitendruckes gering, zwischen $\sigma_3 = 4 \text{ kPa}$ und $\sigma_3 = 8 \text{ kPa}$ steigt die axiale Fließspannung σ_{1y} sprunghaft an. Wie in Abb. 5-35 sichtbar, zeigen beide Proben ($\rho = 200 \text{ kg m}^{-3} / \sigma_3 = 8 \text{ kPa}$ und $\rho = 200 \text{ kg m}^{-3} / \sigma_3 = 12 \text{ kPa}$) ein besonderes kinematisches Verhalten, welches im Kapitel 5.3.6 vertieft diskutiert

wird. Die Messergebnisse werden durch visuelle Beobachtungen unterstützt. Während dem viskosen Fließen zeigt Schnee, im Gegensatz zu Eis, Boden oder Metallen, keine sichtbaren Bruchflächen auf der makroskopischen Skala¹.

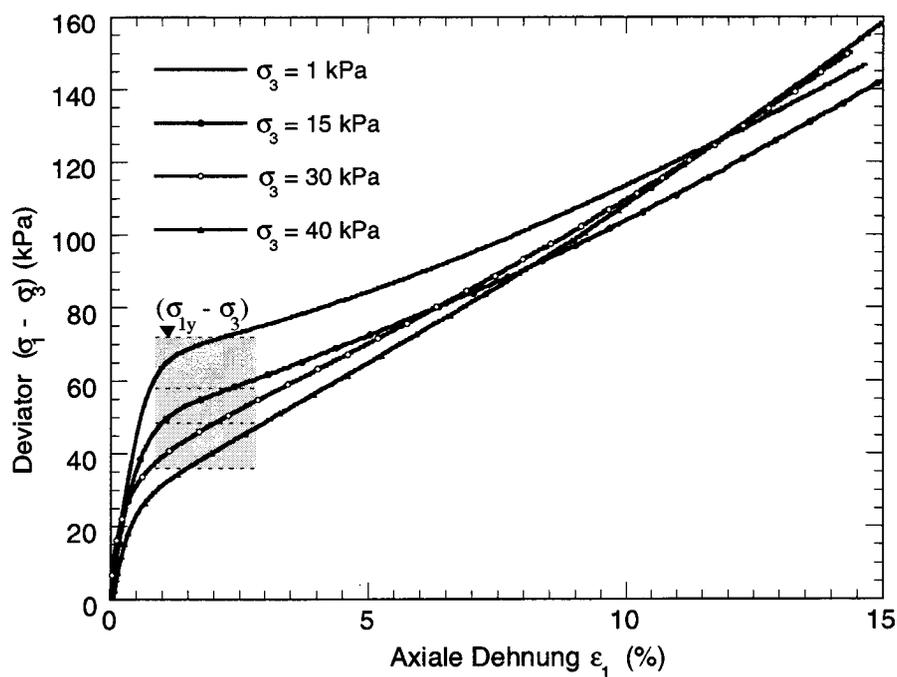


Abbildung 5-26: Deviator-Dehnungsdiagramm aus triaxialen Druckversuchen für verschiedene Seitendrücke. Dichte $\rho \cong 360 \text{ kg m}^{-3}$, $T \cong -11.3 \text{ }^\circ\text{C}$, $\dot{\epsilon} = 1.1 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$.

Die Daten aus Abb. 5-27 sind in Abb. 5-28 in Form eines p-q Diagrammes dargestellt, eine in der Bodenmechanik übliche Darstellung. Als Referenz werden die Kurven für das Bruchkriterium nach *Mohr-Coulomb* und das Fließkriterium nach *Tresca* abgebildet. Das Fließkriterium von Schnee entspricht weder dem Mohr-Coulomb'sche Gesetz noch dem Fließkriterium nach Tresca, denn der Deviator nimmt mit zunehmender mittleren Spannung $(\sigma_{1y} + \sigma_3)/2$ ab. Das Fließkriterium für Schnee entspricht keinem der bekannten Fließkriterien wie *Drucker-Prager* oder *von Mises*.

1. In diesem Kontext entspricht die makroskopische Skala dem Probekörper als Kontinuum.

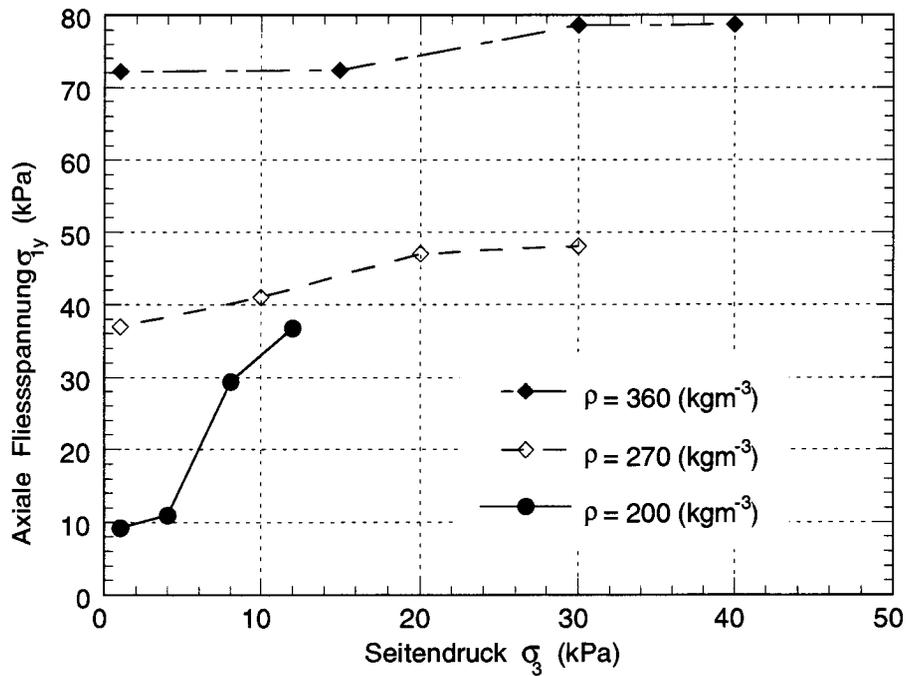


Abbildung 5-27: Einfluss des Seitendruckes auf die axiale Fließspannung für unterschiedliche Dichten. Temperatur $T \cong -11.3 \text{ }^\circ\text{C}$, $\dot{\epsilon} = 1.1 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$.

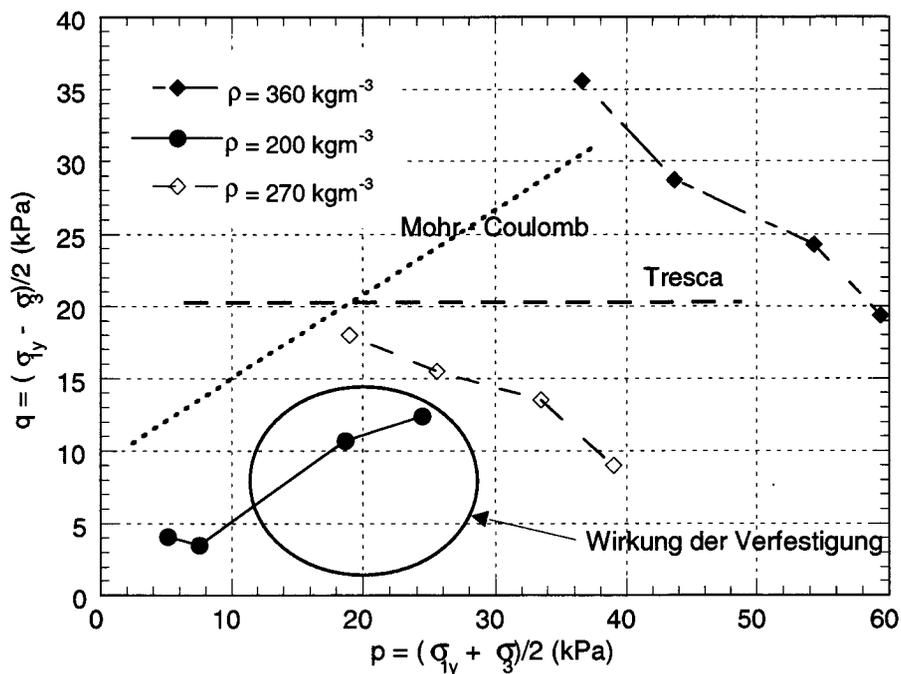


Abbildung 5-28: p-q Diagramm für unterschiedliche Schneedichten überlappt mit den Fließkriterien von Mohr-Coulomb bzw. von Tresca. Temperatur $T \cong -11.3 \text{ }^\circ\text{C}$, $\dot{\epsilon} = 1.1 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$.

5.3.5 Verfestigung

In den vorangegangenen Abschnitten (Kapitel 5.3.3 und Kapitel 5.3.4) wurde das Verhalten vom Beginn der Belastung bis zum Erreichen des viskosen Fließens beschrieben. In diesem Abschnitt wird das Geschehen bei grösseren Verformungen geschildert. Im Vordergrund steht die Analyse des Einflusses der Temperatur, der Dehnungsgeschwindigkeit und der volumetrischen Verformungen auf die Verfestigungsspannung $\Delta\sigma_1$. Die verwendeten Daten basieren auf Druckversuchen. Bei den durchgeführten Zugversuchen (Kapitel 5.4) wurde keine Verfestigung beobachtet.

Abb. 5-29 zeigt das Spannungs-Dehnungs-Diagramm für drei unterschiedliche Dehnungsgeschwindigkeiten. Die bis zu einer maximalen axiale Dehnung $\varepsilon_1 = 20\%$ gestauchten Proben zeigen einen raschen Anstieg der Spannung bis zum Erreichen einer dehnungsgeschwindigkeitsabhängige Fließspannung σ_{1y} bei $\varepsilon_1 \cong 2\%$. Mit zunehmender Dehnung nimmt die Spannung infolge der Verfestigung zu. Die Verfestigungsspannung $\Delta\sigma_1 = \sigma_1(\varepsilon = 20\%) - \sigma_{1y}$ ist weniger stark von der Dehnungsgeschwindigkeit abhängig als die Fließspannung. Diese Beobachtung lässt sich für andere Dichtebereiche bestätigen (Abb. 5-31).

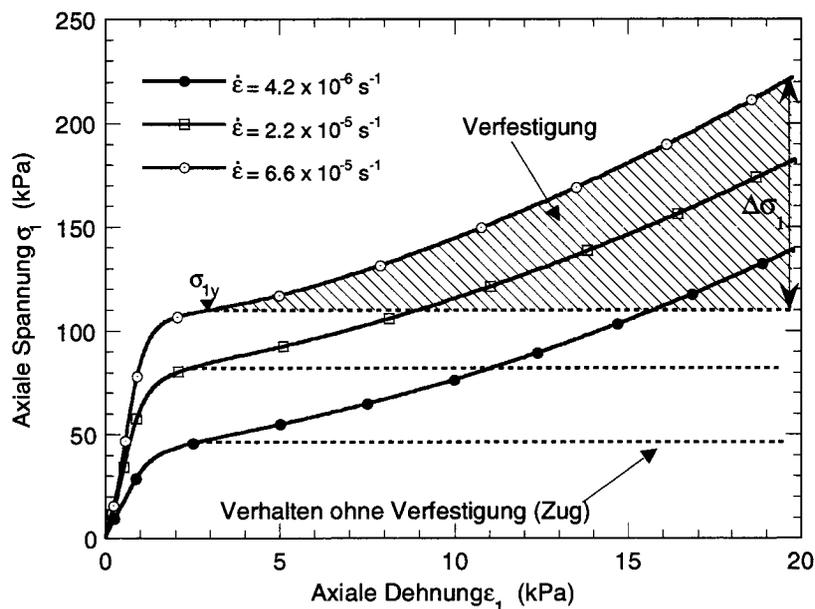


Abbildung 5-29: Spannungs-Dehnungs-Diagramm für weggesteuerte Druckversuche bei unterschiedlichen Dehnungsgeschwindigkeiten. Dichte $\rho \cong 320 \text{ kg m}^{-3}$, $T \cong -11.8 \text{ }^\circ\text{C}$.

Abb. 5-30 zeigt das Spannungs-Dehnungs-Diagramm für drei unterschiedliche Temperaturen bei einer Dehnungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon} = 4.2 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$. Die bis zu einer maximalen axiale Dehnung $\epsilon_1 = 5\%$ gestauchten Proben zeigen einen raschen Anstieg der Spannung bis zum Erreichen einer temperaturabhängigen Fließspannung σ_{y1} bei $\epsilon_1 \approx 2\%$. Mit zunehmender Dehnung nimmt die Spannung infolge der Verfestigung zu. Die Verfestigungsspannung $\Delta\sigma_1 = \sigma_1(\epsilon = 5\%) - \sigma_{y1}$ ist weniger stark von der Temperatur abhängig als die Fließspannung.

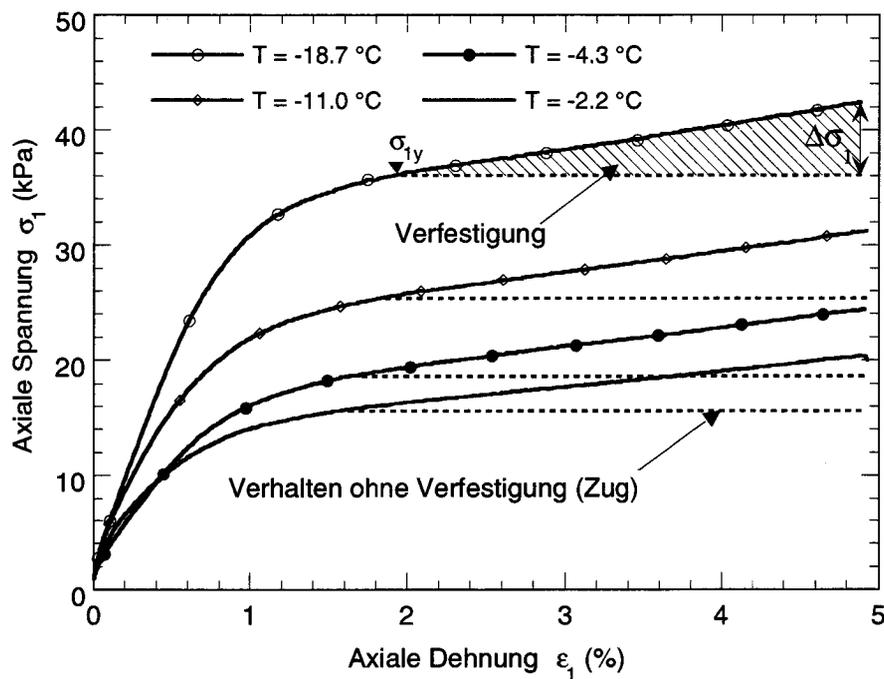


Abbildung 5-30: Spannungs-Dehnungs-Diagramm für verschiedene Temperaturen. Dichte $\rho = 270 \text{ kgm}^{-3}$, Dehnungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon} = 4.2 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ und Seitendruck $\sigma_3 = 1 \text{ kPa}$.

Abb. 5-31 zeigt die Beziehung zwischen der axialen Fließspannung σ_{y1} bzw. der axialen Verfestigungsspannung $\Delta\sigma_1$ und das Produkt aus der Temperatur und dem Logarithmus der normierten Dehnungsgeschwindigkeit, wobei $\epsilon_{\text{ref}} = 1.0 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. Diese Darstellung ist bei der Untersuchung der mechanischen Eigenschaften von Metallen (Schindler, 2001) sehr verbreitet.

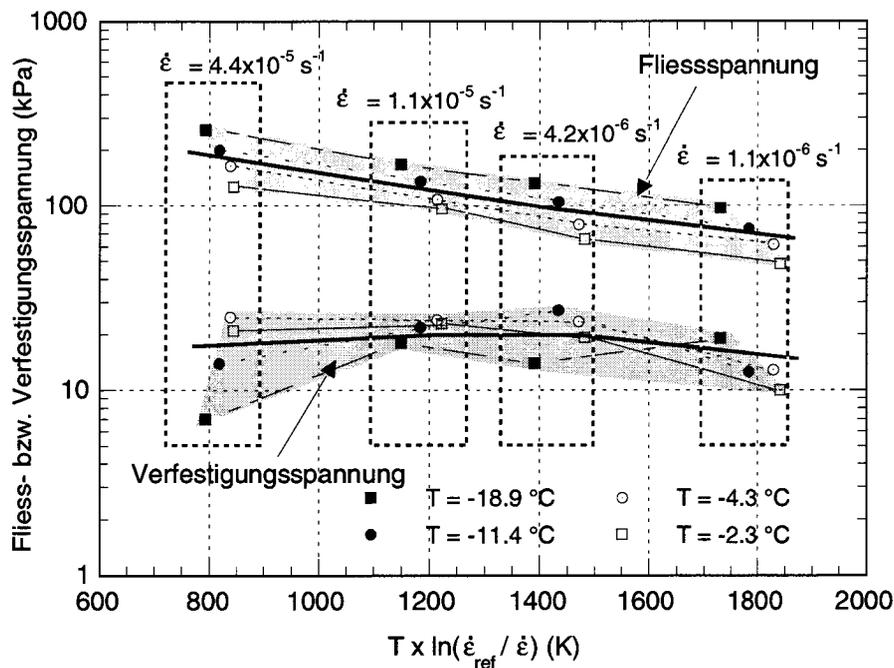


Abbildung 5-31: Einfluss der Temperatur und der Dehnungsgeschwindigkeit auf die Verfestigung- bzw. auf die Fliessspannung.

Das Diagramm (Abb. 5-31) zeigt die Abnahme der axialen Fliessspannung σ_{y1} mit zunehmender Temperatur bzw. abnehmender Dehnungsgeschwindigkeit. Dieses Verhalten zeigt den visko-elastischen Charakter von Schnee, welcher in Kapitel 5.2 detailliert beschrieben wurde. Im Gegensatz zur Fliessspannung zeigt sich bei der Verfestigungsspannung kein eindeutiger Einfluss der Temperatur bzw. der Dehnungsgeschwindigkeit. Die mittlere Verfestigungsspannung bei vier verschiedenen Temperaturen bleibt mit abnehmender Dehnungsgeschwindigkeit ungefähr konstant.

Die in den Abb. 5-29 bis Abb. 5-31 präsentierten Ergebnisse und die Beobachtungen aus den Zugversuchen (Kapitel 5.4) ermöglichen einige Schlussfolgerungen. Die auf makroskopischer Ebene festgestellte Verfestigung ist nicht direkt mit dem visko-elastischen Verhalten des Eisgerüsts verknüpft. Die Verfestigung ist eine Folge der Dichtezunahme bei Druckversuchen. Diese Hypothese wird in der Abb. 5-32 verdeutlicht.

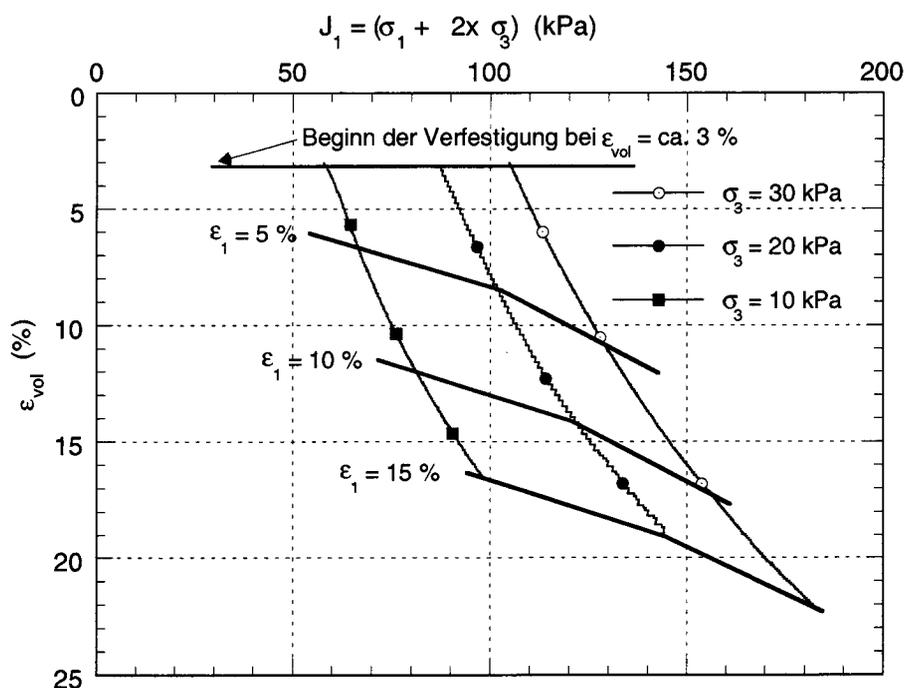


Abbildung 5-32: Einfluss des Seitendruckes auf die Verfestigung von Schnee. Dichte $\rho = 270 \text{ kgm}^{-3}$, Dehnungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon} = 1.1 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ und Temperatur $T = -11.3 \text{ }^\circ\text{C}$.

Auf der x-Achse ist die erste Invariante der Spannung J_1 dargestellt, auf der y-Achse die volumetrische Dehnung ϵ_{vol} . Ebenfalls im Diagramm eingetragen, sind Isolinien mit gleicher axialen Dehnung ϵ_1 . Die Kurven für verschiedene Seitendrucke verlaufen parallel, d.h. J_1 nimmt mit zunehmender Volumendehnung ϵ_{vol} für alle untersuchten Seitendrucke gleich zu. Die Beziehung zwischen der axialen Dehnung ϵ_1 und der Spannungsinvariante J_1 wird im Gegensatz dazu vom Seitendruck beeinflusst. Für $\Delta\epsilon_1 = 10\%$ beträgt ΔJ_1 31 kPa bei $\sigma_3 = 10$ kPa, 41 kPa bei $\sigma_3 = 20$ kPa und 52 kPa bei $\sigma_3 = 30$ kPa. Je höher der Seitendruck, desto schneller wächst J_1 mit zunehmender axialen Dehnung. Infolge des seitlichen Kriechens nimmt die maximale volumetrische Dehnung ϵ_{vol} bei gleicher axialen Dehnung ($\epsilon_1 = 15\%$) mit zunehmendem Seitendruck zu. Diese Ergebnisse stimmen gut mit den Beobachtungen von Lang und Harrison (1995) und Desrues *et al.* (1980) überein, wonach die Verfestigung direkt von der Volumenänderung abhängt.

5.3.6 Interpretation der Ergebnisse

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse aus Kapitel 5.3.3 bis Kapitel 5.3.5 mit Hilfe von den theoretischen Grundlagen (Kapitel 2 und Kapitel 3) interpretiert und diskutiert. Die Interpretation der Versuchsergebnisse basiert auf folgenden Grundideen. Die Kräfte im Eisgerüst werden durch eine kettenförmige Konstruktion (Voitkovskiy, 1977), (Gubler, 1978), (Brown, 1980) geleitet. Die Ketten bestehen aus Eiskörnern, die durch Kornbindungen verbunden sind (Abb. 5-19). Das makroskopischen Verhalten vom Probekörper wird durch zwei Elemente gesteuert, die mechanischen Eigenschaften des polykristallinen Eises im Eisgerüst und das Verhalten von Schnee als offenes Zellensystem (Abb. 5-33). Letzteres spielt eine grosse Rolle bei grösseren volumetrischen Verformungen (Kompression), wenn durch die Berührung zwischen den einzelnen Ketten neue Verbindungen entstehen. Dieses Phänomen der Verfestigung ist auch in anderen zellenförmigen Materialien bekannt (Gibson und Ashby, 1988).

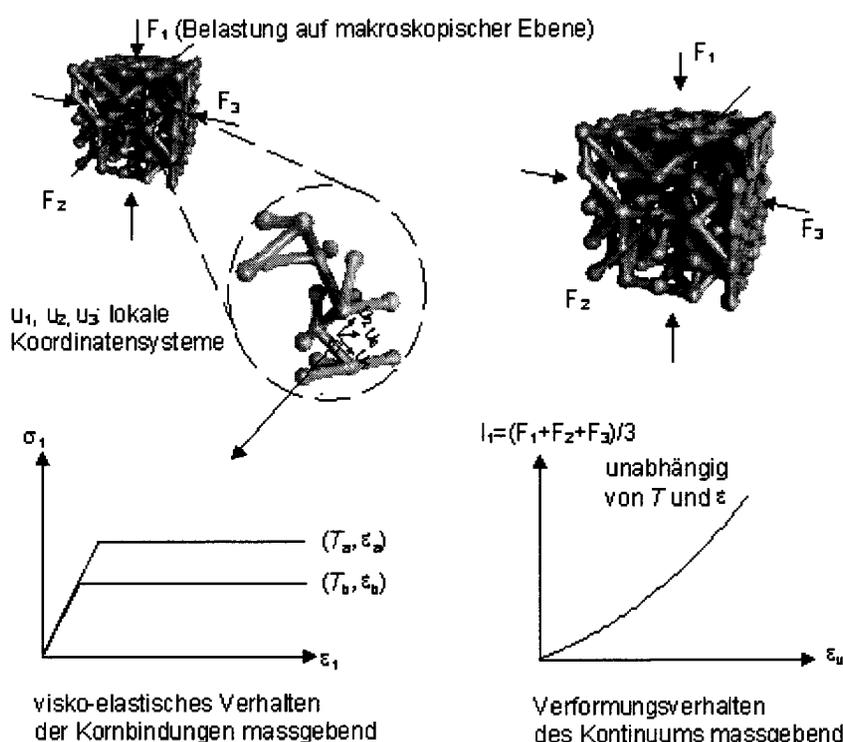


Abbildung 5-33: Tragmodell für Schnee. Die zwei Systeme in dem Tragmodell sind, das Eisgerüst (links), und Schnee als makroskopisches Kontinuum (rechts).

Kinematische Beziehungen

Wie in der Abb. 5-22 gezeigt, sinkt die axiale Kontaktdehnung ε_{1c} , welche den Beginn der Verfestigung definiert, mit zunehmender Dichte. Das gleiche Phänomen wird bei Schaumstoffen mit offenen Zellen beobachtet. In diesem Fall wird die Verfestigung der gegenseitigen Berührung von Zellwänden zugeschrieben. Aufgrund seiner Mikrostruktur (Abb. 3-8) ist bei Schnee ein ähnliches Verhalten zu erwarten. Mit zunehmender Dichte nimmt die freie Länge (Hansen und Brown, 1986) zwischen den Körnern ab. Bei dichtem Schnee ist die notwendige Verformung für eine Berührung zwischen zwei Ketten kleiner als bei leichtem Schnee. Weiter ist aus Abb. 5-22 zu entnehmen, dass bei konstanter Anfangsdichte die axiale Kontaktdehnung ε_{1c} mit zunehmendem Seitendruck abnimmt. Die Erklärung dieses Phänomen basiert auf den oben erwähnten Überlegungen. Ein erhöhter Seitendruck verringert das Volumen und dementsprechend die freie Länge zwischen den Körnern. Es ist somit zu erwarten, dass der Kontakt zwischen zwei Ketten mit zunehmendem Seitendruck bei einer kleineren axialen Kontaktdehnung ε_{1c} stattfindet. Das Berühren zwischen Elementen des Eisgerüsts hat nicht nur eine Wirkung auf die übertragene Spannung sondern auch auf die kinematischen Beziehungen. Wie in Abb. 5-23 gezeigt, nimmt die radiale Dehnung ε_3 infolge des seitlichen Kriechens unter Einfluss des Seitendruckes zu (Stauchung). Bei einer Grenzdehnung ε_{1cl} , welche ungefähr der axialen Kontaktdehnung ε_{1c} entspricht, überlappt sich das Phänomen der seitlichen Extension als Folge der gegenseitigen Berührung der Ketten. Der Effekt der seitlichen Extension lässt sich am besten bei Proben beobachten, die mit einem kleinen Seitendruck belastet wurden, d.h. bei welchen das radiale Kriechen sehr klein ist (Abb. 5-23). In diesem Fall kann das viskose Analogon der Poisson's Zahl als $\nu_v = \Delta\varepsilon_3/\Delta\varepsilon_1$ direkt bestimmt werden. Für kleinere Dehnungen ist das Analogon der Poisson's Zahl ν_v nahe Null, der Querdehnungseffekt tritt erst bei $\varepsilon > \varepsilon_{1cl}$ ein. Die erzielten Ergebnisse $\nu_v = 0.1 - 0.15$ stimmen sehr gut mit den in anderen Untersuchungen (Mellor, 1974) ermittelten Werten (Abb. 2-3) überein. Diese Beobachtung bestätigt die Hypothese von unabhängigen Belastungsrichtungen im Bereich kleiner Dehnungen ($\varepsilon_1 < \varepsilon_{1cl}$). Die im elastische Bereich definierte Poisson's Zahl ν (Kapitel 2.3.1) lässt sich mit der verwendeten Messmethode

nicht bestimmen, da die Volumenmessung eine gewisse zeitliche Verzögerung aufweist und somit zeitabhängige Effekte gemessen werden. Die einzige Möglichkeit, die Poisson's Zahl direkt zu bestimmen ist die dynamische Methode (Kapitel 2.3.1).

Fliesskriterium

Wie in Abb. 5-28 gezeigt, nimmt der deviatorische Anteil der Spannung q mit zunehmendem mittlerem Druck p ab. Für polykristallines Eis, den Grundmaterial von Schnee, gilt für einen ähnlichen Bereich von Temperatur und Dehnungsgeschwindigkeit dagegen das Fliesskriterium nach Tresca (Jones, 1982). Im Fliessmodell nach Tresca sind die maximalen deviatorischen Spannungen für das Fliesen massgebend, d.h. das viskose Fliesen findet, unabhängig vom Seitendruck σ_3 , bei einer temperatur- und dehnungsgeschwindigkeitsabhängigen deviatorischen Fliessspannung (Abb. 3-6) statt. Bei Schnee findet das Fliesen bei einer vom Seitendruck unabhängigen aber von Temperatur und Dehnungsgeschwindigkeit abhängigen axialen Fliessspannung statt. Ein ähnliches Verhalten wurde bei steifen Schaumstoffen beobachtet (Abb. 3-11). Das Modell aus Abb. 5-34 soll helfen, die Abweichung zwischen dem Fliesskriterium für Schnee und dem Fliesskriterium für polykristallines Eis zu erklären. Die auf den Probekörper aufgebrachten äusseren Spannungen σ_1 , σ_2 und σ_3 werden durch das Eisskelett übertragen. Da die Porenluft aus der Probe ausweichen kann, steht sie nicht unter Druck, d.h. der Porenluftdruck $p_L \cong 0$. Die für das Tragverhalten vom Probekörper massgebenden Verbindungen zwischen zwei Körner werden demzufolge nur durch eine axiale Spannung und eine vom äusseren Seitendruck unabhängige Schubspannung belastet. Die Körner wirken im Gegensatz dazu wie ein Knoten in einem Raumfachwerk, in welchem ein hydrostatischer Zustand vorhanden ist. Die Spannungen in den Körnern sind wegen dem grösseren Querschnitt der Körner im Verhältniss zum Querschnitt der Verbindungen gering und demzufolge für das makroskopischen Verhalten der Probe nicht massgebend.

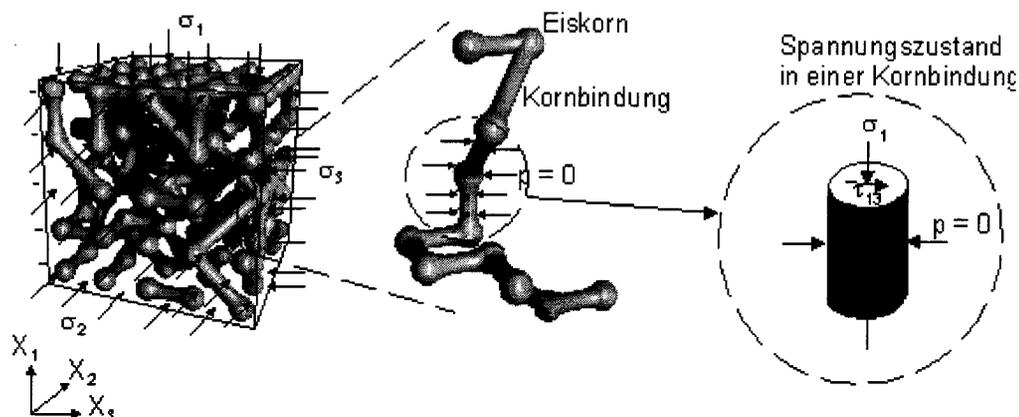


Abbildung 5-34: Tragmodell von Schnee. Einfluss eines äusseren makroskopischen hydrostatischen Druckes auf den Spannungszustand innerhalb der Eisketten.

Aus dem in Abb. 5-34 beschriebenen Tragverhalten des Eisgerüsts resultiert die Unabhängigkeit der Belastungsrichtungen X_1 , X_2 und X_3 . Äussere Kräfte in X_2 und X_3 Richtung haben keinen Einfluss auf die Spannungen in den Verbindungen in X_1 Richtung und umgekehrt. Die aufgestellten Überlegungen sind dann gültig, wenn das Fließen bei einer Dehnung $\varepsilon_1 < \varepsilon_{1c}$ stattfindet (Normalfall). Bei Dehnungen grösser als die Kontaktdehnung ε_{1c} beginnt die Interaktion zwischen den Richtungen X_1 , X_2 und X_3 (Abb. 5-33) infolge der Verfestigung. Bei im Verhältnis zur Schneedichte extrem hohen Seitendrücken kann die vom Seitendruck abhängige Kontaktdehnung ε_{1c} (Abb. 5-22) kleiner werden, als die Dehnung bei welcher das viskose Fließen eintritt. In diesem Fall beeinflussen Verfestigungseffekte die axiale Fließspannung. Dieses Verhalten erklärt die starke Zunahme der axialen Fließspannung σ_{1y} bei $\sigma_3 > 4$ kPa für ein Schneedichte $\rho = 200 \text{ kg m}^{-3}$ (Abb. 5-27). Die Wirkung von extrem hohen Seitendrücke wurde auch beim kinematischen Verhalten beobachtet. Abb. 5-35 zeigt das $(\varepsilon_3 - \varepsilon_1)$ -Diagramm für Proben mit $\rho = 200 \text{ kg m}^{-3}$ bei verschiedenen Seitendrücken.

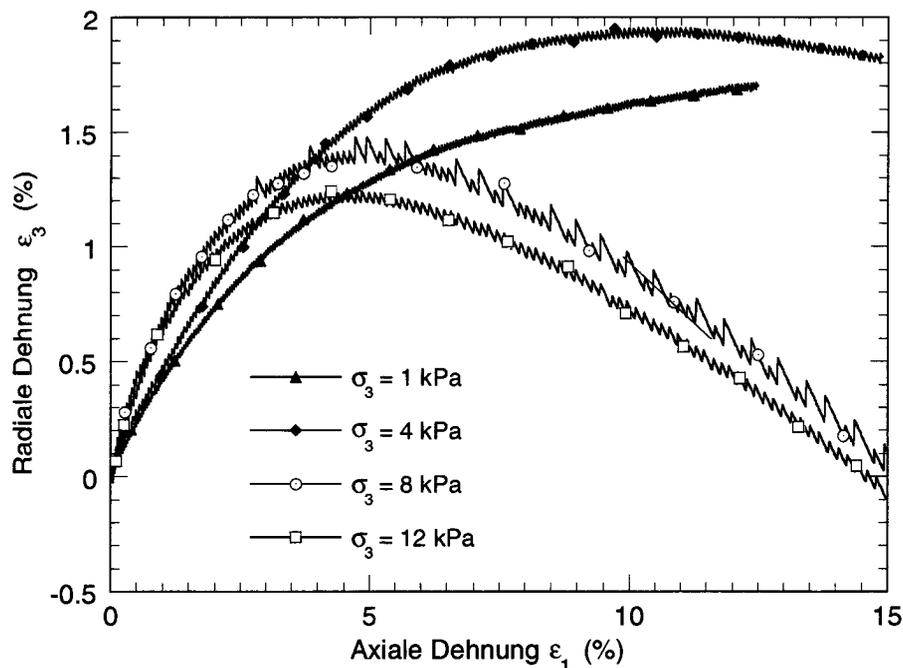


Abbildung 5-35: $(\varepsilon_1-\varepsilon_3)$ Diagramm für unterschiedliche Seitendrücke bei $\rho = 200 \text{ kg m}^{-3}$, $T = -11.2 \text{ }^\circ\text{C}$, $\dot{\varepsilon} = 1.1 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$.

Bei seitlich stark komprimierten Proben ($\sigma_3 = 8$ kPa bzw. 12 kPa) findet erst eine stärkere seitliche Kompression der Proben infolge des Seitendruckes statt. Ab einer Dehnung $\varepsilon_1 \cong 5$ % findet im Gegensatz zu den anderen Proben eine starke Extension statt. Diese Beobachtungen stimmen sehr gut mit der Bemerkung von Lang and Harrison (1995) betreffend der Vorbelastung von Proben überein. Zitat: „Die mechanischen Eigenschaften eines mit einem starken hydrostatischen Druck vorbelasteten Probekörpers entsprechen wegen einer starken Veränderung der Dichte und der mikrostrukturellen Eigenschaften, z.B. durch Bildung von neuen Bindungen, nicht mehr den Eigenschaften der unbelasteten Probe“.

Verfestigung

Das Phänomen der Verfestigung ist mit einer Dichtezunahme verbunden. Auf Zug belastete Proben (Kapitel 5.4), zeigen ein ideal-viskoses Verhalten, d.h. nach dem Fließen bleibt die Spannung konstant. Bei Druckversuchen überlappen sich, im Gegenteil zu Proben die auf Zug untersucht wurden, das visko-elastische Verhalten des Eisgerüsts und kinematische Effekte wie die Berührung

der Eiskörner mit der Bildung von neuen Bindungen (Abb. 5-33). Diese Hypothese wird durch Untersuchungen an visko-elastischen steifen Schaumstoffen (Abb. 3-9) und durch die in der Abb. 5-32 gezeigte Beziehung zwischen volumetrischer Dehnung ε_{vol} und Spannungsinvariante J_1 bestätigt. Die Abb. 5-31 und Abb. 5-32 zeigen, dass die Verfestigung nur von der volumetrischen Dehnung ε_{vol} abhängig ist.

5.3.7 Schlussfolgerungen

Die Ergebnisse aus Kapitel 5.3.3 bis Kapitel 5.3.5 und deren Diskussion im Kapitel 5.3.6 lassen folgende Schlussfolgerungen zu:

Schnee zeigt im Hinblick auf das Fließkriterium ein von den Eigenschaften seines konstitutiven Materials, polykristallines Eis, abweichendes Verhalten. Dieses Erkenntnis wirkt sich auf die Modellierung aus (Kapitel 6). Bisherige Modelle (Bader und Salm, 1990) gingen von einem Fließkriterium nach Tresca aus, welches eine Abhängigkeit zwischen den Belastungsrichtungen impliziert. In Kapitel 5.3.4 wurde gezeigt, dass diese Annahme nicht zutrifft. Bei kleinen Dehnungen ($\varepsilon_{\text{vol}} < 4\%$) sind die Belastungsrichtungen im Schnee unabhängig. Dieser Ansatz setzt voraus, dass keine Verfestigungseffekte vor dem Fließen eintreten. Die in den Kapitel 5.3.3 und Kapitel 5.3.5 dargestellten Ergebnisse unterstreichen den Zusammenhang zwischen den kinematischen Effekten und der von Temperatur- bzw. Dehnungsgeschwindigkeit unabhängigen Verfestigung.

Zuletzt soll die Frage zur Verallgemeinerbarkeit der entwickelten Ansätze beantwortet werden. Die Beobachtungen und Hypothesen sind gültig für eine Dichte ρ zwischen 180 kg m^{-3} und 435 kg m^{-3} , einen Dehnungsgeschwindigkeitsbereich von $7.4 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ bis $2.2 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ (duktiles Verhalten) und $T \cong -12 \text{ }^\circ\text{C}$. Bei höheren Dehnungsgeschwindigkeiten, wenn das Verhalten von duktil zu spröde wandelt (Kapitel 5.2.7), tritt ein makroskopischer Bruch der Probe (um 45° geneigte Bruchfläche) ein. In diesem Fall wird ein Bruchverhalten nach Tresca erwartet. Bei sehr hohen Dichten $\rho > 600 \text{ kg m}^{-3}$ ist eine progressive Zunahme des Einflusses des Seitendruckes auf die axiale Fließspannung zu erwarten.

Als Grenzverhalten gilt das Fließverhalten von Eis (Tresca). Bei Temperaturen sehr nahe Null Grad können besondere Effekte als Folge der Bildung von freiem Wasser zwischen den Eiskörnern eintreten. Deshalb sollten die vorgestellten Ansätze nur für den untersuchten Bereich (Temperatur, Dichte, Dehnungsgeschwindigkeit) übernommen werden.

5.4 Zugversuche an Schnee

5.4.1 Einführung

Im Winter 2002 / 2003 wurden zwei Serien von weggesteuerten Zugversuchen durchgeführt. Eine ähnliche Untersuchung wurde von Narita (1983) durchgeführt. Narita untersuchte das temperaturabhängige visko-elastische Verhalten auf Zug für eine Schneedichte $\rho = 340 \text{ kg m}^{-3}$ in einem Temperaturbereich $-3 \text{ °C} < T < -18 \text{ °C}$. Sowohl das duktile Verhalten als auch der Übergang duktil / spröd wurden analysiert.

Die vorliegende Arbeit verfolgt folgende Ziele:

- der Vergleich des viskosen Zugverhaltens mit dem viskosen Druckverhalten (Kapitel 5.2), sowohl im duktilen Bereich als auch in der Übergangszone duktil / spröd, für eine Temperatur $T = -11.3 \text{ °C}$ und zwei ausgewählte Dichten.
- Die Ergänzung und Ausdehnung der qualitativen Aussagen von Narita (1983) betreffend den verschiedenen Entfestigungseffekten.

