

MEDDELELSER OM GRØNLAND

UDGIVNE AF

KOMMISSIONEN FOR VIDENSKABELIGE UNDERSØGELSER I GRØNLAND

Bd. 177 · Nr. 1

---

---

EXPEDITION GLACIOLOGIQUE INTERNATIONALE AU GROENLAND

E. G. I. G. 1957—1960 Vol. 5 No. 2

---

RHEOLOGISCH-GLAZIOLOGISCHE  
UNTERSUCHUNGEN IM FIRNGEBIET  
DES GRÖNLÄNDISCHEN INLANDEISES

VON

R. HAEFELI UND F. BRANDENBERGER

MIT EINEM BEITRAG

VON

P. GFELLER

---

MIT 17 BILDERN, 76 ABBILDUNGEN UND 87 TABELLEN  
IM TEXT UND 2 ANHAENGEN

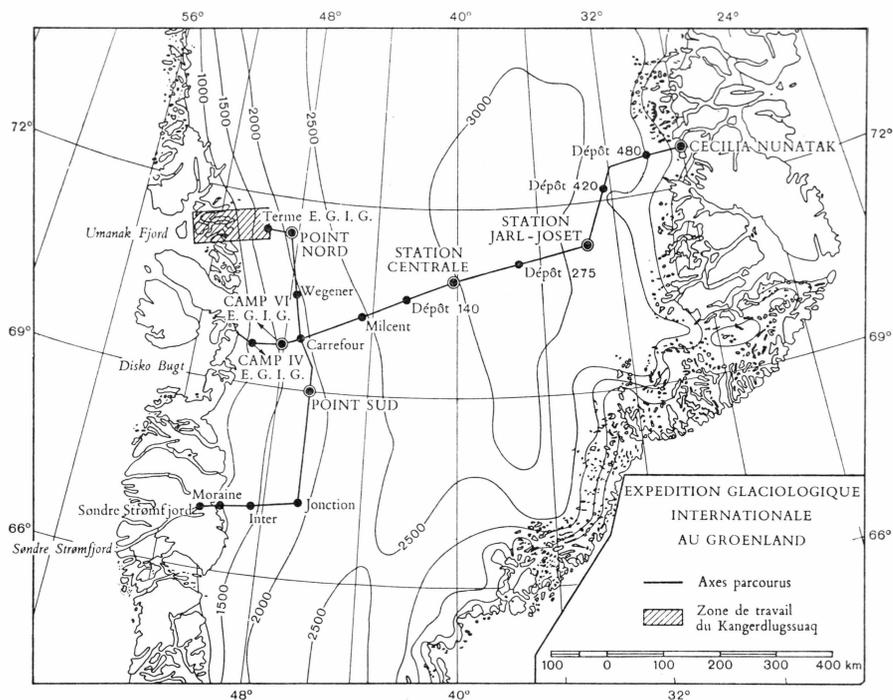
*WITH AN ENGLISH SUMMARY*

KØBENHAVN

C. A. REITZELS FORLAG

BIANCO LUNOS BOGTRYKKERI A/S

1968



## EXPEDITION GLACIOLOGIQUE INTERNATIONALE AU GROENLAND 1957-1960

Réalisation technique:  
EXPEDITIONS POLAIRES FRANÇAISES  
(Missions PAUL-EMILE VICTOR)

L'EXPEDITION GLACIOLOGIQUE INTERNATIONALE AU GROENLAND est une expédition commune à un certain nombre d'organismes scientifiques des pays suivants: Allemagne, Autriche, Danemark, France et Suisse. Créée en 1956, elle fut autorisée par le Gouvernement de Danemark et patronnée par L'ASSOCIATION INTERNATIONALE D'HYDROLOGIE SCIENTIFIQUE.

La direction scientifique de l'expédition est assurée par le COMITE DE DIRECTION, et sa réalisation confiée aux EXPEDITIONS POLAIRES FRANÇAISES. Le chef d'expédition est PAUL-EMILE VICTOR. Le support aérien a été assuré par les FORCES ARMEES AIR (France).

Après deux années de préparation et de reconnaissances (1957-1958), le programme de recherches glaciologiques dans la partie centrale du Groenland a été réalisé pendant la campagne d'été 1959 et l'hivernage à la Station Jarl-Joset (1959-1960). L'expédition proprement dite s'est terminée par une campagne réduite en 1960 ramenant hivernants et matériel.

# INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
Abstract .....	5
Zusammenfassung .....	6
Vorwort des Direktionskomitees von Prof. Dr. F. KOBOLD .....	7
Vorwort der Verfasser .....	8

## I. TEIL

1. EINLEITUNG UND PROBLEMSTELLUNG .....	11
2. EXPERIMENTELLE UND THEORETISCHE GRUNDLAGEN .....	17
3. MESSUNGEN UND VERSUCHE IN SITU .....	20
3.1 Ramm- und Drehwiderstände .....	20
3.2 Klinometermessungen .....	60
3.3 Deformationskreise .....	82
3.4 Deformationsvierecke (P. GFELLER) .....	91
3.5 Verformungsmessungen im Schrägschacht Dumont .....	116
3.6 Lotmessungen beim Schrägschacht Dumont .....	117
3.7 Verformung zweier kugelförmiger Hohlräume in 20 bzw. 40 m Tiefe ...	130
3.8 Setzungsmessungen in den Firnlaboratorien .....	151
3.9 Plattenversuche .....	166
3.10 Viscosimeterversuche .....	180
3.11 Der Firnstoss vom 3. Juni 1960 .....	191
4. LABORATORIUMSVERSUCHE MIT POLARFIRN .....	194
4.1 Einleitung .....	194
4.2 Laboratorien .....	203
4.3 Kompressionsversuche mit Firnproben .....	207
4.4 Diskussion der Ergebnisse .....	253

## II. TEIL

5. RHEOLOGISCHE AUSWERTUNG DER RAUMGEWICHTSKURVE DES POLARFIRNS .....	261
5.1 Problemstellung .....	261
5.2 Arbeitshypothese zur angenäherten Lösung des Ruhedruckproblems ..	262
5.3 Versuch zur angenäherten Berechnung des Spannungszustandes des Polarfirns an der Bewegungsscheide .....	267
5.4 Rheologische Auswertung der Raumgewichtskurve zur Untersuchung der Zähigkeitsverhältnisse des Polarfirns .....	271
6. RHEOLOGISCH-GLAZIOLOGISCHE INTERPRETATION DES NIVEL- LEMENTS ÜBER DAS GRÖNLÄNDISCHE INLANDEIS .....	278
6.1 Problemstellung .....	278
6.2 Theoretische Grundlagen .....	279

	Seite
6.3 Vergleich zwischen dem berechneten und dem gemessenen Höhenprofil der Firnoberfläche .....	281
6.4 Zur Bestimmung der für das Fließgesetz des Eises massgebenden Parameter $n$ und $k$ bzw. $k_1$ .....	285
6.5 Bemerkungen zur Wellenform der Firnoberfläche.....	289
7. ZUR ALTERSBERECHNUNG DES EISES DES WEST-OST-PROFILS AUF RHEOLOGISCHER BASIS .....	293
8. GLAZIOLOGISCHER KOMMENTAR ZU DEN VERSCHIEBUNGSMESSUNGEN IM WEST-OST-PROFIL DURCH DAS GRÖNLÄNDISCHE INLANDEIS .....	297
8.1 Problemstellung .....	297
8.2 Vergleich zwischen den gemessenen und berechneten Längenänderungen der Strecke $T_4-T_{301}$ .....	298
8.3 Kommentar zu den Ergebnissen der Verformungsmessungen an den Deformationsvierecken .....	299
8.4 Zur Berechnung des Spannungszustandes der Firn- und Eisoberfläche 301	
9. MODELLVERSUCHE ZUR DEMONSTRATION DES BEWEGUNGSZUSTANDES EINES STREIFENFÖRMIGEN EISSCHILDES.....	309
9.1 Problemstellung .....	309
9.2 Versuchsanlage .....	310
9.3 Zur Durchführung der Versuche .....	312
9.4 Ergebnisse der Versuche .....	314
10. ÜBERSICHT .....	319
I. Teil .....	319
II. Teil .....	322
LITERATURVERZEICHNIS .....	327
ANHANG NO. 1. EGIG Internationale Glaziologische Grönlandexpedition. Programm der Gletscherkommission der S.N.G. ....	331
ANHANG NO. 2. Rheologisches Programm der Expedition „Centre Groenland“ Station Dumont .....	338

### Abstract

The results of the rheological-glaciological investigations, which were conducted mainly at the Jarl-Joset Station at the time of the International Glaciological Greenland Expedition in 1957-60, are dealt with in two sections. In the first section, four chapters (1-4) describe the methods, apparatus and instruments used and set forth the results obtained directly by these methods of investigation. It was possible to carry out the programme, which centred on the determination of certain mechanical properties of the firn in situ (ramming resistance, shear strength, viscosity and deformation under its own weight and under artificial loading) almost in its entirety.

The second section, comprising six chapters (5-10), consists of a first glaciological evaluation of individual results. It embraces among other things the viscosity properties of the relatively fluid polar firn lying above the polar ice (by comparison with the alpine winter snow cover and with the results of other investigators), the glaciological interpretation of the West-East profile and the displacement measurements (including the deformation quadrilaterals). Comparison of these latter results with the predictions based on our working hypothesis (HAEFELI 1961) showed good agreement. A special chapter is devoted to the approximate calculation of the age of the ice.

A laboratory test with a plate-gap model, system Hele-Shaw which was carried out in the Laboratory for Hydraulic Research and Soil Mechanics in Zurich, proves the correctness of the theoretically calculated streamlines and graphically demonstrates the state of motion of the inland ice. In conclusion the most important results of the investigations are summarized and a few suggestions made for the repetition measurement.

## Zusammenfassung

Die Ergebnisse der rheologisch-glaziologischen Untersuchungen, die vorwiegend auf der Station Jarl-Joset anlässlich der Internationalen Glaziologischen Grönlandexpedition 1957–60 durchgeführt wurden, werden in zwei Teilen behandelt. Im ersten Teil werden in vier Kapiteln (1–4) die angewandten Methoden, Geräte und Instrumente beschrieben sowie die mit diesen Untersuchungsmethoden unmittelbar gewonnenen Resultate dargestellt. Das Programm, das sich mit der Bestimmung gewisser mechanischer Eigenschaften des Firns *in situ* befasst (Rammwiderstand, Scherfestigkeit, Zähigkeit und Verformung unter Eigengewicht sowie unter künstlichen Lasten) konnte nahezu vollumfänglich durchgeführt werden.

Der zweite Teil enthält in weiteren sechs Kapiteln (5–10) eine vorläufige glaziologische Auswertung einzelner Ergebnisse. Diese umfasst u.a. die Zähigkeitsverhältnisse des relativ fluiden, über dem Polareis liegenden Polarfirns (im Vergleich zur Winterschneedecke und zu den Resultaten anderer Forscher), die glaziologische Interpretation des West-Ost-Profiles und der Verschiebungsmessungen (einschliesslich der Deformationsvierecke). Der Vergleich dieser letztgenannten Ergebnisse mit den auf Grund unserer Arbeitshypothese (HAEFELI, 1961) gemachten Voraussagen ergab eine gute Übereinstimmung. Ein besonderes Kapitel ist der angenäherten Berechnung des Alters des Eises gewidmet.

Durch einen Laboratoriumsversuch mit einem sogenannten Spaltmodell, der an der Versuchsanstalt für Wasserbau und Erdbau an der ETH in Zürich durchgeführt wurde, wird die theoretisch berechnete Form der Stromfäden nachgewiesen und der Bewegungszustand des Inlandeises anschaulich demonstriert. Abschliessend werden die wichtigsten Ergebnisse der durchgeführten Untersuchungen kurz zusammengefasst und einige Anregungen für die Wiederholungsmessung gemacht.

## VORWORT DES DIREKTIONSKOMITEES

von Prof. Dr. F. KOBOLD

Zu den wichtigsten Problemen, die von der »Internationalen Glaziologischen Grönlandexpedition« (EGIG) studiert werden sollten, gehören die Deformation und das Fließen des Eises, Erscheinungen, die unter dem Namen Rheologie zusammengefasst werden.

Das Direktionskomitee freut sich, den vorliegenden Band über die Rheologie der Öffentlichkeit übergeben zu können. Verfasser ist Prof. Dr. R. HAEFELI. Er wurde von Dipl. Ing. F. BRANDENBERGER unterstützt, der einzelne Teile selbständig bearbeitete. Das Kapitel über die Deformationsvierecke stammt von Dipl. Ing. P. GFELLER.

Das Direktionskomitee hatte ursprünglich vorgesehen, dass zunächst nur die Beobachtungen publiziert würden und dass erst spätere Bände die Auswertung enthalten sollten. Ein strenges Festhalten an diesen Grundsätzen war bei keinem Band möglich. Auch der vorliegende Band enthält nicht nur Beobachtungen, vielmehr bieten die Verfasser erste Synthesen.

Mögen spätere Untersuchungen auch Ergänzungen und vielleicht Korrekturen an den hier gegebenen Synthesen und Interpretationen bringen, so behalten die hier geäußerten Auffassungen ihren Wert, indem doch manches bisher Umstrittene abgeklärt und auf neue Probleme hingewiesen wird. Die Bedeutung des Bandes liegt jedoch nicht zuletzt in der ausführlichen Wiedergabe des Beobachtungsmaterials, das auch spätere Forscher immer wieder werden zu Rate ziehen müssen.

Auch dieser Band zeigt, wie die vorausgegangenen, die hohe Bedeutung der Grönlandforschung, die weiter gefördert werden muss. Grönland als wissenschaftliches Problem ist für das Leben auf der nördlichen Halbkugel, namentlich für Europa, von grösster praktischer Bedeutung.

Die Autoren des vorliegenden Bandes haben in Grönland und in ihren Büros in unzähligen mühsamen Arbeitsstunden einzelne dieser Probleme zu lösen versucht. Das Direktionskomitee ist ihnen zu aufrichtigem Dank verpflichtet.

F. KOBOLD

## VORWORT DES VERFASSERS

Rheologie ist die Lehre von der Deformation und dem Fliessen der Körper. Wenn in der vorliegenden Abhandlung von rheologisch-glaziologischen Untersuchungen im Firngebiet des grönländischen Inlandeises die Rede ist, so gilt dies nicht im streng wissenschaftlichen Sinne der von der Rheologie definierten Begriffe und Körper.

Das Ziel der vorliegenden Studie bestand hauptsächlich darin, die Verformung und das Fliessen von Firn und Eis im Zusammenhang mit der Gletscherbewegung zu untersuchen und soweit möglich zu formulieren. Dabei handelt es sich ausschliesslich um schleichende Bewegungen und Verformungen, die rein statisch betrachtet werden können, weil die Beschleunigungskräfte so klein sind, dass sie ohne weiteres vernachlässigt werden dürfen.

Neben der Bestimmung gewisser Festigkeitseigenschaften des Firnmantels (Rammhärte und Scherfestigkeit) galt unser Interesse vor allem den Zähigkeitsverhältnissen des Firns im ganzen Uebergangsbereich von Schnee über den Firn bis zum Eis. Die Ergebnisse zeigen mit aller Deutlichkeit, dass die Fluidität des Firnmantels im zentralen Inlandeis um einige Zehnerpotenzen höher ist als diejenige des darunterliegende Eises. Dies hat zur Folge, dass die auf der Firnoberfläche gemessenen Verschiebungen nicht ohne weiteres mit denjenigen des darunter liegenden Eises identifiziert werden dürfen. Jedenfalls muss diese Frage von Fall zu Fall aufgeworfen und geprüft werden.

Während über die Verteilung der Oberflächengeschwindigkeiten des Inlandeises erst nach der Auswertung der zweiten Expedition etwas Endgültiges ausgesagt werden kann, ist der Vergleich zwischen der gemessenen und berechneten Oberfläche des West-Ost-Profiles eine Aufgabe, die in der vorliegenden Arbeit mehr oder weniger abschliessend behandelt werden konnte (II. Teil). Dabei darf festgestellt werden, dass die Uebereinstimmung zwischen dem durch direktes Nivellement ermittelten Höhenprofil der Firnoberfläche und dem berechneten Profil eine vorzügliche ist. Eine solche Uebereinstimmung ist nur denkbar, wenn eine der wichtigsten Annahmen, die der Berechnung zu Grunde liegen, nämlich die Voraussetzung, dass das Eis – abgesehen vom Bereich der Eisströme

und der Küstennähe – nicht auf der Unterlage gleitet, den wirklichen Verhältnissen weitgehend entspricht.

Wenn man die Zusammenarbeit zwischen den verschiedenen Fachgruppen der EGIG betrachtet, so kann man feststellen, dass der Glaziologe ernten durfte, was viele andere, vor allem die Geodäten und Geophysiker, gesät haben. Der Kreis von Mitarbeitern, denen wir zu danken haben, ist deshalb sehr gross. Unser Dank gilt in erster Linie der E.P.F. und deren Leiter, PAUL-EMIL VICTOR, die durch ihre hervorragende technische Organisation und finanzielle Hilfe die Realisierung der Expedition überhaupt möglich gemacht haben. Wir danken ferner den Vertretern der SIPRE, welche im letzten Moment (Sommer 1955) die Pegel des West-Ost-Profiles verlängert und damit vor dem Einschneien bewahrt haben. Zu ganz besonderem Dank sind wir jenen vier jungen Franzosen verpflichtet, die unter dem Namen „Expédition Centre Groenland“ 1956/57 bei der späteren Station Jarl-Joset überwintert und unter schwersten Entbehrungen und mit primitivsten Mitteln einen 40 m tiefen Schrägschacht im Firn ausgegraben haben, der die Durchführung der rheologisch-glaziologischen Arbeiten im Jahre 1959/60 erst ermöglicht hat.

Den dänischen Behörden und Freunden danken wir für die grosszügige Erlaubnis zur Durchführung der Expedition, für die aktive Förderung unserer Ziele und ihre Hilfsbereitschaft bei der Ueberwindung von Schwierigkeiten.

Unser Dank gilt ferner den Mitgliedern des Comité de Direction der EGIG, dem Generalsekretär, Prof. A. BAUER, für die moralische Unterstützung. Herrn Prof. KOBOLD, der unsere Bestrebungen stets tatkräftig gefördert hat, sind wir für seine grosse administrative Arbeit und seine wertvollen Anregungen sowie seine Mitarbeit bei der Auswertung der Deformationsvierecke zu tiefem Dank verpflichtet. Dem Schweizerischen Nationalfonds für wissenschaftliche Forschung, der Schweiz. Stiftung für alpine Forschung und nicht zuletzt dem Akademischen Alpenklub Zürich danken wir für die grosszügige Finanzierung des schweizerischen Beitrages an die Expeditionskosten. Auch der Gletscherkommission der Schweiz. Naturforschenden Gesellschaft gilt unser Dank für das grosse Interesse und die mannigfaltige Förderung unseres Projektes.

Im Hinblick auf die Zukunft ist vom Gesichtspunkt des Glaziologen eine Beobachtungsperiode von ca. 8 Jahren, wie sie zwischen den beiden Expeditionen der EGIG nun verstrichen ist, für einen Eisschild im Ausmass des grönländischen Inlandeises eine sehr kurze Zeit, die wohl genügt, um einen momentanen Zustand hinsichtlich Form und Geschwindigkeiten festzustellen, aber nicht ausreicht, um etwas Wesentliches über das zukünftige Verhalten des Eisschildes und dessen Massenbilanz auf

längere Sicht auszusagen. Es ist deshalb zu hoffen, dass das bisher Erreichte nur ein Anfang ist, indem aus der EGIG eine internationale Organisation mit Sitz und Leitung in Dänemark hervorgeht, die sich zur Aufgabe stellt, das durch 20 m hohe Pegel markierte West-Ost-Profil zu erhalten, periodisch zu kontrollieren und das Beobachtungsmaterial zu veröffentlichen. Das zentral gelegene West-Ost-Profil der EGIG dürfte für einen grossen Teil des grönländischen Eisschildes repräsentativ sein und als Standardprofil sowohl für einen erheblichen Teil der Arktis wie auch im Rahmen des hydrologischen Dezenniums eine nicht zu unterschätzende Bedeutung gewinnen.

Zürich, den 5. November 1967

R. HAEFELI

## I. TEIL

VON R. HAEFELI UND F. BRANDENBERGER

### 1. EINLEITUNG UND PROBLEMSTELLUNG (H)

Der Gründungsversammlung der EGIG vom April 1956 in Grindelwald lag ein vom Verfasser aufgestelltes wissenschaftliches Programm vom 28. Dezember 1955 zu Grunde, das im Bulletin d'Information de l'Association Internationale d'Hydrologie Scientifique publiziert wurde (HAEFELI, 1956). Der rheologische Teil dieses allgemeinen Programms wurde im Namen der Gletscherkommission der Schweiz. Naturforschenden Gesellschaft in einem vom 4. November 1956 datierten und im Anhang enthaltenen Bericht näher spezifiziert. Sieht man von den nachstehend beschriebenen Aenderungen ab, so entsprechen die anlässlich der ersten Expedition der EGIG ausgeführten rheologischen Untersuchungen weitgehend diesem Programm der Schweiz. Gletscherkommission.

Abgesehen davon, dass die 1959 installierten Schneepegel nicht wie ursprünglich vorgesehen 10 m, sondern nur 7 m über die Schneeoberfläche hinausragten und dass statt 3 Querprofilen als einziges das ca. 300 km lange Nord-Süd-Profil errichtet wurde (Tafel 1), besteht eine äusserliche Abweichung gegenüber dem Program vom 4. November 1956 darin, dass die Laborversuche nicht auf der Station Centrale, sondern in der 1959 inaugurierten Station Jarl-Joset durchgeführt wurden, die sich am selben Ort befindet wie die 1956/57 errichtete Station Dumont. Diese Aenderung entsprach einem von H. BADER anlässlich der Gründungsversammlung der EGIG gemachten Vorschlag. Indem die Ueberwinterungsstation statt auf der Westabdachung (Station Centrale) auf der Ostabdachung des Inlandeises errichtet wurde, sollte ein erster Einblick in die klimatologischen Unterschiede von West- und Ostabdachung gewonnen werden.

Mit Ausnahme von den während der Traversierung des West-Ost-Profiles zwischen Camp VI-EGIG bis zur Ueberwinterungsstation Jarl-Joset durchgeführten Untersuchungen wurden die meisten der nachstehend beschriebenen Versuche *in situ* sowie sämtliche Laborversuche durch F. BRANDENBERGER, Dipl. Ing., während der Ueberwinterung in der

oben genannten Station ausgeführt. Eine Übersicht über den zeitlichen Verlauf der Überwinterung 1959/60 ist im Faszikel Nivologie enthalten (M. DE QUERVAIN, in press).

Nachdem anlässlich der ersten Tagung der EGIG auf dem Jungfrauoch (April 1956) beschlossen worden war, die Expedition Dumont als selbständiges Unternehmen finanziell zu unterstützen, unter der Bedingung, dass das Arbeitsprogramm dieser kleinen, aber kühnen Expedition in das wissenschaftliche Programm der EGIG eingefügt würde, gelangte DUMONT im Juli 1956 an den Verfasser mit der Bitte, ein geeignetes Arbeitsprogramm für die Ueberwinterung 1956/57 aufzustellen, das der äusserst kurz bemessenen Vorbereitungszeit (ca. 1 Monat), den beschränkten Geldmitteln, aber auch den Wünschen der EGIG entsprechen sollte.

Während M. DE QUERVAIN einige Richtlinien für die nivologischen Beobachtungen der Expedition Dumont ausarbeitete, wurden die rheologischen Arbeiten von DUMONT nach dem vom 10. Juli 1956 datierten Programm des Verfassers ausgeführt. Im Mittelpunkt dieses Programms stand ein Schrägschacht von mindestens 20 m Tiefe, dessen Projekt in Abb. 1 dargestellt ist. Als Neuerung war der Aushub einer Hohlkugel und deren Verformungsmessung vorgesehen. Mit der Vorbereitung dieses Schrägschachtes durch die Expedition Dumont (1956/57) wurde erreicht, dass die Ueberwinterungsgruppe der EGIG bei Ankunft auf der Station Jarl-Joset im Juli 1959 den fertigen Schacht vorfand und darin ohne Zeitverlust die von DUMONT begonnenen Verformungsmessungen fortsetzen bzw. neue Untersuchungen ansetzen konnte. Die von der Gruppe Dumont unter äusserst schwierigen und primitiven Bedingungen mit der einwandfreien Ausführung des Schrägschachtes (ohne Hilfe eines Motors) vollbrachte Leistung erweckte bei den Expeditionsteilnehmern der EGIG allgemeine Bewunderung. DUMONT und seinen drei Gefährten war es in monatelanger, äusserst harter Arbeit gelungen, den Schrägschacht nicht nur auf 20 m, sondern sogar auf 40 m Tiefe unter die Firnoberfläche abzuteufen, sodass der EGIG im Herbst 1959 nur noch übrig blieb, neben der bereits ausgehobenen oberen Hohlkugel in 20 m Tiefe noch einen unteren sphärischen Hohlraum in 40 m Tiefe zu schaffen.

Hinsichtlich der rheologischen Problemstellung müssen wir unterscheiden zwischen jenen Fragen, die sich schon nach der ersten Expedition beantworten lassen, und jenen Problemen, deren Lösung erst durch den Vergleich zwischen den Ergebnissen beider Expeditionen in Angriff genommen werden kann. Zu den ersten gehören z.B. gewisse mechanische und rheologische Eigenschaften des Firns und ihre Abhängigkeit vom Raumgewicht bzw. von der Entnahmetiefe, ferner die Verformung der oberen Hohlkugel, deren Messung schon im Jahre 1957 von DUMONT

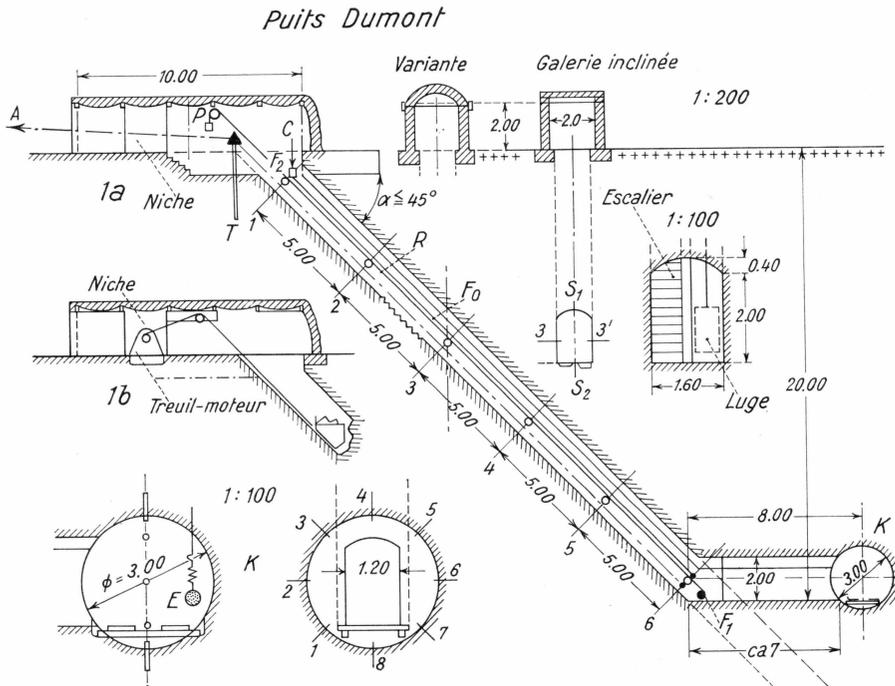


Abb. 1. Projekt des Schrägschachtes auf Station Dumont von 1956.

begonnen wurde, oder die Anomalie des Kriechprofils in den obersten Firnschichten. Auch die rheologische Interpretation des West-Ost-Profiles (Längenprofil), die auf der Basis einer bereits früher veröffentlichten Arbeitshypothese erfolgt (HAEFELI, 1961a), ist bis zu einem gewissen Grade auf Grund des im Sommer 1959 von der Gruppe H. MÄLZER ausgeführten Nivellements möglich (MÄLZER, 1964). Dagegen müssen zur Bestimmung der Verformungsgeschwindigkeiten sowohl im West-Ost- wie auch im Nord-Süd-Profil die Wiederholungsmessungen der zweiten Expedition abgewartet werden. Nur eine küstennahe Strecke des West-Ost-Profiles von ca. 35 km wurde im Sommer 1959 durch die Gruppe HOFMANN zweimal vermessen, woraus sich ein erster als provisorisch zu betrachtender Einblick in die spezifischen Verformungsgeschwindigkeiten der Firnoberfläche des betreffenden Gebietes ergibt (HOFMANN, 1964).

Zu den einzelnen im Inhaltsverzeichnis aufgeführten Hauptkapiteln haben wir einleitend zur Erleichterung der Uebersicht folgendes zu bemerken:

In Kap. 3, *Messungen und Versuche in situ*, werden die in den Jahren 1959–60 am natürlichen, d.h. ungestörten Schichtverband des Inlandeises durchgeführten rheologischen und glaziologischen Untersuchungen behandelt. Dabei sind zu unterscheiden:

- A. *Festigkeitseigenschaften des Firns*, die beschränkt bleiben auf:
- 3.1 Die Bestimmung der Dreh- und Rammwiderstände bzw. der Scherfestigkeit des Firns.
- B. *Verformungen der Firndecke unter Eigengewicht*, wozu gehören:
- 3.2 Klinometermessungen
  - 3.3 Deformationskreise
  - 3.4 Deformationsvierecke
  - 3.5 Verformung im Schrägschacht Dumont
  - 3.6 Lotmessungen beim Schrägschacht Dumont
  - 3.7 Verformungen zweier kugelförmiger Hohlräume
  - 3.8 Setzungsmessungen in den Firnlaboratorien
  - 3.11 Der Firnstoss vom 3. Juni 1960.
- C. *Verformungen der Firndecke unter künstlich aufgebracht, äusseren Belastungen*, nämlich:
- 3.9 Plattenversuche
  - 3.10 Viscositumeterversuche.

Nicht alle durchgeführten Versuche haben befriedigende Ergebnisse gezeitigt, doch sind es nicht selten die negativen Resultate, die sich insofern positiv auswirken, indem sie zu einer notwendigen Korrektur unserer Vorstellungen und Theorien führen.

In *Kap. 4, Laboratoriumsversuche mit Polarfirn*, werden die eigentlichen Versuche unter Abschnitt

#### 4.3 Kompressionsversuche mit Firnproben

behandelt, wobei wie üblich zwischen den Kompressionsversuchen mit freier und mit verhinderter Querdehnung unterschieden wird. Die Auswertung der Versuche erfolgt auf Grund einer in der Einleitung (4.1) dargestellten Arbeitshypothese.

Die dabei gewonnenen Resultate bestätigen die gewaltigen Viscositätsunterschiede beim Uebergang vom Eis zum Firn und innerhalb der verschiedenen Firnschichten. Die im Vergleich zum Eis ca. 4–5 Zehnerpotenzen kleineren Zähigkeiten der obersten Firnschichten haben eine starke Empfindlichkeit dieser relativ fluiden Schichten gegenüber geringen lokalen Neigungsänderungen der Firnoberfläche zur Folge. Bei den sehr kleinen absoluten Geschwindigkeiten im zentralen Inlandeis können deshalb die Geschwindigkeiten der Firnoberfläche und ihre spez. Verformung (strain rate) wesentlich abweichen von den entsprechenden Geschwindigkeiten des darunter liegenden Eises, d.h. man darf die beiden nicht ohne weiteres identifizieren. Namentlich in der Kernzone des Firngbietes, wo die „mittlere“ Firnoberfläche fast horizontal ist, hängen die Geschwindigkeitsverhältnisse der natürlichen Oberfläche vor

allem von den kleinen lokalen Neigungsunterschieden dieser Oberfläche und weniger von der sehr geringen mittleren Querdehnung des Eises ab.

Im Laufe der Auswertungen gewisser Versuche bewirkte dieses Verhalten der Firndecke erhebliche Schwierigkeiten und erklärt z.B. auch den völligen Misserfolg mit den Deformationskreisen von 50 m & 100 m Durchmesser. Vor allem sollte in Zukunft die Wahl der Seitenlängen der Figuren, deren Verformung gemessen werden soll, den örtlichen Verhältnissen sorgfältig angepasst werden.

Während die genannten 4 Kapitel, die den I. Teil dieser Arbeit bilden, neben der Einleitung eine möglichst vollständige Beschreibung der einzelnen Versuche sowie die roh ausgewerteten Versuchsergebnisse enthalten, folgt im II. Teil (Kap. 5–10) eine vorläufige glaziologische Auswertung der Ergebnisse, die sich teilweise auch auf die Messungen der geodätischen Gruppen und insbesondere auf das Höhenprofil (W–O) quer durch das grönländische Inlandeis bezieht.

In *Kap. 5* wurde zunächst der Versuch unternommen, auf Grund der Raumgewichtskurve die Zähigkeitsverteilung des Firns in Funktion der Tiefe zu berechnen.

Der in *Kap. 6* behandelte Vergleich zwischen der theoretischen und gemessenen Oberfläche des West-Ost-Profiles beruht auf der in den Jahren 1959–1960 entwickelten Theorie zur Gletscherbewegung der grossen Eisschilder der Erde (HAEFELI, 1961a). Nach der gleichen Theorie wurde schon früher das von den Expéditions Polaires Françaises, Missions PAUL EMILE VICTOR, vermessene Profil interpretiert. Die Anpassung dieser Interpretation an das genauere Profil der EGIG von 1959 bringt nur geringfügige Änderungen in der theoretischen Berechnung der Profilform mit sich. Besondere Beachtung verdient die Wellenform der Firnoberfläche, die erstmals durch das Nivellement der Gruppe MÄLZER genau erfasst wurde.

Ein Beitrag zur Altersbestimmung des Eises auf rheologischer Basis ist in *Kap. 7* enthalten.

In *Kap. 8* wird versucht, diejenigen Verschiebungsmessungen der geodätischen Gruppen glaziologisch zu deuten, die 1959 oder 1960 wiederholt wurden. Es betrifft dies einerseits einen kleinen Abschnitt des West-Ost-Profiles, nämlich die ca. 35 km lange Strecke  $T_4$ – $T_{301}$ , und andererseits die Deformationsvierecke.

Die in *Kap. 9* beschriebenen Modellversuche, die in der Form eines sog. Spaltmodells nach dem Prinzip von HELE-SHAW durch die Versuchsanstalt für Wasserbau und Erdbau an der ETH durchgeführt wurden, waren von Anfang an im rheologischen Programm vorgesehen und sollten vor allem die Tatsache demonstrieren, dass es innerhalb des Querschnittes des Inlandeises keine vollkommen toten (stagnierenden) Zonen geben kann, indem sich das Eis als eine – wenn auch unvollkommene – zähe

Flüssigkeit verhält. Der Vorteil der angewandten Methode besteht einerseits darin, dass sie den Einfluss von Randbedingungen zu untersuchen erlaubt, die der Rechnung schwer zugänglich sind, und dass sie andererseits auch auf nicht stationäre Strömungen anwendbar ist.

Unter der in *Kap. 10* enthaltenen kleinen Übersicht wurde vorläufig von weitreichenden Schlussfolgerungen abgesehen, die erst nach dem Abschluss der Wiederholungsmessung gezogen werden können.

In den Kapiteln 1–4 wird der Name des Verfassers jeweils hinter dem Titel des betreffenden Abschnittes durch den Anfangsbuchstaben ( $B = \text{BRANDENBERGER}$ ,  $H = \text{HAEFELI}$ ) angegeben.

## 2. EXPERIMENTELLE UND THEORETISCHE GRUNDLAGEN (H)

Einer der wesentlichen Grundgedanken der Expedition lag in der Wahl eines Querprofils durch das zentrale Inlandeis, in welchem bereits möglichst viele Elemente bekannt waren. Von diesem Gesichtspunkt aus kam nur das von den Expéditions Polaires Françaises bereits weitgehend erforschte West-Ost-Profil in Frage. Die von ALFRED WEGENER und seinen Mitarbeitern mit der ersten Ueberwinterung in der Station „Eismitte“ geleistete Pionierarbeit, die durch das langjährige Unternehmen der Expéditions Polaires Françaises unter der Leitung von PAUL-EMILE VICTOR mit der Erweiterung der seismischen Sondierungen über das ganze zentrale Inlandeis in denkbar grosszügiger Weise fortgesetzt wurde, muss deshalb als die wichtigste experimentelle Grundlage vor allen andern genannt werden. Durch die Wahl dieses bereits seit über drei Jahrzehnten erforschten Expeditionsgebietes dürfte auch die Forderung einer über eine möglichst lange Zeitperiode sich erstreckenden Kontinuität der Beobachtungen, welche die Grundbedingung für ein erfolgreiches glaziologisches Studium der grossen Eisschilder der Erde darstellt, realisierbar werden.

Der vorliegende Beitrag zur Rheologie des Inlandeises, der sich einerseits mit der Bewegung und Verformung der Eis- und Firnmassen als Ganzes und andererseits mit dem mechanischen und rheologischen Verhalten von Firn und Eis befasst, stützt sich im übrigen auf folgende Grundlagen:

- a) Die Ergebnisse der von der Gruppe Geodäsie durchgeführten Vermessungsarbeiten;
- b) Die neueren, hauptsächlich in England, den USA, Japan und der Schweiz durchgeführten theoretischen und experimentellen Forschungen über das Fliessverhalten von Schnee und Eis;
- c) Die am kalten Eisschild auf Jungfrauoch in den Jahren 1950–1960 auf Grund kontinuierlicher Beobachtungen und Messungen gewonnenen Erfahrungen und Erkenntnisse;
- d) Die Ergebnisse der hauptsächlich in der Schweiz durchgeführten schneemechanischen Studien im Bereich der alpinen Winterschneedecke.

Bei der Entwicklung der Schneemechanik, die nach dem Erscheinen der bahnbrechenden Publikationen von W. PAULCKE (1934), W. WELZENBACH (1930) und G. SELIGMAN (1936) um die Mitte der 30er Jahre begann und im Buche „Der Schnee und seine Metamorphose“ (H. BADER, R. HAEFELI, E. BUCHER, J. NEHER, O. ECKEL, CHR. THAMS, 1939) auf breiter Basis behandelt wird, war es anfänglich gegeben, sich an die etwas ältere Bodenmechanik anzulehnen. Abgesehen von der engen Verwandtschaft der beiden Gebiete lassen die auffallenden Unterschiede im mechanischen Verhalten der zwei Lockeraggregate die Besonderheiten von Schnee und Boden schärfer und klarer in Erscheinung treten.

Während des zweiten Weltkrieges wurde in der Schweiz vor allem der Verformungs- und Spannungszustand der planparallelen geneigten Schneeschicht untersucht und eine Kriechtheorie der Schneedecke entwickelt (HAEFELI 1939 und 1942). Im Gegensatz zur geneigten Schneedecke des alpinen Geländes haben wir es im Inlandeis mit horizontal gelagerten Schnee-, Firn- und Eisschichten zu tun. Da für die geneigte Schneeschicht gewisse Lösungen vorlagen, die bei der horizontalen Schicht noch fehlten, so lag es nahe, die horizontale Schnee- oder Firndecke als Grenzfall der geneigten Schicht zu betrachten (Neigung = 0). Von dieser Möglichkeit wurde bei der vorliegenden rheologischen Studie Gebrauch gemacht. Der Vorteil dieses scheinbaren Umwegs zeigt sich z.B. darin, dass das für die horizontale Schneedecke bisher unge löste Ruhedruckproblem einen neuen Aspekt erhält und bis zu einem gewissen Grade auch gelöst werden konnte. Daraus ergibt sich weiterhin die Möglichkeit, auf Grund der Raumgewichtskurve des Firns (Raumgewicht in Funktion der Tiefe) eine Beziehung zur Zähigkeit des Firns zu finden, die auf den theoretischen Studien über die Ruhedruckziffer (Verhältnis von horizontaler und vertikaler Spannung) beruht.

Das Fließverhalten des Firns bis zu seinem Uebergang in Eis wurde einerseits auf Grund des rheologischen Verhaltens des Schnees und andererseits auf Grund des Fließgesetzes des Eises (als Grenzzustand des Firns) formuliert. Abgesehen von einer Unterteilung der Fließkurve in einen linearen und nichtlinearen Bereich wurde damit der Versuch unternommen, den Uebergang vom Lockeraggregat bis zum Festgestein, d.h. vom Schnee über Firn zum Eis, durch ein einheitliches Fließgesetz, dessen Parameter z.T. in Funktion des Raumgewichts ausgedrückt werden, wenigstens näherungsweise zu erfassen. Um diese Einheitlichkeit, die für die praktische Anwendung der Ergebnisse im Ingenieurwesen wichtig ist, nicht zu durchbrechen, wurde auf die Anwendung des sin. hyp., z.T. auf Kosten der Genauigkeit, verzichtet. Die im übrigen festgestellte Abhängigkeit der Verformbarkeit des Schnees bzw. des Firns vom Raumgewicht deckt sich weitgehend mit den von H. BADER (1962) veröffentlichten Resultaten und konnte durch Einbeziehung al-

piner Schneearten mit kleinen Raumgewichten fortgesetzt und erweitert werden. Da es sich dabei erweist, dass die Firnoberfläche eine ca.  $10^4$  mal geringere Zähigkeit aufweist als das darunterliegende Eis, so ist die Vorstellung eines Eissockels, der von einer relativ fluiden Firnschicht überdeckt wird, grundsätzlich richtig. Die zahlreichen Konsequenzen, die sich daraus für die Interpretation der nur an Punkten der Firnoberfläche gemessenen Geschwindigkeiten und insbesondere für die Geschwindigkeitsdifferenzen ergeben, liegen auf der Hand.

Als Grundlage für die Beurteilung der zu erwartenden Geschwindigkeiten und Geschwindigkeitsdifferenzen der Firnoberfläche, die massgebend sind für die Anforderungen, welche an die Genauigkeit der geodätischen Messungen zu stellen waren, diente die bekannte Bilanzgleichung des streifenförmigen Eisschildes, wobei vorsichtshalber mit einer einheitlichen Akkumulation von nur 30 cm Eis gerechnet wurde. Als weitere Arbeitshypothese wurde die vom Verfasser 1959 aufgestellte Bewegungstheorie des Inlandeises benutzt (HAEFELI, 1961a), die auch einen interessanten Vergleich zwischen der gemessenen und berechneten Firnoberfläche ermöglicht (Kap. 6). Wegleitend waren ferner einzelne von J. W. GLEN (1955), J. NYE (1959) und G. RIGSBY (1958) veröffentlichte Untersuchungen sowie die Arbeiten der CRREL nebst zahlreichen im Journal of Glaciology erschienenen Aufsätzen, auf die in den einzelnen Kapiteln verwiesen wird. Das umfassende zweibändige Werk von LLIBOUTRY „Traité de glaciologie“ erschien dagegen erst nach Abschluss der vorliegenden Studie (1964).

Die meisten der von BRANDENBERGER benutzten Apparaturen wurden unter der Leitung von Ing. G. AMBERG der Versuchsanstalt für Wasserbau und Erdbau an der ETH in Zürich nach den Skizzen des Verfassers gebaut. Eine kurze Beschreibung der Apparaturen folgt jeweils im Zusammenhang mit der Behandlung der entsprechenden Versuche. Das in der Abteilung für Wasserbau und Erdbau an der ETH gebaute Spaltmodell, das der Demonstration der Strömungsvorgänge in Inlandeis diente, beruht auf dem von HELE-SHAW angegebenen Prinzip.

### 3. MESSUNGEN UND VERSUCHE IN SITU (*H & B*)

#### 3.1 Ramm- und Drehwiderstände

##### 3.3.1 Einleitung (*H*)

Das Ziel der nachstehend beschriebenen Versuche zur Messung der Ramm- und Drehwiderstände des Firms bestand hauptsächlich in der Weiterentwicklung der theoretischen Grundlagen der Versuchstechnik und des Instrumentariums. Die eigentliche Anwendung des Rammprofils als Mittel zur Identifikation der Jahresschichten wird im Faszikel *Nivologie* behandelt (DE QUERVAIN in press). Nachstehend folgt zunächst ein kurzer Rückblick über den bisherigen Werdegang der Methoden zur Aufnahme von Rammprofilen.

Nach der durch die Arbeiten von STERN über die Berechnung des Rammwiderstandes in Böden (1908) angeregten Entwicklung einer *Rammsonde* für die Schneedecke im Winter 1935/36 (HAEFELI, 1937 und 1949) wurde die Methode auch auf die Bodenmechanik übertragen. Die Komplikation, die dabei auftrat, bestand hauptsächlich darin, dass die störende Seitenreibung auf das Gestänge, die beim Schnee in der Regel keine Rolle spielt, im Boden getrennt gemessen (HAEFELI, 1944a) oder auf konstruktiven Wege (z.B. durch Verrohrung) ausgeschaltet werden musste (STUMP, 1948). Nur bei relativ geringen Tiefen und bei Anwendung einer gegenüber dem Gestänge genügend erweiterten Spitze bleibt das Loch offen und kann der störende Einfluss der Mantelreibung z.T. vernachlässigt werden. Ein besonders einfaches Rammgerät für Böden wurde um 1950 von der Erdbauabteilung der Versuchsanstalt für Wasserbau und Erdbau (VAWE) an der ETH in Zürich entwickelt und in der Folge für Sondierzwecke mit gutem Erfolg angewandt (HAEFELI, AMBERG, VON MOOS, 1951). Dieses als Rammsonde VAWE bezeichnete Sondiergerät kam nun auch auf dem Grönländischen Inlandeis zur Anwendung, um in Ergänzung der üblichen Rammsonde für Schnee, die wir als Rammsonde SLF bezeichnen, den Rammwiderstand bis in grössere Tiefen messen zu können. Das VAWE-Gerät hat sich in der Folge sehr gut bewährt, indem im Firngebiet Rammprofile bis 10 m Tiefe ohne besondere Schwierigkeiten aufgenommen werden konnten. In der Station Jarl-Joset wurde ausnahmsweise eine grösste Rammtiefe von 20 m erreicht, wobei jedoch die Messung der Rammwiderstände in

grosser Tiefe wegen zu grosser Energieverluste beim Uebertragen des Rammstosses durch das Gestänge problematisch wird (vgl. 3.1.3).

Die erste systematische Aufnahme von Rammprofilen auf dem Inlandeis erfolgte auf Anregung des Verfassers anlässlich der Expéditions Françaises au Groenland (P.-E. VICTOR) durch M. PEREZ (1948–49). 1955 versuchte C. BULL, die Rammsonde nicht nur für die Härtebestimmung, sondern indirekt auch zur Ermittlung des Raumgewichtes anzuwenden (BULL, 1956), während sie bei späterer Gelegenheit in Nordgrönland zur Untersuchung des Jahresschichten diente.

Vergleichbare Rammprofile von ca. 10 m Tiefe wurden von der EGIG auf dem West-Ost-Profil in folgenden Stationen aufgenommen: Camp VI-EGIG, Milcent, Centrale, Crête, Station Jarl-Joset und Dépôt 420 (Abb. 6, S. 41–43). In den gleichen Stationen wurde auch mit der leichten Rammsonde SLF gearbeitet, sodass die mit den beiden Geräten erhaltenen spezifischen Rammwiderstände ( $\text{kg/cm}^2$ ) miteinander verglichen werden können. Die beiden Spitzenquerschnitte betragen  $10 \text{ cm}^2$  (VAWE) bzw.  $12,6 \text{ cm}^2$  (SLF). Der Vergleich wird im Faszikel Nivologie (DE QUERVAIN in press) durch Ing. A. ROCH durchgeführt. Die VAWE-Rammsonde hat sich auch beim Vorbohren von tiefen Löchern, z.B. für Setzungsmessungen, gut bewährt, wobei gleichzeitig ein Rammprofil erhalten wurde.

Die in Grönland erstmals angewandte Methode zur Messung von *Drehwiderständen* bzw. *Scherfestigkeiten* des Schnees wurde von der Bodenmechanik (JAECKLIN, 1962) unter entsprechender Anpassung an die besonderen Verhältnisse der feinschichtigen Schneedecke übertragen. Um diese Anpassung vornehmen und repräsentative Scherfestigkeiten an relativ feinen Schichten messen zu können, wurden verschiedene Flügelformen ausprobiert. Trotz brauchbarer Resultate befindet sich die Methode, die eine sehr differenzierte Messung der Festigkeitsverhältnisse der Schneedecke *in situ* gestattet, noch im Anfangsstadium der Entwicklung. Bei der hier angewandten Versuchsanordnung erhält man gleichzeitig den Dreh- und den Rammwiderstand, je nachdem man die Sonde dreht oder rammt. Dabei ist jedoch zu beachten, dass sich der nach einem oder mehreren Schlägen (Hitze) gemessene Rammwiderstand nicht genau auf die gleiche Schicht bezieht, an welcher bei unveränderter Sondenstellung der Drehwiderstand bzw. die Scherfestigkeit geprüft werden.

### 3.1.2 Beschreibung des Instrumentariums (B)

Die Rammsonde VAWE (HAEFELI, AMBERG, VON MOOS, 1951), wie sie für die Rammprofile der Sektion Rheologie verwendet worden ist, besteht aus:

- der Fussplatte aus 20 mm starkem Stahlblech



Bild. 1. Messung des Drehwiderstandes (Scherfestigkeit). Drehbarer Hebelarm mit Federwaage.

- dem Gestänge aus Hohlbohrstahl S 19 mit einem Durchmesser von 23 mm, an dessen Ende sich die Rammspitze befindet,
- dem Keilring mit dem zweiteiligen Keil,
- dem Rammbär,
- dem Distanzstab,
- dem oberen Anschlag.

Eine eingehende Beschreibung der Rammsonde VAWE findet sich in der Schweiz. Bauzeitung (HAEFELI, AMBERG, VON MOOS, 1951). Die Fussplatte dient der Führung des Gestänges während des Rammvorganges und als Fixpunkt für die Ablesung der Eindringungstiefe. Das Gestänge besteht aus Stangen von 1 m Länge, die miteinander verschraubt werden können. Alle 20 cm ist eine Marke angebracht, welche die Messung der Eindringungstiefe erleichtert. Der Keilring wird mit den Keilen am Gestänge festgeklemmt. Der Rammbär wird an den Handgriffen bis zum oberen Anschlag hochgehoben und fällt, geführt durch das Gestänge, auf den Keilring bzw. die Keile, wodurch die Fallenergie auf das Gestänge und die Spitze übertragen wird. Der Distanzstab sorgt dafür, dass der Abstand zwischen Keilring und oberem Anschlag und damit auch die Fallenergie gleich bleibt. Bild 1–3 zeigen diese Rammeinrichtung.

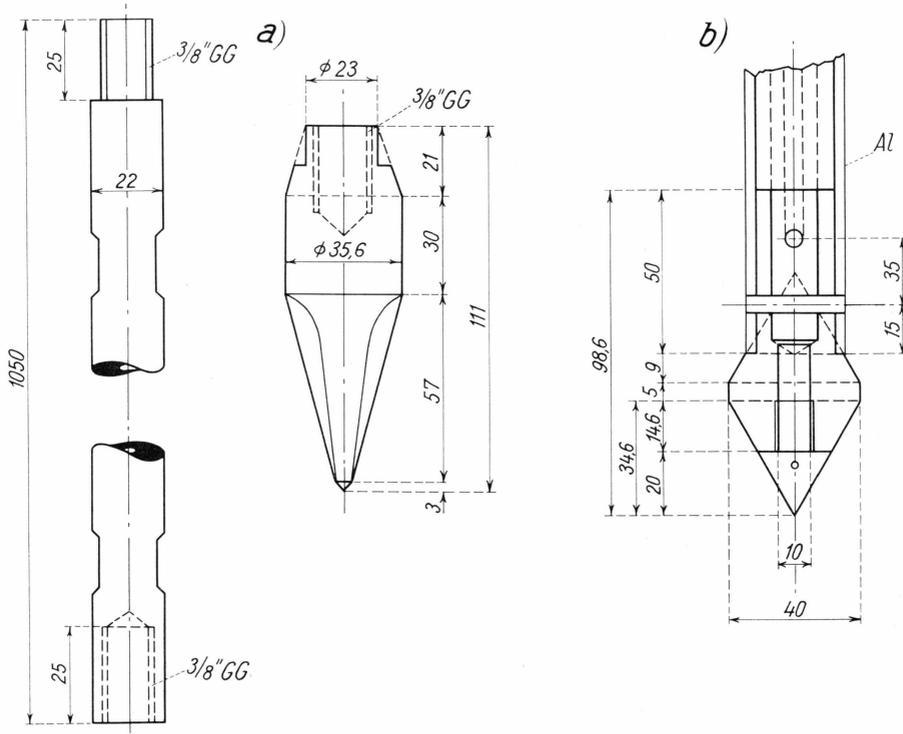


Abb. 2. Spitzen und Gestänge der verwendeten Rammsonden

- |                   |                         |
|-------------------|-------------------------|
| a) Spitze EGIG,   | $F = 10 \text{ cm}^2$   |
| b) Spitze S.L.F., | $F = 12,6 \text{ cm}^2$ |

Der Eindringungswiderstand hängt wesentlich von der Form und dem Querschnitt der verwendeten Spitze ab. Um die unkontrollierbare Reibung am Gestänge nach Möglichkeit auszuschalten, muss die Spitze einen grösseren Durchmesser als das Gestänge besitzen. Darum wird normalerweise bei Verwendung der Rammsonde VAWE, deren Gestänge einen Durchmesser von 23 mm aufweist, mit einer Spitze von 35,6 mm Durchmesser (Querschnitt =  $10 \text{ cm}^2$ ) gearbeitet. Die Rammsonde VAWE diente uns, wie einleitend erwähnt wurde, nicht nur für die Aufnahme von Rammprofilen, sondern auch für das Vortreiben von Löchern für die Setzungsversuche *in situ* (siehe Abschnitt 3.8), die Viscosimeter-Versuche (siehe Abschnitt 3.10) und für die Drehwiderstandsmessungen, die nachfolgend in diesem Abschnitt beschrieben werden. Die verwendete Spitzenform variiert je nach dem Verwendungszweck.

Für die Aufnahme der Rammprofile wurde die „Normalspitze EGIG 59“, wie sie in Abb. 2(a) gezeichnet ist, konstruiert. Die aus vergütetem Werkzeugstahl ECN 200 gefertigte Spitze besitzt eine Querschnittsfläche von  $10 \text{ cm}^2$  (Durchmesser 35,6 mm) und gleicht der

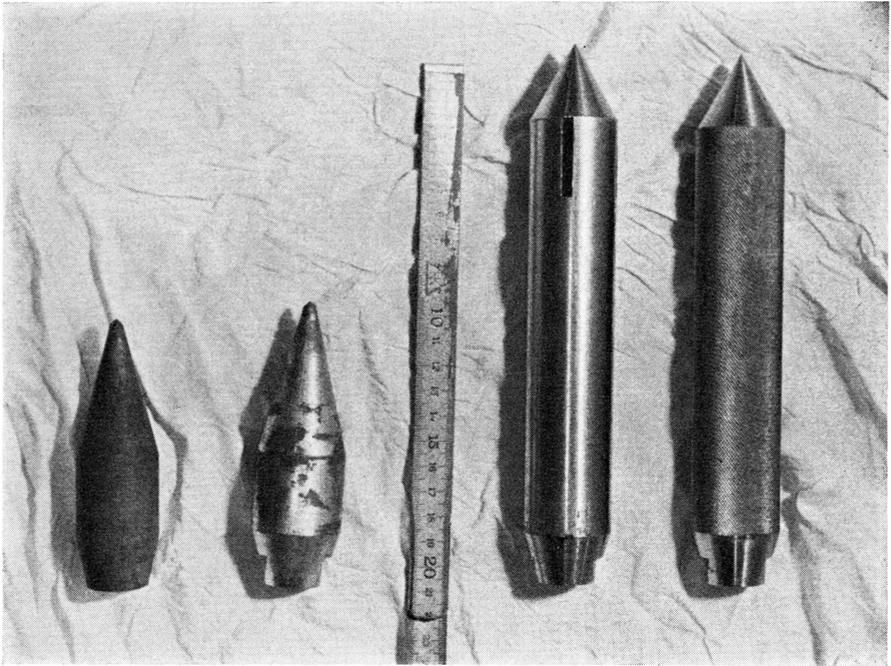


Bild 2. Vier verschiedene Spitzen für Rammsonden. Von rechts nach links: lange randrierte Spitze, lange glatte Spitze, Normalspitze EGIG (1959/60), Spezialspitze.

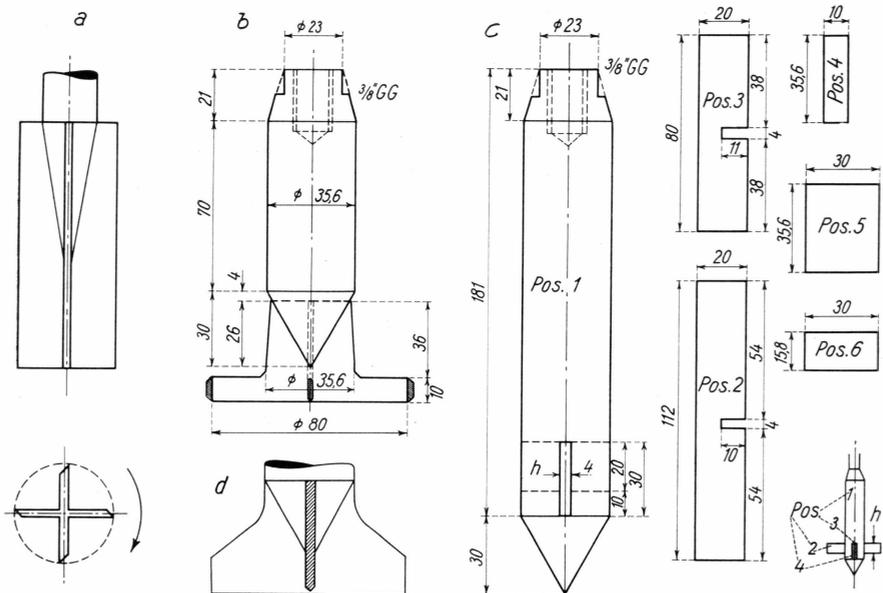


Abb. 3. Typen verschiedener Drehflügel:

- Typische Form für Bodenuntersuchungen
- Drehflügel mit Ring, kombiniert mit Rammspitze (EGIG 1957-60), vgl. Bild 4
- Drehflügel kombiniert mit langer Rammspitze (EGIG 1959/60)
- Drehflügel kombiniert mit Rammspitze (Variante)

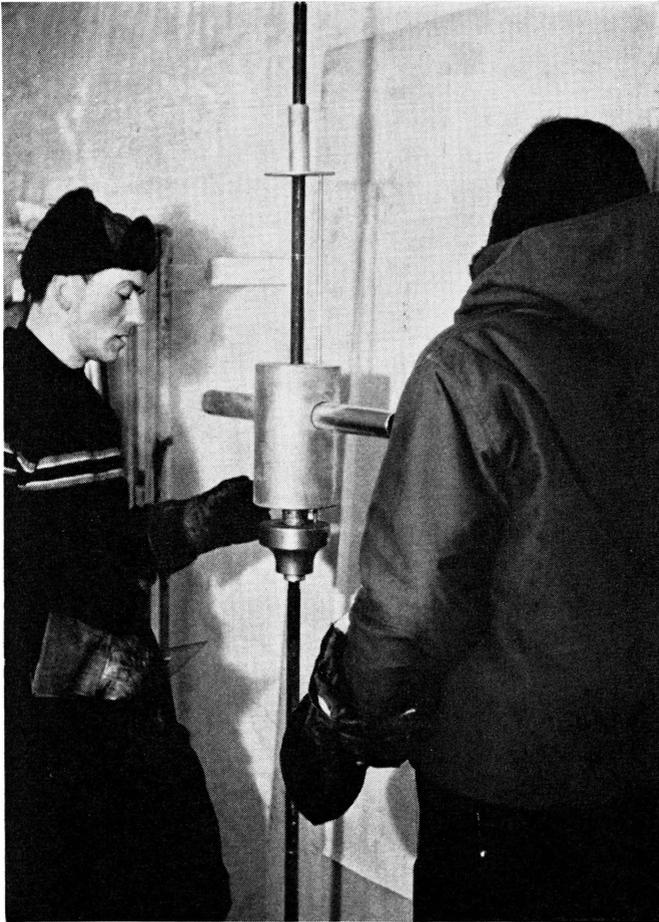


Bild 3. Rammsondierung im Labor (Station Jarl-Joset). An der Wand aufgespanntes Millimeterpapier, auf dem die Eindringung im Masstab 1:1 aufgetragen wurde.

im Erdbau verwendeten Spitze. Der einzige Unterschied besteht darin, dass der zylindrische Teil der „Normalspitze EGIG 59“ mit 30 mm etwas höher ist. Hingegen weicht sie aber sowohl in Bezug auf die Form wie auch auf den Durchmesser wesentlich von der Spitze der Rammsonde SLF ab (Abb. 2 b).

Für die Messung der Drehwiderstände wurden verschiedene Spezialspitzen verwendet. Abb. 3a zeigt eine Flügelsonde, wie sie in der Erdbaumechanik Verwendung findet. Für die Abtastung der oft sehr dünnen Firnschichten schien sie jedoch nicht geeignet, da sie einen zu grossen Bereich umfasst. Es wurde mit zwei Neukonstruktionen gearbeitet. Abb. 3 c und Bild 5 zeigen eine lange pfahlartige Sonde von 10 cm<sup>2</sup> Querschnittsfläche, an der im unteren Bereich zwei kreuzförmig ange-

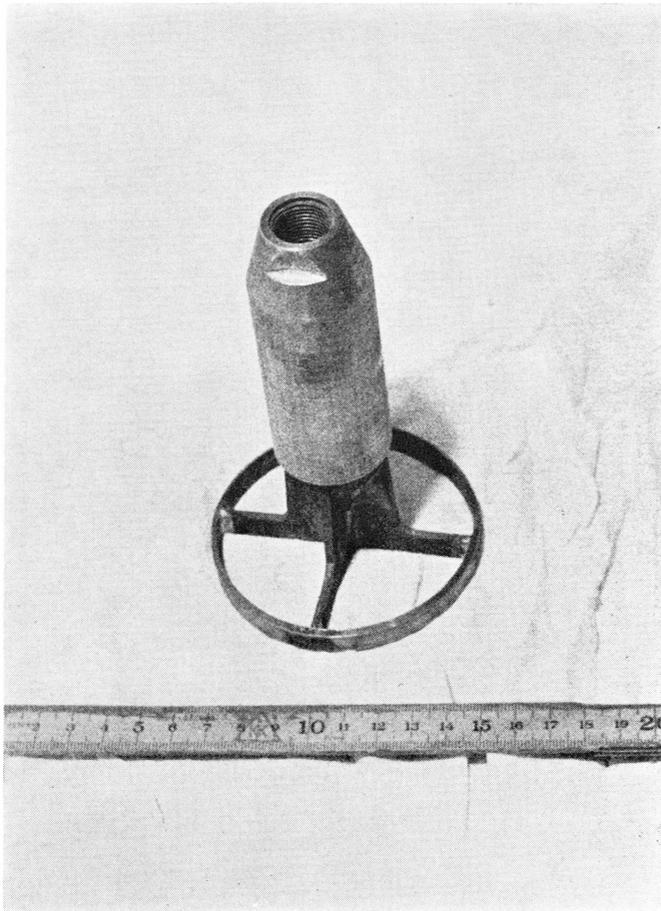


Bild 4. Spitze der Drehflügelsonde mit Ring, Modell b (Abb. 3) EGIG 1959/60.

ordnete Lamellen von 80 mm Länge, 20 mm Höhe und 4 mm Stärke befestigt waren. Der zylindrische Teil der Spitze hat eine Höhe von 160 mm. Dies hat den Vorteil, dass wegen der Steifigkeit und der einwandfreien Einspannung der Lamellen sehr grosse Drehwiderstände übertragen werden können. Nach Entfernung der abnehmbaren Lamellen kann die Mantelreibung des Zylinders gemessen werden. Als Nachteil ist zu werten, dass die Messung des Drehwiderstandes in dem durch das Eindringen der Spitze gestörten Bereich erfolgt. Demgegenüber befinden sich die Lamellen zur Uebertragung des Drehwiderstandes bei der in Abb. 3 b und Bild 4 dargestellten Flügelsonde unterhalb der Pfahls Spitze, also im praktisch ungestörten Bereich. Der Flügelradius beträgt ebenfalls 40 mm. Dank dem aussteifenden Umhüllungsring können diese Lamellen aber schlanker gestaltet werden. Die Höhe der Flügel beträgt nur 10 mm, die Stärke 3 mm.

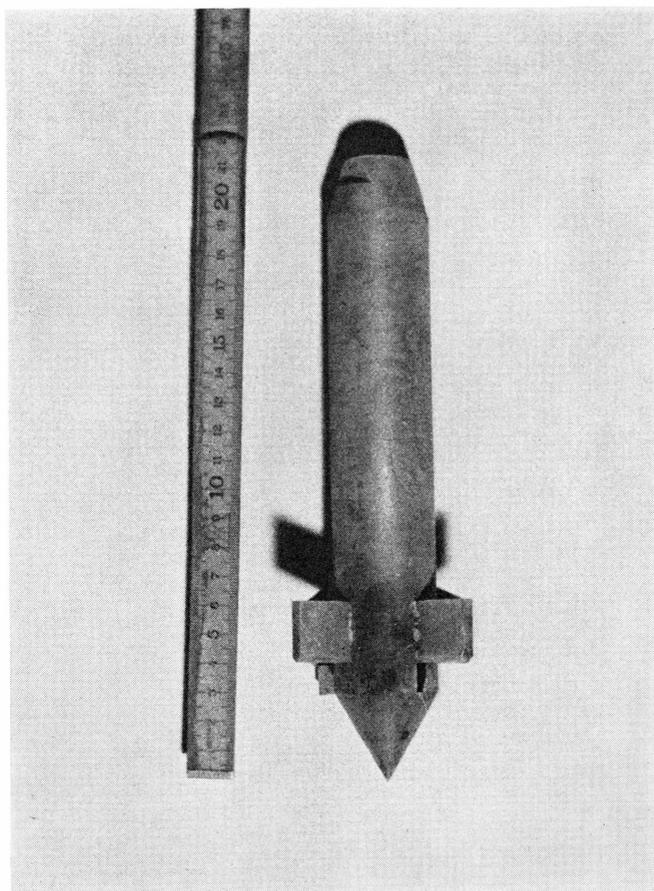


Bild 5. Spitze der Drehflügelsonde Modell c (Abb. 3) EGIG 1959/60 (lange glatte Spitze mit eingesetzten Flügeln)

Die Messung des aufgebrauchten Drehmomentes erfolgte mit einer Einrichtung, wie sie Bild 1 zeigt. Sie besteht aus zwei Hebelarmen von je 50 cm Länge, wobei der eine am Rammsondengestänge festgeklemmt wird, der andere frei um das Gestänge gedreht werden kann. Dazwischen ist eine Federwaage eingehängt, an der die aufgewendete Kraft direkt abgelesen wird.

Für die Viscositumeterversuche war die Sonde gemäss Abb. 3 c bzw. Bild 5, aber ohne Querlamellen, vorgesehen. Dem gleichen Zwecke sollte eine Sonde mit denselben Abmessungen dienen, deren Oberfläche aber zur besseren Uebertragung der Reibungskräfte aufgeraut war. In Bild 2 sieht man von rechts nach links: die lange Rammspitze mit randrierter Oberfläche, die lange Sondenspitze mit glatter Oberfläche sowie zwei Ausführungen der normalen Rammspitze EGIG 59.

Aus Gewichtsgründen konnte nicht die gesamte Rammsondenausrüstung auf der Reise mitgeführt werden. Zwischen Camp VI-EGIG und Station Jarl-Joset standen deshalb zur Aufnahme der Rammprofile nur der 10 kg-Rammbär und 10 m' Gestänge zur Verfügung. Der 30 kg-Rammbär und weitere 20 m' Gestänge sowie Ersatzteile wurden auf dem Luftwege direkt nach der Station Jarl-Joset transportiert.

Für die Auswertung der Rammsondierungen spielt das jeweilige Eigengewicht der Sonde eine wesentliche Rolle. Die Gewichte der verwendeten Einzelteile sind deshalb in Tabelle 1 zusammengestellt.

Tab. 1. Gewichte der Einzelteile zur Rammsonde VAWE

Bezeichnung	Gewicht gr
Rammbär 10 kg mit Handgriff .....	10'430
Rammbär 30 kg mit Handgriff .....	30'030
Gestänge pro m' .....	3'150
Keilring gross .....	3'830
Keilring klein .....	2'600
Keilpaar .....	780
Distanzstab .....	245
Oberer Anschlag .....	600
Normalspitze EGIG 59 .....	465
Lange Pfahlsonde randriert .....	1'375
Lange Pfahlsonde glatt, ohne Flügel .....	1'350
Lange Pfahlsonde glatt, mit Flügeln .....	1'460
Flügelsonde (Abb. 3 b & Bild 4) .....	800

### 3.1.3 Theoretische Grundlagen (*H* & *B*)

#### A. Rammwiderstände

Die wichtigsten theoretischen Grundlagen zur Messung des Rammwiderstandes sind im Buche „Schneemechanik“ (HAEFELI, 1939) S. 144–148 enthalten. Um dieselben zu ergänzen, gehen wir von der unmittelbar nach dem Rammstoss noch vorhandenen lebendigen Kraft  $L_3$  aus, die sich nach O. STERN (1908) wie folgt berechnet:

$$L_3 = R \cdot h \cdot \lambda_s; \quad \lambda_s = \frac{R \cdot Q (1 + \eta)^2 + (R - \eta \cdot Q)^2}{(R + Q)^2} \quad (1)$$

worin bedeuten:

$R$  = Eigengewicht des Rammbären

$Q$  = Eigengewicht der Sonde (ohne Rammbär)

$h$  = Fallhöhe des Rammbären

$\lambda_s$  = Wirkungsgrad der Energieübertragung

$\eta$  = Stosselastizitätsziffer (zwischen Bär und Sondenspitze)

Andererseits gilt nach der Arbeitsgleichung:

$$\begin{aligned} W \cdot e &= L_3 + (R + Q) \cdot e \\ W &= \frac{L_3}{e} + (R + Q) \end{aligned} \quad (2)$$

worin  $e$  die Eindringung pro Schlag bzw. pro Hitze bedeutet. Das zweite Glied dieser Gleichung stellt die statische Belastung der Sondenspitze durch das Eigengewicht des Gerätes (inkl. Bär) dar. Dieses Glied kann in der Regel vernachlässigt werden. Es handelt sich dabei um eine statische Kraft, die sich vom dynamischen Rammstoss grundsätzlich unterscheidet und nicht einfach addiert, sondern wenn nötig getrennt behandelt werden sollte. Der Ausdruck für den „dynamischen“ Penetrationswiderstand lautet somit:

$$W = \frac{L_3}{e} = \frac{R \cdot h}{e} \cdot \lambda_s \text{ in kg} \quad (3)$$

$$w = \frac{W}{F} = \frac{R \cdot h}{e \cdot F} \cdot \lambda_s \text{ in kg/cm}^2 \quad (4)$$

worin bedeuten:

$$w = \text{spezifischer Rammwiderstand (in kg/cm}^2\text{)} = \frac{W}{F}$$

$$F = \text{grösster Querschnitt der Sondenspitze (cm}^2\text{)}.$$

Um bei verschiedenen Spitzenquerschnitten vergleichbare Werte zu erhalten, ist es im allgemeinen zweckmässiger, mit dem spezifischen Rammwiderstand in  $\text{kg/cm}^2$  zu arbeiten. Natürlich hängt auch der spezifische Rammwiderstand bis zu einem gewissen Grade vom Spitzenquerschnitt ab, doch kann diese Abhängigkeit bei den heute üblichen Sonden, deren Querschnitte nur wenig variieren, vernachlässigt werden. Dagegen reagiert der Rammwiderstand umso empfindlicher auf die Form der Spitze, weshalb vor allem der Oeffnungswinkel der konischen Spitze standardisiert werden sollte.

Bei der Rammsonde für Schnee, Typ SLF (Abb. 2b), die nur bei relativ kleinen Rammwiderständen zur Anwendung kommen kann, ist es üblich – und nicht nur der Einfachheit halber, sondern auch quantitativ berechtigt – den Energieverlust zwischen Bär und Sondenspitze zu vernachlässigen, indem man den Wirkungsgrad  $\eta = 1$  annimmt. Bei der für bodenmechanische Untersuchungen auf Grund der Schneehöhle entwickelten VAW-Sonde (HAEFELI, AMBERG, VON MOOS, 1951) (vgl. Abb. 2a) führt diese Vereinfachung namentlich bei kleinen Bärge-

wichten (unter 30 kg) und grösseren Sondiertiefen zum sogenannten „*Brutto-Rammwiderstand*“, der bei ungünstigen Gewichtsverhältnissen ein Mehrfaches der unter Berücksichtigung der Energieverluste nach Stern berechneten Netto-Rammwiderstände betragen kann.

Daraus ergibt sich die Notwendigkeit, für die in Grönland 1959/60 neben der Rammsonde SLF verwendete Rammsonde VAWE die Wirkungsgrade  $\lambda_s$  in Funktion der Sondiertiefe bzw. Anzahl Stangen (à 1 m Länge) wenigstens angenähert zu berechnen. Zu diesem Zwecke formen wir Gl. (1) wie folgt um:

$$\begin{aligned} \lambda_s &= \frac{(1+\eta)^2 + \frac{R^2 - 2\eta \cdot R \cdot Q + \eta^2 Q^2}{R \cdot Q}}{\frac{R^2 + 2R \cdot Q + Q^2}{R \cdot Q}} \\ &= \frac{(1+\eta)^2 + \frac{R}{Q} - 2\eta + \eta^2 \frac{Q}{R}}{\frac{R}{Q} + 2 + \frac{Q}{R}}; \quad \frac{R}{Q} = r \\ &= \frac{1 + 2\eta + \eta^2 + r - 2\eta + \eta^2 \cdot \frac{1}{r}}{r + 2 + \frac{1}{r}} \\ \lambda_s &= \frac{1 + \eta^2 \left(1 + \frac{1}{r}\right) + r}{r + 2 + \frac{1}{r}}, \end{aligned} \tag{5}$$

worin bedeutet:

$\eta$  = Stosselastizitätsziffer mit den Grenzfällen:

$\eta = 0$  vollkommen unelastischer Stoss:  $\lambda_s = \frac{R}{R+Q}$

$\eta = 1$  „ elastischer Stoss:  $\lambda_s = 1$

$r = \frac{\text{Gewicht des Rammbärs}}{\text{Gewicht der Sonde ohne Rammbär}} = \frac{R}{Q}$

Der Wirkungsgrad  $\lambda_s$  für den vollkommen unelastischen Stoss wurde bereits 1820 von EITELWEYN berechnet (Eitelweyn'sche Rammformel). Durch weitere Umformungen erhält man:

$$\begin{aligned}\lambda_s &= \frac{(1+r) + \eta^2 \left(1 + \frac{1}{r}\right)}{(1+r) + \left(1 + \frac{1}{r}\right)} \\ &= \frac{1}{1 + \frac{1}{r}} + \eta^2 \cdot \frac{\frac{1}{r}}{1 + \frac{1}{r}} \\ &= \frac{r}{1+r} + \eta^2 \cdot \frac{1}{1+r}\end{aligned}$$

$$\boxed{\lambda_s = \frac{r + \eta^2}{r + 1}} \quad r = \frac{R}{Q} \quad (6)$$

Die nachstehende tabellarische Zusammenstellung der nach Gl. (6) berechneten  $\lambda_s$ -Werte bezieht sich auf die Rammsonde VAWE und zwar für 4 verschiedene Fälle, nämlich:

- Tab. 2 kleiner Rammbar (ca. 10 kg), kleiner Keilring  
 3 kleiner Rammbar, grosser Keilring  
 4 grosser Rammbar (ca. 30 kg), kleiner Keilring  
 5 grosser Rammbar, grosser Keilring.

Die Berechnung von  $\lambda_s$  erfolgte für 21 Stangen bzw. 20 m Sondertiefe und zwar für jeden der 4 Fälle für 4 verschiedene Stosselastizitätsziffern, nämlich:

$$\eta = 0, \frac{1}{4}, \frac{1}{2} \text{ und } \frac{3}{4}.$$

Die den Fällen 1 und 3 entsprechenden Wirkungsgrade sind in Abb. 4a und b in Funktion der Rammtiefe dargestellt. (S. 36).

In der Foundationstechnik gilt die Faustregel, dass der Rammbar zum mindesten nicht leichter sein sollte als der Pfahl bzw. das Gestänge, damit die Energieverluste nicht allzu gross werden. Setzt man demgemäss im Grenzfall  $R = Q$  bzw.  $r = 1$  in Formel (6) ein, so erhält man  $\lambda_s = (1+0^2) : 2$ , d.h. selbst beim vollkommen unelastischen Stoss ( $\eta = 0$ ) beträgt der Wirkungsgrad noch mindestens 50 %. Aus den nachstehenden Tabellen und Figuren, die unabhängig sind von der Natur des durchrammten Mediums, geht andererseits hervor, dass für kleine

Tab. 2. Reduktionsfaktor  $\lambda_s$  für Rammsonde VAWE

kleiner Keilring .....	2,600 kg
oberer Anschlag .....	0,600 kg
Spitze EGIG .....	0,465 kg
Distanzstab .....	0,245 kg
Keilpaar .....	0,780 kg
Eigengewicht der Sonde ohne Stangen .....	4,690 kg
Gewicht einer Stange .....	3,150 kg
kleiner Rammbar (inkl. Handgriff) .....	10,430 kg

Tiefe m	Anz. Stg.	Q kg	$r = \frac{R}{Q}$	$\frac{1}{1+r}$	für $\eta = 0$ $\lambda_s$	für $\eta = 1/4$ $\lambda_s$	für $\eta = 1/2$ $\lambda_s$	für $\eta = 3/4$ $\lambda_s$
0- 1....	2	10,990	0,949	0,513	0,487	0,519	0,615	0,776
1- 2....	3	14,140	0,738	0,575	0,425	0,461	0,569	0,748
2- 3....	4	17,290	0,603	0,624	0,376	0,415	0,532	0,727
3- 4....	5	20,440	0,510	0,662	0,338	0,379	0,504	0,710
4- 5....	6	23,590	0,442	0,693	0,307	0,350	0,480	0,697
5- 6....	7	26,740	0,390	0,719	0,281	0,326	0,461	0,685
6- 7....	8	29,890	0,349	0,741	0,259	0,305	0,444	0,676
7- 8....	9	33,040	0,316	0,760	0,240	0,288	0,430	0,668
8- 9....	10	36,190	0,288	0,776	0,224	0,272	0,418	0,660
9-10....	11	39,340	0,265	0,791	0,209	0,258	0,407	0,654
10-11....	12	42,490	0,245	0,803	0,197	0,247	0,398	0,649
11-12....	13	45,640	0,229	0,814	0,186	0,237	0,390	0,644
12-13....	14	48,790	0,214	0,824	0,176	0,228	0,382	0,640
13-14....	15	51,940	0,201	0,833	0,167	0,219	0,375	0,636
14-15....	16	55,090	0,189	0,841	0,159	0,212	0,369	0,632
15-16....	17	58,240	0,179	0,848	0,152	0,205	0,364	0,629
16-17....	18	61,390	0,170	0,855	0,145	0,199	0,359	0,626
17-18....	19	64,540	0,162	0,861	0,139	0,193	0,354	0,623
18-19....	20	67,690	0,154	0,867	0,133	0,187	0,350	0,621
19-20....	21	70,840	0,147	0,872	0,128	0,183	0,346	0,619

Tab. 3. Reduktionsfaktor  $\lambda_s$  für Rammsonde VAWE

grosser Keilring .....	3,830 kg
oberer Anschlag .....	0,600 kg
Spitze EGIG.....	0,465 kg
Distanzstab .....	0,245 kg
Keilpaar .....	0,780 kg
Eigengewicht der Sonde ohne Stangen .....	5,920 kg
Gewicht einer Stange .....	3,150 kg
kleiner Rammbar (inkl. Handgriff) .....	10,430 kg

Tiefe m	Anz. Stg.	Q kg	$r = \frac{R}{Q}$	$\frac{1}{1+r}$	für $\eta = 0$ $\lambda_s$	für $\eta = 1/4$ $\lambda_s$	für $\eta = 1/2$ $\lambda_s$	für $\eta = 3/4$ $\lambda_s$
0- 1....	2	12,220	0,854	0,539	0,461	0,495	0,596	0,764
1- 2....	3	15,370	0,679	0,596	0,404	0,441	0,553	0,739
2- 3....	4	18,520	0,563	0,640	0,360	0,400	0,520	0,720
3- 4....	5	21,670	0,481	0,675	0,325	0,367	0,494	0,705
4- 5....	6	24,820	0,420	0,704	0,296	0,340	0,472	0,692
5- 6....	7	27,970	0,373	0,728	0,272	0,318	0,454	0,682
6- 7....	8	31,120	0,335	0,749	0,251	0,298	0,438	0,672
7- 8....	9	34,270	0,304	0,767	0,233	0,281	0,425	0,664
8- 9....	10	37,420	0,279	0,782	0,218	0,267	0,414	0,658
9-10....	11	40,570	0,257	0,796	0,204	0,254	0,403	0,652
10-11....	12	43,720	0,239	0,807	0,193	0,243	0,395	0,647
11-12....	13	46,870	0,223	0,818	0,182	0,233	0,387	0,642
12-13....	14	50,020	0,209	0,827	0,173	0,224	0,380	0,638
13-14....	15	53,170	0,196	0,836	0,164	0,216	0,373	0,634
14-15....	16	56,320	0,185	0,844	0,156	0,209	0,367	0,631
15-16....	17	59,470	0,175	0,851	0,149	0,202	0,362	0,628
16-17....	18	62,620	0,167	0,857	0,143	0,196	0,357	0,625
17-18....	19	65,770	0,159	0,863	0,137	0,190	0,352	0,622
18-19....	20	68,920	0,151	0,869	0,131	0,185	0,348	0,620
19-20....	21	72,070	0,145	0,873	0,127	0,182	0,345	0,618

Tab. 4. Reduktionsfaktor  $\lambda_s$  für Rammsonde VAWE

kleiner Keilring .....	2,600 kg
oberer Anschlag .....	0,600 kg
Spitze EGIG .....	0,465 kg
Distanzstab .....	0,245 kg
Keilpaar .....	0,780 kg
Eigengewicht der Sonde ohne Stangen .....	4,690 kg
Gewicht einer Stange .....	3,150 kg
grosser Rammbar (inkl. Handgriff) .....	30,030 kg

Tiefe m	Anz. Stg.	Q kg	$r = \frac{R}{Q}$	$\frac{1}{1+r}$	für $\eta = 0$ $\lambda_s$	für $\eta = 1/4$ $\lambda_s$	für $\eta = 1/2$ $\lambda_s$	für $\eta = 3/4$ $\lambda_s$
0-1....	2	10,990	2,732	0,268	0,732	0,749	0,799	0,883
1-2....	3	14,140	2,124	0,320	0,680	0,700	0,760	0,860
2-3....	4	17,290	1,737	0,365	0,635	0,658	0,726	0,840
3-4....	5	20,440	1,469	0,405	0,595	0,620	0,696	0,823
4-5....	6	23,590	1,273	0,440	0,560	0,588	0,670	0,808
5-6....	7	26,740	1,123	0,471	0,529	0,558	0,647	0,794
6-7....	8	29,890	1,005	0,499	0,501	0,532	0,626	0,782
7-8....	9	33,040	0,909	0,524	0,476	0,509	0,607	0,771
8-9....	10	36,190	0,830	0,546	0,454	0,488	0,590	0,761
9-10....	11	39,340	0,763	0,567	0,433	0,468	0,575	0,752
10-11....	12	42,490	0,707	0,586	0,414	0,451	0,560	0,744
11-12....	13	45,640	0,658	0,603	0,397	0,435	0,548	0,736
12-13....	14	48,790	0,615	0,619	0,381	0,420	0,536	0,729
13-14....	15	51,940	0,578	0,634	0,366	0,406	0,524	0,723
14-15....	16	55,090	0,545	0,647	0,353	0,393	0,514	0,717
15-16....	17	58,240	0,516	0,660	0,340	0,381	0,505	0,711
16-17....	18	61,390	0,489	0,672	0,328	0,370	0,496	0,706
17-18....	19	64,540	0,465	0,683	0,317	0,360	0,488	0,701
18-19....	20	67,690	0,444	0,693	0,307	0,350	0,480	0,697
19-20....	21	70,840	0,424	0,702	0,298	0,342	0,474	0,693

Tab. 5. Reduktionsfaktor  $\lambda_s$  für Rammsonde VAWE

<i>grosser Keilring</i> .....	3,830 kg
oberer Anschlag .....	0,600 kg
Spitze EGIG .....	0,465 kg
Distanzstab .....	0,245 kg
Keilpaar .....	0,780 kg
Eigengewicht der Sonde ohne Stangen .....	5,920 kg
Gewicht einer Stange .....	3,150 kg
<i>grosser</i> Rammbar (inkl. Handgriff) .....	30,030 kg

Tiefe m	Anz. Stg.	$Q$ kg	$r = \frac{R}{Q}$	$\frac{1}{1+r}$	für $\eta = 0$ $\lambda_s$	für $\eta = 1/4$ $\lambda_s$	für $\eta = 1/2$ $\lambda_s$	für $\eta = 3/4$ $\lambda_s$
0-1....	2	12,220	2,457	0,289	0,711	0,729	0,783	0,874
1-2....	3	15,370	1,954	0,339	0,661	0,682	0,746	0,852
2-3....	4	18,520	1,621	0,382	0,618	0,642	0,714	0,833
3-4....	5	21,670	1,386	0,419	0,581	0,607	0,686	0,817
4-5....	6	24,820	1,210	0,452	0,548	0,576	0,661	0,802
5-6....	7	27,970	1,074	0,482	0,518	0,548	0,638	0,789
6-7....	8	31,120	0,965	0,509	0,491	0,523	0,618	0,777
7-8....	9	34,270	0,876	0,533	0,467	0,500	0,600	0,767
8-9....	10	37,420	0,803	0,555	0,445	0,480	0,584	0,757
9-10....	11	40,570	0,740	0,575	0,425	0,461	0,569	0,748
10-11....	12	43,720	0,687	0,593	0,407	0,444	0,555	0,741
11-12....	13	46,870	0,641	0,609	0,391	0,429	0,543	0,734
12-13....	14	50,020	0,600	0,625	0,375	0,414	0,531	0,727
13-14....	15	53,170	0,565	0,639	0,361	0,401	0,521	0,720
14-15....	16	56,320	0,533	0,652	0,348	0,389	0,511	0,715
15-16....	17	59,470	0,505	0,664	0,336	0,378	0,502	0,710
16-17....	18	62,620	0,480	0,676	0,324	0,366	0,493	0,705
17-18....	19	65,770	0,457	0,686	0,314	0,357	0,485	0,700
18-19....	20	68,920	0,436	0,696	0,304	0,348	0,478	0,695
19-20....	21	72,070	0,417	0,706	0,294	0,338	0,471	0,691

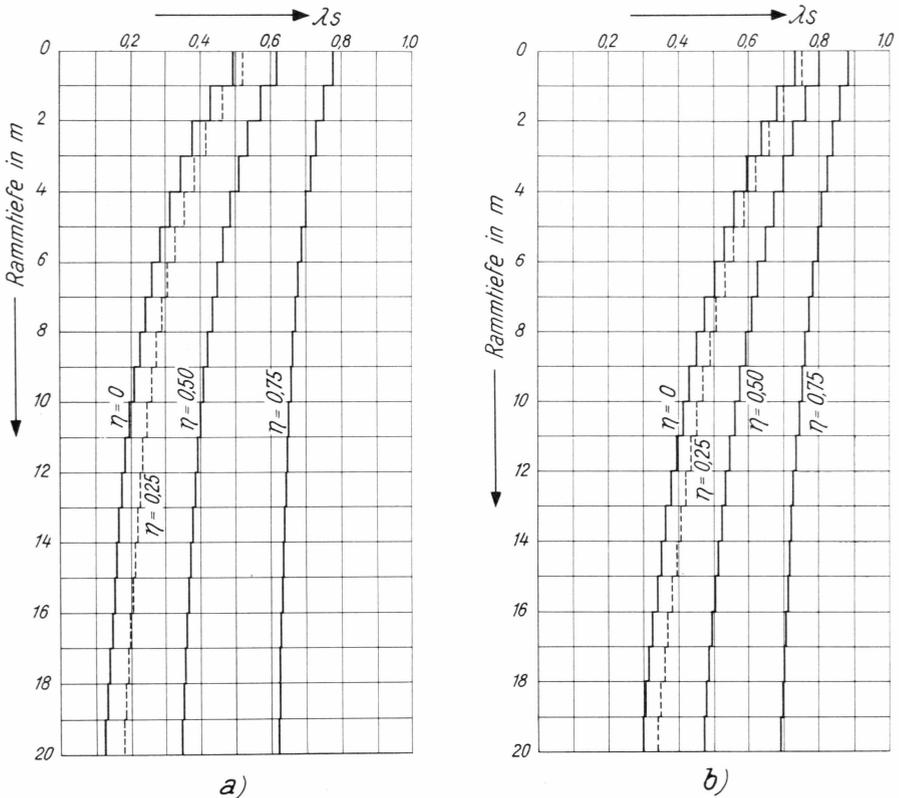


Abb. 4. Wirkungsgrad  $\lambda_s$  (Reduktionsfaktor) der Energieübertragung beim Rammschlag.  $\lambda_s$  in Funktion der Gestängelänge für verschiedene Stosselastizitätsziffern  $\eta$ .

- a) für Rammsonde VAWE mit kleinem Keilring und leichtem Rammbär (10,43 kg). Gewicht pro Stange = 3,15 kg.  
 b) für Rammsonde VAWE mit kleinem Keilring und schwerem Rammbär (30,03 kg). Gewicht pro Stange = 3,15 kg.

$\eta$ -Werte (z.B.  $\eta = 0,25$ ) bei Verwendung des kleinen Rammbärs die Wirkungsgrade  $\lambda_s$  schon in 4–5 m Tiefe unter 50% sinken und in 20 m Tiefe weniger als 20% betragen. Deshalb sollte das Gewicht des Rammbären der Rammtiefe angepasst werden.

### B. Drehwiderstände und Scherfestigkeit

Das Prinzip der in der Bodenmechanik zur Messung der Scherfestigkeit des Bodens *in situ* verwendeten Dreh- oder Flügelsonde ist in Abb. 5 dargestellt. Das mit Hilfe eines horizontalen Hebelarmes von der Länge  $l = 50$  cm, an dessen Ende die zu messende Zugkraft  $Z$  langsam bis zum Bruch gesteigert wird, ausgeübte Drehmoment wird durch ein lotrechtes Gestänge  $Q$  auf den kreuzförmig ausgebildeten Drehflügel

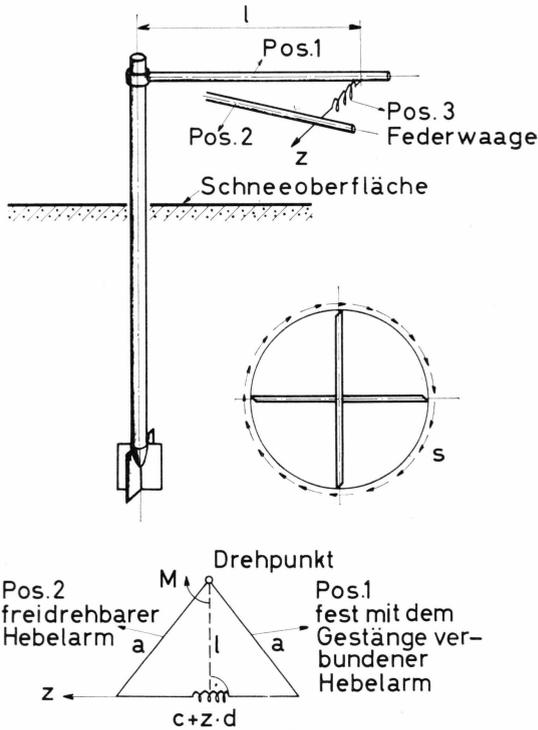


Abb. 5. Schema zur Berechnung der Scherfestigkeit aus dem gemessenen Drehmoment (vgl. Bild 1 S. 22).

oben: Prinzip der Drehsonde (Flügelsonde)

unten: Messeinrichtung für die Drehwiderstandsversuche.

übertragen. Bei der Ueberwindung der Scherfestigkeiten  $s$  längs einer Zylinderoberfläche vom Durchmesser  $2r$  und der Höhe  $h$  sowie längs der oberen und unteren horizontalen kreisförmigen Begrenzung dieses Zylinders gilt folgende Gleichgewichtsbedingung:

$$M = Z \cdot l = \pi \cdot D^2 \left[ \frac{h}{2} + \frac{D}{6} \right] \cdot s \quad (7)$$

worin bedeuten:

$D = 2r$  = Durchmesser des Flügels

$h$  = Höhe des Flügels

$s$  = Scherfestigkeit des untersuchten Materials. ( $\text{kg}/\text{cm}^2$ ).

Die in der Bodenmechanik verwendete Flügelsonde mit einer relativ grossen Höhe  $h$  des Flügels (Abb. 3a) ist nicht geeignet, um die Scherfestigkeit der einzelnen dünnen Schneeschichten zu messen. Man kann mit derselben höchstens einen Mittelwert für zahlreiche Feinschichten

bestimmen, was im Falle des Inlandeises, wo es sich z.B. darum handelt, den Unterschied der Scherfestigkeit von Sommer- und Winterschichten festzustellen, nicht sehr interessant ist. Aus diesem Grunde wurde zunächst die in Abb. 3c dargestellte Kombination einer Ramm- und Flügelsonde entwickelt, bei der die Höhe  $h$  relativ klein gewählt wurde, während die gegenüber dem Gestänge erweiterte Spitze dafür sorgt, dass praktisch keine Mantelreibung auf das Gestänge wirksam wird. Der Nachteil dieser Form, die in Grönland nur vergleichshalber angewandt wurde, liegt, wie bereits in Kap. 3.1.2 erwähnt, vor allem darin, dass auf der Höhe des Flügels eine starke Verdrängung des Firns, verbunden mit einer Störung der Struktur und des ursprünglichen Spannungszustandes durch den dicken Schaft entsteht, sodass keine „ungestörten“ Festigkeiten gemessen werden können. Trotzdem wurden vergleichshalber auch für dieses unvollkommene Gerät die Scherfestigkeiten aus den gemessenen Drehmomenten berechnet. Bei Vernachlässigung der Mantelreibung der erweiterten Spitze gilt dabei angenähert folgender Ausdruck:

$$\left. \begin{aligned} M &\simeq \pi \cdot s [2r_1^2 \cdot h_1 + (r_1^2 - r_2^2) \cdot (r_1 + r_2)] \\ \text{Sonde (3 c):} \quad s &= \frac{M}{\pi [2r_1^2 \cdot h_1 + (r_1 + r_2)^2 (r_1 - r_2)]} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

worin  $M$  das zur Ueberwindung der Scherfestigkeit  $s$  (+Mantelreibung) notwendige Torsionsmoment (Messgrösse) bedeutet. Setzt man für  $r_1$ ,  $r_2$  und  $h$  die in Abb. 3 c angegebenen Werte ein, so folgt:

$$\left. \begin{aligned} r_1 &= 4.0 \text{ cm} \\ r_2 &= 1.8 \text{ cm} \\ h_1 &= 2.0 \text{ cm} \end{aligned} \right\} s = \frac{M}{434} \text{ in kg/cm}^2, M \text{ in cm} \cdot \text{kg} \quad (9)$$

Eine wesentliche konstruktive Verbesserung der Methode konnte durch die in Abb. 3 b dargestellte Form des Flügels, der hier unterhalb der Kegelspitze angeordnet ist, erzielt werden. Um die störende Mantelreibung weiter zu reduzieren, wurde die Höhe des Zylinders über dem Konus gegenüber der Form 3 c wesentlich kleiner gewählt.

Unter Vernachlässigung der Mantelreibung lässt sich die Scherfestigkeit  $s$  mit der Flügelsonde 3 b für den Fall eines isotropen Materials angenähert wie folgt berechnen:

$$\text{Sonde (3 b):} \quad M = Z \cdot l = \pi \cdot s \left[ (r_1^2 - r_2^2) (r_1 + r_2) + 2r_2^2 \cdot h_2 + \frac{r_2^3}{3} \right] \quad (10)$$

Durch Einsetzen der in Abb. 3 angegebenen Abmessungen resultiert folgender Wert für die mittlere Scherfestigkeit:

$$\left. \begin{array}{l} r_1 = 4 \text{ cm} \\ r_2 = 1,8 \text{ cm} \\ h_2 = 3,6 \text{ cm} \end{array} \right\} s = \frac{M}{355} \text{ in kg/cm}^2, \quad M \text{ in cm} \cdot \text{kg} \quad (11)$$

wobei das Drehmoment  $M$  auch hier die eigentliche Messgrösse darstellt. Da dieser Berechnung verschiedene diskutierbare Annahmen zu Grunde liegen, so kann es sich bei der Bestimmung der Scherfestigkeit  $s$  nur um die Angabe einer Grössenordnung handeln.

#### 3.1.4. Anordnung und Durchführung der Versuche (B)

Die Arbeiten mit der Rammsonde VAWE gliedern sich in drei Abschnitte:

- a) Aufnahme von Rammprofilen auf der Reise im Sommer 1959.
- b) Systematische Parallelversuche mit der Rammsonde VAWE auf der Station Jarl-Joset während der Ueberwinterung 1959/60.
- c) Messung der Drehwiderstände bzw. der Scherfestigkeiten des Firns mit verschiedenen Flügelsonden.

Mit den Rammversuchen auf der Reise wurde bezweckt, unabhängig von den Arbeiten der Sektion „Nivologie“ (M. DE QUERVAIN) und der Sektion „Physique et chimie de la glace“ (A. RENAUD) einen weiteren Beitrag zur Bestimmung der Jahresschichten zu leisten.

Demgegenüber sollten die Parallelversuche während der Ueberwinterung Angaben über die Methodik, die Möglichkeiten und Grenzen in der Anwendung der Rammsonde VAWE liefern.

##### 3.1.4.1 Aufnahme von Rammprofilen während der Reise im Sommer 1959

Aus den bereits in Abschnitt 3.1.2 angeführten Gründen konnte auf der Fahrt zwischen Camp VI-EGIG und Station Jarl-Joset nur eine beschränkte Rammsondenausrüstung vom Typ VAWE mitgeführt werden. Ferner erlaubte die an den einzelnen Etappenorten zur Verfügung stehende Zeit keine länger dauernden, systematischen Untersuchungen. Wir beschränkten uns daher auf jeweils eine Rammsondierung, die in enger Beziehung zu den Arbeiten der Sektion Nivologie stand. An den Aufnahmen der Rammprofile wirkten neben dem Verfasser die Herren M. DE QUERVAIN, A. ROCH und Dr. SYPIORSKI mit, deren Mitarbeit hiermit bestens verdankt sei.

Rammsondierungen wurden ausgeführt an den folgenden Etappenorten:

Camp VI-EGIG .....	am 22. 5. 1959	} Abb. 6 a
Milcent .....	4. 6. 1959	
Station Centrale .....	10. 6. 1959	} Abb. 6 b
Dépôt 275 (Crête) .....	22. 6. 1959	
Station Jarl-Joset .....	13. 7. 1959	} Abb. 6 c
Dépôt 420 .....	7. 1959	

Ein zweites Rammprofil an der Station Jarl-Joset sowie dasjenige am Dépôt 420 wurden von A. ROCH aufgenommen.

In Camp VI-EGIG diente das Loch, das durch die Rammsondierung entstand, der Aufnahme des Widerstandselementes für die Temperaturmessung von M. DE QUERVAIN. Das Rammprofil wurde somit ca. 15 m östlich des Profilschachtes, in welchem die nivologischen Messungen ausgeführt wurden, bei der Balise R 2 aufgenommen.

Die übrigen Rammsondierungen mit der Rammsonde VAWE erfolgten in unmittelbarer Nähe (Abstand ca. 1 m) neben der Rammsondierung mit der leichten Rammsonde SLF am Rande des Profilschachtes der Nivologen.

In Milcent und Station Centrale wurde vorerst ein Rammprofil von der Oberfläche bis in ca. 4 m Tiefe aufgenommen (Abb. 6 a & b). Hernach trieben wir eine zweite Rammsondierung vom Grunde des Profilschachtes aus vor. Dadurch konnte mit den vorhandenen zehn Laufmetern Gestänge die erreichte Tiefe um 1–2 m vergrößert werden. Die beiden benachbarten Rammprofile überlappen sich je um ca. 1–2 m. Das obere Ende der bündig mit der Schneeoberfläche eingerammten Schneerammsonde SLF diente als Nullpunkt für alle nivologischen Messungen im Profilschacht. Daher beziehen sich auch alle Tiefenangaben für die Rammprofile mit der Rammsonde VAWE auf diesen Fixpunkt.

Während des Rammvorganges wurden die erreichten Tiefen in Bezug auf die Oberfläche der Grundplatte abgelesen. Die Bestimmung der Höhendifferenz zwischen der Platte und dem Fixpunkt der Nivologen vor und nach der Aufnahme des Rammprofils ergab, dass die Grundplatte die Tendenz hatte, unter ihrem Eigengewicht und infolge der Erschütterungen etwas einzusinken. Für eine Ablesung der Eindringung mit Zentimetergenauigkeit kann aber das Einsinken der Platte um einige Millimeter vernachlässigt werden.

Bei der Aufnahme von Rammprofilen im Erdbau wird normalerweise die Anzahl Rammschläge für je 20 cm Eindringung gezählt. Für die Erfassung der Schichtübergänge im Firn war diese Methode zu grob. Daher wurden die Rammschläge für je einige Zentimeter Eindringung ausgezählt. Insbesondere bemühten wir uns, die plötzliche Aenderung des Rammwiderstandes (Schichtgrenzen) zu erfassen. Die Messung der



Abb. 6a. Camp VI-EGIG und Milcent.

Abb. 6 a–c. Rammprofile, aufgenommen in 6 verschiedenen Stationen des West-Ost-Profiles (Mai–Juli 1959) mit der VAWE-Sonde (Spitze EGIG)



Abb. 6b. Station Centrale und Dépôt 275 (Crête).

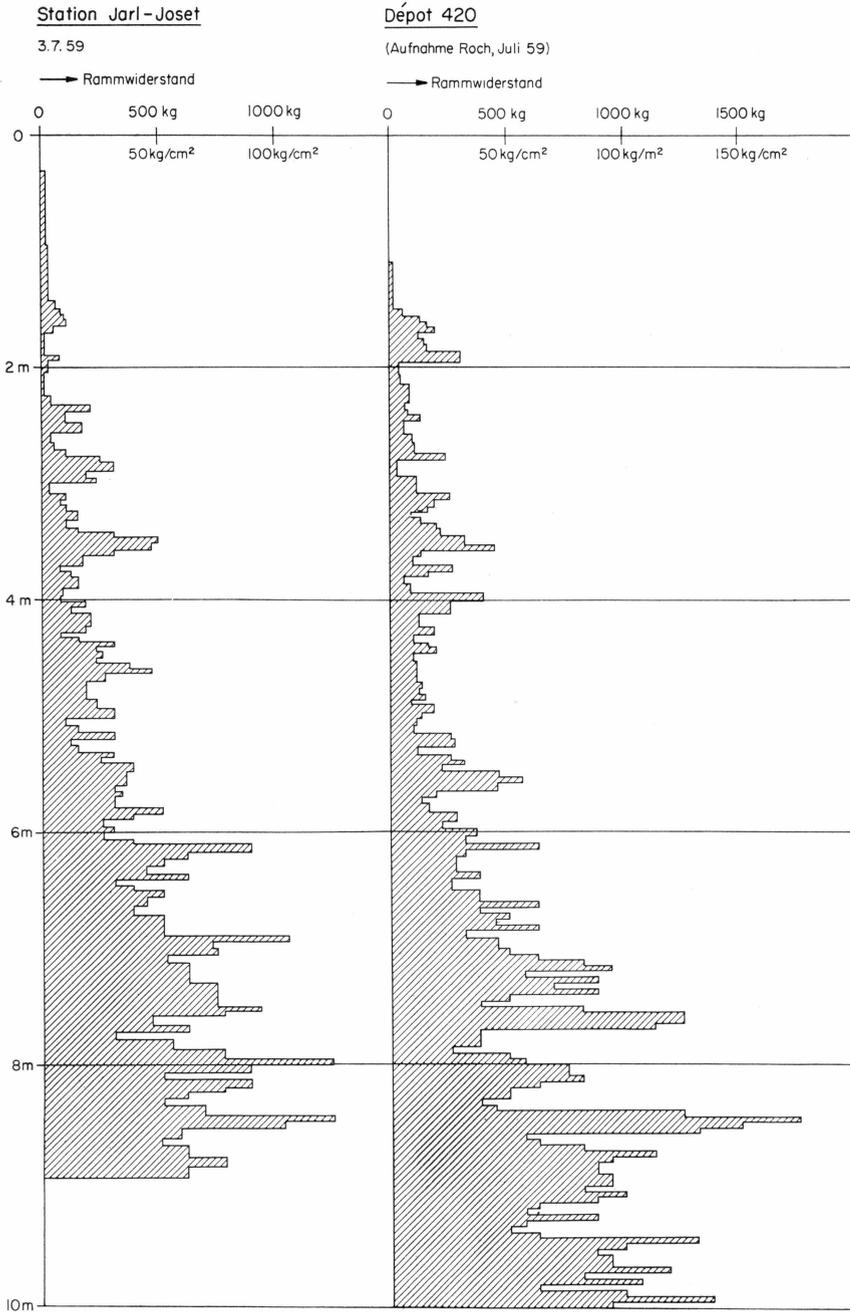


Abb. 6c. Station Jarl-Joset und Dépôt 420.

Eindringung erfolgte mit einem Masstab, indem der Abstich der nächsten Markierung am Gestänge in Bezug auf die Grundplatte abgelesen wurde. Die Genauigkeit dürfte etwa 5–10 mm betragen.

Der wider Erwarten grosse Rammwiderstand in grösseren Tiefen hatte zur Folge, dass die Keile, mit denen der Schlagring am Gestänge festgeklemmt war, sich meistens nicht mehr lösen liessen. Es musste somit jedesmal die Stange mit dem Keilring abgeschraubt und ein neues 1 m-Stück des Gestänges dazwischengesetzt werden. Ferner hatte der grosse Rammwiderstand zur Folge, dass mit dem 10 kg-Rammbär und einer Fallhöhe von 30 cm die Tiefe von 10 m ab Oberfläche nur mit Mühe erreicht werden konnte. Besondere Schwierigkeiten bereitete das Rückziehen des Gestänges, obwohl dazu eine Bauwinde mit 5 to Hubkraft verwendet wurde. Die Rammspitzen besitzen oben zwei Nuten, in welchen der Gabelschlüssel beim Festschrauben der Spitzen eingreift. Wenn nun, wie z.B. in Camp VI-EGIG, Eislamellen zwischen den Firnschichten auftraten, hängten infolge der etwas exzentrisch wirkenden Rückzugskraft der Winde diese Nuten in den harten Schichten ein. Dann war ein Rückziehen des Gestänges nur unter sehr grossen Kraftaufwand möglich. Um ein Anhängen der Spitze zu vermeiden, füllten wir die beiden Nuten mit Lötzinn vollständig aus. Damit war dann allerdings ein Lösen der Spitze vom Gestänge verunmöglicht.

Die Beanspruchung des Materials infolge der bedeutenden Rammwiderstände und der herrschenden tiefen Temperaturen war gross. Wir beobachteten Risse im Handgriff des Rammbärs sowie in den Keilen. Glücklicherweise waren genügend Ersatzteile vorhanden.

#### 3.1.4.1 Parallelversuche mit der Rammsonde VAWE auf der Station Jarl-Joset

Für die Setzungsversuche in situ (siehe Abschnitt 3.8) sollten vom Laborboden aus lotrechte und möglichst enge Löcher von ca. 5, 10, 15 und 20 m Tiefe in den Firn getrieben werden. Abgesehen vom SIPRE-Kernbohrer, der Bohrlöcher von gut 10 cm Durchmesser ergibt, kam dafür nur die schwere Rammsonde VAWE in Betracht. Wir benützten dabei die Gelegenheit, um systematische Untersuchungen mit der Rammsonde VAWE durchzuführen.

Die vier Rammsondierungen wurden im Labor Nr. 3 (siehe Kap. 4, Abb. 45 S. 203 und Bild 7 S. 204) in einem gegenseitigen Abstand von ca. 1 m und ca. 40 cm von der Laborwand ausgeführt. Der Laborboden befand sich anfänglich (Juli 1959) ca. 3 m unter der Oberfläche. Alle Tiefenangaben beziehen sich auf die Oberfläche vom Juli 1959. Vorerst wurde mit dem SIPRE-Kernbohrer ein Loch von ca. 1 m Tiefe gebohrt, in welches das Mantelrohr für die Messeinrichtung der Setzungsmessungen gesteckt

werden konnte. Auf dem Grunde des Bohrloches wurde dann mit dem Rammprofil begonnen. Das Rammprogramm sah wie folgt aus (Tab. 6):

Tab. 6. *Rammprogramm im Labor Nr. 3*

Rammprofil No.	Tiefen ab Oberfläche Juli 1959		Bärgewicht	Fallhöhe	Ablesung nach $x$ Schlägen $x$
	Beginn	Ende			
1	ca. 4 m	ca. 9 m	10 kg	30 cm	1
2	ca. 4 m	ca. 14 m	10 kg	30 cm	3
3	ca. 4 m	ca. 19 m	30 kg	30 cm	1
4	ca. 4 m	ca. 24 m	30 kg	30 cm	3

Bei der Aufnahme der Rammprofile auf der Reise zwischen Camp VI EGIG und Station Jarl-Joset hatte sich gezeigt, dass die Ablesung der Eindringungstiefe wenn möglich mit einer Genauigkeit von wenigen Millimetern erfolgen sollte. Zu diesem Zwecke spannten wir auf eine an die Laborwand angelehnte Sperrholztabelle ein ca. 120 cm breites Millimeterpapier auf. Ein dünner Stahldraht wurde am oberen Ende des Rammgestänges befestigt, durch zwei Oesen an der Decke gegen die Wand geführt und durch ein frei vor dem aufgespannten Millimeterpapier hängendes Gegengewicht von ca. 825 gr gespannt. Im gleichen Masse, wie das Rammstänge in den Firn eindrang, bewegte sich das Gegengewicht nach oben. Wir hatten also nur nach 1 bzw. 3 Rammschlägen das untere Ende des Gegengewichtes auf dem Millimeterpapier zu markieren. Nach jedem Meter Eindringung, d.h. jedesmal, wenn eine neue Rammstange von 1 m Länge eingesetzt werden musste, wurde das Millimeterpapier seitlich um einige Zentimeter verschoben. Die Auswertung der Eindringungstiefen auf Millimeter konnte dann in der geheizten Station erfolgen.

Diese Rammsondierungen wurden von F. BRANDENBERGER unter tatkräftiger Mithilfe des Meteorologen O. REINWARTH durchgeführt und dauerten mit Unterbrüchen vom 5.–18. Dezember 1959. Von einer Tiefe von ca. 10 m an steigerten sich die Schwierigkeiten zusehends. Schon beim Rammprofil bis auf 15 m Tiefe (bzw. 19 m ab Oberfläche vom Juli 1959) erforderte das Rückziehen des Gestänges einen ausserordentlichen Kraftaufwand, da bei grösserer Tiefe das Gestänge offenbar ausknickte und die Rammspitze seitlich auswich. Wir entschlossen uns daher, das 20 m – Rammprofil mit verlorener Spitze auszuführen. Zu diesem Zwecke wurde das Gewinde an dem untersten Stück des Rammgestänges ausgefeilt. In mühseliger Arbeit gelang es, die Rammspitze bis auf ca. 24 m ab Oberfläche vom Juli 1959 vorzutreiben. Die letzten 5 m erforderten beispielsweise über 3 Stunden angestrengtester Arbeit.

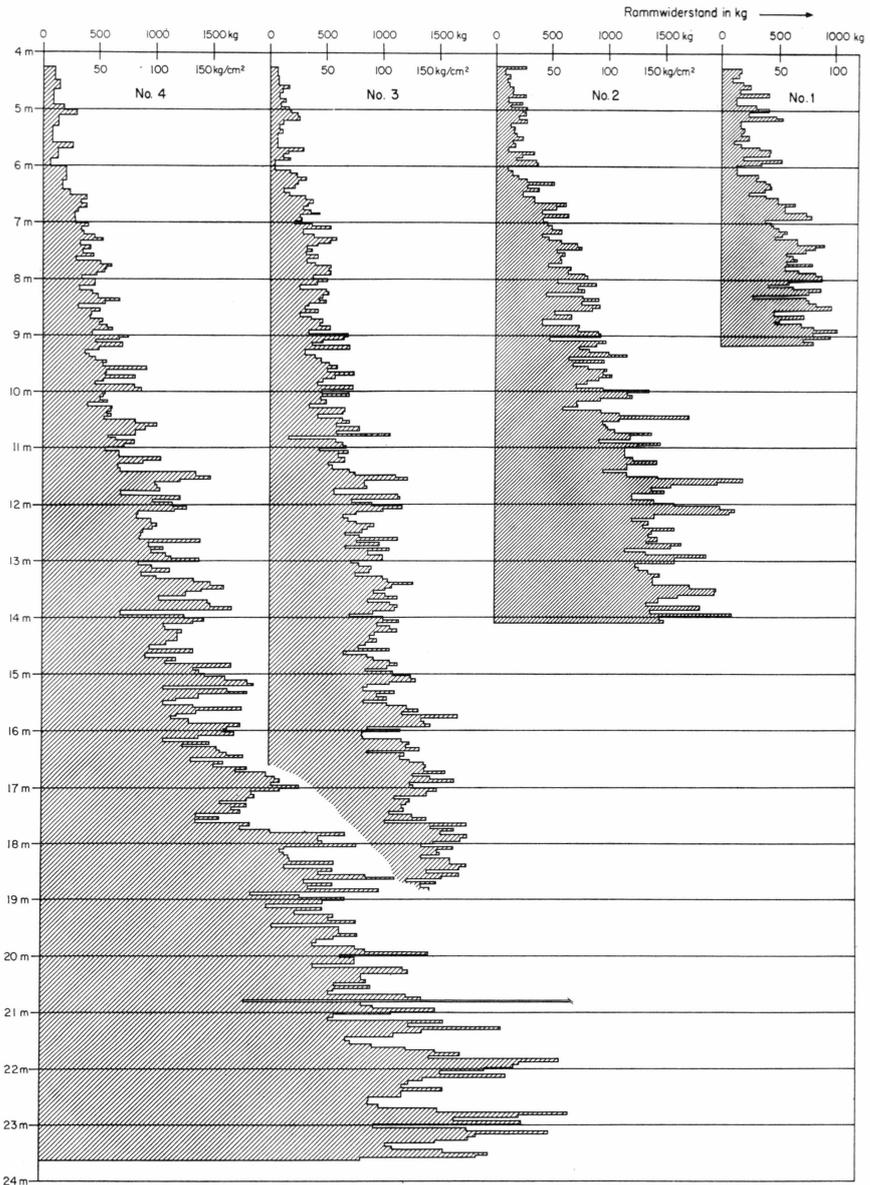


Abb. 7. Rammprofile in Labor 3 Station Jarl-Joset (1959-60)

- No. 1 4-9 m, Normalspitze EGIG 10 kg-Bär, Ablesung nach 1 Schlag  
 No. 2 4-14 m, Normalspitze EGIG 10 kg-Bär, Ablesung nach 3 Schlägen  
 No. 3 4-19 m, Normalspitze EGIG 30 kg-Bär, Ablesung nach 1 Schlag  
 No. 4 4-24 m, Normalspitze EGIG 30 kg-Bär, Ablesung nach 3 Schlägen.

Interessant sind in diesem Zusammenhang einige Zahlen über den Arbeitsaufwand für die Aufnahme dieser vier Rammprofile (vgl. Abb. 7.)

Total geleistete Rammarbeit:	ca. 51'600 mkg
davon: mit dem 10 kg-Rammbär	ca. 10'800 mkg
mit dem 30 kg-Rammbär	ca. 40'800 mkg

Bei einer Fallhöhe von 30 cm entspricht dies folgender Anzahl Rammschläge:

mit dem 10 kg-Bär	ca. 3'600 Schläge
mit dem 30 kg-Bär	ca. 4'500 Schläge
Total	ca. 8'100 Schläge.

Die aufgewendete Arbeitszeit beträgt ca. 45 Std., bzw. für 2 Mann 90 Mann/Arbeitsstunden. Rechnet man pro Schlag inkl. Notieren der Eindringungstiefe im Durchschnitt 5 Sekunden, so ergibt sich für die eigentliche Rammarbeit rund ein Viertel der aufgewendeten Arbeitszeit. Die anderen drei Viertel mussten für die Vorbereitungsarbeiten und vor allem für das Rückziehen des Gestänges aufgewendet werden.

Während diesen langdauernden Rammarbeiten (5.–18. Dezember 1959) stieg die Raumtemperatur im Laboratorium No. 3 um rund 3° C an (vgl. Abb. 46 S. 205). Vom 8.–10. Dezember, als in diesem Laboratorium nicht gearbeitet wurde, war ein leichter Temperaturrückgang zu beobachten. Auf Grund dieser Erfahrung wurde in der Folge die Aufenthaltszeit in den Laboratorien auf das unbedingt Nötige beschränkt, um die Raumtemperatur möglichst wenig zu beeinflussen.

#### 3.1.4.3 Drehwiderstandsversuche (Abb. 8)

Die Drehwiderstandsversuche wurden erst nach Abschluss aller übrigen Rammprofilaufnahmen im Frühsommer 1960 durchgeführt, weil die hohen Drehwiderstände befürchten liessen, dass die Rammsondenstangen nach den Drehwiderstandsversuchen nicht mehr voneinander gelöst werden könnten. Diese Vermutung hat sich denn auch bestätigt. Die Versuche erfolgten zwischen dem 10. Mai und dem 3. Juni 1960 ca. 150 m westlich der Station Jarl-Joset. Im Gegensatz zu den Rammprofilen im Labor beziehen sich die gemessenen Tiefen auf die Oberfläche im Mai 1960. Zur Verwendung kamen die beiden Flügelsonden, wie sie in den Abb. 3b, 3c und den Bildern 4 und 5 dargestellt sind. Zu Vergleichszwecken wurde auch ein Rammprofil mit der Normalspitze EGIG (Abb. 2a) aufgenommen. Die Versuche mit den Drehsonden befanden sich zu beiden Seiten dieser Rammsondierung im Abstand von ca. 50 cm. Die Messungen reichen von ca. 20 cm unter der Oberfläche bis in eine Tiefe von ca. 7 m. Da die Ablesung bei den Versuchen im

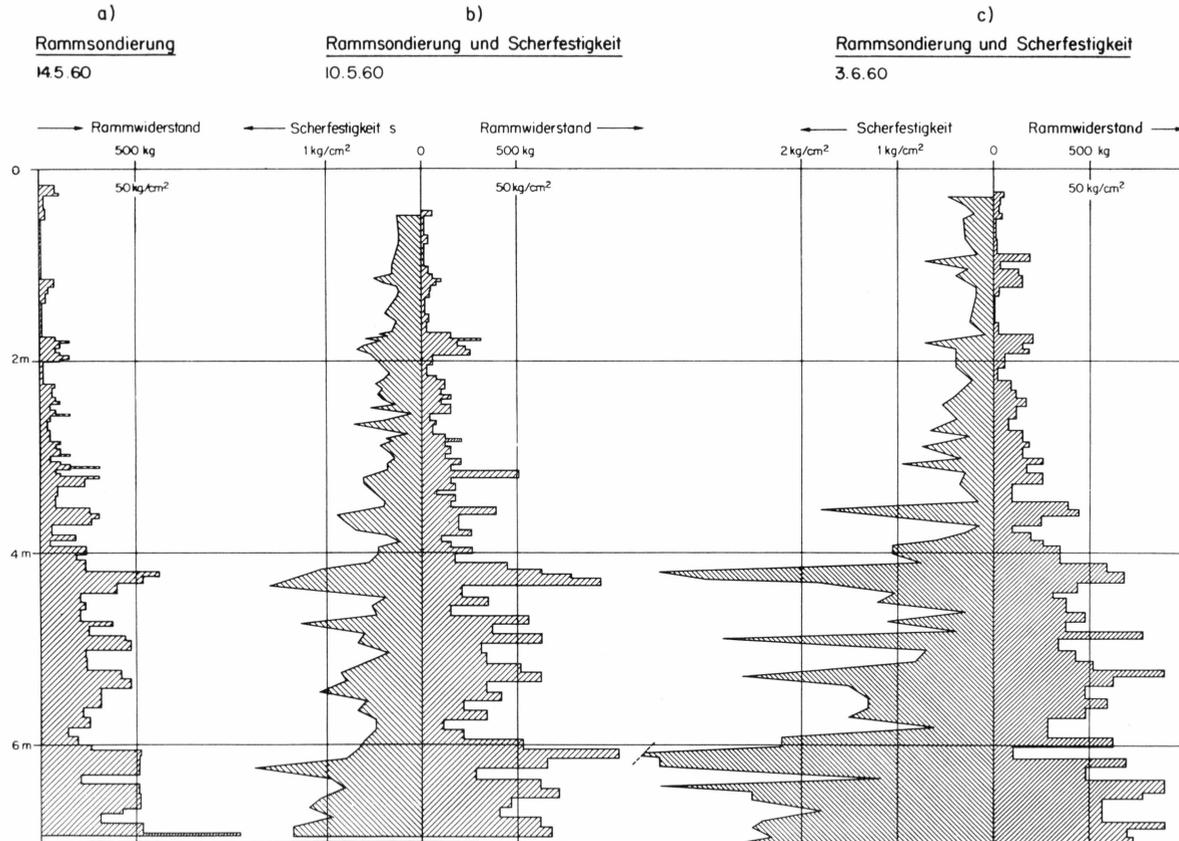


Abb. 8. Scherfestigkeitsprofile, aufgenommen mit der Drehsonde auf Station Jarl-Joset (1960). Vergleich mit den Rammprofilen:

- Rammprofil mit VAWE-Sonde (Spitze EGIG, Abb. 2 a)
- Scherfestigkeitsprofil, aufgenommen mit der Spitze nach Abb. Nr. 3 b und Vergleich mit dem Rammprofil
- Scherfestigkeit gemessen mit der Spitze nach Abb. Nr. 3 c

Bei den Rammprofilen teilweise ähnliche Eindringungstiefen zusammengefasst.

Freien nur mit Zentimetergenauigkeit vorgenommen werden konnte, war es wegen des beträchtlichen Rammwiderstandes nur in den obersten Schichten sinnvoll, die Eindringungstiefe nach jedem Schlag aufzuzeichnen. In grösserer Tiefe rammten wir jeweils soweit, bis sich eine deutliche Aenderung pro Schlag zeigte. Aus der Anzahl der Schläge und der zugehörigen Eindringungstiefe liess sich der Rammwiderstand für die betreffende Flügelsonde berechnen. Das mittels der in Abschnitt 3.1.2 beschriebenen Vorrichtung ausgeübte Drehmoment auf das Rammgestänge wurde nun solange gesteigert, bis der Drehwiderstand überwunden war. An der Federwaage konnte die aufgebrachte Kraft abgelesen werden. Je nach der aufzuwendenden Kraft kamen dabei Federwaagen von 5, 10, 50 oder 100 kg Maximalkraft zum Einsatz. Hierauf erfolgte das Weiterrammen der Flügelsonde um 5–10 cm. Die in Abb. 8b und 8c dargestellten Profile der Rammwiderstände und der Scherfestigkeiten zeigen deutlich die enge Beziehung, die zwischen der Härte des Firns und dessen Scherfestigkeit besteht. Andererseits tritt auch der Einfluss der Drehflügelform auf die Scherfestigkeit in den beiden Profilen b und c klar in Erscheinung.

### 3.1.5 Auswertung und Ergebnisse der Versuche (B)

#### 3.1.5.1 Rammprofile der Sommerkampagne 1959

Es handelt sich hierbei um die Rammprofile, die im Sommer 1959 auf der Reise zwischen Camp VI-EGIG und Station Jarl-Joset bzw. Dépôt 420 zum Teil von F. BRANDENBERGER, zum Teil von A. ROCH aufgenommen worden sind. Die nivologische Interpretation dieser Profile sowie der Vergleich mit der leichten Schnee-Rammsonde SLF wird, wie erwähnt, von A. ROCH im Faszikel „Nivologie“ (DE QUERVAIN in press) behandelt. In Abb. 6 a–c sind lediglich die im Camp VI-EGIG, Milcent, Station Centrale, Dépôt Crête, Station Jarl-Joset und Dépôt 420 aufgenommen Rammprofile einander gegenübergestellt. Eine kurze vergleichende Betrachtung folgt bei der Diskussion der Ergebnisse (3.1.6).

#### 3.1.5.2 Rammprofile im Laboratorium No. 3 auf der Station Jarl-Joset

Der Vergleich der vier parallelen Rammprofile, die mit zwei verschiedenen Rammbürgewichten aufgenommen worden sind, soll Auskunft geben über die Methodik und die Anwendungsmöglichkeiten der Rammsonde VAWE.

Die Rammformel für die Ermittlung des Rammwiderstandes wurde im vorstehenden Abschnitt 3.1.3 kommentiert. Sie lautet:

$$W_s = \frac{\lambda_s \cdot n \cdot R \cdot h}{e} + (R + Q) \quad (12)$$

wobei:

- $W_s$  = Rammwiderstand  
 $Q$  = Eigengewicht der Rammsonde ohne Bär  
 $R$  = Rammbürgewicht  
 $h$  = Fallhöhe  
 $n$  = Anzahl Schläge  
 $\lambda_s$  = Wirkungsgrad der Energieübertragung  
 $e$  = Eindringung pro  $n$  Schläge.  
 $me$  = Mittlerer Ablesefehler an Eindringunge

Da der Wirkungsgrad  $\lambda_s$  unbekannt ist, soll sich unser Vergleich der Rammprofile vorerst nur auf den Charakter der verschiedenen Firnschichten beziehen. Für diese Untersuchung kann der statische Druck ( $R+Q$ ) vernachlässigt werden. Für  $\lambda_s = 1$  lautet die vereinfachte Rammformel:

$$W' = \frac{n \cdot R \cdot h}{e} \quad (13)$$

Mit der in Abschnitt 3.1.4 beschriebenen behelfsmässigen Einrichtung konnte die Eindringung  $e$  in Millimeter bestimmt werden, wobei allerdings die Genauigkeit nur etwa  $\pm 2$  mm betrug. Der mittlere Fehler von  $W'$  berechnet sich durch Differentiation der Gleichung (13) zu:

$$\frac{\delta W'}{\delta e} = -\frac{n \cdot R \cdot h}{e^2} = -\frac{W'}{e}$$

$$m_{w'} = \pm \frac{W'}{e} \cdot m_e \quad (14)$$

Soll nun der mittlere Fehler  $m_{w'}$  an  $W'$  5 % nicht übersteigen, so muss die Eindringung  $e$  mindestens 4 cm betragen. Obwohl die Eindringung nach jedem Schlag (Rammprofile No. 1 & 3) bzw. nach jedem dritten Schlag (Rammprofile No. 2 und 4) abgelesen wurde, erfolgte für die Auswertung eine Zusammenfassung für je ca. 4–5 cm Eindringungstiefe. Damit wird erreicht, dass die relative Genauigkeit über die ganze Profiltiefe ungefähr gleich bleibt.