Die Ergebnisse basieren auf weggesteuerten einaxialen Zugversuchen an alpinem Schnee mit Dichte $\rho = 225 \text{ kgm}^{-3}$ bzw. $\rho = 330 \text{ kgm}^{-3}$ bei einer Temperatur $T = -11.3 \text{ °C}$ in einem Dehnungsgeschwindigkeitsbereich von $1.1 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ bis $4.0 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$. Sie dienen als Grundlage, um die Gültigkeit der aufgrund von Druckversuchen entwickelten Stoffgesetze (Kapitel 6) für eine Zugbelastung zu verifizieren. Weiter sind die qualitativen Beobachtungen betreffend der Entfestigung von Bedeutung für die Wahl der Berechnungsmethode der Schneedeckenstabilität (Kapitel 7).

5.4.2 Untersuchungsmethoden und - material

Für die insgesamt 25 weggesteuerten einaxialen Zugversuche wurde die im Kapitel 4.2 beschriebene Triaxialapparatur verwendet. Die eingebauten zylindrischen Probekörper ($h = 126 \text{ mm}$, $d = 58 \text{ mm}$) wurden durch Schockfrieren an den Kopfplatten angefroren. Um die Stirnflächen des Probekörpers an die Kopfplatten zu frieren, wurden die Platten in einer ersten Phase bis zu einer Tempe-

ratur von $T = -1 \text{ }^\circ\text{C}$ mit Hilfe einer eingebauten Spiralheizung aufgewärmt. In einer zweiten Phase wurde, bevor die Heizung abgestellt wurde, die Probe kurz vorbelastet. Schliesslich wurde eine Wartezeit eingeräumt bis die Temperaturen der Zellen und der Kopfplatten ausgeglichen waren. Danach wurden die Proben mit konstanter Dehnungsgeschwindigkeit bis zu einer maximalen Dehnung variierend zwischen 15 % und 30 % gedehnt. Die Messung der Volumenänderung konnte nicht mit der Volumenmesseinrichtung (Abb. 4-1) durchgeführt werden, da die Eingänge der Porenluftkanäle zugefroren waren. Die Volumenbestimmung wurde am Ende des Versuches an ausgewählten Proben durch manuelle Messung des Durchmessers durchgeführt.

5.4.3 Visko-elastisches Verhalten

Abb. 5-36 und Abb. 5-37 zeigen typische Spannungs-Dehnungsdiagramme bei verschiedenen Dehnungsgeschwindigkeiten für leichten ($\rho = 225 \text{ kg m}^{-3}$) und dichten Schnee ($\rho = 330 \text{ kg m}^{-3}$). Die Spannung nimmt mit zunehmender Dehnung stark bis einem Maximalwert zu. Die maximale Spannung wird als Fließspannung σ_y definiert.

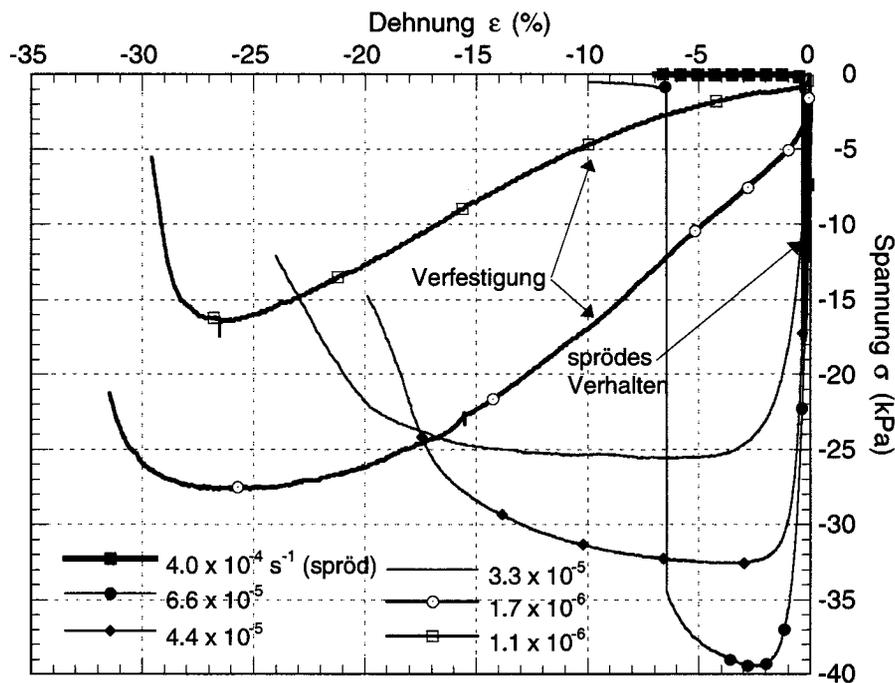


Abbildung 5-36: Spannungs-Dehnungsdiagramm. Dichte $\rho = 225 \text{ kg m}^{-3}$, $T = -11.3 \text{ }^\circ\text{C}$.

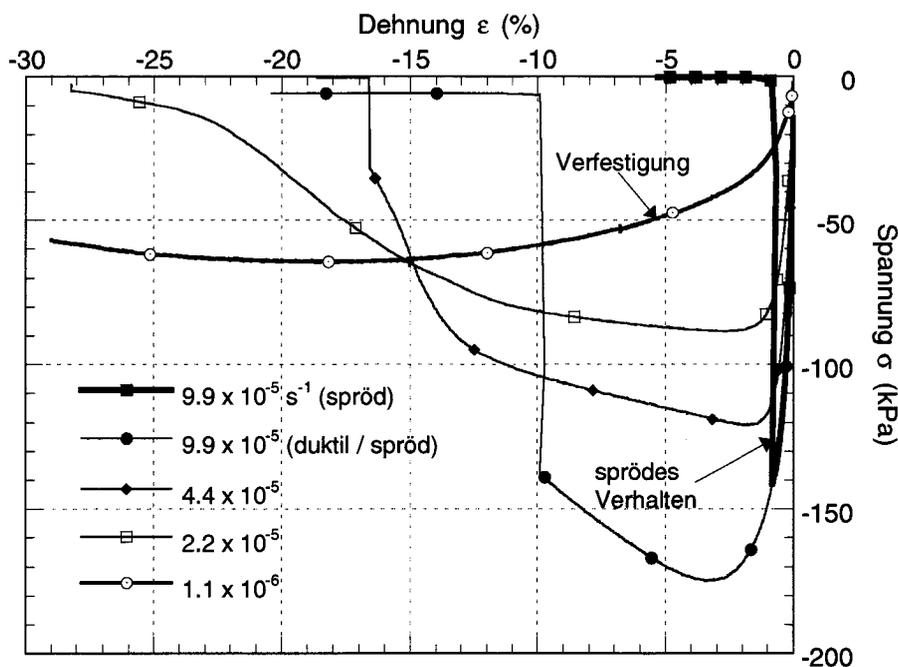


Abbildung 5-37: Spannungs-Dehnungsdiagramm. Dichte $\rho = 330 \text{ kg m}^{-3}$,
 $T = -11.3 \text{ }^\circ\text{C}$.

Mit zunehmender Dehnung verhält sich das Material sehr stark in Abhängigkeit von der Dehnungsgeschwindigkeit. Bei langsamen Versuchen ($\dot{\epsilon} < \text{ca. } 2.0 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$) zeigt Schnee unerwartete Verfestigungseffekte und erst bei sehr grossen Dehnungen $\epsilon > 25 \%$ beginnt das Material sich zu entfestigen. Die Verfestigung ist mit einer unerwarteten Volumenabnahme bzw. Dichtezunahme gekoppelt. Wie in der Abb. 5-38d gezeigt, nimmt das Volumen der Probe um 26% ab bei einer axialen Dehnung von 25 %, d.h. das viskose Analogon der Poisson's Zahl beträgt ca. $\nu_v = 1.0$. Bei höheren Dehnungsgeschwindigkeiten zeigt Schnee ein ideal viskoses Verhalten, d.h. die Fließspannung bleibt konstant, gefolgt von Entfestigungseffekten. In solche Fälle bilden sich während der Endfestigung Hohlräume (Abb. 5-38c), die sich mit zunehmender Dehnung ausbreiten bis der tragende Querschnitt nahe Null ist. Die Dehnung, bei der die Entfestigung beginnt, ist abhängig von der Dehnungsgeschwindigkeit. Sie wird mit zunehmender Dehnungsgeschwindigkeit kleiner.

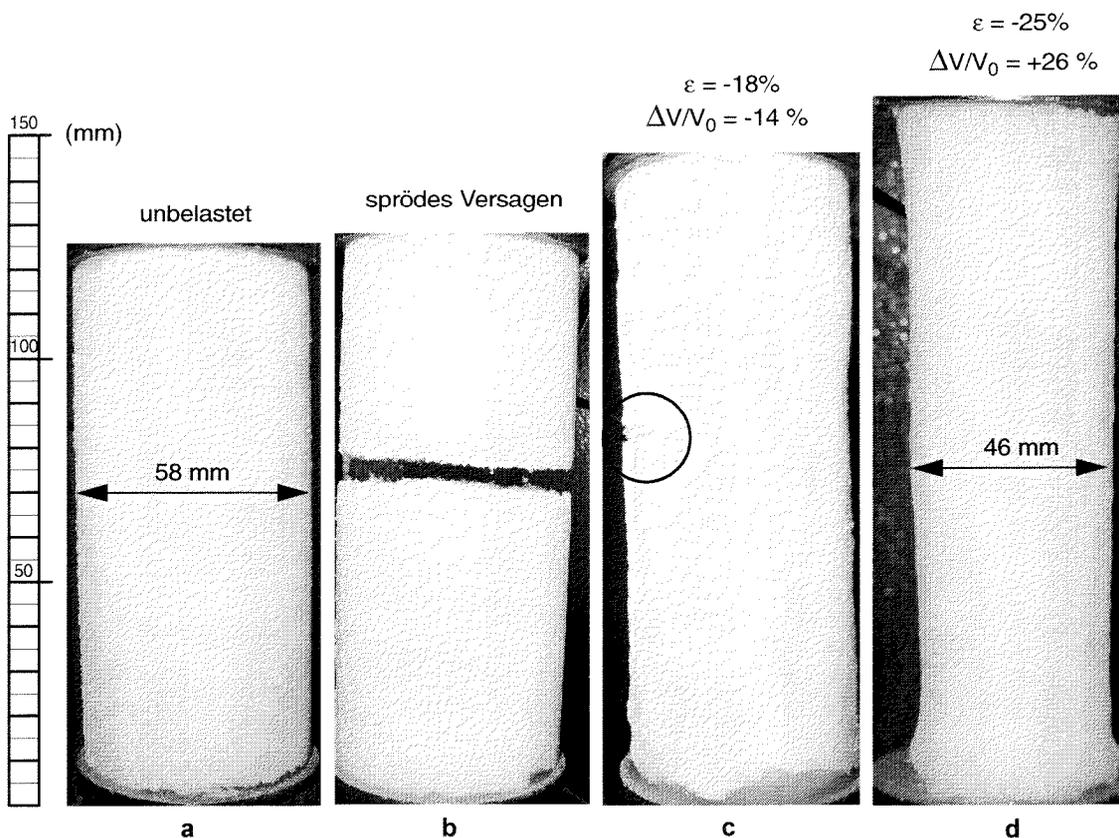


Abbildung 5-38: Unterschiedliches Verformungsverhalten von Schnee:
 (a) unbelastete Probe, (b) sprödes Versagen, (c) Entfestigung der Probe durch Bildung von Hohlräumen, (d) sehr stark gedehnter Probekörper, welcher eine Volumenabnahme zeigt.

Bei Dehnungsgeschwindigkeiten über $\dot{\epsilon}_{krit}$ tritt ein sprödes Versagen ein. Die Proben versagen schlagartig bei einer Dehnung $\epsilon < 1.0\%$ (Abb. 5-36 und Abb. 5-37). Wie in Abb. 5-38b gezeigt, verläuft die Bruchfläche rechtwinklig zur Belastungsrichtung.

Die Abb. 5-39 zeigt die Beziehung zwischen Fließspannung σ_y und Dehnungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}$ für zwei Dichten $\rho = 225 \text{ kg m}^{-3}$ und $\rho = 330 \text{ kg m}^{-3}$. Im Diagramm sind die Versuchsergebnisse aus Druckversuchen bei gleicher Temperatur und Dichtebereich zusammengestellt. Die Resultate auf Druck und auf Zug stimmen sehr gut überein. Der einzige Unterschied zwischen beiden Versuchsanordnungen liegt in der Höhe der kritischen Dehnungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_{krit}$. Auf Druck findet der Übergang vom duktilen zum spröden Verhalten bei $\dot{\epsilon}_{krit} \cong 1.0 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ und auf Zug findet er bei $\dot{\epsilon}_{krit} \cong 1.0 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ statt.

chanismen in der Natur. Für die Modellierung der Spaltenbildung und -ausbreitung in Gletschern (Pralong, 2003) wird die Schädigungsmechanik verwendet, unter der Voraussetzung, dass mit zunehmender Dehnung eine Entfestigung stattfindet. Die Auslösung einer Schneebrettlawine findet aufgrund des spröden Versagens der Schneedecke bei kleinen Dehnungen statt. Aus diesem Grund kommt die in den Laborversuche beobachtete Entfestigung bei grösseren Dehnungen als Grundmechanismus für die Lawinenbildung nicht in Frage.

Die Beziehung zwischen Dehnungsgeschwindigkeit und Fliessspannung (Abb. 5-39) entspricht dem Potenzgesetz von Glen und widerspiegelt die Ergebnisse aus den Druckversuchen. Die zwei Belastungsarten unterscheiden sich um einen Faktor 10 bei der kritischen Dehnungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_{krit}$. Das spröde Versagen infolge Zug tritt bei einer kleineren Dehnungsgeschwindigkeit bzw. einer kleineren Bruchspannung als infolge Druck ein. Dieser Unterschied wurde auch im polykristallinen Eis beobachtet und ist auf eine andere Art der Rissverbreitung zurückzuführen (Kapitel 3.7.1 und Kapitel 3.7.2). Das in Kapitel 6 entwickelte Stoffgesetz zur Beschreibung des duktilen visko-elastischen Verhaltens von Schnee ist somit sowohl für Zug- als auch für Druckbeanspruchungen gültig.

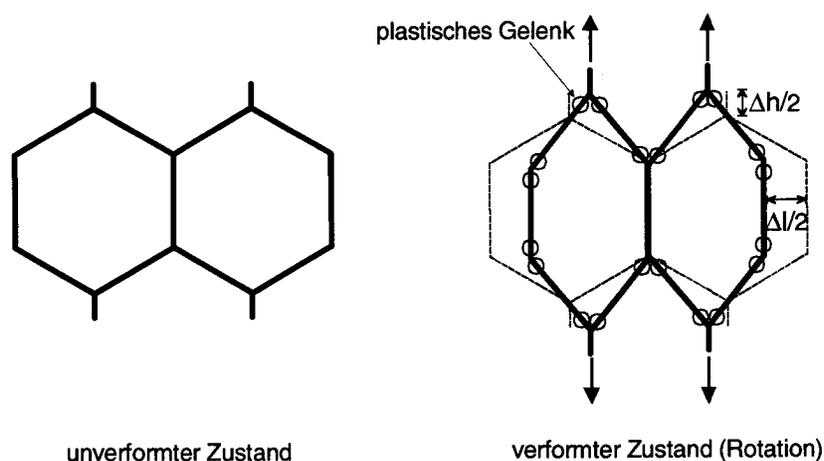


Abbildung 5-40: Verformung von Wabenstrukturen mit Bildung von plastischen Gelenken.

Ein sehr interessantes Resultat der vorliegenden Untersuchungen ist die Verfestigung bzw. die starke Volumenabnahme des Materials (Abb. 5-38d) bei langsamen Versuchen. Ein ähnliches Verhalten (Poisson's Zahl = +1) wird bei Wabenstrukturen (Gibson und Ashby, 1988) beobachtet. Die Autoren erklären dieses Phänomen mit der Bildung von plastischen Gelenken in den Zellwänden, die auf Biegung, mit anschließender Rotation (Abb. 5-40), beansprucht werden. Ein ähnliches Phänomen ist auch im Schnee denkbar.

5.5 Kriechversuche an Schnee

5.5.1 Einführung

Die in Kapitel 5.2 bis Kapitel 5.4 vorgestellten Untersuchungen des visko-elastischen Verhaltens von Schnee basieren auf weggesteuerten Versuchen. Diese Versuchsanordnung ermöglicht zwar eine detailliertere Abbildung des Verformungsverhaltens von Schnee, sie ist aber nicht naturgegeben. Für das Verformungsverhalten der Schneedecke ist eher Belastung massgebend. Zur Überprüfung der Ergebnisse aus den weggesteuerten Versuchen und vor allem im Hinblick auf die Allgemeingültigkeit der entwickelten Stoffgesetze (Kapitel 6), wurde eine Reihe von lastgesteuerten Versuchen durchgeführt (Popp, 2003). Die Arbeit hatte folgende Ziele:

1. Untersuchung des eindimensionalen visko-elastischen Verhaltens von Schnee bei einer konstanten Temperatur anhand von einaxialen lastgesteuerten Versuchen. Dabei sollten die Beziehungen für die elastische, die elastisch-reversible und die viskose Komponente der Dehnung, die in den weggesteuerten Versuchen (Kapitel 5.2) identifiziert und quantifiziert wurde, überprüft werden.
2. Untersuchung des mehrdimensionalen Fließkriteriums für Schnee bei einer konstanten Temperatur anhand von triaxialen lastgesteuerten Versuchen. Dabei sollte die anhand von weggesteuerten Versuchen entwickelte qualitative Hypothese betreffend dem Fließkriterium (Kapitel 5.3) geprüft werden.

In diesem Abschnitt werden die wesentlichen Ergebnisse dargestellt und interpretiert.

5.5.2 Untersuchungsmethoden und - material

Die Versuche wurden mit einem lastgesteuerten Triaxialgerät (Kapitel 4.2) durchgeführt. Die triaxialen Versuche wurden aus dem hydrostatischen Zustand gestartet. Die aus der Herstellung des hydrostatischen Zustandes entstandene Verformung wurde nicht gemessen. Mit den Belastungen σ_1 und σ_3 wurden die

resultierende axiale Dehnung ε_1 und die volumetrische Dehnung ε_{vol} gemessen. Die radiale Dehnung ε_3 wurde mit Hilfe von Gl. 5-12 berechnet. Bei den einaxialen Versuchen wurden die gegebene axiale Spannung σ_1 und die resultierende axiale Dehnung ε_1 gemessen.

Die Versuche wurden bei einer konstanten Temperatur $T \cong -11.3$ °C in drei Serien durchgeführt. In der Tab. 5-5 sind die wichtigsten Kennzahlen für die drei Serien (Winter 2003) abgebildet. Der dazu benötigte Schnee wurde aus dem Versuchsfeld in der Nähe des Weissfluhjoches geholt. Eine grobe Charakterisierung des Probenmaterials ist in Kapitel 4.5 bzw. in Popp (2003) enthalten. Die Probenvorbereitung ist in Kapitel 4.4 detailliert beschrieben.

Einaxiale Versuche	Serie 1	Serie 2	Serie 3
Dichtebereich (kg m ⁻³)	223 - 244	314 - 328	347 - 362
Spannungsbereich σ_1 (kPa)	1 - 50	15 - 180	20 - 190
Bereich $\dot{\varepsilon}_{1min}$ (s ⁻¹)	8.7×10^{-7} - 4.8×10^{-4}	1.2×10^{-6} - 4.2×10^{-4}	4.6×10^{-7} - 3.4×10^{-4}
Anzahl Versuche	17	20	20
Triaxiale Versuche	Serie 1	Serie 2	Serie 3
Dichtebereich (kg m ⁻³)	225 - 263	308 - 330	342 - 356
Axiale Spannung σ_1 (kPa)	10 / 25 / 40	40 / 80 / 120	60 / 80 / 130
Seitendruck σ_3 (kPa)	1 / 4 / 8 / 12	1 / 10 / 20 / 30	10 / 20 / 30 / 40
Bereich $\dot{\varepsilon}_{1min}$ (s ⁻¹)	8.0×10^{-7} - 1.7×10^{-4}	1.4×10^{-6} - 1.2×10^{-4}	3.7×10^{-7} - 4.8×10^{-5}
Anzahl Versuche	12	12	12

Tabelle 5-5: Übersicht einaxiale und triaxiale Versuche.

5.5.3 Eindimensionales visko-elastisches Verhalten

In diesem Abschnitt wird das visko-elastische Verhalten vertieft untersucht. Wie in der Abb. 5-41 gezeigt, lässt sich die totale Dehnung ε , welche unter der konstanten Belastung σ_0 entsteht, in drei Komponenten unterteilen. Die elastische Dehnung ε_e , die elastisch-reversible Dehnung ε_d und die viskose Dehnung ε_v wurden in Kapitel 3.2 und Kapitel 5.2.4 bis Kapitel 5.2.6 bereits behandelt.

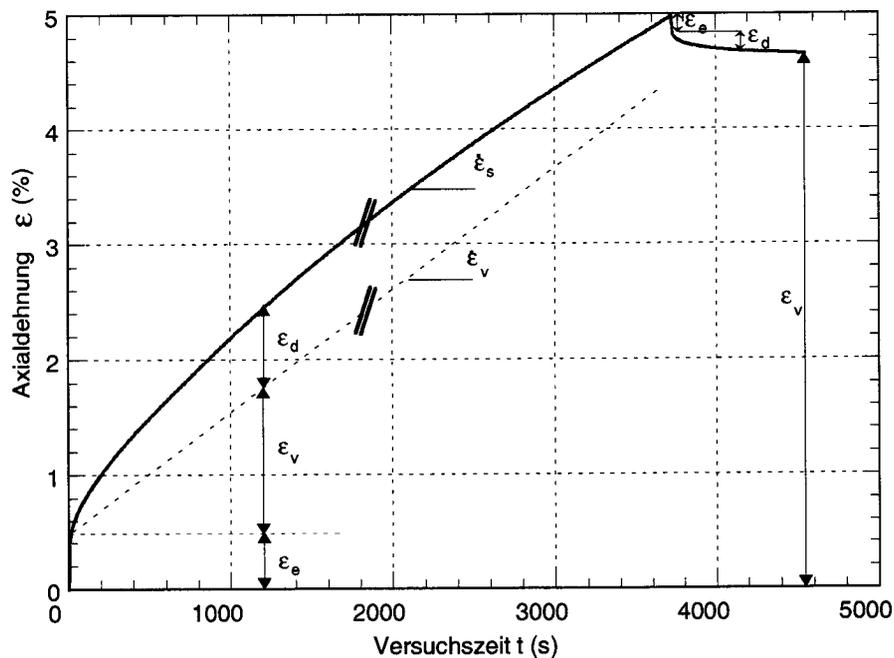


Abbildung 5-41: Zeit-Dehnungsdiagramm für $\rho = 227 \text{ kg m}^{-3}$, $\sigma_0 = 15 \text{ kPa}$ und $T = -11.3 \text{ }^\circ\text{C}$. Eingezeichnet sind, die elastische Dehnung ε_e , die elastisch-reversible Dehnung ε_d , die viskose Dehnung ε_v , die minimale sekundäre Dehnungsgeschwindigkeit $\dot{\varepsilon}_s$ und die viskose Dehnungsgeschwindigkeit $\dot{\varepsilon}_v$.

Elastisches Verhalten

Der elastische Anteil der Dehnung ε_e wird durch das Hook'sche Gesetz $\varepsilon_e = \sigma_0 / E_0$ beschrieben. Der *Young's Modul* E_0 wurde als Sekantenmodul des Spannungs-Dehnungsdiagrammes definiert (Abb. 5-42). Aus versuchstechnischen Gründen wird eine gewisse Zeit (ca. 10 s) benötigt, bis die Belastung von Null auf den gewünschten Wert σ_0 erhöht wird. Der so bestimmte Young's Modul

ist somit mit Zeiteffekten behaftet. Die für die Bestimmung von E_0 verwendete Dehnung enthält bereits Anteile aus den zeitabhängigen Komponenten ε_d und ε_v .

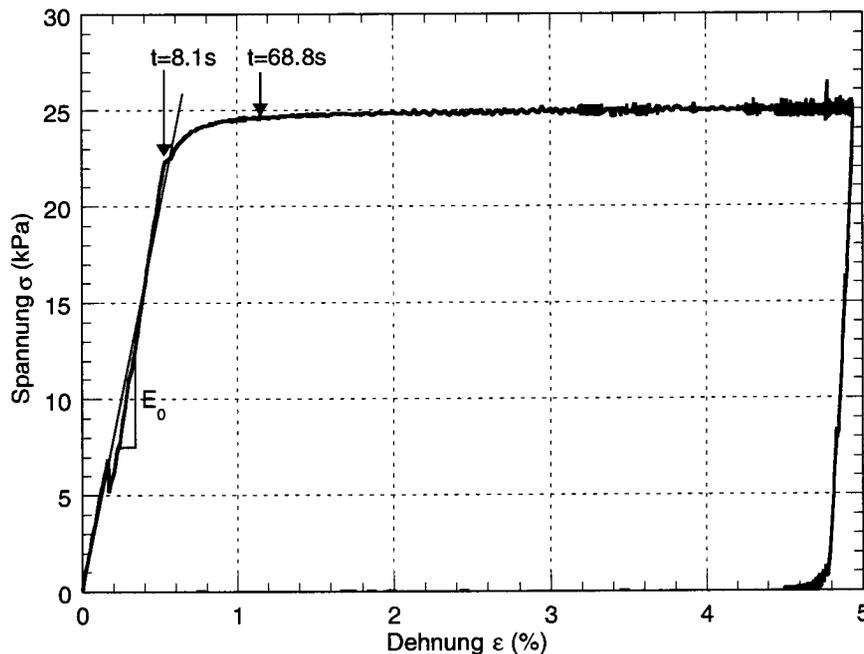
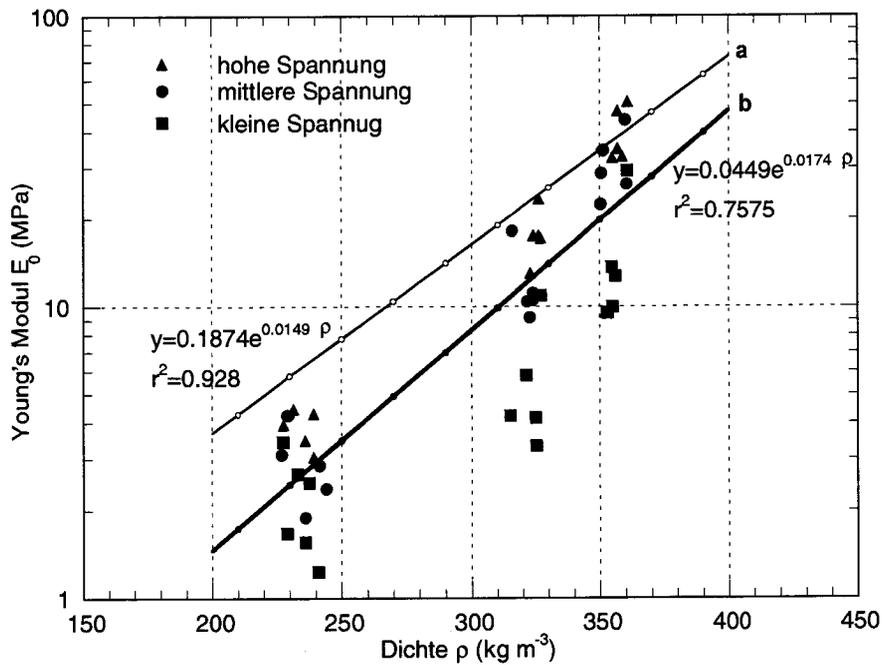


Abbildung 5-42: Zeit-Spannungsdiagramm für $\rho = 229 \text{ kg m}^{-3}$, $\sigma_0 = 25 \text{ kPa}$ und $T = -11.3 \text{ }^\circ\text{C}$. Der Young's Modul E_0 ist definiert als Sekantenmodul im quasi-linearen Bereich.

In der Abb. 5-43 ist der Young's Modul E_0 als Funktion der Dichte dargestellt, superponiert mit der Regressionsgerade aus den weggesteuerten Versuchen (Kapitel 5.2.4). Die Werte von E_0 sind im Allgemeinen niedriger als bei den weggesteuerten Versuchen und scheinen von der Belastung abhängig zu sein: je höher die Spannung, desto grösser E_0 . Trotzdem ist die Steigung der Regressionsgeraden in beiden Fällen, weggesteuert bzw. lastgesteuert, ähnlich. Der schlechte Korrelationskoeffizient ($r^2 = 0.7575$) der Regressionsgerde für lastgesteuerte Versuche lässt sich durch die bereits erwähnte Belastungsabhängigkeit von E_0 erklären.



Dichte (kg m ⁻³)	230	320	350
hohe Spannung (kPa)	1 - 10	15 - 60	20 - 75
mittlere Spannung (kPa)	10 - 25	60 - 110	75 - 140
kleine Spannung (kPa)	25 - 42	110 - 180	140 - 190

Abbildung 5-43: Young's Modul E_0 als Funktion der Dichte a) weggesteuerte Versuche (Kapitel 5.2.4), b) lastgesteuerte Versuche (Popp, 2003).

Elastisch-reversibles Verhalten

Die elastisch-reversible Dehnung kann sowohl während der Belastungsphase (Abb. 5-41), mit Hilfe von Gl. 5-13, als auch während der Entlastungsphase (Abb. 5-41) mit Hilfe von Gl. 5-8 bestimmt werden.

$$\varepsilon_d = \varepsilon - (\varepsilon_e + \dot{\varepsilon}_v \cdot t) \tag{5-13}$$

In der Gl. 5-13 ist ε die totale Dehnung, t die Zeit und $\dot{\varepsilon}_v$ entspricht der minimalen Dehnungsgeschwindigkeit $\dot{\varepsilon}_s$ (Abb. 5-41). Für die Auswertung wurde die direkte Methode, d.h. die Messung während der Entlastungsphase, gewählt (Gl. 5-8), da die indirekte Bestimmung von ε_d gemäss Gl. 5-13 durch die Ungenauig-

keit in der Berechnung von $\dot{\varepsilon}_v$ behaftet wird. Abb. 5-44 zeigt die elastisch-reversible Dehnung ε_d als Funktion der Zeit für verschiedene Belastungen. Die ε_d -Zeit Kurven nehmen am Anfang stark zu und flachen mit zunehmender Zeit ab. Wie in Abb. 5-44 abgebildet, nimmt ε_d bei höheren Belastungen σ_0 stärker zu. Ähnlich wie bei den kombinierten Versuchen (Kapitel 5.2.5), entsprechen der zeitliche Verlauf und der Einfluss der Belastung auf ε_d qualitativ der empirischen Beziehung aus Gl. 5-9.

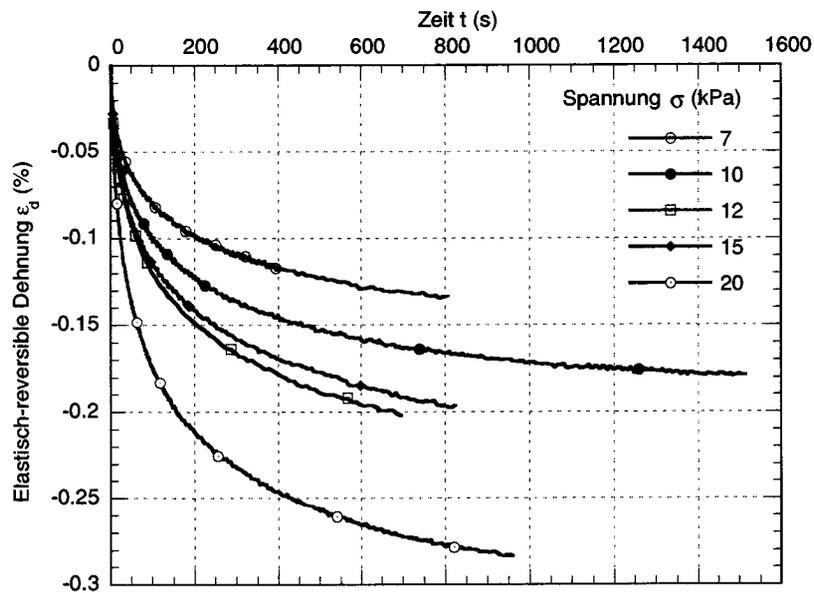


Abbildung 5-44: ε_d -Zeit-Diagramm für unterschiedliche Belastungen σ_0 bei $\rho \cong 235 \text{ kg m}^{-3}$ und $T = -11.3 \text{ }^\circ\text{C}$.

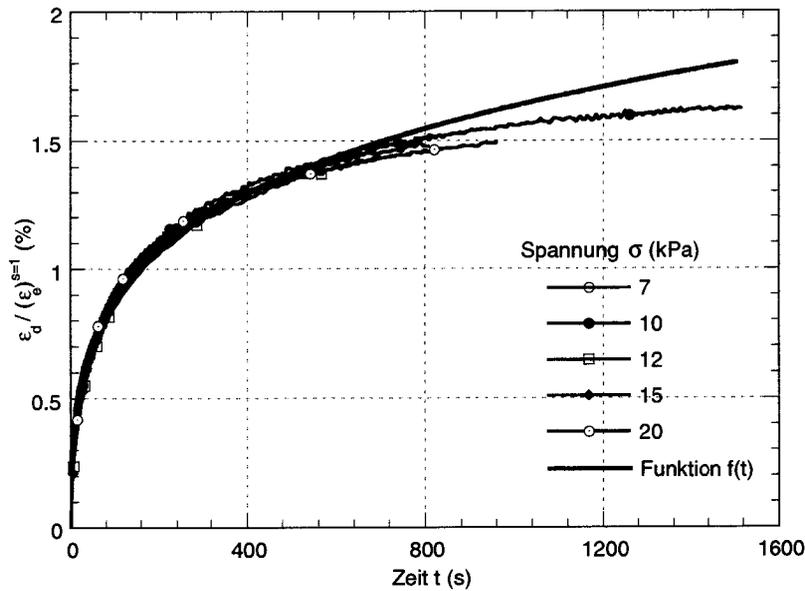


Abbildung 5-45: Zeitabhängige Funktion $f(t)$ für $s = 1.0$ bzw. $s = 1.4$ und unterschiedliche Belastungen σ_0 bei $\rho \cong 235 \text{ kg m}^{-3}$ und $T = -11.3 \text{ }^\circ\text{C}$.

Abb. 5-45 zeigt die mit ϵ_e^s normierte Dehnungskomponente ϵ_d für eine Schneedichte $\rho = 235 \text{ kg m}^{-3}$. Die beste Bündelung der Kurven aus Abb. 5-44 wurde, ähnlich wie bei den kombinierten Versuchen (Kapitel 5.2.5), mit einem Exponent $s \cong 1.0$ erreicht. In der nachfolgenden Tab. 5-6 sind die Werte der Parameter K und b aus der Funktion $f(t)$ (Gl. 5-10) für drei verschiedene Dichten aufgelistet.

Dichte (kg m^{-3})	Temperatur ($^\circ\text{C}$)	K (-)	b (-)	a_T ($\text{s}^{-1} \times 10^{-4}$)
235	-11.3	0.27	0.33	1.94
323	-11.3	0.35	0.32	1.94
354	-11.3	0.41	0.35	1.94

Tabelle 5-6: Parameter b , K und a_T aus der Funktion $f(t)$ (Gl. 5-10) für drei verschiedene Dichten und Exponent $s = 1.0$. Der Parameter a_T wurde aus Sinha (1978) für $T = -11.3 \text{ }^\circ\text{C}$ bestimmt.

Der Parameter $b = 0.33 \pm 0.01$ zeigt keine systematische Dichteabhängigkeit und stimmt sehr gut mit dem b -Wert aus den kombinierten Versuchen (Kapitel 5.2.5) überein. Der Parameter K scheint, wie bereits bei den kombinierten Versuchen festgestellt, mit zunehmender Dichte zuzunehmen.

Viskoses Verhalten

Der viskose Anteil der Dehnung ε_v wurde mit Hilfe des Potenzgesetzes von Glen (Glen, 1955) analysiert. Wie in Abb. 5-46 gezeigt, sinkt die axiale Dehnungsgeschwindigkeit zuerst auf einen beinahe konstanten Wert. Danach nimmt die Dehnungsgeschwindigkeit weiter linear ab. Wegen der Verfestigung wird ein stationärer Zustand, bei welchem die Dehnungsgeschwindigkeit konstant ist, nie erreicht. Die sekundäre minimale Kriechgeschwindigkeit $\dot{\varepsilon}_s$ wurde mit einer Hilfsgeraden definiert (Abb. 5-46).

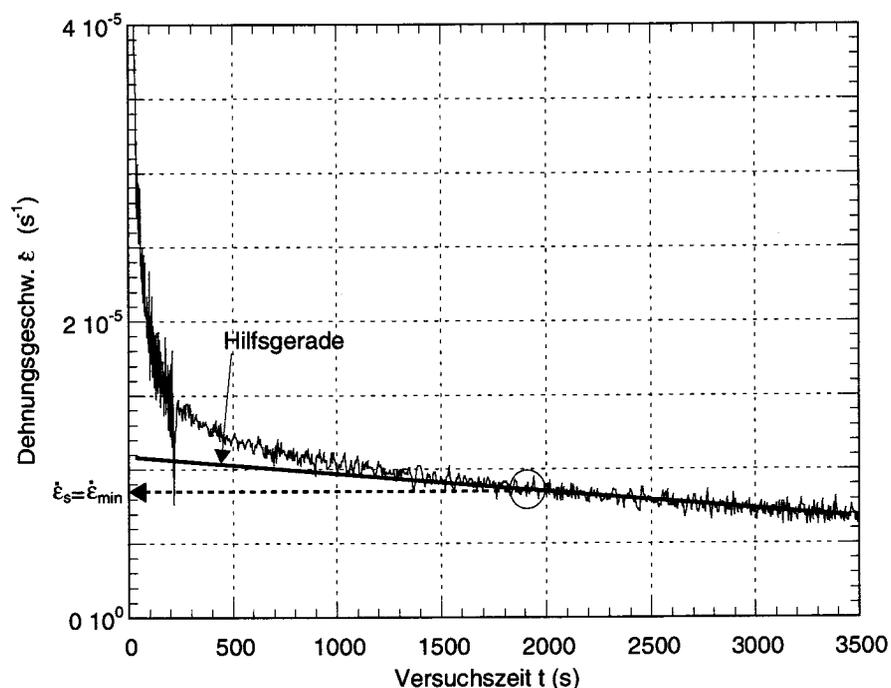


Abbildung 5-46: Zeit-Dehnungsgeschwindigkeits-Diagramm mit eingezeichneter Hilfsgeraden zur Bestimmung der minimalen Dehnungsgeschwindigkeit $\dot{\varepsilon}_s$ für $\rho = 229 \text{ kg m}^{-3}$, $\sigma_0 = 25 \text{ kPa}$ und $T = -11.3 \text{ }^\circ\text{C}$.

Im Kapitel 3.2 wurde erläutert, dass beim Erreichen des stationären Zustandes die totale Dehnungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_s$ ungefähr der viskosen Dehnungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_v$ entspricht. Es gilt somit

$$\dot{\epsilon}_s = \dot{\epsilon}_v = A(\sigma_0)^n \quad [5-14]$$

wobei A ein temperatur- und dichtenabhängiger Parameter in $\text{kPa}^{-n} \text{s}^{-1}$, n ein dimensionsloser Exponent und σ_0 die konstante Belastung in kPa ist. Abb. 5-47 zeigt in einer doppellogarithmischen Darstellung die Beziehung zwischen σ_0 und $\dot{\epsilon}_s$ für lastgesteuerte Kriechversuche bzw. zwischen der Fließspannung σ_y und $\dot{\epsilon}$ für weggesteuerte Versuche. Die Abb. 5-47 zeigt ein qualitativ ähnliches Verhalten zwischen lastgesteuerten und weggesteuerten Versuchen für die untersuchten Dichtebereiche $\rho = 230 \text{ kg m}^{-3}$ und $\rho = 330 \text{ kg m}^{-3}$ bei einer Temperatur $T = -11.3 \text{ }^\circ\text{C}$. Es wurden zwei eindeutig definierte Bereiche identifiziert. Ein Bereich mit $n \cong 1.0$ für kleineren Dehnungsgeschwindigkeiten und ein Bereich mit $n \cong 3.4$ für höhere Dehnungsgeschwindigkeiten. Der Übergang zwischen den beiden Bereichen erfolgt bei einer Dehnungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_t$. Die Versuchsergebnisse zeigen, dass $\dot{\epsilon}_t$ mit zunehmender Dichte von $\dot{\epsilon}_t = 1.1 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ bei $\rho = 237 \text{ kg m}^{-3}$ bis $\dot{\epsilon}_t = 3.0 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ bei $\rho = 354 \text{ kg m}^{-3}$ abnimmt. Ein ähnliches Verhalten wurde bereits bei den weggesteuerten Versuchen festgestellt und diskutiert (Kapitel 5.2.6). Bei den lastgesteuerten Versuchen scheint der Knick allerdings eindeutiger und der Potenzfaktor im unteren Bereich etwas kleiner (Tab. 5-3) als bei den weggesteuerten Versuche zu sein.