In Abb. 7 sind die vier im Laboratorium No. 3 der Station Jarl-Joset aufgenommenen Rammprofile nebeneinander aufgetragen. Die Wechsel zwischen den weichen und den harten Schichten stimmen befriedigend überein. Trotzdem scheint es jedoch höchstens in den obersten Schichten möglich zu sein, die Sommer- und die Winterschichten mit einiger Sicherheit zu unterscheiden. Eindeutig ist das Auftreten von zwei Eislinen in ca. 20,80 m Tiefe, die durch eine dünne, weiche Schicht getrennt sind. Diese Eisschicht war auch im Schrägschacht in ungefähr gleicher Tiefe von blosserem Auge zu erkennen. Ihre Identifikation (Jahr-

Tab. 7. Rammarbeit  $n \cdot R \cdot h$  in  $cmkg$  für je 1 m Tiefe

Tiefe m	Profil No. 1		Profil No. 2		Profil No. 3		Profil No. 4		1:2	2:3	3:4
	n	n·R·h	n	n·R·h	n	n·R·h	n	n·R·h			
4- 5...	68	21277	55	17210	13	11712	14	12613	1,23	1,47	0,93
5- 6...	79	24719	66	20651	14	12613	16	14414	1,20	1,63	0,87
6- 7...	143	44745	130	40677	32	28829	30	27027	1,10	1,41	1,06
7- 8...	210	65709	197	61641	48	43243	48	43243	1,06	1,43	1,00
8- 9...	227	71028	232	72593	48	43243	54	48649	0,98	1,68	0,89
9-10...			267	83544	61	54955	69	62162		1,53	0,88
10-11...			344	107638	66	59459	76	68468		1,81	0,87
11-12...			445	139240	89	80180	102	91892		1,74	0,87
12-13...			498	155824	96	86486	114	102703		1,80	0,84
13-14...			505	158014	105	94594	141	127027		1,67	0,75
14-15...					109	98198	129	116216			0,84
15-16...					125	112612	162	145946			0,77
16-17...					137	123423	177	159459			0,77
17-18...					148	133333	207	186486			0,72
18-19...					171	154054	270	243243			0,64
19-20...							277	249549			
20-21...							319	287387			
21-22...							346	311711			
22-23...							396	356756			
23-24...							399	359459			

gang) wäre ausserordentlich interessant, da sich daraus die mittlere Akkumulation für die letzten Jahrzehnte berechnen liesse (vgl. S. 59/60).

In Tab. 7 ist die in den 4 Rammprofilen aufgewendete Rammarbeit für je 1 m Eindringung zusammengestellt. Auffallend daran ist, dass das Verhältnis der Rammarbeiten in den Profilen No. 2 und 3 zwischen 4 und 10 m Tiefe nahezu konstant bleibt. Das bedeutet, dass auch das Verhältnis der Wirkungsgrade  $\lambda_s$  für die Rammprofile No. 2 und 3 konstant ist.

### 3.1.5.3 Drehwiderstandsversuche

Im Felde gemessen wurde die an einem Hebelarm angreifende Kraft  $Z$ , die zur Ueberwindung der auf die Spezialspitze wirkenden Scherkraft  $s$  nötig war. Abb. 5 S.37 zeigt in schematischer Weise die in Abschnitt 3.1.4.3 ausführlicher besprochene Messanordnung. Die Auswertung erfolgte in zwei Stufen.

a) Berechnung der Drehmomente  $M$

$$M = Z \cdot l = Z \cdot \sqrt{a^2 - \left(\frac{c + Z \cdot d}{2}\right)^2} \quad (15)$$

Aus obiger Gleichung geht hervor, dass der wirkende Hebelarm  $l$  mit  $Z$  leicht veränderlich ist. Tab. No. 8 gibt die Maximal- und Minimalwerte von  $l$  für die verschiedenen, verwendeten Federwaagen.

Tab. 8. *Effektiv wirkender Hebelarm für die verschiedenen Federwaagen*

Waage $K_{\max}$ kg	$a$ cm	$c$ cm	$d$ cm/kg	$(c + Z \cdot d)_{\max}$ cm	$l_{\max}$ cm	$l_{\min}$ cm	$l_{\text{mittel}}$ cm
5 . . . . .	50	30	2	40	48	46	47
10 . . . . .	50	41	1	51	46	43	45
50 . . . . .	50	43	0,2	53	45	42	44
100 . . . . .	50	54	0,1	64	42	38	40

Da die Differenz zwischen  $l_{\max}$  und  $l_{\min}$  in keinem Fall 10 % von  $l_{\max}$  übersteigt, ist es in Anbetracht der beschränkten Messgenauigkeit von  $Z$  erlaubt, mit einem Durchschnittswert  $l_{\text{mittel}}$  zu rechnen.

b) *Berechnung der Scherkräfte  $s$  (Scherfestigkeiten)*

Die Berechnung der Scherfestigkeiten  $s$  erfolgte nach der in Abschnitt 3.1.3 beschriebenen Theorie und den dort abgeleiteten Formeln. Unter Vernachlässigung der Mantelreibung ergibt sich für die

$$\text{Ringflügelsonde (Abb. 3 c)} \quad s = \cong \frac{M}{355} \text{ kg/cm}^2 \quad (11)$$

$$\text{Drehflügelsonde (Abb. 3 b)} \quad s = \cong \frac{M}{434} \text{ kg/cm}^2 \quad (9)$$

Abb. 8 zeigt die beiden Scherfestigkeitsprofile und die Rammwiderstände der beiden Spezialspitzen sowie der normalen Rammspitze EGIG 59. Die Scherfestigkeiten laufen fast durchwegs gleich wie die Ramm-

Tab. 9. *Mittlere gemessene Scherfestigkeiten*

Tiefe m	mittl. Scherfestigkeit kg/cm <sup>2</sup>	
	Ringflügelsonde Bild 4 (S. 26)	Drehflügelsonde Bild 5 (S. 27)
0-1 . . . . .	0,26	0,31
1-2 . . . . .	0,38	0,31
2-3 . . . . .	0,36	0,42
3-4 . . . . .	0,51	0,64
4-5 . . . . .	0,79	1,42
5-6 . . . . .	0,71	1,54
6-7 . . . . .	1,14	2,55

widerstände. In den obersten paar Metern sind die mit den verschiedenen Spezi­alspitzen gemessenen Scherfestigkeiten annähernd gleich, in den tieferen Schichten ab ca. 4 m verfälscht die Mantelreibung der langen Spitze und die Störung durch das Ramm­en offenbar die Resultate. Dies geht auch deutlich aus den in Tab. 9 zusammengestellten mittleren Scherfestigkeitswerten für je 1 m Tiefe hervor.

### 3.1.6 Diskussion der Ergebnisse (H)

Die Gleichung (6) zur Berechnung des *Wirkungsgrades*  $\lambda_s$  der *Energi­übertragung beim Rammstoss* zeigt den bedeutenden Einfluss der Stoss­elastizitätsziffer  $\eta$ . Eine weitere Verfeinerung der Methode könnte deshalb darin bestehen, dass man die Stosselastizitätsziffer  $\eta$  bzw. den Wirkungsgrad  $\lambda_s$  experimentell feststellen und damit eine Eichung des Rammgerätes vornehmen würde.

Das in Abb. 3 S. 24 dargestellte Prinzip eines Drehflügels, welcher die kombinierte Messung von Ramm- und Drehwiderstand gestattet, hat sich im wesentlichen gut bewährt. Die hauptsächlich verwendete Ausführungsform (Abb. 3b) hat den Vorteil, dass dank der geringen Höhe des Flügels ( $h = 10$  mm) auch feine, lockere Zwischenschichten, die bekanntlich zu Firnstößen führen, erfasst werden können. Will man auf diesen Vorteil verzichten, so kann bei genügend kräftiger Dimensionierung der Flügel der äussere Ring weggelassen werden. Ein entsprechender Vorschlag ist in Abb. 3d dargestellt. Ferner ist zu empfehlen, die Höhe des Zylinders über dem Konus noch weiter zu reduzieren, um dadurch die störende Mantelreibung herabzusetzen.

Den Versuch einer Identifizierung der Jahresschichten auf Grund der mit der VAWE- und der SLF-Sonde aufgenommenen Rammprofile überlassen wir der Gruppe Nivologie (M. DE QUERVAIN und A. ROCH in press). Zu den in Abb. 6 einander gegenübergestellten Rammprofilen von sechs verschiedenen Stationen des West-Ost-Profiles ist noch folgendes zu bemerken:

Der Vergleich des 10 m tiefen *Rammprofils* von Camp VI-EGIG (ca. 1674 m.ü.M.) mit demjenigen von Milcent (ca. 2452 m.ü.M.) zeigt den Einfluss der Meereshöhe bzw. der Nähe der Firnlinie mit aller Deutlichkeit. Zwischen 0 und 4 m Tiefe machten sich bei Camp VI-EGIG die Schmelzvorgänge, die zur lokalen Vereisung bzw. Eislinsenbildung führen, durch eine gegenüber Milcent viel grössere Streuung der Rammwiderstände bemerkbar (Abb. 6a). Da bei Milcent die störenden Schmelzvorgänge zurücktreten, sind die Jahresschichten im Rammprofil deutlicher erkennbar als im Profil von Camp VI-EGIG. Der Unterschied der Rammwiderstände zwischen Winter- und Sommerschnee ist bedeutend. Zwischen 0 und 4 m ist der feinkörnige Winterschnee um ein Mehrfaches

härter als der grobkörnigere Sommerschnee. Mit zunehmender Tiefe scheinen sich – soweit dies für Milcent bis 10 m Tiefe feststellbar ist – die Härteunterschiede zwischen Sommer- und Winterschnee etwas auszugleichen.<sup>1)</sup>

Besonders deutlich treten die Jahresschichten im Profil der Station Centrale (ca. 2964 m.ü.M.) vom 10.6.59 hervor (vgl. Abb. 6 b). Die beiden über eine Schichthöhe von 2 m sich überlappenden Rammprofile zeigen in grossen Zügen eine recht gute Uebereinstimmung. Beim Vergleich des Rammprofils der Station Centrale (ca. 2964 m.ü.M.) mit demjenigen von Dépôt Crête (ca. 3174 m.ü.M.) fällt auf, dass die Rammwiderstände des letzteren durchgehend kleiner sind als diejenigen auf Station Centrale, wenigstens bis in eine Tiefe von 8 m. Dies zeigt sich vor allem in der totalen Rammarbeit zwischen 0,5 und 8 m Tiefe, die vergleichsweise folgende Werte ergibt:

Station Centrale .....	$A_{0,5-8\text{ m}} = 244'068\text{ cmkg}$
Dépôt 275 (Crête) .....	$A_{0,5-8\text{ m}} = 178'656\text{ cmkg}$

Bildlich wird die Rammarbeit durch den Inhalt der schraffierten Flächen der Rammprofile dargestellt. In ihrem Unterschied spiegeln sich die klimatischen Verschiedenheiten der beiden Stationen.

Die beiden Rammsondierungen der Station Jarl-Joset und Dépôt 420 zeigen eher noch kleinere spez. Rammwiderstände als die Station Crête (Abb. 6c).

Der Zusammenhang zwischen dem spez. Rammwiderstand und dem Charakter des Rammprofils einerseits und den klimatologischen Elementen andererseits ist zwar sehr komplex, dürfte aber im Hinblick auf eine klimatologische Deutung des Rammprofils recht aufschlussreich sein. Es würde sich zweifelsohne lohnen, wenn diese Zusammenhänge durch eine enge Zusammenarbeit zwischen dem Meteorologen, dem Nivologen und dem Rheologen eingehender und systematisch erforscht würden, wozu sich auf Grund des durch die EGIG bisher gesammelten Materials reichlich Gelegenheit finden würde. Dabei stellt sich u.a. folgendes Problem:

In der Regel macht man sowohl in der Bodenmechanik wie in der Schneemechanik die Feststellung, dass die Lagerung eines Lockeraggregates umso dichter ausfällt, je höher die Geschwindigkeit des transportierenden Mediums (Wasser bzw. Luft) ist, wobei natürlich diese Geschwindigkeit begrenzt wird durch jenen kritischen Wert, der zur Erosion (statt Sedimentation bzw. Ablagerung) führt. Da mit der Lagerungsdichte auch der spezifische Rammwiderstand zunimmt, so ist man versucht, auf Grund dieser Beobachtung zu schliessen, dass unter sonst gleichen Verhältnissen der Rammwiderstand des abgelagerten Materials ein Mass für die während der Ablagerung vorherrschende Strömungsgeschwindigkeit

<sup>1)</sup> Es ist wahrscheinlich, dass an diesem Ausgleich auch die Firnstösse beteiligt sind (vgl. Kap. 3.11).

keit bildet. Dieser naheliegende Schluss dürfte jedoch bei der Schneedecke nur in grossen Zügen, d.h. bis zu einem gewissen Grade, zutreffen. Seine Gültigkeit wird beeinträchtigt durch das Phänomen des Schneedriftes, weil der Driftschnee gerade dann zur Ablagerung gelangt, wenn die Windstärke unter einen gewissen Wert sinkt. Die Anlagerungen von Driftschnee, die sich durch einen sehr hohen spezifischen Rammwiderstand auszeichnen, werden somit gerade dort entstehen, wo die Windgeschwindigkeit einen gewissen Wert nicht überschreitet.

Das Problem, im Bereich der kalten schmelzwasserfreien Zonen der Firngebiete aus dem Rammprofil auf die Windverhältnisse des betreffenden Gebietes zu schliessen, wird daher durch das Phänomen des Driftes noch wesentlich komplizierter und vielschichtiger als es schon ist. Bei seiner Behandlung wird man deshalb scharf unterscheiden müssen zwischen Ablagerungen, die mit und ohne Driftschnee entstehen. Wir beschränken uns nachstehend darauf, einem quantitativen Vergleich der mittleren spezifischen Rammwiderstände der an sechs verschiedenen Stellen des West-Ost-Profiles mit der VAWE-Sonde aufgenommenen Profile zu geben, wobei eine Differenzierung mit der Tiefe durch Unterteilung der Profile in Schichtkomplexe von je 2 m Mächtigkeit vorgenommen wird. Die mittleren spezifischen Rammwiderstände dieser Schichtpakete in  $\text{kg}/\text{cm}^2$  erhält man dadurch, dass man die gesamte für die Eindringung um je 2 m aufgewandte Rammarbeit (cmkg) durch die zehnfache Schichthöhe (2000 cm) dividiert.

Für Tiefen von 0–10 m ergibt sich auf Grund der Rammarbeiten und der mittleren Rammwiderstände zwischen den sechs genannten Stationen folgendes Bild (vgl. Abb. 10):

Tab. 10. Vergleich der mittleren Rammwiderstände in  $\text{kg}/\text{cm}^2$  für sechs Stationen, unterteilt nach Tiefenzonen

Tiefe m		Camp VI- EGIG	Milcent	Centrale	Crête	Jarl- Joset	Dépôt 420	
	Meereshöhe	1674	2452	2964	3174	2867		
1-3.....	}	A	136112	22842	14706	12516	14393	15958
		$w_{1-3}$	68	11	7	6	7	8
3-5.....	}	A	96999	81980	58199	54445	48500	33480
		$w_{3-5}$	48	41	29	27	24	17
5-7.....	}	A	173972	142995	150818	59541	80728	63519
		$w_{5-7}$	87	71	75	30	40	32
7-9.....	}	A	421476	221220	144560	149879	135799	149879
		$w_{7-9}$	211	111	72	75	68	75

$$w_m = \frac{A}{h \cdot F} = \frac{A}{200 \cdot 10} = \frac{A}{2000} \text{ in } \text{kg}/\text{cm}^2 \quad (16)$$

A = Totale Rammarbeit für eine Eindringung von je 2 m in cmkg.

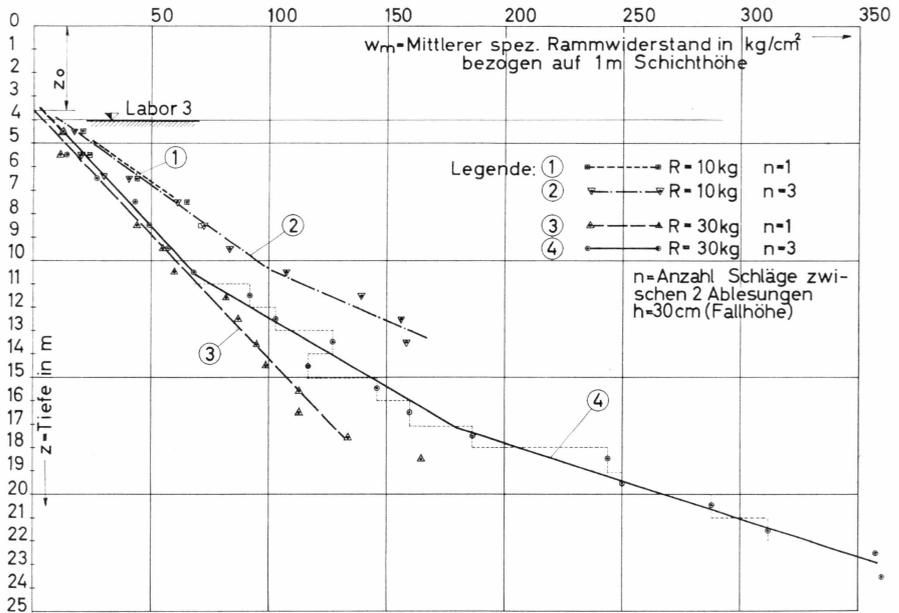


Abb. 9. Mittlere Rammwiderstände (brutto) in Funktion der Tiefe bei Anwendung verschiedener Bärgeichte und Ramm-Methoden (vgl. Abb. Nr. 7 und Tab. Nr. 7) Station Jarl-Joset 1959 (Labor 3).

Die in Tab. 10 berechneten mittleren Rammwiderstände  $w_m$  sind in Abb. 10 für das West-Ost-Profil graphisch dargestellt. Aus dieser Darstellung folgt, dass in der Härte des Schnees keine ausgeprägte Symmetrie bezüglich Crête für die Ost- und Westabdachung des Inlandsis besteht.<sup>1)</sup> Auf der Ostabdachung variieren die mittleren Rammwiderstände bis in 9 m Tiefe nur relativ wenig, während auf der Westabdachung, z.B. zwischen Crête und Milcent, bedeutende Härteunterschiede festgestellt wurden.

Man kann sich dabei fragen, inwieweit ein solcher Vergleich, der nur auf wenigen Rammprofilen beruht, schlüssig ist. Er geht von der Annahme aus, dass namentlich die mittleren Rammwiderstände in grösseren Tiefen – ähnlich wie das Raumgewicht – für ein relativ grosses Gebiet repräsentativ sind. Diese Annahme bedarf der experimentellen Ueberprüfung, die aber z.T. bereits durch BULL (1956 und 1958) erfolgt ist, indem er eine enge Beziehung zwischen Rammwiderstand und Raumgewicht nachgewiesen hat. Dass die Raumgewichtskurve als repräsentativ für ein relativ grosses Gebiet gelten kann, ist allgemein bekannt (BADER, 1963).

Besonders aufschlussreich in methodischer Hinsicht ist der Vergleich der von F. BRANDENBERGER im Laboratorium No. 3 mit demselben

<sup>1)</sup> Abgesehen von dem Rammwiderständen zwischen 1–3 m b. z. w. 7–9 m.

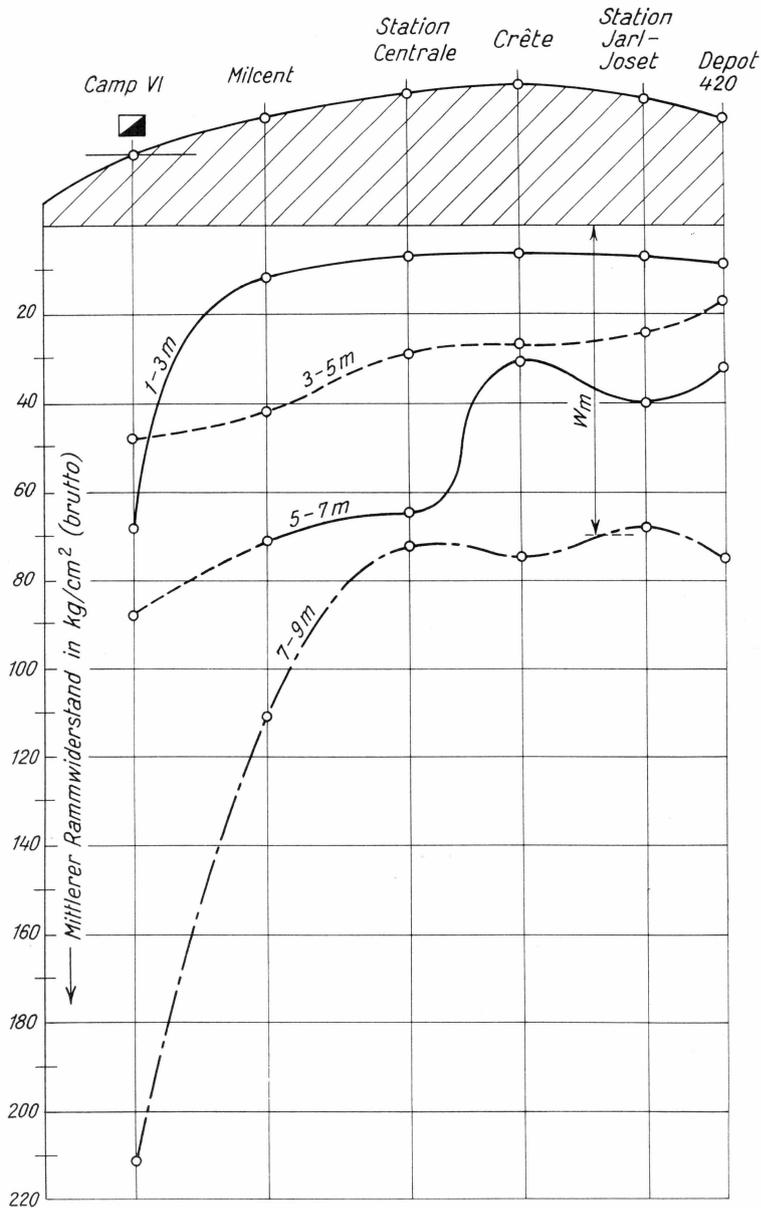


Abb. 10. Vergleich der mittleren Rammwiderstände des West-Ost-Profiles für verschiedene Tiefen (1-3, 3-5, 5-7, 7-9 m).

Rammgerät nebeneinander aufgenommenen Rammprofile, die in Abb. 7 dargestellt und mit No. 1-4 bezeichnet sind. Zunächst sind folgende Zusammenhänge und Merkmale feststellbar (S. 46):

- a) Bei gleicher Eindringungstiefe ist der Wirkungsgrad der Energieübertragung in Übereinstimmung mit der Theorie beim leichten

Rambär (10 kg) wesentlich schlechter als beim schwereren (30 kg). Dies zeigt sich deutlich beim Vergleich der Profile 2 und 3 (vgl. Tab. 7, Kolonne 2:3). Berechnet man z.B. die mittleren Rammwiderstände von 9–10 m Tiefe für die Profile 2 und 3, so ergibt sich folgendes Bild:

Tab. 11. Vergleich der Rammarbeiten und Wirkungsgrade  $\lambda_s$  zur Bestimmung der Stosselastizitätsziffer  $\eta$  in 9–10 m Tiefe

Profil Abb. 7	2	3	2:3
Rambär kg.....	10,43	30,03	ca. 0,35
Anzahl Schläge $n$ .....	267	61	4,27
Rammarbeit emkg.....	83544	54955	1,53
$w_m$ in kg/cm <sup>2</sup> .....	83,5	54,6	1,53
Anzahl Stangen.....	7	7	1
Keilring.....	gross	gross	
$\lambda_s$ für $\eta = 0$ (Tab. 3 und 5) <sup>1)</sup>	0,272	0,518	1,90
= 0,25.....	0,318	0,548	1,72
= 0,50.....	0,454	0,638	1,405
= 0,75.....	0,682	0,798	1,15
= 1,00.....	1,000	1,000	1,00

Aus Tab. 11 kann rechnerisch (auf Grund von Gl. (6)) oder graphisch derjenige Wert der Stosselastizitätsziffer ermittelt werden, für welchen das Verhältnis der Wirkungsgrade  $\lambda_3 : \lambda_2$  dem gemessenen Wert von 1,53 entspricht. Man erhält dabei eine Stosselastizitätsziffer von 0,40.

- b) Die prozentualen Streuungen der Rammwiderstände nehmen mit zunehmender Tiefe ab.
- c) Die graphische Auswertung von Tab. 7 zeigt Abb. 9. Bei Profil No. 3 ( $R = 30$  kg,  $n = 1$ ) nimmt der mittlere Rammwiderstand bis in ca. 15 m Tiefe annähernd proportional mit der reduzierten Tiefe ( $z = z_0$ ) zu, was angenähert durch folgende Gleichung ausgedrückt werden kann:

$$5 \text{ bis } 15 \text{ m: } w \cong a(z - z_0); \quad a \sim 9,4 \text{ kg/cm}^3 \quad z_0 \sim 3,5 \text{ m} \quad (17)$$

Profil No. 4 ( $R = 30$  kg,  $n = 1$ ) zeigt bis ca. 10 m Tiefe einen ganz ähnlichen linearen Verlauf wie Profil No. 3. Unterhalb 10 m folgt jedoch eine stärkere Zunahme des Rammwiderstandes mit der Tiefe. Neben einem oberen Knickpunkt in ca. 10 m Tiefe lässt sich bei Profil 4 noch ein unterer in rund 17 m Tiefe unterscheiden.

- d) Aus dem detaillierten Vergleich der Profile 1–4 (Abb. 7) geht eindeutig hervor, dass die Streuungen der Rammwiderstände in der Regel reell sind und tatsächlichen Härteunterschieden der einzelnen Firnschichten entsprechen. Das Auszählen der Jahresschichten auf Grund

<sup>1)</sup> Da die Rammprofile 2 und 3 vom Laborboden aus aufgenommen wurden (– 4,0 m), müssen die  $\lambda_s$ -werte für die Tiefe von 5–6 m eingesetzt werden.

der Härteunterschiede zwischen Sommer- und Winterschnee dürfte vorläufig nur unter Mitberücksichtigung der kristallographischen Untersuchung hinsichtlich Korngrösse etc. in begrenztem Umfang möglich sein.

Im Gegensatz zur bisherigen Praxis in der Schneemechanik wurde in der vorliegenden Untersuchung nicht die totale Rammhärte, sondern der spezifische Rammwiderstand, bezogen auf  $1 \text{ cm}^2$  Fläche, als Vergleichsmass betrachtet. Dieses Vorgehen beruht auf den in der Bodenmechanik gemachten Erfahrungen, die gezeigt haben, dass es mit der technischen Weiterentwicklung der Rammsondierungen fast unvermeidbar ist, dass verschiedene Spitzenquerschnitte angewandt werden. Andererseits wurde festgestellt, dass der spezifische Rammwiderstand zwar von der Spitzenform abhängt, aber mit dem Spitzenquerschnitt nur wenig variiert und sich deshalb als Vergleichsmass eignet. Für die Berechnung des spezifischen Rammwiderstandes wäre es vorteilhaft, wenn statt einer Spitze von  $12,5 \text{ cm}$  (SLF) eine in ihrer Form standardisierte Spitze von  $10 \text{ cm}^2$  Querschnitt eingeführt würde.

- e) Auf Grund der Abhängigkeit des spezifischen Rammwiderstandes und damit der totalen Rammarbeit von der Tiefe  $z$  (vgl. Gl. 17) kann mit Hilfe des Satzes von der Erhaltung der Energie bzw. mit der Arbeitsgleichung auch ein erster rechnerischer Ansatz zur Lösung der Frage gewonnen werden, wie tief ein mit der Geschwindigkeit  $v_0$  lotrecht auf die Firndecke auffallender Körper in den Firn eindringt. Dabei wird allerdings neben einem von der besonderen Form des freifallenden Körpers abhängigen Formfaktor auch die Abhängigkeit des spez. Ramm- oder Verdrängungswiderstandes von der Eindringungsgeschwindigkeit in die Rechnung eingehen müssen.<sup>1)</sup>
- f) Die im Schacht Dumont in  $23,48\text{--}23,50 \text{ m}$  Tiefe angetroffenen Eislamellen und Eiskugeln, die auf relativ hohe Sommertemperaturen schliessen lassen, wurden bei Rammprofil No. 4, das bis in eine Tiefe von  $23,6 \text{ m}$  unter die Firnoberfläche von 1959 vorsties, knapp erreicht. Der höchste, in  $20,8 \text{ m}$  Tiefe gemessene Rammwiderstand betrug über (brutto)  $1000 \text{ kg/cm}^2$ . Er entspricht einer Eislamelle, die DE QUERVAIN auf das Jahr 1918 datiert.

Während der 10-jährigen Beobachtungsperiode 1905–1915 wurde in der dänischen Meteorologischen Station Jakobshavn als höchste Sommertemperatur  $21,9^\circ \text{C}$  im Juli 1908 gemessen.<sup>2)</sup> Es wäre jedoch gewagt, auf Grund dieser Angaben auf die Temperaturverhältnisse der Station Jarl-Joset schliessen zu wollen.

<sup>1)</sup> Mit der Grösse der Fallgeschwindigkeit nimmt auch der in Wärme umgesetzte Energieanteil zu.

<sup>2)</sup> Persönliche Mitteilung von B. FRISTRUP.

In 23,8 m Tiefe wurde im Schrägschacht eine Eislamelle von 1 mm Dicke angetroffen, die nach DE QUERVAIN etwa auf den in Zentraleuropa sehr und heissen trockenen Sommer 1911 zu datieren wäre.

Der in 23,8 m Tiefe unter der Oberfläche (1959) wirksame Ueberlagerungsdruck, der sich aus der Integration der Raumgewichtskurve berechnet, beträgt ca. 12,34 t/m<sup>2</sup> (vgl. Tab. 79). Datiert man die in 23,8 m Tiefe angetroffenen Eisschichten auf den Sommer 1911, so erhält man für die 48-jährige Periode als mittlere Jahresakkumulation:

$$1911-1959: a = \frac{12,34}{48} = 0,257 \text{ t/m}^2 \cdot \text{J}^{-1}$$

Dies würde einer Wasserschicht von 25,7 cm Höhe pro Jahr entsprechen, ein Wert, der auffallend gut mit demjenigen von M. DE QUERVAIN für die 12-jährige Periode 1947-1959 an Hand eines grossen Materials ermittelten Jahresakkumulation der Station Jarl-Joset von 25,8 cm Wasserhöhe übereinstimmt. (DE QUERVAIN in press).

Die Bestimmung der *Scherfestigkeit* mit Hilfe der *kombinierten Ramm- und Drehsonde* (Abb. 3) ist als Methode vielversprechend. In Abb. 8 kommt nicht nur der enge Zusammenhang zwischen dem spez. Rammwiderstand und der Scherfestigkeit zum Ausdruck, sondern es ist auch ersichtlich, dass durch die Scherfestigkeit die Unterschiede in der Kohäsion des Firns in mindestens so differenzierter Weise wie mit dem Rammwiderstand erfasst werden können. Die grosse Sensibilität der verfeinerten Drehflügelform (3b) gegenüber der primären Form (3c) tritt in den Profilen b und c (Abb. 8) deutlich in Erscheinung. Eine Weiterentwicklung dieser Methode dürfte sich lohnen.

## 3.2 Klinometermessungen

### 3.2.1 Einleitung (H)

Das anlässlich der Int. Glaziologischen Grönlandexpedition verwendete Klinometer (System Haefeli) wurde 1956 in der Absicht entwickelt, bei Kriechprozessen nicht nur die Lageänderung von Oberflächenpunkten zu messen, sondern auch gewisse Kippbewegungen genau feststellen zu können. Indem dabei die Neigungsänderung eines lotrecht in das kriechende Objekt eingelassenen oder mit dem Objekt fest verbundenen Rohres während einer bestimmten Zeitspanne gemessen werden kann, besteht die Möglichkeit, die Tangente im obersten Kurvenabschnitt eines lotrechten Kriechprofils zu ermitteln. Die Methode wurde bisher vorwiegend verwendet, um das Kriechen der Schneedecke, des Bodens und von scheinbar festen Objekten wie Stützmauern etc. zu untersuchen. In Abb. 11 ist die übliche Kombination von Lage und

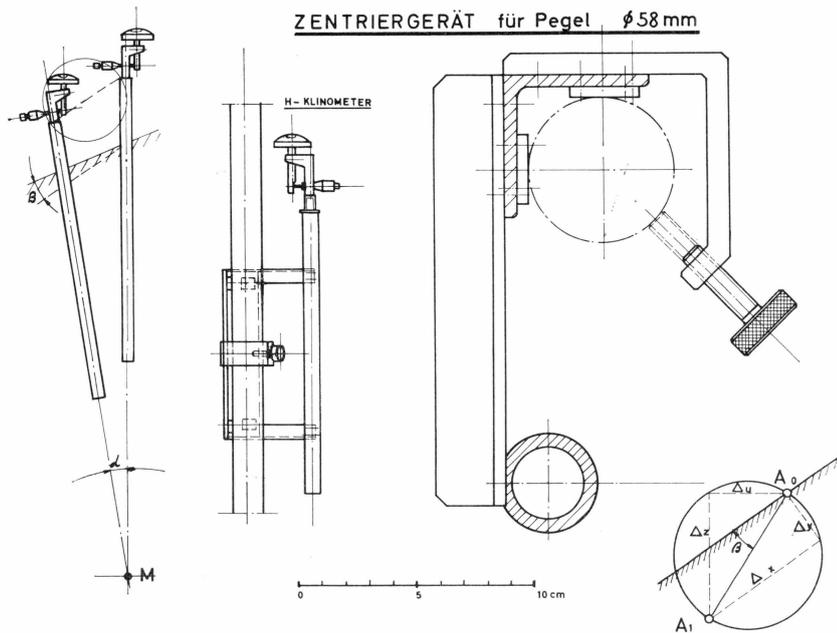


Abb. 11. Klinometer System Haefeli, Modell 1958.

Neigungsmessung schematisch dargestellt, für den Fall, dass es sich um ein kriechendes Medium wie Schnee, Eis oder Lehm handelt. Bei langfristigen Messungen wird normalerweise bei jeder Wiederholung das Klinometer erneut in das in kriechenden Medium versetzte Rohr eingesetzt. Handelt es sich dagegen um kurzfristige Messungen, so bleibt das Instrument im Rohr montiert, wodurch ein wesentlich höherer Genauigkeitsgrad der zu messenden Neigungsänderung erzielt werden kann.

Bei der Internat. Glaziologischen Grönlandexpedition wurde das Klinometer dazu verwendet, um nähere Angaben über das Kriechen der obersten Firnschicht (jüngste Jahresakkumulation) und über das Verhalten der Balisen zu erhalten. Ferner wurde die Klinometermethode auch im Eislabor der Station Jarl-Joset angewandt. (vgl. Bild 6).

### 3.2.2 Instrumentarium und Messgenauigkeit (B)

Für die Messungen standen zwei Klinometer zur Verfügung (Abb. 11 und Bild 6). Das Instrument besteht aus einem Stab, der in dem Rohr, dessen Neigung man messen will, zentrisch gelagert wird. Auswechselbare Zentrierstäbe erlaubten die Neigungsmessungen sowohl an Rohren mit 30 mm als auch mit 58 mm Innendurchmesser (Balisen). Der Stab trägt oben eine Platte mit einer 400<sup>g</sup>-Kreisteilung. Der drehbare Kopf des Instrumentes besitzt zwei senkrecht zueinander stehende Libellen,



Bild 6. Klinometer in Messtellung an Balise im West-Ost-Profil.

wobei die grössere Libelle mittels einer Mikrometerschraube eingespielt werden kann. Die kleine Querlibelle dient der Feststellung der Richtung der grössten Neigung. Wir haben sie jedoch bei unseren Messungen nicht benutzt, dafür aber jeweils die grosse Libelle bei  $0^\circ$ ,  $100^\circ$ ,  $200^\circ$  und  $300^\circ$  (vgl. S. 63, und Tab. 12–15) eingespielt und abgelesen. Bei einer Wiederholung der Messung muss die Nullmarke der Kreisteilung wieder an der gleichen Stelle liegen wie bei der ersten Messung. Die Messrohre mit einem Innendurchmesser von 30 mm waren deshalb mit einer roten Nullmarke versehen. Um eine absolute Orientierung der Neigung zu erhalten, wurde die Nullrichtung mit der Richtung nach einen bekannten Punkt zusammengelegt, oder, wo ein solcher fehlte, mit der Taschenbussole nach geographisch Nord gerichtet. Für die Rückreise im Jahr 1960 war nach Plänen von R. HAEFELI in der Schweiz ein Zusatzgerät

konstruiert worden, welches die Neigungsmesungen an Balisen ohne deren zeitraubende Demontage ermöglichte.

Aus den vier Ablesungen in den Richtungen 0<sup>g</sup>, 100<sup>g</sup>, 200<sup>g</sup> und 300<sup>g</sup> werden die Neigungskomponenten in Richtung 0<sup>g</sup> und 100<sup>g</sup> berechnet. Das Pluszeichen bedeutet hierbei eine Neigung in Richtung 0<sup>g</sup> bzw. 100<sup>g</sup>.

- $A_0$  = Ablesung in Richtung 0<sup>g</sup> in mm
- $A_{100}$  = Ablesung in Richtung 100<sup>g</sup> in mm
- $A_{200}$  = Ablesung in Richtung 200<sup>g</sup> in mm
- $A_{300}$  = Ablesung in Richtung 300<sup>g</sup> in mm
- $a$  = Abstand der Mikrometerspitze vom Drehpunkt des Libellenhalters in mm
- $\alpha_x$  = Neigungskomponente in Richtung 0<sup>g</sup>
- $\alpha_y$  = Neigungskomponente in Richtung 100<sup>g</sup>

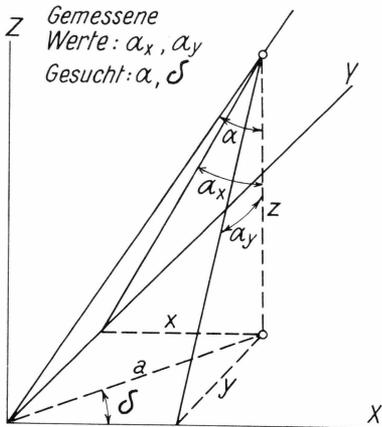
$$\alpha_x = \frac{A_0 - A_{200}}{2a} \qquad \alpha_y = \frac{A_{100} - A_{300}}{2a} \qquad (18)$$

Da  $a = 50$  mm ist, wird

$$\alpha_x^{0/00} = 10(A_0 - A_{200}) \qquad \alpha_y^{0/00} = 10(A_{100} - A_{300}) \qquad (19)$$

Aus den beiden Neigungskomponenten  $\alpha_x$  und  $\alpha_y$  lässt sich die grösste Neigung  $\alpha$  sowie deren Winkel  $\delta$  mit der 0-Richtung berechnen. (Abb. 12.)

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= \sqrt{\alpha_x^2 + \alpha_y^2} \\ \delta &= \text{arc tg } \frac{\alpha_y}{\alpha_x} \end{aligned} \right\} \qquad (20)$$



$$\text{tg } \alpha = \frac{z}{x} = \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{z} = \frac{z \sqrt{\text{tg } \alpha_x^2 + \text{tg } \alpha_y^2}}{z}$$

$$\alpha \approx \sqrt{\alpha_x^2 + \alpha_y^2} \quad \text{für kleine Winkel } \alpha$$

$$\text{tg } \delta = \frac{y}{x} = \frac{\text{tg } \alpha_y}{\text{tg } \alpha_x}$$

$$\delta \approx \text{arc tg } \left( \frac{\alpha_y}{\alpha_x} \right) \quad \text{für kleine Winkel } \alpha$$

Abb. 12. Auswertung der Klinometer-Messungen.

Kennt man das Azimut der Nullrichtung, so ist damit auch dasjenige der grössten Neigung bekannt.

Wir haben auch die Genauigkeit der Klinometermessungen untersucht. Die Summe der Ablesungen  $A_0 + A_{200}$  sowie  $A_{100} + A_{300}$  ist theoretisch konstant. Aus je ca. 100 Ablesungen ergibt sich ein mittlerer Fehler an einer Summe bzw. Differenz von

$$m_s \simeq \pm 0,035 \text{ mm}$$

Der mittlere Fehler an den Neigungskomponenten wird somit

$$m_{\alpha_x} = m_{\alpha_y} \simeq 10 \cdot m_s = \pm 0,35 \text{ ‰} \simeq \pm 2^\circ$$

Die Libellenprüfung ergab bei beiden Klinometern einen mittleren Parswert von ca.  $1^\circ$ .

Die Genauigkeit der Neigungsbestimmungen mit dem Klinometer Modell 1958 dürfte somit etwa  $\pm 1 \text{ ‰}$  betragen.

Die Genauigkeit des Azimuts der grössten Neigung beträgt etwa  $\pm 1 - 2^\circ$ , bzw., wo die Nullrichtung mit der Taschenbussole bestimmt wurde,  $\pm 5 - 10^\circ$ . Zum Teil entsteht dieser Fehler durch die ungenaue Orientierung des Instrumentes, d.h. durch kleine Variationen in der Lage der lotrechten Messebene. Daher wird der mittlere Fehler bedeutend kleiner, wenn das Instrument während der Neigungsänderung auf dem Rohr unverändert montiert bleibt. Bei den neueren Ausführungen des Instrumentes wird deshalb dafür gesorgt, dass das Klinometer bei der Wiederholung der Messung genau in dieselbe Stellung gebracht werden kann.

### 3.2.3 Messresultate (B)

#### 3.2.3.1 Klinometermessungen an Rohren mit 30 mm Innendurchmesser

Die Fixpunkte bestanden aus teleskopartig zusammensteckbaren Rohrelementen aus Aluminium von je 125 cm Länge. Je drei Pegel von 125, 250 und 375 cm Länge, welche 100, 200 bzw. 300 cm in den Firn getrieben wurden, bildeten eine Messgruppe. Der Abstand zwischen den Pegeln betrug ca. 5 m. Nach der Messung wurde das obere Rohrende mit einem rot bemalten Holzapfen verschlossen. In Camp VI-EGIG, Milcent und Dépôt Crête befand sich je eine solche Messgruppe, in Station Centrale deren zwei. Die Ausgangsmessung erfolgte jeweils sofort nach der Installation. Wiederholungsmessungen wurden von P. GFELLER anlässlich der Rückreise der Gruppe Lagemessung im Herbst 1959, und auf der Rückfahrt der Ueberwinterungsgruppe von F. BRANDENBERGER im Herbst 1960 vorgenommen. In Tab. No. 12 sind diese Messungen zusammengestellt. (S. 66).

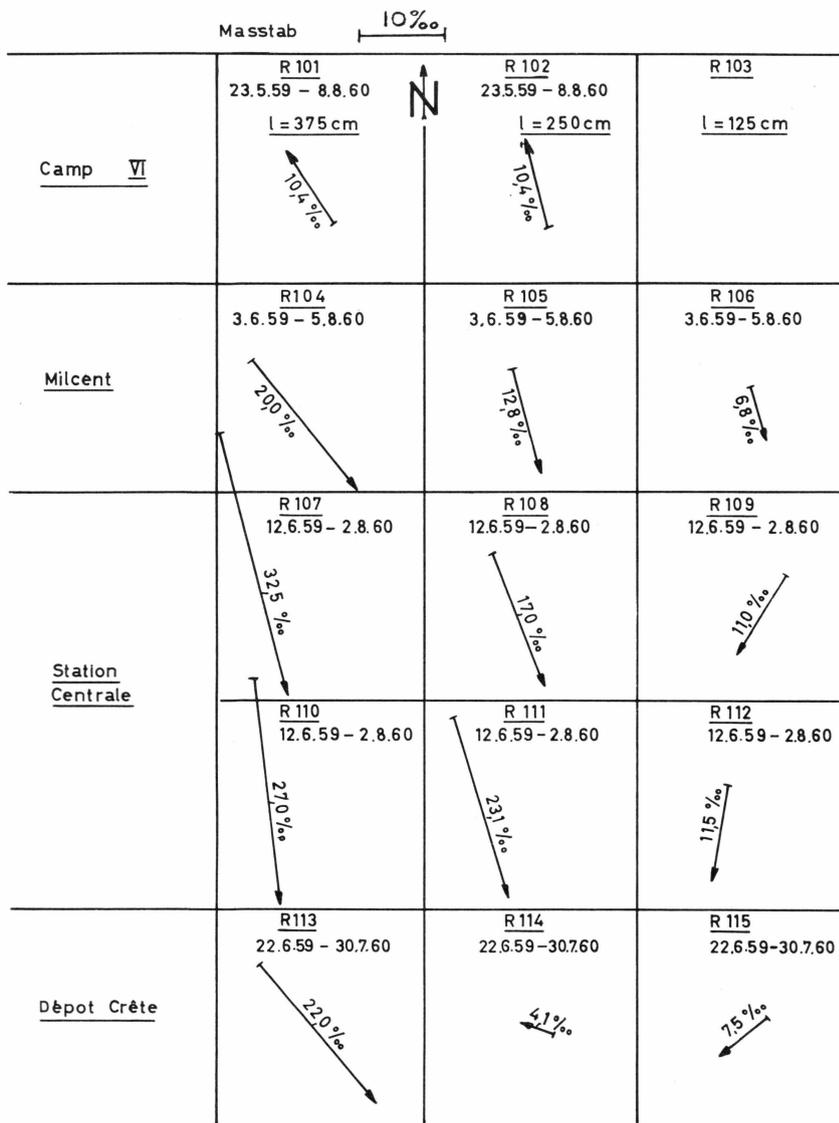


Abb. 13. Klinometermessungen an Rohren  $\varnothing$  30 mm (Camp VI-EGIG, Milcent, Station Centrale, Dépôt Crête). Neigungsänderungen der Rohre in ‰.

Eine Sonderstellung nehmen die Klinometermessungen auf der Station Jarl-Joset ein. Ca. 300 m westlich der Station wurden in zwei konzentrischen Kreisen von 50 bzw. 100 m Durchmesser total 17 solche Pegel gesetzt. Sie dienten der Kombination von Lage- und Klinometermessungen. Ihre gegenseitigen Lageänderungen wurden geodätisch eingemessen (siehe Abschnitt 3.3 Deformationskreise) und die Abstiche

Tab. 12. *Klinometermessungen an Rohren Ø 30 mm (Camp*

Rohr No.	Datum	Schnee- höhe über Fusspkt.	Mess- höhe über Fusspkt.	Ablesungen		$\alpha_x$ ‰	Ablesungen	
				0g mm	200g mm		100g mm	300g mm
1	2	3	4	5	6	7	8	9
R 101...	23.5.59	3,00	3,75	3,283	5,541	- 22,58	4,806	4,033
	14.8.59		3,75	2,105	3,814	- 17,09	2,937	2,886
	8.8.60	2,95	3,75	2,953	4,982	- 20,29	3,801	4,085
R 102...	23.5.59	2,00	2,50	4,833	3,960	+ 8,73	3,610	5,198
	14.8.59		2,50	3,752	2,146	+ 16,06	1,572	4,247
	8.8.60	1,95	2,50	4,498	3,372	+ 11,26	2,534	5,488
R 103...	23.5.59	1,00	1,25	3,311	5,528	- 22,17	6,105	2,755
	14.8.59			Messung unmöglich, da ausgeschmolzen				
R 104...	3.6.59	3,00	3,75	4,568	4,239	- 3,29	4,846	4,010
	5.8.60	4,15	3,75	4,645	3,372	+ 12,73	5,349	2,714
R 105...	3.6.59	2,00	2,50	5,100	3,734	+ 13,66	5,714	3,147
	5.8.60	3,15	2,50	4,631	3,513	+ 11,18	5,955	2,161
R 106...	3.6.59	1,00	1,25	5,383	3,457	+ 19,26	5,383	3,449
	5.8.60	2,15	1,25	5,541	2,508	+ 30,33	5,066	3,095
R 107...	12.6.59	3,04	3,75	3,463	5,327	- 18,64	6,073	2,704
	2.8.60	3,90	3,75	2,681	5,487	- 28,06	7,365	0,839
R 108...	12.6.59	2,00	2,50	3,348	5,447	- 20,99	5,932	2,834
	2.8.60	2,86	2,50	2,864	5,180	- 23,16	6,500	1,684
R 109...	12.6.59	1,03	1,25	4,562	4,213	+ 3,49	5,911	2,886
	2.8.60	1,89	1,25	3,771	4,312	- 6,41	5,873	2,285
R 110...	12.6.59	3,03	3,75	2,959	5,757	- 27,98	2,727	6,014
	2.8.60	3,89	3,75	1,696	6,531	- 48,35	1,472	6,509
R 111...	12.6.59	2,03	2,50	1,011	7,745	- 67,34	4,367	4,435
	2.8.60	2,89	2,50	0,147	8,888	- 90,35	4,100	3,624
R 112...	12.6.59	1,00	1,25	4,804	3,870	+ 9,34	2,711	5,995
	2.8.60	1,86	1,25	4,185	3,867	+ 3,18	2,005	6,191
R 113...	22.6.59	3,00	3,75	3,081	5,700	- 26,19	5,832	2,921
	30.7.60	3,78	3,75	3,517	4,823	- 13,06	6,143	2,315
R 114...	22.6.59	2,00	2,50	4,629	4,126	+ 5,03	4,324	4,437
	30.7.60	2,78	2,50	4,252	4,155	+ 0,97	4,092	4,270
R 115...	22.6.59	1,00	1,25	4,087	4,682	- 5,95	5,706	3,079
	30.7.60	1,78	1,25	3,703	4,786	- 10,83	5,811	2,571

## VI-EGIG, Milcent, Station Centrale, Dépôt Crête)

$\alpha_y$ ‰	$\alpha$ ‰	O-Richtung		$\delta$ g	Az. $\alpha$ g	Bemerkungen	
			Az. 0 g				
10	11	12	13	14	15	16	
+ 7,73	23,8	R 101-TA 0	71	179	250	Camp VI-EGIG	
+ 0,51	17,1			198	269		
- 2,84	20,5			208	279		
- 15,88	18,1	R 102-TA 0	71	332	3		
- 26,75	31,2			334	5		
- 29,54	31,6			323	394		
+ 33,50	40,2	R 103-TA 0	71	137	208		
+ 8,36	9,0	R 104-DS	88	76	164		Milcent
+ 26,35	29,3			71	159		
+ 25,67	29,2	R 105-DS	70	69	139		
+ 37,94	39,5			82	152		
+ 19,34	27,3	R 106-DS	70	50	120		
+ 19,71	30,3			37	107		
+ 33,69	38,5	R 107-DS	68	132	200		Station Centrale
+ 65,26	71,0			126	194		
+ 30,98	37,4	R 108-DS	68	138	206		
+ 48,16	53,2			129	197		
+ 30,25	30,5	R 109-DS	68	93	161		
+ 35,88	36,4			111	179		
- 32,87	43,1	R 110-DS	371	255	226		
- 50,37	69,7			251	222		
- 0,68	67,3	R 111-DS	371	201	172		
+ 4,76	90,4			200	171		
- 32,84	34,1	R 112-DS	371	318	289		
- 41,86	42,0			305	276		
+ 29,11	39,0	R 113-T 43	112	147	259	Dépôt Crête	
+ 38,28	40,4		112	121	233		
- 1,13	5,1	R 114-T 43	112	386	98		
- 1,78	2,0		112	332	44		
+ 26,27	27,0	R 115-T 43	112	114	226		
+ 32,40	34,1		112	121	233		

Tab. 13. *Klinometermessungen an Röhren Ø 30 mm*

Rohr No.	Datum	Schneehöhe über Fusspkt.	Messhöhe über Fusspkt.	Ableseungen		$\alpha_x$ ‰	Ableseungen	
				0g mm	200g mm		100g mm	300g mm
1	2	3	4	5	6	7	8	9
R 201...	14. 7.59	2,22	2,50	5,643	3,113	+ 25,30	5,385	3,401
	22. 7.	2,22	2,50	5,681	3,047	+ 26,34	5,308	3,450
	2. 9.	2,32	2,50	5,717	3,032	+ 26,85	5,358	3,435
	1.10.	2,45	2,50	5,663	3,081	+ 25,82	5,446	3,344
	30.10.	2,65	2,50	5,794	2,976	+ 28,18	5,242	3,466
	9. 3.60	3,07	2,50	5,799	2,902	+ 28,97	5,478	3,295
	9. 6.	3,25	2,50	5,826	2,833	+ 29,93	5,366	3,286
R 202...	14. 7.59	2,12	2,50	3,496	5,229	- 17,33	4,285	4,484
	22. 7.	2,12	2,50	3,479	5,234	- 17,55	4,228	4,470
	2. 9.	2,17	2,50	3,409	5,312	- 19,03	4,264	4,503
	1.10.	2,33	2,50	3,422	5,364	- 19,42	4,183	4,571
	30.10.	2,47	2,50	3,326	5,379	- 20,53	4,228	4,494
	6. 3.60	2,83	2,50	3,325	5,401	- 20,76	4,122	4,622
	6. 3.	2,83	3,75	3,170	5,534	- 23,64	3,979	4,697
	16. 4.	2,90	3,75	2,974	5,785	- 28,11	4,067	4,680
	8. 5.	2,92	3,75	2,905	5,810	- 29,05	4,064	4,632
17. 6.	2,91	3,75	2,900	5,778	- 28,78	4,053	4,620	
R 203...	14. 7.59	2,09	2,50	3,011	5,744	- 27,33	5,015	3,778
	22. 7.	2,09	2,50	2,962	5,749	- 27,87	4,979	3,813
	2. 9.	2,34	2,50	2,998	5,748	- 27,50	5,084	3,700
	1.10.	2,41	2,50	2,954	5,824	- 28,70	5,061	3,708
	30.10.	2,64	2,50	2,955	5,781	- 28,26	5,081	3,721
	6. 3.60	2,89	2,50	2,985	5,794	- 28,09	5,248	3,492
	6. 3.	2,89	3,75	3,210	5,507	- 22,97	5,469	3,254
	16. 4.	2,94	3,75	3,066	5,644	- 25,78	5,598	3,182
	8. 5.	3,06	3,75	2,997	5,754	- 27,57	5,579	3,159
17. 6.	3,04	3,75	2,812	5,910	- 30,98	5,549	3,167	
R 204...	14. 7.59	2,35	2,50	4,279	4,437	- 1,58	4,234	4,535
	22. 7.	2,35	2,50	4,275	4,430	- 1,55	4,248	4,549
	2. 9.	2,57	2,50	4,323	4,401	- 0,78	4,189	4,572
	1.10.	2,63	2,50	4,315	4,436	- 1,21	4,182	4,564
	30.10.	2,89	2,50	4,261	4,461	- 2,00	4,214	4,584
	6. 3.60	3,07	2,50	4,246	4,456	- 2,10	4,112	4,613
	6. 3.	3,07	3,75	4,028	4,700	- 6,72	4,466	4,251
	16. 4.	3,22	3,75	4,044	4,655	- 6,11	4,373	4,280
	8. 5.	3,19	3,75	4,077	4,619	- 5,42	4,388	4,293
17. 6.	3,27	3,75	4,147	4,532	- 3,85	4,303	4,323	
R 205...	14. 7.59	2,50	2,50	4,474	4,266	+ 2,08	4,176	4,614
	22. 7.	2,50	2,50	4,471	4,274	+ 1,97	4,161	4,639
	2. 9.	2,56	2,50	4,494	4,221	+ 2,73	4,145	4,630
	1.10.	2,73	2,50	4,488	4,257	+ 2,31	4,083	4,629
	30.10.	2,97	2,50	4,437	4,275	+ 1,62	4,155	4,611

## Deformationskreis Station Jarl-Joset

$\alpha_y$ ‰	$\alpha$ ‰	O-Richtung		$\delta$ g	Az. $\alpha$ g	Bemerkungen
			Az.0 g			
10	11	12	13	14	15	16
+19,84 +18,58 +19,23 +21,02 +17,76 +21,83 +20,80	32,0 32,1 33,0 33,4 33,4 36,3 36,4	201-202	41	42 39 39 44 36 41 39	83 80 80 85 77 82 80	
- 1,99 - 2,42 - 2,39 - 3,88 - 2,66 - 5,00 - 7,18 - 6,13 - 5,68 - 5,67	17,4 17,7 19,1 19,8 20,6 21,3 24,6 28,8 29,5 29,4	202-201	241	207 208 208 213 208 215 219 214 212 212	48 49 49 54 49 56 60 55 53 53	Pegelverlängerung um 1,25 m
+12,37 +11,66 +13,84 +13,53 +13,60 +17,56 +22,15 +24,16 +24,20 +23,82	30,0 30,1 30,8 31,7 31,4 33,0 31,9 35,3 36,6 39,0	203-201	291	173 175 170 172 171 164 151 152 154 158	64 66 61 63 62 55 42 43 45 49	Pegelverlängerung um 1,25 m
- 3,01 - 3,01 - 3,83 - 3,82 - 3,70 - 5,01 + 2,15 + 0,93 + 0,95 - 0,20	3,4 3,4 3,9 4,0 4,2 5,4 7,0 6,2 5,5 3,9	204-201	341	269 269 287 280 270 275 180 190 189 203	210 210 228 221 211 216 121 131 130 144	Pegelverlängerung um 1,25 m
- 4,38 - 4,78 - 4,85 - 5,46 - 4,56	4,8 5,2 5,6 5,9 4,8	205-201	391	328 326 333 327 321	319 317 324 318 312	

(Fortsetzung)

Tab. 13

Rohr No.	Datum	Schnee- höhe über Fusspkt.	Mess- höhe über Fusspkt.	Ablesungen		$\alpha_x$ ‰	Ablesungen	
				0g mm	200g mm		100g mm	300g mm
1	2	3	4	5	6	7	8	9
	6. 3.60	3,20	2,50	4,429	4,263	+ 1,66	4,160	4,565
	6. 3.60	3,20	3,75	4,774	3,935	+ 8,39	4,344	3,493
	16. 4.	3,33	3,75	4,620	4,076	+ 5,44	4,332	4,392
	8. 5.	3,31	3,75	4,594	4,102	+ 4,92	4,266	4,397
	17. 6.	3,45	3,75	4,533	4,161	+3,72	4,229	4,450
R 206...	14. 7.59	2,46	2,50	5,343	3,355	+ 19,88	4,121	4,624
	22. 7.	2,46	2,50	5,368	3,370	+ 19,98	4,175	4,592
	2. 9.	2,57	2,50	5,361	3,361	+ 20,00	4,058	4,736
	1.10.	2,74	2,50	5,424	3,304	+ 21,20	4,066	4,655
	30.10.	2,97	2,50	5,547	3,223	+ 23,24	4,058	4,738
	7. 3.60	3,29	2,50	5,479	3,260	+ 22,19	4,075	4,673
	7. 3.60	3,29	3,75	6,264	2,485	+ 37,79	3,760	4,979
	16. 4.	3,32	3,75	5,957	2,748	+ 32,09	3,624	5,057
	8. 5.	3,34	3,75	5,921	2,751	+ 31,70	3,733	4,970
	17. 6.	3,33	3,75	5,770	2,904	+ 28,66	3,778	4,963
R 207...	14. 7.59	2,27	2,50	4,104	4,635	- 5,31	4,471	4,304
	22. 7.	2,27	2,50	4,106	4,656	- 5,50	4,514	4,275
	2. 9.	2,44	2,50	4,074	4,652	- 5,78	4,431	4,352
	1.10.	2,61	2,50	4,073	4,646	- 5,73	4,402	4,367
	30.10.	2,79	2,50	4,095	4,619	- 5,24	4,391	4,381
	7. 3.60	3,07	2,50	4,021	4,732	- 7,11	4,355	4,391
	7. 3.	3,07	3,75	3,772	4,917	- 11,45	4,673	4,045
	16. 4.	3,16	3,75	3,962	4,741	- 7,79	4,598	4,144
	8. 5.	3,19	3,75	4,010	4,685	- 6,75	4,601	4,130
	17. 6.	3,16	3,75	4,097	4,595	- 4,98	4,386	4,245
R 208...	14. 7.59	2,12	2,50	2,292	6,466	- 41,74	4,005	4,744
	22. 7.	2,12	2,50	2,255	6,484	- 42,29	3,970	4,768
	2. 9.	2,20	2,50	2,185	6,546	- 43,61	3,920	4,801
	1.10.	2,27	2,50	2,142	6,564	- 44,22	3,868	4,920
	30.10.	2,61	2,50	2,100	6,622	- 45,22	3,919	4,867
	7. 3.60	2,85	2,50	2,064	6,671	- 46,07	3,846	4,857
	7. 3.	2,85	3,75	1,462	7,230	- 57,68	4,108	4,601
	16. 4.	2,92	3,75	1,675	7,023	- 53,48	3,800	4,746
	8. 5.	2,95	3,75	1,705	7,030	- 53,25	3,935	4,787
	17.6.	2,93	3,75	1,650	7,060	- 54,10	3,780	4,940
R 209...	14. 7.59	2,05	2,50	5,315	3,390	+ 19,25	3,120	5,590
	22. 7.	2,05	2,50	5,314	3,405	+ 19,09	3,175	5,537
	2. 9.	2,19	2,50	5,277	3,426	+ 18,51	3,302	5,496
	1.10.	2,24	2,50	5,409	3,348	+ 20,61	3,306	5,443
	30.10.	2,45	2,50	5,224	3,516	+ 17,08	3,185	5,536
	7. 3.60	2,78	2,50	5,246	3,476	+ 17,70	3,147	5,559
	7. 3.	2,78	3,75	5,361	3,332	+ 20,29	3,244	5,460

(forts.)

$\alpha_y$ ‰	$\alpha$ ‰	O-Richtung		$\delta$ g	Az. $\alpha$ g	Bemerkungen
			Az. 0 g			
10	11	12	13	14	15	16
- 4,05	4,4			323	314	Pegelerlängerung um 1,25 m
- 0,49	8,4			396	387	
- 0,60	5,5			393	384	
- 1,31	5,1			384	375	
- 2,21	4,3			389	380	
- 5,03	20,5	206-201	41	384	25	Pegelerlängerung um 1,25 m
- 4,17	20,4			387	28	
- 6,78	21,1			379	20	
- 5,89	22,0			383	24	
- 6,80	24,2			381	22	
- 5,98	23,0			383	24	
- 12,19	39,7			380	21	
- 14,33	35,0			373	14	
- 12,37	34,1			376	17	
- 11,85	31,0			375	16	
+ 1,67	5,6	207-201	91	182	273	Pegelerlängerung um 1,25 m
+ 2,39	6,0			174	265	
+ 0,79	5,8			191	282	
+ 0,35	5,7			196	287	
+ 0,10	5,2			198	289	
- 0,36	7,1			203	294	
+ 6,28	13,1			168	259	
+ 4,54	9,0			166	257	
+ 4,71	8,2			161	252	
+ 1,41	5,2			183	274	
- 7,39	42,4	208-201	141	211	352	Pegelerlängerung um 1,25 m
- 7,98	43,0			212	353	
- 8,81	44,5			213	354	
- 10,52	45,4			215	356	
- 9,48	46,1			213	354	
- 10,11	47,2			214	355	
- 4,93	57,9			206	347	
- 9,46	54,2			211	352	
- 8,52	54,0			210	351	
- 11,60	55,1			213	354	
- 24,70	31,3	209-201	191	342	133	Pegelerlängerung um 1,25 m
- 23,62	30,4			343	134	
- 21,94	28,7			345	136	
- 21,37	29,7			349	140	
- 23,51	29,0			340	131	
- 24,12	30,0			341	132	
- 22,16	30,0			347	138	

(Fortsetzung)

Tab. 13

Rohr No.	Datum	Schnee- höhe über Fusspkt.	Mess- höhe über Fusspkt.	Ablösungen		$\alpha_x$ ‰	Ablösungen	
				0g mm	200g mm		100g mm	300g mm
1	2	3	4	5	6	7	8	9
	16. 4.	2,86	3,75	5,300	3,346	+ 19,54	2,820	5,821
	8. 5.	2,85	3,75	5,348	3,375	+ 19,73	2,798	5,891
	17. 6.	2,84	3,75	5,380	3,279	+ 21,01	2,754	5,885
R 212...	14. 7.59	1,03	1,25	3,355	5,329	- 19,74	3,322	5,452
	22. 7.	1,03	1,25	3,368	5,345	- 19,77	3,246	5,439
	2. 9.	1,24	1,25	3,399	5,336	- 19,37	3,304	5,416
	1.10.	1,47	1,25	3,322	5,452	- 21,30	3,384	5,340
	31.10.	1,57	1,25	3,429	5,308	- 18,79	3,298	5,414
	9. 3.60	1,84	1,25	3,245	5,472	- 22,27	3,403	5,296
	25. 6.	2,00	1,25	3,291	5,419	- 21,28	3,424	5,308
	25. 6.	2,00	2,50	2,915	5,775	- 28,60	2,430	6,238
R 213...	14. 7.59	3,14	3,75	3,574	5,179	- 16,05	3,752	4,986
	22. 7.	3,14	3,75	3,517	5,195	- 16,78	3,715	4,982
	2. 9.	3,21	3,75	3,470	5,249	- 17,79	3,772	4,962
	1.10.	3,37	3,75	3,431	5,297	- 18,66	3,818	4,926
	31.10.	3,60	3,75	3,480	5,296	- 18,16	3,791	4,953
	10. 3.60	3,90	3,75	3,284	5,424	- 21,40	3,941	4,829
	26. 6.	3,97	3,75	3,295	5,382	- 20,87	3,850	4,808
	26. 6.	3,97	5,00	3,298	5,360	- 20,62	3,977	4,694
R 214...	14. 7.59	1,25	1,25	3,439	5,257	- 18,18	2,489	6,290
	22. 7.	1,25	1,25	3,352	5,394	- 20,42	2,520	6,226
	2. 9.	1,37	1,25	3,487	5,222	- 17,35	2,522	6,259
	1.10.	1,48	1,25	3,168	5,558	- 23,90	2,685	6,072
	31.10.	1,73	1,25	3,406	5,368	- 19,62	2,576	6,215
	9. 3.60	2,00	1,25	3,323	5,397	- 20,74	2,431	6,288
	25. 6.	2,12	1,25	3,455	5,243	- 17,88	2,440	6,250
	25. 6.	2,12	2,50	3,021	5,657	- 26,36	2,335	6,258
R 215...	14. 7.59	3,41	3,75	5,531	3,270	+ 22,61	6,946	1,848
	22. 7.	3,41	3,75	5,445	3,326	+ 21,19	6,983	1,785
	2. 9.	3,47	3,75	5,666	3,075	+ 25,91	6,933	1,851
	1.10.	3,55	3,75	5,523	3,271	+ 22,52	6,996	1,818
	31.10.	3,71	3,75	5,529	3,194	+ 23,35	7,001	1,738
	10. 3.60	4,05	3,75	5,591	3,161	+ 24,30	6,772	1,937
	26. 6.	4,07	3,75	5,356	3,229	+ 20,27	6,950	1,735
	26. 6.	4,07	5,00	5,780	2,860	+ 29,20	6,938	1,799
R 216...	14. 7.59	1,21	1,25	4,573	4,161	+ 4,12	4 411	4 362
	22. 7.	1 21	1,25	4,604	4,140	+ 4,64	4,420	4,362
	2. 9.	1,33	1,25	4,649	4,069	+ 5,80	4,333	4,402
	1.10.	1,52	1,25	5,676	4,053	+ 6,23	4,361	4,444
	31.10.	1,72	1,25	4,684	4,024	+ 6,60	4,211	4,557
	9. 3.60	2,02	1,25	4,762	3,983	+ 7,79	4,195	4,539
	25. 6.	2,20	1,25	4,780	3,911	+ 8,69	4,148	4,539
	25. 6.	2,20	2,50	4,372	4,272	+ 1,00	3,694	4,947

(forts.)

$\alpha_y$ ‰	$\alpha$ ‰	O-Richtung		$\delta$ g	Az. $\alpha$ g	Bemerkungen
			Az. 0 g			
10	11	12	13	14	15	16
-30,01	35,7			337	128	
-30,93	36,6			336	127	
-31,31	37,6			338	129	
-21,30	29,0	212-201	266	252	118	
-21,93	29,5			253	119	
-21,12	28,7			253	119	
-19,56	28,8			247	113	
-21,16	28,2			354	120	
-18,93	29,2			245	111	
-18,85	28,4			246	112	
-38,08	47,5			249	115	Pegelverlängerung um 1,25 m
-12,34	20,2	213-201	316	242	158	
-12,67	21,0			241	157	
-11,90	21,4			238	154	
-11,08	21,7			234	150	
-11,62	21,5			236	152	
- 8,88	23,1			225	141	
- 9,58	22,9			227	143	
- 7,27	21,8			221	137	Pegelverlängerung um 1,25 m
-38,01	42,0	214-201	366	272	238	
-37,06	42,3			271	237	
-37,37	41,2			275	241	
-33,87	41,5			267	233	
-36,39	41,4			268	234	
-38,57	43,8			269	235	
-38,10	42,1			272	238	
-40,23	48,0			263	229	Pegelverlängerung um 1,25 m
+50,98	55,8	215-201	16	73	89	
+51,98	56,1			75	91	
+50,82	57,0			70	86	
+51,78	56,4			74	90	
+52,63	57,6			73	89	
+48,35	54,1			70	86	
+52,15	56,0			76	92	
+51,39	59,1			67	83	Pegelverlängerung um 1,25 m
+ 0,49	4,1	216-201	66	8	74	
+ 0,58	4,7			8	74	
- 0,69	5,8			392	58	
- 0,83	6,3			392	58	
- 3,46	7,4			369	35	
- 3,44	8,5			374	40	
- 3,91	9,5			373	39	
-12,53	12,6			305	371	Pegelverlängerung um 1,25 m

(Fortsetzung)

Tab. 13

Rohr No.	Datum	Schnee- höhe über Fusspkt.	Mess- höhe über Fusspkt.	Ablesungen		$\alpha_x$ ‰	Ablesungen	
				0g mm	200g mm		100g mm	300g mm
1	2	3	4	5	6	7	8	9
R 217...	14. 7.59	3,07	3,75	1,889	6,842	-49,53	3,966	4,739
	22. 7.	3,07	3,75	1,904	6,847	-49,43	3,943	4,761
	2. 9.	3,17	3,75	1,890	6,851	-49,61	4,066	4,688
	1.10.	3,32	3,75	1,860	6,850	-49,90	3,835	4,894
	31.10.	3,59	3,75	1,846	6,924	-50,78	3,682	4,908
	10. 3.60	3,98	3,75	1,968	6,787	-48,19	3,880	4,842
	26. 6.	4,00	3,75	1,733	6,946	-52,13	3,799	4,845
	26. 6.	4,00	5,00	2,086	6,575	-44,89	3,804	4,890
R 218...	14. 7.59	1,05	1,25	3,093	5,641	-25,48	4,465	4,337
	22. 7.	1,05	1,25	3,083	5,651	-25,68	4,429	4,328
	2. 9.	1,17	1,25	3,031	5,700	-26,69	4,420	4,333
	1.10.	1,31	1,25	3,025	5,735	-27,10	4,356	4,375
	31.10.	1,59	1,25	3,025	5,712	-26,87	4,310	4,403
	9. 3.60	1,87	1,25	2,904	5,817	-29,13	4,395	4,361
	25. 6.	2,00	1,25	2,924	5,738	-28,14	4,457	4,228
	25. 6.	2,00	2,50	3,193	5,447	-22,54	3,743	4,901
R 219...	14. 7.59	3,01	3,75	4,600	4,107	- 4,93	6,061	2,729
	22. 7.	3,01	3,75	4,612	4,094	- 5,18	6,060	2,714
	2. 9.	3,04	3,75	4,631	4,132	- 4,99	6,082	2,691
	1.10.	3,22	3,75	4,493	4,223	- 2,70	6,080	2,713
	31.10.	3,53	3,75	4,471	4,252	- 2,19	6,008	2,720
	10. 3.60	3,77	3,75	4,501	4,262	- 2,39	6,062	2,670
	26. 6.	3,87	3,75	4,195	4,500	+ 3,05	6,108	2,563
	26. 6.	3,87	5,00	4,296	4,407	+ 1,11	6,278	2,414

Tab. 14. *Klinometermessungen an Rohr Ø 30 mm*

Rohr No.	Datum	Schnee- höhe über Fusspkt.	Mess- höhe über Fusspkt.	Ablesungen		$\alpha_x$ ‰	Ablesungen	
				0g mm	200g mm		100g mm	300g mm
1	2	3	4	5	6	7	8	9
R 301...	18.2.60	1,00	1,25	6,174	2,562	+ 36,12	4,926	3,809
	1.3.	1,00	1,25	6,180	2,537	+ 36,43	4,949	3,793
	1.4.	1,00	1,25	6,228	2,507	+ 37,21	4,841	3,933
	1.5.	1,00	1,25	6,246	2,465	+ 37,81	4,778	3,942
	1.6.	1,00	1,25	6,291	2,426	+ 38,65	4,591	4,056
	1.7.	1,00	1,25	6,284	2,357	+ 39,27	4,563	4,175

(forts.)

$\alpha_y$ ‰	$\alpha$ ‰	O-Richtung		$\delta$ g	Az. $\alpha$ g	Bemerkungen
			Az. 0 g			
10	11	12	13	14	15	16
- 7,73 - 8,18 - 6,22 - 10,59 - 12,26 - 9,62 - 10,46 - 10,86	50,1 50,1 50,0 51,0 52,1 49,1 53,1 46,2	217-201	116	210 210 208 213 215 213 213 215	326 326 324 329 331 329 329 331	Pegelverlängerung um 1,25 m
+ 1,28 + 1,01 + 0,87 - 0,17 - 0,93 + 0,34 + 2,29 - 11,58	25,5 25,7 26,6 27,1 26,9 29,1 28,2 25,5	218-201	166	197 197 198 200 202 199 195 230	363 363 364 366 368 365 361 396	Pegelverlängerung um 1,25 m
+ 33,32 + 33,46 + 33,91 + 33,67 + 32,88 + 33,92 + 35,45 + 38,64	33,5 33,8 34,3 33,6 32,9 34,0 35,5 38,5	219-201	216	191 190 191 195 196 196 195 198	7 6 7 11 12 12 11 14	Pegelverlängerung um 1,25 m

*im Laboratorium No. 5 Station Jarl-Joset.*

$\alpha_y$ ‰	$\alpha$ ‰	O-Richtung		$\delta$ g	Az. $\alpha$ g	Bemerkungen
			Az. 0 g			
10	11	12	13	14	15	16
+ 11,17 + 11,56 + 9,08 + 8,36 + 5,35 + 3,88	37,8 38,2 38,3 38,7 39,0 39,5	N	0	19 20 15 14 9 6	19 20 15 14 9 6	Mittlere Tiefe des Fusspunktes ab Oberfläche ca. 5,04 m

auf die Schneeoberfläche in regelmässigen Zeitabständen bestimmt. Die Pegel R 201–R 209 waren 250 cm, R 212–R 219 alternierend 125 cm bzw. 375 cm lang. Im Unterschied zu den Messgruppen zwischen Camp VI-EGIG und Dépôt Crête steckten die Pegel nicht gleich tief im Firn, sondern es wurden die Fusspunkte der verschiedenen Pegelgruppen auf das selbe geodätische Niveau gebracht. Die Ablesung erfolgte verschiedene Male. Von Ende Oktober bis Anfang März unterblieben die Wiederholungsmessungen, weil die meisten Pegel völlig eingeschneit waren und die Witterung ein längeres Arbeiten im Freien nicht erlaubte. Die Pegel des äusseren Deformationskreise wurden dann anfangs März 1960 um ein Element (1,25 m) verlängert, was aber zu einer Verfälschung der Messungen führte. Tab. Nr. 13 gibt eine vollständige Uebersicht über die Klinometermessungen an den Pegeln der Deformationskreise.

Ein weiteres Klinometerrohr von 125 cm Länge wurde zu Kontrollzwecken im Laboratorium No. 5 100 cm tief in den Firn getrieben. Diese Anordnung hatte den Vorteil, dass einerseits die Schneehöhe bzw. die Einspannung im Firn während der ganzen Messdauer konstant blieb, und andererseits der Pegel auch den möglicherweise störenden Windeinflüssen entzogen war. Die aus Tab. No. 14 hervorgehenden Messresultate zeigen denn auch einen ziemlich regelmässigen Verlauf der Neigungsänderungen.

Um die Messungen diskutieren zu können, sind die Neigungsänderungen in ‰ über eine längere Zeitperiode graphisch ausgewertet worden. Abb. 13 gibt eine Uebersicht über die Ergebnisse aus den Messgruppen in Camp VI-EGIG, Milcent, Station Centrale und Dépôt Crête. In Abb. 14 sind die Neigungsänderungen für die Pegel der Deformationskreise sowie unten links für den Pegel R 301 im Laboratorium No. 5 dargestellt. Dabei fällt auf, dass die Neigungsänderungen in Abb. 13 bei einer Messgenauigkeit von  $\pm 1‰$  (siehe 3.2.2.) einen durchaus reellen Charakter haben. Dafür spricht auch, dass – von wenigen Ausnahmen abgesehen – die längeren Pegel erwartungsgemäss die grösseren Neigungsänderungen aufweisen. Dies dürfte eine Folge davon sein, dass die Schubspannungen an der Oberfläche = 0 sind, wenn man von der Reibung durch den Wind absieht.

Ferner haben die Neigungsänderungen innerhalb einer Gruppe einigermaßen die gleiche Richtung. Warum sämtliche Pegel in Milcent und Station Centrale nach Süden neigen, bleibt eine offene Frage, solange die lokalen Neigungsverhältnisse unbekannt sind. In Abb. 14 hingegen stimmen die Neigungsänderungen der Pegel in den Deformationskreisen weder in Richtung noch im Betrag überein. (Die Grössenordnung der Neigungsänderungen liegt zudem oft in der Nähe der Genauigkeitsgrenzen, sodass es fraglich ist, ob sie überhaupt reell sind). Die Erklärung

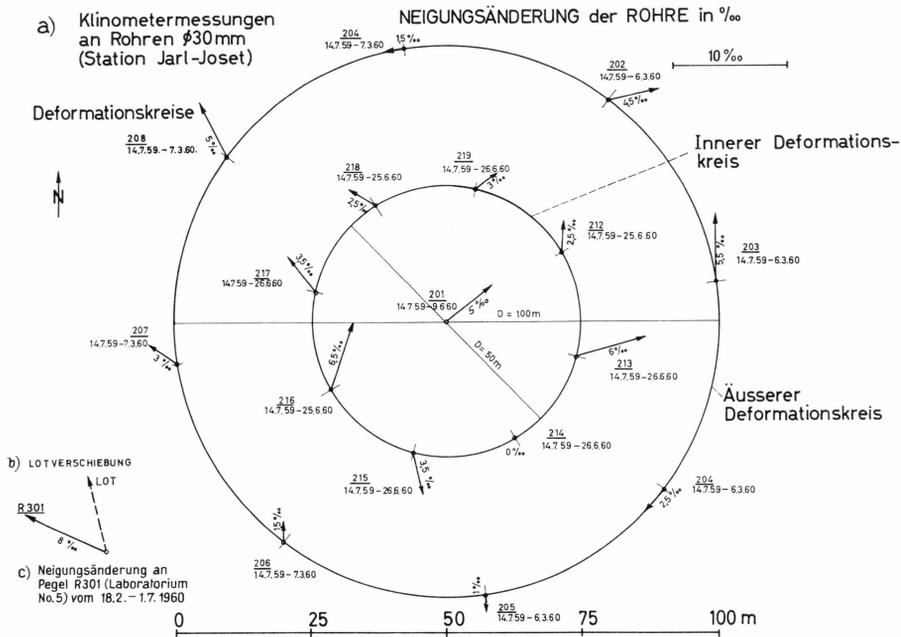


Abb. 14. Klinometermessungen an Rohren  $\varnothing 30$  mm (Station Jarl-Joset, Deformationskreise und Laboratorium No. 5).

Verschiebungen des oberen Rohrendes gegenüber dem Fusspunkt (in ‰).

dafür dürfte – wie an anderer Stelle bereits erwähnt wurde – darin zu suchen sein, dass der Einfluss der lokalen Oberflächengestalt die Geschwindigkeitskomponenten der obersten Schichten massgeblich mitbestimmt. In einzelnen Fällen kann auch der Wind eine kleine Neigungsänderung bewirken. Nach Abb. 13 verhalten sich benachbarte Pegel ähnlich, weil hier der Abstand zwischen den einzelnen Pegeln einer Messgruppe nur ca. 5 m betrug. In den Deformationskreisen hingegen schwanken die Entfernungen zwischen den Pegeln zwischen etwa 20 und 40 m. Die Tatsache, dass die Pegel innerhalb einer relativ kleinen Fläche keine bevorzugte Neigungsrichtung aufweisen, deutet darauf hin, dass hier keine Windwirkung vorliegt. Andernfalls müssten sich die Pegel in der Hauptwindrichtung neigen. Da im Falle der beiden Deformationskreise das untere Ende der Pegel auf die gleiche Ebene versetzt und ausserdem die Schneehöhen gemessen wurden, so sind innerhalb eines Kreises von 100 m (äusserer Deformationskreis) total 17 Punkte ihrer relativen Höhe nach bestimmt. Die weitere Auswertung müsste deshalb darin bestehen, dass versucht würde, die lokalen Neigungen der Schneeoberfläche für ein geeignetes Datum zu rekonstruieren, um zu untersuchen, ob zwischen den Neigungsänderungen der Pegel und dem lokalen Gefälle der Schneeoberfläche eine Relation besteht.

Tab. 15. *Klinometermessungen*

Balise No.	Datum	Schnee- höhe über Fusspkt.	Mess- höhe über Fusspkt.	Ableseungen		$\alpha_x$ ‰	Ableseungen	
				0g mm	200g mm		100g mm	300g mm
1	2	3	4	5	6	7	8	9
TA 0....	7.4.59	3,02	4,0	3,045	2,958	+ 0,87	2,797	3,222
	9.8.60	2,97	4,0	3,585	4,480	- 8,95	3,403	4,589
DE.....	13.8.59	?	4,0	3,821	2,044	+ 17,77	2,025	3,848
	9.8.60	3,40	4,5	5,316	2,614	+ 26,75	3,316	4,693
DS.....	9.8.60	2,95	4,0	2,824	5,401	- 25,77	3,137	5,064
DW....	14.8.59	?	4,0	3,400	2,506	+ 8,94	2,882	3,028
	9.8.60	3,20	4,0	4,463	3,729	+ 7,36	4,145	4,064
DN.....	9.8.60	3,33	4,0	4,122	4,128	- 0,06	4,611	3,659
T 4.....	8.8.60	4,00	5,0	5,491	2,417	+ 30,74	4,711	3,295
T 5.....	7.8.60	4,19	5,0	4,810	3,172	+ 16,38	4,380	3,676
T $\frac{6}{1}$ ....	7.8.60	2,07	3,0	3,931	4,071	- 1,40	3,050	5,017
T 10....	7.8.60	4,37	5,0	5,062	2,957	+ 21,05	2,795	5,253
TA 15...	2.6.59	3,31	4,0	2,483	3,518	- 10,35	3,590	2,394
	6.8.60	4,43	5,0	1,882	6,182	- 43,00	3,991	4,173
DE.....	2.6.59	3,01	4,0	3,303	2,656	+ 6,47	3,354	2,618
	6.8.60	4,09	5,0	5,221	2,922	+ 22,99	5,002	3,075
DS.....	4.6.59	?	4,0	5,016	3,816	+ 11,55	4,659	4,187
	5.8.60	4,23	5,0	5,434	2,580	+ 28,54	2,792	5,324
DW....	2.6.59	3,05	4,0	3,208	2,783	+ 4,25	3,642	2,345
	6.8.60	4,29	5,0	2,464	5,585	- 31,21	2,872	5,207
DN.....	2.6.59	?	4,0	3,030	2,928	+ 1,02	2,966	3,019
	6.8.60	4,12	5,0	3,502	4,597	- 10,95	5,220	2,864
T 15/2..	4.6.59	?	?	6,335	2,432	+ 39,03	5,753	3,039
T 15/1..	4.6.59	?	?					
T 23....	4.8.60	4,03	5,0	4,471	3,638	+ 8,33	4,615	3,550
T 24....	4.8.60	4,00	5,0	3,368	4,791	- 14,23	4,696	3,464
T 26....	3.8.60	3,83	5,0	4,748	3,405	+ 13,43	2,029	6,178
TA 31...	12.6.9	3,17	4,0	2,405	3,605	- 12,00	2,128	3,894
	2.8.60	4,04	4,0	2,796	5,459	- 26,63	2,848	5,422
DE.....	12.6.59	3,02	4,0	4,084	1,880	+ 22,04	2,061	3,874
	2.8.60	3,84	5,0	2,161	6,042	- 38,81	2,258	5,965
DS.....	12.6.59	2,99	4,0	3,784	4,999	- 12,15	4,150	4,622
	2.8.60	3,74	5,0	3,565	4,595	- 10,30	3,460	4,765

## geodätischen Balisen

$\alpha_y$ ‰	$\alpha$ ‰	O-Richtung		$\delta$ g	Az. $\alpha$ g	Bemerkungen	
			Az. 0 g				
10	11	12	13	14	15	16	
- 4,25	4,3	TA 0-DE	71	313	384	Camp VI-EGIG	
- 11,86	14,8	TA 0-DE	73	259	332		
- 18,23	25,5	DE-TA 0	271	349	220		
- 13,77	30,1	DE-TA 0	273	370	243		
- 19,27	32,0	DS-TA 0	373	241	214		
- 1,46	9,1	DW-TA 0	71	390	61		
+ 0,81	7,4	DW-TA 0	73	7	80		
+ 9,52	9,5	DN-TA 0	173	100	273		
+ 14,16	33,7	N	0	27	27		Carrefour
+ 7,04	17,8	N	0	26	26		
- 19,67	19,7	N	0	295	295		
- 24,58	32,3	N	0	345	345		
+ 11,96	15,8	TA 15-DE	70	145	215	Milcent	
- 1,82	43,0	TA 15-DE	70	203	273		
+ 7,36	9,8	DE-TA 15	270	54	324		
+ 19,27	30,0	DE-TA 15	270	44	314		
+ 4,27	12,5	DS-TA 15	370	25	395		
- 25,32	38,2	DS-TA 15	370	354	324		
+ 12,97	13,6	DW-TA 15	70	80	150		
- 23,35	39,0	DW-TA 15	70	241	311		
- 0,53	1,1	DW-TA 15	170	370	140		
+ 23,56	25,9	DN-TA 15	170	128	298		
+ 27,14	47,5	T 15/2-DS	359	38	397	Balise Benson Milcent	
	280	T 15/1-DS	342	340	282	Balise EPF Milcent	
+ 10,65	13,4	N	0	58	58		
+ 12,32	18,8	N	0	155	155		
- 41,49	43,6	N	0	320	320		
- 17,66	21,3	TA 31-DE	71	262	333	Station Centrale	
- 25,74	37,0	TA 31-DE	71	249	320		
- 18,13	28,5	DE-TA 31	271	356	227		
- 37,07	53,5	DE-TA 31	271	248	119		
- 4,72	13,0	DS-TA 31	371	224	195		
- 13,05	16,6	DS-TA 31	371	258	229		

(Fortsetzung)

Tab.

Balise No.	Datum	Schnee- höhe über Fusspkt.	Mess- höhe über Fusspkt.	Ableseungen		$\alpha_x$ ‰	Ableseungen	
				0g mm	200g mm		100g mm	300g mm
1	2	3	4	5	6	7	8	9
DW . . . .	12.6.59	3,00	4,0	4,093	1,894	+ 21,99	3,024	3,027
	2.8.60	3,90	5,0	5,245	2,942	+ 23,03	3,780	4,400
DN . . . . .	12.6.59	?	4,0			- 25,7		
	2.8.60	3,97	5,0	2,341	5,860	- 35,19	4,351	3,809
T 38 . . . .	31.7.60	3,92	5,0	2,997	5,243	- 22,46	4,272	3,955
T 43 . . . .	30.7.60	3,88	5,0	3,953	4,465	- 5,12	4,306	4,100
T 46 . . . .	30.7.60	3,94	5,0	3,905	4,525	- 6,20	3,331	5,091
T 49 . . . .	29.7.60	3,83	5,0	3,269	5,347	- 20,78	5,927	2,645
T 51 . . . .	29.7.60	3,85	5,0	2,842	5,637	- 27,95	4,188	4,255
TA 53 . . .	14.7.59	4,04	4,0	3,535	5,263	- 17,28	4,969	3,821
	28.5.60	3,92	4,0	3,585	5,170	- 15,85	5,032	3,703
DE . . . . .	14.7.59	3,22	4,0	4,105	4,689	- 5,84	4,784	4,010
	28.5.60	3,88	4,0	4,234	4,481	- 2,47	4,701	4,048
DS . . . . .	14.7.59	3,01	4,0	4,041	4,757	- 7,16	4,173	4,173
	28.5.60	3,85	4,0	3,454	5,268	- 18,14	5,060	3,663
DW . . . .	14.7.59	3,20	4,0	4,455	4,333	+ 1,22	4,977	3,820
	28.5.60	4,08	4,0	4,440	4,272	+ 1,68	5,082	3,663
DN . . . . .	14.7.59	3,09	4,0	3,768	5,028	- 12,60	4,637	4,172
	28.5.60	3,97	4,0	3,935	4,823	- 8,88	4,031	4,697

Interessant ist die Bewegung des Pegels R 301 im Laboratorium No. 5, die in Abb. 14 unten links dargestellt ist. Es dürfte sich hier mit ziemlicher Sicherheit um eine reelle Verschiebung handeln, da die Genauigkeit der Messungen in diesem Fall besser als  $\pm 1$  ‰ zu veranschlagen ist.

Die in Tab. No. 14 angegebenen Werte sind nämlich die Mittel aus jeweils 10 Ableseungen. Vergleicht man die Relativbewegung des Pegels R 301 mit derjenigen des Lotes im Schacht Dumont (siehe Abschnitt 3.6 Lotmessungen), so lässt sich ein Unterschied in der Bewegungsrichtung von ca.  $45^\circ$  feststellen.

Mit Ausnahme des Pegels R 301 werden die Klinometerrohre mit Innendurchmesser 30 mm bei einer künftigen Wiederholung der Expedition nicht mehr auffindbar sein. Klinometermessungen über eine grössere Zeitspanne sind daher auf die geodätischen Balisen beschränkt.

orts.)

$\alpha_y$ ‰	$\alpha$ ‰	O-Richtung		$\delta$ g	Az. $\alpha$ g	Bemerkungen
			Az. 0 g			
10	11	12	13	14	15	16
- 0,03	22,0	DW-TA 31	71	0	71	
- 6,20	23,8	DW-TA 31	71	383	54	
	25,7	DN-TA 31	171	200	371	
+ 5,42	35,6	DN-TA 31	171	190	361	
+ 3,17	22,6	N	0	191	191	
+ 2,06	5,5	N	0	176	176	Dépôt Crête
- 17,60	18,6	N	0	279	279	
+ 32,82	38,9	N	0	136	136	
- 0,67	28,0	N	0	201	201	
+ 11,48	20,7	TA 53-DE	101	163	264	
+ 13,29	20,6	TA 53-DE	101	156	257	
+ 7,74	9,7	DE-TA-53	301	141	42	
+ 6,53	7,0	DE-TA 53	301	123	24	
+ 4,52	8,4	DS-TA 53	1	164	165	
+ 13,97	22,9	DS-TA 53	1	158	159	Station Jarl-Joset
+ 11,57	11,6	DW-TA 53	101	93	194	
+ 14,19	14,3	DW-TA 53	101	93	194	
+ 4,65	13,4	DN-TA 53	201	177	378	
- 6,58	11,0	DN-TA 53	201	240	41	

### 3.2.3.2 Klinometermessungen an geodätischen Balisen (Bild 6, S. 62).

Um die zur Lagebestimmung der Fixpunkte vorgenommenen Winkelmessung in den *Deformationsvierecken* (siehe Abschnitt 3.3) auf ein einheitliches Niveau (Fusspunkt) beziehen zu können, wurden die Neigungen der Balisen mit dem Klinometer (System Haefeli) gemessen. Im Jahre 1959 geschah dies durch direktes Einführen des Zentrierstabes in den ca. 1 m über die Schneeoberfläche ragenden Balisenstumpf. Erst nacher erfolgte dann die Verlängerung der Balisen auf ca. 7 m über Oberfläche.

Anlässlich der Wiederholungsmessung der Deformationsvierecke auf der Rückreise 1960 wurden auch die Neigungsmessungen wiederholt. Dabei stand das in Abschnitt 3.2.2 erwähnte Zentriergerät zur Verfügung, welches die Demontage der Balise unnötig machte. Ausserdem

wurden auf der Rückreise in gleicher Weise die Neigungen einzelner Balisen zwischen den glaziologischen Hauptpunkten gemessen. Es hatte sich nämlich gezeigt, dass die Zeitspanne von einem Jahr nicht genügt, um einwandfrei Neigungsänderungen festzustellen. Im Gegensatz zu den Klinometerrohren mit Innendurchmesser 30 mm, die bei einer künftigen Expedition nicht mehr eingemessen werden können, erlauben die Balisen eine Wiederholungsmessung nach mehreren Jahren, wobei eine event. Verbiegung der Rohre zu berücksichtigen ist. Zudem sind die eingemessenen Balisen längs des ganzen West-Ost-Profiles verteilt. Aus zeitlichen Gründen konnte die Neigungsmessung leider nicht an allen geodätischen Balisen durchgeführt werden. Während in den Deformationsvierecken die Nullrichtungen der Klinometermessungen mit der Richtung der Halbdagonalen zusammenfallen, konnten bei den zwischen den glaziologischen Hauptpunkten liegenden Balisen keine geodätisch bestimmten Richtungen anvisiert werden. Als Nullrichtung wurde daher in diesen Fällen die mit der Taschenbussole bestimmte geographische Nordrichtung gewählt. Tab. No. 15 enthält alle Klinometermessungen, geordnet nach der Lage im West-Ost-Profil. Alle Balisen haben eine totale Länge von 10 m. In Kolonne 3 ist die Schneehöhe über Fusspunkt, bzw. die Einspannlänge im Firn, zur Zeit der Messung eingetragen. Kolonne 4 enthält die Angaben über das Niveau der Messung. Diese Angaben sind bei der Auswertung einer späteren Nachmessung zu berücksichtigen, da einerseits der Windeinfluss auf die mehrere Meter über die Schneeoberfläche ragende Balise und andererseits die Neigungsmessung an einem anderen Balisenelement die Messergebnisse voraussichtlich wesentlich beeinflussen dürften. Da es sich bei der Mehrzahl der Neigungsmessungen an Balisen um erste Ausgangswerte handelt, wurde auf eine Auswertung verzichtet.

### 3.3 Deformationskreise (B)

Wie schon in Abschnitt 3.2 (Klinometermessungen) erwähnt, wurden ca. 300 m westlich der Station Jarl-Joset total 17 Klinometerrohre verschiedener Länge in zwei konzentrischen Kreisen von 50 bzw. 100 m Durchmesser gesetzt. Je einmal in den Sommern 1959 und 1960 erfolgte eine geodätische Einmessung der Rohre, um daraus die Deformation der beiden Kreise infolge unterschiedlicher Oberflächenbewegungen zu berechnen. Die in Abschnitt 3.2 beschriebenen Klinometermessungen sollten eine einheitliche Reduktion auf die Fusspunkte der Rohre ermöglichen. Da kein geeignetes Messband zur Verfügung stand, erfolgte die Bestimmung mittels einer Kern-Basislattenrüstung und einem Kern-Theodoliten DKM 2. Die Ausrüstung bestand neben dem

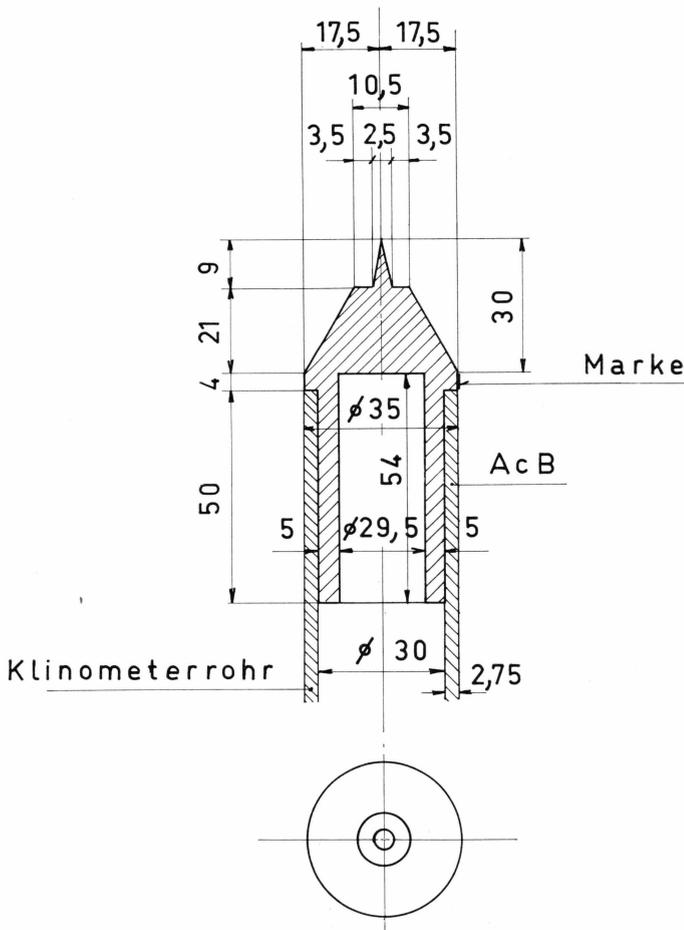


Abb. 15. Zielmarke.

genannten Theodoliten aus zwei Kern-Invarbasislatten von 2 m Länge, 2 Kern-Zielmarken, sowie drei Kern-Zentrierstativen. Es handelte sich um das gleiche Instrumentarium, das für die Messung der Deformationsvierecke (Abschnitt 3.4) verwendet wurde. Auch die Messmethode blieb sich prinzipiell gleich, wie aus Abb. 16 hervorgeht. Als Zielpunkte dienten speziell angefertigte Zielmarken aus Aluminium (Abb. 15). Während die Klinometerrohre weiss gestrichen waren, um die Erwärmung durch die Sonnenbestrahlung auf ein Minimum herabzusetzen, erhielten die Zielmarken der besseren Sichtbarkeit wegen eine rote Eloxierung. Die Zielmarke lief in eine nadelartige Spitze aus, damit der Zielfehler minimal gehalten werden konnte. Ferner waren sie nummeriert und mit einer seitlichen Strichmarke versehen. Bei beiden Messungen wurde für jedes

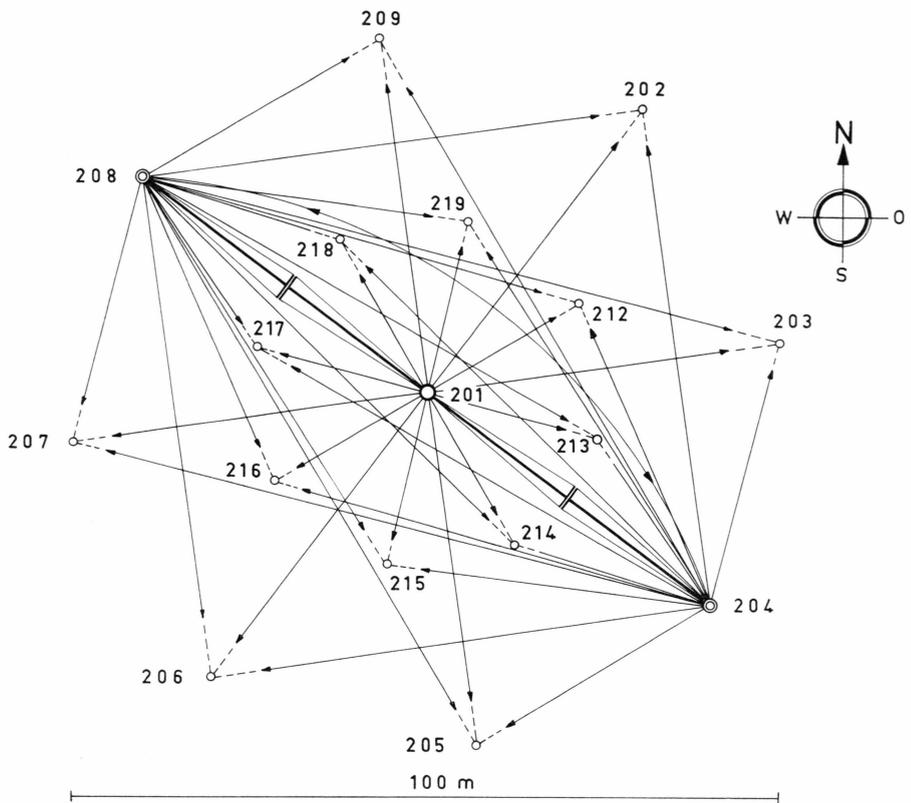


Abb. 16. Messanordnung der Deformationskreise.

Rohr jeweils dieselbe Zielmarke verwendet und die Strichmarke mit der Marke am Klinometerrohr in Uebereinstimmung gebracht.

Die Messanordnung geht aus Abb. 16 hervor. Mit den beiden Basislatten wurden die Strecken 201–204 und 201–208, d.h. also ein Durchmesser des äusseren Deformationskreises, genau bestimmt. Die Bestimmung aller übrigen Punkte geschah sodann von den Punkten 201, 204 und 208 aus durch Vorwärtseinschnitt. Die Punkte sind also einfach überbestimmt. Eine Vergleichsmessung für die beiden Basislatten ergab eine sehr gute Uebereinstimmung innerhalb der mittleren Fehler am parallaxtischen Winkel. Die beiden Basislatten konnten also ohne Bedenken miteinander vertauscht werden. Die Messanordnung vermied eine Verstellung der Stative zwischen Basismessung und Winkelmessung, um die Zentrierfehler möglichst klein zu halten. Die Stative wurden nach Möglichkeit schon am Vortage aufgestellt und die Füße kräftig in den Firn gestossen. Trotzdem machten sich Temperatur- und Windeinflüsse öfters während den Messungen bemerkbar. Schwer zu schaffen machten auch Refraktionserscheinungen. Die Instrumentenhöhe betrug ca. 1,50 m,

Tab. 16. Höhen der Zielmarkenspitze über dem Fusspunkt des Rohres und über der Firnoberfläche

Rohr No.	Ziel- marke No.	Messung 1959		Messung 1960	
		Höhe über Fusspunkt cm	Höhe über Firnoberfl. cm	Höhe über Fusspunkt cm	Höhe über Firnoberfl. cm
201 .....	1	253,4	71	253,4	- 31
202 .....	2	253,4	81	378,4	90
203 .....	3	253,4	84	378,4	76
204 .....	4	253,4	58	378,4	56
205 .....	5	253,4	43	378,4	33
206 .....	6	253,4	47	378,4	41
207 .....	7	253,4	66	378,4	67
208 .....	8	253,4	81	378,4	88
209 .....	9	253,4	88	378,4	99
212 .....	2	128,4	65	253,4	59
213 .....	3	378,4	103	503,4	114
214 .....	4	128,4	43	253,4	53
215 .....	5	378,4	77	503,4	105
216 .....	6	128,4	47	253,4	45
217 .....	7	378,4	111	403,4	111
218 .....	8	128,4	63	253,4	62
219 .....	9	378,4	117	503,4	124

während sich die Zielpunkte je nach der Rohrlänge ca. 40–115 cm über der Oberfläche befanden. Demzufolge verliefen die Visuren nicht parallel zur Firnoberfläche.

Tab. No. 16 gibt die Höhen der Zielmarkenspitze über dem Fusspunkt des Rohres bzw. über der Schneeoberfläche an.

Auf den folgenden Seiten sind die gemittelten Satzmessungen sowohl für 1959 wie für 1960 zusammengestellt unter Angabe der mittleren Fehler an den Richtungen. Durch den Anschluss an die Deformationsvierecke lassen sich die Deformationskreise auch absolut orientieren, allerdings nur für das Jahr 1959.

Die Anschlussazimute betragen:

$$(201-DN) \cong 73^g 82^c$$

$$(201-DW) \cong 98^g 79^c$$

und somit

$$(201-202) \cong 41^o 25^c$$

$$(201-219) \cong 16^g 19^c$$

Auf eine Auswertung der geodätischen Messungen an den Deformationsvierecken wird einstweilen verzichtet. Bei den Deformations-

vierecken (siehe Abschnitt 3.4) hat sich nämlich schon gezeigt, dass die Messdauer von einem Jahr auf der Station Jarl-Joset zu kurz ist, um eindeutig reelle Verschiebungen nachweisen zu können. Die angewendete Methode müsste bedeutend verfeinert werden. Es ist daher anzunehmen, dass auch in den Deformationskreisen mit rund zehnmal kleineren erwarteten Relativverschiebungen die erhaltenen Resultate den grossen Arbeitsaufwand für eine korrekte Ausgleichung der Winkelmessungen nicht rechtfertigen würden. Eine spätere Nachmessung der Deformationskreise scheint leider ausgeschlossen, da die Klinometerrohre unter einer mehrere Meter mächtigen Firnschicht liegen werden.

Es ist denkbar, dass bis zu einem Kreisdurchmesser von ca. 100 m eine direkte Distanzmessung gegenüber der hier angewandten geodätischen Lagebestimmung möglich wäre und wesentliche Vorteile bieten würde. Schwierigkeiten können bei der direkten Distanzmessung auftreten infolge Wind und stark gewellter Oberfläche.

## I. Messung 1959 (Mitte Juli)

### 1. Station 201

I.H. 3,80 m über Fusspunkt

#### a) Anschlussrichtungen

DN .....	0 <sup>g</sup>	00 <sup>c</sup>	00 <sup>cc</sup>	
DW .....	24	96	90	Mittel aus 2 Sätzen
219 .....	342	36	93	$m_m = \pm 2^{cc}$
202 .....	367	42	32	

#### b) Satzmessung innerer Kreis

212 .....	0 <sup>g</sup>	00 <sup>c</sup>	00 <sup>cc</sup>	
213 .....	49	97	70	
214 .....	99	98	52	
215 .....	149	91	80	Mittel aus 4 Sätzen
216 .....	199	94	08	$m_m = \pm 4,5^{cc}$
217 .....	249	94	54	
218 .....	299	91	18	
219 .....	349	89	49	

#### c) Satzmessung äusserer Kreis

209 .....	0 <sup>g</sup>	00 <sup>c</sup>	00 <sup>cc</sup>	
203 .....	50	02	18	
204 .....	100	01	11	
205 .....	150	02	64	Mittel aus 4 Sätzen
206 .....	200	01	98	$m_m = \pm 11,5^{cc}$
207 .....	249	98	22	
208 .....	300	01	79	
209 .....	349	78	96	

*Wiederholung äusserer Kreis*

202 .....	0g	00 <sup>c</sup>	00 <sup>cc</sup>	
203 .....	50	01	98	
204 .....	100	00	68	
205 .....	150	02	25	Mittel aus 4 Sätzen
206 .....	200	01	63	$m_m = \pm 6^{cc}$
207 .....	249	97	84	
208 .....	300	01	40	
209 .....	349	78	44	

d) *Anschlussrichtungen für Basislatten*

DN .....	0g	00 <sup>c</sup>	00 <sup>cc</sup>	
DW .....	24	97	09	Mittel aus 2 Sätzen
BL 201 ← 204 .....	67	43	27	$m_m = \pm 6,4^{cc}$
BL 201 → 208 .....	267	43	84	
R 19 .....	385	12	46	

e) *Parallaktische Winkel auf BL*

Richtg. 204 .....	5g	07 <sup>c</sup>	78 <sup>cc</sup>	(Mittel aus 8 Messungen)
				$m_m = \pm 3,6^{cc}$
Richtg. 208 .....	5g	07 <sup>c</sup>	76 <sup>cc</sup>	(Mittel aus 8 Messungen)
				$m_m = \pm 3,1^{cc}$
<i>Wiederholung</i>				
Richtg. 204 .....	5g	07 <sup>c</sup>	77 <sup>cc</sup>	(Mittel aus 8 Messungen)
				$m_m = \pm 2,2^{cc}$
Richtg. 208 .....	5g	07 <sup>c</sup>	73 <sup>cc</sup>	(Mittel aus 8 Messungen)
				$m_m = \pm 3,8^{cc}$

**2. Station 204**

I.H. 3,92 m über Fusspunkt

a) *Anschlussrichtungen*

DN .....	0g	00 <sup>c</sup>	00 <sup>cc</sup>	
DW .....	23	38	38	
DS .....	56	71	60	
BL 204 → 201 .....	269	94	72	(Mittel aus 2 Sätzen)
201 .....	269	94	50	$m_m = \pm 6,7^{cc}$
212 .....	303	03	28	
203 .....	344	59	24	
R 19 .....	371	32	87	

b) *Satzmessung innerer Kreis*

215 .....	0g	00 <sup>c</sup>	00 <sup>cc</sup>	
216 .....	9	51	90	
217 .....	24	80	47	
218 .....	41	39	66	(Mittel aus 4 Sätzen)
219 .....	56	66	33	$m_m = \pm 5,6^{cc}$
212 .....	66	20	39	
213 .....	54	89	45	
214 .....	11	26	72	

c) *Satzmessung äusserer Kreis*

201 .....	0 <sup>g</sup>	00 <sup>c</sup>	00 <sup>cc</sup>	
208 .....	0	00	03	
209 .....	24	86	98	
202 .....	49	96	45	(Mittel aus 4 Sätzen)
203 .....	74	65	06	
205 .....	324	98	84	$m_m = \pm 3,7^{cc}$
206 .....	349	99	95	
207 .....	374	99	03	

d) Anschlussrichtungen für Basislatten siehe unter 2 a).

e) *Parallaktische Winkel auf BL 204 → 201*

Richtg. 201 .....	5 <sup>g</sup>	13 <sup>c</sup>	26 <sup>cc</sup>	(Mittel aus 8 Messungen)
				$m_m = \pm 1,9^{cc}$

*Wiederholung*

Richtg. 201 .....	5 <sup>g</sup>	13 <sup>c</sup>	27 <sup>cc</sup>	(Mittel aus 8 Messungen)
				$m_m = \pm 1,6^{cc}$

**3. Station 208**

I.H. 3,64 m über Fusspunkt

a) *Anschlussrichtungen*

DN .....	0 <sup>g</sup>	00 <sup>c</sup>	00 <sup>cc</sup>	
DW .....	26	08	58	
219 .....	31	94	45	(Mittel aus 2 Sätzen)
201 .....	65	02	98	$m_m = \pm 2,0^{cc}$
BL 208 → 201 .....	65	02	93	
202 .....	15	04	69	
R 19 .....	396	97	60	

b) *Satzmessung innerer Kreis*

214 .....	0 <sup>g</sup>	00 <sup>c</sup>	00 <sup>cc</sup>	
215 .....	15	27	36	
216 .....	24	82	27	
217 .....	13	59	91	(Mittel aus 4 Sätzen)
218 .....	369	89	87	$m_m = \pm 4,8^{cc}$
219 .....	358	60	92	
212 .....	368	13	00	
213 .....	383	40	74	

c) *Satzmessung äusserer Kreis*

201 .....	0 <sup>g</sup>	00 <sup>c</sup>	00 <sup>cc</sup>	
204 .....	399	99	96	
205 .....	25	01	27	
206 .....	50	01	29	(Mittel aus 4 Sätzen)
207 .....	74	96	96	$m_m = \pm 5,9^{cc}$
209 .....	324	96	68	
202 .....	350	01	88	
203 .....	375	06	24	

d) Anschlussrichtungen für BL siehe 3 a)

e) *Parallaktischer Winkel auf BL 208 → 201*

Richtg. 201 .....	5 <sup>g</sup>	13 <sup>c</sup>	37 <sup>cc</sup>	(Mittel aus 8 Messungen)
				$m_m = \pm 5,3^{cc}$

*Wiederholungen*

Richtg. 201 .....	5 <sup>g</sup>	13 <sup>c</sup>	42 <sup>cc</sup>	(8 Messungen) $m_m = \pm 1,6^{cc}$
Richtg. 201 .....	5 <sup>g</sup>	13 <sup>c</sup>	24 <sup>cc</sup>	(8 Messungen) $m_m = \pm 6,8^{cc}$
Richtg. 201 .....	5 <sup>g</sup>	13 <sup>c</sup>	43 <sup>cc</sup>	(8 Messungen) $m_m = \pm 2,0^{cc}$

## II. Messung 1960 (um den 20. Juni 1960)

### 1. Station 201

a) *Anschlussrichtungen*

DN .....	0 <sup>g</sup>	00 <sup>c</sup>	00 <sup>cc</sup>	
DW .....	25	82	72	(Mittel aus 4 Sätzen)
204 .....	67	46	15	$m_m = \pm 6,7^{cc}$
214 .....	92	61	76	
R 19 .....	385	13	50	

b) *Satzmessung innerer Kreis*

212 .....	0 <sup>g</sup>	00 <sup>c</sup>	00 <sup>cc</sup>	
213 .....	49	89	57	
214 .....	99	99	45	
215 .....	149	61	87	(Mittel aus 3 Sätzen)
216 .....	199	82	34	$m_m = \pm 5,2^{cc}$
217 .....	249	78	70	
218 .....	299	77	72	
219 .....	349	62	56	

c) *Satzmessung äußerer Kreis*

202 .....	0 <sup>g</sup>	00 <sup>c</sup>	00 <sup>cc</sup>	
203 .....	49	95	09	
204 .....	99	99	14	
205 .....	150	01	24	(Mittel aus 3 Sätzen)
206 .....	200	02	06	$m_m = \pm 10^{cc}$
207 .....	249	94	46	
208 .....	299	99	89	
209 .....	349	82	33	

d) *Anschlussrichtungen auf BL*

204 .....	0 <sup>g</sup>	00 <sup>c</sup>	00 <sup>cc</sup>	(1 Messung)
BL 201 → 204 .....	0	00	56	
BL 201 → 208 .....	200	00	31	
208 .....	200	00	38	

e) *Parallaktische Winkel auf BL*

Richtg. 204 .....	5 <sup>g</sup>	13 <sup>c</sup>	22 <sup>cc</sup>	(8 Messungen) $m_m = \pm 0,9^{cc}$
Richtg. 208 .....	5 <sup>g</sup>	11 <sup>c</sup>	83 <sup>cc</sup>	(8 Messungen) $m_m = \pm 1,0^{cc}$

**2. Station 204**a) *Anschlussrichtungen*

DN .....	0g	00c	00cc	
DW .....	23	37	96	
DS .....	56	71	08	(Mittel aus 2 Sätzen)
208 .....	269	95	76	$m_m = \pm 6,4^{cc}$
218 .....	278	25	00	
201 .....	269	97	28	

b) *Satzmessung innerer Kreis*

218 .....	0g	00c	00cc	
219 .....	15	22	02	
212 .....	24	85	26	
213 .....	13	51	70	(Mittel aus 4 Sätzen)
214 .....	369	72	95	$m_m = \pm 5,8^{cc}$
215 .....	358	63	64	
216 .....	368	12	45	
217 .....	383	38	80	

c) *Satzmessung äusserer Kreis*

208 .....	0g	00c	00cc	
201 .....	0	01	13	
209 .....	24	88	48	
202 .....	49	99	56	(Mittel aus 4 Sätzen)
203 .....	74	68	76	$m_m = \pm 4,9^{cc}$
205 .....	325	00	22	
206 .....	350	02	68	
207 .....	374	97	35	

d) *Anschlussrichtung BL 204 → 201*

206 .....	0g	00c	00cc	
BL 204 → 201 .....	49	96	87	(1 Messung)
202 .....	99	97	03	

e) *Parallaktischer Winkel auf BL*

Richtg. 201 .....	5g	07c	54cc	(8 Messungen) $m_m = \pm 1,3^{cc}$
-------------------	----	-----	------	------------------------------------

**3. Station 208**a) *Anschlussrichtungen*

DN .....	0g	00c	00cc	
DW .....	26	08	41	(Mittel aus 4 Sätzen)
204 .....	65	03	65	$m_m = \pm 9,7^{cc}$
214 .....	73	38	30	
201 .....	65	02	40	

b) *Satzmessung innerer Kreis*

214 .....	0g	00 <sup>c</sup>	00 <sup>cc</sup>	
215 .....	15	13	48	
216 .....	24	73	43	
217 .....	13	58	87	(Mittel aus 4 Sätzen)
218 .....	369	86	56	$m_m = \pm 8,2^{cc}$
219 .....	358	61	02	
212 .....	368	11	99	
213 .....	383	37	64	

c) *Satzmessung äusserer Kreis*

204 .....	0g	00 <sup>c</sup>	00 <sup>cc</sup>	
201 .....	399	98	78	
205 .....	24	99	39	
206 .....	49	95	72	(Mittel aus 4 Sätzen)
207 .....	74	87	24	$m_m = \pm 7,1^{cc}$
209 .....	325	16	08	
202 .....	350	04	84	
203 .....	375	04	19	

d) *Anschlussrichtungen für BL 208 → 201*

202 .....	0g	00 <sup>c</sup>	00 <sup>cc</sup>	
BL 208 → 201 .....	49	95	63	(1 Messung)
206 .....	99	90	95	

e) *Parallaktischer Winkel auf BL 208 → 201*

Richtg. 201 .....	5g	07 <sup>c</sup>	75 <sup>cc</sup>	(8 Messungen) $m_m = \pm 1,1^{cc}$
-------------------	----	-----------------	------------------	------------------------------------

### 3.4 Deformationsvierecke

von P. GFELLER

#### 3.4.1 Errichtung und Einmessung im Felde

##### 3.4.1.1 Zweck:

Zur Erfassung der kurzfristigen Dehnungen der Firnoberfläche wurden während der Sommercampagne 1959 an einigen Stationen Deformationspegel in einer bestimmten Konfiguration errichtet und Grösse und Form dieser sog. „Deformationsvierecke“ eingemessen. Die Vergleichsmessungen wurden 1960 von den Rückkehrern der Ueberwinterungsstation Jarl-Joset ausgeführt. Der Vergleich der Distanzen gibt Auskunft über die während ca. 12 Monaten eingetretenen Lageverschiebungen.

##### 3.4.1.2 Anordnung der Deformationsvierecke:

Deformationsvierecke wurden an den Hauptstationen des West-Ost-Profiles vorgesehen und im Verlaufe der Sommercampagne 1959 programmgemäss an folgenden Punkten errichtet:

T 0	CampVI EGIG	Mai	1959	Durch Schmelze gestört
		August	1959	Neuerrichtung
T 15	Milcent	Juni	1959	
T 31	Stat.-Centrale	Juni	1959	
T 53	Jarl-Joset	Juli	1959	
T 61	Dépot 420	Juli	1959	

Die Deformationsvierecke haben eine Hauptbalise des W-O-Profiles als Zentrum. Die eine Diagonale ist ungefähr in Profilrichtung versetzt, die andere senkrecht dazu (Abb. 17).

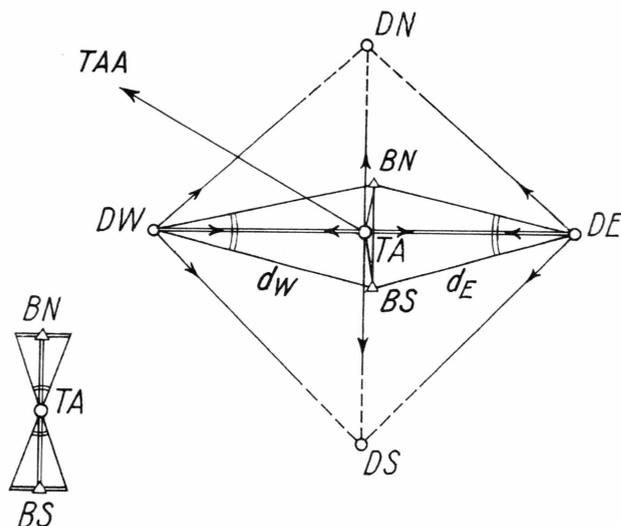


Abb. 17. Messanordnung in den Deformationsvierecken.

Alle Punkte sind mit vollen 10 m Pegeln versichert, die 3 m tief eingesenkt wurden.

Die Balisenelemente tragen die Bezeichnung (eingekerbt) DE, DS, DW, DN je nach ihrer relativen Lage (Ost, Süd, West, Nord), dazu die Nummern der 2 m-Balisenelemente, 1 zuunterst, 5 zuoberst.

Das Zentrum trägt die Numerierung der W-E-Pegel (T) mit dem Zusatz „A“ falls es sich um einen Astropunkt handelt. (TA 31 z.B. = Stat. Centrale).

#### 3.4.1.3 Absteckung der Vierecke:

Ausgehend vom Zentrum wurde vorerst ungefähr in Profilrichtung (= Richtung  $0^\circ$ ) in ca. 500 m Distanz ein Pegelrohr von 4 m Länge 3 m tief versetzt. (Absteckdistanz mittels Weaselzähler und Fadendistanz an senkrechter Latte). Die anderen drei Pegel wurden analog vom Zentrum in die Richtungen  $100^\circ$ ,  $200^\circ$ ,  $300^\circ$  eingewiesen und vorerst

bloss zwei 2-m Rohre versetzt. Die Erhöhung auf 10 m (resp. 7 m über Firn) erfolgte erst nach beendeter Messung (wegen Klinometer).

Nach Möglichkeit wurde bereits am Vortag der Messung abgesteckt, um gut verfestigte, angefrorene Pegel einmessen zu können.

Ebenso wurden die Zielmarkenstative der 50 m Hilfsbasis senkrecht zu T-DE am Vortage abgesteckt.

#### 3.4.1.4 Messanordnung:

Die kleinsten mutmasslichen Deformationsbeträge waren entsprechend einer Verformungsgeschwindigkeit von 0,1‰ pro Jahr zu ca. 1 dm/km im Jahr angenommen worden. Daraus ergab sich die Genauigkeitsanforderung an die Einmessung.

Aus operationellen und instrumentellen Gründen wurde folgende Messanordnung gewählt: (Abb. 17).

- a) Messung der Länge der beiden Halbdagonalen (ca. 500 m) durch Parallaxwinkelmessung über einer im Zentrum errichteten Hilfsbasis (50 m).
- b) Messung der Richtungssätze im Zentrum und in zwei Eckpunkten. Damit ist das Viereck 2-fach überbestimmt.
- c) Zur Untersuchung einer möglichen Verdrehung der Vierecke wurden im Zentrumssatz Richtungen nach weit entfernten Pegeln des Hauptprofils einbezogen.
- d) Hilfsmessungen waren nötig zur Errichtung der 50 m Hilfsbasis. Ihre Länge ist aus zwei Teilen zu je ca. 25 m mit einer 2-m Invarbasislatte gemessen, die Lage rechtwinklig zur Halbdiaagonale durch Winkelmessung überprüft.
- e) Höhenwinkelmessungen nach den nicht durch Nivellement erfassten Viereckspiegeln dienten der Erfassung der Höhendifferenz.
- f) Klinometermessungen (Klinometer System Haefeli) zur Neigungsbestimmung der Balisen.

Unter der Annahme eines mittleren Fehlers von  $\pm 6^{\text{cc}}$  an den paralaktischen Winkeln ergibt sich für die Länge der Halbdagonalen ein mittlerer Fehler von ca.  $\pm 5$  cm, bei entsprechenden mittleren Richtungsfehlern Querfehler der Endpunkte von der Grössenordnung des Zentimeters. Der genauen Distanzmessung war daher grösste Beachtung zu schenken. Es wurde deshalb mit Zwangszentrierstativen gearbeitet und grundsätzlich immer die 2-m Invarlatten Kern No. 61918 oder 61917 verwendet (Ausnahmen aus operationellen Gründen: Dépôt 420 und Camp VI-EGIG, August 1959, wo die Wildlatte No. 76416 eingesetzt war). Ein Massstabs-Vergleich der Kern- und Wild-2 m-Basislatten wurde 1959 im Juli auf der 50-m-Hilfbasis Jarl-Joset durchgeführt. Die fest-

gestellten Differenzen liegen innerhalb der zufälligen Fehler. Auf eine Institutsvergleiche im Herbst 1960 wurde wegen der grossen Zeitspanne seit den Messungen 59 verzichtet.

1959

### 3.4.1.5 Messablauf

#### I auf T-Balise (Zentrum)

- a) Aufstellung zentrisch über 4-m-Balisenstumpf (ca. 1 m über Firn). Messen der Parallaxwinkel (8–10 mal Lage I, Reiterationsverfahren) über der halben Hilfsbasis Nord, analog Süd (siehe Skizze des Messanordnung).
- b) Satzmessung mit den Richtungen DE, DS, DW, DN, 2 vollständige Richtungssätze. Reduktion auf DE als Nullrichtung.
- c) Höhenwinkel je 2 mal in beiden Lagen ( $s = 4,0$  m).
- d) Orientierungssätze (ev. gemeinsam mit b) mit den Richtungen TAA (Azimutbalise, entweder im WE-Profil oder auf Nebenpiste, Azimut astronomisch von COMMOT bestimmt), DE, und weitere interessierende Objekte, alte Pegel von EPF etc.
- e) Reduktionswinkel der Hilfsbasis (Kontrolle ob Hilfsbasis  $\perp$  DE).
- f) Klinometermessung.

#### II auf DE

- a) Parallaxwinkel über der Hilfsbasis 50 m (versichert durch Zielmarken auf Zentrierstativen).
- b) Richtungssätze nach DS, TA, DN, dazu allfällige alte Balisen.
- c) Höhenwinkel.
- d) Klinometermessungen.

#### III auf DW

analog zu DE

#### IV auf DN und DS wurden nur die Neigungen mit dem Klinometer bestimmt, darauf alle Pegel auf die volle Länge erhöht.

Alle Visuren beziehen sich immer auf *Mitte* Pegelrohr in Höhe 4,0 m (= Ende der Rohrstücke Nr. 2).

Alle Höhenangaben (Instrumentenhöhe  $i$ , Signalhöhe  $s$ , Schneehöhe) beziehen sich immer auf das untere Ende der Balise = 0,0 m.

Für einige Stationen sind auch Richtungsbeobachtungen, die F. BRANDENBERGER auf anderen Punkten für glaziologische Pegel ausführte, einbezogen worden.

1960

Die Messanordnung blieb im Prinzip erhalten; die zentrische Aufstellung dagegen war nicht mehr durchgehend möglich. Durch Demontage

der Elemente 5, 4 ev. 3 der Zentrumsbalise wurde dort zentrische Aufstellung durchführbar. Terminbedingte Gründe verhinderten ein entsprechendes Vorgehen für die Stationen DE und DW, so dass dort exzentrisch gemessen werden musste. Das Theodolitstativ wurde dazu ca. 1 m von der Balise entfernt ungefähr auf der Halbdiaagonalen aufgestellt und die Exzentrizitätselemente erhoben.

Da 1960 alle Höhendifferenzen nivelliert wurden, entfielen die Höhenwinkelmessungen, die angezielten Signalhöhen sind daher nicht immer eindeutig notiert. Zur Bestimmung der Rohrneigungen war das Klinometer mit einer Parallelführvorrichtung ergänzt worden, so dass die Neigungen an den montierten Balisen gemessen werden konnten.

Da das Dépôt 420 nicht auf dem Rückweg lag, konnten 1960 dort keine Nachmessungen gemacht werden.

### 3.4.2 Berechnungen

#### 3.4.2.1 Ueberprüfung, Reduktion und Zusammenstellung der Feldmessungen

Ergebnisse siehe Abb. 18.

#### 3.4.2.2 Ausgleichung der Messungen

Diese Berechnungen erfolgten nacheinander nach zwei verschiedenen Methoden:

##### 3.4.2.2.1 Vermittelnde Ausgleichung nach Richtungen

Auf Grund einer provisorischen graphischen Ausgleichung wurde vermutet, dass die erreichte Messgenauigkeit etwa der Genauigkeit entspricht, mit der die Messpunkte überhaupt materialisiert sind (ca.  $\pm 4$  cm). Der graphischen Ausgleichung folgte eine erste analytische, bei der die Richtungen als fehlerhaft betrachtet werden, nicht aber die beiden Basen. Diese Ausgleichung wurde vermittelnd mit einem bestehenden Rechenprogramm auf einem Computer IBM 650 durchgeführt. Sie ergab gute Resultate für 1959, für 1960 aber mittlere Richtungsfehler, die die Messfehler weit übersteigen. Der Nachweis, dass dieser Netzzwang, wie vermutet, auf die – der schiefen Rohre wegen – exzentrischen Zielpunkte zurückzuführen sei, war nicht zu erbringen.

##### 3.4.2.2.2 Bedingte Netzausgleichung nach Richtungen und Distanzen

Die schlechte Uebereinstimmung veranlasste zu einer zweiten analytischen Ausgleichung der Vierecke unter Einbezug der Halbdiaagonalen als beobachtete und daher fehlerhafte Strecken.

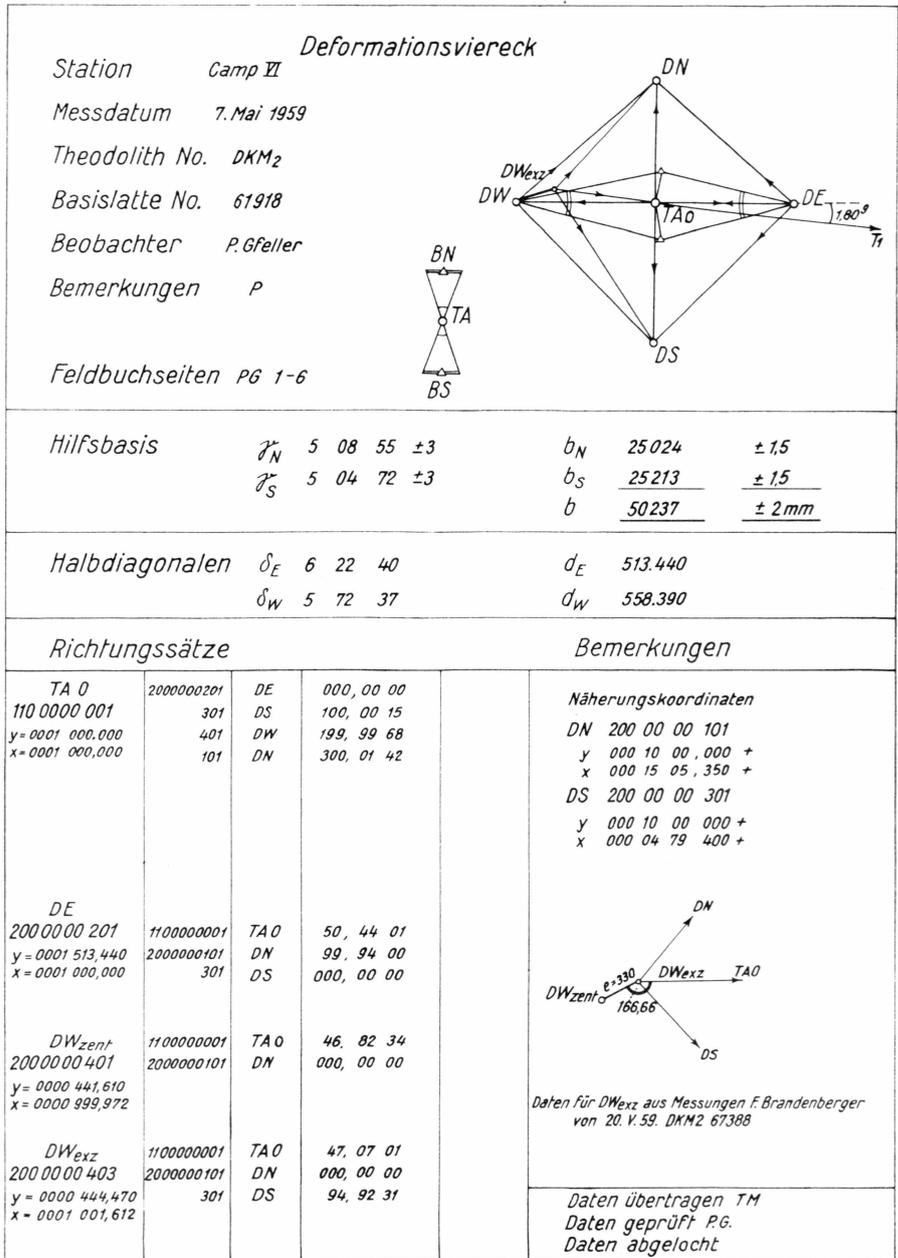


Abb. 18 a.

Abb. 18 a-h. Feldmessungen: Reduzierte und gemittelte Beobachtungswerte.

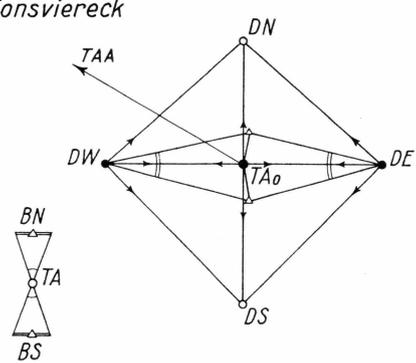
<i>Deformationsviereck</i>																																																																																									
Station <i>Wiederholung Camp VI</i> Messdatum <i>11. VIII. 1959</i> Theodolith No. <i>T2</i> Basislatte No. <i>76416 (Wild)</i> Beobachter <i>W. Hofmann</i> Bemerkungen Feldbuchseiten <i>PG 51-58</i>																																																																																									
Hilfsbasis	<table style="width: 100%; border-collapse: collapse;"> <tr> <td style="text-align: right;"><math>\overline{f}_N</math></td> <td style="text-align: center;">5 11 43</td> <td style="text-align: center;"><math>\pm 1,4</math></td> <td style="text-align: right;"><math>b_N</math></td> <td style="text-align: center;">24 88 3</td> <td style="text-align: center;"><math>\pm 1</math></td> </tr> <tr> <td style="text-align: right;"><math>\overline{f}_S</math></td> <td style="text-align: center;">5 08 83</td> <td style="text-align: center;"><math>\pm 1,5</math></td> <td style="text-align: right;"><math>b_S</math></td> <td style="text-align: center;"><u>25 01 0</u></td> <td style="text-align: center;"><math>\pm 1</math></td> </tr> <tr> <td></td> <td></td> <td></td> <td style="text-align: right;"><math>b</math></td> <td style="text-align: center;"><u>49,893</u></td> <td style="text-align: center;"><math>\pm 1</math></td> </tr> </table>	$\overline{f}_N$	5 11 43	$\pm 1,4$	$b_N$	24 88 3	$\pm 1$	$\overline{f}_S$	5 08 83	$\pm 1,5$	$b_S$	<u>25 01 0</u>	$\pm 1$				$b$	<u>49,893</u>	$\pm 1$																																																																						
$\overline{f}_N$	5 11 43	$\pm 1,4$	$b_N$	24 88 3	$\pm 1$																																																																																				
$\overline{f}_S$	5 08 83	$\pm 1,5$	$b_S$	<u>25 01 0</u>	$\pm 1$																																																																																				
			$b$	<u>49,893</u>	$\pm 1$																																																																																				
Halbdiagonalen	<table style="width: 100%; border-collapse: collapse;"> <tr> <td style="text-align: right;"><math>\delta_E</math></td> <td style="text-align: center;">6 17 91</td> <td style="text-align: right;"><math>d_E</math></td> <td style="text-align: center;">513,623</td> </tr> <tr> <td style="text-align: right;"><math>\delta_W</math></td> <td style="text-align: center;">5 68 51</td> <td style="text-align: right;"><math>d_W</math></td> <td style="text-align: center;">558,332</td> </tr> </table>	$\delta_E$	6 17 91	$d_E$	513,623	$\delta_W$	5 68 51	$d_W$	558,332																																																																																
$\delta_E$	6 17 91	$d_E$	513,623																																																																																						
$\delta_W$	5 68 51	$d_W$	558,332																																																																																						
<i>Richtungssätze</i>	<i>Bemerkungen</i>																																																																																								
<table style="width: 100%; border-collapse: collapse;"> <tr> <td style="width: 15%;"><i>TA0</i></td> <td style="width: 15%;">2000000201</td> <td style="width: 10%;">DE</td> <td style="width: 15%;">200 01 40</td> </tr> <tr> <td>1100000001</td> <td>301</td> <td>DS</td> <td>300 02 68</td> </tr> <tr> <td>0001 000,000</td> <td>401</td> <td>DW</td> <td>000 00 00</td> </tr> <tr> <td>0001 000,000</td> <td>101</td> <td>DN</td> <td>100 02 59</td> </tr> <tr> <td></td> <td></td> <td>TAA</td> <td></td> </tr> <tr><td colspan="4"> </td></tr> <tr> <td><i>DE</i></td> <td>1100000001</td> <td>TA0</td> <td>50 44 11</td> </tr> <tr> <td>2000000201</td> <td>2000000101</td> <td>DN</td> <td>99 95 42</td> </tr> <tr> <td>0001 513,623</td> <td>301</td> <td>DS</td> <td>000 00 00</td> </tr> <tr> <td>0001 000,000</td> <td></td> <td></td> <td></td> </tr> <tr><td colspan="4"> </td></tr> <tr> <td><i>DW</i></td> <td>1100000001</td> <td>TA0</td> <td>46 84 39</td> </tr> <tr> <td>2000000401</td> <td>2000000101</td> <td>DN</td> <td>000 00 00</td> </tr> <tr> <td>0000 441,668</td> <td>301</td> <td>DS</td> <td>94 65 00</td> </tr> <tr> <td>0000 999,877</td> <td></td> <td></td> <td></td> </tr> </table>	<i>TA0</i>	2000000201	DE	200 01 40	1100000001	301	DS	300 02 68	0001 000,000	401	DW	000 00 00	0001 000,000	101	DN	100 02 59			TAA						<i>DE</i>	1100000001	TA0	50 44 11	2000000201	2000000101	DN	99 95 42	0001 513,623	301	DS	000 00 00	0001 000,000								<i>DW</i>	1100000001	TA0	46 84 39	2000000401	2000000101	DN	000 00 00	0000 441,668	301	DS	94 65 00	0000 999,877				<table style="width: 100%; border-collapse: collapse;"> <tr> <td style="width: 15%;"><i>DN</i></td> <td style="width: 15%;">2000000101<sup>-</sup></td> <td style="width: 15%;"></td> <td style="width: 15%;"></td> </tr> <tr> <td>y</td> <td>0001000,000<sup>+</sup></td> <td></td> <td></td> </tr> <tr> <td>x</td> <td>0001505,730<sup>+</sup></td> <td></td> <td></td> </tr> <tr><td colspan="4"> </td></tr> <tr> <td><i>DS</i></td> <td>2000000301<sup>-</sup></td> <td></td> <td></td> </tr> <tr> <td>y</td> <td>0001000,000<sup>+</sup></td> <td></td> <td></td> </tr> <tr> <td>x</td> <td>0000479,100<sup>+</sup></td> <td></td> <td></td> </tr> </table>	<i>DN</i>	2000000101 <sup>-</sup>			y	0001000,000 <sup>+</sup>			x	0001505,730 <sup>+</sup>							<i>DS</i>	2000000301 <sup>-</sup>			y	0001000,000 <sup>+</sup>			x	0000479,100 <sup>+</sup>		
<i>TA0</i>	2000000201	DE	200 01 40																																																																																						
1100000001	301	DS	300 02 68																																																																																						
0001 000,000	401	DW	000 00 00																																																																																						
0001 000,000	101	DN	100 02 59																																																																																						
		TAA																																																																																							
<i>DE</i>	1100000001	TA0	50 44 11																																																																																						
2000000201	2000000101	DN	99 95 42																																																																																						
0001 513,623	301	DS	000 00 00																																																																																						
0001 000,000																																																																																									
<i>DW</i>	1100000001	TA0	46 84 39																																																																																						
2000000401	2000000101	DN	000 00 00																																																																																						
0000 441,668	301	DS	94 65 00																																																																																						
0000 999,877																																																																																									
<i>DN</i>	2000000101 <sup>-</sup>																																																																																								
y	0001000,000 <sup>+</sup>																																																																																								
x	0001505,730 <sup>+</sup>																																																																																								
<i>DS</i>	2000000301 <sup>-</sup>																																																																																								
y	0001000,000 <sup>+</sup>																																																																																								
x	0000479,100 <sup>+</sup>																																																																																								
Daten übertragen <i>TM.</i> Daten geprüft <i>P.G.</i> Daten abgelocht																																																																																									

Abb. 18 b.

Station		Camp VI		Deformationsviereck	
Messdatum	9. VIII. 60.				
Theodolith No.	DKM2 71291				
Basislatte No.	61917 oder 61918				
Beobachter	F. Brandenberger				
Bemerkungen					
Feldbuchseiten	FBr. VI/32-38				
Hilfsbasis		$\mathcal{P}_N$	5 11 20	$b_N$	24 89 4
		$\mathcal{P}_S$	5 11 32	$b_S$	24 88 8
				$b$	49 78 2
Halbdiagonalen		$\delta_E$	6 17 95	$d_E$	512,456 + 1,27 = 513,727
		$\delta_W$	5 68 90	$d_W$	556,709 + 0,845 = 557,554
Richtungssätze			Bemerkungen		
<p>TA 0 110 00 00 001 0001 000 000 0001 000 000</p> <p>DE<sub>exz</sub> 200 00 00 203 + 0001 512 456 + 0000 000 066 +</p> <p>DW<sub>exz</sub> 200 00 00 403 + 0000 443 291 + 0000 999 830 +</p>	<p>200 00 00 201</p> <p>301</p> <p>401</p> <p>101</p> <p>TAA</p> <p>100 00 30 101</p> <p>100 00 00 101</p> <p>110 00 00 001</p> <p>200 00 00 101</p> <p>200 00 00 301</p> <p>110 00 00 001</p> <p>200 00 00 101</p> <p>200 00 00 301</p>	<p>DE 200 01 22</p> <p>DS 300 09 06</p> <p>DW 000 00 00</p> <p>DN 100 04 20</p> <p>TAA</p> <p>T301 18 19 94</p> <p>T1 199 26 82</p> <p>TA 0 50 52 54</p> <p>DN 100 18 72</p> <p>DS 000 00 00</p> <p>TA 0 46 98 25</p> <p>DN 000 00 00</p> <p>DS 94 95 68</p>	<p>Koordinaten der Zentren</p> <p>DE<sub>zent</sub> 200 00 00 201 + y = 0001 513 727 + x = 0001 000 000 +</p> <p>DW<sub>zent</sub> 200 00 00 401 + y = 0000 442 446 + x = 0000 999 894 +</p> <p>Näherungskoordinaten</p> <p>DN 200 00 00 101 - y = 0001 000 000 + x = 0001 505 350 +</p> <p>DS 200 00 00 301 - y = 0001 000 000 + x = 0000 479 400 +</p> <p>Daten übertragen E. S. Daten geprüft P. G. Daten abgelocht</p>		

Abb. 18 c.

Station		Milcent		<i>Deformationsviereck</i>	
Messdatum	2. Juni 1959				
Theodolith No.	DKM2 67388				
Basislatte No.	61918				
Beobachter	P. Gfeller				
Bemerkungen					
Feldbuchseiten	P.G. 11-22				
Hilfsbasis $f_N$ 5 38 04 <span style="margin-left: 150px;"><math>b_N</math> 23 65 0</span> $f_S$ 5 11 92 <span style="margin-left: 150px;"><math>b_S</math> 24 85 8</span> <span style="margin-left: 300px;"><math>b</math> 48 50 8</span>					
Halbdiaagonalen $\delta_E$ 6 13 36,4 <span style="margin-left: 150px;"><math>d_E</math> 503,080</span> $\delta_W$ 6 11 10 <span style="margin-left: 150px;"><math>d_W</math> 504,955</span>					
Richtungssätze			Bemerkungen		
TA 15 110 150 1501 y 0015 000 000 x 0001 000 000	200 1500 201 301 401 101 100 150 1401	DE 000 00 00 DS 99 99 62 DW 200 00 08 DN 300 00 33 T14 200 00 62	Näherungskordinaten DN 200 1500 101 y 0015 000 000 + x 0001 503 000 + DS 200 1500 301 y 0015 000 000 + x 0000 488 500 + Sätze auf DS am 4.VI.59 von F.Brandenberger gemessen mit DKM2 67388 Daten übertragen Bu Daten geprüft P.G. Daten abgelocht		
DE 200 1500 201 y 0015 503 080 x 0001 000 000	110 150 1501 200 1500 101 200 1500 301	TA15 000 00 00 DN 49 99 84 DS 349 46 82			
DW 200 1500 401 y 0014 495 045 x 0001 000 007	110 150 1501 200 1500 101 200 1500 301	TA15 000 00 00 DN 350 12 64 DS 50 41 13			
DS 200 1500 301	110 150 1501 200 1500 401 200 1500 201	TA 15 49 58 68 DW 0 00 00 DE 99 05 94			

Abb. 18 d.

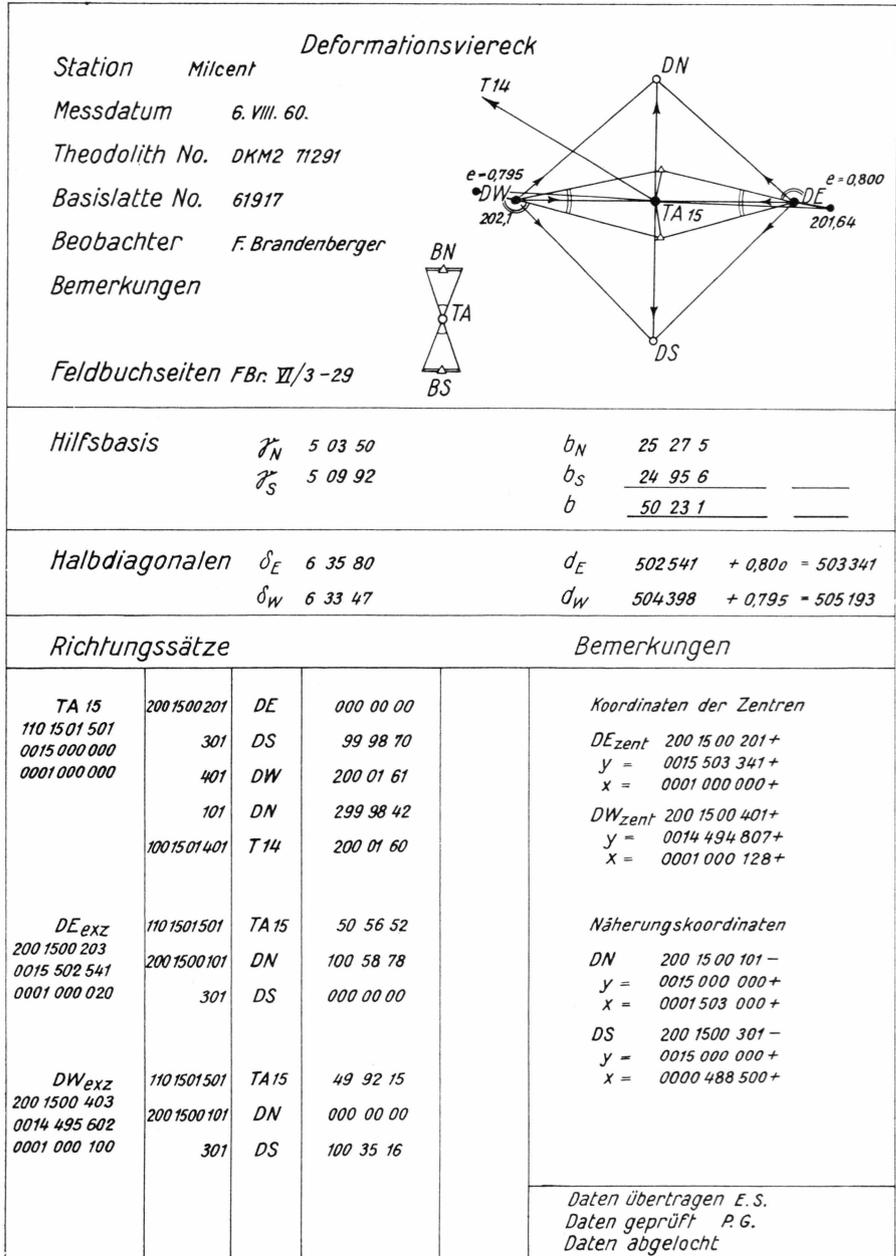


Abb. 18 e.

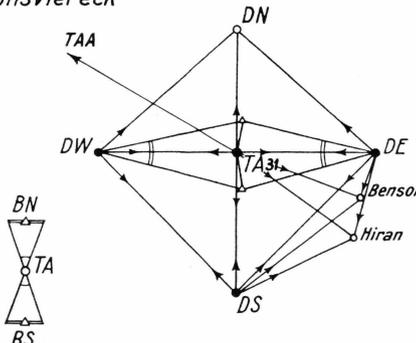
Deformationsviereck																																																																																	
<p>Station <i>Centrale mit Hiran u. Benson</i>                      Messdatum <i>11. 12. VI. 59</i>                      Theodolith No. <i>DKM2 67388</i>                      Basislatte No. <i>61918</i>                      Beobachter <i>P. Gfeller</i>                      Bemerkungen                      Feldbuchseiten <i>P.6. 23-32</i></p>																																																																																	
<p>Hilfsbasis</p> <table style="width: 100%; border-collapse: collapse;"> <tr> <td style="text-align: right;"><math>\mathcal{J}_N</math></td> <td style="text-align: center;">4 94 04</td> <td style="text-align: center;"><math>\pm 5</math></td> <td style="width: 20px;"></td> <td style="text-align: right;"><math>b_N</math></td> <td style="text-align: center;">25 75 9</td> </tr> <tr> <td style="text-align: right;"><math>\mathcal{J}_S</math></td> <td style="text-align: center;">5 05 03</td> <td style="text-align: center;"><math>\pm 4</math></td> <td></td> <td style="text-align: right;"><math>b_S</math></td> <td style="text-align: center;">25 19 8</td> </tr> <tr> <td></td> <td></td> <td></td> <td></td> <td style="text-align: right;"><math>b</math></td> <td style="text-align: center;">50 95 7</td> </tr> </table>	$\mathcal{J}_N$	4 94 04	$\pm 5$		$b_N$	25 75 9	$\mathcal{J}_S$	5 05 03	$\pm 4$		$b_S$	25 19 8					$b$	50 95 7																																																															
$\mathcal{J}_N$	4 94 04	$\pm 5$		$b_N$	25 75 9																																																																												
$\mathcal{J}_S$	5 05 03	$\pm 4$		$b_S$	25 19 8																																																																												
				$b$	50 95 7																																																																												
<p>Halbdiagonalen</p> <table style="width: 100%; border-collapse: collapse;"> <tr> <td style="text-align: right;"><math>\delta_E</math></td> <td style="text-align: center;">6 36 18</td> <td style="text-align: right;"><math>d_E</math></td> <td style="text-align: center;">509,499</td> </tr> <tr> <td style="text-align: right;"><math>\delta_W</math></td> <td style="text-align: center;">6 38 50</td> <td style="text-align: right;"><math>d_W</math></td> <td style="text-align: center;">507,641</td> </tr> </table>	$\delta_E$	6 36 18	$d_E$	509,499	$\delta_W$	6 38 50	$d_W$	507,641																																																																									
$\delta_E$	6 36 18	$d_E$	509,499																																																																														
$\delta_W$	6 38 50	$d_W$	507,641																																																																														
Richtungssätze	Bemerkungen																																																																																
<table style="width: 100%; border-collapse: collapse;"> <tr> <td style="width: 15%;"><i>TA 31</i></td> <td style="width: 15%;">200 3100 201</td> <td style="width: 15%;">DE</td> <td style="width: 15%;">000 00 00</td> </tr> <tr> <td><i>110 3103 101</i></td> <td>301</td> <td>DS</td> <td>99 99 67</td> </tr> <tr> <td><i>y = 0031 000,000</i></td> <td>401</td> <td>DW</td> <td>199 99 76</td> </tr> <tr> <td><i>x = 0001 000,000</i></td> <td>101</td> <td>DN</td> <td>299 99 60</td> </tr> <tr> <td></td> <td>111 3103 101</td> <td>TAA 31</td> <td>314 99 30</td> </tr> <tr> <td></td> <td>300 3100 102</td> <td>Benson</td> <td>14 34 77</td> </tr> <tr> <td><i>DE</i></td> <td>300 3100 202</td> <td>Hiran</td> <td>23 49 30</td> </tr> <tr> <td><i>200 3100 201</i></td> <td>1103 103 101</td> <td>TA 31</td> <td>000 00 00</td> </tr> <tr> <td><i>y = 0031 509,499</i></td> <td>200 3100 101</td> <td>DN</td> <td>49 87 78</td> </tr> <tr> <td><i>x = 0001 000,000</i></td> <td>301</td> <td>DS</td> <td>349 87 54</td> </tr> <tr> <td></td> <td>300 3100 102</td> <td>Benson</td> <td>338 54 52</td> </tr> <tr> <td></td> <td>202</td> <td>Hiran</td> <td>338 29 44</td> </tr> <tr> <td><i>DW</i></td> <td>110 3103 101</td> <td>TA 31</td> <td>000 00 00</td> </tr> <tr> <td><i>200 3100 401</i></td> <td>200 3100 101</td> <td>DN</td> <td>350 00 24</td> </tr> <tr> <td><i>y = 0030 492,359</i></td> <td>301</td> <td>DS</td> <td>50 23 70</td> </tr> <tr> <td><i>x = 0000 999,981</i></td> <td>110 3103 101</td> <td>TA 31</td> <td>49 76 16</td> </tr> <tr> <td><i>DS</i></td> <td>200 3100 401</td> <td>DW</td> <td>000 00 00</td> </tr> <tr> <td><i>200 3100 301</i></td> <td>201</td> <td>DE</td> <td>99 63 94</td> </tr> <tr> <td><i>y = 0031 000,000</i></td> <td>300 3100 102</td> <td>Benson</td> <td>101 94 24</td> </tr> <tr> <td><i>x = 0000 488,500</i></td> <td>202</td> <td>Hiran</td> <td>103 69 31</td> </tr> </table>	<i>TA 31</i>	200 3100 201	DE	000 00 00	<i>110 3103 101</i>	301	DS	99 99 67	<i>y = 0031 000,000</i>	401	DW	199 99 76	<i>x = 0001 000,000</i>	101	DN	299 99 60		111 3103 101	TAA 31	314 99 30		300 3100 102	Benson	14 34 77	<i>DE</i>	300 3100 202	Hiran	23 49 30	<i>200 3100 201</i>	1103 103 101	TA 31	000 00 00	<i>y = 0031 509,499</i>	200 3100 101	DN	49 87 78	<i>x = 0001 000,000</i>	301	DS	349 87 54		300 3100 102	Benson	338 54 52		202	Hiran	338 29 44	<i>DW</i>	110 3103 101	TA 31	000 00 00	<i>200 3100 401</i>	200 3100 101	DN	350 00 24	<i>y = 0030 492,359</i>	301	DS	50 23 70	<i>x = 0000 999,981</i>	110 3103 101	TA 31	49 76 16	<i>DS</i>	200 3100 401	DW	000 00 00	<i>200 3100 301</i>	201	DE	99 63 94	<i>y = 0031 000,000</i>	300 3100 102	Benson	101 94 24	<i>x = 0000 488,500</i>	202	Hiran	103 69 31	<p><i>DS 200 3100 301</i>  <i>y 003 1000,000 +</i>  <i>x 000 0488,500 +</i></p> <p><i>DN 200 3100 101</i>  <i>y 003 1000,000 +</i>  <i>x 000 1507,600 +</i></p> <p><i>300 3100 102</i>  <i>Tour Benson über EPF Station</i>  <i>y 0031 440,000 +</i>  <i>x 0000 900,000 +</i></p> <p><i>300 3100 202</i>  <i>Mast Hiran</i>  <i>abgespannte Alu Slange, Spitze angezielt</i>  <i>y 0031 400,000 +</i>  <i>x 0000 846,000 +</i></p> <p><i>Sätze von F. Brandenberger</i>  <i>am 13. VI. auf DS gemessen</i></p>
<i>TA 31</i>	200 3100 201	DE	000 00 00																																																																														
<i>110 3103 101</i>	301	DS	99 99 67																																																																														
<i>y = 0031 000,000</i>	401	DW	199 99 76																																																																														
<i>x = 0001 000,000</i>	101	DN	299 99 60																																																																														
	111 3103 101	TAA 31	314 99 30																																																																														
	300 3100 102	Benson	14 34 77																																																																														
<i>DE</i>	300 3100 202	Hiran	23 49 30																																																																														
<i>200 3100 201</i>	1103 103 101	TA 31	000 00 00																																																																														
<i>y = 0031 509,499</i>	200 3100 101	DN	49 87 78																																																																														
<i>x = 0001 000,000</i>	301	DS	349 87 54																																																																														
	300 3100 102	Benson	338 54 52																																																																														
	202	Hiran	338 29 44																																																																														
<i>DW</i>	110 3103 101	TA 31	000 00 00																																																																														
<i>200 3100 401</i>	200 3100 101	DN	350 00 24																																																																														
<i>y = 0030 492,359</i>	301	DS	50 23 70																																																																														
<i>x = 0000 999,981</i>	110 3103 101	TA 31	49 76 16																																																																														
<i>DS</i>	200 3100 401	DW	000 00 00																																																																														
<i>200 3100 301</i>	201	DE	99 63 94																																																																														
<i>y = 0031 000,000</i>	300 3100 102	Benson	101 94 24																																																																														
<i>x = 0000 488,500</i>	202	Hiran	103 69 31																																																																														
	<p><i>Daten übertragen T. M.</i>  <i>Daten geprüft P. G.</i>  <i>Daten abgelocht</i></p>																																																																																

Abb. 18 f.

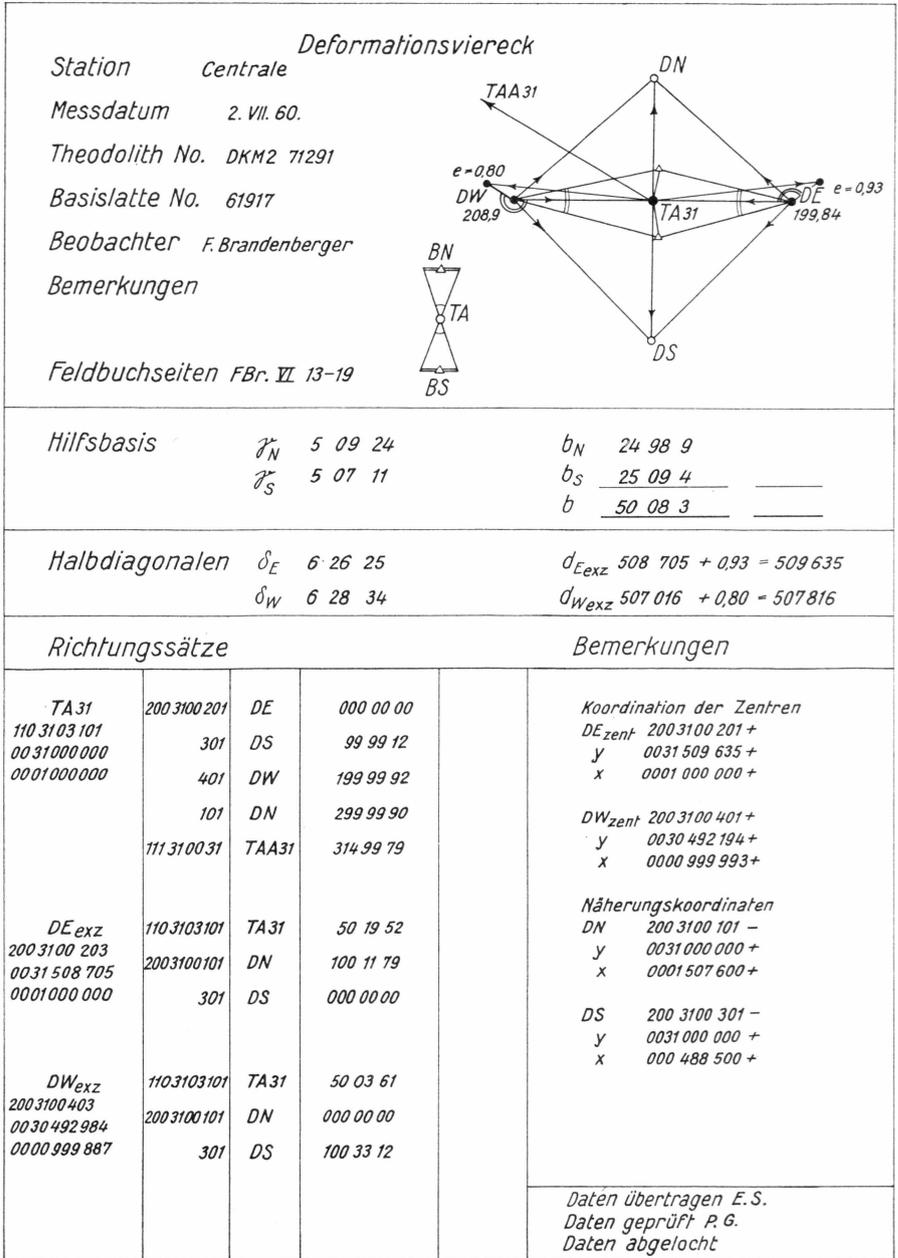


Abb. 18 g.

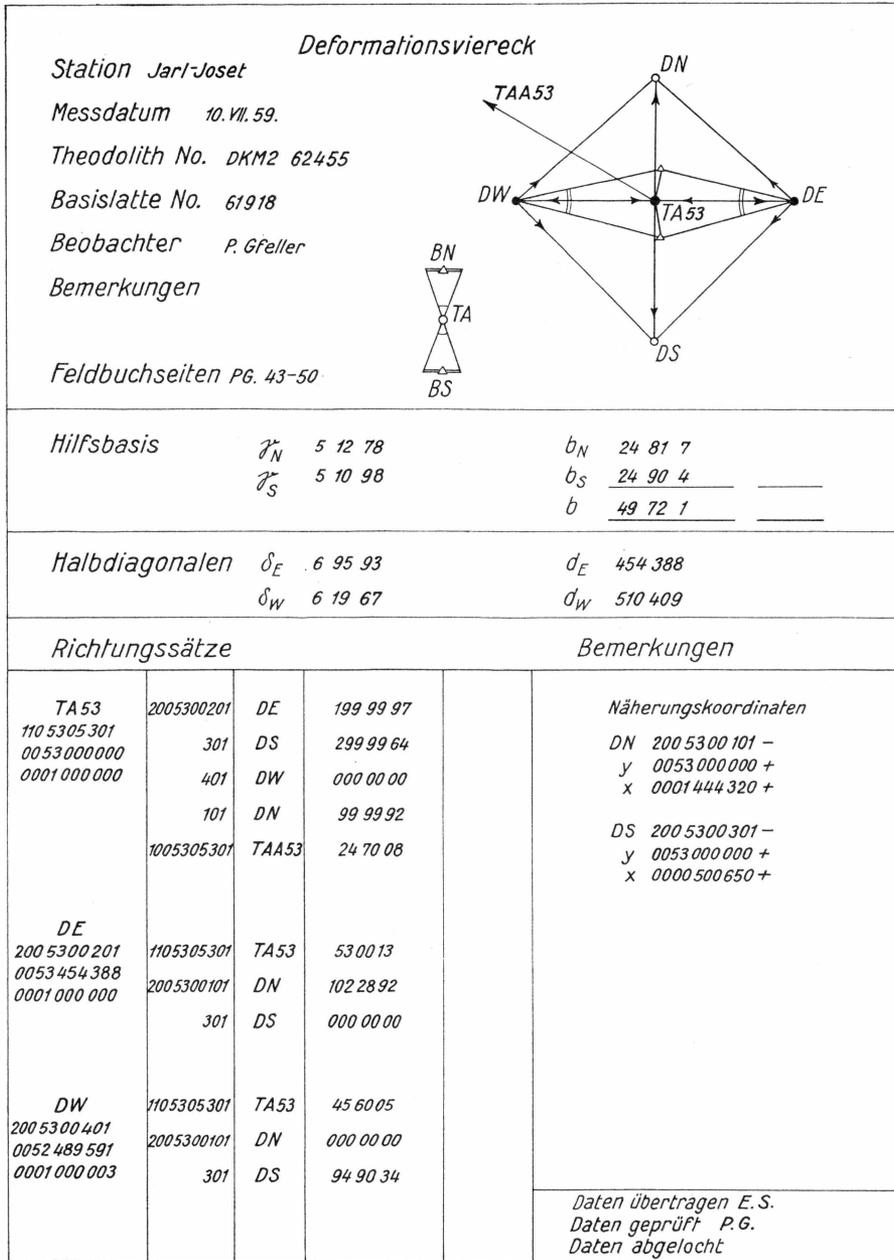


Abb. 18 h.

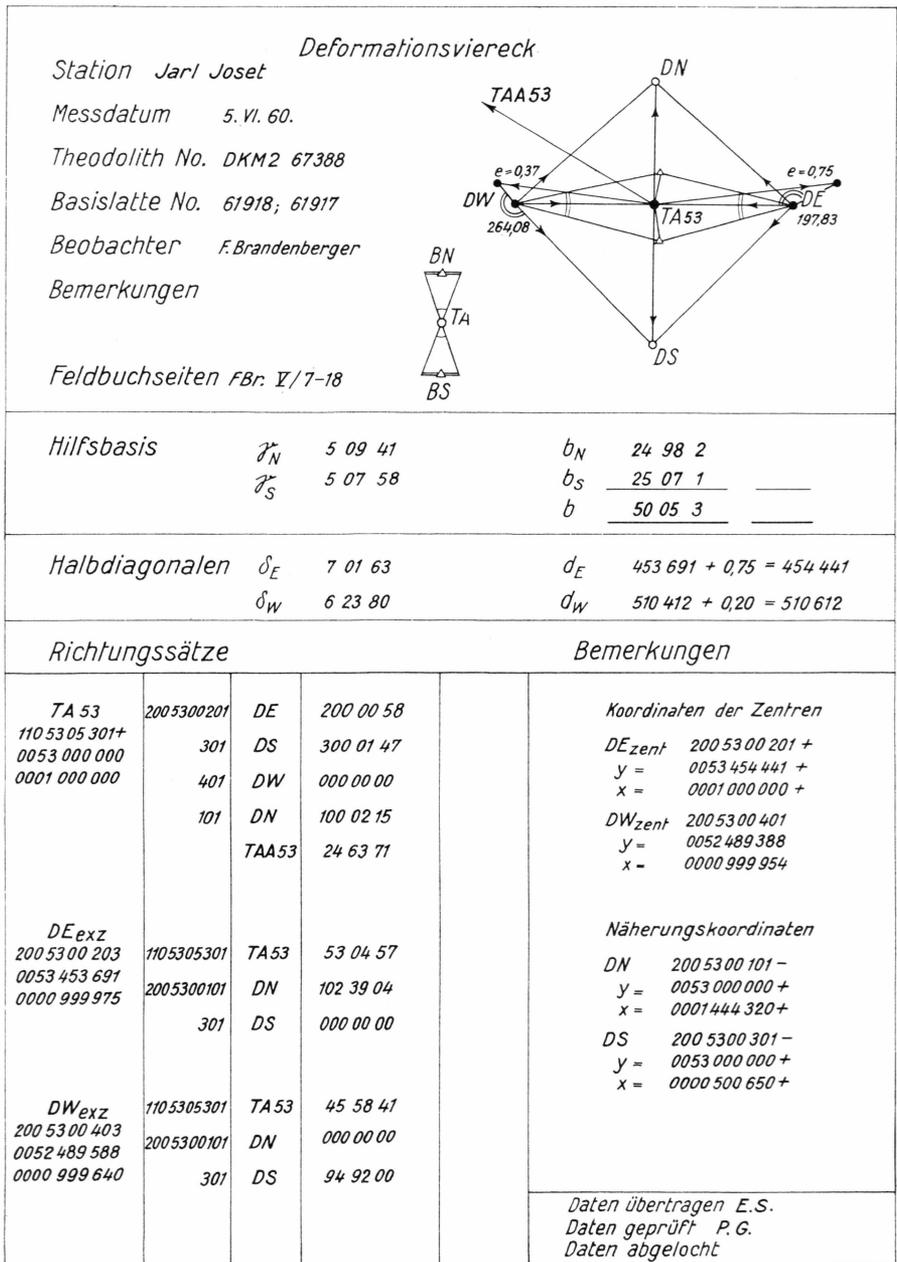


Abb. 18 i.

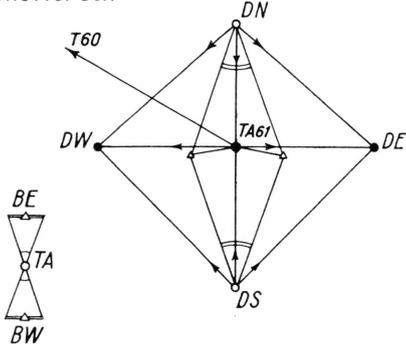
<i>Deformationsviereck</i>				
<i>Station</i>	DEPOT 420			
<i>Messdatum</i>	8. VII. 1959			
<i>Theodolith No.</i>	T 2			
<i>Basislatte No.</i>	Wild 76416			
<i>Beobachter</i>	P. Gfeller			
<i>Bemerkungen:</i>	Hauptdiagonale läuft NS			
<i>Feldbuchseiten</i>	P.G. 37-42			
				
<i>Hilfsbasis</i>	$f_W^*$	5 04 96 5	$b_N$	25 201
	$f_0$	4 99 41	$b_S$	25 482
			$b$	50 683
<i>Halbdiagonalen</i>	$\delta_N$	6 36 04 5	$d_E$	506,871
	$\delta_S$	6 40 35	$d_W$	503,457
<i>Richtungssätze</i>		<i>Bemerkungen</i>		
<p>TA 61 100 61 061 01 0061 000,000 + 0001 000,000 +</p>	<p>2006100201 301 401 101 1006106001</p>	<p>DE 100 01 08 DS 200 02 10 DW 300 01 08 DN 000 00 00 T60 219 28 84</p>	<p><i>Näherungskordinaten</i></p> <p>DE 200 61 00 201 - y 0061 508,050 + x 0001 000,000 +</p> <p>DW 200 61 00 401 - y 0060 557,260 + x 0001 000,000 +</p>	
<p>DN 200 61 00 101 0061 000,000 0001 506,871</p>	<p>1006106101 2006100201 00401</p>	<p>TA61 50 06 76 DE 000 00 00 DW 95 77 90</p>		
<p>DS 200 61 00 301 0060 999,834 0000 496,543</p>	<p>1006106101 2006100201 401</p>	<p>TA61 000 00 00 DE 50 28 44 DW 354 07 54</p>		
<p><i>Daten übertragen T. M.</i> <i>Daten geprüft P. G.</i> <i>Daten abgelocht</i></p>				

Abb. 18 k.

Die a priori-Gewichte wurden mit  $p = 1$  für  $m_r = \pm 5^{\text{cc}}$  für die Richtungen und für  $m_d = \pm 5$  cm für die Halbdigonale angesetzt.

Diese Ausgleichung, von cand. Ing. WEINMANN nach der bedingten Methode durchgeführt, ergab für 1959 und 1960 gute Uebereinstimmung für die mittleren Fehler a posteriori, nämlich im Durchschnitt  $\pm 7^{\text{cc}}$ , was den Erwartungen entspricht.

Die ausgeglichenen Beobachtungen führen indessen auf Vierecksdimensionen, die sich praktisch nicht von den Ergebnissen der vermittelnden Ausgleichung unterscheiden. Es wurden daher für die weiteren Berechnungen von Fall zu Fall Werte der einen oder der anderen Methode verwendet.

#### 3.4.2.2.3 *Resultate der Ausgleichungen*

Aus 3.4.2.2.1 ergaben sich rechtwinklige Lokalkoordinaten für alle Viereckspegel. Diese Pegel dienen vielen Arbeitsgruppen als Fixpunkte. Die Koordinaten finden sich daher zu Kartierungs- und Berechnungszwecken in Abb. 18 a–k, wobei auch die neu eingemessenen, früher bestehenden Pegel der EPF oder SIPRE aufgeführt sind. Abb. 19 a–h enthält auch die nach 3.4.2.2.2 gefundenen ausgeglichenen Winkel und Distanzen.

#### 3.4.2.2.4<sup>1</sup> *Berechnung der Deformationen*

Bestimmung und Interpretation der Deformationen sind Sache des Glaziologen. Die hier dargestellten Berechnungen und Ergebnisse wollen allein die Richtigkeit der angewendeten Vermessungsmethoden kritisch überprüfen.

#### 3.4.2.2.4<sup>2</sup> *Analytisch-formale Deformationsermittlung als lineare Vektortransformation*

Die Mechanik lehrt, dass die Deformation eines ebenen Elementarteilchens als lineare Vektortransformation in der Form

$$\begin{aligned} x &= a_0 + a_1x' + a_2y' \\ y &= b_0 + b_1x' + b_2y' \end{aligned} \quad (21)$$

dargestellt werden kann.

Die Verwendung dieser Formel für unsern Fall schliesst die Annahme in sich, dass sich die erfasste Teiloberfläche des Firns (0,5 km<sup>2</sup>) wie ein ebenes Elementarteilchen verhalte. Sie hat den Vorteil, dass sie für beliebige Konfigurationen trotz mehrfacher Ueberbestimmung einheitlich anwendbar ist und, ausgeführt als Ausgleichung nach der Methode der kleinsten Quadrate, nicht nur Richtung und Beträge der Hauptdehnungen, sondern auch die mittleren Fehler dieser Grössen resp. die Restfehler in den einzelnen Messpunkten liefern kann.

Station: Camp VI

Messung vom 11. Aug. 1959

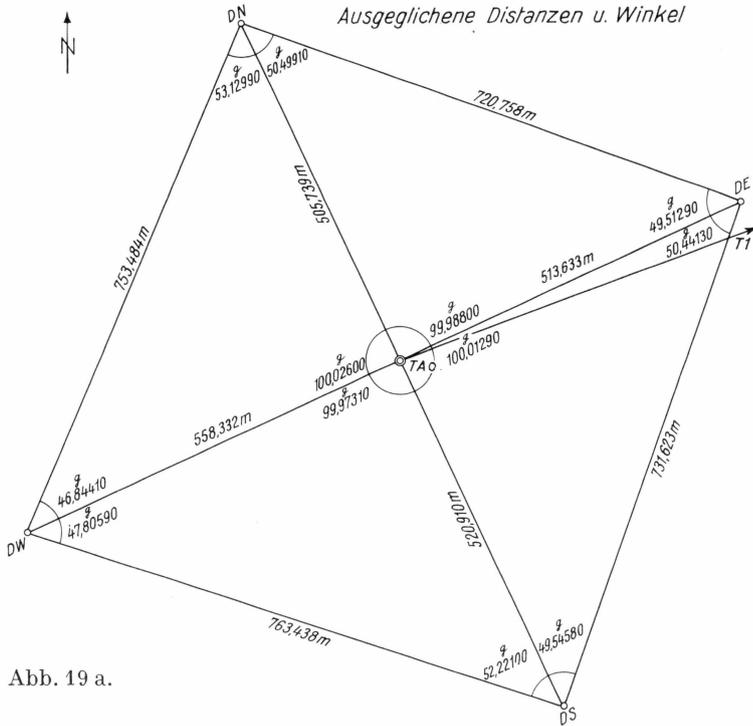


Abb. 19 a.

Abb. 19 a-h. Ausgeglichene Seiten und Winkel der Deformationsvierecke.

Deformationsvierecke

Station: Camp VI

Messung vom 9. Aug. 1960

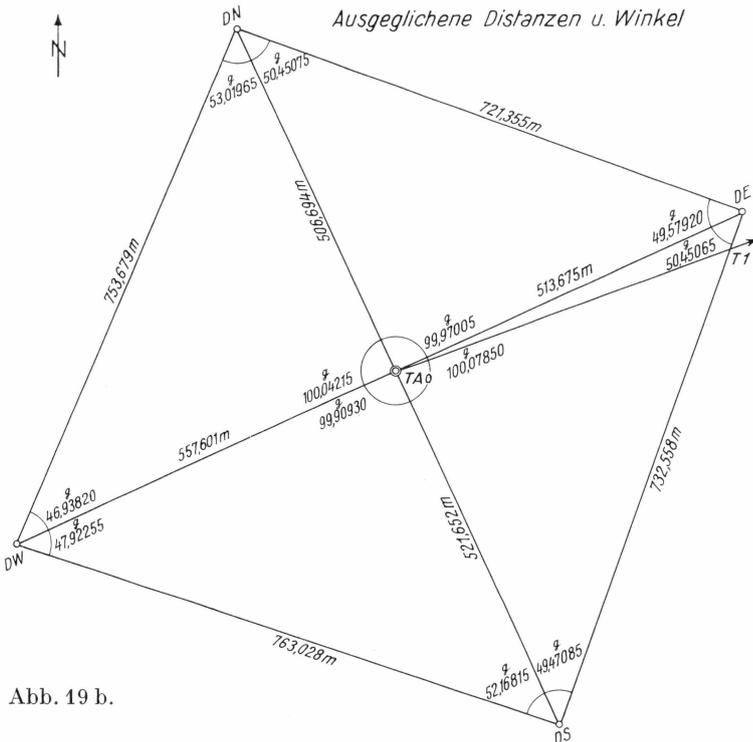


Abb. 19 b.

Station: Milcent

Messung vom 2. Juni 1959

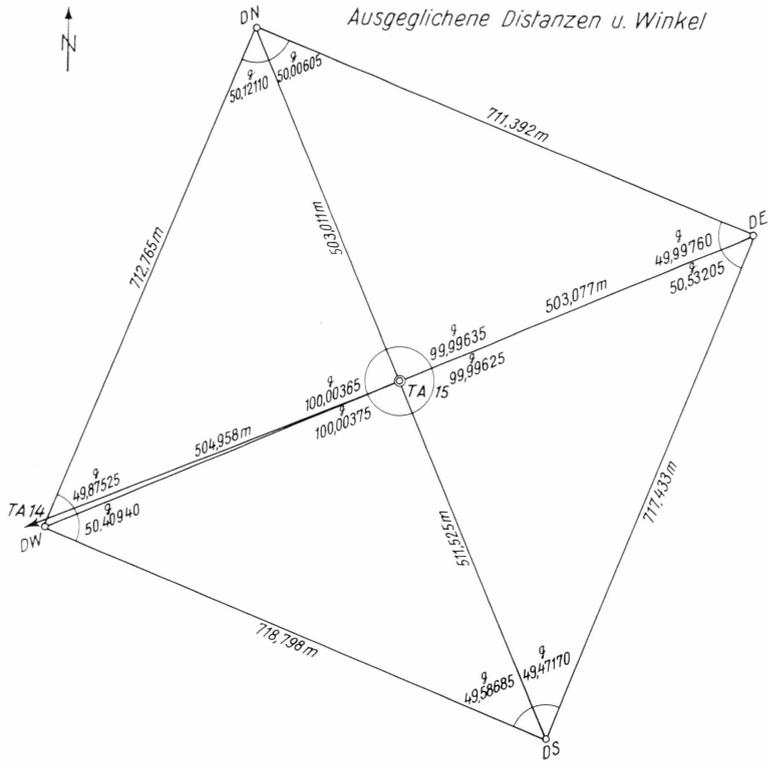


Abb. 19 c.

T15/1

T15/2

Station: Milcent

Messung vom 6. Aug. 1960

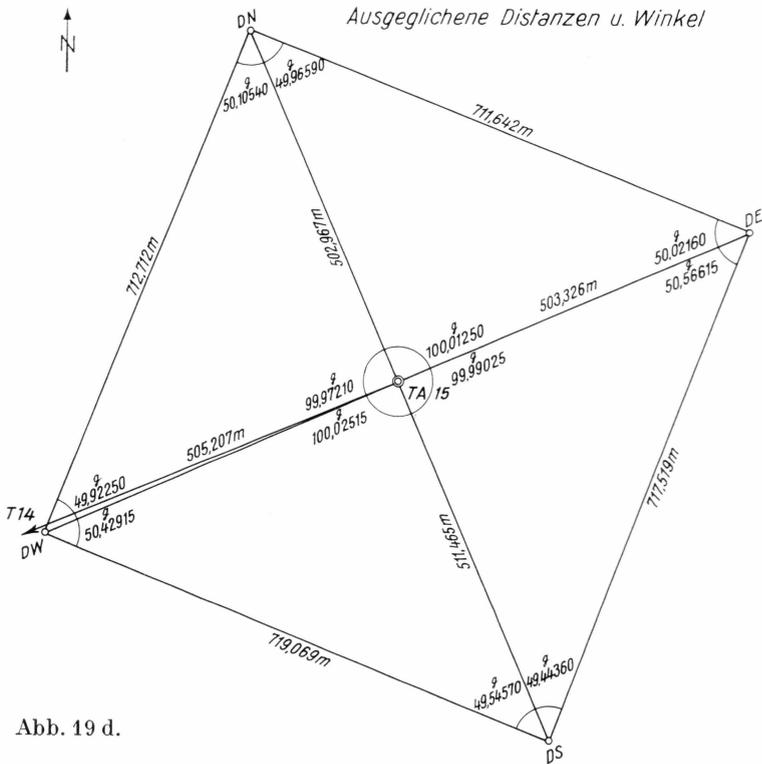


Abb. 19 d.

T15/1

T15/2

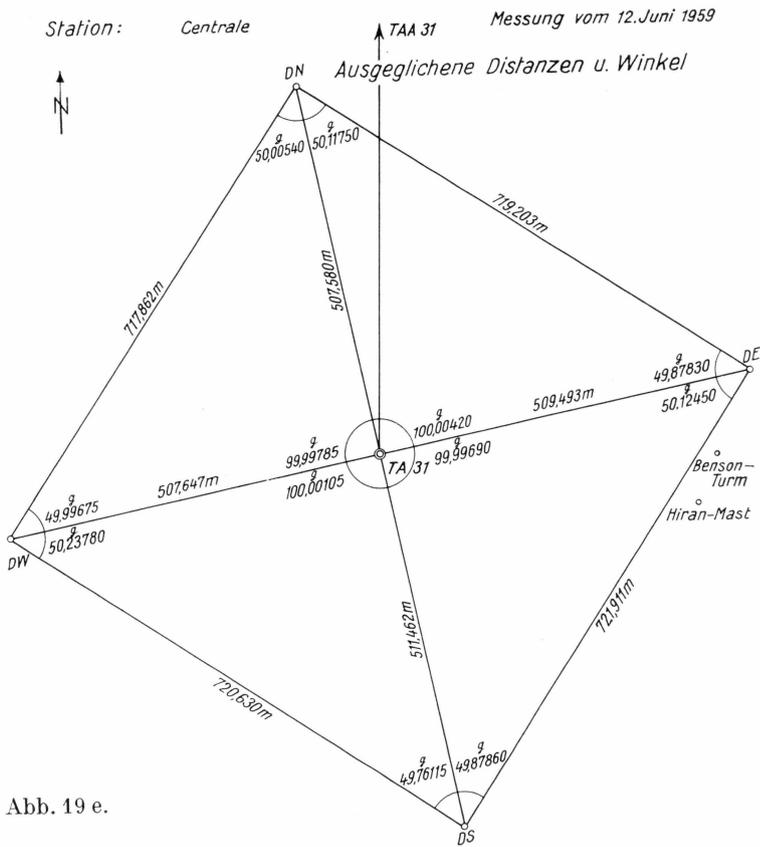


Abb. 19 e.

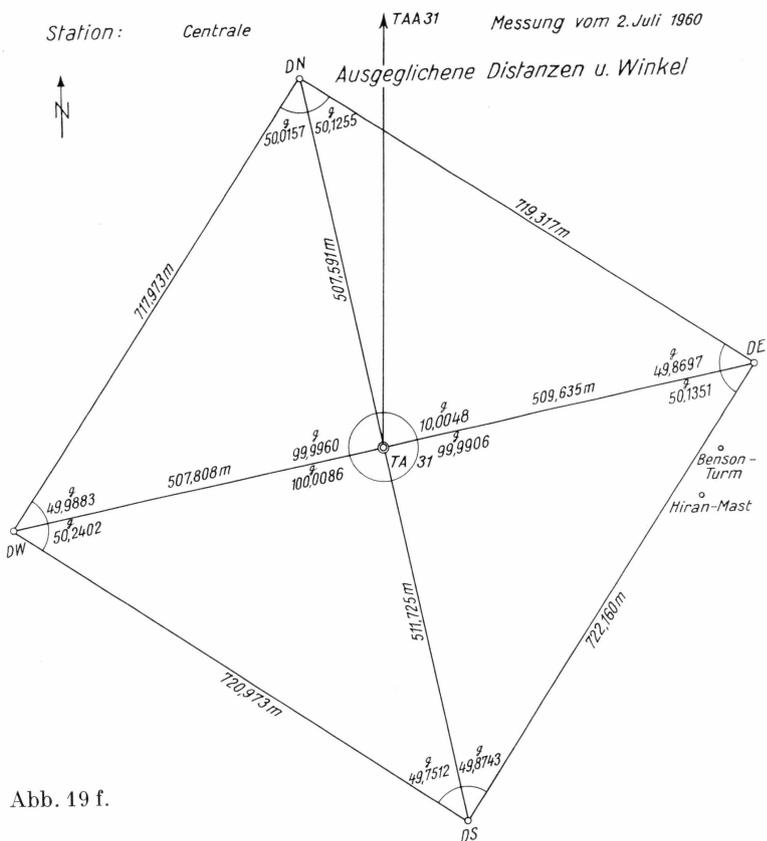


Abb. 19 f.

Station: Jarl-Joset

Messung vom 10. Juli 1959

Ausgeglichene Distanzen u. Winkel

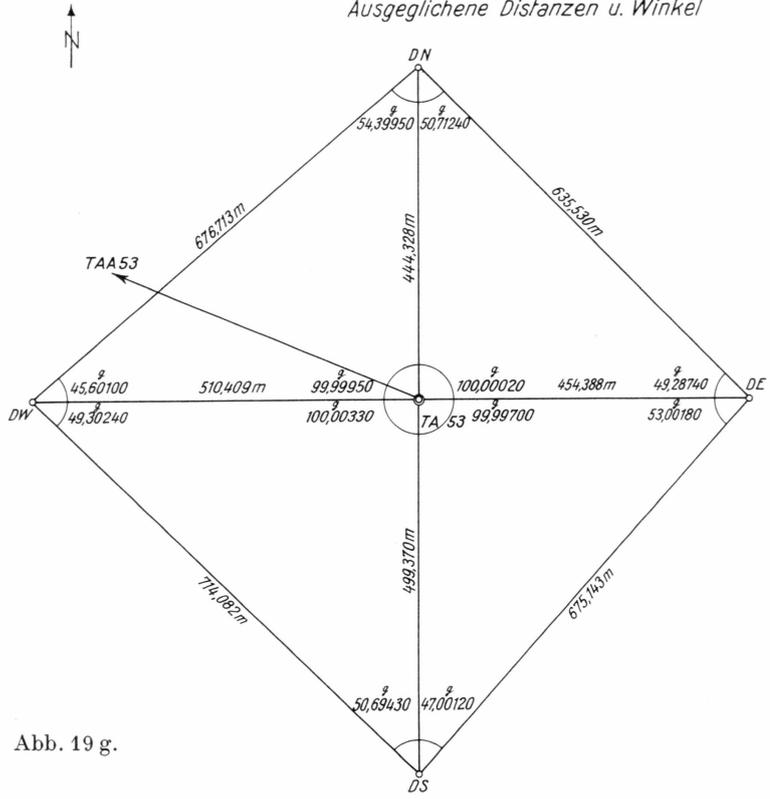


Abb. 19 g.

Station: Jarl-Joset

Messung vom 5. Juni 1960

Ausgeglichene Distanzen u. Winkel

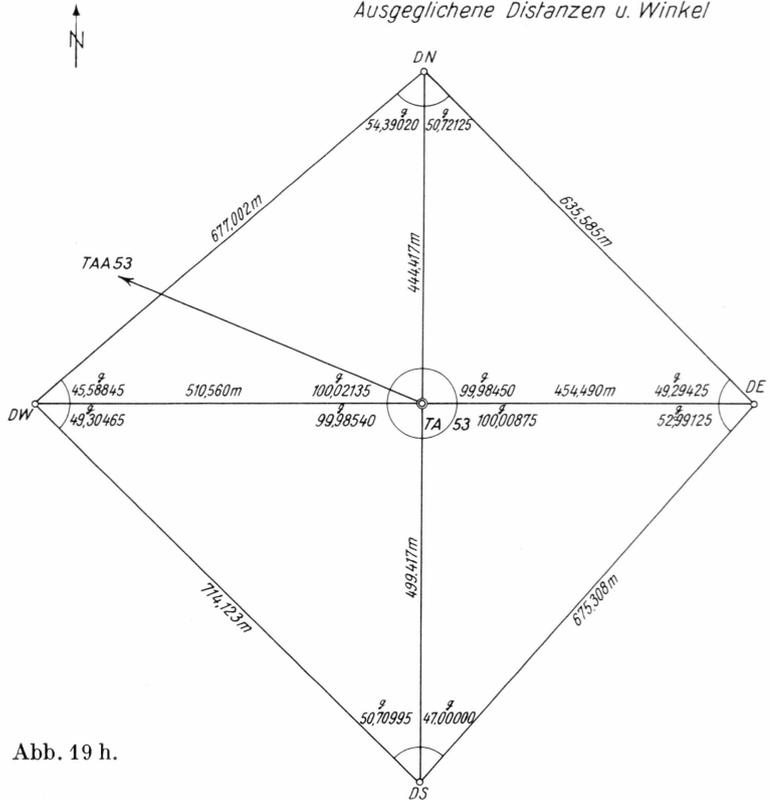


Abb. 19 h.

Tab. 17. *Verzeichnis lokaler rechtwinkliger Koordinaten aller Pegel*  
 Nullpunkt ist Zentrumspegel mit runden Kilometerwerten, Höhennullpunkt ist Fusspunkt des Zentrumpegels.

Messdatum	Ort	Pegel	Koordinatenwerte 1959			Koordinatenwerte 1960		
			<i>y</i>	<i>x</i>	<i>H</i>	<i>y</i>	<i>x</i>	<i>H</i>
7.5.59. ersetzt im Herbst	Camp VI EGIG	TA 0	1000.00	1000.00	0	-	-	-
		DN	1000.10	1505.36	+ 5,42	-	-	-
		DE	1513.44	1000,00	+ 10,25	-	-	-
		DS	999.98	479.37	- 3,37	-	-	-
		DW	441.61	999.97	- 11,13	-	-	-
18.8.59 9.8.60	Camp VI EGIG	TA 0	1000.00	1000.00	-	1000.00	1000.00	0
		DN	1000.09	1505.73	-	1000.26	1506.66	+ 2,97
		DE	1513.62	1000.00	-	1513.73	1000.00	+ 9,42
		DS	999.89	479.09	-	999.37	478.31	- 5,09
		DW	441.67	999.88	-	442.45	999.89	- 13,12
2.6.59	Milcent	TA 15	15000.00	1000.00	0	15000.00	1000.00	0
		DN	15000.03	1503.01	+ 1,15	14999.88	1502.97	+ 1,14
DE		15503.08	1000.00	+ 4,41	15503.34	1000.00	+ 4,50	
DS		15000.03	488.48	- 1,01	15000.10	488.54	- 0,93	
DW		14495.04	1000.01	- 3,97	14494.81	1000.13	- 3,91	
6.7.60		T15/1	15.05527	369.33	-	-	-	
		T15/2	15028.80	324.93	-	-	-	
11.6.59 2.7.60	Station Centrale	TA 31	31000.00	1000.00	0	31000.00	1000.00	0
		DN	30999.97	1507.58	- 0,72	30999.96	1507.59	- 0,72
DE		31509.50	1000.00	+ 1,81	31509.63	1000.00	+ 1,31	
DS		31000.03	488.54	+ 0,67	31000.08	488.27	+ 0,76	
DW		30492.36	999.98	+ 0,60	30492.19	999.99	- 0,62	
		Benson Turm (Ost- kante)	31439.71	899.18				
		Balise						
		Hiran	31402.62	844.29				
10.7.59 5.6.60	Station Jarl-Joset	TA 53	53000.00	1000.00	0	53000.00	1000.00	0
		DN	52999.99	1444.33	- 1,75	53000.09	1444.41	- 1,74
DE		43454.39	1000.00	- 1,28	53454.44	1000.00	- 1,34	
DS		53000.02	500.63	+ 1,01	52999.91	500.58	+ 0,98	
DW		52489.59	1000.00	+ 0,74	52489.39	999.95	+ 0,80	
		M <sub>1</sub>		-	-	52289.77	925.25	-
		M <sub>2</sub>		-	-	52290.38	834.32	-
8.7.59	Dépot 420	TA 61	61000.00	1000.00	0			
		DN	61000.00	1506.87	+ 1,03			
		DE	61508.04	999.91	- 0,49			
		DS	60999.83	496.54	- 1,35			
		DW	60557.26	1000.07	+ 0,43			

Station: Camp VI

Messung vom 11.8.1959  
9.8.1960

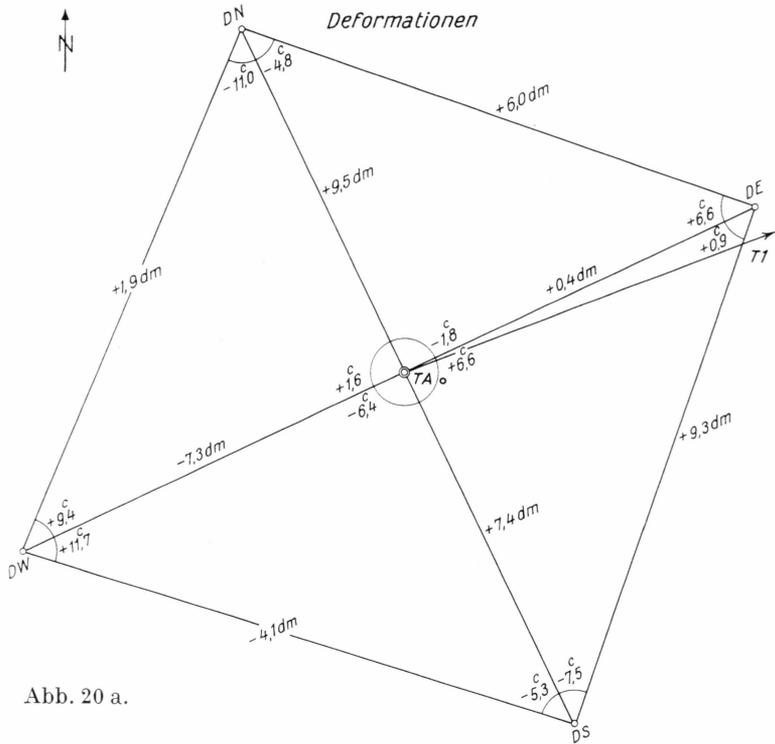


Abb. 20 a.

Abb. 20 a. Dehnungen und Schiebungen der Deformationsvierecke. Masspläne aller Vierecke.

Station: Milcent

Messung vom 2.6.1959  
6.8.1960

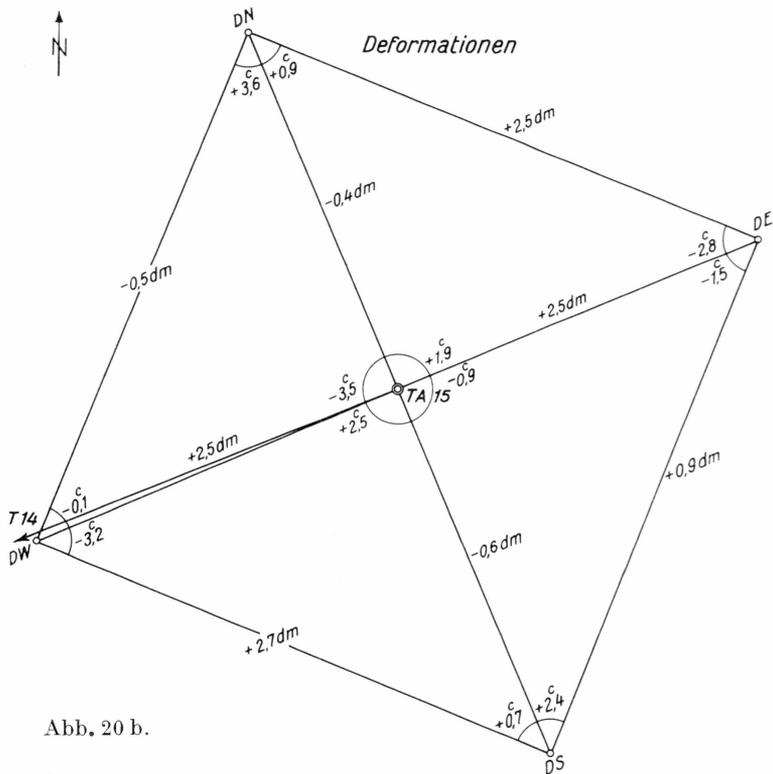
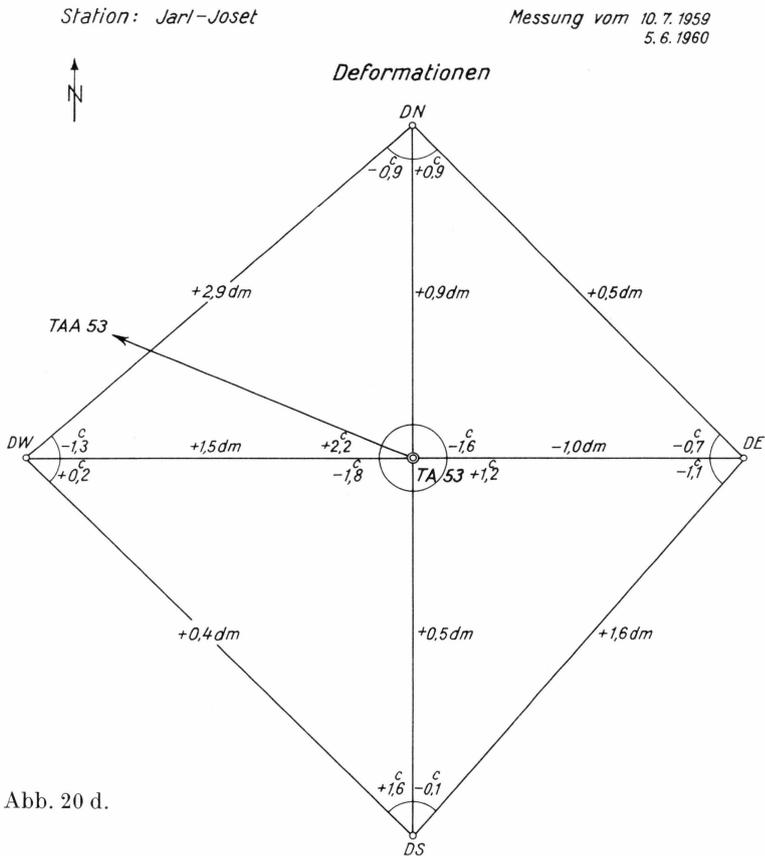
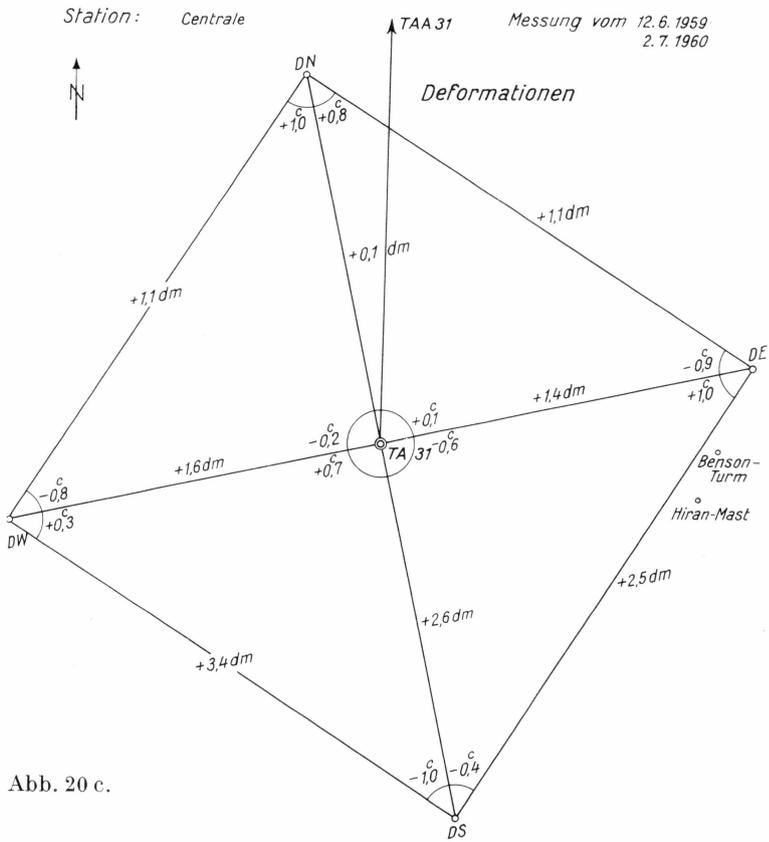


Abb. 20 b.



Die Anwendung dieser Berechnungsmethode drängte sich im Anschluss an die Koordinatenberechnung (3.4.2.2.1) auf. Sie ergab als Resultat für praktisch alle Vierecke Deformationen, deren Realität fehlertheoretisch nicht verbürgt ist, – ausgenommen bei Milcent<sup>1)</sup> – sodass sich die Bestimmung der Hauptdehnungsrichtungen (vgl. II. Teil Kap. 8.3) als sinnlos erweist. Einige Werte sind in Spalte 4 der Tab. 19 mitgeteilt.

Der Grund zu diesem Resultat liegt vermutlich darin, dass diese Deformationsvierecke nicht klein genug sind, um als homogen gelten zu können.

#### 3.4.2.2.4<sup>3</sup> Vereinfachte Deformationsberechnung

Die Resultate der Berechnungen 3.4.2.2.2 wurden daher nach einem etwas vereinfachten Transformationsverfahren bearbeitet, das die Grösse der Dehnungen an allen Strecken und die Schiebungen ermittelt. Diese Werte sind graphisch in Abb. 20 dargestellt. Beide Berechnungsarten geben übereinstimmende Resultate.

#### 3.4.2.2.4<sup>4</sup> Absolute Verschiebungen

Die unter 3.4.2.2.4<sup>4</sup> angegebenen Werte enthalten weder die effektive Lageänderung der ganzen Deformationsvierecke noch deren Drehung.

Die Lageverschiebung kann erst nach der Nachmessung des W-E-Profiles ermittelt werden.

Ueber die Verdrehung der Vierecke gegenüber einer als unverändert angenommenen Bezugsrichtung orientiert Tab. 18.

### 3.4.3 Resultate

#### 3.4.3.1 Akten

Alle Messoriginalen und Berechnungsakten sind im Geodätischen Institut der Eidg. Techn. Hochschule in Zürich deponiert.

#### 3.4.3.2 Deformationen

Eine Uebersicht über die Dehnungen in den Diagonalenrichtungen, errechnet nach den zwei verschiedenen Methoden, gibt Tabelle 19. Die Werte sind dabei zu Vergleichszwecken auf 365 Tage umgerechnet, unter der wohl kaum genau zutreffenden Annahme, dass die Bewegung gleichförmig über das ganze Jahr verläuft.

Die Realität der gemessenen Werte wird durch den Faktor der Spalte 7 angegeben, die das Verhältnis Deformationsbetrag zu mittlerem Fehler darstellt. Nur Faktoren über 3 geben sichere Deformationen an, was nur für Camp VI zutrifft. Auch bei Milcent ist obige Bedingung für die WE-Richtung nahezu erfüllt.

<sup>1)</sup> Glaziologische Auswertung siehe S. 299–308.

Tab. 18. *Absolute Orientierung der Deformationsvierecke*

Ort	Seite	Azimut 1959*	gem. Richt. 1959	gem. Richt. 1960
			(mit TA - DE = 0,00 00)	
Camp VIEGIG...	TA 0-T 1	72 <sup>g</sup> ,6744	1 <sup>g</sup> ,800	399 <sup>g</sup> ,2560
Milcent .....	TA 15-T 14	269,7372	200,0062	200,0160
	TA 15-TAA 15	380,0819	-	-
Centrale .....	TA 31-T 30	269,7749	-	-
	TA 31-TAA 31	385,5851	314,9930	314,9979
Jarl-Joset .....	TA 53-T 52	292,1929	-	-
	TA 53-TAA 53	325,2324	224,7011	224,6313**
Dépot 420.....	TA 61-T 60	222,1416		
	TA 61-TAA 61	318,6149		

\*) Werte nach W. HOFMANN (1964).

\*\*) Zielpunkt TAA 53 unsicher.

Es ergibt sich:

- a) In Milcent, Stat. Centrale und Stat. Jarl-Joset sind zwischen Mai 1959 und August 1960 mit Sicherheit keine Deformationen aufgetreten, die den Betrag von 1 m/1 km pro Jahr überschreiten.
- b) Im Camp VI EIGIG sind im selben Zeitraum Deformationsbeträge von über 1 m/km/Jahr sicher festgestellt worden.

Tab. 19. *Deformationsvierecke: Zusammenfassung der ermittelten Deformationen*

1 Ort	2 Länge der Diagonale in m		3 Zeitdauer zw. Mess. (d)	4 Deformationen mit ihren mittler. Fehlern in cm/km nach Method.2.4.1		5 Deformationen mit ihren mittler. Fehlern in cm/km nach Method.2.4.2		6 Spezifische Deformation pro Jahr		7 Realitätsfaktor für Spalte 5	
	WE	NS		WE	NS	WE	NS	WE	NS	WE	NS
Camp VI EIGIG ..	1072	1027	362	-65	+167	-64	+165	-64	+166	8,0	20,6
TA 0 .....				±55	±8	±8	±8	±8	±8		
Milcent ...	1008	1014	430	+48	-10	+50	-10	+42	-8	2,6	0,5
TA 15 ....				±4	±5	±19	±19	±16	±16		
St. Centrale	1017	1019	417	+30	+27	+28	+27	+25	+24	1,8	1,9
TA 31 ....				±3	±13	±16	±14	±14	+12		
Jarl-Joset .	965	944	330	+27	+13	+26	+14	+29	+16	2,4	1,3
TA 53 ....				±6	±4	±11	±11	±12	±12		

- c) Die Deformationen der Deformationsvierecke mit 1 km Diagonallänge sind nicht als Werte eines homogenen Firnstückes darstellbar, was sich bereits aus der optisch ersichtlichen Topographie erklärt (vergl. Höhendifferenzen der Pegel gegen Zentrum).

#### 3.4.3.3 Schlussfolgerungen

Die Vierecke mit 1000 m Diagonale decken inhomogene Gebiete.

Das angewendete Verfahren erwies sich als praktisch durchführbar. Mängel ergaben sich durch die Uneindeutigkeit der Zielpunkte, der aber durch einheitliche Beobachtungsanlage künftig Rechnung getragen werden kann.

Für die festgestellten Dehnungsbeträge erweist sich die Distanzmessmethode für kleinere, aber homogene Konfigurationen als zu wenig genau. Man wird über längere Zeiträume Dehnungen bestimmen, oder aber präzisere Messmethoden einsetzen müssen. Der Einsatz direkter Distanzmessgeräte (Drähte etc.) erscheint nach meinen Erfahrungen im Sommer 1959 möglich. Eine erste glaziologische Auswertung der Resultate findet sich im II. Teil, Kap. 8.3 (HAEFELI).

### 3.5 Verformungsmessungen im Schrägschacht Dumont Station Jarl-Joset (H)

(vgl. Anhang No. 2)

Im August 1956 hatte der Verfasser Gelegenheit, die Expedition „Centre Groenland“ unter der Leitung von JEAN DUMONT auf dem Hinflug zu begleiten. Die kleine Expedition von 4 Mann<sup>1</sup> sowie sämtliches Material für die Ueberwinterung wurde von der Französischen Luftwaffe mit Fallschirmen abgeworfen, wozu 8 Transportflüge zwischen Island und dem Inlandeis nötig waren. An derselben Stelle, wo 1956/57 die Expedition „Centre Groenland“ in der Station Dumont überwinterte, wurde im Sommer 1959 von der EGIG die Station Jarl-Joset errichtet (71°21' N & 33°29' W).

Unter sehr grossen Entbehrungen und harter Arbeit wurde von DUMONT und seinen Begleitern der in Abb. 1 nach den Plänen des Verfassers dargestellte Schrägschacht im Laufe der Ueberwinterung bis in eine Tiefe von 40 m ausgehoben. Zwei Hohlkugeln in 20 und 40 m Tiefe, deren gemessene Verformungen in Kap. 3.7 behandelt werden, sollten weitere Aufschlüsse über das rheologische Verhalten des Firnes vermitteln. Ferner wurden nivologische Messungen nach dem Programm von M. DE QUERVAIN ausgeführt.

<sup>1</sup>) JEAN DUMONT, MICHEL DE LANNURIEN (Meteorologe), PIERRE GENESSEAU (Arzt) und JEAN DIRAISON (Radio).

Während der Ueberwinterung 1956/57 hat DUMONT verschiedene Verformungsmarken in der Schachtwand Nord eingesetzt und die Basismessungen vorgenommen. Die gleichen Marken wurden von F. BRANDENBERGER und R. SCHNEIDER während der Ueberwinterung der EGIG 1959–1960 nachgemessen. Durch den Vergleich der beiden Messungen wurden Ergebnisse in Bezug auf Firnsetzung und Schrumpfung erzielt.

Der vollständige Bericht über die Verformungsmessungen im Schrägschacht, auf den wir hier verweisen, ist im Faszikel 1 des 5. Bandes enthalten und wurde von RENÉ SCHNEIDER, der die meisten Messungen ausgeführt hat, verfasst. Wir beschränken uns nachstehend auf einige Angaben über die Querschnittsverengung des Schachtes, die auf den Messungen von R. SCHNEIDER beruhen und sich mit entsprechenden Messungen in den beiden Hohlkugeln vergleichen lassen (vgl. Kap. 3.7).

Nach Abb. 21a lassen sich für die Periode vom 24. Juni 1957 bis 7. Juli 1959 folgende lotrechte Verengungsgeschwindigkeiten  $\delta_h$  berechnen (bezogen auf  $h_0$  gemessen am 24. Juni 1957):

Punkt	$h_0$ (cm)	$\Delta h$ cm/Jahr	$\delta_h$ ‰/Jahr
$R_1$ .....	224,4	13,7	6,10
$R_2$ .....	191,7	8,1	4,23
$R_3$ .....	209,5	5,0	2,38
$R_4$ .....	198,5	3,5	1,76
$R_6$ .....	210,0	2,5	1,19

Die entsprechenden Messdaten, die in der Zone von 7–27 m Tiefe eine sehr ausgesprochene Abnahme der lotrechten Verengungsgeschwindigkeit des Schachtquerschnittes mit der Tiefe erkennen lassen, sind für die Punkte  $R_1$ ,– $R_4$  und  $R_6$  in Abb. 21 a eingetragen. Dabei zeigt sich, dass die spez. Verengungsgeschwindigkeiten des Schachtes nur wenig grösser sind als die entsprechenden Werte, die von F. BRANDENBERGER in den beiden Hohlkugeln gemessen wurden. Man beachte ferner, dass gemäss Kap. 3.7 in ca. 60 m Tiefe ein Minimum der vertikalen Verengungsgeschwindigkeit zu erwarten ist, was nicht nur für die Hohlkugeln, sondern auch für den Schrägschacht gelten dürfte. Für die Hohlkugeln wurde gefunden, dass dieses Minimum ca. 0,9‰ pro Jahr beträgt (Tiefe ca. 60 m). Für den Schrägschacht schätzen wir den entsprechenden Minimalwert auf ca. 1‰/Jahr.

### 3.6 Lotmessungen beim Schrägschacht Dumont (*H* & *B*)

#### 3.6.1 Problemstellung (*H*)

Im ursprünglichen Programm war vorgesehen, Lotmessungen im Schacht M. Perez der Station Centrale durchzuführen. Nachdem dieser

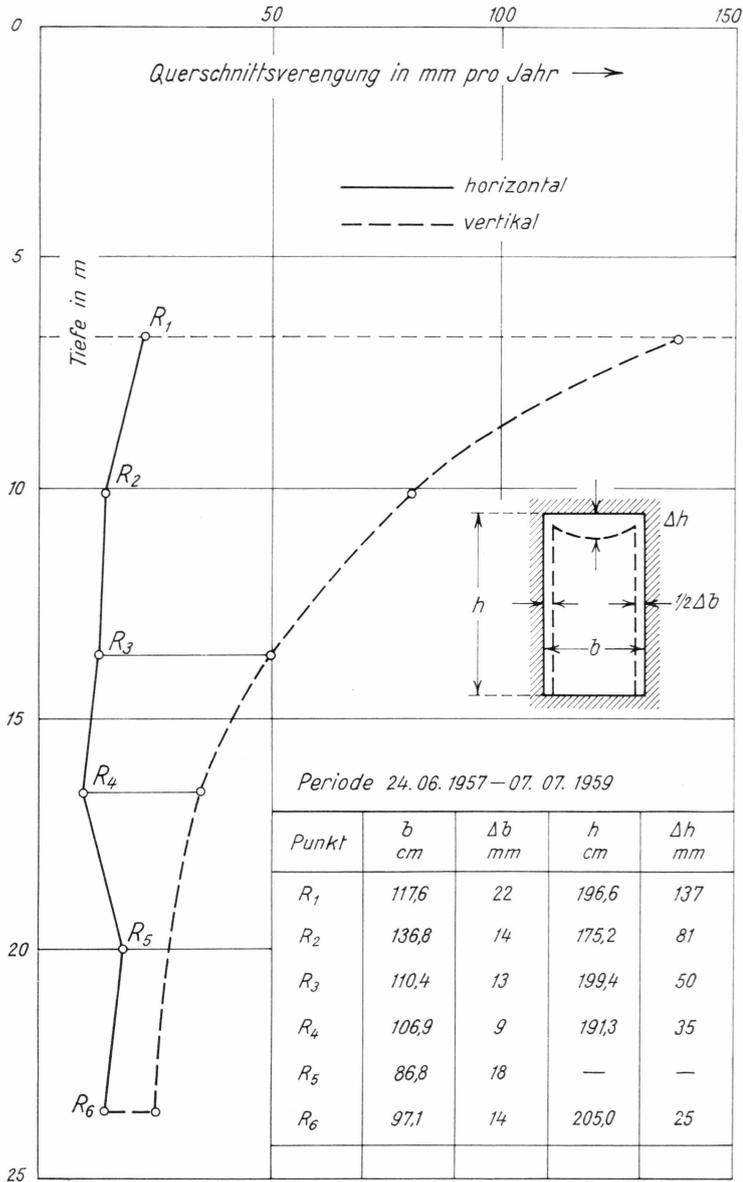


Abb. 21 a. Querschnittsverengung im Schacht Dumont in mm/Jahr.

Schacht jedoch nicht mehr aufgefunden werden konnte, entschlossen wir uns, einen kleinen Ersatz für den Ausfall dadurch zu schaffen, dass neben dem Schacht Dumont ein lotrechtes, mit einer Lotmessung ausgestattetes Loch von ca. 8 m Tiefe gebohrt wurde, dessen unteres Ende mit einer erweiterten Nische versehen und vom Schacht Dumont aus zugänglich war (Abb. 21b).

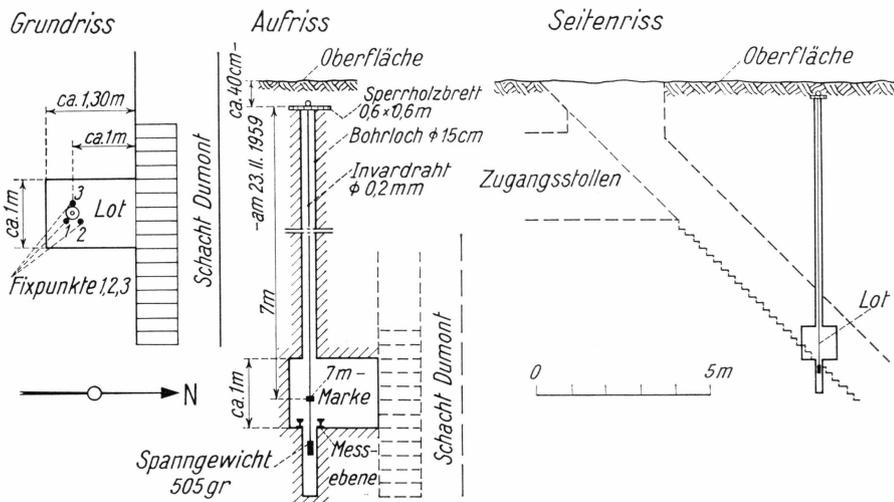


Abb. 21 b. Lotmessung beim Schacht Dumont, Versuchsanordnung.

Durch diese Einrichtung sollte geprüft werden, ob in der zur Verfügung stehenden Beobachtungszeit von einigen Monaten eine systematische Lotverschiebung messbar sei, die auf eine entsprechende Differenz der horizontalen Geschwindigkeitskomponenten zwischen den obersten Firnschichten und damit auf einen lotrechten Geschwindigkeitsgradienten schliessen lasse.

### 3.6.2 Theoretische Ueberlegungen (H)

Bei einer geneigten ebenen Firnoberfläche muss im Bereich der Firnschicht eine mehr oder weniger scharfe Ausbuchtung des Geschwindigkeitsprofils auftreten, weil die Firnschichten eine wesentlich höhere Fluidität besitzen als das darunter liegenden Eis von derselben Temperatur (Abb. 22). Die Differenz zwischen der Oberflächengeschwindigkeit  $v_{xo}$  und der Geschwindigkeit des Eises  $v_{ox}$  (in der Trennfläche Firn – Eis) bezeichnen wir mit  $\Delta v_{ox}$ , wobei wir annehmen, dass der Oberflächenpunkt  $P'$  senkrecht über  $E$  liegt (Abb. 22). Diese Geschwindigkeitsdifferenz ist vor allem deshalb zu beachten, weil meistens nur die Geschwindigkeiten an der Firnoberfläche gemessen werden, die nicht ohne weiteres mit der Geschwindigkeit der oft in grosser Tiefe gelegenen Eisoberfläche identifiziert werden dürfen. Dies gilt insbesondere für das zentrale Inlandsis und die Antarktis, wo die Firnschicht eine bedeutende Mächtigkeit erreicht während die Eischwindigkeit  $v_{ox}$  sehr klein ist.

Komplizierter werden die Verhältnisse, wenn die Firnoberfläche von einer mittleren Neigung wie z.B. in Grönland, nicht eben, sondern wellen-

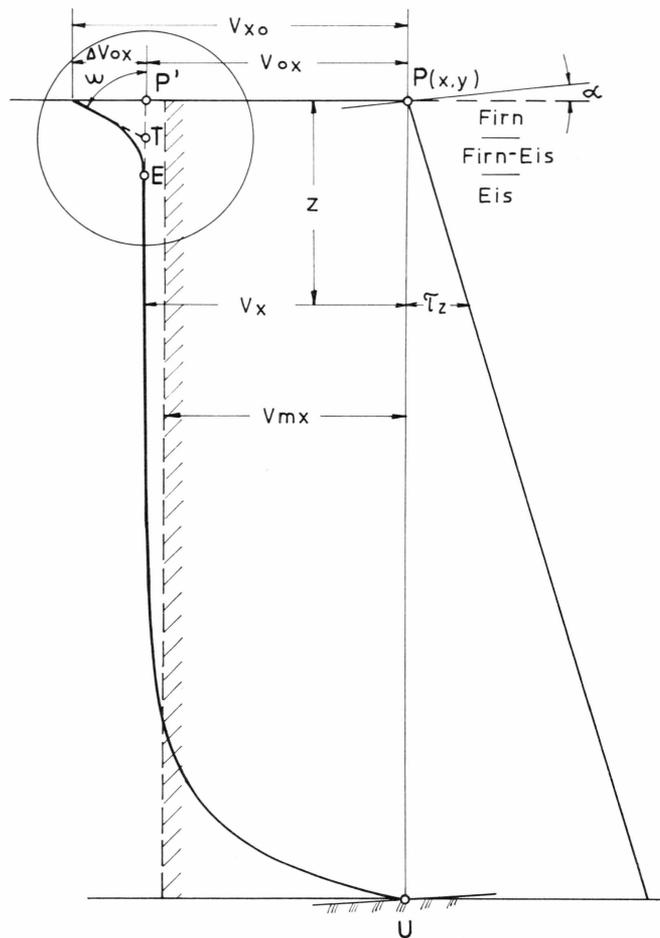


Abb. 22. Vertikales Geschwindigkeitsprofil, (schematisch).

förmig verläuft oder ganz unregelmässig geformt ist. Wie in Abb. 23 schematisch dargestellt wurde, können in diesem Falle die Geschwindigkeitsunterschiede  $\Delta v_{ox}$  positiv oder negativ werden, d.h. es können, je nach den lokalen Neigungsverhältnissen, neben den Ausbuchtungen auch Einbuchtungen am oberen Ende des Geschwindigkeitsprofils auftreten. Ist die Wellenlänge der Ondulation im Verhältnis zur Eismächtigkeit klein, so sprechen vor allem die fluiden Firnschichten in ihrer Bewegung auf die lokalen Neigungsverhältnisse an, während der Fliessvorgang des darunter befindlichen Eises mehr durch die mittlere Neigung der Firnoberfläche beherrscht wird. In den Kernzonen des Inlandeises oder der Antarktis, wo die mittlere Oberflächenneigung oft sehr klein oder gar Null ist, können die Differenzgeschwindigkeiten  $\Delta v_{ox}$  von gleicher Grössenordnung oder sogar wesentlich grösser werden als die Differenzen

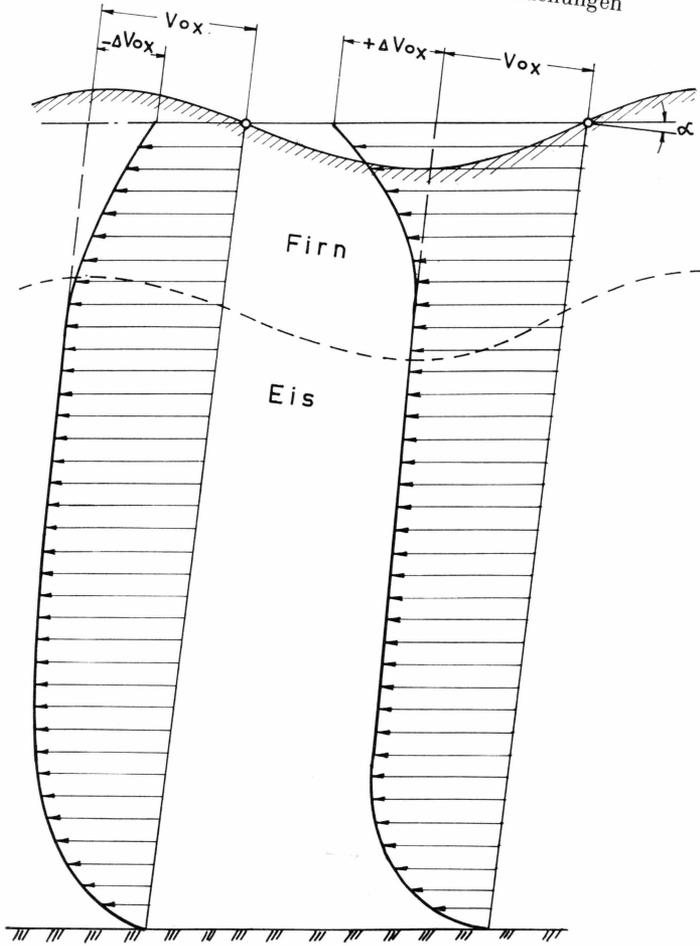


Abb. 23. Vertikale Geschwindigkeitsprofile bei wellenförmiger Firnoberfläche (schematisch).

zwischen den Eisgeschwindigkeiten benachbarter Punkte. Bedingt durch das lokale Relief der Oberfläche ändern dann die Geschwindigkeiten in Grösse und Richtung von Punkt zu Punkt und sind bei zeitlich wechselndem Relief (Windverfrachtung) auch kleinen zeitlichen Aenderungen unterworfen. Es ist in diesem Falle nicht möglich, mit Hilfe von relativ kleinen Strecken repräsentative Geschwindigkeitsdifferenzen zu erhalten, weil sich in der gemessenen Längenänderung vor allem die lokalen Neigungsverhältnisse der Firnoberfläche widerspiegeln, wodurch der Einfluss der Grundbewegung des Eises mehr oder weniger verwischt wird.

Um einen quantitativen Ueberblick über den Einfluss der Oberflächenneigung auf das Kriechprofil der obersten 8 m der Firnschicht,

d.h. auf die ganze Höhe des Lotes zu erhalten, wird nachstehend versucht, folgende Frage zu beantworten:

*Welche Lotverschiebung ist in gegebener Tiefe im Laufe eines Jahres zu erwarten, wenn die mittlere Neigung der Firnoberfläche 1% beträgt?* Die dabei erhaltene Verschiebung kann direkt mit der gemessenen Lotverschiebung verglichen werden.

Um die gestellte Frage auch nur annähernd beantworten zu können, müssen wir ausser dem Raumgewicht der obersten Firnschicht von 8 m Höhe auch deren Zähigkeitsverhältnisse kennen. Eine Vereinfachung besteht darin, dass wir in Anbetracht der sehr kleinen Schubspannungen mit dem linearen Fliessgesetz rechnen können von der Form:

$$\frac{d\alpha}{dt} = k_{11} \left( \frac{\tau}{\tau_1} \right); \quad \tau = \text{tg } \alpha_0 \cdot \Sigma \gamma \cdot dz \quad (22)$$

$$\tau_1 = 1 \text{ kg/cm}^2; \quad \alpha_0 = \text{Neigung der Firnoberfläche.}$$

Die Raumgewichte  $\gamma$  wurden gemessen. Sie nehmen bis in 8 m Tiefe praktisch linear mit der Tiefe zu. Die spez. Schiebungsgeschwindigkeiten  $k_{11}$ , deren Logarithmus annähernd proportional dem Raumgewicht abnimmt, wurden auf Grund einer Untersuchung angenommen, die in einem späteren Kapitel behandelt wird. Dabei bedeutet  $k_{11}$  die Geschwindigkeit der Winkelverformung ( $\Delta\alpha: \Delta t$ ) bei einer reinen Scherbeanspruchung  $\tau_1 = 1 \text{ kg/cm}^2$ . Die Berechnung der Lotabweichung erfolgt nachstehend tabellarisch, wobei wir die betrachtete Firndecke von 8 m Höhe in 8 Schichten von je 1 m Höhe unterteilen. Für jede Schicht erhält man eine kleine Geschwindigkeitsdifferenz zwischen der Ober- und der Unterfläche dieser Schicht, indem die nach Gl. (22) berechnete Winkelgeschwindigkeit  $\Delta\alpha: \Delta t$  mit der Höhe dieser Schicht multipliziert wird (100 cm). Die Summe dieser kleinen Geschwindigkeitsdifferenzen ergibt

Tab. 20. Berechnung der relativen Verschiebungen pro Jahr

Schicht No.	Tiefe m	$\gamma$ t/m <sup>3</sup>	$k_{11}$ Jahr <sup>-1</sup>	$\Sigma \gamma dz$ t/m <sup>2</sup>	$10^3 \frac{\tau}{\tau_1}$	$\frac{\Delta\alpha}{\Delta t} \cdot 10^3$ Jahr <sup>-1</sup>	$\Delta v_1$ cm/Jahr
1.....	0-1	350	4.10	0.350	0.350	1.43	0.143
2.....	1-2	371	2.75	0.721	0.721	1.98	0.198
3.....	2-3	392	1.86	1.113	1.113	2.07	0.207
4.....	3-4	413	1.28	1.526	1.526	1.95	0.195
5.....	4-5	434	0.88	1.960	1.960	1.72	0.172
6.....	5-6	455	0.60	2.415	2.415	1.45	0.145
7.....	6-7	476	0.41	2.891	2.891	1.19	0.119
8.....	7-8	497	0.28	3.388	3.388	0.95	0.095
				Total			1.274

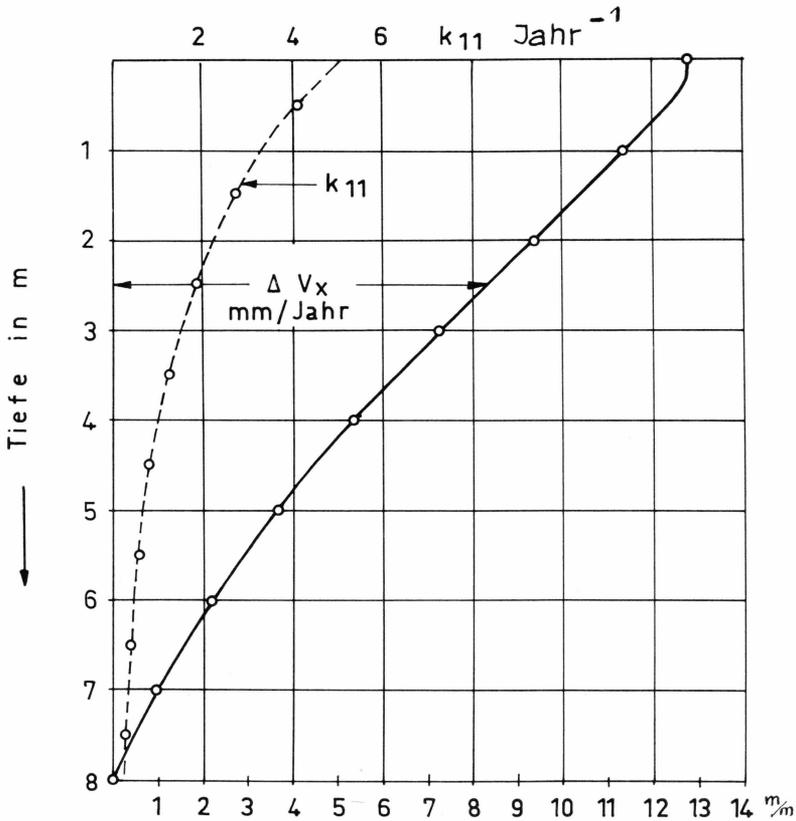


Abb. 24. Relative horizontale Verschiebungsgeschwindigkeiten für die obersten 8 m der Firndecke (Lotbereich), ausgedrückt in mm per Jahr (berechnet) infolge einer Neigung der Firnoberfläche von 1 ‰.

die gesuchte Verschiebung zwischen Ober- und Unterfläche des 8 m hohen Schichtkomplexes während eines Jahres.

Aus Abb. 24 ist ersichtlich, dass das theoretische Kriechprofil der obersten Firnschichten – ähnlich wie bei der alpinen Winterschneedecke (HAEFELI, 1939 und 1942) – nur relativ wenig von der Dreieckform abweicht. Da die Schubspannung an der Firnoberfläche wenigstens bei Windstille 0 ist, so steht die Tangente an das Kriechprofil hier senkrecht zur Oberfläche (Randbedingung). Auch anhaltender Wind, der eine tangentielle Reibung auf die Firnoberfläche ausübt, kann das rheologische Verhalten der obersten Firnschicht beeinflussen.

### 3.6.3 Messeinrichtung (B)

Da eine solche Lotmessung aus den in Kap. 3.6.1 angegebenen Gründen im Programm nicht vorgesehen war, musste eine Messeinrich-

tung mit den vorhandenen Mitteln improvisiert werden. Es wäre wünschbar gewesen, das Lot in einem zugänglichen, senkrechten Schacht mit den Abmessungen ca. 80/80 cm in verschiedenen Tiefen zu beobachten. Aus zwei Gründen kam dieses Vorhaben jedoch nicht zur Ausführung.

Aus arbeitstechnischen Gründen ist es unmöglich, einen Schacht mit den Abmessungen 80/80 cm mit einer Tiefe von mehr als ca. 1 m *von Hand* zu graben. Um die nötige Bewegungsfreiheit zu haben, ist ein Grundriss von mindestens 1,00/2,00 m notwendig. Ein Schacht mit kleineren Abmessungen kann nur mit mechanischen Hilfsmitteln erstellt werden (z.B. System Benoto).

Als die Idee für diese Lotmessung auftauchte, standen wir kurz vor dem Einbruch des grönländischen Winters. In erster Dringlichkeit hatten wir daher vorerst die Station auszubauen. So war es unmöglich, Zeit für das Graben eines mehrere Meter tiefen Lotschachtes zu erübrigen.

Während des Winters kam die Erstellung eines Schachtes mit Ausgang ins Freie nicht in Frage. Um trotzdem möglichst lang dauernde Lotmessungen ausführen zu können, entschlossen wir uns, eine Versuchsmessung in einem Bohrloch auszuführen. Abb. 21b zeigt die Messanordnung. Mit dem SIPRE-Kernbohrer trieben wir ca. 1 m südlich des Schrägschachtes von Dumont ein Bohrloch bis in etwa 9 m Tiefe, das wir nachher, so gut es eben ging, bis auf etwa 15 cm Durchmesser ausweiteten. Die Schwierigkeit bestand vor allem darin, das Loch möglichst lotrecht zu bohren. Sodann gruben wir in ca. 7 m Tiefe vom Schacht aus eine Nische von ca. 1 m Breite, 1 m Höhe und 1,30 m Tiefe in die Wand.

Das Lot bestand aus einem Invar-Draht  $\varnothing$  0,2 mm, an dessen unterem Ende ein längliches Gewicht von ca. 500 gr hing. Der Draht war am oberen Ende an einem Sperrholzbrett (ca. 60/60 cm und 14 mm dick) verankert. Dieses Ankerbrett wurde nun über dem Bohrloch ca. 40 cm tief unter der Schneeoberfläche eingebracht und das Loch darüber mit Schnee bis an die Oberfläche sorgfältig wieder eingefüllt.

Die Messeinrichtung unten im Schacht bestand ebenfalls aus einem Sperrholzbrett (ca. 40/40 cm und 14 mm dick) mit einem zentrischen Loch  $\varnothing$  20 cm. An den Eckpunkten eines gleichseitigen Dreiecks wurden als Fixpunkte drei kräftige Eisenschrauben  $\varnothing$  8 mm und 28 mm hoch in das Brett eingeschraubt (Abb. 21 b). Vier weitere Schrauben, die nach unten gerichtet waren, dienten der Verankerung im Firn. Zudem wurde das Brett im Firn eingefroren. Am Lotdraht war 7 m unter dem oberen Ankerpunkt eine Marke angebracht, mit der die Länge des Lotes zwischen Aufhängepunkt und Messebene bestimmt werden konnte. (Abb. 21b).

Die gegenseitigen Abstände der Fixpunkte voneinander wurden am Anfang und am Ende der Messperiode mit einer Genauigkeit von  $\pm 0,1$  mm gemessen. Zur Bestimmung der Verschiebung des Lotes in

Tab. 21. Gemessene Distanzen des Lotes von den Fixpunkten 1, 2 und 3

Datum	Mittelwerte aus 3-4 Ablesungen						Lotlänge cm	Firntem- peratur an der Messstelle °C
	1 mm	$\pm m$ mm	2 mm	$\pm m$ mm	4 mm	$\pm m$ mm		
23.11.59...	144,1	-	136,9	-	135,3	-	730	-
30.11. ...	144,8	-	137,7	-	134,6	-	729	-
7.12. ...	145,9	-	137,0	-	134,3	-	728	-
14.12. ...	146,2	-	136,4	-	134,9	-	726	-
21.12. ...	146,1	0,1	136,9	0,1	134,9	0,1	725	-
28.12. ...	146,6	0,2	136,2	0,2	135,1	0,1	724,5	-
4. 1.60...	146,2	0,1	137,0	1,0	125,0	0,3	723,5	-
11. 1. ...	146,8	0,1	135,8	0,3	135,0	0,3	722,5	-
18.11. ...	147,2	0,1	135,4	0,4	135,8	0,1	722	-
25.1. ...	147,1	0,2	136,0	0,3	135,0	0,3	721	-
1. 2. ...	146,9	0,5	135,3	0,2	134,8	0,2	720,5	-26,6
8. 2. ...	147,7	0,2	135,6	0,3	135,1	0,1	719,5	-26,9
15. 2. ...	147,1	0,3	135,6	0,3	134,7	0,2	719	-26,8
22. 2. ...	147,7	0,1	136,0	0,2	134,6	0,1	718	-26,9
29. 2. ...	148,0	0,2	135,8	0,1	134,9	0,1	717,5	-26,9
7. 3. ...	148,3	0,3	135,1	0,4	134,5	0,3	717	-27,0
14. 3. ...	148,6	0,2	135,0	0,2	134,9	0,1	716,5	-28,0
28. 3. ...	149,4	0,4	135,1	0,4	134,7	0,1	715	-27,1
4. 4. ...	149,5	0,2	134,6	0,2	134,2	0,3	714,5	-27,1
12. 4. ...	149,8	0,4	133,9	0,3	133,8	0,4	714	-27,1
18. 4. ...	149,8	0,3	134,0	0,3	134,4	0,2	713,5	-27,2
25. 4. ...	150,2	0,2	134,0	0,2	134,6	0,3	712,5	-27,0
2. 5. ...	150,4	0,2	133,3	0,1	133,9	0,3	712	-27,4
9. 5. ...	150,7	0,2	132,9	0,3	134,0	0,4	711,5	-27,3
16. 5. ...	151,0	0,1	133,0	0,2	133,5	0,2	711	-27,3
23. 5. ...	150,9	0,1	131,9	0,4	133,6	0,2	710,5	-27,4
30. 5. ...	150,7	0,8	131,9	0,6	133,0	0,3	710	-27,4
6. 6. ...	152,0	0,3	132,0	0,1	134,2	0,5	708,5	-27,4
13. 6. ...	152,5	0,4	131,6	0,2	134,4	0,4	708	-27,7
20. 6. ...	152,6	0,2	131,4	0,2	134,4	0,4	707	-27,4
27. 6. ...	153,6	0,3	131,3	0,1	134,4	0,4	706,5	-27,4
4. 7. ...	153,3	0,2	130,7	0,3	134,2	0,2	705,5	-27,4
11. 7. ...	153,5	0,3	130,3	0,4	134,6	0,4	705	-27,4
18. 7. ...	155,0	0,5	129,7	0,5	135,1	0,3	704	-27,4

$m$  = mittlerer Fehler an den Mittelwerten der gemessenen Distanzen aus 3-4 Ablesungen.

Bezug auf die drei Festpunkte erfolgte die Messung der Distanzen zwischen dem Lot und den Fixpunkten wöchentlich mit einer Schublehre mit 1/10 mm Teilung. Die Messebene war immer die gleiche, indem die Schublehre stets von unten an den Bolzenkopf angeschlagen und mit dem Doppelmeter der Abstand der 7 m - Marke am Lot von der Mess-

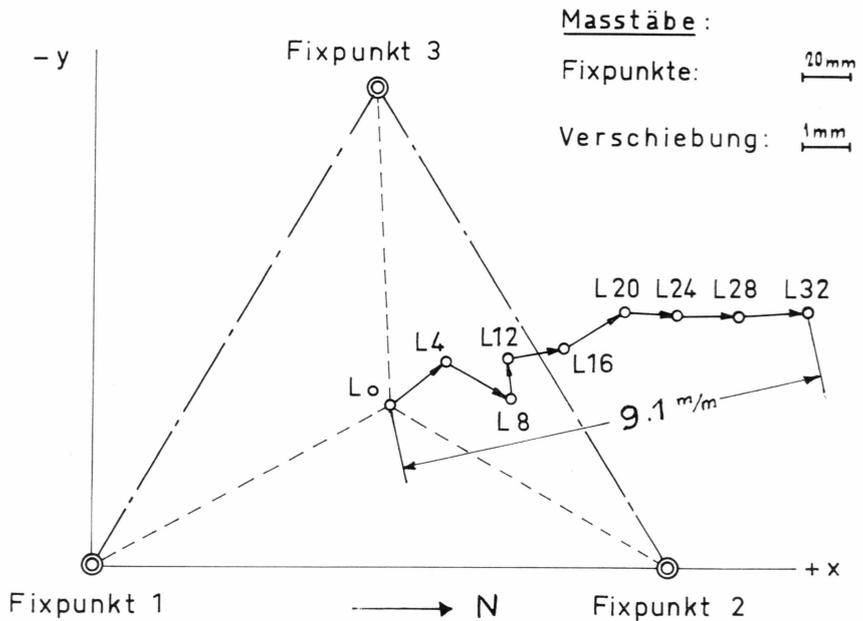


Abb. 25. Gemessene Lotverschiebungen beim Schacht Dumont vom 23.11.1959–4.7.1960. Die Verbindungsgerade 1–2 entspricht ungefähr der Nordrichtung.

ebene gemessen wurde. Die Messung der Distanzen musste mit grösster Sorgfalt geschehen, da die geringste brüske Berührung des Drahtes das Lot in Schwingungen versetzte, die eine weitere Messung auf längere Zeit verungmöglichten. Die Schublehre musste deshalb mit dem einen Arm an den Fixpunkt angelegt und der andere Arm sachte an das Lot herangeführt werden. Jede Messung wurde drei- bis viermal wiederholt.

Gleichzeitig mit den Distanzmessungen wurde die Firntemperatur auf Höhe der Messebene an einem Queckilberthermometer abgelesen. Die Firntemperatur an der oberen Verankerung lässt sich aus dem Temperaturprofil der oberen Schichten abschätzen (siehe Band Meteorologie Bd. 6, Fasz. 2).

Die Fixpunkte sind so orientiert, das die Gerade  $\overline{1-2}$  ungefähr der Nordrichtung entspricht (Abb. 25).

#### 3.6.4 Versuchsergebnisse (B)

Die Mittelbildung aus den drei bis vier Messungen für jede Distanz gibt einen mittleren Fehler für die Distanzmessung von ca.  $\pm 0,2\text{ mm}$ . Alle Messungen sind auf die Axen der Fixpunkte bzw. des Lotes bezogen, d.h. sie sind gegenüber den Ablesungen um die halben Durchmesser der Fixpunktschrauben und des Lotdrahtes reduziert. Tabelle No. 21 gibt

Tab. 22. *Gemessene Distanzen zwischen den Fixpunkten*

Datum	Mittelwerte aus 3-4 Ablesungen					
	1-2 mm	$\pm m$ mm	1-3 mm	$\pm m$ mm	2-3 mm	$\pm m$ mm
21.11.59.....	245,2	0,1	237,3	0,1	239,8	0,1
4. 7.60.....	245,1	0	237,3	0	239,7	0
Mittel .....	245,2		237,3		239,8	

eine Zusammenstellung der Messwerte. Zuzolge der Messfehler geben die drei Distanzmessungen keinen exakten Punktschnitt. Die Messungen sind deshalb auf graphischem Wege ausgeglichen worden, unter der Annahme, dass alle Distanzen mit gleicher Genauigkeit gemessen wurden. Die Korrekturen an den Distanzen infolge der Ausgleichen sind in der Grössenordnung von 0,2 mm. Eine Fehlerbetrachtung zeigt, dass der mittlere Fehler an den Koordinaten der Lotpunkte ebenfalls etwa  $\pm 0,2$  mm beträgt. Für die Koordinatendifferenzen, aus denen sich die linearen Verschiebungen berechnen lassen, ergibt sich ein mittlerer Fehler von ca.  $\pm 0,3$  mm. Somit können nur Verschiebungen von mehr als 1 mm als reell betrachtet werden. Aus diesem Grunde haben wir nur die Lotbewegungen innerhalb jeweils 4 Wochen in Betracht gezogen. Tabelle No. 23 enthält die ausgeglichenen Werte.

In Abb. 25 sind die vierwöchentlichen Verschiebungen des Lotes vom 23.11.59 bis zum 4.7.60 inbezug auf die Fixpunkte aufgetragen. Es ist zu beachten, dass für die Verschiebungen ein zwanzigmal grösserer Masstab als für die Fixpunkte gewählt wurde.

Wie aus der Abb. 25 hervorgeht, bewegt sich das Lot ziemlich regelmässig ungefähr in Richtung Nord.

Die Koordinatendifferenzen in y-Richtung aus den Messperioden von 4 Wochen liegen fast durchwegs innerhalb des dreifachen Fehlers, sodass nichts darüber ausgesagt werden kann. Hingegen dürften die Differenzen in x-Richtung reell sein. Interessanterweise fällt der unregelmässige Verlauf der Lotbewegung zwischen  $L_4$  und  $L_8$  (21.12.59-15.2.60) zeitlich zusammen mit der Periode der heftigsten Winterstürme mit starker Drift. Das absolute Windmaximum während der ganzen Ueberwinterung wurde bei sehr starker, hoher Drift am 8.2.60 gemessen. Die Frage bleibt offen, ob durch die starke Veränderung der Oberfläche durch Schneeanhäufungen im Gebiet der Station und die damit verbundenen lokalen Neigungsänderungen oder durch die infolge Wind entstehenden Reibungskräfte an der Firnoberfläche die Verschiebungsrichtung des Lotes beeinflusst wurde. Wie in Abschnitt 3.6.2 erwähnt, ist dies theoretisch nicht ausgeschlossen.

Tab. 23. *Ausgeglichene Distanzen und Koordinaten der Lotpunkte*

Pkt.	Datum	Ausgegl. Distanzen Koordinaten									Lot- län- ge	Firn- tem- per.
		1 mm	2 mm	3 mm	$v'$ mm	$x$ mm	$\Delta x$ mm	$y$ mm	$\Delta y$ mm	$\Delta$ mm		
L <sub>0</sub> ...	<b>1959</b> 23.11.	144,4	137,2	135,6	+0,3	+126,7		-69,2			730	-
L <sub>4</sub> ...	21.12.	145,9	136,7	134,7	-0,2	+127,9	+1,2	-70,2	-1,0	1,4	725	
							+1,4		+0,8	1,6		
L <sub>8</sub> ...	<b>1960</b> 18.1.	146,8	135,0	135,4	-0,4	+129,3		-69,4			722	-
L <sub>12</sub> ...	15.2.	147,1	135,6	134,7	0	+129,2	-0,1	-70,3	-0,9	0,9	719	-26,8
L <sub>16</sub> ...	14.3.	148,2	134,6	134,5	-0,4	+130,4	+1,2	-70,5	-0,2	1,2	716,5	-28,0
L <sub>20</sub> ...	12.4.	149,8	133,9	133,8	0	+131,7	+1,3	-71,3	-0,8	1,5	714	-27,1
L <sub>24</sub> ...	9.5.	150,7	132,9	134,0	0 <sub>3</sub>	+132,8	+1,1	-71,2	+0,1	1,1	711,5	-27,3
L <sub>28</sub> ...	6.6.	151,8	131,8	134,0	-0,2	+134,1	+1,3	-71,2	0	1,3	708,5	-27,4
L <sub>32</sub> ...	4.7.	153,1	130,5	134,0	-0,2	+135,6	+1,5	-71,3	-0,1	1,5	705,5	-27,4

$v'$  = Verbesserungen an den Mittelwerten der gemessenen Distanzen.

Tab. 24. *Koordinaten der Fixpunkte*

Pkt.	$x$ mm	$y$ mm
1 .....	0	0
2 .....	+245,2	0
3 .....	+120,1	-204,6

Die resultierende Verschiebung des Lotes über die ganze Messperiode vom 23.11.59 bis zum 4.7.60 (32 Wochen) ergibt sich zu ca. 9,1 mm, was umgerechnet auf ein Jahr eine Verschiebung von ca. 15 mm/Jahr ausmacht. Die mittlere Länge des Lotes betrug ca. 717 cm. Der obere Befestigungspunkt des Lotes lag anfänglich ca. 40 cm unter der Oberfläche. Auf Grund der mittleren Schneehöhenzunahme im Gebiet der Station dürfte er sich am Ende der Messperiode in ca. 75–80 cm Tiefe befunden haben. Bemerkenswert ist, dass der heftige Firnstoss vom 3.6.1960 (siehe Abschnitt 3.9) keinerlei Einfluss auf die Lotverschiebung gehabt zu haben scheint.

### 3.6.5 Diskussion der Ergebnisse (H)

Für eine Oberflächenneigung von 1‰ wurde auf 8 m Höhe (Tab. 20) eine theoretische Lotverschiebung von 1,27 cm pro Jahr berechnet, ein Wert, der sich bei 7,17 m Lothöhe auf 1,2 cm/Jahr reduzieren würde. Diesem Wert steht eine gemessene, auf 1 Jahr extrapolierte Lotabweichung von ca. 1,5 cm gegenüber, d.h. eine Jahresverschiebung von derselben Grössenordnung. Da die gemessene Verschiebung nach Norden gerichtet ist, so steht sie offenbar mit dem normalen West-Ost-Gefälle, das in der Station Jarl-Joset rund 3‰ beträgt, in keinem direkten Zusammenhang. Es ist vielmehr anzunehmen, dass die gemessene Lotabweichung die Folge eines lokalen Gefälles der Firnoberfläche gegen Norden von der Grössenordnung von 1‰ darstellt.

Eine Beeinflussung der Lotverschiebung durch den benachbarten Hohlraum (Schacht Dumont) ist nicht ausgeschlossen, aber wenig wahrscheinlich. Ein solcher Einfluss müsste sich durch ein Ausweichen des Firns gegen den Hohlraum bemerkbar machen, was nicht der Fall war.

Leider war es nicht möglich, die mittlere Neigung der Firnoberfläche in der unmittelbaren Umgebung des Lotes zu messen, weil sich diese Oberfläche ständig veränderte und so unruhig war (Sastrugi), dass ihre Definition auf Schwierigkeiten stiess. Es scheint wie erwähnt nicht ausgeschlossen, dass sich diese zeitlichen Veränderungen der Neigungsverhältnisse der Firnoberfläche einerseits und die wechselnden vom Wind und Driftschnee auf die rauhe Schneeoberfläche ausgeübten horizontalen Scherkräfte andererseits im Zickzackweg des Lotes spiegeln (Abb. 25).

Rechnet man mit einer Akkumulation von 30 cm Eis bei einer totalen Eismächtigkeit von rund 3000 m, so müsste die jährliche Dehnung einer 100 m langen Strecke mindestens 0.1‰ bzw. 1 cm pro Jahr betragen (stationärer Zustand des Eisschildes vorausgesetzt). Diese Verschiebungsdifferenz ist somit von derselben Grössenordnung wie der Einfluss einer lokalen Neigung der Firnoberfläche von ca. 1‰ (in 8 m Tiefe). Daraus geht hervor, dass es kaum möglich ist, z.B. mit einem Deformationskreis von 100 m Durchmesser jährliche Längenänderungen zu messen, die für die normalen Geschwindigkeitsdifferenzen der allgemeinen Gletscherbewegung repräsentativ sind. Eine Messlänge von 1000 m, wie sie bei den Diagonalen der Deformationsvierecke angewandt wurde, dürfte ein notwendiges Minimum darstellen und setzt eine sehr gleichmässige Neigung der Firnoberfläche voraus.

### 3.7 Verformung zweier kugelförmiger Hohlräume in 20 bzw. 40 m Tiefe (*H* & *B*)

#### 3.7.1 Problemstellung (*H*)

Das Hauptziel dieser Versuche besteht darin, die Fließgesetze des Firns von gegebenem Raumgewicht auf Grund der Verformung eines kugelförmigen Hohlraumes auf möglichst lange Sicht zu überprüfen und dabei gleichzeitig die nachstehend entwickelten theoretischen Grundlagen zu kontrollieren. Da es von vorneherein klar ist, dass die Hohlkugel im unendlichen Halbraum für die Untersuchung ihrer Verformung die reineren Randbedingungen aufweist als ein relativ kurzer Kreisstollen, wurde im Programm der „Expédition Centre Groenland“ die Erstellung von 2 kugelförmigen Hohlräumen in 20 bzw. 40 m Tiefe unter der Firnoberfläche an Stelle von Kreisstollen vorgesehen. Die beiden Hohlkugeln sind vom Schrägschacht Dumont durch ca. 6 m lange horizontale Querstollen zugänglich (Abb. 28 S. 137).

Nachdem durch DUMONT wenigstens in der oberen Kugel, d.h. in 20 m Tiefe, die Ausgangsmessung Ende Juni 1957 vorgenommen werden konnte, so verfügen wir dank den in den Jahren 1959 und 1960 ausgeführten Messungen der EGIG I bereits über eine dreijährige Beobachtungszeit, welche eine erste Ueberprüfung der erwähnten theoretischen Ansätze erlaubt. Sofern sich dieselben als brauchbar erweisen, besteht die Möglichkeit, das Verhalten eines kugelförmigen Hohlraums im Firn mit einiger Annäherung zu berechnen.

#### 3.7.2 Theoretische Grundlagen (*H*)

Streng genommen ist das Problem der Verformung eines kugelförmigen Hohlraumes im Firn nicht lösbar, solange das Problem des Ruhedruckes nicht gelöst ist, d.h. solange das Verhältnis von horizontaler zu lotrechter Hauptspannung infolge Eigengewicht im Halbraum, bestehend aus Firn, unbekannt ist. Wie andernorts gezeigt wurde, ist dieses Verhältnis, das in erster Linie vom Raumgewicht abhängt, umso kleiner, je leichter der Stoff (HAEFELI, 1942). Bei Flaumschnee wird es nahezu 0, während es beim porenfreien Eis den oberen Grenzwert 1 erreicht (HAEFELI, 1965).

Um einen ersten Versuch zur Entwicklung einer Berechnungsmethode für den kugelförmigen Hohlraum im Firn zu machen, setzen wir zunächst einen hydrostatischen Zustand voraus, d.h. wir setzen die Ruhedruckziffer = 1, was eigentlich nur für Eis zutreffen würde. Durch diese radikale Vereinfachung können allerdings die wirklichen Verhältnisse umso weniger erfasst werden, je kleiner das Raumgewicht des

Firns, bzw. je näher der betreffende Hohlraum der Firnoberfläche liegt. Während eine Hohlkugel im porenfreien, volumenkonstanten Eis, das unter einem hydrostatischen Druck steht, ihre Kugelform bei der Verformung theoretisch beibehält, ist dies beim zusammendrückbaren Firn, bei dem

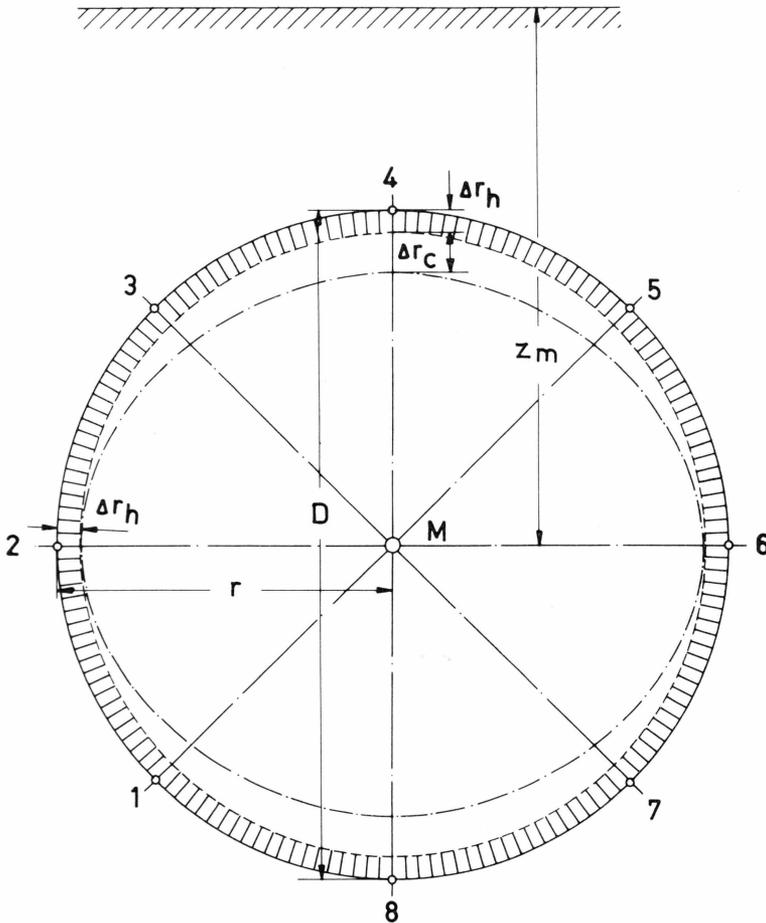


Abb. 26. Verformung einer Hohlkugel (schematisch)

sich die Kugelgestalt annähernd in ein Ellipsoid verformt, nicht der Fall (Abb. 26). Wir müssen hier deshalb unterscheiden zwischen der Verkürzungsgeschwindigkeit  $s_h$  des horizontalen Durchmessers, die derjenigen eines volumenkonstanten Materials ungefähr entspricht, und der Verkürzungsgeschwindigkeit  $s_v$  des lotrechten Durchmessers, die in zwei Teile zerlegt werden kann: ein erster Teil, der identisch ist mit der Verkürzungsgeschwindigkeit des horizontalen Durchmessers und ausschliesslich unter dem Einfluss des allseitigen äusseren Ueberdruckes

$p$  steht, während der zweite Teil  $s_c$  durch die Verdichtung und lokale Verformung des Firns bedingt ist.