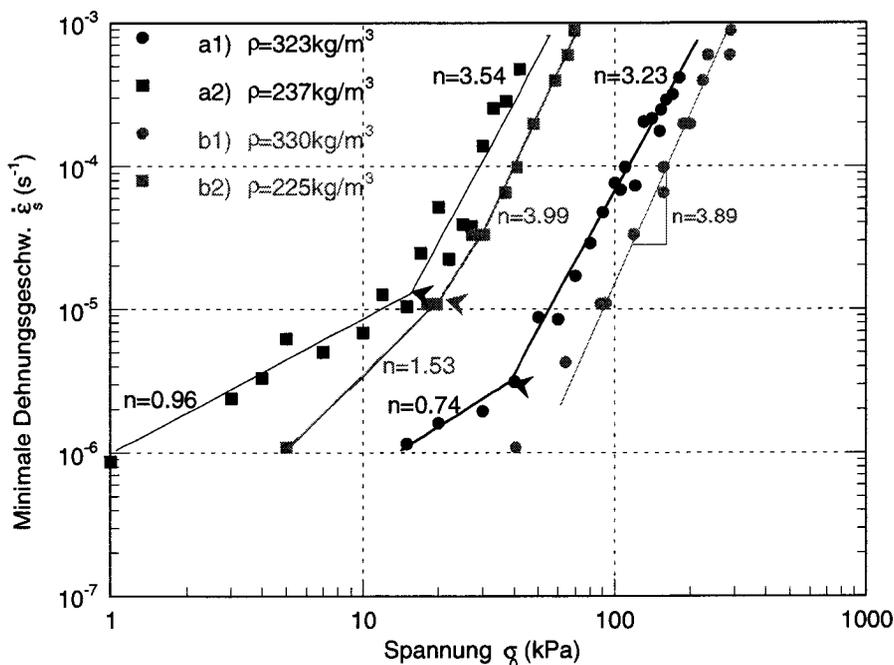


Abbildung 5-47: Doppellogarithmisches Spannungs-Dehnungsgeschwindigkeits-Diagramm für $T = -11.3 \text{ } ^\circ\text{C}$.

5.5.4 Mehrdimensionales Verformungsverhalten

In diesem Abschnitt soll das in Kapitel 5.3.4 beschriebene Fließkriterium qualitativ überprüft werden. Für weggesteuerte Versuche ist die axiale Fließspannung vom Seitendruck unabhängig, solange kein Verfestigungseffekt vor dem Fließen eintritt. Unter der überprüften Bedingung (Kapitel 5.2.6 und Kapitel 5.5.3), dass beim Fließen ein stationärer Zustand erreicht wird, bei welchem das Potenzgesetz von Glen (Gl. 5-14) gültig ist, wird das mehrdimensionalen Fließkriterium für Kriechversuche wie folgt ausgedrückt: die minimale axiale sekundäre Geschwindigkeit $\dot{\epsilon}_{1s}$ ist vom Seitendruck unabhängig. Abb. 5-48 zeigt die minimale axiale Dehnungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_{1s}$ als Funktion des Seitendruckes für drei verschiedenen Belastungsniveaus bei Serie 1 ($\rho = 237 \text{ kg m}^{-3}$) und Serie 3 ($\rho = 343 \text{ kg m}^{-3}$).

Für leichten ($\rho = 237 \text{ kg m}^{-3}$) Schnee und hohe axiale Belastung ($\sigma_1 = 40 \text{ kPa}$) wird $\dot{\epsilon}_{1s}$ vom Seitendruck kaum beeinflusst, solange σ_3 kleiner als 12 kPa ist. Bei mittleren ($\sigma_1 = 25 \text{ kPa}$) und kleinen ($\sigma_1 = 10 \text{ kPa}$) Belastungen ist eine Abnahme von $\dot{\epsilon}_{1s}$ bereits bei einem Seitendruck σ_3 zwischen 4 kPa und 8 kPa

messbar. Für dichten Schnee ($\rho = 343 \text{ kg m}^{-3}$) wird ein ähnliches Verhalten beobachtet. Bei einer hohen axialen Belastung ($\sigma_1 = 120 \text{ kPa}$) wird $\dot{\epsilon}_{1s}$ kaum vom Seitendruck σ_3 beeinflusst. Für mittlere ($\sigma_1 = 80 \text{ kPa}$) und kleine ($\sigma_1 = 60 \text{ kPa}$) axiale Belastungen zeigt sich eine leichte Abnahme von $\dot{\epsilon}_{1s}$ für Seitendrücke grösser als 20 kPa . Diese Ergebnisse bestätigen qualitativ die Ergebnisse aus den weggesteuerten Versuchen (Kapitel 5.3.4).

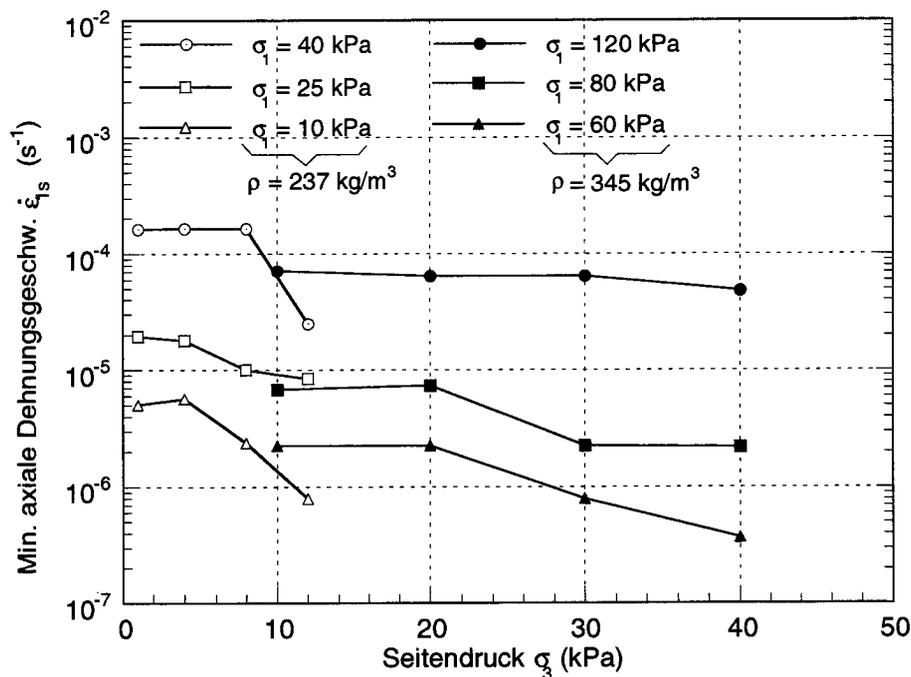


Abbildung 5-48: Einfluss des Seitendruckes auf die minimale axiale Dehnungsgeschwindigkeit.

5.5.5 Diskussion und Schlussfolgerungen

In diesem Abschnitt werden die Versuchsergebnisse aus lastgesteuerten Kriechversuchen (Kapitel 5.5) mit den Resultaten aus weggesteuerten Versuche (Kapitel 5.2) verglichen. Das elastische, das elastisch-reversible und das viskose Verhalten sowie das mehrdimensionale Verformungsverhalten werden der Reihe nach diskutiert.

Die Beziehung zwischen Dichte und Young's Modul E_0 (Abb. 5-43) widerspiegelt durch ihre Steigung die Ergebnisse aus den weggesteuerten Versuche (Abb. 5-7). Die Werte E_0 sind aber bei den Kriechversuchen niedriger und scheinen von der Belastung σ_0 abhängig zu sein. Dieser Unterschied lässt sich durch

die Bestimmungsmethode von E_0 bei den Kriechversuchen erklären. Wie in Abb. 5-42 gezeigt, ist der Young's Modul als $E_0 = \Delta\sigma/\Delta\varepsilon$ für einen Bereich $\Delta\varepsilon \cong 0.3\%$ definiert. Das entspricht einer Zeitspanne von ungefähr 10 Sekunden, innerhalb welcher sich zeitabhängige viskose und elastisch-reversible Dehnungen mit der elastischen Dehnung superponieren. Somit wird $\Delta\varepsilon$ und demzufolge auch E_0 durch zeitabhängige Effekte behaftet.

Die in der Tab. 5-6 dargestellten Werte für die Parameter b , K , s und a_T , welche das elastisch-reversible Verhalten charakterisieren, stimmen gut mit den Werten aus den weggesteuerten Versuchen überein. Somit scheint die Gültigkeit von Gl. 5-10 sowohl für weggesteuerte als auch für lastgesteuerte Versuche bewiesen.

Das viskose Verhalten unterliegt bei lastgesteuerten Kriechversuchen dem Glen'schen Potenzgesetz (Gl. 5-3). Ähnlich wie bei den weggesteuerten Versuchen konnten im Spannungs-Dehnungsgeschwindigkeitsdiagramm zwei Bereiche identifiziert werden, ein *Bereich I* mit Potenzfaktor $n \cong 1.0$ und ein *Bereich II* mit $n \cong 3.4$. Der Übergang von *Bereich I* zum *Bereich II* findet bei einer dichteabhängigen Übergangsgeschwindigkeit $\dot{\varepsilon}_t$ statt. Die Potenzfaktoren sind in beiden Bereichen *I* und *II* niedriger als bei den weggesteuerten Versuchen. Weiter scheint der Übergang von *Bereich I* zu *Bereich II* bei den lastgesteuerten Kriechversuchen abrupter zu sein. Diese kleinen Unterschiede sind vermutlich der Art der Lastaufbringung zuzuschreiben.

Die Untersuchung des mehrdimensionalen Verformungsverhaltens (Abb. 5-47) bestätigt die Ergebnisse aus den weggesteuerten Versuchen (Abb. 5-27). Das Fliessverhalten in axiale Richtung wird vom Seitendruck nicht beeinflusst, solange keine Verfestigungseffekte vor dem Beginn des sekundären Kriechens eintreten.

Zusammengefasst, die Versuchsergebnisse aus den lastgesteuerten Kriechversuchen bestätigen sowohl qualitativ als auch quantitativ die Resultate aus den weggesteuerten Versuchen.

5.6 Messung von Schallemissionen unter Laborbedingungen

5.6.1 Einführung

In den siebziger Jahren wurden mehrere Untersuchungen durchgeführt, um einen Zusammenhang zwischen Schallemissionen (SE) im Schnee und Lawinenbildung bzw. Hangstabilität zu identifizieren. Eine ausführliche Darstellung dieser Arbeiten ist im Kapitel 2.3.5 enthalten. Sowohl Feldversuche als auch Laborversuche wurden in einem Frequenzbereich variierend zwischen mehreren Hertz und einigen Megahertz durchgeführt. In seiner zusammenfassenden Arbeit über Schallemissionen in Schnee, stellt St Lawrence (1980) fest, dass Auslösung von Lawinen sowohl nach einer Periode mit erhöhter SE-Aktivität (Gubler, 1979), (Sommerfeld, 1977), (St Lawrence und Bradley, 1977) als auch nach einer ruhigen Periode ohne Schallemissionen (Bowles and St Lawrence, 1977) entstehen können. Aus den Beobachtungen verschiedener Autoren und aus den theoretischen Kenntnissen über Schallemissionen in Eis entwickelte St Lawrence (1980) folgende Hypothesen:

1. Lawinenauslösung ohne vorausgehende Schallemissionen, werden durch ein sprödes Versagen der Schneedecke verursacht.
2. Tieffrequenzsignale sind mit lokalen Instabilitäten verbunden, die aber zu keine Lawinenbildung führen.
3. Hochfrequenzsignale entstehen während dem primären Kriechen durch die Bildung von Mikrorissen innerhalb des Eisgerüsts (Gold, 1960).

Basierend auf der dritten Hypothese entwarf St Lawrence (1980) ein Stoffgesetz, welches die Entwicklung der Schallemissionen über die Zeit sowohl als Funktion der Dehnung als auch der Spannung innerhalb der Schneeprobe darstellt.

Die Arbeit von St Lawrence (1980) ist die einzige, welche eine Quantifizierung der Schallemissionen in Schnee anstrebt. Andere Arbeiten beschränken sich auf qualitativen Aussagen. Für andere auf Eis basierende Materialien wie polykristallines Eis (Weiss et al., 1998) oder gefrorener Boden (Fish und Sayles,

1981) wurden mehr quantitative Untersuchungen durchgeführt. Fish und Sayles (1981) beschreiben die Beziehung zwischen der minimalen sekundären Kriechgeschwindigkeit von gefrorenem Boden und der maximalen Schallemissionsaktivität (SE-Aktivität) mit einem Potenzgesetz, welches auf der Theorie der thermisch-aktivierten Prozesse (englisch: rate-process theory) (Glasstone *et al.*, 1941) basiert.

Das Ziel der vorliegende Arbeit ist die quantitative Beschreibung des Einflusses von Temperatur, Dehnungsgeschwindigkeit und Dichte auf die Schallemissionen von Schnee unter Belastung. Das Potenzgesetz von Fish und Sayles (1981) wird verwendet, um die Beziehung zwischen maximaler Emissionsaktivität und Dehnungsgeschwindigkeit als Funktion der Temperatur und der Schneedichte zu beschreiben. Ausserdem wird das Stoffgesetz von St Lawrence (1980) für verschiedene Schneedichten, Temperaturen und Dehnungsgeschwindigkeiten überprüft.

Ein weiteres Ziel ist die Überprüfung der erwähnten qualitativen Hypothesen von St Lawrence (1980). Durch ein breites Spektrum von Dehnungsgeschwindigkeiten konnte das Verhalten der Schallemissionen im duktilen und im spröden Bereich untersucht werden. Weitere qualitative Analysen werden durch den Einsatz von zwei verschiedenen Sensoren (Kapitel 4.3.3) ermöglicht.

Die Versuchsergebnisse basieren auf weggesteuerte einaxialen Druckversuchen an feinem alpinem Schnee ($d < 0.2 \text{ mm}$) im Dichtebereich zwischen 220 kg m^{-3} und 380 kg m^{-3} bei Temperaturen zwischen $T = -11.2 \text{ °C}$ und $T = -1.7 \text{ °C}$. Die Dehnungsgeschwindigkeit wurde zwischen $\dot{\epsilon} = 1.1 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ und $\dot{\epsilon} = 2.6 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ variiert, wobei bei $\dot{\epsilon} \approx 2.0 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ der Übergang vom duktilen zum spröden Verhalten stattfand.

5.6.2 Untersuchungsmethoden und - material

Die Versuche wurden mit dem im Kapitel 4.2 beschriebenen Triaxialgerät durchgeführt. Insgesamt wurden 70 Druckversuche mit Messung der Schallemissionen durchgeführt. Die zylindrischen Probekörper wurden bis zu einer maximalen Stauchung $\epsilon = 15 \%$ verformt. Dabei wurden die entstehenden Schallemissionen

über die Schallemissionsmesskette gemessen. Die einzelnen Komponenten der oben genannten Messkette sind im Kapitel 4.3 detailliert beschrieben. Eine grobe Charakterisierung des Probematerials ist im Kapitel 4.5 enthalten, die Probenvorbereitung ist im Kapitel 4.4 beschrieben.

5.6.3 Analyse der SE-Signale

Abb. 5-49 zeigt drei repräsentative Schallemissionssignale (engl.: bursts), welche mit den piezoelektrischen Sensoren registriert wurden: a) Störsignal wegen Luftturbulenzen bei einem Ablassventil des Kühlaggregates; b) Typisches Schallemissionsignal von Schnee, gemessen mit dem breitbandigen Sensor; c) Typisches Schallemissionsignal von Schnee, gemessen mit dem resonanten Sensor. Aus Abb. 5-49 ist zu entnehmen, dass eine klare Trennung zwischen Signalen von Ereignissen und aus dem Grundrauschen ($A < 50$ mV) möglich ist.

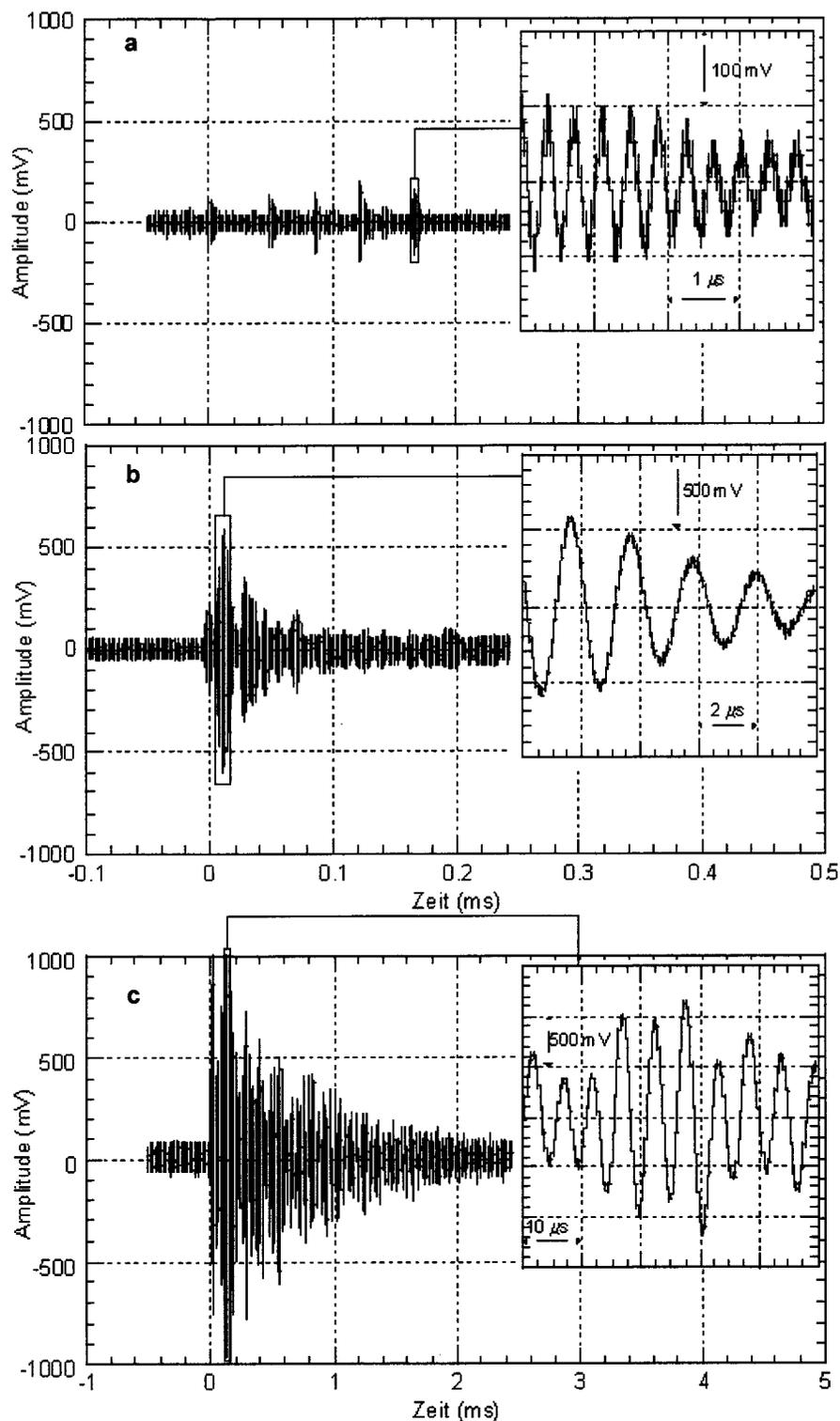


Abbildung 5-49: Typische Schallemissionssignale: a) Störsignal ($f = 2 \text{ MHz}$, $A < 100 \text{ mV}$), gemessen mit dem breitbandigen Sensor Typ WD; b) Schallemission von Schnee ($f = 500 \text{ kHz}$, $A > 500 \text{ mV}$), gemessen mit dem breitbandigen Sensor Typ WD; c) Schallemission von Schnee ($f = 100 \text{ kHz}$, $A > 500 \text{ mV}$), gemessen mit dem resonanten Sensor Typ R6.

Abb. 5-50 und Abb. 5-51 zeigen die Leistungsspektren der Fourieranalyse für verschiedene Signale. Die Abzisse der Diagramme stellt die Frequenz in mV und die Ordinate die Leistung in dBm¹ dar. Abb. 5-51 zeigt typische Leistungsspektren für folgende Ereignisse:

1. Schallemissionen von Schnee, gemessen mit dem breitbandigen Sensor Typ WD (Bild a),
2. Störsignale aus dem Kühlaggregat (Bild b),
3. Schallemissionen von Schnee, gemessen mit dem resonanten Sensor Typ R6 für duktilen Verhalten (Bild d) und während sprödem Versagen (Bild c).

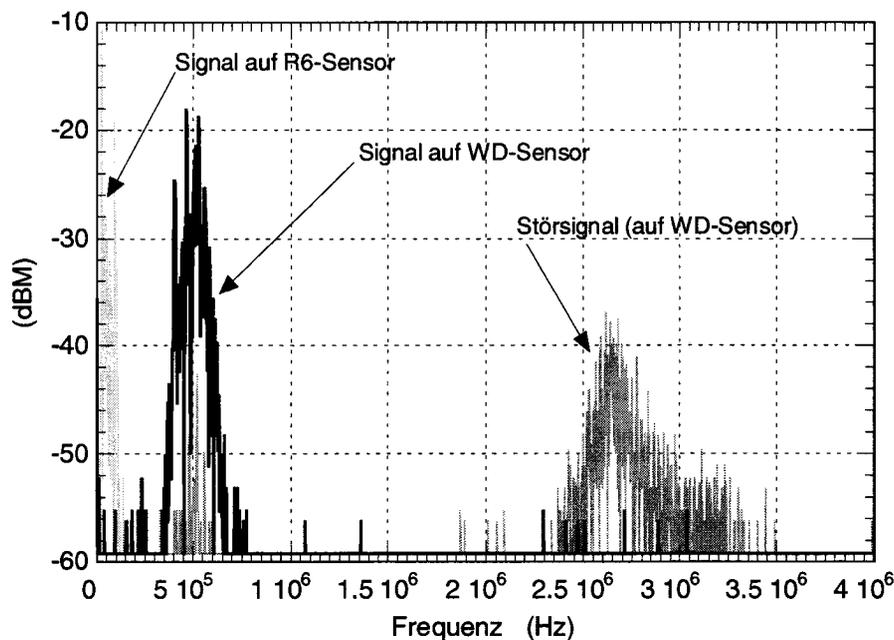


Abbildung 5-50: Leistungsspektrum der Fourier-Analyse für verschiedene Signale.

Abb. 5-51a und Abb. 5-51d zeigen die Leistungsspektren des gleichen Ereignisses, welches mit zwei unterschiedlichen Sensoren gemessen wurde. Die maximale Leistung wird auf dem Sensor Typ WD bei einer Frequenz von ungefähr 500 kHz (Bild a) und auf dem Sensor Typ R6 bei einer Frequenz von unge-

1. dBm wird als Masseinheit beim Leistungsspektrum (Powerspectrum) der Fourieranalyse verwendet: 0 dBm = 1mW in einem Widerstand von 50 Ohm, was umgerechnet einer Spannung von 0.316V entspricht.

fähr 100 kHz erreicht. Diese Beobachtung ermöglicht eine erste Schlussfolgerung. Die Schallemissionen von Schnee, welche im duktilen Bereich registriert werden, haben einen breitbandigen Charakter und können über ein breiteres Frequenzspektrum gemessen werden.

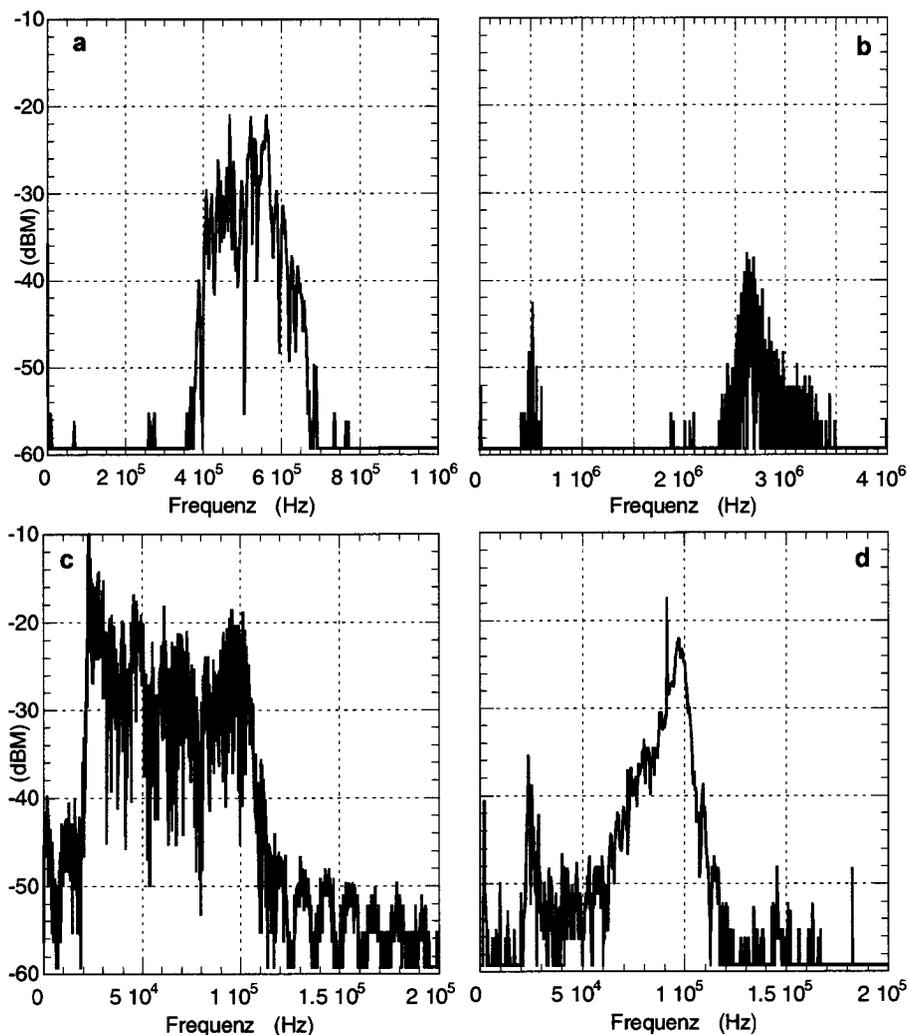


Abbildung 5-51: Leistungsspektren für:

- (a) Schallemissionen von Schnee gemessen mit dem breitbandigen Sensor Typ WD bei $\rho = 331 \text{ kg m}^{-3}$, $T = -3.6 \text{ }^\circ\text{C}$ und $\dot{\epsilon} = 1.1 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$,
- (b) Störsignale aus dem Kühlaggregat gemessen mit dem breitbandigen Sensor Typ WD,
- (c) Schallemissionen von Schnee beim spröden Versagen gemessen mit dem resonanten Sensor Typ R6 bei $\rho = 333 \text{ kg m}^{-3}$, $T = -3.8 \text{ }^\circ\text{C}$ und $\dot{\epsilon} = 2.6 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$,
- (d) Schallemissionen von Schnee gemessen mit dem resonanten Sensor Typ R6 bei $\rho = 331 \text{ kg m}^{-3}$, $T = -3.6 \text{ }^\circ\text{C}$ und $\dot{\epsilon} = 2.0 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$.

Abb. 5-51c zeigt das Leistungsspektrum für ein Ereignis, das mit dem spröden Versagen verbunden ist. Das Signal wurde vom resonanten Sensor Typ R6 registriert und unterscheidet sich vom Leistungsspektrum aus Bild d wegen der Verteilung der Frequenz. Beim duktilen Verhalten (Bild d) erreicht die Leistung ein Maximum bei ungefähr 100 kHz, beim spröden Verhalten (Bild c) ist das Leistungsmaximum über einen Bereich von 30 kHz bis 100 kHz verteilt.

5.6.4 Qualitative Beurteilung der SE-Aktivität

Die folgenden Abbildungen zeigen die Entwicklung der Schallemissionsaktivität (SE-Aktivität) und der Spannung mit zunehmender axialer Dehnung für den duktilen Fall (Abb. 5-52) und für den spröden Fall (Abb. 5-53). In Abb. 5-52 nimmt die SE-Aktivität für beide Sensoren mit zunehmender Dehnung bis zu einem maximalen Wert zu, danach nimmt sie schnell bis zum einen Wert nahe Null ab. Die maximale SE-Aktivität wird bei einer totalen Dehnung $\varepsilon \cong 1.5\%$ erreicht, bei welcher gleichzeitig das viskose Fließen beginnt. Obwohl qualitativ die Kurven ähnlich verlaufen, ist die maximale SE-Aktivität beim breitbandigen Sensor Typ WD um ein Faktor 10 höher als beim resonanten Sensor Typ R6.

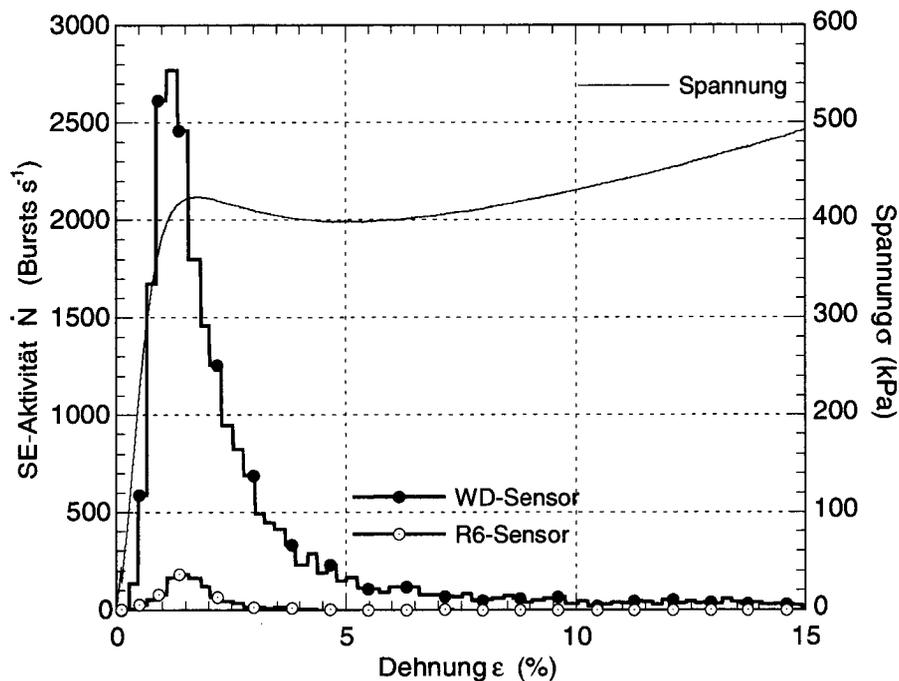


Abbildung 5-52: Duktiles Verhalten. SE-Aktivität und Spannung versus Dehnung bei $\rho = 378 \text{ kg m}^{-3}$, $T = -3.6 \text{ }^\circ\text{C}$ und $\dot{\varepsilon} = 1.9 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$.

Abb. 5-53 zeigt das Materialverhalten während dem spröden Versagen. Die auf dem breitbandigen Sensor Typ WD gemessene SE-Aktivität zeigt ein ähnliches Verhalten wie in Abb. 5-52, wobei die maximale SE-Aktivität kleiner ist als beim duktilen Fall. Die Messungen mit dem resonanten Sensor Typ R6 zeigen ein spezifisches Verhalten, das nur beim spröden Versagen der Probe eintritt. Die SE-Aktivität nimmt bis zu einem Maximalwert zu, welcher bei einer totalen Dehnung $\varepsilon \cong 5\%$ erreicht wird. Die SE-Aktivität sinkt erst ab einer Dehnung $\varepsilon \cong 7.5\%$, um sich bei einem Restwert von ungefähr $100 \text{ bursts s}^{-1}$ zu stabilisieren. Im spröden Fall aus Abb. 5-53 sind die gemessenen maximalen SE-Aktivitäten auf dem resonanten und auf dem breitbandigen Sensor in der gleichen Größenordnung.

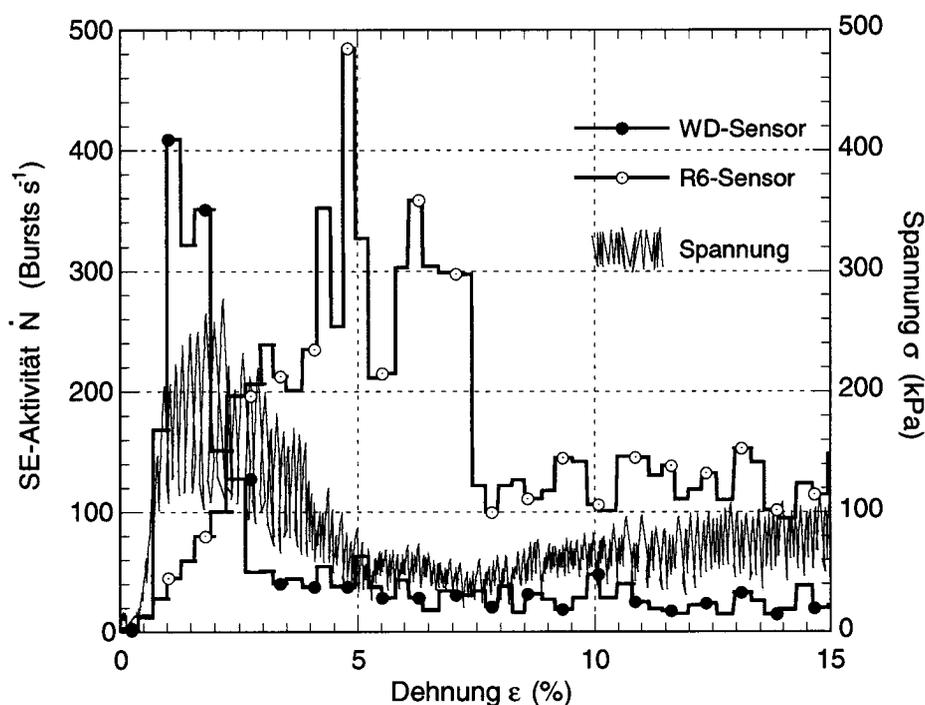


Abbildung 5-53: Sprödes Verhalten. SE-Aktivität und Spannung versus Dehnung bei $\rho = 377 \text{ kg m}^{-3}$, $T = -3.6 \text{ °C}$ und $\dot{\varepsilon} = 2.6 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$.

5.6.5 Beziehung zwischen SE-Aktivität und Dehnungsgeschwindigkeit

Für verschiedene Untersuchungen der Beziehung zwischen Kriechverhalten und Schallemission in Eis (Fish, 1978) oder im gefrorenen Boden (Fish und Sayles, 1981) wurde das Stoffgesetz von Fish (1978) verwendet, welches die maximale SE-Aktivität als Funktion der minimalen sekundären Kriechgeschwindigkeit darstellt (Gl. 5-15)

$$\dot{N}_m = C(\dot{\epsilon}_m)^\gamma = C_0 e^{\frac{-Q}{RT}} (\dot{\epsilon}_m)^\gamma \quad [5-15]$$

wobei \dot{N}_m die maximale SE-Aktivität in bursts s^{-1} , C_0 eine temperaturunabhängige Konstante in bursts s^{-1} , Q ist die Aktivationsenergie in kJ mol^{-1} , R die Gaskonstante in $\text{kJ mol}^{-1}\text{K}^{-1}$, T die Temperatur in Kelvin, $\dot{\epsilon}_m$ die minimale sekundäre Kriechgeschwindigkeit in s^{-1} und γ ein dimensionsloser Exponent ist. In der vorliegenden Arbeit wurden weggesteuerte Versuche durchgeführt. In diesem Fall steigt die Spannung bis zum Erreichen der Fließspannung σ_y (Abb. 5-54) an.

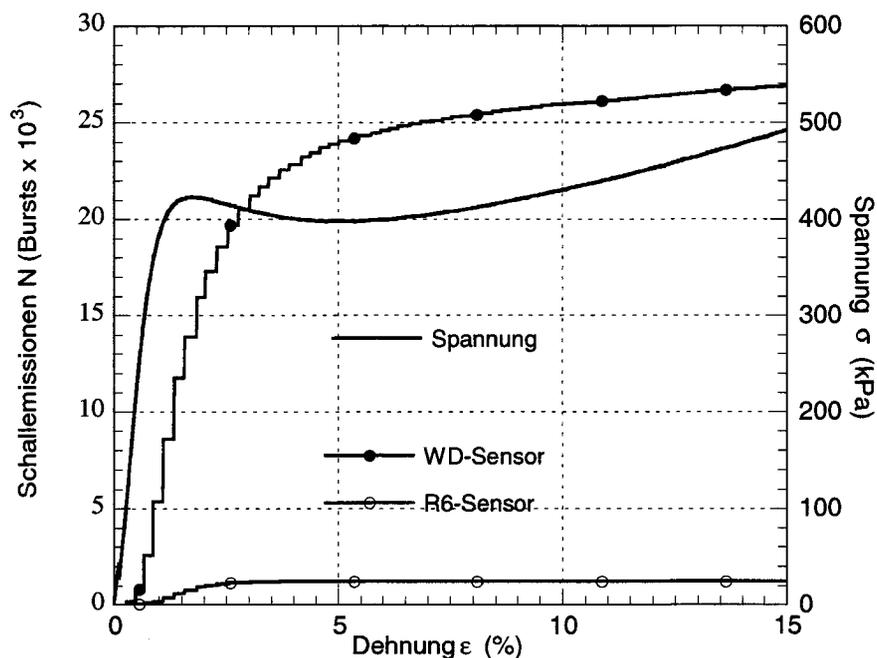


Abbildung 5-54: Qualitativer Vergleich zwischen Spannungs-Dehnungskurve und kumulierte Schallemissionen versus Dehnung.

In diesem Punkt ist die Beziehung zwischen Fließspannung und gegebener Dehnungsgeschwindigkeit gleich der Beziehung zwischen gegebener Belastung und minimaler sekundären Kriechgeschwindigkeit bei Kriechversuchen (Kapitel 3.6.1). Aus diesem Grund ist Gl. 5-15 sowohl für die minimale sekundäre Kriechgeschwindigkeit bei Kriechversuchen als auch für die gegebene Dehnungsgeschwindigkeit bei weggesteuerten Versuchen gültig.

Abb. 5-55 zeigt die Beziehung zwischen gegebener Dehnungsgeschwindigkeit und SE-Aktivität für Messungen mit dem breitbandigen Sensor Typ WD. Solange das Verhalten duktil bleibt, nimmt die SE-Aktivität dem Potenzgesetz aus Gl. 5-15 folgend mit zunehmender Dehnungsgeschwindigkeit zu. Sobald das Verhalten von duktil zu spröd wandelt, lässt sich eine deutliche Abnahme der SE-Aktivität feststellen, Gl. 5-15 ist im spröden Bereich nicht mehr gültig.

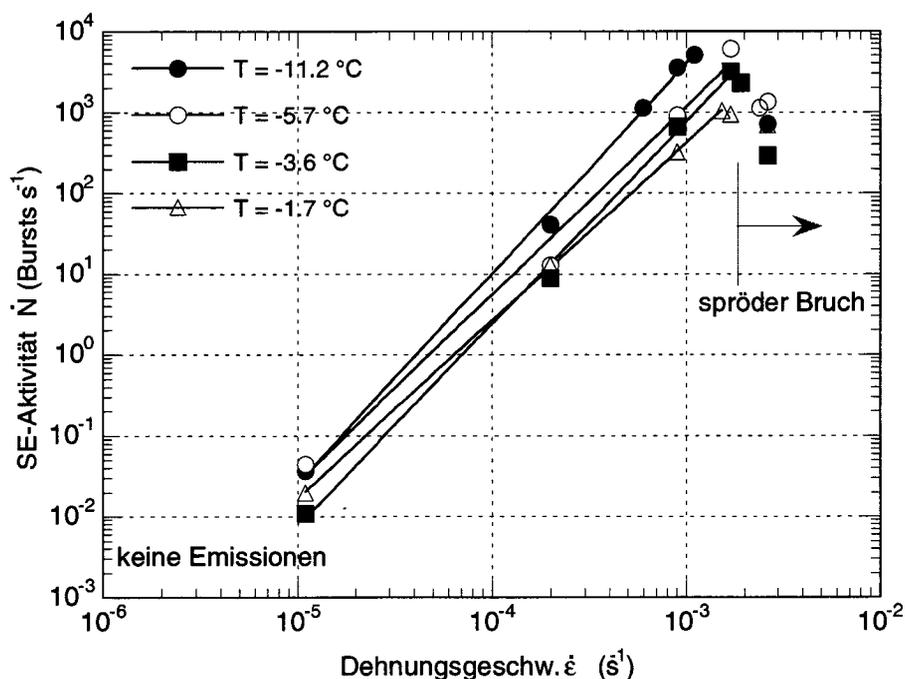


Abbildung 5-55: Maximale SE-Aktivität versus gegebene Dehnungsgeschwindigkeit für eine Schneedichte $\rho = 377 \text{ kg m}^{-3}$ bei unterschiedlichen Temperaturen. Die Schallemissionsmessung wurde mit dem breitbandigen Sensor Typ WD durchgeführt.

Abb. 5-56 zeigt die Beziehung zwischen SE-Aktivität und Dehnungsgeschwindigkeit für Schallemissionen, die mit dem resonanten Sensor Typ R6 gemessen wurden. In diesem Fall, im Gegensatz zu den Messungen mit dem

breitbandigen Sensor, ist das Gesetz aus Gl. 5-15 auch im spröden Bereich gültig. Aus dem Vergleich zwischen Abb. 5-55 und Abb. 5-56 kann festgestellt werden, dass die maximalen SE-Aktivitäten beim breitbandigen Sensor um einen Faktor 10 grösser als beim resonanten Sensor sind und dass in beiden Fällen keine relevanten Schallemissionen für Dehnungsgeschwindigkeiten kleiner als $1.1 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ gemessen wurden.