Demnach gelten folgende Beziehungen:

$$s_h = \frac{\Delta r_h}{r_h \cdot \Delta t} = \mathcal{O}(p, \gamma, C^\circ, k_1, n) \quad (23)$$

$$s_v = \frac{\Delta r_v}{r_v \cdot \Delta t} = s_h + s_c \quad (24)$$

worin bedeuten:

$p$  = Ueberlagerungsdruck in der Tiefe  $z$  (m) (Mittelpunkt M)

$\gamma$  = Raumgewicht des Firns in der Tiefe  $z$  (m)

$C^\circ$  = Firntemperatur (konstant)

$k_1, n$  = Parameter des Fließgesetzes von Firn

$s_c$  = Einfluss der Volumenabnahme (Konsolidation) und lokaler Verformungen des Firns.

Unter der Voraussetzung, dass (wie später gezeigt wird [Kap. 4]) das Fließgesetz des Firns ähnlich formuliert werden kann wie dasjenige von Eis, können wir bei der Berechnung von  $s_h$  die von NYE (1953) für Eis abgeleitete Formel benutzen, welche lautet:

$$s = 3^{\frac{1}{2}(n-1)} \left( \frac{p}{2nA} \right)^n \quad (25)$$

Das diesem Ausdruck zugrunde liegende Fließgesetz des Eises von GLEN (1955) und NYE (1953) kann wie folgt umgeformt werden:

$$\dot{\epsilon} = \left( \frac{\tau}{A} \right)^n = \frac{d\alpha}{dt} \cdot \frac{1}{1,5} = \frac{k_1}{1,5} \cdot \left( \frac{\tau}{\tau_1} \right)^n \quad (26)$$

woraus folgt:

$$\left( \frac{1}{A} \right)^n = \frac{k_1}{1,5} \cdot \left( \frac{1}{\tau_1} \right)^n \quad (27)$$

Durch einsetzen von Gl. (27) in Gl. (26) erhält man:

$$s_h = \frac{\Delta r_h}{r_h \cdot \Delta t} = 3^{\frac{1}{2}(n-1)} \cdot \left( \frac{p}{\tau_1} \right)^n \cdot \frac{k_1}{1,5 (2n)^n} \quad (28)$$

$$k_1 = \frac{1,5 (2n)^n}{3^{\frac{1}{2}(n-1)}} \cdot \left( \frac{\tau_1}{p} \right)^n \cdot s_h \quad (29)$$

worin bedeuten:

$k_1 = \frac{d\alpha}{dt}$  = Winkelgeschwindigkeit bei der Verformung eines kubischen Körperelementes (spez. Schiebungsgeschwindigkeit) unter reiner Schubbeanspruchung  $\tau_1 = 1 \text{ kg/cm}^2$

$\tau_1$  = Einheit der Schubspannung =  $1 \text{ kg/cm}^2$

Für  $n = 3$  ergibt Gleichung (29):

$$k_1 = \frac{1,5 \cdot 6^3}{3} \cdot \left(\frac{\tau_1}{p}\right)^3 \cdot s_h = 108 \left(\frac{\tau_1}{p}\right)^3 \cdot s_h \quad (30)$$

Für  $n = 1$ :

$$k_1 = \frac{3 \cdot \tau_1}{p} \cdot s_h$$

Durch die Messung der spez. Verkürzungsgeschwindigkeit  $s_h$  des horizontalen Durchmessers, die Berechnung des Ueberlagerungsdruckes  $p$  und die auf Grund der Laborversuche getroffene Annahme, dass der Parameter  $n$  ähnlich wie für Eis – auch für Firn angenähert 3 beträgt, besteht somit die Möglichkeit, den Parameter  $k_1$  für ein gegebenes Raumgewicht und eine bekannte Temperatur des Firns rechnerisch abzuschätzen.

Um die spez. Verkürzungsgeschwindigkeit  $s_v$  des lotrechten Durchmessers berechnen zu können, geht man am besten von der durch die normale Firnverdichtung im ungestörten Schichtverband auftretenden spezifischen Zusammendrückungsgeschwindigkeit  $\dot{\epsilon}_z$  aus, für welche gilt:

$$\dot{\epsilon}_z = \frac{\Delta r_v}{r} \cdot \frac{1}{\Delta t} = \frac{\Delta \gamma}{\gamma_z} \cdot \frac{1}{\Delta t} = \frac{\text{tg } \vartheta \cdot u_z \cdot \Delta t}{\gamma_z \cdot \Delta t} = \frac{a \cdot \gamma_0}{\gamma_z^2} \cdot \text{tg } \vartheta \quad (31)$$

worin bedeuten:

$\dot{\epsilon}_z$  = lotrechte spez. Verkürzungsgeschwindigkeit des ungestörten Schichtverbandes in der Tiefe  $z$

$\text{tg } \vartheta = \frac{d\gamma}{dz}$  = spez. Aenderung des Raumgewichtes mit der Tiefe (vgl. Abb. 27)

$u_z$  = Sinkgeschwindigkeit des Eises in der Tiefe  $z$

$\gamma_0$  = Raumgewicht des Schnees an der Firnoberfläche

$\gamma_z$  = Raumgewicht des Firns in der Tiefe  $z$

$a$  = Mittlere Akkumulation in  $m$  Schnee pro Zeiteinheit (Jahr).

Aus Gleichung (31) geht zunächst hervor, dass im Firn  $\dot{\epsilon}_z$  mit der Tiefe abnimmt, weil einerseits  $\vartheta$  mit zunehmender Tiefe kleiner wird während  $\gamma_z$  zunimmt (Abb. 27). Für Eis wird  $\vartheta = 0$  und  $\dot{\epsilon}_z = 0$ . Weiter ist zu beachten, dass  $\dot{\epsilon}_z$  nicht identisch sein kann mit der gesuchten spez. Verkürzung  $s_c$  des lotrechten Durchmessers, weil der Hohlraum eine Störung des Kraftflusses durch die Kugel und damit eine lokale zusätzliche Firnverdichtung bewirkt (vgl. Abb. 27 und Tab. 31). Diese lokale Konsolidation verläuft als nicht stationärer Prozess und ist mit einem langsamen zeitlichen Abbau der längs des horizontalen Kugelmeridians anfänglich auftretenden Spannungsspitzen gemäss Abb. 27 *b* verbunden, wobei sich die Kulmination  $S$  des Spannungsdiagrammes (lotrechte Normalspannungen  $\sigma_z$ ) allmählich nach aussen verlagert ( $S \rightarrow S'$ ).

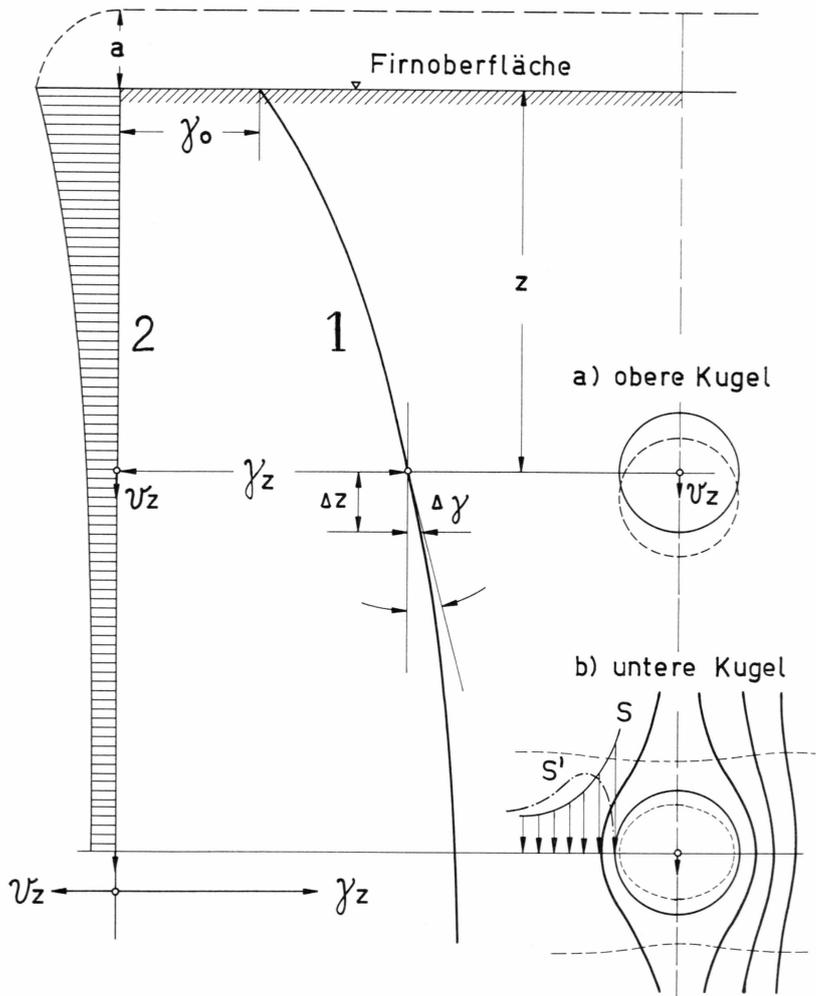


Abb. 27. Obere und untere Hohlkugel (schematisch)

- 1) Raumgewicht in Funktion der Tiefe  $z$ <sup>1)</sup>
- 2) Lotrechte Geschwindigkeit  $v_z$  in Funktion der Tiefe  $z$ .

Diese Spannungsmetamorphose hat einerseits zur Folge, dass die Verformung der Hohlkugel noch längere Zeit nach dem Öffnen des Hohlräumens nicht stationär verläuft (theoretisch überhaupt nie) und andererseits, dass die entsprechende Verkürzungsgeschwindigkeit  $s_c$  des lotrechten Durchmessers stets grösser sein muss als  $\dot{\epsilon}_z$ . Da dieser ganze komplexe Prozess rechnerisch schwer erfassbar ist, begnügen wir uns mit der Einführung einer empirisch zu bestimmenden Verhältniszahl  $\lambda = s_c : \dot{\epsilon}_z$ , wobei gilt:

<sup>1)</sup> Die in der Tiefe  $z$  eingezeichnete Tangente schliesst mit der Lotrechten den Winkel  $\vartheta$  ein.

$$s_c = \lambda \cdot \dot{\epsilon}_z = \lambda \cdot a \cdot \frac{\gamma_0}{\gamma_z^2} \cdot \operatorname{tg} \vartheta; \quad \lambda \geq 1 \quad (32)$$

$$s_v = s_h + \lambda \cdot \dot{\epsilon}_z = 3^{\frac{1}{2}(n-1)} \left( \frac{p}{\tau_1} \right)^n \frac{k_1}{1,5 \cdot (2n)^2} + \lambda \frac{a \gamma_0}{\gamma_z^2} \cdot \operatorname{tg} \vartheta \quad (33)$$

Aus Gleichung (33) berechnet sich der dimensionslose Koeffizient  $\lambda$  wie folgt:

$$s_v - s_h = \lambda \cdot a \cdot \frac{\gamma_0}{\gamma_z^2} \cdot \operatorname{tg} \vartheta$$

$$\lambda = \frac{\gamma_z^2}{\gamma_0} \cdot \frac{(s_v - s_h)}{a \cdot \operatorname{tg} \vartheta} \quad (34)$$

Aus verschiedenen Gründen kann der Schliessvorgang des kugelförmigen Hohlraumes nie stationär werden. Erstens schreitet die Verdichtung des Firns stetig fort, womit sich seine rheologischen Eigenschaften ständig verändern. Zweitens sinkt die Kugel langsam in die Tiefe, sodass der Ueberlagerungsdruck stetig zunimmt, und drittens macht sich mit zunehmender Tiefe die Querdehnung des Eises bemerkbar (HAEFELI 1963 a).

### 3.7.3 Anlage der Hohlkugeln (B)

Gemäss dem ursprünglichen Plan und einer entsprechenden Vereinbarung mit der EGIG hatten die Mitglieder der „Expédition Centre Groenland“ unter JEAN DUMONT im Winter 1956/57 in 20 m Tiefe eine Hohlkugel mit ca. 3 m Durchmesser ausgehoben. Der horizontale Verbindungsstollen von ca. 6 m Länge, der in die Decke des Schrägschachtes mündet, wurde von uns mittels einer improvisierten Zugbrücke zugänglich gemacht (vgl. Abb. 28).

Am Grunde des Schrägschachtes in 40 m Tiefe hatten DUMONT und seine Kameraden mit dem Ausbrechen einer zweiten, gleichartigen Hohlkugel begonnen, die ebenfalls durch einen horizontalen Verbindungsstollen von ca. 6 m Länge mit dem Schrägschacht verbunden war. Dieser Verbindungsstollen war bereits von DUMONT fertig erstellt worden. Im Frühjahr 1960 beendigten wir den Aushub der Hohlkugel.

In 40 m Tiefe hat der Firn ein Raumgewicht von bereits etwa 700 kg/m<sup>3</sup> und ist dementsprechend sehr hart und spröde. Für das Ausbrechen der Hohlkugel kam deshalb nur der schwere Eispickel von Steuri, Grindelwald, in Frage, wie er sonst für Stollenarbeiten im blanken Eis gebraucht wird. Unter dem Schlag der Pickelspitze löste sich der Firn in kleinen, dünnen Platten von der Wand. Vereinzelt

waren auch schalenförmige Absprengungen zu beobachten, eine Art Bergschlag (HAEFELI, 1961c), die aber nie ein grösseres Ausmass erreichten.

Weder in der Station noch im Schrägschacht haben wir je ein Wegsprengen von Teilen einer Firnwand ohne äussere Einwirkungen als Folge der Störung des Spannungsgleichgewichtes durch die Hohlräume beobachtet.

Nachdem die grobe Form der Hohlkugel erstellt war, übernahmen wir zur Feinbearbeitung der Kugeloberfläche ein Verfahren, das auch DUMONT seinerzeit schon angewendet hatte. In der vertikalen Axe der Kugel ramnten wir ein Balisenstück so in das Eis, dass sein oberes Ende dem Kugelmittelpunkt entsprach. Der Pickelstiel wurde nun durch einen dünnen Strick mit diesem Kugelzentrum verbunden und bei stets gestrecktem Seil der Kugel die endgültige Form gegeben. Aus Zeitgründen beschränkten wir uns dabei auf einen Kugeldurchmesser von ca. 2,75 m.

Zur Wegschaffung des ausgebrochenen Materials dienten zwei aus Kisten behelfsmässig hergestellte Schlitten, die von einer elektrisch betriebenen Winde auf der geneigten Rampe des Schachtes an die Oberfläche gezogen wurden. Die Deponie des Firns erfolgte ca. 200–300 m östlich der Station auf einer weiten Fläche, um unerwünschte Wächtenbildungen um die Station zu vermeiden.

Auf die Weise haben wir zwischen dem 28.3. und dem 19.4.1960 an 9 Tagen unter Aufwendung von ca. 120 Mann/Arbeitsstunden in etwa 180 Schlittenfahrten schätzungsweise 6 Tonnen Firn aus 40 m Tiefe an die Oberfläche geholt. Zur reibungslosen Abwicklung der Arbeit war der ständige Einsatz von 4–5 Mann erforderlich. Damit wird die Leistung der „Expédition Centre Groenland“ nur umso erstaunlicher, haben diese vier Männer doch unter ungleich härteren Bedingungen innert etwa 4–5 Monaten für den Bau des Schrägschachtes gewichtsmässig etwa zehn- bis fünfzehnmal mehr Firn wegschaffen müssen. Dabei stand ihnen nur eine selbstgebaute Winde mit Handbetrieb zur Verfügung.

#### 3.7.4 Messeinrichtungen (B)

Als Grundlage für die Beobachtung der Deformation der Hohlkugeln nahm DUMONT in der Kugel in 20 m Tiefe eine Ausgangsmessung vor. Zu diesem Zwecke installierte er in der vertikalen Hauptebene senkrecht zur Axe des Schrägschachtes acht Fixpunkte, indem er kurze Balisenstücke aus Aluminium in die Wand trieb. (Abb. 28a, 29a, 30). Diese Rohre waren vorne mit eingepassten Sperrholzplättchen abgeschlossen, die im Zentrum einen Nagel trugen. Die Messungen beziehen sich alle auf die Nagelspitze. Das Messverfahren von DUMONT ist uns nicht bekannt, weshalb auch nichts über die Genauigkeit ausgesagt werden kann.

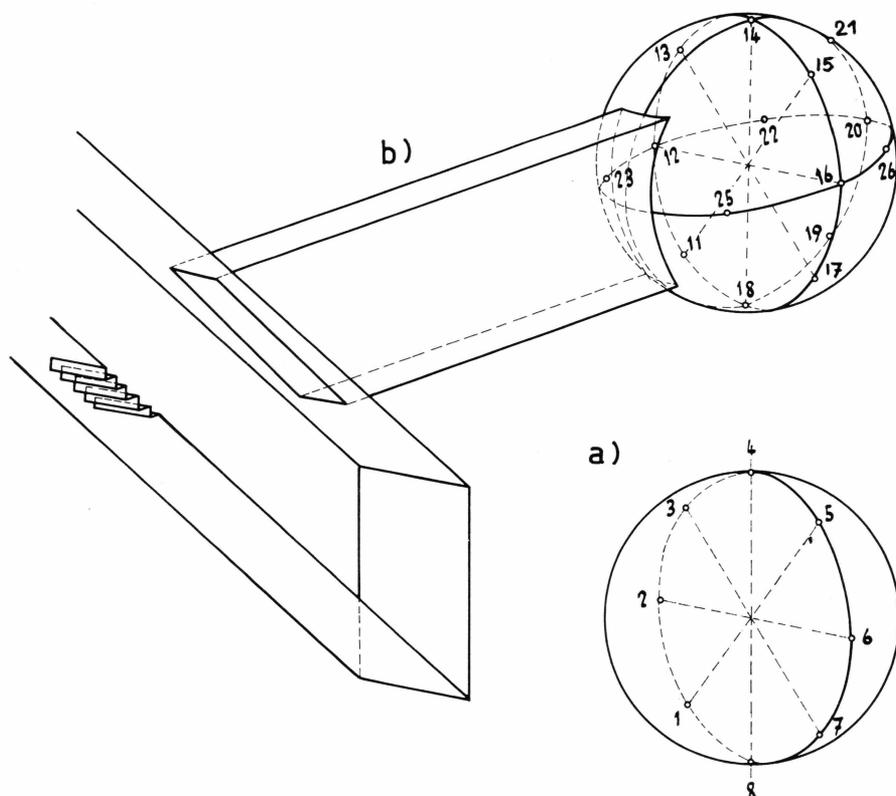


Abb. 28. Obere Hohlkugel im Schacht Dumont in 20 m Tiefe

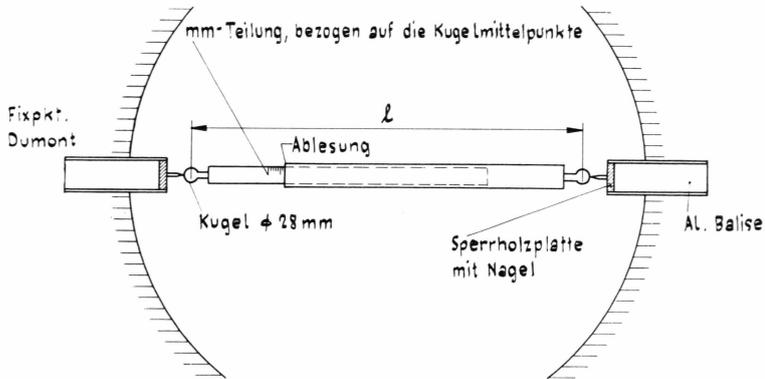
- a) Anordnung der Fixpunkte Dumont  
 b) Anordnung der Fixpunkte EGIG

Vermutlich hat er die Abstände zwischen den Nagelspitzen unter Zuhilfenahme eines Drahtes oder einer ausziehbaren Radioantenne gemessen.

Das Programm der EGIG sah eine Erweiterung der Deformationsmessungen vor. Zu Kontrollzwecken sollten je vier Durchmesser in den 3 Hauptebenen der Kugeln (vertikal und senkrecht, vertikal und parallel zur Achse des Schrägschachtes, sowie in der Horizontalebene), ferner sämtliche übrigen Distanzen zwischen den Fixpunkten einer Ebene gemessen werden. Die Messmethode und die Konstruktion der Fixpunkte wurden verbessert. Die Fixpunkte von DUMONT wurden dabei entfernt und durch neue ersetzt. Unsere Fixpunkte bestehen aus einem ca. 15 cm langen Aluminiumrohr mit einer Lichtweite von 20 mm und einem Aussendurchmesser von 25 mm, das in ein mit dem SIPRE-Schlang Bohrer vorgebohrtes Loch  $\varnothing$  24 mm eingetrieben werden konnte. Das Rohr steckt ca. 11,5 cm im Firn. Eine dünne gelochte Blechplatte mit den Abmessungen 20/20 cm wurde nun auf das Rohr aufgeschraubt und an die Firnwand angefroren (Abb. 29 b). Zur Messung der Distanzen

## a) Messanordnung 1959 mit Teleskopmessstange für Fixpunkte Dumont

Abstand zwischen den Nagelspitzen =  $l + \text{Kugel } \phi = l + 28 \text{ mm}$



## b) Messanordnung 1959/60 mit Teleskopmessstange für Fixpunkte EGIG

Alle Distanzen werden auf die Kugelmittelpunkte bezogen

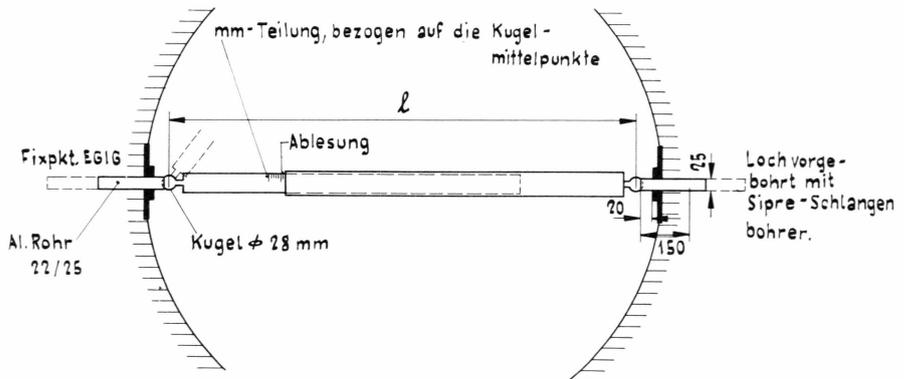


Abb. 29. Obere Hohlkugel im Schacht Dumont in 20 m Tiefe, Messanordnungen.

dienten ausziehbare Teleskopmassstäbe mit aufgebracht Millimeter-  
teilung, deren beide Enden mit Stahlkugeln  $\text{Ø } 28 \text{ mm}$  versehen waren.  
Beim Messvorgang wurden die Stahlkugeln in die Fixpunktrohre gepresst  
und die Längen am Massstab abgelesen (Abb. 29b). Aus konstruktiven  
Gründen waren vier Massstäbe für die verschiedenen Messbereiche er-  
forderlich. Die Ablesung bezieht sich immer auf die Mittelpunkte der  
Kugeln, die unabhängig von der Messrichtung identisch bleiben (Kugel-  
gelenk). Da uns nur die relativen Distanzunterschiede interessieren – für  
die Absolutwerte genügt Zentimeter-Genauigkeit – und unter der Voraus-  
setzung, dass die Wiederholungsmessung mit dem gleichen Massstab  
erfolgt, spielen allfällige Eichungsfehler, keine Rolle. Unter Berücksich-

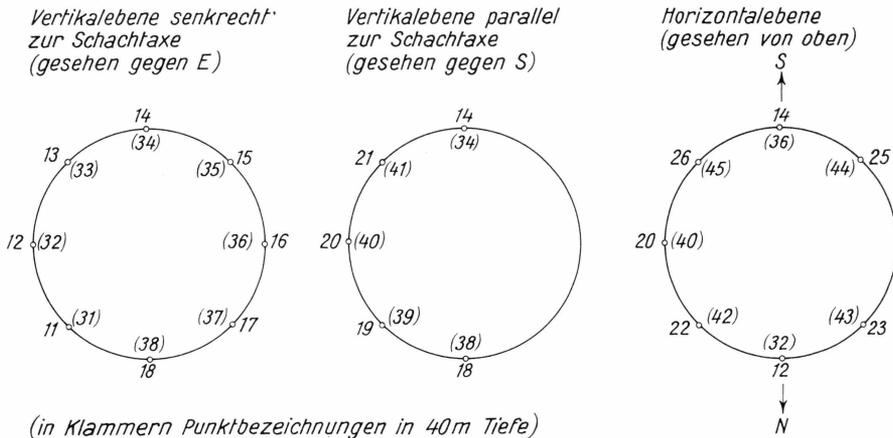


Abb. 30. Hohlkugel im Schacht Dumont in 20 und 40 m Tiefe, Anordnung der Fixpunkte.

tigung der zufälligen Teilungs- und Ablesefehler dürfte die Messgenauigkeit der Deformationen etwa  $\pm 2$  mm betragen.

Die Nachmessung der Fixpunkte von DUMONT erfolgte für grössere Distanzen ebenfalls mit diesem Teleskopmassstäben und für kleine Distanzen mit dem Doppelmeter. Da die Masseinteilung der Teleskopmassstäbe auf die Kugelmittelpunkte bezogen ist, sind die Ablesungen für den Vergleich mit den Messungen von DUMONT um den Kugeldurchmesser, d.h. 28 mm, zu vergrössern. Die Messung der Verdunstung geschah in gleicher Weise wie im Laboratorium No. 3, nämlich mit an römischen Waagen frei aufgehängten Firnkugeln. Die gemessenen Gewichtsverluste und damit die Verdunstung im Zeitraum der Beobachtungen sind minimal und liegen innerhalb der Messgenauigkeiten.

Die Luft- und Firntemperaturen wurden mit Alkohol- bzw. Quecksilberthermometern gemessen und blieben praktisch konstant. DE QUERVAIN hat ferner die Firntemperaturen in grösserem Abstand von der Firnwand mit elektrischen Widerstandsthermometern gemessen (siehe Faszikel Nivologie).

Da die Deformationen relativ klein sind, erfolgten die Messungen nur in grösseren Zeitabständen, nämlich für die Hohlkugel in 20 m Tiefe am 15.8.59, 18./23.1.60, 14.5.60 und 16.7.60, und für die Hohlkugel in 40 m Tiefe am 22.4.60 und 16.7.60.

### 3.7.5 Messergebnisse (B)

Sämtliche Messergebnisse sind in den Tabellen 25–28 zusammengestellt, wobei die in der nachfolgenden Auswertung benutzten Zahlen unterstrichen sind. Tabelle 25 gibt einerseits die ursprünglichen Aus-

Tab. 25. *Hohlkugel im Schacht in 20 m Tiefe. Einmessungen 1959/60 der Fixpunkte von DUMONT*

Distanz	Ablesungen EGIG (unkorrigiert)		Ablesungen EGIG (korrigiert) und DUMONT				
	15.8.59	18.1.60	24.6.57 DUMONT	Diff.	15.8.59 EGIG	Diff.	18.1.60 EGIG
	cm	cm	cm	cm	cm	cm	cm
1-5 .....	282,6*	281,7*	290,3	-4,9	285,4	-0,9	284,5
2-6 .....	281,0*	280,6*	285,5	-1,7	283,8	-0,4	283,4
3-7 .....	281,1*	280,2*	288,5	-4,6	283,9	-0,9	283,0
4-8 .....	277,9*	276,3*	288,8	-8,1	280,7	-1,6	279,1
2-1 .....	101,5	100,9	103,6	-2,1	101,5	-0,6	100,9
2-3 .....	103,8	103,4	106,1	-2,3	103,8	-0,4	103,4
2-4 .....	197,3*	196,6*	203,8	-3,7	200,1	-0,7	199,4
2-5 .....	261,7*	261,3*	267,1	-2,6	264,5	-0,4	264,1
2-7 .....	264,6*	264,2*	269,8	-2,4	267,4	-0,4	267,0
2-8 .....	194,7*	194,6*	(191,1)		197,5	-0,1	197,4
6-1 .....	261,6*	261,1*	266,7	-2,3	264,4	-0,5	263,9
6-3 .....	256,4*	255,9*	261,6	-2,4	259,2	-0,5	258,7
6-4 .....	194,4*	194,0*	(190,9)		197,2	-0,4	196,8
6-5 .....	109,7	109,1	112,0	-2,3	109,7	-0,6	109,1
6-7 .....	108,7	107,9	115,5	-6,8	108,7	-0,8	107,9
6-8 .....	198,5*	198,7*	205,7	-4,4	201,3	+0,2	201,5

Anmerkungen zu den Messungen von DUMONT:

Die Messungen der Distanzen 2-8 und 6-4 sind vermutlich mit einem Dezimeterfehler behaftet. Die Messungen EGIG sind nachgeprüft. Das Messverfahren von DUMONT ist nicht bekannt.

Anmerkungen zu den Messungen EGIG:

1. Fixpunkt 8 wackelt. Unsicherheit ca. 2-3 mm.
2. Die mit \* bezeichneten Distanzen sind mit dem Teleskopmassstab (Bereich 120-310 cm) gemessen und müssen um +2,8 cm vergrößert werden, da die Teilung auf dem Massstab auf die Kugelmittelpunkte bezogen ist (siehe korrigierte Werte). Die übrigen Distanzen sind mit dem Doppelmeter direkt gemessen.
3. Bezeichnung der Fixpunkte vgl. Abb. 30.

gangsmessungen von DUMONT vom 24.6.1957 für die obere Hohlkugel und andererseits die unkorrigierten und korrigierten Werte der EGIG vor der Installation der neuen Fixpunkte, d.h. bis 18.1.1960. In Tabelle 26 sind für die obere Kugel die vollständigen Messungen der EGIG vom 23.1. bis 16.7.1960 enthalten. In Tabelle 27 sind sämtliche Messwerte der EGIG für die untere Hohlkugel in 40 m Tiefe zusammengestellt, wobei ausser der Basismessung (22.4.1960) auch die Resultate der zweiten Messung (16.7.1960) angeführt sind. Die Ergebnisse der Temperatur- und Verdunstungsmessungen, die in beiden Hohlkugeln ausgeführt

Tab. 26. *Hohlkugel im Schacht in 20 m Tiefe Einmessungen 1960 der Fixpunkte EGIG*

Dist.	23.1 cm	Diff. cm	14.3 cm	Diff. cm	16.7 cm	Dist.	23.1 cm	Diff. cm	14.3 cm	Diff. cm	16.7 cm
Vertikalebene senkrecht Stollenaxe						Vertikalebene parallel Stollenaxe					
11-15	299,5	-0,3	299,2	-1,1	298,1	14-18	293,8	-0,5	293,3	-1,3	292,0
12-16	304,9	-0,1	304,8	-0,3	304,5	14-19	274,0	-0,5	273,5	-1,1	272,4
13-17	301,3	-0,3	301,0	-0,8	300,2	14-20	217,5	-0,3	217,2	-0,6	216,6
14-18	293,8	-0,5	293,3	-1,3	292,0	14-21	138,0	-0,1	137,9	-0,3	137,6
11-12	108,4	-0,1	108,3	-0,4	107,9	18-19	112,2	+0,1	112,3	±0	112,3
11-13	204,5	-0,4	204,1	-0,9	203,2	18-20	203,7	-0,2	203,5	-0,4	203,1
11-14	271,5	-0,4	271,1	-1,1	270,0	18-21	263,3	-0,4	262,9	-0,9	262,0
11-16	283,7	-0,2	283,5	-0,5	283,0	19-20	107,4	-0,1	107,3	-0,5	106,8
11-17	223,8	-0,1	223,7	-0,2	223,5	19-21	192,9	-0,1	192,8	-0,8	192,0
11-18	109,8	±0	109,8	-0,2	109,6	20-21	99,3	-0,7	98,6	±0	98,6
12-13	113,3	-0,2	113,1	-0,5	112,6	Horizontalebene					
12-14	211,1	-0,3	210,8	-0,5	210,3	12-16	304,9	-0,1	304,8	-0,3	304,5
12-15	276,0	-0,4	275,6	-0,3	275,3	22-25	304,1	-0,2	303,9	-0,3	303,6
12-17	283,1	-0,1	283,0	-0,4	282,6	23-26	304,7	-0,2	304,5	-0,3	304,2
12-18	202,4	-0,2	202,2	-0,6	201,6	12-20	209,8	-0,3	209,5	-0,2	209,3
13-14	114,7	±0	114,7	-0,3	114,4	12-22	119,8	-0,1	119,7	-0,1	119,6
13-15	208,3	-0,3	208,0	-0,1	207,9	12-23	103,6	-0	103,6	-0	103,6
13-16	279,7	-0,3	279,4	-0,3	279,1	12-25	284,4	-0,1	284,3	-0,4	283,9
13-18	267,6	-0,4	267,2	-0,1	266,1	12-26	283,0	-0,2	282,8	-0,3	282,5
14-15	109,4	±0	109,4	-0,2	109,2	16-20	213,4	-0,1	213,3	-0,1	213,2
14-16	212,7	-0,3	212,4	-0,6	211,8	16-22	275,7	-0,1	275,6	-0,4	275,2
14-17	275,2	-0,5	274,7	-1,1	273,6	16-23	289,8	-0,2	289,6	-0,3	289,3
15-16	120,8	-0,2	120,6	-0,4	120,2	16-25	120,3	+0,3	120,6	±0	120,6
15-17	213,6	-0,4	213,2	-1,0	212,2	16-26	105,6	±0	105,6	-0,1	105,5
15-18	280,2	-0,5	279,7	-1,1	278,6	20-22	106,2	-0,1	106,1	±0	106,1
16-17	112,5	-0,2	112,3	-0,5	111,8	20-23	271,9	-0,2	271,7	-0,3	271,4
16-18	221,3	-0,3	221,0	-0,5	220,5	20-25	281,9	-0,2	281,7	-0,4	281,3
17-18	131,0	-0,3	130,7	+0,2	130,9	20-26	125,3	+0,1	125,4	-0,2	125,2
						22-23	207,1	-0,2	206,9	+0,1	207,0
						22-26	214,4	-0,1	214,3	-0,3	214,0
						23-25	229,3	-0,1	229,2	-0,4	228,8
						25-26	210,2	-0,2	210,0	-0,1	209,9

*Anmerkungen:*

1. Die Fixpunkte 11-18 entsprechen *ungefähr* den Fixpunkten 1-8 von DUMONT.
2. Alle Distanzen beziehen sich auf die Kugelmittelpunkte der Teleskopmassstäbe.
3. Distanzen bis 120 cm wurden mit Teleskopmassstab, Bereich 70-120 cm, Distanzen über 120 cm mit Teleskopmassstab, Bereich 120-310 cm gemessen.

Tab. 27. *Hohlkugel im Schacht in 40 m Tiefe. Einmessungen 1960 der Fixpunkte EGIG*

Dist.	22.4. cm	Diff. cm	16.7. cm	Dist.	22.4. cm	Diff. cm	16.7. cm	Dist.	22.4. cm	Diff. cm	16.7. cm
<i>Vertikalebene senkrecht Stollenaxe</i>				<i>Vertikalebene parallel Stollenaxe</i>				<i>Horizontalebene</i>			
31-35	266,1	-0,4	265,7	34-38	262,4	-0,6	261,8	32-36	268,6	-0,5	268,1
32-36	268,6	-0,5	268,1	34-39	246,5	-0,4	246,1	42-44	274,5	-0,2	274,3
33-37	274,7	-0,6	274,1	34-40	184,8	+0,1	184,9	43-45	276,4	-0,2	276,2
34-38	262,4	-0,6	261,8	34-41	99,9	-0,1	99,8	32-40	187,7	-0,3	187,4
31-32	100,2	-0,2	100,0	38-39	103,9	-0,1	103,8	32-42	105,4	-0,1	105,3
31-33	186,4	-0,4	186,0	38-40	183,3	-0,2	183,1	32-43	97,9	± 0	97,8
31-34	246,4	-0,5	245,9	38-41	237,7	-0,8	236,9	32-44	255,5	-0,3	255,2
31-36	244,4	-0,8	243,6	39-40	99,2	-0,1	99,1	32-45	251,2	-0,2	251,0
31-37	190,2	-0,1	190,1	39-41	184,1	-0,4	183,7	36-40	189,2	-0,1	189,1
31-38	99,2	± 0	99,2	40-41	98,1	-0,2	97,9	36-42	244,6	-0,2	244,4
32-33	101,6	-0,2	101,4					36-43	253,9	-0,2	253,7
32-34	193,0	-0,4	192,6					36-44	107,0	-0,1	106,9
32-35	250,7	-0,2	250,5					36-45	107,4	± 0	107,4
32-37	250,8	-0,2	250,6					40-42	96,8	-0,1	96,7
32-38	184,3	-0,3	184,0					40-43	246,0	-0,1	245,9
33-34	109,7	-0,7	109,0					40-44	254,5	-0,2	254,3
33-35	197,2	+0,1	197,3					40-45	102,4	-0,1	102,3
33-36	252,7	-0,3	252,4					42-43	188,5	-0,1	188,4
33-38	242,7	-0,5	242,2					42-45	186,8	-0,2	186,6
34-35	104,6	-0,1	104,5					43-44	202,7	-0,2	202,5
34-36	189,7	+0,2	189,9					44-45	201,6	± 0	201,6
34-37	251,3	-0,4	250,9								
35-36	101,8	-0,3	101,5								
35-37	190,9	-0,5	190,4								
35-38	241,8	-0,9	240,9								
36-37	102,8	-0,2	102,6								
36-38	183,8	-0,6	183,2								
37-38	101,8	-0,1	101,7								

*Anmerkungen:*

1. Die Kugel wurde erst in den Monaten März/April 1960 ausgehoben.
2. Alle Distanzen beziehen sich auf die Kugelmittelpunkte der Teleskopmassstäbe.
3. Distanzen bis 120 cm wurden mit Teleskopmassstab, Bereich 70-120 cm. Distanzen über 120 cm mit Teleskopmassstab, Bereich 120-310 cm, gemessen.

wurden, und die in Tabelle 28 enthalten sind, zeigen eine sehr gleichmässige Firntemperatur von durchschnittlich  $-27,8^{\circ}\text{C}$  und eine minimale Verdunstung.

Tab. 28. *Temperatur- und Verdunstungsmessungen in den Hohlkugeln im Schacht*

	Datum	Luft-temp. °C	Firn-temp. °C	Gewicht Firn- kugel gr.	Bemerkungen
Messungen DUMONT	<i>Hohlkugel in 20 m Tiefe</i>				
	12.4.57	-28,4	-27,7		
	13.4.	-29	-27,8		
	14.4.	-28,8	-27,8	1425	verdunstende Oberfläche der gewogenen Firnkugel ca. 800 cm <sup>2</sup> , römische Waage, Teilung 5 gr.
	16.4.	-28,8	-27,9		
	17.4.	-29,2	-27,9		
	18.4.	-29,0	-27,9		
	20.4.	-29,2	-28,0		unsicher
	21.4.	-29,8	-28,1		unsicher
	23.4.	-29,8	-27,9		
	24.4.	-29,6	-27,9		
	25.4.	-29,4	-27,9		
	27.4.	-29,4	-27,9		
	28.4.	-29,4	-27,9		
	29.4.	-29,4	-27,9	1427	Gewicht unsicher
1.5.	-29,4	-27,9			
2.5.	-29,4	-27,9			
Messungen EGIG	15.8.59	-25,0	-27,7	1423	Thermometer 16.13748
	19.1.60	-27,5	-27,6	1421	Thermometer 5055/58
	23.1.			1428	unsicher
	14.3.	-27,4	-27,6	1421	Thermometer 5055/58
	4.5.				Messung mit Widerstandselement und Tettex-Brücke, siehe Bd. 5, Fasz 1 (Nivologie)
	16.7.	-27,9		1421	Alkoholthermometer
	<i>Hohlkugel in 40 m Tiefe</i>				
	22.4.60	-27,5	-27,9		Thermometer 5055/58
	28.4.			2722	verd. Oberfläche ca. 1700 cm <sup>2</sup>
	16.7.	-28,4		2722	Alkoholthermometer

*Anmerkung:*

Alle Temperaturwerte sind unkorrigiert. Für die Thermometer No. 16.13748 und 5055/58 übersteigen die Differenzen aber 1/10° C nicht.

**3.7.6 Vorläufige Auswertung der Messergebnisse (H)**

Die nachfolgende Auswertung zwecks Ermittlung der Werte  $k_1$  und  $\lambda$  befasst sich in erster Linie mit der oberen Hohlkugel in 20 m Tiefe, weil die Messungen an der unteren Kugel in 40 m Tiefe noch zu kurzfristig sind. Da sich die letzteren nur über eine Beobachtungsperiode von 3 Monaten erstrecken (22.4.–16.7.1960), werden sie lediglich am Schlusse dieses Abschnittes kurz besprochen und zum Vergleich herangezogen.

Tab. 29. *Spez. Verkürzungsgeschwindigkeiten  $s_h$  der horizontalen Kugeldurchmesser 2-6 bzw. 12-16 der oberen Hohlkugel*

Datum bzw. Durchmesser Nr. vgl. Abb. 28	Anzahl Tage $\Delta t$	$D$ mm	$\Delta D$ mm	$-D_m^1)$ mm	Berechnung $s_h$ Jahr <sup>-1</sup>	$s_h$ ‰/Jahr
(2-6) 24.6.1957	782	2855	17	2847	$\frac{17}{2847} \cdot \frac{365}{782}$	2.8
15.8.1959		2838				
18.1.1960		2834				
24.6.57 bis 18.1.60	938		21	2844	$\frac{21}{2844} \cdot \frac{365}{938}$	2.9
(12-16) 23.1.1960	50	3049	1	3048	$\frac{1}{3048} \cdot \frac{365}{50}$	2.4
14.3.1960		3048				
16.7.1960		3045				
23.1.-16.7.60	180		4	3047	$\frac{4}{3047} \cdot \frac{365}{180}$	2.7

1) Streng genommen ist der massgebende Durchmesser ca. 5‰ grösser als in der Tabelle angegeben, weil sich die eigentliche Einspannstelle unter der Firnoberfläche befindet. (Vergl. Abb. 29) Dasselbe gilt für die Tabellen 30 und 32.

### 3.7.6.1 Gemessene spez. Verkürzungsgeschwindigkeiten des horizontalen und lotrechten Durchmesser der oberen Kugel in ‰ pro Jahr (Tiefe unter der Firnoberfläche = 20 m).

Die in den Tabellen 29 und 30 zusammengestellten Messwerte, die der weiteren Auswertung zugrundeliegen, sind den Tabellen 25, 26 und 27 entnommen (unterstrichene Zahlenreihen). Aus Tabelle 29 geht hervor, dass die gemessenen spez. Verkürzungsgeschwindigkeiten zwischen ca. 2,7 und 3,3‰ pro Jahr variieren, sofern wir die nur 50-tägige Messperiode, für welche die Genauigkeit der Längendifferenzen ungenügend ist, ausschliessen. Die längste Periode von 782 Tagen, die den zuverlässigsten Mittelwert liefern dürfte, ergab, dass sich der horizontale Kugeldurchmesser (12-16) pro Jahr um ca. 2,8‰ verkürzte. Die vorliegenden Messungen sind noch zu kurzfristig, um etwas Genaueres über die zeitliche Veränderung der Verformungsgeschwindigkeiten auszusagen. Dies dürfte erst auf Grund wiederholter Messungen, die sich über ca. ein Jahrzehnt erstrecken, möglich sein.

Tab. 30. *Spez. Verkürzungsgeschwindigkeiten  $s_v$  der lotrechten Kugeldurchmesser 4–8, bzw. 14–18 der oberen Hohlkugel*

Datum bzw. Durchmesser Nr.	Anzahl Tage $\Delta t$	$D$ mm	$\Delta D$ mm	$D_m^1$ mm	Berechnung $s_v$ Jahr <sup>-1</sup>	$s_v$ ‰/Jahr
(4–8) 24.6.1957	782	2888	81	2847	$\frac{81}{2847} \cdot \frac{365}{782}$	13.3
15.8.1959		2807				
18.1.1960	156	2791	16	2800	$\frac{16}{2800} \cdot \frac{365}{156}$	12.6
24.6.1957– 18.1.1960	938	–	97	2840	$\frac{97}{2840} \cdot \frac{365}{938}$	13.2
(14–18) 23.1.1960	50	2938	5	2935	$\frac{5}{2926} \cdot \frac{365}{50}$	12.5
14.3.1960		2933				
16.7.1960	130	2920	13	2926	$\frac{13}{2920} \cdot \frac{365}{130}$	12.5
23.1.–16.7.60	180	–	18	2929	$\frac{18}{2929} \cdot \frac{365}{180}$	12.5

1) Tab. 29.

### 3.7.6.2 Berechnung des Schliessvorganges des sphärischen Hohlraumes in 20 m Tiefe

Der Ueberlagerungsdruck  $p$ , bezogen auf den Kugelmittelpunkt, berechnet sich aus dem Inhalt der Raumgewichtskurve in Abhängigkeit von der Tiefe zu:

$$p_{20} = \sum_0^{20} \Delta z \cdot \gamma_z = 10,00 \text{ t/m}^2 = 1,00 \text{ kg/cm}^2$$

Auf Grund der mittleren spez. Verkürzungsgeschwindigkeit des horizontalen Durchmessers (Tab. 29), sowie unter Annahme  $n = 3$  berechnet sich die spez. Schiebungsgeschwindigkeit  $k_1$  gemäss Gleichung (30) wie folgt:

$$\begin{aligned} k_1 &= 108 \cdot \left( \frac{1,00}{1,00} \right)^3 \cdot \frac{2,8}{1000} = 0,302 \text{ Jahr}^{-1} \\ &= \frac{0,302}{3,15 \cdot 10^7} = 0,96 \cdot 10^{-8} \text{ sec}^{-1} \end{aligned}$$

Dieser Wert entspricht einem Raumgewicht des Firns von rund 590 kg/m<sup>3</sup> bei einer Firntemperatur von  $-27,8^\circ \text{C}$ .

Reduziert man obigen Wert von  $k_1$  auf die Vergleichstemperatur von  $-10^\circ\text{C}$  nach der von MELLOR (1962) empfohlenen Formel, so ergibt sich:

$$k_1(-10^\circ) \simeq 6,0 \cdot 10^{-8} \text{ sec}^{-1} (\text{C}^\circ)$$

Der Vergleich mit den  $k_1$ -Werten, die bei der Kompression von zylindrischen Firnproben vom gleichen Raumgewicht ( $590 \text{ kg/m}^3$ ) und freier Querdehnung erhalten wurden, zeigt folgendes:

Der aus der Verformung der Hohlkugel erhaltene  $k_1$ -Wert liegt knapp über der unteren Grenze des mit den Laborversuchen erhaltenen Streubereiches (vgl. Kap. 4.3.3, S. 236 Abb. 49). Dieser relativ niedrige Wert dürfte nur zum kleinen Teil dadurch bedingt sein, dass die erhöhte Spannungskonzentration seitlich der Kugel eine lokal stärkere Verdichtung des Firns und damit eine örtliche Erniedrigung seiner Fluidität bewirkt. Zur Hauptsache dürfte dieser eher kleine Wert von  $k_1$  davon herrühren, dass wir die Ruhedruckziffer = 1 angenommen haben, während sie in Wirklichkeit in 20 m Tiefe etwa zwischen 0,6 und 0,8 liegen dürfte. Um diesen Fehlereinfluss zu überblicken, rechnen wir nachstehend mit einem horizontalen, für die Schliessgeschwindigkeit in horizontaler Richtung als massgebend betrachteten Druck von nur 70% des lotrechten. Dann erhält man für  $k_1$  analog:

$$k_1^* = 108 \cdot \left(\frac{1,00}{0,70}\right)^3 \cdot \frac{2,8}{1000} = 0,88 \cdot \text{Jahr}^{-1} (-27,5^\circ\text{C})$$

Durch Reduktion dieses Wertes auf die Vergleichstemperatur von  $(-10^\circ\text{C})$  erhalten wir:

$$k_1^*(-10^\circ) = 1,75 \cdot 10^{-7} \text{ sec}^{-1},$$

während als Mittelwert der Kompressionsversuche mit Firnproben vom gleichen Raumgewicht ( $590 \text{ kg/m}^3$ ) ein  $k_1$ -Wert von  $2,0 \cdot 10^{-7} \text{ sec}^{-1}$  resultierte (vgl. Kap. 4.3.3). Diese Näherungslösung setzt die Kenntnis der Ruhedruckziffer voraus.

Nach Gleichung (34) kann ferner der Beiwert  $\lambda$  wie folgt berechnet werden:

$$\begin{aligned} \gamma_z &= 590 \text{ kg/m}^3 ; a = 1,0 \text{ m Firnzuwachs/Jahr} \\ \gamma_0 &= 340 \text{ kg/m}^3 \\ \text{tg } \vartheta &= 5,3 \text{ kg/m} ; s_v = 12,5\text{‰/Jahr} \\ & ; s_h = 2,8\text{‰/Jahr} \end{aligned}$$

$$\lambda = \frac{\gamma_z^2}{\gamma_0} \cdot \frac{s_v - s_h}{a \cdot \text{tg } \vartheta} = \frac{590^2}{340} \cdot \frac{12,5 - 2,8}{1000 \cdot 5,3} = \frac{348,1}{340} \cdot \frac{9,7}{5,5} = 1,80$$

### 3.7.6.3 Gemessene spez. Verkürzungsgeschwindigkeiten des horizontalen und vertikalen Durchmessers der unteren Kugel in ‰ pro Jahr (Tiefe unter der Firnoberfläche = 40 m).

Die aus der Tabelle 27 entnommen Messgrößen werden in Tabelle 32 analog wie für die obere Kugel weiter ausgewertet, wobei wir jedoch beim horizontalen Durchmesser die Mittelwerte der 3 Durchmesser 32–36, 42–44, und 43–45 benutzen.

Aus der Verkürzung des horizontalen Durchmessers ergibt sich nach Gleichung (30) folgender provisorischer Wert  $k_1$  für den in 40 m Tiefe angetroffenen Firn:

$$p_{40} = p_{20} + \sum_{20}^{40} \Delta z \cdot \gamma = 11,05 t + 13,00 t = 24,05 t/m^2 = 2,4 \text{ kg/cm}^2$$

$$k_{1(40)} = 108 \cdot \left(\frac{1,00}{2,40}\right)^3 \cdot \frac{4,7}{1000} = 0,0367 \text{ Jahr}^{-1} = 0,116 \cdot 10^{-8} \text{ sec}^{-1}$$

Dieser Wert der spez. Schiebungsgeschwindigkeit entspricht einem Raumgewicht von  $700 \text{ kg/m}^3$  und einer Firntemperatur von  $-27,9^\circ \text{C}$ . Da die Temperatur praktisch dieselbe ist wie bei der Kugel in 20 m Tiefe, so ist die starke Abnahme des  $k_1$ -Wertes von  $0,96 \cdot 10^{-8} \text{ sec}^{-1}$  in 20 m Tiefe auf  $0,116 \cdot 10^{-8} \text{ sec}^{-1}$  in 40 m Tiefe im wesentlichen auf die Zunahme des Raumgewichtes des Firns mit der Tiefe zurückzuführen. Das Raumgewicht des Firns in 20 m Tiefe beträgt ca.  $590 \text{ kg/m}^3$ , während in 40 m Tiefe ein Raumgewicht von  $700 \text{ kg/m}^3$  gemessen wurde. Einer Zunahme des Raumgewichtes von  $18,6\%$  steht somit eine Abnahme des  $k_1$ -Wertes um ca.  $88\%$  gegenüber, was auf Grund der Laboratoriumsversuche als normal zu bezeichnen ist (vgl. Kap. 4.3.3, Abb. 49 S. 236).

Der  $\lambda$ -Wert für 40 m Tiefe berechnet sich in analoger Weise wie für die obere Kugel nach Gleichung 34, wonach folgt:

$$\begin{aligned} \gamma_z &= 700 \text{ kg/m}^3; \quad a = 1,0 \text{ m Firnzuwachs/Jahr} \\ \gamma_0 &= 340 \text{ kg/m}^3; \quad s_v = 9,8 \text{ ‰ Jahr}^{-1} \\ \text{tg } \vartheta &= 3,5 \text{ kg/m}; \quad s_h = 4,7 \text{ ‰ Jahr}^{-1} \end{aligned}$$

$$\lambda = \frac{\gamma_z^2}{\gamma_0} \cdot \frac{s_v - s_h}{a \cdot \text{tg } \vartheta} = \frac{700^2}{340} \cdot \frac{9,8 - 4,7}{1000 \cdot 3,5} = \frac{4900}{3,4} \cdot \frac{5,1}{3500} = 2,1$$

d.h. die Differenz zwischen der spez. Verkürzungsgeschwindigkeit des lotrechten und des horizontalen Durchmessers dürfte ungefähr doppelt so gross sein als die normale spez. Zusammendrückgeschwindigkeit des Firns in 40 m Tiefe in lotrechter Richtung.

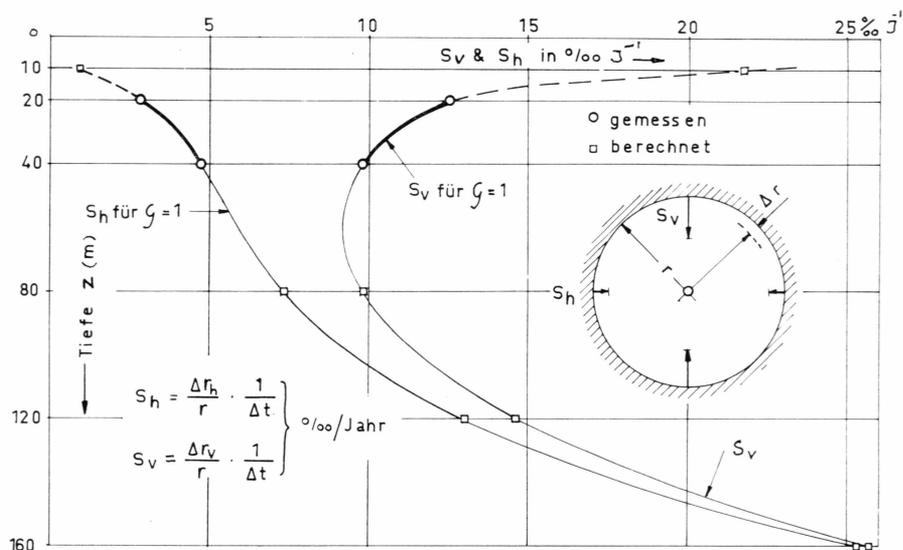


Abb. 31. Spezifische Schliessgeschwindigkeiten eines kugelförmigen Hohlräumcs in Funktion der Tiefe ( $s_h$  in horizontaler,  $s_v$  in vertikaler Richtung).

### 3.7.7 Diskussion der Ergebnisse (H)

Da die maximalen Schubspannungen in der Nähe des kugelförmigen Hohlräumcs die Grössenordnung des Ueberlagerungsdruckes erreichen, so dürfte schon bei 10–20 m Ueberlagerung der nichtlineare Bereich der Fliesskurve des Firns zur Hauptsache massgebend werden. Die relativ gute Uebereinstimmung der im Laboratorium sowie auf Grund der Kugerverformung ermittelten  $k_1$ -Werte in 20 und 40 m Tiefe bestätigt diese Annahme.

Eines der wichtigsten Merkmale des Polarfirns besteht darin, dass für ein gegebenes Klima alle Eigenschaften des Firns (Raumgewicht, Zähigkeit, Luftdurchlässigkeit etc.) eindeutige Funktionen der Tiefe  $z$  unter der Firnoberfläche sind. Dabei sind allerdings gewisse Jahresrhythmen zwischen Sommer- und Winterschnee, die bis in relativ grosse Tiefen feststellbar sind, zu beachten. Das allgemeine Gesetz, das aussagt, dass abgesehen von den durch den Jahresrhythmus bedingten Schwankungen sämtliche Eigenschaften des Firns bei unveränderlichem Klima und einer gegebenen Tiefe als konstante Grössen zu betrachten sind, gilt auch für die Schliessgeschwindigkeiten eines Hohlräumcs von gegebener Form und Grösse. Die Schliessgeschwindigkeiten einer Hohlkugel lassen sich deshalb in Funktion der Tiefe  $z$  darstellen, sobald einerseits die Raumgewichtskurve und andererseits die  $k_1$ -Kurve sowie der Ruhedruck, alle in Abhängigkeit von der Tiefe  $z$ , genügend genau bekannt sind (Abb. 31).

Nachdem durch die Verformungsmessungen der beiden Hohlkugeln die massgebenden Koeffizienten und deren Variation näherungsweise ermittelt wurden, wird nachstehend versucht, die spez. Schliessgeschwindigkeiten einer Hohlkugel auf Grund der Gleichungen (28) und (34) für die Ruhedruckziffer  $\zeta = 1$ ,  $n = 3$  und für verschiedene Tiefen zu berechnen. Die gemessenen Werte für 20 bzw. 40 m Tiefe dienen dabei als Passpunkte. Durch Einsetzen des Wertes  $n = 3$  in Gl. (28–34) erhält man folgende Ausdrücke für die Schliessgeschwindigkeiten:

$$\left. \begin{aligned} \text{Horizontal: } s_h &= \frac{1}{108} \cdot k_1 \cdot \left(\frac{p}{\tau_1}\right)^3; \quad \tau_1 = 1 \text{ kg/cm}^2 \\ \text{Lotrecht: } s_v &= s_h + \lambda \cdot a \cdot \frac{\gamma_0}{\gamma_z^2} \cdot \text{tg } \vartheta = s_h + s_c \\ a &= 1 \text{ m Firnzuwachs pro Jahr.} \end{aligned} \right\} \quad (35)$$

Tab. 31. *Berechnung der Schliessgeschwindigkeiten in Funktion von z*  
(vgl. Abb. 31)

$z$ m	$\gamma_z$ kg/m <sup>3</sup>	$p$ kg/cm <sup>2</sup>	$\left(\frac{p}{\tau_1}\right)^3$	$k_1$ Jahr <sup>-1</sup>	$s_h$ °/oo/J	$\lambda$ —	$\text{tg } \vartheta$ kg/m	$s_c$ °/oo/J	$s_v$ °/oo/J	$\frac{s_v}{s_h}$
10	527	0,442	0,086	1,0	0,8	1,8	9,5	20,9	21,7	27
20	590	1,00	1,00	0,302	2,8	1,8	5,5	9,7	12,5	4,5
40	700	2,30	12,17	0,0418	4,7	2,1	3,5	5,1	9,8	2,1
80	850	5,40	157,5	0,0050	7,3	2,1	2,3	2,3	9,6	1,3
120	902	8,90	705	0,002	13,0	2,1	1,9	1,7	14,7	1,13
160	914	12,50	1953	0,0014	25,3	2,1	0,5	0,4	25,7	1,015

Verschiedene, die wirklichen Verhältnisse stark vereinfachende Annahmen, die obiger Tabelle zu Grunde liegen, bedingen, dass die erhaltenen Zahlen nur die Grössenordnung und den allgemeinen Charakter des Verformungsprozesses wiedergeben. Vor allem dürften die Werte unter  $z = 10$  m sehr ungenau sein, weil der Fehler, der durch die Annahme  $\zeta = 1$  (Ruhedruck) entsteht, für geringe Tiefen sehr viel ausmacht. Aus Abb. 31 geht hervor, dass sich die horizontale ( $s_h$ ) und vertikale ( $s_v$ ) Schliessgeschwindigkeit im Firnbereich ganz verschieden verhalten. Während nämlich  $s_h$  mit der Tiefe stetig zunimmt, wird die vertikale Schliessgeschwindigkeit  $s_v$  anfänglich mit zunehmender Tiefe kleiner, um schätzungsweise zwischen ca. 50 und 70 m ein Minimum zu erreichen. Das Verhältnis  $s_v : s_h$  (Tabelle 31, letzte Kolonne), das man als Mass des

Tab. 32. *Spez. Verkürzungsgeschwindigkeiten des horizontalen und lotrechten Durchmessers der unteren Hohlkugel*

Datum bzw. Durchmesser Nr.	Anzahl Tage	$D$ mm	$\Delta D$ mm	$D_m^1)$ mm	Berechnung v. $s_h$ und $s_v$ ( $J^{-1}$ )	$s$ ‰/Jahr
32-36 22.4.60..	85	2686	5	2683		
32-36 16.7.60..		2681				
42-44 22.4.60..	85	2745	2	2744		
42-44 16.7.60..		2743				
43-45 22.4.60..	85	2764	2	2763		
43-45 16.7.60..		2762				
Mittelwert horizontaler Durchm.			3	2730	$\frac{3}{2730} \cdot \frac{365}{85}$	$S_h = 4.7$
34-38 Lotrechter Durchmesser						
22.4.60..	85	2624	6	2621	$\frac{6}{2621} \cdot \frac{365}{85}$	$S_v = 9.8$
16.7.60..		2618				

<sup>1)</sup> Tab. 29

Abplattungsprozesses der Hohlkugel auffassen kann, nimmt mit der Tiefe zunächst ständig ab um beim Uebergang vom Firn in Eis dem Werte 1 zuzustreben, ohne denselben je zu erreichen.

Der beschriebene Verformungsprozess, bei dem zunächst vorausgesetzt wurde, dass die Firn- bzw. Eismasse als Ganzes keine Querdehnung erfahre, wird in Wirklichkeit überlagert von einer langsamen, mit konstanter Geschwindigkeit sich vollziehenden Querdehnung, die durch die Massenbilanz gegeben ist (HAEFELI, 1963a).

Ausgehend von einem rechteckförmigen Geschwindigkeitsprofil, d.h. von der Annahme, dass in erster Annäherung die horizontale Geschwindigkeitskomponente längs einer Lotrechten konstant sei, lautet die Bilanzgleichung:

$$v_x = \frac{a \cdot x}{H} \text{ worin bedeuten:} \quad (36)$$

$v_x$  = horizontale Geschwindigkeit

$a$  = Akkumulation in m Eis pro Jahr

$H$  = Totale Eismächtigkeit

$x$  = horizontaler Abstand des betrachteten Punktes von der Bewegungsscheide.

Die spezifische Dehnungsgeschwindigkeit beträgt somit für den streifenförmigen Eisschild:

$$\dot{\epsilon}_x = \frac{a}{H} = \text{konstant (Mittelwert, horizontal)} \quad (37)$$

Für das Inlandeis im Gebiet der Station Centrale und Jarl-Joset beträgt die mittlere Querdehnung ca. 0,1‰ pro Jahr. Die Rechnung ergibt unter diesen Bedingungen, dass ein Eiskristall ca. 7000 Jahre braucht, um in der Nähe der Kulmination von der Oberfläche bis auf die halbe Höhe des Eisschildes  $\left(z = \frac{H}{2}\right)$  abzusinken (HAEFELI, 1963a). Während dieser Zeit vollzieht sich eine Querdehnung von ca. 70‰ in horizontaler Richtung. Auch ein Hohlraum wird von der allgemeinen Verformung des Mediums und insbesondere von der Querdehnung erfasst, die sich bei konstanter Geschwindigkeit im Laufe der Jahrhunderte aufsummiert.

Solange der Hohlraum nicht wesentlich von seiner ursprünglichen Gestalt abweicht, erhält man einen ersten approximativen Einblick in den Verlauf der Verformung dadurch, dass man die verschiedenen Deformationsprozesse superponiert, ohne ihre Wechselwirkungen zu berücksichtigen. Bei volumenmässig sehr grossen Verformungen ist auch dem Einfluss des Innendruckes der Luft, der dem Aussendruck entgegenwirkt, Rechnung zu tragen.

In diesem Zusammenhang können die vorliegenden Ergebnisse vom Gesichtspunkt der Verformung der Luftporen im Eis und den damit zusammenhängenden Problemen einiges Interesse bieten. Grundsätzlich derselbe Rechnungsgang kann auch auf den zylindrischen Hohlraum mit horizontaler oder lotrechter Axe angewandt werden, um z.B. Anhaltspunkte über die zu erwartende Verformung von Bohrlöchern, Kreisschächten oder Stollen zu gewinnen (NYE, 1953, HAEFELI, 1963b). Bei sehr tiefen Bohrlöchern ist allerdings zu beachten, dass die entsprechenden, auf dem Kriechprozess des Eises basierenden Gleichungen nur solange Gültigkeit haben, solange in der Nähe des Bohrloches keine Bruch- bzw. Gleitvorgänge stattfinden (Kollaps). Das Kriterium hierfür liefert die Plastizitätstheorie, sofern die Scherfestigkeit des Eises genügend bekannt ist.

### 3.8 Setzungsmessungen in den Firnlaboratorien (B)

#### 3.8.1 Messeinrichtungen

Während der Ueberwinterung wurden in drei unabhängigen Versuchsreihen differentielle Setzungen in situ in verschiedenen Tiefen gemessen. Nachstehend folgt eine Beschreibung der verwendeten Methoden und Einrichtungen.

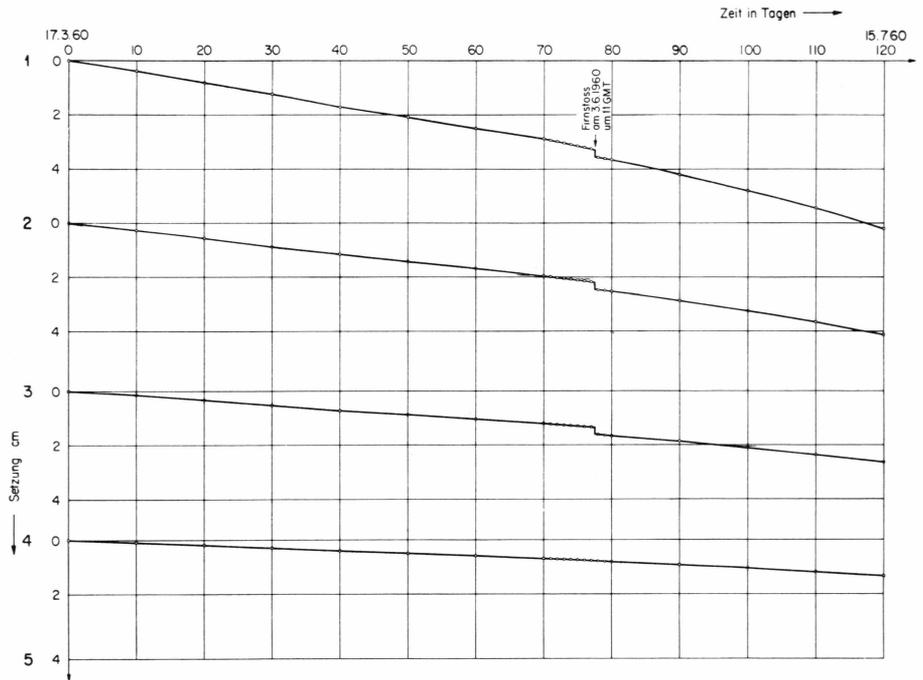


Abb. 32. Setzungsprofil in Laboratorium No. 5. Absolutwerte der Setzungen.

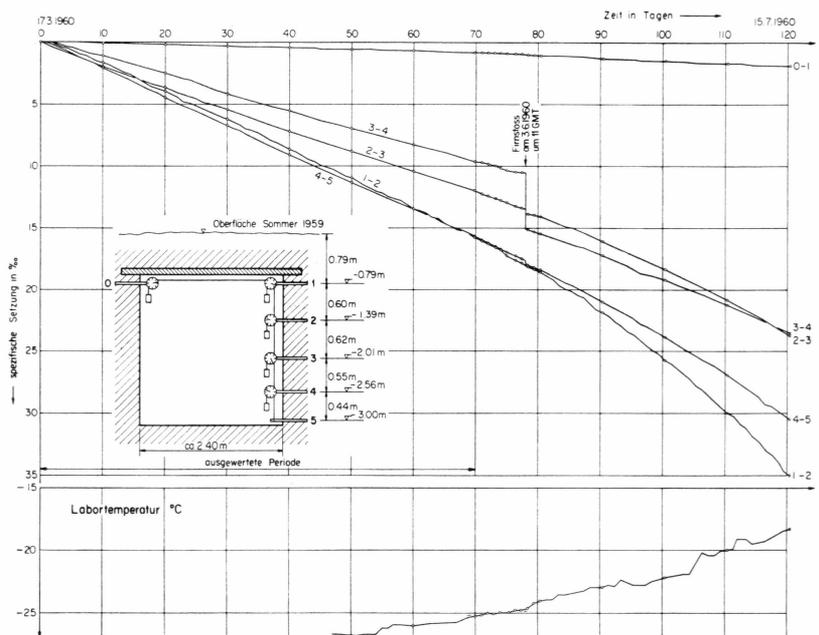


Abb. 33. Setzungsprofil im Laboratorium No. 5. Spezifische Setzungen.

### 3.8.1.1 Setzungsprofil in der westlichen Längswand von Laboratorium No. 5 (Abb. 32 u. 33)

In fünf verschiedenen Niveaus wurden Holzstäbe von 1 cm Durchmesser und 40 cm Länge ca. 35 cm in die Firnwand getrieben und am äusseren Ende je eine Huggenberger-Rollenuhr (Teilung 5/100 mm) festgeklemmt. Ein mittels eines Gegengewichtes von 20 gr gespannter Invardraht von 0,2 mm Durchmesser diente der Messung der differentiellen Setzung zwischen benachbarten Fixpunkten. Gleichzeitig wurde mit einer gleichartigen Einrichtung auch die Verengung des Hohlraumes in horizontaler Richtung nahe unter der Decke gemessen. Die Messanordnung ist aus Abb. 33 ersichtlich.

Die Ausgangstiefen, bezogen auf die Oberfläche vom Juli 1959, sind die folgenden (Tab. 33):

Tab. 33. Ausgangswerte (Juli 1959)

Messstelle	Ausgangstiefe	Bemerkungen
0	-0,79 m	horizontal
1	-0,79 m	Messtrecke 1-2
2	-1,39 m	Messtrecke 2-3
3	-2,01 m	Messtrecke 3-4
4	-2,56 m	Messtrecke 4-5
5	-3,00 m	

### 3.8.1.2 Setzungsmessungen mit der Kreisplatte

Weitere Setzungsmessungen in situ lieferte der Plattenapparat. Eine eingehende Beschreibung der Messanordnung erfolgt in Kapitel 3.9 (Plattenversuche, Abb. 37 S. 168), auf die an dieser Stelle verwiesen wird. Bevor jeweils die Messung unter Auflast erfolgte, liefen die Plattenversuche während einiger Tage unter Eigengewicht, d.h. mit unbelasteter Platte. (Abb. 34) Beim Plattenversuch No. 5 im Laboratorium No. 5 wurde die Messeinrichtung nach Abschluss der Plattenversuche an Ort und Stelle belassen und die Messuhr weiterhin abgelesen. Die Platte war hierbei ebenfalls unbelastet. Das Eigengewicht des Plattenapparates von nur ca. 7 gr/cm<sup>2</sup> darf dabei vernachlässigt werden.

Tab. 34 gibt eine Uebersicht über diese Plattenversuche. Die Tiefenangaben beziehen sich auf die Oberfläche vom Juli 1959.

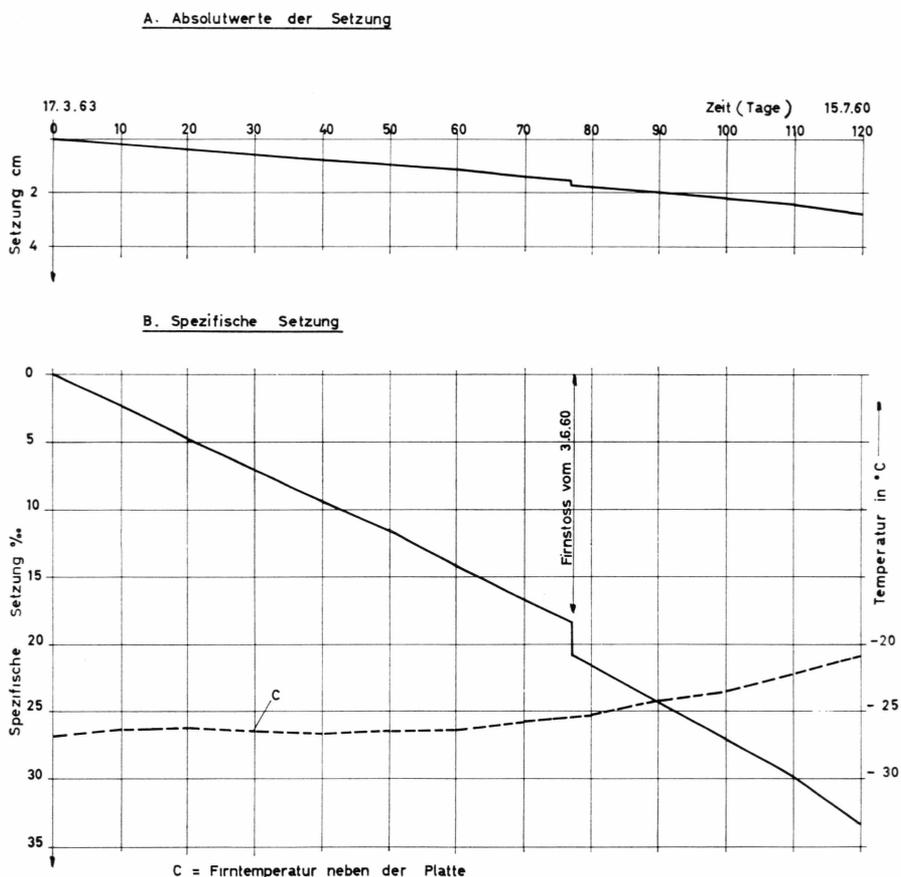


Abb. 34. Setzungsmessungen mit dem unbelasteten Plattenapparat (Plattenversuch No. 5) zwischen 2,25–3,00 m Tiefe ab Oberfläche vom Juli 1959.

Tab. 34. *Uebersicht über die Plattenversuche*

Plattenversuch No.	Datum	Tiefe des oberen Fixpunktes m	Tiefe der Platte m	Bemerkungen
1.....	2./3.7.59	ca. 0,10	1,00	Vorversuch, nicht ausgewertet
2.....	12.–17.7.59	ca. 0,10	1,00	im Freien
3.....	16.–22.8.59	1,10	2,00	im Freien
4.....	13.–18.11.59	6,40	7,37	Schacht Dumont
5.....	17.3.–15.7.59	2,25	3,06	Labor No. 5

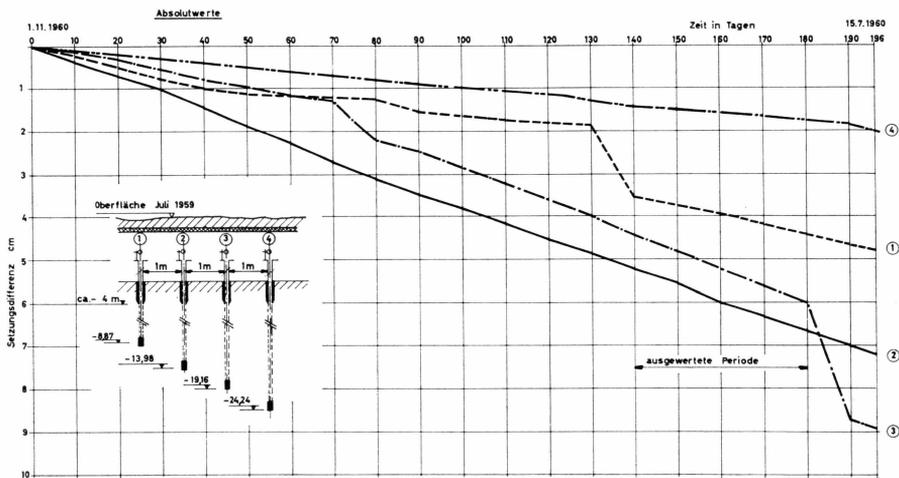


Abb. 35. Differentielle Setzungen in Rammlöchern.

### 3.8.1.3 Setzungsmessungen in Rammlöchern im Laboratorium No. 3

Im Abschnitt 3.1 (Ramm- und Drehwiderstände) wird beschrieben, wie in Laboratorium No. 3 mit der Rammsonde VAWÉ bis in Tiefen von ca. 9,14, 19 und 24 m ab Oberfläche vom Juli 1959 gerammt wurde. Nach Beendigung der Rammversuche dienten die dabei entstandenen Löcher gemäss dem von R. HAEFELI aufgestellten Programm für die Durchführung von Setzungsversuchen *in situ*. Die Messanordnung ist aus Abb. 35 ersichtlich. Wie bei den Viscositumeterversuchen (Abschnitt 3.10) bestand der obere Fixpunkt aus einem Aluminiumrohr, das in ca. 1 m Tiefe unter dem Laborboden bzw. ca. 4 m ab Oberfläche vom Juli 1959 fest im Firn eingefroren wurde. Das obere Ende des Rohres, das der bequemeren Ablesungsmöglichkeit wegen sich ca. 1 m über dem Laborboden befand, trug eine Huggenberger-Rollenuhr (Teilung 5/100 mm). In die vier Bohrlöcher verschiedener Tiefe wurde nun an einem Invardraht von 0,2 mm Durchmesser ein stabförmiges Gewicht, bestehend aus einem mit Blei ausgegossenen Stahlrohr von etwas kleinerem Aussendurchmesser als das Bohrloch, bis auf den Boden des Bohrloches hinabgelassen. Der Invardraht führt über die Rolle der Messuhr und wird durch ein Gegengewicht von 140 gr gestreckt. Das Gewicht des unteren Fixpunktes entspricht etwa der natürlichen Firnaufast im Jahre 1959 in der betreffenden Tiefe (Ueberlagerungsdruck). Bei Bohrloch No. 4 (Tiefe ca. 24 m) liess sich das Gewicht, das in diesem Falle rund 1,6 m lang war, nicht in der üblichen Art in das Bohrloch einführen. Vermutlich ist das Bohrloch infolge der grossen Tiefe leicht gekrümmt. Das Gewicht musste, mit einer Rammspitze versehen, direkt gerammt werden. Das

Tab. 35. *Differentielle Setzungsmessungen in Laboratorium No. 3. Ausgangsdaten*

Setzungsmessung No.		1	2	3	4
Bezeichnung der Messuhr		2/138	2/131	2/141	2/143
Tiefen ab Oberfläche Juli 1959	oberer Fixpunkt	ca. 4 m	ca. 4 m	ca. 4 m	ca. 4 m
	unterer Fixpunkt	8,87 m	13,98 m	19,16 m	24,34 m
Unterer Fixpunkt	Durchmesser . . . .	3 cm	3 cm	3 cm	3,2 cm
	Gewicht . . . . .	3,00 kg	4,85 kg	7,15 kg	12,35 kg
Gegengewicht	anfänglicher Abstand von Messuhr . . . . .	ca. 5 cm	ca. 10 cm	ca. 7 cm	ca. 6 cm
	Gewicht . . . . .	0,14 kg	0,14 kg	0,14 kg	0,14 kg
Resultierendes Gewicht des unteren Fixpunktes . . . . .		2,86 kg	4,71 kg	7,01 kg	12,21 kg
Querschnitt des unteren Fixpunktes . . . . .		7,07 cm <sup>2</sup>	7,07 cm <sup>2</sup>	7,07 cm <sup>2</sup>	8,04 cm <sup>2</sup>
Druck des unteren Fixpunktes auf den Firn kg/cm <sup>2</sup>		0,40	0,67	0,99	1,52
Natürliche Auflast ca. kg/cm <sup>2</sup> <sup>1)</sup> . . . . .		0,4	0,7	1,0	1,3

<sup>1)</sup> Überlagerungsdruck

hatte nun aber zur Folge, dass der Messdraht nicht direkt mit dem unteren Fixpunkt verbunden werden konnte. Nach dem Rückziehen des Rammgestänges – das Gewicht blieb natürlich unten – wurde ein zweites Gewicht von 500 gr und 20 mm Durchmesser am Invardraht herabgelassen und auf das gerammte Gewicht aufgesetzt. Leider zeigten dann die Messergebnisse, dass diese Operation nicht geglückt war. Offenbar fiel beim Rückzug der Rammstangen und nachherigen Einführen des kleinen Gewichtes etwas Bohrmehl hinunter auf den unteren Fixpunkt, sodass die Messungen verfälscht wurden.

In Tab. 35 sind die Ausgangsdaten für die vier differentiellen Setzungsmessungen im Laboratorium No. 3 zusammengestellt.

### 3.8.2 Versuchsergebnisse

#### 3.8.2.1 Resultate des Setzungsprofils in der Laborwand

Der Versuch dauerte vom 17. März – 15. Juli 1960 (120 Tage). Die Ablesungen erfolgten täglich. Da die Setzungen sehr gleichmässig erfolgten, wurden für die Auswertung aber nur die Messwerte in Abständen von je 10 Tagen verwendet. In Tab. 36 sind diese Zahlenwerte zusammengestellt. Abb. 32 stellt die „Absolutwerte“ der Setzungen dar, wobei alle Setzungen einheitlich auf Fixpunkt No. 5 bezogen sind. Natürlich geben

Tab. 36. *Setzungsprofil in Laboratorium No. 5 Messwerte*

Mess-Strecke			0-1		1-2		2-3		3-4		0,44 m	
Länge			2,40 m		0,60 m		0,62 m		0,55 m		0,44 m	
mittl. Tiefe ab Oberfläche			0,79 m		1,09 m		1,70 m		2,29 m		2,78 m	
Juli 1959												
Datum	Mess-dauer Tg.	Labor-temp. °C	horizontale Verkürzung		Setzung		Setzung		Setzung		Setzung	
			abs. cm	spez. ‰	abs. cm	spez. ‰	abs. cm	spez. ‰	abs. cm	spez. ‰	abs. cm	spez. ‰
17.3.60...	0		0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
27.3.....	10		0,015	0,06	0,102	1,70	0,121	1,95	0,062	1,13	0,091	2,07
6.4.....	20		0,045	0,19	0,239	3,98	0,229	3,69	0,138	2,51	0,194	4,41
16.4.....	30		0,074	0,31	0,374	6,24	0,338	5,45	0,228	4,15	0,297	6,75
26.4.....	40		0,104	0,43	0,520	8,67	0,447	7,22	0,308	5,56	0,401	9,11
6.5.....	50	-26,9	0,139	0,58	0,659	10,98	0,547	8,83	0,383	6,96	0,499	11,35
16.5.....	60	-26,1	0,164	0,68	0,808	13,47	0,645	10,40	0,454	8,25	0,593	13,48
26.5.....	70	-25,4	0,204	0,85	0,491	15,69	0,744	12,00	0,526	9,67	0,691	15,70
27.5.....	71	-25,3	0,207	0,86	0,965	16,08	0,759	12,23	0,533	9,70	0,704	16,00
28.5.....	72	-25,2	0,213	0,89	0,977	16,28	0,768	12,39	0,541	9,83	0,715	16,25
29.5.....	73	-25,0	0,219	0,91	0,996	16,60	0,782	12,61	0,548	9,99	0,726	16,50
30.5.....	74	-25,1	0,219	0,91	1,008	16,78	0,790	12,73	0,558	10,17	0,736	16,72
31.5.....	75	-25,0	0,224	0,93	1,036	17,25	0,802	12,93	0,566	10,30	0,746	16,95
1.6.....	76	-25,0	0,229	0,95	1,056	17,60	0,820	13,22	0,577	10,50	0,760	17,26
2.6.....	77	-24,8	0,232	0,97	1,069	17,82	0,830	13,39	0,579	10,53	0,770	17,50
Firnstoss												
3.6.....	78	-24,8	0,254	1,06	1,089	18,14	0,862	13,90	0,832	15,13	0,794	18,05
4.6.....	79	-24,7	0,254	1,06	1,099	18,32	0,866	13,97	0,841	15,30	0,801	18,20
5.6.....	80	-24,3	0,264	1,10	1,116	18,60	0,874	14,10	0,851	15,48	0,810	18,40
15.6.....	90	-23,0	0,314	1,31	1,311	21,88	0,997	16,10	0,948	17,25	0,923	20,98
25.6.....	100	-22,4	0,359	1,50	1,545	25,75	1,137	18,34	1,057	19,20	1,050	23,90
5.7.....	110	-20,0	0,404	1,68	1,801	30,02	1,389	20,78	1,167	21,20	1,186	26,96
15.7.....	120	-18,3	0,449	1,87	2,099	34,98	1,473	23,76	1,296	23,55	1,342	30,50

diese als „Absolutwerte“ bezeichneten Setzungen nur den Setzungsunterschied zwischen dem Fixpunkt 5 und der betreffenden Marke (in cm) wieder. Die zugehörigen Zahlenwerte findet man in Tab. 37. Die Setzungskurven verlaufen anfänglich annähernd gerade, sind dann aber gegen das Ende der Messperiode leicht nach unten gekrümmt. Dies dürfte der steigenden Labortemperatur und der lokalen Verformung der Laborwände zuzuschreiben sein. Auffallend ist der deutliche Sprung in den Setzungskurven am 3. Juni 1960, herrührend von einem Firnstoss. Diese Erscheinung wird in Abschnitt 3.11 näher behandelt.

Da die Abstände zwischen den Messpunkten ungleich waren, sind auch die spezifischen Setzungen berechnet und in Abb. 33 aufgetragen

Tab. 37. *Setzungsprofil in Laboratorium No. 5 »Absolutwert«*

Totalsetzungen, bezogen auf Fixpunkt No. 5  
Tiefe Fixpunkt No. 5 = - 3,00 m ab Oberfläche Juli 1959

Messtrecke			1-5	2-5	3-5	4-5
Länge			2,21 m	1,61 m	0,99 m	0,44 m
Mittlere Tiefe ab Oberfläche Juli 1959			1,90 m	2,20 m	2,50 m	2,78 m
Datum	Mess- dauer Tg.	Labor- temp. °C	Setzung	Setzung	Setzung	Setzung
			cm	cm	cm	cm
17.3.60..	0		0	0	0	0
27.3.....	10		0,376	0,274	0,153	0,091
6.4.....	20		0,800	0,561	0,332	0,144
16.4....	30		1,237	0,863	0,525	0,297
26.4....	40		1,676	1,156	0,709	0,401
6.5.....	50	- 26,9	2,088	1,429	0,882	0,499
16.5.....	60	- 26,1	2,500	1,692	1,047	0,593
26.5.....	70	- 25,4	2,902	1,961	1,217	0,691
27.5.....	71	- 25,3	2,961	1,996	1,237	0,704
28.5.....	72	- 25,2	3,001	2,024	1,256	0,715
29.5.....	73	- 25,0	3,052	2,056	1,274	0,726
30.5.....	74	- 25,1	3,092	2,084	1,294	0,736
31.5.....	75	- 25,0	3,150	2,114	1,312	0,746
1.6.....	76	- 25,0	3,213	2,157	1,337	0,760
2.6.....	77	- 24,8	3,248	2,179	1,349	0,770
Firnstoß						
3.6.....	78	- 24,8	3,577	2,488	1,626	0,794
4.6.....	79	- 24,7	3,607	2,508	1,642	0,801
5.6.....	80	- 24,3	3,651	2,535	1,661	0,810
15.6.....	90	- 23,0	4,179	2,868	1,871	0,923
25.6.....	100	- 22,4	4,789	3,244	2,107	1,050
5.7.....	110	- 20,0	5,443	3,642	2,353	1,186
15.7.....	120	- 18,3	6,210	4,111	2,638	1,342

worden. Diese spezifischen Setzungsmasse beziehen sich immer auf den anfänglichen Abstand zweier benachbarter Fixpunkte.

### 3.8.2.2 Resultate der Setzungsmessungen mit der Kreisplatte

In Tab. 38 sind die Ablesungen für die Plattenversuche No. 1-4 unter Eigengewicht nochmals zusammengestellt (siehe auch Abschnitt 3.9, Tab. 44 und 45). Der Versuch No. 1 ist zu kurzfristig. Er war als Vorversuch gedacht und wird deshalb nicht ausgewertet. Auch die Versuche No. 2-4 erstreckten sich nur über wenige Tage und die Resultate sind

Tab. 38. *Setzungsmessungen mit dem Plattenapparat unter Eigengewicht Plattenversuche No. 1-4*

Platten- vers. No.	Datum	Zeit GMT	Setzung cm	Platten- vers. No.	Datum	Zeit GMT	Setzung cm	
1	2.7.60..	1720	0,000	3	16.8.60..	1800	0,000	
	3.7.....	0820	0,069		17.8.....	0930	0,011	
		1200	0,093		18.8.....	1030	0,040	
		1940	0,126		19.8.....	0915	0,063	
	4.7.....	0855	0,202		20.8.....	0830	0,089	
2	12.7.....	1215	0,000		21.8.....	0915	0,114	
		1830	0,006		22.8.....	0930	0,138	
	13.7.....	0930	0,056		4	13.11.60.	2100	0,000
		1845	0,093			14.11....	1400	0,000
	14.7.....	0920	0,162			15.11....	1100	0,003
		1930	0,205	16.11....		1630	0,012	
	15.7.....	0915	0,268	17.11....		1600	0,021	
		1815	0,306	18.11....		1400	0,027	
	16.7.....	0900	0,370			1900	0,029	
		1740	0,406					
17.7.....	0845	0,469						

deshalb nur unter Vorbehalten zu verwenden. Ferner kennen wir die Temperaturverhältnisse nur annäherungsweise.

Hingegen ist der Plattenversuch No. 5 einer etwas eingehenderen Untersuchung wert, gibt doch diese Messreihe eine gute Kontrollmöglichkeit für die Messstrecke 4-5 des Setzungsprofils. Die Messdauer umfasst ebenfalls 120 Tage vom 17.3-15.7.1960. Die Ablesungen erfolgten täglich, doch sind in Tab. 39 aus Platzgründen nur die Messwerte in Abständen von 10 Tagen angegeben. Gleichzeitig wurden auch die Firntemperaturen unmittelbar unter der Platte gemessen. Die Setzungskurve in Abb. 34 zeigt einen ähnlichen Verlauf wie beim Setzungsprofil. Der Firnstoss vom 3. Juni 1960 tritt deutlich in Erscheinung und mit steigender Firntemperatur nimmt die Setzungsgeschwindigkeit zu.

### 3.8.2.3 Resultate der Setzungsmessungen in dem Rammlöchern im Laboratorium No. 3

Auch bei diesen Versuchen erfolgten die Ablesungen täglich. Tab. 40 gibt aber auch hier aus Platzgründen nur die Messwerte in Abständen von 10 Tagen. Die Messungen begannen am 1.1.1960 und endigten am 15.7.1960 kurz vor der Schliessung der Station. Sie umfassen also einen Zeitraum von 196 Tagen. Wie das Setzungsprofil und der Plattenversuch

Tab. 39. *Setzungsmessungen mit dem Plattenapparat unter Eigengewicht Plattenversuch No. 5*

Länge Mittl. Tiefe ab Oberfläche Juli 1959			Plattenapparat 0,81 m 2,65 m	
Datum	Messdauer Tg	Firtempe- ratur °C	Setzungen	
			absolut cm	spez. ‰
17.3.60.....	0	-26,5	0	0
27.3. ....	10	-26,2	0,177	2,18
6.4. ....	20	-26,1	0,383	4,73
16.4. ....	30	-26,3	0,568	7,02
26.4. ....	40	-26,5	0,762	9,40
6.5. ....	50	-26,4	0,938	11,58
16.5. ....	60	-26,3	1,158	14,30
26.5. ....	70	-25,7	1,363	16,84
27.5. ....	71	-25,7	1,382	17,07
28.5. ....	72	-25,7	1,393	17,20
29.5. ....	73	-25,6	1,412	17,44
30.5. ....	74	-25,5	1,428	17,62
31.5. ....	75	-25,5	1,453	17,94
1.6. ....	76	-25,5	1,470	18,15
2.6. ....	77	-25,4	1,493	18,43
Firstoss				
3.6. ....	78	-25,4	1,698	20,97
4.6. ....	79	-25,3	1,720	21,23
5.6. ....	80	-25,2	1,753	21,64
15.6. ....	90	-24,2	1,982	24,45
25.6. ....	100	-23,5	2,198	27,12
5.7. ....	110	-22,2	2,431	30,01
15.7. ....	120	-20,8	2,708	33,45

No. 5 laufen auch diese Versuche weiter. Die Zeitsetzungskurven in Abb. 35 ergeben für die Versuche No. 1 und 3 einen recht gestörten Verlauf. Die Kurven No. 2 und 4 erscheinen ziemlich gleichförmig, doch ergibt Versuch No. 4 viel zu kleine Werte. Die Gründe dafür können verschiedener Art sein:

1. ist es möglich, dass sich der obere Fixpunkt in ca. 1 m Tiefe unter dem Laborboden ungleichmässig setzte;
2. ist es durchaus nicht unwahrscheinlich, dass das Rammgestänge bei grösserer Länge seitlich auswich und demzufolge die Bohrlöcher gekrümmt sind. Dies war ja offensichtlich auch der Grund, warum das Gewicht in Rammloch No. 4 nicht normal eingeführt werden

Tab. 40. *Differentielle Setzungsmessungen in Rammlöchern. Messwerte*

Messstrecke			0-1		0-2		0-3		0-4	
Länge			4,87 m		9,98 m		15,16 m		20,34 m	
Mittl. Tiefe ab Oberfläche Juli 1959			6,43 m		8,99 m		11,58 m		14,17 m	
Datum 1960	Messdauer Tg	Labor-temp. °C	Setzungen		Setzungen		Setzungen		Setzungen	
			absolut cm	spez. ‰	absolut cm	spez. ‰	absolut cm	spez. ‰	absolut cm	spez. ‰
1.1...	0	-24,1	0	0	0	0	0	0	0	0
11.1...	10	-23,9	0,214	0,44	0,355	0,36	0,147	0,10	0,106	0,05
21.1...	20	-24,3	0,470	0,46	0,721	0,72	0,321	0,21	0,213	0,10
31.1...	30	-24,6	0,755	1,55	1,071	1,08	0,548	0,36	0,317	0,16
10.2...	40	-25,4	1,004	2,06	1,441	1,44	0,803	0,53	0,415	0,20
20.2...	50	-25,6	1,124	2,31	1,876	1,88	0,956	0,63	0,510	0,25
1.3...	60	-26,5	1,179	2,42	2,251	2,25	1,152	0,76	0,599	0,29
11.3...	70	-26,6	1,217	2,50	2,692	2,69	1,287	0,85	0,660	0,32
21.3...	80	-26,0	1,242	2,55	3,091	3,09	2,118	1,40	0,816	0,40
31.3...	90	-25,7	1,539	3,16	3,467	3,47	2,452	1,62	0,897	0,44
10.4...	100	-25,7	1,626	3,34	3,802	3,80	2,839	1,87	0,976	0,48
20.4...	110	-26,1	1,719	3,53	4,149	4,15	3,212	2,12	1,051	0,52
30.4...	120	-26,4	1,791	3,68	4,539	4,54	3,578	2,36	1,122	0,55
10.5...	130	-26,3	1,851	3,80	4,898	4,90	3,997	2,64	1,321	0,65
20.5...	140	-25,6	3,516	7,21	5,214	5,22	4,400	2,91	1,402	0,69
30.5...	150	-24,2	3,751	7,70	5,531	5,53	4,763	3,15	1,464	0,72
9.6...	160	-23,0	3,963	8,14	5,954	5,96	5,201	3,44	1,538	0,76
19.6...	170	-22,4	4,177	8,58	6,316	6,32	5,598	3,69	1,620	0,80
29.6...	180	-21,4	4,399	9,02	6,643	6,65	5,961	3,94	1,709	0,84
9.7...	190	-19,6	4,651	9,55	7,029	7,03	8,727	5,78	1,841	0,90
15.7...	196	-18,3	4,777	9,80	7,227	7,23	8,944	5,92	2,033	1,00

konnte. Im gekrümmten Loch berührt aber möglicherweise der Messdraht die seitliche Wand und schneidet sich in den Firn ein. Infolge der geringeren Setzung zwischen der Berührungsstelle und dem oberen Fixpunkt ist der Draht unterhalb dieses Punktes nicht mehr gestreckt. Von Zeit zu Zeit, vielleicht infolge einer Erschütterung, vermag das Gegengewicht den Messdraht loszureissen. Damit liessen sich die Sprünge in den Setzungskurven No. 1 und 3 erklären. Dass diese Sprünge reell sind, also z. B. Firnstösse markieren, ist unwahrscheinlich. Der Firnstoss vom 3. Juni 1960 hat jedenfalls keine Spuren hinterlassen.

3. ist möglicherweise beim Einbringen der Bleigewichte für den unteren Fixpunkt Bohrmehl auf den Grund des Bohrloches gefallen, das kompressibler war als der umgebende Firn in der betreffenden Tiefe und demzufolge eine zu kleine Setzung ergibt (siehe Versuch No. 4).

### 3.8.3 Diskussion der Ergebnisse (B)

Da die Länge der verschiedenen Messstrecken recht unterschiedlich war, können nur die spezifischen Zusammendrückungsgeschwindigkeiten (strain rate) miteinander verglichen werden. Als Einheit wurde hierfür ‰/Jahr gewählt. Für jede Messreihe wurden die spezifischen Zusammendrückungsgeschwindigkeiten für einen Zeitraum berechnet, in welchem die Zeitsetzungskurven einigermaßen gleichförmig und ungestört verliefen und die Temperatur genügend konstant blieb. Der Plattenversuch No. 1 blieb wegen der zu kurzen Messdauer unberücksichtigt. Die Messwerte wurden nach der Methode der kleinsten Quadrate für die folgenden Zeitperioden auf eine Gerade ausgeglichen:

- |  |                 |
|--|-----------------|
| 1) Setzungsprofil:                       | 17.3.–26.5.1960 |
| 2) Plattenversuche:                      |                 |
| a) No. 2–4:                              | ganze Messdauer |
| b) No. 5                                 | 17.3.–26.5.1960 |
| 3) Setzungsmessungen in den Rammlöchern: | 20.5.–29.6.1960 |

Da die Messungen teilweise fast ein Jahr auseinanderliegen, die Tiefen sich aber durchwegs auf die Oberfläche vom Juli 1959 beziehen, mussten die Tiefenangaben auf die aktuelle Oberfläche zur Zeit der Messung reduziert werden. Dabei wurde eine mittlere Akkumulation berücksichtigt, wie sie sich aus verschiedenen Pegelablesungen ergab.

Bei den Setzungsmessungen in den Rammlöchern erfolgte die Berechnung der spezifischen Setzungsgeschwindigkeiten nicht nur aus den direkt gemessenen Werten. Vielmehr wurden auch die Differenzen zwischen den unteren Fixpunkten 1 und 2 bzw. 2 und 3 gebildet. Damit fällt der Fehlereinfluss einer gestörten Setzung des oberen Fixpunktes weg. Tab. 41 enthält eine Zusammenstellung aller errechneten spezifischen Setzungs- bzw. Zusammendrückgeschwindigkeiten. Trägt man diese spezifischen Setzungsgeschwindigkeiten in Funktion der Tiefe auf (Abb. 36), so erkennt man sofort, dass die mit verschiedenen Messeinrichtungen erhaltenen Werte recht gut übereinstimmen. In erster Näherung lassen sich die gemessenen spezifischen Setzungsgeschwindigkeiten durch eine Hyperbel von der Form

$$y = a + \frac{b}{x} \quad (38)$$

wiedergeben. Hierin bedeuten:

$y$  = mittlere spezifische Setzungsgeschwindigkeiten in ‰/Jahr  
 $x$  = Tiefe ab Oberfläche in m.

Tab. 41. Zusammenstellung der mittleren spezifischen Setzungsgeschwindigkeiten

Messeinrichtung	Ver- such No.	ausge- wertete Zeit- dauer Tg	Länge m	Fixpunkttiefe (Juli 1959)		Mittl. Tiefe (Juli 1959) m	aktu- elle- mittl. Tiefe m	Mittlere Setzung		Bemer- kungen
				oben m	unten m			abs. cm/ Jahr	spez. ‰/ Jahr	
Setzungs- profil	1-2...	70	0,60	0,79	1,39	1,09	1,96	5,01	83,45	mittlere La- bor-Luft- temperatur - 26,1° C
	2-3...	70	0,62	1,39	2,01	1,70	2,57	3,86	62,29	
	3-4...	70	0,55	2,01	2,56	2,29	3,16	2,81	51,03	
	4-5...	70	0,44	2,56	3,00	2,78	3,65	3,64	82,62	
Plattenversuche	1.....	-	-	-	-	-	-	-	-	nicht ausge- wertet  mittl. Firn- temp. für No. 5 - 26,2° C
	2.....	5	0,90	0,10	1,00	0,55	0,55	35,79	397,68	
	3.....	6	0,90	1,10	2,00	1,55	1,65	9,11	101,17	
	4.....	5	0,97	6,40	7,37	6,88	7,39	2,02	20,85	
	5.....	70	0,81	2,25	3,06	2,65	3,52	7,08	87,47	
Rammlöcher	1.....	40	4,87	4,00	8,87	6,43	7,33	8,00	16,43	nicht ausge- wertet aus Differen- zen berech- net
	2.....	40	9,98	4,00	13,98	8,99	9,89	13,30	13,33	
	3.....	40	15,16	4,00	19,16	11,58	12,48	14,44	9,52	
	4.....	-	-	-	-	-	-	-	-	
	1-2...	40	5,11	8,87	13,98	11,42	12,32	5,30	10,37	
	2-3...	40	5,18	13,98	19,16	16,57	17,47	1,14	2,20	

Eine Ausnahme bilden die beiden Werte, die aus der Messstrecke 4-5 des Setzungsprofils und Plattenversuch No. 5 berechnet worden sind (mittlere Tiefe 3,65 bzw. 3,52 m ab aktueller Oberfläche). Wir werden später auf diese Erscheinung zurückkommen.

Lässt man diese beiden Werte sowie die Plattenversuche No. 2-4, die sich auf eine kurze Zeitspanne von wenigen Tagen beziehen, beiseite und gleicht die übrigen Messpunkte nach der Methode der kleinsten Quadrate auf eine Hyperbel von der genannten Form (38) aus, so erhalten wir für die Konstanten

$$a = -5,488$$

$$b = +174,985.$$

Die Hyperbel 
$$y = -5,488 + \frac{174,985}{x}$$

ist vollständigshalber in Abb. 36 ebenfalls eingetragen. Dass aber auch die aus den Plattenversuchen No. 2-4 hervorgegangenen mittleren

Tab. 42. Vergleich der gemessenen mittleren spezifischen Setzungsgeschwindigkeiten mit der Hyperbel  $y = -5,488 + \frac{174,985}{x}$

Versuch	mittlere Tiefe m	spez. Setzungsgeschwindigkeit		
		gemessen ‰/Jahr	berechnet ‰/Jahr	Differenz ‰/Jahr
Plattenversuch No. 2 . . . . .	0,55	397,68	312,67	- 85,01
Plattenversuch No. 3 . . . . .	1,65	101,17	100,56	- 0,61
Setzungsprofil Messstrecke 1-2	1,96	83,45	83,79	+ 0,34
Setzungsprofil Messstrecke 2-3	2,57	62,29	62,60	+ 0,31
Setzungsprofil Messstrecke 3-4	3,16	51,03	49,89	- 1,14
Rammlöcher Versuch No. 1. .	7,33	16,43	18,38	+ 1,95
Rammlöcher, Versuch No. 2. .	9,89	13,33	12,20	- 1,13
Rammlöcher, Differenz Ver- suche 1-2 . . . . .	12,32	10,37	8,72	- 1,65
Rammlöcher, Versuch No. 3. .	12,48	9,52	8,53	- 0,99
Rammlöcher, Differenz Ver- suche 2-3 . . . . .	16,57	2,20	4,53	+ 2,33

spezifischen Setzungsgeschwindigkeiten trotz der kleineren Genauigkeit ordentlich gut mit den aus der Hyperbelgleichung berechneten Werten übereinstimmen, beweist die Zusammenstellung in Tab. 42. Es ist verständlich, dass die spezifischen Setzungsgeschwindigkeiten in den obersten Firn-

Tab. 43. Gegenüberstellung der spezifischen Setzungsgeschwindigkeiten in Station Eismitte (SORGE/BADER) und Station Jarl-Joset (EGIG)

Mittlere Tiefe ab Oberfläche m	Eismitte ‰/Jahr	Jarl-Joset ‰/Jahr	Differenz ‰/Jahr
0,5 . . . . .	59	345	- 286
1,5 . . . . .	52	111	- 59
2,5 . . . . .	47	65	- 18
3,5 . . . . .	39	45	- 6
4,5 . . . . .	36	33	+ 3
5,5 . . . . .	31	26	+ 5
6,5 . . . . .	23	21	+ 2
7,5 . . . . .	15	18	- 3
8,5 . . . . .	13	15	- 2
9,5 . . . . .	10	13	- 3
10,5 . . . . .	10	11	- 1
11,5 . . . . .	9	10	- 1
12,5 . . . . .	9	9	0
13,5 . . . . .	8	7	+ 1
14,5 . . . . .	7	7	0

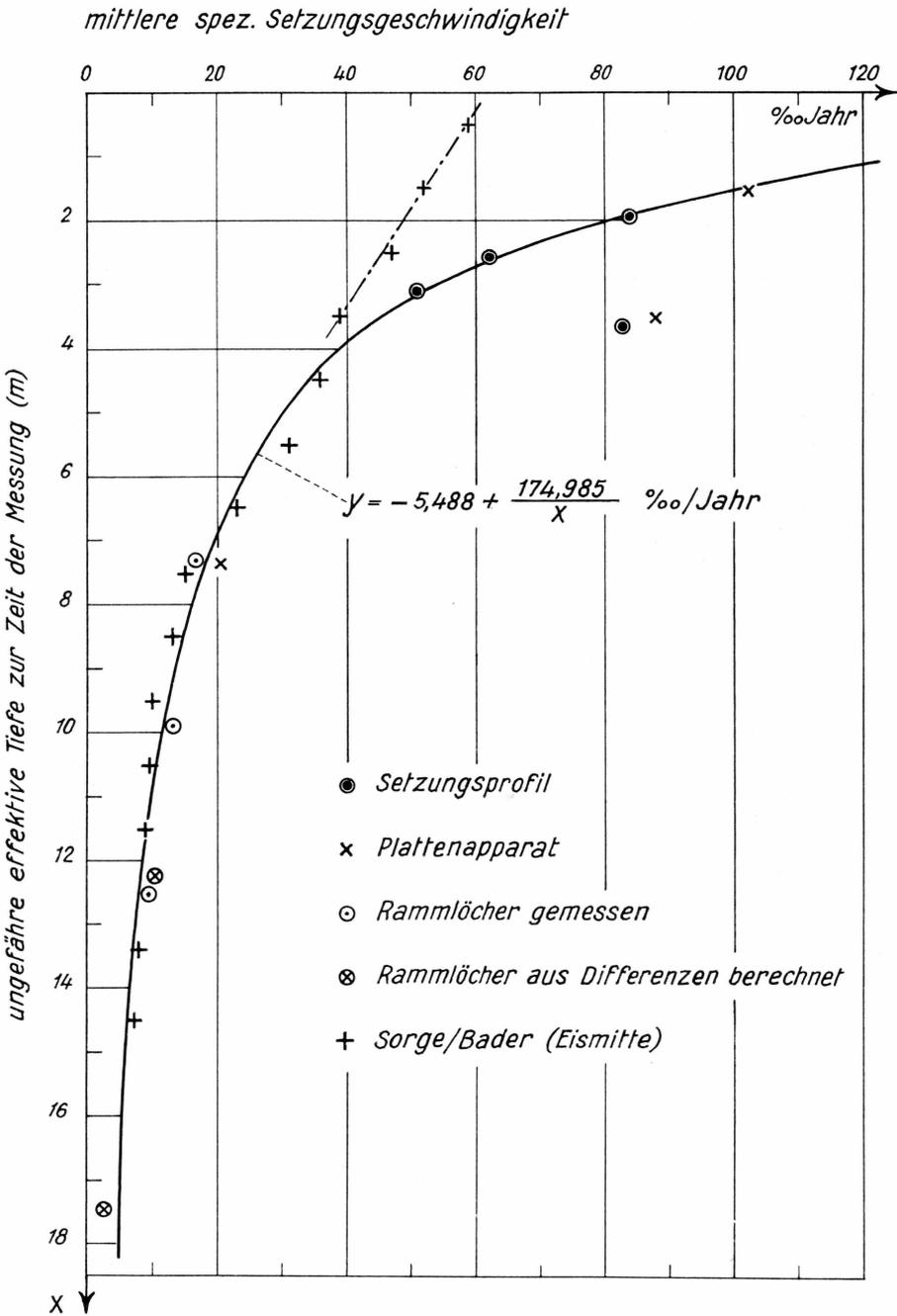


Abb. 36. Mittlere spezifische Setzungsgeschwindigkeiten in Funktion der Tiefe.

schichten starken lokalen Schwankungen unterworfen sind. Wie schon die Rammsondierungen gezeigt haben, sind in den obersten Schichten die Sommer- und Winterschichten noch deutlich zu unterscheiden. Ähnliche Ergebnisse werden die nivologischen Untersuchungen bringen. Deshalb ist es auch nicht verwunderlich, dass zwischen 3 und 4 m Tiefe die gemessene spezifische Setzungsgeschwindigkeit (Setzungsprofil Messstrecke 4-5 und Plattenversuch No. 5) plötzlich doppelt so gross sind, als es auf Grund der übrigen Messungen zu erwarten wäre. Auch hier wird die Nivologie weiteren Aufschluss geben können.

Interessant ist auch der Vergleich mit den Verhältnissen in Station Eismitte 1930/31. BADER (1954, 1963) hat unter Benützung von Sorge's ausgeglichener Raumgewichtskurve die absoluten Setzungsgeschwindigkeiten berechnet. Die daraus abgeleiteten Werte sind in Tab. 43 den auf die Hyperbel ausgeglichenen Werten von Station Jarl-Joset gegenübergestellt. Vergleichshalber sind die Werte von SORGE/BADER auch in Abb. 36 eingetragen. Dabei zeigt sich, dass die gemessene spezifische Setzungsgeschwindigkeit in Jarl-Joset ein Mehrfaches derjenigen von Eismitte beträgt, wobei die Differenzen mit zunehmender Tiefe immer kleiner werden.<sup>1)</sup> Die Raumgewichtskurve von Sorge und demzufolge auch die Kurve der spezifischen Setzungen hat in ca. 7 m Tiefe einen ausgeprägten Knick. Dies trifft auch für die Station Jarl-Joset bis zu einem gewissen Grade zu.

Leider sind keine Setzungsmessungen zwischen ca. 3 und 7 m mittlerer Tiefe vorhanden. Die angenommene Hyperbel ist deshalb als provisorisch zu betrachten. Sie darf auch nicht extrapoliert werden, da die Extremwerte nicht mit der Wirklichkeit übereinstimmen. Diese Extremwerte sind:

$$\begin{aligned} x = 0 &\rightarrow y = \infty \\ y = 0 &\rightarrow x = 31,88 \text{ m} \end{aligned}$$

Nun hat aber die spezifische Setzungsgeschwindigkeit an der Oberfläche einen endlichen Wert, und andererseits kann natürlich die spezifische Setzungsgeschwindigkeit in ca. 32 m Tiefe noch nicht Null sein, da das Raumgewicht des Firns in dieser Tiefe erst etwa  $680 \text{ kg/m}^3$  beträgt.

### 3.9 Plattenversuche (H & B)

#### 3.9.1 Einleitung und Problemstellung (H)

Beim Plattenversuch handelt es sich um die Entwicklung einer relativ einfachen Methode, welche gestattet, die Zähigkeitsverhältnisse der obersten Firnschichten in situ, d.h. am ungestörten Schichtverband, zu untersuchen bzw. abzutasten. Der Name Plattenversuch stammt aus

<sup>1)</sup> Unterhalb 4 m ist die Übereinstimmung gut.

der Bodenmechanik, wo der so benannte Versuch dazu dient, die Zusammendrückbarkeit oder Steifeziffer einer Bodenschicht in situ zu prüfen (HAEFELI, 1950; SNV 1959). Zu diesem Zweck wird eine kreisförmige Metallplatte horizontal auf die eben abgezogene Bodenschicht aufgesetzt und stufenweise höher belastet, wobei die betreffende Laststufe solange konstant gehalten wird, bis die jeweilige Setzung ausgeklungen ist. Trägt man die Setzungen in Funktion der Belastung auf, so erhält man die sogenannte Last-Setzungskurve, aus deren Neigung (Tangente oder Sekante) auf die Zusammendrückbarkeit der betreffenden Bodenschicht geschlossen werden kann.

Beim Plattenversuch im Firn interessieren uns im Gegensatz zur Bodenmechanik nicht nur die Setzungen an sich, sondern die Setzungsgeschwindigkeiten. Da sich aber auch der sogenannte Fixpunkt setzt, können wir keine absoluten Setzungsgeschwindigkeiten, sondern nur die Differenzen derselben, d.h. die relativen Setzungsgeschwindigkeiten, messen. Es wird deshalb für eine konstante Belastung der Platte direkt die Differenz der Setzungsgeschwindigkeit zwischen Platte und Fixpunkt festgestellt. Kennt man diese Geschwindigkeitsdifferenz für mindestens drei Laststufen, so müsste es theoretisch möglich sein, die beiden Parameter  $k_1$  und  $n$  des allgemeinen Fließgesetzes für Firn und Eis zu berechnen.

Um einen ersten Schritt in dieser Richtung zu tun, beschränken wir uns nachstehend auf den linearen Bereich des Fließgesetzes, für welchen gilt:

$$\omega = \frac{d\alpha}{dt} = k_{11} \cdot \frac{\tau}{\tau_1}; \quad \tau_1 = 1 \text{ kg/cm}^2 \quad (22)$$

Darin bedeutet der Parameter  $k_{11}$  diejenige Verformungsgeschwindigkeit eines Würfels (Winkelverformung), die sich für  $\tau = \tau_1$  einstellt. Zwischen  $k_{11}$  und der Newton'schen Zähigkeit  $\eta$  besteht folgende Beziehung:

$$\eta = \frac{\tau_1}{k_{11}} \quad (39)$$

Damit der lineare Bereich der Fließkurve bei den Versuchen nicht überschritten wird, müssen die spezifischen Belastungen der Platte so klein gehalten werden, dass die Schubspannung  $\tau$  einen gewissen kritischen Wert  $\tau_0$  nicht überschreitet. Da jedoch die höchste bei den Versuchen vorkommende spezifische Pressung nur  $0,325 \text{ kg/cm}^2$  betrug, während die grösste Schubspannung noch wesentlich kleiner ist, so besteht kein Zweifel, dass obige Bedingung erfüllt ist.

### 3.9.2 Versuchsanordnung (B)

Die Versuchsanordnung ist aus Abb. 37 ersichtlich, wobei die Oberfläche der zu untersuchenden Schicht 1,0 m unter der Firnoberfläche

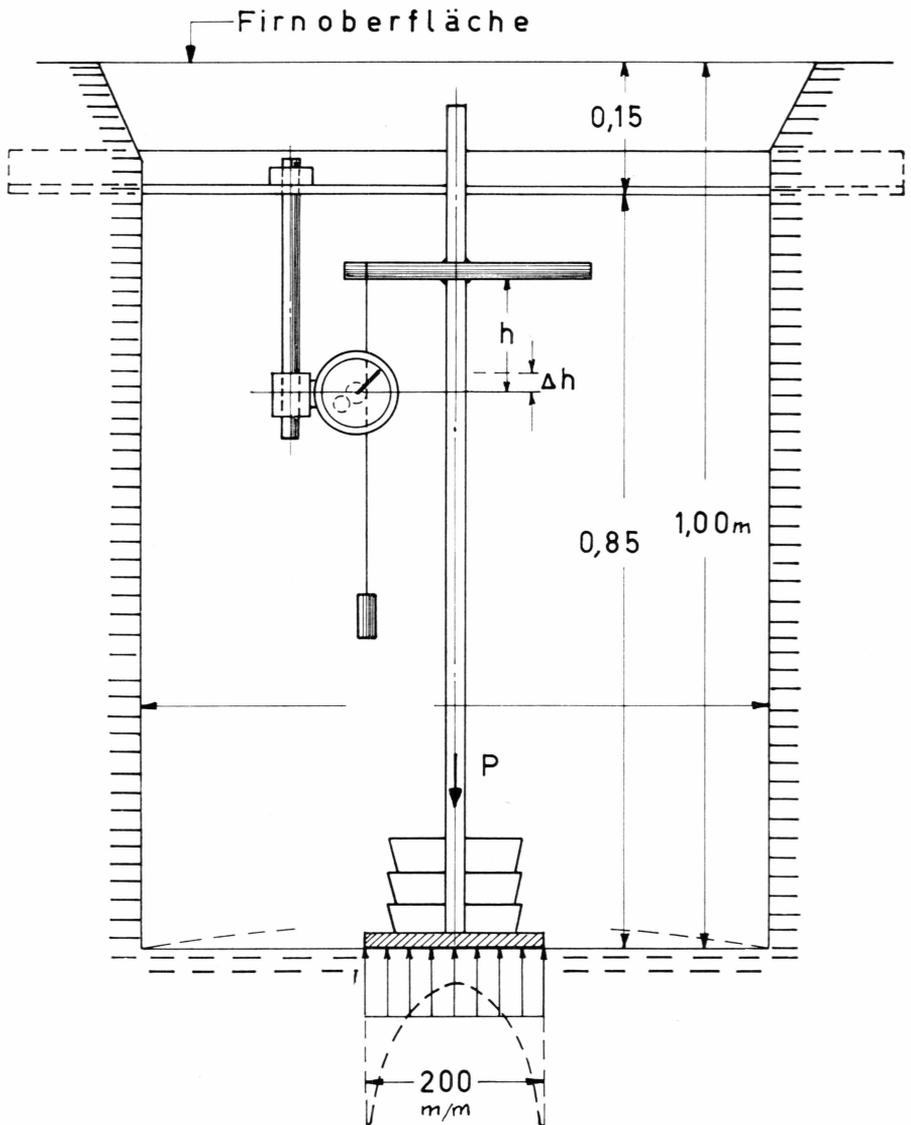


Abb. 37. Versuchsanordnung für den Plattenversuch.

angenommen wurde, wie dies bei den ersten zwei Versuchen der Fall war. Der sog. Fixpunkt besteht aus einem ca. 1 m langen Balken aus Leichtmetall, der auf den beiden Seiten des Schachtes aufruft und an einem Verlängerungsstab die Messuhr trägt.

Aus Abb. 37 geht hervor, dass an der Messuhr, deren Ablesegenauigkeit ca.  $\pm 0,02$  mm beträgt, der in einem bestimmten Setzungsintervall auftretende Setzungsunterschied  $\Delta h$  zwischen der kreisförmigen Metallplatte und dem „Fixpunkt“ direkt abgelesen werden kann. Dividiert

man  $\Delta h$  durch die entsprechende Beobachtungszeit, so erhält man die gesuchte Geschwindigkeitsdifferenz zwischen der Kreisplatte und dem Fixpunkt.

Der Versuch besteht zunächst darin, dass man die Einrichtung während mehreren Tagen unter ihrem Eigengewicht ( $P_0$ ), d.h. bei unbelasteter Platte, laufen lässt, wobei sich nach relativ kurzer Zeit ein konstanter Geschwindigkeitsunterschied  $\Delta u_0$  zwischen Platte und Fixpunkt einstellt, sofern die Temperatur des Firns konstant bleibt. Infolge der relativ grossen Eigensetzung der zwischen Platte und Fixpunkt liegenden Schneeschichten wird sich in unserem Fall die Platte langsamer setzen als der Fixpunkt, d.h. der Höhenunterschied  $h$  wird grösser und somit  $\Delta h$  positiv werden.

Die zweite Versuchsphase besteht darin, dass man die Plattenlast vom Eigengewicht  $P_0$  durch Auflegen von Gewichten auf den Wert  $P_1$  erhöht. Nach einer gewissen Anlaufzeit stellt sich unter diesen neuen Belastungsverhältnissen ein veränderter, aber wiederum konstanter Geschwindigkeitsunterschied  $\Delta u_1$  zwischen Platte und Fixpunkt ein, sofern der Firn unter der Platte inzwischen keine merkbare Verdichtung erfahren hat, was wir voraussetzen wollen. Dabei gelten bei konstanter Firntemperatur im Bereich des linearen Fliesgesetzes folgende Beziehungen:

$$\left. \begin{aligned} \Delta u_0 &= u + A \cdot P_0 \\ \Delta u_1 &= u + A \cdot P_1 \\ \underbrace{\Delta u_1 - \Delta u_0}_{\Delta v_1} &= A (P_1 - P_0) \\ &= A \cdot \Delta P_1; \Delta P_1 = P_1 - P_0 \end{aligned} \right\} \quad (40)$$

worin  $u$  die für eine gewichtslose Platte ( $P_0 = 0$ ) auftretende Geschwindigkeitsdifferenz zwischen Platte und Fixpunkt bedeutet.

Obige Gleichung sagt allgemein aus, dass der Unterschied  $\Delta v$  zwischen den für zwei verschiedene Plattengewichte gemessenen Differenzgeschwindigkeiten  $\Delta u$  der Lastdifferenz  $\Delta P$  direkt proportional ist.

Bezüglich der Lage zur Firnoberfläche wurden Plattenversuche in 1, 2, 3 und 7,4 m Tiefe ausgeführt, wobei die Tiefe den lotrechten Abstand der Platte gegenüber der Firnoberfläche vom Juli 1959 bedeutet. Der Versuch in 7,4 m Tiefe ist fragwürdig und wurde deshalb nicht weiter ausgewertet.

### 3.9.3 Theoretische Grundlagen ( $H$ )

Man denke sich einen elastischen Halbraum, dessen horizontale Oberfläche durch eine auf eine kreisförmige Fläche von Durchmesser  $D$  gleichmässig verteilte Belastung beansprucht wird. Erhöht man die spezifische Belastung der Kreisfläche um den Betrag  $\Delta \sigma$ , so erleidet der

Lastmittelpunkt eine kleine Setzung  $\Delta y$ , die sich unter Annahme der Boussinesq'schen Spannungsverteilung (FRÖHLICH, 1934) für eine unendlich grosse Schichtmächtigkeit wie folgt berechnet (HAEFELI, 1950):

$$\Delta y \cong \frac{\Delta \sigma}{E} \cdot D \quad (41)$$

Der Einfluss von  $m_2$ <sup>1)</sup> wird hier bewusst vernachlässigt. Ersetzt man die schlafe Lastfläche durch eine starre kreisförmige Lastplatte, so entsteht eine ungleichförmige Lastverteilung mit einer starken Konzentration der Druckspannungen an den Plattenrändern. Die Setzung des Lastmittelpunktes wird dann etwas kleiner als bei der schlaffen Lastfläche, doch wird auch dieser Unterschied im vorliegenden Fall vorläufig vernachlässigt.

Um nun den Uebergang von einem elastischen Medium zum viscoelastischen Schnee, Firn und Eis vorzunehmen, ersetzen wir den Elastizitätsmodul  $E$  durch den Schubmodul  $G$  auf Grund der bekannten Beziehungen:

$$E = 2 \left( 1 + \frac{1}{m_2} \right) \cdot G; \quad G = \frac{\tau}{\Delta \alpha} \quad (42)$$

Dividiert man Gl. (41) beidseitig durch das Zeitinkrement  $\Delta t$  und führt die Gleichung (42) ein, so folgt für die Änderung der Setzungsgeschwindigkeit in Richtung  $y$  infolge des Lastzuwachses  $\Delta \sigma$  näherungsweise:

$$\Delta v = \frac{\Delta y}{\Delta t} = \frac{\Delta \sigma \cdot D}{2 \cdot \tau \left( 1 + \frac{1}{m_2} \right)} \cdot \frac{\Delta \alpha}{\Delta t} \quad (43)$$

Andererseits gilt für den linearen Bereich des Fließgesetzes die Beziehung:

$$\omega = \frac{\Delta \alpha}{\Delta t} = k_{11} \cdot \frac{\tau}{\tau_1}; \quad \tau_1 = 1 \text{ kg/cm}^2 \quad (22)$$

Durch Einführung von Gl. (22) in Gl. (43) erhält man für die Erhöhung der Sinkgeschwindigkeit der Platte infolge des Lastzuwachses  $\Delta \sigma$  den folgenden Näherungswert:

$$\Delta v \cong k_{11} \cdot \frac{\Delta \sigma}{\tau_1} \cdot \frac{1}{2 \left( 1 + \frac{1}{m_2} \right)} \cdot D \quad (44)$$

<sup>1)</sup>  $m_2$  = plastische Querszahl für Druck (HAEFELI 1942).

Als Spezialfall gilt somit für Eis mit  $m_2 = 2$  (volumenkonstant) die Beziehung:

$$\Delta v \simeq k_{11} \cdot \frac{\Delta \sigma}{3 \cdot \tau_1} \cdot D; \quad \tau_1 = 1 \text{ kg/cm}^2 \quad (45)$$

Bei Schnee und Firn ist  $m_2$  keine Konstante, sondern von zahlreichen Faktoren, in erster Linie jedoch vom Raumgewicht bzw. von der Porenziffer abhängig. Um diese Abhängigkeit der Querszahl  $m_2$  vom relativen Raumgewicht  $\gamma'$  näherungsweise zum Ausdruck zu bringen, setzen wir:

$$m_2 \simeq c + \frac{2-c}{\gamma'}; \quad \gamma' = \frac{\gamma}{\gamma_E} \quad (46)$$

worin  $c$  eine von den kristallographischen Eigenschaften und der Kornverteilung des Firnes abhängige Grösse und  $\gamma_E$  das Raumgewicht von Eis bedeutet. Für  $c = 1$  folgt:

$$m_2 = 1 + \frac{1}{\gamma'}; \quad 1 + \frac{1}{m_2} = \frac{2\gamma'+1}{\gamma'+1}$$

$$\Delta v \simeq k_{11} \cdot \frac{\Delta \sigma}{2 \cdot \tau_1} \cdot \frac{\gamma'+1}{2\gamma'+1} \cdot D \quad (47)$$

Wird die Geschwindigkeitsdifferenz  $\Delta v$  infolge  $\Delta \sigma$  auf Grund des Plattenversuchs gemessen, so kann die spez. Schiebungsgeschwindigkeit  $k_{11}$  aus folgender Gleichung näherungsweise berechnet werden:

$$c = 1: k_{11} \simeq \frac{2(2\gamma'+1)}{\gamma'+1} \cdot \frac{\tau_1}{\Delta \sigma} \cdot \frac{\Delta v}{D} \quad (48)$$

$$\simeq \Phi(\gamma') \cdot \frac{\tau_1}{\Delta \sigma} \cdot \frac{\Delta v}{D}$$

$$\Phi(\gamma') = \frac{2(2\gamma'+1)}{\gamma'+1} \quad (49)$$

Aus Gleichung (49) geht hervor, dass die Funktion  $\Phi(\gamma')$  nur einen kleinen Schwankungsbereich aufweist, der zwischen folgenden theoretischen Grenzwerten liegt:

Eis:  $\gamma' = 1; \Phi(\gamma') = 3$

Sehr lockerer Schnee:  $\gamma' = 0,05; \Phi(\gamma') = 2,1$

Ein Fehler in der Schätzung von  $\gamma'$  hat somit nur einen unbedeutenden Einfluss auf die gesuchte Grösse  $k_{11}$ . Für  $c = 0$ , bzw.  $c = 1$  folgt aus Gl. (44) & (46):

$$c = 0 : \Phi(\gamma') = 2 + \gamma' ; k_{11} = (2 + \gamma') \frac{\tau_1}{\Delta\sigma} \frac{\Delta v}{D} \quad (50)$$

$$c = -1 ; \Phi(\gamma') = \frac{6}{3 - \gamma'} ; k_{11} = \frac{6}{3 - \gamma'} \cdot \frac{\tau_1}{\Delta\sigma} \cdot \frac{\Delta v}{D}$$

Tab. 44.