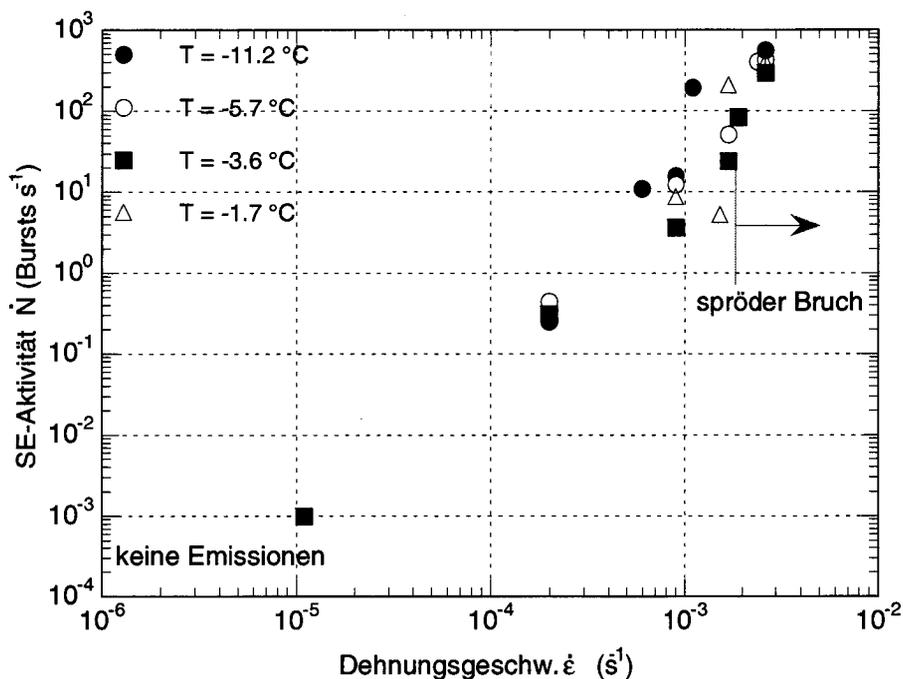


Abbildung 5-56: Maximale SE-Aktivität versus gegebene Dehnungsgeschwindigkeit für eine Schneedichte $\rho = 378 \text{ kg m}^{-3}$ bei unterschiedlichen Temperaturen. Die Schallemissionsmessung wurde mit dem resonanten Sensor Typ R6 durchgeführt.

Die Werte der Parameter γ und C aus Gl. 5-15, welche die Neigung bzw. die Lage der Kurven in Abb. 5-55 und Abb. 5-56 beschreiben, sind in der Tab. 5-7 aufgelistet. Der Exponent γ scheint temperatur- und dichteunabhängig zu sein und variiert zwischen 1.87 und 2.52. Der Einfluss der Dichte und der Temperatur auf C ist in der Abb. 5-57 abgebildet. Bei zunehmender Dichte nimmt C zu und bei zunehmender Temperatur nimmt C ab. Bei gleichen Bedingungen von Tem-

peratur und Dehnungsgeschwindigkeit nimmt die maximale SE-Aktivität mit zunehmender Dichte zu. Bei gleichen Bedingungen von Dichte und Dehnungsgeschwindigkeit nimmt die SE-Aktivität mit zunehmender Temperatur ab.

Dichte (kgm ⁻³)	T (°C)	C (*)	γ (-)	r ² (-)
378 ± 3	-11.20 ± 0.00	2.45 x 10 ¹¹	2.59	0.987
380 ± 4	-5.74 ± 0.05	1.10 x 10 ¹⁰	2.32	0.994
378 ± 3	-3.62 ± 0.04	2.51 x 10 ¹⁰	2.50	0.999
381 ± 6	-1.70 ± 0.00	1.70 x 10 ⁹	2.20	1
330 ± 1	-11.27 ± 0.06	1.48 x 10 ¹¹	2.37	1
332 ± 2	-5.67 ± 0.06	1.23 x 10 ¹⁰	2.22	1
331 ± 1	-3.67 ± 0.12	1.02 x 10 ¹⁰	2.22	0.999
332 ± 2	-1.67 ± 0.12	6.79 x 10 ⁸	2.01	1
224 ± 1	-11.33 ± 0.06	2.72 x 10 ⁹	2.35	0.991
219 ± 4	-5.60 ± 0.14	1.17 x 10 ⁸	2.03	0.999
220 ± 9	-3.67 ± 0.04	1.38 x 10 ⁷	1.87	0.993
218 ± 0	-1.70 ± 0.00	2.88 x 10 ⁸	2.25	1

*C ist ein pre-exponentieller Parameter in (Bursts s^r⁻¹)

Tabelle 5-7: Experimentelle Werte der Parameter γ und C aus Gl. 5-15 für verschiedene Dichten und Temperaturen. r ist der Korrelationskoeffizient.

Der Einfluss der Temperatur auf den Parameter C kann mit einer Transformation von Gl. 5-15 quantifiziert werden,

$$\frac{C(T_1)}{C(T_2)} = e^{\frac{Q}{R}\left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right)} \quad [5-16]$$

Wie aus der Gl. 5-16 ersichtlich wird die Temperaturabhängigkeit von C von der Aktivationsenergie Q gesteuert. Es ist demzufolge möglich, die Aktivationsenergie aus der Beziehung zwischen Dehnungsgeschwindigkeit und maximaler

SE-Aktivität zu bestimmen. An dieser Stelle muss bemerkt werden, dass ein aussagekräftiger Wert von Q nur in den Bereichen mit einem für beide Temperaturen T_1 und T_2 ungefähr gleichen Exponent γ berechnet werden kann. Die berechneten in der Tab. 5-8 zusammengefassten Werte der Aktivationsenergie Q sind unabhängig von der Dichte und variieren zwischen $Q = 110 \text{ kJ mol}^{-1}$ und 178 kJ mol^{-1} . Diese Werte liegen im gleichen Bereich wie die im Kapitel 5.2.6 aufgrund des Glen'schen Potenzgesetzes errechneten apparenten Aktivationsenergien (Kapitel 5-4).

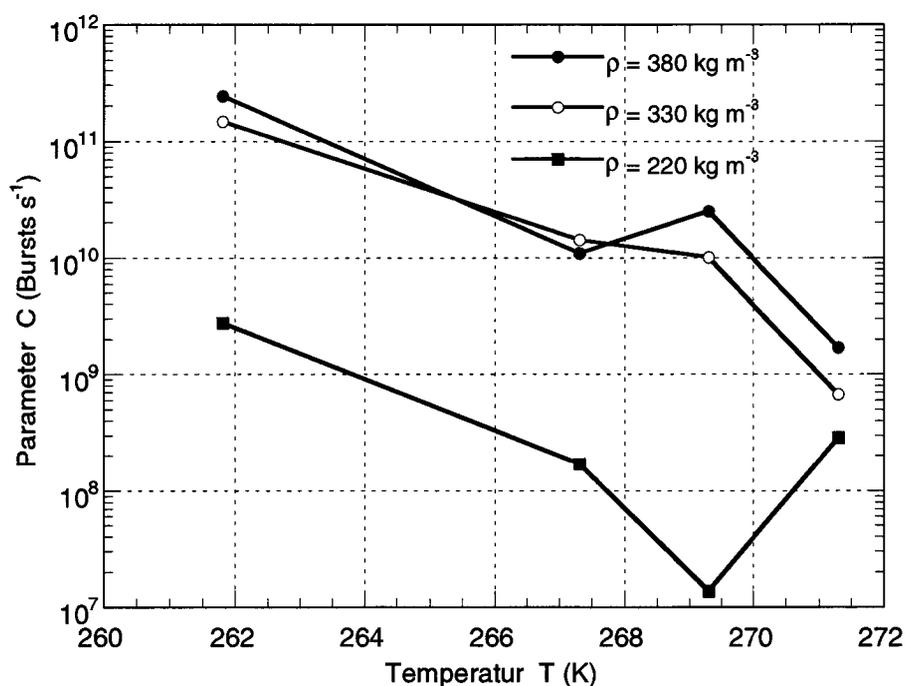


Abbildung 5-57: Parameter C versus Temperatur für verschiedene Dichten. Die Messung der Schallemissionen wurde mit dem breitbandigen Sensor WD durchgeführt.

Dichte (kg m^{-3})	Temperaturbereich ($^{\circ}\text{C}$)	Aktivationsenergie Q (kJ mol^{-1})
378	-11.2 bis -3.6	178
330	-5.7 bis -3.7	110
220	-11.2 bis -1.7	141

Tabelle 5-8: Aktivationsenergie Q berechnet nach Gl. 5-16 für verschiedene Dichten und Temperaturbereiche.

5.6.6 Beziehung zwischen Schallemissionen und Spannungs-bzw. Dehnungszustand

Zusätzlich zur Analyse im Kapitel 5.6.5, über den auf thermo-aktivierte Prozesse basierenden Charakter der Schallemissionen, ist es möglich eine Beziehung zwischen Schallemissionen und Spannungs- bzw. Dehnungszustand in Schnee zu bilden. Diese Beziehung besitzt keine physikalische Basis, sie basiert auf der empirisch festgestellte Ähnlichkeit zwischen Spannungs-Dehnungsdiagramm und kumulierten Schallemissionen versus Dehnung (Abb. 5-54). Auf diesen empirischen Ansatz gestützt, entwickelte St Lawrence (1980) folgende Ansätze:

$$\ln\left(\frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial \varepsilon}\right) = \ln(c) - \phi \varepsilon \quad [5-17]$$

für dehnungsinduzierte Schallemissionen und

$$\frac{\partial N}{\partial \sigma} = A(\sigma - \sigma_0)^n \quad [5-18]$$

für spannungsinduzierte Schallemissionen,

wobei N die kumulierten Schallemissionen, ε die totale Dehnung in %, σ die Spannung in kPa, A , c , ϕ und n dimensionslose Parameter und σ_0 ein Schwellwert der Spannung in kPa sind.

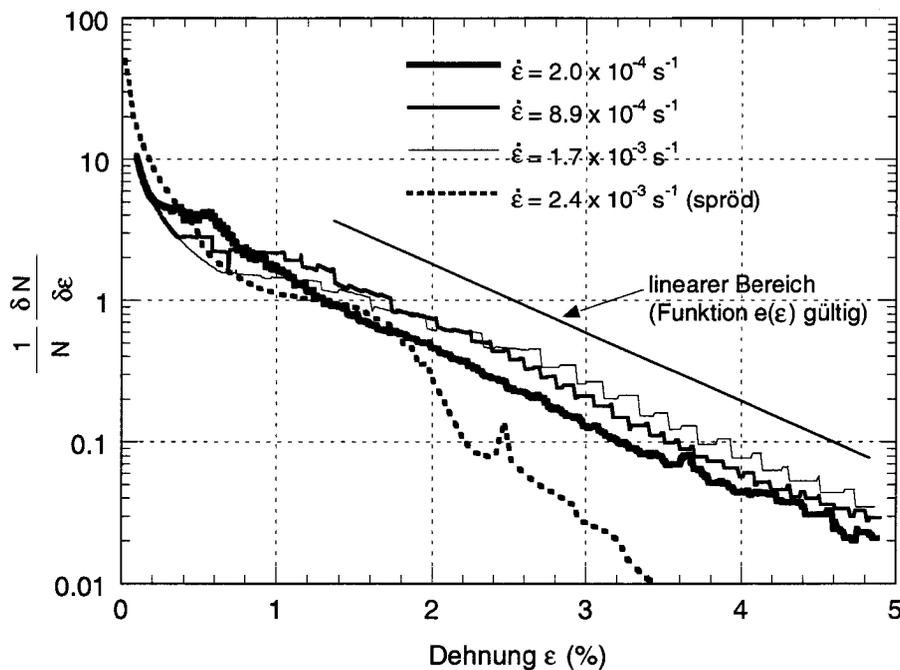


Abbildung 5-58: Analyse der Versuchsergebnisse mit Hilfe von Gl. 5-17 für verschiedene Dehnungsgeschwindigkeiten. Schneedichte $\rho = 382 \text{ kg m}^{-3}$ und Temperatur $T = -5.7 \text{ }^\circ\text{C}$.

Abb. 5-58 zeigt die Funktion $e(\varepsilon) = \ln\left(\frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial \varepsilon}\right)$ gegenüber der Dehnung für verschiedene Dehnungsgeschwindigkeiten. Die Funktion aus Gl. 5-17 entspricht bei halb-logarithmischer Darstellung einer Geraden. Gl. 5-17 ist für Dehnungen grösser 0.5 % gültig, vorausgesetzt die Probe zeigt ein duktilen Verhalten. Die Funktion $e(\varepsilon)$ nimmt bei sehr kleinen Dehnungen sehr rasch mit zunehmender Dehnung ab. Verantwortlich für dieses Verhalten ist die Abwesenheit von Schallemissionen bei Dehnungen unterhalb einer Grenzdehnung ε_{fc} . Die Grenzdehnung nimmt von $\varepsilon_{fc} = 0.1 \text{ %}$ für $\dot{\varepsilon} = 1.1 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ bis $\varepsilon_{fc} = 0.35 \text{ %}$ für $\dot{\varepsilon} = 2.6 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ mit zunehmender Dehnungsgeschwindigkeit zu. Die experimentellen Werte der Parameter c und ϕ sind in Tab. 5-9 bis Tab. 5-11 dargestellt. Ein eindeutiger Einfluss von Dichte, Temperatur oder Dehnungsgeschwindigkeit auf c und ϕ wurde nicht festgestellt. Einzig die Neigung der Kurven im linearen Bereich scheint mit zunehmender Dehnungsgeschwindigkeit leicht abzunehmen (Abb. 5-58), d.h. ϕ wird kleiner. Dieses Phänomen ist ausgeprägter bei Proben, die eine leichte Entfestigung zeigen.

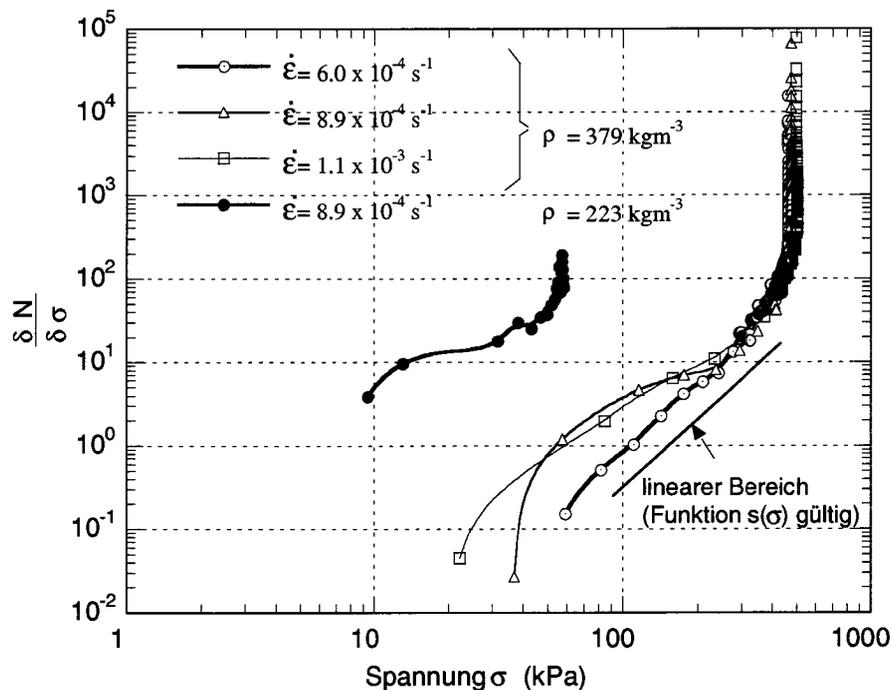


Abbildung 5-59: Analyse der Versuchsergebnisse mit Hilfe von Gl. 5-18 für verschiedene Dehnungsgeschwindigkeiten und Schneedichten. Temperatur $T = -11.3\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Die spannungsinduzierten Schallemissionen für verschiedene Dichten und Dehnungsgeschwindigkeiten werden in Abb. 5-59 analysiert. Das doppelt-logarithmische Diagramm zeigt die Beziehung zwischen der Spannung σ und der Funktion $s(\sigma) = \frac{\partial N}{\partial \sigma}$. Mit zunehmender Spannung nimmt $s(\sigma)$ in einer ersten Phase überproportional zu, bis der Zustand erreicht wird, bei welchem Gl. 5-18 gültig ist. Beim Erreichen der Fließspannung tendiert $\partial \sigma$ gegen Null, als Folge wächst $s(\sigma)$ wieder überproportional. Das Potenzgesetz aus Gl. 5-18 beschreibt die Funktion $s(\sigma)$ im linearen Bereich. Der Parameter A bestimmt die Lage der Kurve und der Exponent n deren Neigung. Experimentelle Werte von A und n sind in Tab. 5-9 bis Tab. 5-11 enthalten. Obwohl das Potenzgesetz aus Gl. 5-18 das Verhalten im linearen Bereich ausgezeichnet beschreibt (Korrelationskoeffi-

ziente sehr nahe bei $r=1$), streuen die Werte von A und n stark und nicht systematisch für unterschiedliche Dichten, Temperaturen und Dehnungsgeschwindigkeiten.

Dichte (kgm^{-3})	T ($^{\circ}\text{C}$)	$\dot{\epsilon}$ (s^{-1})	c (-)	ϕ (-)	r^2 (-)	A (-)	n (-)	r^2 (-)
374	-11.2	2.0×10^{-4}	11.38	153	0.984	2.08×10^{-4}	1.72	0.887
383	-11.2	* 6.0×10^{-4}	7.03	128	0.989	1.26×10^{-6}	2.91	0.983
383	-5.8	2.0×10^{-4}	5.77	126	0.992	7.35×10^{-5}	1.99	0.972
384	-5.7	* 8.9×10^{-4}	5.29	104	0.979	-	-	-
379	-5.8	* 1.7×10^{-3}	6.08	109	0.989	-	-	-
381	-3.6	2.0×10^{-4}	3.98	108	0.991	1.40×10^{-5}	2.26	0.953
377	-3.7	8.9×10^{-4}	4.65	113	0.992	4.63×10^{-4}	1.90	0.988
374	-3.6	* 1.7×10^{-3}	3.85	85	0.984	-	-	-
378	-3.6	* 1.9×10^{-3}	3.13	79	0.977	4.56×10^{-4}	1.78	1
377	-1.7	2.0×10^{-4}	4.22	125	0.994	1.18×10^{-5}	2.37	0.873
378	-1.7	8.9×10^{-4}	6.21	106	0.985	1.29×10^{-5}	2.22	0.956
390	-1.7	* 1.5×10^{-3}	4.36	90	0.991	-	-	-

*Diese Proben weisen einen Spannungsabfall auf (Abb. 5-54).

Tabelle 5-9: Experimentelle Werte von c , ϕ (Gl. 5-17) und A , n (Gl. 5-18) für verschiedene Dehnungsgeschwindigkeiten und Temperaturen, Dichte $\rho \cong 380 \text{ kg m}^{-3}$. r ist der Korrelationskoeffizient.

Trotz der starken Streuung dieser Daten, kann ein eindeutiger Trend nicht übersehen werden, der Parameter A nimmt mit zunehmender Dichte ab. D.h. für eine gegebene konstante Spannung nimmt der Wert von $s(\sigma)$ mit abnehmender Dichte zu (Abb. 5-59).

Dichte (kgm ⁻³)	T (°C)	$\dot{\epsilon}$ (s ⁻¹)	c (-)	ϕ (-)	r ² (-)	A (-)	n (-)	r ² (-)
330	-11.3	1.1 x 10 ⁻⁵	6.71	149	0.964	4.19 x 10 ⁻⁵	2.61	0.931
329	-11.2	*2.0 x 10 ⁻⁴	7.78	175	0.991	3.75 x 10 ⁻²	1.60	0.957
332	-11.3	*8.9 x 10 ⁻⁴	6.09	117	0.988	1.78 x 10 ⁻¹	1.38	0.940
333	-5.6	2.0 x 10 ⁻⁴	5.35	131	0.997	-	-	-
330	-5.7	*8.9 x 10 ⁻⁴	4.58	86	0.915	-	-	-
331	-3.8	2.0 x 10 ⁻⁴	5.39	141	0.997	1.71 x 10 ⁻³	1.99	0.938
332	-3.6	*8.9 x 10 ⁻⁴	6.35	150	0.989	8.1 x 10 ⁻⁴	2.40	0.987

*Diese Proben weisen einen Spannungsabfall auf (Abb. 5-54).

Tabelle 5-10: Experimentelle Werte von c, ϕ (Gl. 5-17) und A, n (Gl. 5-18) für verschiedene Dehnungsgeschwindigkeiten und Temperaturen, Dichte $\rho \cong 330 \text{ kg m}^{-3}$. r ist der Korrelationskoeffizient.

Dichte (kgm ⁻³)	T (°C)	$\dot{\epsilon}$ (s ⁻¹)	c (-)	ϕ (-)	r ² (-)	A (-)	n (-)	r ² (-)
223	-11.3	8.9 x 10 ⁻⁴	11.8	123	0.981	-	-	-
223	-5.5	8.9 x 10 ⁻⁴	5.98	122	0.969	5.32 x 10 ⁻¹	1.05	0.880
214	-5.7	1.3 x 10 ⁻³	4.3	71	0.941	4.47 x 10 ⁻¹	1.08	0.967
222	-3.7	1.3 x 10 ⁻³	9.48	114	0.981	-	-	-
232	-3.7	1.7 x 10 ⁻³	7.18	106	0.981	-	-	-

Tabelle 5-11: Experimentelle Werte von c, ϕ (Gl. 5-17) und A, n (Gl. 5-18) für verschiedene Dehnungsgeschwindigkeiten und Temperaturen, Dichte $\rho \cong 220 \text{ kg m}^{-3}$. r ist der Korrelationskoeffizient.

5.6.7 Interpretation der Ergebnisse

Die Leistungsspektren aus Abb. 5-51 liefern wichtige Informationen über den mikroskopischen Ursprung der Schallemissionen in Schnee. Die von der Mikrorissbildung innerhalb des Eisgerüsts im duktilen Fall verursachten Emissionen haben einen breitbandigen Charakter, d.h. sie können mit unterschiedlichen Sensoren in einen breiten Frequenzbereich gemessen werden. Trotz dem breit-

bandigen Charakter scheint die meist vertretene Frequenz bei ungefähr 500 kHz zu liegen. Diese Beobachtung wird durch Messungen an Eis von Weiss *et al.* (1998) bestätigt und erklärt den quantitative Unterschied in den maximalen SE-Aktivitäten bei den Sensoren Typ WD und Typ R6. Ein Teil der Ereignisse konnte auf dem resonanten Sensor R6 (maximale Empfindlichkeit bei 98 kHz) nicht registriert werden. Auf dem resonanten Sensor konnten die Signale nur mit einer abgeschwächten, kleinen Amplitude aufgenommen wurden. Diese Signale wurden bei der Auswertung mit der Burst Trigger Schaltung (Kapitel 4.3.6) nicht mitgezählt, denn ihre Amplituden lagen im Bereich des Grundrauschens. Das in den Abb. 5-52 und Abb. 5-53 gezeigte Verhalten ist überraschend. Im Gegensatz zu den Schallemissionen während der duktilen Verformung von Schnee, konnten die während dem spröden Versagen der Probe produzierten Emissionen nur mit dem resonanten Sensor Typ R6 gemessen werden. Ausserdem, blieb die SE-Aktivität beim spröden Bruch während dem ganzen Versagensprozess konstant.

Qualitative Beurteilung

Die interpretierten qualitativen Beobachtungen (Kapitel 5.6.4) ermöglichen einige Schlussfolgerungen über Messergebnisse aus Feldversuchen. Die nach eine Periode ohne Schallemissionen beobachteten Auslösungen von Lawinen werden vermutlich durch einen duktilen Kriechbruch der Schneedecke verursacht. Voraussetzung dafür sind grosse Dehnungen (Zug) mit entsprechender Entfestigung des Materials. In diesem Fall werden Schallemissionen in einem Dehnungsbereich zwischen $\varepsilon = 0.1 \%$ und $\varepsilon = 3.0 \%$ produziert, danach werden keine relevanten Emissionen mehr gemessen (Abb. 5-52). Zugversuche (Narita, 1983) zeigen aber, dass eine Entfestigung mit folgendem duktilem Bruch erst bei Dehnungen $\varepsilon > 20 \%$ erfolgt. Demzufolge gibt es vor der Lawinenauslösung eine Periode ($3 \% < \varepsilon < 20 \%$) ohne Emissionen. Die Hypothese von St Lawrence (1980), wonach eine Lawinenablösung ohne vorausgehende Signale die Folge eine spröden Versagens ist, konnte in der vorliegenden Arbeit bestätigt werden. Für sehr hohe Dehnungsgeschwindigkeiten, die ein sprödes Verhalten induzieren, werden die ersten Schallemissionen erst ab eine Dehnung $\varepsilon_{fc} = 0.35 \%$

gemessen. Diese Dehnung entspricht ungefähr der Bruchdehnung bei der die Probe versagt. Demzufolge ist die Periode zwischen erster Emission und Versagen sehr kurz (unter 1 Sekunde). Die Hypothese von St Lawrence (1980) wonach Tieffrequenzsignale mit lokalen Instabilitäten verbunden sind, konnte mit dieser Messserie ebenfalls verifiziert werden. Beim spröden Bruch werden, sobald das Versagen eintritt und während der fortschreitenden Verformung, Tieffrequenzsignale gemessen. Eine zeitlich ausgedehnte Emission infolge spröden Bruches ist nur möglich, wenn kleine Zonen versagen (lokalen Instabilitäten). In dem geschilderten Fall einer grossräumigen Lawinenauslösung als Folge des spröden Versagens der Schneedecke hätte man nur über eine ganz kurze Periode Schallemissionen gemessen.

Quantitative Beurteilung

In Abb. 5-55 wurde gezeigt, dass das Potenzgesetz aus Gl. 5-15 der Beziehung zwischen Dehnungsgeschwindigkeit und SE-Aktivität entspricht, solange das Verhalten duktil ist. Die berechnete Aktivationsenergie Q aus Gl. 5-15 entspricht den in dieser Arbeit, auf Grund des Glen'schen Potenzgesetzes, errechneten Aktivationsenergien und der Aktivationsenergie für polykristallines Eis bei Temperaturen über -10 °C (Barnes *et al.*, 1971). Aus diesem Ergebnis lässt sich ableiten, dass die Mikrorissbildung, welche die Schallemissionen im Hochfrequenzbereich während der duktilen Verformung verursacht, an die thermisch-aktivierten Kriechprozesse in den Eiskörnern gekoppelt ist. Die Zunahme vom Parameter C mit zunehmender Dichte ist nicht überraschend und lässt sich durch die höhere Eismasse im selben gemessenen Volumen erklären. Sobald sprödes Versagen eintritt ist das Potenzgesetz aus Gl. 5-15 für Hochfrequenzsignale nicht mehr gültig. Zwei Mechanismen können zur Erklärung dieses Verhalten genannt werden: (1) Die Dehnung bei der ein Sprödebruch eintritt ($\epsilon \cong 0.3\%$) ist kleiner als die Dehnung bei der das Material zu Fließen beginnt und die maximale SE-Aktivität erreicht. Die maximale SE-Aktivität, die wegen der Mikrorissbildung innerhalb des Eisgerüsts beim duktilen Verhalten erzeugt werden würde, kann nicht erreicht werden, weil die Probe vorher versagt. (2) Die während dem spröden Bruch erhöhte Aktivität im Tieffrequenzbereich (Abb. 5-56)

deutet daraufhin, dass der Sprödbruch durch lokale, kornübergreifende Risse verursacht wird, denn die Frequenz ist umgekehrt proportional zur Rissgrösse. Im Vergleich zur gleichmässig verteilten Mikrorissbildung finden in diesem Fall weniger aber grössere Ereignisse pro Zeiteinheit statt.

Abb. 5-56 zeigt, dass für Messungen mit dem resonanten Sensor Typ R6 das Potenzgesetz aus Gl. 5-15 über den ganzen Bereich anwendbar ist. Dieser Unterschied lässt sich durch die Eigenschaften des Sensors erklären. Mit dem resonanten Sensor ist es möglich sowohl Emissionen aus dem makroskopischen Versagen der Probe als auch Emissionen aus der Mikrorissbildung zu erfassen.

Abb. 5-58 und Abb. 5-59 zeigen, dass es aufgrund der gemessenen Entwicklung der Schallemissionen und der SE-Aktivität über die Zeit möglich ist, die Entwicklung der Dehnung und der Spannung innerhalb der belasteten Probe mit Hilfe der Stoffgesetze Gl. 5-17 und Gl. 5-18 vorherzusagen. Es sei angemerkt, dass die Gültigkeit der zitierten Stoffgesetze auf bestimmte Bereiche der Dehnung und der Spannung begrenzt sind.

Übertragbarkeit der Ergebnisse

Die folgende Diskussion betrifft die Übertragbarkeit der Laborergebnisse auf Feldmessungen und die dabei auftretenden Schwierigkeiten. Wie in den Abb. 5-52 bis Abb. 5-59 gezeigt, können der Spannungs- bzw. Dehnungszustand und die Dehnungsgeschwindigkeit innerhalb eines Probekörpers mit Hilfe von gemessenen Schallemissionen bzw. SE-Aktivitäten beschrieben werden. Es wäre hilfreich, wenn dieselben Beziehungen auch auf Feldmessungen übertragen werden könnten. Dabei müssen folgende Einschränkungen berücksichtigt werden: Die Laborversuche wurde an Probekörper mit 126 mm Höhe durchgeführt, d.h. die maximale Distanz zwischen Ereignisstelle und Sensor betrug 126 mm. Im Feld kann dieser Abstand mehrere Meter betragen. Die Proben wurden unbelastet geprüft, d.h. ohne vorhergehende Belastung. In Feld ist die Vorgeschichte der untersuchten Zone unbekannt. Welchen Einfluss eine Vorbelastung auf die Schallemissionen hat, auch bekannt als Kaiser-Effekt (Bradley und St

Lawrence, 1974), wird in Abb. 5-60 und in Tab. 5-12 illustriert. Drei Versuchskörper wurden in einem ersten Zyklus mit drei verschiedenen Dehnungsgeschwindigkeiten bis zu einer totalen Dehnung $\varepsilon = 5\%$ gestaucht. Nach einer Relaxationsperiode von 10 Minuten wurden die Proben in einem zweiten Zyklus mit einer einheitlichen Dehnungsgeschwindigkeit $\dot{\varepsilon} = 20 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ bis zu $\varepsilon = 10\%$ belastet. Obwohl im zweiten Zyklus die gleiche Dehnungsgeschwindigkeit für alle drei Proben angewendet wurde, zeigen sich markante Unterschiede in der maximalen SE-Aktivität. Je höher die Dehnungsgeschwindigkeit im ersten Zyklus war, desto kleiner war die maximale SE-Aktivität im zweiten (Tab. 5-12). In einem dritten Zyklus wurden die Proben nach einer Relaxationsperiode von 3 Stunden mit der gleichen Dehnungsgeschwindigkeit wie im zweiten Zyklus um weitere 5% Dehnung belastet. Die dabei entstehende maximale SE-Aktivität (Tab. 5-12) ist für alle drei Proben ungefähr gleich, aber eindeutig kleiner als beim ersten Zyklus mit $\dot{\varepsilon} = 20 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ (Probe Nr. 02v02117d12). Diese Ergebnisse bestätigen die Beobachtungen von Bradley und St Lawrence (1974) über die Präsenz vom Kaiser-Effekt in Schnee und seinem zeitlichen abklingen.

Probe Nr.	Zyklus I		Zyklus II		Zyklus III	
	$\dot{\varepsilon}^*$	\dot{N}^{**}	$\dot{\varepsilon}$	\dot{N}	$\dot{\varepsilon}$	\dot{N}
02v02116d12	60×10^{-5}	866	20×10^{-5}	1.1	20×10^{-5}	6.4
02v02117d12	20×10^{-5}	48	20×10^{-5}	1.6	20×10^{-5}	7.4
02v02121d12	1.1×10^{-5}	0	20×10^{-5}	26	20×10^{-5}	6.6

* $\dot{\varepsilon}$: Dehnungsgeschwindigkeit (s^{-1})

** \dot{N} : SE-Aktivität (Bursts s^{-1})

Tabelle 5-12: Maximale SE-Aktivität für verschiedene Dehnungsgeschwindigkeiten und Belastungsvorgeschichten. Schneedichte $\rho = 329 \text{ kg m}^{-3}$ und Temperatur $T = -11.3^\circ\text{C}$.

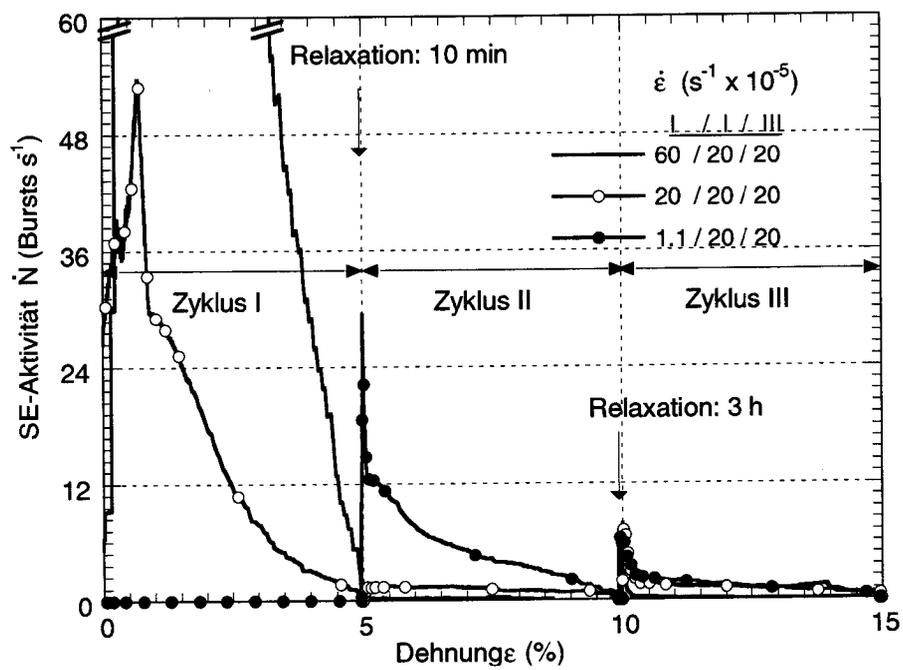
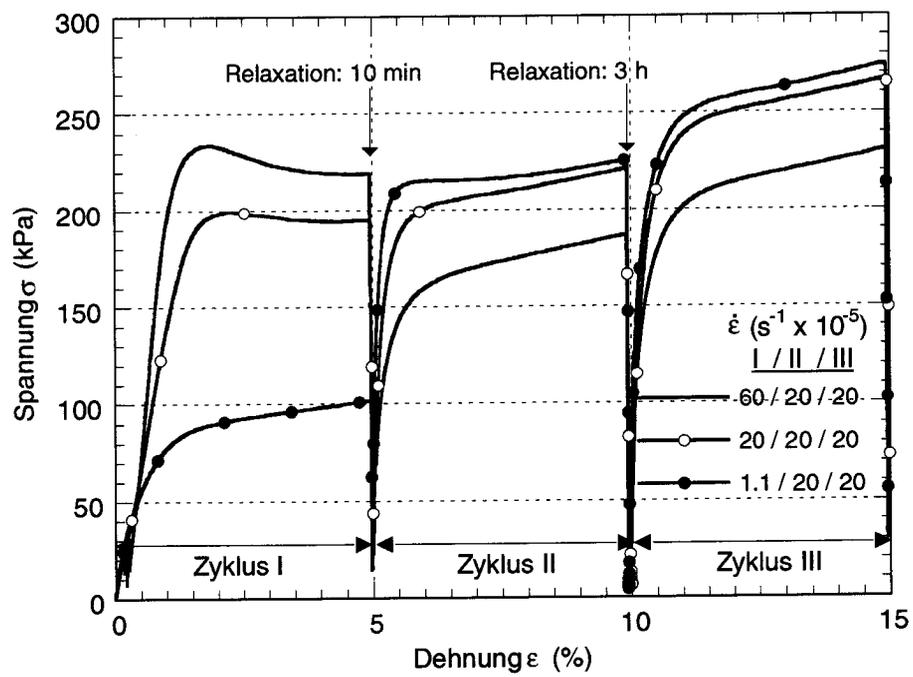


Abbildung 5-60: Einfluss der Belastungsvorgeschichte auf die SE-Aktivität. Schneedichte $\rho = 329 \text{ kg m}^{-3}$ und Temperatur $T = -11.3^\circ\text{C}$.

5.6.8 Schlussfolgerungen

In der vorliegenden Arbeit wurden sowohl quantitative als auch qualitative Betrachtungen der gemessenen Schallemissionen durchgeführt. Die in vorhergehenden Arbeiten (St Lawrence, 1980) aufgestellten Hypothesen über die Beziehung zwischen Schallemissionen im Feld und Lawinenbildung konnten bewiesen oder unterstützt werden. Aufgrund der Ergebnisse aus den Laborversuchen konnte gezeigt werden, dass ein Versagen von Schnee sowohl ohne vorausseilende Schallemissionen (spröder Bruch) als auch nach einer ruhigeren Periode (duktiler Bruch bei grösseren Dehnungen) eintreten kann. Daraus folgt, dass die Messung von Schallemissionen als Werkzeug für die Lawinenwarnung wenig geeignet ist, denn: (1) In den meisten Fällen entsteht die Lawinenbildung als Folge eines spröden Versagens der Schneedecke. Daraus folgt, dass wenn die ersten Signale gemessen werden, die Ablösung schon stattgefunden hat. (2) Lokale Überdehnungen, die sich nicht weiter ausbreiten und demzufolge zu keiner Lawinenbildung führen, können in der Schneedecke Schallemissionen erzeugen. (3) Im Falle eines duktilen Versagens der Schneedecke (sehr selten, wenn nicht inexistent) wären Schallemissionen mit grossen flächenhaften Verformungen verbunden. Dabei würde sich aber vor der Lawinenablösung eine ruhigere Periode einstellen, bei der keine Emissionen stattfinden.

Es wurde gezeigt, dass eine quantitative Beschreibung der Schallemissionen bzw. SE-Aktivität als Funktion von Dehnung, Spannung und Dehnungsgeschwindigkeit unter Einbezug von äusseren Einflüssen wie Dichte und Temperatur unter Laborbedingung möglich ist. Umgekehrt ist es möglich mit Hilfe von SE-Messungen, den Spannungs- bzw. Dehnungszustand innerhalb eines Probekörpers zu bestimmen. Die Übertragbarkeit der formulierten Stoffgesetze auf Feldmessungen ist leider sehr fraglich. Die für die Entwicklung der Schallemissionen massgebende Belastungsvorgeschichte (Kaiser-Effekt) ist unter Feldbedingungen unbekannt. Die Abstände zwischen dem Ereignisort und Sensor sind im Feld grösser und im voraus undefinierbar.

Entwicklung der Stoffgesetze

In diesem Kapitel werden aufgrund der Versuchsergebnisse aus dem Kapitel 5 ein- und mehrdimensionale Stoffgesetze mathematisch formuliert. Das eindimensionale Stoffgesetz beschreibt das duktile visko-elastische Verhalten von Schnee basierend auf der Unterteilung der totalen Dehnung in eine elastische, eine elastisch-reversible und eine viskose Komponente. Es beschreibt das Material als ideal viskos und berücksichtigt weder Ver- noch Entfestigungseffekte.

Das mehrdimensionale Stoffgesetz wird in einem ersten Schritt basierend auf dem eindimensionalen Stoffgesetz für kleine Dehnungen formuliert. In einem zweiten Schritt wird die Verfestigung von Schnee auf Druck mit einem inkrementellen Stoffgesetz modelliert.

6.1 Einführung

Die Versuchsergebnisse aus Kapitel 5 zeigen die Komplexität des visko-elastischen Verhaltens von Schnee. Das Tragverhalten des Eisgerüsts beeinflusst das mikromechanische Verformungsverhalten des polykristallinen Eises, das im Gerüst enthalten ist. Diese Interaktion steht im Widerspruch mit der wichtigsten Annahme der bisher entwickelten *mikrostrukturelle Stoffgesetze* (Kapitel 2.4.2), wonach es möglich ist, das visko-elastische Verhalten von polykristallinem Eis und Schnee mit einer skalaren Größe zu verknüpfen. Ein auf der Mikrostruktur basierender Ansatz müsste die Verteilung der Mikrospannungen in den Kornbin-

dungen als Funktion der Koordinationszahl und die mechanische Eigenschaften von Eiskörnern und Korngrenzen berücksichtigen. Dieses Unterfangen ist mit dem heutigen Forschungsstand nicht machbar, denn: (1) es existieren keine zuverlässigen stereologischen Methoden, um die dreidimensionale Schneestruktur zu charakterisieren. Demzufolge sind Berechnungen der Mikrospannungen nicht oder nur rudimentär möglich. (2) Die mechanischen Eigenschaften der Korngrenzen wurden nur im globalen Kontext des Korngefüges untersucht. Es ist somit nicht bzw. noch nicht möglich ein Modell zu entwickeln, das die mechanischen Eigenschaften der Eiskorngrenzen enthält.

Aufgrund dieser Überlegungen wurde die Entwicklung eines *makrostrukturellen Stoffgesetzes* vorgezogen. Dabei wird Schnee als Kontinuum betrachtet und die mikrostrukturellen Eigenschaften werden durch die Variable „Dichte“ erfasst. Das in dieser Arbeit entwickelte Stoffgesetz unterscheidet sich von früheren *makrostrukturellen Stoffgesetzen* (Kapitel 2.4.1) in folgenden Punkten:

1. Es basiert auf einer breiten Datenbasis über ein grosses Spektrum von Dichten, Temperaturen und Belastungen.
2. Es liefert, basierend auf dem beobachteten visko-elastischen Verhalten von Schnee, eine sehr detaillierte Umschreibung des elastischen, des elastisch-reversiblen und des viskosen Verhaltens, .
3. Es basiert nicht nur auf empirischen Beziehungen, sondern auch auf physikalischen Zusammenhängen, wie z.B. das Gesetz von Arrhenius.

In diesem Kapitel werden folgende Ziele verfolgt:

- Die Entwicklung eines eindimensionalen dichte- und temperaturabhängigen Stoffgesetzes zur Beschreibung des visko-elastischen Verhaltens von Schnee.
- Die Umwandlung des eindimensionalen visko-elastischen Stoffgesetzes in ein mehrdimensionales Stoffgesetz für einen Bereich kleiner volumetrischer Dehnungen.

- Die Entwicklung eines inkrementellen mehrdimensionalen Stoffgesetzes zur Beschreibung des Verformungsverhaltens von Schnee bei Volumenabnahme mit Verfestigung.

6.2 Eindimensionales Stoffgesetz

6.2.1 Annahmen und Randbedingungen

Das in diesem Abschnitt vorgestellte Stoffgesetz basiert auf der Annahme, dass die totale Dehnung in drei Komponenten, eine *elastische Komponente* ε_e , eine *elastisch-reversible Komponente* ε_d und eine *viskose Komponente* ε_v zerlegbar ist. Es gilt:

$$\varepsilon = \varepsilon_e + \varepsilon_d + \varepsilon_v \quad [6-1]$$

und

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_e + \dot{\varepsilon}_d + \dot{\varepsilon}_v \quad [6-2]$$

Die Gültigkeit des Stoffgesetzes ist wie folgt beschränkt:

- **Material:** Das Stoffgesetz ist für den untersuchten Schneetyp gültig: feinkörniger Schnee mit abgerundeten Körnern in einem Dichtebereich von 200 kg m^{-3} bis 430 kg m^{-3} .
- **Verformungsverhalten:** Das Stoffgesetz geht von einem duktilen ideal viskosen Verhalten aus, d.h. es berücksichtigt weder Verfestigungs- noch Entfestigungseffekte und ist nicht im spröden Bereich anwendbar.

6.2.2 Elastisches Verhalten

Das elastische Verhalten wird mit dem Hooke'schen Gesetz modelliert:

$$\varepsilon_e = \frac{\sigma}{E_0} \quad [6-3]$$

Der temperaturunabhängige Young's Modul E_0 wird als Funktion der Dichte gemäss den Versuchsergebnissen aus Kapitel 5.2.4 wie folgt definiert:

$$E_0(\rho) = 0.1873 e^{0.0149\rho} \quad [6-4]$$

E_0	Young's Modul	(MPa),
ρ	Dichte	(kg m ⁻³).

6.2.3 Elastisch-reversibles Verhalten

Die elastisch-reversible Dehnungskomponente ε_d wird mit dem empirischen Ansatz von Sinha (1978) modelliert:

$$\varepsilon_d = \left(\frac{\sigma}{E_0}\right)^s \frac{1}{K} \{1 - \exp[-(a_T t)^b]\} = (\varepsilon_e)^s \frac{1}{K} \{1 - \exp[-(a_T t)^b]\} \quad [6-5]$$

ε_e	elastische Dehnungskomponente	(Gl. 6-3)	(-),
$s = 1.0$	dimensionsloser Exponent	(Kapitel 5.2.5)	(-),
$b = 0.37$	dimensionsloser Exponent	(Abb. 6-1)	(-),
$K(\rho)$	dimensionsloser Parameter	(Abb. 6-1)	(-),
ρ	Dichte		(kg m ⁻³),
t	Zeit		(s),
$a_T(T) = 1.94 \times 10^{-4}$	(für $T = -11.3$ °C)	Sinha (1978)	(s ⁻¹).

Die Abb. 6-1 zeigt die Parameter K und b als Funktion der Dichte. Der Parameter K scheint mit zunehmender Dichte zuzunehmen. Allerdings, ermöglicht die geringe Anzahl der Daten keine eindeutige Aussage über die mathematische Form der Funktion $K(\rho)$. Da sowohl potenzielle als auch exponentielle Gesetze ungefähr den gleichen Korrelationskoeffizient wie die lineare Regression ergaben, wurde die einfachere Formulierung, die lineare Regression, zur Beschreibung von $K(\rho)$ gewählt. Die Beziehung zwischen dem Exponent b und der Dichte ist nicht eindeutig, deswegen wird für das Stoffgesetz der Mittelwert $b_m = 0.37$ verwendet.

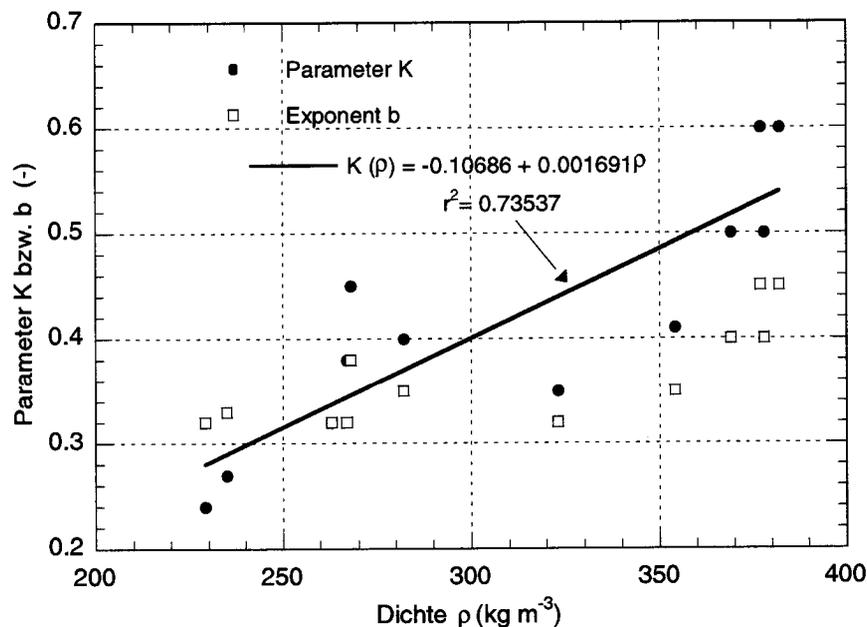


Abbildung 6-1: Parameter K und b als Funktion der Dichte.

Die Temperaturabhängigkeit vom Parameter a_T wird mit der auf dem Gesetz von Arrhenius basierenden Beziehung modelliert:

$$a_T(T_1) = \frac{a_T(T_2)}{S_{1,2}}, \quad S_{1,2} = \exp\left[\frac{Q}{R}\left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right)\right], \quad [6-6]$$

T_1, T_2	Temperatur	(K),
Q	Aktivationsenergie (Gl. 6-9)	(kJ mol ⁻¹),
$R = 8.314 \times 10^{-3}$	Gaskonstante	(kJ mol ⁻¹ K ⁻¹).

6.2.4 Viskoses Verhalten

Die Versuchsergebnisse aus Kapitel 5.2.6 zeigen, dass das Geln'sche Potenzgesetz (Gl. 5-3) nicht ausreichend ist, um das viskose Verhalten von Schnee über einen breiteren Bereich von Spannungen bzw. Dehnungsgeschwindigkeiten zu beschreiben. Zu diesem Zweck wurde die von Barnes *et al.* (1971) formulierte hyperbolische Funktion verwendet:

$$\dot{\epsilon}_v = A' [\sinh(\alpha\sigma)]^n = A'_0 \exp\left(-\frac{Q}{RT}\right) [\sinh(\alpha\sigma)]^n \quad [6-7]$$

$A'_0(\rho)$	dichteabhängiger Parameter	(Gl. 6-13)	(s ⁻¹)
Q	Aktivationsenergie	(Gl. 6-9)	(kJ mol ⁻¹)
R	Gaskonstante		(kJ mol ⁻¹ K ⁻¹)
T	Temperatur		(K)
$\alpha(\rho)$	dichteabhängiger Parameter	(Gl. 6-10)	(-)
$n(\rho, T)$	dichte- und temperaturabhängiger Exponent	(Gl. 6-11)	(-)

Angesichts der Komplexität der Beziehung aus Gl. 6-7 und der gegenseitige Beeinflussung der Parameter A'_0 , α und n , wurde ein schrittweises, iteratives Verfahren zur Parameterbestimmung gewählt.

1. Schritt: qualitativer Einfluss der Parameter

Wie in den Abb. 6-6 bis Abb. 6-9 gezeigt, werden durch das hyperbolische Gesetz aus Gl. 6-7 gekrümmte Kurven generiert, wobei zwei Bereiche mit unterschiedlicher Steigung erkennbar sind (Abb. 6-6). Der Parameter A'_0 beeinflusst die Lage der Kurve, der Parameter α die Lage des Überganges vom *Bereich I* zu *Bereich II* und der Exponent n die Lage und die Stärke der Krümmung. Eine Änderung von n und von α führt zu einer Veränderung der Kurvenlage.

2. Schritt: provisorische Festlegung von A'

Um den Einfluss der Temperatur auf $A'(\rho, T)$ zu berücksichtigen (Gl. 6-7), wurde das Verhältnis zwischen den Parametern A' für die untersuchten Temperaturen wie folgt festgelegt:

$$A'(T_1) = \frac{A'(T_2)}{S_{1,2}}, \quad S_{1,2} = \exp\left[\frac{Q}{R}\left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right)\right], \quad [6-8]$$

wobei die Aktivationsenergie Q aus den Versuchsergebnissen aus Kapitel 5.2.6 übernommen wurde. Für die Mittelwerte (Abb. 5-14) von Q gilt:

$$\begin{aligned} Q &= 76 \text{ (kJ mol}^{-1}\text{)} && \text{für } T < -10 \text{ }^\circ\text{C,} \\ Q &= 10.73 T - 2747 && \text{für } T \geq -10 \text{ }^\circ\text{C} \quad (\text{kJ mol}^{-1}), \end{aligned} \quad [6-9]$$

wobei T die Temperatur in Kelvin ist.

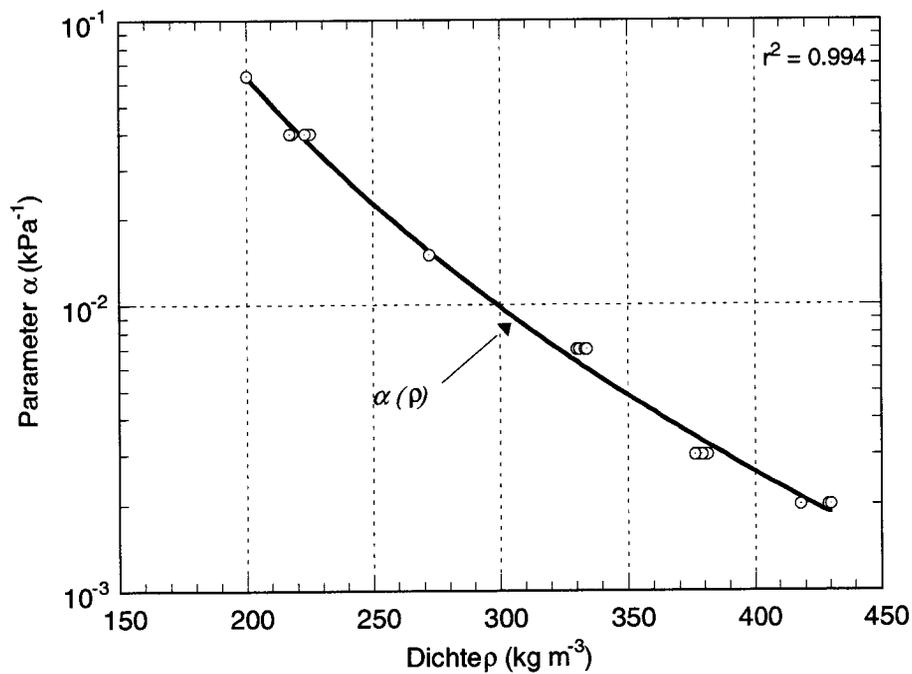
3. Schritt: Festlegung von α

Der Parameter α wurde so gewählt, dass bei $T = -11.3 \text{ }^\circ\text{C}$ die Lage des Überganges zwischen *Bereich I* und *Bereich II* den Versuchsergebnissen entspricht. Die Abb. 6-2 zeigt α als Funktion der Dichte. Der Parameter α nimmt mit zunehmender Dichte ab, d.h. mit zunehmender Dichte wandert der Kurvenknick nach oben. Die Temperaturabhängigkeit vom Bereichsübergang wurde mit dem Exponent n gesteuert.

Die Beziehung zwischen dem Parameter α und der Dichte ρ sieht wie folgt aus:

$$\alpha = 2.65489 \times 10^9 \rho^{-4.6497} \quad [6-10]$$

wobei ρ die Dichte in (kg m^{-3}) ist.

Abbildung 6-2: Parameter α als Funktion der Dichte.

4. Schritt: Bestimmung von n und A'

Unter der Bedingung aus Gl. 6-8, die die Temperaturabhängigkeit von A' regelt, und mit dem festgelegten Parameter $\alpha(\rho)$ wurden mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate die Parameter $n(\rho, T)$ und $A'(\rho, T = -11.3 \text{ °C})$ bestimmt. Die Ergebnisse sind in den Abb. 6-3 und Abb. 6-5 dargestellt.

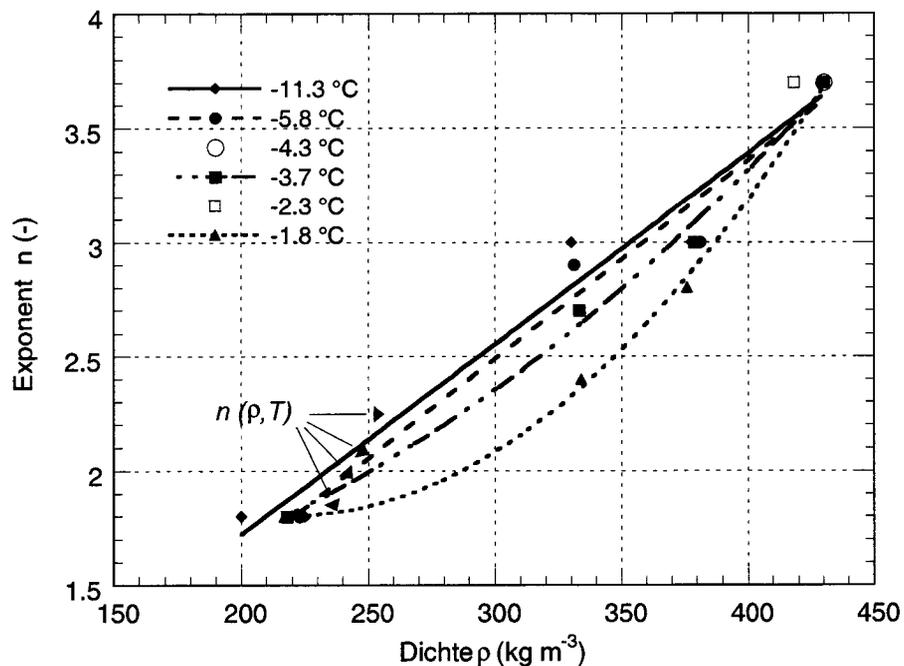


Abbildung 6-3: Exponente n als Funktion der Dichte für verschiedene Temperaturen.

Die in Abb. 6-3 dargestellten Beziehungen $n(\rho, T)$ lassen sich für den Bereich zwischen $n_{min} = 1.7$ und $n_{max} = 3.7$ mathematisch mit der polynomisch Funktion zweiten Grades wie folgt beschreiben:

$$n(\rho, T) = a(T)\rho^2 + b(T)\rho + c(T) \quad . \quad [6-11]$$

Die temperaturabhängigen Parameter $a(T)$, $b(T)$ und $c(T)$ (Abb. 6-4) werden ebenfalls mit polynomischen Funktionen zweiten Grades modelliert:

$$a(T) = 7.20 \times 10^{-7} T^2 - 3.77 \times 10^{-4} T + 4.94 \times 10^{-2},$$

$$b(T) = -4.88 \times 10^{-4} T^2 + 2.56 \times 10^{-1} T - 3.36 \times 10^1,$$

$$c(T) = 7.65 \times 10^{-2} T^2 - 4.02 \times 10^1 T + 5.28 \times 10^3,$$

wobei ρ die Dichte in (kg m^{-3}) und T die Temperatur in Kelvin ist.

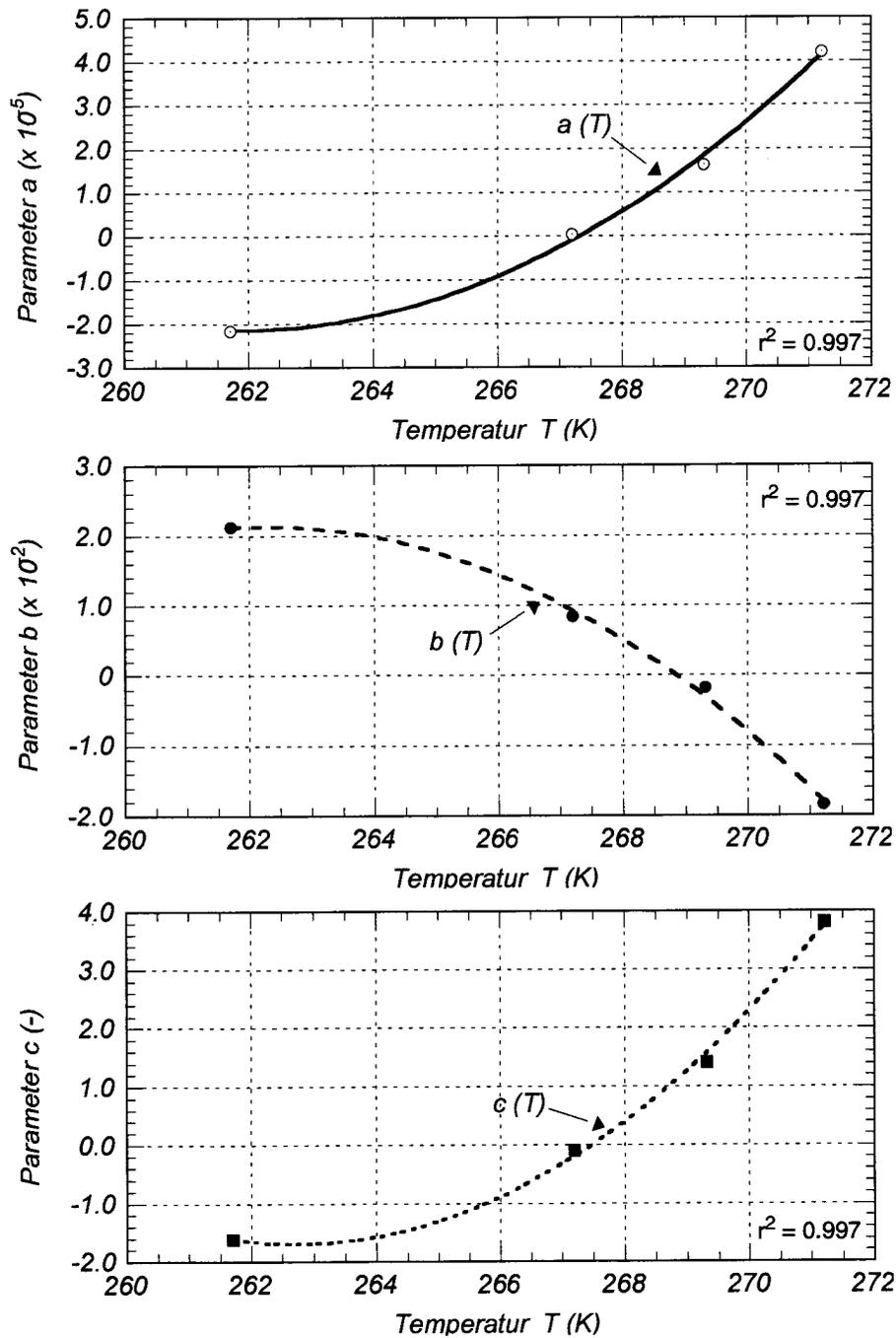


Abbildung 6-4: Parameter a , b und c als Funktion der Temperatur.

Die Abb. 6-5 zeigt der Parameter A' für verschiedenen Temperaturen als Funktion der Dichte. Für $T = -11.3$ °C wird $A'(\rho)$ durch folgende exponentielle Funktion beschrieben:

$$A'(\rho, -11.3\text{ °C}) = \exp(1.707 \times 10^{-4} \rho^2 - 9.242 \times 10^{-2} \rho + 1.625), \quad [6-12]$$

wobei ρ die Dichte in (kg m^{-3}) ist.

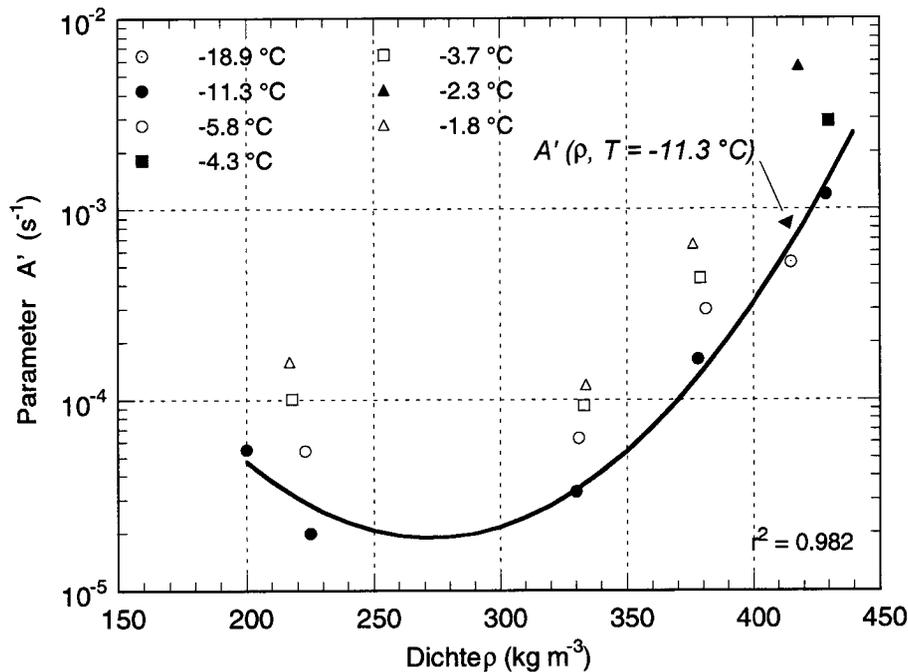


Abbildung 6-5: Parameter A' als Funktion der Dichte für verschiedene Temperaturen.

5. Schritt: Definitive Bestimmung von A'_0

Aus den Gleichungen Gl. 6-7 und Gl. 6-12 kann aus $A'(\rho, T = -11.3\text{ °C})$ der temperaturunabhängige Parameter A'_0 berechnet werden:

$$A'_0(\rho) = 1.479 \times 10^{15} \exp(1.707 \times 10^{-4} \rho^2 - 9.242 \times 10^{-2} \rho + 1.625). \quad [6-13]$$

Die nachfolgenden Abbildungen zeigen einen Vergleich zwischen den Versuchsdaten, dem entwickelten Stoffgesetz (Gl. 6-7) und dem Stoffgesetz von Gubler (1994), welcher Schnee als Newtonisches Medium (Gl. 3-4) mit einer dichte- und temperaturabhängigen Viskosität η beschreibt. Die Ergebnisse zeigen die sehr gute Übereinstimmung der Beziehung aus Gl. 6-7 mit den Ver-

suchsdaten. Das Stoffgesetz von Gubler liefert nur im Bereich kleinerer Dehnungsgeschwindigkeiten eine gute Übereinstimmung mit den Daten. Für Dehnungsgeschwindigkeiten in der Nähe von $\dot{\epsilon}_{krit}$ tritt eine Abweichung von den Versuchsdaten um den Faktor 100 auf. Die anderen auf einer dichteabhängige Viskosität aufgebauten Stoffgesetze (Kojima, 1974); (Mellor, 1974) verhalten sich ähnlich.

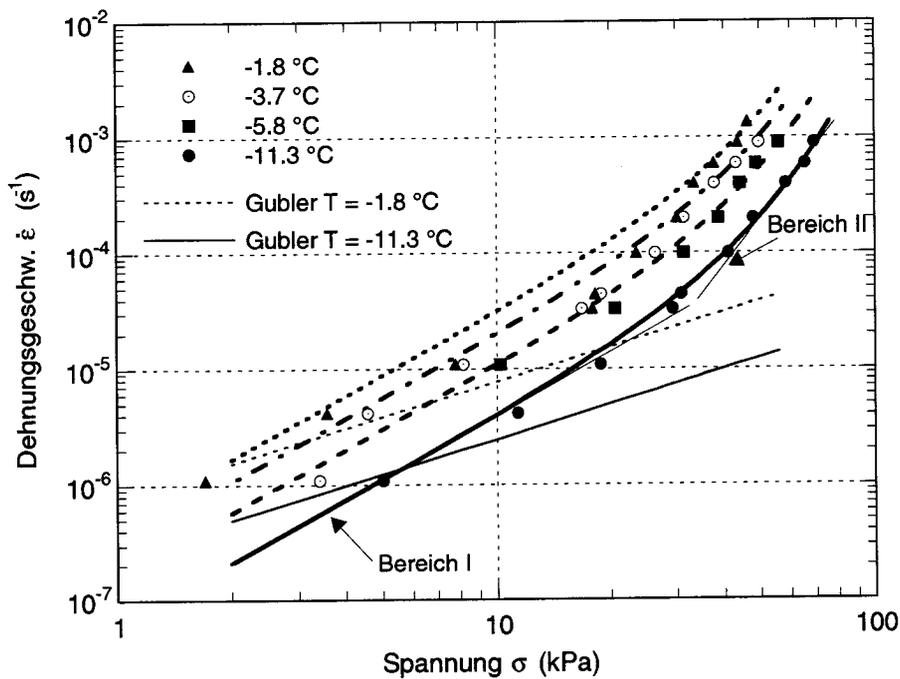


Abbildung 6-6: Doppellogarithmisches Dehnungsgeschwindigkeits-Spannungs-Diagramm für verschiedene Temperaturen. Vergleich zwischen Versuchsdaten, Stoffgesetz und linearem Modell von Gubler (1994). Dichte $\rho = 220\text{ kg m}^{-3}$.

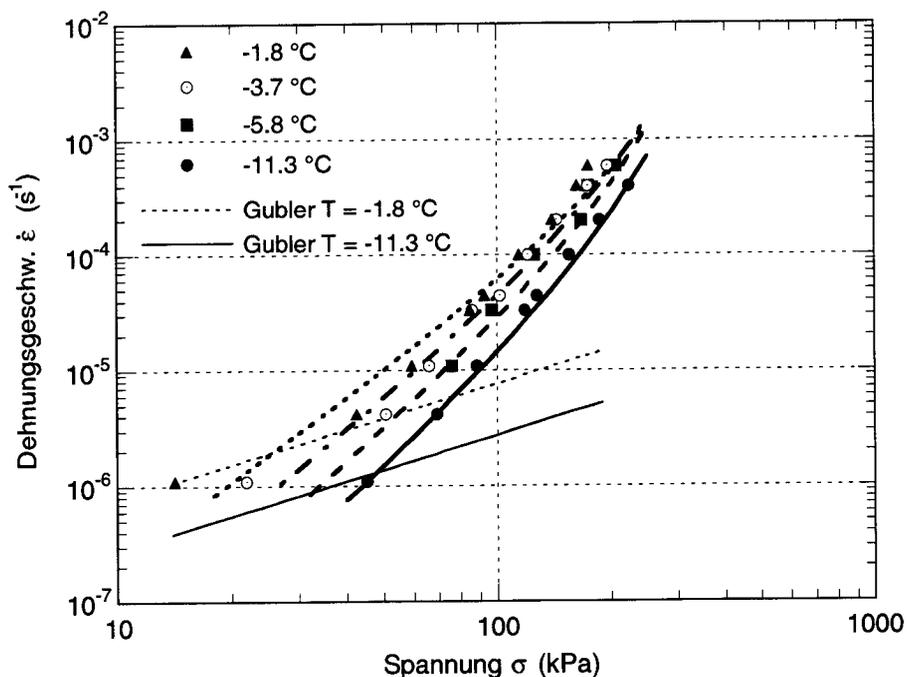


Abbildung 6-7: Doppellogarithmisches Dehnungsgeschwindigkeits-Spannungs-Diagramm für verschiedene Temperaturen. Vergleich zwischen Versuchdaten, Stoffgesetz und linearem Modell von Gubler (1994). Dichte $\rho = 330\text{ kg m}^{-3}$.

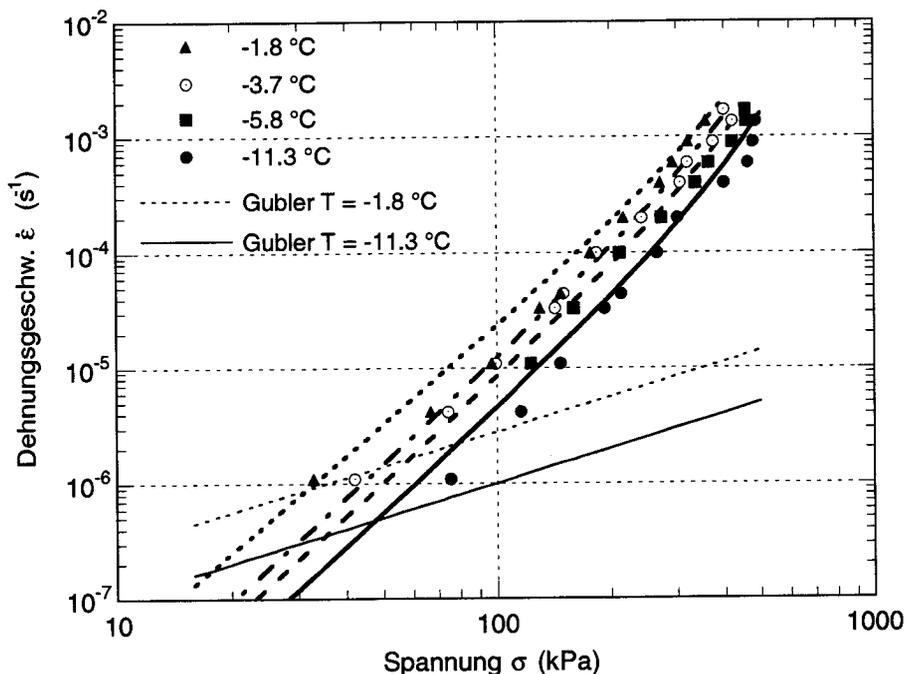


Abbildung 6-8: Doppellogarithmisches Dehnungsgeschwindigkeits-Spannungs-Diagramm für verschiedene Temperaturen. Vergleich zwischen Versuchdaten, Stoffgesetz und linearem Modell von Gubler (1994). Dichte $\rho = 380\text{ kg m}^{-3}$.

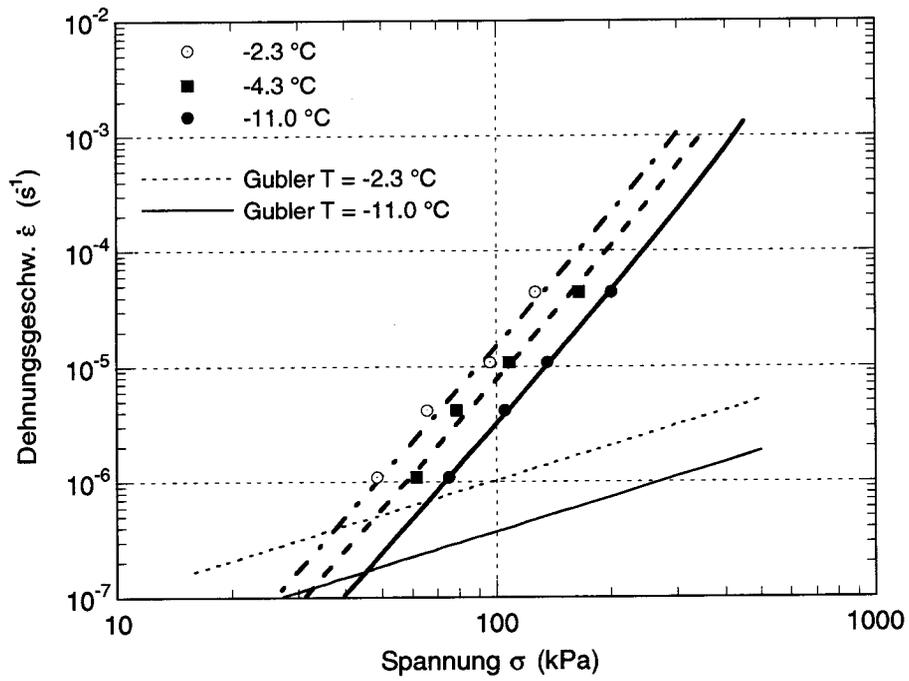


Abbildung 6-9: Doppellogarithmisches Dehnungsgeschwindigkeits-Spannungs-Diagramm für verschiedene Temperaturen. Vergleich zwischen Versuchsdaten, Stoffgesetz und linearem Modell von Gubler (1994). Dichte $\rho = 430 \text{ kg m}^{-3}$.

6.3 Mehrdimensionales Stoffgesetz

6.3.1 Annahmen und Randbedingungen

Für die Formulierung des mehrdimensionalen Stoffgesetzes gelten die gleichen Randbedingungen betreffend dem visko-elastischen Verhalten und dem Dichtebereich wie für das eindimensionale Stoffgesetz. Die Beziehungen aus den Gl. 6-1 und Gl. 6-2 schreiben sich in mehrdimensionaler Form wie folgt:

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ij}^e + \varepsilon_{ij}^d + \varepsilon_{ij}^v \quad , \quad [6-14]$$

bzw.

$$\dot{\varepsilon}_{ij} = \dot{\varepsilon}_{ij}^e + \dot{\varepsilon}_{ij}^d + \dot{\varepsilon}_{ij}^v \quad , \quad [6-15]$$

wobei ε_{ij}^e der *elastische*, ε_{ij}^d der *elastisch-reversible* und ε_{ij}^v der *viskose* Anteil des *Dehnungstensors* ε_{ij} sind.

In den nachfolgende Abschnitten (Kapitel 6.3.2 bis Kapitel 6.3.4) wird das mehrdimensionale Verhalten bei kleinen volumetrischen Verformungen behandelt. In diesem Dehnungsbereich sind sowohl die Poisson's Zahl ν als auch das viskose Analogon der Poissonsahl ν_v nahe Null (Kapitel 5.3). Dieses experimentelle Ergebnis vereinfacht die mehrdimensionale Formulierung des Stoffgesetzes, da keine Interaktion der Belastungsrichtungen stattfindet. Das Stoffgesetz wird für den dreidimensionalen Fall entwickelt. Im Kapitel 7.2.1 wird die implementierte Version für das auf dem ebenen Verformungszustand basierende zweidimensionale FE-Modell (Stoffel und Bartelt, 2003) vorgestellt. Das Material wird als homogenes, isotropes Kontinuum behandelt.

6.3.2 Elastisches Verhalten

In einem linear-elastischen, isotropen Material wird die Beziehung zwischen dem elastischen Dehnungstensor ε_{ij}^e und dem Spannungstensor σ_{ij} durch das Gesetz von Hooke geregelt (Timoschenko und Goodier, 1934),

$$\varepsilon_{ij}^e = \left(\frac{1}{E}(1 + \nu)\sigma_{ij} - \nu\delta_{ij}\sigma_{\alpha\alpha} \right) \quad , \quad [6-16]$$

ε_{ij}^e *elastischer Anteil des Dehnungstensors* (Gl. 6-18)

σ_{ij} *Spannungstensor* (Gl. 6-17)

$\delta_{ij} =$ *0 bei $i \neq j$, 1 bei $i = j$*

$\sigma_{\alpha\alpha}$ *mittlere Spannung = $\frac{1}{3}(\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33})$*

ν *Poisson's Zahl*

E *Young's Modul* (Gl. 6-4)

$$\sigma_{ij} = \sigma_{ji} = \begin{bmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & \sigma_{13} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} & \sigma_{23} \\ \sigma_{31} & \sigma_{32} & \sigma_{33} \end{bmatrix} \quad , \quad [6-17]$$

$$\varepsilon_{ij}^e = \varepsilon_{ji}^e = \begin{bmatrix} \varepsilon_{11}^e & \varepsilon_{12}^e & \varepsilon_{13}^e \\ \varepsilon_{21}^e & \varepsilon_{22}^e & \varepsilon_{23}^e \\ \varepsilon_{31}^e & \varepsilon_{32}^e & \varepsilon_{33}^e \end{bmatrix} \quad . \quad [6-18]$$

Die Beziehung aus Gl. 6-16 nimmt aufgrund der Poisson's Zahl $\nu = 0$ folgender Form an:

$$\varepsilon_{ij}^e = \left(\frac{1}{E}\sigma_{ij} \right) \quad . \quad [6-19]$$

6.3.3 Elastisch-reversibles Verhalten

Die eindimensionale Beziehung zwischen dem elastischen Anteil der Dehnung ε_e und dem elastisch-reversiblen Anteil der Dehnung ε_d aus Gl. 6-5, lässt sich für den mehrdimensionalen Fall wie folgt umschreiben:

$$\varepsilon_{ij}^d = \varepsilon_{ij}^e \frac{1}{K} \{1 - \exp[-(a_T t)^b]\} \quad [6-20]$$

Durch Einsetzen von Gl. 6-19 in Gl. 6-20 ergibt sich

$$\varepsilon_{ij}^d = \left(\frac{\frac{1}{K} \sigma_{ij}}{\frac{E}{\{1 - \exp[-(a_T t)^b]\}}} \right) = \left(\frac{1}{E^t} \sigma_{ij} \right) \quad [6-21]$$

wobei E^t ein zeitabhängiger Modul ist, das zwischen $E^t = \infty$ für $t = 0$ und $E^t = EK$ für $t = \infty$ variiert. Die Werte der Parameter K , a_T und b wurden aufgrund von eindimensionalen Druckversuchen im Kapitel 5.2.5 bestimmt.

6.3.4 Viskoses Verhalten

In diesem Abschnitt wird die Beziehung zwischen der viskosen Komponente des Dehnungsgeschwindigkeitstensors $\dot{\varepsilon}_{ij}^v$ und dem Spannungstensor σ_{ij} behandelt. Bader *et al.* (1989) verwendeten ein Ansatz, basierend auf einer spannungsunabhängigen Viskosität. Das viskose Verhalten wird aufgrund dieser Vereinfachung ähnlich wie das elastische Verhalten modelliert. Die Anwendung einer spannungsunabhängigen Viskosität führt allerdings zu grossen Fehlern in der Bestimmung der viskosen Kriechgeschwindigkeit (Abb. 6-6 bis Abb. 6-9). Die für die Modellierung des mehrdimensionalen Kriechverhaltens von Eis (Kapitel 3.6.2) verwendeten Ansätze berücksichtigen die nicht-lineare Beziehung zwischen Spannung und Kriechgeschwindigkeit. Sie setzen allerdings die Volumenkonstanz während dem sekundären Kriechen voraus. Diese Bedingung wird bei Schnee nicht erfüllt.

Das entwickelte dreidimensionale Stoffgesetz (Gl. 6-22) berücksichtigt sowohl das besondere mehrdimensionale Verformungsverhalten von Schnee (Gl. 5.3) als auch die komplexe Beziehung zwischen Spannung und sekundärer Kriechgeschwindigkeit. Da die Belastungsrichtungen unabhängig von einander sind, d.h. das viskose Analogon der Poisson's Zahl ν_v ist Null, ist jedes *Element* des *Dehnungsgeschwindigkeitstensors* $\dot{\varepsilon}_{ij}^v$ eine Funktion des entsprechenden *Elementes* des *Spannungstensors* σ_{ij} .

Das Stoffgesetz nimmt folgende Form an:

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^v = A_0' \exp\left(-\frac{Q}{RT}\right) \begin{bmatrix} [\sinh(\sigma_{11})]^n [\sinh(\sigma_{21})]^n [\sinh(\sigma_{31})]^n \\ [\sinh(\sigma_{12})]^n [\sinh(\sigma_{22})]^n [\sinh(\sigma_{32})]^n \\ [\sinh(\sigma_{13})]^n [\sinh(\sigma_{23})]^n [\sinh(\sigma_{33})]^n \end{bmatrix} \quad [6-22]$$

$A_0'(\rho)$	dichteabhängiger Parameter	(Gl. 6-13)	(s^{-1})
Q	Aktivationsenergie	(Gl. 6-9)	($kJ\ mol^{-1}$)
R	Gaskonstante		($kJ\ mol^{-1}\ K^{-1}$)
T	Temperatur		(K)
$\alpha(\rho)$	dichteabhängiger Parameter	(Gl. 6-10)	(-)
$n(\rho, T)$	dichte- und temperaturabhängiger Exponent	(Gl. 6-11)	(-)

6.3.5 Verfestigung

Die Untersuchung des Verformungsverhaltens von Schnee im Verfestigungsbereich (Kapitel 5.3.5), d.h. für volumetrische Dehnungen grösser als die Kontaktdehnung ε_{kkc} (Abb. 6-12), brachte zwei für die Modellierung sehr wichtige Aussagen hervor: (1) Die Verfestigungsspannung ist unabhängig von Temperatur und Dehnungsgeschwindigkeit und (2) die Zunahme der Verfestigungsspannung ist von der Zunahme der volumetrische Dehnung abhängig.

Um die Zunahme der Spannung nach Erreichen der Fließspannung (Abb. 6-11) zu simulieren, wurde ein hypoelastisches Modell (Desai und Siriwardane, 1984) gewählt, welches oft für die Modellierung der Verfestigung von anderen

geologischen Materialien verwendet wird. Das hypoelastische Modell ist ein inkrementales Gesetz, d.h. die Zunahme der Spannung wird als Funktion der Zunahme der Dehnung ausgedrückt.