Plattenversuch No. 1 2.7.59 (im Freien)						Plattenversuch No. 2 12.7.59 (im Freien)						
Platte Ø 200 mm						Platte Ø 200 mm						
Tiefe: 100 cm ab Oberfläche						Tiefe: 100 cm ab Oberfläche						
Da- tum	Zeit GMT	Auflast		Set- zung mm	Be- mer- kun- gen	Da- tum	Zeit GMT	Auflast		Set- zung mm	Be- mer- kun- gen	
		P (kg)	p (kg/ cm <sup>2</sup> )					P (kg)	p (kg/ cm <sup>2</sup> )			
1959						1959						
2.7.	1720	2,130	0,007	0,00	Eigen- set- zung	12.7.	1215	2,130	0,007	0,00	Eigen- set- zung	
3.7.	0820			0,69		13.7.	1830			0,06		
	1200			0,93		13.7.	0930			0,56		
	1940			1,26		1845			0,93			
4.7.	0855	7,130	0,022	2,02		14.7.	0920		1,62	4,69		
	1220			1,90		1930			2,05	116,5		
	1650			1,88	=	15.7.	0915		2,68	=		
	1840			1,88	0,051	1815			3,06	0,040		
5.7.	0840	12,130	0,039	2,43	mm/h	16.7.	0900		3,70	mm/h		
	1215			2,42		1740			4,06			
	1915			2,54		17.7.	0845	52,130	0,166	4,69		
6.7.	0850	22,130	0,070	3,15		0850			4,56			
	0900			3,33		0900			4,53			
	1210			3,32		0915			4,50			
	2000			3,38		0945			4,48			
7.7.	0935	42,130	0,134	3,80		1045			4,45			
	0940			3,83		1200			4,45			
	1220			3,83		1430			4,44			
	1820			3,90		1845			4,44			
8.7.	0930	52,130	0,166	4,18		18.7.	0920		4,83			
	1145			4,21		1800			5,01			
9.7.	0900			4,68		19.7.	1200		5,46			
10.7.	1030			5,30		1845			5,59			
11.7.	1920			6,18		20.7.	1015		6,02			
12.7.	1100			6,66		2230			6,28			
						21.7.	1030		6,70			
						1910			6,87			
						22.7.	1140		7,33			
						23.7.	0945		8,15			
						24.7.	1900		8,76			
						16.8.	1600		22,38			

Tab. 45.

Plattenversuch No. 3 16.8.59 (im Freien)						Plattenversuch No. 4 13.11.59 (im Schacht Dumont, Nische für Lot)					
Platte Ø 200 mm Tiefe: 200 cm ab Oberfläche						Platte Ø 200 mm Tiefe ca. 740 cm ab Oberfläche Juli 1959					
Da- tum	Zeit GMT	Auflast		Set- zung mm	Be- mer- kun- gen	Da- tum	Zeit GMT	Auflast		Set- zung mm	Be- mer- kun- gen
		P (kg)	p (kg/ cm <sup>2</sup> )					P (kg)	p (kg/ cm <sup>2</sup> )		
1959						1959					
16.8.	1800	2,130	0,007	0,00	Eigen-	13.11.	2100	2,13	0,007	0,00	Eigen-
17.8.	0930			0,11	set-	14.11.	1400			0,00	set-
18.8.	1030			0,40	zung	16.11.	1100			0,03	zung
19.8.	0915			0,63	1,38	15.11.	1630			0,12	0,29
20.8.	0830			0,89	135,5	17.11.	1600			0,21	142
21.8.	0915			1,14	=	18.11.	1400			0,27	=
22.8.	0930			1,38	0,010	18.11.	1900			0,29	0,002
	0945	52,130	0,166	1,38	mm/h	18.11.	1900	52,13	0,166	0,29	mm/h
	1200			1,33			1945			0,25	
	1730			1,32			2100			0,24	
23.8.	0915			1,33		19.11.	1400	102,13	0,325	0,24	
24.8.	1100			1,46			1800			0,22	
25.8.	0845			1,45		20.11.	1700			0,22	
26.8.	1500			1,75		21.11.	1600			0,23	
27.8.	0945			1,87		22.11.	1600			0,23	
						23.11.	1700			0,28	
						24.11.	-				
						25.11.	0000			0,42	
						26.11.	0030			0,49	
							2030			0,56	
						27.11.	-				
						28.11.	0030			0,69	
						29.11.	0100			0,79	
							1600			0,89	

### 3.9.4 Versuchsergebnisse (H&B)

Die bereinigten Versuchsprotokolle der Plattenversuche sind in den Tabellen 44, 45 und 46 zusammengestellt. Die Versuche No. 1, 2 und 5 sind in den Abb. 38, 39 und 40 graphisch dargestellt. Diese Diagramme zeigen, dass sich unter dem Eigengewicht der Platte nach einer Uebergangsperiode jeweils erwartungsgemäss eine praktisch konstante Geschwindigkeitsdifferenz zwischen Platte und Fixpunkt eingestellt hat, die als Vergleichswert dient.

Der in Abb. 38 veranschaulichte Vorversuch (No. 1) ist dadurch gekennzeichnet, dass orientierungshalber eine ganze Reihe verschiedener

Tab. 46.

Plattenversuch No. 5 (Laboratorium 5)

Platte Ø 200 mm, Tiefe ca. 306 cm ab Oberfläche Juli 1959.

Da- tum	Zeit GMT	Firn- temp. °C	Auflast		Set- zung mm	Da- tum	Zeit GMT	Firn- temp. °C	Auflast		Set- zung mm
			P (kg)	p (kg/ cm <sup>2</sup> )					P (kg)	p (kg/ cm <sup>2</sup> )	
<i>1960</i>						<i>1960</i>					
17.1.	2100		2,130	0,007	0,000	18.2.	2100	-25,8			0,525
18.1.	2230				0,028	19.2.	2100	-25,9			0,545
19.1.	2100				0,054	20.2.	2100	-25,9			0,565
20.1.	2100				0,079	21.2.	2200	-25,9			0,584
21.1.	2100				0,106	22.2.	1400	-25,9			0,595
22.1.	2120				0,129		1400		2,130	0,007	0,595
23.1.	2100				0,155		2100	-25,9			0,596
24.1.	-					23.2.	2100	-25,9			0,611
25.1.	0000				0,186	24.2.	2100	-26,0			0,631
	2100				0,206	25.2.	2200	-26,0			0,654
26.1.	2100				0,223	26.2.	2100	-26,0	2,130	0,007	0,672
27.1.	2100				0,250	27.2.	2100	-26,1			0,688
28.1.	2100				0,268	28.2.	2100	-26,2			0,705
29.1.	2100				0,292	29.2.	2100	-26,1			0,736
30.1.	2100	-25,1			0,318	1.3.	2100	-26,1			0,752
31.1.	1604	-25,2			0,335	2.3.	2100	-			
	1607		77,130	0,246	0,335	3.3.	2100	-26,2			0,790
	2100	-25,2			0,330	4.3.	2100	-26,4			0,802
1.2.	2100	-25,2			0,328	5.3.	2100	-26,4			0,821
2.2.	2100	-25,2			0,328	6.3.	2100	-26,4			0,837
			102,13	0,325	0,328	7.3.	2100	-26,5			0,853
3.2.	2100	-25,2			0,328	8.3.	2100	-26,6			0,874
4.2.	2100	-25,2			0,329	9.3.	2100	-26,7			0,892
5.2.	2100	-25,2			0,346	10.3.	2100	-26,7			0,912
6.2.	2100	-25,0			0,359	11.3.	2100	-26,6			0,932
7.2.	2100	-25,0			0,369	12.3.	2115	-26,6			0,952
8.2.	2100	-25,0			0,380	13.3.	2100	-26,6			0,971
9.2.	2100	-25,2			0,393	14.3.	2100	-26,5			0,991
10.2.	2100	-25,2			0,411	15.3.	2100	-26,5			1,003
11.2.	2300	-25,3			0,426	16.3.	2100	-26,5			1,021
12.2.	2300	-25,5			0,439						
13.2.	2100	-25,5			0,451						
14.2.	2100	-25,6			0,468						
15.2.	1745	-25,6			0,481						
	1747		22,130	0,070	0,481						
	2200	-25,7			0,481						
16.2.	2100	-25,7			0,487						
17.2.	2100	-25,8			0,506						

Versuch läuft unter dieser  
Belastung ( $P = 2,130 \text{ kg} =$   
Eigengewicht) bis 15.7. 1960 weiter.  
Auswertung unter different.  
Setzungsmessungen.

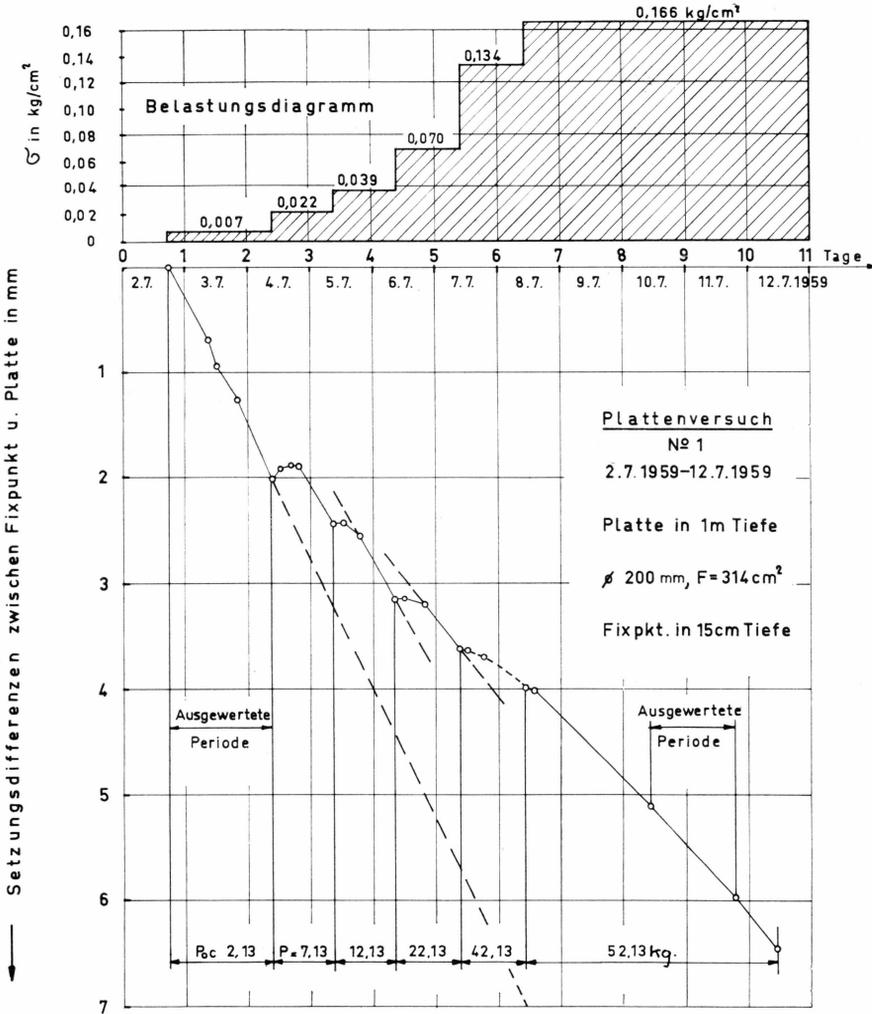


Abb. 38. Plattenversuch No. 1 (Vorversuch).

Laststufen angewandt wurden, jedoch so kurzfristig, dass sich ein einigermaßen stationärer Wert der Geschwindigkeitsdifferenz Platte – Fixpunkt nur für die letzte Laststufe, die während mehreren Tagen konstant gehalten wurde, eingestellt hat. Auf Grund der Erfahrungen dieses Vorversuchs wurde Versuch No. 2, der in Abb. 39 dargestellt ist, ebenfalls in 1 m Tiefe, jedoch nur mit 2 Laststufen von relativ langer Dauer ( $P_0$  und  $P_1$ ) ausgeführt.

Die besten Aufschlüsse ergab der in 3 m Tiefe angesetzte Versuch No. 5 (Abb. 40), bei dem die zwei massgebenden Laststufen während 10 bzw. 14 Tagen unverändert blieben. Für die erste Stufe bzw. für das Eigengewicht der Platte ( $\sigma = 0,007\text{ kg/cm}^2$ ) betrug die Differenz der

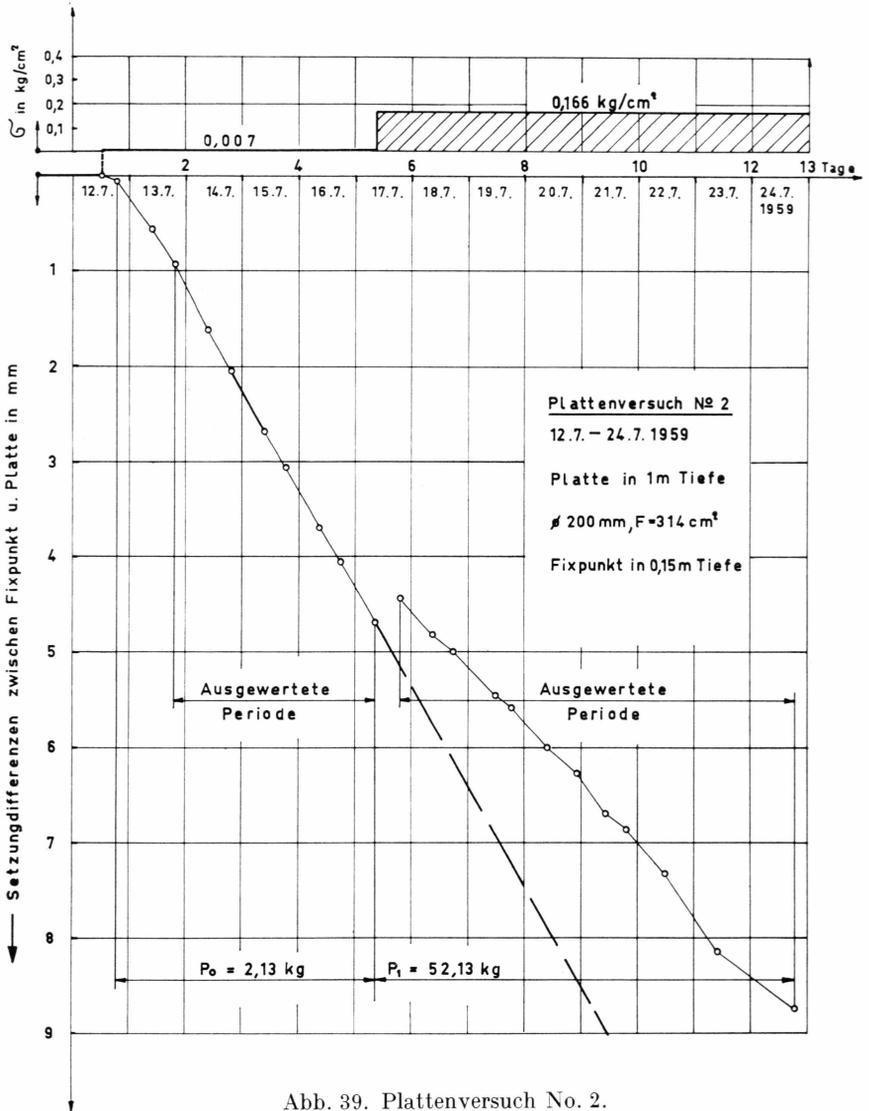


Abb. 39. Plattenversuch No. 2.

Setzungsgeschwindigkeiten zwischen Platte und Fixpunkt ca. 0,26 mm pro Tag bzw. 0,0108 mm pro Stunde (Tab. 47). Bei einer 12-tägigen Laststufe mit  $\sigma = 0,325\text{ kg/cm}^2$  stellte sich nach einer Uebergangsphase, während der die Geschwindigkeitsdifferenzen wesentlich grösser waren als normal, eine stationäre Geschwindigkeitsdifferenz von 0,13 mm/Tag bzw. 0,0054 mm/Std. ein. Auffallend ist der Umstand, dass nach der vollständigen Entlastung der Platte bis auf ihr Eigengewicht nicht mehr dieselbe Differenz der Setzungsgeschwindigkeiten zwischen Platte und Fixpunkt erhalten wurde wie in der ersten Phase des Versuchs (bei der

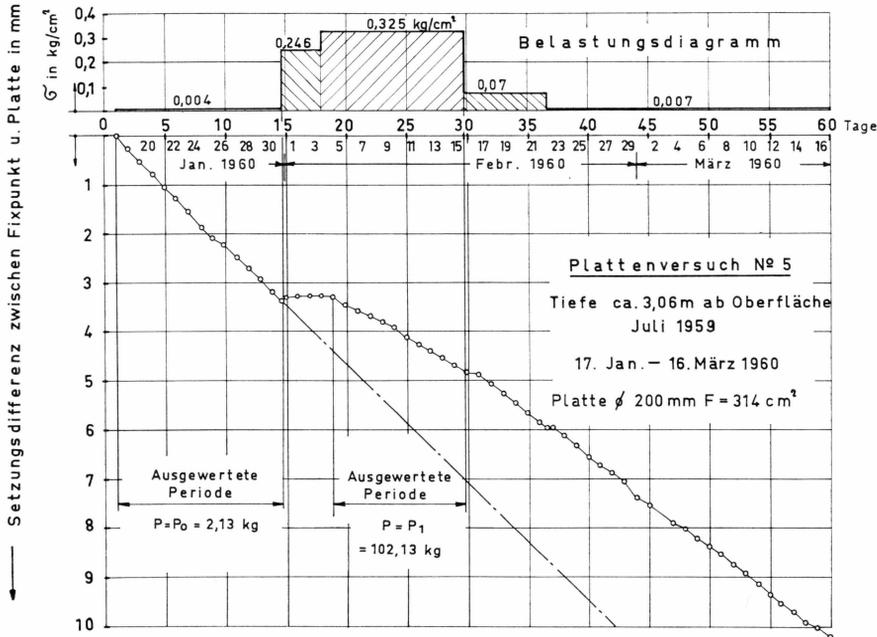


Abb. 40. Plattenversuch No. 5.

gleichen Belastung mit  $\sigma = 0,007 \text{ kg/cm}^2$ ). Dies beweist, dass der Versuch bei langer Dauer der höheren Laststufen nicht reversibel ist, weil eine lokale Verdichtung des Firns unter der belasteten Platte stattfindet. Dadurch wird die Zähigkeit des Firns erhöht, was sich umgekehrt in einer Abnahme des  $k_{11}$ -Wertes bemerkbar macht. Man erhält somit in diesem Falle etwas zu kleine  $k_{11}$ -Werte, bzw. zu grosse Zähigkeiten. Quantitativ ergeben sich folgende Verhältnisse:

Differenz der Setzungsgeschwindigkeit	
Platte – Fixpunkt vor dem Belasten	= 0,25 mm/Tag
Differenz der Setzungsgeschwindigkeit nach	
der Entlastung der Platte	= 0,19 mm/Tag

d.h. eine Verminderung der Geschwindigkeitsdifferenzen um ca. 24% (bei gleicher Plattenlast  $P_0 = \text{Eigengewicht}$ ).

### 3.9.5 Auswertung der Ergebnisse (H)

Die Auswertung der Resultate besteht darin, dass man auf Grund der gemessenen Differenzen der Setzungsgeschwindigkeiten (zwischen Platte und Fixpunkt) einerseits und den Gleichungen (40) und (48) andererseits, den  $k_{11}$ -Wert des Firns bzw. die Zähigkeit für den linearen

Tab. 47. Auswertung der Plattenversuche von 2.7.59 bis 5.2.60 Ø 200 mm

$$k_{11} = \Phi(\gamma') \cdot \frac{\tau_1}{\Delta\sigma} \cdot \frac{\Delta v}{D}; \text{ für } c = 1: \Phi(\gamma') = \frac{2(\gamma' + 1)}{(\gamma'^2 + 1)}$$

Ver- such No.	Da- tum	Zeit GMT	$\Delta t$ Std.	$\sigma$ ( $\Delta\sigma$ ) kg/cm <sup>2</sup>	$y$ mm	$\Delta y$ mm	$v_0$ $v_1$ mm/ Std.	$\gamma$ kg/m <sup>3</sup>	$\gamma'$	$\Phi(\gamma')$ für $c = 1$	$\Delta v =$ $v_0 - v_1$ mm/ Std.	$10^8 k_{11}$ Std <sup>-1</sup>	$10^7 k_{11}$ sec <sup>-1</sup>
1....	1959 2.7.	17.20	39.58	0,007	0	2,02	0,0510	360	0,392	2,56 (2,39)	0,0230	1,85	5,1
	4.7.	08.55		0,007	2,02								
	10.7.	10.30	48.50	0,166	5,09	1,36	0,0280	360	0,392	2,56	0,0230	1,85	5,1
	12.7.	11.00		0,166 (0.153)	6,45								
2....	13.7.	18.45	86.0	0,007	0,93	3,76	0,0438	360	0,392	2,56 (2.39)	0,0181	1,45	4,0
	17.7.	08.45		0,007	4,69								
	17.7.	18.45	168,25	0,166	4,44	4,32	0,0257	360	0,392	2,56	0,0181	1,45	4,0
	24.7.	1900.		0,166 (0.153)	8,76								
3....	17.8.	09.30	95.75	0,007	0,11	1,03	0,0108	383	0,417	2,59 (2.42)	0,0041	0,335	0,93
	21.8.	09.15		0,007	1,14								
	25.8.	08.45	49.0	0,166	1,54	0,33	0,0067	383	0,417	2,59	0,0041	0,335	0,93
	27.8.	09.45		0,166 (0.153)	1,87								
5....	17.1. 1960	21.00	331,1	0,007	1,0	3,35	0,0101	405	0,441	2,61 (2.44)	0,0054	0,221	0,62
	31.1.	16.04		0,007	3,35								
	4.2.	21.00	261.7	0,325	3,59	1,22	0,0047	405	0,441	2,61	0,0054	0,221	0,62
	15.2.	17.45		0,325 (0.318)	4,81								

Tab. 48. Werte  $k_{11}$  bzw.  $\eta$  (Zähigkeiten) aus den Plattenversuchen

Tiefe m	Firn- temp. °C ca.	Ver- such No.	$10^7 \cdot k_{11}$ sec <sup>-1</sup>	$10^7 k_{11} (-10^\circ)$ sec <sup>-1</sup>	$10^{-9} \cdot \eta (-10^\circ)$ g cm <sup>-2</sup> sec
1,0.....	-27°	2	4,0	23,3	0,43
2,0.....	-26°	3	0,93	4,9	2,0
3,06.....	-26°	5	0,62	2,7	3,7

Bereich des Fließgesetzes ( $n = 1$ ) berechnet. (Tab. 47). Scheidet man den Vorversuch als unvollkommen aus, so ergeben sich aus Tab. 47 für Firntiefen von 1–3 m folgende Einzelwerte (Tab. 48).

### 3.9.6 Diskussion der Ergebnisse (*H*)

Verschiedene bei den theoretischen Grundlagen stillschweigend gemachte Annahmen, die nur zum Teil erfüllt sind, haben zur Folge, dass die vorliegende Methode in ihrer jetzigen Form nur eine Grössenordnung des  $k_{11}$ -Wertes bzw. der Zähigkeit des Firms liefern kann. Gleichung (48) setzt z.B. voraus, dass die Schichtmächtigkeit unendlich und der  $k_{11}$ -Wert konstant sei, während wir in unserem Falle eine rasche Abnahme des  $k_{11}$ -Wertes mit der Tiefe feststellen, was sich quantitativ ähnlich wie eine begrenzte Schichtmächtigkeit auswirkt. Eine andere Fehlerquelle bzw. Ungenauigkeit entsteht durch die Uebertragung der Bousinesq'schen Spannungsverteilung für elastische Medien auf ein viscoelastisches Material wie Schnee und Firn.

Bei langdauernden, relativ hohen Laststufen muss man ferner, wie bereits erwähnt, damit rechnen, dass der Firn während des Versuchs eine zusätzliche lokale Verdichtung und entsprechende Zunahme seiner Viskosität erfährt bzw. eine gewisse Abnahme der  $k_{11}$ -Werte.

Trotz all dieser Mängel liefert der Plattenversuch brauchbare Werte und dürfte namentlich bei Fundationsproblemen von Nutzen sein, wo es sich darum handelt, die relativen Setzungsgeschwindigkeiten von verschieden grossen Fundamenten mit unterschiedlichen Belastungen näherungsweise zu prüfen. Dabei ist allerdings zu beachten, dass die durchgeführten Berechnungen ungültig werden, sobald man den linearen Bereich des Fließgesetzes verlässt, was dann der Fall ist, wenn die Schubspannung einen gewissen Grenzwert überschreitet, der selbst wiederum von der Firnart abhängt, und wenn es hoch kommt ca. 0,5 kg/cm<sup>2</sup> betragen dürfte.

Schliesslich darf nicht übersehen werden, dass bei den vorliegenden Versuchen die äussere Last stets senkrecht zur Schichtrichtung steht. Wahrscheinlich würden sich für eine Druckrichtung parallel zur Schichtung andere Verformungsgeschwindigkeiten ergeben, die bei gleicher Last voraussichtlich grösser sind. Ist dies erwartungsgemäss der Fall, so muss Schnee und Firn auch hinsichtlich seiner Viskositätsverhältnisse als ein anisotropes Material betrachtet werden.

Ein Kriterium für die Brauchbarkeit der hier dargestellten Feldmethode bildet der Vergleich der Resultate mit denjenigen anderer Methoden. Diesbezüglich ist zu erwähnen, dass die mit dem Plattenversuch für Tiefen von 1–3 m erhaltenen  $k_{11}$ -Werte gut mit denjenigen übereinstimmen, die, wie später gezeigt wird, auf einem ganz anderen

Wege gefunden wurden. So liegen z.B. die in Abb. 58 eingetragenen  $k_{11}$ -werten der Plattenversuche No. 3 und No. 5 ganz nahe bei den auf Grund der Raumgewichtskurve bestimmten  $k_{11}$ -Werten, ausgedrückt in  $\text{Jahr}^{-1}$ . Die Ergebnisse der Plattenversuche No. 2 und No. 5 wurden ferner in Abb. 75, S. 321, die einen Vergleich zwischen den Zähigkeitsmessungen verschiedener Autoren darstellt, eintragen (reduziert auf  $-10^\circ\text{C}$ ) *Man beachte, dass der Plattenversuch No. 2 einen Zähigkeitswert des in 1 m Tiefe angetroffenen Firns ergab, der genau auf der Zähigkeitsgeraden  $\eta$  liegt, die sich einerseits an Hand von Messungen an der alpinen Schneedecke und andererseits auf Grund der Raumgewichtskurve der Station Jarl-Joset (Schacht Dumont) ergab.* Damit erweist sich der Plattenversuch – ähnlich wie in der Bodenmechanik – als eine relativ einfache Methode, um die Zähigkeit oberflächennaher Firnschichten in situ zu prüfen.

### 3.10 Viscosimeterversuche (H & B)

#### 3.10.1 Problemstellung (H)

Während es sich beim Plattenversuch darum handelte, die Zähigkeitsverhältnisse der obersten Firnschichten in situ zu untersuchen, geht es beim Viscosimeter um die Entwicklung einer Methode, die erlaubt, das Fliessverhalten des Firns mit Hilfe eines einfachen Instrumentariums in grösserer Tiefe abzutasten. Das Prinzip ist bei beiden Methoden grundsätzlich dasselbe, aber Anwendung und Einzelheiten sind verschieden. Aeusserlich gesehen besteht zunächst folgender Unterschied:

Als Belastungskörper tritt beim Viscosimeter an die Stelle der Kreisplatte des Plattenversuches eine Sondenspitze, die mit Hilfe eines verlängerbaren Sondengestänges bis in diejenige Tiefe gerammt wird, wo die Zähigkeitsverhältnisse des Firns untersucht werden sollen (Abb. 41). Als oberer Fixpunkt, gegenüber dem die Relativgeschwindigkeit der stufenweise belasteten Sondenspitze gemessen wird, dient ein im Firn fest eingespanntes Rohr oder ein sogenannter Grundpegel.

Rheologisch betrachtet liegt der Unterschied zwischen dem einfachen Plattenversuch und dem Viscosimeter-Versuch hauptsächlich darin, dass verschiedene Bereiche des Fliessverhaltens des Firns untersucht werden. Beim Plattenversuch steht wie bereits erwähnt die Untersuchung des linearen Bereiches im Vordergrund, bzw. die Bestimmung von  $k_{11}$ . Beim Viscosimeter dagegen ist in der Regel die spezifische Belastung der Spitze bereits unter ihrem Eigengewicht so gross, dass die kritische Schubspannung überschritten wird, sodass sich der Setzungs-vorgang im Bereich des nicht linearen Fliessverhaltens des Firns abspielt. Wollte man mit demselben Instrument auch den linearen Bereich unter-

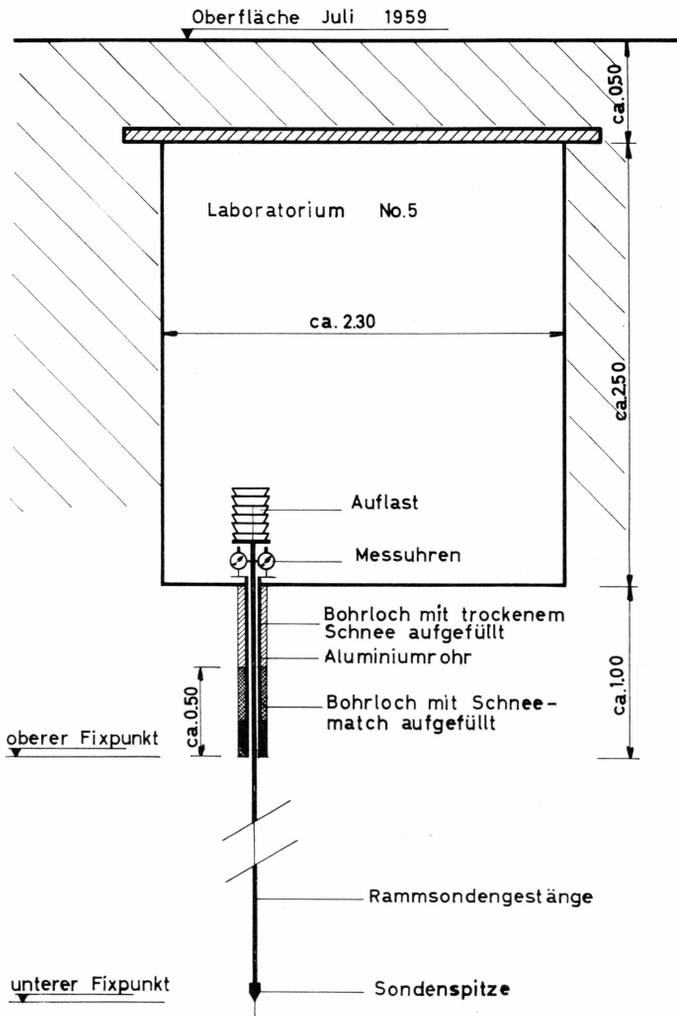
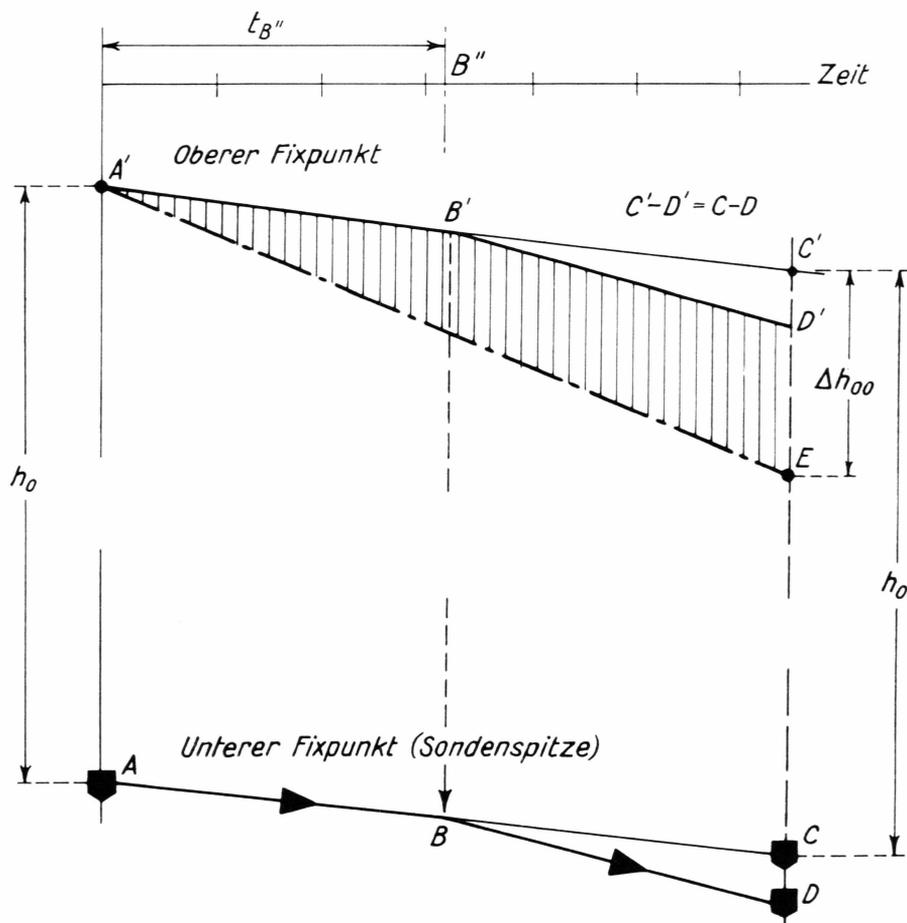


Abb. 41. Versuchsanordnung für die Untersuchung des Fließverhaltens des Firns *in situ* (Viscositometer-Versuche).

suchen so, müsste man mit Hilfe einer Entlastungsvorrichtung das Eigengewicht der Sonde ganz oder teilweise aufheben.

Wie der Plattenversuch, so wurde auch eine dem Viscositometer ähnliche Versuchsanordnung zuerst in der Bodenmechanik entwickelt, wo es darum ging, die Zusammendrückbarkeit des Bodens in grösserer Tiefe mit Hilfe einer Sonde (der sog.  $M_E$ -Sonde) zu messen (HAEFELI und FEHLMANN, 1957; HAEFELI und BUCHER, 1961; HAEFELI, 1961 a).

Eine der Schwierigkeiten bei der Anwendung und Uebertragung des in der Bodenmechanik mit Erfolg angewandten Prinzips auf den viscosen Firn besteht in der Definition des Fixpunktes. Wie aus dem Setzungs-



Viscositumeter-Versuch.

Abb. 42. Schematische Darstellung des Setzungsverlaufs beim oberen und unteren Fixpunkt ( $B'-D' // B-D$ ).

diagramm (Abb. 42) hervorgeht, geht die Eigensetzung der Schicht von der Höhe  $h$  (zwischen dem oberen und unteren Fixpunkt) in die Messung ein.

In Abb. 42 sind zunächst die Linien absoluter Setzung (infolge Eigengewicht von Firn und Eis) des unteren ( $A$ ) und des oberen Fixpunktes ( $A'$ ) durch die Geraden  $A-C$  und  $A'-E$  dargestellt. Wir messen die relative Setzung bzw. Setzungsgeschwindigkeit zwischen dem oberen und unteren Fixpunkt. Für die letzteren sind die Differenzen der Neigungen zwischen den entsprechenden Setzungslinien massgebend. Die relative Setzung  $\Delta h_{00}$  stellt die Eigensetzung der zwischen dem oberen und unteren Fixpunkt gelegenen Firnschichten in einer bestimmten Zeit dar. Wird die Sondenspitze im Zeitpunkt  $B$  belastet – sei es durch

Eigengewicht  $P_0$  der Sonde oder eine grössere Last – so reagiert die Setzungskurve durch einen Knick und verläuft steiler, während gleichzeitig die relative Setzungsgeschwindigkeit zwischen dem oberen und unteren Fixpunkt (Sondenspitze) kleiner wird.

Wollte man den Einfluss der Eigensetzung des Firns ganz ausschalten, so müsste man mit Hilfe einer zweiten unbelasteten Sonde den Fixpunkt  $A'$  auf die gleiche Höhe wie  $A$  verlegen, um dann nur den Unterschied der Setzungsgeschwindigkeiten der beiden Sonden zu messen, von denen die eine unbelastet, die andere belastet ist. Das Eigengewicht der unbelasteten Sonde müsste dabei durch Gegengewichte kompensiert werden. (Grundpegel).

Bei der hier beschriebenen auf der Station Jarl-Joset 1959/60 benutzten Methode wurde ein anderer Weg eingeschlagen, um von der Eigensetzung der Firnschichten zwischen den beiden Fixpunkten möglichst frei zu werden. Dieser bestand darin, dass diese Eigensetzung direkt, d.h. unabhängig vom eigentlichen Viscosimeter gemessen wurde. Zu diesem Zwecke wurde in der Nachbarschaft des Viscosimeters mit Hilfe der Rammsonde VAWE ein zweites, genau gleich tiefes Loch gerammt. In diesem wurden zwischen einem oberen und einem unteren Fixpunkt, die auf gleicher Höhe wie die entsprechenden Fixpunkte des Viscosimeters angebracht waren, Setzungsmessungen durchgeführt. Die Details einer solchen Setzungsmessung sind in Abschnitt 3.8 (Setzungsmessungen im Firnlabor) beschrieben.

### 3.10.2 Theoretische Grundlagen ( $H$ )

Die theoretischen Grundlagen des Viscosimeter-Versuchs sind grundsätzlich ähnlich wie diejenigen für den Plattenversuch, jedoch mit dem Unterschied, dass an Stelle des linearen Fließgesetzes der exponentielle Ansatz gilt von der Form:

$$\omega = k_1 \left( \frac{\tau}{\tau_1} \right)^n \quad (51)$$

Nachdem man die Sonde mehrere Tage unter ihrem Eigengewicht  $P_0$  laufen lässt, stellt sich ein konstanter Geschwindigkeitsunterschied zwischen der Sonde (unterer Fixpunkt) und dem oberen Fixpunkt ein, den wir mit  $\Delta v_0$  bezeichnen. Belastet man die Sonde mit einer konstanten Zusatzlast  $\Delta P$ , so erhält man eine andere entsprechende Relativgeschwindigkeit  $\Delta u$ . Die Differenz dieser beiden Relativgeschwindigkeiten, die mit  $\Delta v$  bezeichnet wird, ist allein auf den Einfluss der Zusatzlast  $\Delta P$  zurückzuführen, wobei gilt:

$$\Delta v = \Delta u - \Delta u_0 = k_1, \Phi_1(\Delta \sigma, n, m_2, D); \Delta \sigma = \frac{\Delta P}{F} \quad (52)$$

worin bedeuten:

$k_1$  = spez. Winkelgeschwindigkeit der Verformung eines kubischen Körper-elementes für  $\tau_1 = 1 \text{ kg/cm}^2$   
(Einheit der Schubspannung)

$\Phi_1$  = Unbekannte Funktion

$$\Delta\sigma = \frac{\Delta P}{F} = \frac{\text{Laständerung}}{\text{Sondenquerschnitt}}$$

$n$  = Exponent des Fließgesetzes (ca. 3)

$m_2$  = Querszahl für Druckbeanspruchung (plastisch)

$D$  = Spitzendurchmesser

Wird bei der ersten Messung das Eigengewicht der Sonde durch eine Gegenlast kompensiert ( $P_0 = 0$ ), so bedeutet  $\Delta u_0$  die Eigensetzung der zwischen dem oberen und unteren Fixpunkt gelegenen Firnschichten und wird in diesem speziellen Fall mit  $\Delta u_{00}$  bezeichnet. Wie oben beschrieben wurde, kann diese Eigensetzung auch durch eine vom Viscosimeter unabhängige Setzungsmessung ermittelt werden, wie dies bei der vorliegenden Anwendung des Verfahrens geschah (vgl. Abschnitt 3.8).

Da auf eine Lösung der Funktion  $\Phi$  im Rahmen dieser Arbeit verzichtet werden muss, so bleiben die vorliegenden Versuche vorläufig Fragment, d.h. die  $k_1$ -Werte können noch nicht explizite berechnet werden. Für den Fall  $n = 1$  könnte zwar eine Näherungslösung angegeben werden, indem man die für die Bodenmechanik entwickelte Methode sinngemäss auf den Firn überträgt. Damit wäre aber im vorliegenden Fall nicht viel erreicht, weil sich die Versuche im nicht linearen Bereich des Fließgesetzes abspielen. Wir müssen uns deshalb mit der Bekanntgabe der „rohen“ Messresultate begnügen.

### 3.10.3 Beschreibung der Messeinrichtung (B)

Die Messeinrichtung bestand aus zwei getrennten Teilen: einem „oberen“ und einem „unteren“ Fixpunkt.

Den „oberen Fixpunkt“ bildete ein ca. 1 m langes Aluminiumrohr  $50 \times 44 \text{ mm}$ , an dessen unterem Ende zwei Flügel von ca. 140 mm Länge und ca. 25 mm Breite angenietet waren, die eine bessere Verbindung mit dem Firn gewährleisten sollten. Mit dem SIPRE-Kernbohrer wurde ein ca. 1 m tiefes Loch vorgebohrt und das Aluminiumrohr hineingestellt. In den Zwischenraum zwischen Bohrlochwand und Rohr wurde dann ca. 50 cm hoch durchnässter Schnee eingefüllt und kräftig eingestampft. In den oberen Teil des Hohlraumes kam trockener Schnee. Das Alumi-

niumrohr war somit in einer mittleren Tiefe von 75 cm unter dem Laborboden festgefroren. Die ursprüngliche Absicht, das Aluminiumrohr zu rammen, erwies sich infolge der Härte des Firns als undurchführbar. Auf das Rohr wurde nun noch eine Platte aus Stahlblech von 200 mm Durchmesser mit einem zentrischen Loch von 23,5 mm Durchmesser aufgeschraubt (Abb. 41, S. 181).

Durch das zentrische Loch in dieser Platte wurde das normale Rammsondengestänge (vgl. Abschnitt 3.1) bis in die gewünschte Tiefe gerammt, wobei als „*unterer Fixpunkt*“ verschiedene Spitzen zur Verwendung kamen, nämlich die Pfahlsonden mit langem, glattem bzw. randriertem Reibungszyylinder und die normale Rammsondenspitze EGIG 59 (vgl. Abschnitt 3.1, Bild 2). Ein Belastungsteller von 200 mm Durchmesser, der auf das obere Ende des Gestänges aufgeschraubt werden konnte, trug die Auflast. Die Belastung erfolgte durch kreisförmige Bleiplatten mit ebenfalls 200 mm Durchmesser und 5 kg Gewicht. Wenn die vorhandene Anzahl Bleiplatten nicht mehr ausreichte, dienten die beiden Rammhären von 10 bzw. 30 kg Gewicht als zusätzliche Auflast. Abb. 41 zeigt die Messeinrichtung mit der maximalen Auflast. Die differentielle Setzung zwischen „oberen“ und „unteren“ Fixpunkt konnte an zwei Roch-Messuhren (Teilung 5/100 mm) abgelesen werden, die mittels einer Bride einander diametral gegenüber am Gestänge festgeklemmt waren (Abb. 41). Durch Ablesung beider Messuhren und Mittelbildung wurden allfällige Messfehler infolge leichter Schiefstellung des Gestänges durch exzentrisch wirkende Auflast eliminiert.

Die *Eigengewichte* der Messeinrichtungen betragen für

a) den „*oberen Fixpunkt*“ (für alle Versuche konstant)

Aluminiumrohr mit Flügeln .....	ca. 1250 gr
Messplatte .....	ca. 600 gr
	Total ca. 1850 gr

b) „*Unterer Fixpunkt*“ (abhängig von der Tiefe und der verwendeten Spitze)

Gestänge: x Stangen à 3150 gr	
Spitze: langer Reibungszyylinder glatt .....	1350 gr
langer Reibungszyylinder randriert .....	1375 gr
Normalspitze EGIG 59 .....	465 gr
Belastungsteller .....	1000 gr
2 Roch-Messuhren à 300 gr .....	600 gr

Tab. 49. *Uebersicht über die Viscositumeter-Versuche*

Ver- such No.	Beginn	Ende	Sonde	Tiefen ab Oberfläche Juli 1959		Auf- last kg	Dauer Tg.	Dreh- mo- ment cmkg	Man- tel- rei- bung kg/ cm <sup>2</sup>	Bemerkungen
				ob. Fix- pkt. m	unt. Fix- pkt. m					
1...	10.2.60	29.2.60	langer Reibgs. zylind. randr.	4,00	9,18	21,9 101,9 162,4	6 7 7	1320	4,0	Eigengewicht
2...	3.3.60	2.4.60	langer Reibgs zylind. glatt	4,00	9,17	21,9 101,9 162,4	10 10 10		1,0*	Eigengewicht *gerechnet aus Rückziehkraft an der Winde = 180 kg
3...	3.4.60	3.5.60	Normal- spitze EGIG 59	4,00	9,08	21,0 101,0 161,5	10 10 10	220	2,2	Eigengewicht
4...	4.5.60	25.5.60	Normal- spitze EGIG 59	4,00	14,06	37,0 177,0	10 11	660	6,5	Eigengewicht
5...	27.5.60	17.6.60	Normal- spitze EGIG 59	4,00	19,03	53,0 193,0	10 11	748	7,3	Eigengewicht
6...	18.6.60	9.7.60	Normal- spitze EGIG 59	4,00	23,05	65,0 205,0	10 11	704	6,9	Eigengewicht

#### 3.10.4 Anordnung und Durchführung der Versuche (B)

Die Viscositumeter-Versuche wurden in der Zeit vom 9.2.–9.7.1960 im Laboratorium No. 5 der Station Jarl-Joset durchgeführt, wobei die Messtechnik zuerst entwickelt werden musste. Dabei zeigte es sich bei den ersten Versuchen, dass die vorgesehenen Spezialspitzen mit langem Reibungszylinder nicht geeignet waren. Die relative Eigensetzung des oberen gegenüber dem unteren Fixpunkt überwog bei weiten, sodass der Einfluss der Auflast kaum mehr erkennbar war. Zudem stieg der Rammwiderstand der langen Spitzen in grösseren Tiefen sehr rasch an. Für die Versuche No. 3–6 kam deshalb nur noch die Normalspitze EGIG 59 zur Verwendung.

Bei allen Messungen mit Ausnahme von Versuch No. 2 wurde nach Abschluss des betreffenden Versuches bzw. vor dem Weiterrahmen das zur Ueberwindung der Reibungskraft zwischen Sonde und Firn notwendige Drehmoment gemessen. Bei Versuch No. 2 erfolgte die Messung der Kraft, die für das Zurückziehen des Gestänges aufzuwenden war. Mit den bekannten Abmessungen der Spitze lässt sich daraus die spez. Mantelreibung berechnen.

Tabelle 49 gibt eine Uebersicht über die durchgeführten Versuche.

### 3.10.5 Messergebnisse (*B & H*)

In dem nachfolgenden Tabellen 50–52 sind sämtliche Messungen der sechs Viscosimeter-Versuche je paarweise zusammengestellt. Als typisches Beispiel wurde ferner Versuch No. 3, der drei Laststufen umfasst, in Abb. 43 graphisch dargestellt. Die dabei angewandte spez. Pressung, bezogen auf den Spitzenquerschnitt von  $10 \text{ cm}^2$ , betrug:

1. Laststufe  $\sigma = 2,1 \text{ kg/cm}^2$  Eigengewicht der Sonde
2. Laststufe  $\sigma = 10,1 \text{ kg/cm}^2$
3. Laststufe  $\sigma = 16,15 \text{ kg/cm}^2$

Bei längerer Dauer höherer Laststufen ist zu berücksichtigen, dass der Firn im Einflussbereich der Sondenspitze eine zusätzliche Verdichtung erfährt und nach einiger Zeit nicht mehr dem Ausgangszustand entspricht (Zunahme des Raumgewichtes bzw. Abnahme des  $k_1$ -Wertes).

Die Eigensetzung der zwischen dem oberen und unteren Fixpunkt gelegenen Schichten von ca. 5 m Mächtigkeit wurde an anderer Stelle behandelt. Sie betrug ca. 8,0 cm pro Jahr. Dies ergibt, umgerechnet auf die Dauer des Viscosimeter-Versuchs (30 Tage), folgende massgebende Eigensetzung (vgl. Abb. 43):

$$\Delta h_{00} = \frac{30}{365} \cdot 80 = 6.60 \text{ mm in ca. 30 Tg.}$$

Die entsprechende Setzungslinie wird in Abb. 43 durch die unterste Gerade *A–E* dargestellt. Diese Eigensetzung wird hervorgerufen durch die aus der Raumgewichtskurve zu berechnenden Ueberlagerungsdrücke, die von Punkt zu Punkt verschieden sind.

Massgebend für die Berechnung von  $\Delta v$  nach Gl. 52 sind die Unterschiede der rel. Setzungsgeschwindigkeiten  $\Delta u$  auf Grund der in Abb. 43 dargestellten Setzungslinien, d.h. es kommt auf die Neigungsdifferenzen dieser Kurven an. Dabei kann man bei der Bestimmung der Neigungs-

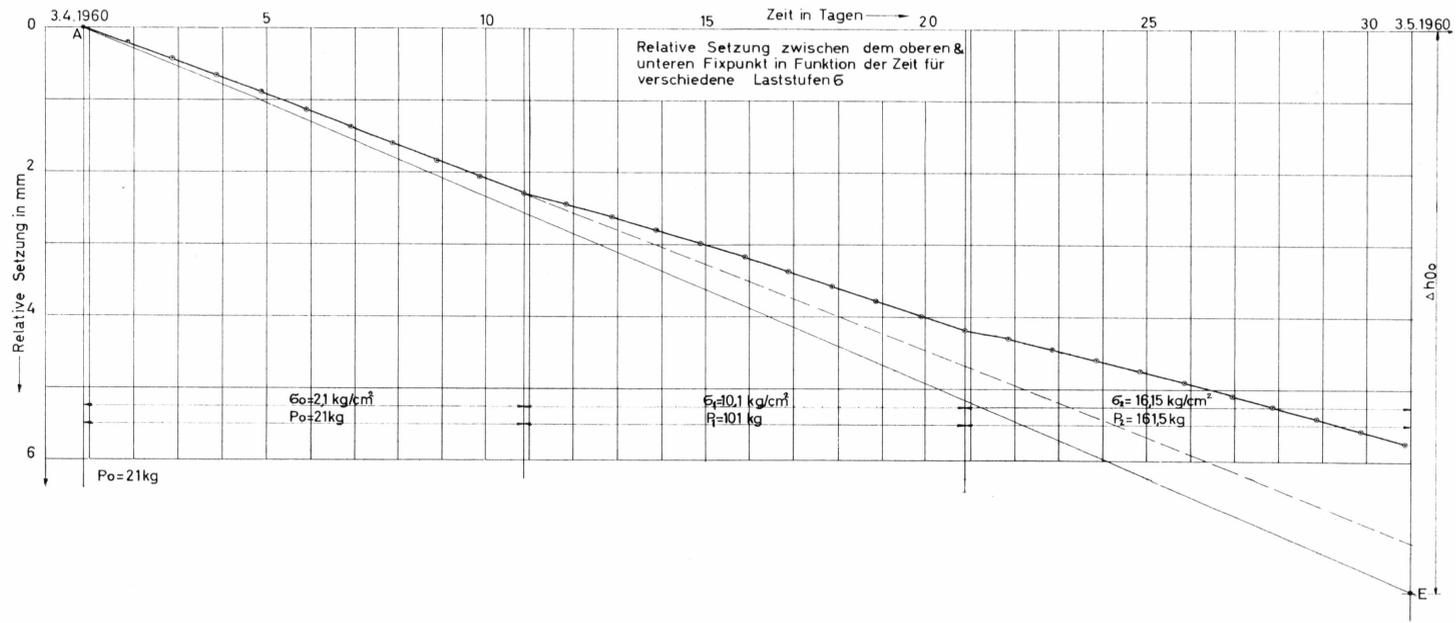


Abb. 43. Viscosimeter-Versuch No. 3 (3.4.-3.5.1960) Station Jarl-Joset, Labor 5, in 5-10 m Tiefe (Normalspitze EGIG).

Tab. 50. *Viscositometer-Versuche No. 1 und 2*

Versuch 1*)					Versuch 2**)				
Datum	Zeit GMT	Firn-Temp. °C	Auflast kg	Setzung-mm	Datum	Zeit GMT	Firn-Temp. °C	Auflast kg	Setzung mm
1960					1960				
10.2.	14.30	-25,2	21,900	0,000	3.3.	14.03		21,9	0,000
	20.45			0,050		20.47	-26,2		0,057
11.2.	21.02	-25,3		0,320	4.3.	20.45	-26,4		0,300
12.2.	22.45	-25,5		0,589	5.3.	20.57	-26,4		0,564
13.2.	21.07	-25,5		0,831	6.3.	20.50	-26,4		0,816
14.2.	21.02	-25,5		1,085	7.3.	20.54	-26,5		1,070
15.2.	17.48	-25,6		1,317	8.3.	20.58	-26,6		1,331
	17.50		101,90	1,317	9.3.	21.00	-26,7		1,576
	22.11	-25,7		1,392	10.3.	21.03	-26,7 <sup>5</sup>		1,831
16.2.	20.52	-25,7		1,597	11.3.	20.57	-26,6		2,082
17.2.	21.12	-25,8		1,839	12.3.	21.19	-26,6		2,337
18.2.	20.52	-25,8		2,073	13.3.	14.00	-26,6		2,512
19.2.	21.02	-25,9		2,321		14.03		101,9	2,512
20.2.	21.08	-25,9		2,568		20.58			2,563
21.2.	22.05	-25,9		2,818	14.3.	20.51	-26,5		2,786
22.2.	13.56	-25,9		2,974	15.3.	20.57	-26,5		3,031
	13.59		162,4	2,974	16.3.	20.57	-26,5		3,265
	20.54	-25,9		3,009	17.3.	21.00			3,501
23.2.	20.59	-25,9		3,239	18.3.	21.30			3,749
24.2.	21.02	-26,0		3,457	19.3.	20.51			3,973
25.2.	22.00	-26,0		3,700	20.3.	20.51			4,163
26.2.	20.53	-26,0		3,915	21.3.	21.15			4,456
27.2.	20.52	-26,1		4,156	22.3.	20.42			4,684
28.2.	20.58	-26,2		4,390	23.3.	14.03			4,837
29.2.	10.45	-26,1		4,524		14.13		162,4	4,837
						21.09			4,884
					24.3.	20.57			5,093
					25.3.	21.30			5,330
					26.3.	20.55			5,550
					27.3.	21.03			5,771
					28.3.	20.57			5,995
					29.3.	20.58			6,219
					30.3.	20.47			6,438
					31.3.	21.02			6,667
					1.4.	20.52			6,886
					2.4.	14.13			7,044

\*) Tiefe 4,0-9,17 m Langer Reibungszylin-  
der, randriert.\*\*) Tiefe 4,0-9,17 m Langer Reibungszylin-  
der, glatt.

Tab. 51. *Viscositumeter-Versuche No. 3 und 4*

Versuch 3 *)					Versuch 4 **)				
Datum	Zeit GMT	Labor Temp. °C	Auflast kg	Setzung mm	Datum	Zeit GMT	Labor Temp. °C	Auflast kg	Setzung mm
1960					1960				
3.4.	20.51		21,00	0,000	4.5.	20.50	-26,4	37,00	0,000
4.4.	20.55			0,210	5.5.	20.52	-26,8		0,317
5.4.	21.00			0,435	6.5.	20.48	-26,8		0,655
6.4.	21.00			0,672	7.5.	21.00	-26,7		1,006
7.4.	20.50			0,899	8.5.	20.57	-26,8		1,359
8.4.	21.30			1,140	9.5.	21.30	-26,7		1,717
9.4.	21.44			1,376	10.5.	20.56	-26,8		2,068
10.4.	20.43			1,597	11.5.	21.04	-25,9		2,427
11.4.	21.00			1,835	12.5.	21.05	-26,4		2,770
12.4.	20.40			2,065	13.5.	20.55	-25,9		3,120
13.4.	20.49			2,295	14.5.	20.52	-26,0		3,463
	20.53		101,00	2,295		20.57	-26,0	177,00	3,463
14.4.	19.45			2,431	15.5.	21.04	-26,0		3,723
15.4.	20.48			2,619	16.5.	20.55	-26,0		4,021
16.4.	20.50			2,798	17.5.	20.38	-26,0		4,323
17.4.	20.44			2,984	18.5.	20.48	-25,9		4,638
18.4.	21.00			3,181	19.5.	21.03	-25,9		4,947
19.4.	20.55			3,373	20.5.	21.05	-25,9		5,267
20.4.	20.50			3,567	21.5.	21.00	-25,9		5,569
21.4.	20.51			3,771	22.5.	20.54	-25,8		5,891
22.4.	21,31			3,982	23.5.	20.47	-25,6		6,205
23.4.	21.00			4,175	24.5.	21.04	-25,4		6,527
	21.00		161,50	4,175	25.5.	14.16	-25,6		6,751
24.4.	21.00			4,283					
25.4.	20.43			4,430					
26.4.	20.58			4,584					
27.4.	20.52			4,732					
28.4.	20.57			4,898					
29.4.	22.53			5,080					
30.4.	21.00			5,226					
1.5.	20.56			5,399					
2.5.	21.00			5,563					
3.5.	21.02	-27,0		5,735					

\*) Tiefe 4,00-9,08 m. Normalspitze EGIG    \*\*) Tiefe 4,00-14,06 m. Normalspitze EGIG

unterschiede entweder von der Setzung des Firns (Gerade *A-E*) oder von der Setzungslinie, die für das Eigengewicht der Sonde bestimmt wurde, ausgehen ( $\sigma = 2,1 \text{ kg/cm}^2$ , gestrichelte Gerade).

Tab. 52. *Viscositometer-Versuche No. 5 und 6*

Versuch 5*)					Versuch 6**)				
Datum	Zeit GMT	Labor Temp. °C	Auflast kg	Setzung mm	Datum	Zeit GMT	Labor Temp. °C	Auflast kg	Setzung mm
1960					1960				
27.5.	20.54	-25,3	53,0	0,000	18.6.	20.57	-22,9	65	0,000
28.5.	20.45	-25,2		0,364	19.6.	20.46	-22,4		0,445
29.5.	20.47	-25,0		0,779	20.6.	20.50	-22,6		0,880
30.5.	20.46	-25,0		1,189	21.6.	20.52	-22,8		1,333
31.5.	20.53	-25,0		1,598	22.6.	20.50	-22,8		1,781
1.6.	20.50	-25,0		1,007	23.6.	20.48	-22,8		2,233
2.6.	20.53	-24,8		2,418	24.6.	20.30	-22,5		2,683
3.6.	20.50	-24,8		2,821	25.6.	19.50	-22,4		3,128
4.6.	20.55	-24,7		3,239	26.6.	20.03	-22,2		3,585
5.6.	20.48	-24,4		3,648	27.6.	19.35	-22,1		4,031
6.6.	20.55	-24,1		4,061	28.6.	20.57	-22,0		4,515
	20.50		193,0	4,061		21,00		205	4,515
7.6.	20.50	-24,0		4,323	29.6.	20.41	-21,9		4,823
8.6.	20.45	-24,0		4,671	30.6.	20.52	-21,9		5,232
9.6.	20,51	-32,6		5,025	1.7.	20.46	-21,0		5,628
10.6.	20.47	-23,6		5,397	2.7.	21,36	-20,2		6,056
11.6.	20.39	-23,5		5,765	3.7.	20.45	-20,4		6,458
12.6.	20.37	-23,4		6,128	4.7.	20.41	-20,4		6,879
13.6.	20.53	-23,3		6,513	5.7.	20.43	-20,0		7,302
14.6.	20.46	-23,0		6,886	6.7.	20.48	-20,0		7,718
15.6.	20.47	-23,0		7,261	7.7.	20.51	-19,9		8,163
16.6.	20.50	-23,0		7,646	8.7.	21.30	-19,1		8,589
17.6.	14.35	-23,0		7,920	9.7.	20.58	-19,5		9,006

\*) Tiefe 14,00–19,08. Normalspitze EGIG      \*\*) Tiefe 4,00–23,05. Normalspitze EGIG

### 3.11 Der Firnstoss vom 3. Juni 1960 (B)

#### 3.11.1 Subjektiver Eindruck

Der einzige Firnstoss, den wir während der ganzen Ueberwinterung 1959/60 erlebten, erfolgte am 3. Juni 1960 um 11<sup>07</sup> Uhr GMT. Ich zitiere nachfolgend die Aufzeichnungen in meinem Tagebuch, die unmittelbar nachher, noch unter den frischen Eindrücken des Ereignisses, niedergeschrieben wurden:

„Heute um 11<sup>07</sup> GMT zum ersten Mal starken Firnstoss verspürt. Dumpfes Rollen während schätzungsweise 1–2 Sekunden, rasch anschwellend und wieder verebbend, wie wenn ein Raupenfahrzeug über die (unterirdische) Station fährt, nur viel rascher. Der Igloo (Unterkunft auf Station

Jarl-Joset) erzitterte und die Petrollampen an der Decke begannen zu schaukeln. Nach wenigen Sekunden war alles wieder ruhig. Auf einem Kontrollgang durch die Station stellten wir folgende Auswirkungen des Firnstosses fest:

- In der Meteokabine im ersten Stock des Igloos war die Nadel des Mikrobarographen aus dem Lager geworfen worden.
- In den Couloirs und Laboratorien war der Reif, der sich an der Decke gebildet hatte, heruntergefallen und bedeckte den Boden.
- Im kristallographischen Laboratorium (Laboratorium No. 2) stand auf einem selbstgezimmerten Tisch eine Analysenwaage. Die Waagschalen lagen neben der Waage auf dem Tisch, der Waagebalken und die Halterungen der Waagschalen waren ebenfalls aus den Lagern gesprungen.“

### 3.11.2 Lokalisation der betroffenen Firnschichten

Die Kontrolle der Setzungsversuche ergab wertvolle Hinweise auf die Firnschicht, die vom Firnstoss betroffen worden war. Die Setzungsmessungen in den Rammlöchern im Laboratorium No. 3 zeigten nichts Auffälliges, ebensowenig die in Kap. 4 beschriebenen Laborversuche mit Firnproben bei behinderter und unbehinderter Querdehnung. Hingegen war im Plattenversuch No. 5 sowie in der Messtrecke 3-4 des Setzungsprofils ein deutlicher Sprung erkennbar, der das normale tägliche Setzungsmass um das 10-20-fache übertraf. Die Auswertung der Abb. 32 und 34 lässt die am Firnstoss beteiligte Schicht relativ eng eingabeln. Da die Messtrecke 4-5 des Setzungsprofils vom Firnstoss nicht betroffen wurde, muss sich die betreffende Firnschicht oberhalb des Fixpunktes 4 befinden. Andererseits ist der obere Fixpunkt beim Plattenversuch No. 5 ebenfalls plötzlich nach unten gewandert. Die betreffende Schicht muss sich somit unterhalb befinden. Daraus kann geschlossen werden, dass die den Firnstoss bedingende Schicht oder die Schichten sich in einer Tiefe zwischen 2,25 und 2,56 m ab Oberfläche vom Juli 1959 bzw. 3,13 m und 3,44 m ab aktueller Oberfläche befinden müssen. Es ist zu hoffen, dass die Gruppe Nivologie durch die kristallographischen Auswertungen zu einer noch genaueren Lokalisierung beitragen kann.

Der Plattenversuch No. 5 sowie das Setzungsprofil erlauben aber auch, den Absolutwert der plötzlichen Setzung einer oder mehrerer Firnschichten, die dadurch den Firnstoss ausgelöst haben, abzuschätzen. Die folgende Messwerte in Tab. 53 für den 2. und 3. Juni 1960, also jeweils vor und nach dem Firnstoss, sind den Tab. 37 und 39 entnommen.

Tab. 53. *Absoluter Betrag der plötzlichen Setzung beim Firnstoss*

	Setzungsprofil						Plattenversuch No. 5	
	1-5 cm	$\Delta$ cm	2-5 cm	$\Delta$ cm	3-5 cm	$\Delta$ cm	Setzung cm	$\Delta$ cm
2.6.60....	3,248		2,179		1,349		1,493	
		0,329		0,309		0,277		0,205
3.6.60....	3,577		2,488		1,626		1,698	
normale tägl. Setzung..		0,042		0,028		0,018		0,019
plötz- liche Setzung..		0,287		0,281		0,259		0,186

Im Mittel ergibt sich daraus eine plötzliche Setzung von ca. 2,5 mm. Die Zahlen in Tab. 53 lassen vermuten, dass auch in einzelnen oberen Schichten eine zusätzliche Setzung, wenn auch von viel geringerem Ausmass, stattfand.

Bezeichnenderweise ist der Firnstoss nicht durch eine Firnschicht ausgelöst worden, die an sich schon eine relativ grosse spezifische Setzungsgeschwindigkeit aufwies. Damit bestätigt sich, dass Firnstöße in Schichten auftreten, die sich einer normalen Setzung bzw. Verdichtung entziehen, um dann im kritischen Zeitpunkt plötzlich zusammenzubrechen (Strukturzusammenbruch). Das ist ja auch der Grund, warum Firnstöße nur in den oberen Schichten auftreten können.

## 4. LABORATORIUMSVERSUCHE MIT POLARFIRN (*H & B*)

### 4.1 Einleitung (*H*)

#### 4.1.1 Vorgeschichte

Die ersten Kriechversuche im Schneelaboratorium mit alpinem Schnee wurden in den Jahren 1936–1940 ausgeführt (HAEFELI, 1939). Dabei wurden die Dehnbarkeit, die Zusammendrückbarkeit und die Schiebung bei freier und verhinderter Querdehnung, bzw. die Kriechprozesse rein phänomenologisch untersucht. Bei freier Seitenausdehnung wurde auch die Querdehnung von einaxial beanspruchten Proben gemessen. Zur Erfassung des verschiedenen plastischen Verhaltens des Schnees bei einaxialem Zug und Druck wurden zwei sogenannte „plastische“ Querzahlen ( $m_1$  für Zug und  $m_2$  für Druck) im Gegensatz zur Querzahl  $m = \frac{1}{\nu}$  der elastischen Stoffe eingeführt ( $\nu$  = Poissonzahl)

Diese Konzeption beruht einerseits auf der Annahme, dass für die untersuchten, relativ kleinen Beanspruchungen die Beziehung zwischen Spannung und Verformungsgeschwindigkeit in erster Annäherung als linear betrachtet werden kann. Andererseits setzt die Einführung einer plastischen Querzahl die angenäherte Gültigkeit des Superpositionsgesetzes für verschiedene Spannungszustände voraus. Schliesslich wurden auch Kompressionsversuche im Oedometer, d.h. bei verhinderter Querdehnung ausgeführt und versucht, die Setzungskurve für konstante Belastung auf empirischen Wege zu formulieren.

Bei der allgemeinen Formulierung der Fliesskurve des Schnees, durch welche die spezifische Schiebungsgeschwindigkeit  $d\alpha:dt$  in Funktion der Schubspannung dargestellt wird, wurde vom Verfasser (1939) ein Potenzgesetz zugrundegelegt, das ähnlich aufgebaut ist wie dasjenige, das GLEN (1952, 1955) später für Eis vorschlug, jedoch mit dem Unterschied, dass der Exponent, der dem Parameter  $n$  von GLEN entspricht, selbst wieder von der Schubspannung abhängig war. Ein mit einer Bremsfeder versehener Scherkasten ermöglichte es, dass ein und dieselbe Schneeprobe den ganzen zu untersuchenden Bereich der Schubspannungen und damit die Fliesskurve automatisch durchlief, wobei allerdings eine entsprechende Verdichtung (Volumenverkleinerung) der Probe während des Versuchs in Kauf genommen werden musste. Mit dieser Apparatur

wurde auch der Beweis erbracht, dass bei der herrschenden Labortemperatur ( $-5^{\circ}$  bis  $-10^{\circ}$  C) kein messbarer Schwellwert der Schubspannung (threshold value) existiert, was bedeutet, dass der Schnee – analog wie Eis – unter die zähen Flüssigkeiten einzureihen ist.

Besondere Aufmerksamkeit wurde den Kriechprozessen von planparallelen Schneeschichten gewidmet und deren Formulierung durch die Einführung des Kriechwinkels (Winkel zwischen Kriechvektor und Schneeoberfläche) erleichtert. Die auf halbempirischer Grundlage aufgebaute kinematische Kriechtheorie, die für zusammendrückbare Lockeraggregate von viskosem Charakter allgemeine Gültigkeit haben dürfte, ermöglicht die Ermittlung des Spannungszustandes von geneigten planparallelen Schichten in Verbindung mit der sogenannten Spannungsmetamorphose. Eine erste Anwendung der gewonnenen Erkenntnisse war der Versuch, eine Schneedrucktheorie aufzustellen, welche die Dimensionierung von Lawinenverbauungen im Anbruchgebiet ermöglicht (HAEFELI, 1939 und 1942).

Mit Eis als Grenzzustand des sich allmählich verdichtenden Schnees wurden einige Vergleichversuche durchgeführt, die aus nicht abgeklärten Gründen ergaben, dass bei der Prüfung des spez. Verformungsgeschwindigkeiten (strain rates) diejenige bei einaxialem Zug grösser war als diejenige bei entsprechendem Druck.

Da die vorliegenden Versuche und deren vorläufige Auswertung gewissermassen die natürliche Fortsetzung und Ergänzung der von 1936–1942 auf Weissfluhjoch durchgeführten Untersuchungen unter Berücksichtigung neuerer, namentlich in England, Amerika und Japan durchgeführten Arbeiten darstellten, war es notwendig, einleitend auf einige der früheren Ergebnisse hinzuweisen, die nachstehend als bekannt vorausgesetzt werden.

Eine Reihe weiterer Kriechversuche wurde von BUCHER (1948) mit Schnee von relativ kleinem Raumgewicht durchgeführt, während DE QUERVAIN das rheologische Verhalten des Schnees vom Gesichtspunkt des Kristallographen erstmals durch ein Modell darstellte (M. DE QUERVAIN, 1945). Einige einaxiale Druckversuche haben ferner YOSIDA und HUZIOKA (1954) sowie LANDAUER (1955) ausgeführt, die zeigen, dass die Fliesskurve des Schnees für kleine Drücke in der Tat durch ein lineares und für höhere Drücke durch ein Potenzgesetz erfasst werden kann. Besonders aufschlussreich sind die neueren Versuche von LANDAUER (1957), die nicht nur mit einaxialen Druck bei freier und verhinderter Querdehnung, sondern auch bei hydrostatischem Druck durchgeführt wurden. Die Versuchstemperatur lag zwischen  $-3,6$  und  $-13,6^{\circ}$  C, während die Raumgewichte des Schnees zwischen 360 und 630  $\text{kg}/\text{m}^3$  variierten. Eine zusammenfassende Arbeit über die mechanischen, vor allem den Ingenieur interessierenden Eigenschaften des polaren Schnees,

die uns bei der Auswertung der Laborversuche wertvolle Dienst geleistet hat und auf die wir nachstehend wiederholt Bezug nehmen werden, hat MALCOLM MELLOR (1962) anlässlich der Endicott Conference (12.–16. Februar 1962) veröffentlicht. Ferner sei auf die grundlegenden Untersuchungen über Kompressionsversuche mit trockenem Schnee bei verhinderter Querdehnung von N. COSTES (1962), die ebenfalls an der genannten „MIT Endicott Conference on Applied Glaciology“ (1962) präsentiert wurden, hingewiesen.

Nachdem das vorliegende Kapitel bereits abgeschlossen war, erschien eine zusammenfassende Darstellung von BADER (1962) über die Physik und Mechanik des Schnees als Material. Einige kurze Hinweise auf diese wertvolle Arbeit finden sich am Schluss des Kapitels 4.5 (Nachtrag).

#### 4.1.2 Problemstellung (*H*)

Die Hauptaufgabe, zu deren Lösung durch die Sektion Rheologie der EGIG ein bescheidener Beitrag geleistet wurde, besteht in der Durchführung von langdauernden, mechanisch-rheologischen Untersuchungen an polaren Schnee- und Firnproben, die an Ort und Stelle entnommen und im Feldlaboratorium unter den natürlichen Temperaturverhältnissen geprüft wurden. Da alle bisherigen schweizerischen Kenntnisse und Erfahrungen betreffend Schneemechanik vorwiegend an der alpinen Winterschneedecke gewonnen wurden, war es von besonderem Interesse, die dabei entwickelten Methoden auch auf polaren Schnee anzuwenden und seinen Besonderheiten anzupassen. Ferner sollten einige neue Untersuchungsmethoden auf ihre Eignung geprüft werden. Dabei bildet das Fliessgesetz für Schnee, Firn und Eis sowie die Abhängigkeit der diesbezüglichen Parameter von den spezifischen Eigenschaften des Materials wie Raumgewicht etc. das zentrale Problem der vorliegenden Untersuchungen. Es ist zu beachten, dass bei allen nachstehend geprüften Verformungszuständen die erste Hauptspannung senkrecht zur Schicht- richtung stand.

Leider stand uns zur Zeit der Aufstellung des Versuchsprogrammes, aber auch während der Ueberwinterung von BRANDENBERGER 1959–60 der Research-Report No. 41 der SIPRE noch nicht zur Verfügung (J. K. LANDAUER, 1957). Erst bei der Auswertung der Versuche und deren Ergebnisse konnten wir uns auf diese wichtige Publikation stützen und entsprechende Vergleiche anstellen. In erster Linie handelt es sich nachstehend darum, die nackten Versuchsergebnisse zu publizieren, damit sie auch anderen Forschern zur Verfügung stehen. Bei der Auswertung der Ergebnisse, die wir versuchsweise auf eine einfache Arbeitshypothese basieren, deren Brauchbarkeit wir prüfen wollen, müssen wir uns infolge Zeitmangel auf das Notwendigste beschränken.

#### 4.1.3 Arbeitshypothesen und Methoden der Auswertung (H)

Bei der Aufstellung einer vorläufigen Arbeitshypothese zur Auswertung der Versuchsergebnisse gehen wir von der bedeutsamen Tatsache aus, dass sich in den Firngebieten der arktischen und antarktischen Eisschilder der kontinuierliche Uebergang Schnee – Firn – Eis ohne störende Schmelzprozesse bei tiefen und relativ konstanten Temperaturen vollzieht. Für die praktischen Anwendungen – speziell im Ingenieurwesen – wäre es von besonderem Vorteil, wenn das rheologische Verhalten des Materials, bzw. die Abhängigkeit der Verformungsgeschwindigkeit vom Spannungszustand, innerhalb gewisser Beanspruchungen durch ein einheitliches und relativ einfaches Fließgesetz mit genügender Annäherung erfasst werden könnte. Die Parameter dieses Gesetzes sind dann jeweils den besonderen Eigenschaften des Mediums von bestimmten Raumgewicht, Porosität, Temperatur etc. anzupassen.

Die bisherigen Untersuchungen haben gezeigt, dass bei relativ kleinen Beanspruchungen das lineare Verformungsgesetz (NEWTON) als erste Annäherung genügt, während für höhere Spannungen ein Potenzgesetz oder eine Funktion, bei der die Verformungsgeschwindigkeit dem sinus hyperbolicus proportional ist, den wirklichen Verhältnissen wesentlich näher kommt. Ausgehend vom Potenzgesetz (LANDAUER, 1957, HAEFELI, 1939 und GLEN 1952) von der Form:

$$\omega = \frac{dx}{dt} = k_1 \left( \frac{\tau}{\tau_1} \right)^n = \Phi(m_2) \cdot \dot{\epsilon} \quad (53)$$

in welchem bedeuten:

$\omega = D$  = Schiebungsgeschwindigkeit

$k_1$  = Spez. Schiebungsgeschwindigkeit, die hauptsächlich von der Temperatur und dem Raumgewicht abhängt (für  $\tau = \tau_1$ )

$n$  = Parameter, z.T. abhängig von der Grösse der Beanspruchung

$\tau_1$  = Einheit der Schubspannung

$\dot{\epsilon}$  = Einaxiale Verformungsgeschwindigkeit (strain rate)

$m_2$  = Plastische Querszahl für Druck

unterscheiden wir gemäss Abb. 44 folgende zwei Bereiche (a, b):

a) *Linearer Bereich*

$$\tau \leq \tau_0; n = 1; \omega \simeq k_{11} \cdot \left( \frac{\tau}{\tau_1} \right) = \frac{dx}{dt} \quad (22)$$

Die Grösse der kritischen Spannung  $\tau_0$  hängt vom Raumgewicht und den kristallographischen Verhältnissen ab. Das vorhandene Material reicht nicht aus, um die Abhängigkeit der kritischen Schubspannung

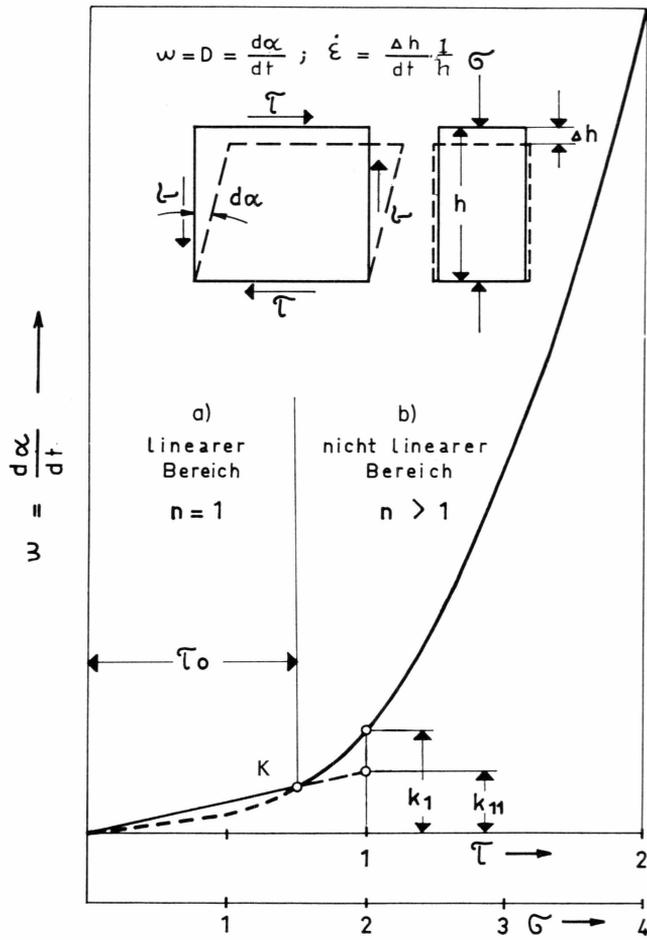


Abb. 44. Fließkurve mit  $k_1$  und  $k_{11}$  (schematisch).

vom Raumgewicht etc. zu untersuchen. Der Faktor  $k_{11}$  bedeutet diejenige ideelle Schiebungsgeschwindigkeit, die sich theoretisch für  $\tau = 1 \text{ kg/cm}^2$  einstellen würde, wenn das lineare Gesetz ( $n = 1$ ) auch oberhalb der kritischen Schubspannung gültig wäre (Abb. 44). Die Bezeichnung  $k_{11}$  (d.h. für  $\tau_1 = 1$  und  $n = 1$ ) bezieht sich stets auf den linearen Bereich.

b) *Nichtlinearer Bereich*

$$\tau > \tau_0 ; n > 1 ; \omega \cong k_1 \left( \frac{\tau}{\tau_1} \right)^n = \frac{d\alpha}{dt} \tag{51}$$

Während der Exponent  $n$  hauptsächlich von der Schneeart und deren Raumgewicht abhängig ist, hängt der Parameter  $k_1$  (Schiebungsgeschwin-

digkeit für  $\tau = 1 \text{ kg/cm}^2$ ) in erster Linie von der Temperatur und vom Raumgewicht ab.

c) *Uebergang vom linearen zum nichtlinearen Bereich der Fließkurve*

Wie aus Abb. 44 ersichtlich ist, schneiden sich die beiden Linien  $a$  und  $b$  in einen Punkt  $K$ , für dessen Abszisse  $\tau_0$  man durch die Gleichsetzung von Gl. 22 und 51 folgenden Wert erhält:

$$\tau_0 = \tau_1 \cdot \sqrt[n-1]{\frac{k_{11}}{k_1}} \quad (54)$$

Für den Spezialfall  $n = 3$  gilt somit:

$$\tau_0 = \tau_1 \cdot \sqrt{\frac{k_{11}}{k_1}} \quad (55)$$

Daraus geht hervor, dass  $\tau_0$  umso kleiner wird, je kleiner  $k_{11}$  im Verhältnis zu  $k_1$  ist. Der in  $K$  erscheinende Knickpunkt beim Uebergang vom linearen zum exponentiellen Bereich hat keine reelle Bedeutung. Um jede Unstetigkeit zu vermeiden, müsste man die Gerade  $a$  im Punkt  $K$  tangential an die Kurve  $b$  anschliessen lassen. Dadurch würde jedoch das Fließgesetz komplizierter und seine Anwendung erschwert. Im Interesse der Einfachheit begnügen wir uns deshalb mit einer groben Annäherung unter Inkaufnahme einer kleinen Unstetigkeit im Punkte  $K$ .

Zur Reduktion der bei einer Temperatur  $t_2$  gemessenen Werte auf eine einheitliche Vergleichstemperatur  $t_1 = -10^\circ \text{ C}$  benutzen wir die von MELLOR (1962) gegebene Annäherung an die Gleichung von BOLZMANN indem wir setzen:

$$\log \left( \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \right) = 0,45 (t_2 - t_1) \quad (56)$$

Bei der weiteren Besprechung der Arbeitshypothesen, die der Auswertung der Messergebnisse zu Grunde gelegt werden, müssen wir unterscheiden zwischen den Zusammendrückungsversuchen (Kompressionsversuchen) bei freier und bei behinderter Querdehnung. Die letzteren werden, entsprechend der in der Bodenmechanik üblichen Ausdrucksweise, auch als Oedometerversuche bezeichnet.

### A. Kompressionsversuche bei unbehinderter Querdehnung

Für diese Versuchsanordnung, bei der ein einaxialer Spannungszustand wirksam ist, gilt allgemein: (HAEFELI, SCHAEERER 1946)

$$\omega = \left( 1 + \frac{1}{m_2} \right) \cdot \dot{\varepsilon}; \quad \dot{\varepsilon} = \frac{1}{h} \cdot \frac{\Delta h}{\Delta t} = \frac{\Delta \varepsilon}{\Delta t} \quad (57)$$

worin  $\Delta h$  die Höhenänderung der Probe von der Höhe  $h$  in der Zeit  $\Delta t$  und  $\dot{\epsilon}$  die spezifische Zusammendrückungsgeschwindigkeit bedeuten. Der Klammerwert variiert relativ wenig, nämlich zwischen ca. 1,05 für sehr leichte Schneearten und 1,5 für Eis ( $m_2 = 2$ ). Die Abhängigkeit der plastischen Querszahl  $m_2$  vom Raumgewicht des Schnees wird an anderer Stelle behandelt (vgl. Kap. 5).

Indem wir uns bezüglich  $m_2$  auf eine der möglichen Lösungen beschränken ( $c = 1,5$ ), kann der gesuchte Klammerwert wie folgt formuliert werden. Nach den in Kap. 5 gemachten Ausführungen setzen wir näherungsweise:

$$m_2 \cong c + \frac{2-c}{\gamma'} \quad (58)$$

$$\text{für } c = 1,5: m_2 \cong 1,5 + \frac{0,5}{\gamma'} = 0,5 \frac{1+3\gamma'}{\gamma'} \quad (59)$$

$$1 + \frac{1}{m_2} \cong \frac{1+5\gamma'}{1+3\gamma'}; \quad \gamma' = \frac{\gamma}{\gamma_E} \quad (60)$$

$\gamma$  = Raumgewicht des Firms

$\gamma_E$  = Raumgewicht des porenfreien Eises.

Bei den meisten Kompressionsversuchen mit freier Querdehnung war  $\tau > \tau_0$ , sodass das Potenzgesetz zur Anwendung kommt:

$$\left. \begin{aligned} \omega &= \left(1 + \frac{1}{m_2}\right) \cdot \dot{\epsilon} = k_1 \left(\frac{\tau}{\tau_1}\right)^n \\ k_1 &= \left(1 + \frac{1}{m_2}\right) \cdot \dot{\epsilon} \left(\frac{\tau_1}{\tau}\right)^n = \Phi(m_2) \cdot \dot{\epsilon} \left(\frac{\tau_1}{\tau}\right)^n \\ &= \frac{1+5\gamma'}{1+3\gamma'} \cdot \dot{\epsilon} \left(\frac{\tau_1}{\tau}\right)^n \end{aligned} \right\} \quad (61)$$

## B. Kompressionsversuche bei verhinderter Querdehnung

(Oedometerversuche).

Wenn die Seitenreibung verhindert oder vernachlässigt werden kann, so entspricht die Versuchsanordnung der Setzung einer horizontalen planparallelen Firmschicht von unbegrenzter Ausdehnung unter einer gleichmässig verteilten lotrechten Belastung  $\sigma_1$ , wobei nur lotrechte Verschiebungen entstehen. (Fall Inlandeis).

Bei der Auswertung der Messresultate muss man auch hier unterscheiden, ob sich der Verformungsprozess im Bereich der linearen Abhängigkeit der Verformungsgeschwindigkeit von der Scherspannung

vollzieht oder nicht. Zu diesem Zwecke ist die jeweils wirksame grösste Scherspannung zu bestimmen, um zu prüfen, ob sie unter dem als kritisch angenommenen Wert  $\tau_0$  liegt.

a) *Linearer Bereich* ( $\tau < \tau_0$ )

Für die spez. Schiebungsgeschwindigkeit  $\omega$  gilt allgemein (Abb. 44):

$$\omega = k_{11} \left( \frac{\tau}{\tau_1} \right) = \dot{\epsilon}_v \quad (62)$$

worin bedeutet:

$\dot{\epsilon}_v$  = spez. Zusammendrückungsgeschwindigkeit bei verhinderter Querdehnung in vertikaler Richtung (vgl. Abb. 44)

$$\tau = \frac{1}{2} (\sigma_1 - \sigma_2) = \frac{1}{2} \cdot \sigma_1 \left( 1 - \frac{1}{m_2 - 1} \right) \quad (63)$$

Die Auswertung, d.h. die Berechnung von  $k_{11}$  in Funktion des Versuchsdruckes  $\sigma_1$  und des Raumgewichtes des Firns, ist somit auf diesem Wege nur möglich, wenn die Abhängigkeit der Querszahl  $m_2$  vom relativen Raumgewicht  $\gamma'$  bekannt oder auf Grund einer Hypothese angenommen wird.

Wie bei den einaxialen Kompressionsversuchen mit unbehinderter Querdehnung gehen wir auch hier von der Annahme aus, dass die Beziehung zwischen  $m_2$  und  $\gamma'$  durch eine gleichseitige Hyperbel von der Form:

$$m_2 \simeq c + \frac{2 - c}{\gamma'} \quad (58)$$

$$(m_2 - c) \cdot \gamma' \simeq 2 - c \quad (\text{vgl. Kap. 5.2.2 und Abb. 54})$$

dargestellt werden kann, wobei  $c$  einen Parameter repräsentiert, der von der Schneebeschaffenheit bzw. vom Verhältnis  $\lambda = m_2 : m_1$  abhängig ist ( $m_1$  = plastische Querszahl für Zug). Der Parameter  $c = 1,5$  entspricht ungefähr dem Verhältnis  $\lambda = 2$ , das einen Mittelwert darstellen dürfte. Dafür gilt:

$$m_2 \simeq 1,5 + \frac{0,5}{\gamma'}$$

$$\tau = \frac{\sigma_1}{2} \cdot \frac{m_2 - 2}{m_2 - 1} = \frac{\sigma_1}{2} \cdot \frac{1 - \gamma'}{1 + \gamma'} \quad (64)$$

Durch Einsetzen von Gl. 64 in Gl. 62 erhält man:

$$\dot{\epsilon}_v \simeq k_{11} \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{\sigma_1}{\tau_1} \cdot \frac{1 - \gamma'}{1 + \gamma'} \quad (65)$$

$$k_{11} \simeq 2 \cdot \dot{\epsilon}_v \cdot \frac{\tau_1}{\sigma_1} \cdot \frac{1 + \gamma'}{1 - \gamma'}$$

worin bedeuten:

$\dot{\epsilon}_v$  = Spez. Zusammendrückungsgeschwindigkeit senkrecht zur Schicht-  
richtung (strain rate) bei verhinderter Querdehnung

$\tau_1$  = Einheit der Schubspannung

$\sigma_1$  = Erste Hauptspannung  $\perp$  Schichtrichtung

$\gamma'$  = relatives Raumgewicht =  $\gamma : \gamma_E$

Für den Grenzfall Eis ( $\gamma_E$ ) wird  $\dot{\epsilon}_v = 0$  als Ausdruck für die Volumen-  
konstanz des porenfreien Eises.

#### b) *Nichtlinearer Bereich* ( $\tau > \tau_0$ )

Im nichtlinearen Bereich besteht keine einfache Beziehung zwischen  
den beiden Hauptspannungen bzw. zwischen  $\tau$  und  $\sigma_1$ . Wir begnügen  
uns deshalb bei der Auswertung damit, dass für jede Laststufe folgende  
Werte angegeben bzw. tabellarisch zusammengestellt und graphisch  
dargestellt werden:

$\gamma_0$  = Raumgewicht bei Beginn des Versuchs

$\bar{\gamma}$  = Mittleres Raumgewicht für die untersuchte Laststufe in  $\text{kg/m}^3$

$\gamma'$  = Relatives Raumgewicht, bezogen auf Eis

$\sigma_1$  = Laststufe in  $\text{kg/cm}^2$

$\dot{\epsilon}_v$  = Spez. Verkürzungsgeschwindigkeit der zylindrischen Probe in  
 $\text{sec}^{-1}$  (gemessen), wobei gilt:

$$\dot{\epsilon}_v = \frac{\Delta h}{h} \cdot \frac{1}{\Delta t} = \frac{\epsilon_{02} - \epsilon_{01}}{1 - \frac{1}{2}(\epsilon_{01} + \epsilon_{02})} \cdot \frac{1}{\Delta t}$$

$\Delta h$  = Höhenänderung der Probe während des Versuchs

$h$  = mittlere Höhe der Probe während des Versuchs

$\epsilon_{01}$  = Totale spezifische Verkürzung der Probe im Zeitpunkt  $t_1$  (Versuchs-  
beginn) =  $\Delta h_{01} : h_0$

$\epsilon_{02}$  = Totale spez. Verkürzung der Probe im Zeitpunkt  $t_2$  (Ende) =  $\Delta h_{02} : h_0$   
 $\Delta t = t_2 - t_1$  = Versuchsdauer.

Würde man annehmen, dass auch in diesem Bereich der  $m_2$ -Wert  
nur vom Raumgewicht und nicht von der Spannung abhängt (was frag-  
lich ist), so liesse sich die Ruhedruckziffer unter der Voraussetzung,  
dass das Superpositionsgesetz gültig wäre, wie folgt berechnen:

$$\frac{\sigma_2}{\sigma_1} = \zeta = \frac{1}{\sqrt[n]{m_2 - 1}} \quad (66)$$

#### 4.1.4 Ausführung der Versuche

Sämtliche in Kap. 4 beschriebenen Versuche wurden, soweit nichts  
anderes vermerkt wird, von Ing. F. BRANDENBERGER während der

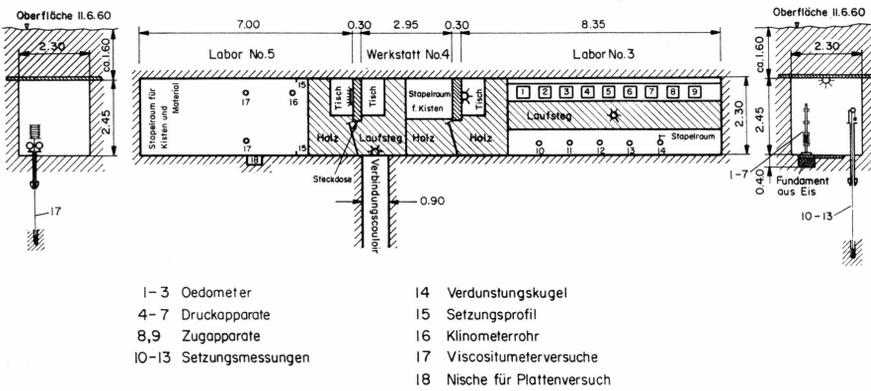


Abb. 45. Plan der rheologischen Laboratorien. (Situation & Schnitt).

Ueberwinterung vom Dezember 1959 bis Juli 1960 in der Station Jarl-Joset unter Benützung der zu diesem Zwecke erstellten Laboratorien (4.2) und des ca. 40 m tiefen Schachtes Dumont ausgeführt (vgl. Abb. 45).

## 4.2 Laboratorien (B)

### 4.2.1 Räumlichkeiten und Installationen

Für die rheologischen Versuche standen in der Station Jarl-Joset die beiden Laboratorien No. 3 und No. 5 unter der Schneeoberfläche zur Verfügung. Die Grundrissmasse betragen (Abb. 45).

für Labor No. 3	ca. $2,30 \times 8,35$ m
für Labor No. 5	ca. $2,30 \times 7,00$ m

Die lichte Höhe, anfänglich ca. 2,80 m, reduzierte sich bis zur Schliessung der Station im Sommer 1960 auf etwa 2,45 m.

Um die Lufttemperatur möglichst konstant zu halten, waren die Laboratorien mit Türen aus einem Plastic-Material abgeschlossen. Zwischen den beiden Versuchsräumen befand sich ein kleiner Raum von ca.  $2,30 \times 2,95$  m im Grundriss, der als Werkstatt und Stapelraum für Kisten etc. diente. Die Trennwände zwischen den einzelnen Räumen bestanden aus Schneeblocken von ca. 30 cm Dicke. Der Boden war mit Brettern belegt, soweit er ständig begangen werden musste. Alle Räume waren mit elektrischen Licht und mit je einem selbstgebauten Tisch versehen (Bild 7).

Laboratorium No. 3 diente vor allem für die langfristigen Versuche mit den Kompressionsapparaten sowie die Setzmessungen in situ,

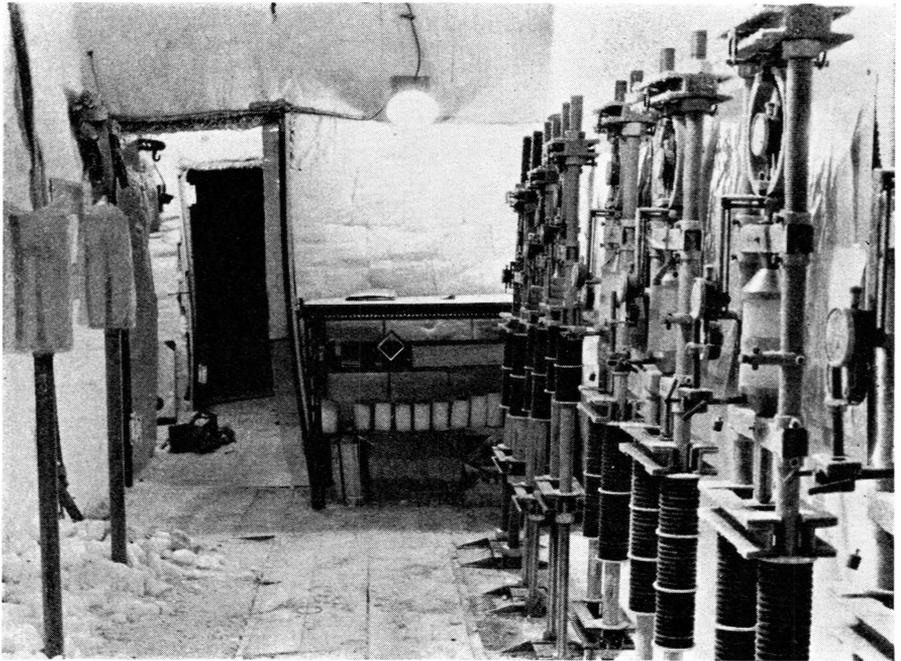


Bild 7. Laboratorium No. 3. Im Bilde rechts die Kompressionsapparate, links die Einrichtungen für die differentiellen Setzungsmessungen in situ. Der Rahmen der Abschlusstüre ist durch die Setzung der Wände stark deformiert. Der Laborboden zeigt eine Aufwölbung.

während die Viscosimeterversuche, die ein zeitweiliges Rammen erforderten, wie auch die Plattenversuche in Laboratorium No. 5 ausgeführt wurden.

#### 4.2.2 Temperaturverlauf in den Laboratorien

Abb. 46 zeigt den Temperaturverlauf in den beiden Laboratorien während der Versuchsperiode. Die Lufttemperatur wurde ca. 1,10 m über Boden gemessen. Die Temperaturkurven für beide Laboratorien zeigen praktisch denselben Verlauf. Die Schwankungen der Aussen-temperatur wirkten sich auf die Innentemperatur nur sehr gedämpft und zeitlich stark verzögert aus. Der Temperaturverlauf in Laboratorium No. 3 war in den Monaten November und Dezember stark gestört durch die lang dauernden Rammarbeiten für die Setzungsmessungen in situ.

Vom Februar bis Juli 1960 wurden im Laboratorium No. 5 die Firntemperaturen mit einem Quecksilberthermometer gemessen. Die Messstelle befand sich in der Längswand auf Bodenhöhe, unmittelbar neben dem Plattenversuch, in ca. 15 cm Abstand von der Wandober-

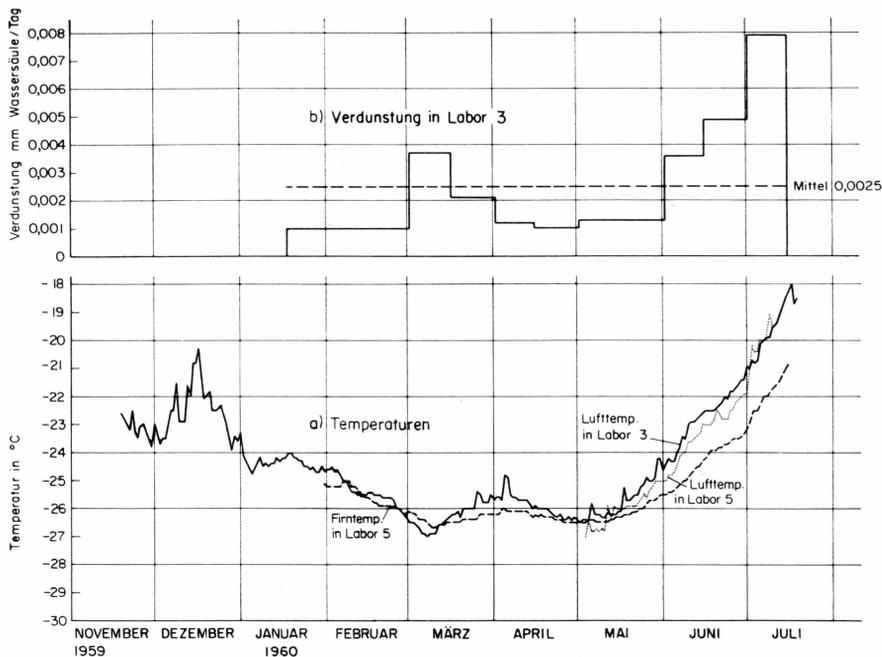


Abb. 46. Temperaturverlauf (a) und Verdunstung (b) in den Laboratorien.

fläche. Die Kurve zeigt einen ähnlichen Verlauf wie die Lufttemperatur, doch sind die Temperaturschwankungen beträchtlich abgeschwächt (Abb. 46 unterste, gestrichelte Kurve).

#### 4.2.3 Relative Feuchtigkeit in Labor No. 3

Die relative Feuchtigkeit im Laboratorium No. 3 wurde sporadisch mit einem Haarhygrometer „Lamprecht“ gemessen. Sie blieb praktisch konstant und sank nie unter 90%.

#### 4.2.4 Verdunstungsmessungen im Laboratorium No. 3 (Abb. 46)

Periodisches Wägen einer im Raum frei aufgehängten Firnkugel erlaubte die Bestimmung der Verdunstung. Diese Methode war bereits im Eisstollen auf Jungfraujoch mit gutem Erfolg angewandt worden. Aus einem Firnblock, der aus ca. 3 m unter der Oberfläche stammte, wurde eine Firnkugel geformt. Das mittlere Raumgewicht des Firns am Entnahmeort betrug etwa  $\gamma = 413 \text{ kg/m}^3$ . Aus dem Gewicht der Kugel  $G = 2,970 \text{ kg}$  und dem Raumgewicht des Firns lässt sich das Volumen  $V$  der Kugel errechnen. Unter Annahme einer strengen Kugelgestalt ergibt sich daraus eine verdunstende Oberfläche  $0 = \text{ca. } 18 \text{ dm}^2$  bei einem Radius von ca. 12 cm. (Bild 8).

Tab. 54. *Verdunstungsmessungen in Labor No. 3*  
 verdunstende Oberfläche O = 18 dm<sup>2</sup>

Datum	Anzahl Tage	Gewicht der Kugel in gr.	Gewichts- verlust in gr.	gemessene Verdunstung	
				gr/Tg. dm <sup>2</sup>	mm Wassersäule pro Tag
17.1.60. ....		2970			
	44		8	0,010	0,0010
1.3. ....		2962			
	15		10	0,037	0,0037
16.3. ....		2952			
	16		6	0,021	0,0021
1.4. ....		2946			
	14		3	0,012	0,0012
15.4. ....		2943			
	16		3	0,010	0,0010
1.5. ....		2940			
	31		7	0,013	0,0013
1.6. ....		2933			
	14		9	0,036	0,0036
15.6. ....		2924			
	16		14	0,049	0,0049
1.7. ....		2910			
	14		20	0,079	0,0079
15.7. ....		2890			
	180		Total 80	Mittel 0,025	0,0025

Die Kugel war an einer römischen Waage von 2 gr Teilung mit dem Mittelpunkt ca. 1,10 m über Boden aufgehängt (Bild 8), d.h. sie befand sich in gleicher Höhe wie die Firnproben in den Kompressionsapparaten und das Thermometer, mit dem die Lufttemperatur gemessen wurde. Tabelle 54 gibt eine Uebersicht über die gemessene Verdunstung.

In Abb. 46 ist die Verdunstung dem Temperaturverlauf gegenübergestellt. Die Schwankungen der Verdunstung sind wohl teilweise auf die im Verhältnis zu den gemessenen Werten bescheidene Messgenauigkeit zurückzuführen. So ist der plötzliche Anstieg der Verdunstung im März nicht ohne weiteres erklärbar. Die steigende Tendenz der Verdunstungskurve in den Monaten April bis Juli mit zunehmender Temperatur scheint hingegen durchaus normal. Immerhin bleibt die Verdunstung stets so klein, dass sie für alle Versuche vernachlässigt werden kann. Besondere Massnahmen zum Schutze der Firnproben gegen Verdunstung erübrigten sich somit.

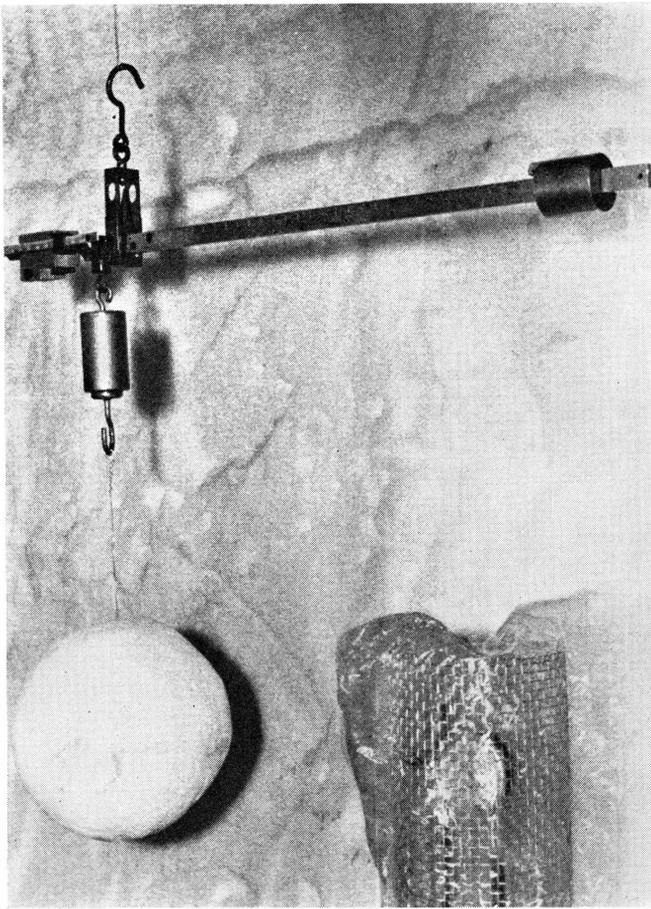


Bild 8. Frei aufgehängte Firnkugel zur Messung der Verdunstung  
(vgl. Abb. 46, oben).

### 4.3 Kompressionsversuche mit Firnproben (*H & B*)

#### 4.3.1 Apparate (*B*)

Gemäss dem Programm Rheologie von 1956 (Anhang 1) waren folgende Gruppen von Versuchen mit Firnproben vorgesehen:

- a) Kompressionsversuche bei freier Querdehnung mit einaxialem Druck an zylindrischen Firnproben  $\varnothing$  80 mm. Maximaldruck je nach Material.
- b) Kompressionsversuche bei verhinderter Querdehnung (Oedometerversuche) an zylindrischen Firnproben  $\varnothing$  80 mm (Querschnittfläche  $Q = 50 \text{ cm}^2$ ) mit Maximaldrücken  $\sigma = 30 \text{ kg/cm}^2$ .

- c) Kompressionsversuche bei verhinderter Querdehnung (Oedometerversuche) an zylindrischen Firnproben  $\varnothing = 35,6$  mm (Querschnittsfläche  $Q = 10$  cm<sup>2</sup>) mit Maximaldrücken  $\sigma = 300$  kg/cm<sup>2</sup>.

Im Hinblick auf deren Verwendung auf einer Expedition wurden die notwendigen Apparate neu entwickelt, wobei in konstruktiver Hinsicht folgende Anforderungen zu erfüllen waren:

- a) möglichst kleines Gewicht wegen Lufttransport
- b) Zerlegbarkeit für Transport (Raumeinsparung)
- c) einfache Konstruktion und insbesondere Austauschbarkeit von Bestandteilen
- d) Betriebssicherheit auch unter den erschwerten Bedingungen in Grönland.

Nach Skizzen von R. HAEFELI entwickelte Dipl. Ing. G. AMBERG von der Versuchsanstalt für Wasserbau und Erdbau an der ETH/Zürich ein Belastungssystem, das sowohl für die Kompressionsversuche bei verhinderter Querdehnung wie auch für die Kompressionsversuche bei freier Querdehnung anwendbar war (Bild 12). Aus Gründen der Gewichtersparnis erwiesen sich zur Druckerzeugung Tellerfedern am zweckmässigsten, die mit einer hydraulischen Presse gespannt werden konnten. Um eine gleichmässige Pressung zu gewährleisten, war die Unterteilung der im ungespannten Zustand ca. 30 cm hohen Federsäulen durch Unterscheiben notwendig. Die wirkende Kraft ergab sich aus der Deformation eines geeichten Stahlringes mit bekannter Abhängigkeit zwischen Kraft und Durchbiegung (Hersteller: Wykeham Farrance Engineering Ltd. Slough, Bucks./England). Es wurden Stahlringe für die Maximallasten 1000, 1500 und 3000 kg verwendet.

Die Eichung der Proving-Ringe für negative Raumtemperaturen war bereits in der Fabrik erfolgt und hatte für alle Ringe praktisch lineare Charakteristiken ergeben. Die für die Berechnung der wirkenden Kräfte verwendeten Eichfaktoren sind in Tab. 55 zusammengestellt.

Die Deformation, die für die Maximalkräfte durchwegs etwa 4 mm betrug, wurde mit Messuhren „Roch“ (Hersteller: Firma Roch, Rolle, Schweiz) auf ca. 0,005 mm gemessen, sodass die Kraft, abgesehen von den Reibungsverlusten in den Apparaten, jeweils mit einer Genauigkeit von  $1-2\%$  der Maximalkraft angegeben werden kann. Die Messung der Probendeformation in vertikaler Richtung erfolgte ebenfalls mit den oben genannten Messuhren „Roch“ mit einer Teilung in 1/100 mm und einer Ganghöhe von ca. 10 mm.

Die mechanische Werkstätte Heinr. Keller in Zürich 1 baute nach unseren Plänen:

Tab. 55. *Charakteristiken der Proving-Ringe*

$P$  = Kraft in kg  
 $d$  = Deformation des Proving-Ringes in mm  
 $\alpha$  = Deformationskoeffizient in kg/mm  
 $P = \alpha \cdot d$

Proving-Ring No.	$P_{\max.}$ kg	$d_{\max.}$ mm	$\alpha$ kg/mm
530 .....	3000	3,395	884
531 .....	1500	3,485	430
532 .....	1500	3,845	390
533 .....	1500	3,440	436
534 .....	1500	3,375	444
535 .....	1000	4,075	245
536 .....	1000	4,115	243

- 1 Oedometer Ø 35,6 mm für Maximalkraft 3000 kg
- 2 Oedometerapparate für Maximalkraft 1500 kg mit je einem Oedometer Ø 80 bzw. 76 mm
- 4 Druckapparate für Versuche mit freier Querdehnung für Maximalkraft 1500 kg, wovon 2 allerdings nur mit Proving-Ringen für max. 1000 kg ausgerüstet waren.

Die Erfahrungen mit diesen Apparaten waren sehr gut. Etwas unangenehm war der Umstand, dass bei grossen Deformationsgeschwindigkeiten der Druck infolge Entspannung der Federn rasch abfiel. Dem könnte aber in Zukunft durch geeignete Wahl der Federcharakteristiken abgeholfen werden. Ferner traten grössere Reibungskräfte als erwartet zwischen den Stahlbolzen, die den Druck auf die Proving-Ringe übertrugen, und der Führung aus Messing auf. Die gemessenen Drücke dürften daher eher zu klein sein. Diese Erscheinung, die bei der Erprobung vor der Abreise nicht aufgefallen war, ist zweifellos auf die verschiedenen thermischen Längenänderungskoeffizienten der beiden Metalle zurückzuführen.

#### 4.3.2 Probenmaterial (B)

Alle untersuchten Firnproben stammten aus dem Schacht Dumont. Die Bearbeitung der Proben für die Einpassung in die Apparate bot erhebliche Schwierigkeiten. Anfänglich wurden in dem oberen Partien des Schachtes Firnblöcke aus der Schachtwand herausgeschnitten, aus welchen wir dann mittels Stahlrohren, die an einem Ende zur Erleich-

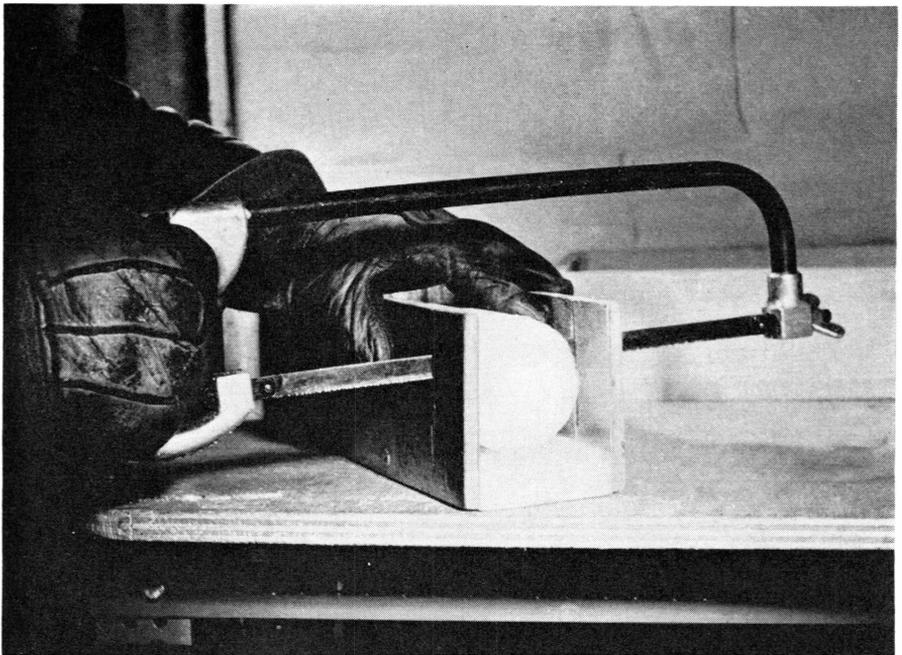


Bild 9. Bearbeitung der Firnproben. Die beiden Enden werden in einer Lehre mit einer Metallsäge gerade abgeschnitten.

terung der Eindringung zugeschliffen waren, die runden Probekörper von  $\varnothing$  35,6 mm bzw. 80 mm oder 76 mm in lotrechter Richtung herausstanzten und mit einer Metallsäge in einer Lehre an den beiden Enden gerade abschnitten (Bild 9). Das Raumgewicht der Probe errechnete sich aus Gewicht und Volumen des Probezylinders. Für Proben aus gleicher Tiefe wurden die so erhaltenen Raumgewichte gemittelt. Wegen der Sprödigkeit des Materials zerfielen die Proben beim Herausstanzen aus den Firnblöcken meist in kurze Stücke, sodass sich dieses Verfahren der Probenherstellung nur für die Kompressionsversuche bei verhinderter Querdehnung bei einer Probenhöhe von 4 cm anwenden liess. Für die Kompressionsversuche bei freier Querdehnung, wo eine möglichst grosse Probenhöhe erwünscht war, mussten die Proben direkt herausgebohrt werden. Bei zunehmender Dichte in den tieferen Partien des Schachtes erwies sich ein Heraussägen von Firnblöcken ohnehin als fast unmöglich. In der unter ca.  $45^\circ$  geneigten Rampe des Schachtes wurde daher in der gewünschten Tiefe ein horizontaler Absatz von ca. 20 cm Breite herausgehackt. Auf dieser horizontalen Fläche konnte nun der SIPRE-Kernbohrer ( $\varnothing$  3'' = 76 mm) angesetzt werden (Bild 10). Aus vier bis fünf senkrechten Bohrungen von je 1 m Länge in gleicher Tiefe ab Oberfläche ergaben sich je ca. 10 Bohrkerne von 12–20 cm Länge,

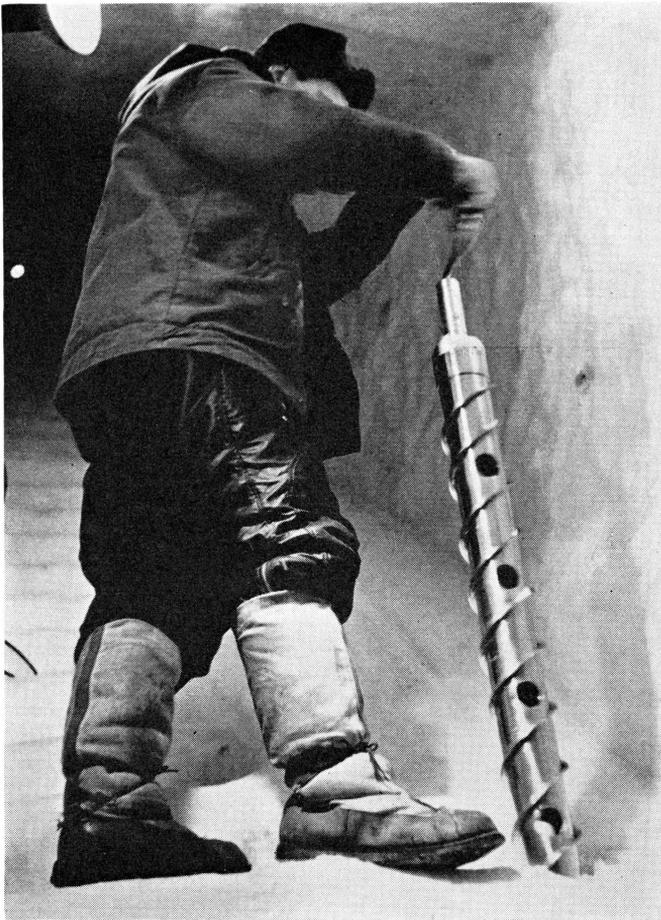


Bild 10. Probenentnahme im Schacht Dumont mit dem SIPRE-Kernbohrer  
( $\text{\O} 3'' = 76 \text{ mm}$ ).

die für die Kompressionsversuche verwendet werden konnten. Längere Stücke konnten wegen der Sprödigkeit des Firnes nur selten gewonnen werden. Die Tiefe der einzelnen Probestücke liess sich durch sorgfältiges Aneinanderreihen der Bohrkerne auf wenige Zentimeter genau bestimmen. Im Laboratorium wurden dann die Endflächen senkrecht abgesägt und mit feinem Schmirgeltuch behandelt, um zwei möglichst glatte, senkrecht zur Probenaxe stehende Abschlussflächen zu erhalten (Bild 11). Die Bestimmung des Raumgewichtes der Proben erfolgte in der oben beschriebenen Weise. Die Forderung nach Parallelität der Endflächen bereitete erhebliche Ausführungsschwierigkeiten und konnte trotz Anwendung äusserster Sorgfalt und vielen Versuchen mit verschiedenen Methoden meistens nur annähernd befriedigend erfüllt werden. Eine bessere Lösung liess sich wahrscheinlich durch Konstruktion eines ein-

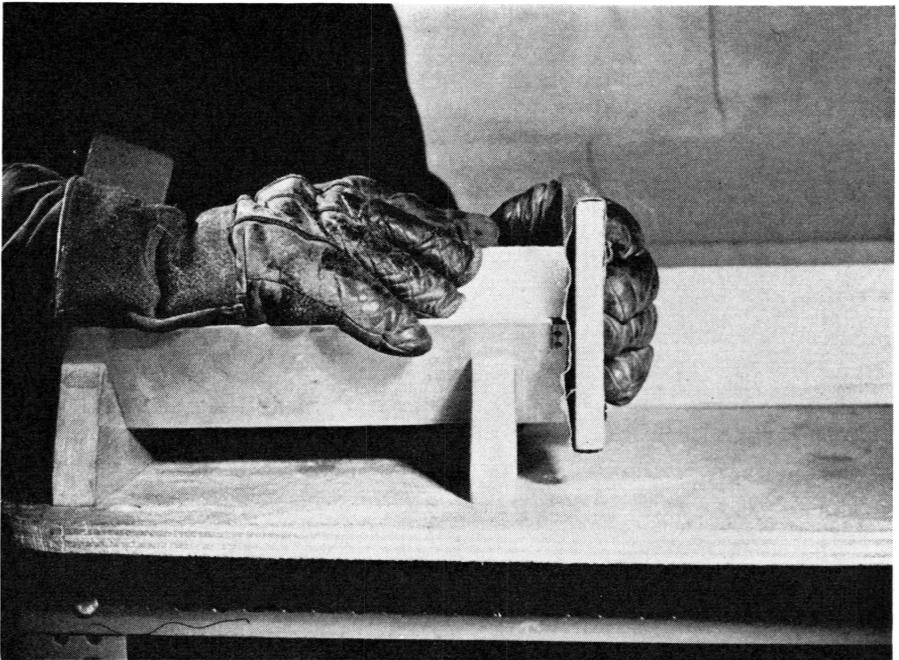


Bild 11. Bearbeitung der Firnproben. Die Schnittflächen werden mit feinem Schmirgeltuch bearbeitet, um möglichst glatte, senkrecht zur Probenaxe stehende Abschlussflächen zu erhalten.

fachen Apparates verwirklichen, worin die Firnprobe fest eingespannt und mit einer auf einer festen Achse laufenden Schmirgelscheibe bearbeitet werden könnte.

### 4.3.3 Kompressionsversuche bei freier Querdehnung (*H & B*)

#### 4.3.3.1 Spezielle Apparaturen (*B*)

Der Aufbau der Apparate ist unter dem Kapitel 4.3.1 eingehend beschrieben worden. Da bei den Versuchen mit freier Querdehnung mit wesentlich kleineren Drücken gearbeitet wurde, waren zwei der Kompressionsapparate mit Proving-Ringen für eine Maximalkraft von  $P = 1000$  kg ausgerüstet. Die Ablesegenauigkeit konnte damit für die kleineren Drücke erheblich gesteigert werden.

Die Probekörper wurden zwischen zwei Druckplatten aus Aluminium eingebaut. Die Messung der Vertikaldeformation erfolgte zwischen oberer und unterer Druckplatte mit einer Messuhr „Roch“ (Teilung  $1/100$  mm) (Bild 12). Zusätzlich ergab sich die Notwendigkeit, die Querdehnung zu erfassen. Dieses Problem wurde wie bei den ersten Versuchen

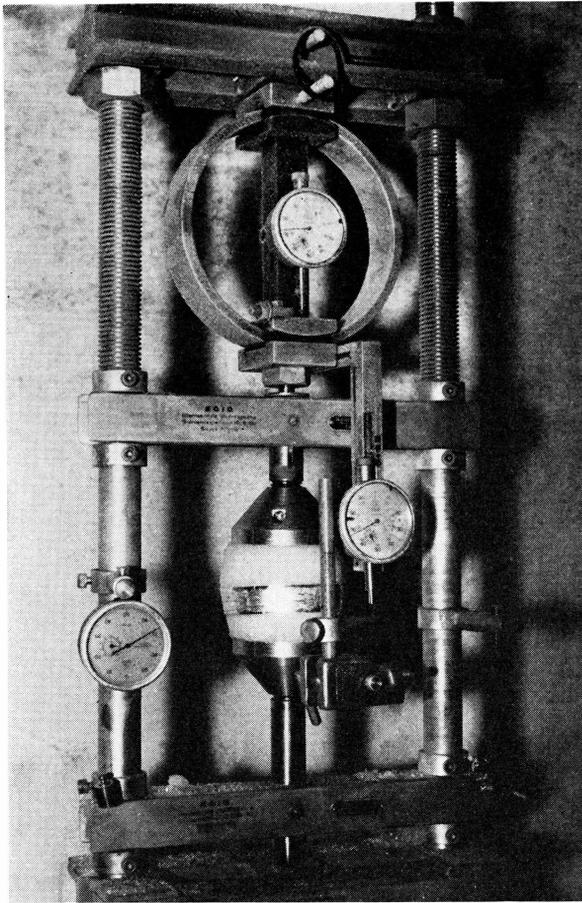


Bild 12. Kompressionsversuche mit freier Querdehnung. Messeinrichtung für Vertikaldeformation und Umfangsvergrößerung. Oben im Bild der Proving-Ring zur Messung der Auflast.

von HAEFELI (1939) auf Weissfluhjoch dadurch gelöst, dass nicht die Veränderung des Durchmessers, sondern des Umfanges direkt gemessen wurde. Ein dünner Invardraht ( $\varnothing$  0,2 mm) war in mittlere Höhe der Probe an der einen vertikalen Spindel des Kompressionsapparates festgeklemmt, hierauf um die Probe herumgelegt und mit dem freien Ende über eine an der anderen Spindel befestigte Rollenuhr U 200 (Huggenberger, Zürich, Teilung 5/100 mm) geführt. Ein Gegengewicht von 20 gr am freien Drahtende sorgte für die Streckung des Messdrahtes. Um ein Einschneiden des Drahtes in die Probe zu verhindern, lag zwischen Draht und Probe eine ca. 1 cm breite, dünne Aluminiumfolie (sog. Haushaltfolie), die zur Herabsetzung der Reibung auf der Probenseite zudem mit Teflon überzogen war (Bild 12). Die Enden der Aluminiumfolie lagen

frei beweglich übereinander. Während des Versuches blieben die Aufhängepunkte des Messdrahtes bzw. der Messuhr an den Spindeln fest, während die Drahtschlinge um die Probekörper mit der Zusammenrückung der Probe nach oben wanderte. Auf die Eliminierung des dadurch entstehenden Fehlers wird in Abschnitt 4.3.3.4 eingegangen.

Sowohl die Roch- als auch die Huggenberger-Rollenuhren wurden vor der Abreise auf ihre Funktionstüchtigkeit bei tiefen Temperaturen bis ca.  $-20^{\circ}\text{C}$  geprüft. Sie funktionierten bei diesem Test einwandfrei, sodass keine besonderen Massnahmen wie Auswaschen des Oeles etc. ergriffen wurden. Im Firnlabor auf Station Jarl-Joset bei Temperaturen bis zu  $-27^{\circ}\text{C}$  zeigte es sich dann aber, dass bei der Mehrzahl der Roch-Uhren die Rückstellkraft der Feder die Hemmung infolge der grösseren Viskosität des Schmieröles nicht mehr zu überwinden vermochte, während bei den Rollenuhren U 200 (Huggenberger) eine merkliche Zunahme der Reibung mit einer Ausnahme nicht feststellbar war. Diese Erscheinung bei den Roch-Uhren war insofern belanglos, als alle diese Messuhren auf Druck arbeiteten.

#### 4.3.3.2 Probenmaterial (B)

Alle untersuchten Proben stammten aus dem Schacht Dumont. Ueber die Technik der Probenentnahme wird in Abschnitt 4.3.2 berichtet. Die Proben für die Vorversuche (Gruppe I) stachen wir aus Firnblöcken heraus, die in ca. 7 m Tiefe in der Nische für die Ablesung des Schachtlotes (Kap. 3.6) in der südlichen Wand des Schachtes entnommen worden waren. Die übrigen Proben wurden in Tiefenstufen von je ca. 5 m aus der geeigneten Rampe des Schachtes mittels Kernbohrungen entnommen,

Tab. 56. *Probenentnahmen für die Kompressionsversuche bei freier Querdehnung*

Gruppe	Entnahme datum	Entnahmetiefe ab Oberfläche Juli 1959 ca. m	Ueberlagerungsdruck ca. $\text{kg}/\text{cm}^2$
I .....	13.11.59	7	0,3
II .....	25. 1.60	9	0,4
III .....	10. 2.60	14	0,7
IV .....	22. 2.60	19	1,0
V .....	4. 4.60	24	1,3
VI .....	4. 4.60	30	1,7
VII .....	5. 4.60	35	2,0
VIII .....	5. 4.60	40	2,3
IX .....	5. 4.60	40	2,3

wobei die Tiefen von 9, 14, 19 und 24 m zum Vergleich mit den Setzungsmessungen *in situ* (Kap. 3.9) gewählt wurden.

Anfänglich wurden die Proben jeweils nur wenige Tage vor Versuchsbeginn entnommen, immerhin so rechtzeitig, dass sie mit Sicherheit die Raumtemperatur des Laboratoriums annehmen konnten. Um andere Arbeiten im Schacht nicht zu stören, erwies es sich später als notwendig, die restlichen Proben alle gleichzeitig zu entnehmen.

Für die Vorversuche (Gruppe I) wurde ein mittleres Raumgewicht für alle Proben der betreffenden Tiefenstufe berechnet. Später wurde das Raumgewicht für jede einzelne Probe getrennt bestimmt.

#### 4.3.3.3 Zeitlicher Ablauf und Durchführung der Versuche (B)

Mit Proben aus gleicher Tiefe wurden Parallelversuche mit verschiedener, aber zeitlich konstanter Last durchgeführt. Die kleinste Laststufe bewegte sich dabei stets in der Grössenordnung der natürlichen Auflast, während der maximale Druck in der Grössenordnung von  $10 \text{ kg/cm}^2$  lag. Bei Drücken über  $4 \text{ kg/cm}^2$  musste die Last stufenweise aufgebracht werden, weil sonst wegen der Sprödigkeit des Materials und der nur annähernd erreichten Parallelität der Endflächen ein Zersplittern der Probe zu befürchten gewesen wäre. Versuche mit einer leichten Anwärmung der Druckplatte mit dem Zweck, die Angleichung zwischen Metall und Endfläche der Firnprobe durch einen lokalen Schmelzvorgang ohne wesentliche Last herbeizuführen, zeitigten unbefriedigende Ergebnisse, indem sich ähnlich wie bei den missglückten Zugversuchen Spannungen im Innern der Probe ergaben, die bis zur Zerstörung des Probekörpers führen konnten.