Für triaxiale Druckversuche, bei welchen der Spannungstensor σ_{ij} aus den Komponenten σ_{11} und $\sigma_{22} = \sigma_{33}$ und der Dehnungstensor ε_{ij} aus den Komponenten ε_{11} und $\varepsilon_{22} = \varepsilon_{33}$ besteht, nimmt die allgemeine Formulierung des hypoelastischen Ansatzes (Desai und Siriwardane, 1984) folgende Form an:

$$d\sigma_{11} = (\alpha_1 + \alpha_2\sigma_{11} + \alpha_3\sigma_{33})d\varepsilon_{11} + (\alpha_4 + \alpha_5\sigma_{11} + \alpha_6\sigma_{33})d\varepsilon_{33} \quad . \quad [6-23]$$

Die Parameter α_1 bis α_6 sind eine Funktion der Spannungsinvarianten und werden aufgrund der Versuchsergebnisse bestimmt. Bevor die Auswertung der Versuchsergebnissen präsentiert wird, müssen einige für Schnee spezifische Randbedingungen festgehalten werden:

1. Es wird angenommen, dass sich die Eismatrix während der Verfestigung in einem stationären Zustand befindet. Bei weggesteuerten triaxialen Versuchen mit σ_{33} und $\dot{\varepsilon}_{11} = \text{konstant}$ wird die Eismatrix in axiale Richtung bei einer konstanten Fließspannung σ_{11y} und in radiale Richtung bei einer konstanten Kriechgeschwindigkeit $\dot{\varepsilon}_{33}^v(\sigma_{33})$ kriechen (Abb. 5-33).
2. Die Zunahme der axialen Spannung σ_{11} um $d\sigma_{11}$ und die Abweichung des Anstieges der gemessenen totalen radialen Dehnung $d\varepsilon_{33}^{tot}$ vom Anstieg der radialen Kriechverformung der Eismatrix $d\varepsilon_{33}^v$ werden durch das physikalische Phänomen der Verfestigung verursacht.

Aufgrund der zweite Randbedingung wird das Inkrement der radialen Dehnung infolge der Verfestigung $d\varepsilon_{33}$ wie folgt bestimmt:

$$d\varepsilon_{33} = d\varepsilon_{33}^{tot} - d\varepsilon_{33}^V, \quad [6-24]$$

wobei

$$d\varepsilon_{33}^V = \dot{\varepsilon}_{33}^V dt \quad \text{ist.} \quad [6-25]$$

$d\varepsilon_{33}^{tot}$ ist das gemessene Inkrement der Radialdehnung und $\dot{\varepsilon}_{33}^V(\sigma_{33})$ ist die radiale Kriechgeschwindigkeit infolge Seitendruck, die mit Hilfe von Gl. 6-7 bestimmt werden kann.

Die Abb. 6-10 zeigt das gemessene und das berechnete Spannungskrement $d\sigma_{11}$ als Funktion der Spannung σ_{11} für eine Schneedichte $\rho \cong 425 \text{ kgm}^{-3}$ bei verschiedenen Seitendrücken. Der Verlauf der berechneten Kurven ist von den Parametern α_1 bis α_6 abhängig, die mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate bestimmt wurden.

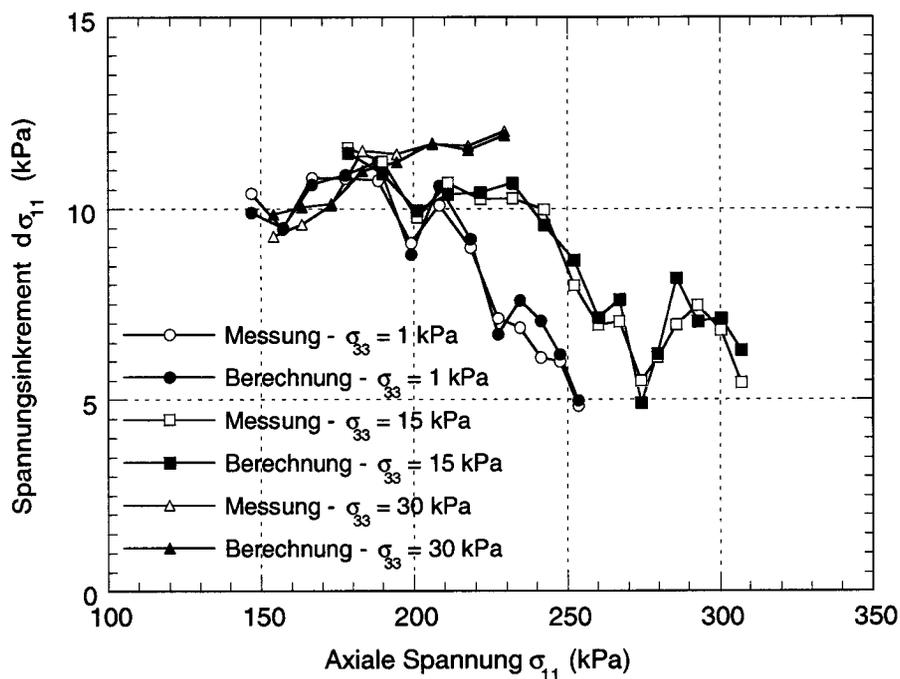


Abbildung 6-10: Vergleich zwischen dem gemessenen und dem berechneten Spannungskrement $d\sigma_{11}$ für verschiedene Seitendrücke.

In der folgende Tabelle sind die Werte α_1 bis α_6 für verschiedene Dichten und Seitendrücke dargestellt.

Dichte (kgm ⁻³)	σ_{33} (kPa)	α_1 (kPa)	α_2 (-)	α_3 (-)	α_4 (kPa)	α_5 (-)	α_6 (-)
214	4	30	6.3	7.0	0	12.5	3.0
199	8	100	7.3	9.3	0	12.5	5.0
215	12	100	9.0	8.2	0	7.5	3.1
271	10	7	4.4	6.3	0	2.3	5.9
270	20	15	4.4	6.5	0	3.2	6.0
272	30	30	6.9	6.8	0	3.4	5.7
357	1	0	6.4	5.3	0	3.3	5.5
355	15	0	6.0	5.3	0	3.9	5.8
432	1	0	5.5	7.5	0	2.6	8.2
423	15	0	4.9	7.2	0	2.7	8.0
418	30	0	4.6	4.9	0	1.8	8.5

Tabelle 6-1: α -Werte für verschiedene Seitendrücke und Dichten.

$$\text{Dehnungsgeschwindigkeit } \dot{\epsilon}_{11} = 1.1 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}, T = -11.3 \text{ }^\circ\text{C}.$$

Die Parameter α_1 bis α_6 scheinen von der Dichte und vom Seitendruck abhängig zu sein. Dieses Ergebnis entspricht den Erwartungen, denn die α -Werte sind eine Funktion der Spannungsinvarianten, die ihrerseits sowohl vom gegebenen Seitendruck als auch von der resultierenden dichteabhängigen Fließspannung σ_{11y} abhängig sind.

Um die vorgestellte Berechnungsmethode zu veranschaulichen, wird nachfolgend ein rechnerisches Beispiel durchgeführt.

Gegeben:

Weggesteuerter Triaxialversuch: $\dot{\epsilon}_{11} = 1.1 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$
 $\sigma_{33} = 20 \text{ kPa}$ Schneedichte: $\rho = 270 \text{ kg m}^{-3}$ Flie遢spannung: $\sigma_{11y} = 48.5 \text{ kPa}$ Kontaktdehnung: $\epsilon_{11c} = 1.9 \%$ Parameter α (aus Tab. 6-1): $\alpha_1 = 15 \text{ kPa}$; $\alpha_2 = 4.4$; $\alpha_3 = 6.5$; $\alpha_4 = 0 \text{ kPa}$; $\alpha_5 = 3.2$; $\alpha_6 = 6.0$.

σ_{11} (kPa)	$d\sigma_{11}$ (kPa)	ϵ_{11} (-)	$d\epsilon_{11}$ (-)	$d\epsilon_{33}$ (-)
48.5*		0.0191**		
	2.74		0.00663	0.00132
51.3		0.0257		
	2.49		0.00657	0.00019
53.8		0.0323		
	2.55		0.00652	0.00022
56.3		0.0388		
	2.64		0.006591	0.00016
59.0		0.0454		
.....
98.6		0.13795		
	2.88		0.00667	-0.00225
101.5		0.14462		

* Der Anfangswert von σ_{11} entspricht der Flie遢spannung σ_{11y} .** Der Anfangswert von ϵ_{11} entspricht der Kontaktdehnung ϵ_{11c} .Tabelle 6-2: Berechnungsbeispiel mit $\rho = 270 \text{ kg m}^{-3}$ und $\sigma_{33} = 20 \text{ kPa}$.

Die Ergebnisse aus der Simulation aus Tab. 6-2 sind in einem Spannungs-Dehnungsdiagramm (Abb. 6-11) dargestellt. Zusatzlich zum gerechneten Fall sind auch die Berechnungen fur weitere Seitendrucke enthalten. Die Abb. 6-11 zeigt einen Vergleich zwischen den Messergebnissen und den Simulationen mit

den α -Werten aus Tab. 6-2. Die zur Beschreibung der Verfestigung von Schnee berechneten Punkte des Spannungs-Dehnungsdiagrammes stimmen sehr gut mit den gemessenen Kurven überein.

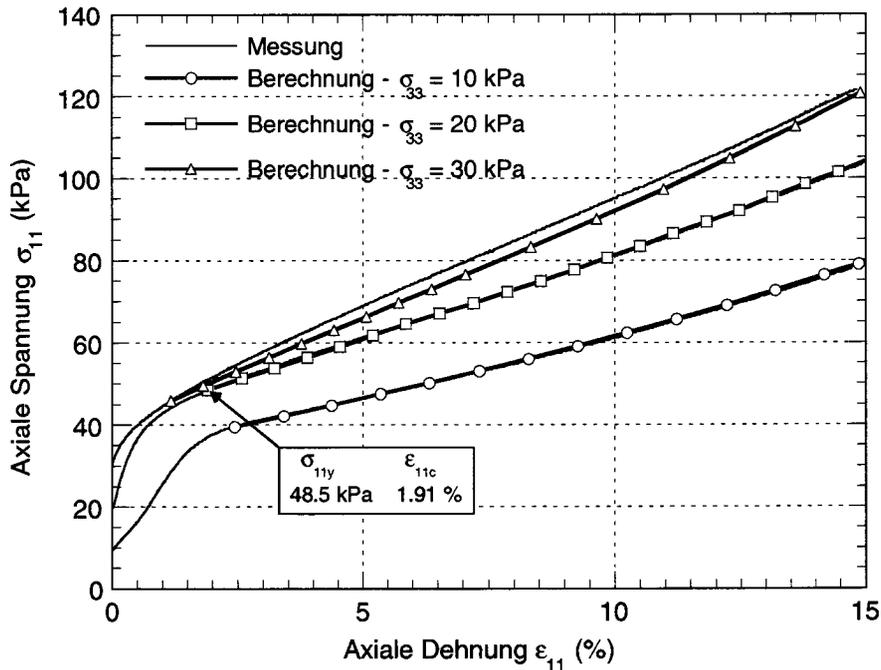


Abbildung 6-11: Spannungs-Dehnungsdiagramm für verschiedene Seitendrücke.
 $\rho = 270 \text{ kg m}^{-3}$, $\dot{\epsilon}_{11} = 1.1 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ und $T = -11.3 \text{ }^\circ\text{C}$.

Die bisher präsentierten Ergebnisse basieren auf einer konstanten Dehnungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_{11} = 1.1 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ und einer konstanten Temperatur $T = -11.3 \text{ }^\circ\text{C}$. Für die Verallgemeinerung auf andere Dehnungsgeschwindigkeiten und Temperaturen muss der Zusammenhang zwischen $d\sigma_{11}$ und σ_{11} berücksichtigt werden: Aus der Gl. 6-23 ist es ersichtlich, dass $d\sigma_{11}$ von σ_{11} abhängig ist. Die als Anfangswert von σ_{11} eingesetzte Fließspannung σ_{11y} ist temperatur- und dehnungsgeschwindigkeitsabhängig (Gl. 6-7), d.h. $d\sigma_{11}$ müsste auch temperatur- und dehnungsgeschwindigkeitabhängig sein. Dieses Ergebnis widerspricht den Beobachtungen (Kapitel 5.3.5). Um die Resultate korrekt zu modellieren, müssten in diesem Fall die Parameter α_1 bis α_6 als Funktion der Temperatur und der Dehnungsgeschwindigkeit bestimmt werden, was sehr aufwendig ist. Eine elegantere Lösung besteht in der Festlegung einer Referenzdehnungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_{11}^{ref}$ und einer Referenztemperatur T^{ref} , in diesem Fall

$\dot{\varepsilon}_{11}^{ref} = 1.1 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ und $T^{ref} = -11.3 \text{ }^\circ\text{C}$, mit der resultierenden Fließspannung σ_{11y}^{ref} bei welcher die Parameter $\alpha_1(\dot{\varepsilon}_{11}^{ref}, T^{ref})$ bis $\alpha_6(\dot{\varepsilon}_{11}^{ref}, T^{ref})$ bestimmt werden. Das Inkrement $d\sigma_{11}$ wird dann nicht für die effektive Fließspannung gerechnet sondern für die Referenzfließspannung σ_{11y}^{ref} bestimmt. Um die Spannung σ_{11} zu erhalten, wird dann das Inkrement $d\sigma_{11}(\sigma_{11y}^{ref})$ zu der tatsächlichen Fließspannung σ_{11y} addiert.

Mit Hilfe der Stoffgesetze aus Gl. 6-14 bis Gl. 6-22 ist es möglich, das dreidimensionale visko-elastische Verhalten der Eismatrix zu beschreiben. Daraus resultieren der Spannungstensor σ_{ij}^{Matrix} und der Dehnungstensor $\varepsilon_{ij}^{Matrix}$. Das inkrementale Stoffgesetz aus Gl. 6-23 ermöglicht die Beschreibung des Verfestigungsverhaltens bei grossen volumetrischen Dehnungen infolge der Bildung von neuen Kornbindungen. Daraus resultiert das Inkrement des Spannungstensors $d\sigma_{ij}$ und des Dehnungstensors $d\varepsilon_{ij}$. Das gesamte Verformungsverhalten von Schnee besteht aus der Überlappung beider Verhalten. Formell sehen die Beziehungen wie folgt aus:

$$\varepsilon_{ij}^{total} = \varepsilon_{ij}^{Matrix} + d\varepsilon_{ij} \quad , \quad [6-26]$$

und

$$\sigma_{ij}^{total} = \sigma_{ij}^{Matrix} + d\sigma_{ij} \quad . \quad [6-27]$$

Folgende Bedingung muss zusätzlich berücksichtigt werden:

$$d\sigma_{ij} = 0 \quad \text{und} \quad d\varepsilon_{ij} = 0 \quad \text{wenn} \quad \varepsilon_{kk}^{Matrix} < \varepsilon_{kkc}^{Matrix} \quad , \quad [6-28]$$

wobei $d\sigma_{ij}$ und $d\varepsilon_{ij}$ die Elemente der Tensoren $d\sigma_{ij}$ und $d\varepsilon_{ij}$ sind, $\varepsilon_{kk}^{Matrix} = \varepsilon_{11}^{Matrix} + \varepsilon_{22}^{Matrix} + \varepsilon_{33}^{Matrix}$ die volumetrische Dehnung der Eismatrix und $\varepsilon_{kkc}^{Matrix}$ die volumetrische Kontaktdehnung (Abb. 6-12) ist.

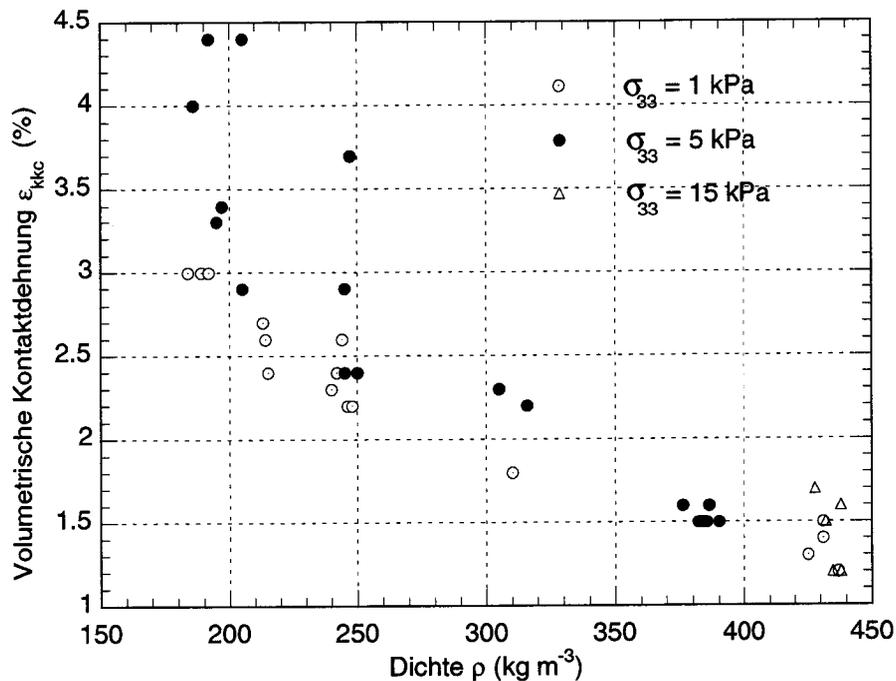


Abbildung 6-12: Volumetrische Kontaktdehnung ϵ_{kkc} als Funktion der Dichte für verschiedene Seitendrücke.

6.4 Schlussfolgerungen

Die vorgestellten Stoffgesetze ermöglichen die mathematische Umschreibung des visko-elastischen Verhaltens von Schnee als Funktion der Dichte und der Temperatur. Die entwickelten Stoffgesetze sind für einen grossen Belastungsbereich gültig. Dieser Bereich erstreckt sich von der für das Kriechen der Schneedecke üblichen Dehnungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon} = 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ bis zu in der Nähe von Störzonen anzutreffenden Spitzengeschwindigkeiten von $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. Die Ausdehnung des Dichte- und des Temperaturbereiches, in welchem die Stoffgesetze gültig sind, machen die entwickelten Stoffgesetze zu einer zuverlässigen Basis für die Implementierung in numerische FE-Modelle.

In mehreren Bereichen besteht durchaus noch ein Forschungsbedarf. Die Anwendbarkeit des Stoffgesetzes ausserhalb des untersuchten Dichtebereiches muss überprüft werden, obwohl die technische Durchführbarkeit der Versuche bei Dichten kleiner als 180 kg m^{-3} fraglich ist. Die Gültigkeit der Stoffgesetze für andere Schneetypen, die dem untersuchten feinkörnigen abgerundeten Schnee

nicht entsprechen, muss noch überprüft werden. Das formulierte mehrdimensionale Stoffgesetz muss für andere Versuchsanordnungen, wie z.B. reiner Scherversuch (simple shear test), überprüft werden.

Anwendung der Stoffgesetze

In diesem Kapitel werden die numerischen Grundlagen des FE-Modells, in der das Stoffgesetze aus Kapitel 6 implementiert wurden, skizziert. Dabei werden einige FEM-Berechnungen zur Beurteilung des Einflusses von Temperatur und Länge einer schwachen Schicht auf die Verteilung der Spannungen bzw. der Dehnungsgeschwindigkeiten gezeigt.

Im zweiten Abschnitt werden bruchmechanische Methoden für das spezifische Hangstabilitätsproblem in das stationäre visko-elastische FE-Modell implementiert. Der Einfluss von Zeit, Temperatur, Länge der schwachen Schicht und Hangneigung wird in Rechenbeispielen aufgezeigt und anschliessend mit Feldbeobachtungen verglichen.

7.1 Einführung

Die ersten Modelle zur Bestimmung der Schneedeckenstabilität (Haefeli, 1942) basierten auf der gleichen Grundlage wie die Berechnung der Böschungstabilität in der Bodenmechanik. Diese Stabilitätsberechnungen stützen sich auf die Annahme einer existierenden Gleitfläche, auf welche eine Scherspannung τ wirkt. Dieser Wert wird mit der, von der Normalspannung σ abhängigen Scherfestigkeit τ_f des Bodens in der Gleitfläche verglichen. Wenn die Schubspannung τ die Scherfestigkeit τ_f erreicht, ist die Stabilität nicht mehr gewährleistet. Ende der achtziger Jahren fand eine Neuorientierung statt. Mit Hilfe von stationären visko-elastischen Finite Element Modellen (Bader *et al.*, 1989) wurde die Vertei-

lung der Spannungen, der Dehnungen und der Dehnungsgeschwindigkeiten innerhalb der Schneedecke berechnet. Das von Bader und Salm (1990) präsentierte FE-Modell ermöglichte zusätzlich die Simulation von schwachen Schichten. Die erhaltenen maximalen Werte der Spannung bzw. der Dehnungsgeschwindigkeit in der Nähe der schwachen Schicht wurden mit der Festigkeit bzw. mit der kritischen Dehnungsgeschwindigkeit (Kapitel 5.2.7 und Kapitel 5.4.3) verglichen. Als Stabilitätskriterium galt das Erreichen der kritischen Dehnungsgeschwindigkeit bzw. der Festigkeit. Auf Grund der Erkenntnis aus der Bruchmechanik (Irwin, 1957), dass nicht die Spannung sondern die *Energiefreisetzungsrates* G die treibende Kraft für die Rissausbreitung ist, wurde in der Schneemechanik in den letzten Jahren ein neuer Weg eingeschlagen. Einige Autoren (Schweizer, 1998); (Kirchner *et al.*, 2000); (Kirchner, 2001); (Failletaz *et al.*, 2004) befassen sich mit dem Materialwiderstand, welcher durch die Bruchzähigkeit charakterisiert wird. Andere (Bazant *et al.*, 2003) konzentrieren sich auf die Belastungsseite und berechnen mit Hilfe eines elastischen FE-Modells den Spannungsintensitätsfaktor K_{II} . In der vorliegenden Arbeit steht die Berechnung der Spannungsintensitätsfaktoren K_I und K_{II} (Gl. 7-9) im Vordergrund. Im Gegensatz zu Bazant *et al.* (2003) werden die Berechnungen mit einem instationären visko-elastischen FE-Modell durchgeführt. Das ermöglicht die Verfolgung der zeit- und der temperaturabhängigen Entwicklung der Spannungsintensitätsfaktoren.

Dieses Kapitel hat folgende Ziele:

- die Veranschaulichung der Implementierung des Stoffgesetzes aus Kapitel 6 in das instationäre visko-elastische FE-Modell,
- den Entwurf eines bruchmechanischen Modells für die Beurteilung der Stabilität einer in der Schneedecke enthaltenen schwachen Schicht,
- die Analyse des Einflusses von Temperatur, Zeit, Länge der schwachen Schicht und Hangneigung auf die Spannungsintensitätsfaktoren K_I und K_{II} .

Das in diesem Kapitel vorgestellte instationäre visko-elastische FE-Modell ist das Hauptthema einer am Institut für Baustatik und Konstruktion (Gruppe Prof. Anderheggen) der ETH Zürich laufenden Doktorarbeit (Doktorand: Martin Stoffel). Die vorgestellten Ergebnissen basieren auf dem Entwicklungsstand dieses Modells von Ende Juni 2003.

7.2 Instationäres Finite-Element Modell

7.2.1 Modellierung

In diesem Abschnitt werden die formelmässigen Grundlagen des entwickelten FE-Modells erläutert. Eine detaillierte Beschreibung des FE-Modells ist in Stoffel und Bartelt (2003) enthalten.

Verformungsverhalten von Schnee

Wie in Kapitel 5 und Kapitel 6 aufgezeigt, besteht die unter einer Belastung erzeugte Verformung aus drei Komponenten, einer *elastischen Komponente* ε_e , einer *elastisch-reversiblen Komponente* ε_d und einer *viskosen Komponente* ε_v . Beim Entwicklungsstand von 30. Juni 2003 wurden vorerst nur die elastische Komponente ε_e und die viskose Komponente ε_v implementiert, wobei die Implementierung der elastisch-reversiblen Komponente ε_d geplant ist. Es ergibt sich somit

$$\varepsilon = \varepsilon_e + \varepsilon_v \quad [7-1]$$

Im *ebenen Verformungszustand (EVZ)* wird der elastische Anteil der Verformung durch die *Elastizitätsmatrix E* charakterisiert

$$\mathbf{E} = \frac{E(1-\nu)}{(1+\nu)(1-2\nu)} \begin{bmatrix} 1 & \frac{\nu}{1-\nu} & 0 \\ \frac{\nu}{1-\nu} & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1-2\nu}{2(1-\nu)} \end{bmatrix}, \quad [7-2]$$

wobei E dem dichteabhängigen Young's Modul E_0 aus Gl. 6-4 in Kapitel 6.2.2 entspricht und ν die Poisson's Zahl ist. Aufgrund der aus dem untersuchten mehrdimensionalen Verformungsverhalten von Schnee abgeleiteten Unabhängigkeit der Belastungsrichtungen (Kapitel 5.3) ist die Poisson's Zahl $\nu = 0$. Die *Elastizitätsmatrix* \mathbf{E} verknüpft den *Dehnungsvektor* $\boldsymbol{\varepsilon} = (\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_{xy})^T$ mit dem *Spannungsvektor* $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \tau_{xy})^T$.

Der viskose Anteil der Dehnung wird durch die *Viskositätsmatrix* \mathbf{V} definiert.

$$\mathbf{V} = \begin{bmatrix} \eta \left(1 + \frac{1}{1+m}\right) & \frac{\eta}{m-2} & 0 \\ \frac{\eta}{m-2} & \eta \left(1 + \frac{1}{1+m}\right) & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\eta}{2} \end{bmatrix} \quad [7-3]$$

Die in der Viskositätsmatrix enthaltene *spannungsabhängige Viskosität* η wird aus Gl. 3-4 und Gl. 6-7 hergeleitet,

$$\eta = \frac{\sigma_{II}}{A'(\sinh(\alpha\sigma_{II}))^n}, \quad [7-4]$$

wobei $\sigma_{II} = \sqrt{\frac{1}{2}(\sigma_x^2 + \sigma_y^2) + \tau_{xy}^2}$ die zweite Spannungsinvariante ist. Die Kennzahl $m = 1/\nu_v$ ist das Reziproke des viskosen Analogons der Poisson's Zahl. Aufgrund der Unabhängigkeit der Belastungsrichtungen während dem Fließen (Kapitel 5.3), gilt $\nu_v = 0$ bzw. $m = \infty$. Die *Viskositätsmatrix* \mathbf{V} verknüpft den *viskosen Dehnungsgeschwindigkeitsvektor* $\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_v = (\dot{\varepsilon}_{vx}, \dot{\varepsilon}_{vy}, \dot{\varepsilon}_{vxy})^T$ mit dem *Spannungsvektor* $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \tau_{xy})^T$.

Die schwache Schicht (Abb. 7-1) wurde mit dünnen Elementen ($d \rightarrow 0$) modelliert. Die Steifigkeitsmatrix \mathbf{E}_{weak} ist gegeben durch:

$$\mathbf{E}_{weak} = \begin{bmatrix} E_s & 0 \\ 0 & E_n \end{bmatrix} \quad [7-5]$$

Für die Steifigkeit E_n wird ein sehr hoher Wert eingesetzt, um eine orthogonale Verformung der Schicht zu verhindern ($v_{n\ oben} - v_{n\ unten} = 0$). Die Steifigkeit E_s wurde auf null gesetzt, um den Widerstand in x-Richtung zu eliminieren ($u_{s\ oben} \neq u_{s\ unten}$).

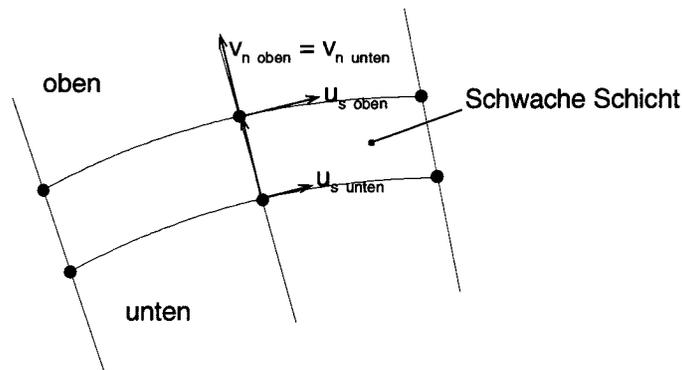


Abbildung 7-1: Definition der Elemente zur Modellierung der schwachen Schicht.

Zusätzlich zum instationären mechanischen Verhalten wurde auch der Wärmetransport innerhalb der Schneedecke instationär implementiert. Das ermöglicht die Simulation der zeitabhängigen Temperaturänderung innerhalb der Schneedecke bei einer gegebenen Änderung der Lufttemperatur. Die Stoffgesetze, die diese Prozesse steuern, sind in Stoffel und Bartelt (2003) beschrieben und werden an dieser Stelle nicht behandelt.

Gleichgewichtsbedingungen

Das zweidimensionale FE-Modell basiert auf viereckigen Elementen (Abb. 7-1). Die Differentialgleichung zur Umschreibung des mechanischen Verhaltens lautet:

$$\nabla \sigma(T_p, \mathbf{u}_j) - \mathbf{f} = \mathbf{0} \quad , \quad [7-6]$$

wobei \mathbf{f} die wirkenden Knotenkräfte, in diesem Fall die Eigengewichtskräfte der Schneedecke, sind. Der Knotenverschiebungsvektor ist als \mathbf{u}_i bezeichnet und $\mathbf{T}_i(x,y,t)$ ist der zeitabhängige Eistemperaturvektor. Die Differenzialgleichung aus Gl. 7-6 wurde für die FEM-Anwendung in einem System von algebraische Gleichungen wie folgt diskretisiert:

$$\mathbf{K}_t \Delta \mathbf{u} = \Delta \mathbf{f}_g + \Delta \mathbf{f}_v \quad , \quad [7-7]$$

wobei \mathbf{K}_t die tangentielle Steifigkeitsmatrix, $\Delta \mathbf{u}$ das Inkrement der Verschiebung, $\Delta \mathbf{f}_g$ das Inkrement der Knotenkräfte (Eigengewicht) und $\Delta \mathbf{f}_v$ das Inkrement der Pseudo-Knotenkräfte zur Generierung der Kriechverformungen von t_0 auf t_1 ist.

Überprüfung des implementierten Stoffgesetzes

Wie in Abb. 7-2 gezeigt, wurde die Beziehung zwischen Spannung und Dehnungsgeschwindigkeit innerhalb eines Elementes anhand von einem einfachen Modell überprüft. Die Belastung auf das überprüfte untere Element ($b = 1.0$ m, $h_1 = 0.5$ m, $\rho = 220$ kg m⁻³, $T_2 = -2$ °C bis -12 °C), wurde durch ein oberes Element mit variabler Höhe h_2 ($\sigma = 1$ bis 50 kPa) angebracht, da im FE-Modell keine äusseren Lasten simuliert werden können. In Abb. 7-2 werden die Versuchsergebnisse (Punkte) und die beste Interpolation der Daten (durchgehende Linie) mit den Ergebnissen aus der FEM-Berechnung (gestrichelte Linie) verglichen. Die Resultate der numerischen Berechnung stimmen bei tieferen Temperaturen und höheren Dehnungsgeschwindigkeiten mit den Versuchsdaten gut überein. Bei höheren Temperaturen und kleineren Dehnungsgeschwindigkeiten sind die berechneten Dehnungsgeschwindigkeiten tendenziell höher als die gemessenen.

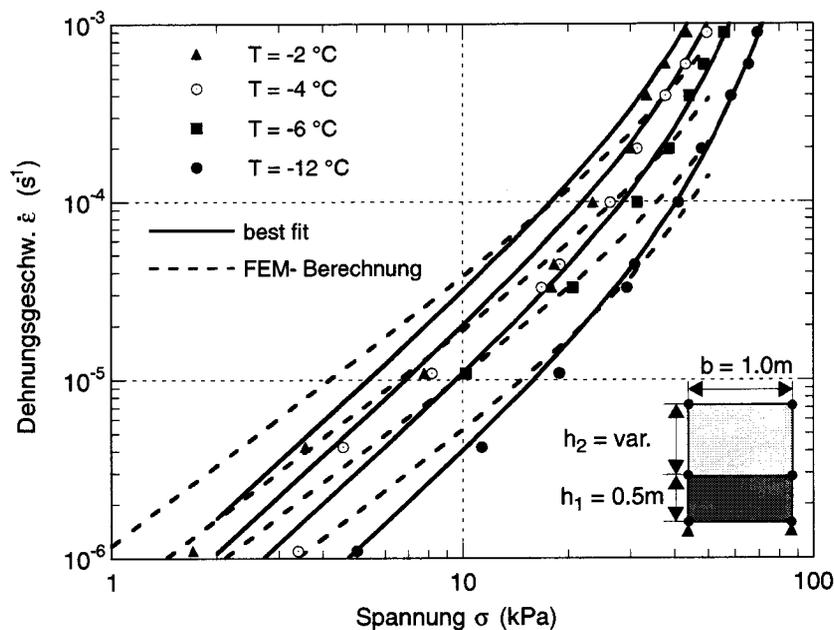


Abbildung 7-2: Spannungs-Dehnungsgeschwindigkeits-Diagramm für verschiedene Temperaturen bei $\rho = 220 \text{ kg m}^{-3}$.

7.2.2 Anwendungsbeispiele

In diesem Abschnitt werden einige Ergebnisse aus den FEM- Berechnungen präsentiert. Alle Resultate basieren auf dem in der Abb. 7-3 dargestellten Modell, wobei $\rho_1 = 350 \text{ kg m}^{-3}$, $\beta = 35^\circ$, $T_1 = 0 \text{ }^\circ\text{C}$, $d_1 = d_2 = 1.0 \text{ m}$ und $L = 50 \text{ m}$.

In der Abb. 7-4 ist der Einfluss der Länge der schwachen Schicht auf die zweite Invariante der Dehnungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_{II} = \sqrt{\dot{\epsilon}_x^2 + \dot{\epsilon}_y^2 + \dot{\epsilon}_{xy}^2}$ dargestellt. Mit zunehmender Länge a nimmt der Spitzenwert der Dehnungsgeschwindigkeit an den Enden der schwachen Schicht zu. Die Abb. 7-5 zeigt den Einfluss der Temperatur auf die zweite Invariante der Dehnungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_{II}$ für eine Länge der schwachen Schicht von $a = 12 \text{ m}$. Die Spitzenwerte werden im bei Schneetemperaturen zwischen $-8 \text{ }^\circ\text{C}$ und $-4 \text{ }^\circ\text{C}$ erreicht. Feldbeobachtungen (Perla, 1977) bestätigen, dass im Temperaturbereich zwischen $-7.5 \text{ }^\circ\text{C}$ und $-2.5 \text{ }^\circ\text{C}$ die Häufigkeit der Schneebrettlawinenablösungen am grössten ist. Dieses Phänomen wird im Kapitel 7.3.2 diskutiert. Die Abb. 7-6 zeigt die Entwicklung von $\dot{\epsilon}_{II}$ bei einer Erwärmung $\Delta T_2 = 10 \text{ }^\circ\text{C}$ von $-12 \text{ }^\circ\text{C}$ auf $-2 \text{ }^\circ\text{C}$ innerhalb von 2h, 6h bzw. 10h. Je schneller die Temperaturveränderung stattfindet, desto grösser wird die maximale Dehnungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_{II}$.

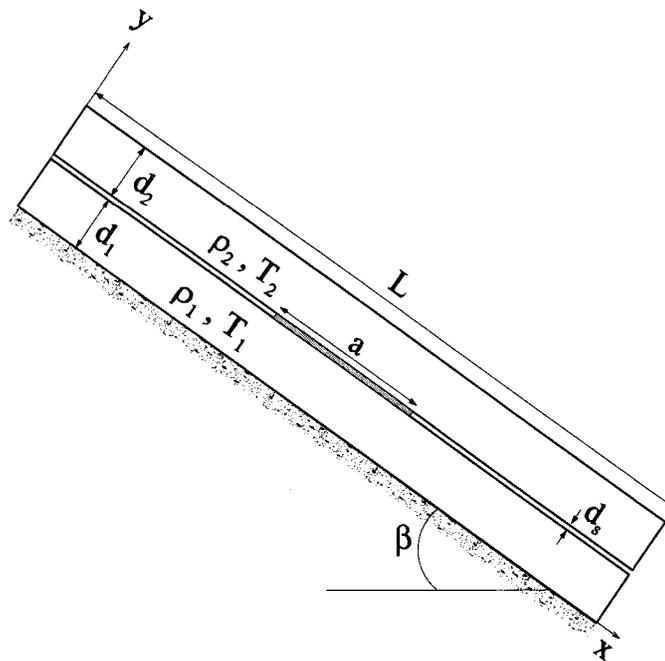


Abbildung 7-3: Schneedeckenmodell für die FEM-Berechnung.

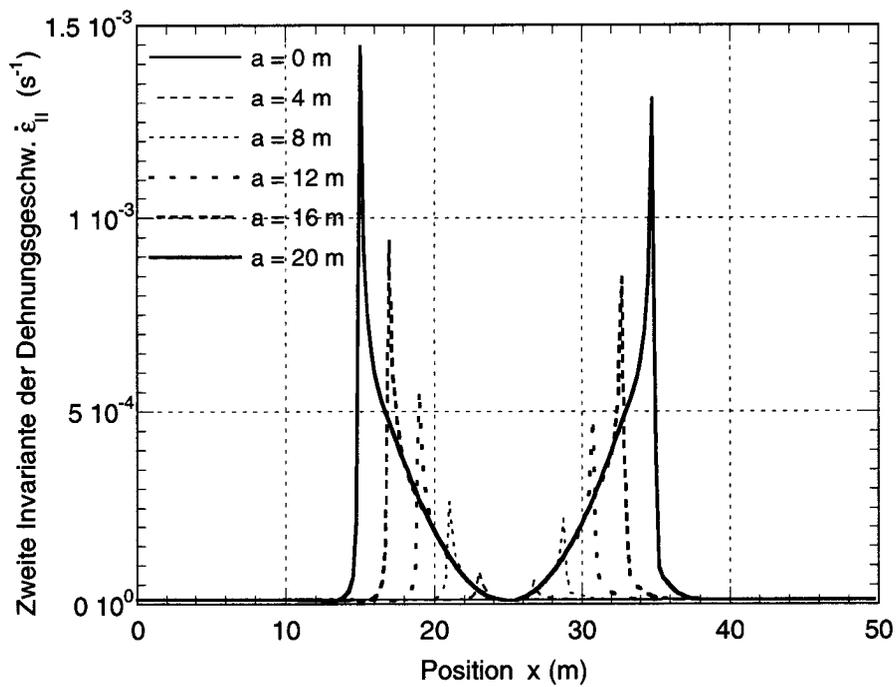


Abbildung 7-4: Zweite Invariante der Dehnungsgeschwindigkeit für verschiedene Längen der schwache Schicht. Schneedichte $\rho_2 = 180 \text{ kg m}^{-3}$, Temperatur $T_2 = -6 \text{ }^\circ\text{C}$.

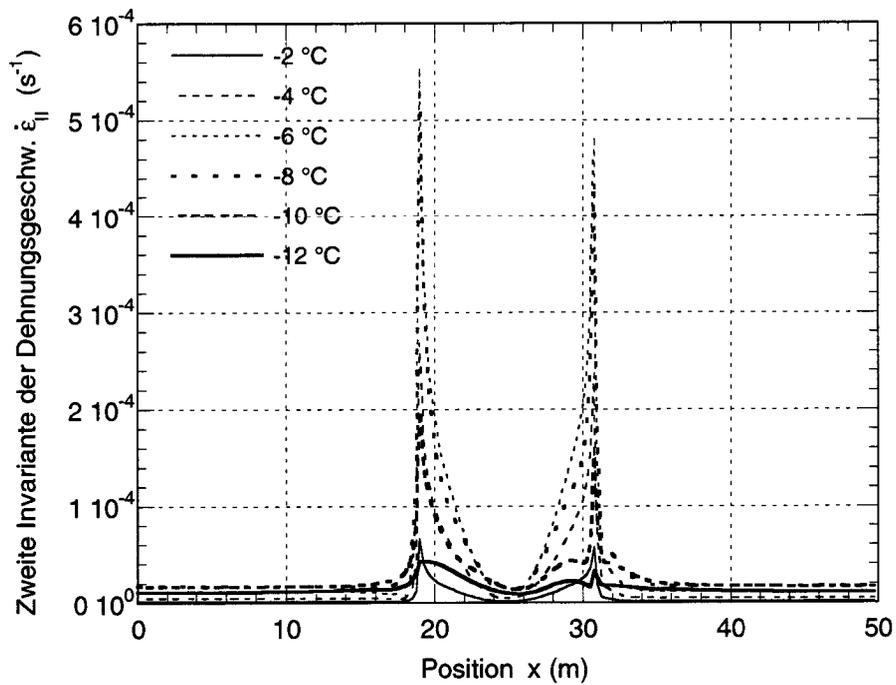


Abbildung 7-5: Zweite Invariante der Dehnungsgeschwindigkeit für verschiedene Temperaturen T_2 . Schneedichte $\rho_2 = 180 \text{ kg m}^{-3}$, Länge der schwachen Schicht $a = 12 \text{ m}$.

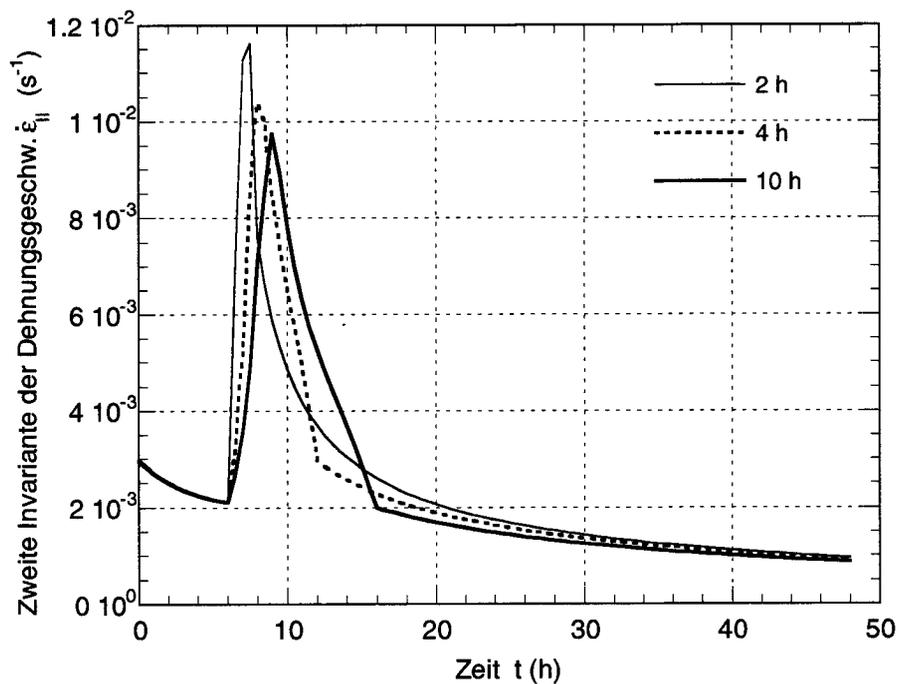


Abbildung 7-6: Zweite Invariante der Dehnungsgeschwindigkeit am oberen Ende der schwachen Schicht für verschiedene Temperaturänderungsraten $\Delta T_2/\Delta t$. Schneedichte $\rho_2 = 180 \text{ kg m}^{-3}$, Länge der schwachen Schicht $a = 12 \text{ m}$.

7.3 Bruchmechanische Berechnungen

7.3.1 Modellierung

Methodenwahl

Das in der Abb. 7-3 gezeigte Schneedeckenmodell wird aus bruchmechanischer Sicht wie ein Bauteil mit einem internen Riss betrachtet. Die primäre Aufgabe der bruchmechanischen Berechnungen besteht in der Beurteilung der Stabilität dieses Risses. Nachfolgend werden anwendbare Methoden diskutiert und die Wahl der *Linear Elastische Bruchmechanik (LEBM)* wird begründet.

Sowohl das *Kriechrisswachstum* als auch die *Mechanik des beschädigten Kontinuums* basiert auf einer Entfestigung des Materials über eine längere Zeitspanne. Die Ergebnisse aus den Zugversuchen (Kapitel 5.4) zeigen, dass bei Schnee Entfestigungseffekte erst bei sehr grossen Dehnungen entstehen. Dieses Verhalten widerspricht den Feldbeobachtungen, wonach die Auslösung einer Lawine ein sehr abrupter Vorgang ohne vorausseilende grössere Verformungen ist. Demzufolge sind Methoden, die ein *unterkritisches Risswachstum* beinhalten für die Umschreibung einer Lawinenablösung nicht geeignet.

Die *Elastisch-Plastische Bruchmechanik (EPBM)* ist als allgemeine Theorie der Bruchmechanik zu betrachten. Der Nachteil dieser Methode ist der grosse Rechenaufwand. Die gewählte *Methode der LEBM* ist mit der *EPBM* insofern konsistent, als erstere mit zunehmender Grösse der plastischen Zone in letztere übergeht. Daraus folgt, dass das Entscheidungskriterium zwischen *EPBM* und *LEBM* die Grösse der plastischen Zone an der Rissspitze ist. Solange die plastische Zone so klein ist, dass sie im elastischen Spannungsfeld eingebettet wird, wird die *LEBM* verwendet. Sobald sie grösser ist, muss die *EPBM* verwendet werden (Schindler, 2001). Schnee verhält sich bei sehr hohen Spannungen, was in der Nähe einer Risspitze der Fall ist, quasi linear-elastisch bis zum spröden Versagen. Unter diesen Umständen ist die Bildung einer plastischen Zone unmöglich. Aus dieser Überlegung heraus, lässt sich die Wahl der *LEBM* für Schnee begründen.

Definitionen

Für die Modellierung eines Ablösevorganges einer natürlichen Schneebrettlawine kommen zwei Beanspruchungsmodi in Frage, *Modus I* und *Modus II* (Abb. 7-7).

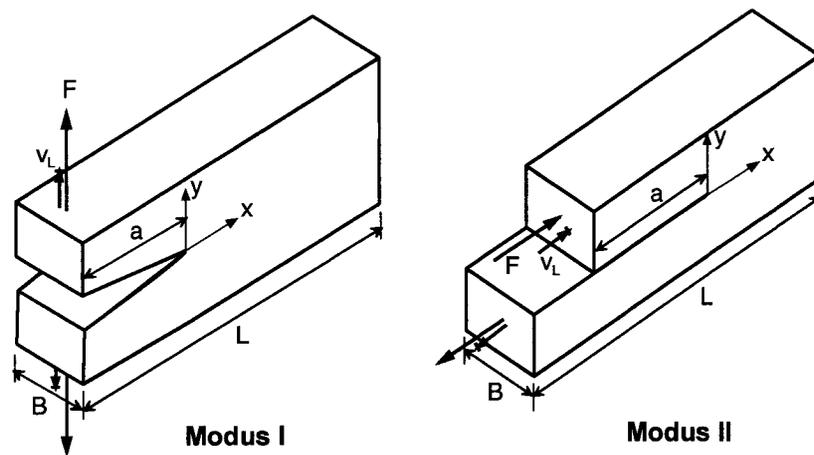


Abbildung 7-7: Schematische Darstellung der zwei Rissbeanspruchungsarten: *Modus I* (symmetrische Rissöffnung), *Modus II* (Schub parallel zur Rissebene).

Die Bedingung für eine *dynamische, überkritische, spannungsinduzierte Rissausbreitung* lautet:

$$K_I \geq K_{Ic} \quad \text{bzw.} \quad K_{II} \geq K_{IIc} \quad [7-8]$$

wobei die Spannungsintensitätsfaktoren K_I bzw. K_{II} in $(\text{Pa m}^{1/2})$ sogenannte lokale Parameter zur Charakterisierung der Rissbeanspruchung für *Modus I* bzw. *Modus II* sind. K_{Ic} bzw. K_{IIc} stellen die Bruchzähigkeit, d.h. den Risswiderstand, für *Modus I* bzw. *Modus II* dar. In dieser Arbeit steht die Berechnung der *Spannungsintensitätsfaktoren (SIF)* im Vordergrund. Die Bruchzähigkeiten K_{Ic} bzw. K_{IIc} von Schnee werden aus der Literatur (Schweizer, 1998); (Kirchner *et al.*, 2000); (Kirchner, 2001); (Failletaz *et al.*, 2004) entnommen. Die Spannungsintensitätsfaktoren können sowohl analytisch, aufgrund der Spannungsverteilung im lokalen elastischen Spannungsfeld, als lokale Parameter bestimmt werden (Schindler, 2001), als auch aus den *globalen Parametern zur Charakteri-*

sierung der Rissbeanspruchung hergeleitet werden. Die Beziehung zwischen den lokalen und globalen Rissbeanspruchungsparametern sieht folgendermaßen aus:

$$G = \frac{K_I^2}{E} \quad \text{bzw.} \quad G = \frac{K_{II}^2}{E} \quad [7-9]$$

wobei G die *Energiefreisetzungsrate* ist und E der *Elastizitätsmodul*. Die Energiefreisetzungsrate G ist die pro Einheitsrisslänge freisetzbare Energie in (Pa) und wird als

$$G = \frac{1}{B} \frac{dW_{el}}{da} \quad \text{bestimmt.} \quad [7-10]$$

Wobei B die Breite des Teiles ist (Abb. 7-7) und dW_{el} die Veränderung der elastischen Energie, die durch eine Rissverlängerung da verursacht wird (Abb. 7-8).

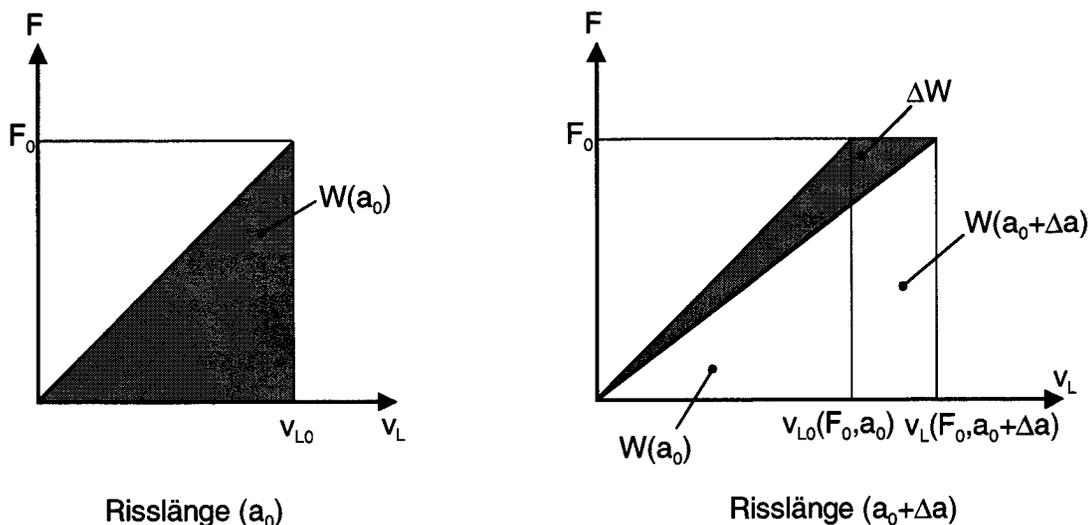


Abbildung 7-8: Graphische Darstellung der elastischen Dehnungsenergie W im Kraft-Verschiebungsdiagramm eines elastischen Körpers mit einer Risslänge a_0 bzw. bei einer Rissverlängerung Δa (in Anlehnung an Schindler, 2001).

Berücksichtigung des visko-elastischen Verhaltens

Die bisherigen Berechnungen der Spannungsintensitätsfaktoren mit Hilfe von FE-Modellen Bazant *et al.* (2003) basieren auf elastischen Modellen. Dabei werden zwei für die Lawinenbildung massgebende Faktoren vernachlässigt, die *Zeit* und die *Temperatur*. Wie die Feldbeobachtungen und die im Kapitel 7.3.2 durchgeführten Berechnungen zeigen, sind diese Parameter entscheidend für die Entwicklung der Spannungsintensitätsfaktoren, d.h. der Rissbelastung. Die in der Abb. 7-6 dargestellte zeitliche Entwicklung der Dehnungsgeschwindigkeit innerhalb von Schnee zeigt, dass in Anwesenheit von schwachen Schichten eine zeit- und temperaturabhängige Umlagerung der Dehnungsgeschwindigkeiten bzw. der Spannungen stattfindet, d.h. das Verhalten ist instationär. Diese Umlagerungen führen, wie im Kapitel 7.3.2 gezeigt, zu einer zeit- und temperaturabhängigen Veränderung der Spannungsintensitätsfaktoren.

Wie im oberen Abschnitt erläutert, ist die *Energiefreisetzungsrate* G die treibende Kraft für die Rissausbreitung. Es soll bemerkt werden, dass im visko-elastischen Modell (Kapitel 7.2) zwei Energieformen auftreten: (1) die *speicherbare elastische Energie* und (2) die *dissipative viskose Energie*. Zur Rissausbreitung trägt nur die *elastische Energie* \hat{U}_e bei.

$$\hat{U}_e = \int_V U \cdot dV \quad [7-11]$$

$$U_e(\varepsilon_{mn}) = \int_0^{mn} \sigma_{ij} \cdot d\varepsilon_{eij} \quad [7-12]$$

U_e ist die *spezifische elastische Energie* für eine gegebene totale Dehnung ε_{mn} , σ_{ij} ist der Spannungstensor, ε_{eij} ist der Dehnungstensor, wobei nur der elastische Anteil der Dehnung berücksichtigt wird. Wie aus Gl. 7-12 herleitbar, müssen im FE-Modell die elastischen Dehnungen ε_e von den viskosen Dehnungen ε_v getrennt bestimmt werden. Im Kapitel 7.2.1 wurde gezeigt, dass diese Trennung zwischen ε_e und ε_v im FE-Modell vorhanden ist.

Die *elastische Energie* \hat{U}_e verändert sich mit der Zeit nur bei *einem instationären Zustand*, d.h. wenn die Spannungen sich mit der Zeit ändern. Denn die elastische Dehnung ist als $\varepsilon_e = \sigma/E_0$ definiert und der Young's Modul E_0 ist zeitu-nabhängig. Bei einem stationären Zustand bleibt die Spannung, welche der elasti-schen Lösung entspricht, über die Zeit konstant. Demzufolge bleiben auch die *elastische Dehnung* ε_e und die *elastische Energie* \hat{U}_e konstant. In diesem Fall sind die zeitabhängig auftretenden zusätzlichen Verformungen rein viskoser Natur. Zusammengefasst, die Verwendung eines instationären visko-elastischen FE-Modells für die Bestimmung der Spannungsintensitätsfaktoren lohnt sich nur wenn ein instationärer Zustand tatsächlich eintritt. Bei Konfigurationen, die sich stationär Verhalten, genügt eine elastische FEM Berechnung.

Numerische Implementierung

In diesem Abschnitt wird die Herleitung der Energiefreisetzungsrates G bzw. der Spannungsintensitätsfaktoren K_I bzw. K_{II} aus dem numerischen Modell erklärt. Für die Berechnungen wird das *Prinzip der virtuellen Arbeit*, wonach die *Arbeit der äusseren Kräfte* W gleich der *Arbeit der inneren Kräfte* \hat{U} ist, ausgenutzt. Die *Energiefreisetzungsrates* G wird bei der numerische Modellierung aufgrund der Arbeit der äusseren Kräfte bestimmt (Abb. 7-9, Abb. 7-10 und Gl. 7-15). In Anlehnung an Anderson (1995) wird die Skalargrösse G aus Gl. 7-10 in matrizi-eller Form aus den äusseren Kräften (Knotenkräfte und Knotenverschiebungen) für den *Modus I* wie folgt bestimmt:

$$G = \frac{K_I^2}{E} = -\frac{1}{2} [\mathbf{u}]^T \frac{\partial [\mathbf{K}]}{\partial a} [\mathbf{u}] \quad , \quad [7-13]$$

wobei $[\mathbf{K}]$ die Steifigkeitsmatrix ist und $[\mathbf{u}]$ der Verschiebungsvektor. Die *Energiefreisetzungsrates* G ist direkt proportional zur Veränderung der Steifig-keitsmatrix $[\mathbf{K}]$ infolge einer Rissverlängerung Δa . Die Gl. 7-13 ist auch für die Bestimmung des Spannungsintensitätsfaktors K_{II} (Modus II) gültig. Die Berechnung für Modus II unterscheidet sich von der Berechnung für Modus I über die

Richtung der Rissverlängerung Δa . Im Modus I wird der Riss senkrecht und im Modus II parallel zu den risstreibenden Kräften verlängert (Abb. 7-9). An einem FE-Netz mit N_c Elementen angewendet, nimmt Gl. 7-13 die folgende Form:

$$G = \frac{K_I^2}{E} = -\frac{1}{2} [\mathbf{u}]^T \left(\sum_{i=1}^{N_c} \frac{\partial [k_i]}{\partial a} \right) [\mathbf{u}] \quad , \quad [7-14]$$

wobei $[k_i]$ die Steifigkeitsmatrix der einzelnen Elementen i ist.

Das in den Gl. 7-13 und Gl. 7-14 aufgezeigte formelle Vorgehen zur Bestimmung der Energiefreisetzungsrate G wurde bei der spezifischen Fragestellung der Schneedeckenstabilität angewendet (Abb. 7-9 und Abb. 7-10). Die Abb. 7-9 zeigt die Ausgangslage für die Berechnung in *Modus II*. Der basale Riss (schwache Schicht) pflanzt sich in diesem Fall parallel zur Hangneigung fort. Für die Bestimmung von G werden nur die risstreibenden *Knotenkräfte* F_x und die daraus entstehenden *Knotenverschiebungen* u_x berücksichtigt. Die *elastische Arbeit der äusseren Kräfte* W_{el} wird aus dem Produkt der *Knotenkräfte* F_x und der *Knotenverschiebungen* u_x errechnet. Die *elastische Arbeit der äusseren Kräfte* W_{el} ist für die Risslänge a $W_{el}(a)$ und für die Risslänge $(a+\Delta a)$ $W_{el}(a+\Delta a)$. Die Energiefreisetzungsrate G wird folgendermassen

$$G = \frac{W_{el}(a + \Delta a) - W_{el}(a)}{\Delta a} \quad \text{bestimmt.} \quad [7-15]$$

Die Abb. 7-10 zeigt die Ausgangslage für die Berechnung in Modus I. In diesem Fall pflanzt sich ein bestehender kleiner Riss mit der Risslänge b senkrecht zum basalen Riss (schwache Schicht) bis zur spannungsfreien Oberfläche fort. Dieser Vorgang entspricht der Bildung eines Kronenrisses in der Natur. Berücksichtigt werden nur die rissöffnenden *Knotenkräften* F_x bzw. *Knotenverschiebungen* u_x . Die Berechnung der Energiefreisetzungsrate G erfolgt nach Gl. 7-15, wobei statt der Risslänge a und der Rissverlängerung Δa die hangsenkrechte Risslänge b und die Rissverlängerung Δb verwendet werden.

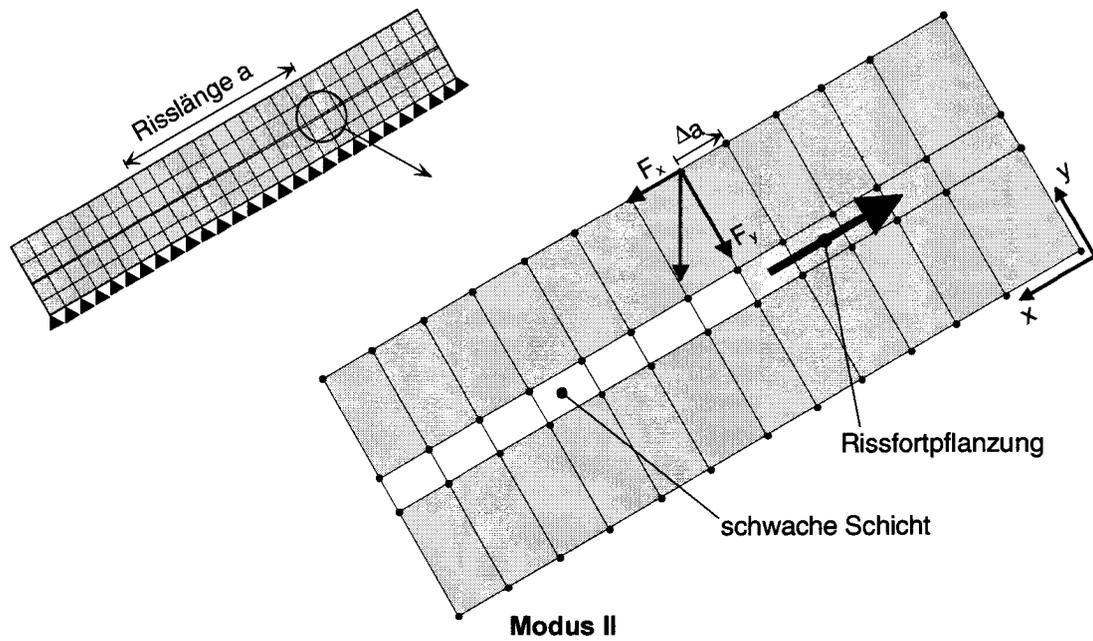


Abbildung 7-9: Netzkonfiguration zur Bestimmung der Energiefreisetzungsrate G bzw. des Spannungsintensitätsfaktors K_{II} (Modus II). Fortpflanzung des Basalrisses.

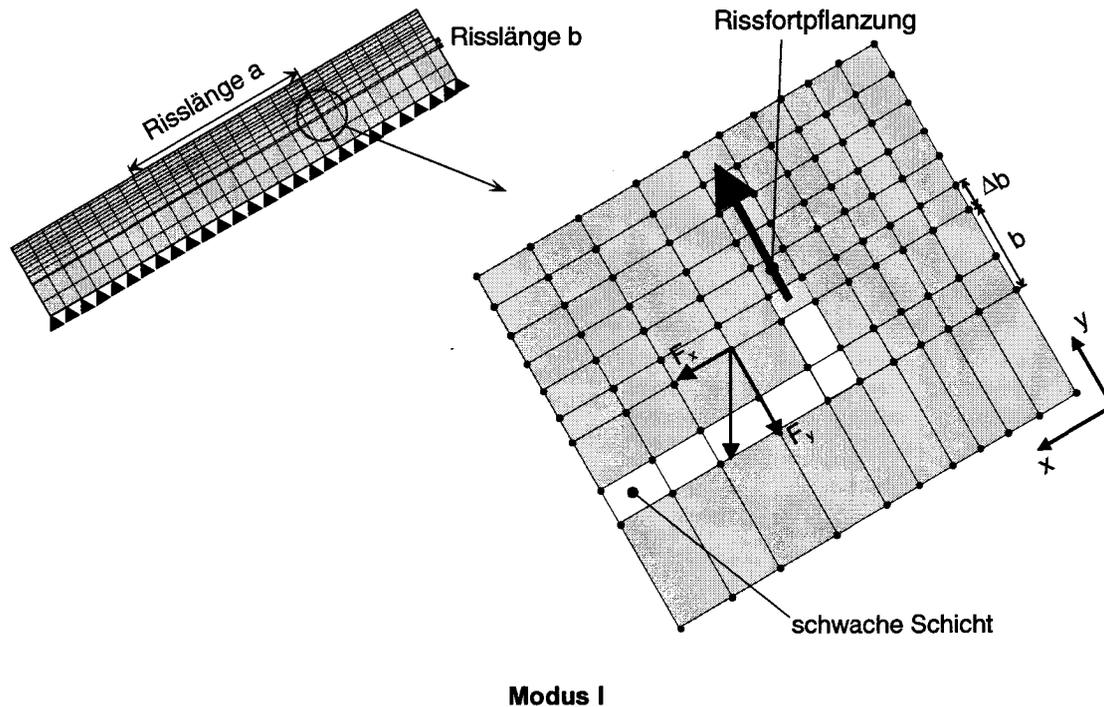


Abbildung 7-10: Netzkonfiguration zur Bestimmung der Energiefreisetzungsrate G bzw. des Spannungsintensitätsfaktors K_I (Modus I). Fortpflanzung des Kronenrisses.

7.3.2 Anwendungsbeispiele

In diesem Abschnitt werden einige Szenarien betreffend dem Prozess der Lawinenbildung mit numerischen bruchmechanischen Berechnungen unterlegt. Die Berechnungen basieren auf dem Modell aus Abb. 7-3, wobei $\rho_1 = 350 \text{ kg m}^{-3}$, $\rho_2 = 200 \text{ kg m}^{-3}$, $T_1 = 0 \text{ }^\circ\text{C}$, $d_1 = 1.0 \text{ m}$ und $d_2 = 0.5 \text{ m}$ für alle Rechenbeispiele konstant sind.

Fortpflanzung eines Basalrisses in Modus II

Die Fortpflanzung eines basalen Risses mit Anfangslänge a (Abb. 7-9) findet statt, wenn der Spannungsintensitätsfaktor K_{II} grösser als die Bruchzähigkeit K_{IIc} ist (Gl. 7-9). In der Abb. 7-11 wird der Spannungsintensitätsfaktor K_{II} in Funktion der Zeit für verschiedene Temperaturen und bei verschiedenen Längen der schwachen Schicht a dargestellt. Die Diagramme zeigen, dass bei $a = 0.5 \text{ m}$ die Zeit und die Temperatur kein Einfluss auf K_{II} haben, welcher weit unterhalb der Bruchzähigkeit K_{IIc} (Kirchner, 2001) liegt. Bei $a = 7.5 \text{ m}$ wird K_{II} von der Zeit und von der Temperatur beeinflusst. Mit der Zeit steigt K_{II} und kann für einen Temperaturbereich zwischen $-8 \text{ }^\circ\text{C}$ und $-4 \text{ }^\circ\text{C}$ die Bruchzähigkeit überschreiten. Bei $a = 10 \text{ m}$ ändert sich K_{II} ebenfalls über die Zeit in Funktion der Temperatur. Der Anfangswert bei $t = 0$ liegt in diesem Fall bereits über die Bruchzähigkeit K_{IIc} . Die Berechnungsergebnisse zeigen, dass (1) Das visko-elastische Verhalten von Schnee den Spannungsintensitätsfaktor K_{II} beeinflusst, sobald die schwache Schicht genügend lang ist, um Spannungsumlagerungen zu erzeugen. (2) Der grösste Anstieg von K_{II} in einem Temperaturbereich zwischen $-8 \text{ }^\circ\text{C}$ und $-4 \text{ }^\circ\text{C}$ stattfindet. Das letzte Phänomen lässt sich mit der Steifigkeit des Systems erklären. Bei sehr tiefen Temperaturen ist das System zu steif, um lokal grosse Verformungen zu erzeugen, die eine Spannungsumlagerung produzieren würden. Bei sehr hohen Temperaturen verformt sich das ganze System gleichmässig sehr stark, auch in diesem Fall können keine Spannungskonzentrationen stattfinden (Abb. 7-5).

Die Abb. 7-12 zeigt den Einfluss der Hangneigung β auf K_{II} bei $T_2 = -6 \text{ }^\circ\text{C}$ für drei verschiedene Längen der schwachen Schicht.

Wie erwartet, nimmt K_{II} bereits bei der elastischen Lösung ($t = 0$) mit zunehmendem Winkel zu. Eine zeitliche Änderung von K_{II} tritt, ähnlich wie bei Abb. 7-11, nur bei längeren schwachen Schichten ein.

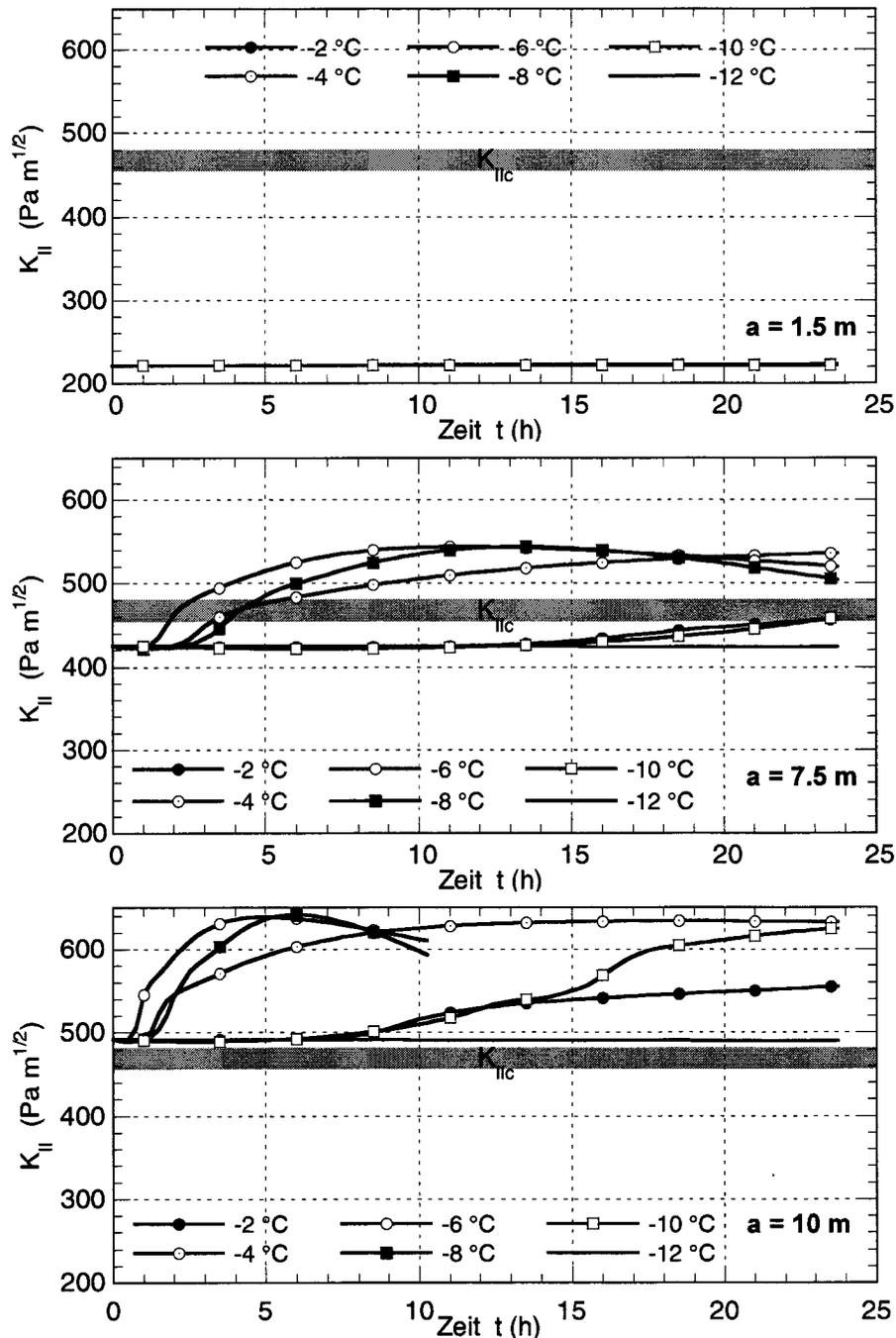


Abbildung 7-11: Entwicklung des Spannungsintensitätsfaktors K_{II} über die Zeit in Funktion der Temperatur T_2 bei drei verschiedenen Längen der schwachen Schicht a .

Gesamtlänge $L = 50$ m, Hangneigung $\beta = 35^\circ$. K_{IIc} beschreibt die Bruchzähigkeit in Modus II (Kirchner, 2001).

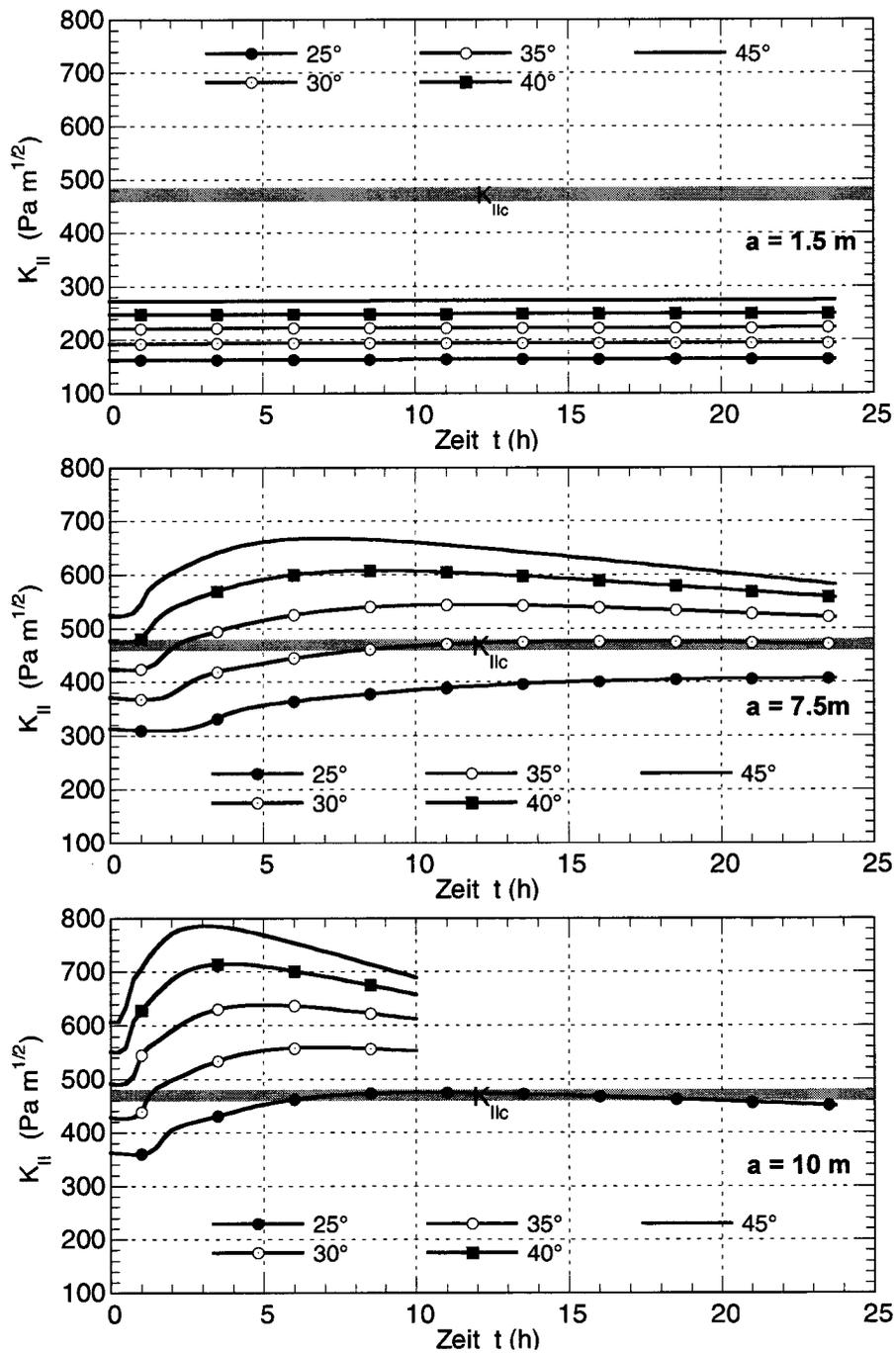


Abbildung 7-12: Entwicklung des Spannungsintensitätsfaktors K_{II} über die Zeit in Funktion der Hangneigung β bei drei verschiedenen Längen der schwachen Schicht a . Gesamtlänge $L = 50$ m, Temperatur $T_2 = -6$ °C. K_{IIc} beschreibt die Bruchzähigkeit in Modus II (Kirchner, 2001).

Fortpflanzung des Kronenrisses in Modus I

Die Fortpflanzung des Basalrisses parallel zur Hangneigung genügt nicht, um zu einer Lawinenbildung zu führen. Der Riss muss an die Oberfläche gelangen, das geschieht mit der Bildung des *Kronenrisses* und des *Flankenrisses*. In der vorliegenden zweidimensionalen Betrachtung kann der Flankenriss nicht berücksichtigt werden.

Die Fortpflanzung des Kronenrisses ist in der Abb. 7-10 schematisch dargestellt. Es wird angenommen, dass an der Spitze des Basalrisses a ein kleiner Riss mit Länge $b \rightarrow 0$ senkrecht zur Hangneigung vorhanden ist. Die Abb. 7-13 zeigt den Spannungsintensitätsfaktor K_I , der aus einer Verlängerung Δb vom Riss b resultiert, als Funktion der Länge des Basalrisses a bei $T_2 = -6 \text{ °C}$. Die Bedingung für eine Rissfortpflanzung aus Gl. 7-8 wird bereits bei kleinen schwachen Schichten ($a < 1.5 \text{ m}$) erreicht. Interessanterweise entspricht diese Länge ungefähr der Abmessung der Schollen in die sich ein Schneebrett aufteilt.

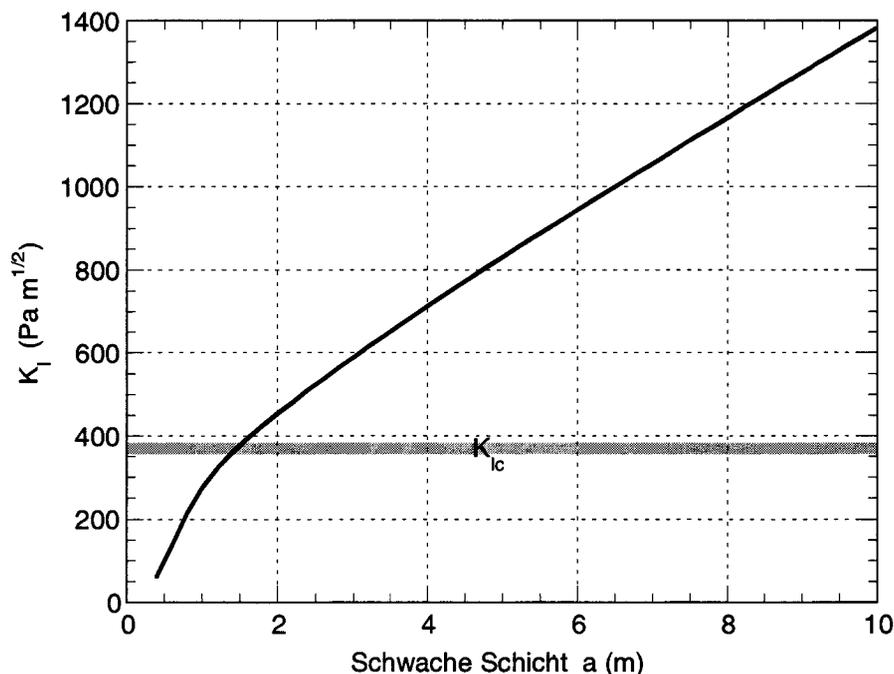


Abbildung 7-13: Spannungsintensitätsfaktors K_I als Funktion Länge der schwachen Schicht a bei $t = 0$ (elastische Lösung). Gesamtlänge $L = 30 \text{ m}$, Temperatur $T_2 = -6 \text{ °C}$ und $\beta = 35^\circ$. K_{Ic} beschreibt die Bruchzähigkeit in Modus I (Kirchner, 2001).

In der Abb. 7-13 wurde der Einfluss der Basalrisslänge a auf die Fortpflanzung des Kronenrisses untersucht. In der Abb. 7-14 wird der Spannungsintensitätsfaktor K_{II} auf dem Basalriss während der Fortpflanzung des Kronenrisses untersucht. Wie die Abbildung zeigt, ändert sich K_{II} während der Fortpflanzung des Kronenrisses ($b = 0$ bis 50 cm) nur leicht.

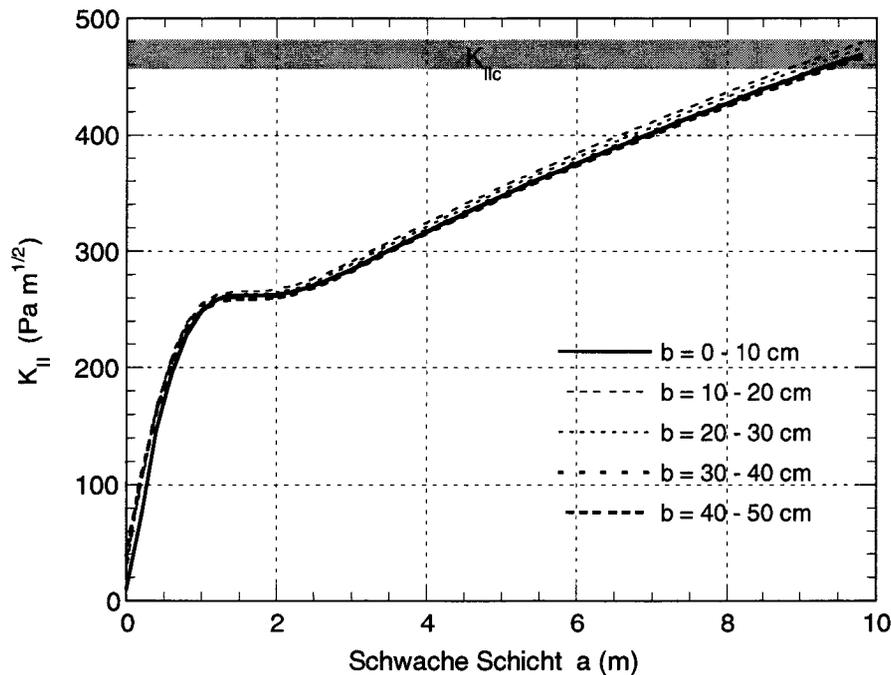


Abbildung 7-14: Spannungsintensitätsfaktor K_{II} als Funktion der Länge der schwachen Schicht a bei $t = 0$ (elastische Lösung) für verschiedene Stadien der Kronenrissfortpflanzung. Gesamtlänge $L = 30$ m, Temperatur $T_2 = -6$ °C und $\beta = 35^\circ$.

Die Ergebnisse aus Abb. 7-11 bis Abb. 7-14 lassen folgende Schlussfolgerungen zu: (1) Um sich in hangparalleler Richtung fortzupflanzen, benötigt ein Basalriss eine grössere Anfangslänge a als für die Fortpflanzung in Richtung Oberfläche. In der Natur werden tatsächlich Risse an der Oberfläche beobachtet, die zu keiner Brettlawine geführt haben. (2) Eine wesentliche Bedingung für Ablösung einer Brettlawine ist die zeit- und temperaturabhängige Rissfortpflanzung des Basalrisses.

7.4 Schlussfolgerungen

Mit der Implementierung von bruchmechanischen Methoden in das instationäre visko-elastische Modell wurde ein grosser Schritt in Richtung einer quantitativen Analyse des Lawinenbildungsproblems getan. Die auf der Energiefreisetzungsbasierende Betrachtung der Stabilität ermöglicht eine globale Behandlung der Schneedecke als statisches System, unabhängig von lokalen Spannungskonzentrationen.