Zur Ausschaltung der sich vor allem bei höheren Drücken und entsprechend grösseren Deformationen bemerkbar machenden Randeinflüsse wäre ein Verhältnis von Probendurchmesser zu Probenhöhe von 1:2 bis 1:3 wünschbar gewesen. Aus den im Abschnitt 4.3.2 angegebenen Gründen fiel aber die Länge der Proben sehr verschieden aus. Deshalb wurden die kürzeren Proben vor allem für die Versuche mit kleinen Drücken, die längeren Stücke für die Versuche mit hohen Drücken verwendet. Tabelle 57 gibt eine Uebersicht über die durchgeführten Versuche.

#### 4.3.3.4 Versuchsergebnisse (B & H)

Die Zusammenstellung und erste Auswertung der Messresultate soll an einem Beispiel dargestellt werden. Wir wählen hiezu den Versuch No. 39 aus. Die Ergebnisse der übrigen Versuche sind in der gleichen Art behandelt worden.

Tab. 57. Zeitlicher Ablauf der Versuche

No.	Probe				Versuch				Bemerkungen
	$\emptyset$ mm	$h_0$ mm	$\gamma_0$ kg/m <sup>3</sup>	Alter Tg.	Beginn	Ende	Tg.	Last $\sigma_m$ kg/cm <sup>2</sup>	
1	76	130	469**	13	26.11.59	21.12.59	25	4,0	Gruppe I No. 1-9 Vorversuche  ***) mittleres Raumgewicht  *) Proben beim Belasten zerstört
2	76	130	469**	13	26.11.59	21.12.59	25	2,0	
3	76	122	469**	13	26.11.59	21.12.59	25	1,0	
4	76	133	469**	13	26.11.59	21.12.59	25	0,5	
5*	76	123	469**	55	7. 1.60	-	-	6,0	
6*	76	125	469**	55	7. 1.60	-	-	3,0	
7	76	130	469**	55	7. 1.60	26. 1.60	19	6,0	
8	76	120	469**	55	7. 1.60	26. 1.60	19	10,0	
9	76	120	469**	55	7. 1.60	26. 1.60	19	8,0	
10	76	141	484	7	1. 2.60	11. 2.60	10	2,0	Gruppe II
11	76	143	481	7	1. 2.60	11. 2.60	10	4,0	
12	76	156	477	7	1. 2.60	11. 2.60	10	1,0	
13	76	132	488	7	1. 2.60	11. 2.60	10	0,5	
14	76	172	496	18	12. 2.60	23. 2.60	11	10,0	
15	76	182	502	18	12. 2.60	23. 2.60	11	8,0	
16	76	172	514	18	12. 2.60	23. 2.60	11	6,0	
17	76	183	506	18	12. 2.60	20. 2.60	8	0,5	
18	76	187	552	15	25. 2.60	6. 3.60	10	3,0	Gruppe III
19	76	178	552	15	25. 2.60	6. 3.60	10	2,0	
20	76	151	550	15	25. 2.60	6. 2.60	10	1,5	
21	76	154	559	15	25. 2.60	6. 3.60	10	1,0	
22	76	180	574	26	7. 3.60	18. 3.60	11	8,0	
23	76	182	574	26	7. 3.60	18. 3.60	11	10,0	
24	76	166	570	26	7. 3.60	18. 3.60	11	6,0	
25	76	165	578	26	7. 3.60	18. 3.60	11	4,0	
26	76	156	583	27	20. 3.60	30. 3.60	10	3,0	Gruppe IV
27	76	158	589	27	20. 3.60	30. 3.60	10	2,0	
28	76	152	594	27	20. 3.60	30. 3.60	10	1,5	
29	76	145	596	27	20. 3.60	30. 3.60	10	1,0	
30	76	179	596	38	31. 3.60	11. 4.60	11	10,0	
31	76	177	592	38	31. 3.60	11. 4.60	11	8,0	
32	76	170	588	38	31. 3.60	11. 4.60	11	6,0	
33	76	164	589	38	31. 3.60	11. 4.60	11	4,0	
34	76	131	606	2	12. 4.60	23. 4.60	11	3,0	Gruppe V
35	76	128	617	8	12. 4.60	23. 4.60	11	2,0	
36	76	128	601	8	12. 4.60	23. 4.60	11	2,5	
37	76	127	612	8	12. 4.60	23. 4.60	11	1,5	
38	76	155	616	20	24. 4.60	5. 5.60	11	10,0	
39	76	148	626	20	24. 4.60	5. 5.60	11	8,0	
40	76	140	602	20	24. 4.60	5. 5.60	11	4,0	
41	76	131	604	20	24. 4.60	5. 5.60	11	6,0	

(Fortsetzung)

Tab. 57 (forts.)

No.	Probe				Versuch				Bemerkungen
	$\varnothing$ mm	$h_0$ mm	$\gamma_0$ kg/m <sup>3</sup>	Alter Tg.	Beginn	Ende	Tg.	Last $\sigma_m$ kg/cm <sup>2</sup>	
42	76	126	673	33	7. 5.70	17. 5.60	10	3,0	Gruppe VI
43	76	126	660	33	7. 5.60	17. 5.60	10	2,0	
44	76	119	640	33	7. 5.60	17. 5.60	10	2,5	
45	76	119	671	33	7. 5.60	17. 5.60	10	1,5	
46	76	144	656	44	18. 5.60	28. 5.60	10	10,0	
47	76	134	647	44	18. 5.60	28. 5.60	10	8,0	
48	76	129	655	44	18. 5.60	28. 1.60	10	6,0	
49	76	130	640	44	18. 5.60	28. 5.60	10	4,0	
50	76	129	674	55	30. 5.60	10. 6.60	11	4,0	
51	76	129	682	55	30. 5.60	10. 6.60	11	3,0	
52	76	133	681	55	30. 5.60	10. 6.60	11	2,5	
53	76	131	667	55	30. 5.60	10. 6.60	11	2,0	
54	76	174	674	67	11. 6.60	22. 6.60	11	10,0	
55	76	166	681	67	11. 6.60	22. 6.60	11	8,0	
56	76	144	686	67	11. 6.60	22. 6.60	11	6,0	
57	76	140	663	67	11. 6.60	22. 6.60	11	5,0	
58	76	186	675	79	23. 6.60	4. 7.60	11	10,0	Gruppe VIII.
59	76	184	695	79	23. 6.60	4. 7.60	11	8,0	
60	76	163	686	79	23. 6.60	4. 7.60	11	7,0	
61	76	154	695	79	23. 6.60	4. 7.60	11	6,0	
62	76	173	711	91	5. 7.60	16. 7.60	11	5,0	
63	76	163	711	91	5. 7.60	16. 7.60	11	4,0	
64	76	133	695	91	5. 7.60	16. 7.60	11	2,5	
65	76	134	684	91	5. 7.60	16. 7.60	11	3,0	
66	76	124	683	105	19. 7.60	—	—	2,5	Gruppe IX Diese Versuche laufen weiter
67	65	123	689	105	19. 7.60	—	—	2,5	
68	76	123	706	105	19. 7.60	—	—	2,5	
69	76	126	683	105	19. 7.60	—	—	2,5	

Direkt gemessen an der Probe wurden:

1. *Die Vertikalverformung  $\Delta h$ .* Die Roch-Uhren liessen sich zur Zeit  $t = 0$  exakt auf 0 stellen, sodass die Ablesungen direkt die Differenzen gegenüber der Ausgangshöhe  $h_0$  darstellen.

2. *Die Querdehnung  $\Delta r$ .* Abgelesen wurde an der Huggenberger-Rollenuhr die Umfangsvergrößerung, wobei aber die Ausgangsablesung zur Zeit  $t = 0$  nicht genau 0 war. Es waren deshalb zuerst die Differenzen zur Ausgangsablesung zu bilden. Ferner waren zwei weitere Korrekturen erforderlich, nämlich:

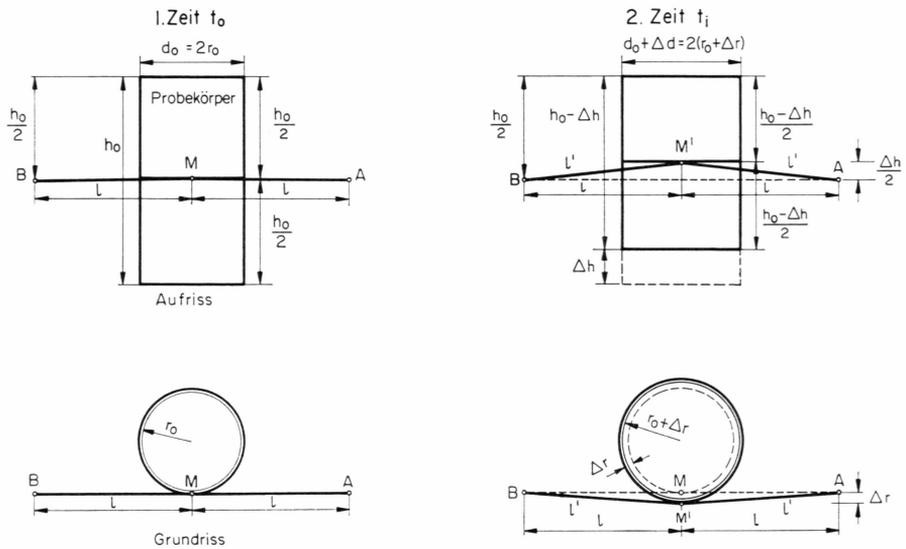


Abb. 47. Schematische Darstellung der Fehlereinflüsse bei der Querdehnungsmessung.

a) Die Rollenuhr war an der linken, vertikalen Spindel des Kompressionsapparates festgeschraubt. Das andere Ende des Messdrahtes war an der rechten Spindel festgeklemmt. Die Messstelle für den Umfang befand sich auf halber Höhe der Probe. Zu Beginn des Versuches ( $t = 0$ ,  $\sigma = 0$ ) verlief der Messdraht zwischen Befestigung, Messstelle und Uhr horizontal. Unter dem Druck  $\sigma$  verkürzte sich der Probekörper, wobei aber das obere Ende, abgesehen von der durch die Deformation des Proving-Ringes bedingten kleinen Verschiebung nach oben (im Max. ca. 2 mm) fest blieb. Das untere Ende der Probe verschob sich um den Betrag  $\Delta h$ , die Messebene auf halber Höhe demzufolge um den Betrag  $\frac{\Delta h}{2}$  nach oben. Der Messdraht verlief nun zwischen Messstelle, Uhr und Befestigung nicht mehr horizontal, und der Abstand zwischen Mittelpunkt der Probe und Messuhr bzw. Befestigung, der anfänglich 12,5 cm betragen hatte, vergrößerte sich progressiv mit wachsendem  $\Delta h$ . Die Abb. 47 zeigt diesen Fehlereinfluss in schematischer Weise.

Zur Zeit  $t_0 = 0$  hat der Messdraht zwischen A und B die Länge

$$L_0 = 2l + U_0 = 2l + 2\pi r_0$$

Zur Zeit  $t_i$  hat der Messdraht zwischen A und B in erster Näherung die Länge

$$L_i = 2l' + U_i = 2l' + 2\pi(r_0 + \Delta r)$$

Daraus folgt:

$$U_i - U_0 = \underline{\Delta U} = (L_i - L_0) - (2l' - l) = \underline{\Delta L - 2\Delta l}$$

wobei:

$\Delta L$  = Differenz der Uhrenablesungen

$$\text{aus Figur 47 folgt: } \Delta l = l' - l = \sqrt{l^2 + (\Delta r)^2 + \frac{(\Delta h)^2}{4}} - l$$

$$\Delta l \simeq \frac{(\Delta r)^2 + \frac{h^2}{4}}{2l}$$

$$\underline{\Delta U} \simeq \Delta L - 2\Delta l = \Delta L - \frac{(\Delta r)^2 + \frac{(\Delta h)^2}{4}}{l} = \Delta L - \frac{(\Delta r)^2}{l} - \frac{(\Delta h)^2}{4l} \quad (68)$$

Im ungünstigsten Falle, nämlich für: plastische Querszahl (Druck)

$$m_2 = 2, \quad r_0 = 38 \text{ mm} \quad h = 114 \text{ mm}, \quad \text{somit } \frac{r_0}{h_0} = \frac{1}{3} \text{ wird } \Delta r = \frac{1}{6} \Delta h$$

Das Korrekturglied  $-\frac{(\Delta r)^2}{l}$  wird in diesem Fall  $\frac{(\Delta h)^2}{36l}$  oder ca. 11% von  $\frac{(\Delta h)^2}{4l}$  und kann damit stets vernachlässigt werden.

Wir rechnen deshalb stets

$$\Delta U \simeq \Delta L - \frac{(\Delta h)^2}{4l} \text{ bzw. für } l = 12,5 \text{ cm}$$

$$\underline{\Delta U} = \Delta L - \frac{2(\Delta h)^2}{100} \text{ (cm)} \quad (69)$$

b) Infolge der Randeinflüsse und der Inhomogenität des Materials ist die Querdehnung nicht konstant über die ganze Höhe der Probe. Unter der Annahme einer elliptischen Ausbauchung ist sie theoretisch am grössten in halber Höhe der Probe (vertikale Tangente an die deformierte Probe) und wird Null an den Einspannstellen (horizontale Tangenten). Der ursprünglich zylinderförmige Probekörper wird fassförmig deformiert. Um die Verdichtung des Firns und das mittlere Raumbgewicht der Probe in Funktion der Zeit bzw. des Druckes berechnen zu können, müssen wir die mittlere Querdehnung kennen. Wir haben deshalb jede Probe nach Abschluss des betreffenden Versuches photographiert mit der Absicht, nachher auf Photovergrößerungen diese mittlere Querdehnung graphisch zu ermitteln. Bei kleinen Drücken und hohen Ausgangsraumbgewicht ist diese Querdehnung aber so klein, dass die Photos nicht ausgewertet werden konnten. Wir haben daher die „Fassform“ nur an einer Auswahl von Proben (15 Stück = ca. 25% der Proben) (Bild 13)

Tab. 58. *Graphisch ermitteltes Verhältnis zwischen mittlerer und maximaler, d. h. gemessener Querdehnung*

Probe Versuch No.	$\frac{\text{mittl. Querdehnung}}{\text{max. Querdehnung}}$	Abweichung vom Mittel $v$	$vv$
1.....	0,94	-0,14	0,0196
7.....	0,78	+0,02	0,0004
8.....	0,77	+0,03	0,0009
9.....	0,73	+0,07	0,0049
11.....	0,82	-0,02	0,0004
15.....	0,79	+0,01	0,0001
16.....	0,84	-0,04	0,0016
22.....	0,81	-0,01	0,0001
23.....	0,82	-0,02	0,0004
30.....	0,83	-0,03	0,0009
31.....	0,89	-0,09	0,0081
38.....	0,86	-0,06	0,0036
39.....	0,85	-0,05	0,0025
46.....	0,68	+0,12	0,0144
47.....	0,64	+0,16	0,0256
	<i>arithm. Mittel 0,80</i>	-0,46 (9) +0,41 (6) [ $v$ ] $\simeq$ 0	0,0835 = [ $vv$ ]

mittlere quadratische Abweichung einer einzelnen Messung vom arithmetischen Mittel

$$= \sqrt{\frac{[vv]}{n-1}} = \sqrt{\frac{0,0835'}{14}} = \pm 0,08 = \pm 10 \%$$

untersucht. Tabelle 58 gibt das graphisch ermittelte Verhältnis zwischen mittlerer und maximaler, d.h. gemessener Querdehnung.

Die mittlere Querdehnung beträgt demnach ca. 80% der maximalen, gemessenen Querdehnung. Bei einer elliptischen Verformung würde dieses Verhältnis ca. 79% (genau  $\frac{\pi}{4}$ ) betragen. Daraus folgt, dass die seitlichen Mantellinien einer homogenen, zylindrischen Firnprobe bei unbehinderter Seitenausdehnung unter einaxialen Druck annähernd die Form einer Ellipse annehmen, sofern die Probe an der Druckplatten haftet.

Für die Berechnung der Verdichtung bzw. des mittleren Raumgewichtes in einem bestimmten Zeitpunkt wurden auf Grund dieser Untersuchungen die gemessenen Querdehnungen auf 80% reduziert.

Die Photovergrößerungen der Proben nach dem Versuch zeigen noch eine andere bemerkenswerte Eigenart. (Bild 13 unten). Bei vielen Proben verläuft die Umrisskurve nicht durchwegs konvex nach

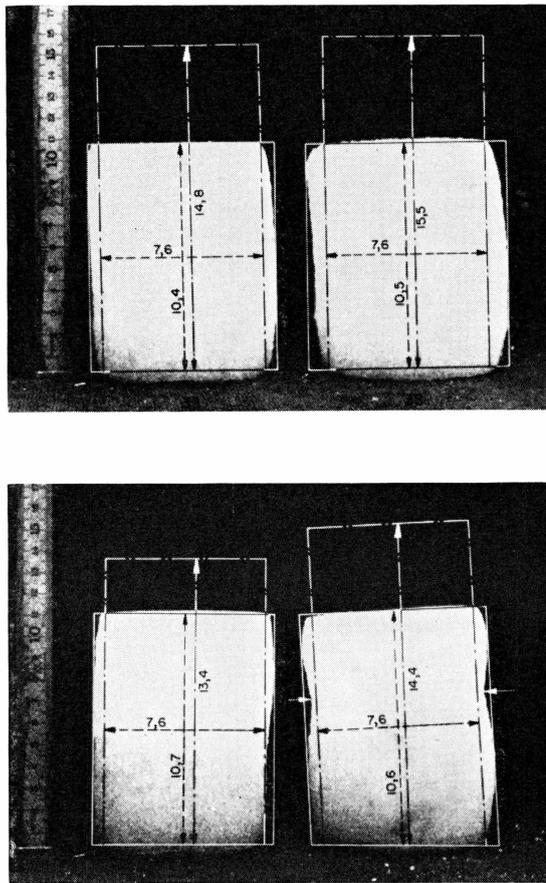


Bild 13. Ausgebaute Proben nach den Versuchen. Fassförmige Deformation der zylindrischen Probekörper infolge der Randeinflüsse.

oben: links: Versuch No. 39, rechts: Versuch No. 38  
 unten: links: Versuch No. 47, rechts: Versuch No. 46

aussen, sondern sie ist stellenweise nach einwärts gebogen. Diese Erscheinung lässt darauf schliessen, dass die Proben häufig nicht homogen waren, sondern verschiedene Schichten enthielten. Die kristallographischen Untersuchungen der Sektion Nivologie werden mehr aussagen können über die vermutete Feinschichtung, die makroskopisch nicht feststellbar war.

Hier liegt eine der grossen Schwierigkeiten bei der Messung der Querdehnung bzw. des  $m_2$ -Wertes. Sofern nämlich die Querdehnung, wie bei den vorliegenden Versuchen, nur in einer einzigen Ebene gemessen werden kann, so ist nicht gesagt, dass diese Messung für die ganze Probe repräsentativ ist. Eine genauere  $m_2$ -Messung müsste auf der Messung der Volumenänderung der Probe basieren und es dürfte keine Reibung zwischen Probe und Druckplatten auftreten (HAEFELI 1942).

Tab. 59. *Setzungsversuch No. 39*Probe:  $\gamma_0 = 626 \text{ kg/m}^3$ ;  $h_0 = 14,8 \text{ cm}$ ;  $\varnothing_0 = 7,6 \text{ cm}$ ;  $Q_0 = 45,4 \text{ cm}^2$ ;

Berechnung von

Datum	Zeit GMT	Dauer Std.	Labor- temp. °C	Ablesungen			$\frac{\Delta h}{h_0}$	$L_1 - L_0$ cm	$\frac{2(\Delta h)^2}{100}$ cm
				Def. Proving- ring mm	Vertikal- def. $\Delta h$ cm	Querdeh- nung $L$ cm			
24.4.60..	20.43	0	-26,2	0	0	0,054	0	0	0
	20.54			0,430	0,1542	0,108			
25.4.....	11.24	15	-26,3	0,424	0,3424	0,081	0,0231	0,027	0,002
	11.46			0,789	0,3559	0,090			
	20.38	24	-26,4	0,589	0,5701	0,256	0,0385	0,202	0,006
20.54	0,830			0,5821	0,266	0,0393			
26.4.....	06,09	33	-26,3	0,630	0,8042	0,430	0,0543	0,376	0,013
	06,15			0,956	0,8209	0,430			
	20.52	48	-26,4	0,600	1,1240	0,655	0,0759	0,601	0,025
	21.15			1,002	1,1290	0,666			
27.4.....	12.07	63	-26,4	0,586	1,4059	0,845	0,0950	0,791	0,040
	12.23			0,895	1,4169	0,864			
	20.48	72	-26,3	0,847	1,6507	1,036	0,1115	0,982	0,057
28.4.....	12.33	88	-26,4	0,768	1,9980	1,270	0,1350	1,216	0,080
	12.54			0,900	2,0081	1,274			
	20.51	96	-26,4	0,770	2,1649	1,351	0,1463	1,297	0,094
	21.15			0,924	2,1744	1,357			
29.4.....	10.48	110	-26,4	0,801	2 4553	1 545	0 1659	1,491	0,121
	11,03			0,901	2,4618	1,550			
	22.46	122	-26,3	0,726	2,6470	1,680	1,1789	1,626	0,140
	23.07			0,922	2,6490	1,699			
30.4.....	11.49	135	-26,4	0,845	2,8302	1,865	0,1912	1,811	0,160
	12.05			0,930	2,8360	1,877			
	20.53	144	-26,4	0,895	2,9755	1,999	0,2010	1,945	0,177
	21.10			1,049	2,9850	2,005			
1.5.....	11.59	159	-26,5	0,965	3,2864	2,226	0,2221	2,172	0,216
	20.50	168	-26,5	0,914	3,4145	2,329	0,2307	2,275	0,233
2.5.....	07.26	179	-26,4	0,784	3,5363	2,395	0,2389	2,341	0,250
	07,46			0,968	3,5428	2,400			
	20.54	192	-26,4	0,911	3,7160	2,521	0,2511	2,467	0,276
	21.15			0,989	3,7230	2,527			
3.5.....	10.25	206	-26,5	0,950	3,8955	2,669	0,2632	2,615	0,303
	20.43	216	-26,4	0,906	4,0000	2,757	0,2703	2,703	0,320
	21.12			1,024	4,0060	2,765			
4.5.....	10.46	230	-26,5	0,912	4,1540	2,891	0,2807	2,837	0,345
	11.03			1,021	4,1574	2,896			
	20.44	240	-26,5	0,920	4,2664	2,981	0,2883	2,927	0,364
	21.03			0,982	4,2690	2,987			
5.5.....	10.59	254	-26,5	0,949	4,3833	3,090	0,2962	3,036	0,384

## bei freier Querdehnung

 $U_0 = 23,9 \text{ cm}; r_0 = 3,8 \text{ cm}; \text{Proving-Ring No. 531.}$ 

$$\frac{\Delta h}{h_0}, \frac{\Delta r}{r_0} = \varepsilon_r, \frac{1}{m_2} = \frac{\varepsilon_r}{\varepsilon_0}$$

## Berechnungen

$\Delta U'$ cm	$\Delta U$ cm	$\frac{\Delta r}{r_0}$	$\frac{\Delta U^2}{4\pi}$ cm <sup>2</sup>	$r_0 \Delta U$ cm <sup>2</sup>	$\Delta Q$ cm <sup>2</sup>	$Q$ cm <sup>2</sup>	$P$ kg	$\sigma$ kg/cm <sup>2</sup>	$\frac{1}{m_2}$
0	0	0	0	0	0	45,4	0	0	0
0,054	0,043	0,002	0	0,16	0,2	45,6	185	4,0	0,19
0,025	0,020	0,001	0	0,08	0,1	45,5	182	4,0	0,04
0,034	0,027	0,001	0	0,10	0,1	45,5	339	7,4	0,04
0,196	0,157	0,007	0	0,60	0,6	46,0	253	5,5	0,18
0,205	0,164	0,007	0	0,62	0,6	46,0	357	7,8	0,18
0,363	0,290	0,012	0,01	1,10	1,1	46,5	271	5,8	0,22
0,363	0,290	0,012	0,01	1,10	1,1	46,5	411	8,8	0,22
0,576	0,461	0,019	0,02	1,75	1,8	47,2	258	5,5	0,25
0,587	0,470	0,020	0,02	1,79	1,8	47,2	431	9,1	0,26
0,751	0,601	0,025	0,03	2,28	2,3	47,7	252	5,3	0,26
0,769	0,615	0,026	0,03	2,34	2,4	47,8	385	8,1	0,27
0,925	0,740	0,031	0,04	2,81	2,8	48,2	364	7,5	0,28
1,136	0,909	0,038	0,07	3,45	3,5	48,9	330	6,7	0,28
1,139	0,911	0,038	0,07	3,46	3,5	48,9	387	7,9	0,28
1,203	0,962	0,040	0,07	3,66	3,7	49,1	331	6,7	0,27
1,208	0,966	0,040	0,07	3,67	3,7	49,1	397	8,1	0,27
1,370	1,096	0,046	0,10	4,16	4,3	49,7	344	6,9	0,28
1,375	1,100	0,046	0,10	4,18	4,3	49,7	387	7,8	0,28
1,486	1,189	0,050	0,11	4,52	4,6	50,0	312	6,2	0,28
1,505	1,204	0,050	0,12	4,58	4,7	50,1	396	7,9	0,28
1,651	1,321	0,055	0,14	5,02	5,2	50,6	363	7,2	0,29
1,662	1,330	0,056	0,14	5,05	5,2	50,6	400	7,9	0,29
1,768	1,414	0,059	0,16	5,37	5,5	50,9	385	7,6	0,29
1,773	1,418	0,059	0,16	5,39	5,6	51,0	451	8,9	0,29
1,956	1,565	0,065	0,19	5,95	6,1	51,5	415	8,1	0,29
2,042	1,634	0,068	0,21	6,21	6,4	51,8	393	7,6	0,30
2,091	1,673	0,070	0,22	6,36	6,6	52,0	337	6,5	0,29
2,095	1,676	0,070	0,22	6,37	6,6	52,0	416	8,0	0,29
2,191	1,753	0,073	0,24	6,66	6,9	52,3	392	7,5	0,29
2,196	1,757	0,073	0,25	6,68	6,9	52,3	425	8,1	0,29
2,312	1,850	0,077	0,27	7,03	7,3	52,7	408	7,8	0,29
2,383	1,906	0,080	0,29	7,24	7,5	52,9	390	7,4	0,30
2,390	1,912	0,080	0,29	7,27	7,6	53,0	440	8,3	0,30
2,492	1,994	0,083	0,32	7,58	7,9	53,3	392	7,4	0,30
2,496	1,997	0,083	0,32	7,59	7,9	53,3	439	8,2	0,30
2,563	2,050	0,086	0,33	7,79	8,1	53,5	396	7,4	0,30
2,569	2,055	0,086	0,34	7,81	8,2	53,6	422	7,9	0,30
2,652	2,122	0,089	0,36	8,06	8,4	53,8	408	7,6	0,30



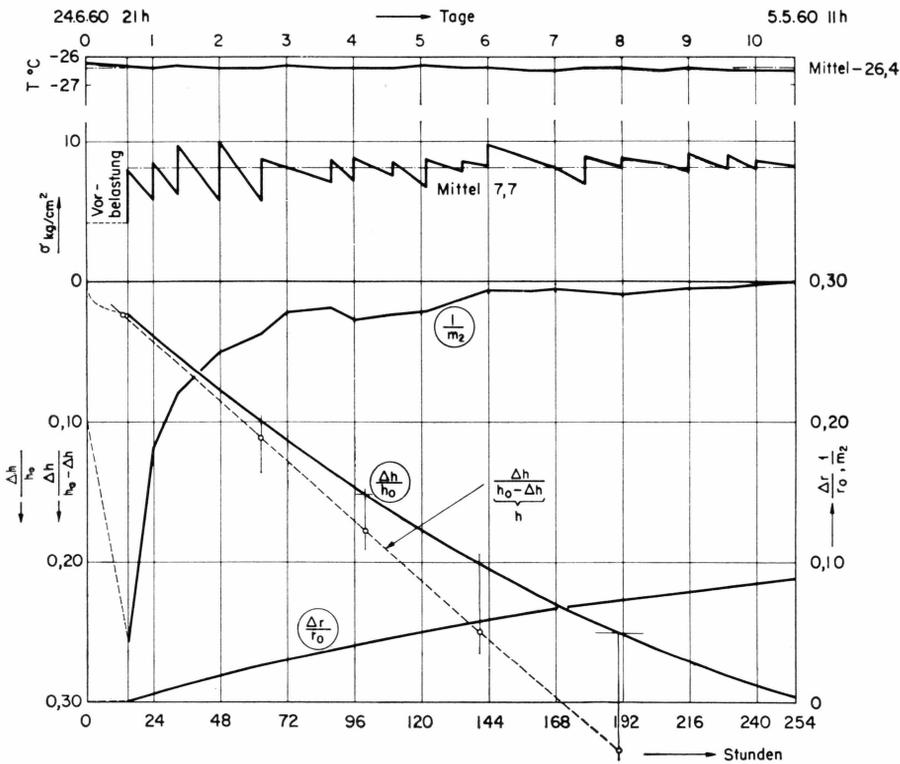


Abb. 48. Setzungsversuch No. 39 bei freier Querdehnung. Zeitsetzungskurve.

Abb. 48 und Tab. 59 geben die spezifische Setzung  $\frac{\Delta h}{h_0} = \epsilon_0$  und die spezifische Querdehnung  $\frac{\Delta r}{r_0} = \epsilon_r$  in Funktion der Zeit und der Belastung<sup>1)</sup>. Die mittlere Belastung beträgt 7,7 kg/cm<sup>2</sup>. Um einen Bruch der Probe zu vermeiden, wurde der Probekörper während einiger Stunden zuerst mit 4 kg/cm<sup>2</sup> vorbelastet. Als Folge dieser Vorbelastung verlaufen die Kurven für  $\frac{\Delta h}{h_0}$  und  $\frac{\Delta r}{r_0}$  unter der Vollast relativ flach. Im gleichen Diagramm ist auch der Wert  $\frac{1}{m_2}$  aufgetragen. Wider Erwarten sinkt der Wert  $\frac{1}{m_2}$  unter der Vorbelastung stark ab. Ob diese Erscheinung reell ist, ist schwer zu entscheiden. Möglicherweise ist sie eine Folge der bedeutend geringeren Messgenauigkeit für die Querdehnung. Mit dem Aufbringen der Hauptlast steigt der  $\frac{1}{m_2}$ -Wert allmählich an und bleibt dann annähernd konstant in der Nähe von 0,3 (entsprechend einem  $m_2$ -Wert von ca. 3,3). Die

<sup>1)</sup> Man beachte ferner die punktierte Gerade  $\left(\frac{\Delta h}{h}\right)$

Tab. 60. *Kompressionsversuch No. 39 bei freier Querdehnung*

Berechnung der mittleren relativen Dehnungsgeschwindigkeit  $\dot{\epsilon}_r$  in der Zeitperiode vom 5.-10. Tag nach Versuchsbeginn (d. h. vom 29.4.60, 11<sup>h</sup>, bis 4.5.60, 11<sup>h</sup>) durch Ausgleichung auf Gerade.

$$\text{Gerade } y = a + bx$$

wo  $x = \text{Zeit } t$  und  $b = \text{mittlere relative Dehnungsgeschwindigkeit/Std.}$

$x = t$	$y = \frac{\Delta r}{r_0}$	$\xi = x - x_m$	$\eta = y - y_m$	$\xi \cdot \eta$	$\xi^2$	$b \cdot \xi$	$v = b \cdot \xi - \eta$	$vv$
110	0,046	-59	-0,020	+1,180	3481	-0,018	+0,002	0,000004
122	0,050	-47	-0,016	+0,752	2209	-0,015	+0,001	0,000001
135	0,055	-34	-0,011	+0,374	1156	-0,011	0	0
144	0,059	-25	-0,007	+0,175	625	-0,008	-0,001	0,000001
159	0,065	-10	-0,001	+0,010	100	-0,003	-0,002	0,000005
168	0,068	-1	+0,002	-0,002	1	0	-0,002	0,000004
179	0,070	+10	+0,004	+0,040	100	+0,003	-0,001	0,000001
192	0,073	+23	+0,007	+0,161	529	+0,007	0	0
206	0,077	+37	+0,011	+0,407	1369	+0,011	0	0
216	0,080	+47	+0,014	+0,658	2209	+0,015	+0,001	0,000001
230	0,083	+61	+0,017	+1,037	3721	+0,019	+0,002	0,000004
1861	0,726	-176	-0,055	+4,792	15500		+0,006	0,000020
		+178	+0,055				-0,006	
$x_m = 169$	$y_m = 0,066$			$[\xi \cdot \eta]$	$[\xi^2]$			$[vv]$

$$\frac{\Delta r}{r_0} / \text{Std.} = b = \frac{[\xi \eta]}{[\xi^2]} = \frac{+4,792}{+15500} = +0,000309 / \text{Std.}$$

$$\text{mittl. Abweichung von der Geraden } v_m = \sqrt{\frac{[vv]}{9}} = \pm 0,0015$$

$$\text{mittl. Fehler nach Fehlerabschätzung } m \frac{\Delta r}{r_0} \cong \pm 0,007$$

Umrechnung auf  $\text{sec}^{-1}$

$$\dot{\epsilon}_r \text{ sec}^{-1} = \frac{309 \cdot 10^{-6}}{3600} = 8,5833 \cdot 10^{-8}$$

Labortemperatur schwankte während der Versuchsperiode nur um einige Zehntel Grad Celsius. Die Mitteltemperatur lag bei  $-26,4^\circ \text{C}$ .

Um alle Versuche auf einheitlicher Basis miteinander vergleichen zu können, wurden für jeden Versuch die mittleren Deformationsgeschwindigkeiten in vertikaler und horizontaler Richtung  $\epsilon_0 / \text{sec} = \dot{\epsilon}_0$  und  $\epsilon_r / \text{sec} = \dot{\epsilon}_r$  aus dem Zeitabschnitt vom 5. bis 10. Tag nach Versuchsbeginn durch Ausgleichung der Messwerte auf eine Gerade berechnet. In diesem Zeitabschnitt verlaufen die Setzungs- bzw. Dehnungskurven unter konstanter Last annähernd geradlinig. Allerdings zeigt sich, dass die Endgeschwindigkeit für die meisten Versuche offenbar noch nicht erreicht ist und somit die berechneten mittleren Geschwindigkeiten etwas zu hoch sein dürften. Mit den Setzungs- und Dehnungswerten

Tab. 61. *Kompressionsversuch No. 39 bei freier Querdehnung*

Berechnung der mittleren relativen Setzungsgeschwindigkeit  $\dot{\epsilon}_0$  in der Zeitperiode vom 5.-10. Tag nach Versuchsbeginn (d.h. vom 29.4.60, 11<sup>h</sup>, bis 4.5.60, 11<sup>h</sup>) durch Ausgleichung auf Gerade.

Gerade  $y = a + bx$

wo  $x =$  Zeit  $t$  und  $b =$  mittlere relative Setzungsgeschwindigkeit.

$x = t$ Std.	$y = \frac{\Delta h}{h_0}$	$\xi =$ $x - x_m$	$\eta =$ $y - y_m$	$\xi \cdot \eta$	$\xi^2$	$b \cdot \xi$	$v = b\xi - \eta$	$vv$
110	0,1659	- 59	- 0,0608	+ 3,5872	3481	- 0,0575	+ 0,0033	0,00001089
122	0,1789	- 47	- 0,0478	+ 2,2466	2209	- 0,0458	+ 0,0020	0,00000400
135	0,1912	- 34	- 0,0355	+ 1,2070	1156	- 0,0331	+ 0,0024	0,00000576
144	0,2010	- 25	- 0,0257	+ 0,6425	625	+ 0,0244	- 0,0013	0,00000169
159	0,2221	- 10	- 0,0046	+ 0,0460	100	- 0,0097	- 0,0051	0,00002601
168	0,2307	- 1	+ 0,0040	- 0,0040	1	- 0,0010	- 0,0050	0,00002500
179	0,2389	+ 10	+ 0,0122	+ 0,1220	100	+ 0,0097	- 0,0025	0,00000625
192	0,2511	+ 23	+ 0,0244	+ 0,5612	529	+ 0,0224	- 0,0020	0,00000400
206	0,2632	+ 37	+ 0,0365	+ 1,3505	1369	+ 0,0360	- 0,0005	0,00000025
216	0,2703	+ 47	+ 0,0436	+ 2,0492	2209	+ 0,0458	+ 0,0022	0,00000484
230	0,2807	+ 61	+ 0,0540	+ 3,2940	3721	+ 0,0594	+ 0,0054	0,00002916
1861	2,4940	- 176	+ 0,1747	+ 15,1022	15500		+ 0,0166	0,00011785
		+ 178	- 0,1744				- 0,0151	
$x_m =$ 169	$y_m =$ 0,2267			$[\xi\eta]$	$[\xi^2]$			$[vv]$

$$\frac{\Delta h}{h_0} / \text{Std.} = b = \frac{[\xi\eta]}{[\xi^2]} = \frac{+ 15,1022}{15500} = + 0,000974 / \text{Std.}$$

mittl. Abweichung von der Geraden  $v_m = \sqrt{\frac{[vv]}{9}} = \pm 0,00361$

mittl. Fehler nach Fehlerabschätzung  $m \frac{\Delta h}{h_0} \simeq \pm 0,00084$

Umrechnung auf  $\text{sec.}^{-1}$

$$\dot{\epsilon}_0 \text{ sec.}^{-1} = \frac{974 \cdot 10^{-6}}{3600} = 27,0556 \cdot 10^{-8} \quad \dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 \cdot \frac{h_0}{h}$$

mittlerer  $\frac{1}{m_2}$  - Wert:  $\frac{1}{m_2} = \frac{\dot{\epsilon}_r}{\dot{\epsilon}_0} = \frac{8,5833 \cdot 10^{-8}}{27,0556 \cdot 10^{-8}} = 0,32$ ;  $m_2 = 3,1$

wurde hernach das mittlere Raumgewicht für die Periode vom 5. bis 10. Tag berechnet. (Tab. 60, 61 und 62).

*Berechnung des mittleren Raumgewichtes*

$\gamma_0 =$  Raumgewicht zur Zeit  $t_0 = 0$

$h_0 =$  Probenhöhe zur Zeit  $t_0 = 0$

$r_0 =$  Probenradius zur Zeit  $t_0 = 0$

$\bar{\gamma} =$  Raumgewicht zur Zeit  $t = 170$  Std. nach Versuchsbeginn

$\bar{h} = h_0 - \Delta h =$  Probenhöhe zur Zeit  $t = 170$  Std. nach Versuchsbeginn

$\bar{r} = r_0 + \Delta r =$  Probenradius zur Zeit  $t = 170$  Std. nach Versuchsbeginn

Tab. 62. *Kompressionsversuche bei freier Querdehnung*

Mittlere Setzungs- bzw. Dehnungsgeschwindigkeiten für die Versuche No. 1–65 zwischen 5.–10. Tag nach Versuchsbeginn  $\gamma_0$  = Raumgewicht vor Versuchsbeginn,  $\bar{\gamma}$  = Raumgewicht zur Zeit  $t = 170$  Std. nach Versuchsbeginn.

Gruppe	Versuch No.	$\bar{T}$ °C	$\gamma_0$ kg/m <sup>3</sup>	$\bar{\gamma}$ kg/m <sup>3</sup>	$\bar{\sigma}$ kg/cm <sup>2</sup>	$10^8 \cdot \dot{\epsilon}_r$ sec <sup>-1</sup>	$10^8 \cdot \dot{\epsilon}_0$ sec <sup>-1</sup>	$\frac{1}{m_2}$
I	1	-22,6	469	571	3,2	4,386	11,298	0,39
	2	-22,6	469	526	1,8	2,303	8,215	0,28
	3	-22,6	469	471	1,0	0,644	1,653	0,39
	4	-22,6	469	470	0,5	0,072	0,186	0,39
	5	-	-	-	-	-	-	-
	6	-	-	-	-	-	-	-
	7	-24,2	469	645	4,4	4,264	9,073	0,47
	8	-24,2	469	645	6,2	6,123	17,010	0,59
	9	-24,2	469	688	5,8	3,247	11,456	0,28
II	10	-25,2	484	527	1,8	2,506	11,262	0,22
	11	-25,2	481	586	3,9	8,986	18,476	0,49
	12	-25,2	477	483	1,0	0,108	0,822	0,13
	13	-25,2	488	497	0,5	0,078	0,722	0,11
	14	-25,6	496	784	12,2	16,479	18,715	0,88
	15	-25,6	502	846	8,7	3,061	17,824	0,17
	16	-25,6	514	683	6,2	5,464	16,818	0,32
	17	-25,6	506	507	0,5	0,050	0,225	0,22
III	18	-26,6	552	583	3,0	1,417	7,723	0,18
	19	-26,6	552	564	2,1	0,067	1,681	0,04
	20	-26,6	550	555	1,0	0,033	0,294	0,11
	21	-26,6	559	570	1,5	0,025	0,622	0,04
	22	-26,3	574	730	8,0	9,084	23,324	0,39
	23	-26,3	574	809	10,0	12,940	24,388	0,53
	24	-26,3	570	645	6,3	5,537	20,074	0,28
	25	-26,3	578	590	4,1	1,489	6,301	0,24
IV	26	-25,8	588	602	3,0	0,911	3,214	0,28
	27	-25,8	589	595	2,1	0,144	0,953	0,15
	28	-25,8	594	598	1,6	-	0,306	-
	29	-25,8	596	600	1,1	-	0,150	-
	30	-25,6	596	797	11,0	10,909	24,508	0,44
	31	-25,6	592	719	8,3	6,928	23,541	0,29
	32	-25,6	588	650	6,1	3,361	13,882	0,24
	33	-25,6	589	614	4,1	1,256	5,428	0,23
V	34	-26,1	606	622	2,9	1,158	2,486	0,47
	35	-26,1	617	623	2,2	0,011	0,672	0,02
	36	-26,1	601	614	2,5	0,069	0,750	0,09
	37	-26,1	612	614	1,4	0,050	0,261	0,19
	38	-26,4	616	711	10,2	9,556	23,569	0,40
	39	-26,4	626	712	7,7	8,578	26,969	0,32
	40	-26,4	602	625	4,2	0,414	3,770	0,11
	41	-26,4	604	636	6,1	1,608	8,990	0,18

(Fortsetzung)

Tab. 63 (forts.)

Gruppe	Versuch No.	$\bar{T}$ °C	$\gamma_0$ kg/m <sup>3</sup>	$\bar{\gamma}$ kg/cm <sup>3</sup>	$\bar{\sigma}$ kg/cm <sup>2</sup>	$10^8 \cdot \dot{\epsilon}_r$ sec <sup>-1</sup>	$10^8 \cdot \dot{\epsilon}_0$ sec <sup>-1</sup>	$\frac{1}{m_2}$
VI	42	-26,1	673	683	2,9	0,069	1,222	0,06
	43	-26,1	660	685	2,2	0,039	1,083	0,04
	44	-26,1	640	657	2,7	-	1,014	-
	45	-26,1	671	674	1,7	0,083	0,306	0,27
	46	-25,1	656	769	9,9	3,998	20,799	0,19
	47	-25,1	647	712	8,2	4,614	18,457	0,25
	48	-25,1	655	670	6,1	2,275	5,742	0,40
	49	-25,1	640	648	4,2	0,117	1,892	0,06
VII	50	-23,7	674	685	4,0	0,300	2,442	0,12
	51	-23,7	682	693	3,0	-	1,095	-
	52	-23,7	681	686	2,7	0,028	0,422	0,07
	53	-23,7	667	669	2,1	0,022	0,206	0,11
	54	-22,4	674	718	10,2	9,123	20,571	0,44
	55	-22,4	681	715	7,8	3,381	11,062	0,31
	56	-22,4	686	713	6,3	1,436	5,125	0,28
	57	-22,4	663	681	5,0	0,447	2,245	0,20
VIII	58	-21,0	675	718	10,1	3,097	12,420	0,25
	59	-21,0	695	729	8,3	4,400	9,201	0,48
	60	-21,0	686	709	7,1	1,939	6,078	0,32
	61	-21,0	695	720	6,0	0,953	3,042	0,31
	62	-19,1	711	726	5,2	1,061	2,739	0,39
	63	-19,1	711	722	4,6	1,747	3,873	0,45
	64	-19,1	695	701	2,6	0,044	0,136	0,33
	65	-19,1	684	696	3,1	0,067	0,592	0,11

Unter Vernachlässigung der praktisch bedeutungslosen Verdunstung gilt:

$$\begin{aligned} \gamma_0 h_0 \pi r_0^2 &= \bar{\gamma} \bar{h} \pi \bar{r}^2 = \bar{\gamma} (h_0 - \Delta h) \pi (r_0 + \Delta r)^2 \\ \gamma_0 h_0 r_0^2 &= \bar{\gamma} (h_0 - \Delta h) (r_0 + \Delta r)^2 \\ \bar{\gamma} &= \frac{\gamma_0}{\left(1 - \frac{\Delta h}{h_0}\right) \left(1 + \frac{\Delta r}{r_0}\right)^2} \end{aligned} \quad (73)$$

Beispiel Versuch No. 39:

$$\left(\frac{\Delta h}{h_0}\right)_{170} = \left(\frac{\Delta h}{h_0}\right)_{110} + 60 \dot{\epsilon}_{0/\text{Std.}} = 0,1659 + 60 \cdot 0,000974 = 0,2243$$

$$\left(\frac{\Delta r}{r_0}\right)_{170} = \left(\frac{\Delta r}{r_0}\right)_{110} + 60 \dot{\epsilon}_{r/\text{Std.}} = 0,046 + 60 \cdot 0,000309 = 0,0645$$

$$\gamma_0 = 626 \text{ kg/m}^3$$

$$\bar{\gamma} = \frac{626}{0,7757(1,0645)^2} = \frac{626}{0,8790} = \underline{\underline{712 \text{ kg/cm}^3}}$$

Tab. 63. Kompressionsversuche bei freier Querdehnung

Berechnung von  $\dot{\varepsilon}$ ,  $\dot{\varepsilon}_{(-10^\circ)}$  und  $k_{1(-10^\circ)}$  für  $\bar{\gamma} = 470$  bis  $650 \text{ kg/m}^3$ 

Gruppe No.	Versuch No.	$\bar{\gamma}$ kg/m <sup>3</sup>	$\gamma' = \frac{\bar{\gamma}}{\gamma'_E}$ $\gamma'_E \sim 920$	Temp. T °C	$\tau = \frac{\sigma}{2}$ kg/cm <sup>2</sup>	$10^8 \cdot \dot{\varepsilon}_0$ sec <sup>-1</sup>	$\frac{\Delta h}{h}$	$\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0}$	$10^8 \cdot \dot{\varepsilon}$ sec <sup>-1</sup>	$\frac{\lambda T}{\dot{\varepsilon} T^0} = \frac{\dot{\varepsilon}_{-10^\circ}}{\dot{\varepsilon} T^0}$	$10^8 \dot{\varepsilon}_{-10^\circ}$ sec <sup>-1</sup>	$\Phi(m_2)$	$10^8 \cdot \omega_{-10^\circ}$ sec <sup>-1</sup>	$\left(\frac{\tau_1}{\tau}\right)^3$	$10^8 \cdot k_{1-10^\circ}$ sec <sup>-1</sup>
I. ....	4	470	0,51	-22,6	0,25	0,186	0,0027	1,0030	0,186	3,67 <sup>5</sup>	0,68	1,40	0,956	64	61,4
I. ....	3	471	0,512	-22,6	0,50	1,658	0,0211	1,0215	1,688	3,67 <sup>5</sup>	6,20	1,40	8,68	8	69,6
II. ....	12	483	0,525	-2,52	0,50	0,822	0,0138	1,0142	0,834	4,82 <sup>5</sup>	4,02	1,407	5,65	8	45,3
II. ....	13	497	0,541	-25,2	0,25	0,722	0,0203	1,0204	0,737	4,82 <sup>5</sup>	3,56	1,41	5,02	64	32,3
II. ....	17	507	0,551	-25,6	0,25	0,225	0,0030	1,0030	0,226	5,02 <sup>5</sup>	1,13	1,415	1,61	64	102,8
I. ....	2	526	0,571	-22,6	0,90	8,214	0,1749	1,2121	9,957	3,67 <sup>5</sup>	35,2	1,42	50,0	1,37	68,5
II. ....	10	527	0,572	-25,2	0,90	11,261	0,1284	1,1468	12,915	4,82 <sup>5</sup>	62,3	1,42	88,5	1,37	121,3
III. ....	20	555	0,603	-26,6	0,50	0,295	0,0086	1,0091	0,297	5,57 <sup>5</sup>	1,65	1,43	2,36	8	18,9
III. ....	19	564	0,613	-26,6	1,05	1,681	0,0143	1,0142	1,705	5,57 <sup>5</sup>	9,50	1,43	13,6	0,865	11,1
III. ....	21	570	0,619	-26,6	0,75	0,022	0,0198	1,2204	2,635	5,57 <sup>5</sup>	3,54	1,43	1,43	2,36	12,1
I. ....	1	571	0,620	-22,6	1,60	11,297	0,3128	1,4556	16,445	3,67 <sup>5</sup>	60,4	1,432	86,4	0,243	20,9
III. ....	18	583	0,634	-26,6	1,50	7,722	2,0679	1,0730	8,287	5,57 <sup>5</sup>	46,3	1,438	66,5	0,295	19,7
II. ....	11	586	0,638	-25,2	1,95	18,475	0,0483	1,5337	2,837	4,82 <sup>5</sup>	136,8	1,441	196,8	0,135	26,6
III. ....	25	588	0,642	-26,3	2,05	6,300	0,0357	1,0373	6,530	5,4	35,35	1,444	50,8	0,116	5,91
IV. ....	27	595	0,646	-25,8	1,05	0,953	0,0129	1,0132	0,866	5,15	4,98	1,441	7,18	0,868	4,88
IV. ....	28	598	0,650	-25,8	0,80	0,306	0,0079	1,0081	2,308	5,15	1,58	1,442	2,284	1,95	4,46
IV. ....	29	600	0,652	-25,8	0,55	0,150	0,0045	1,0040	0,151	5,15	0,77	1,443	1,124	6,01	6,72
IV. ....	26	602	0,654	-25,8	1,50	3,214	0,0320	1,0331	3,320	5,15	17,1	1,444	24,1	0,296	7,30
IV. ....	33	614	0,667	-25,6	2,05	5,428	0,0575	1,0616	5,762	5,02 <sup>5</sup>	28,9	1,446	41,9	0,116	4,86
V. ....	36	614	0,667	-26,1	1,25	0,750	0,0245	1,0246	2,768	5,3	4,07	1,448	5,89	0,512	3,01
V. ....	37	614	0,667	-26,1	0,70	0,261	0,0069	1,0070	0,263	5,3	1,39	1,446	2,015	2,92	5,85
V. ....	34	622	0,676	-26,1	1,45	2,486	0,0368	1,0384	2,581	5,3	13,7	1,446	19,8	0,327	6,54
V. ....	35	623	0,677	-26,1	1,10	0,672	0,0102	1,0101	2,673	5,3	3,60	1,448	5,21	0,751	3,91
V. ....	40	625	0,679	-26,4	2,10	3,763	0,0438	1,0460	3,942	5,45	21,5	1,448	31,15	0,108	3,36
V. ....	41	636	0,692	-26,4	3,05	8,988	0,0866	1,0953	9,847	5,45	53,7	1,449	77,8	0,035	2,73
I. ....	7	645	0,702	-24,2	2,20	9,072	0,4336	1,7668	16,030	4,35	69,8	1,453	101,3	0,094	9,48
I. ....	8	645	0,702	-24,2	3,10	10,453	0,5225	2,0321	21,869	4,35	95,02	1,453	138,3	0,038	4,62
III. ....	24	645	0,702	-26,3	3,15	20,072	0,1857	1,2285	24,661	5,4	133	1,453	193	0,032	6,00
VI. ....	49	648	0,705	-25,1	2,10	1,832	0,0167	1,0173	1,925	4,77 <sup>5</sup>	9,19	1,454	13,37	0,108	1,44
IV. ....	32	650	0,707	-25,6	3,05	13,881	0,1500	1,1765	16,332	5,02 <sup>5</sup>	82,0	1,454	119,3	0,034	4,17

Tab. 64. *Kompressionsversuche bei freier Querdehnung*

Berechnung von  $\dot{\varepsilon}$ ,  $\varepsilon_{(-10^\circ)}$  und  $k_{1(-10^\circ)}$  für  $\bar{\gamma} = 650\text{--}800 \text{ kg/m}^3$

Gruppe	Versuch No.	$\bar{\gamma}$ kg/m <sup>3</sup>	$\gamma' = \frac{\bar{\gamma}}{\gamma_E}$ $\gamma_E \sim 920$	Temp. T °C	$\tau = \frac{\sigma}{2}$ kg/cm <sup>2</sup>	$10^8 \cdot \dot{\varepsilon}_0$ sec <sup>-1</sup>	$\frac{\Delta h}{h}$	$\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0}$	$10^8 \cdot \dot{\varepsilon}$ sec <sup>-1</sup>	$\frac{\lambda_T}{\varepsilon T^0} = \frac{\varepsilon_{-10^\circ}}{\varepsilon T^0}$	$10^8 \cdot \dot{\varepsilon}_{-10^\circ}$ sec <sup>-1</sup>	$\Phi(m_2)$	$10^8 \cdot \omega_{-10^\circ}$ sec <sup>-1</sup>	$\left(\frac{\tau_1}{\tau}\right)^3$	$10^8 \cdot k_{1-10^\circ}$ sec <sup>-1</sup>
VI ...	44	657	0,714	-26,1	1,35	1,014	0,0255	1,0262	1,040	5,3	5,51	1,455	8,02	0,405	3,25
VII ..	53	669	0,727	-23,7	1,05	0,205	0,0041	1,0040	0,207	4,12 <sup>5</sup>	0,85	1,485	1,243	0,865	1,08
VI ...	48	670	0,728	-25,1	3,05	5,742	0,0499	1,0526	6,044	4,97 <sup>5</sup>	28,9	1,458	42,1	0,035	1,47
VI ...	45	674	0,732	-26,1	0,45	0,306	0,0067	1,0070	0,308	5,3	1,63	1,458	2,38	1,63	3,88
VII ..	57	681	0,740	-22,4	2,50	2,244	0,0366	1,0384	2,331	3,6	8,38	1,459	12,22	0,064	0,78
II....	16	683	0,742	-25,6	3,10	16,817	0,3510	1,5428	25,313	5,02 <sup>6</sup>	130,3	1,46	190,2	0,033	6,33
VI ...	42	683	0,742	-26,1	1,45	1,222	0,0190	1,2154	1,246	5,3	6,60	1,46	9,64	0,327	3,02
VI ...	43	685	0,744	-26,1	1,10	1,083	0,0390	1,0406	1,127	5,3	5,97	1,46	8,72	0,746	6,50
VII ..	50	685	0,744	-23,7	2,00	2,442	0,0176	1,0183	2,487	4,12 <sup>5</sup>	10,02	1,46	149	0,125	1,83
VII ..	52	686	0,745	-23,7	1,35	0,422	0,0086	1,0051	0,426	4,12 <sup>5</sup>	1,75	1,461	2,564	0,405	1,04
I.....	9	688	0,748	-24,2	2,90	11,455	0,4816	1,9305	22,46	4,35	96,1	1,461	140,5	0,041	5,63
VII ..	51	693	0,753	-23,7	1,50	1,034	0,0160	1,0163	1,113	4,12 <sup>5</sup>	4,5	1,462	6,72	0,295	1,98
VIII..	65	696	0,756	-19,1	1,55	0,592	0,0210	1,0215	0,605	2,55	1,52	1,462	2,25	0,275	0,61
VIII..	64	701	0,762	-19,1	1,30	0,136	0,0105	1,0101	0,137	2,55	0,35	1,464	0,51	0,453	0,23
VIII..	60	709	0,770	-21,0	3,55	6,078	0,0540	1,0571	6,425	3,13	20,1	1,465	29,45	0,022	0,65
V ....	38	711	0,773	-26,4	5,10	23,567	0,2622	1,3550	31,936	5,45	173,9	1,465	252,9	0,008	1,92
VI ...	47	712	0,774	-25,1	4,10	18,455	0,1531	1,1826	21,730	4,74 <sup>5</sup>	104	1,465	152,3	0,0145	2,21
V ....	39	712	0,774	-26,4	4,10	27,255	0,2241	1,2887	34,755	5,45	189,5	1,465	277,5	0,0145	4,03
VII...	56	713	0,775	-22,4	3,15	5,125	0,2523	1,0560	5,412	3,6	19,47	1,466	28,54	0,032	0,91
VII...	55	715	0,777	-22,4	1,90	4,061	0,0821	1,0893	12,050	3,6	43,4	1,466	63,65	0,017	1,08
VII...	54	718	0,780	-22,4	5,10	20,570	0,1483	1,1876	24,420	3,6	88,0	1,466	128,9	0,0075	0,97
VIII..	58	718	0,780	-21,0	5,05	12,419	0,0094	1,0977	13,633	2,12 <sup>6</sup>	42,6	1,466	62,4	0,0078	0,49
IV ...	31	719	0,781	-25,6	4,15	23,533	0,2710	1,3717	32,281	5,02 <sup>6</sup>	17,2	1,466	238	0,014	3,33
VIII..	61	720	0,782	-21,0	3,00	3,042	0,0408	1,2428	3,172	3,12 <sup>6</sup>	9,94	1,466	14,52	0,037	0,54
VIII..	63	722	0,785	-19,1	2,30	3,872	0,0341	1,0352	4,00	2,55	10,4	1,466	14,93	0,082	1,25
VIII..	62	726	0,788	-19,1	2,60	2,739	0,0307	1,0320	2,827	2,55	7,21	1,467	10,56	0,057	0,60
VIII..	59	729	0,791	-21,0	4,15	9,200	0,0326	1,1025	10,144	3,12 <sup>6</sup>	31,8	1,467	46,5	0,014	0,65
III ...	22	730	0,792	-26,3	4,00	23,222	0,3369	1,5083	35,180	5,4	189	1,467	279	0,0156	4,33
VI ...	46	769	0,830	-25,1	4,95	20,737	0,2085	1,2626	26,661	4,77 <sup>5</sup>	125,3	1,474	185	0,0082	1,53
II....	14	784	0,852	-25,6	6,10	18,714	0,2656	2,6661	49,307	5,02 <sup>5</sup>	251	1,479	371,5	0,0044	1,63
IV ...	30	797	0,865	-25,6	5,50	24,506	0,4125	1,7007	41,681	5,02 <sup>5</sup>	209,4	1,481	312	0,006	1,86

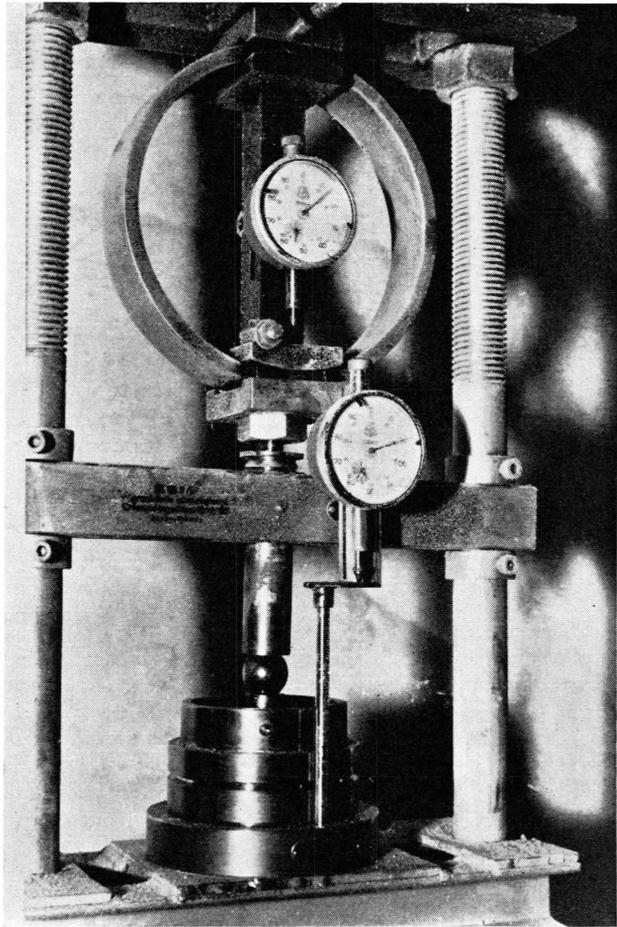


Bild 14. Kompressionsversuch bei verhinderter Querdehnung. Messeinrichtung für Vertikaldeformation mit Oedometer  $\varnothing$  80 bzw. 76 mm ( $Q = 50 \text{ cm}^2$  bzw.  $45 \text{ cm}^2$ ).

## Fehlerabschätzung für die Berechnung der Raumgewichte

### 1. Ausgangsraumgewicht

$$\gamma_0 = \frac{G}{\pi \cdot r_0^2 \cdot h_0} \quad \text{gemessen: } G \text{ (= Gewicht),} \\ r_0, h_0$$

mittlere Fehler an  $\gamma_0$ :

a) im ungünstigsten Fall

$$\begin{array}{ll} G = 250 \text{ gr.} & m_G = \pm 2 \text{ gr.} \\ h_0 = 120 \text{ mm} & m_{h_0} = \pm 2 \text{ mm} \\ r_0 = 38 \text{ mm} & m_{r_0} = \pm 1 \text{ mm} \end{array}$$

$$\frac{m \gamma_0}{\gamma_0} \approx = \pm \underline{5,6 \%}$$

b) im Mittel

$$\begin{aligned} G &= 400 \text{ gr.} & m_G &= \pm 2 \text{ gr} \\ h_0 &= 150 \text{ mm} & m_{h_0} &= \pm 2 \text{ mm} \\ r_0 &= 38 \text{ mm} & m_{r_0} &= \pm 1 \text{ mm} \end{aligned}$$

$$\frac{m\gamma_0}{\gamma_0} = \pm 5,5 \text{ ‰}$$

**2. Mittleres Raumgewicht während der Versuchsperiode**

$$\bar{\gamma} = \frac{\gamma_0}{(1 - \varepsilon_0)(1 + \varepsilon_r)^2} \quad (74)$$

$$\frac{m^2\bar{\gamma}}{\bar{\gamma}^2} = \frac{m^2\gamma_0}{\gamma_0^2} + \frac{m^2\varepsilon_0}{(1 - \varepsilon_0)^2} + \frac{4m^2\varepsilon_r}{(1 + \varepsilon_r)^2} \quad (75)$$

$$m_{\Delta h} = \pm 10^{-2} \text{ mm}$$

$$m_{h_0} = \pm 2 \text{ mm}$$

$$\left. \begin{aligned} h_0 &= 120 \text{ mm} \\ \Delta h &= 60 \text{ mm} \end{aligned} \right\} \varepsilon_0 = \frac{\Delta h}{h_0} \sim 0,5$$

$$m_{\varepsilon_0}^2 = 70,7 \cdot 10^{-6} \text{ mm}^2 \quad m_{\varepsilon_0} = \pm 8,4 \cdot 10^{-3} = \pm 10^{-2} \text{ mm}$$

$$m_{\Delta r} = \pm 10^{-1} \text{ mm}$$

$$m_{r_0} = \pm 1 \text{ mm}$$

$$\left. \begin{aligned} r_0 &= 38 \text{ mm} \\ \Delta r &= 10 \text{ mm} \end{aligned} \right\} \varepsilon_r = \frac{\Delta r}{r_0} \quad 0,25$$

$$m_{\varepsilon_r}^2 \approx 50 \cdot 10^{-6} \text{ mm}^2$$

$$m_{\varepsilon_r} = \pm 7 \cdot 10^{-3} \sim \pm 10^{-2} \text{ mm}$$

$$\frac{m_{\bar{\gamma}}^2}{\bar{\gamma}^2} \approx 36 \cdot 10^{-4}$$

$$\frac{m_{\bar{\gamma}}}{\bar{\gamma}} \approx \pm 6 \text{ ‰}$$

Die aus den Geschwindigkeiten berechneten mittleren  $\frac{1}{m_2}$ -Werte sind starken Streuungen unterworfen, was einerseits auf die Inhomogenität der Proben, andererseits auf die verschiedene Grössenordnung der Messgenauigkeit für  $\varepsilon_0$  bzw.  $\varepsilon_r$  zurückzuführen sein dürfte. Eine Gesetzmässigkeit, etwa eine Abnahme des  $m_2$ -Wertes mit steigendem Raumgewicht, ist aus diesen Werten nicht zu erkennen.  $\frac{1}{m_2}$ -Werte über 0,5

sind natürlich nicht reell, ebenso sind  $\frac{1}{m_2}$ -Werte unter 0,2 sehr fraglich. Im Mittel aller Messungen ist  $m_2 = 4$  bzw.  $\frac{1}{m_2} = 0,25$  für die Zeitperiode vom 5.-10. Tag nach Versuchsbeginn. Lässt man die fragwürdigen Werte weg  $\left(\frac{1}{m_2} > 0,5 \text{ und } \frac{1}{m_2} < 0,2\right)$ , so erhält man einen mittleren Wert  $m_2 = 3$  bzw.  $\frac{1}{m_2} = 0,33$ .

Trotzdem in dieser Beziehung unsere Versuche nicht schlüssig sind, bleibt unbestritten, dass auch für den Firn in Grönland der  $m_2$ -Wert vom Raumgewicht abhängt.

#### 4.3.3.5 Vorläufige Auswertung der Versuchsergebnisse (H)

Die nachstehende provisorische Auswertung der Versuchsergebnisse erfolgt auf Grund von Gl. 51 und beruht einerseits auf der Annahme einer einfachen Beziehung zwischen der Querszahl  $m_2$  und dem Raumgewicht  $\gamma$  bzw.  $\gamma'$  und andererseits auf einer gewissen Annahme bezüglich des Exponenten  $n$ . Streng genommen verliert  $m_2$  ausserhalb des linearen Bereiches des Fliessgesetzes die Bedeutung einer Materialkonstanten. Im *nicht* linearen Bereich, um den es sich hier handelt, ist nämlich  $m_2$  nicht nur vom Raumgewicht und den kristallographischen Eigenschaften des Firns (Parameter  $c$ ) abhängig, sondern auch vom Spannungszustand. Wenn nachstehend  $m_2$  trotzdem als eine Materialkonstante bzw. als eine Funktion von  $\gamma'$  eingeführt wird, was an sich im Widerspruch zum nichtlinearen Fliessgesetz steht, so handelt es sich um einen Notbehelf, der in erster Annäherung insofern eine gewisse Berechtigung hat, als die Abhängigkeit der gesuchten Grösse  $k_1$  von dem möglichen Streuungen des  $m_2$ -Wertes relativ gering, d.h. für die praktischen Belange unbedeutend ist. Dies geht aus folgenden Ueberlegungen hervor:

$$k_1 = \Phi(m_2) \cdot \varepsilon \left(\frac{\tau_1}{\tau}\right)^n \quad (76)$$

$$\Phi(m_2) \simeq 1 + \frac{1}{m_2}$$

Ausgehend von der Näherungslösung

$$m_2 \simeq c + \frac{2-c}{\gamma'} \quad (22)$$

berechnet sich für die massgebende Funktion  $\Phi(m_2)$  für verschiedene  $c$ -Werte und Raumgewichte ein Variationsbereich gemäss Tab. 65.

Aus dieser Zusammenstellung (Tab. 65) geht hervor, dass die möglichen Schwankungen von  $m_2$  gegenüber den übrigen Ungenauig-

Tab. 65.  $\Phi (m_2)$  in Funktion von  $\gamma'$  für verschiedene Werte von  $c$ 

$c$	$\gamma' = 0,3$	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
-1,0	1,11	1,15	1,20	1,25	1,30	1,36	1,42	1,50
0	1,15	1,20	1,25	1,30	1,35	1,40	1,45	1,50
1,0	1,23	1,29	1,33	1,37	1,41	1,44	1,47	1,50
1,5	1,31	1,36	1,40	1,43	1,45	1,47	1,49	1,50
2,0	1,50	1,50	1,50	1,50	1,50	1,50	1,50	1,50

keiten bei der Berechnung von  $k_1$  kaum ins Gewicht fallen. Der Parameter  $k_1$  erweist sich somit als relativ wenig empfindlich in Bezug auf die für  $m_2$  getroffenen Annahmen. Es genügt deshalb, wenn der Wert  $k_1$  nachstehend nur für einen der möglichen Parameter  $c$  berechnet wird, wobei wir  $c = 1,5$  wählen. Wäre z.B.  $c = 0$  statt 1,5, so wären die entsprechenden  $k_1$ -Werte nur um ca. 0–10% niedriger als die nachstehend berechneten.

Bezüglich der Wahl von  $n$  soll bei der nachfolgenden rheologischen Auswertung versucht werden, den  $k_1$ -Wert für einen gegebenen ganzzahligen Wert von  $n$  in Funktion des Raumgewichtes darzustellen. Durch probeweise durchgeführte Berechnungen mit ganzzahligen  $n$ -Werten wurde zunächst festgestellt, dass sich für  $n = 3$  die kleinsten Streuungen des  $k_1$ -wertes ergeben. Deshalb beschränkt sich die nachstehende Berechnung der  $k_1$ -Werte auf Grund von Gl. 61 auf den Spezialfall  $n = 3$  und  $c = 1,5$ .

In Tab. 63 und 64 wurden zunächst sämtliche 69 Versuche nach steigendem Raumgewicht geordnet. Die sich auf  $h_0$  beziehenden spezifischen Verkürzungsgeschwindigkeiten  $\dot{\epsilon}_0$  wurden auf die bei Versuchsbeginn jeweils vorhandene Probenhöhe  $h$  bezogen und mit  $\dot{\epsilon}$  bezeichnet. Nach Reduktion der Werte auf eine einheitliche Temperatur von  $-10^\circ$  (nach MELLOR, 1962) erhält man die in der letzten Kolonne der Tab. 63/64 enthaltenen  $k_1$ -Werte in  $\text{sec}^{-1}$ . Trägt man diese reduzierten Werte von  $k_1$  im halblogarithmischen Massstab in Funktion des Raumgewichtes auf, so ergibt sich das in Abb. 49 dargestellte Bild einer Punktschar von beträchtlicher Streuung. Die ungefähr durch die Mitte des Streuungsbereiches gezogene Gerade entspricht folgender Gleichung:

$$\log k_{1(-10^\circ)} = -1,7 - 0,86 \cdot \frac{\gamma}{100} = -1,7 - 7,9 \cdot \gamma' \quad (77)$$

Diese Gerade verbindet die beiden Punkte  $K_{5,00}$  und  $K_{7,00}$  und endet praktisch im Punkte  $E$ , welcher den  $k_1$ -Wert des Eises repräsentiert. Der durch die beiden randrierten Parallelen begrenzte Streuungsbereich

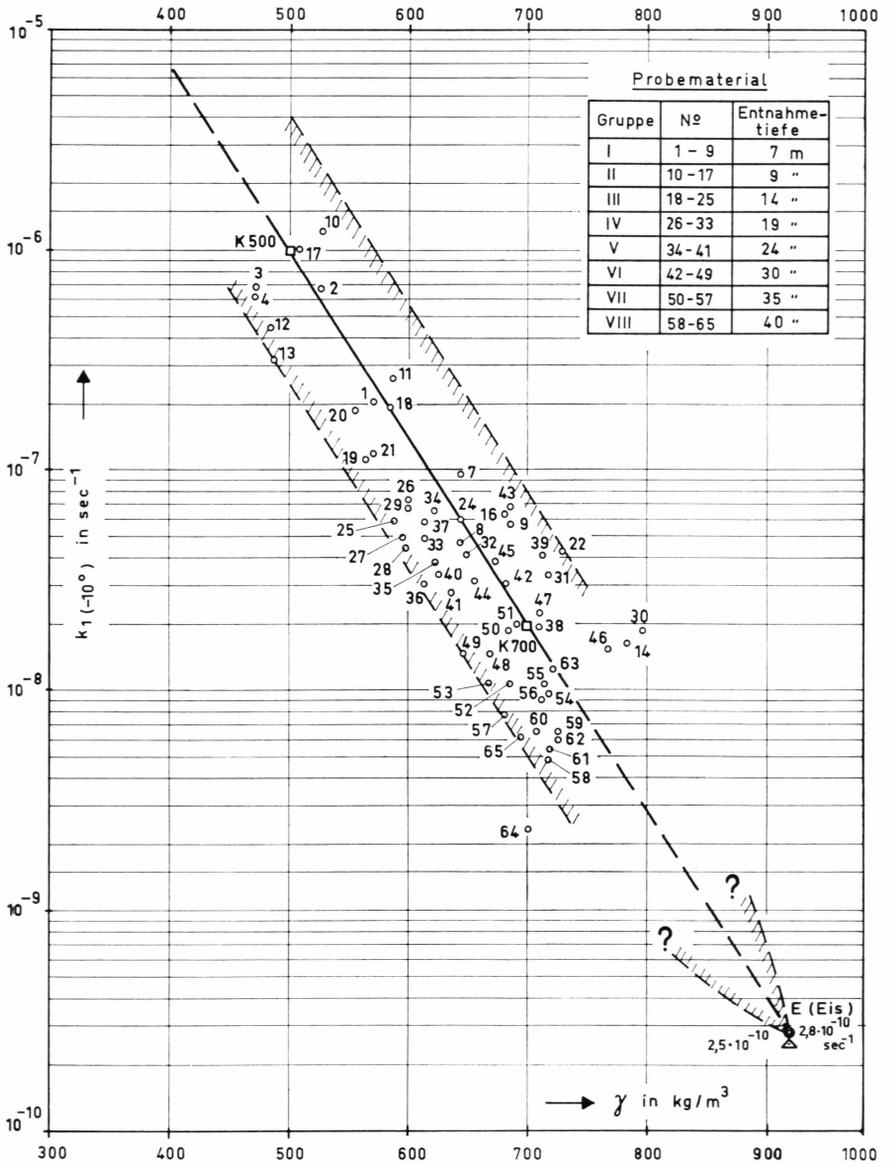


Abb. 49. Spez. Schiebungsgeschwindigkeit  $k_1$  in Funktion des Raumgewichtes.

von  $k_1$  lässt sich demnach in Abhängigkeit vom Raumgewicht wie folgt formulieren:

$$\log k_{1(-10^\circ)} = -1,7 - 7,9 \cdot \gamma' \pm 0,6 \tag{78}$$

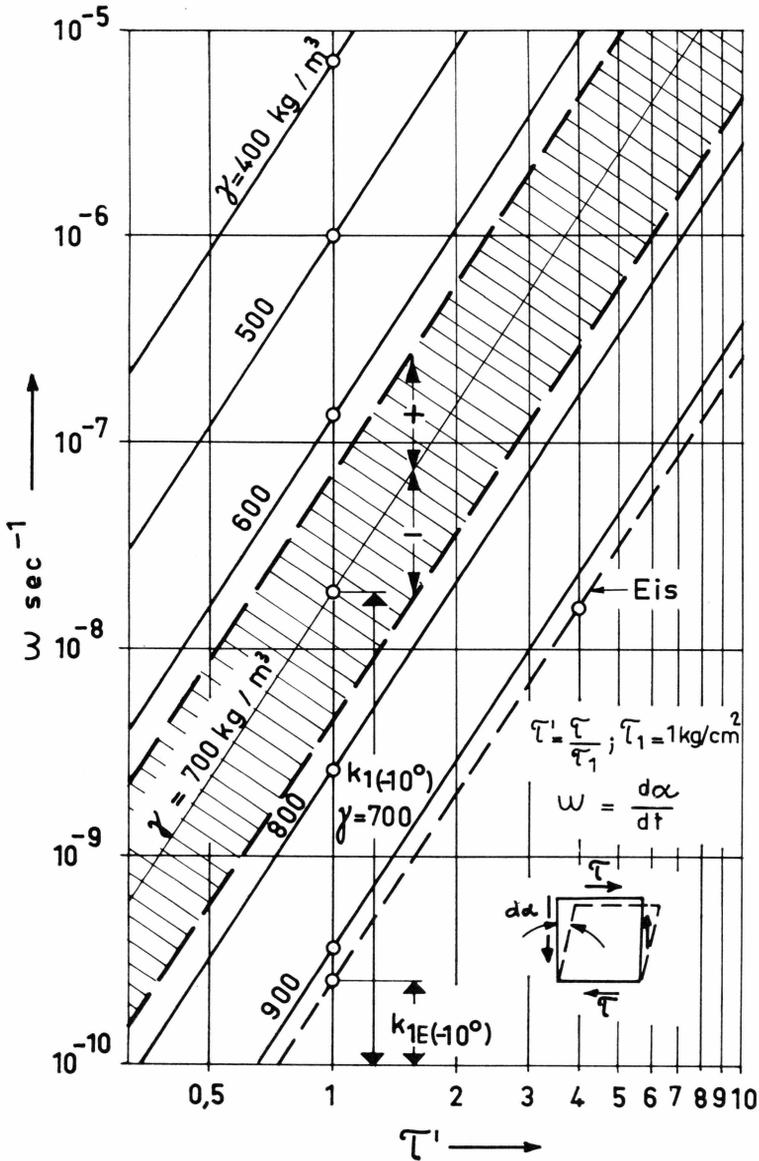


Abb. 50. Schiebungsgeschwindigkeit  $\omega$  in Funktion der Scherspannung.

Die aus Abb. 49 ersichtlichen grossen Streuungen des Parameters  $k_1$  sind vor allem dadurch bedingt, dass, wie bereits erwähnt und wie später auf Grund früherer Versuche gezeigt wird,  $k_1$  nicht nur vom Raumgewicht, sondern noch von andern Eigenschaften des Schnees, insbesondere den strukturellen und kristallographischen, abhängig ist.

Der Punkt  $E$ , der dem  $k_1$ -Wert des porenfreien, polykristallinen Eises bei  $-10^\circ \text{C}$  entspricht, wurde auf folgender Grundlage berechnet:

Wir gehen aus von dem bei der Verformungsmessung von zwei Kreisprofilen im Zmuttstollen erhaltenen  $k_1$ -Wert für temperiertes Eis von  $0,80 \cdot 10^{-8} \text{ sec}^{-1}$  (R. HAEFELI 1963 b). Dieser Wert entspricht genau dem  $k$ -Wert, den Glen auf Grund von Laborversuchen für temperiertes Eis bei  $0^\circ \text{ C}$  ermittelte und den man erhält, indem man  $k_1$  durch  $1 + \frac{1}{m_2} = 1,5$  dividiert ( $k = 0,80:1,5 = 0,53 \cdot 10^8 \text{ sec}^{-1}$ ). Die Reduktion dieses Wertes auf  $-10^\circ \text{ C}$  erfolgte in zwei Stufen, nämlich von  $0$  bis  $-6,7^\circ$  nach Glen und von  $-6,7$  bis  $-10^\circ \text{ C}$  nach der Näherungsgleichung von MELLOR (1962). Daraus resultiert ein Reduktionskoeffizient von  $0,047 \cdot 0,75 = 0,035$  bzw. für Eis bei  $-10^\circ \text{ C}$ :

$$k_{1E(-10^\circ)} \simeq 0,035 \cdot 0,8 \cdot 10^{-8} = 0,028 \cdot 10^{-8} = 2,8 \cdot 10^{-10} \text{ sec}^{-1}$$

Andererseits folgt durch Extrapolation der Geraden  $K_{5,00} - K_{7,00}$  (Abb. 49) bzw. aus Gl. 77 für  $\gamma' = 1$  (Eis) der Wert:

$$\begin{aligned} \log k_{1E(-10^\circ)} &= -1,7 - 7,9 = -9,6 = 10 - 0,4 \\ k_{1E(-10^\circ)} &= 2,5 \cdot 10^{-10} = 0,025 \cdot 10^{-8} \text{ sec}^{-1} \end{aligned}$$

Durch Einsetzen des Richtwertes von  $k_1$  (Gl. 77) in Gleichung 61 mit  $n = 3$  erhält man:

$$\left. \begin{aligned} \log \omega_{(-10^\circ)} &= \log k_1 + 3 \cdot \log \tau' \quad \tau' = \frac{\tau}{\tau_1} \\ &= 1,7 - 7,9 \cdot \gamma' + 3 \cdot \log \tau' \end{aligned} \right\} \quad (79)$$

Trägt man diese Richtwerte für die spez. Schiebungsgeschwindigkeit  $\bar{\omega}_{(-10^\circ)}$  mit dem Parameter  $\gamma$  in Funktion von  $\tau'$  im doppeltlogarithmischen Masstab auf, so erhält man die in Abb. 50 dargestellte Schar von Geraden. Wie in Abb. 49 ist auch hier der ungefähre Streubereich gekennzeichnet durch den Wert  $\log \Delta \omega \simeq \pm 0,6$ .

#### 4.3.4 Kompressionsversuche bei veränderter Querdehnung ( $H$ & $B$ )

(Oedometerversuche)

##### 4.3.4.1 Spezielle Apparaturen ( $B$ )

Das Prinzip der Kompressionsapparate, die wir verwendeten, ist in Abschnitt 4.3.1 beschrieben. Im Gegensatz zu dem im Abschnitt 4.3.3 behandelten Kompressionsversuchen bei freier Querdehnung wurden bei dieser Versuchsreihe die Probekörper in Oedometer konsolidiert, die jegliche Dehnung nach der Seite verhinderten. (Bilder 14 und 15)

Die beiden verwendeten Oedometertypen waren aus Messing angefertigt mit einem Innendurchmesser von 80 bzw. 35,6 mm. Die vorge-

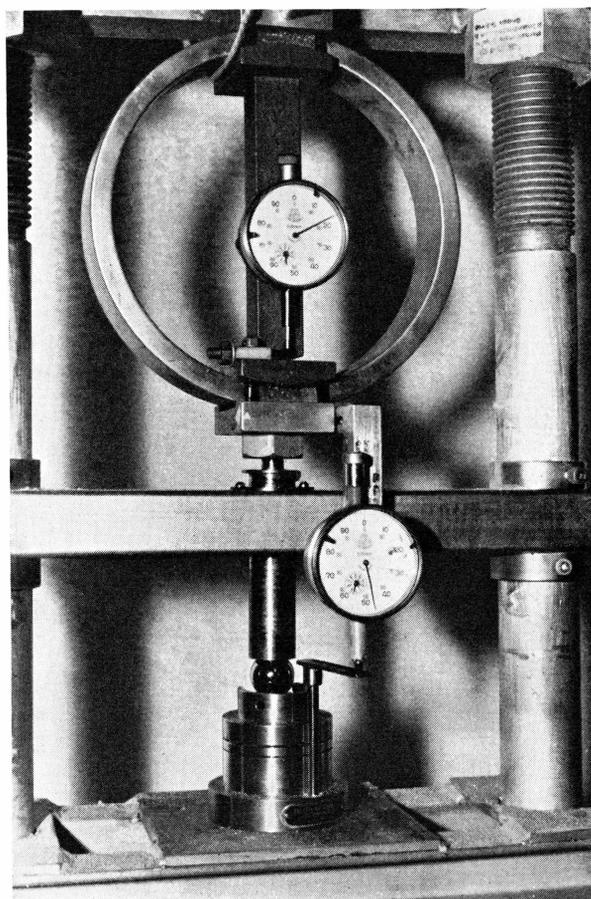


Bild 15. Kompressionsversuche bei verhinderter Querdehnung. Messeinrichtung für Vertikaldeformation mit Oedometer  $\varnothing$  35,6 mm ( $Q = 10 \text{ cm}^2$ ).

sehene Probenhöhe betrug wahlweise 2 oder 4 cm beim kleinen, 4 oder 8 cm beim grossen Oedometer, indem ein genau eingeschliffener Zwischenring aufgeschraubt werden konnte. Indessen haben wir aus praktischen Erwägungen alle Versuche mit einer Probenhöhe von 4 cm durchgeführt. Für die Oedometer  $\varnothing$  80 mm wurden nachträglich Einsatzringe mit einem Innendurchmesser von 76 mm und die entsprechenden Stempel gebaut, um direkt die Bohrkerne des SIPRE-Kernbohrers (Innendurchmesser 3") verwenden zu können. Der Stempel war mit zwei Bohrungen und auf der Probenseite mit einer Filterplatte aus Keramik versehen, durch welche die aus den Poren ausgetriebene Luft entweichen konnte. Die Lastübertragung auf den Stempel erfolgte durch eine Stahlkugel. In konstruktiver Hinsicht erwies es sich als nachteilig, dass die Stempel der Oedometer seitlich in einer Schneide ausliefen und nicht auf grössere

Länge geführt waren. Bei höheren Drücken, insbesondere beim kleinen Oedometer, zeigte sich infolgedessen häufig die Tendenz zum Kippen bzw. Schiefdrücken des Stempels.

#### 4.3.4.2 Probenmaterial (B)

Alle untersuchten Oedometerproben stammten ebenfalls aus dem Schacht Dumont.

Tab. 66. *Probenentnahmen für die Kompressionsversuche bei verhinderter Querdehnung (Oedometerversuche)*

Versuch No.	Datum der Probenentnahme	Tiefe ab Oberfläche Juli 1959 ca. m	Ueberlagerungsdruck ca. kg/cm <sup>2</sup>
1 .....	13.11.59	7	0,3
2 .....	13.11.59	7	0,3
3 .....	13.11.59	7	0,3
4 .....	13.11.59	7	0,3
5 .....	13.11.59	7	0,3
6 .....	13.11.59	7	0,3
7 .....	13.11.59	7	0,3
8 .....	13.11.59	7	0,3
9 .....	14. 7.60	4	0,2

Da eine rohe Probenhöhe von etwas mehr als 4 cm genügte, liessen sich die Proben aus sorgfältig ins Labor gebrachten Firnblöcken in senkrechter Richtung und damit auch ungefähr senkrecht zur natürlichen Schichtung herausstechen. Sodann wurden die zylindrischen Probekörper in die Oedometer eingebaut und die beiden Endflächen mit feinem Schmirgeltuch abgerieben, um genau die Sollhöhe von 4 cm zu erhalten.

#### 4.3.4.3 Zeitlicher Ablauf und Durchführung der Versuche (B)

Tab. 67 gibt eine Zusammenstellung der durchgeführten Oedometerversuche.

Die Versuche No. 1–3 dienten der Abklärung der Versuchstechnik (Vorversuche). Dabei erwies sich eine progressive Lastzunahme (z.B. Verdoppelung bei den Versuchen No. 1 und 3) nicht als vorteilhaft, indem durch die rasche Laststeigerung der Stempel zu einer Kippbewegung neigte. Dies führte bei Versuch No. 3 bei der Lasterhöhung von 160 auf 300 kg/cm<sup>2</sup> sogar zu einem Ausknicken des Führungsarmes. Glücklicherweise konnte der Schaden mit den vorhandenen Ersatzteilen befriedigend behoben werden. In der Folge wurden die Drücke jeweils um konstante Beträge von 1,5 kg/cm<sup>2</sup> bzw. 15 kg/cm<sup>2</sup> erhöht. Von den

Tab. 67. *Kompressionsversuche bei verhinderter Querdehnung (Oedometerversuche). Zeitlicher Ablauf und Durchführung der Versuche.*

Versuch No.	Probe				Versuch			Laststufen			Bemerkungen
	$\varnothing$ mm	$h_0$ mm	$\gamma_0$ kg/m <sup>3</sup>	Alter bei Versuchs- beginn Tg	Beginn	Ende	Dauer Tg	$\sigma$ kg/cm <sup>2</sup>	Dauer Tg	$\sigma$ max. kg/cm <sup>2</sup>	
1	80	40	469	5	18.11.59	4. 1.60	47	1,2 . . verdoppelt	2	30	Vorversuch
2	76	40	469	5	18.11.59	4. 1.60	47	2	2	30	Vorversuch
3	35,6	40	469	16	29.11.59	10.12.59	10	10, 20.. je verdoppelt	2	160 (300)	Vorversuch
4	35,6	40	469	43	10. 1.60	29. 5.60	140	15	7	300	
5	76	40	469	43	10. 1.60	29. 5.60	140	1,5	7	30	
6	76	40	469	43	10. 1.60	–	–	1,5	7	30	seit 22.5.60 auf 30 kg/cm <sup>2</sup> Versuch läuft weiter
7	35,6	40	469	184	30. 5.60	14. 7.60	45	langsam bis 15 kg/cm <sup>2</sup> , dann 15 kg/ cm <sup>2</sup>	1	300	ab 26.6.60 auf 300 kg/cm <sup>2</sup> Versuch abgebrochen
8	76	40	450	184	30. 5.60	–	–	1,5	7	10,5	Versuch läuft weiter unter 12 kg/cm <sup>2</sup>
9	35,6	40	437	1	15. 7.60	–	–	15	1	45	Versuch läuft weiter unter 60 kg/cm <sup>2</sup>

Proben der Versuche No. 1–3 stellten wir nach dem Ausbau Dünnschnitte her, deren Beurteilung wir aber dem Kristallographen überlassen müssen. (Siehe Abschnitt 4.4).

Als die eigentlichen langfristigen Hauptversuche können die Versuche No. 4–6 mit einer Dauer von 140 Tagen (Versuche No. 4 und 5) bzw. mehr als 190 Tagen (Versuch No. 6) bezeichnet werden. Hierbei betrug die Dauer einer Laststufe jeweils 7 Tage. Nach Erreichen der maximalen Drücke von 30 bzw. 300 kg/cm<sup>2</sup> wurden die Proben der Versuche No. 4 und 5 ausgebaut und deren Endraumgewichte zu Kontrollzwecken nach der hydrostatischen Methode bestimmt. Versuch No. 6 läuft mit der Endbelastung von 30 kg/cm<sup>2</sup> weiter.

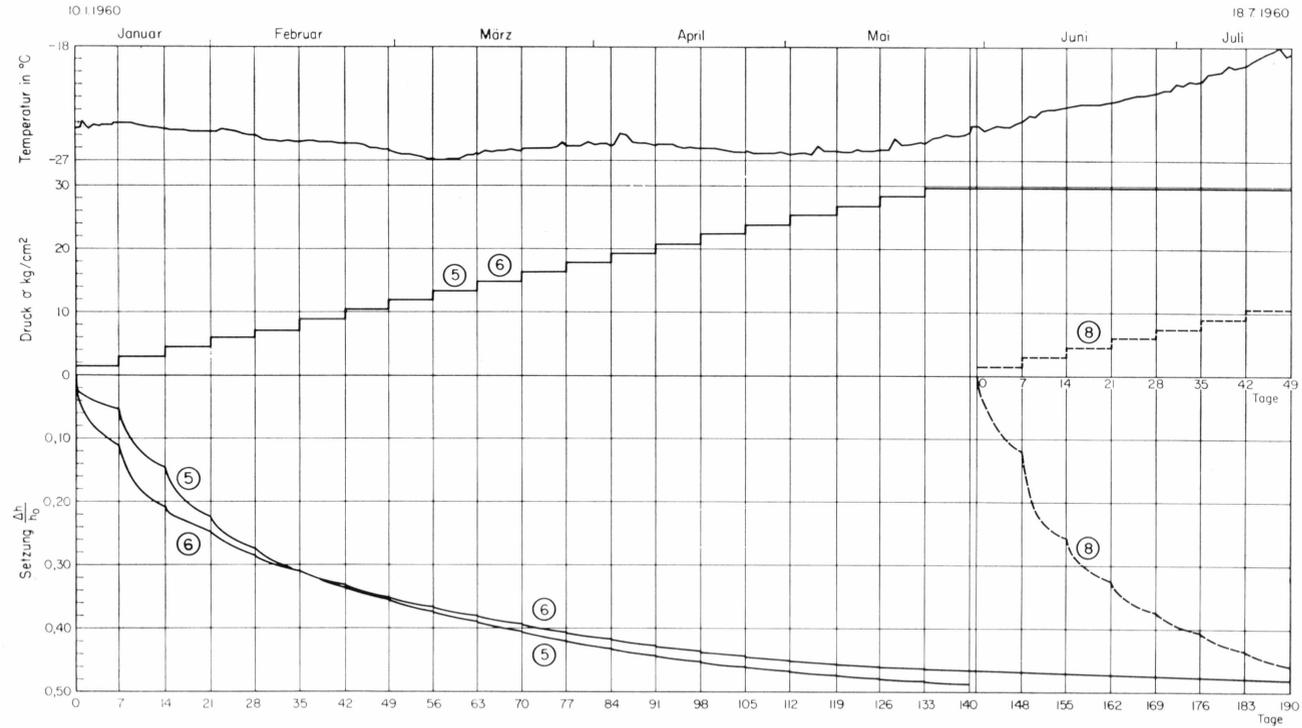


Abb. 51. Kompressionsversuche bei verhinderter Querdehnung. Zeitsetzungskurven der Versuche No. 5, 6 und 8 mit Oedometer  $\varnothing$  76 mm ( $Q = 45 \text{ cm}^2$ ).

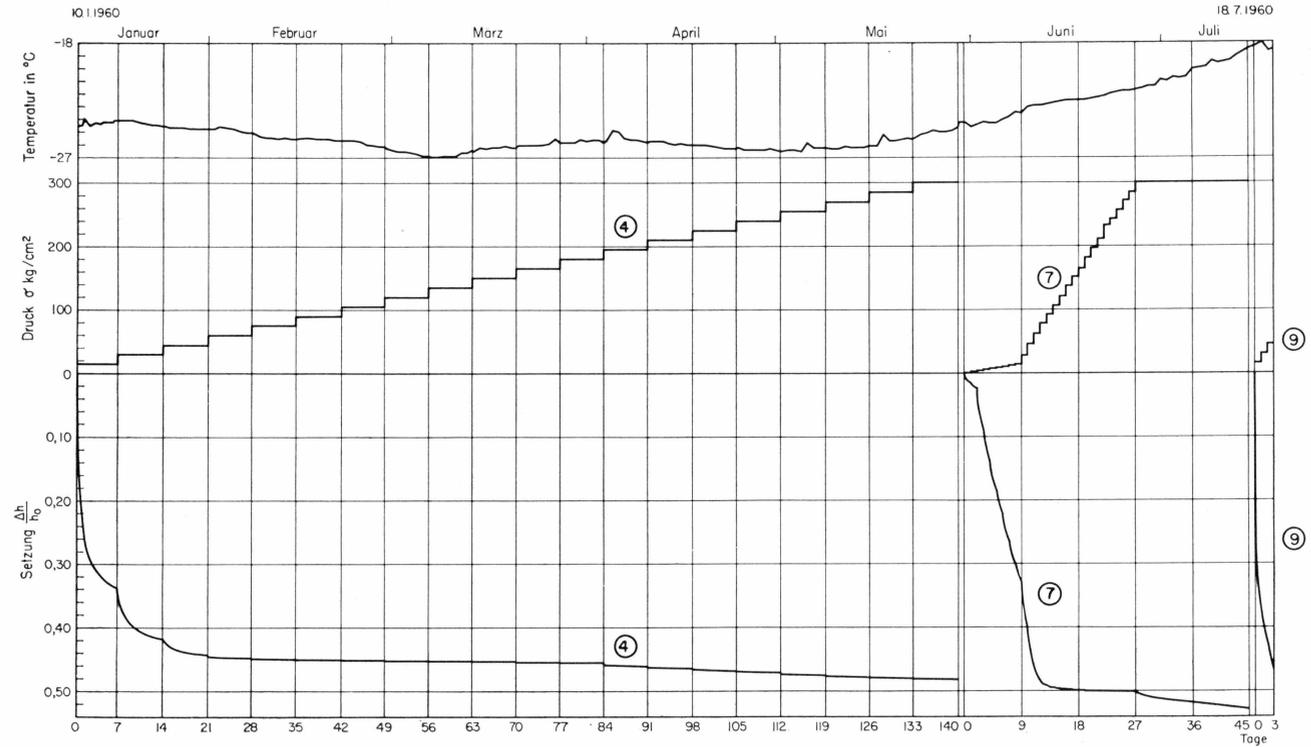


Abb. 52. Kompressionsversuche bei verhinderter Querdehnung. Zeitsetzungskurven der Versuche No. 4, 7 und 9 mit Oedometer  $\varnothing$  35,6 mm ( $Q = 10 \text{ cm}^2$ ).

In die freigewordenen Apparate wurden am 30.5.60 neue Proben von der gleichen oder einer ähnlichen Firnart eingebaut. Bei Versuch No. 7 mit dem kleinen Oedometer erfolgte die Belastung wiederum in Laststufen von  $15 \text{ kg/cm}^2$  aber nur 1 Tag Dauer. Dabei zeigte sich wiederum eine Kippbewegung des Stempels unter hohem Druck, die sogar zur Folge hatte, dass zwischen Stempel und Oedometerwandung hauchdünne Eislamellen herauszukriechen begannen. Der Versuch wurde daher am 14.7.60 abgebrochen und eine neue Probe eingebaut. Der Versuch läuft nun unter wesentlich kleinerem Druck ( $60 \text{ kg/cm}^2$ ) weiter (Versuch No. 9). Bei Versuch No. 8 mit dem grossen Oedometer wurden die genau gleichen Versuchsbedingungen eingehalten wie bei den Versuchen No. 5 und 6 (gleiche Laststufen und gleiche Dauer der Laststufen). Der Versuch läuft unter einem Druck von  $12 \text{ kg/cm}^2$  weiter.

#### 4.3.4.4 Versuchsergebnisse (H & B)

Die Abb. 51 und 52 zeigen die Zeitsetzungskurven für die Versuche No. 5, 6 und 8 mit dem grossen Oedometer ( $\varnothing 76 \text{ mm}$ ) und für die Versuche No. 4, 7 und 9 mit dem kleinen Oedometer ( $\varnothing 35,6 \text{ mm}$ ). Das spezifische Setzungsmass  $\varepsilon_0 = \frac{\Delta h}{h_0}$  ist naturgemäss in den ersten Tagen nach Erhöhung des Druckes am grössten und klingt mit der Zeit und mit steigendem Raumgewicht ab. Die Parallelversuche No. 5 und 6 mit gleichartigen Proben und gleichen Laststufen weichen zwar in den ersten Wochen erheblich voneinander ab, gleichen sich aber später ziemlich gut an. Die Abweichungen geben einen Anhaltspunkt über die Homogenität des Probenmaterials und die Genauigkeit der Versuchsanordnung. Darüber erhalten wir auch weiteren Aufschluss, wenn wir aus dem Setzungsmass  $\varepsilon_0$  das Endraumgewicht berechnen und mit dem nach der hydrostatischen Methode bestimmten Raumgewicht vergleichen (Tab. 68).

Es ist nämlich

$$\gamma = \gamma_0 \left( \frac{1}{1 - \varepsilon_0} \right) \quad (80)$$

$\gamma_0$  = Anfangsraumgewicht

$\gamma$  = Endraumgewicht

$\varepsilon_0$  = spezifische Setzung

Die Uebereinstimmung der direkt gemessenen und der aus den Deformationen berechneten Werten ist recht gut, besonders wenn man berücksichtigt, dass die Anfangsraumgewichte auch nur auf einige Prozent genau bestimmt waren.

Tab. 68. *Kompressionsversuche bei verhinderter Querdehnung (Oedometerversuche). Vergleich zwischen berechnetem und direkt gemessenem Endraumgewicht nach dem Versuch*

Versuche No.	Anfangs- Raum- gewicht $\gamma_0$ kg/m <sup>3</sup>	Versuchs- dauer Tg	$\epsilon_{0max.}$	$\frac{1}{1-\epsilon_0}$	Endraum- gewicht $\gamma$ berechnet kg/m <sup>3</sup>	Endraum- gewicht $\gamma$ gemessen kg/m <sup>3</sup>	Diffe- renz kg/m <sup>3</sup>
4.....	469	140	0,482	1,930	905	919	+ 14
5.....	469	140	0,488	1,953	916	895	- 21

Erstaunlich ist die Tatsache, dass auch die Firnprobe von Versuch No. 5 unter einem Enddruck von ca. 30 kg/cm<sup>2</sup> innerhalb von 140 Tagen praktisch zu Eis verdichtet wurde.

Für die weitere Auswertung beschränken wir uns auf die beiden sich über eine Dauer von 140 Tagen erstreckenden Versuche No. 5 und 6, bei denen die lotrechte Normalspannung in 20 Stufen von 1,5 kg/cm<sup>2</sup> bis ca. 30 kg/cm<sup>2</sup> gesteigert wurde (vgl. Abb. 51). Die Dauer der einzelnen Laststufen betrug 7 Tage.

Für jede Laststufe wurde nur jene Versuchsperiode berücksichtigt, für welche die Zusammendrückungsgeschwindigkeit als genügend konstant betrachtet werden kann. Die gemessenen Werte und die daraus für jede Laststufe berechneten spezifischen Zusammendrückungsgeschwindigkeiten (strain rate) sind in den Tabellen 69 und 70 zusammengestellt. Die Berechnung von  $\dot{\epsilon}_v$  erfolgte dabei nach Gl. 67, während das mittlere Raumgewicht  $\bar{\gamma}$  sich aus dem Raumgewicht  $\gamma_0$  bei Versuchsbeginn und den gemessenen spezifischen Verkürzungen der Probe und  $\epsilon_{02}$  wie folgt ergab:

$$\bar{\gamma} = \frac{1}{1 - \frac{\epsilon_{01} + \epsilon_{02}}{2}} \cdot \gamma_0 \quad (81)$$

Um die spätere rheologische Auswertung der Versuchsergebnisse zu erleichtern, wurden die wichtigsten Zahlen in den Tabellen 71 und 72 konzentriert.

Aus dem Vergleich der Tabellen 71 und 72 folgt zunächst, dass die spez. Zusammendrückungsgeschwindigkeit  $\dot{\epsilon}_v$  für gleiche Laststufen und entsprechende Raumgewichte bei Versuch 5 und 6 ähnliche Werte aufweisen. Andererseits fällt auf, dass trotz sehr starker Steigerung des Axialdruckes von 3 kg/cm<sup>2</sup> auf ca. 30 kg/cm<sup>2</sup>, d.h. auf den zehnfachen Wert, bei gleichzeitiger Erhöhung des Raumgewichtes von 542 auf 908 kg/m<sup>3</sup>

Tab. 69. Oedometerversuch No. 5

Datum	Zeit GMT	Versuchs- dauer Std. tot.	$\Delta t$ Std.	$\Delta h$ cm	$\varepsilon_0 = \frac{\Delta h}{h_0}$ %	$\Delta \varepsilon_0$ $\varepsilon_{02} - \varepsilon_{01}$ %	$\Sigma \varepsilon_0$ $\varepsilon_{02} + \varepsilon_{01}$ %
14.1.	1137	89,7		0,1770	4,42		
17.1.	1008	160,2	70,5	0,2133	5,33	0,91	9,75
21.1.	0828	254,6		0,5042	12,60		
24.1.	1227	330,6	76,0	0,5827	14,57	1,97	27,17
28.1.	1311	427,3		0,8179	20,45		
31.1.	1553	502,0	74,7	0,8938	22,34	1,89	42,79
4.2.	1400	596,1		1,0392	25,98		
7.2.	1537	669,7	73,6	1,0954	27,38	1,40	53,30
9.2.	2050	722,9		1,1621	29,05		
14.2.	1633	838,0	115,7	1,2322	30,80	1,75	59,85
16.2.	2048	890,9		1,2806	32,02		
21.2.	2159	1012,1	121,2	1,3420	33,55	1,53	65,57
23.2.	2055	1059,0		1,3716	34,29		
28.2.	1617	1174,4	115,4	1,4200	35,5	1,21	69,79
1.3.	2059	1227,1		1,4530	36,32		
6.3.	1518	1341,4	114,3	1,4949	37,37	1,05	73,69
8.3.	2054	1395,0		1,5240	38,10		
13.3.	1355	1508,0	113,0	1,5616	39,04	0,94	77,14
15.3.	2059	1563,1		1,5869	39,67		
20.3.	1321	1675,4	112,3	1,6207	40,52	0,85	80,19
22.3.	2037	1730,7		1,6450	41,12		
27.3.	1058	1841,1	110,4	1,6792	41,98	0,86	83,10
29.3.	2056	1899,0		1,7001	42,50		
3.4.	1054	2000,9	110,0	1,7293	43,23	0,73	85,73
5.4.	2057	2067		1,7506	43,76		
10.4.	1055	2176,7	109,7	1,7750	44,38	0,62	88,14
12.4.	2045	2235,0		1,7930	44,82		
17.4.	1151	2346,0	111,0	1,8136	45,34	0,52	90,16
19.4.	2051	2403		1,8282	45,70		
24.4.	1220	2514,4	111,4	1,8442	46,10	0,40	91,80
26.4.	2054	2571,0		1,8556	46,39		
1.5.	1253	2683,0	112,0	1,8699	46,75	0,36	93,14
3.5.	2045	2738,8		1,8840	47,10		
8.5.	2053	2859,0	120,1	1,8980	47,45	0,35	94,55
10.5.	2051	2907		1,9062	47,66		
15.5.	1218	3018,4	111,4	1,9170	47,92	0,26	95,58
17.5.	2034	3074,7		1,9308	48,29		
22.5.	1326	31,875	112,8	1,9398	48,50	0,23	96,79
24.5.	2040	3242,8		2,0179	50,45		
29.5.	1540	3357,8	115,0	2,0260	50,65	0,20	101,10

## EGIG Station Jarl Joset 1960

$\frac{\Delta \varepsilon_0}{1 - \frac{1}{2} \cdot \Sigma \varepsilon_0}$ ‰	$\sigma$ kg/cm <sup>2</sup>	$\bar{\gamma}$ kg/cm <sup>3</sup>	$\gamma' = \frac{\bar{\gamma}}{\gamma_E}$	$T$ °C	$10^8 \cdot \dot{\varepsilon}$ sec <sup>-1</sup>	$T$ Koeff.	$10^8 \cdot \dot{\varepsilon}_{-10^\circ}$ sec <sup>-1</sup>
0,956	1,5	492	0,536	-24,15	3,77	4,325	16,3
2,28	3,0	542	0,591	-24,4	8,33	4,45	37,1
2,40	4,5	597	0,650	-24,7	8,95	4,60	41,2
1,910	6,0	639	0,694	-24,85	7,2	4,65	33,5
2,495	7,5	669	0,727	-25,45	6,0	4,95	29,7
2,275	9	698	0,758	-25,5	5,22	4,975	26,0
1,858	10,5	720	0,783	-25,9	4,47	5,20	23,2
1,660	11,9	742	0,807	-26,7	4,04	5,525	22,7
1,530	13,4	764	0,830	-26,6	3,76	5,575	21,0
1,420	14,9	783	0,852	-26,2	3,50	5,35	18,7
1,470	16,4	804	0,874	-25,9	3,70	5,20	19,2
1,277	17,9	820	0,892	-25,7	3,23	5,10	16,5
1,111	19,4	838	0,912	-25,4	2,81	4,93	13,9
0,952	20,8	855	0,929	-25,9	2,37	5,20	12,3
0,738	22,4	866	0,941	-26,2	1,84	5,35	9,85
0,673	23,8	878	0,954	-26,4	1,67	5,45	9,12
0,663	25,4	890	0,968	-26,2	1,53	5,35	8,20
0,498	26,8	898	0,976	-26,2	1,24	5,35	6,64
0,445	28,4	909	0,987	-25,8	1,10	5,15	5,66
0,405	29,8	988	1,07	-25,0	0,98	4,73	4,61

Tab. 70. Oedometerversuch No. 6

Datum	Zeit GMT	Versuchs- dauer Std. tot.	$\Delta t$ Std.	$\Delta h$ cm	$\varepsilon_0 = \frac{\Delta h}{h_0}$ %	$\varepsilon_{02} - \varepsilon_{01}$ $= \Delta \varepsilon_0$ %/ <sub>00</sub>	$\varepsilon_{02} + \varepsilon_{01}$ $= \Sigma \varepsilon_0$ %/ <sub>00</sub>
14.1.	1136	89,7		0,3650	9,12		
17.1.	1006	160,2	70,5	0,4446	11,12	2,0	20,24
21.1.	0826	254,5		0,7525	18,81		
24.1.	1224	330,7	76,2	0,8357	20,89	2,08	39,70
28.1.	1312	427,4		0,9296	23,15		
31.1.	1550	502,0	74,6	0,9909	24,77	1,62	47,92
4.2.	1403	596,2		1,0941	27,35		
7.2.	1539	669,8	73,6	1,1421	28,55	1,20	55,90
9.2.	2050	723,0		1,1868	29,67		
14.2.	1635	838,7	115,7	1,2392	30,98	1,31	60,65
16.2.	2047	890,9		1,2797	31,99		
21.2.	2156	1112,1	121,2	1,3298	33,24	1,25	65,23
23.2.	2055	1059,0		1,3125	34,06		
28.2.	1616	1174,4	115,4	1,4058	35,14	1,08	69,20
1.3.	2058	1227,1		1,4339	35,85		
6.3.	1518	1341,4	114,3	1,4677	36,67	0,82	72,52
8.3.	2054	1395,0		1,4926	37,32		
13.3.	1353	1508,0	113,0	1,5239	38,10	0,78	75,42
15.3.	2058	1563,1		1,5461	38,65		
20.3.	1320	1675,4	112,3	1,5748	39,37	0,72	78,02
22.3.	2036	1730,7		1,5984	39,96		
27.3.	1057	1841,1	110,4	1,6258	40,64	0,68	80,60
29.3.	2055	1899,0		1,6462	41,16		
5.4.	2056	2067	110,0	1,6891	42,23	0,56	82,88
10.4.	1055	2176,7	109,9	1,7119	42,80	0,57	85,03
12.4.	2045	2235,0		1,7281	43,20		
17.4.	1150	2346,0	111,0	1,7458	43,64	0,44	86,84
19.4.	2051	2403		1,7630	44,08		
24.4.	1219	2514,4	111,4	1,7764	44,41	0,33	88,49
26.4.	2054	2571,0		1,7919	44,80		
1.5.	1253	2683,0	112,0	1,8052	45,13	0,33	89,93
3.5.	2045	2738,9		1,8110	45,28		
8.5.	2052	2859,0	120,1	1,8256	45,64	0,36	90,92
10.5.	2051	2907		1,8310	45,78		
15.5.	1219	3018,5	111,5	1,8406	46,02	0,24	91,80
17.5.	2034	3074,7		1,8474	46,18		
22.5.	1326	3187,5	112,8	1,8539	46,35	0,17	92,53
24.5.	2039	3242,8		1,8835	47,09		
29.5.	1539	3357,8	115,0	1,8900	47,25	0,16	94,34
1.6.	2045	3434,9		1,8938	47,34		
13.6.	2049	3722,95	288,65	1,9066	47,60	0,32	95,00
15.6.	2042	3770,85		1,9080	47,70		
27.6.	1931	4057,65	287,2	1,9150	47,88	0,18	95,58
29.6.	2037	4106,7		1,9160	47,90		
18.7.	2056	4563	456,3	1,9234	48,08	0,18	95,98

## EGIG Station Jarl-Joset 1960

$\frac{\Delta \varepsilon_0}{1 - \frac{1}{2} \Sigma \varepsilon_0}$ ‰	$\sigma$ kg/cm <sup>2</sup>	$\bar{\gamma}$ kg/m <sup>3</sup>	$\gamma' = \frac{\bar{\gamma}}{\gamma_E}$	$T$ °C	$\frac{8}{10^8 \cdot \dot{\varepsilon}_0}$ sec <sup>-1</sup>	Temp. Koeff.	$10^8 \cdot \dot{\varepsilon}_{-10^\circ}$ sec <sup>-1</sup>
2,22	1,5	522	0,568	-24,15	8,75	4,325	37,9
2,590	3,0	584	0,635	-24,4	9,45	4,45	42,0
2,125	4,5	617	0,671	-24,7	7,95	4,60	36,6
1,660	6,0	650	0,707	-24,85	6,28	4,65	29,2
1,880	7,5	673	0,732	-25,4	4,52	4,95	22,4
1,855	9,0	695	0,756	-25,5	4,25	4,975	21,1
1,653	10,5	717	0,780	-25,9	3,98	5,2	20,7
1,285	12,0	736	0,800	-26,7	3,12	5,625	17,85
1,252	13,4	752	0,818	-26,6	3,08	5,575	17,2
1,180	14,9	786	0,835	-26,2	2,92	5,35	15,6
1,138	16,4	785	0,854	-25,9	2,86	5,20	14,9
0,955	17,9	798	0,868	-25,7	2,41	5,10	12,3
0,992	19,4	815	0,885	-25,4	2,51	4,93	12,4
0,776	20,8	828	0,900	-25,9	1,95	5,20	10,10
0,591	22,4	840	0,913	-26,2	1,47	5,35	7,87
0,600	23,8	852	0,926	-26,4	1,48	5,45	8,10
0,660	25,4	858	0,933	-26,2	1,52	5,35	8,15
0,444	26,8	868	0,943	-26,2	1,10	5,35	5,96
0,315	28,4	873	0,948	-25,8	0,78	5,15	4,02
0,303	29,8	888	0,965	-25,0	0,73	4,73	3,47
0,608	29,8	893	0,971	-23,5	0,59	4,05	2,38
0,345	29,8	898	0,976	-22,0	0,33	3,47	1,15
0,346	29,8	900	0,978	-19,5	0,21	2,675	0,56

Tab. 71. Zusammenstellung der Ergebnisse für Oedometerversuch No. 5

Laststufe in kg/cm <sup>2</sup>	Mittl. Raumgew. $\bar{\gamma}$ kg/m <sup>3</sup>	$\gamma' = \frac{\bar{\gamma}}{\gamma_E}$	Temp. $T$ °C	$10^8 \dot{\epsilon}_v(T)$ sec <sup>-1</sup>	Temp. koeff. für -10° C	$10^8 \cdot \dot{\epsilon}_v(-10^\circ)$ sec <sup>-1</sup>
1,5	492	0,536	-24,15	3,77	4,32	16,3
3,0	542	0,591	-24,4	8,33	4,45	37,1
4,5	597	0,650	-24,7	8,95	4,60	41,2
6,0	639	0,694	-24,85	7,2	4,65	33,5
7,5	669	0,727	-25,45	6,0	4,95	29,7
9,0	698	0,758	-25,5	5,22	4,98	26,0
10,5	720	0,783	-25,9	4,47	5,20	23,2
11,9	742	0,807	-26,7	4,04	5,62	22,7
13,4	764	0,830	-26,6	3,76	5,57	21,0
14,9	783	0,852	-26,2	3,51	5,35	18,7
16,4	804	0,874	-25,9	3,74	5,20	19,3
17,9	820	0,892	-25,7	3,23	5,10	16,5
19,4	838	0,912	-25,4	2,82	4,93	13,9
20,8	855	0,930	-25,9	2,37	5,20	12,3
22,4	865	0,941	-26,2	1,86	5,35	10,0
23,8	880	0,957	-26,4	1,67	5,45	9,1
25,4	890	0,968	-26,2	1,54	5,35	8,2
26,8	892	0,970	-26,2	1,24	5,35	6,6
28,4	908	0,987	-25,8	1,11	5,15	5,7
29,8	?	?	-25,0	0,98	4,73	4,6

Tab. 72. Zusammenstellung der Ergebnisse für Oedometerversuch No. 6

1,5	522	0,567	-24,1	8,75	4,32	37,9
3,0	584	0,635	-24,4	9,45	4,45	42,0
4,5	617	0,670	-24,7	7,95	4,60	36,6
6,0	650	0,707	-24,8	6,28	4,65	29,2
7,5	673	0,732	-25,4	4,52	4,95	22,4
9,0	695	0,755	-25,5	4,25	4,97	21,1
10,5	717	0,780	-25,9	3,98	5,20	20,7
12,0	736	0,800	-26,7	3,12	5,62	17,9
13,4	752	0,817	-26,6	3,08	5,57	17,2
14,9	768	0,835	-26,2	2,92	5,35	15,6
16,4	785	0,854	-25,9	2,86	5,20	14,9
17,9	798	0,868	-25,7	2,41	5,10	12,3
19,4	815	0,886	-25,4	2,51	4,93	12,4
20,8	827	0,900	-25,9	1,95	5,20	10,1
22,4	842	0,915	-26,2	1,48	5,35	7,9
23,5	852	0,926	-26,1	1,48	5,45	8,0
25,4	861	0,936	-26,2	1,52	5,35	8,1
26,8	868	0,945	-26,2	1,12	5,35	6,0
28,4	890	0,967	-25,8	0,78	5,15	4,0
29,8	893	0,970	-25,0	0,73	4,73	3,5

Tab. 73. *Hypothetische Schubspannungen für Versuch No. 5 (mit  $c = 1,5$ )*

Laststufe $\sigma$ in kg/cm <sup>2</sup>	Mittl. Raum- gewicht $\bar{\gamma}$ kg/m <sup>3</sup>	$\gamma' = \frac{\bar{\gamma}}{\gamma_E}$	$\frac{1-\gamma'}{1+\gamma'}$	Schub- spannung $\tau$ kg/cm <sup>2</sup>	$10^8 \cdot \dot{\epsilon}_v(T)$ sec <sup>-1</sup>
1,5	492	0,536	0,3020	0,227	3,77
3,0	542	0,591	0,2570	0,386	8,33
4,5	597	0,650	0,2120	0,478	8,95
6,0	639	0,693	0,1805	0,542	7,20
7,5	669	0,727	0,1585	0,592	6,00
9,0	698	0,758	0,1375	0,619	5,22
10,5	720	0,783	0,1215	0,638	4,47
11,9	742	0,807	0,1066	0,636	4,04
13,4	764	0,830	0,0928	0,623	3,76
14,9	783	0,852	0,0798	0,595	3,51
16,4	804	0,874	0,0672	0,551	3,74
17,9	820	0,892	0,0570	0,511	3,23
19,4	838	0,912	0,0460	0,446	2,82
20,8	855	0,930	0,0363	0,377	2,37
22,4	865	0,941	0,0304	0,356	1,86
23,8	880	0,957	0,0219	0,261	1,67
25,4	890	0,968	0,0163	0,206	1,54
26,8	892	0,970	0,0152	0,204	1,24
28,4	908	0,987	0,0065	0,093	1,11

eine Abnahme der Verformungsgeschwindigkeit auf ca. ein Achtel eingetreten ist. Dies wird verständlich, wenn man beachtet, dass mit dem Raumgewicht auch die Ruhedruckziffer zunimmt, sodass der Fall eintreten kann, dass bei hohem Axialdruck und hohem Raumgewicht die wirksame Schubspannung kleiner ist als bei geringerem Axialdruck und kleinerem Raumgewicht. Um diesem Zusammenhang klarzustellen, werden nachstehend rein hypothetische Schubspannungen für die verschiedenen Laststufen nach Gl. 64 berechnet, wobei sich für Oedometerversuch No. 5 und  $c = 1,5$  die obenstehende Tabelle 73 ergibt.

Da Gl. 64 nur für die lineare Abhängigkeit zwischen Verformung und Spannung, d.h. nur für relativ kleine Spannungen, Gültigkeit hat, während es sich hier um mittlere und hohe Normalspannungen handelt, so haben die in Tabelle 73 berechneten hypothetischen Schubspannungen nur orientierenden (qualitativen) Charakter. Sie zeigen immerhin folgendes: Vergleicht man die  $\dot{\epsilon}$ -Werte von 2 Versuchen mit ähnlichen hypothetischen Schubspannungen (siehe unterstrichene Werte), aber verschiedenen Axialdrücken, so fällt auf, dass der Einfluss des Raumgewichtes gegenüber dem Einfluss des Druckes überwiegt. Man beachte, dass trotz der starken Erhöhung des Druckes von 6 auf 16,4 kg/cm<sup>2</sup> die

Verformungsgeschwindigkeit  $\dot{\epsilon}$  auf nahezu die Hälfte abnimmt, was zweifellos der Erhöhung des Raumgewichtes um ca. 26% (804 statt 639 kg/m<sup>3</sup>) zuzuschreiben ist. Die quantitative Abhängigkeit der Zähigkeitsverhältnisse des Polarfirns vom Raumgewicht, die hier zunächst rein qualitativ in Erscheinung tritt, wird später für den linearen Bereich der Fliesskurve auch quantitativ untersucht (vgl. Kap. 5.2).

Versucht man andererseits, den  $k_1$ -Wert für den nichtlinearen Bereich des Fliessgesetzes des Firns, auf Grund der Ruhedruckziffer (Gl. 66) zu berechnen, so erhält man keine befriedigenden Resultate. Dies dürfte u.a. mit der Tatsache zusammenhängen, dass in Wirklichkeit ein grosser Teil der plastischen Verformung nicht durch äussere Schubspannungen verursacht wird, d.h. keine Scherverformung ist, sondern eine Volumenverkleinerung unter konstantem hydrostatischem Druck (Volumenkompressibilität). Dass auch bei dieser homogenen Volumenverkleinerung zwar keine äusseren Scherkräfte, aber innere Schubkräfte von Korn zu Korn auftreten, ist hier nicht von Belang.

Um im Bereich des linearen Fliessgesetzes den Einfluss des Parameters  $c$  auf die Schubspannung  $\tau$ , bzw. auf das Verhältnis  $\tau:\sigma_1$ , besser zu überblicken, ersetzen wir in Gl. 64 die Querszahl  $m_2$  durch  $c$ :

$$\tau = \frac{\sigma_1}{2} \cdot \frac{m_2 - 2}{m_2 - 1} = \frac{\sigma_1}{2} \cdot \frac{c + \frac{2-c}{\gamma'} - 2}{c + \frac{2-c}{\gamma'} - 1} \quad (82)$$

$$\frac{\tau}{\sigma_1} = \frac{1}{2} \left[ \frac{1 - \gamma'}{1 - \gamma' \cdot \frac{c-1}{c-2}} \right] = \frac{1}{2} \cdot \Theta_c \quad (83)$$

Die Funktion  $\Theta_c$  stellt damit ein Mass für die formal mögliche Variationsbreite des Verhältnisses  $\frac{2\tau}{\sigma_1}$  dar. In der nachstehenden Tabelle 74 sind die Werte von  $\Theta_c$  für 4 verschiedene  $c$ -Werte zusammengestellt (für  $c = 2$  wird  $\Theta_c = 0$ ).

Aus Tabelle 74 ist ersichtlich, dass namentlich bei höheren Raumgewichten das Verhältnis  $2\tau:\sigma_1$  (bzw.  $\Theta_c$ ) mit zunehmendem  $c$ -Wert stark abnimmt. Bei kleinen, bzw. negativen  $c$ -Werten würden somit die Schubspannungen grösser ausfallen als nach Tab. 73. So würde z.B. die Schubspannung für  $c = 0$  statt 1,5 bei einem relativen Raumgewicht von 0,8 im Verhältnis der  $\Theta_c$ -Werte, d.h. im Verhältnis 0,33:0,11, dreimal grösser. Es ist anzunehmen, dass bei den Versuchen No. 5 (Tab. 73) die Schubspannungen Werte erreicht haben, die im nichtlinearen Bereich der Fliesskurve liegen.

Tab. 74.  $\mathcal{O}_c$  in Funktion von  $\gamma'$  für verschiedene Werte von  $c$ .

$c$	$\gamma' = 0,2$	0,4	0,6	0,8	1,0
-1,0 .....	0,92	0,82	0,67	0,43	0
0 .....	0,89	0,75	0,57	0,33	0
0,5 .....	0,86	0,69	0,50	0,27	0
1,0 .....	0,80	0,60	0,40	0,20	0
1,5 .....	0,67	0,43	0,25	0,11	0

Wie bereits erwähnt, ist die Auswertung der Oedometerversuche im nichtlinearen Bereich des Fließgesetzes vor allem deshalb problematisch, weil die Querszahl  $m_2$  eventuell nicht nur vom Raumgewicht und den kristallographischen Parametern, sondern auch von den Spannungsverhältnissen abhängt. Es ist deshalb nicht möglich, die zu einem gegebenen Axialdruck zugehörige Schubspannung in einfacher Weise zu berechnen; und damit entfällt streng genommen auch die Möglichkeit, aus der gemessenen lotrechten Verformungsgeschwindigkeit  $\dot{\epsilon}$  auf die spez. Schiebungsgeschwindigkeit  $k_1$  zu schliessen. Es ist zu hoffen, dass die direkte Messung des Seitendruckes, wie sie auf dem Eidg. Institut für Schnee- und Lawinenforschung neuerdings in Angriff genommen wurde, über diese Schwierigkeiten hinweghilft.

#### 4.4 Diskussion der Ergebnisse (H)

Die nachstehenden Ausführungen sind nur als kleiner Beitrag zur Diskussion der Resultate zu betrachten.

Bei der Beurteilung dieser Resultate ist zu beachten, dass sie keinerlei Angaben über die Anisotropie des Schnees enthalten, indem bei allen Versuchen die erste Hauptspannung senkrecht zur Schichtrichtung stand. Es ist wahrscheinlich, dass auch hinsichtlich der plastischen Querszahl  $m_2$  auf Druck eine ausgesprochene Anisotropie besteht, doch sind uns keine diesbezüglichen Versuche bekannt.

Auf die vorgesehenen Zugversuche an Firnproben musste verzichtet werden, da sich eine zugfeste Verbindung zwischen der Probe und der Zugeinrichtung nicht verwirklichen liess. Versuche mit Anfrieren der Proben an die Aluminiumfassungen, welche die Zugkräfte übertragen sollten, misslangen. Durch die grossen Temperaturdifferenzen entstanden im Innern der Probekörper offenbar Spannungen, die zur vorzeitigen Zerstörung der Proben führten. Ein Rotationszerreissapparat stand nicht zur Verfügung (HAEFELI, 1963 c).

#### 4.4.1 Kompressionsversuche bei freier Querdehnung

Die bekannten Schwierigkeiten bei der Bestimmung von  $m_2$  sind vor allem durch die Feinschichtung bedingt und können wahrscheinlich nur überwunden werden, wenn entweder die Umfangsänderung der Probe in mehreren über ihre ganze Höhe verteilten Punkten gemessen wird, oder wenn es gelingt, die Raumgewichtsänderung der ganzen Probe während des Versuchs genügend genau zu messen. Dabei berechnet sich auf Grund der Gewichtskonstanz die Querszahl  $m_2$  unter Vernachlässigung der kleinen Grössen zweiter Ordnung wie folgt:

$$F \cdot \gamma \cdot h = (F + \Delta F) (\gamma + \Delta\gamma) (h - \Delta h)$$

$$r^2 \cdot \gamma \cdot h = (r + \Delta r)^2 (\gamma + \Delta\gamma) (h - \Delta h)$$

$$2 \cdot \frac{\Delta r}{r} \cdot \gamma \simeq \gamma \cdot \frac{\Delta h}{h} - \Delta\gamma \quad \Big| : \gamma \cdot \frac{\Delta h}{h}$$

$$\frac{2}{m_2} \simeq 1 - \frac{\Delta\gamma}{\gamma} \cdot \frac{h}{\Delta h}$$

$$\boxed{m_2 \simeq \frac{2}{1 - \frac{\Delta\gamma}{\gamma} \cdot \frac{h}{\Delta h}}} \quad (84)$$

Diese Gleichung wurde bereits in einer früheren Arbeit (R. HAEFELI, 1942, [Gl. 39]) zwecks Berechnung der plastischen Querszahl auf Grund der direkten Messung der Raumgewichtsänderung angegeben.

Bezeichnet man die prozentuale Aenderung des Raumgewichtes mit  $\delta$  und die entsprechende (d. h. im gleichen Zeitabschnitt erfolgte) Aenderung der Probhöhe mit  $\varepsilon$ , so lautet obige Gleichung:

$$\delta = \frac{\Delta\gamma}{\gamma}; \quad \varepsilon = \frac{\Delta h}{h}; \quad m_2 = \frac{2}{1 - \frac{\delta}{\varepsilon}} \quad (85)$$

Bei Volumenkonstanz (Eis) wird  $\delta = 0$  und  $m_2 = 2$ . Wird andererseits bei freier Querdehnung die prozentuale Längenänderung  $\varepsilon$  gleich gross wie die prozentuale Raumgewichtsänderung  $\delta$ , so wird  $m_2 = \infty$ , d.h. es findet keine Querdehnung statt ( $\Delta r = 0$ ).

Aus Gleichung 84 geht deutlich hervor, dass sich die Messung der Raumgewichtsänderung der Probe über deren ganze Höhe erstrecken muss, damit  $\Delta\gamma$  ebenso repräsentativ wird wie  $\Delta h$  und die durch die Feinschichtung bedingten Streuungen verschwinden, indem beide Grössen eine Integration über die ganze Probhöhe darstellen.

Bei den vorliegenden Versuchen konnte leider die Raumgewichts-

änderung während des Versuchs nicht direkt gemessen werden, sodass in diesem Falle keine Möglichkeit besteht, Gleichung 84 anzuwenden, um  $m_2$  zu berechnen. Da andererseits die Messung der Umfangsänderung der Probe nur in Probenmitte, d.h. nur an einer der vielen Feinschichten erfolgte, die vielleicht für die betreffende Firnprobe nicht repräsentativ ist, so darf man sich über die grossen Streuungen der gemessenen  $m_2$ -Werte nicht verwundern (vgl. Bild 13).

Eine weitere Schwierigkeit, die bei der Messung von  $m_2$  bei der einaxialen Beanspruchung von Schneezylindern auftritt, wird durch die störenden Reibungskräfte verursacht, welche bei der Querdehnung zwischen der oberen und unteren horizontalen Druckplatte und dem Schnee entsteht. Diese Reibungsspannungen hemmen die Querdehnung und haben damit zur Folge, dass zu grosse  $m_2$ -Werte resultieren. Dieser Fehler wird umso grösser, je kleiner das Verhältnis zwischen der Höhe und dem Durchmesser der Probe und je grösser der Reibungskoeffizient zwischen Schnee und Platte ist. Der letztere kann allerdings durch eine besondere Oberflächenbehandlung der Druckplatten erheblich reduziert werden. Es ist daher bemerkenswert und dürfte kaum zufällig sein, dass die indirekte Bestimmung von  $m_2$  mit Hilfe des Kriechwinkels und der Kriechtheorie, wie sie in der Publikation „Spannungs- und Plastizitätserscheinungen“ (HAEFELI, 1942) dargestellt wurde und die von störenden Reibungskraften frei ist, im allgemeinen kleinere  $m_2$ -Werte liefert als die einaxiale Beanspruchung von zylindrischen Proben.

Beim Setzungsversuch No. 39 mit freier Querdehnung, dessen Verlauf in Abb. 48 dargestellt ist, fällt auf, dass die Setzungskurve im untersuchten Bereich praktisch linear verläuft (punktierte Linie), wenn man die gemessene Setzung  $\Delta h$  nicht auf die Anfangshöhe der Probe  $h_0$ , sondern auf die effektive Probenhöhe  $h = h_0 - \Delta h$  bezieht (vgl. S. 225).

Die Gleichung dieser Geraden lautet:

$$\varepsilon = \frac{\Delta h}{h} = \frac{\Delta h}{h_0 - \Delta h} = \frac{t}{T} \quad (86)$$

worin bedeuten:

$t$  = Zeit seit Beginn des Setzungs Vorgangs

( $t = 0$ ;  $h = h_0$ )

$T$  = Ideelle Halbwertszeit, bei der die vollzogene Setzung gleich ist der halben Anfangshöhe der Probe

$$\left( \Delta h = \frac{h_0}{2}; \varepsilon = 1; \varepsilon_0 = \frac{\Delta h}{h_0} = \frac{1}{2} \right).$$

<sup>1)</sup> Eine diesbezügliche physikalische Erklärung findet sich im Aufsatz „Kriechen und progressiver Bruch in Schnee, Boden, Fels und Eis“, Schweiz. Bauzeitung, 85. Jg., Heft 1 u. 2, (HAEFELI, 1967). Diese Erklärung bezieht sich aber nur auf die Verformung eines Eiszylinders.

Andererseits gilt unter Berücksichtigung von Gl. 86

$$\varepsilon_0 = \frac{\Delta h}{h_0} = \frac{(h_0 - \Delta h) \cdot \frac{t}{T}}{h_0} = \left(1 - \frac{\Delta h}{h_0}\right) \cdot \frac{t}{T} = (1 - \varepsilon_0) \cdot \frac{t}{T}$$

$$\varepsilon_0 (t + T) = t$$

$$\varepsilon_0 = \frac{t}{t + T} = \frac{1}{1 + \frac{T}{t}} \quad (87)$$

Diese Gleichung der spezifischen Setzung  $\varepsilon_0$  in Funktion der Zeit gilt mit genügender Annäherung nur innerhalb eines relativ eng begrenzten Bereiches und darf nicht bis zur ideellen Halbwertszeit  $T$  oder gar bis zur Verwandlung von Schnee in Eis extrapoliert werden.

Die Auswertung der Kompressionsversuche mit unbehinderter Querdehnung erfolgte unter der Annahme, dass das Fließgesetz des Firns bei relativ hohen Belastungen, d.h. im nicht linearen Bereich, in erster Annäherung ähnlich formuliert werden kann wie dasjenige von Eis, d.h. durch einfaches Potenzgesetz. Der Parameter  $k_1$ , d.h. die spez. Schiebungsgeschwindigkeit für  $\tau = 1 \text{ kg/cm}^2$  (Abb. 44), ist jedoch nicht nur von der Temperatur und dem Raumgewicht, sondern von weiteren Eigenschaften des Firns abhängig, unter denen die kristallographischen und granulometrischen Verhältnisse eine massgebende Rolle spielen dürften. Die grossen Streuungen, welche die an 65 Firnproben gemessenen  $k_1$ -Werte in Funktion des Raumgewichtes aufweisen (Abb. 49), stellen deshalb nicht eine Besonderheit, sondern den Normalfall dar. In dieser Beziehung ist folgendes Beispiel aus der alpinen Schneedecke, bei dem die Setzungsgeschwindigkeiten von zwei gleich schweren, aber hinsichtlich Korngrösse und Alter verschiedenen Schneeproben gemessen wurden, aufschlussreich (HAEFELI, 1939).

Tab. 75. *Unterschiedliche Verformbarkeit zweier Schneeproben von gleichem Raumgewicht (freie Querdehnung)*

Probe	Alter des Schnees Tg	Raumgewicht kg/m <sup>3</sup>	Luftdurchlässigkeit-Ziffer $k_0$ cm/sec	Setzungsmass $\dot{\varepsilon}_1$ %/Tag	Temperatur °C	$\sigma$ kg/cm <sup>2</sup>	$\dot{\varepsilon} - 10^\circ \text{C}$ sec <sup>-1</sup>
1.....	18	308	47	8,02	-5°	0,05	67.10 <sup>-8</sup>
2.....	54	307	182	2,24	-5°	0,05	15.10 <sup>-8</sup>

Auffallend ist, dass das Produkt  $k_0 \times \varepsilon_1$  bei beiden Proben 1 und 2 nahezu denselben Wert ergibt, nämlich 380 bei 1 gegenüber 407 bei 2. Dies entspricht der Tatsache, dass die Probe 2 infolge ihres höheren Alters grobkörniger und luftdurchlässiger ist als Probe 1, und deshalb eine geringere Plastizität aufweist. Da zwischen der Kornverteilung einerseits, welche die rheologischen Verhältnisse massgebend beeinflusst, und der Luftdurchlässigkeit andererseits, analog wie in der Bodenmechanik (bezüglich der Wasserdurchlässigkeit), enge Beziehungen bestehen, so wäre zu empfehlen, bei rheologischen Untersuchungen im Laboratorium auch die Luftdurchlässigkeit zu prüfen (BADER, HAEFELI, BUCHER, 1939, und WATERHOUSE, 1963 b).

In Abb. 49 wird die Kontinuität im rheologischen Verhalten von Schnee, Firn und Eis durch die Gerade  $K_{500} - E$ , welche die mittleren  $k_1$ -Werte für  $-10^\circ \text{C}$  in Funktion des Raumgewichtes repräsentiert, in grossen Zügen bestätigt. Man beachte die bedeutenden Unterschiede in der Grössenordnung der  $k_1$ -Werte für verschiedene Raumgewichte, die in den beiden folgenden Werten zum Ausdruck kommen:

$$\text{Firn: } \gamma = 500 \text{ kg/m}^3 \quad k_1(-10^\circ) \sim 1,0 \cdot 10^{-6} \text{ sec}^{-1}$$

$$\text{Eis: } \gamma_E = 917 \text{ kg/m}^3 \quad k_1(-10^\circ) \sim 2,8 \cdot 10^{-10} \text{ sec}^{-1}$$

Das Raumgewicht von  $500 \text{ kg/m}^3$  entspricht einer Firntiefe im zentralen grönländischen Inlandeis von ca. 8 m. Daraus geht hervor, dass die Firndecke namentlich in der Nähe der Firnoberfläche eine um mehrere Zehnerpotenzen geringere scheinbare Zähigkeit besitzt als das darunter liegende Eis.

Bei der Beurteilung der hier durchgeführten groben Auswertung der Kompressionsversuche ist zu beachten, dass sie auf der Prüfung verschiedener Varianten unter der Annahme von  $n = 3$  beruht. Diese Annahme, und insbesondere die damit verbundene Voraussetzung, dass  $n$  unabhängig sei von der Schneeart (Raumgewicht, Kornverteilung etc.), ist bis zu einem gewissen Grade willkürlich. Das vorhandene Versuchsmaterial genügt nicht, um eine weitergehende Differenzierung vorzunehmen und das Ergebnis ist dementsprechend als ein Versuch zu werten, mit einer sehr einfachen und einheitlichen Formulierung wenigstens eine Uebersicht über den sehr grossen Variationsbereich der Zähigkeitsverhältnisse vom Schnee über Firn bis zum Eis zu gewinnen.

Hinsichtlich der Streuungen der  $k_1$ -Werte, die in Abb. 49 durch punktierte Linien rein schematisch angedeutet sind, während in Abb. 50 der die Versuchsergebnisse eingabelnde Streubereich nur für ein bestimmtes Raumgewicht, nämlich für  $\gamma = 700 \text{ kg/m}^3$  durch den schraffierten Streifen hervorgehoben wurde, ist noch folgendes zu bemerken:

Es wird vermutet, dass die Grösse des Streubereichs in Wirklichkeit vom Raumgewicht abhängig ist. Bei Schneearten von kleinem und

mittlerem Raumgewicht dürfte er relativ gross sein und mit zunehmendem Raumgewicht abnehmen, weil mit grosser Dichte und abnehmender Porosität der Spielraum, der den kristallographischen Unterschieden offen steht, kleiner wird. Der Streubereich muss deshalb gegen das Eis hin konvergieren, da bei polykristallinem Eis nur relativ geringe Unterschiede in den  $k_1$ -Werten zu erwarten sind. Diese Hypothese ist in Abb. 49 durch die nach dem Punkte  $E$  konvergierenden Randlinien schematisch angedeutet (strichliert).

#### 4.4.2 Kompressionsversuche bei verhinderter Querdehnung

Der überragende Einfluss des Raumgewichtes auf die Verformbarkeit des Firms geht auch aus den Kompressionsversuchen bei verhinderter Querdehnung (Oedometerversuche) hervor und springt besonders bei Tab. 71 und 72 sowie deren Darstellung (Abb. 53) in die Augen. In dieser Figur sind die lotrechten Verkürzungsgeschwindigkeiten  $\dot{\epsilon}$  der Proben, reduziert auf die einheitliche Temperatur von  $-10^\circ\text{C}$ , in Funktion des Vertikaldruckes  $\sigma_1$  aufgetragen. Die Abnahme der Verformbarkeit mit zunehmenden Vertikaldruck ist durch die Zunahme des Raumgewichtes und dessen gegenüber der Druckzunahme überwiegenden Einflusses bedingt. Man beachte ferner, dass die beiden Oedometerversuche 5 und 6 ähnliche Werte ergaben. Ihre nähere Interpretation könnte auf Grund der sehr umfassenden Untersuchungen von N. C. COSTES (1962) erfolgen.

Um das Bild abzurunden, wurden durch M. DE QUERVAIN an den rheologisch untersuchten Firnproben auch gewisse kristallographische Bestimmungen durchgeführt. Die Ergebnisse dieser kristallographischen Charakterisierung sind im Faszikel Nivologie enthalten.

#### Nachtrag

In der nach dem Abschluss des vorliegenden Kapitels erschienenen Publikation: "The Physics and Mechanics of Snow as a Material" empfiehlt H. BADER (1962), für die Abhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit von der Temperatur folgende Gleichung zu benutzen:

$$\frac{\dot{\epsilon}_T}{\dot{\epsilon}_{T_0}} = e^{\frac{F}{R}\left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}\right)} \quad (88)$$

worin bedeuten:

$T$  = absolute Temperatur

$T_0$  = Bezugstemperatur

$R$  = Gaskonstante = 1,987 cal/mol-Grad

$F$  = = 10'000 bis 24'000 cal/mol

$\dot{\epsilon}$  = Verformungsgeschwindigkeit (strain rate) bei  $T^0$

Die unsererseits für die Reduktion der Kriechgeschwindigkeiten auf eine einheitliche Vergleichstemperatur ( $-10^\circ$ ) benutzte Gl. 56 ergibt ganz

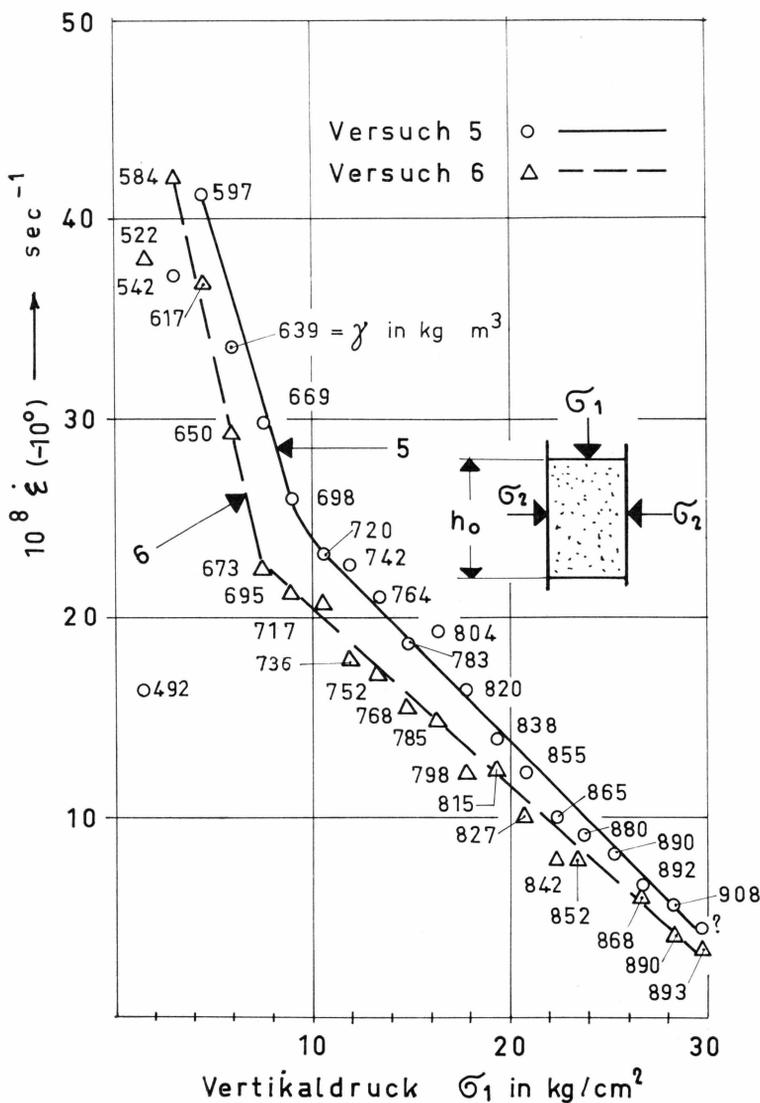


Abb. 53. Oedometerversuche No. 5 und 6. Lotrechte Zusammendrückgeschwindigkeit (vertical strain rate) für verschiedene Raumgewichte in Funktion des Druckes.

ähnliche Werte wie Gl. 88, wenn der Parameter  $F$  mit ca. 14'000 eingesetzt wird.

Für die Abhängigkeit der Kriechgeschwindigkeiten vom Raumgewicht des Schnees gibt BADER (1962) folgende Gleichung:

$$\frac{\epsilon\gamma}{\epsilon\gamma_0} = e^{-b(\gamma-\gamma_0)} \tag{89}$$

worin bedeuten:

$b$  = Parameter abhängig vom Typus der Schneeart (Kornverteilung, kristallographische Verhältnisse etc.)

$\gamma$  = Raumgewicht des Schnees ( $g/cm^3$ )

$\gamma_0$  = Raumgewicht des Bezugsschnees ( $g/cm^3$ ).

Der Parameter  $b$  kann nach BADER je nach der Schneeart zwischen etwa 5 und 40 variieren. Beim Vergleich der von uns dargestellten Versuchsergebnisse mit denjenigen von BADER (Abb. 53) stellt man eine weitgehende Uebereinstimmung fest. Die Gl. 89 würde in unserer Schreibweise lauten:

$$\frac{k_1\gamma}{k_1\gamma_0} = e^{-b(\gamma-\gamma_0)} \quad ^1) \quad (90)$$

$$\ln\left(\frac{k_1\gamma}{k_1\gamma_0}\right) = b(\gamma_0 - \gamma); \quad b = \frac{\ln\left(\frac{k_1\gamma}{k_1\gamma_0}\right)}{\gamma_0 - \gamma}$$

Diese Gleichung zeigt denselben Charakter wie unsere Gl. 77. Uebereinstimmend lässt sich die spez. Verformungsgeschwindigkeit in Funktion des Raumgewichtes in halblogarithmischem Massstab als Gerade darstellen. Aus zwei Punkten der  $k_1$ -Linie unserer Abb. 53 berechnet sich der von uns für das grönländische Inlandeis feststellbare Parameter  $b$  nach Gl. 90 wie folgt:

$$K_{1(700)}: \gamma_0 = 700 \text{ kg/m}^3 = 0,7 \text{ gr/cm}^3; \quad k_1\gamma_0 = 2 \cdot 10^{-8} \text{ sec}^{-1}$$

$$K_{1(500)}: \gamma = 500 \text{ kg/m}^3 = 0,5 \text{ gr/cm}^3; \quad k_1\gamma = 10^{-6} \text{ sec}^{-1}$$

$$b = \frac{\ln\left[\frac{10^{-6}}{2 \cdot 10^{-8}}\right]}{0,2} = 5 \cdot \ln 50 = 19,6$$

Dieser  $b$ -Wert liegt somit nahe der Mitte zwischen den von BADER angegebenen Grenzwerten und stimmt nahezu überein mit dem nach BADER häufig angetroffenen Wert von  $b = 21$ . Von besonderem Interesse ist, dass die in Abb. 49 dargestellte Gerade nach unten bis zum Grenzfall Eis und nach oben bis zu den leichten Schneearten der alpinen Winterschneedecke fortsetzen lässt, wobei ca. 8 Zehnerpotenzen durchschritten werden.

<sup>1)</sup> In  $k_{1\gamma}$  ist  $\gamma$  als Index zu verstehen.

## II. TEIL

VON R. HAEFELI

### 5. RHEOLOGISCHE AUSWERTUNG DER RAUMGEWICHTSKURVE DES POLARFIRNS

#### 5.1 Problemstellung

Unter der Raumgewichtskurve des Polarfirns verstehen wir die Abhängigkeit seines Raumgewichtes von der Tiefe unter der Firnoberfläche. Der nachstehende Versuch einer rheologischen Interpretation dieser Kurve besteht darin, sie als Grundlage zur quantitativen Untersuchung der Zähigkeitsverhältnisse bzw. des Fließverhaltens des Firns zu verwenden. Genau genommen geht es dabei darum, innerhalb des linearen Bereiches der Fließkurve die Zähigkeit des Firns bzw. ihren reziproken Wert, den wir im Abschnitt 4.1.3 mit  $k_{11}$  bezeichnet haben, in Funktion der Tiefe zu bestimmen (vgl. Abb. 44).

Wie SORGE und BADER gezeigt haben, ist für ein stationäres Klima die Abhängigkeit des Raumgewichtes des Firns von der Tiefe konstant, d.h. nicht von der Zeit, sondern nur vom Ort abhängig. Dasselbe gilt aber nicht nur vom Raumgewicht, sondern auch von allen andern Eigenschaften des Firns und somit ebenso von der Zähigkeit, bzw. von seinem Fließverhalten, wie auch von seinem Spannungszustand infolge Eigengewicht.

Durch die Grösse der jährlichen Akkumulation einerseits und die Raumgewichtskurve andererseits ist zunächst der Verformungszustand der Firnschicht, der sich dadurch auszeichnet, dass in der Nähe der Bewegungsscheide nur lotrechte Verschiebungen auftreten, gegeben. Nicht so der Spannungszustand. Wohl kann man aus der Raumgewichtskurve den spezifischen Ueberlagerungsdruck, der identisch ist mit der ersten Hauptspannung  $\sigma_1$ , für jede beliebige Tiefe leicht berechnen.

Dagegen ist der horizontale Druck, den man auch als Ruhedruck bezeichnet und der identisch ist mit der zweiten bzw. dritten Hauptspannung ( $\sigma_2 = \sigma_3$ ), zunächst unbekannt. Man weiss vorläufig nur, dass er mit der Tiefe stetig zunimmt und dass er stets kleiner ist als der lotrechte Ueberlagerungsdruck, ausgenommen bei Eis, wo er die Grösse der ersten Hauptspannung erreicht (hydrostatischer Spannungszustand).

Das Verhältnis zwischen der horizontalen und der lotrechten Hauptspannung bezeichnet man als *Ruhedruckziffer*, die zwischen 0 und 1 variieren kann. Eine Ruhedruckkurve stellt die Abhängigkeit des Ruhedruckes, bzw. der Ruhedruckziffer von der Tiefe dar. Der nächste Schritt besteht nun darin, eine brauchbare Arbeitshypothese zur angenäherten Lösung des Ruhedruckproblems aufzustellen, wobei frühere Studien des Verfassers mitbenutzt werden. Dabei ist von vornherein zu bedenken, dass die Ruhedruckziffer nicht nur vom Raumgewicht des Firns abhängig ist, sondern auch von der kristallographischen Beschaffenheit des Schnees. Daraus folgt, dass die Abhängigkeit des Ruhedruckes vom Raumgewicht des Schnees nicht durch eine einzige Kurve dargestellt werden kann, sondern höchstens durch eine Kurvenschar, deren Parameter gewisse kristallographische Unterschiede zwischen Schneearten gleichen Raumgewichtes zum Ausdruck bringen. Dementsprechend können wir auch nur eine Schar von Ruhedruckkurven angeben, bzw. für jede Tiefe einen wahrscheinlichen Bereich, innerhalb welchem der wirkliche Ruhedruck liegen dürfte.

Greift man für eine gegebene Raumgewichtskurve eine bestimmte Ruhedruckkurve heraus, so ist der Spannungszustand der betreffenden Firnschicht als einer von vielen möglichen Spannungszuständen gegeben. Aus der Raumgewichtskurve lässt sich ausserdem der Verformungszustand ableiten. Bringt man nun den Verformungs- und Spannungszustand durch das Fliessgesetz des Firns (linearen Bereich) miteinander in Beziehung, so kann der Fliessparameter  $k_{11}$  des Firns (als reziproker Wert der Zähigkeit) in Funktion des Raumgewichtes, bzw. der Tiefe, ausgedrückt und durch eine Kurvenschar, bzw. einen bestimmten Bereich, dargestellt werden.

## 5.2 Arbeitshypothesen zur angenäherten Lösung des Ruhedruckproblems

Es kann sich hier nicht um eine allgemein gültige Lösung des Ruhedruckproblems handeln, sondern nur darum, im Rahmen der Verhältnisse des grönländischen Inlandeises bzw. der Antarktis eine brauchbare Arbeitshypothese zu finden. Wir müssen dabei voraussetzen, dass die Schubspannungen, die durch den Deviator ( $\sigma_1 - \sigma_2$ ) gegeben sind, nirgends jenen kritischen Wert überschreiten, der den linearen Zusammenhang zwischen Spannung und Verformung vom nichtlinearen trennt. Nur innerhalb dieses linearen Bereiches ist jede Schneeart von gegebenem Raumgewicht und kristallographischen Eigenschaften durch eine plastische Querszahl charakterisiert, die von der Spannung unabhängig ist. Sie bedeutet im Bereich der plastisch-viskosen Verformung

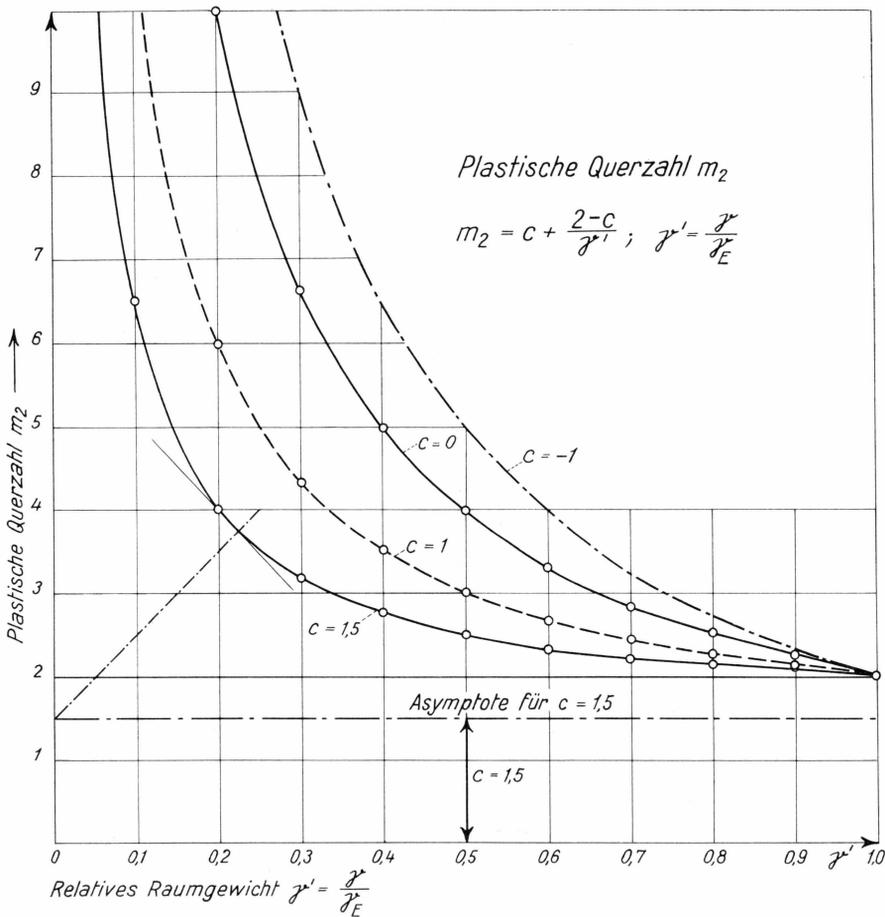


Abb. 54. Plastische Querzahl  $m_2$  in Funktion des relativen Raumgewichtes  $\gamma'$ .

dasselbe wie die sogenannte Querzahl (reziproker Wert der Poissonzahl) im elastischen Bereich, nämlich das Verhältnis der Längs- zur Querdehnung eines nur in Längsrichtung beanspruchten prismatischen Körperelementes.

Wie früher gezeigt wurde, ist im Gegensatz zur elastischen Querzahl die visko-plastische Querzahl  $m_2$  für Druck bei Firn und Schnee nicht identisch mit derjenigen für Zug ( $m_1$ ). Dieser wesentliche Unterschied, der für den Spannungszustand der geneigten Firn- und Schneedecke eine grundlegende Rolle spielt, kommt daher, weil Schnee und Firn bei der einaxialen Druckbeanspruchung eine Volumenverkleinerung erfahren, während sie bei ihrer Verformung unter einer einaxialen Zugspannung praktisch volumenkonstant bleiben ( $m_1 \cong 2$ ). Beim normalen Setzungs Vorgang einer horizontalen Schnee- oder Firnschicht wird  $m_2$  mit zunehmendem Raumgewicht immer kleiner, um schliesslich beim

Uebergang von Firn in Eis den Endwert  $m_2 = m_1 = 2$  als Ausdruck der Volumenkonstanz zu erreichen.

Betrachtet man einen Würfel in der Tiefe  $z$  einer horizontalen Firn-decke, der durch den Ueberlagerungsdruck  $\sigma_1$  und den Ruhedruck  $\sigma_2 = \sigma_3$  beansprucht wird, so ergibt sich aus der Bedingung, dass keine Quer-dehnung stattfindet (vorausgesetzt, dass das Superpositionsgesetz gültig bleibt) folgender Wert für die Ruhedruckziffer:

$$\zeta = \frac{\sigma_2}{\sigma_1} = \frac{1}{m_2 - 1} \quad (91)$$

Aus früheren Arbeiten des Verfassers, bei denen die Abhängigkeit der Querszahl  $m_2$  vom relativen Raumgewicht  $\gamma'$  auf Grund von Kriech-versuchen an einer unter  $45^\circ$  geneigten Schneeschicht experimentell und theoretisch untersucht wurde, geht hervor, dass zwischen  $m_2$  und  $\gamma'$  Beziehungen bestehen, die angenähert durch eine Schar gleichseitiger Hyperbeln dargestellt werden können (HAEFELI, 1942). Wählt man dabei die Ordinate  $c$  der horizontalen Asymptote als Parameter, so gilt nach Abb. 54:

$$(m_2 - c) \cdot \gamma' = 2 - c$$

$$m_2 = c + \frac{2 - c}{\gamma'} \quad \gamma' = \frac{\gamma}{\gamma_E} \quad (92)$$

Für  $c = 0$ ,  $c = 1,0$  und  $c = 1,5$  ergeben sich die in Tab. 76 zusammen-gestellten Querszahlen  $m_2$ :

Tab. 76. Querszahlen  $m_2$  in Funktion von  $\gamma'$  für verschiedene  $c$ -Werte nach Gl. 92

$\gamma' \rightarrow$	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
$c = 0 \dots\dots$	20,0	10,0	6,67	5,00	4,00	3,33	2,85	2,50	2,22	2,00
$c = 1,0 \dots\dots$	11,0	6,00	4,33	3,50	3,00	2,67	2,43	2,25	2,11	2,00
$c = 1,5 \dots\dots$	6,5	4,00	3,17	2,75	2,50	2,33	2,21	2,12	2,05	2,00

Durch Einsetzen von Gl. 92 in Gl. 91 erhält man

$$\zeta = \frac{1}{c + \frac{2 - c}{\gamma'} - 1} \quad (93)$$

$$\gamma' = \text{relatives Raumgewicht} = \frac{\text{Raumgewicht von Schnee oder Firn}}{\text{Raumgewicht des Eises}}$$

$$\left. \begin{aligned}
 \text{Für } c = 0 \quad \zeta &= \frac{1}{0 + \frac{2}{\gamma'} - 1} = \frac{\gamma'}{2 - \gamma'} \\
 \text{für } c = 1 \quad \zeta &= \frac{1}{1 + \frac{2-1}{\gamma'} - 1} = \gamma' \\
 \text{für } c = 1,5 \quad \zeta &= \frac{1}{1,5 + \frac{0,5}{\gamma'} - 1} = \frac{2\gamma'}{1 + \gamma'}
 \end{aligned} \right\} \quad (94)$$

Tab. 77. Ruhedruckziffer  $\zeta$  in Funktion von  $\gamma'$  für verschiedene  $c$ -Werte nach Gl. 93/94

$\gamma' \rightarrow$	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
$c = 0 \dots\dots$	0,05	0,11	0,20	0,25	0,33	0,43	0,54	0,67	0,82	1,0
$c = 1,0 \dots\dots$	0,10	0,20	0,30	0,40	0,50	0,60	0,70	0,80	0,90	1,0
$c = 1,5 \dots\dots$	0,18	0,33	0,46	0,57	0,67	0,75	0,82	0,89	0,95	1,0

Andererseits wurde in einer neueren Studie über die kritische Neigung und die Ruhedruckziffer der Schneedecke (HAEFELI, 1965) gezeigt, dass  $m_2$  aus dem messbaren Kriechwinkel ( $\beta_{45^\circ}$ ) einer unter  $45^\circ$  geneigten Schnee- oder Firnschicht wie folgt angenähert berechnet werden kann (vgl. Abb. 55):

$$m_2 = 2 \cdot \frac{1-p}{1-2p}; \quad p = \text{tg } \beta_{45^\circ} \quad (95)$$

Setzt man Gl. 94 in Gl. 92 ein, so ergibt sich folgende Beziehung zwischen der Messgröße  $p$  und dem Parameter  $c$ :

$$p = \frac{1}{2} \cdot \frac{1-\gamma'}{1-\gamma' \cdot \frac{c-1}{c-2}} \quad (96)$$

$$\left. \begin{aligned}
 \text{für } c = 0 \quad p &= \frac{1-\gamma'}{2-\gamma'} \\
 \text{für } c = 1 \quad p &= \frac{1}{2} \cdot (1-\gamma') \\
 \text{für } c = 1,5 \quad p &= \frac{1}{2} \cdot \frac{1-\gamma'}{1+\gamma'}
 \end{aligned} \right\} \quad (97)$$

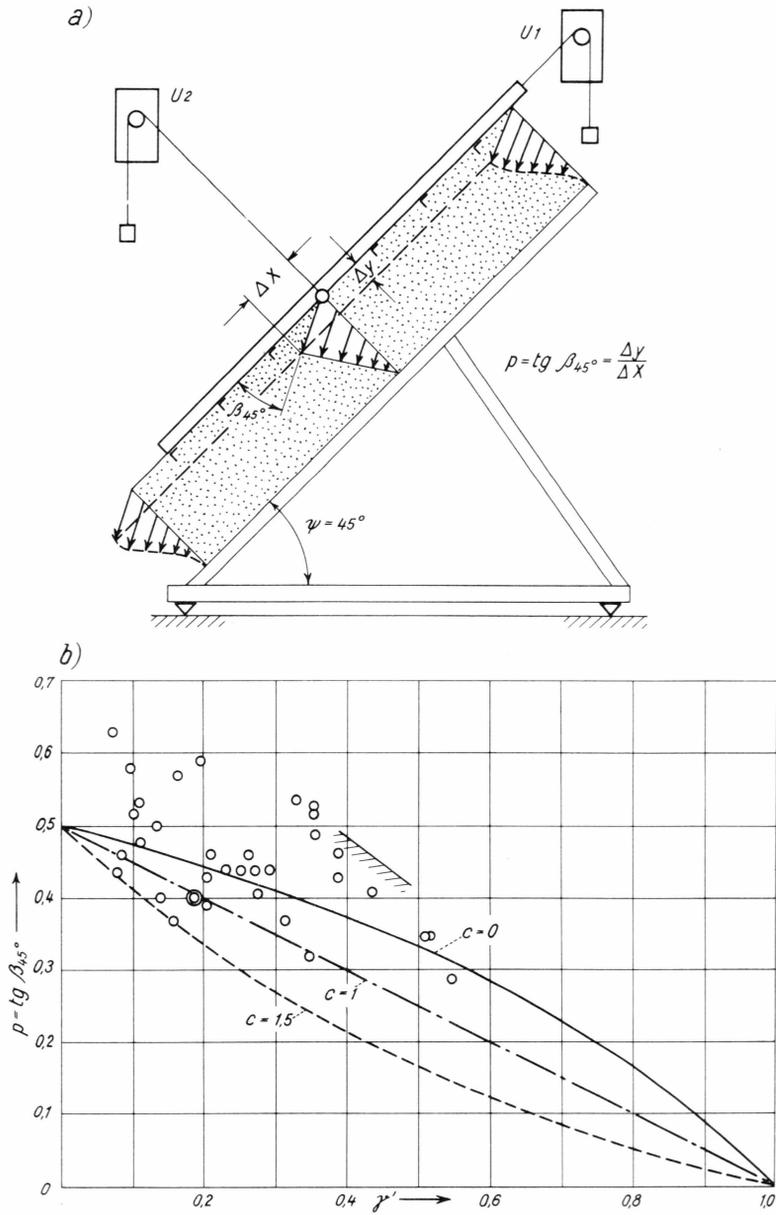


Abb. 55. Kriechwinkel  $\beta_{45^\circ}$  einer unter  $45^\circ$  geneigten Schneeschicht.

a) Versuchsanordnung (Schema)

b)  $p = \text{tg } \beta_{45^\circ}$  in Funktion des relativen Raumgewichtes  $\gamma'$ .

Tab. 78. Kriechtangente  $p$  in Funktion von  $\gamma'$  für verschiedene  $c$ -Werte nach Gl. 96

$\gamma' \rightarrow$	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
$c = 0 \dots\dots$	0,47	0,44	0,41	0,37	0,33	0,28	0,23	0,11	0,09	0
$c = 1,0 \dots\dots$	0,45	0,40	0,35	0,30	0,25	0,20	0,15	0,10	0,05	0
$c = 1,5 \dots\dots$	0,41	0,33	0,27	0,21	0,17	0,12	0,09	0,05	0,03	0

Die vorstehende Tabelle No. 78 gibt den numerischen Zusammenhang zwischen der Kriechtangente  $p = tg \beta_{45^\circ}$  und dem Parameter  $c$ .

Die in Tab. 78 enthaltenen  $p$ -Werte für  $c = 0$  und  $c = 1,0$  bzw.  $1,5$  sind in Abb. 55 im Vergleich zu dem gemessenen  $p$ -Werten zusammengestellt. Daraus geht hervor, dass der Fall  $c = 0$  den gemessenen Werten von  $p$  am besten entspricht, während die Annahme  $c = 1,5$  zu tiefe  $p$ -Werte liefert. Man beachte ferner, dass die Annahme  $c = 1$  der einfachen Näherungslösung gleich kommt, die anderweitig auf einer ähnlichen Basis bereits eingehend behandelt wurde (HAEFELI, 1965). Die Ruhedruckziffer wird bei dieser einfachsten Annahme identisch mit dem relativen Raumgewicht  $\gamma'$  (vgl. Gl. 94).

In Anbetracht der in Abb. 55 b dargestellten Zusammenhänge werden wir bei der Berechnung der Zähigkeitsverhältnisse des Firns nur noch die Annahmen  $c = 0$  und  $c = 1$  weiter verfolgen. Neuerdings wurde auch der Fall  $c = -1$ , der relativ gut mit direkten  $m_2$ -Messungen übereinstimmt, behandelt (HAEFELI, 1966)<sup>1)</sup>.

### 5.3 Versuch zur angenäherten Berechnung des Spannungszustandes des Polarfirns an der Bewegungsscheide

#### 5.3.1 Theoretische Grundlagen

Nachdem die Ruhedruckziffer in Funktion des relativen Raumgewichtes des Firns und eines dimensionslosen Parameters  $c$  dargestellt wurde, kann der hypothetische Spannungszustand des Polarfirns auf Grund der Raumgewichtskurve mit Hilfe von Gl. 93 berechnet werden.

Nach dem Mohr'schen Kreis gilt bekanntlich für die uns am meisten interessierende Schubspannung  $\tau$  folgender Ausdruck:

$$\left. \begin{aligned} \tau &= \frac{1}{2} (\sigma_1 - \sigma_2) = \frac{\sigma_1}{2} (1 - \zeta); \sigma_2 = \zeta \cdot \sigma_1 \\ \frac{\tau}{\sigma_1} &= \frac{1}{2} (1 - \zeta) \end{aligned} \right\} \quad (98)$$

<sup>1)</sup> HAEFELI, R.: Some mechanical aspects on the formation of avalanches. Institute of low Temperature Science, Sapporo Hokkaido 1966 (Im Druck, erscheint 1968).

Durch Einsetzen von Gl. (93) in Gl. (98) erhält man:

$$\frac{\tau}{\sigma_1} = \frac{1}{2} \left[ 1 - \frac{1}{c + \frac{2-c}{\gamma'} - 1} \right] = \frac{1}{2} \cdot \frac{1 - \gamma'}{1 - \gamma' \frac{c-1}{c-2}} \quad (99)$$

Die rechte Seite dieser Gleichung ist identisch mit der rechten Seite von Gl. 96, woraus folgt:

$$\boxed{\frac{\tau}{\sigma_1} = p = \operatorname{tg}(\beta_{45^\circ}) = \xi} \quad (100)$$

d.h. der Parameter  $p$  (Kriechtangente) ist identisch mit dem Spannungsverhältnis  $\tau : \sigma_1$  der horizontalen Schnee- oder Firnschicht.<sup>1)</sup> Da durch dieses Verhältnis dieser Spannungszustand eindeutig definiert ist, so gewinnt damit der Parameter  $p$ , der durch den Kriechversuch an der unter  $45^\circ$  geneigten Schicht auf relativ einfache Weise gemessen werden kann (HAEFELI, 1942), eine konkrete Bedeutung für den Spannungszustand der horizontalen Schicht. Der Parameter  $p$  steht andererseits in einfacher Beziehung zur Ruhedruckziffer, indem auf Grund von Gl. 98 und 100 folgt:

$$\left. \begin{aligned} p &= \frac{1}{2} (1 - \zeta) \\ \zeta &= 1 - 2p \end{aligned} \right\} \quad (101)$$

Dieselben Beziehungen wurden auf einem anderen Wege in einer früheren Publikation des Verfassers abgeleitet (HAEFELI, 1965).

Durch Einsetzen verschiedener Werte von  $c$  in Gl. 99 erhält man folgende der Gl. 97 entsprechende Ausdrücke:

$$\left. \begin{aligned} \text{für } c = 0 \quad \frac{\tau}{\sigma_1} &= \frac{1 - \gamma'}{2 - \gamma'} = \xi \\ \text{für } c = 1,0; \xi &= \frac{1}{2} (1 - \gamma') = \frac{\bar{n}}{2}; \bar{n} = \text{Porosität} \end{aligned} \right\} \quad (102)$$

Die Werte von  $\xi$ , dargestellt in Funktion von  $\gamma'$  und für verschiedene  $c$ -Werte werden somit identisch mit den in Tab. 78 zusammengestellten  $p$ -Werten. (Gl. 100).

### 5.3.2 Zahlenbeispiel (Station Jarl-Joset)

Auf Grund der ausgeglichenen Raumgewichtskurve der Station Jarl-Joset (Schacht Dumont), die bis in eine Tiefe von 42 m reicht, wurden die massgebenden Grössen, nämlich:

<sup>1)</sup> Bei verhinderter Querdehnung.

Ueberlagerungsdruck  $\sigma_1 = \sigma_z$   
 Ruhedruckziffer für  $c = 0$  und  $c = 1$   
 Schubspannungen für  $c = 0$  und  $c = 1$

von 2 zu 2 m berechnet und in Tab. 79 zusammengestellt. Die graphische Darstellung dieser Werte in Funktion der Tiefe ist in Abb. 56 enthalten. Dabei fällt auf, dass der typische Knick, den die Raumgewichtskurve (1) in ca. 8 m Tiefe aufweist und der sich auch in den Kurven der Ruhedruckziffer (2 & 3) spiegelt, bei den Schubspannungskurven (5 & 4), die bis 20 m Tiefe nahezu geradlinig verlaufen, vollständig fehlt. Man beachte ferner, dass die Schubspannungen in einer gewissen Tiefe, die zwischen 40 und 50 m liegen dürfte, einen Grösstwert erreichen. In noch grösserer Tiefe nehmen die Schubspannungen stetig ab, um mit der Verwandlung

Tab. 79. Station Jarl-Joset. Lotrechte Normalspannungen, Ruhedruckziffer und Schubspannungen

Tiefe <i>z</i> m	Raumgewicht		Lotrechte Normalspann.		Ruhedruckziffer		Schubspannung	
	$\gamma$ kg/m <sup>3</sup>	$\gamma_m$ kg/m <sup>3</sup>	$\Delta\sigma_z$ kg/m <sup>2</sup>	$\sigma_z$ kg/cm <sup>2</sup>	$\zeta^{(c=0)}$ $= \frac{\gamma'}{2-\gamma'}$	$\zeta^{(c=1)}$ $= \gamma'$	$\frac{\tau^{(c=0)}}{2-\gamma'} \cdot \sigma_z$ kg/cm <sup>2</sup>	$\frac{\tau^{(c=1)}}{\frac{1}{2}(1-\gamma')} \cdot \sigma_z$ kg/cm <sup>2</sup>
0.....	340	361	723	0	0,228	0,371	—	—
2.....	383	404	808	0,072	0,264	0,418	0,026	0,021
4.....	425	445	890	0,153	0,300	0,463	0,053	0,041
6.....	465	485	970	0,242	0,340	0,507	0,080	0,059
8.....	505	516	1032	0,339	0,379	0,550	0,105	0,076
10.....	527	535	1070	0,442	0,402	0,575	0,131	0,095
12.....	543	550	1100	0,549	0,421	0,593	0,162	0,112
14.....	557	563	1127	0,659	0,435	0,607	0,186	0,129
16.....	570	575	1151	0,772	0,452	0,622	0,212	0,146
18.....	581	586	1172	0,887	0,467	0,634	0,238	0,162
20.....	592	598	1197	1,004	0,476	0,645	0,225	0,178
22.....	603	608	1217	1,124	0,490	0,658	0,287	0,191
24.....	614	620	1240	1,246	0,503	0,670	0,309	0,206
26.....	625	630	1261	1,370	0,517	0,682	0,330	0,218
28.....	636	641	1263	1,496	0,531	0,694	0,351	0,229
30.....	647	652	1305	1,624	0,547	0,707	0,368	0,237
32.....	658	668	1329	1,754	0,560	0,718	0,386	0,247
34.....	669	674	1349	1,887	0,575	0,730	0,401	0,254
36.....	680	685	1370	2,022	0,590	0,742	0,416	0,261
38.....	690	695	1390	2,159	0,603	0,752	0,429	0,268
40.....	700	705	1410	2,298	0,618	0,764	0,439	0,271
42.....	710	710	1410	2,439	0,633	0,775	0,477	0,273

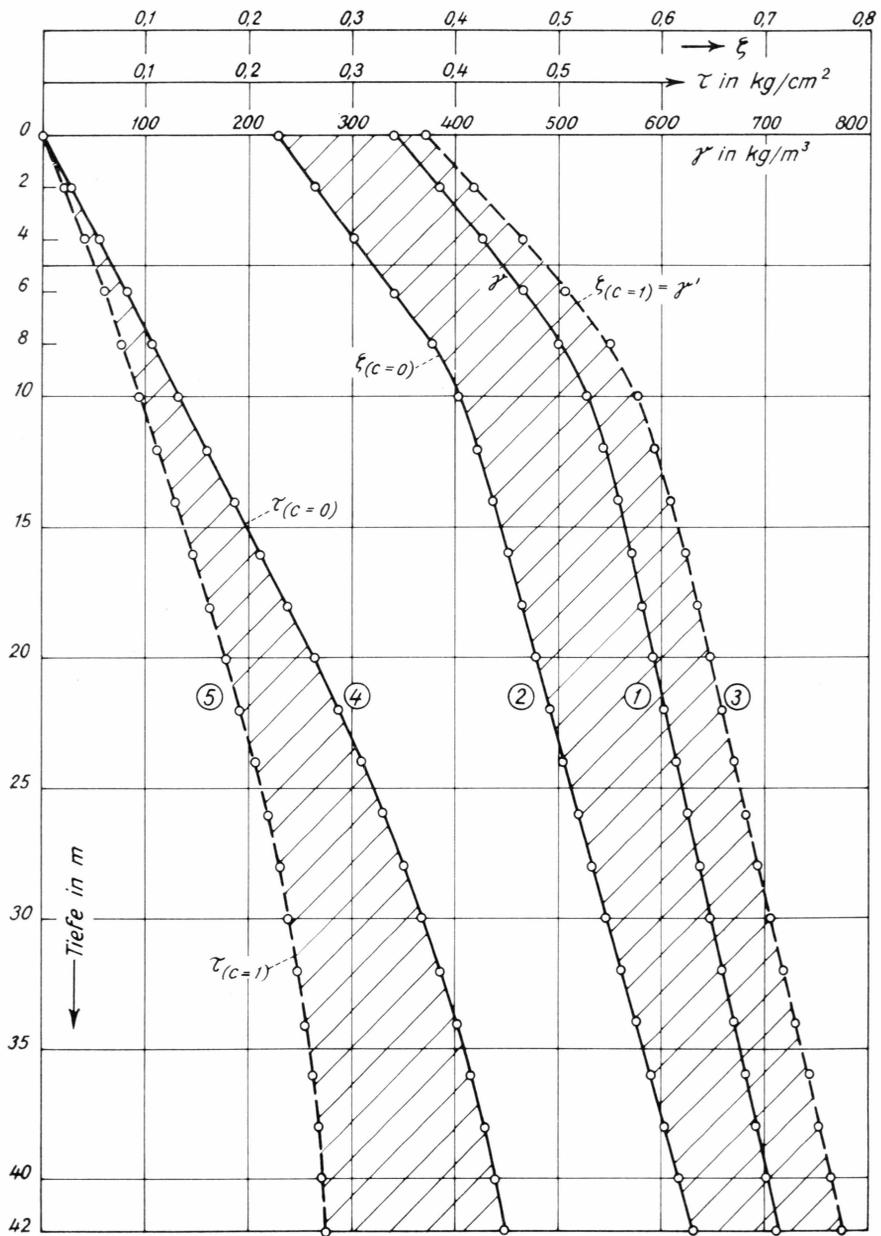


Abb. 56. Raumgewicht  $\gamma$ , Ruhedruckziffer  $\xi$  und Scherspannung  $\tau$  der Firndecke in Funktion der Tiefe für  $c = 0$  und  $c = 1$  (Schacht Dumont).

von Firn in Eis schliesslich dem Wert 0 zuzustreben (Spannungszustand für  $\xi = 1$ ).

Bei Abb. 56 muss daran erinnert werden, dass diese Darstellung an die Voraussetzung gebunden ist, dass die Verformungen bzw. die

Verformungsgeschwindigkeiten den Spannungen proportional sind. Die Frage, inwieweit diese Voraussetzung erfüllt ist, muss vorläufig offen bleiben.

## 5.4 Rheologische Auswertung der Raumgewichtskurve zur Untersuchung der Zähigkeitsverhältnisse des Polarfirms

### 5.4.1 Theoretische Grundlagen

Nachdem in den vorangehenden Abschnitten durch eine Analyse des Ruhedruckproblems ein Bild der möglichen Spannungszustände der horizontalen Firndecke infolge Eigengewicht gewonnen wurde, sollen nachstehend die Zähigkeitsverhältnisse des Polarfirms, ebenfalls auf Grund der Raumgewichtskurve, untersucht werden. Wir beschränken uns dabei wiederum auf den linearen Bereich der Fliesskurve, d.h. auf das Gebiet relativ kleiner Schubspannungen, für welche die Verformung als proportional zur Spannung angenommen werden kann. Für diesen Bereich gilt gemäss Kap. 4.1 und Abb. 44 folgende Beziehung:

$$\left. \begin{aligned} \omega = \frac{d\alpha}{dt} = \dot{\varepsilon}_z = k_{11} \left( \frac{\tau_z}{\tau_1} \right) = \frac{d(\Delta_z)}{\Delta_z} \cdot \frac{1}{\Delta t} \\ k_{11} = \dot{\varepsilon}_z \frac{\tau_1}{\tau_z}; \tau_z = \varepsilon_z \frac{\tau_1}{k_{11}} \end{aligned} \right\} (103)$$

worin bedeuten:

$d\alpha$  = Aenderung des Winkels  $\alpha$  zwischen den Diagonalen eines kubischen Körperelementes bei einaxialer Belastung und verhinderter Querdehnung Abb. 57 a

$\dot{\varepsilon}_z$  = Lotrechte, spezifische Verformungsgeschwindigkeit in der Tiefe  $z$

$\tau_z$  = Grösste Schubspannung in der Tiefe  $z$

$\tau_1$  = Einheit der Schubspannung ( $\tau_1 = 1 \text{ kg/cm}^2$ )

$k_{11}$  = Ideelle spez. Verformungsgeschwindigkeit für  $\tau = \tau_1$  (Parameter)

$\eta$  = Newton'sche Zähigkeit

$\Delta t$  = Zeitelement (z. B. 1 Jahr)

$\Delta_z$  = Lotrechte Verschiebung eines Eiskristalls in der Tiefe  $z$  während der Zeit  $\Delta t$

= Höhe des betrachteten Körperelementes (Jahresschicht).

Zwischen der betrachteten Schichthöhe  $\Delta_z$  (Höhe einer Jahresschicht) und der Sinkgeschwindigkeit  $v_z$  gilt die Beziehung:

$$\Delta_z = v_z \cdot \Delta t; \Delta t = \frac{\Delta_z}{v_z} \quad (104)$$

Durch Einsetzen von Gl. 104 in Gl. 103 erhält man:

$$\dot{\epsilon}_z = \frac{d(\Delta z)}{\Delta z} \cdot \frac{v_z}{\Delta z} \quad (105)$$

Andererseits gilt auf Grund der Kontinuität:

$$\left. \begin{aligned} d(\Delta z) \cdot \gamma_z &= \Delta \gamma \cdot \Delta z \\ \frac{d(\Delta z)}{\Delta z} &= \frac{\Delta \gamma}{\gamma_z} \end{aligned} \right\} \quad (106)$$

Die Kontinuitätsbedingung verlangt ferner, dass sich die vertikalen Sinkgeschwindigkeiten  $v_z$  umgekehrt verhalten wie die Raumgewichte, d. h.:

$$\frac{v_z}{v_0} = \frac{\gamma_0}{\gamma_z}; \quad v_z = v_0 \cdot \frac{\gamma_0}{\gamma_z} \quad (107)$$

worin bedeuten:

- $v_z$  = Sinkgeschwindigkeit in der Tiefe  $z$
- $v_0$  = Sinkgeschwindigkeit an der Oberfläche  
= Akkumulation (Firnzuwachs) in m pro Jahr (Zeiteinheit)
- $\gamma_0$  = Raumgewicht an der Oberfläche
- $\gamma_z$  = Raumgewicht in der Tiefe  $z$

Durch Einsetzen von Gl. 106 und 107 in Gl. 105 folgt:

$$\dot{\epsilon}_z = \frac{\Delta \gamma}{\Delta z} \cdot \frac{\gamma_0}{\gamma_z^2} \cdot v_0 = \operatorname{tg} \vartheta \cdot \frac{\gamma_0}{\gamma_z^2} \cdot v_0 \quad (108)$$

worin bedeutet:

$\vartheta$  = Winkel zwischen der Tangente an die Raumgewichtskurve und der Lotrechten gemäss Abb. 57 b.

Setzt man den Wert von  $\dot{\epsilon}_z$  nach Gl. 108 in Gl. 103 ein, so erhält man schliesslich:

$$\boxed{k_{11} = \operatorname{tg} \vartheta \cdot \frac{\gamma_0}{\gamma_z^2} \cdot v_0 \cdot \frac{\tau_1}{\tau_z}} \quad \eta = \frac{\tau_1}{k_{11}} \quad (109)$$

Die Werte  $\vartheta$ ,  $\gamma_0$  und  $\gamma_z$  sind aus der Raumgewichtskurve zu entnehmen. Der Wert  $v_0$  entspricht der Jahresakkumulation (Firnzuwachs in m Firn pro Jahr), während die Schubspannung  $\tau_z$  nach der weiter oben behandelten Methode angenähert berechnet werden kann. *Damit ist die Bestimmung des Parameters  $k_{11}$  bzw. der Zähigkeit  $\eta$  des Firns innerhalb der Gültigkeit des linearen Bereiches des Fliessgesetzes auf die Raumgewichtskurve zurückgeführt.*

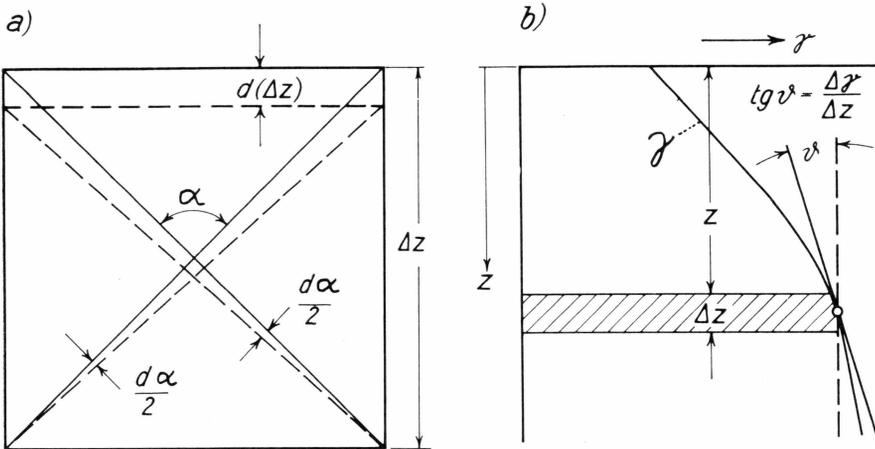


Abb. 57. Verdichtung bei verhinderter Querdehnung

- a) Verdichtung eines kubischen Körperelementes bei verhinderter Seitenausdehnung
- b) Raumgewicht  $\gamma$  in Funktion der Tiefe  $z$ .

Tab. 80. Firmparameter  $k_{11}$  in Funktion der Tiefe  $z$  ( $t \approx -26^\circ C$ )

Tiefe m	$\gamma_z$ kg/m <sup>3</sup>	$tg\vartheta$ kg/m <sup>2</sup>	$\tau_z$ für $c = 0$ kg/cm <sup>2</sup>	$\tau_z$ für $c = 1$ kg/cm <sup>2</sup>	$10^2 \cdot k_{11}$ für $c = 0$ J <sup>-1</sup>	$10^2 \cdot k_{11}$ für $c = 1,0$ J <sup>-1</sup>
0.....	$\gamma_0 = 340$	21,5	—	—	—	—
2.....	383	21,2	0,026	0,021	189	234
4.....	425	20,5	0,053	0,041	73	94,2
6.....	465	20,0	0,080	0,059	39,3	53,2
8.....	505	15,5	0,105	0,076	20,0	27,4
10.....	527	9,5	0,131	0,095	8,8	12,4
12.....	543	7,5	0,162	0,112	5,35	7,74
14.....	557	6,7	0,186	0,129	3,92	5,65
16.....	570	6,0	0,212	0,146	2,96	4,30
18.....	581	5,5	0,238	0,162	2,33	3,43
20.....	592	5,5	0,265	0,178	2,02	3,01
22.....	603	5,5	0,287	0,191	1,78	2,68
24.....	614	5,5	0,309	0,206	1,60	2,41
26.....	625	5,5	0,333	0,218	1,43	2,19
28.....	636	5,5	0,351	0,229	1,32	2,02
30.....	647	5,5	0,368	0,237	1,20	1,87
32.....	658	5,5	0,386	0,247	1,12	1,75
34.....	669	5,5	0,401	0,254	1,04	1,64
36.....	680	5,2	0,416	0,261	0,92	1,47
38.....	690	5,0	0,429	0,271	0,85	1,35
40.....	700	5,0	0,439	0,273	0,76	1,22
$k_{11} = tg\vartheta \cdot \frac{\gamma_0}{\gamma_z^2} \cdot v_0 \frac{\tau_1}{\tau_z}$ (109)						

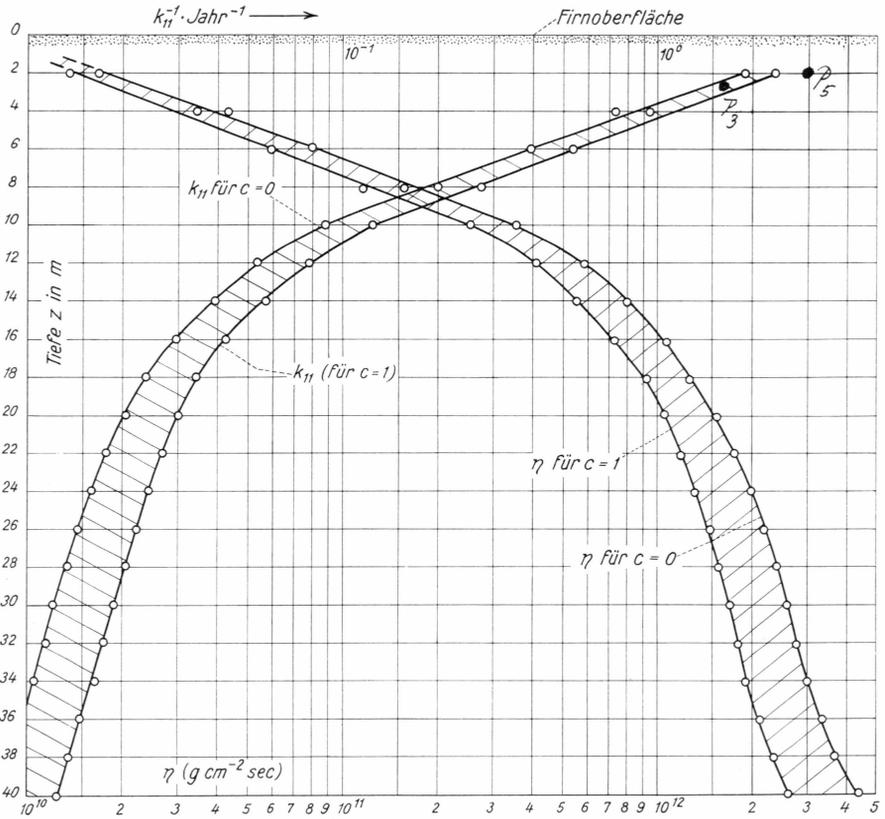


Abb. 58. Parameter  $k_{11}$  und Zähigkeit  $\eta$  des Firns für  $c = 0$  und  $c = 1$  in Funktion der Tiefe (Schacht Dumont).

#### 5.4.2 Zahlenbeispiel (Station Jarl-Joset)

Wir gehen zunächst von derselben ausgeglichenen Raumgewichtskurve aus, die wir weiter oben (vgl. Tab. 79) für die Berechnung der Schubspannungen benutzt haben. Die Berechnung der Parameter  $k_{11}$  erfolgt nach Gl. 109 und führt zu der in Tab. 80 gegebenen Zusammenstellung. Die zwei letzten Kolonnen dieser Tabelle enthalten die 100-fachen  $k_{11}$ -Werte, ausgedrückt in  $\text{Jahr}^{-1}$  und beziehen sich auf eine Firntemperatur von ca.  $-26^\circ\text{C}$ . Um diese Werte auf die Vergleichstemperatur von  $-10^\circ\text{C}$  umzurechnen, müsste man sie nach der Gleichung von BOLZMANN mit dem Faktor 5,2 multiplizieren.

In Abhängigkeit von der Tiefe präsentieren sich die  $k_{11}$ -Werte bzw. die Zähigkeiten  $\eta$  im halblogarithmischen Masstab gemäss Abb. 58. Demnach nimmt von 0 bis 10 m Tiefe der  $k_{11}$ -Wert um ca. zwei Zehnerpotenzen ab und die Zähigkeit entsprechend zu. Von 10 m bis 20 m zeigen die  $k_{11}$ -Kurven eine starke Krümmung in der Form eines all-

Tab. 81. *Zähigkeit des Firns in Funktion der Tiefe für Station Jarl-Joset*

$$\left(\eta = \frac{\tau_1}{k_{11}}\right) \text{ Abb. 58}$$

Tiefe m	Raumgewicht		$10^2 \cdot k_{11}$		$10^{10} \cdot \eta$ für $t \cong -26^\circ\text{C}$	
	$\gamma_z$ kg/m <sup>3</sup>	$\gamma'$	für $c = 0$ Jahr <sup>-1</sup>	für $c = 1$ Jahr <sup>-1</sup>	für $c = 0$ gr · cm <sup>-2</sup> sec	für $c = 1$ gr · cm <sup>-2</sup> sec
2.....	383	0,418	189	234	1,67	1,35
4.....	425	0,463	73	94,2	4,32	3,46
6.....	465	0,507	39,3	53,2	8,01	5,92
8.....	505	0,550	20,0	27,4	15,7	11,5
10.....	527	0,575	8,8	12,4	35,8	25,4
12.....	543	0,593	5,35	7,74	58,8	40,7
14.....	557	0,607	3,92	5,65	80,3	55,7
16.....	570	0,662	2,96	4,30	106,4	73,2
18.....	581	0,634	2,33	3,43	135,1	91,8
20.....	592	0,645	2,02	3,01	155,8	104,5
22.....	603	0,658	1,78	2,68	176,0	117,5
24.....	614	0,670	1,60	2,41	197,0	130,6
26.....	625	0,682	1,43	2,19	220,0	143,8
28.....	636	0,694	1,32	2,02	238,8	156,0
30.....	647	0,707	1,20	1,87	262,0	168,4
32.....	658	0,718	1,12	1,75	281	180
34.....	669	0,730	1,04	1,64	303	192
36.....	680	0,742	0,92	1,47	342	214
38.....	690	0,752	0,85	1,35	370	233
40.....	700	0,764	0,76	1,22	415	258

mählichen Ueberganges zu einer steiler geneigten Geraden, die zwischen 20 und 36 m nur noch eine Abnahme der  $k_{11}$ -Werte auf ca. die Hälfte erkennen lässt. Als Uebersicht über die Variation der  $k_{11}$ -Werte für  $c = 1$  sowie als Vergleich mit der Zähigkeit  $\eta$  diene Tab. 81.

#### 5.4.3 Vergleich mit andern Messungen

Die in Tab. 81 enthaltenen Werte der Zähigkeit in Funktion des Raumgewichtes sind in Abb. 59 im Vergleich mit den Messergebnissen anderer Forscher im halblogarithmischen Masstab dargestellt. Wir haben dabei die von RAMSEIER verwendete Darstellung benutzt (RAMSEIER, 1964).

Bei diesen Vergleichen fällt auf, dass bis zu einem Raumgewicht von 0,58 gr/cm<sup>3</sup> die Linie von Jarl-Joset parallel mit denjenigen von BADER für den Südpol und Byrd Station verläuft. Die absoluten Unter-

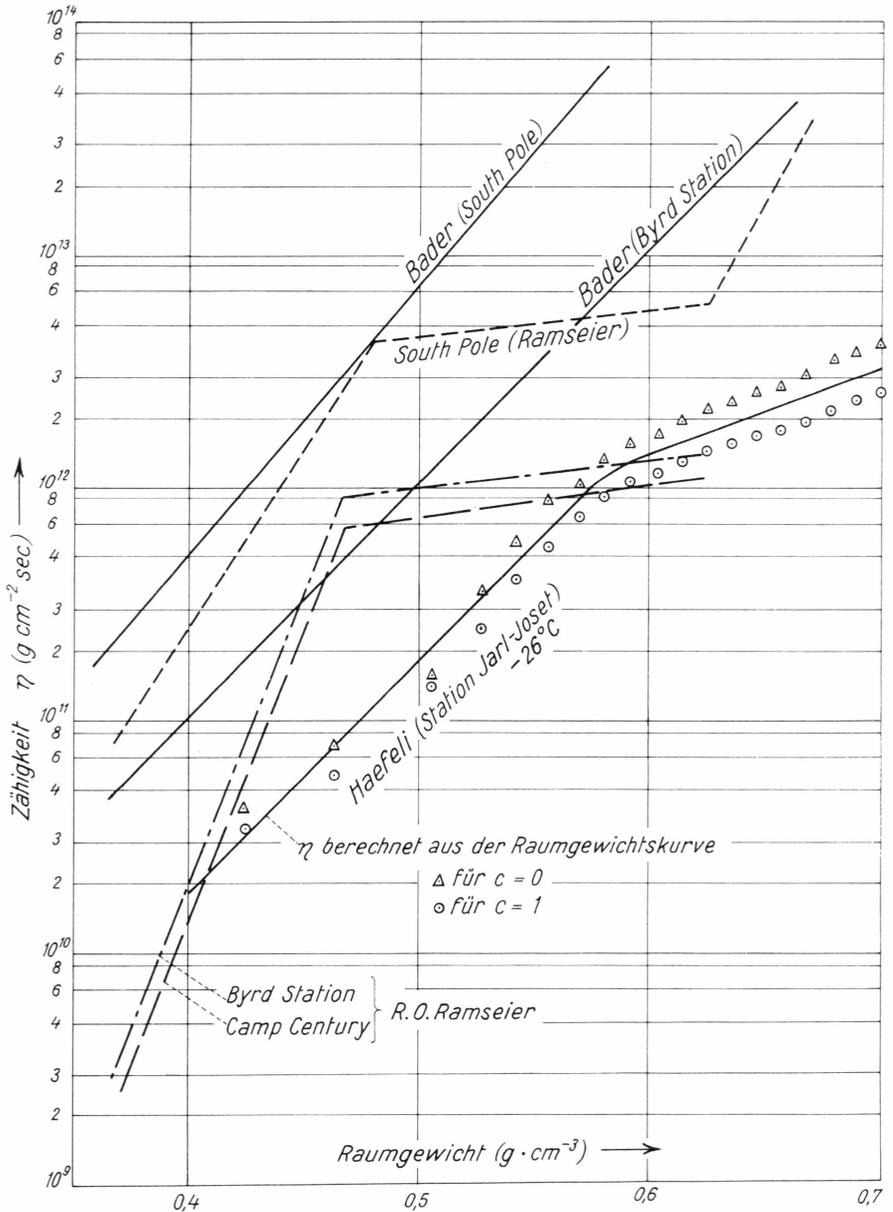


Abb. 59. Vergleich der Zähigkeiten des Firms in Funktion des Raumgewichtes für verschiedene Stationen.

schiede dürften z.T. auf die verschiedenen Temperaturen des Firms, z.T. auf die verschiedenen Methoden zurückzuführen sein. Bemerkenswert ist, dass die Kurve von Jarl-Joset erst bei einem Raumgewicht von  $0,58 \text{ gr/cm}^3$  einen Knick aufweist, während derselbe bei den Kurven von RAMSEIER bei allen drei Stationen (Camp Century, Byrd Station

und South Pole) schon bei einem kleineren Raumgewicht (ca.  $0,47 \text{ gr/cm}^3$ ) auftritt. Am besten sind die Zähigkeitswerte von Jarl-Joset mit denjenigen von Camp Century (RAMSEIER, 1964) vergleichbar. Für Raumgewichte von  $0,40$  sowie zwischen  $0,55$  und  $0,65 \text{ gr/cm}^3$  liegen die Werte von Camp Century, Byrd Station und Jarl-Joset sehr nahe beieinander.

Es scheint somit, dass die Berechnung des Ruhedruckes in Verbindung mit der Raumgewichtskurve eine brauchbare Basis für die Ermittlung der Zähigkeit des Firns bei verhinderter Querdehnung liefert. Sollte sich diese Methode grundsätzlich bewähren, so hätte sie gegenüber den bisher angewandten Verfahren den eminenten Vorteil, dass die Laborversuche auf ein Minimum reduziert werden können. Fast alle wesentlichen Daten sind bereits in der Raumgewichtskurve enthalten, die das Resultat der natürlichen Verdichtung über eine lange Zeitspanne darstellt. Nur das Problem der Abhängigkeit der Parameter  $p$  und  $c$  von der Schneebeschaffenheit einerseits und dem Raumgewicht andererseits erfordert weitere langwierige experimentelle Untersuchungen.

Die Genauigkeit der hier geschilderten Methode wird in dem Masse verbessert, als die Erfassung des Ruhedruckes fortschreitet. Deshalb ist der direkten Messung des Ruhedruckes, wie sie u.a. vom Eidg. Institut für Schnee- und Lawinenforschung sowohl im Felde wie im Laboratorium angestrebt wird, besondere Bedeutung beizumessen (DE QUERVAIN, in press).

In Abb. 59 & Tab. 81 ist zu beachten, dass die Zähigkeitswerte  $\eta$  für  $c = 1$  noch etwas höher liegen würden als für  $c = 0$ .

## 6. RHEOLOGISCH-GLAZIOLOGISCHE INTERPRETATION DES NIVELLEMENTS ÜBER DAS GRÜNLÄNDISCHE INDLANDEIS (1959)

### 6.1 Problemstellung

Das von der Nivellementsgruppe in hervorragender Weise in ca. 3 Monaten durchgeführte Nivellement (MÄLZER, 1964) zeigt vor allem zwei auffallende morphologische Merkmale: Die Regelmässigkeit der Grossform des Profils als eine elliptische Kurve höheren Grades einerseits und andererseits die Wellenform der Oberfläche, die im Kleinrelief zum Ausdruck kommt und deutlich eine Zunahme der Wellenhöhe vom Zentrum gegen die Küste erkennen lässt.

Unsere Aufgabe besteht in erster Linie darin, auf Grund des Fliessgesetzes des Eises die Grossform des Höhenprofils rechnerisch zu untersuchen und einen Vergleich zwischen dem gemessenen und berechneten Profil vorzunehmen. Daraus ergeben sich einerseits Rückschlüsse über die Gültigkeit des Fliessgesetzes im Hinblick auf den Bewegungszustand der grossen Eisschilder der Erde. Andererseits lässt sich durch diesen Vergleich die im Jahre 1959 aufgestellte Theorie zur Analyse der Form und Bewegung von stationären Eisschildern sowie zur Berechnung des Alters des Eises auf ihre Richtigkeit überprüfen. (HAEFELI, 1961).

Hinsichtlich des Wellencharakters des Höhenprofils müssen wir uns auf einige allgemeine Hinweise beschränken, indem es dem Mathematiker überlassen sei, eine quantitative Analyse vorzunehmen. Ausserdem dürfte es erst nach der Wiederholungsmessung (EGIG II) möglich sein, die Ursachen dieser Wellenbildung genauer abzuklären, d.h. nachdem man weiss, ob diese Wellen stationär sind oder sich in der Fliessrichtung fortpflanzen und wenn ja mit welcher Geschwindigkeit. Vorläufig geht es hier vor allem darum, Fragen aufzuwerfen, die bei der Programmgestaltung der Wiederholungsmessung (EGIG II) berücksichtigt werden sollten.

Ein besonderer Abschnitt behandelt die rheologische Berechnung des Alters des Eises, die sich für die Kernzone des Inlandeises – stationären Zustand vorausgesetzt – relativ einfach gestaltet (HAEFELI, 1961).

Ein Vergleich zwischen dem berechneten und gemessenen (Isotopen-Methoden) Alter von Bohrkernen dürfte interessante Rückschlüsse gestatten.

## 6.2 Theoretische Grundlagen

Ausgehend vom Fliessgesetz des Eises (GLEN, 1952) wurde der Bewegungszustand von streifenförmigen und kreisförmigen Eisschildern vom Verfasser unter Beschränkung auf das Firngebiet behandelt (HAEFELI, 1961). Dieser Analyse liegen folgende Annahmen zu Grunde:

1. Das Fliessgesetz des polykristallinen Eises sei allgemein gültig und insbesondere unabhängig von der Grösse des hydrostatischen Ueberlagerungsdruckes (RIGSBY, 1958, und STEINEMANN, 1958).
2. Der mit der Temperatur und damit von Punkt zu Punkt veränderliche Parameter  $k$  des Fliessgesetzes wird durch einen massgebenden Mittelwert ersetzt, d.h. als konstant angenommen. Der dadurch entstehende Fehler wird durch einen relativ hohen Wert des zweiten Parameters  $n$  des Fliessgesetzes nur zum Teil kompensiert.
3. Innerhalb des betrachteten Firnggebietes  $A-C$ , für welches der Verlauf der Firnoberfläche zu berechnen ist, wird die Akkumulation  $a$  als konstant vorausgesetzt, sowohl räumlich wie zeitlich. Bei örtlich veränderlichen  $a$ -Werten kann die Rechnung etappenweise durchgeführt werden.
4. Für das ganze Firngebiet wird angenommen, dass der Gletscher nicht auf der Unterlage gleitet ( $v_u = 0$ ). Dabei ist es belanglos, ob diese Voraussetzung dadurch erfüllt wird, dass das Eis an der Unterlage angefroren ist (Permafrost) oder ob in der Kontaktzone Eis – Fels zwar Druckschmelzung stattfindet, aber die Scherspannung so klein ist, dass kein Gleiten stattfinden kann; da die mittlere Scherspannung an der Gletschersohle im betrachteten Firnggebiet kleiner bleibt als  $1 \text{ kg/cm}^2$ , ist dieser Zustand denkbar.
5. Die Gültigkeit der vorliegenden Näherungslösung beschränkt sich auf das Firnggebiet eines Eisschildes mit horizontaler Unterlage im stationären Zustand der Bewegung.

Das den nachfolgenden Gleichungen zu Grunde liegende Fliessgesetz des Eises (GLEN 1955) lautet in unserer Schreibweise:

$$\frac{d\alpha}{dt} = \dot{\epsilon} = k \cdot \tau^n = k_1 \left( \frac{\tau}{\tau_1} \right)^n \quad (110)$$

Darin bedeutet  $k_1$ , wie früher erwähnt, diejenige Schiebungsgeschwindigkeit (Änderung des rechten Winkels  $\alpha$  eines Eiskubus pro Zeiteinheit), die sich unter der Einheit der Schubspannung  $\tau_1$  einstellt (z.B.  $\tau_1 = 1 \text{ kg/cm}^2$ ). Sie hängt in hohem Masse von der Temperatur des Eises ab.

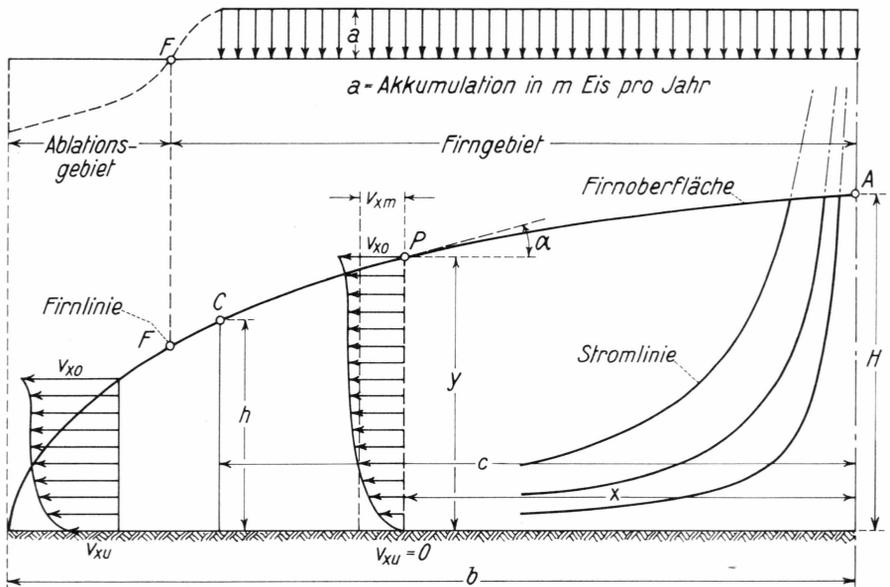


Abb. 60. Schema der Bewegung eines streifenförmigen Eisschildes im stationären Zustand.

Eine weitere Grundlage der vorliegenden Theorie der Eisschilder bildet die Kontinuitätsgleichung:

$$v_{xm} = a \cdot \frac{x}{y} \quad a = \text{Akkumulation (m Eis pro Jahr)} \quad (111)$$

worin  $v_{xm}$  die mittlere Querschnittsgeschwindigkeit bedeutet (Horizontalkomponente), bezogen auf eine Senkrechte durch einen Punkt  $P$  der Firnoberfläche, dessen Koordinaten  $x$  und  $y$  sind (vgl. Abb. 60).

Zwischen dem Kulminationspunkt  $A$  (Eismitte) und dem am Rande des Akkumulationsgebietes, d.h. etwas oberhalb der Firmlinie  $F$ , gelegenen Punkt  $C$  gelten nach früherem (HAEFELI, 1961) folgende Ausdrücke für den Verlauf der Firnoberfläche, wenn  $H$ ,  $h$  und  $c$  gegeben sind (vgl. Abb. 60):

Punkt  $P$  ( $x$ ,  $y$ )

$$y = \left[ 1 - N \left( \frac{x}{c} \right)^{\frac{n+1}{n}} \right]^{\frac{n}{2(n+1)}} \cdot H; \quad (112)$$

$$N = 1 - \left( \frac{h}{H} \right)^{\frac{2(n+1)}{n}}$$

$$b = \frac{c}{N^{\frac{n+1}{n}}} = \text{grosse Halbaxe der Ellipse} \quad (113)$$

$c = \text{Abszisse des Punktes } C$

Neigung der Firnoberfläche ( $tg\alpha$ ):

$$tg\alpha = -C_6 \cdot \frac{x^{\frac{1}{n}}}{y^{\frac{n+2}{n}}} \quad (114)$$

$$C_6 = \frac{H^{\frac{2(n+1)}{n}} - h^{\frac{2(n+1)}{n}}}{2 \cdot c^{\frac{n+1}{n}}} \quad (115)$$

Man beachte, das nach den bisherigen Formulierungen der Verlauf der Firnoberfläche zwischen  $A$  und  $C$  unabhängig ist sowohl von der Grösse der Akkumulation  $a$  wie auch vom Temperaturparameter  $k$  bzw.  $k_1$  des Eises. Die Form der Firnoberfläche (Gl. 112) hängt für einen gegebenen Wert von  $H$ ,  $h$  und  $c$  ausschliesslich vom Parameter  $n$  ab. Diese Tatsache wird durch Abb. 61 illustriert, in welcher die Oberflächenkurve zwischen den Punkten  $A$  und  $C$  für 5 verschiedene  $n$ -Werte ( $n = 1, 2, 3, 4$  und  $\infty$ ) dargestellt ist. Für  $n = \infty$  geht die Ellipse in eine Parabel über, die der Berechnung von NYE zugrunde liegt. (NYE, 1951). Liegt die Firnlinie auf dem Meeresniveau, so tritt die Abhängigkeit der Oberflächenkurve vom  $n$ -Wert gemäss Abb. 61 a besonders deutlich in Erscheinung. Bemerkenswert ist, dass diese Darstellung sowohl für den streifenförmigen wie für den kreisförmigen Eisschild gültig ist.

Der Parameter  $k$  kann nach folgender Gleichung berechnet werden, wenn  $a$ ,  $H$ ,  $h$ ,  $c$  und  $\varrho$  gegeben sind:

$$k = \frac{2^n(n+2) \cdot a \cdot c^{n+1}}{\varrho^n H \left[ \frac{2(n+1)}{n} - h \frac{2(n+1)}{n} \right]^n}; k_1 = k \cdot \tau_1^n \quad (116)$$

$\varrho$  = Raumgewicht des lufthaltigen Eises wird mit einem Mittelwert von  $900 \text{ kg/m}^3$  eingesetzt (unter Berücksichtigung von ca.  $2\%$  Porenvolumen).

### 6.3 Vergleich zwischen dem berechneten und gemessenen Höhenprofil der Firnoberfläche

Der Vergleich zwischen Messung und Rechnung wurde in Abb. 61 dargestellt. Die mittlere Akkumulation zwischen dem Kulminationspunkt  $A$  (3175 m) und dem auf 2000 m gelegenen Punkt  $C$  wurde mit 0,5 m Eis angenommen. Als einziger Parameter wurde, wie oben erwähnt, nur der Exponent  $n$  des Fliessgesetzes des Eises variiert und zwar zwischen dem Wert 1, der einer Newton'schen zähen Flüssigkeit entsprechen würde, und dem Wert  $\infty$ , der den Fall des rechteckförmigen Geschwindig-

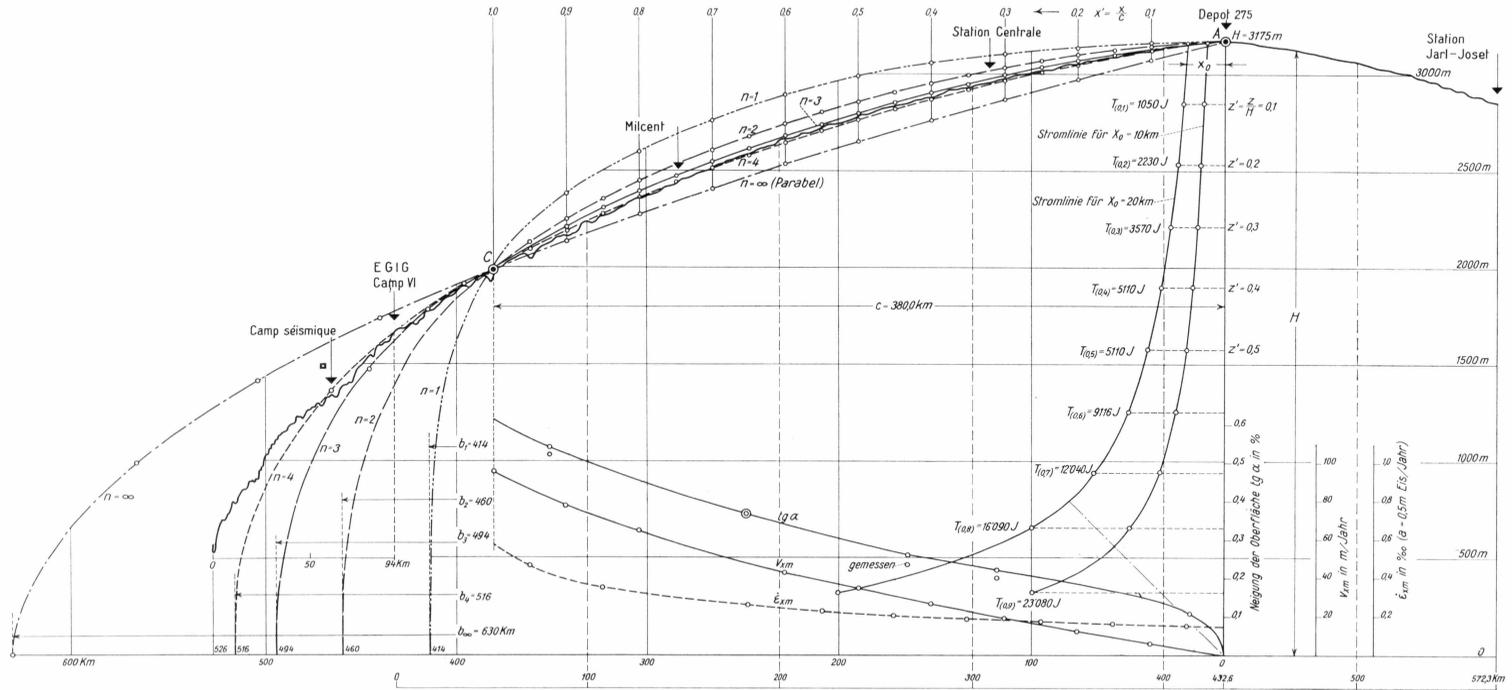


Abb. 61. Vergleich zwischen dem gemessenen und berechneten Höhenprofil W-O durch das grönländische Inlandeis. Passpunkte A (3175 m) und C (2000 m). Konstante Akkumulation über A-C.  $n$  = Exponent des Fließgesetzes des Eises.

Values  $\bar{y} = \frac{y}{H}$  versus  $\bar{x} = \frac{x}{b}$  or  $\frac{x}{r}$

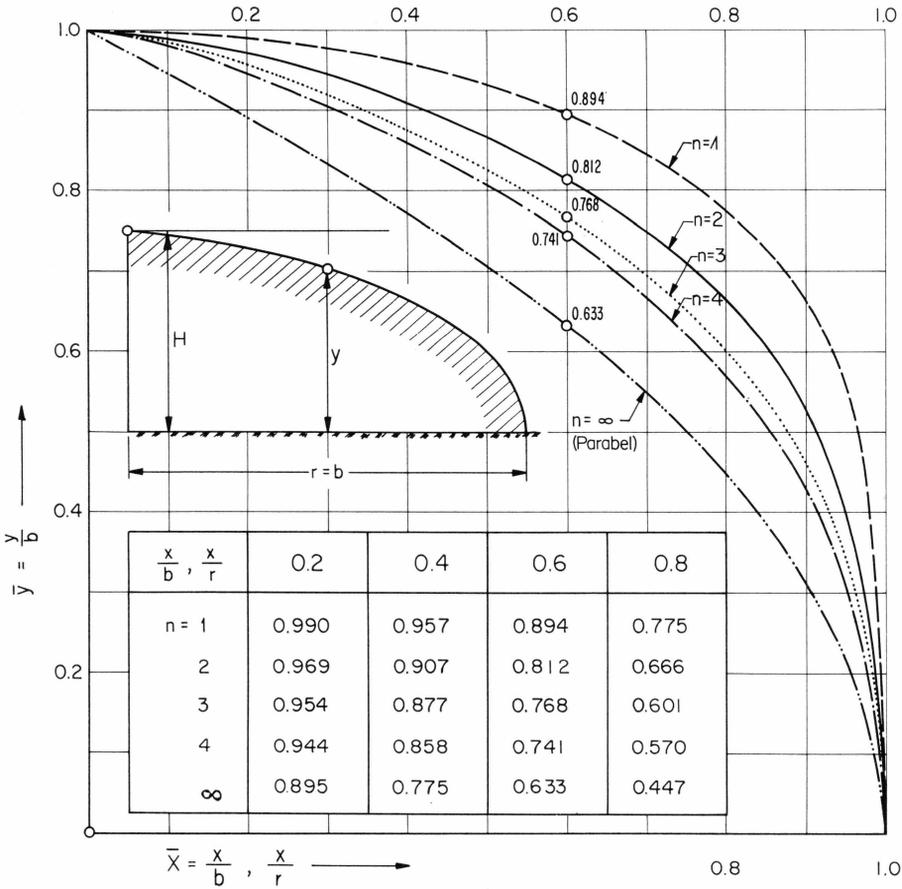


Abb. 61 a. Oberflächenform eines streifenförmigen oder kreisförmigen Eisschildes für verschiedene  $n$ -Werte (Firmlinie auf Meereshöhe, konstante Akkumulation).

keitsprofils wiedergibt (unter der Annahme, dass der Gletscher als starre Platte mit der Geschwindigkeit  $v_{xm}$  auf der Unterlage gleitet).

### 6.3.1 Höhenkoten

Die Berechnung der Oberflächenpunkte für eine Reihe von  $n$ -Werten erfolgte in verdankenswerter Weise durch das Rechenzentrum der ETH in Zürich. Das Resultat ist in der nachstehenden Tabelle No. 82 zusammengestellt. Die entsprechenden Kurven sind in Abb. 61 eingetragen, soweit sie nicht mit dem gemessenen Profil zusammenfallen. Der quantitative Vergleich geht ferner aus Tab. 82 hervor, welche für die einzelnen Punkte die in Meter angegebenen Differenzen zwischen der für  $n = 3,5$

Tab. 82. Vergleich zwischen den berechneten und gemessenen Koten  $y$  der Firnoberfläche

$\frac{x}{c}$	$x$	Berechnet: $y$ in $m$ für					Gemessen $y$ in $m$		Differenzen $\Delta y$	
		1)	2)	3)	4)	5)	6)	7)	7) - 4)	
		m		m		m		m		
	KM	$n = 2$	$n = 2,5$	$n = 3$	$n = 3,5$	$n = 4$	Wellen- form	Ausge- glichen	+	-
.0.0	0	3175.0	3175.0	3175.0	3175.0	3175.0	3175	3175	0	0
.05	19.0	3166.1	3162.5	3159.5	3156.7	3154.3	3157	3157	0.3	
.10	38.0	3149.7	3141.9	3135.4	3130.0	3125.0	3132	3130	0	0
.15	57.0	3128.2	3116.2	3106.6	3098.7	3092.2	3094	3097		1.7
.20	76.0	3102.4	3086.3	3073.7	3063.5	3055.3	3060	3062		1.5
.25	95.0	3072.5	3052.6	3037.2	3025.1	3015.2	3024	3023		2.1
.30	114.0	3038.8	3015.3	2997.4	2983.4	2972.2	2984	2984	0.6	
.35	133.0	3001.3	2974.5	2954.4	2938.8	2926.4	2938	2940	1.2	
.40	152.0	2959.9	2930.2	2908.1	2891.1	2877.7	2887	2892	0.9	
.45	171.0	2914.6	2882.2	2858.4	2840.3	2826.1	2844	2844	3.7	
.50	190.0	2865.1	2830.4	2805.3	2786.4	2771.6	2789	2789	2.6	
.55	209.0	2811.1	2774.7	2748.6	2729.1	2713.9	2730	2730	0.9	
.60	228.0	2752.3	2714.7	2688.1	2668.3	2653.0	2675	2672	3.7	
.65	247.0	2688.2	2650.1	2623.3	2603.6	2588.5	2603	2603		0.6
.70	266.0	2618.1	2580.3	2554.0	2534.8	2520.2	2532	2528		6.8
.75	285.0	2541.4	2504.7	2479.6	2461.5	2447.7	2450	2448		13.5
.80	304.0	2456.8	2422.6	2399.5	2383.0	2370.5	2367	2370		13.0
.85	323.0	2362.9	2332.8	2312.8	2298.6	2288.1	2280	2280		18.6
.90	342.0	2557.8	2234.0	2218.4	2207.6	2199.6	2173	2189		18.6
.95	362.0	2138.4	2124.0	2114.9	2108.6	2104.0	2057	2095		13.6
1.00	380.0	2000.0	2000.0	2000.0	2000.0	2000.0	2000	2000	0	0

berechneten und der gemessenen Oberfläche enthalten. Bei diesem Vergleich war es notwendig, von der Wellenform des gemessenen Profils abzusehen und dasselbe durch eine ausgeglichene Kurve zu ersetzen. Als Grundlage für diesen Ausgleich diente die Publikation von MÄLZER (1964), Tafel No. VII. Neben den Koten dieses ausgeglichenen Messprofils sind die durch das Nivellement direkt gemessenen Koten, die ebenfalls aus der graphischen Tafel No. VII, S. 88–98 EGIG Vol. 3 No. 1 (MÄLZER, 1964) entnommen wurden, in Kolonne 7 enthalten. (Tab. 82).

Sowohl aus der Tabelle 82 wie aus Abb. 61 geht hervor, dass das für  $n = 3,5$  berechnete Höhenprofil am besten mit dem gemessenen Profil übereinstimmt. Die Unterschiede zwischen Messung und Rechnung sind für  $n = 3,5$  z.T. so klein, dass die beiden Kurven in der Zeichnung kaum voneinander unterschieden werden können.

Die Höhendifferenzen zwischen den ausgeglichenen nivellierten Koten (Tab. 82 Kolonne 7) und den für  $n = 3,5$  berechneten Koten

(Kolonne 4) sind in der letzten Kolonne der genannten Tabelle angegeben. Ausgedrückt in ‰ der totalen Höhendifferenz zwischen den Endpunkten der 380 km langen Messtrecke (A-C) ergeben sich folgende Abweichungen zwischen Messung und Rechnung:

Grösste positive Abweichung	(7-4)	+0,315‰
Mittlere „ „	(7-4)	+0,132‰
Grösste negative Abweichung	(7-4)	-1,58 ‰
Mittlere „ „	(7-4)	-0,695‰

Höhendifferenz von A-C: 3175 - 2000 = 1175 m.

## 6.4 Zur Bestimmung der für das Fließgesetz des Eises massgebenden Parameter $n$ und $k$ , bzw. $k_1$

### 6.4.1 Parameter $\bar{n}$

Die hier angewandte halbempirische Methode zur angenäherten Bestimmung von  $n$  besteht, wie er wähnt, darin, dass man das Höhenprofil zwischen den Festpunkten A und C für verschiedene  $n$ -Werte nach Gl. 111 und 112 rechnet und jenen Wert als massgebend betrachtet, der die kleinste Abweichung zwischen dem gemessenen und berechneten Profil ergibt. Gemäss Abb. 61 liegt dieser  $n$ -Wert zwischen 3 und 4, d.h. in der Nähe von 3,5 (vgl. Tab. 82).

Wie sich der Wert von  $n$  bei konstanter Eistemperatur auf das Geschwindigkeitsprofil auswirkt, ist in Abb. 62 dargestellt. Je höher  $n$ , umso stärker verlagert sich die Krümmung des Profils nach unten und umso mehr nähert sich der Maximalwert der Geschwindigkeit  $v_{x_0}$  an der Eisoberfläche dem Mittelwert  $v_{x_m}$ . Für  $n = \infty$  wird das Geschwindigkeitsprofil zu einem Rechteck und die Werte von  $v_{x_m}$  und  $v_{x_0}$  werden identisch mit der Gleitgeschwindigkeit  $v_{xu}$ . (Abb. 62)

Ebenso gross, wenn nicht noch grösser als der Einfluss von  $n$  ist der Einfluss, den der Temperaturparameter  $k_1$  auf die Form des Geschwindigkeitsprofils in einem kalten Gletscher ausübt, dessen Temperatur von Punkt zu Punkt wechselt. Da die Temperatur in der Regel mit der Tiefe zunimmt und der Temperaturgradient nach unten grösser wird, so ist das Eis in der Nähe des Gletscherbettes um ein Vielfaches plastischer als das Eis der oberen Profilhälfte. Dadurch verlagert sich die Krümmung des Geschwindigkeitsprofils noch stärker gegen die Sohle des Gletschers.

### 6.4.2 Parameter $k$ bzw. $k_1$

Die als Mittelwert massgebenden  $k$  bzw.  $k_1$ -Werte können nach Gl. 116 berechnet werden. Sie setzen die Kenntnis des massgebenden

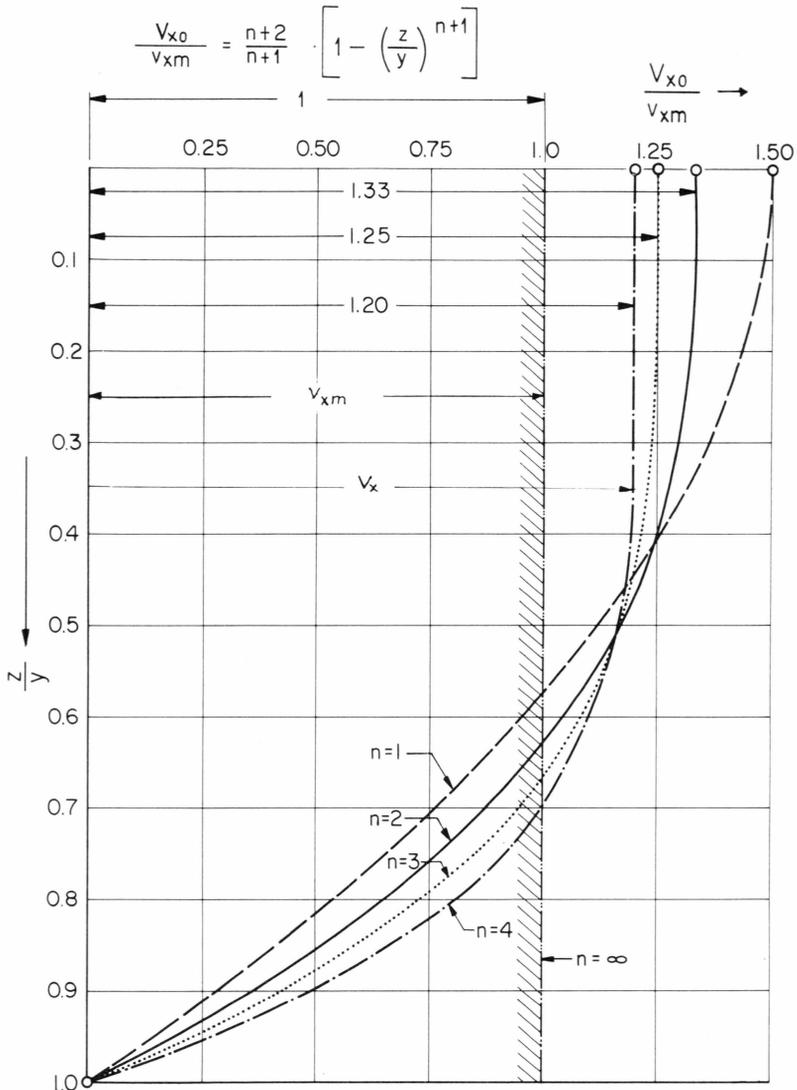


Abb. 62. Lotrechtes Geschwindigkeitsprofil für verschiedene  $n$ -Werte (1, 2, 3, 4).

$n$ -Wertes voraus und sind dem Mittelwert der Akkumulation  $a$  direkt proportional. In Tab. 83 sind die mit  $n = 1, 2, 3$  und  $4$  nach Gleichung 116 berechneten  $k_1$ -Werte, welche die spezifische Verformungsgeschwindigkeit infolgt  $\tau_1 = 1 \text{ kg/cm}^2$  angeben, für folgende Annahmen zusammengestellt: (vgl. Abb. 63)

$$\left. \begin{aligned} a &= 0,5 \text{ m Eis pro Jahr} \\ c &= 380 \text{ km} \\ H &= 3175 \text{ m} \\ h &= 2000 \text{ m} \\ \rho &= 900 \text{ kg/m}^3 \end{aligned} \right\} \text{ für } n = 3 \text{ bzw. } n = 4.$$

Tab. 83. Massgebende Parameter  $k_1$  für verschiedene  $n$ -Werte

$n$	1	2	3	4
$k_1$ in $J^{-1}$	0,056	0,094	0,157	0,252
$k_1$ in $sec^{-1}$	$0,18 \cdot 10^{-8}$	$0,30 \cdot 10^{-8}$	$0,50 \cdot 10^{-8}$	$0,80 \cdot 10^{-8}$

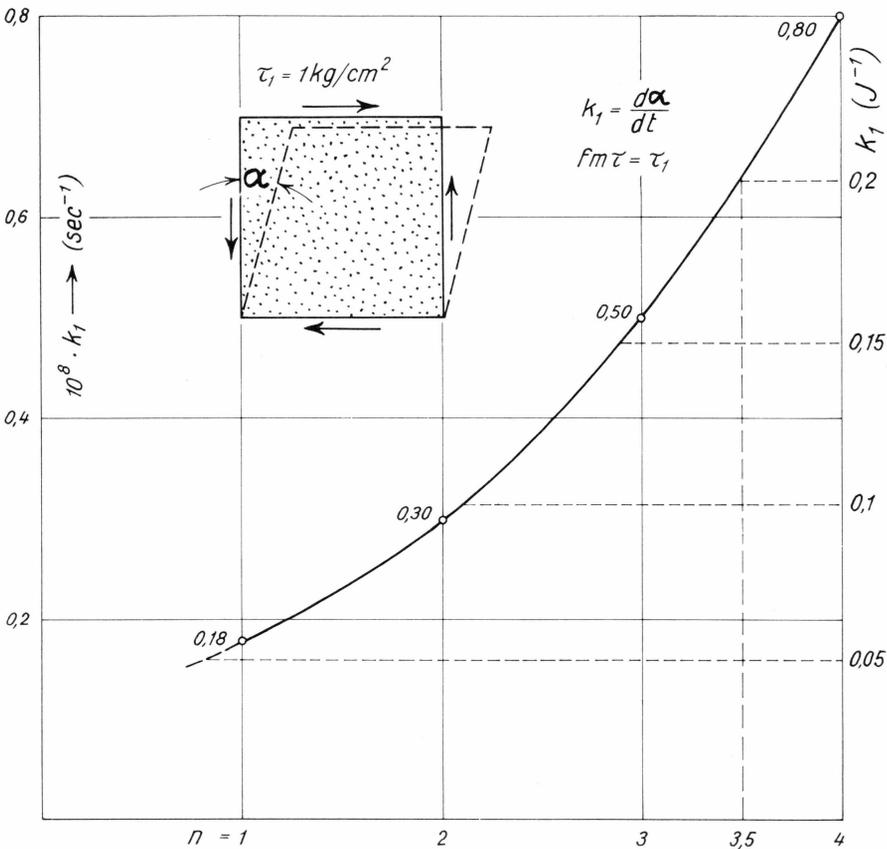


Abb. 63. Höhenprofil W-O durch das grönländische Inlandeis (vgl. Abb. 60). Massgebender Temperaturparameter  $k_1$  in Funktion von  $n$ .

Das Auffallende an diesen  $k_1$ -Werten liegt darin, dass sie nur unbedeutend kleiner sind als die an alpinen Gletschern beobachteten Werte. So wurden z.B. an schweizerischen Gletschern aus der Verformungsgeschwindigkeit von Kreisstollen folgende Werte ermittelt (HAEFELI, 1963):

$$\left. \begin{array}{l} \text{Zmuttstollen (Mittelwert)} \quad k_1 = 0,80 \cdot 10^{-8} \text{ sec}^{-1} \\ \text{Eisstollen Jungfraujoch} \quad k_1 = 0,17-0,39 \cdot 10^{-8} \end{array} \right\} n = 3$$

Die Temperatur des Eises entsprach im Zmuttstollen dem Druckschmelzpunkt und variierte auf dem Jungfrauch zwischen ca.  $-1$  bis  $-3^\circ \text{C}$ .

Hier stellt sich die grundlegende Frage, warum der massgebende  $k_1$ -Wert des Inlandeises fast an denjenigen der temperierten Gletscher heranreicht, obschon es sich beim Inlandeis um einen kalten, polaren Gletscher handelt. Man ist versucht, diese Frage dahin zu beantworten, dass an der Bewegung des Inlandeises vor allem die untersten, relativ warmen Eisschichten aktiv beteiligt sind, während die oberen Schichten, deren Verformung relativ klein ist, den Bewegungsvorgang vorwiegend passiv mitmachen. Es ist sogar denkbar, dass in den untersten Eisschichten Druckschmelzung auftritt, allerdings ohne Gleitvorgang. Schliesslich könnte auch unsere Hypothese, dass im Firngebiet des Inlandeises kein Gleiten auf der Unterlage stattfindet, unrichtig sein. Die oben gestellte Frage muss deshalb vorläufig offen bleiben. Um sie zu beantworten, müsste man sich auf das Ergebnis folgender zwei Untersuchungen stützen können:

- 1° Aufnahme eines Temperaturprofils in der Zentralzone des Inlandeises, das von der Firnoberfläche bis zur Sohle des Gletschers reicht. Ein entsprechendes Projekt befindet sich in Vorbereitung für EGIG II (Eisschmelzsonde System Philberth).
- 2° Die wertvollen Untersuchungen der CRREL (RIGSBY, 1958) über einen eventuellen Einfluss des hydrostatischen Druckes auf das Fliessgesetz des Eises müssen fortgesetzt und auf den Bereich sehr kleiner Schubspannungen ausgedehnt werden. Dabei sollten Spannungszustände untersucht werden, bei denen sich die Scherspannungen zum hydrostatischen Ueberlagerungsdruck etwa wie 1:1000 verhalten. Beträgt doch im West-Ost-Profil bis je 50 km links und rechts von Eismitte (A) der Ueberlagerungsdruck rund  $300 \text{ kg/cm}^2$ , während die Scherspannung an der Gletschersohle unter  $0,4 \text{ kg/cm}^2$  sinkt. Selbst in einer Entfernung von 200 km westlich des Kulminationspunktes A steht einem Ueberlagerungsdruck von rund  $250 \text{ kg/cm}^2$  eine mittlere Scherspannung an der Gletschersohle von nur ca.  $0,7 \text{ kg/cm}^2$  gegenüber. Die Annahme, dass selbst unter diesen

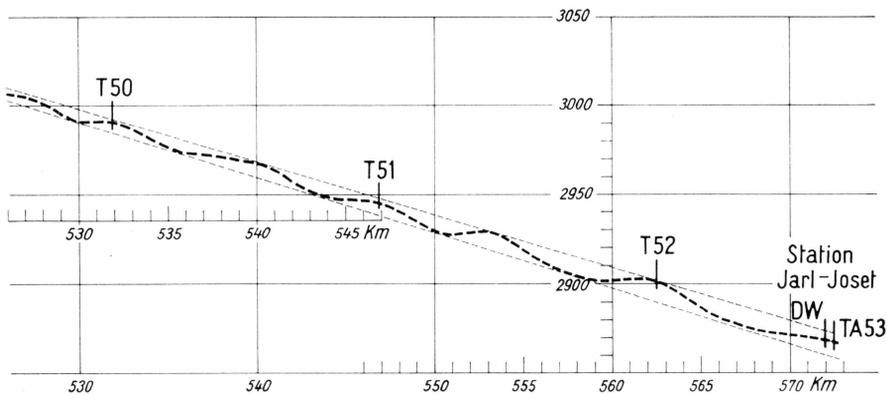


Abb. 64. Wellenbildung der Firnoberfläche im Längenprofil W-O, zwischen km 530 und 570 (westlich Station Jarl-Joset). Vgl. MÄLZER (1964) VII S. 100/101.

extremen Bedingungen der Ueberlagerungsdruck ohne jeden Einfluss auf den Fließvorgang sei (was noch nicht einwandfrei bewiesen ist), bedarf deshalb erneuter experimenteller Ueberprüfung. Eine entsprechende Untersuchung ist zurzeit in der Schweiz im Gange.<sup>1)</sup>

## 6.5 Bemerkungen zur Wellenform der Firnoberfläche

Die Wellenform der Firnoberfläche wurde bereits durch die Deutsche Grönlandexpedition ALFRED WEGENER entdeckt und auf barographischem Wege nachgewiesen. Vor allem hat sich B. BROCKAMP eingehend mit dieser interessanten Erscheinung befasst (BROCKAMP, 1951, 1959, 1960 und 1962). Im West-Ost-Profil der Internationalen Glaz. Grönlandexpedition wurde die Wellenform im Sommer 1959 durch die Gruppe Nivellement (MÄLZER, 1964) genau vermessen. Da jedoch keine Querprofile aufgenommen wurden, so kann über die Ausdehnung der im Höhenprofil West-Ost festgestellten Wellenkämme senkrecht zur Bildebene, d.h. in Nord-Süd-Richtung, vorläufig nichts ausgesagt werden.

### 6.5.1 Beschreibung der Wellenformen

Westlich der Station Jarl-Joset zeigen die in Abb. 64 auszugsweise wiedergegebenen Tafeln VII S. 100 und 101 der Publikation MÄLZER (1964) eine mehr oder weniger regelmässige Folge von 5 Wellen, deren Länge im Durchschnitt ca. 8,2 km beträgt und deren Höhe zwischen  $T_{51}$  und  $T_{52}$  von ca. 6 m auf ca. 10 m zunimmt. Man beachte, dass bereits zwischen  $T_{51}$  und  $T_{52}$  zwei Wellen mit kleinen Gegengefällen auf der Bergseite auftreten.

<sup>1)</sup> HAEFELI R., JACCARD C., DE QUERVAIN M.: Deformation of ice under high hydraulic pressure. UGGI-Congress, Bern 1967 (im Druck).

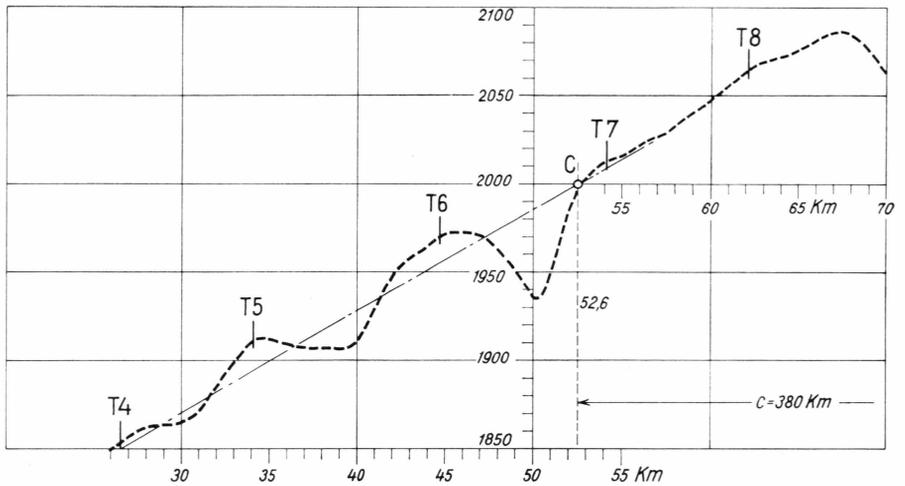


Abb. 65. Wellenbildung der Firnoberfläche im Längenprofil W-O zwischen km 30–70.  
Vgl. MÄLZER (1964) VII S. 88/89.

Auffallend ist ferner, dass im Kulminationsgebiet des Eisschildes, d.h. in der ca. 75 km langen Strecke zwischen km 400 und km 475 (westlich  $T_{47}$ ), in deren Mitte die Kulmination liegt (km 432,6), keine Wellen in Erscheinung treten. Im Ursprung  $A_0$  der Bewegung, wo die Geschwindigkeiten am kleinsten und die Eismächtigkeiten am grössten sind, findet somit keine Wellenbildung an der Oberfläche statt. Von Punkt  $T_{40}$  (ca. km 400) bis westlich  $T_{30}$  (km 300) tritt die Wellenbildung nur sehr schwach und nicht durchgehend in Erscheinung, wobei Wellenhöhen bis ca. 5 m und Wellenlängen von rund 10 km beobachtet wurden. Zwischen km 300 und km 210 kann man 2 Wellen von besonders grosser Wellenlänge (ca. 16 km) feststellen, ohne dass die Wellenhöhe 8 m übersteigt.

Von km 210 (ca. 2680 ü. M.) bis zur Station Milcent (ca. km 147) folgen 5 kleine, unregelmässige Wellen von 8–10 km Länge und geringer Höhe (3–8 m). Westlich der Station Milcent verstärkt sich jedoch die Wellenbildung zusehends. Die Wellenlänge bewegt sich zwar auch hier zwischen 8–10 km, aber die Höhe einer einzelnen Welle erreicht bei km 100 bereits ca. 30 m. Hier (bei km 100) wurde auch ein relativ starkes Gegengefälle von ca. 5‰ auf der Bergseite der Welle festgestellt (zwischen km 101 und km 103). Die absolut höchste Welle des westlichen Firngebietes liegt zwischen km 40 und km 50 ( $T_6$ ) (Meereshöhe ca. 1950 m), wobei die Wellenhöhe ca. 50 m und die Wellenlänge rund 10 km beträgt. (Vgl. Abb. 65). Zwischen km 47 – km 50 erreicht das mittlere Gegengefälle auf der Bergseite der Welle den Betrag von rund 13‰ und übersteigt damit auf eine Länge von 3 km um mehr als das Zweifache das allgemeine

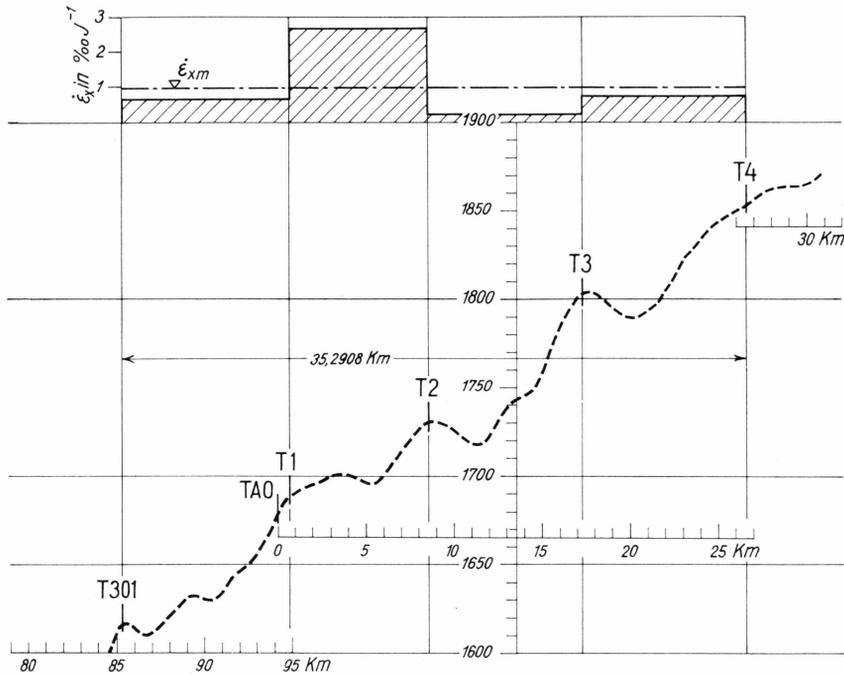


Abb. 66. Wellenbildung der Firnoberfläche im Querprofil W-O zwischen km 0 und 25. Vgl. MÄLZER VII S. 87.  $\dot{\epsilon}_x$  = spez. Dehnungsgeschwindigkeiten der Messtrecke  $T_{301}-T_4$ .

Gefälle gegen Westen, das bei  $T_6$  knappe  $6\text{‰}$  beträgt. Zwischen km 50 und km 0, d.h. zwischen den Höhenkoten 2000 m und 1680 m, wo das Camp VI EGIG gelegen ist, liegen die Balisen  $T_2$ ,  $T_3$ ,  $T_4$ ,  $T_5$  und  $T_6$  alle auf entsprechenden Wellenbergen verschiedener Größe bei einer durchschnittlichen Wellenlänge von 10 km. Hier zeigen fast alle Wellen auf der Bergseite ein kleines oder größeres Gegengefälle, eine Erscheinung, die sich auch in der Fortsetzung des Profils nach Westen verfolgen lässt. (Abb. 66).

### 6.5.2 Kommentar zu dem möglichen Ursachen der Wellenbildung

Bevor eine fruchtbare Diskussion über die vermeintlichen Ursachen der Wellenbildung stattfinden kann, müssen durch die Wiederholungsmessung (EGIG II), die für die Jahre 1967 und 1968 geplant ist, vor allem zwei Punkte näher untersucht werden:

- Wie steht es mit der Ausdehnung der Wellen senkrecht zur Bildebene, d.h. in Nord-Süd-Richtung? Welche Längsausdehnung haben die Wellenkämme im Verhältnis zur Wellenlänge?

Durch die Beantwortung dieser Fragen sollte abgeklärt werden, ob

es sich wirklich um langgestreckte Wellen oder nur um einzelne Buckel handelt, was wenig wahrscheinlich ist.

b) Sind die Wellen stationär oder nicht? Und wenn nicht, welches ist ihre Fortpflanzungsgeschwindigkeit?

Als mögliche Ursache der Wellenbildung kommen folgende Einflüsse einzeln oder eventuell kombiniert in Frage:

1. Morphologie des Untergrundes. Diese wird das Relief der Eisoberfläche umso mehr beeinflussen, je näher man der Küste kommt. Das wesentliche Merkmal dieses Einflusses besteht darin, dass er ortsfest ist.
2. Kleine, aber ortsfeste Unterschiede in der Akkumulation, d.h. örtliche Differenzen im Niederschlag von rhythmischem Charakter. Diese wenig wahrscheinliche Möglichkeit wird nur der Vollständigkeit halber erwähnt.
3. Schneeverfrachtung durch Wind, wobei wandernde Wellen ähnlich wie bei den Sanddünen entstehen könnten.
4. Kinematische Wellen, die durch eine örtliche Schneeanhäufung gemäss 2 oder 3 ausgelöst werden können. Ihre Fortpflanzungsgeschwindigkeit beträgt nach der Theorie der kinematischen Wellen ein Mehrfaches der normalen Fliessgeschwindigkeit der Gletscheroberfläche (NYE, 1958). Für diese Hypothese spricht die Tatsache, dass die Wellen an der Bewegungsscheide fehlen.

Aus dieser Aufzählung möglicher Ursachen geht – selbst wenn sie unvollständig ist – hervor, dass die Anwendung des Eliminationsprinzips erst angewandt werden kann, nachdem die Resultate der Wiederholungsmessung vorliegen (EGIG II), die zeigen werden, ob die beobachteten Wellenformen ortsfest und stationär oder in Bewegung begriffen sind.

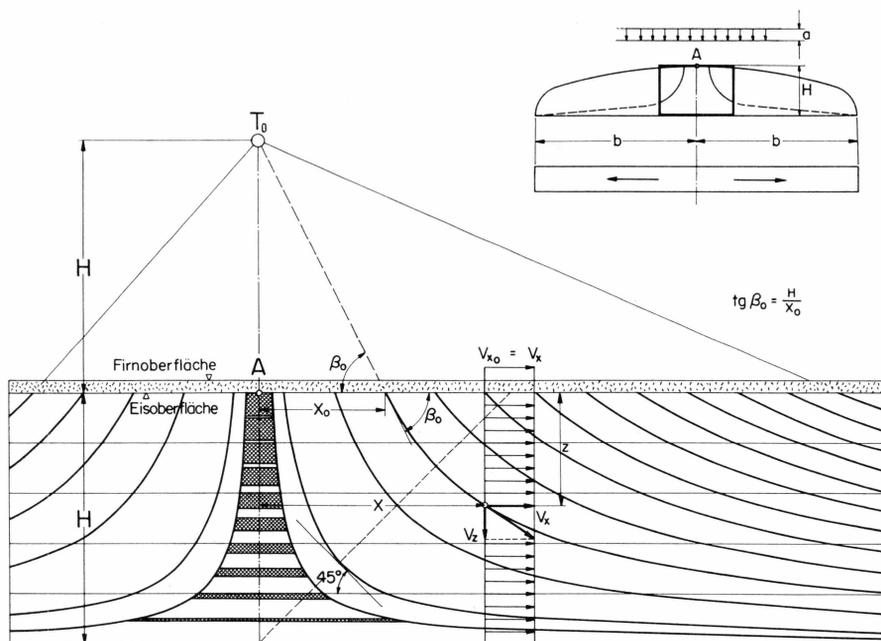


Abb. 67. Strömungslinien in der Zentralzone eines streifenförmigen Eisschildes bei konstanter Akkumulation und rechteckförmigem Geschwindigkeitsprofil.

## 7. ZUR ALTERSBERECHNUNG DES EISES DES WEST-OST-PROFIS AUF RHEOLOGISCHER BASIS

Innerhalb eines gewissen Bereiches in der Nähe der Bewegungsscheide, in welchem die Mächtigkeit des Eises als annähernd konstant betrachtet werden darf ( $y \simeq H$ ), lassen sich die Stromlinien durch eine Schar gleichseitiger Hyperbeln darstellen (Abb. 67), wobei gilt (HAEFELL, 1964):

$$z = H \cdot \left(1 - \frac{x_0}{x}\right); \quad z' = 1 - \frac{1}{x'} \quad (117)$$

Hierin bedeuten:

$z, x$  = Koordinaten eines Punktes der Stromlinie

$z' = \frac{z}{H}$  und  $x' = \frac{x}{x_0}$  relative Koordinaten.

Das Stromlinienbild ist dadurch gekennzeichnet, dass sich alle Tangenten der Eintauchpunkte ( $x_0$ ) in einem gemeinsamen Punkte  $T$

schneiden, der für den streifenförmigen Eisschild um  $H$ , für den kreisförmigen Eisschild um  $2H$  über der Bewegungsscheide  $A$  liegt.

Dabei wurde angenommen, dass die horizontale Geschwindigkeitskomponente längs einer Senkrechten konstant sei, d.h. es wurde ein rechteckförmiges Geschwindigkeitsprofil vorausgesetzt. Für die Geschwindigkeitskomponenten irgend eines Punktes  $x$  einer Stromlinie ergeben sich unter dieser Voraussetzung folgende Ausdrücke:

$$\left. \begin{array}{l} \text{Horizontal:} \quad v_x = \frac{a \cdot x}{H} \\ \text{Lotrecht:} \quad v_z = \frac{a \cdot x_0}{x} \end{array} \right\} \quad (118)$$

Die Zeit  $T$  (bezeichnet als Wegzeit), die ein Eiskristall benötigt, um von einem Punkt  $x_0$  der Eisoberfläche bis zu einem Punkt  $x$  im Innern des Eisschildes zu gelangen, kann nach folgender Gleichung berechnet werden:

$$T = \frac{H}{a} \cdot \ln x' \quad (119)$$

Erweitert man die Betrachtung gemäss Abb. 68 über das gesamte Firngebiet, innerhalb welchem bei konstanter Akkumulation  $a$  die Eismächtigkeit nicht mehr als konstant betrachtet werden kann, so erhält man eine gute Annäherung für das Eisalter, indem man die Firnoberfläche durch eine Treppenform von einheitlicher Stufenbreite ersetzt. Die Wegzeit  $T$ , die irgend ein Eiskristall zum Durchlaufen des Firngebietes benötigt, indem er sich auf einer Stromlinie vom Punkte  $P_0$  bis  $P_B$  (Rand  $C$  des Firngebietes) bewegt, kann durch Summenbildung angenähert wie folgt berechnet werden (HAEFELI, 1964):

$$T = \sum_{x_0}^{x_B} \Delta T = \frac{1}{a} \sum_{x_0}^{x_B} \ln \frac{x_2}{x_1} \quad (120)$$

Das Resultat einer solchen Berechnung für das West-Ostprofil ist in Abb. 68 dargestellt. Für eine über die Streifenbreite  $A-B$  als konstant angenommene Akkumulation von 0,50 m Eis zeigt Kurve 1 den Anstieg der mittleren Geschwindigkeit  $v_{xm}$  von 0 im Kulminationspunkt  $A$  bis ca. 105 m/Jahr im Schnitt  $B$ . Die Kurve 2 bedeutet die im logarithmischen Massstab aufgetragenen Wegzeiten  $T$ , wenn angenommen wird, dass vom Querschnitt  $B$  bis zur Kalbungsfront im Fjord noch eine Reisezeit von ca. 1000 Jahren erforderlich sei. In dieser Endstrecke von ca. 100–130 km findet die Konzentration der Bewegung in mächtigen Eisströmen statt, deren zeitlicher Verlauf durch die örtlichen Verhältnisse bedingt

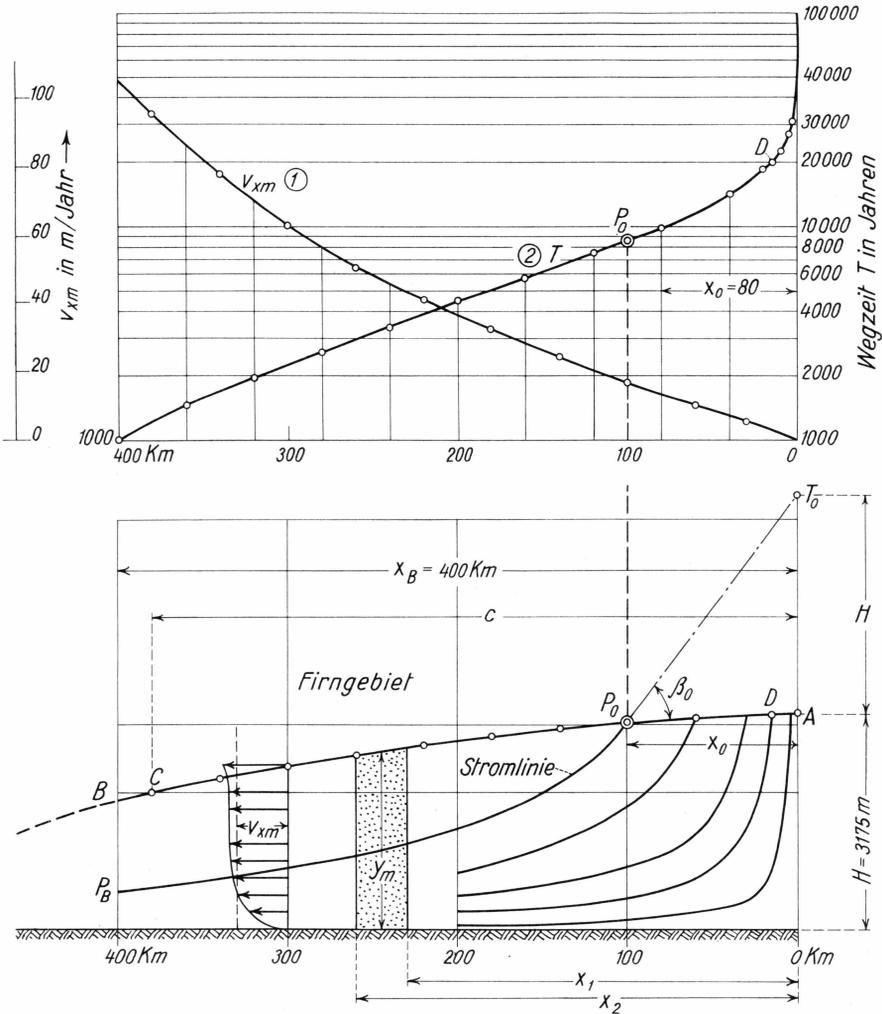


Abb. 68. Unten: Querschnitt durch das Firngebiet eines streifenförmigen Eisschildes mit Stromlinien

- Oben: 1)  $v_{xm}$  = mittlere Geschwindigkeit im Abstand  $x$  von  $A$   
 2) Wegzeitkurve ( $T$  = Wanderungszeit eines Eiskristalls von einem Punkte  $P_0$  bis zur Küste)

ist und auf deren mathematische Formulierung an dieser Stelle verzichtet wird. An einem Punkte  $P_0$  der Wegzeitkurve 2 lesen wir z.B. ab, dass es mindestens  $8500 - 1000 = 7500$  Jahre dauert, bis ein Eiskristall, der im Punkte  $P_0$  abgelagert wurde, bis zum Querschnitt  $B$  gelangt. Die Kurve 2 zeigt ferner, dass die Wegzeit  $T$  von  $x_B = 400$  km bis  $x_0 = 80$  km nahezu linear mit dem natürlichen Logarithmus der durchlaufenen Distanz ansteigt. Erst für das zentrale Gebiet des Inland-

eises ( $x_0 < 80$  km) findet ein um so progressiverer Anstieg der Wegzeiten statt, je näher der Eintauchpunkt dem Kulminationspunkt  $A$ , der mit der Bewegungsscheide identisch ist, liegt. So berechnet sich z.B. die Wegzeit (bis  $B$ ) für einen Schneekristall, der in 1 km Entfernung von  $A$  deponiert wird, auf mindestens 50'000 Jahre, während für den Punkt  $A$  selbst  $T = \infty$  wird. Dabei ist zu beachten, dass insbesondere für diese zentrale Zone die wirklichen Wegzeiten grösser sind als nach unserer Berechnung, weil für die tief eintauchenden Stromlinien die tatsächlichen Geschwindigkeiten in der Nähe der Gletschersohle kleiner sind als die in unserer Rechnung angenommene mittlere Geschwindigkeit  $v_{xm}$ . Dieser Unterschied zwischen Rechnung und Realität wird umso grösser, je mehr wir uns dem Gletscherbett nähern bzw. je näher der Eintauchpunkt an die Bewegungsscheide  $A$  heranrückt. An anderer Stelle wurde berechnet, dass bei einer Akkumulation von nur 0,31 m Eis pro Jahr ein in  $A$  abgelagerter Eiskristall ca. 23'000 Jahre alt wird, bis er in eine Tiefe von 90% der totalen Eismächtigkeit ( $H = 3175$  m) abgesunken ist. Für den Fall der Antarktis mit  $a = 0,08$  m Eis pro Jahr gibt die entsprechende Rechnung (kreisförmiger Eisschild) eine Absinkzeit von 115'000 Jahren. (HAEFELI, 1963).