Der nächste Schritt in der Entwicklung des FE-Modells ist die Implementierung des elastisch-reversiblen Anteiles der Dehnung ε_d . Diese Dehnungskomponente, die zusammen mit der viskosen Komponente den dissipativen Anteil der Energie generiert, wird das Verhalten der Schneedecke vor allem bei stark instationären Verhältnissen beeinflussen.

Schlussfolgerungen

8.1 Zusammenfassende Beurteilung der Ergebnisse

Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit ist die möglichst detaillierte Untersuchung des dichte- und temperaturabhängigen ein- und mehrdimensionalen visko-elastischen Verhaltens von Schnee. Die Versuchsergebnisse wurden in ein makrostrukturelles Stoffgesetz umgesetzt, das das visko-elastische Verhalten von Schnee mathematisch beschreibt.

8.1.1 Ein- und mehrdimensionales visko-elastisches Verhalten

Die Untersuchung des elastischen Verhaltens hat Erkenntnisse aus früheren Arbeiten (Mellor, 1974) bestätigt. Der Young's Modul ist stark von der Dichte abhängig und unabhängig von der Temperatur bzw. Dehnungsgeschwindigkeit. Neue Erkenntnisse wurden bei der Analyse des viskosen Verhaltens gewonnen. Die Beziehung zwischen der Dehnungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}$ und der Spannung σ während dem sekundären Kriechen kann mit einem potenziellen Gesetz der Form $\dot{\epsilon} = A\sigma^n$ beschrieben werden. Dabei unterscheiden sich zwei klar abgegrenzte Bereiche, der *Bereich I* mit einem Exponent $n \cong 1.5$ und der *Bereich II* mit $n \cong 3.7$. Die Dehnungsgeschwindigkeit, bei welcher der Übergang vom *Bereich I* zum *Bereich II* stattfindet, ist dichte- und temperaturabhängig. Die Unterschiede zwischen dem viskosen Verhalten von herkömmlichem polykristallinem Eis, das im untersuchten Dehnungsgeschwindigkeitsbereich einen konstanten Exponenten $n = 3.0 - 3.6$ zeigt, und dem viskosen Verhalten von Schnee lassen sich mit der grösseren Bedeutung des Korngrenzengleitens im gesamten

Kriechprozess erklären. Die Temperaturabhängigkeit des viskosen Verhaltens von Schnee wurde mit Hilfe des Gesetzes von Arrhenius interpretiert. Die berechnete Aktivationsenergie Q nimmt bei Temperaturen über -10 °C unabhängig von der Dichte zu. Bei Temperaturen unter -10 °C ist die Aktivationsenergie $Q \cong 68\text{ kJ mol}^{-1}$ ungefähr konstant. Dieser Wert entspricht der Aktivationsenergie für die Diffusion eines Moleküls innerhalb des atomaren Gitters. Neben dem viskosen und dem elastischen Verhalten wurde das elastisch-reversible Verhalten untersucht. Diese zeit- und temperaturabhängige reversible Dehnungskomponente wurde in früheren Arbeiten quantitativ nicht erfasst. Das elastische-reversible Verhalten wurde mit dem empirischen Modell von Sinha (1978) für polykristallines Eis analysiert. Die dabei bestimmten Funktionsparameter a_T , s und b für Schnee, stimmen mit den Werten für polykristallines Eis überein.

Die Durchführung von triaxialen Druckversuchen ermöglichte die Untersuchung des Fließkriteriums für Schnee und dessen Verformungsverhalten bei grösseren volumetrischen Dehnungen. Das Fließkriterium von Schnee entspricht keinem der bekannten Fließmodelle wie Mohr-Coulomb oder Tresca. Die deviatorische Fließspannung nimmt mit zunehmendem Seitendruck ab, anstatt zu wachsen (Mohr-Coulomb) oder konstant zu bleiben (Tresca). Die Versuchsergebnisse zeigen, dass die axiale Fließspannung, unabhängig vom Seitendruck, konstant bleibt, solange keine Verfestigungseffekte vor dem viskosen Fließen eintreten. Das oben beschriebene mehrdimensionale Fließkriterium von Schnee ist dem Fließkriterium von steifen Schaumstoffen und Wabenstrukturen ähnlich. Die Untersuchung des Verformungsverhaltens von Schnee bei grossen volumetrischen Stauchungen ($\varepsilon_v > 1.5\%$ bei $\rho = 430\text{ kg m}^{-3}$ bis 3.5% bei $\rho = 200\text{ kg m}^{-3}$) zeigt, dass die Zunahme der axialen Spannung um $\Delta\sigma_1$ eine temperatur- und dehnungsgeschwindigkeitsunabhängige Funktion der Zunahme der volumetrischen Dehnung $\Delta\varepsilon_v$ ist.

Der Vergleich zwischen den last- und den weggesteuerten Druckversuchen bzw. zwischen den weggesteuerten Druck- und Zugversuchen zeigt, dass das aufgrund von weggesteuerten Druckversuchen analysierte visko-elastische Verhalten in einer ersten Näherung sowohl auf lastgesteuerte Druckversuche als

auch auf Zugversuche verallgemeinert werden kann. Der einzige markante Unterschied zwischen Druck- und Zugversuchen ist der Übergang vom duktilen zum spröden Verhalten, der bei $\dot{\epsilon} \cong 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ auf Druck und bei $\dot{\epsilon} \cong 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ auf Zug stattfindet. Ausserdem zeigen Proben, die auf Zug belastet wurden und dabei eine Volumenzunahme erfuhren, keine Verfestigung, sondern eine Entfestigung. Eine Ausnahme bilden langsam auf Zug belastete Proben ($\dot{\epsilon} < \text{ca. } 2.0 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$), die Verfestigungseffekte als Folge einer unerwarteten Volumenabnahme zeigen. Dieses Phänomen wurde auch bei wabenförmigen Strukturen beobachtet und ist durch eine Poisson's Zahl $\nu \cong +1.0$ charakterisiert.

Ergänzend zu den Spannungs- und Dehnungsmessungen auf der makroskopischen Ebene wurden im Winter 2002/2003 Messungen der Schallemissionen in einem Frequenzbereich zwischen 35 kHz und 1000 kHz durchgeführt, um über die im Eisgerüst stattfindenden physikalischen Prozesse zusätzliche Informationen zu erhalten. Die Messung der SE-Aktivität im Hochfrequenzbereich bei verschiedenen Temperaturen ermöglicht die Bestimmung der Aktivationsenergie für den physikalischen Prozess, der die Schallemissionen verursacht. Diese Werte stimmen mit der aus der Temperaturabhängigkeit des viskosen Verhaltens ermittelten Aktivationsenergie überein. Demzufolge sind die Kriechprozesse, die das viskose Verhalten von Schnee steuern, auch für die Erzeugung von Schallemissionen im Hochfrequenzbereich verantwortlich. Während dem spröden Versagen von Schnee dominieren die Tieffrequenzsignale, die unmittelbar vor dem Versagen eintreten und während der Zerstörung der Probe anhalten. Im Hinblick auf die Verwendung der Schallemissionsmessungen als Lawinenwarnsystem ist das beobachtete Verhalten beim spröden Versagen von Bedeutung. Das spröde Versagen von Schnee, das für die Bildung einer Lawine charakteristisch ist, findet ohne vorausseilende Schallemissionen im Tieffrequenzbereich statt. Die Messung der Schallemissionen ist demzufolge als Lawinenwarnsystem nicht geeignet.

8.1.2 Stoffgesetze und Anwendung

Die Versuchsergebnisse wurden in Form von Stoffgesetzen mathematisch formuliert. Ein eindimensionales Stoffgesetz und darauf aufbauend ein mehrdimensionales Stoffgesetz wurden entwickelt. Die Stoffgesetze basieren auf der Unterteilung der Gesamtdehnung in eine elastische, eine elastisch-reversible und eine viskose Komponente. Die in den Gleichungen enthaltenen Parameter werden als Funktion der Dichte und der Temperatur ausgedrückt. Die entwickelten Stoffgesetze ermöglichen, dank der grossen Datenmenge auf welcher sie basieren und der an die Komplexität des Verhaltens angepasste Formulierung, eine genauere Beschreibung des visko-elastischen Verhaltens als ältere einfachere Modelle. Allerdings ist die Gültigkeit des Stoffgesetzes auf den untersuchten Dichte-, Temperatur- bzw. Dehnungsgeschwindigkeitsbereich ($180 \text{ kg m}^{-3} < \rho < 430 \text{ kg m}^{-3}$, $-20 \text{ °C} < T < -2 \text{ °C}$, $10^{-7} \text{ s}^{-1} < \dot{\epsilon} < 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ auf Druck bzw. 10^{-4} s^{-1} auf Zug) und den verwendeten Schneetyp (feinkörnig mit abgerundeten Körnern $d < 0.2 \text{ mm}$) beschränkt.

Die Implementierung der Stoffgesetze in ein zweidimensionales FE-Modell ermöglicht die instationäre Berechnung von Spannungen, Dehnungen und Dehnungsgeschwindigkeiten innerhalb der Schneedecke mit einer eingebetteten schwachen Schicht. Einige Rechenbeispiele zeigen die Bedeutung der Schnees-temperatur und der Länge der schwachen Schicht auf die maximalen Spannungen. Bei gleichbleibender Länge der schwachen Schicht sind die Spannungsspitzen bei einer Temperatur zwischen -8 °C und -4 °C am grössten. Wie erwartet sind die maximalen Spannungen desto grösser je länger die schwache Schicht ist. Die oben erwähnte Analyse der Spannungskonzentrationen ermöglicht zwar eine qualitative Abschätzung der Schneedeckenstabilität, genügt aber nicht für eine quantitative Beurteilung. Zu diesem Zweck wurden Ansätze aus der Bruchmechanik dem visko-elastischen Verhalten von Schnee angepasst und numerisch implementiert. Dieser Schritt ermöglicht die Berechnung der Spannungsintensitätsfaktoren K_I und K_{II} . Die Beurteilung der Rissstabilität erfolgt durch den Vergleich zwischen den berechneten Spannungsintensitätsfaktoren und den experimentell ermittelten Bruchzähigkei-

ten K_{Ic} und K_{IIc} . Erste Berechnungen zeigen, dass eine zeitabhängige Zunahme des Spannungsintensitätsfaktors K_{II} nur unter der Bedingung einer genügend langen schwachen Schicht ($a > 1.5$ m) eintritt. Ausserdem ist der zeitabhängige Anstieg von K_{II} stark von der Temperatur abhängig, in einem Temperaturbereich zwischen -8 °C und -4 °C nimmt K_{II} stärker zu als bei höheren bzw. tieferen Temperaturen. Diese Berechnungen bestätigen die Aussagen über die temperaturabhängige Spannungsverteilung innerhalb der Schneedecke und stimmen sehr gut mit den Feldbeobachtungen von Perla (1977) überein, wonach bei einer Schneetemperatur zwischen -7.5 °C und -2.5 °C die Häufigkeit der Schneebrettlawinenauslösung am grössten ist.

8.2 Ausblick

8.2.1 Untersuchung der mechanischen Eigenschaften und Stoffgesetz

In der vorliegenden Arbeit wurden die makroskopischen mechanischen Eigenschaften von feinkörnigem Schnee in einem Dichtebereich zwischen 200 kg m^{-3} und 430 kg m^{-3} mit einem hohen Detaillierungsgrad untersucht. Demzufolge ist der Schwerpunkt zukünftiger Arbeiten in diesem Forschungsgebiet entweder auf andere Schneearten bzw. kleinere Schneedichten ($\rho < 180$ kg m^{-3}) oder auf andere Versuchsanordnungen zu setzen. Zwei Hauptprobleme sind bei der Untersuchung der genannten Schneetypen mit der vorhandenen Apparatur zu erwarten: (1) die Versuchsanordnung ist nicht für die zu erwartenden kleinen Kräfte konzipiert und (2) Probematerial ohne Kohäsion kann nur in starren Zellen eingebaut werden. Eine alternative Versuchsanordnung zu den durchgeführten ein- und triaxialen Versuchen wäre die Durchführung von reinen Scherversuchen (simple shear tests). In diesem Fall wäre zu empfehlen, den gleichen Schneetyp in den Dichte-, Temperatur- und Dehnungsgeschwindigkeitsbereichen wie bei der vorliegenden Arbeit zu verwenden. Somit wäre ein direkter Vergleich zwischen den in dieser Arbeit untersuchten visko-elastischen Eigenschaften von Schnee auf Druck bzw. auf Zug und den visko-elastischen Eigenschaften von Schnee bei reiner Scherbeanspruchung möglich.

Eine zweite Forschungsrichtung umfasst die Untersuchung der physikalischen Prozesse und die Modellierung der mechanischen Eigenschaften von Schnee auf der mikroskopischen Ebene. Untersuchungen der Mikrostruktur während oder nach der Belastung einer Schneeprobe mit Hilfe eines ESEM Mikroskops (Environmental Scanning Electron Microscope) könnten Aufschluss über die im Eisgerüst stattfindende physikalische Prozesse geben. Solche Analysen wurden bei polykristallinem Eis bereits durchgeführt (Goldsby *et al.*, 1997). Auf dem Gebiet der Modellierung des mechanischen Verhaltens von Schnee auf der mikrostrukturellen Ebene werden zurzeit die ersten Schritte durchgeführt. Mit Hilfe eines Röntgentomographes (micro-CT) ist es möglich die dreidimensionale Schneestruktur von kleinen Schneeproben zu rekonstruieren (Schneebeli, 2004). Die ersten Schritte in Richtung einer Diskretisation der Schneestruktur in einem numerischen Modell wurden ebenfalls schon gemacht (Schneebeli, 2004). Aufgabe weiterer Forschungstätigkeiten in diesem Gebiet wäre 1) die Implementierung des visko-elastischen Verhaltens der Eiskörner und der Korngrenzen in das diskretisierte numerische Modell, 2) die Berechnung der Spannungsverteilungen innerhalb des Eisgerüsts aufgrund der numerischen Simulation, 3) die Rekonstruktion des makroskopischen visko-elastischen Verhaltens basierend auf den oben genannten Berechnungen und 4) der Vergleich zwischen dem berechneten makroskopischen visko-elastischen Verhalten und dem aufgrund von einaxialen Druckversuchen gemessenen Verhalten.

8.2.2 Implementierung und Anwendung

Bis Ende Juni 2003 wurden die elastische und die viskose Dehnungskomponente in das zweidimensionale instationäre FE-Modell implementiert. Die Implementierung der elastisch-reversible Dehnungskomponente ist in Bearbeitung. Mit dem Einbau der zusätzlichen Dehnungskomponente ist zu erwarten, dass bei gleichbleibender Spannung die Verformungsgeschwindigkeiten am Anfang der Berechnung, d.h. bei totalen Dehnungen kleiner als ca. 2%, grösser sein werden als im bisherigen Modell.

Als nächster Schritt sollte die Anwendbarkeit des FE-Modells als Werkzeug für die Lawinenwarnung überprüft werden. Die Simulation von aus Feldbeobachtungen bekannten Situationen (Aufbau der Schneedecke, Morphologie, Schneetemperatur, usw.), die zu einer Lawinenbildung geführt haben, würde Hinweise über die Genauigkeit des FE-Modells liefern. Ein wichtiger Schwerpunkt für die Zukunft wird die Entwicklung einer benutzerfreundlichen Oberfläche für die Anwendung des FE-Modells sein. Damit sollte es möglich sein, komplexere Berechnungen z.B. mit stark geschichteten Schneedecken, Temperaturänderungen über die Zeit, Änderungen der Morphologie usw. mit einem geringen Vorbereitungsaufwand durchzuführen.

Seite Leer /
Blank leaf

Literaturverzeichnis

- Alley, R.B. 1986. Three-dimensional coordination number from two-dimensional measurements: a new method. *J. Glaciol.*, **32** (112), 391 - 396.
- Anderson, T.L. 1986. Fracture mechanics: fundamentals and applications. Boca Raton [etc.]: CRC Press.
- Ashby, M.F. und S.D. Hallam. 1986. The failure of brittle solids containing small cracks under compressive stress-states. *Acta Metallurgica*, **34** (3), 497-510.
- Bader, H.P., R. Haefeli, E. Bucher, J. Neher, O. Eckel, C. Thams and P. Niggli. 1939. Der Schnee und seine Metamorphose. USA Snow, Ice and Permafrost Research Establishment, Translation 14 (1954).
- Bader, H.P., B.L. Hansen, J.A. Joseph and M.A. Sandgren. 1951. Preliminary investigations of some physical properties of snow. USA Snow, Ice and Permafrost Research Establishment, Technical Report 7.
- Bader, H.P. 1962. The physics and mechanics of snow as a material. USA Cold Regions Research and Engineering Laboratory , II-B, p. 79.
- Bader, H.P., H.U. Gubler and B. Salm. 1989. Distribution of stress and strain-rates in snowpacks. *Numerical Methods in Geomechanics (Innsbruck 1988)*. Balkema, Rotterdam, 2257 - 2263.
- Bader, H.P. and B. Salm. 1990. On the mechanics of snow release. *Cold Region Science and Technology*, **17**, 287 - 300.
- Barnes P., D. Tabor, F.R.S and J.C.F Walker. 1971. The friction and creep of polycrystalline ice. *Proc. Roy. Soc. Lond.*, **A 324**, 127 - 155.
- Bazant Z. P., G. Zi and D. McClung. 2003. Size effect law and fracture mechanics of the triggering of dry snow slab avalanches. *J. geophysical res.*, **108** (B2), EPM 13-1 - EPM 13-11.
- Bradley, C.C. and W.F. St. Lawrence. 1975. The Kaiser effect in snow. *IAHS AISH Publication No. 114*, 145 - 154.
- Brown, R.L. 1980. A volumetric constitutive law for snow based on a neck growth model. *J. Appl. Phys.*, **51** (1), 161 - 165.
- Brown, R.L. 1989. Perspective on mechanical properties of snow. *Proceedings of the 1st Int. Conf. on Snow Engineering*. USA Cold Regions Research and Engineering Laboratory, Special Report 86-9, 502 - 503.
- Bucher, E. 1948. Beitrag zu den theoretischen Grundlagen des Lawinenverbaus. Beiträge zur Geologie der Schweiz, Geotechnische Serie, Hydrologie, Lieferung 6, USA Snow, Ice and Permafrost Research Establishment, Translation 18 (1956).
- Budd, W.F. and T.H. Jacka. 1989. A review of ice rheology for ice sheet modelling. *Cold Region Science and Technology*, **16**, 107-144.
- Butkovich, T.R. 1956. Strength studies of high-density snow. USA Snow, Ice and Permafrost Research Establishment, Research Report 18.

- de Quervain, M.R. 1946. Kristallplastische Vorgänge im Schneeaggregat II. Mitteilungen aus dem eidg. Inst. für Schnee- und Lawinenforschung.
- de Quervain, M.R. 1966. Measurements on the pressure at rest in a horizontal snow cover. *IAHS Publication No. 69*, 154 - 159.
- Desai, C.S. and H.J. Siriwardane. 1984. Constitutive laws for engineering materials, with emphasis on geologic materials. *Prentice-Hall, Inc.*, Englewood Cliffs, New Jersey.
- Desrues, J., F. Darve, E. Flavigny, J.P. Navarre, and A. Taillefer. 1980. An incremental formulation of constitutive equations for deposited snow. *J. Glaciol.*, **25** (92), 289 - 307.
- Colbeck, S.C. 1998. Sintering in a dry snow cover. *J. Appl. Phys.*, **84**, 4585 - 4589.
- Colbeck, S.C. and R. J. Evans. 1973. A flow law for temperate glacier ice. *J. Glaciol.*, **12** (64), 71 - 86.
- Cole, D.M. 1986. Effect of grain size on the internal fracturing of polycrystalline ice. *CRREL Research Report 86*.
- Cooksley, S.D. 1984. Yield and fracture surfaces of brittle solids under multi-axial loading. Ph.D thesis, Cambridge University, unpubl.
- Failetaz, J., F. Louchet, B. Chareyre and D. Daudon. 2004. Snow toughness measurements: a challenge? *Ann. Glaciol.* **38**, in press.
- Fish, A.M. 1978. An Acoustic and Pressuremeter Method for Investigation of the Rheological Properties of Ice. Ph.D. thesis, Arctic and Antarctic Research Institute, Leningrad, USSR, 1976; translation from Russian, *CRREL*, 1978.
- Fish, A.M. and F.H. Sayles. 1981. Acoustic Emissions During Creep of Frozen Soils. *Acoustic Emissions in Geotechnical Engineering Practice, ASTM STP 750*, American Society for Testing and Materials, 194-206.
- Fukue, M. 1979. Mechanical performance of snow under loading. Tokai University Press. Tokyo, Japan.
- Gibson, L.J. and M.F. Ashby. 1988. Cellular Solids. *Oxford, Pergamon*, 128.
- Glasstone, S., k. Laidler and H. Eyring. 1941. The Theory of Rate Processes. *McGraw-Hill Book Co., Inc.*, N. Y.
- Glen, J.W. 1955. The creep of polycrystalline ice. *Proc. Roy. Soc. Lond.*, **A 228**, 519 - 538.
- Gold, L.W. 1960. *Canadian Journal of Physics.*, **38** (9), 1137 - 1148.
- Goldsby, D.L. and D.L. Kohlstedt. 1997. Grain boundary sliding in fine-grained ice I. *Scripta Materialia*, **37**(19), 1399 - 1406.
- Gubler, H. 1978. Determination of the mean number of bonds per snow grain and of the dependence of the tensile strength of snow on stereological parameters. *J. Glaciol.*, **20** (83), 329 - 341.

- Gubler, H. 1979. Acoustic emissions as an indication of decrease in fracture zones of avalanches. *J. Glaciol.*, **22** (86), 186 - 187.
- Gubler, H. 1994. Physik von Schnee. Internal report of the Swiss Federal Institute for Snow and Avalanche Research.
- Haefeli, R. 1942. Spannungs- und Plastizitätserscheinungen der Schneedecke unter besonderer Berücksichtigung der Schneedruckberechnung und verwandter Probleme der Erdbauforschung. *Mitteilungen der Versuchsanstalt für Wasserbau an der ETH Zürich*, Nr.2.
- Hawkes I., and M. Mellor. 1972. Deformation and fracture of ice under uniaxial stress. *J. Glaciol.*, **11** (61).
- Hansen, P. and R.L. Brown. 1988. An internal state variable approach to constitutive theories for granular materials with snow as example. *Mechanics of Materials*, **7**, 109 - 119.
- Hobbs, P. 1974. Ice Physics. *Clarendon Press*. Oxford, England.
- Hutchinson, J.W. 1979. Recent developments in nonlinear fracture mechanics. *Proceedings of the 7th Canadian Congress of Applied mechanics, Sherbrooke, 27 May - 1 June, 1979*, 24 - 36.
- Irwin, G.R. 1957. Analysis of stresses and strains near the end of a crack traversing a plate. *J. Appl. Mech.*, **24**, 361 - 364.
- Jacka, T.H. 1984. The time and strain required for development of minimum strain rates in ice. *Cold Regions Science and Technology*, **8** (3), 261-268.
- Jamieson, B. 2001. Snow Avalanches. in *A Synthesis of Geological Hazards in Canada*. Geological Survey of Canada, Bulletin **548**, 81-100.
- Jamieson, J.B., and C.D. Johnston. 1990. In-situ tensile strength of snow pack layers. *J. Glaciol.*, **36** (122), 102 - 106.
- Jones, S.J. 1982. The confined compressive strength of polycrystalline ice. *J. Glaciol.*, **28** (98), 171 - 177.
- Keeler, C.M. 1969. The growth of bonds and the increase of mechanical strength in a dry seasonal snow-pack. *J. Glaciol.*, **8** (54) , 441 - 450.
- Keeler, C.M. and W.F. Weeks. 1967. Some mechanical properties of alpine snow, Montana 1964-66. *CRREL Research Report 227*.
- Kirchner, H.O.K., G. Michot and T. Suzuki. 2000. Fracture toughness of snow in tension. *Philosophical Mag. A*, **80** (5) , 1265 - 1272.
- Kirchner, H.O.K. 2001. Brittle fracture of snow. *Physical Aspects of Fracture. E. Bouchaud et. al (eds.)*. *Kluwer Academic Publisher* , 47-57.
- Kirchner, H.O.K., G. Michot, H. Narita and T. Suzuki 2001. Snow as a foam of ice: plasticity, fracture and the brittle-to-ductile transition. *Philosophical Mag. A*, **81** (9) , 2161 - 2181.

- Kojima. 1974. A field experiment on the rate of densification of natural snow under low stress. *Proceedings of the Grindewald Symposium. IAHS Publication No. 114*, 298 - 308.
- Kovacs, A.F., W.F. Weeks, and F. Michitti. 1969. Variation of some mechanical properties of polar snow, Camp Century, Greenland. USA *Cold Regions Research and Engineering Laboratory*, Research Report 276.
- Kry, P.R. 1975a. Qualitative Stereological Analysis of Grain Bonds in Snow. *J. Glaciol.*, **14** (72), 467 - 477.
- Kry, P.R. 1975b. The relationship between the visco-elastic and structural properties of fine grained snow. *J. Glaciol.*, **14** (72), 479 - 500.
- Kuvaeva, G.M., G.K. Sulakvelidze, V.S. Chitadze, L.S. Chotorlishvili, and A.M. El'Mesov. 1967. Physical properties of snow cover of the Greater Caucasus-Mountains. Translation, Indian National Science Document Center, 1975.
- Lang, R.M. and W.L. Harrison. 1995. Triaxial test on dry naturally occurring snow. *Cold Region Science and Technology*, **23**, 191-199.
- Langdon, T.J. 1972. Creep mechanisms in ice. *Physics and Chemistry of ice. Symposium Ottawa*, Royal Society of Canada, 357-361.
- Mahajan, P. and R.L. Brown. 1993. A microstructure based constitutive law for snow. *Ann. Glaciol.*, **18**, 287 - 293.
- Mellor, M. 1964. Properties of snow. USA *Cold Regions Research and Engineering Laboratory*, III-A1.
- McClung, D.M. 1977. Direkt simple shear tests on snow and their relation to slab avalanche formation. *J. geophysical res.*, **19** (81), 101 - 110.
- McClung, D.M. 1996. Effects of temperature on fracture in dry slab avalanche release. *J. geophysical res.*, **101** (B10), 907 - 920.
- Mellor, M. 1964. Properties of snow. *Cold Regions Science and Engineering*, part II, sect. A, U.S. Army Cold Reg. Res. and Eng. Lab., Hanover, N.H.
- Mellor, M. and J.H. Smith. 1966. Creep of snow and ice. *CRREL Res. Rep.* 220.
- Mellor, M. and R. Testa. 1969. Creep of ice under low stress. *J. Glaciol.*, **8**, 147 - 152.
- Mellor, M. 1974. A review of basic snow mechanics. *Proceedings of the Grindewald Symposium. IAHS Publication No. 114*, 222 - 235.
- Mellor, M. 1977. Engineering properties of snow. *J. Glaciol.*, **19** (81), 222 - 235.
- Mellor, M. and D. Cole. 1982. Deformation and failure of ice under constant stress or constant strain-rate. *Cold Regions Science and Technology*, **5** (1982), 201-219.
- Meussen, B. 1998. Verformungsverhalten von Schnee unter mehrachsiger Belastung. *Fortschritt-Berichte VDI - Verlag Düsseldorf*, Reihe 18, Nr. 239.
- Morgan, V.I. 1991. High-temperature ice creep tests. *Cold Region Science and Technology*, **19**, 295 - 300.

- Narita, H. 1980. Mechanical behavior and structure of snow under uniaxial tensile stress. *J. Glaciol.*, **26** (94), 275 - 282.
- Narita, H. 1983. An experimental study on the tensile fracture of snow. *J. Glaciol.*, **26** (103), 275 - 282.
- Perla, R.I. 1977. Slab avalanche measurement. *Can. Geotech. J.*, **14** (2), 206 - 213.
- Pralong, A. and Funk, M. 2003. A description of crevasse formation using continuum mechanics. *Ann. Glaciol.* **37**, in press.
- Ramseier, R. O. and T. Pavlak. 1964. Unconfined creep of polar snow. *J. Glaciol.*, **5** (39), 325 - 332.
- Riedel, H. and Rice, J.R. 1980. Tensile cracks in creeping solids. *Proceedings of the 12th Conference on Fracturing Mechanics, American Society for Testing and Materials, Special Technical Publication No. 7000*, 112 - 130.
- Roch, A. 1948. Discussion sur la valeur du nombre de Poisson μ pour la neige, Davos Weissfluhjoch, Mitteilungen aus dem Eidg. Institut für Schnee- und Lawinenforschung, Interner Bericht no. **89**.
- Roscoe, K.H. and J.B. Burland. 1968. On the Generalized Stress-Strain Behavior of Wet Clay. In: J. Heyman and F.A. Leckie (Editors), *Engineering Plasticity*. Cambridge Univ. Press, London, 535 - 609.
- Salm, B. 1967. An attempt to clarify triaxial creep mechanics of snow. *Proceedings of the International Conference on Physics of Snow and Ice, Sapporo, Japan, 1966*, vol.1, pt.2, 857-874.
- Salm, B. 1971. On the rheological behaviour of snow under high stresses. *Contributions from the Institute of Low Temperatures Science, Hokkaido University, Serie A* **23**, 1 - 43.
- Salm, B. 1974. A constitutive equation for creeping snow. *International Association of Hydrological Sciences Publication*, **114**, 222-235
- Salm, B. 1982. Mechanical properties of snow. *Proceedings of workshop on the properties of snow, Snowbird, Utah, April 8-10, 1981; Reviews of Geophysics and Space Physics*, **20**, 1 -19.
- Sanderson, T.J.O. 1988. Ice Mechanics, Risk to Offshore Structures. *Graham and Trotman*. London.
- Schindler, H.J. 2001. Grundlagen der technischen Bruchmechanik. *Skript zur Vorlesung „Bruchmechanik“ an der ETH Zürich*.
- Schnebeli, M. 2004. Numerical simulation of elastic stress in the microstructure of snow. *Ann. Glaciol.* **38**, in press.
- Schulson, E.M., P.N. Lim and R.W. Lee. 1984. A brittle to ductile transition in polycrystalline ice under tension. *Philosophical Magazine, Serie A*, **49** (3), 353 - 363.
- Schweizerische Armee. 1997. Lawinenkunde. *Eidg. Drucksachen- und Materialzentrale (EDMZ)*. Lehrschrift 56.880 d. Bern.

- Schweizer, J. 1998. Laboratory experiments on shear failure of snow. *Ann. Glaciol.*, **26**, 97 - 102.
- Shapiro L.H., J.B. Johnson, M. Sturm and L. Blaisdell. 1997. Snow mechanics, review of the state of knowledge and applications. *CRREL Rep.* 97-3, p. 43.
- Shinojima, K. 1967. Study on the visco-elastic deformation of deposited snow. *Proceedings of the International Conference on Physics of Snow and Ice, Sapporo, Japan, 1966*, vol. 1, pt. 2, 875-907.
- Sinha, N.K. 1978. Short-term rheology of polycrystalline ice. *J. Glaciol.*, **21** (85), 457 - 473.
- Sinha N.K. 1978b. Rheology of columnar-grained ice. *Experimental Mechanics* **18** (12), 464 - 470.
- Sinha, N.K. 1979. Grain-size influence on effective modulus of ice. *Proceedings of workshop on the bearing capacity of ice cover*. Technical memorandum No. 123, 65 - 79.
- Sinha, N.K. 1982. Delayed elastic strain criterion for first cracks in ice. *Proceedings of the Symposium on Deformation and Failure of Granular Materials, Delft, Netherlands, 1982, International Union of Theoretical and Applied Mechanics*, 323-330. Rotterdam: Balkema.
- Sinha, N.K. 1983. Creep model of ice for monotonically increasing stress. *Cold Regions Science and Technology* **8**, 25 - 33.
- Sommerfeld, R.A. 1982. A review of snow acoustics. *Reviews of Geophysics and space Physics* **20** (1), 62-66.
- Steinemann, S. 1958a. Experimentelle Untersuchungen zur Plastizität von Eis. *Beiträge zur Geologie der Schweiz. Geotechnische Serie. Hydrologie, Nr. 10*.
- Steinemann, S. 1958b. Thermodynamics and mechanics of ice at the melting point. *Union Geodesique et Geophysique Internationale. Association Internationale d'Hydrologie Scientifique. Symposium de Chamonix, 1958*, 254 - 265.
- St. Lawrence, W.F., T.E. Lang, R.L. Brown and C.C. Bradley. 1973. Acoustic emission at constant rates of deformation. *J. Glaciol.*, **26** (94), 209 - 216.
- St. Lawrence, W.F. and C. Bradley. 1975. The deformation of snow in terms of a structural mechanism. *Proceedings of the Grindenwald Symposium. IAHS Publication No. 114*, 155 - 170.
- St. Lawrence and C.C. Bradley. 1979. Spontaneous fracture initiation in mountain snowpacks. *J. Glaciol.*, **19** (81), 411 - 417.
- St. Lawrence, W.F. 1980. The acoustic emission response of snow. *J. Glaciol.*, **26** (94), 209 - 216.
- Stoffel, M. and P. Bartelt. 2003. Modelling snow slab release using a temperature-dependent viscoelastic finite element model. *EGS-Conference 2002, Nizza. Kluwer Academic Publisher*, in press.
- Szyszkowski, W. and P. Glockner. 1986. On a multiaxial constitutive law for ice. *Mechanics of Materials*, **5** (1), 49 - 71.

- Szyszkowski, W. and P. Glockner. 1987. On a multiaxial non-linear hereditary constitutive law for non-ageing materials with fading memory. *International Journal of Solids and Structures*, **23** (2), 305 - 324.
- Timoschenko, S.P. and J.N. Goodier. 1934. Theory of elasticity. *McGraw-Hill*, New York.
- von Moos, M. 2000. Untersuchungen über das visko-elastische Verhalten von Schnee auf der Grundlage von triaxialen Kriechversuchen. *Dissertation an der Eidgenössische Techn. Hochsch., Zürich. IGT-Publikation Nr. 214.*
- Voytkowskiy, K.F and colleagues. 1975. Creep induced changes in the structure and density of snow. *Proceedings of the Grindewald Symposium. IAHS Publication No. 114*, 171 - 179.
- Voytkowskiy, K.F. 1977. The mechanical properties of snow. Moscow, Nauka, 1 - 128. (Translated from the Russian by C.E. Bartelt, available from the SLF on request).
- Weertman, J. 1973. Creep of ice. Proceedings of the symposium on physics and chemistry of ice. Roy. Soc. of Canada, 320 - 337.
- Weeks, W.F. and Assur, A. 1967. The mechanical properties of sea ice. *CRREL Monograph II-C3.*
- Weiss, J., J.R. Grasso and P. Martin. 1998. AE and scaling laws in microstructurally controlled ice samples. *Proceedings of the sixth Conference on Acoustic Emission/Microseismic Activity in Geologic Structures and Materials - The Pennsylvania State University, June 11-13, 1996*, 583 - 595.
- Yosida, Z. and colleagues. 1955. Physical studies on deposited snow. I: Thermal properties. *Contrib. Inst. Low Temp. Sci., Ser. A7*, 19 - 74.
- Ziegler, H. 1963. Methoden der Plastizitätstheorie in der Schneemechanik. *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik*, **14** (6), 713-737.

Seite Leer /
Blank leaf

Vorzeichenkonvention

In der vorliegenden Arbeit wird analog zur Bodenmechanik eine Stauchung bzw. eine Druckspannung mit einem positiven Vorzeichen dargestellt. Eine Dehnung bzw. eine Zugspannung mit einem negativen Vorzeichen.

Bei der Volumendehnung ε_{vol} wird demzufolge eine Volumenreduktion mit einem positiven, eine Volumenvergrößerung mit einem negativen Vorzeichen gekennzeichnet.

Symbolverzeichnis

Einzelne Symbole werden für mehrere Variablen verwendet. Eine Verwechslung sollte jedoch ausgeschlossen sein, weil die Symbole in verschiedenen Zusammenhängen auftreten.

Es gibt Variablen, die in verschiedenen Formeln in unterschiedlichen Einheiten eingesetzt werden. In diesem Fall werden mehr als eine Einheit genannt.

Lateinische Symbole

A	[Pa ⁻ⁿ s ⁻¹] ... [MPa ⁻ⁿ s ⁻¹]	Parameter im Potenzgesetz von Glen
A	[-]	Modellparameter (St Lawrence, 1980)
A'	[s ⁻¹]	Modellparameter im visko-elastischen Modell
a _T	[s ⁻¹]	Modellparameter im visko-elastischen Modell
a	[m]	Länge der schwachen Schicht
b	[-]	Modellparameter im visko-elastischen Modell
C	[bursts s ⁻¹]	Modellparameter (Fish, 1978)
c	[-]	Modellparameter (St Lawrence, 1980)
d	[mm]	Korndurchmesser

E	[Pa] ... [GPa]	Elastizitätsmodul
E		Elastizitätsmatrix
E ₀	[Pa] ... [GPa]	Young's Modul
F	[N]	Knotenkraft
f	[Hz] ... [MHz]	Frequenz
f		Vektor der Knotenkräfte
f(t)		Funktion von t
G	[Pa] ... [GPa]	Schubmodul
G	[Pa]	Energiefreisetzungsrate
h	[mm]	Probenhöhe
K	[-]	Modellparameter im visko-elastischen Modell
K _I	[Pa m ^{1/2}]	Spannungsintensitätsfaktor Modus I
K _{II}	[Pa m ^{1/2}]	Spannungsintensitätsfaktor Modus II
K _{Ic}	[Pa m ^{1/2}]	Bruchzähigkeit Modus I
K _{IIc}	[Pa m ^{1/2}]	Bruchzähigkeit Modus II
K		Steifigkeitsmatrix
L	[m]	Länge
m	[-]	Reziproke der Poisson's Zahl
n	[-]	Modellparameter im visko-elastischen Modell
n	[-]	Modellparameter (St Lawrence, 1980)
N ₃	[-]	Dreidimensionale Koordinationszahl
Q	[kJ mol ⁻¹]	Aktivationsenergie
R	[J mol ⁻¹ K ⁻¹]	Gaskonstante
s	[-]	Modellparameter im visko-elastischen Modell
t	[s] ... [h]	Zeit
T	[°C] oder [K]	Temperatur
T _i		Eistemperaturvektor
Ū _e	[N m]	elastische Energie
U _e	[N m ⁻²]	spezifische elastische Energie
u	[mm]	hangparallele Verschiebung
u		Knotenverschiebungsvektor
v	[mm]	hangnormale Verschiebung

V	[mm ³] ... [m ³]	Volumen
W _{el}	[N m]	elastische Arbeit der äusseren Kräften
x	[m]	hangparallele Koordinate
y	[m]	hangnormale Koordinate

Griechische Symbole

α	[kPa ⁻¹]	Modellparameter im visko-elastischen Modell
$\alpha_{1..6}$	[kPa] bzw. [-]	Modellparameter Verfestigung
β	[°]	Hangneigung
Δ		Differenz
ε	[-] oder [%]	Dehnung
ε_{1c}	[-] oder [%]	axiale Kontaktdehnung
ε_{kkc}	[-] oder [%]	volumetrische Kontaktdehnung
$\dot{\varepsilon}$	[s ⁻¹]	Dehnungsgeschwindigkeit
$\dot{\varepsilon}_t$	[s ⁻¹]	Übergangsdehnungsgeschwindigkeit
ϕ	[-]	Modellparameter (St Lawrence, 1980)
γ	[-]	Modellparameter (Fish, 1978)
η	[Pa s] ... [MPa s]	Viskosität
ν	[-]	Poisson's Zahl
ν_v	[-]	viskoses Analogon der Poisson's Zahl
ρ	[kg m ⁻³]	Dichte
σ	[Pa] ... [MPa]	Spannung
τ	[Pa] ... [MPa]	Schubspannung

Indices

0	Ausgangs- bzw. Nullwert einer Kenngrösse
d	elastisch-reversible
e	elastisch
el	elastisch
g	Eigengewicht
L	Luft
max	Maximalwert einer Kenngrösse
min	Minimalwert einer Kenngrösse
mittel	Mittelwert einer Kenngrösse
n	hangnormale Komponente
s	hangparallele Komponente
total	total, gesamt
v	viskos
vol	Volumen

Lebenslauf

Carlo Scapozza von Olivone (TI)
geboren am 26. August 1971
verheiratet, zwei Kinder

Anschrift: Regina Kägi Hof 10, 8050 Zürich

Berufliche Tätigkeit

- | | |
|--------------|---|
| Seit 08/2000 | Assistent am Institut für Geotechnik der ETH Zürich |
| 1999 - 2000 | Bauleiter im Bereich Spezialtiefbau bei der Firma Rodio Geotechnik AG, Zürich |
| 1996 - 1999 | Wissenschaftlicher Mitarbeiter bei der Professur für Holztechnologie der ETH Zürich |

Bildungsweg

- | | |
|--------------|---|
| Seit 10/2002 | Nachdiplomstudium Betriebswissenschaften an der ETH Zürich |
| Seit 08/2000 | Doktorat am Institut für Geotechnik der ETH Zürich und am Schnee und Lawinen Forschungsinstitut in Davos. Dreijähriges National-Fonds-Projekt Nr. 2000-059382 „Triaxial tests to determine a temperature-dependent microstructure-based failure criteria of snow“ |
| 1990 - 1996 | Studium Bauingenieurwesen an der ETH Zürich |
| 1986 - 1990 | Liceo Cantonale di Bellinzona (Matura Typus C) |

Militärdienst

- | | |
|------|---|
| 1993 | Unteroffiziersschule und Abverdienen an der Grenadierschule in Isonne |
| 1994 | Infanterie-Offiziersschule in Birmensdorf |
| 1994 | Abverdienen des Leutnants an der Grenadierschule in Isonne |

Seite Leer /
Blank leaf