Derartige rheologische Altersberechnungen interessieren vor allem im Vergleich mit der physikalisch-chemischen Altersbestimmung von Eisproben. Die direkte Messung des Eisalters mit Hilfe von Isotopen ist glaziologisch besonders aufschlussreich, wenn sie an Bohrkernen aus grosser Tiefe durchgeführt wird, deren zugehörige Stromlinien einschliesslich des Eintauchpunktes ( $x_0$ ) rheologisch rekonstruiert werden können. Es ist in diesem Zusammenhang darauf hinzuweisen, dass das älteste Eis im zentralen Teil des Inlandeises, das bis in die Nähe der Gletschersohle absinkt, kaum je ins Meer gelangt, weil während der letzten Reiseetappe, in welcher in der Kontaktzone (Eis-Fels) der Druckschmelzpunkt erreicht wird, die untersten Schichten vom Erdwärmestrom und von Reibungswärme weggeschmolzen werden.

Praktisch ist die Altersbestimmung des Eises von besonderem Interesse in Zusammenhang mit dem von B. und K. PHILBERT entwickelten Projekt, das darin besteht, die bei der friedlichen Verwendung der Atomenergie abfallenden radioaktiven Stoffe in den zentralen Zonen der grossen Eisschilder zu deponieren. Dieses Projekt hat den grossen Vorteil, Gewähr dafür zu bieten, dass alle gefährlichen Strahlen abgebaut sind, lange bevor die im Eis eingeschlossenen Abfallstoffe im Ablationsgebiet mit Wasser in Berührung kommen. (PHILBERT, 1956).

## 8. GLAZIOLOGISCHER KOMMENTAR ZU DEN VERSCHIEBUNGSMESSUNGEN IM WEST-OST-PROFIL DURCH DAS GRÖNLÄNDISCHE INLANDEIS (1959–60)

### 8.1 Problemstellung

Von der Gruppe Geodäsie wurden zwei Arten von Wiederholungsmessungen innerhalb der Dauer der Expedition ausgeführt, die für eine rheologische Auswertung in Betracht kommen: Einerseits die Wiederholung der Längenmessung der ca. 35,3 km langen Strecke zwischen den Punkten  $T_4$  und  $T_{301}$  (HOFMANN, 1964, EGIG Vol. 2, No. 4) und andererseits die Wiederholungsmessung an den Deformationsvierecken durch F. BRANDENBERGER, deren geodätische Auswertung in Kap. 3.4 von P. GFELLER ausgeführt wird.

Bei der erstgenannten Messung stellte sich zunächst das Problem, ob die Längenänderungen der Mess-Strecken, die sich innerhalb von nur drei Monaten vollziehen, gross genug sind, um bei der erreichten Genauigkeit der Lagemessung schlüssige Resultate zu liefern. Nachdem diese Frage von den Geodäten positiv beantwortet wurde (HOFMANN, 1964), steht der Glaziologe vor der Frage, ob die Messstrecke von 35 km in Anbetracht der Wellenform der Gletscheroberfläche und des bewegten Reliefs des Untergrundes lang genug ist, um die örtlichen Streuungen im Deformationszustand der Gletscheroberfläche auszugleichen.

Es ist vorteilhafter, die oben aufgeworfene Frage erst nach der Darstellung der vorliegenden Resultate der Lagemessung zu diskutieren. A priori muss jedoch die Bedingung gestellt werden, dass die gesamte Mess-Strecke ein Mehrfaches der Wellenlänge, die bei der Ondulation der Firnoberfläche beobachtet wurde (ca. 10 km), beträgt; eine Bedingung, die im vorliegenden Fall bei einer Messstrecke von 35 km erfüllt ist. Gleichzeitig muss aber aus dieser Forderung geschlossen werden, dass die an den Teilstrecken gemessenen spezifischen Längenänderungen nicht als repräsentative Mittelwerte betrachtet werden können, weil diese Teilstrecken von ähnlicher Grössenordnung sind wie die Wellenlänge der Firnoberfläche. Dies gilt umso mehr, weil auf der Bergseite der Wellen merkbare Gegengefälle auftreten. (vgl. Abb. 23 S. 121).

## 8.2 Vergleich zwischen den gemessenen und berechneten Längenänderungen der Strecke $T_4-T_{301}$

(vgl. Abb. 66)

In der nachstehenden Tab. 84 sind die von der Gruppe Lagemessung ermittelten Längenänderungen, welche die ca. 35,3 km lange Strecke  $T_4-T_{301}$  des West-Ost-Profiles im Laufe von 91 Tagen erlitten hat, nochmals zusammengestellt (HOFMANN, EGIG, Vol. 2 No. 4 S. 113, Tab. VIII). Aus den Längenänderungen  $\Delta s$  der 4 Teilstrecken werden die Verformungsgeschwindigkeiten  $\dot{\epsilon}_x$  (letzte Kolonne) durch Extrapolation von 91 auf 365 Tage angegeben. Dies geschieht auf Grund der Annahme, dass die Längenänderungen über das ganze Jahr gleichmässig, d.h. mit konstanter Geschwindigkeit erfolgen. Aus den Werten  $\Delta s$  der Tab. 84 geht hervor, dass zwar alle Teilstrecken eine Verlängerung erfahren haben, wie nach der Theorie zu erwarten ist, dass aber andererseits die spez. Verformungsgeschwindigkeiten von Strecke zu Strecke sehr stark schwanken (im Verhältnis von ca. 1 : 10).

Tab. 84. Gemessene Längenänderungen der Strecke  $T_4-T_{301}$

Punkt	Meereshöhe Balisen- fusspunkt m.ü.M.	$s_A$ 14.5.59 m	$s_B$ 13.8.59 m	$\Delta s$ $s_B - s_A$ (in 91 Tagen) m	$\dot{\epsilon}_x$ $^0/_{00} \text{ J}^{-1}$
$T_4$ .....	1849,2				
$T_3$ .....	1798,7	9'272,91	9'274,59	1,68	0,72
$T_2$ .....	1726,2	8'666,75	8'667,24	0,49	0,23
$T_1$ .....	1684,5	7'928,69	7'934,07	5,38	2,72
$T_{301}$ .....	1613,6	9'422,49	9'424,04	1,55	0,66
	Total	35'290,84	35'299,94	9,10	1,03

(P.S. Die Firnoberfläche ist ca. 3 m höher).

Auf Grund der Bilanzgleichung gilt andererseits für die mittlere spezifische Geschwindigkeit der Längenänderung:

$$\dot{\epsilon}_{xm} = \frac{\Delta v_{xm}}{\Delta x} = \frac{a}{\Delta x} \left( \frac{x_2}{y_2} - \frac{x_1}{y_1} \right) \quad (121)$$

Bezogen auf die Firnoberfläche, wo die Geschwindigkeiten theoretisch etwas grösser sind als im Mittel, gilt ferner:

$$\dot{\epsilon}_{xo} = \frac{n+2}{n+1} \cdot \dot{\epsilon}_{xm} = \frac{n+2}{n+1} \cdot \frac{a}{\Delta x} \left( \frac{x_2}{y_2} - \frac{x_1}{y_1} \right) \quad (122)$$

Setzt man hierin die für die Gesamtstrecke von 35,295 km gemessenen Werte ein, so folgt:

$$\text{für } n = 3: \dot{\epsilon}_{x_0} = \frac{5}{4} \cdot \frac{0,5}{35\,295} \left[ \frac{441\,200}{1613,6} - \frac{405\,900}{1849,2} \right] = 0,96\text{‰ } J^{-1}$$

$$\text{für } n = 4: \dot{\epsilon}_{x_0} = \frac{6}{5} \cdot \frac{0,5}{35\,295} \cdot 54,0 = 0,92\text{‰ } J^{-1}$$

Vergleich man diese Werte mit der direkt gemessenen, auf ein volles Jahr extrapolierten Verformungsgeschwindigkeit der ca. 35,3 km langen Messtrecke, so stellt man eine befriedigende Uebereinstimmung fest (0,94‰ für  $n = 3,5$  gegenüber 1,03‰/Jahr, vgl. Tab. 84).

### 8.3 Kommentar zu den Ergebnissen der Verformungsmessungen an den Deformationsvierecken

Nach der erstmaligen Vermessung der vier Deformationsvierecke (Camp VI, Milcent, Station Centrale und Station Jarl-Joset) im Sommer 1959 durch P. GFELLER erfolgte eine erste Wiederholungsmessung im Sommer 1960 durch F. BRANDENBERGER (vgl. Kap. 3.4).

Die glaziologisch wichtigsten Messdaten, nämlich die Längenänderungen der Diagonalen während der 440-tägigen Messperiode sind in Tab. 85 rekapituliert.

Tab. 85. *Längenänderungen der Diagonalen der Deformationsvierecke in 440 Tagen*

Ort	T (Tage)	West-Ost-Diagonale			Nord-Süd-Diagonale		
		Ost dm	West dm	Total dm	Nord dm	Süd dm	Total dm
Camp VI EGIG...	$TA_0$ (363)	-7,3	-0,4	-6,9	+9,5	+7,4	+16,9
Milcent .....	$TA_{15}$ (430)	+2,5	+2,5	+5,0	-0,4	-0,6	-1,0
Stat. Centrale.....	$TA_{31}$ (395)	+1,6	+1,4	+3,0	+0,1	+2,6	+2,7
Stat. Jarl-Joset ...	$TA_{53}$ (330)	+1,5	+1,0	+2,5	+0,9	+0,5	+1,4

Die Grössenordnung der gemessenen Längenänderungen entspricht der auf Grund der Bilanzgleichung aufgestellten Prognose. Hinsichtlich der Beurteilung der Genauigkeit der Messung bzw. der mittleren Fehler

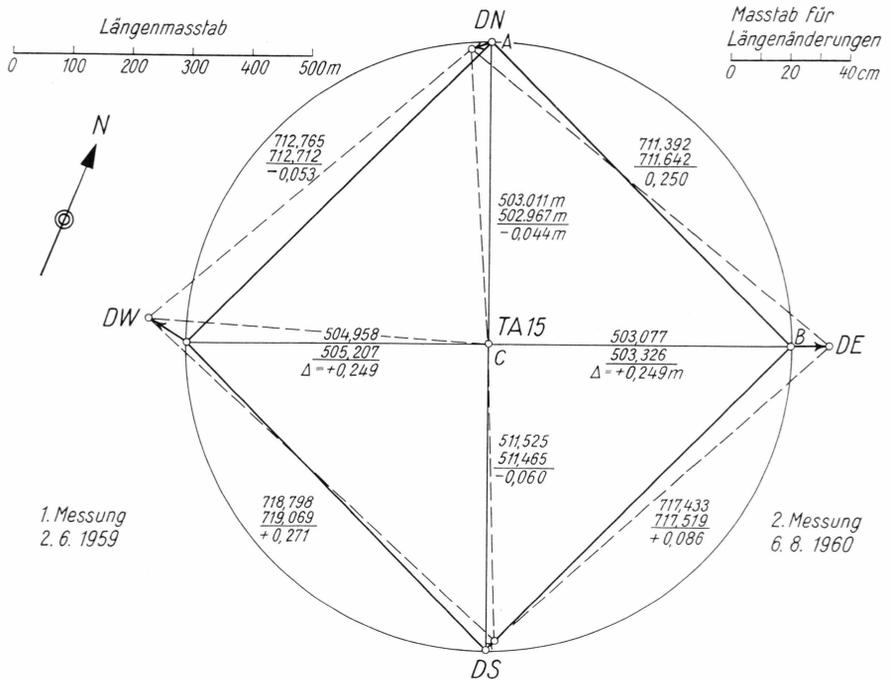


Abb. 69. Deformationsviereck Milcent mit 200-fach verzerrten Verschiebungen.

verweisen wir auf Kap. 3.4 und die dort enthaltene zusammenfassende Tabelle 19, S. 115. Nur das Verformungsviereck von Milcent dürfte für eine weitere rheologisch-glaziologische Auswertung geeignet sein, weil nur bei diesem Viereck die beiden Hälften der Diagonalen einheitliche Längenänderungen aufweisen, was auf einen relativ homogenen Spannungszustand schliessen lässt (vgl. Abb. 69). Ferner ist nur im Viereck Milcent die Längenänderung der Nord-Süd-Diagonale relativ klein im Verhältnis zu derjenigen der West-Ost-Diagonale (theoretisch wird die Längenänderung in Nord-Südrichtung mit 0 angenommen).

Reduziert man die gemessenen Werte auf ein Jahr, so ergibt sich längs der Diagonalen O-W des Viereckes Milcent folgende Grösse der spezifischen Verformungsgeschwindigkeit:

$$\dot{\epsilon}_{xo} = \frac{0.498}{1008} \cdot \frac{365}{430} = 0,42 \text{ ‰} \cdot J^{-1}$$

Dieser extrapolierte Wert der gemessenen spez. Dehnungsgeschwindigkeit der Firnoberfläche in Milcent kann verglichen werden mit dem theoretischen Mittelwert der Verformungsgeschwindigkeit einer längeren Strecke, in deren Mitte sich die Station Milcent befindet. Wir wählen

zu diesem Zwecke die Strecke  $T_{13}$  bis  $T_{17}$  und wenden auf diese Strecke die Gl. 122 an, welche in diesem Falle lautet:

$$\dot{\varepsilon}_{x_0} = \frac{n+2}{n+1} \cdot \frac{a}{\Delta x} \cdot \left[ \frac{x_{13}}{y_{13}} - \frac{x_{17}}{y_{17}} \right]$$

Bei einer mittleren Akkumulation des hier in Frage stehenden Firngbietes (Kulmination  $A$  bis Milcent) von 0,50 m Eis pro Jahr und einem Parameter  $n = 3,5$  folgt:

$$\dot{\varepsilon}_{x_0} = \frac{5,5}{4,5} \cdot \frac{0,50}{36\,500} \cdot \left[ \frac{301\,900}{2375} - \frac{265\,400}{2532} \right] = 0,38\text{‰} \cdot J^{-1}$$

Dieser theoretisch ermittelte Wert stimmt bis auf 10<sup>0</sup>/<sub>0</sub> mit dem gemessenen Wert der spez. Dehnungsgeschwindigkeit (0,42<sup>0</sup>/<sub>00</sub> · J<sup>-1</sup>) der West-Ost-Diagonale des Deformationsviereckes Milcent überein. Obschon es sich hier um einen Einzelwert handelt, ist kaum anzunehmen, dass diese Uebereinstimmung rein zufälliger Art ist. Inwieweit darin ein Beweis für die Gültigkeit der vorliegenden Arbeitshypothese (Kap. 6.2) erblickt werden darf, wird sich allerdings erst nach der Wiederholungsmessung (EGIG II) erweisen.

In Abb. 69 ist das Deformationsviereck Milcent vor und nach der Verformung mit 200-facher Verzerrung dargestellt. Dabei wurden das Zentrum  $TA_{15}$  und die Richtung  $TA_{15}-DE$  festgehalten. Der Dehnungsgeschwindigkeit von 0,42<sup>0</sup>/<sub>00</sub> pro Jahr in der Richtung des West-Ost-Profils entspricht eine horizontale Querkontraktion von 0,080<sup>0</sup>/<sub>00</sub> pro Jahr in der Richtung der Nord-Süd-Diagonale. Man beachte, dass das Viereck durch die Deformation eine Vergrößerung seiner Oberfläche um 0,420 - 0,080 = 0,340<sup>0</sup>/<sub>00</sub> pro Jahr erfahren hat. Nimmt man in erster Annäherung an, dass die in einer Tiefe von 50-100 m gelegene Eisoberfläche die gleiche Verformung erlitten hat wie die beobachtete Firnoberfläche, so folgt aus der Volumenkonstanz des Eises, dass dasselbe eine lotrechte spez. Verkürzung von ca. 0,34<sup>0</sup>/<sub>00</sub> pro Jahr erleiden müsste. Rein qualitativ entspricht eine lotrechte Verkürzungsgeschwindigkeit auch der Vorstellung, dass die Stromlinien von einem gewissen Punkte an und insbesondere im Gebiet von Milcent in der Strömungsrichtung konvergieren (vgl. Abb. 68).

#### 8.4 Zur Berechnung des Spannungszustandes der Firn- und Eisoberfläche

Unsere primäre Aufgabe besteht darin, auf Grund der Verschiebungsmessungen an den Deformationsvierecken die Richtungen der Haupttaxen der Verformung, die mit der Hauptspannungsrichtungen

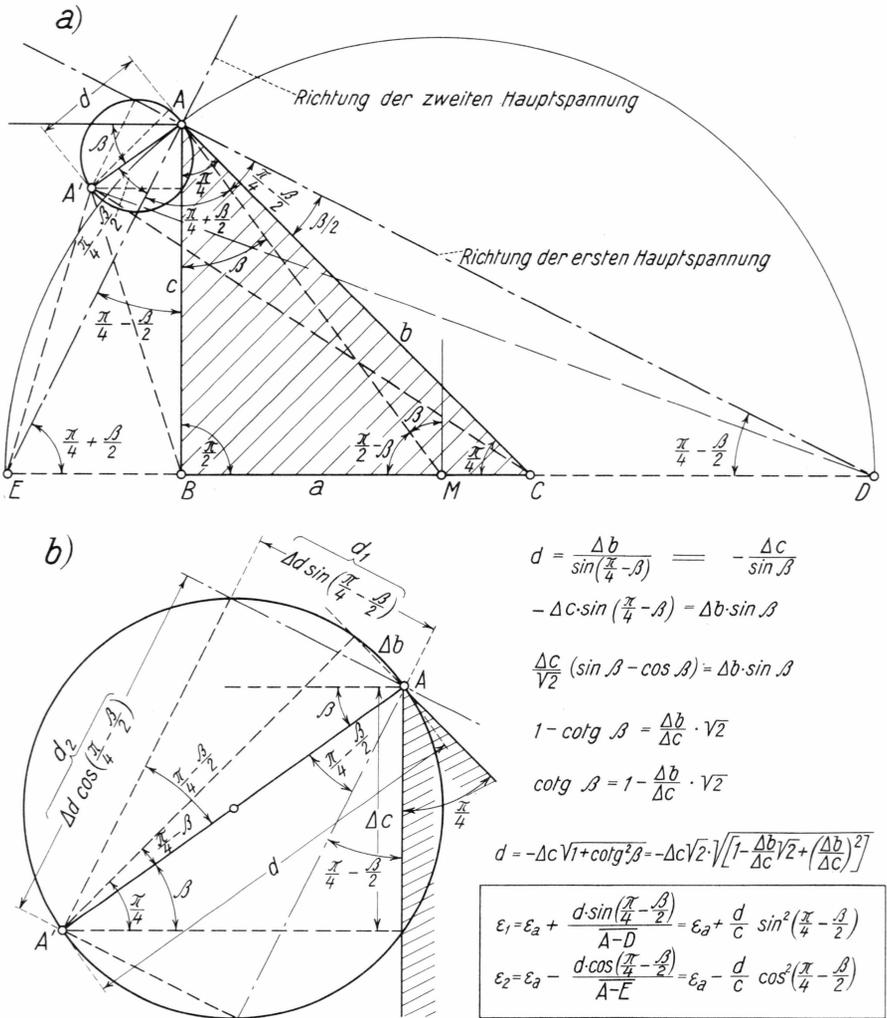


Abb. 70. Methode zur Konstruktion der Hauptspannungsrichtungen.

identisch sind, zu bestimmen. Um weiter den Spannungszustand der oberflächlichen Firn- bzw. Eisschichten des Inlandeises zu eruieren, müssen anschliessend noch die Grössen der Hauptspannungen ermittelt werden.<sup>1)</sup>

Zur Lösung dieser Aufgabe wurde ein kinematisches Verfahren entwickelt (Abb. 70), das sich auf die Verformung eines rechtwinkligen

<sup>1)</sup> Die Eigengewichtsspannungen werden hier nicht berücksichtigt, d. h. Firn und Eis werden zunächst als gewichtslos betrachtet, wobei es sich um den ebenen Spannungszustand der Eisoberfläche handelt ( $\sigma_z = 0$ ).

Dreieckes bezieht (schraffiert). Dieses Dreieck A-B-C wird durch zwei halbe Diagonalen und eine Seite eines Verformungsviereckes gebildet. Die Längenänderungen der drei Seiten  $a$ ,  $b$  und  $c$  seien bekannt und werden mit  $\Delta a_0$ ,  $\Delta b_0$  und  $\Delta c_0$  bezeichnet. Gesucht sind die Richtungen der beiden, senkrecht aufeinanderstehenden Hauptspannungen, bzw. die Haupttaxen der Verformung.

Um das verformte Dreieck mit dem unverformten vergleichen zu können, legen wir zunächst die beiden Figuren so aufeinander, dass die Ecken  $B$  und die Seiten  $a$  in ihrer Richtung zusammenfallen. Dann unterwerfen wir die Ebene des deformierten Dreieckes einer allseitig homogen Verformung, indem wir dem ursprünglichen einen ideellen hydrostatischen Spannungszustand überlagern von der Grösse, dass die horizontalen Basisseiten  $a$  vor und nach der Deformation einander gleich sind. Wesentlich ist, dass diese ähnliche Transformation die gesuchten Hauptspannungsrichtungen nicht ändert, weil die Figur zwar grösser oder kleiner wird, aber winkeltreu, bzw. ähnlich, bleibt. Nach dieser supponierten Transformation zeigen die Dreieckseiten noch folgende restliche Längenänderungen:

$$\left. \begin{aligned} \Delta a &= \Delta a_0 - \Delta a_0 = 0 \\ \Delta b &= \Delta b_0 \pm \varepsilon_a \cdot b \\ \Delta c &= \Delta c_0 \pm \varepsilon_a \cdot c \end{aligned} \right\} \varepsilon_a = \frac{\Delta a_0}{a} \quad (123)$$

Von der Dreieckspitze  $A$  ausgehend, konstruieren wir zunächst die verschobene Ecke  $A'$  und erhalten dadurch den entsprechenden Verschiebungsvektor  $d$ . Der zugehörige Verschiebungsplan ist in Abb. 70 unten massstäblich dargestellt. Gemäss den dort angegebenen geometrischen Beziehungen ergeben sich folgende Ausdrücke für den Verschiebungsvektor:

$$\text{Richtung:} \quad \cotg \beta = 1 - \frac{\Delta b}{\Delta c} \cdot \sqrt{2} \quad (124)$$

$$\text{Grösse: } d = \Delta c \sqrt{1 + \cotg^2 \beta} = \Delta c \sqrt{2 \left[ 1 - \frac{\Delta b}{\Delta c} \cdot \sqrt{2} + \left( \frac{\Delta b}{\Delta c} \right)^2 \right]} \quad (125)$$

Ueber den Vektor  $d$  errichtet man nun die Senkrechte in  $A$ , welche die Basis  $B-C$  im Punkte  $M$  schneidet. Ueber  $M$  als Mittelpunkt schlägt man den Halbkreis durch den Punkt  $A$  (Durchmesser  $E-D$ ). Damit sind die Hauptspannungsrichtungen  $A-D$  und  $A-E$  gefunden. Verschiebt sich nämlich der Punkt  $A$  nach  $A'$ , so drehen sich die Schenkel des Winkels  $DAE$  um ihre Fusspunkte  $E$  und  $D$ , wobei der rechte Winkel in  $A$  als Peripheriewinkel im Halbkreis erhalten bleibt. Dies ist bei einer

unvollkommenen Flüssigkeit, als welche das Eis im Hinblick auf seine schleichende Bewegung aufgefasst werden kann, nur möglich, wenn in den Schenkeln des rechten Winkels  $DAE$  keine Schubspannungen wirksam sind. Damit markieren diese Schenkel gleichzeitig die Richtungen der beiden Hauptspannungen. (HAEFELI 1939).

Die spezifischen Dehnungen  $\varepsilon_1$  und  $\varepsilon_2$  in der Richtung der Hauptspannungen  $A-D$  bzw.  $A-E$  lassen sich unter Rückgängigmachung der fingierten Transformation wie folgt berechnen (vgl. Abb. 70 unten):

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_1 &= \varepsilon_a + \frac{d \cdot \sin\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\beta}{2}\right)}{A-D} = \varepsilon_a + \frac{d}{c} \cdot \sin^2\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\beta}{2}\right) \\ \varepsilon_2 &= \varepsilon_a - \frac{d \cdot \cos\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\beta}{2}\right)}{A-E} = \varepsilon_a - \frac{d}{c} \cos^2\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\beta}{2}\right) \end{aligned} \right\} \quad (126)$$

Wenden wir diese Methode auf das Dreieck  $A-B-C$  des Verformungs-viereckes der Station Milcent an, so ergibt sich das in Abb. 71 dargestellte Bild, das sich unter Berücksichtigung von Abb. 69 und 70 quantitativ wie folgt analysieren lässt:

$$\begin{aligned} \Delta a_0 &= +0,249 \text{ m} & \varepsilon_a &= \frac{0,249}{503,08} = 0,000494 \\ \Delta b &= +0,250 - \frac{0,494}{1000} \cdot 711,4 = -0,102 \text{ m} \\ \Delta c &= -0,044 - \frac{0,494}{1000} \cdot 503,0 = -0,293 \text{ m} \\ \cotg \beta &= 1 - \frac{0,102}{0,293} \cdot \sqrt{2} = 1 - 0,492 = 0,508 \end{aligned} \quad (\text{Gl. 124})$$

$$d = 0,293 \sqrt{1 + 0,508^2} = -0,293 \cdot 1,12 = 0,329 \text{ m} \quad (\text{Gl. 125})$$

$$\beta = 63^\circ 04'; \quad \frac{\beta}{2} = 31^\circ 32'; \quad \frac{\pi}{4} - \frac{\beta}{2} = 13^\circ 28'$$

$$\varepsilon_{1m} = \frac{0,494}{1000} + \frac{0,329}{503,0} \cdot \sin^2(13^\circ 28') = \mathbf{0,529} \text{ } \text{‰} \quad (\text{Gl. 126})$$

$$\varepsilon_{2m} = \frac{0,494}{1000} - \frac{0,329}{503,0} \cdot \cos^2(13^\circ 28') = \mathbf{-0,124} \text{ } \text{‰}$$

Diese spezifischen Längenänderungen beziehen sich auf eine Periode von 430 Tagen (2. Juni 1959–6. August 1960). Die spezifischen Längenänderungsgeschwindigkeiten pro Jahr betragen somit:

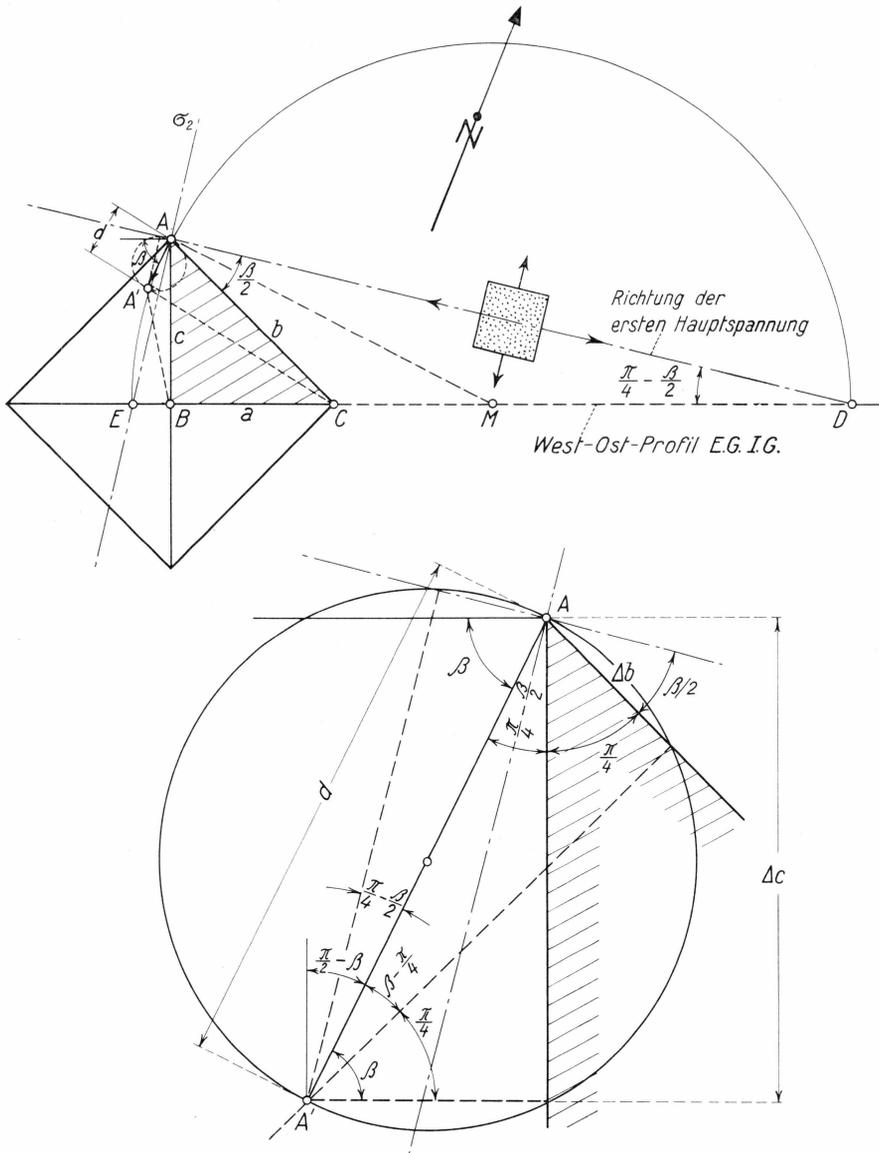


Abb. 71. Bestimmung der Hauptspannungsrichtungen für das Deformationsviereck Milcent.

$$\dot{\epsilon}_1 = 0,529 \cdot \frac{365}{430} = 0,449\text{‰/Jahr}$$

$$\dot{\epsilon}_2 = 0,124 \cdot \frac{365}{430} = -0,105\text{‰/Jahr}$$

Auf Grund der spezifischen Verformungsgeschwindigkeiten lassen sich die Hauptspannungen des Eises, das als volumenkonstant be-

trachtet werden kann ( $m_2 = 2$ ), angenähert wie folgt berechnen (v. Moos, A. & HAEFELI, R., 1962):

$$\left. \begin{aligned} \sigma_2 &= 2 \tau_1 \sqrt[n]{\frac{\varepsilon_1 + 2 \varepsilon_2}{k_1}} \quad 1) \\ \sigma_1 &= \sigma_2 + 2 \tau_1 \sqrt[n]{\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{k_1}} \\ \tau_1 &= 1 \text{ kg/cm}^2 \end{aligned} \right\} \quad (127)$$

Um diese Ausdrücke auf die unter dem Firmantel der Station Milcent gelegenen Eisschichten anwenden zu können, müssen wir annehmen, dass die an der Firnoberfläche gemessenen Verschiebungen mit den entsprechenden Verschiebungen der ca. 80 m tiefer gelegenen Eisoberfläche identisch seien. Bei der Schätzung des Parameters  $k_1$  muss die Eistemperatur berücksichtigt werden, die auf der Höhe von Milcent ca.  $-24^\circ \text{C}$  betragen dürfte. Gegenüber der Vergleichstemperatur von  $-10^\circ \text{C}$ , für welche der  $k_{1(-10^\circ)}$  Wert des Eises mit  $2,8 \cdot 10^{-10} \text{ sec}^{-1}$  angenommen werden kann (vgl. Kap. 4.5), dürfte die scheinbare Zähigkeit bei  $-24^\circ \text{C}$  4,25 mal grösser bzw. der  $k_1$ -Wert entsprechend kleiner sein, d. h.:

$$k_{1(-24^\circ)} = \frac{2,80}{4,25} \cdot 10^{-10} \text{ sec}^{-1} = 0,66 \cdot 10^{-10} \text{ sec}^{-1} = 2,08 \cdot 10^{-3} J^{-1}$$

Setzen wir diesen Wert für  $k_1$  in Gl. 127 ein, so erhalten wir für  $n = 3$  folgende Werte der Hauptspannungen im Eis:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_2 &= 2 \cdot \sqrt[3]{\frac{0,439 - 2 \cdot 0,103}{2,08}} = 2 \cdot \sqrt[3]{0,115} = 0,97 \text{ kg/cm}^2 \text{ (Zug)} \\ \sigma_1 &= 0,97 + 2 \sqrt[3]{\frac{0,449 + 0,105}{2,08}} = 2,25 \text{ kg/cm}^2 \text{ (Zug)} \end{aligned} \right\} \quad (127)$$

Diese Zugspannungen werden dem hydrostatischen Spannungszustand überlagert, der unter dem Eigengewicht der Firn- und Eisschichten entsteht und der in 80 m Tiefe mindestens einige  $\text{kg/cm}^2$  beträgt. Es besteht hier somit keine Gefahr des Auftretens horizontaler Zugspannungen, die Spaltenbildungen zur Folge haben könnten. Diese Feststellung wird durch die Erfahrung bestätigt.

Für die über dem Eis liegenden Firnschichten sind die entsprechenden Werte  $\sigma_1$  und  $\sigma_2$  sehr viel kleiner als im Eis, weil dort die  $k_1$ -Werte bis um mehrere Zehnerpotenzen grösser sind. Da jedoch beim Firn die

<sup>1)</sup> Diese Näherungslösung beruht auf der Superposition verschiedener Spannungszustände, die nur für  $n = 1$  streng gültig ist. In der oben erwähnten Publikation sind die Formeln für  $\sigma_1$  und  $\sigma_2$  gemäss Gl. 127 zu korrigieren.

Bedingung der Volumenkonstanz nicht erfüllt ist, sind die zur Berechnung der Spannungen des Eises angegebenen Formeln (127) nicht anwendbar.

Der für das Dreieck  $A-B-C$  berechnete Deformations- und Spannungszustand gilt streng genommen nur für den von den Dreiecksseiten eingeschlossenen Raum und ist nicht ohne weiteres repräsentativ für das ganze Deformationsviereck. Wiederholt man die Analyse für die drei andern Teildreiecke des Deformationsviereckes, so stellt man jedoch nur relativ kleine Abweichungen fest.

Von besonderem Interesse ist jeweils die Feststellung, ob die von der Figur eingeschlossene Fläche grösser oder kleiner wird. Für das ganze Deformationsviereck wurde weiter oben eine Flächenzunahme um  $0,34\text{‰}$  pro Jahr angegeben. Für das näher untersuchte Dreieck  $A-B-C$  berechnet sich folgende prozentuale Flächenänderung pro Jahr:

$$\frac{\Delta F}{F} = \dot{\epsilon}_1 + \dot{\epsilon}_2 = 0,449 - 0,105 = 0,344 \text{‰ } J^{-1}$$

Die für das ganze Deformationsviereck berechnete spezifische Flächenzunahme pro Jahr ist somit identisch mit derjenigen der Teilfläche  $A-B-C$ .

Da andererseits für volumenkonstantes Eis die Bedingung:

$$\dot{\epsilon}_1 + \dot{\epsilon}_2 + \dot{\epsilon}_3 = 0 \quad (128)$$

gültig ist, so folgt, dass im Bereich des untersuchten Dreieckes eine lotrechte spezifische Verkürzungsgeschwindigkeit von ca.  $0,34\text{‰}$  pro Jahr ein entsprechendes Näherrücken der Stromlinien in lotrechter Richtung ermöglicht.

Tab. 86. *Spez. Längenänderungen der Diagonalen pro Jahr.*<sup>2)</sup>  
*Vergleich zwischen Messung und Rechnung*

Ort	Gemessene Werte in $\text{cm.km}^{-1}$ Jahr <sup>-1</sup>		Berechnete Werte ( $n = 3,5$ ) in $\text{cm.km}^{-1}$ Jahr <sup>-1</sup>	
	W-O Diag.	N-S Diag.	W-O Diag.	N-S Diag.
Camp VI. ....	- 64	+ 166	-	-
$T_0$ .....	(± 8) <sup>1)</sup>	(± 8)	-	-
Milcent .....	+ <b>42</b>	- 8	+ <b>38</b>	0
$T_{15}$ .....	(± 16)	(± 16)		
St. Centrale.....	+ <b>25</b>	+ 24	+ <b>23</b>	0
$T_{53}$ .....	(± 14)	(± 12)		
Jarl-Joset.....	+ <b>29</b>	+ 16	+ <b>24</b>	0
$T/3$ .....	(± 12)	(± 12)		

<sup>1)</sup> Die Zahlen in Klammern geben die mittleren Fehler.

<sup>2)</sup> Nach GFELLER (vgl. Tab. 19, S. 115).

Um eine Uebersicht über das Verhalten aller vier Deformationsvierecke zu gewinnen, werden in der vorstehenden Tab. 86 die spezifischen Deformationen der Diagonalen und ihre mittleren Fehler mit den theoretischen spezifischen Längenänderungen pro Jahr verglichen.

Die Ergebnisse für Camp VI EGIG fallen ganz aus der Reihe, indem die W-E-Diagonale eine Verkürzung statt einer Verlängerung erfahren hat. Solche Unregelmässigkeiten sind unter Berücksichtigung der Wellenbildung der Gletscheroberfläche und des bewegten Reliefs des Untergrundes in relativer Nähe der Küste an der Tagesordnung. Dagegen ist die Uebereinstimmung zwischen den gemessenen und berechneten Längenänderungen der West-Ost-Diagonalen der höher gelegenen Stationen Milcent, Centrale und Jarl-Joset in Anbetracht der mittleren Fehler der Messgrössen eine relativ gute. Dabei wurde die Oberflächengeschwindigkeit zu 122<sup>0</sup>/<sub>0</sub> der mittleren Querschnittsgeschwindigkeit angenommen, d.h. mit dem zu  $n = 3,5$  zugehörigen Wert (vgl. Abb. 62 S. 286).

## 9. MODELLVERSUCHE ZUR DEMONSTRATION DES BEWEGUNGSZUSTANDES EINES STREIFENFÖRMIGEN EISSCHILDES

### 9.1 Problemstellung

Das Ziel dieser Modellversuche bestand vor allem darin, mit Hilfe eines schmalen Spaltmodells nach dem Prinzip Hele-Shaw (HELE-SHAW, 1898) eine experimentelle Methode zu entwickeln, welche gestattet, die Bewegungszustände eines streifenförmigen Eisschildes von der Art des Inlandeises zu untersuchen, d.h. wenigstens qualitativ und möglichst anschaulich nachzubilden. Das Verfahren beruht darauf, dass sich eine zähe Flüssigkeit, die sich unter ihrem Eigengewicht zwischen zwei Glasplatten bewegt, eine Laminarströmung ausführt und weitgehend den Gesetzen der Potentialströmung gehorcht.

Die nachstehend beschriebenen Versuche, die nach den Richtlinien des Verfassers von der Hydraulischen Abteilung der Versuchsanstalt für Wasserbau und Erdbau an der E.T.H. in Zürich durchgeführt wurden, sind nur als erster Schritt zur Entwicklung einer Versuchstechnik gedacht, die auch bei komplizierten Randbedingungen ein getreues Bild der Strömungsverhältnisse zu geben vermag. Wesentlich ist, dass dabei die Möglichkeit besteht, nicht nur stationäre, sondern auch nichtstationäre Strömungsvorgänge, die sich rechnerisch nur schwer erfassen lassen, nachzubilden. Ein weiterer Schritt könnte darin bestehen, dass man statt einer Newton'schen Flüssigkeit eine Flüssigkeit verwendet, deren Fließgesetz demjenigen des Eises ähnlich ist. Auch der Einfluss einer bestimmten Temperaturverteilung liesse sich mit Hilfe eines Spaltmodells qualitativ untersuchen, während andererseits der Uebergang von der ebenen zur räumlichen Strömung erst durch eine Modelltechnik mit dreidimensionaler Strömung gelöst werden kann.

Aus dieser Problemstellung geht hervor, dass unser Spaltmodell in gewissem Sinne die Rolle eines „Computers“ übernimmt, mit dem Unterschied, dass das Modell zwar keine exakten Lösungen im mathematischen Sinne liefert, dafür aber mit seinem demonstrativen Charakter den Vorteil der Anschaulichkeit besitzt.

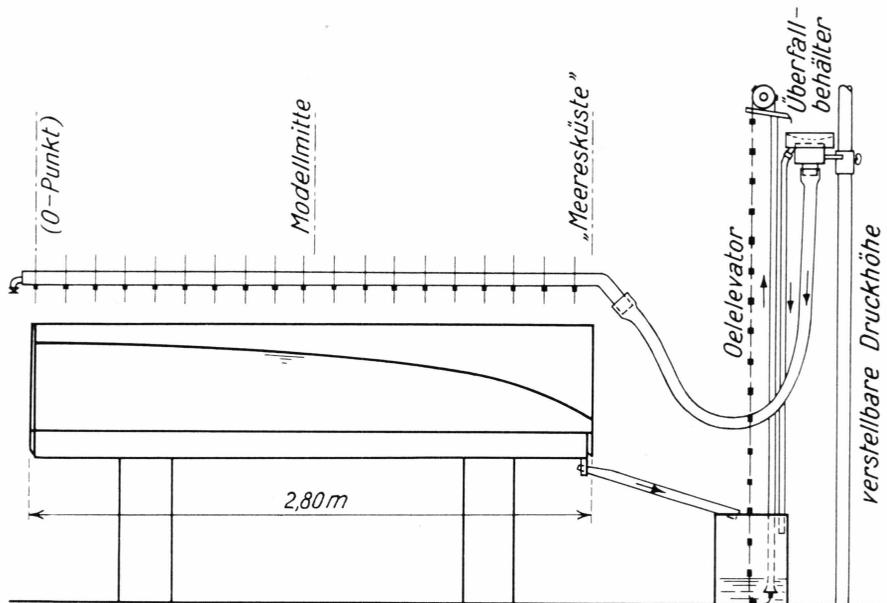


Abb. 72. Prinzipskizze zum Spaltmodell.

## 9.2 Versuchsanlage

Das in Abb. 72 schematisch dargestellte Spaltmodell besteht in der Hauptsache aus zwei parallel montierten Glaswänden von 2,80 m Länge und 0,45 m Höhe. Aus Symmetriegründen genügt es, wenn man nur die eine Hälfte des Eisschildes zur Darstellung bringt. Die in der Symmetrieachse (Eisscheide) gelegene Stromlinie wurde dementsprechend im Modell durch einen undurchlässigen lotrechten Abschluss verwirklicht. Das andere Ende des Modells, das den freien Ausfluss ins Meer darstellt, blieb offen. Bei voller Ausnützung der Modelldimensionen verhalten sich Länge zu Höhe des strömenden Mediums wie  $45 : 280 = 1 : 6,33$ , während das entsprechende Verhältnis beim Inlandeis (westliche Hälfte) ca.  $1 : 165$  beträgt. Daraus ergibt sich eine maximal 27-fache Verzerrung. Im besten Falle konnte die Verzerrung auf das 6,5-fache reduziert werden.

Ueber die weiteren Einzelheiten des Spaltmodells entnehmen wir dem Bericht der VAWE (J. ZELLER, Chef der Hydraulischen Abteilung der Versuchsanstalt für Wasserbau und Erdbau an der E. T. H., 1960) folgende Angaben:

„Der schmale Spalt des Modells wurde mit 4,0 mm bemessen. Um an Kosten zu sparen, ist die eine Wand aus Kristallglas erstellt worden, während für die Rückwand Plexiglas verwendet wurde. Beide Gläser wurden unten in ein [-Profil No. 22 eingegossen, wäh-

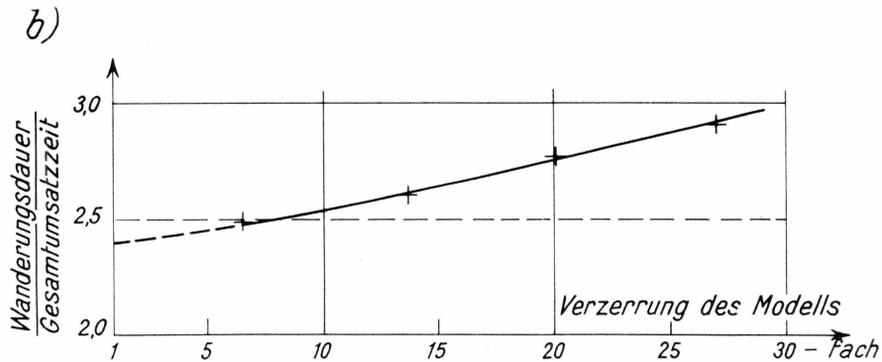
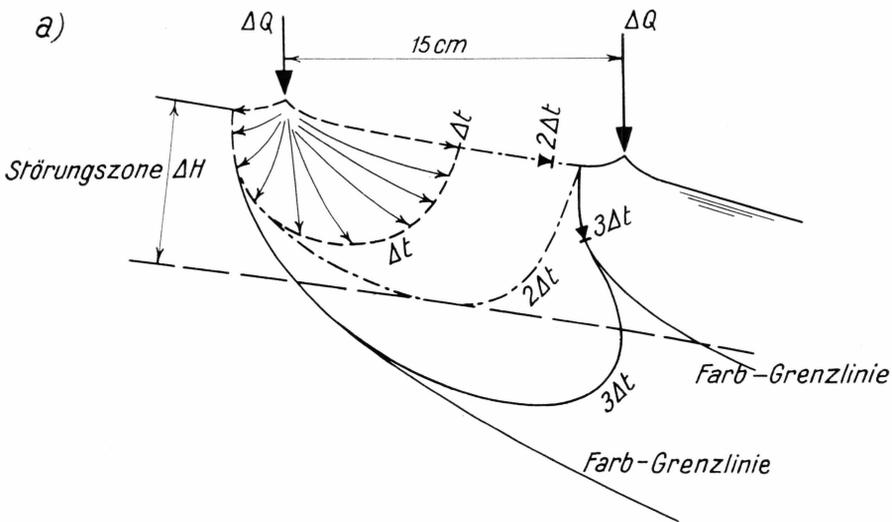


Abb. 73. a) Störungszone infolge konzentrierter Beregnung an der Oberfläche der Modellflüssigkeit

- b) Verhältniszahl  $\frac{f}{g} = \frac{\text{Wanderungsdauer}}{\text{Gesamtumsatzzeit}}$   
(für einen bestimmten Eintauchpunkt) in Funktion der Verzerrung des Modells.

rend oben alle 30 cm ein Punkt gegenseitiger Einspannung angeordnet war. Das Plexiglas von 20 mm Stärke musste überdies mit Verstärkungsrippen versehen werden, um so – bei voller Füllung des Modells – die beidseitigen Durchbiegungen auf ein zulässiges Mass, nämlich auf 0,05 mm beim Spiegelglas, bzw. 0,1 mm beim Plexiglas, reduzieren zu können.

Für die Beregnung des Modells (vgl. Abb. 72) wurden 19 Düsen in Abständen von je 15 cm angeordnet. Die erste Düse in „Eismitte“, beregnet mit  $\frac{1}{2} \cdot Q$  die ersten 7,5 cm des Modells, die folgenden

mit je  $Q$  je 15 cm Modell-Länge. Das für die Versuche verwendete Oel wurde in geschlossenem Kreislauf durch einen Elevator gefördert und floss durch einen Filter über einen Ueberfall mit konstantem Niveau in einem weiten Rohr dem Modell zu. Als Versuchsflüssigkeit ist ein Maschinenöl (Shell Vitrea 71) gewählt worden, mit einer Zähigkeit von 5 Poise und einem Raumgewicht von  $0,886 \text{ gr/cm}^3$  bei  $20^\circ \text{ C}$ . Zur Darstellung der Strömungslinien wurde chinesische Trockentusche mit Oel angerieben, bis eine genügende Deckfähigkeit erreicht war. Die Farbflüssigkeit wurde der Beschickung intermittierend in Stößen von ca.  $1 \text{ cm}^3$  beigelegt. Nur ausnahmsweise erforderten die Versuche eine kontinuierliche Beschickung des Farbstoffes.“

Die Zusammenfassung der Berechnung in eine relativ kleine Anzahl einzelner Punkte war modelltechnisch notwendig, hat aber zur Folge, dass die Entstehung einer Störungszone zunächst der Oberfläche des fließenden Mediums in Kauf genommen werden muss (vgl. Abb. 73 a).

### 9.3 Zur Durchführung der Versuche

Es handelt sich vorerst ausschliesslich um die Darstellung von stationären Strömungsvorgängen, die sich jeweils wenige Stunden nach Beginn der Berechnung eingestellt haben.

#### 9.3.1 Versuche mit Akkumulation auf der ganzen Modelllänge

Um den Einfluss der Verzerrung auf die Strömung zu ermitteln und eine gewisse Extrapolation der auftretenden Erscheinungen in der Richtung einer verzerrungsfreien Strömung zu ermöglichen, wurde zuerst eine Serie von Versuchen für vier verschiedene Verzerrungsgrade des Modells ausgeführt.

#### 9.3.2 Versuch ohne Akkumulation in der Küstenzone

Für diesen Versuch wurde eine mittlere Verzerrung gewählt und eine „Küstenzone“ von 0.59 m Länge, bzw.  $20,7\%$  der Modelllänge, unberechnet gelassen. Dies würde einer Firmlinie auf ca. 1800 m.ü.M. entsprechen. Auf eine Nachbildung der Ablation musste vorläufig verzichtet werden.

#### 9.3.3 Versuch ohne Akkumulation in der Küstenzone, mit Randgebirge

Dieser mit nur mässiger Verzerrung durchgeführte Versuch wurde, wie die vorausgegangenen, so angelegt, dass möglichst viele Daten direkt

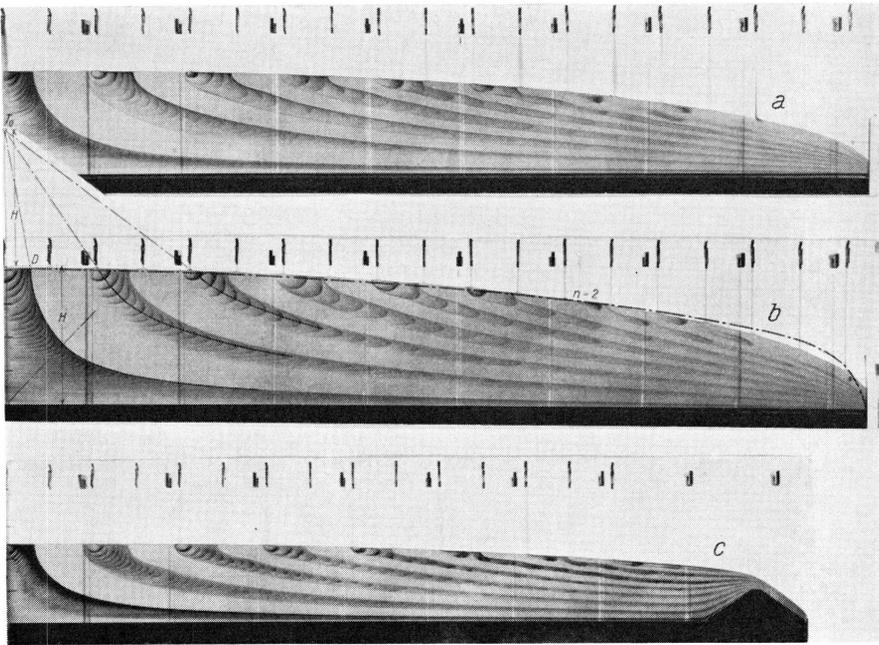


Bild 16 a) Gleichmässige Beregnung des Modells Höhenverzerrung ca. 20-fach ( $L:H = 8,47$ ) Flüssigkeitsvolumen im Modell =  $3100 \text{ cm}^3$ ; Akkumulation = Entnahme =  $3,23 \text{ cm}^3/\text{sec}$  ( $16^\circ \text{ C}$ ); Rhythmus der Farbbeschickung: alle 50 sec.

b) Gleichmässige Beregnung des Modells. Höhenverzerrung 27-fach ( $L:H = 6,38$ ) Flüssigkeitsvolumen im Modell  $4120 \text{ cm}^3$ ; Akkumulation = Entnahme =  $5,44 \text{ cm}^3/\text{sec}$ . Rhythmus der Farbbeschickung: alle 40 sec Wanderungsdauer: ca. 2200 sec ( $16^\circ \text{ C}$ ) Punkt  $T_0$ .

c) Gleichmässige Beregnung des Modells ohne Küstenzone (Beregnung auf 80% der Modell-Länge): Eingeschobenes „Randgebirge“ Flüssigkeitsvolumen im Modell =  $2524 \text{ cm}^3$ ; Akkumulation = Entnahme =  $1,14 \text{ cm}^3/\text{sec}$ ; Rhythmus der Farbbeschickung alle 60 sec.

aus der Photoaufnahme entnommen werden können (vgl. Bild 16c). Die Höhe des „Randgebirges“ wurde mit Rücksicht auf ähnliche Verhältnisse in der Antarktis gewählt.

#### 9.3.4 Versuch zur Darstellung der Oberflächenkurve eines »Eisschildes« bei Küstenberegnung allein

Besonders in der Antarktis kommt es vor, dass die Akkumulation im Küstengebiet ein Vielfaches derjenigen im Innern des Eisschildes beträgt. Um den extremen Fall einer alleinigen Küstenberegnung für den streifenförmigen Eisschild nachzubilden, wurden nur die vier küstennahen Beregnungsdüsen in Funktion gesetzt. Anschliessend wurden noch

zwei weitere Versuche mit einer starken Küstenberegnung und einer ganz schwachen Akkumulation in Eismitte durchgeführt.

#### 9.4 Ergebnisse der Versuche

In Bild 16 sind drei verschiedene Beharrungszustände des „Eischildes“ herausgegriffen. Das oberste Bild (a) zeigt zunächst einen Strömungszustand mit einer ca. 20-fachen Ueberhöhung bei gleichmässiger Beregnung bzw. Akkumulation des Modells. Einen ähnlichen Beharrungszustand veranschaulicht das mittlere Bild (b), mit dem Unterschied, dass durch eine intensive Beregnung bzw. stärkere Akkumulation ( $5.44 \text{ cm}^3/\text{sec}$  statt  $3.23 \text{ cm}^3/\text{sec}$ ) eine entsprechend grössere Höhenverzerrung (ca. 27- statt 20-fach) eingetreten ist. Neben der beobachteten Oeloberfläche ist in Bild (b) die für  $n = 2$  theoretisch berechnete Oberfläche eingezeichnet, wobei sich wider Erwarten eine wesentlich bessere Uebereinstimmung zwischen Rechnung und Messung ergab als für  $n = 1$  (Newton'sche Flüssigkeit).

Abgesehen von der oberflächlichen Störungszone zeichnen sich die Stromlinien als Grenzlinien zwischen dem gefärbten und farblosen Flüssigkeitsbereich sehr deutlich ab. Bemerkenswert ist hier vor allem der hohe Grad der Uebereinstimmung zwischen den direkt beobachteten und den nach Gl. 117 (Kap. 7) berechneten Stromlinien (ausgezogene Kurven). Durch die konzentrierte Beregnung werden die Tangenten der Stromlinien im Eintauchpunkt leicht gestört. Trotzdem wird die in Kap. 7 erwähnte theoretische Tangentenkonstruktion (gemeinsamer Schnittpunkt  $T$  in der Höhe  $2H$  über der Modellsohle) durch den Versuch bestätigt (vgl. Abb. 67 Seite 193).

Da die einzelnen Farbstösse genau synchron und mit konstanten Rhythmus (bei Bild 16 b alle 40 sec) erfolgten, so konnte ein regelmässiges System von dunklen Ogiven entstehen, die eine auffallende Ähnlichkeit mit den bei Gletschern zwischen zwei Moränen beobachteten Ogiven aufweisen (HAEFELI, 1966). Da ferner aus dem Abstand zweier Ogivenspitzen im Modell auf die dort herrschende Geschwindigkeit in Spaltmitte geschlossen werden kann, so lässt sich aus dem Ogivenbild die längs einer Lotrechten vorhandene Geschwindigkeitsverteilung angenähert bestimmen. Wie aus Abb. 74 ersichtlich ist, weichen die aus den verschiedenen Photographien auf einheitliche Höhe reduzierten Geschwindigkeitsprofile stark von der Newton'schen Parabel ab und liegen der Rechteckform näher, die sich theoretisch für  $n = \infty$  ergibt.

Aus dem unveröffentlichten Bericht der VAWE (Zeller 1961) entnehmen wir ferner folgende Bemerkungen über die Versuchsergebnisse:

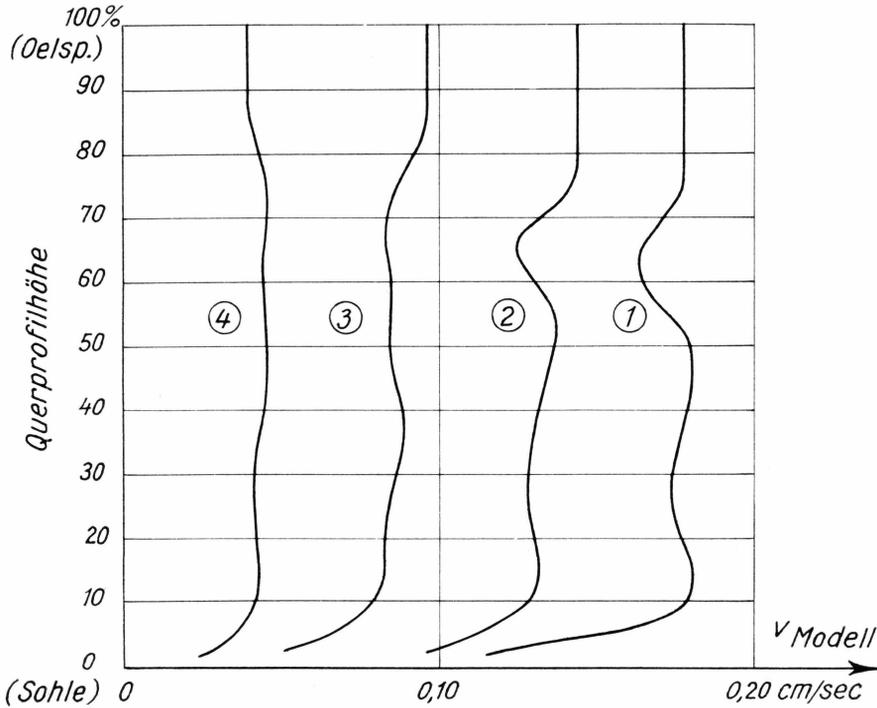


Abb. 74. Geschwindigkeitsprofile in Modellmitte. Die Kurven 1–4 sind aus entsprechenden Photoaufnahmen entnommen und alle auf einheitliche Höhe (in %) gegenüber der Sohle gebracht.

„Eine weitere interessante Angabe scheint das Verhältnis zu enthalten, welches anzeigt, wie viele Gesamtumsätze des Flüssigkeitsvolumens des Modells vor sich gehen, bis ein 0-Punkt-naher Oberflächenpunkt des Modells zum Modellende vordringt. Man hat zu diesem Zweck eine solche Laufzeit für den Stromfaden gemessen, der an der Grenze zwischen den Einflusszonen der Beregnungen 1 (0-Punkt) und Zone 2 entsteht. Gleichzeitig wurde die Akkumulation der einzelnen Versuche aus dem Abfluss am Modellende bestimmt. Die erhaltenen Angaben sind insofern mit einer gewissen Ungenauigkeit behaftet, als die Verfolgung der Spitze des Stromfadens gegen das Ausflussende des Modells immer schwieriger wird. In Tab. 87 sind die Unterlagen zur Errechnung dieser relativen Wanderungsdauer zusammengestellt.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>) Unter der relativen Wanderungsdauer oder Laufzeit versteht man das Verhältnis zwischen der effektiven Laufzeit eines Punktes vom Eintauchpunkt bis zum Modellende zur mittleren Umsatzzeit der Flüssigkeit.

Tab. 87. Berechnung der relativen Wanderungsdauer

a	b	c	d	e	f	g	h
Versuch No.	Verzer- rungs- zahl	„Eishöhe“ bei Pkt. 0 cm	„Eis- volumen“ planime- triert cm <sup>3</sup>	Ent- nahme volumen gemessen cm <sup>3</sup> /sec	Gesamt- Umsatz- zeit $\frac{d}{e}$ sec	Wande- rungs- dauer (ge- messen) sec	$\frac{g}{f}$
1.....	27	44,7	4120	5,44	758	2200 <sup>1)</sup> *	2,9
2.....	30	33,7	3100	3,23	959	2670	2,8
3.....	13,7	22,7	2100	1,35	1560	4050	2,6
4.....	6,5	10,8	988	0,32	3050	7600	2,5

<sup>1)</sup> \* Auf Grund des Intervalls zwischen 2 Farbstößen = 40%.

Die Auftragung des Verhältnisses  $g/f$  zeigt Abb. 73 b, S. 311. Es scheint nicht vermessen, durch Extrapolation die Verhältniszahl in einem unverzerrten Modell als zwischen 2,3 und 2,4 liegend anzunehmen.“

Was bedeutet dies glaziologisch?

Wenden wir obige Ueberlegungen auf das West-Ost-Profil durch das zentrale Inlandeis (westliche Hälfte) an, so ergibt sich auf Grund von Abb. 68 S. 295 folgendes Bild (vgl. Abb. 61 S. 282):

Wir betrachten die 526 km lange Strecke von A-O und bestimmen zunächst das totale auf einen Streifen von 1 m Breite entfallende Eisvolumen zu  $d = 12,5 \cdot 10^8 \text{ m}^3$ , und der totalen Akkumulation, nämlich  $e = 0,5 \cdot 400'000 = 200'000 \text{ m}^3 \text{ Eis } J^{-1}$ . Demgemäss berechnet sich die Gesamtumsatzzeit zu:

$$\frac{d}{e} \approx \frac{12,5 \cdot 10^8}{2,0 \cdot 10^5} = 6,25 \cdot 10^3 \text{ Jahre.}$$

Die im Modell betrachtete Stromlinie zwischen Düse 0 und 1 dürfte hinsichtlich des Eintauchpunktes ungefähr dem Punkte D in Abb. 68 entsprechen. Für diesen Punkt lesen wir aus Abb. 68, Kurve 2, ab, dass die Wegzeit bis zum Profil B ca. 20'000 Jahre beträgt (vgl. Kap. 7).

Andererseits entnehmen wir aus Abb. 73 b, dass die relative Wanderungsgauer ( $g:f$ ) für diesen Eintauchpunkt beim unverzerrten Modell ca. 2,4 beträgt (extrapoliert). Auf Grund des Modellversuchs erhält man somit folgenden Wert für die gesuchte Laufzeit (Wegzeit):

$$T = 2,4 \cdot 6,25 \cdot 10^3 = 15'000 \text{ Jahre.}$$

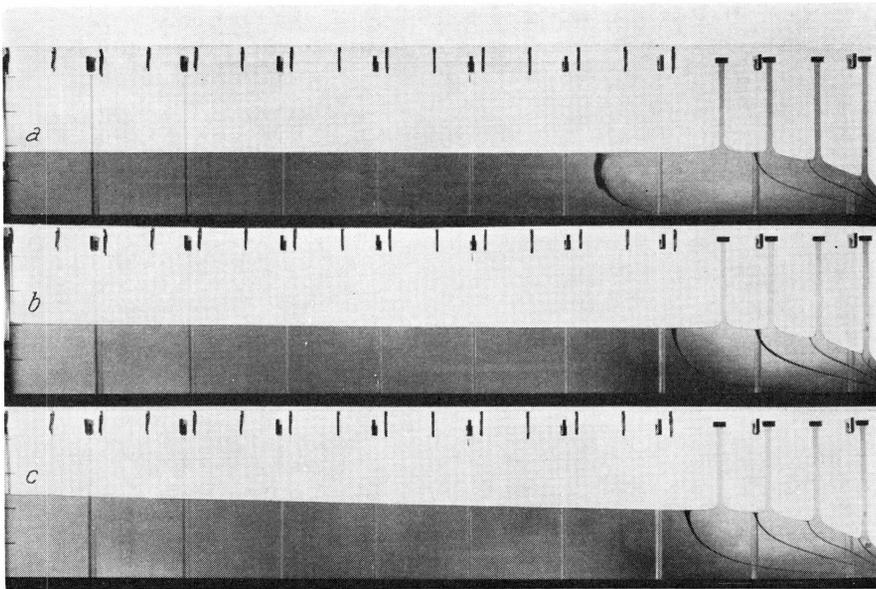


Bild 17. Berechnung nur in der Küstenzone auf 20% der Modell-Länge, kontinuierliche Farbbeschickung einzelner Stromfäden

- a) Reiner Fall der Küstenberechnung
- b) Zugabe von 3% der Küstenberechnung im Innern des „Inlandeises“
- c) Zugabe von 10% der Küstenberechnung im Innern des „Inlandeises“ (links des Küstenstreifens).

Diese an Hand des Spaltmodells geschätzte Laufzeit ist von ähnlicher Grössenordnung wie die auf rechnerischen Wege ermittelte (20'000  $J$ ). Daraus darf geschlossen werden, dass derartige Modellversuche auch im Hinblick auf die Altersbestimmung des Eises von Interesse sind.

Es wurden ferner Modellversuche ohne Akkumulation in der Küstenzone durchgeführt, indem 20,7% der Modell-Länge unberechnet gelassen wurden. Dieser Fall wurde ausserdem mit einem subglazialen Randgebirge kombiniert (Bild 16 c). Die Höhe des eingeschobenen Hindernisses ist unter Benützung eines von russischen Forschern in der Antarktis vermessenen Eisprofils von ca. 1400 km Länge gewählt worden.

Eine weitere Gruppe von Versuchen hatte die Aufgabe, die Oberflächenkurve und den stationären Bewegungszustand eines Eisschildes darzustellen, bei dem sich die Akkumulation auf einen relativ schmalen Küstenstreifen konzentriert, während im Innern des Eisschildes entweder keine oder nur eine ganz unbedeutende Akkumulation stattfindet (Antarktis). Die entsprechenden Modellaufnahmen sind aus Bild 17 zu ersehen. Aus dem Bericht der VAWE entnehmen wir diesbezüglich folgende Angaben:

„Zur Erreichung einer gewissen „Eismächtigkeit“ wurden die vier tätigen Beregnungsdüsen nachgebohrt. Die entstehende Beregnung erscheint dadurch allerdings grob verteilt, was aber bei dem erwarteten Verhalten des Modells ohne Belang ist.

Bild 17(a) zeigt, wie links von der beregneten Zone ein See entsteht. In diesem See ist eine schwache Oberflächenströmung gegen den Punkt O (Zentrum) feststellbar. Die Grundströmung hat dagegen die entgegengesetzte Richtung. Der im Bild verschwommen erscheinende Faden zeigt diese Bewegungen deutlich, die als eine besondere Form von „Extrusion flow“ betrachtet werden können (HAEFELI, 1961 c).

Der Einfluss einer schwachen Beregnung im Punkt O ist aus Bild 17(b) und 17(c) ersichtlich. In der ersten beträgt die Beregnung in Eismitte 3% der Gesamtberegnung. Diese kleine Menge genügt, um einen gleichgerichteten Strom im See zu erzeugen. Die Grenze zwischen den zwei Bereichen wird durch eine Stromlinie gebildet, die in Bild 17 (b) als scharfer dunkler Faden erscheint.

Durch die Erhöhung der Beregnung in O (Eismitte) auf 10% der totalen Beregnung ändern sich die Verhältnisse nicht grundsätzlich. Es entsteht lediglich eine kleine Verschiebung der Grenze der zwei Strömungsbereiche in Stromrichtung.“

Ferner nimmt die Neigung der Oberfläche in der Stromrichtung, d. h. gegen die Küste hin, etwas zu.

## 10. ÜBERSICHT (H)

Im ersten Teil dieser Arbeit werden in den 4 Kapiteln 1–4 die von der Sektion Rheologie angewandten Methoden, Geräte und Instrumente beschrieben sowie die mit diesen Untersuchungsmethoden gewonnenen Resultate dargestellt. Das ursprünglich aufgestellte Untersuchungsprogramm (Anhang No. 1), das sich mit der Bestimmung gewisser Festigkeitseigenschaften des Firns in situ (A), der Verformung der Firndecke unter Eigengewicht (B) und ihrer Verformung unter künstlich aufgebraachten äusseren Lasten (C) befasst, konnte mit mehr oder weniger Erfolg ziemlich vollumfänglich durchgeführt werden. Im einzelnen sind folgende Ergebnisse zu erwähnen:

### I. Teil

Die Anwendung der unverrohrten leichten *Rammsonde*, System VAWE, erlaubte es, im Firngebiet des grönländischen Inlandeises Rammprofile von 10 bis ca. 20 m Tiefe aufzunehmen (Kap. 3.1). Von besonderem Interesse ist einerseits der mittlere Rammwiderstand in Funktion der Tiefe und andererseits die Frage, unter welchen Bedingungen und bis zu welcher Tiefe die Oszillationen des Rammwiderstandes zur Unterscheidung und Identifikation der Jahresschichten herangezogen werden können. Gewisse Zusammenhänge zwischen dem Rammprofil und den klimatischen Verhältnissen sind unverkennbar.

Neben dem Rammwiderstand erwies sich die mit Hilfe einer Drehsonde gemessene *Scherfestigkeit des Polarfirns* bezüglich den grossen Festigkeitsunterschieden zwischen Sommer- und Winterschicht als besonders aufschlussreich. Das auf einer geeigneten Kombination von Ramm- und Drehsonde beruhende Gerät hat sich gut bewährt.

Durch *Klinometermessungen* (Kap. 3.2) an Rohren von verschiedener Länge, die lotrecht in den Firn gerammt wurden, ist der Nachweis erbracht worden, dass in der obersten Firnschicht lokale Kriechbewegungen stattfinden. Bei der Station Milcent wurde z.B. an einem 3,75 m langen Rohr eine Neigungsänderung von  $17\text{‰}$  pro Jahr gemessen. Diese lokalen, vom Kleinrelief beeinflussten Kriechbewegungen dürften die Ursache sein, dass am *Deformationskreis* Ø 100 m (Kap. 3.3) der Station Jarl-Joset, bei dem spez. Längenänderungen von nur  $0,2\text{‰}$  zu erwarten

waren, keine eindeutigen Resultate erzielt werden konnten. Dagegen haben die Deformationsvierecke (Kap. 3.4), deren Diagonalen eine Länge von 1 km aufweisen, z.T. schlüssige Ergebnisse gezeitigt, auf die wir noch zurückkommen. Das Vorhandensein von kleinen oberflächlichen Kriechbewegungen wurde auch an einem ca. 8 m hohen *Lot* (Kap. 3.6), das in einem vertikalen Schacht, der in den Schrägschacht Dumont mündete, montiert war, festgestellt.

Die Deformationsmessungen an 2 *kugelförmigen Hohlräumen* in 20 bzw. 40 m Tiefe (Kap. 3.7) dienten einerseits zur Ueberprüfung des Fliessgesetzes des Polarfirns bzw. der Berechnung der zugehörigen Parameter und andererseits zur Kontrolle einer analytischen Näherungslösung zur Berechnung der Schliessgeschwindigkeit von sphärischen Hohlräumen in Firn und Eis. Dabei zeigte sich erwartungsgemäss, dass die spez. Schliessgeschwindigkeit in horizontaler Richtung mit der Tiefe stetig zunimmt, während die spez. Schliessgeschwindigkeit in vertikaler Richtung in einer gewissen Tiefe (50–70 m) ein Minimum erreicht.

Zwischen 0–20 m Tiefe wurden ferner die mittleren spez. Setzungs- bzw. Zusammendrückungsgeschwindigkeiten im Firnlabor der Station Jarl-Joset mit Hilfe von speziellen Apparaturen gemessen und mit denjenigen von Eismitte verglichen, die 1931 von SORGE beobachtet und später von BADER weiter ausgewertet wurden (BADER, 1954) (Kap. 3.8). Darnach scheint es, dass die obersten 3 m des Firnes in der Station Jarl-Joset trotz ähnlichen Temperaturverhältnissen wesentlich stärker zusammendrückbar sind (vgl. Abb. 36, S. 165) als in der Station Centrale. Am 3. Juni 1960 bot sich ausserdem die seltene Gelegenheit, die Auswirkung eines Firnstosses auf die Setzung der obersten Firnschichten zu beobachten. Der *Plattenversuch* (Kap. 3.9), der sich vor allem für eine rasche Bestimmung der Zähigkeitsverhältnisse des Firns im Zusammenhang mit praktischen Fragen eignet (Fundationsprobleme), ergab Zähigkeitswerte, die gut mit denjenigen übereinstimmen, die später auf Grund der Raumgewichtskurve ermittelt wurden. (Abb. 75 und 76). Versuche mit dem *Viscositumeter* (Kap. 3.10) dürften sich vor allem dann als geeignet erweisen, wenn es sich darum handelt, die Zähigkeitsverhältnisse des Firns bis in eine gewisse Tiefe (Sondenlänge) von der Firnoberfläche aus abzutasten.

Unter den im Firnlabor der Station Jarl-Joset während der Ueberwinterung 1959/60 durchgeführten Untersuchungen sind vor allem die *Kompressionsversuche bei freier Querdehnung* zu erwähnen (Kap. 4.3.3). Dabei wurde an 69 Firnproben, die aus dem Schrägschacht Dumont in 0–40 m Tiefe störungsfrei entnommen wurden, der Parameter  $k_1$  (spez. Schiebungsgeschwindigkeit) des Fliessgesetzes:

$$\dot{\epsilon} = k_1 \left( \frac{\tau}{\tau_1} \right)^n$$

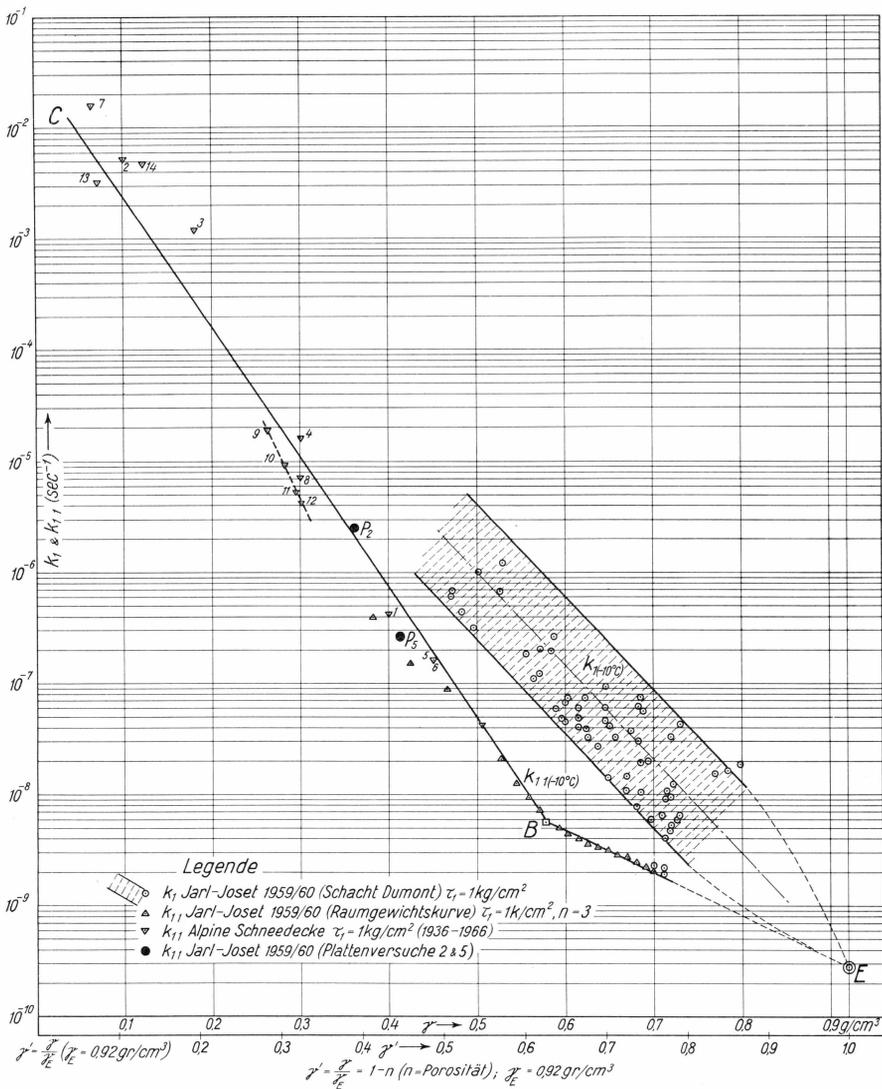


Abb. 75. Parameter  $k_{11}$  und  $k_1$  (mit  $c = 1$ ) für Schnee, Firn und Eis in Funktion des Raumgewichtes (reduziert auf  $-10^\circ \text{C}$ ).  $P_2$  &  $P_5$  = Plattenversuche (vgl. S. 180).

für  $n = 3$  ermittelt. Die Darstellung von  $k_1$  im logarithmischen Masstab in Funktion des Raumgewichtes des Firns ergibt im Mittel eine Gerade, die sich zwischen der Firnoberfläche bis zum darunterliegenden Eis über 4 Zehnerpotenzen erstreckt (Abb. 75). Die von BADER aufgestellte Abhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit des Firns von seinem Raumgewicht wurde im wesentlichen bestätigt (BADER, 1962). In Abb. 75 und 76 wurde ausserdem der Versuch unternommen, die Parameter  $k_1$  und  $k_{11}$  des Fließgesetzes bzw. der Zähigkeiten von Schnee, Firn und Eis in ein

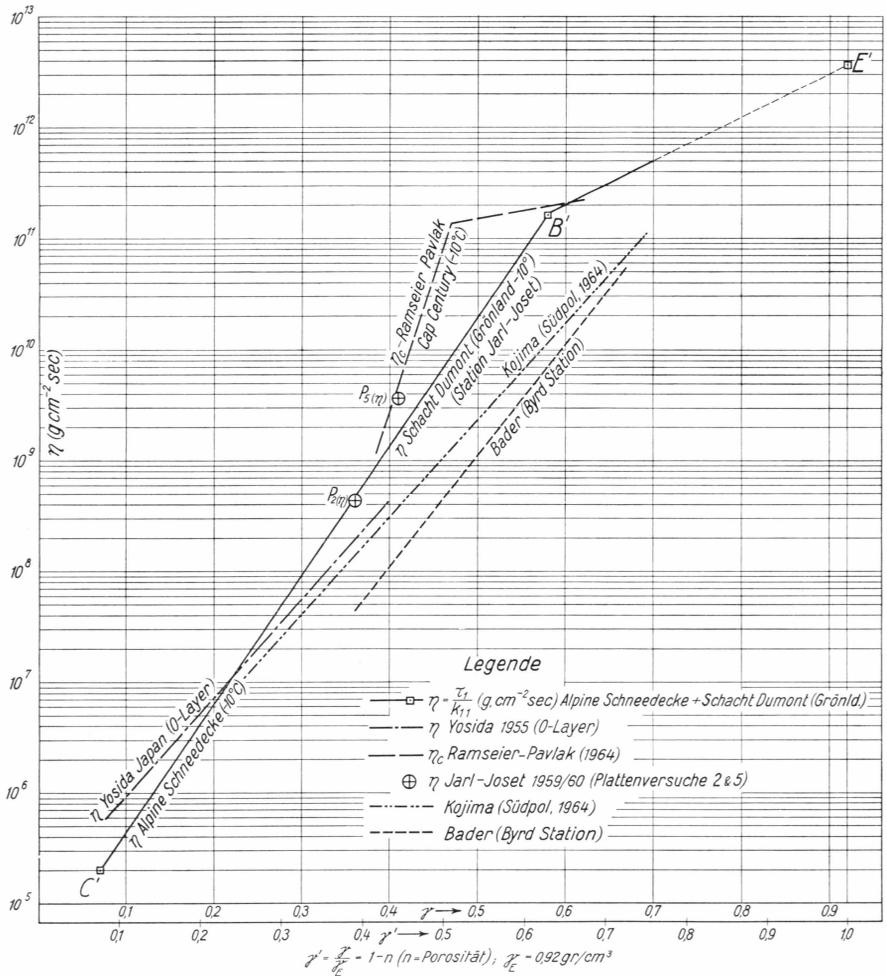


Abb. 76. Zähigkeit  $\eta$  von Schnee und Firn in Funktion des Raumgewichtes (reduziert auf  $-10^{\circ}\text{C}$  mit Ausnahme der Geraden von Yosida, 0-Layer).

Gesamtbild einzuordnen, indem auch die an leichten Schneearten ermittelten Zähigkeitswerte (alpine Schneedecke und Japan) berücksichtigt wurden. Daraus ist ersichtlich, dass bei der Verdichtung der festen Phase  $\text{H}_2\text{O}$  vom leichtesten Neuschnee bis zum porenfreien Eis ein Zähigkeitsgebiet von acht Zehnerpotenzen durchschritten wird.

## II. Teil

Der zweite Teil dieser Abhandlung enthält in den fortlaufend nummerierten Kap. 5-9 eine vorläufige glaziologische Auswertung einzelner Ergebnisse der Expedition, die sich vor allem auf das Firngebiet des Inlandeises beziehen. Bei der Zusammenfassung der Resultate diente

als roter Faden die grundlegende Tatsache, dass für einen gegebenen Ort der Firnoberfläche mit stationären Klima nicht nur das Raumgewicht, sondern sämtliche Eigenschaften des Firns eine eindeutige Funktion der Tiefe des betreffenden Punktes unter der Firnoberfläche sind, d.h. sie sind unabhängig von der Zeit. Deshalb lässt jede zeitliche Aenderung dieser Eigenschaften des Firns gegebener Tiefe auf eine Klimaänderung schliessen.

Die relative Konstanz der Firneigenschaften macht ihre Bestimmung besonders lohnend. Neben der Raumgewichtskurve interessiert uns in erster Linie die Zähigkeitskurve, d.h. die Abhängigkeit der Zähigkeit des Firns (im linearen Bereich der Fliesskurve) von der Tiefe bzw. vom Raumgewicht (Kap. 5). An Stelle der Zähigkeit  $\eta$  verwenden wir dabei vorwiegend ihren reziproken Wert  $k_{11} = \tau_1 : \eta$ , d.i. diejenige Schiebungsgeschwindigkeit (Winkelgeschwindigkeit in  $\text{sec}^{-1}$  oder  $\text{Jahr}^{-1}$ ), die sich unter der Einheit der Schubspannung ( $\tau_1 = 1 \text{ kg/cm}^2$ ) einstellt.

Um die Zähigkeitskurve (Zähigkeit in Funktion der Tiefe) aus der Raumgewichtskurve herzuleiten, muss der Spannungszustand der horizontalen Firnschicht bei verhinderter Seitenausdehnung bekannt sein, d.h. nicht nur die lotrechte 1. Hauptspannung (Ueberlagerungsdruck), sondern auch die horizontale 2. Hauptspannung, die in allen Richtungen gleich ist ( $\sigma_2 = \sigma_3$ ), muss bestimmbar sein. Somit galt es in erster Linie das Ruhedruckproblem zum mindesten näherungsweise zu lösen. Nachdem dies geschehen ist, lässt sich der  $k_{11}$ -Wert des Firns, bzw. dessen Zähigkeit, in irgend einer Tiefe auf Grund der Raumgewichtskurve angenähert berechnen. Die entsprechende Abb. 58 (S. 274) lässt durch die grosse Variation der Zähigkeit innerhalb einer Oberflächenschicht von 40 m Mächtigkeit besonders deutlich erkennen, dass der Eissockel des Inlandeis von einer relativ fluiden Schicht überdeckt ist, deren Zähigkeit an der Oberfläche ca.  $10^4$  mal kleiner ist als diejenige des Eises. Diese Tatsache muss bei der Beurteilung der an der Firnoberfläche gemessenen horizontalen Geschwindigkeiten in vermehrtem Masse berücksichtigt werden. (Vgl. Abb. 75 und 76).

Kapitel 6 enthält eine *glaziologische Interpretation des West-Ost-Profils*, so wie es sich auf Grund des Nivellements über das grönländische Inlandeis (MÄLZER, 1964) ergab. Als theoretische Grundlage wurde dabei eine frühere Studie des Verfassers benutzt (HAEFELI, 1961), die auf dem Fliessgesetz des Eises (GLEN, 1952) beruht und u.a. zur Voraussetzung hat, dass innerhalb des Firngebietes das Eis nicht auf der Unterlage gleitet. Die Parameter  $k$  und  $n$  des Fliessgesetzes bleiben zunächst offen und werden auf Grund zweier gemessenen Punkte der Firnoberfläche eingepasst. Für  $n = 3,5$  stimmt die berechnete Kurve so gut mit der gemessenen überein (nach Ausgleich der Wellen), dass die beiden Kurven in Abb. 61 (S. 282) sich kaum unterscheiden lassen. Inwieweit diese Tatsache

als ein indirekter Beweis dafür angesprochen werden kann, dass die getroffenen Annahmen nicht allzu stark von den wirklichen Verhältnissen abweichen, bleibt eine offene Frage. Nach einer Diskussion ruft vor allem der relativ hohe Wert des massgebenden Temperaturparameters  $k_1$ , der nur wenig unter demjenigen für temperiertes Eis liegt. Auch die durch das Nivellement eindeutig festgestellte *Wellenbildung* wirft Fragen auf, die frühestens nach Durchführung der Wiederholungsmessung (vorgesehen 1967/68) beantwortet werden können.

In Kap. 7 wurde versucht, eine angenäherte *Altersberechnung des Eises* auf rheologischer Basis für das West-Ost-Profil aufzustellen, wobei eine Kurve aufgezeichnet wurde, die für jeden Punkt  $x_0$  der Firnoberfläche angibt, wieviele tausend Jahre es mindestens dauert, bis ein in diesem Punkte abgelagerter Schneekristall die Küste erreicht. (Abb. 68, S. 295).

Der in Kap. 8 enthaltene Kommentar zu den *Verschiebungsmessungen im West-Ost-Profil* strebt einerseits eine glaziologische Interpretation der Wiederholungsmessung für die 35 km Strecke  $T_4$ - $T_{301}$  an und analysiert andererseits die Verschiebungsmessungen an den Deformationsvierecken, insbesondere für den Punkt Milcent. Bei dieser Gelegenheit wurde eine *kinematische Methode entwickelt*, um auf Grund der an einem Dreieck bzw. Viereck beobachteten Verschiebungen die Hauptspannungsrichtungen bestimmen zu können. Dabei zeigte sich, dass auch die Messungen am Deformationsviereck Milcent mit unserer Hypothese über den Bewegungszustand von Eisschildern in guter Uebereinstimmung stehen.

Das zweitletzte Kapitel 9 ist den an der Versuchsanstalt für Wasserbau und Erdbau der ETH in Zürich ausgeführten *Modellversuchen* gewidmet, die vor allem eine anschauliche Demonstration der Strömungsvorgänge zum Ziele hatten. Der Vorteil bei der Anwendung von Spaltmodellen nach HELE-SHAW besteht darin, dass sich für ebene Strömungsprobleme die Randbedingungen leicht verändern lassen und dass auch nicht stationäre Strömungsvorgänge, wie z.B. eine zeitliche Aenderung in den Akkumulationsverhältnissen oder die Entstehung kinematischer Wellen, nachgebildet werden können. Das untersuchte Beispiel des West-Ost-Profiles zeigt ferner, dass sich bei geeigneter Anordnung und Auswertung der Modellversuche auch interessante Anhaltspunkte zur Altersbestimmung des Eises ergeben. Es dürfte sich deshalb reichlich lohnen, die Versuchstechnik mit Spalt- und anderen Modellen zur Lösung glaziologisch-rheologischer Probleme weiter auszubauen und nach einer zähen Flüssigkeit zu suchen, deren Fliessgesetz demjenigen des Eises möglichst gut entspricht.

Im Hinblick auf die Wiederholungsmessung EGIG II (die für die Jahre 1967 und 1968 vorgesehen ist), ergaben sich bei der vorliegenden Auswertung einiger Ergebnisse der ersten Expedition 1957-60 eine

Reihe von Richtlinien und Erfahrungen, auf die im vorliegenden Bericht einzeln hingewiesen wurde und die wenn möglich berücksichtigt werden sollten. Abschliessend möchten wir diesbezüglich im Sinne einer Anregung nur drei Punkte besonders hervorheben:

1. Die von der Wegener-Expedition entdeckte Wellennatur der Firnoberfläche (BROCKAMP, 1955), die durch das Nivellement der Gruppe MÄLZER erstmals über das ganze West-Ost-Profil durch Zentral-Grönland genau nachgewiesen wurde, ist glaziologisch von eminentem Interesse und verdient deshalb, durch ergänzende Untersuchungen weiter abgeklärt zu werden. Dies könnte zunächst dadurch geschehen, dass in einer Zone, wo die Wellen besonders klar ausgeprägt sind (z.B. bei Station Jarl-Joset), über ein Gebiet von mindestens  $20 \times 20$  km eine flächenhafte Aufnahme gemacht würde. Sollte dies auf photogrammetrischem Wege nicht möglich sein, so käme die Aufnahme von ca. 10 im Abstand von je 2 km liegenden Längensprofilen (durch Nivellement), die dem West-Ost-Profil parallel laufen und mit Rücksicht auf die Wellenlänge von ca. 10 km mindestens 20 km lang wären, in Frage. Das würde allerdings ein zusätzliches Nivellement von 200 km Länge bedeuten.

2. Das lotrechte Temperaturprofil des Inlandeises spielt für seinen Bewegungszustand eine entscheidende Rolle. Die durchgeführten rheologischen Untersuchungen haben für das Fließgesetz des Eises auf Grund des gemessenen und berechneten West-Ost-Profiles einen relativ hohen Temperaturparameter  $k$  bzw.  $k_1$  ergeben und lassen deshalb vermuten, dass die Temperatur der untersten Eisschichten in der Nähe des Druckschmelzpunktes liegt (vergl. ROBIN, 1955). Weitere Anhaltspunkte über die Temperaturverhältnisse der tiefliegenden Eisschichten dürften die gemessenen Laufgeschwindigkeiten der seismischen Wellen liefern (HOLTZSCHERER und BAUER, 1954, BROCKAMP, 1955). Nichts kann jedoch die direkte Temperaturmessung vollwertig ersetzen. Es ist deshalb zu hoffen, dass es anlässlich der EGIG II mit Hilfe der Temperatursonde (PHILBERTH, 1963) gelingt, ein wenn möglich bis zum Felsuntergrund reichendes Temperaturprofil im Kulminationsgebiet des West-Ost-Profiles aufzunehmen.

3. Um die klimatisch bedingten Schwankungen und die Massenbilanz der grossen Eisschilder der nördlichen Hemisphäre auf lange Sicht zu kontrollieren, müsste ein Querprofil durch Zentralgrönland errichtet und ca. alle 10 Jahre vermessen werden. Das West-Ost-Profil der EGIG durch das Inlandeis, das ein Gebiet durchquert, in welchem dank der Wegener-Expedition und der langjährigen Arbeiten der Expéditions Polaires Françaises sowie der EGIG möglichst viele Elemente

bekannt sind, würde sich zu obigem Zweck als *Standardprofil der nördlichen Hemisphäre* in hervorragendem Masse eignen.

Da sich die Veränderungen des Inlandeises sehr langsam vollziehen, kann nur die Kontinuität der Beobachtungen über sehr lange Zeiträume ein zuverlässiges Bild des wahren Verhaltens des grössten Eisschildes der nördlichen Halbkugel der Erde vermitteln. An der Erhaltung des bestehenden West-Ost-Profiles der EGIG und der Kontinuität der Beobachtungen ist deshalb nicht nur der Souverän Dänemark, sondern eine Reihe von Ländern interessiert. Dies kommt u.a. darin zum Ausdruck, dass die Internationale Kommission für Schnee und Eis, die sich zur Zeit mit der Organisation einer weltweiten Kontrolle der Gletscher befasst, im Auftrag der Internat. Assoziation für wissenschaftliche Hydrologie das Patronat über die EGIG von Anfang an übernommen hat.

Nach dem Programm von EGIG II besteht die Absicht, die Erhaltung des West-Ost-Profiles für die nächsten 20 Jahre dadurch zu fördern, dass alle 50 km Schneepegel von mindestens 15 m freier Höhe über der Firnoberfläche errichtet werden. Die Frage, wie die Kontinuität der Beobachtungen und deren Auswertung unter der Leitung von Dänemark auf internationaler Basis und auf lange Sicht gesichert werden kann, ist ein aktuelles Problem, in welchem die Initiative dem Souverän vorbehalten bleibt.

*Zürich, den 23. März 1966.*

## LITERATURVERZEICHNIS

- AMBACH W., 1963: Untersuchungen zum Energieumsatz in der Ablationszone des Grönländischen Inlandeises. Meddelelser om Grønland, Bd. 174, No. 4.
- BADER, H., 1954: „Sorge's Law of densification of snow on high Polar glaciers“. *Journal of Glaciology*, Vol. 2, No. 15, pp. 319–323, 1954.
- 1962: The physics and mechanics of snow as a material. *Cold Regions Science and Engineering Part II-B Juli 1962* (U.S. Army, Corps of Engineers).
- 1963: Theory of densification of dry Snow on high Polar glaciers. *Ice and Snow*. The M.I.T. Press, Cambridge, Massachusetts, 1963.
- BADER, H., HAEFELI, R., BUCHER, E., NEHER, J., ECKEL, O., THAMS, CHR., 1939: Der Schnee und seine Metamorphose. *Beiträge zur Geologie der Schweiz – Geotechnische Serie – Lieferung 3* (Bern 1939).
- BROCKAMP, B., 1951: Nachtrag zu den wissenschaftlichen Ergebnisse der Deutschen Grönlandexpedition Alfred Wegener. *N. Jahrb. für Geologie Paleantologie*. Abh. Bd. 93. S. 178–230.
- 1955: Wissenschaftliche Ergebnisse der Deutschen Grönlandexpedition A. Wegener.
- 1959: Erweiterter Nachtrag zu den wissenschaftlichen Ergebnissen der Deutschen Grönlandexpedition Alfred Wegener. *Deutsche Geodätische Kommission, Reihe, B. Heft. N° 48*.
- 1962: Barographische-topographische Höhenkurve. *Zeitschrift für Geophysik*. Jg. 28, Heft 5.
- 1965: Gravimetermessungen über das Grönländische Inlandeis auf einem West-Ost-Profil. *Deutsche Geodätische Kommission*. Heft 85.
- BUCHER, E., 1948: Beitrag zu den theoretischen Grundlagen des Lawinerverbaus. *Beiträge zur Geologie der Schweiz – Geotechnische Serie – Hydrologie*. Lief. 6. Bern 1948.
- BULL, C., 1956: The use of the Rammsonde as an instrument for determining the density of firn. *Journal of Glaciology* Vol. 2 No. 20 p. 714–718, 1956.
- 1958: Snow accumulation in North Greenland. *Journal of Glaciology* Vol. 3 No. 24, p. 237–248, 1958.
- COSTES, N. C., 1963: Confined compression test in dry snow and their application to Arctic foundation engineering. *CRREL, Endicott House Conference on Ice and Snow* (1962). The M.I.T. Press, Cambridge, Massachusetts, 1963.
- FRÖHLICH, O. K., 1934: *Druckverteilung im Baugrund*. Wien 1934.
- GLEN, J. W., 1952: Experiments on the deformation of ice. *Journal of Glaciology*, Vol. 2, No. 12, 1952, pp. 111–114.
- 1955: The creep of polycrystalline ice. *Proceedings of the Royal Society, Serie A*, Vol. 228, No. 1175, 1955.

- HAEFELI, R., 1937: Bericht über die Tätigkeit der Station Weissfluhjoch in den Jahren 1934–1937. Schweiz. Bauzeitung Bd. 110, H. 8, 1937.
- 1939: Schneemechanik mit Hinweisen auf die Erdbaumechanik, Sonderabdruck aus Geologie der Schweiz – Geotechnische Serie – Hydrologie, Lieferung 3. Der Schnee und seine Metamorphose 1939. Promotionsarbeit ETH 1939.
- 1942: Spannungs- und Plastizitätserscheinungen der Schneedecke. Schweiz. Archiv für angewandte Wissenschaft und Technik, H. 9–12, 1942. (Mitteilung No. 2 der Versuchsanstalt für Wasserbau an der ETH).
- 1944 a: Erdbaumechanische Probleme im Lichte der Schneeforschung. Schweiz. Bauzeitung Bd. 123, No. 2, 4 und 5, Jan. 1944.
- 1944 b: Theorie zur Setzungsberechnung bei konstantem Plastizitätsmodul  $M_E$ . Int. Bericht No. 89 der Erdbauabteilung der Versuchsanstalt für Wasserbau und Erdbau (VAWE) an der ETH, 1944. Unveröffentlicht.
- 1950: Die Zusammendrückbarkeit der Böden. Strasse und Verkehr, Bd. 36, No. 5 (1950) und Mitteilungen der VAWE No. 19.
- 1956: Internationale Glaziologische Grönlandexpedition 1957–1959. Bulletin d'Information de l'Association Internationale d'Hydrologie Scientifique No. 2 UGGI News letter No. 14, 1956.
- 1957 b: Le projet de la participation de la Suisse à l'Expédition glaciologique internationale au Groenland (EGIG). La Suisse horlogère No. 20.
- 1961 a: Contribution to the movement and the form of ice sheets in the Arctic and Antarctic. Journal of Glaciology, Vol. 3, 1961, p. 1133–1151.
- 1961 b: Neuere Untersuchungen und Erkenntnisse über das Verhalten von Pfählen und deren Anwendung in der Praxis der Pfahlfundation. Schweiz. Bauzeitung 1961, H. 25 und 26.
- 1961 c: Eine Parallele zwischen der Eiskalotte Jungfrauoch und den grossen Eisschildern der Arktis und Antarktis. Geologie und Bauwesen Jg. 26, H. 4, S. 191–213 (1961).
- 1963 a: A numerical and experimental method for determining ice motion in the central parts of ice sheets. Proceedings of the XIII General Assembly UGGI, Berkeley, California 1963.
- 1963 b: Observations in ice tunnels and the flow law of ice. Proceedings of the Endicott House Conference on Ice and Snow (1962) The M.I.T. Press, Cambridge, Massachusetts 1963.
- 1963 c: Stress transformations tensile strengths and rupture processes of the Snow cover. Ice and Snow 1963. Endicott House Conference on Ice and Snow.
- 1966: Considerations sur la pente critique et le coefficient de pression au repos de la couverture de neige. Symposium d'Avalanches. Davos 1965. AIHS, No. 69.
- HAEFELI, R., AMBERG, G. und VON MOOS, A., 1951: Eine leichte Rammsonde für geotechnische Untersuchungen. Schweiz. Bauzeitung, 69. Jg. 36, 1951.
- HAEFELI, R. und BUCHER, E., 1961: New methods for determining bearing Capacity and Settlement of piles. Proceedings of the 5<sup>e</sup> Int. Conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering. Paris 1961. Vol. I, p. 65–72.
- HAEFELI, R. und FEHLMANN, H. B., 1957 a: Measurements of Soil Compressibility in situ by means of model pile tests. Proceedings of the Fourth International Conf. on Soil Mechanics and Foundation Engineering. London 1957, Vol. I, p. 225–260.
- HAEFELI, R., und SCHAERER, CH., 1946: Der Triaxialapparat, ein Instrument der Boden- und Eismechanik zur Prüfung von Verformungs- und Bruchzuständen. Erweiterter Sonderdruck aus der Schweiz. Bauzeitung Bd. 128, No. 5, 6 und 7 und Mitt. No. 11 der VAWE, ETH, 1946.

- HEIM, A., 1885: Handbuch der Gletscherkunde.
- HESS, H., 1904: Die Gletscher.
- HOFMANN, W., 1964: Die Geodätische Lagemessung über das grönländische Inlandeis der Internationalen Glaziologischen Grönland-Expedition (EGIG) 1959. Meddelelser om Grønland, Bd. 173, Nr. 6, 1964.
- JAECKLIN, P., 1962: Der Versuchsdam in Oerlingen. Strasse und Verkehr No. 8, 1962, p. 413-419.
- KOECHLIN, R., 1944: Les glaciers et leur Mécanisme.
- LANDAUER, J. K., 1957: Creep of Snow under combined stress. SIPRE - Research Report No. 41, 1957. (U.S. Army, Corps of Engineers).
- LLIBOUTRY, L., 1964: Traité de glaciologie (1964). Tom. I et II.
- MÄLZER, H., 1964: Das Nivellement über das grönländische Inlandeis der Internationalen Glaziologischen Grönland-Expedition (EGIG) 1959. Meddelelser om Grønland, Bd. 173 Nr. 7, 1964.
- MELLOR, M., 1963: Polar Snow - A summary of Engineering properties. Proceedings of the Endicott House Conference on Applied Glaciology (1962). The M.I.T. Press, Cambridge, Massachusetts 1963.
- NYE, J. F., 1953: The flow law of ice from measurements in glacier tunnels. Laboratory experiments and the Jungfraufirn borhole experiment. Proceedings of the Royal Society A. Volume 219, pp. 477-489, 1953.
- 1959: The motion of ice sheets and glaciers. Journal of Glaciology Vol. 3 No. 26, 1959, p. 493-507.
- PAULCKE, W., 1934: Eisbildungen I, Der Schnee und seine Orogenese. Zeitschrift für Gletscherkunde Bd. XXI, H. 4/5, 1934.
- PHILBERTH, K., 1963: Remarque sur une sonde thermique pour mesurer la température des couches de glace. C. R. Acad. Sc. 1256, p. 3012-3015 (1963).
- PHILBERTH, B., 1956: Beseitigung radioaktiver Abfallsstoffen, Atom-Energie, Heft 11-12 (1956).
- DE QUERVAIN, M., 1945: Schnee als kristallines Aggregat. *Experiencia*, 1 (1945).
- DE QUERVAIN, A. et MERCANTON, P. L., 1925: Résultats scientifiques de l'Expédition Suisse au Groenland 1912-13. Meddelelser om Grønland, Bd. LIX.
- DE QUERVAIN, M. & Mitarbeiter, im Druck: Schneekundliche Arbeiten der Int. glaziologischen Grönlandexpedition (Nivologie) Meddelelser om Grønland. Bd. 177 No. 4.
- RAMSEIER, R. und PAVLAK, L., 1964: Unconfined Creep of Polar Snow. Journal of Glaciology Vol. 5 Number 39.
- RENAUD, A., in prep.: Etudes physique et chimique sur la glace de l'Inlandsis du Groenland EGIG 1957-60. Vol. 5, No. 3. Meddelelser om Grønland, Bd. 177, No. 2.
- RIGSBY, G. P., 1958: Effect of hydrostatic pressure on velocity of shear deformation of single ice crystals. Journal of Glaciology Vol. 3 No. 24, 1958, p. 273-278.
- Schweiz. Normenvereinigung 1959: S N V 70317, Plattenversuch.
- SELIGMAN, G., 1936: Snow structure and Skifields. London 1936.
- STEINEMANN, S., 1958: Experimentelle Untersuchungen zur Plastizität von Eis. Promotionsarbeit ETH Zürich.
- STERN, O., 1908: Das Problem der Pfahlbelastung. Verlag Wilhelm Ernst & Sohn, 1908.
- STUMP, S., 1948: A method for determining the resistance of the subsoil by driving. Proceedings of the Second Int. Conference on Soil Mechanics, Vol. III, p. 212-214 (1948).
- WATERHOUSE, R. W., 1963 a: Plastic distortions of under-snow cavities and excavations. Endicott House conference on Ice and Snow (1962). The M.I.T. Press Cambridge, Massachusetts 1963.

- WATERHOUSE, R. W., 1963 b: On the permeability of snow in the Accumulation zone of polar regions. Endicott House Conference on Ice and Snow (1962). The M.I.T. Press Cambridge, Massachusetts 1963.
- WEGENER, K., 1955: Wissenschaftliche Ergebnisse der Deutschen Grönlandexpedition Alfred Wegener 1929 & 1930/31 (7 Bände, Leipzig, Brockhaus).
- WELZENBACH, W., 1930: Untersuchungen über die Stratigraphie der Schneeablagerungen und die Mechanik der Schneebewegungen etc. Wissenschaftliche Veröffentlichungen No. 9 des deutschen und oesterr. Alpenvereins, Innsbruck 1930.
- YOSIDA, Z. and COLLEAGUES, 1956: Contributions from the Institute of Low temperature Science. Physical studies on deposited Snow II. Hokkaido University, Sapporo, Japan.

## ANHANG No. 1

zu Kapitel 1 & 2

### **EGIG Internationale glaziologische Grönlandexpedition Programm der Gletscherkommission der S.N.G.**

#### **A. Rheologie des Inlandeises**

VON R. HAEFELI

#### INHALT

I. Problemstellung .....	1
II. Untersuchungsprogramm .....	2
1. Feldversuche .....	2
2. Laborversuche auf Station Centrale .....	4
3. Modellversuche in Zürich (ETH) .....	6

#### **A. Rheologie des Inlandeises**

##### **I. Problemstellung**

In Anlehnung an das am 29. März 1956 vorgelegte Programm (Tagung Jungfraujoch Doc 17) lassen sich die in enger Zusammenarbeit mit andern Gruppen zu bearbeitenden rheologischen Probleme wie folgt unterteilen:

- a) Bewegung und Verformung des Inlandeises als rheologisches Problem
- b) Verformungs- und Spannungszustand des Firngebietes (Firnmechanik) und Bildungsursachen der Spaltenzone
- c) Bildung von Eisströmen und deren Rolle bei der Auskolkung tiefer Fjorde (Erosionsfrage).

Zur teilweisen Behandlung dieser Probleme sehen wir folgende drei Arten von Untersuchungen vor, die nachstehend einzeln besprochen werden:

- 1) Feldversuche, vorwiegend Vermessungen, die nach dem vorliegenden Programm von der geodätischen Gruppe ausgeführt werden und sich

über einen Streifen des Inlandeises von rund 800 km Länge und 100–400 km Breite erstrecken (vgl. Beil. 1).

- 2) Laborversuche im Rheolog. Labor der Station Centrale (ca. 3000 m).
- 3) Modellversuche in Zürich (ETH).

Da im Rahmen des vorliegenden Programms eine Reihe neuartiger Methoden und Apparate zur Anwendung gelangen, ist eine Vorbereitungszeit von 1–2 Jahren erforderlich. Es besteht die Absicht, alle neuen Methoden zuerst auf Jungfrauoch auszuprobieren, bevor sie in Grönland eingesetzt werden.

Die unter 1–3 genannten Untersuchungen beziehen sich vor allem auf die unter *a* und *b* genannten Probleme. Die Ursachen zur Bildung der Spaltenzone in Westgrönland werden – soweit sie innerhalb des Firngebietes liegen – untersucht. Die eigentliche Spaltenbildung muss aber Gegenstand einer besondern Untersuchung bilden, die im vorliegenden Programm nicht näher spezifiziert ist. Es wären dies Arbeiten wie sie z.B. von der SIPRE (Gruppe MEIER M., COUËL u.a.) im Blue Ice Valley durchgeführt wurden.

Was die Frage der Eisströme anbetrifft (*c*), kann es sich bei den vorliegend geplanten Arbeiten nur um eine Mitarbeit handeln, sofern sich die Eisströme bereits in den Bewegungsverhältnisse des Firngebiets abzeichnen. Ein annähernd parallel zur Küste verlaufendes Querprofil dient dem Studium dieser Frage (vgl. Beil. 1).

## II. Untersuchungsprogramm

### 1. Feldversuche

Da es sich hier um lineare Messungen im Längenprofil West-Ost, um zweidimensionale Messungen an der Gletscheroberfläche und um Versuche in der Vertikalen handelt, ergibt sich folgende Dreiteilung:

#### 1.1) *Absolute Fliessgeschwindigkeiten* an der Firnoberfläche (Längen- und Querprofile gemäss Beilage 1).

Im wesentlichen liegt hier eine geodätische Aufgabe vor, die mit dem vorliegenden Programm gestellt wird, während ihre technische Durchführung im geodätischen Programm (Prof. F. KOBOLD) besprochen wird.

Ausgehend vom Fixpunkt Cecilia Nunatak zieht sich das als Polygonzug markierte Längenprofil über Station Centrale (500 km) zum Camp VI (ca. 800 km). Die Markierung erfolgt durch 10 m über die Firnoberfläche hinausragende Al-Pegel, die in Abständen von je 10 km aufgestellt. Ausser dem Längenprofil sind 3 Querprofile von je 100–400 km vorgesehen.

Schätzt man die spez. Dehnung  $\delta$  der Oberfläche in der Richtung des Längenprofils auf 133‰ der mittleren Dehnung der Eiscalotte von

der Mächtigkeit  $H$ , so gilt für den stationären Zustand des Gletschers angenähert:

$$\delta = 1,33 \cdot \frac{a}{H}; \quad a = \text{jährl. Akkumulation (Eis)}$$

Für eine mittlere Akkumulation von 0,30 m Eis ergeben sich folgende spezifische Dehnungen pro Jahr:

Distanz von Cecilia Nunatak		200	300	400	500	600	700	800 km
Eismächtigkeit								
$H$ in m		2400	3000	3000	3000	2700	2000	1600
$\delta$ in ‰		0,17	0,13	0,13	0,13	0,15	0,20	0,25

Im Gebiet der Station Centrale ist somit theoretisch nur eine Aenderung der Pegeldistanz von 1–2 m pro Jahr zu erwarten (Minimalwert). Es hängt daher von der erreichbaren Genauigkeit ab, ob im Rahmen der EGIG I (1 Jahr) bereits absolute Geschwindigkeiten gemessen werden können oder nicht.

Eventuell muss man sich mit der Ausgangsmessung begnügen, mit Ausnahme der küstennahen Gebiete, wo grössere Geschwindigkeiten auftreten und ausserdem die Pegel der EPF den Vergleich mit früheren Messungen ermöglichen. Da die neuen Pegel nach 10 Jahren noch sichtbar sind, müsste die zweite Messung spätestens 1970 stattfinden (vgl. Beilage 2).

### 1.2) Ebener Verformungszustand der Firnoberfläche

Um den Deformationszustand der Firnoberfläche und die Richtung der Hauptspannungen genauer zu erforschen, werden alle 100 km zweidimensionale Verformungsmessungen vorgesehen.

Der Verformungszustand ist bestimmt, wenn die Längenänderungen der drei Seiten eines Dreiecks bekannt sind. Wir markieren zu diesem Zweck alle 100 km zwei gleichseitige Dreiecke von 1000 m Seitenlänge und gemeinsamer Basis. Im Gebiet der Station Centrale wäre dabei nur eine grösste Längenänderung der Basisseite von 10–20 cm pro Jahr zu erwarten, während die Aenderungen der beiden andern Seiten voraussichtlich noch kleiner sind. Deshalb müssen sehr grosse Anforderungen an die Messgenauigkeit und vor allem an die Markierung der Punkte  $A$ ,  $B$  und  $C$  gestellt werden. Es wird vorgesehen, die Markierung durch Spezialstative vorzunehmen, die zwischen 2 Messungen montiert bleiben und sowohl für den Theodolit wie für die Zielmarke dienen. Diese Stative werden in einer Firnschicht verankert, die ca. 1 m unter der momentanen Firnoberfläche liegt.

Aus der Verformung der Dreiecke werden zunächst die Hauptspannungsrichtungen konstruiert. Sobald die mechanischen Kenngrößen des Firns besser bekannt sind (Fließkurve und  $m_2$ -Werte), lassen sich aus dem Verformungszustand, d. h. aus der Längenänderung der Dreieckseiten, auch die Größen der Hauptspannungen berechnen.

13) *Messung von Penetrationswiderständen zur Feststellung der Jahres-schichten und Klinometermessungen*

Die in der Bodenmechanik neuerdings weiterentwickelte Rammsonde mit einem Bärgewicht von 10 kg und 10 cm<sup>2</sup> Spitzenquerschnitt soll im Firn ausprobiert werden. Diese Sonde, die ein Vordringen in grössere Tiefen gestattet, ergänzt die von der S.L.F. verwendete leichte Rammsonde. Entsprechende Vorversuche werden im Rheologischen Labor der Station Centrale und auf Jungfraujoch durchgeführt.

Ferner werden Klinometermessungen mit Hilfe eines neu entwickelten Instrumentes vorgesehen.

Alle diese Versuche sollen in enger Zusammenarbeit mit der S.L.F. durchgeführt werden. (HAEFELI, AMBERG, v. MOOS 1951).

2. Laborversuche auf Station Centrale

In der Station Centrale wird unter der Firnoberfläche ein Kälte-laboratorium mit natürlicher Kühlung, speziell für rheologische Untersuchungen an Firn und Eis, gemäss Abb. 1 errichtet. Grundfläche ca. 45 m<sup>2</sup> (15 × 3 m). Es werden folgende drei Gruppen von Untersuchungen vorgesehen, wobei vorausgesetzt wird, dass die dazu notwendigen Firn- und Eisproben von andern Gruppen mit Bohrgeräten ungestört entnommen und zur Verfügung gestellt werden.

21) *Langfristige Kriech- und Setzungsversuche an zylindrischen Firnproben*

- a) Kriechversuche zur Ermittlung der Fließkurve mit einaxialen Druck an zylindrischen Firnproben Ø 80 mm<sup>1)</sup>
- b) Oedometerversuche zur Ermittlung der Zeitsetzung unter konstanten Druck. Ø 80 mm (Neuentwicklung).<sup>2)</sup>
- c) Oedometerversuche mit hohen Drücken  $F = 10 \text{ cm}^2$ ,  $\sigma = 10\text{--}300 \text{ kg/cm}^2$ , entsprechend den grössten in Grönland auftretenden Ueberlagerungsdrücken (Neuentwicklung).<sup>2)</sup>

22) *Langfristige Kriechversuche mit zylindrischen Eisproben, einschliesslich Verdunstungsmessung*

- a) Versuche mit einaxialen Druck an zylindrischen Eisproben Ø 80 mm aus dem Ablationsgebiet (Neuentwicklung).

<sup>1)</sup> Querdehnung frei.      <sup>2)</sup> Querdehnung verhindert.

- b) Triaxialversuche mit elastischer Seitenschalung an zylindrischen Eisproben  $\varnothing$  80 mm (Neuentwicklung).<sup>1)</sup>  
 c) Verdunstungsmessungen an 2 Kugeln (Eis und Firn), die je an einer Waage aufgehängt werden (Versuchsordnung Jungfraujoeh).

Bei den Triaxialversuchen *b* kommt ein neues Prinzip zur Anwendung, das in folgendem besteht:

Eine zylindrische, seitlich belastete Probe ( $\varnothing$  80 mm) wird mit einer zylindrischen Seitenschalung versehen, die aus Kunststoff oder Leichtmetall von bekannten elastischen und rheologischen Eigenschaften besteht (kleiner Elastizitätsmodul, hohe Kriechfestigkeit). Die Probe verformt sich unter der aktiven, vertikalen Belastung, wobei der Seitendruck ansteigt. Die Dehnung der Seitenschalung wird gemessen und daraus der Seitendruck berechnet. Da der Seitendruck zeitlich zunimmt, nimmt die Scherspannung entsprechend ab und der Versuch läuft sich tot, sobald der Schwellwert der Schubspannung erreicht ist. Man durchläuft dabei sämtliche Schubspannungen vom Maximalwert bis zum Schwellwert, der wahrscheinlich sehr klein ist und bei einer quasi-viscosen Flüssigkeit = 0 wäre. Zu jeder Schubspannung kann die entsprechende Verformungsgeschwindigkeit aus der Setzungskurve abgelesen werden, d.h. man erhält direkt die Fliesskurve. Diese Versuchsanordnung erlaubt die Anwendung hoher Drücke, z.B.  $F = 8,00 \text{ cm}^2$ ;  $\sigma_1 = 8000:50 = 160 \text{ kg/cm}^2$ .

Bei den meisten unter 21 und 22 vorgesehen Apparaturen wird die Vertikalspannung durch Stahlfedern erzeugt, die mittels einer kleinen hydraulischen Presse vorgespannt werden. Diese Methode, die sich im Erdbau gut bewährt hat, ermöglicht die Einsparung grosser Gewichte.

Es wäre eine wertvolle Ergänzung der rheologischen Versuche mit Firnproben, wenn auch eine festigkeitstechnische Eigenschaft solcher Proben bestimmt würde. Wir denken vor allem an die Ermittlung der Zugfestigkeit mit dem Rotationszerreissapparat (Zusammenarbeit mit Gruppe S.L.F.). (HAEFELI 1963 c).

Ferner könnte zur genauen Härtebestimmung an den Firnproben die in der Bodenmechanik entwickelte Konusprobe sinngemäss übertragen werden. Neben der Einfachheit hat sie den Vorteil, dass die Probe dadurch nicht zerstört wird.

Die strukturelle und kristallographische Untersuchung der rheologisch geprüften Firn- und Eisproben erfolgt mit Kristallographischen Labor durch andere Gruppen.

### 23) *Versuche in situ* (Labor Station Centrale)

Diese in Beilage 3 schematisch dargestellten Versuche bezwecken, am ungestörten Schichtverband folgende Untersuchungen *in situ* durchzuführen:

<sup>1)</sup> Diese Versuche konnten nicht realisiert werden.

## a) Versuche 10 und 11:

Weiterentwicklung des *Rammprofils* einerseits zur Messung der Jahresschichten bis in Tiefen von ca. 15 m und andererseits als Methode zum Vorbohren von Löchern für die übrigen Versuche (12–17). Spitzenquerschnitt  $F = 10 \text{ cm}^2$ . Ausprobieren verschiedener Spitzen, von denen die eine mit einer Querlamelle zur Messung des Drehwiderstandes ausgerüstet ist.

## b) Versuche 12–15:

*Differentielle Setzungsmessung* der Firnschichten unter Eigengewicht bis in eine Tiefe von ca. 20 m.

Prinzip und Procedere: Rammen des äusseren Rohres (oberer Fixpunkt) bei eingesetzter Stange. Rammsondierung bis in die gewünschte Tiefe (z.B. 5, 10, 15 und 20 m). Wenn die mit der Rammsonde erreichbare Tiefe nicht ausreicht, müsste gebohrt werden. Einhängen des Stabgewichtes in der Grösse des Ueberlagerungsdruckes (unterer Fixpunkt).

Aufsetzen der Messuhr mit Gegengewicht auf den oberen Fixpunkt (Mantelrohr).

c) Versuch 16: *Viscositumeter* (Neuentwicklung)

Dient der Ermittlung der scheinbaren Zähigkeit des Firns, bzw. der Fließkurve in situ. Diese Methode wurde vom Verfasser in neuester Zeit zur Bestimmung des  $M_E$ -Wertes im Boden entwickelt und soll auf den Firn sinngemäss übertragen werden, um seine rheologischen Eigenschaften in situ zu untersuchen. (HAEFELI 1961 b).

d) Versuch 17: *Klinometer-Messung* (Neuentwicklung)

Ein neuer Klinometer für genaue Neigungsmessungen am Bohrerkopf wurde entwickelt und soll im Hinblick auf ihre Anwendung in Schnee und Eis weiter ausprobiert werden.

e) Verformung eines Kreisprofils in 10 m Tiefe unter der Oberfläche. Im Schrägschacht der Station Centrale, der im Programm der S.L.F. vorgesehen ist, wird in einem Seitenstollen ein Kreisprofil von mindestens 6 m Länge und 2 m Durchmesser vorgesehen. Die zeitliche Profilverengung des mittleren Kreises wird in 8 Durchmessern gemessen.<sup>1)</sup>

## f) Verformung einer Kugel von 3,0 m Durchmesser in 40 m Tiefe (analog dem Programm für Station Dumont 9, vergl. Anhang).

Im oben genannten Schrägschacht wird in 40 m Tiefe ein kleiner Seitenstollen vorgetrieben, an dessen Ende eine kugelförmige Kaverne von 3 m Durchmesser ausgehoben wird. Messung der Ver-

<sup>1)</sup> An Stelle dieses Kreisstollens wurde ein oberer kugelförmiger Hohlraum in 20 m Tiefe ausgehoben ( $\Phi \simeq 3,00 \text{ m}$ ).

gung des horizontalen Querschnittes in 8 Durchmessern, ebenso des Meridianschnittes senkrecht zur Achse des Seitenstollens.

- g) Falls der von M. PEREZ benutzte Kreisschacht der Station Centrale noch brauchbar ist, sollten dort Lot- und Setzungsmessungen durchgeführt werden (evt.).

Alle unter dem Kapitel Laborversuche besprochenen Untersuchungen müssen in Zusammenarbeit mit der Gruppe S.L.F. (Schneekunde) durchgeführt werden, insbesondere auch was die strukturelle und kristallographische Auswertung und Beurteilung anbetrifft. Bei der Charakterisierung der Eisproben ist ferner die Mitarbeit der Gruppe „Physik und Chemie des Eises“ erwünscht.

### 3. Modellversuche in Zürich (ETH)

Es besteht grundsätzlich die Möglichkeit, den *Fliessvorgang des Inlandeises* als quasiviscose Flüssigkeit im Bereich der zweidimensionalen Strömung modellmässig zu untersuchen. Dabei kann die erstmals von HELE SHAW (1898) entwickelte Methode der Strömung eines viskosen Films (zwischen Glasplatten) angewandt und weiter ausgebaut werden. Der Veränderlichkeit der von der Spannung abhängigen scheinbaren Zähigkeit lässt sich bis zu einem gewissen Grade durch die Variation der Spaltbreite Rechnung tragen. Die Akkumulation im Firngebiet wird im Modell durch einen über das Firngebiet gleichmässig verteilten Zufluss ersetzt, während die Ablation sich durch einen entsprechenden Ueberfall im seitlichen Randgebiet berücksichtigen lässt.

Es besteht die Absicht, die Randbedingungen zu variieren und den bekannten Verhältnissen des Längenprofils schematisch nachzubilden. Insbesondere soll der Einfluss der relativ hohen Felsschwelle an der Ostküste Grönlands auf den Strömungsvorgang untersucht werden.

Im übrigen geht es bei dieser Untersuchung vor allem um eine qualitative Abklärung des Strömungsvorganges sowie um eine anschauliche Demonstration, die sich für photographische Wiedergabe eignet.

Es bleibt zu prüfen, ob und unter welchen Bedingungen die Versuche an der VAWE durchgeführt werden können.

Zürich, den 4. Nov. 1956.

## ANHANG No. 2

### Rheologisches Programm der Expedition "Centre Groenland"

#### Station Dumont

Centre Groenland 71°42' N-34°49' W. (Projekt).

Effektive Position 71°21' N-33°29' W. (1959/60).

#### Programme

Mesure de la déformation des couches supérieures du névé etc.  
(Voir dessins No G 218 und 219). (vgl. Abb. 1, S. 13).

#### 1. Creusement d'une galerie inclinée

Le dessin No G 218 prévoit une pente de 45°. La valeur de la pente peut être plus faible. Il est nécessaire que la pente soit *uniforme*. Direction: W-E (ligne de plus grande pente). La section *verticale* doit être environ 1,60 m de large sur 2 m de hauteur (sans compter la voûte). A 66,1 S. 13.

#### 2. Mesure des déformations longitudinales différentielles

##### 2.1. Points fixes

Point fixe inférieur  $F_1$ : tube métallique d'environ 1,50 m forcé latéralement dans le névé de la galerie.

Point fixe supérieur  $F_2$  et repères: tubes métalliques d'environ 1 m forcés latéralement dans le névé de la galerie. Distance initiale entre les repères: 5 m.

##### 2.2. Ruban en acier de 30 m (pour une galerie de 30 m)

(Graduation en cm).

Le ruban est fixé au point fixe inférieur  $F_1$  et mis sous tension par un contre-poids.\* Lectures au moins tous les 8 jours.

\*) Le premier repère inférieur (point 6) doit se trouver très près du point fixe inférieur.

### 3. Mesure de la déformation longitudinale totale

- 3.1. Point fixe inférieur : point 6.  
Point fixe supérieur: point 1 (tube métallique forcé latéralement dans la galerie).
- 3.2. Un fil en acier inoxydable ( $\varnothing$  environ 0,1–0,2 mm) est fixé au point 6 et mis sous tension par un contre-poids léger (100 à 200 gr) qui mets le compte-tour en action. Le déplacement est mesuré par 1 compte-tour (point supérieur). Précision: 1 cm pour un tour (graduation 1/10 mm). Mesure tous les huit jours.

### 4. Mesure des variations de la pente de la galerie

Avec un théodolite: mesure par distance zénithale.  
Mesures une fois par mois.  
Théodolite fixé sur un tube vertical  $T$  à la partie supérieure.  
Mire lumineuse sur point fixe inférieur (6).

### 5. Mesure de la variation de l'orientation de la galerie

- 5.1. Par azimuth astronomique, une fois par an.
- 5.2. Mesure au théodolite de l'angle azimuthal sur une référence éloignée par descente de base dans la partie horizontale de la galerie (éventuelle).

### 6. Caverne sphérique

- 6.1. Creusement d'une caverne sphérique ( $\varnothing$  3 m) au fond du puits. Cette caverne doit avoir son centre dans le plan vertical de la galerie. Elle sera reliée à la galerie par une galerie horizontale.
- 6.2. Mesure des déformations de la sphère.  
Dans le plan vertical, perpendiculaire au plan vertical de la galerie, les repères (tubes métalliques) se trouvent au sommet d'un octogone. Mesure d'après dessin No. G 219.  
Précision : 1 mm  
Fréquence : 2 fois par mois.

### 7. Déformation de la section verticale de la galerie

Changement de la hauteur et de la largeur de la galerie. 3 repères supplémentaires seront fixé dans la section verticale de la galerie, passant par chaque repère 1–6.  
Fréquence : 2 fois par mois.

### 8. Mesure de l'évaporation dans la galerie

Exposer à l'évaporation deux échantillons du firne excavé (névé) forme sphérique ( $\emptyset$  environ 20 cm) en mesurant la perte du poids (balance).

Fréquence: 1 fois par mois.

R. HAEFELI

*Zurich, le 10 juillet 1956*